

EFFETS DES ÉLÉMENTS GROSSIERS SUR LA DYNAMIQUE DE L'EAU DANS UN SOL SABLEUX

I. — COMPORTEMENT DES ÉLÉMENTS GROSSIERS POREUX VIS-A-VIS DE L'EAU

R. GRAS

*Station centrale d'Agronomie,
Centre national de Recherches agronomiques, I. N. R. A.,
78 - Versailles*

EFFETS DES ÉLÉMENTS GROSSIERS SUR LA DYNAMIQUE DE L'EAU DANS UN SOL SABLEUX (*)

I. — COMPORTEMENT DES ÉLÉMENTS GROSSIERS POREUX
VIS-A-VIS DE L'EAU

R. GRAS

*Station centrale d'Agronomie,
Centre national de Recherches agronomiques, I. N. R. A.,
78 - Versailles*

RÉSUMÉ

Des matériaux poreux naturels et artificiels sont caractérisés par leurs porosités totale et ouverte et la géométrie de leur espace poral.

Le degré de remplissage par l'eau de leur porosité ouverte est étudié dans plusieurs conditions : humectation rapide, avec précaution, à la pression atmosphérique, sous vide.

À la suite de l'humectation avec précaution, une partie de la porosité ouverte reste occupée par l'air ; la fraction de porosité ouverte pleine d'air est caractéristique de chaque matériau.

L'étude théorique et expérimentale des mécanismes d'emprisonnement d'air montre que celui-ci est d'autant plus intense que l'irrégularité de l'espace poral est plus accentuée.

Comme le rayon maximum des pores constitue un indice de cette irrégularité, on comprend la raison de la régression existant entre le rayon maximal des pores et le volume d'air emprisonné en pour cent de la porosité ouverte.

INTRODUCTION

Les constituants élémentaires du sol sont classés suivant leurs dimensions en terre fine et en fraction grossière. Cette dernière est constituée par les éléments qui ne passent pas à travers un tamis de 2 mm à trous ronds.

(*) Ce travail fait partie d'une thèse de Doctorat d'État soutenue le 21 septembre 1971 à l'Université Louis Pasteur de Strasbourg.

Les éléments grossiers du sol passaient habituellement pour un lest inerte qui diluait la quantité de terre fine présente dans l'unité de volume d'un sol en place ; on pensait donc que la présence de cailloux dans le sol devait toujours réduire la croissance des plantes qu'il portait.

Une étude de l'écologie des pêcheurs dans la Vallée du Rhône a montré que dans cette région l'effet négatif attendu ne se manifestait pas. Le déficit annuel moyen des précipitations sur l'évapotranspiration y est de 250 mm ; la capacité de réserve de la couche de sol exploitée étant dans les meilleurs cas de 130 mm seulement, toute réduction de cette valeur aurait dû se traduire par une diminution de croissance des arbres. Or, on n'a rien constaté de tel lorsqu'on a comparé les arbres poussant sur des sols sableux sans cailloux et ceux qui poussent sur des sols ne différant des précédents que par la présence de 60 p. 100 de cailloux (en masse), ce qui aurait dû se traduire par une réduction de moitié environ de la capacité de réserve en eau du sol.

Il fallait donc admettre que les éléments grossiers intervenaient dans l'alimentation en eau des arbres. On pouvait penser que la présence de cailloux à la surface du sol diminuait le ruissellement et augmentait d'autant la quantité d'eau infiltrée, ou que ces cailloux réduisaient l'évaporation, en se comportant comme une couverture du sol. Ces effets ne paraissaient pas susceptibles d'expliquer seuls l'importance du résultat constaté. Il fallait faire l'hypothèse que les cailloux contribuaient directement à la fourniture d'eau, hypothèse rendue plausible par le fait qu'ils étaient poreux.

Des constatations analogues, faites sur des cailloutis des terrasses du Rhône, des fragments de granite et de schistes altérés, des calcaires des Charentes et la craie du Bassin de Paris, m'ont incité à étudier expérimentalement l'influence des éléments grossiers sur la dynamique de l'eau du sol.

Un sol contenant des éléments grossiers est un système hétérogène constitué de deux matériaux de propriétés différentes: la terre fine et les éléments grossiers. Les propriétés hydriques d'un tel système découlent d'une part de celles des deux matériaux, d'autre part des échanges d'eau et des équilibres hydriques qui s'établissent entre eux. Il importe donc de connaître d'abord les propriétés hydriques des matériaux grossiers poreux.

Dans cette partie on étudie donc les éléments grossiers poreux rigides, afin de dégager les propriétés qui éclaireront leur comportement dans le système hétérogène terre fine-élément grossier. Comme il s'agit d'élucider les mécanismes de façon à formuler des conclusions de portée générale, on a choisi des matériaux poreux présentant des propriétés fort différentes.

I. — LA POROSITÉ, VALEUR DE RÉFÉRENCE POUR JUGER DE LA TENEUR EN EAU D'UN CORPS POREUX

On peut penser que le volume maximal d'eau que renferme un matériau comportant des vides est identique au volume de ses vides. Ceci revient à admettre que le remplissage des vides par l'eau est total, ce qui n'est pas toujours le cas, comme l'a montré HAINES sur un massif de billes de verre (KEEN, 1931).

Les procédés utilisés par divers auteurs pour « remplir » la porosité sont très différents : immersion dans l'eau froide ou bouillante, pendant des durées variées, à la pression atmosphérique ou sous vide, etc. Il nous est apparu que les grandes différences entre ces méthodes reflètent le doute de leurs auteurs quant à la possibilité de saturer effectivement le corps poreux. Ces auteurs indiquent rarement d'ailleurs si la saturation est effectivement réalisée.

Comme nous avons besoin d'une valeur de référence pour juger du degré de remplissage de nos milieux poreux par l'eau, nous avons cherché une caractéristique moins sujette à caution que l'humidité d'un corps poreux dit « saturé ».

Ceci nous a amené à considérer le volume des vides existant dans le matériau.

I. I. — *Considérations d'ordre général sur la porosité*

I. II. *La porosité totale.*

C'est le volume des espaces lacunaires contenus dans un volume apparent donné de matériau. Le *volume apparent* est pour un échantillon la somme du volume de solide (*volume réel*) et du volume des espaces lacunaires. Par exemple, si on taille dans de la craie une éprouvette parallélépipédique, le volume apparent sera le volume de ce parallélépipède. En fait, la notion de volume apparent est assez contingente. Dans le cas d'un morceau de meulière grossière, par exemple, le solide comporte à sa surface des trous qu'on peut inclure dans le volume apparent ou exclure de celui-ci. La porosité totale, rapport du volume des pores au volume apparent du matériau, s'exprime en p. 100 du volume apparent.

Comme :

$$\text{Volume apparent} = \text{volume des pores} + \text{volume réel} \quad (1)$$

$$\text{on a} \quad \text{Porosité totale} = \frac{\text{Volume apparent} - \text{Volume réel}}{\text{Volume apparent}} \quad (2)$$

Théoriquement, les mesures sur un échantillon des volumes apparent et réel permettent d'accéder à la porosité. Comme ceci n'est pas toujours facile à réaliser, on cherche à calculer la porosité à partir des masses volumiques réelle et apparente du matériau ; sous réserve que le matériau soit homogène, on peut utiliser des fragments différents pour ces deux déterminations.

$$\left. \begin{array}{l} \text{Une masse } m \text{ de matériau a un volume réel } v_r \\ \text{une masse volumique réelle } d_r \end{array} \right\} d_r = \frac{m}{v_r} \quad (3)$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{un volume apparent } v_a \\ \text{une masse volumique apparente } d_a \end{array} \right\} d_a = \frac{m}{v_a} \quad (4)$$

L'équation (2) s'écrit alors en désignant par P la porosité totale

$$P = \frac{m/d_a - m/d_r}{m/d_a} = 1 - \frac{d_a}{d_r}$$

$$P \text{ (p. 100 volume apparent)} = 100 \left(1 - \frac{d_a}{d_r} \right) \quad (5)$$

Les masses volumiques se calculent respectivement à partir des formules (3) et (4).

Le volume réel se mesure soit au pycnomètre à liquide, soit au pycnomètre à air (cf. Annexe 1) sur un échantillon broyé avec suffisamment de finesse, c'est-à-dire lorsqu'un broyage supplémentaire réduisant la taille des grains n'augmente plus la densité obtenue. Le volume apparent est mesuré au pycnomètre à mercure pour les matériaux durs ; pour les autres on taille des éprouvettes de forme géométrique définie, dont on calcule le volume, à partir des dimensions mesurées.

À partir de maintenant, et pour nous conformer à la terminologie en usage dans la science

du sol, nous emploierons les termes de densité apparente et de densité réelle, aux lieu et place des termes masse volumique apparente et masse volumique réelle.

I. 12. La porosité ouverte (GRAS, 1969).

La définition précédente de la porosité fait intervenir seulement le volume des espaces lacunaires, mais non leur communication éventuelle entre eux ou avec l'extérieur. Si généralement on considère qu'un matériau est poreux lorsqu'on peut passer d'une face de ce matériau à une autre en suivant un espace lacunaire (pore vient du grec poros, passage), on peut concevoir l'existence d'espaces lacunaires sans communication avec l'extérieur. Ces espaces ne jouant aucun rôle dans la rétention des liquides, on voit l'insuffisance de la seule notion de porosité totale. Nous introduisons alors la notion de porosité ouverte : *volume des espaces lacunaires communiquant avec l'extérieur, existant dans un certain volume apparent du matériau.*

Pour mesurer cette porosité, nous recherchons une formule analogue à (1), qui, rappelons-le, donne :

$$\text{Volume des pores} = \text{Volume apparent} - \text{Volume réel.}$$

On a, en outre :

$$\text{Volume des pores} = \text{Volume des pores ouverts} + \text{Volume des pores fermés} \quad (6)$$

(6) porté dans la relation précédente (1) donne :

$$\text{Volume des pores ouverts} = \text{Volume apparent} - (\text{Volume réel} + \text{Volume des pores fermés}).$$

En appelant *volume pseudo-réel* la somme du volume réel et du volume des pores fermés, on obtient :

$$\text{Volume des pores ouverts} = \text{Volume apparent} - \text{Volume pseudo-réel}$$

Le volume pseudo-réel est le volume déplacé par l'échantillon immergé dans un fluide qui pénétrerait dans toute la porosité ouverte.

Si l'on admet que la masse de gaz contenue éventuellement dans les pores fermés est négligeable par rapport à la masse du matériau, on a, m étant la masse de l'échantillon :

$$\text{Volume apparent } v_a = \frac{m}{d_a}$$

$$\text{Volume pseudo-réel } v_{pr} = \frac{m}{d_{pr}}, \quad d_{pr} = \text{densité pseudo-réelle}$$

$$\begin{aligned} \text{Porosité ouverte} &= \frac{\text{Volume apparent} - \text{Volume pseudo-réel}}{\text{Volume apparent}} \\ &= \frac{m/d_a - m/d_{pr}}{m/d_a} = 1 - \frac{d_a}{d_{pr}}. \end{aligned}$$

P_o étant la porosité ouverte, on obtient :

$$P_o \text{ (p. 100 volume apparent)} = 100 \left(1 - \frac{d_{pr}}{d_a} \right) \quad (7)$$

P_f étant la porosité fermée, on a, en tenant compte de (6), (5) et (7) :

$$P_f \text{ (p. 100 volume apparent)} = 100 d_a \left(\frac{1}{d_{pr}} - \frac{1}{d_r} \right)$$

On retrouve que, lorsque $d_r = d_{pr}$, la porosité fermée est nulle.

Le volume pseudo-réel nécessaire au calcul de la densité pseudo-réelle s'obtient en effectuant, à l'aide d'un pycnomètre à air, une mesure de volume sur un échantillon *non broyé*.

1. 13. *Les catégories de cavités constituant la porosité ouverte (fig. 1).*

Parmi les cavités en communication avec l'extérieur, on peut concevoir l'existence des catégories suivantes :

— les canalicules, pores dont les deux extrémités débouchent sur des faces distinctes du solide, ou sur la même face ;

— les pores en doigt de gant ou en cul-de-sac, pores qui n'ont en quelque sorte qu'une extrémité, débouchant sur une face du solide, ou à l'intérieur d'un autre pore.

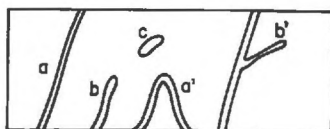


FIG. 1. — Les différentes catégories de pores

- a : canalicule débouchant sur deux faces de l'élément
 a' : canalicule débouchant sur la même face
 b : pore en doigt de gant
 b' : pore en doigt de gant débouchant sur un canalicule
 c : pore fermé

Ces pores auront un comportement différent vis-à-vis des liquides : le canalicule peut théoriquement se remplir complètement, tandis que, pour le pore en doigt de gant, l'emprisonnement d'air rendra le remplissage incomplet.

Ainsi, il est nécessaire de distinguer les catégories de pores, mais les critères à utiliser dépendent du problème étudié, comme le montrent ces quelques exemples :

Si nous nous intéressons à la transmission de l'eau d'une face à l'autre de l'échantillon, ce ne sont pas tous les canalicules qui sont utiles, mais seulement ceux qui permettent de parvenir d'une face à une autre de l'échantillon ; les canalicules dont les deux extrémités débouchent sur la même face sont sans intérêt. Les pores fermés, inutiles tant pour la rétention que pour la transmission des fluides, sont à prendre en considération lorsqu'on envisage la transmission de la chaleur par l'échantillon.

Pour mesurer le volume des canalicules et des doigts de gant on peut tenter d'utiliser le phénomène d'emprisonnement d'air au moment du remplissage par un liquide. En effet :

— l'humectation progressive de l'échantillon par élévation du niveau d'eau remplit théoriquement les canalicules, puisque l'air peut s'échapper par leur parties supérieures. Par contre, l'eau ne pourra guère pénétrer dans les pores en doigt de gant, à cause de l'air qui y est emprisonné. Une humectation progressive à la pression atmosphérique devrait donc remplir seulement les canalicules.

— en opérant sous vide, l'humectation progressive remplira à la fois les canalicules et les pores en doigt de gant.

La différence entre les volumes d'eau absorbés sous vide et à la pression atmosphérique donnerait donc le volume des pores en doigt de gant.

En fait, il peut y avoir, même avec imbibition progressive, un emprisonnement d'air dans certains canalicules. Nous verrons ultérieurement que ceci se produit fréquemment à cause de la géométrie particulière de certains pores et surtout des connexions qui existent entre eux. La différence entre les volumes d'eau absorbés sous vide et à la pression atmosphérique est la somme du volume des pores en doigt de gant et de l'air emprisonné dans les canalicules.

Par ailleurs, les pores en doigt de gant se remplissent un peu à l'air libre, la pénétration de l'eau dépendant de l'équilibre qui s'établit au niveau de l'interface air-eau entre la pression capillaire de l'eau (et éventuellement la pression hydrostatique) et la pression de l'air emprisonné. Pour les raisons précédentes, nous n'avons pas tenté de mesurer le volume des pores en doigt de gant.

I. 14. Caractéristiques morphologiques et dimensionnelles de la porosité.

Elles constituent ce qu'on appelle la *porométrie* (*).

La morphologie des pores est en toute rigueur susceptible seulement d'une description après examen à des grossissements adaptés à la taille des pores considérés : examen direct à l'œil nu, à la loupe binoculaire, examen de plaques minces au microscope optique. On peut aussi se faire une idée de la constitution du milieu poreux en examinant une surface de fracture du matériau au microscope électronique à balayage qui permet de voir le relief.

Les dimensions réelles des pores ne peuvent être déterminées que par un examen direct. Comme la section d'un pore, par exemple, n'est pas une figure géométrique simple, il est nécessaire de disposer de plusieurs mesures pour le décrire convenablement. On cherche alors à caractériser un pore par un nombre réduit de dimensions (par exemple, longueur et diamètre). Ceci revient à assimiler l'espace poral à une juxtaposition de volumes géométriques simples (cylindres, par exemple).

La notion de rayon équivalent permet de caractériser les dimensions transversales des pores par un paramètre unique. Pour calculer ce rayon équivalent, on peut avoir recours à des considérations géométriques : le rayon équivalent est alors le rayon du cercle ayant la même surface que la section du pore réel.

On peut aussi avoir recours à un phénomène physique. Si l'on se place, par exemple, du point de vue de la pression capillaire p existant au niveau de l'interface air-eau dans un pore, le rayon équivalent se calcule par la loi de Laplace.

$$p = \frac{2 T_{EA} \cos \theta}{r},$$

p étant la pression capillaire existant dans le pore réel et r le rayon du capillaire cylindrique équivalent dans lequel la pression capillaire serait p ; T_{EA} est la tension interfaciale eau air ou tension superficielle de l'eau et θ l'angle de raccordement eau-solide. Par des considérations hydrodynamiques, on définirait de même un rayon hydraulique moyen. On conçoit facilement que l'on n'obtienne pas, pour un pore donné, la même valeur du rayon équivalent selon le principe de calcul et la méthode de mesure utilisés.

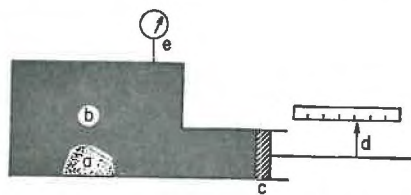


FIG. 2. — Injection de mercure

- | | |
|------------------|------------------------------------|
| a : corps poreux | d : mesure du volume de l'enceinte |
| b : mercure | e : mesure de pression |
| c : piston | |

Nous avons défini ici le rayon équivalent des pores au moyen de la formule de Laplace, en utilisant l'injection de mercure. Elle consiste à forcer le mercure, liquide non mouillant, à pénétrer dans les pores. À cet effet, l'échantillon est placé dans une enceinte, dans laquelle on fait le vide, avant d'introduire le mercure. On augmente progressivement la pression appliquée au mercure, en notant la diminution de volume correspondante (fig. 2). Au fur et à mesure que la pression

(*) D'après l'Académie des Sciences (t. 264 de 1967), la porométrie est la mesure des formes ou des dimensions des pores d'un matériau ; la porosimétrie est la mesure de la répartition des pores dans un matériau.

augmente, le mercure envahit des pores de diamètre de plus en plus petits. On obtient donc une courbe volume des pores pression appliquée ; on passe de la pression appliquée au rayon équivalent par la loi de Laplace : $p = -2 T \cos \theta / r$ avec T : tension interfaciale vide mercure, θ : angle de raccordement mercure matériau. Ici, on a pris T : 480 dynes/cm et θ : 140°.

Cette méthode ne permet pas de mesurer les rayons des pores larges, ceux-ci étant spontanément envahis par le mercure du seul fait de la pression hydrostatique : par exemple, dans le vide, les pores de 500 μ placés à 1 cm de la surface libre du mercure sont remplis. La courbe « volume occupé par le mercure-rayon équivalent des pores » est donc construite en prenant pour volume maximal des vides, la fraction du volume poral qui n'est pas envahie par le mercure au début de l'opération. Cette courbe n'est donc complète que pour les matériaux ayant des pores suffisamment étroits, on calcule que la valeur limite du rayon est de l'ordre de 25 μ .

Remarquons aussi que du fait de l'épaisseur de l'échantillon, la pression est plus élevée à sa base qu'à son sommet : le mercure pénétrera donc dans des pores d'autant plus étroits que leurs ouvertures seront plus proches de la base de l'échantillon. Une pression telle que les pores de 20 μ soient envahis au sommet de l'échantillon, sera augmentée 2 cm plus bas de $13,6 \times 2 \text{ g/cm}^3$, ce qui correspond à un rayon de 18,5 μ .

Comme pour un milieu donné les pores ont des dimensions différentes, il faut considérer une courbe de répartition des rayons équivalents. Appliquons au mercure des pressions successives croissantes $p_1, p_2, \dots, p_i, \dots$. A la pression p_i , tous les capillaires dont le rayon équivalent est supérieur à r_i (tel que $p_i = \frac{2 T \cos \theta}{r_i}$) sont remplis ; en appliquant la pression supérieure p_{i+1} , on fera pénétrer un volume de mercure correspondant à celui des capillaires de rayon équivalent compris entre r_i et r_{i+1} . En portant sur un graphique la quantité de mercure qui a pénétré dans l'échantillon et le rayon correspondant, on obtient une *courbe cumulative de répartition des volumes des pores ouverts* (fig. 3). On peut exprimer le volume de mercure en p. 100 de la porosité ouverte de

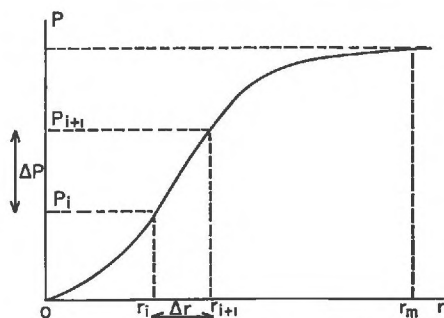


FIG. 3. — Courbe cumulative théorique de répartition des pores

P : porosité ouverte
 r : rayon équivalent

l'échantillon : l'ordonnée d'un point de la courbe d'abscisse r donne le p. 100 de la porosité due aux pores de rayons équivalents inférieurs à r . Le rayon équivalent maximal est l'abscisse de la courbe cumulative correspondant à 100 p. 100 de la porosité ouverte. A l'intervalle de rayon Δr correspond l'intervalle de porosité ΔP . La porosité due aux pores de rayon compris entre 0 et r est $\sum_0^r \Delta P$ ou à la limite $\int_0^r dP = \int_0^r f(r) dr$. La courbe de répartition proprement dite sera $\frac{dP}{dr} = f(r)$; pour chaque valeur r de l'abscisse, son ordonnée est la pente $\frac{dP}{dr}$ de la courbe cumulative.

La prise en considération du rayon équivalent permet, par une simplification de la réalité, d'accéder à un paramètre permettant de comparer des dimensions, du moins lorsque les configurations de la porosité ne sont pas trop différentes d'un matériau à l'autre.

I. 2. — *Caractéristiques de la porosité des matériaux étudiés*

Les matériaux grossiers poreux ont été choisis en raison de leurs propriétés différentes :

— Matériaux artificiels	{	verre mousse (*)
		brique réfractaire
		verre fritté n° 3
		verre fritté n° 4
		verre fritté n° 5
		porcelaine
		brique
		massifs de billes de verre agglomérées par chauffage jusqu'au début de fusion.
— Matériaux naturels	{	pierre ponce
		calcaire à miliolles
		craie
		lave andésitique pouzzolane.

Les valeurs moyennes obtenues pour les densités apparentes et réelles sont données dans le tableau 1. Dans le tableau 2, on indique les valeurs des porosités et du rayon maximum des pores.

TABLEAU I

Densités apparentes et réelles des matériaux

Matériau	Densité apparente	Densité réelle
Verre mousse	0,41	2,53
Pouzzolane	1,12	3,35
Brique réfractaire	1,17	2,76
Verre fritté n° 4	1,28	2,24
Porcelaine	1,56	3,05
Verre fritté n° 3	1,58	2,22
Craie	1,59	2,73
Calcaire à miliolles	1,61	2,74
Verre fritté n° 5	1,62	2,29
Brique	1,70	2,71
Billes de verre :		
50- 63 μ	1,76	2,98
100- 125 μ	1,81	2,82
200- 225 μ	1,67	2,67
400- 500 μ	1,77	2,68
1 000-1 250 μ	1,70	2,67
Lave andésitique	2,24	2,80

(*) Obligeamment fourni par la Compagnie Saint-Gobain.

Les courbes cumulatives de répartition des rayons des pores ont été déterminées par injection de mercure (fig. 4). Ces courbes sont incomplètes pour les matériaux dont les pores ont des rayons supérieurs à $25\ \mu$: calcaire à milioles, brique réfractaire, lave andésitique, pierre ponce, verre mousse, pouzzolane, massif de billes de verre.

On a alors tenté de caractériser tous les matériaux par le « rayon maximal des pores » (tabl. 2), qui est ainsi défini :

- rayon équivalent maximal des pores mesurés sur la courbe cumulative de répartition obtenue par injection de mercure, pour les matériaux à pores étroits ($r < 25\ \mu$),
- rayon des billes de verre,
- demi-dimension maximale transversale des pores pour les matériaux autres que les précédents. Cette dimension a été évaluée par observation à la loupe binoculaire munie d'une échelle

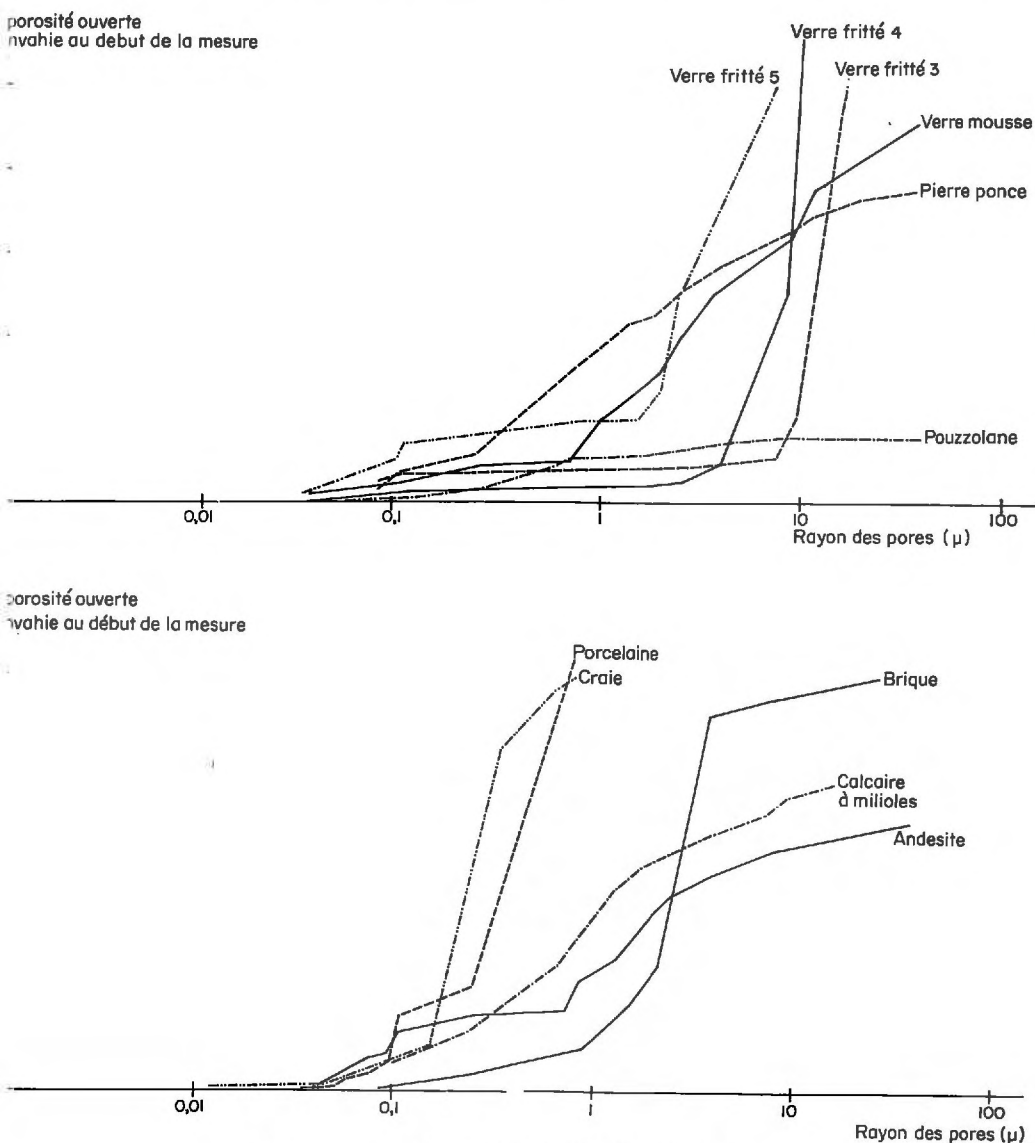


FIG. 4. — Courbes cumulatives de répartition des pores

micrométrie en éliminant les cavités de dimension transversale supérieure à 2 mm. On a vérifié pour le verre mousse et la pierre ponce pourvus d'une porosité fermée que les gros pores n'étaient pas tous fermés: lorsqu'on recouvre quelques-uns de ces gros pores par une goutte d'eau, celle-ci disparaît absorbée par les canalicules débouchant dans ces gros pores.

TABLEAU 2

Caractéristiques de la porosité des divers matériaux

Matériaux	Porosité totale (% volume apparent)	Porosité ouverte (% volume apparent)	Rayon maximal des pores (μ)
Porcelaine	48,6	48,6	0,7
Craie { a	43,6	43,6	0,8
b	43,6	43,6	
Verre fritté n° 5	31,8	31,8	7,2
Verre fritté n° 4	42,7	42,7	9,0
Verre fritté n° 3	28,9	28,6	15,9
Brique { a	37,0	36,4	24,5
b	36,6	35,3	
c	37,0	36,0	
Calcaire à milioles { a ...	40,9	40,9	250
b ...	41,7	41,6	
Brique réfractaire { a ..	57,3	55,9	250
b ..	57,7	57,2	
c ..	57,7	56,4	
Lave andésitique	19,6	19,6	500
Pierre ponce	75,0	69,5	500
Verre mousse { a	84,2	75,4	500
b	83,4	71,7	
c	83,4	72,9	
Pouzzolane	66,5	64,7	1 000
Billes { 50- 63 μ ...	36,6	36,6	50
de { 100- 125 μ ...	35,8	35,8	100
200- 225 μ ...	36,3	36,3	200
verre { 400- 500 μ ...	34,2	34,2	400
1 000-1 250 μ ...	36,0	36,0	1 000

Pour les matériaux à pores larges, la différence entre le volume de la porosité ouverte et le volume qui n'est pas envahi par le mercure au début de la mesure, est importante pour la pouzzolane et moindre pour la pierre ponce, le verre mousse, l'andésite et le calcaire à milioles. Pour ces derniers matériaux, on est surpris du faible volume représenté par les gros pores, compte tenu de leur aspect: les différences entre l'ordonnée maximale des courbes cumulatives et la porosité ouverte sont très faibles, ce qui tendrait à indiquer que les gros pores représentent un faible volume. Il faut faire intervenir un phénomène signalé par FATT (1956): lorsque de gros pores

communiquent avec l'extérieur par l'intermédiaire de petits pores, ces gros pores ne sont remplis que lorsque la pression du mercure atteint la pression d'entrée dans les petits pores; le volume de ces gros pores est donc mesuré avec celui des petits.

II. — HUMECTATION DIRECTE PAR L'EAU

Nous allons humecter maintenant les éléments poreux, en les mettant directement au contact de l'eau libre, de façon à faire apparaître leurs caractéristiques propres. Celles-ci éclaireront éventuellement leur comportement, lorsque l'humectation se fera par l'intermédiaire du milieu meuble. Avant de faire cette étude, nous examinerons les problèmes posés par les mesures d'humidité.

2. 1. — Critique de la mesure d'humidité

On a caractérisé l'humidité par dessiccation à l'étuve, ce qui du point de vue de la mesure ne présente pas de difficulté. Mais pour effectuer cette mesure, il faut retirer l'échantillon de l'eau. On peut se demander si, au moment de ce retrait, on ne risque pas de perdre de l'eau qui s'échapperait des pores de grandes dimensions par ressuyage spontané. Ceci nous a conduit à étudier ce problème sur les massifs de billes de verre. Ces massifs ont été immergés dans un récipient d'eau et on a vérifié que leur remplissage était total puisque ces massifs déplaçaient un volume d'eau égal et non supérieur à leur volume réel. Une fois ces échantillons retirés de l'eau, la mesure pondérale de leur humidité a mis en évidence un ressuyage spontané, d'autant plus important que le rayon des billes (et donc des pores) est plus grand (tabl. 3).

TABLEAU 3

Ressuyage spontané de massifs de billes de verre à la sortie de l'eau

Rayon des billes (μ) (valeurs extrêmes)	Degré de remplissage (volume d'eau retenue rapporté au volume des vides et exprimé en p. 100)
25-31	92,4
50-62	95,3
100-112	84,5
200-230	76,9
500-625	58,9

Il existe une liaison négative significative au seuil 5 p. 100 entre le degré de remplissage G (volume d'eau retenu exprimé en pour cent du volume des pores ouverts) et le rayon moyen des billes c (μ).

$$G = -0,065 \, c + 94,19$$

Cette régression s'interprète facilement en admettant que la pression capillaire intervient dans la rétention de l'eau, puisque cette pression est d'autant plus faible

que le rayon des pores est plus grand. On peut donc s'attendre à ce que, lors du retrait de l'échantillon de l'eau, une partie de celle-ci s'écoule par gravité des échantillons à gros pores.

La vidange spontanée des gros pores est donc appréciable pour les billes de verres : par exemple, pour le massif ayant des pores de dimensions transversales maximales 500 μ , 60 p. 100 de la porosité seulement restent occupés par l'eau, au moment de la pesée de l'échantillon.

Cette perte d'eau est beaucoup moins importante pour les autres matériaux naturels ou artificiels qui ont été étudiés, puisqu'on mesure souvent, pour des échantillons ayant des pores de diamètre 100 μ , un degré de saturation de la porosité supérieur à 80 p. 100. Nous vérifierons ultérieurement que la perte d'eau est effectivement faible pour ces échantillons.

Nous avons donc continué à doser l'humidité par voie pondérale après dessiccation à l'étuve.

Pour juger du degré de remplissage de la porosité par l'eau, on a rapporté l'humidité à la porosité. Comme l'humidité H (en p. 100 du poids sec) est le volume d'eau (cm^3) existant dans 100 g de matériau occupant le volume apparent $100 \cdot d_a^{-1}$ (poids = volume apparent $\cdot d_a^{-1}$), on a :

$$\text{Humidité (p. 100 volume apparent)} = \frac{\text{humidité (p. 100 poids sec)}}{100 \cdot d_a^{-1}} \cdot 100, \text{ soit :}$$

$$\text{Humidité (p. 100 volume apparent)} = \text{humidité (p. 100 poids sec)} \cdot d_a$$

2. 2. — Influence de la pression de l'air et de la durée d'humectation

Nous avons opéré sur des éléments parallélépipédiques sensiblement de mêmes dimensions (section carrée de 2 à 3 cm de côté, hauteur 4 cm) (*).

2. 21. Humectation brutale à l'air.

L'échantillon est placé dans un bécier étroit, qui est rempli brutalement en versant l'eau sur l'échantillon. On se place ainsi dans des conditions très défavorables au point de vue de la sortie de l'air de l'échantillon, puisqu'il est environné d'eau sur toutes ses faces, presque immédiatement.

On constate alors un dégagement gazeux plus ou moins intense ou long suivant les échantillons. Pour ceux dont le dégagement gazeux est faible, le dosage de l'humidité 48 heures après l'immersion montre qu'une faible fraction de la porosité ouverte est occupée, et donc qu'il y a un emprisonnement d'air considérable. Pour tous les échantillons, il y a, lors de l'humectation, une phase *emprisonnement d'air*, l'air étant considéré comme emprisonné lorsqu'un volume d'air est séparé de l'atmosphère par une paroi solide ou liquide.

Cette phase est suivie d'une *expulsion de l'air* emprisonné, et c'est la teneur en air à l'issue de cette phase qui permet de classer les matériaux :

— pour la brique et la craie, par exemple, la quasi-totalité de l'air est expulsée en quelques minutes environ et le remplissage de la porosité ouverte est presque complet. L'emprisonnement d'air est un épisode de courte durée ;

(*) Les échantillons d'andésite et de pouzzolane n'ont pas été façonnés en forme de parallélépipède.

— pour d'autres matériaux, l'expulsion de l'air est faible et, de ce fait, la quantité d'air emprisonné lors de la phase initiale diminue peu.

En définitive, il y a toujours initialement emprisonnement d'air, mais son expulsion est plus ou moins complète selon le matériau.

La première colonne du tableau 4 permet de comparer les remplissages obtenus après 48 heures de séjour dans l'eau.

2. 22. Humectation à l'air avec précaution pendant 48 heures.

Les échantillons sont placés à plat dans un récipient dans lequel on élève progressivement le niveau de l'eau, l'élément étant submergé au bout de 6 heures. On mesure l'humidité de l'échantillon 48 heures après la submersion totale. Presque pour tous les échantillons, l'humidité est plus élevée que celle des cas précédents (tabl. 4).

Cette amélioration tient à ce que la quantité d'air emprisonnée initialement est plus petite, celui-ci pouvant s'échapper par la partie supérieure de l'échantillon non encore immergé.

2. 23. Humectation sous vide avec précaution pendant 48 heures.

On a cherché à obtenir un remplissage aussi complet que possible en utilisant un récipient étanche ainsi aménagé (fig. 5) : à quelque distance du fond est placée une plaque de porcelaine poreuse, sur laquelle on dispose l'échantillon. Trois tubulures existent : l'une pour faire le vide, l'autre pour l'amenée d'eau et la troisième pour le branchement d'un manomètre à mercure.

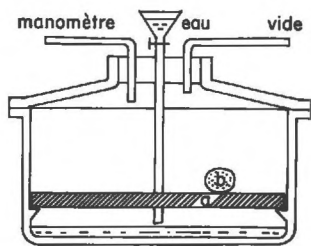


FIG. 5. — Appareil pour humectation sous vide
a : plaque poreuse b : corps poreux à humecter

L'humectation se déroule de la façon suivante :

- l'échantillon étant placé dans l'enceinte, on y fait le vide pendant 4 heures ;
- de l'eau dégazée est ensuite introduite dans l'enceinte de façon à obtenir une atmosphère humide. L'échantillon est maintenu ainsi pendant 15 heures environ ;
- le niveau d'eau est élevé progressivement. Lorsque ce niveau atteint la plaque poreuse, l'élément est humecté par capillarité, puis submergé. Entre le début de l'humectation par capillarité et la submersion s'écoulent environ 6 heures ;
- l'échantillon reste submergé pendant 24 heures, le vide étant maintenu.

Une plus grande fraction de la porosité ouverte est ainsi remplie, au moins 95 p. 100, sauf pour le calcaire à miliolles (92,5 p. 100), le verre fritté n° 4 (89 p. 100) et le verre mousse (70 p. 100) ; cependant, avec ce dernier matériau, la reproductibilité est mauvaise et on atteint parfois 95 p. 100.

TABLEAU 4

Humidité des éléments

exprimée en p. 100 du volume apparent (nombre de gauche)
et en p. 100 de la porosité ouverte (nombre de droite italique)

Matériaux	Humectation à l'air						Humectation sous vide			
	Brutale immersion 48 heures		Avec précaution, immersion 48 heures		Avec précaution, immersion 30 jours		Avec précaution, immersion 48 heures		Avec précaution, immersion 30 jours	
Porcelaine	42,7	87,8	45,9	92,4	46,6	95,9	46,6	95,8	46,5	95,6
Craie { a	39,4	90,3	41,3	94,7	—	—	41,7	95,6	—	—
	42,4	97,2	44,4	100	45,9	100	43,6	100	44,4	100
Verre fritté n° 4			38,4	89,9	39,2	91,8	37,3	87,3	39,1	91,5
Verre fritté n° 3			25,4	88,8	27,9	97,5				
Brique { a			32,8	90,1	—	—	34,9	95,9		
	30,0	84,9	33,1	93	35,2	99,7	35,0	99,1	35,1	99,4
	29,5	31,9	32,9	91,4	—	—	34,8	96,6		
Calcaire à milioles { a	11,0	26,8	13,9	33,9	—	—	37,2	90,9		
	12,2	29,3	14,2	34,1	20,2	48,5	38,5	92,5	38,8	93,3
Brique réfractaire { a	39,6	71,5	43,6	78,0	—	—	48,4	86,6	—	—
	39,5	69,0	44,5	77,8	—	—	49,8	87,0	—	—
	39,6	70,2	34,9	77,8	49,1	87,0	49,8	88,3	49,8	88,3
Lave andésitique	7,5	38,2	10,1	51,5	14,3	72,9	19,0	96,9	20,4	100
Pierre ponce	23,1	33,2	30,8	44,3	30,4	58,1	63,1	90,7	62,3	89,6
Verre mousse { a	4,4	5,8	22,8	30,2	23,60	31,3	59,6	79,0	72,6	96,2
	8,4	11,7	10,6	14,7	15,00	20,9	37,6	52,4		
	9,7	13,3	—	—	—	—				

Cette façon de procéder permet de remplir théoriquement la quasi-totalité de la porosité ouverte, qu'il s'agisse de canalicules ou de doigts de gants.

Certaines manipulations précédentes ont été reprises en augmentant leur durée ; nous allons examiner leurs résultats

2. 24. *Humectation à l'air avec précaution pendant 30 jours.*

On opère comme en 2. 22, mais en pesant l'élément tous les 7 jours. Pour presque tous les éléments, l'humidité a d'abord augmenté pour atteindre un palier par la suite. Les différences entre l'humidité au bout de 2 jours et de 30 jours sont surtout sensibles pour le verre mousse et la pierre ponce. Certains éléments comme le verre mousse n'atteignent pas de palier au bout de 49 jours.

2. 25. *Humectation sous vide avec précaution pendant 30 jours.*

Lorsque la durée passe de 2 à 30 jours, la quantité d'eau absorbée n'augmente que pour le verre mousse. L'humectation sous vide avec précaution pendant 48 heures permet donc d'obtenir à un remplissage caractéristique de l'élément poreux dans la quasi-totalité des cas.

2. 26. *Emprisonnement d'air, durée de submersion et variations de température.*

Dans l'expérience d'humectation à l'air avec précaution, on a constaté que, pour certains éléments comme le verre mousse, l'équilibre n'était pas atteint au bout de 49 jours. Dans cette expérience, les éléments étaient retirés de l'eau tous les 7 jours pour mesurer leur humidité.

Nous avons repris l'expérience précédente pour le verre mousse, mais en modifiant les conditions expérimentales. On place une cuve à dégagement au-dessus de l'échantillon (fig. 6), de façon à suivre le dégagement gazeux en fonction du temps,

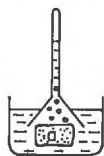


FIG. 6. — Étude de l'expulsion d'air
a : corps poreux

sauf tout à fait au début. L'ensemble est placé dans un bac maintenu à la température constante de 30°C par un élément de chauffage à thermostat. Le dégagement gazeux est suivi par visée au cathétomètre du niveau d'eau dans le tube : ce niveau ne variait plus au bout de 6 jours environ. Ceci est en contradiction avec les résultats de l'expérience de submersion de 49 jours, pour deux raisons : la quantité d'air expulsée est beaucoup plus faible dans l'expérience isotherme et l'équilibre est atteint beaucoup plus rapidement.

On a alors modifié ainsi l'expérience : le chauffage du bac a été arrêté de temps à autre, ce qui amenait une diminution de la température de l'eau jusqu'à 26 ou 21° selon les cas ; la remise en route du chauffage élevait la température à 30°C. Au cours du réchauffement de l'eau, on observait un dégagement gazeux important (1/10 à 5/10 de cm³) et ce phénomène s'est reproduit chaque fois qu'on a répété cette

opération, l'expérience ayant duré 27 jours et le dégagement total étant de 3,5 cm³. Comme à aucun moment la température n'a dépassé 30°C, ce n'est pas la dilatation des bulles qui a facilité leur expulsion, mais plutôt les variations de volume qui ont provoqué leur décrochement des aspérités des pores.

Dans l'expérience non isotherme décrite en 2. 24, le fait de retirer les échantillons de l'eau produisait une diminution de la pression hydrostatique lors du retrait et une augmentation lors de l'immersion, qui devaient certainement entraîner une variation de volume des bulles facilitant leur expulsion.

Dans le milieu naturel il est probable que le dégazage des corps poreux immergés se poursuit lentement dans le temps, en grande partie à cause des variations de températures.

Il est aussi possible qu'au cours du temps, il y ait une certaine diffusion de l'air des bulles jusqu'à l'atmosphère extérieure. Comme l'air des bulles est comprimé par les actions capillaires, la solubilité de l'air dans l'eau augmente localement. La teneur en air de l'eau a tendance à s'homogénéiser par diffusion, et lorsque le seuil de solubilité est atteint il y a sortie d'air vers l'atmosphère. Ce processus, qui doit cesser lorsque la pression de l'air emprisonné est égale à celle de l'air atmosphérique, ne paraît pas avoir une grande importance, du moins lorsque l'eau est immobile.

2. 27. Classement des matériaux suivant la façon dont ils se remplissent.

Les matériaux poreux étudiés peuvent se classer schématiquement en deux groupes. Pour les uns, la porosité ouverte se remplit presque complètement d'eau, quelles que soient les conditions. Les autres ont leur porosité ouverte remplie de façon très incomplète. Comme l'humectation sous vide améliore en général le degré de saturation, c'est bien la quantité d'air emprisonné qui est différente dans ces deux groupes de matériaux.

L'humectation brutale des matériaux a permis de montrer que l'emprisonnement d'air définitif résultait de deux processus successifs :

— emprisonnement d'air initial : à son terme, il existe dans le volume poral des bulles d'air sans communication avec l'atmosphère. Cette phase existe pour tous les matériaux ;

— expulsion plus ou moins complète de l'air emprisonné au cours de la phase précédente. C'est la deuxième phase qui permet de classer en première approximation les matériaux en deux groupes. Pour les uns, l'expulsion de l'air quasi instantanée provoque un remplissage presque total de l'échantillon. Dans le cas des autres, l'expulsion d'air est beaucoup moins intense et aboutit à un remplissage très incomplet. L'expulsion d'air peut être facilitée par des variations de température.

III. — ÉTUDE PARTICULIÈRE DE L'EMPRISONNEMENT D'AIR

Maintenant que nous venons de montrer l'importance des mécanismes régissant l'emprisonnement d'air sur le remplissage incomplet de certains matériaux, nous allons étudier plus particulièrement ce phénomène dans des conditions se rapprochant de celles du milieu naturel : l'humectation à la pression atmosphérique avec précaution.

3. I. — Explication des différences d'emprisonnement d'air entre les matériaux

Quoique la perte d'eau par ressuyage spontané des gros pores semble assez faible (section 2. I), nous avons évalué ici le degré de remplissage de la porosité sans sortir l'échantillon de l'eau.

A cet effet, on place l'échantillon sec dans un pycnomètre à large ouverture, dit de Hobarth, dont on connaît le volume. On compare le volume du récipient à la somme « volume réel de l'échantillon + volume de l'eau utilisée pour remplir le récipient contenant l'échantillon ».

L'égalité : volume du pycnomètre = volume réel de l'échantillon + volume de l'air emprisonné + volume d'eau ajoutée, permet d'accéder au volume d'air emprisonné, les autres quantités étant connues par pesée.

L'humectation des échantillons a été réalisée avec précaution de façon à limiter le plus possible l'emprisonnement d'air : on a élevé progressivement le niveau de l'eau de façon à provoquer la submersion au bout de 6 heures. Les mesures ont été effectuées 7 heures après le début de l'humectation.

Le volume d'air emprisonné a été rapporté à la porosité ouverte de chaque matériau. On obtient ainsi le volume d'air emprisonné en p. 100 du volume des vides en communication avec l'extérieur. Les mesures ont été répétées plusieurs fois et on a constaté que l'emprisonnement d'air est caractéristique de chaque matériau.

Ces matériaux se classent en deux catégories :

- ceux qui se remplissent complètement : les massifs de billes de verre ;
- les autres, pour lequel le volume d'air emprisonné varie entre 8,6 et 82 p.100 de la porosité ouverte (12 échantillons).

Pour tenter d'expliquer les différences existant dans le second groupe, on a considéré les différences de mouillabilité et de rayon des pores.

3. II. Mouillabilité.

L'angle de raccordement θ solide eau permet de caractériser la mouillabilité. Il est nul dans le cas de la mouillabilité parfaite, c'est-à-dire lorsque le liquide s'étale complètement sur le solide. Dans les autres cas, cet angle peut prendre toutes les valeurs comprises entre 0 et 180°.



FIG. 7. — Angle de raccordement solide liquide

L'étude de l'équilibre du bord d'une goutte d'eau sous l'influence des tensions interfaciales solide air T_{SA} , solide eau T_{SE} et eau air T_{EA} ($T_{SA} = T_{SE} + T_{EA} \cos \theta$) conduit à considérer le cosinus de cet angle de raccordement.

$$\cos \theta = (T_{SA} - T_{SE})/T_{EA} = W_{SE}/T_{EA} \quad (\text{fig. 7})$$

Ce cosinus est le quotient de l'énergie d'adhésion solide liquide W_{SE} (travail nécessaire pour transformer l'unité d'aire d'interface solide air en interface solide liquide) par la tension interfaciale eau air ou tension superficielle du liquide.

Lorsqu'on veut mesurer cet angle de raccordement, une première difficulté provient du fait que la surface solide est rarement plane, d'où la prise en considération d'un angle apparent de raccordement θ' (fig. 8). WENZEL (1936), en introduisant la notion de rugosité macroscopique

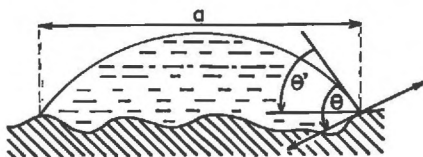


FIG. 8. — Angle de raccordement réel θ et apparent θ'
a : trace de l'aire apparente

(rapport entre l'aire réelle du solide et l'aire apparente de son enveloppe), a donné la relation liant θ et θ' : $\cos \theta' = r \cos \theta$. Elle entraîne pour

$$\begin{array}{ll} \theta < 90^\circ & \theta' < \theta \\ \theta > 90^\circ & \theta' > \theta \end{array}$$

Si la hauteur des aspérités de la surface augmente, il peut y avoir occlusion d'air et la relation entre θ et θ' fait alors intervenir l'aire f_1 de l'interface solide liquide et l'aire f_2 de l'interface liquide air (fig. 9) :

$$\cos \theta' = f_1 \cdot \cos \theta - f_2$$

Cette formule fut établie par CASSIE et BAXTER (1944) pour des réseaux de fibres textiles dans un cas où la mouillabilité était faible. Cette formule n'est donc pas utilisable dans le cas de corps poreux pour lesquels l'eau pénètre dans les pores aboutissant à la surface, ce qui est notre cas. Par ailleurs, lorsqu'on dépose à la surface d'un corps poreux une goutte d'eau, elle disparaît si le corps a une certaine mouillabilité et toute mesure est de ce fait impossible. Nous avons tourné



FIG. 9. — Cas complexe : interfaces eau solide et eau air

cette difficulté en injectant une bulle d'air sous une face de l'échantillon immergé (fig. 10) ; la projection sur un écran de l'image de la bulle permet de mesurer un angle de raccordement. Mais comme l'eau a pénétré dans les pores, la formule de CASSIE et BAXTER n'est plus utilisable. L'attitude qui a été enfin adoptée revient à mesurer un certain angle de raccordement dans des conditions particulières, en espérant qu'il est en corrélation avec l'angle réel. Le cosinus de cet angle de raccordement constitue donc seulement un indice de mouillabilité. Il varie entre 0,72 et 0,96 pour les matériaux étudiés ici.

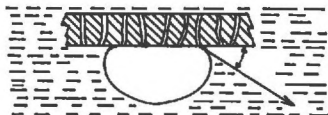


FIG. 10. — Mesure d'un angle de raccordement par la méthode de la bulle

Conjointement, en s'inspirant d'une méthode de TURC, nous avons essayé d'accéder à la mouillabilité de la matière elle-même. Pour cela, on a examiné le franchissement de l'interface air eau par le matériau réduit en poudre passant à travers un tamis de 50 μ . Chaque particule est soumise à son poids apparent (différence entre son poids et la poussée d'Archimède) et à la résultante des

forces superficielles appliquées le long du périmètre de raccordement solide liquide (fig. 11). Les particules des corps mouillables pénètrent dans le liquide, tandis que celles des corps peu mouillables restent à la surface. Pour les matériaux étudiés, on n'a pas constaté de différences aussi tranchées, mais des durées différentes pour que la totalité de la poudre franchisse l'interface. Finalement, on a mesuré la masse de poudre qui a franchi l'interface air eau 15 secondes après le dépôt sur cet interface. L'indice de mouillabilité, rapport de cette quantité à la quantité totale apportée, varie de 8 à 86 p. 100.

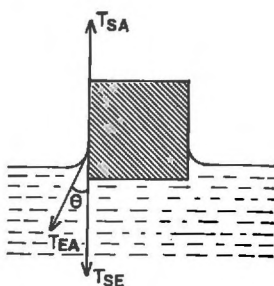


FIG. 11. — Particule en équilibre à l'interface air eau

3. 12. Rayon maximum des pores.

Comme nous l'avons déjà vu, chaque matériau ne peut se caractériser par un diamètre de pore, mais par une courbe de répartition de ces diamètres. Si cette courbe de répartition était normale, on pourrait utiliser la moyenne comme paramètre caractéristique ; en fait, il en est rarement ainsi, les courbes étant souvent pluri-modales. Par ailleurs, pour les matériaux ayant des pores larges, la partie de la courbe de répartition relative à ces pores n'est pas connue. Aussi avons-nous finalement pris comme indice le rayon maximal des pores précédemment défini (section 1. 2).

3. 13. Liaison degré d'emprisonnement d'air rayon maximal des pores.

L'examen des graphiques représentant le degré d'emprisonnement d'air en fonction du rayon maximal des pores et des indices de mouillabilité pour les 12 échantillons montre l'existence d'une relation plausible seulement avec le rayon maximal des pores. Cependant, nous avons appliqué l'analyse de variance à deux régressions doubles faisant intervenir comme variables explicatives le rayon maximal des pores, puis l'un ou l'autre des indices de mouillabilité. Seul le rayon maximal de pores r_m expliquait significativement ($P < 0,1$ p. 100) une partie de la variation du degré d'emprisonnement E :

$$E = 0,049 r_m + 24,77$$

Compte tenu de la disposition des points expérimentaux sur le graphique (fig. 12), on a essayé un ajustement logarithmique qui s'est révélé plus adéquat : $P < 0,1$ p. 100 :

$$E = 24,58 \log r_m - 4,79$$

Cette régression explique 84 p. 100 de la variance de E .

Ainsi, pour la population de matériaux étudiés, l'emprisonnement d'air croît avec le diamètre maximal des pores. On tentera ultérieurement d'expliquer ce phénomène.

Le fait que nous n'ayons pu mettre en évidence une influence de la mouillabilité peut tenir au fait que la détermination de l'angle de raccordement vrai d'un matériau comportant des pores n'a pu être faite. Il se peut aussi que la gamme de variation de la mouillabilité soit insuffisante pour mettre en évidence son action ; en effet, pour les matériaux étudiés, l'angle de raccordement θ_i de la bulle immergée est tel que $0,72 < \cos \theta_i < 0,98$.

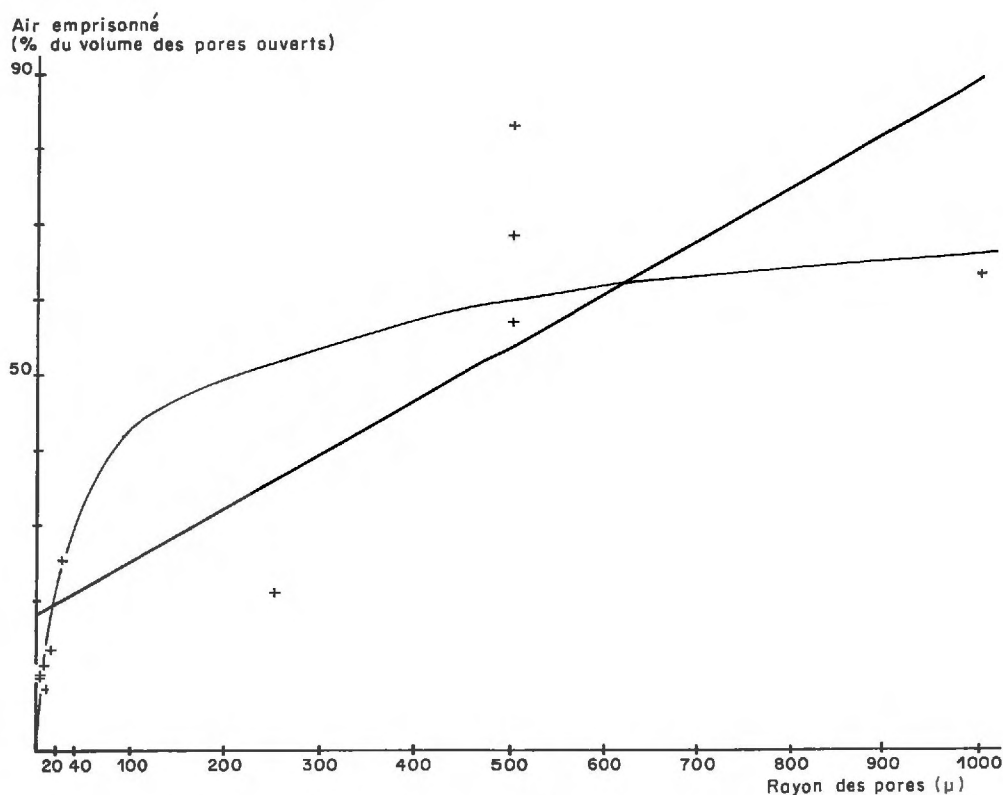


FIG. 12. — Quantité d'air emprisonné et rayon maximal des pores

3. 14. Comparaison de la mesure du volume d'air emprisonné au moyen du pycnomètre et par dessiccation de l'échantillon.

Une fois évalué le volume d'air emprisonné au moyen de pycnomètres, les échantillons en ont été retirés, puis séchés à l'étuve pour un dosage pondéral de leur humidité. En retranchant le volume d'eau ainsi obtenu du volume des pores ouverts, on obtient une évaluation de l'emprisonnement d'air. Pour comparer les deux façons de mesurer le volume d'air emprisonné, on a construit un graphique (fig. 13) ayant en ordonnée les valeurs mesurées au pycnomètre et en abscisse les valeurs obtenues à partir du dosage pondéral de l'eau. Pour les points représentatifs qui se placent, aux erreurs de mesures près, sur la première bissectrice, il n'y a pas de différence entre les deux mesures.

Sur les 12 échantillons étudiés autres que les billes de verre, 3 ont leurs points représentatifs au-dessus de la première bissectrice, 4 sont très proches de cette bissectrice et 5 au-dessous.

Lorsque les points représentatifs sont au-dessus de la première bissectrice, le dosage pondéral de l'eau sous-évalue le volume d'air emprisonné par rapport à la mesure au pycnomètre. On ne peut fournir d'explication satisfaisante de ce fait.

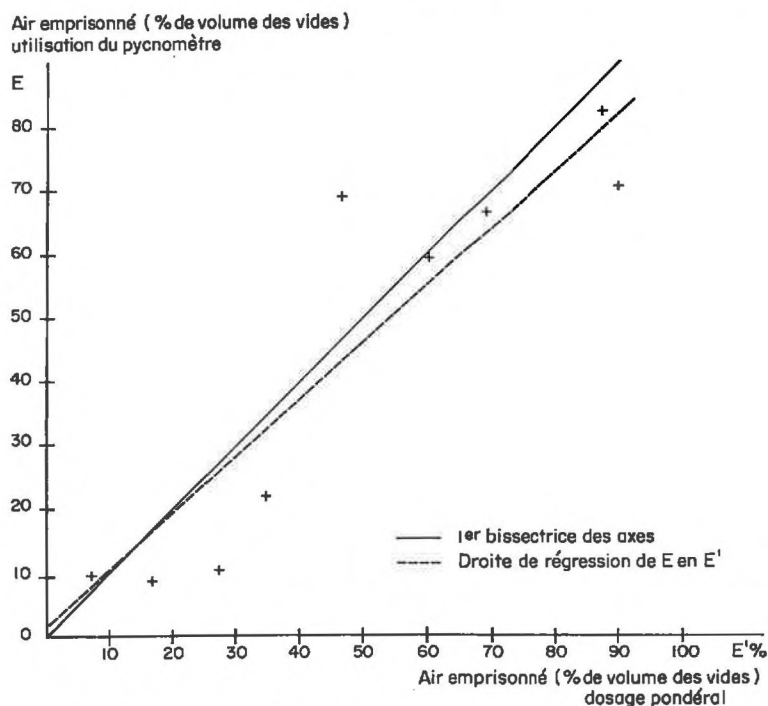


FIG. 13. — Comparaison de diverses mesures d'emprisonnement d'air

Les points situés au-dessous de cette bissectrice correspondent aux matériaux pour lesquels le dosage pondéral surévalue l'emprisonnement d'air par rapport à la mesure au pycnomètre. Comme le volume d'air se calcule en retirant le volume d'eau retenue du volume des vides, la différence peut provenir d'une évaluation par défaut du volume d'eau retenue ; on peut invoquer une perte d'eau au moment où l'échantillon est retiré du pycnomètre. Un examen plus approfondi montre que cette perte d'eau serait relativement indépendante du rayon maximal des pores, ce qui est en désaccord avec les constatations faites sur les massifs de billes de verre (section 2. 1). En effet, pour les matériaux à pores larges, certains points sont très au-dessous de la première bissectrice (pouzzolane, brique réfractaire), mais d'autres en sont très voisins (verre mousse, calcaire à milioles, pierre ponce) et un, l'andésite, est même au-dessus. Par contre, des éléments à pores relativement fins (porcelaine, verre fritté n° 4), pour lesquels les pertes d'eau devraient être minimales d'après les modèles de billes de verre, sont au-dessous de cette bissectrice.

Les différences de résultats entre les deux séries de mesures ne proviennent donc

pas uniquement du ressuyage spontané des échantillons à pores larges lorsqu'on les retire de l'eau.

Par ailleurs, les massifs de bille de verre ne se comportent pas de la même façon que les 12 matériaux étudiés; pour ces derniers, la perte d'eau par ressuyage spontané est assez faible et indépendante du diamètre des pores. L'explication de cette différence de comportement est à rechercher dans la configuration de l'espace poral. Il y a vraisemblablement, pour certains des matériaux étudiés, des pores de grandes dimensions reliés entre eux par des pores de petites dimensions. Dans le cas des billes de verre, les pores présentent encore des variations de section (fig. 14), mais elles sont cependant moins marquées que dans le cas précédent. La perte d'eau par gravité peut alors être proportionnelle au diamètre maximal des pores (ou des billes). Pour les 12 matériaux étudiés, cette perte dépend des diamètres des petits pores mettant en communication les gros pores avec l'extérieur; les gros pores ne se vident donc que lorsque l'énergie appliquée permet de vider les petits. Il y a là un effet homologue de celui qui a déjà été signalé pour l'injection de mercure. Dans le cas où des gros pores communiquent avec l'extérieur par de petits pores, ce qui se passe dans les gros pores est très lié aux phénomènes existant dans les petits.



FIG. 14. — Sections des espaces existant entre les billes de verre en arrangement cubique (d'après GRATON et FRASER, 1935)

Les constatations précédentes montrent qu'il est difficile de choisir entre les deux façons de mesurer le volume d'air emprisonné. On peut simplement dire que les mesures sont correctes lorsqu'elles aboutissent à des valeurs sensiblement analogues. Cela est vrai en moyenne, puisqu'il existe une liaison étroite entre la mesure d'air emprisonné au pycnomètre E et la même mesure effectuée par dessiccation E' :

$$E = 0,896 E' + 1,681 \quad (P < 0,1 \text{ p. } 100)$$

La liaison de E avec E' explique 94,7 p. 100 de la variation de E .

3. 2. — Essai d'interprétation des constatations expérimentales

Nous venons de voir que les matériaux se différencient essentiellement par une expulsion plus ou moins complète de l'air initialement emprisonné. Par ailleurs, nous avons constaté expérimentalement une liaison négative entre le degré de remplissage de la porosité ouverte et le rayon maximal des pores. Pour interpréter les constatations précédentes nous utiliserons des modèles.

Un modèle est un schéma de la réalité qui doit être à la fois suffisamment simple pour se prêter à l'étude (expérimentale ou mathématique) du phénomène et représentatif de la réalité, ou du moins d'un ou plusieurs de ses aspects. Ces modèles sont ici des schémas théoriques et des tubes en verre de forme particulière.

3. 21. Schémas théoriques.

Nous étudierons successivement la phase initiale d'emprisonnement d'air et la phase d'expulsion. Cette distinction, nette pour certains matériaux (les premières bulles d'air sortent de l'échantillon quelques secondes après immersion), est certaine-

ment beaucoup moins stricte pour d'autres pour lesquels les deux phases se recouvrent partiellement. Il n'en demeure pas moins que, même dans ce dernier cas, il est licite de continuer à distinguer en gros ces deux stades, au cours de l'humectation du matériau.

3. 211. Phase d'emprisonnement d'air initiale.

Au cours de cette phase, des bulles d'air apparaissent dans le milieu poreux en train de s'humecter.

Beaucoup de mécanismes d'occlusion d'air résultent de la manifestation d'effets capillaires dans des espaces lacunaires ayant une configuration particulière. Certains de ces mécanismes interviennent en dehors de toute submersion, lorsqu'on laisse l'échan-

SITUATION	GÉOMÉTRIE DES PORES	Diamètre de tube régulier			Diamètre de tube irrégulier	
		Pas de connexion	Connexion		Pas de connexion	Connexion
			de tubes de même \varnothing	de tubes de diamètres différents		
PAR CAPILLARITÉ	Tube unique	(a) (b)			(c)	
	Deux tubes : différence d'époque d'arrivée à connexion par suite de :	différence de vitesse	(d)	(e) (f)		(g)
		différence de trajet	(h)			
		différence de trajet et de vitesse		(i) (j) (k)		
EN L'ABSENCE D'EAU	Grandes cavités limitées par des capillaires					(l)
EN SUBMERSION	Arrivée du ménisque à la partie supérieure après l'arrivée du plan d'eau	différence de vitesse moyenne	(m)		(n)	
		différence de trajet et de vitesse moyenne	(n)			

FIG. 15. — Mécanismes d'emprisonnement initial d'air

illon s'humecter par une de ses faces. Nous donnons une énumération non limitative de ces processus expliqués sur la figure commentée (fig. 15) représentant des tubes de mouillabilité uniforme.

Rappelons d'abord quelques mécanismes existant dans les pores isolés de forme particulière :

— pénétration d'eau par les deux extrémités d'un canalicule aboutissant sur une même face du solide (fig. 15 a).

- arrêt de la pénétration de l'eau dans un cul-de-sac (fig. 15 b),
- emprisonnement d'air dans un tube de diamètre irrégulier de forme spéciale (fig. 15 c).

Comme le volume des pores précédents représente certainement une fraction assez faible de la porosité ouverte, l'existence de communications entre les pores est vraisemblablement une cause beaucoup plus fréquente d'emprisonnement d'air initial. Celui-ci provient du fait que les ménisques ne parviennent pas en même temps à la connexion entre les tubes. Les différences de

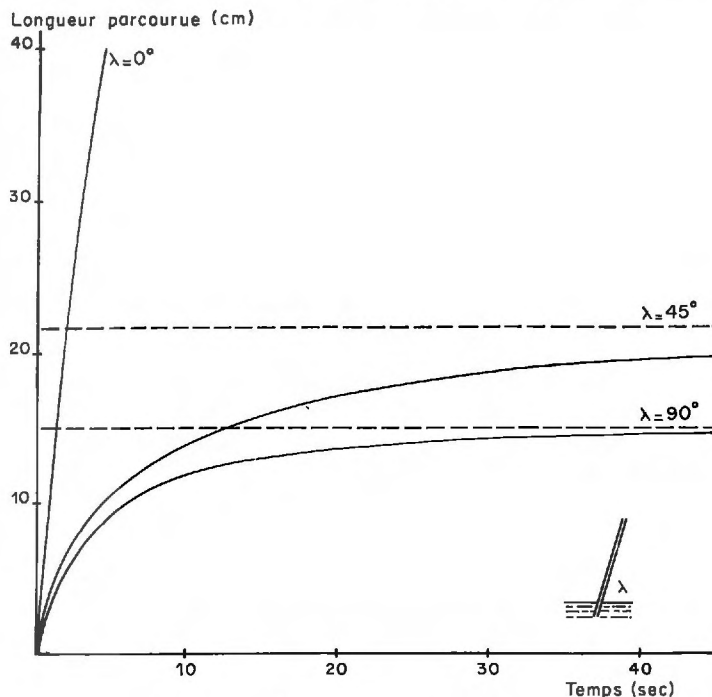


FIG. 16. — Trajet parcouru par le ménisque dans des capillaires de même diamètre inclinés sur l'horizontale
Rayon des capillaires : 0,01 cm ; angle de raccordement eau-verre : nul
 λ : angle entre le tube et l'horizontale

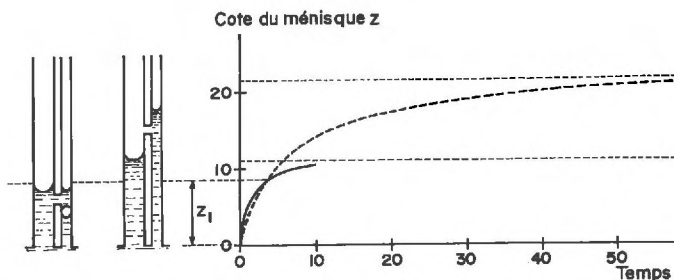


FIG. 17. — Trajet parcouru par les ménisques dans des capillaires de diamètres différents

trajet parcouru tiennent entre autres à des différences de vitesse provenant de l'inclinaison différente de tubes de même diamètre par rapport à l'horizontale ; la vitesse dans le tube le plus incliné est toujours supérieure à celle qui existe dans le tube le moins incliné (fig. 16) : mécanisme de la figure 15 d (Annexe 2).

La différence des rayons entre deux pores provoque des variations de vitesses compliquées par les différences d'ascension maximales (fig. 15 e, 17). Pour qu'il y ait emprisonnement d'air, la cote du

pore mettant en communication les deux tubes doit être inférieure à la cote z_1 commune aux deux ménisques. En effet, au-delà de cette cote, quoique le ménisque du pore étroit soit au-dessus de celui du pore large, l'eau ne peut se déverser par succion du pore étroit vers le pore large.

Il peut cependant se produire une bulle dans le tube le plus large (fig. 15 f), si le point de jonction entre capillaires est situé suffisamment haut et a une forme telle que le ménisque continue à avancer dans le tube étroit après être parvenu à y pénétrer. Des combinaisons entre les différences de diamètre des tubes et le rétrécissement d'un des tubes peuvent entraîner la formation d'une bulle (fig. 15 g).

Lorsque les tubes sont dans un plan horizontal, les ménisques n'arrivent pas ensemble au point de jonction des tubes parce que les distances parcourues pour y arriver ne sont pas les mêmes (fig. 15 h). On peut avoir enfin des combinaisons de différences de trajet et de vitesse (fig. 15 j-k).

Lorsque des cavités de grandes dimensions (où les actions capillaires sont nulles) sont limitées par des orifices de dimensions capillaires (fig. 15 l), l'humectation due à la capillarité est très faible, puisque la pression capillaire s'annule dès que le ménisque est parvenu dans la cavité. Le remplissage ne peut s'effectuer alors que sous l'action d'une charge d'eau. La force de freinage due à la viscosité étant importante au niveau des orifices étroits, le tube terminé par l'orifice le plus petit se comporte comme un pore en doigt de gant. Il y a en quelque sorte induction d'un pore en doigt de gant.

Une cause importante d'emprisonnement d'air est la submersion de l'échantillon, qui provoque la formation d'un autre ménisque à la partie supérieure de pores non encore remplis par le bas (fig. 15 m, n, o). La différence entre la vitesse d'élévation du plan d'eau autour de l'échantillon et la vitesse de déplacement des ménisques dans les pores (dérivée du quotient de la cote du ménisque par le temps) est déterminante : l'emprisonnement nul pour une différence de vitesse nulle croît avec la différence de vitesse et donc avec la rapidité de la submersion et la lenteur de progression verticale de l'eau dans les pores de l'échantillon (faible débit d'orifice aboutissant dans des cavités — effet de la tortuosité).

Les exemples précédents montrent l'importance de la configuration de l'espace poral sur l'occlusion de bulles d'air, qu'il s'agisse des connexions entre les pores ou de variations importantes de diamètre dans un même pore.

Lorsque la porosité est constituée de pores fins et relativement réguliers, l'ensemble de l'échantillon a tendance à s'humecter rapidement. Ceci réduit donc les risques d'emprisonnement par submersion (cf. fig. 15 m, n, o).

La non mouillabilité ($\pi/2 < \theta < \pi$) supprime tout remplissage par l'eau. Une diminution uniforme de la mouillabilité ($0 < \theta < \pi/2$) réduit la vitesse de pénétration de l'eau par le jeu de l'angle θ de raccordement. Ceci ne modifie pas les phénomènes d'emprisonnement d'air intervenant lorsque l'échantillon s'humecte par une face seulement, puisque les vitesses sont réduites partout de la même façon. Par contre, au moment de la submersion de l'échantillon, un volume plus faible des pores sera occupé par l'eau qui pénètre plus lentement ; on peut donc s'attendre dans ce cas à une augmentation de la quantité d'air occluse initialement.

De plus, des différences de mouillabilité d'un tube à l'autre provoquent des différences de vitesse des ménisques qui favorisent l'emprisonnement d'air.

On peut tenter d'évaluer la quantité d'air emprisonné dans la phase initiale. Pour cela, on étudie l'occlusion d'air dans un doublet de pores en considérant un cas particulier simple : doublet de pores horizontaux pour lesquels les effets de gravité sont nuls, la mouillabilité des parois étant uniforme.

Établissons d'abord l'équation du déplacement du ménisque à l'interface air eau. Selon BARRER (1958), la vitesse de déplacement de ce ménisque est donnée par l'équation traduisant l'équilibre entre les forces motrices (hydrostatiques et de tension superficielles) et les forces résistantes (viscosité), en négligeant les effets d'inertie (fig. 18). Force hydrostatique : $\pi r^2 \Delta p_h$ (Δp_h = différence de pression appliquée entre les deux extrémités du tube).

Force due à la tension superficielle = $2 \pi r T_{EA} \cos \theta$. (T_{EA} = tension interfaciale eau air, θ angle de raccordement).

Force due à la viscosité de l'eau $n : 8 \pi n \cdot x \cdot \frac{dx}{dt}$. On néglige les effets de viscosité de l'air.

L'équation s'écrit : $\pi r^2 \Delta p_h + 2 \pi r T_{EA} \cos \theta = 8 \pi n \cdot x \cdot \frac{dx}{dt}$

Après intégration : $x^2 = \frac{1}{4n} (r^2 \Delta p_h + 2 r T_{EA} \cos \theta) \cdot t$

Considérons maintenant, avec ROSE et WITHERSPOON (1956), un doublet de pores (fig. 19), c'est-à-dire 2 pores rectilignes cylindriques de même longueur l , mais de rayons différents r_1 et r_2 ($r_2 > r_1$).

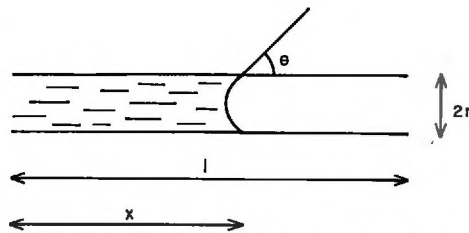


FIG. 18. — Déplacement du ménisque dans un tube capillaire

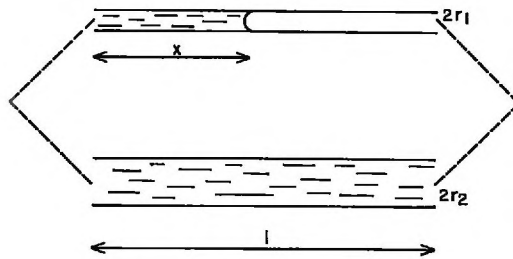


FIG. 19. — Doublet de pores

L'eau, qui pénètre dans les pores au même instant, avance plus vite dans le tube le plus large, comme l'indique l'équation précédente. Ce pore est rempli au bout du temps t , obtenu en remplaçant x par l dans l'équation déjà citée :

$$t = \frac{4 n l^2}{r_2^2 (\Delta p_h + 2 T_{EA} \cos \theta / r_2)}$$

Au même temps t , le ménisque a parcouru la longueur x dans le petit tube :

$$t = \frac{4 n x^2}{r_1^2 (\Delta p_h + 2 T_{EA} \cos \theta / r_1)}$$

L'expression

$$t = \frac{4 n x^2}{r_1^2 (\Delta p_h + 2 T_{EA} \cos \theta / r_1)} = \frac{4 n l^2}{r_2^2 (\Delta p_h + 2 T_{EA} \cos \theta / r_2)}$$

donne : $x = l \frac{r_1}{r_2} \left(\frac{\Delta p_h + 2 T_{EA} \cos \theta / r_1}{\Delta p_h + 2 T_{EA} \cos \theta / r_2} \right)^{\frac{1}{2}}$

Le volume d'air emprisonné à l'instant t est :

$$\pi r_1^2 (l - x) = \pi r_1^2 l \left[1 - \frac{r_1}{r_2} \left(\frac{\Delta p_h + 2T_{EA} \cos \theta / r_1}{\Delta p_h + 2T_{EA} \cos \theta / r_2} \right)^{\frac{1}{2}} \right]$$

En rapportant ce volume à celui du doublet, on obtient l'expression E :

$$E = \frac{\pi r_1^2 (l - x)}{\pi r_1^2 l + \pi r_2^2 l} = \frac{r_1^2 \left[1 - \frac{r_1}{r_2} \left(\frac{\Delta p_h + 2T_{EA} \cos \theta / r_1}{\Delta p_h + 2T_{EA} \cos \theta / r_2} \right)^{\frac{1}{2}} \right]}{r_1^2 + r_2^2}$$

Cette expression se simplifie en posant :

$R = r_1/r_2$, rapport du rayon du capillaire étroit à celui du capillaire large

$F = \Delta p_h / (2T_{EA} \cos \theta / r_1)$, rapport de la différence de pression appliquée à la pression capillaire dans le tube étroit.

$$E = \frac{R^2}{1 + R^2} \left[1 - R \left(\frac{1 + F}{F + R} \right)^{\frac{1}{2}} \right]$$

L'expression E , nulle pour $R = 0$ ($r_1 = 0$, pas de doublet), passe par un maximum puis s'annule à nouveau pour $R = 1$ ($r_1 = r_2$, doublet de pores de même diamètre) (fig. 20). L'emprisonnement est ainsi maximum pour une certaine valeur du rapport

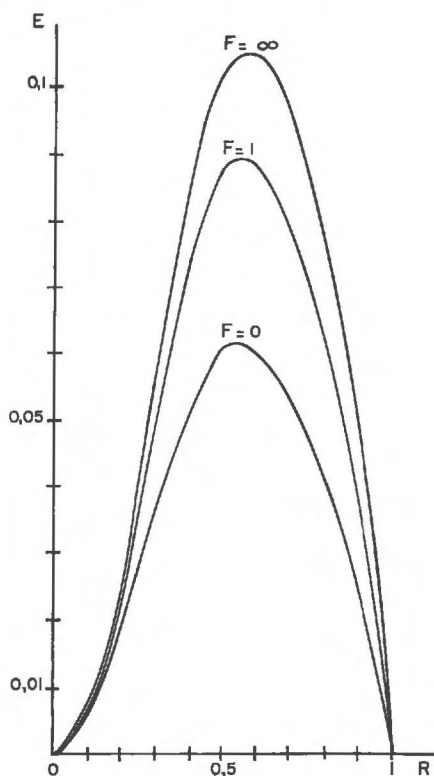


FIG. 20. — Quantité d'air emprisonnée dans un doublet de pores en fonction du rapport des rayons R

des deux rayons : en effet, la quantité d'air emprisonnée dans le pore le plus étroit tend à augmenter avec le rayon de ce pore, mais ce faisant, la vitesse du ménisque dans ce pore se rapproche de celle du pore large, ce qui diminue la quantité d'air emprisonnée ; on explique bien ainsi l'existence d'un optimum de R.

L'emprisonnement d'air croît avec F, comme le montre le signe de $dE/dF = -\frac{1}{2} \cdot \frac{R^3 (R-1) (1+F)^{-\frac{1}{2}}}{(1+R^2) (R+F)^{3/2}}$ qui est toujours positif, puisque $0 < R < 1$;

E, qui prend la valeur $\frac{R^2}{1+R^2} (1 - \sqrt{R})$ pour $F = 0$, tend vers l'asymptote

$\frac{R^2}{1+R^2} (1 - R)$ pour $F = +\infty$. La quantité d'air emprisonnée augmente donc avec le rapport de la différence de pression existant entre les deux extrémités du doublet à la pression capillaire dans le pore étroit. Sur la figure 20, on a représenté les relations $E = f(R)$ pour $F = 0$, $F = 1$ et $F = +\infty$.

Rappelons que la quantité d'air, emprisonnée lors de la phase initiale, constitue le maximum de la quantité emprisonnée définitivement, puisque l'expulsion peut intervenir par la suite.

3. 212. Phase d'expulsion d'air.

Examinons d'abord le devenir de l'air emprisonné dans le doublet. Pour cela comparons les pressions exercées aux deux extrémités de la bulle tout de suite après sa formation, c'est-à-dire après que le ménisque du tube large soit parvenu au point de jonction (fig. 21). Les pressions sont comptées par rapport à la pression atmosphérique.

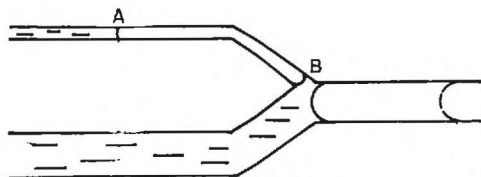


FIG. 21. — Emprisonnement d'air dans un doublet de pores

Lorsque l'imbibition se fait sous la seule action de la capillarité, la pression en A est $p_1 = 2T_{BA} \cos \theta/r_1$. En B s'exerce une pression de sens opposée p_1 , diminuée de la pression $p_2 = 2T_{BA} \cos \theta/r_2$ qui existe en arrière du ménisque avançant dans le tube commun du doublet. Comme $p_1 > p_1 - p_2$ il n'y a pas équilibre et la bulle se déplace vers B où elle est progressivement entraînée par le courant d'eau. Le volume de la bulle diminuera tant qu'il y aura un ménisque dans le tube commun du doublet.

Si une différence de pression Δp_h est appliquée entre les deux extrémités du tube, les pressions sont en A : $\Delta p_h + p_1$ et en B : $p_1 - p_2$. Comme $\Delta p_h + p_1 > p_1 - p_2$, l'air sera encore expulsé en totalité. Il en sera de même lorsque il n'y a plus de ménisque dans le tube commun, les pressions en A et B étant respectivement $\Delta p_h + p_1$ et p_1 .

Ainsi, pour un doublet de pores de mouillabilité uniforme, dans lequel aucun des tubes ne présente un rétrécissement, l'expulsion de l'air est complète, à moins que le mouvement de l'eau ne s'arrête. Cet arrêt peut être dû, dans le cas d'imbibition par

capillarité, au fait que les ménisques sont parvenus à l'extrémité du système poreux ; localement aussi, la circulation de l'eau peut être arrêtée dans un doublet parce qu'un emprisonnement d'air se produit en aval dans le gros pore. Lorsque la cause de la circulation est une différence de pression, sa disparition entraîne l'arrêt du mouvement de l'eau ; un certain degré de remplissage (cas d'échantillon immergé) a le même résultat.

Lorsque l'eau circule dans un corps poreux contenant des bulles d'air, il existe un autre mécanisme d'expulsion progressive de l'air. L'air sous pression dans la bulle d'air se solubilise partiellement dans l'eau ; cet air diffuse vers une région de l'espace poral où, à cause de la circulation de l'eau, qui déplace constamment l'équilibre, la teneur en air de l'eau est plus faible ; l'air dissous est alors entraîné avec l'eau. Ce mécanisme qui met en jeu successivement la diffusion sur une petite distance, puis le transfert de l'air dans l'eau en mouvement, permet d'évacuer des quantités d'air nettement supérieures à ce qu'on pourrait attendre de la seule diffusion de l'air de la bulle vers l'atmosphère dans l'eau immobile.

Même lorsque l'eau ne circule pas dans le corps poreux, les bulles d'air peuvent encore s'y déplacer. Le mouvement se fait de façon que l'énergie libre du système bulle eau devienne minimum : en effet, le déplacement de la bulle peut modifier les interfaces air eau, et air paroi, ce dernier changement ayant pour contrepartie un changement de l'interface paroi eau. Si l'analyse de ce déplacement est assez ardue, on peut, par contre, résoudre facilement le problème des conditions d'équilibre. Nous allons donc étudier la statique de la bulle d'air dans des tubes capillaires immergés dans l'eau.

Considérons d'abord un tube isodiamétrique cylindrique placé horizontalement. Il existe au niveau des ménisques limitant la bulle une pression qui est la somme de la pression capillaire et de la pression hydrostatique z , z étant la cote du tube par rapport au plan d'eau libre (fig. 22 a). Les pressions résultantes $p + z$ étant identiques à chaque extrémité de la bulle, celle-ci est en équilibre. Plaçons le tube verticalement (fig. 22 b). La pression en A est $z_A + p$ et en B $z_B + p$. Comme $z_B > z_A$, $z_B + p > z_A + p$. La bulle est poussée vers le haut jusqu'à expulsion complète. Donc, on ne peut avoir emprisonnement d'air à l'intérieur d'un capillaire isodiamétrique que dans le cas très particulier où ce capillaire est rigoureusement horizontal.

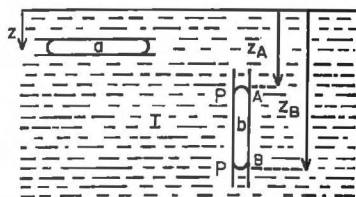


FIG. 22. — Bulle d'air dans un capillaire isodiamétrique

Ceci nous amène à considérer un capillaire cylindrique de rayon r , effilé à une extrémité de façon à avoir un orifice de rayon $r' < r$. D'après la loi de Laplace, les pressions capillaires aux extrémités seront respectivement p' et p telles que $p' > p$.

Plaçons ce tube horizontalement (fig. 23 a). Lorsque les ménisques ont la position de cette figure, la pression capillaire est plus forte en A qu'en B ; le ménisque A

va se déplacer vers B pour parvenir dans la section de rayon r ; les pressions capillaires sont alors égales en A et en B et l'équilibre est atteint.

Mettons le tube dans la position verticale, en distinguant deux cas suivant que l'extrémité la plus fine est en haut ou en bas.

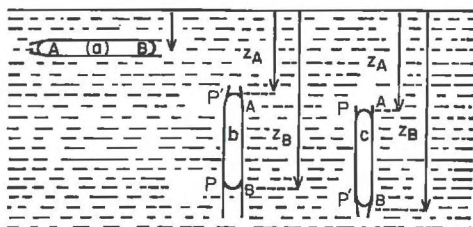


FIG. 23. — Bulle d'air dans un capillaire ayant une de ses extrémités effilée

a) L'extrémité la plus fine est en haut (fig. 23 b). Supposons la bulle dans la partie centrale de section uniforme. Les pressions capillaires étant identiques aux deux extrémités de la bulle, celle-ci se déplace vers le haut sous l'influence des différences de pression hydrostatique z_A et z_B . Lorsque l'extrémité A de la bulle parvient dans la partie effilée, on a :

$$\begin{array}{l} \text{en A : } z_A + p' \\ \text{en B : } z_B + p \end{array} \quad \text{avec } \begin{cases} p' < p \\ z_A < z_B \end{cases}$$

On aura équilibre si $z_A + p' = z_B + p$ ou $z_B - z_A = p' - p$.

Comme on peut toujours trouver une valeur de $z_B - z_A$ égale à $p' - p$, on parviendra à un équilibre, qui pourra être réalisé après expulsion d'une certaine quantité d'air. En aucun cas, il n'y aura expulsion totale de l'air.

b) L'extrémité la plus fine est en bas (fig. 23 c). Dans la position du schéma :

$$\begin{array}{l} \text{en A } z_A + p \\ \text{en B } z_B + p' \end{array} \quad \text{avec } \begin{cases} z_B > z_A \\ p' > p \end{cases}$$

$z_B + p' > z_A + p$, la bulle se déplace vers le haut et la pression en B va devenir p . L'inégalité se réduit à $z_B > z_A$. La pression en B restant supérieure à la pression en A, la bulle se déplace vers le haut jusqu'à son expulsion complète du tube.

La discussion de l'équilibre peut se faire d'une façon plus synthétique en posant :

$p_{\text{bas}} - p_{\text{haut}} = \Delta p$, différence de pression capillaire entre le ménisque haut et le ménisque bas ;

$z_{\text{bas}} - z_{\text{haut}} = \Delta z$, différence de pression hydrostatique entre le bas et le haut de la bulle, et en examinant le signe de l'expression $\Delta z - \Delta p$. Par exemple dans le cas du tube qui a une extrémité effilée en haut, la condition d'équilibre $z_A + p' = z_B + p$ s'écrit avec la convention précédente $\Delta z - \Delta p = 0$. Les résultats sont rassemblés ci-dessous :

— tube isodiamétrique

$$\begin{array}{ll} \text{horizontal} & \text{équilibre } \Delta z - \Delta p = 0 \\ & \text{puisque } \Delta z = \Delta p = 0 \end{array}$$

vertical expulsion $\Delta z - \Delta p > 0$
 puisque $\Delta p = 0$ et Δz toujours > 0

— tube à extrémité effilée

horizontal *équilibre* $\Delta z - \Delta p = 0$
 puisque $\Delta z = \Delta p = 0$

vertical \nearrow pointe effilée en bas : expulsion $\Delta z - \Delta p > 0$
 puisque $\Delta p < 0$ comme
 p haut — p bas < 0

\searrow pointe effilée en haut : $\Delta p > 0$ puisque p haut — p bas > 0
 expulsion d'air par le haut tant que $|\Delta z| > |\Delta p|$

Δp étant constant, on parvient à un *équilibre final* par diminution de Δz , lorsque $\Delta z - \Delta p = 0$.

Si on excepte le cas particulier des tubes horizontaux, on n'arrive à un équilibre de la bulle d'air et donc à un emprisonnement d'air que dans le cas d'un tube à extrémité effilée, si celle-ci est placée en position haute. L'irrégularité du diamètre des capillaires est donc une cause de diminution de l'expulsion de l'air, et favorise donc ainsi l'emprisonnement d'air définitif.

Examinons quelles peuvent être les conséquences d'une diminution uniforme de la mouillabilité sur la phase d'expulsion. Nous considérerons seulement le cas où il existe une certaine mouillabilité ($0 < \theta < \pi/2$), le remplissage étant évidemment théoriquement nul dans le cas de corps non mouillables ($\theta > \pi/2$). Dans le cas du tube vertical à extrémité effilée en haut, on a expulsion d'air par le haut jusqu'à ce que $\Delta z - \Delta p = 0$. La diminution de la mouillabilité se traduit par une modification de la formule d'équilibre qui s'écrit $\Delta z - \Delta p \cos \theta = 0$, en notant Δp la différence de pression capillaire qui existerait si la mouillabilité était parfaite ; de plus ici $0 < \cos \theta < 1$. En diminuant le terme pression capillaire, on augmente la différence entre les termes pression hydrostatique et pression capillaire ; ce faisant, il faudra une plus grande diminution de Δz pour équilibrer $\Delta p \cos \theta$ que Δp , il y aura donc expulsion d'une plus grande quantité d'air avant que l'équilibre soit atteint. Une mauvaise mouillabilité provoquerait donc une expulsion d'air plus importante. Par contre, on peut penser que les variations de mouillabilité d'un point à un autre du capillaire augmentent la quantité d'air emprisonné.

L'étude de la statique de la bulle d'air a montré que l'expulsion n'est pas complète si une extrémité du tube est effilée. Ceci nous amène à compliquer le modèle du doublet de pores en introduisant un rétrécissement de rayon r_a à l'endroit où le petit tube rejoint le gros (fig. 24). Le volume d'air emprisonné dans la phase initiale n'est pas modifié par cette complication du modèle si le rétrécissement n'est pas suffisamment marqué pour empêcher le libre écoulement de l'air. D'après MOREL-SEYTOUX (1959), on a équilibre si $p_1 = p_a - p_2$ (fig. 24 a) avec $p_a = \frac{2T_{BA} \cos \theta}{r_a}$

$$p_a = p_1 + p_2 \quad 1/r_a = 1/r_1 + 1/r_2$$

Avec une différence de pression imposée Δp_h (fig. 24 b) :

$$\begin{aligned} p_1 + \Delta p_h &= p_a - p_2 & p_a &= p_1 + p_2 + \Delta p_h \\ 1/r_a &= 1/r_1 + 1/r_2 + \Delta p_h / 2T_{EA} \cos \theta \end{aligned}$$

Dans le cas de la disparition du ménisque dans le gros tube ($p_2 = 0$), on a encore un équilibre possible (fig. 24 c), la valeur de p_a étant inférieure à celle de l'équilibre précédent, le rayon du rétrécissement doit être plus grand.

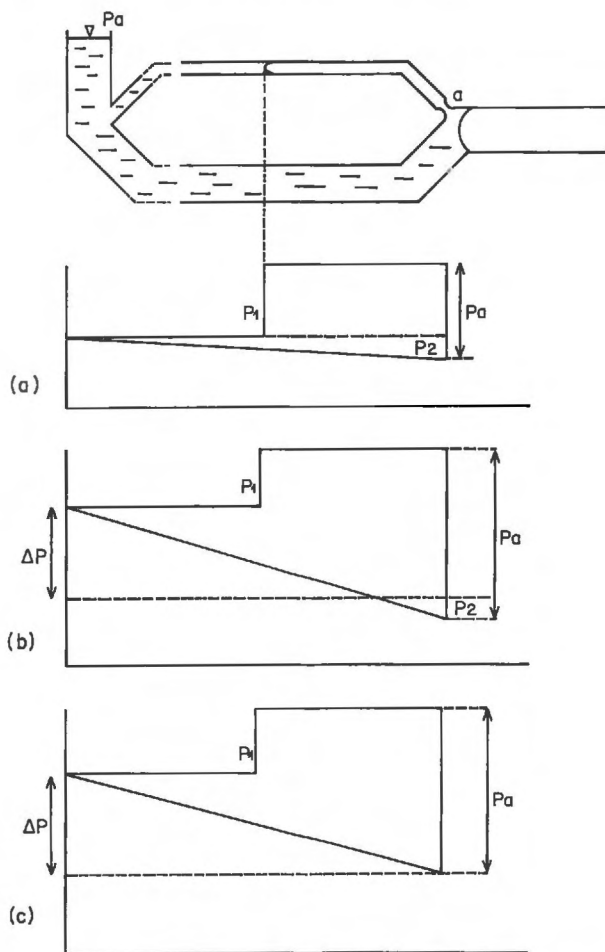


FIG. 24. — Conditions d'expulsion de l'air dans un doublet de pores, l'un de ses pores présentant un rétrécissement

a : inhibition sous l'effet de la capillarité

b : inhibition sous l'effet de la capillarité et d'une différence de pression

c : cas où le ménisque a disparu dans le tube large

On a d'autant moins de chances d'emprisonner définitivement de l'air que la différence de pression appliquée est plus grande. Rappelons qu'un gradient élevé favorise par contre l'emprisonnement initial d'air, ce qui montre bien la complexité du problème.

Il est important de noter que, dans le cas du doublet avec un rétrécissement, il y a un emprisonnement définitif d'air, ce qui n'était pas le cas lorsque les pores étaient réguliers, du moins si le mouvement de l'eau durait assez longtemps.

Il peut y avoir encore équilibre de la bulle d'air si le rétrécissement du capillaire est remplacé par une diminution locale de mouillabilité (θ devient θ' tel que $\theta' > \theta$) :

$$2T_{EA} \cos \theta'/r_1 = 2T_{EA} \cos \theta/r_1 + 2T_{EA} \cos \theta/r_2 + \Delta p_h.$$

Il en est de même si au même endroit le ménisque s'accroche à la paroi, ce qui entraîne une augmentation de courbure (GRÉMY et PAGES, 1966).

Une diminution uniforme de mouillabilité est sans influence sur l'emprisonnement d'air lorsque les effets capillaires interviennent seuls, puisque la relation entre r_a , r_1 et r_2 est indépendante de $\cos \theta$. Par contre, avec un gradient de pression, r_a diminue en même temps que la mouillabilité. Le rétrécissement doit être d'autant plus marqué que la mouillabilité est plus faible.

3. 22. *Études sur modèles en verre.*

Nous avons vérifié sur des modèles en verre la réalité des mécanismes qui ont été imaginés précédemment.

Ces modèles sont destinés à schématiser les pores en communication et leurs irrégularités de diamètre (fig. 25). Comme il s'agit de suivre visuellement le remplissage du modèle, les diamètres des tubes capillaires sont assez grands. Par ailleurs, ces modèles qui ne permettent pas de calculer un coefficient permettant la transposition des résultats au milieu naturel, ont uniquement une valeur analogique.

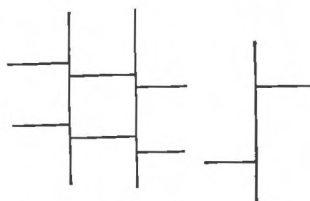


FIG. 25. — *Modèles en verre*

Nous avons d'abord vérifié, sur des tubes de verre de diamètre intérieur 100 et 500 μ immergés dans l'eau, la validité des considérations invoquées pour rendre compte de différences dans l'expulsion de l'air : l'emprisonnement d'air nécessite soit une humectation du tube dans la position horizontale, soit l'existence de différences de diamètre dans le tube capillaire placé verticalement avec le rétrécissement en haut.

Les modèles avec connexions ont été réalisés de façon à avoir, pour certains un diamètre uniforme des capillaires (sauf toutefois aux points de soudure), pour les autres des variations de diamètre.

— *Modèles à capillaires sensiblement isodiamétriques.*

L'immersion brutale des tubes de 1 mm provoque en général un faible emprisonnement d'air sous forme de bulles assez petites, souvent localisées au point de raccordement de 2 tubes, où, par construction, il y a une augmentation importante du diamètre intérieur. Une imbibition lente de type particulier (fig. 26) supprime le plus souvent cet emprisonnement d'air : on humecte les 2 tubes par capillarité, de

façon que les ménisques arrivent ensemble dans l'élargissement correspondant à la connexion des tubes, on élève ensuite le niveau de l'eau et le ménisque monte en chassant l'air au-dessus de lui. Au cours d'une imbibition sans précaution, au contraire, les ménisques n'arrivent pas simultanément au point de connexion, d'où emprisonnement d'air. Si on laisse pénétrer l'eau par un seul orifice, les tubes se remplis-

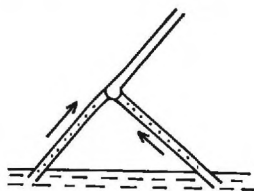


FIG. 26. — Imbibition de type particulier

sent de proche en proche sans qu'il y ait emprisonnement d'air, sauf toutefois aux endroits où, du fait de l'anastomose des tubes, un ménisque arrive par chacune des extrémités d'une section de tube.

— *Modèles à capillaires non isodiamétriques.*

Les tubes de 1 mm précédents ont été modifiés en effilant leurs extrémités sauf une. Lorsqu'on immerge le tube avec l'extrémité non effilée en haut, on a un emprisonnement d'air définitif beaucoup moins important que si on la place en bas. Dans le cas du tube le plus compliqué, les mêmes phénomènes se produisent et de plus l'emprisonnement d'air souvent localisé au voisinage des connexions est relativement beaucoup moindre dans les tubes adjacents au tube vertical non effilé en haut (fig. 27). Ces observations confirment que, dans un modèle constitué par un réseau

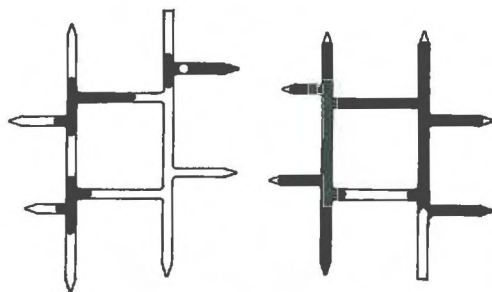


FIG. 27. — Emprisonnement d'air dans un modèle en verre

L'air est figuré en noir
à gauche : grand orifice en haut
à droite : grand orifice en bas

de tubes, les mêmes facteurs interviennent que dans les tubes simples, puisqu'un orifice relativement grand placé en position haute favorise toujours l'expulsion de l'air. La comparaison, dans le groupe des tubes interconnectés, de ceux à diamètre régulier et irrégulier, montre que l'occlusion d'air définitive est plus importante lorsqu'il y a une irrégularité des diamètres.

On a utilisé aussi des tubes complexes de diamètre 3 mm qui ont eu leurs extré-

mités effilées, ce qui augmente les différences de diamètre des tubes. Si l'humectation est brutale, l'emprisonnement d'air est important et affecte environ la moitié du volume. Selon la forme des tubes et leur disposition par rapport à l'horizontale, il peut y avoir expulsion d'une partie de l'air par les orifices supérieurs. Les mécanismes mis en jeu, tant pour l'occlusion initiale que pour l'expulsion partielle d'air, sont analogues à ceux signalés pour les tubes simples de diamètre irrégulier.

Une imbibition lente réduit considérablement l'emprisonnement d'air, en grande partie en permettant à l'air de s'échapper par les orifices supérieurs non encore submergés. Toutefois, même en procédant avec précaution, on ne parvient pas à remplir complètement les tubes. Il y a souvent des occlusions d'air dans les diverticules qui se comportent comme des pores en doigts de gant, du fait de la lenteur de pénétration de l'eau par une des extrémités (fig. 28). On réalise ainsi expérimentalement le « cul-de-sac induit » dont on avait évoqué la possibilité théorique.

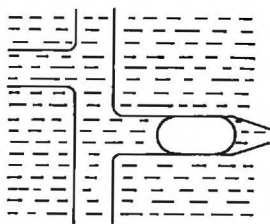


FIG. 28. — Cul-de-sac induit dans un pore

Les modèles constitués de tubes complexes ont confirmé la constatation déjà faite sur les tubes simples : rôle positif de l'irrégularité de la configuration des pores sur l'emprisonnement d'air. Ces modèles ont permis également de confirmer le rôle spécifique des connexions entre les pores sur l'emprisonnement d'air.

3. 23. Conclusion sur l'emprisonnement d'air.

Nous allons tenter une explication synthétique des différences de comportement des milieux poreux du point de vue de l'emprisonnement d'air, en nous appuyant sur les résultats des études de schémas théoriques et modèles.

L'emprisonnement d'air définitif résulte de la succession de deux processus, l'emprisonnement d'air initial et l'expulsion plus ou moins complète de l'air emprisonné au cours de la phase précédente.

L'emprisonnement initial d'air peut se produire, même lorsqu'on humecte un corps poreux avec précaution. Ceci implique l'existence de communications entre les pores, communications existant dans les milieux poreux naturels ; si les ménisques de deux capillaires n'arrivent pas ensemble à leur point de jonction, il y aura dans un des pores deux ménisques se déplaçant en sens inverse, isolant ainsi une bulle d'air. Cette différence d'arrivée des ménisques au point de jonction des tubes se produit dans des situations très variées : différence de rayon des pores, de tortuosité, de position par rapport à la verticale... L'irrégularité de la géométrie des pores et de leurs positions relatives joue un rôle essentiel.

Lorsqu'on applique une différence de pression hydrostatique entre les deux faces de l'élément poreux, il semble (d'après l'étude du doublet de pores) que la quantité initiale d'air emprisonné augmente avec cette différence de pression.

Au terme du processus que nous venons de décrire, il existe dans le corps poreux une certaine quantité d'air. Ensuite cette quantité d'air peut diminuer ; à partir de ce moment on entre dans la phase d'expulsion.

L'expulsion d'air peut se faire à la suite de la mise en jeu de plusieurs mécanismes.

Certains se produisent lorsqu'il y a circulation de l'eau dans le milieu poreux.

Le déplacement de l'eau crée une différence de pression entre les deux extrémités d'une bulle, qui se déplace ainsi, parvient dans un capillaire où l'eau circule et s'y divise en bulles plus petites qui sont entraînées par le courant. L'expulsion d'air est complète dans le cas idéal où les pores ont le même diamètre. Il n'en est plus de même si les pores présentent des rétrécissements : lorsque la bulle parvient à ce rétrécissement, la pression capillaire élevée peut équilibrer les autres pressions s'exerçant sur la bulle. Plus le gradient de pression appliqué entre les deux extrémités de l'échantillon est élevé, moins les conditions d'équilibre de la bulle ont de chances d'être satisfaites.

L'air occlus dans une bulle à l'équilibre peut sortir du corps poreux par diffusion sous forme dissoute dans l'eau. La circulation de l'eau favorise ce processus : la diffusion ne se fait plus jusqu'à l'extérieur, mais seulement jusqu'à un capillaire dans lequel l'eau en circulation entraîne l'air.

Après l'arrêt de la circulation de l'eau, la bulle peut encore se déplacer. Ceci nous amène aux facteurs de l'expulsion d'une bulle d'air. Pour un tube isolé, la condition d'expulsion s'écrit :

$$\Delta z - \Delta p > 0$$

Δz = différence de pression hydrostatique entre le bas et le haut du tube, expression constamment positive.

Δp = différence de pression capillaire entre le haut et le bas du tube.

Pour un réseau de tubes, il semble que les facteurs dont l'effet est traduit par la formule précédente interviennent de la même façon que pour un tube isolé. On peut donc essayer une transposition des résultats précédents aux milieux réels.

Si les rayons des pores sont à peu près réguliers, on a $\Delta p \neq 0$; l'inégalité $\Delta z - \Delta p > 0$ a beaucoup de chances d'être satisfaite pour presque tous les pores ; l'expulsion d'air est quasi totale. Lorsque les pores ont des diamètres variés, on peut admettre que statistiquement il y en a autant dont la plus grande section soit à la partie inférieure qu'à la partie supérieure. Dans la moitié des cas pour lesquels la section la plus large est en haut, on a avec nos conventions de signes $\Delta p < 0$, d'où $\Delta z - \Delta p > 0$: expulsion d'air. Lorsque la section étroite est en haut $\Delta p > 0$, la condition d'expulsion sera satisfaite si $\Delta z > \Delta p$. On a donc d'autant plus de chances d'avoir un emprisonnement d'air par défaut d'expulsion que Δp sera grand et donc que les différences entre les rayons seront plus grandes.

L'irrégularité de l'espace poral qui favorise l'emprisonnement d'air initial et contrarie l'expulsion de cet air augmente le volume d'air emprisonné de façon définitive. Cette irrégularité de l'espace poral se manifestant en particulier par les variations du diamètre des pores, on comprend le sens de la liaison hautement significative entre le volume d'air emprisonné et le rayon maximal des pores de chaque matériau. En effet, le rayon maximal constitue un indice de l'étendue de variation du rayon puisque les rayons les plus petits ont à peu près la même valeur pour tous les matériaux (cf. fig. 4). Le fait que les massifs de billes de verre se remplissent totalement et donc

d'une façon indépendante de leurs rayons renforce les conclusions précédentes, puisque comme on l'a déjà dit (section 3.14.) leur espace poral est assez régulier et relativement simple.

Le comportement d'un matériau vis-à-vis de l'eau dépend donc en grande partie de la configuration de son espace poral.

IV. — INFLUENCE DE LA DIMENSION DES ÉCHANTILLONS SUR LEUR REMPLISSAGE

L'influence de la dimension a été étudiée sur un nombre limité de matériaux : craie, brique, verre mousse, calcaire à miliolles et andésite. Des éléments sensiblement cubiques de dimensions différentes ont été humectés à l'air avec précaution (élévation progressive du niveau de l'eau de façon à submerger l'élément en 6 heures, puis submersion pendant 40 jours). Quoique l'épaisseur de la lame d'eau au-dessus de la partie supérieure de l'échantillon soit sensiblement la même (1 cm), les conditions d'humectation diffèrent quelque peu avec la dimension des échantillons : notamment la pression hydrostatique est d'autant plus élevée, à la base de chaque élément qu'il a une hauteur plus grande.

4. I. — Résultats

Les résultats portés sur un graphique humidité (p. 100 de poids sec) longueur de l'arête du cube (mm) (fig. 29), se traduisent par deux catégories de courbes :

— l'humidité sensiblement constante pour les faibles dimensions décroît ensuite rapidement ; c'est le cas de tous les éléments étudiés sauf la craie. Pour la brique, on ne peut se prononcer, puisque la dimension maximale est trop petite.

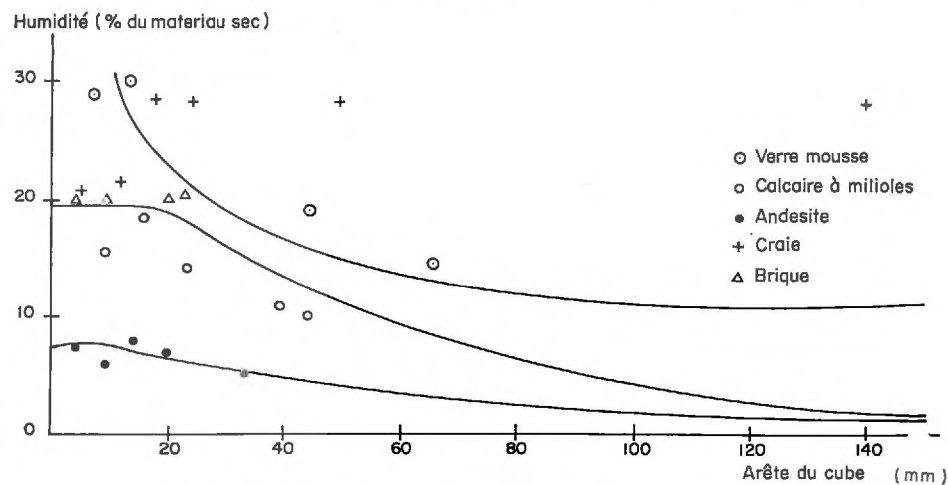


FIG. 29. — Humectation et dimension des échantillons

— l'humidité est indépendante de la dimension de l'échantillon pour la craie, dans la gamme des dimensions étudiées. Remarquons toutefois que, dans le cas de la craie, il y a, au voisinage de l'origine, une diminution d'humidité, qui reste inexpliquée.

4. 2. — *Interprétation*

Nous allons essayer de traduire ces deux catégories de courbes par une même relation entre l'humidité et la dimension des éléments. Si l'on considère, pour chaque matériau, l'abscisse du point à partir duquel l'humidité diminue lorsque la dimension croît, on constate qu'elle varie parallèlement à la hauteur d'ascension capillaire maxima (tabl. 5) pour le verre mousse, le calcaire à milioles et l'andésite. Pour la brique et la craie, qui ont des hauteurs d'ascension capillaire considérables, on s'est borné à constater que, pour des échantillons de dimensions inférieures à la hauteur d'ascension capillaire, l'humidité était indépendante de la dimension. Cette observation n'est pas en contradiction avec ce qui a été constaté pour les trois éléments précédents et qu'on peut exprimer ainsi : *après immersion de longue durée, l'humidité d'un échantillon est indépendante de la dimension tant que celle-ci reste inférieure à une certaine valeur en liaison avec l'ascension capillaire maximale.*

TABLEAU 5

Hauteurs d'ascension capillaire maxima (mm)

Verre mousse	7,1
Andésite	16,5
Calcaire à milioles	18,7
Brique	supérieure à 170
Craie	supérieure à 370

Ceci nous a amené à faire l'hypothèse suivante : un élément plongé dans l'eau s'humecte sur une certaine épaisseur seulement, cette épaisseur dépendant de l'ascension capillaire maximale du matériau considéré (fig. 30).

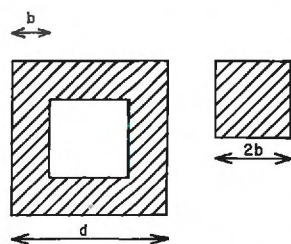


FIG. 30. — Humectation par la périphérie des matériaux poreux

La traduction mathématique de cette hypothèse va nous montrer qu'on retrouve ainsi la forme des courbes expérimentales. Considérons des éléments cubiques et posons :

H : humidité moyenne de l'élément (p. 100 du matériau sec)
d : arête du cube

b : épaisseur de matériau humectée
 w : humidité de la zone humectée (p. 100 du matériau sec)
 d_a : densité apparente du matériau.

Les fronts humides se rejoignent après avoir parcouru chacun la distance b (fig. 30).

L'humidité sera indépendante de la dimension et égale à w pour d inférieur ou égal à $2b$: ($0 \leq d \leq 2b$, $H = w$).

Pour $d > 2b$, nous allons calculer l'humidité H de l'élément qui est le rapport du poids d'eau au poids de l'élément.

Poids eau = humidité · poids du volume humecté

$$= \frac{w}{100} d_a [d^3 - (d - 2b)^3]$$

Poids de l'élément = $d_a \cdot d^3$

$$H = \frac{w d_a [d^3 - (d - 2b)^3]}{100 d_a d^3} = w \left[1 - \left(1 - \frac{2b}{d} \right)^3 \right],$$

expression constamment décroissante lorsque d croît.

Pour vérifier cette formule par voie statistique, nous allons la rendre linéaire, ce qui s'obtient ici par une transformation logarithmique.

$$H = w \left[1 - \left(1 - \frac{2b}{d} \right)^3 \right] \text{ peut s'écrire : } H = w - w' \left(1 - \frac{2b}{d} \right)^3$$

$$\frac{H - w}{w'} = - \left(1 - \frac{2b}{d} \right)^3$$

$$\text{Posons } \frac{H - w}{w'} = Y \text{ et } \left(1 - \frac{2b}{d} \right) = X; \text{ il vient } Y = X^3.$$

Cette expression, dans laquelle ne figurent plus aucun des paramètres b et d , est valable pour un point expérimental quelconque, à condition qu'il se trouve sur une des courbes définies par l'équation générale et que $d > 2b$. La transformation revient donc, entre autres, à grouper en un ensemble unique les points expérimentaux appartenant aux divers matériaux.

La transformation logarithmique de $Y = X^3$ donne $\log Y = 3 \log X$, ou en posant $\log Y = Z$ et $\log X = T$, $Z = 3T$. La vérification statistique revient à montrer que, dans l'équation de régression,

$$Z = \alpha + \beta T$$

$$\alpha = 0 = \log 1 \text{ et } \beta = 3$$

$$\text{ou que, dans } Y = AX^3, A = 1 \text{ et } \beta = 3$$

Mais il reste à préciser la valeur des paramètres w et b permettant de calculer X et Y . L'humidité correspondant au palier initial horizontal est w : elle est déterminée par la valeur correspondant à la dimension la plus petite.

Le paramètre b est plus difficile à définir. Si nous avons de bonnes raisons de penser qu'il est en relation avec l'ascension capillaire maximale h de chaque matériau,

il n'est guère plausible qu'il lui soit égal : le matériau immergé s'humecte aussi sous l'action d'une charge d'eau et non sous la seule influence de la capillarité. Nous poserons $2b = ch$, c étant un paramètre à déterminer. Mais comme le calcul de la régression ne nous donne que α et β , nous chercherons par tâtonnement la valeur de c permettant d'obtenir approximativement $\beta = 3$. Pour $c = 0,53$, on obtient une régression significative au seuil 1 p. 100 expliquant 66 p. 100 de la variation de Z . $\alpha = 0,094$, ce qui donne $\log A = 1,916$ et $A = 0,82$.

L'équation s'écrit alors : $Y = 0,82 X^{3,01}$; elle est voisine de $Y = X^3$. Les figures 29 et 31 traduisent graphiquement les résultats de ces calculs.

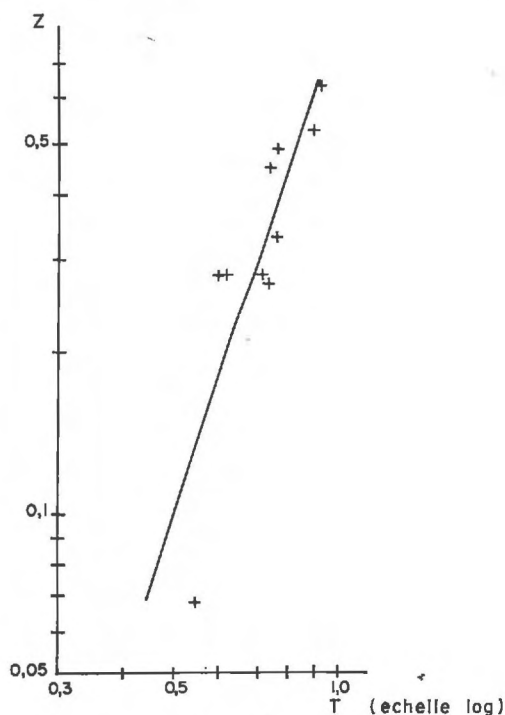


FIG. 31. — Courbe $Z = f(T)$

N. B. Les points sont les transformées de la courbe 29 qui satisfont à la condition $d > 2b$.

L'examen de la façon dont s'humectent le verre mousse et l'andésite, par fragmentation d'un échantillon préalablement immergé, montre que la pénétration de l'eau ne se fait pas sur une épaisseur d'humidité constante située à la périphérie de l'échantillon mais que l'humidité diminue de l'extérieur à l'intérieur : pour le verre mousse, les 2 à 3 mm extérieurs avaient une humidité de 71,9 p. 100, le centre ayant une humidité de 4,9 p. 100 seulement ; les 3 cm extérieurs de l'andésite ont une humidité de 4,7 p. 100, alors qu'au centre, elle est de 3,4 p. 100 ; on peut penser qu'avec des éléments de plus grandes dimensions, l'humidité est nulle au centre.

Le mécanisme de l'humectation est donc plus complexe que ne le suggère l'hypothèse à la base du calcul précédent. Ce dernier peut cependant être conservé si l'on admet que l'humidité au voisinage de la périphérie de l'élément est constante et égale

à « w » ; le paramètre « b » est une valeur fictive ainsi définie si $H(y)$ est l'humidité pour l'abscisse y :

$$b \cdot w = \int_0^n H(y) \cdot dy,$$

n étant la valeur de y pour laquelle l'humidité du matériau est nulle.

Parce qu'il utilise un schéma simplifié de la réalité, le modèle mathématique proposé rend compte du comportement des matériaux en première approximation.

En conclusion :

— Au-delà d'une certaine dimension en liaison avec la hauteur d'ascension capillaire maximale, l'humidité moyenne d'un élément poreux immergé (exprimée en p. 100 du matériau sec) décroît lorsque la taille de l'élément considéré augmente.

— La variation de l'humidité H de l'échantillon peut s'exprimer en fonction de la longueur de l'arête et de deux paramètres : l'un b est proportionnel à la hauteur d'ascension capillaire maximale, l'autre w est l'humidité d'un élément cubique de 5 mm de côté. L'équation précédemment écrite relie ces diverses quantités et paraît valable en première approximation.

— Cette équation est en fait une formule semi-empirique indiquant *comment* varie l'humidité d'un matériau poreux quelconque en fonction de sa dimension, lorsqu'il est humecté dans des conditions définies. Nous n'avons pas proposé de justification théorique de l'intervention d'un paramètre proportionnel à la hauteur d'ascension capillaire maximale. Peut-être cette dernière n'intervient-elle que parce qu'elle est en corrélation avec la succion du matériau, qui joue un rôle sur l'emprisonnement d'air. Il faut en effet remarquer que, quoique l'humectation soit faite avec précaution, l'échantillon est submergé au bout de 6 heures et que des emprisonnements d'air sont possibles avant submersion du seul fait de l'intervention de la capillarité.

Malgré les réserves précédentes qui concernent seulement l'interprétation théorique, les éléments poreux rigides immergés s'humectent d'autant moins qu'ils sont plus grands, une fois dépassée une certaine dimension limite proportionnelle à l'ascension capillaire maximale.

Reçu pour publication en novembre 1971.

SUMMARY

EFFECTS OF THE COARSE CONSTITUENTS ON THE DYNAMICS OF WATER IN A SANDY SOIL,

I. — BEHAVIOUR OF THE COARSE AND POROUS CONSTITUENTS WITH RESPECT TO WATER

Total porosity and the pore distribution feature both natural and synthetic porous materials.

The pore-water content is investigated under several conditions *i. e.*, careful but quick moistening at atmospheric pressure, and in vacuo.

Following moistening carried out promptly but carefully part of the voids remain air-filled the proportion of such voids featuring each material.

Theoretical and experimental investigations of the trapping of the air have shown that the more uneven is pore distribution the more substantial is such trapping.

Since the maximum pore radius is an indication of such unevenness, this explains the diminution between the maximal pore radius and the volume of trapped air expressed in per cent of the effective porosity.

ZUSAMMENFASSUNG

EINWIRKUNGEN DER GROBEN BESTANDTEILE AUF DIE DYNAMIK DES IN SANDIGEM BODEN ENTHALTENEN WASSERS

I. — VERHALTEN PORÖSER GROBER BESTANDTEILE GEGENÜBER DEM WASSER

Ein Kennzeichen der natürlichen und synthetischen porösen Substanzen besteht in ihrer vollständigen, offenen Porosität und der Formation ihres porösen Raums.

Der Grad der Füllung der offenen Poren mit Wasser wurde unter verschiedenen Bedingungen untersucht: Schnelle, vorsichtige Befeuchtung, unter Atmosphärendruck und im Vakuum.

Bei vorsichtiger Befeuchtung bleibt ein Teil der offenen Poren von Luft besetzt; die Grösse des mit Luft gefüllten Anteils an offenen Poren bildet ein Kennzeichen jeder Art Material.

Die theoretische und experimentelle Untersuchung des Systems der Einschliessung der Luft ergibt, dass diese Einschliessung umso erheblicher ist, je unregelmässiger der Poröse Raum gestaltet ist.

Da der grösste Porenradius eine Anzeige dieser Unregelmässigkeit ist, ist der Grund für die parallel laufende Abnahme des grössten Porenradius und des (in Prozenten der offenen Porosität ausgedrückten) eingeschlossenen Luftvolumens verständlich.

РЕЗЮМЕ

Действие крупных элементов на динамику влаги в песчаной почве.

I. Поведение крупных элементов сопротивляющихся воде.

Р. ГРА.

Естественные и искусственные пористые материалы характеризуются их общей открытой порозностью и геометрией их порозного пространства. Степень заполнения открытой порозности влагой изучалась в различных условиях: быстрое увлажнение, осторожное увлажнение и увлажнение в вакууме.

После осторожного увлажнения часть открытой порозности остается занятой воздухом; размеры фракции открытой порозности заполненной воздухом характерны для каждого отдельного материала.

Теоритическое и экспериментальное изучение механизмов защемления воздуха показывает что оно тем более интенсивно, чем больше выражена нерегулярность порозного пространства.

Так-как максимальный радиус пор является признаком этой нерегулярности, можно легко понять причины регрессии существующей между максимальным радиусом пор и объемом воздуха выраженным в процентах открытой порозности.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- BARRER R. M., 1948. Fluid flow in porous media. *Faraday Soc.*, discussion n° 3, p. 61.
- CASSIE A. B., BAXTER S., 1944. Wettability of porous surface. *Trans. Faraday Soc.*, **40**, S 46.
- HATT I., 1956. The network model of porous media. I. Capillary pressure characteristics. *Trans. AIME*, **207**, 144-159.
- GRAS R., 1969. Considérations sur la porosité et l'étude des milieux poreux. *Sci. sol*, **2**, 79-89.
- GRATON L. C., FRASER H. J., 1935. Systematic packing of spheres with particular relation to porosity and permeability. *Journ. of Geol.*, **43**, 785-909.
- GREMY F., PAGÉS J.-C., 1966. *Éléments de biophysique*. Flammarion, 1 vol.
- KEEN B. A., 1931. *Physical properties of the soil*, Longmans, 1 vol, 380 p.
- MOREL-SEYTOUX, 1969. *Introduction to flow of immiscible liquids in porous media*, in J. M. de Wiest : *Flow through porous media*. Academic press, 1 vol.
- ROSE W., WITHERSPOON P. A., 1956. Studies of waterflood performance. II. Trapping oil in pore doublet. *Illinois State geological survey*, Circular 224.
- TURC L., Communication personnelle.
- WENZEL R. N., 1936. *Industr. Engng. Chem.*, **28**, 988.
-

EFFETS DES ÉLÉMENTS GROSSIERS SUR LA DYNAMIQUE DE L'EAU DANS UN SOL SABLEUX

II. — DYNAMIQUE DE L'EAU
DANS LE SYSTÈME TERRE FINE-ÉLÉMENTS GROSSIERS.
VARIATIONS POSITIVES D'HUMIDITÉ

R. GRAS

*Station centrale d'Agronomie,
Centre national de Recherches agronomiques, I. N. R. A.,
78 - Versailles*

EFFETS DES ÉLÉMENTS GROSSIERS SUR LA DYNAMIQUE DE L'EAU DANS UN SOL SABLEUX

II. — DYNAMIQUE DE L'EAU
DANS LE SYSTÈME TERRE FINE-ÉLÉMENTS GROSSIERS.
VARIATIONS POSITIVES D'HUMIDITÉ ⁽¹⁾

R. GRAS

*Station centrale d'Agronomie,
Centre national de Recherches agronomiques, I. N. R. A.,
78 - Versailles*

RÉSUMÉ

Un sol contenant des cailloux est un système hétérogène constitué de deux matériaux, la terre fine et les cailloux, désignés aussi sous le terme d'éléments grossiers.

La dynamique de l'eau dans un tel système a été étudiée expérimentalement en utilisant des tubes pleins d'un sol sableux renfermant des éléments grossiers de forme géométrique définie.

On a d'abord étudié leur influence sur la cinétique du front humide avançant dans un sol sableux initialement sec, dans diverses conditions d'alimentation en eau : infiltration avec plan d'eau, humectation verticale et horizontale. Les résultats expérimentaux ont été interprétés dans les cas simples à l'aide des lois de l'hydrodynamique.

Une fois le système humecté, on examine l'effet des éléments grossiers sur la transmission de l'eau par le système. Tous les éléments diminuent la perméabilité globale du système.

Au cours des expériences précédentes, les éléments grossiers poreux peuvent s'humecter à partir du sable. Les variations d'humidité enregistrées tiennent à la nature des matériaux grossiers et aux suctions exercées par le sol sableux et les éléments grossiers sur l'eau.

INTRODUCTION

Nous étudions la dynamique de l'eau dans le système hétérogène terre fine éléments grossiers, en nous limitant aux phénomènes provoquant une variation positive d'humidité et à la transmission de l'eau saturante par le système.

Une attention particulière est attachée aux conséquences de la dynamique de l'eau dans la terre fine sur le remplissage des éléments grossiers poreux, puisque la quantité d'eau absorbée par ces éléments va déterminer leur contribution éventuelle à l'alimentation en eau de la végétation.

⁽¹⁾ Deuxième partie d'une thèse de Doctorat d'État soutenue le 21 septembre 1971 à l'Université Louis-Pasteur de Strasbourg.

Les modalités de la circulation de l'eau dans la terre sont très variées et on peut classer l'ensemble des cas suivant plusieurs critères.

Un de ceux-ci considère le degré de remplissage de la porosité ouverte. Lorsque cette porosité est entièrement occupée par l'eau, celle-ci est dite *saturante* ; elle n'est soumise à aucune tension d'origine capillaire et la pression hydrostatique s'y transmet intégralement. L'eau est dite *non saturante*, lorsqu'une phase gazeuse subsiste à côté de la phase liquide. Si cette phase gazeuse est isolée de l'atmosphère extérieure (air emprisonné), les propriétés de l'eau saturante, et notamment, la transmission des pressions hydrostatiques, sont conservées, du moins avec une approximation convenable. Par contre, lorsque la phase gazeuse communique avec l'atmosphère extérieure, l'eau est soumise à des actions capillaires et la transmission des pressions est considérablement perturbée.

D'un autre point de vue, on peut considérer la variation dans le temps de la teneur en eau du sol. La *filtration* est la transmission de l'eau d'une extrémité à l'autre de l'échantillon considéré comme saturé, son humidité est alors constante. Lorsque l'eau pénètre dans un sol sec, l'humidité en arrière du front humide étant voisine de la saturation et relativement constante, on parle d'*infiltration*. Le terme *humectation* désigne l'augmentation de la teneur en eau non saturante et le terme *dessiccation* le phénomène inverse.

Les cas réels n'appartiennent pas toujours à une catégorie bien définie. Par exemple, lorsque l'eau s'infiltré *per descensum* dans un sol sec, on n'est pas assuré que l'eau soit saturante dans toute l'épaisseur de sol humecté ; mais surtout des actions capillaires importantes se produisent à la limite terre humide-terre sèche.

Aussi, nous n'étudierons pas l'action des éléments rigides dans l'ensemble du domaine de la circulation de l'eau, mais nous considérerons seulement quelques situations particulièrement importantes dans le milieu naturel :

— circulation *per descensum* à la suite de l'existence d'un plan d'eau d'épaisseur constante à la surface du sol. Cette situation se produit dans le milieu naturel lorsqu'une lame d'eau s'établit à la surface du sol. On considérera deux phases successives : la pénétration de l'eau dans un sol sec que nous désignerons par infiltration, même si la saturation n'est pas totale et la transmission de l'eau par le sol en principe saturé, la filtration ;

— circulation *per descensum* par apport d'eau à débit constant, sans établissement d'une lame de liquide à la surface du sol. Ce cas, fréquent dans le milieu naturel, sera désigné par humectation verticale ;

— circulation horizontale de l'eau dans un sol sec sous l'influence de la succion du sol : humectation horizontale ;

— dessèchement du sol sous l'influence d'une succion. C'est un processus de dessèchement se produisant dans le sol au voisinage des racines, ou d'une surface évaporante.

Pour déceler les modifications apportées à l'écoulement de l'eau dans un milieu meuble par la présence de matériaux grossiers, il importe d'abord de connaître l'écoulement de l'eau dans le milieu meuble seul pour les différents cas envisagés précédemment. C'est pourquoi nous étudierons d'abord la dynamique de l'eau dans le sable.

I. — DYNAMIQUE DE L'EAU DANS LE SABLE

Après une brève description du dispositif expérimental utilisé et un rappel des lois de la circulation de l'eau dans les milieux poreux, nous examinerons comment ces lois s'appliquent au matériau meuble choisi.

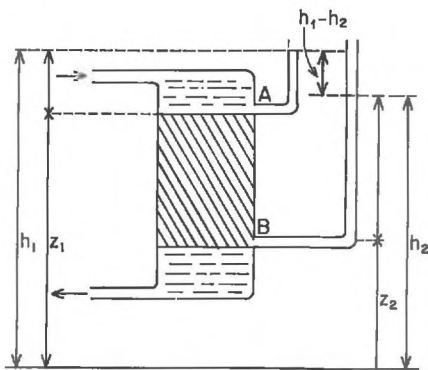
I. I. — *Dispositif expérimental*

L'étude a été réalisée en utilisant des tubes cylindriques transparents de diamètre intérieur 5 cm environ, remplis de sable fin dit de Fontenay, décrit ultérieurement (en 5. 11) ; en effet la finesse de certaines de ses particules assure un bon contact avec le matériau rigide, et l'état de ce contact est indépendant de l'humidité, puisque ce sable ne gonfle pratiquement pas. Le sable a été introduit par fraction de 50 g et tassé au maximum avec un piston constitué d'un bouchon de caoutchouc placé au bout d'une tige. Il a fallu prévoir, à la base du tube, un dispositif retenant le sable fin, tout en modifiant le moins possible l'écoulement de l'eau. Nous avons choisi de fermer le tube à sa base par un grillage supportant une couche de quelques centimètres de sable grossier (diamètre des grains 2 mm), surmontée d'un grillage de maille 0,4 mm. Le sable fin pénètre un peu dans la couche de sable grossier, mais est vite arrêté, ce qui permet de réaliser un tassement homogène du sable fin au-dessus. Nous avons préféré utiliser ce dispositif plutôt qu'un papier-filtre ; en effet, on n'était pas assuré que ce dernier ne se colmaterait pas partiellement par les quelques éléments fins entraînés lors de la percolation, ou ne modifierait pas l'écoulement par sa seule présence.

Selon le type d'écoulement étudié, des modifications de détail ont été apportées au montage des tubes et nous les signalerons ultérieurement.

Les caractéristiques du sable tassé dans le tube sont :

- densité apparente = 1,47
- densité réelle = 2,65
- porosité calculée à partir des paramètres précédents : 44 p. 100
- ascension capillaire maxima = 70 cm (mesurés au bout de 500 heures).

I. 2. — *Généralités sur la circulation de l'eau dans un milieu poreux*I. 21. *Eau saturante. Loi de Darcy.*FIG. 1. — *Loi de Darcy*

On fait circuler de l'eau dans un système (fig. 1) constitué par un matériau poreux de section constante S et de longueur l que nous appellerons *filtre* ; les indications des piézomètres placés en A et B aux extrémités du filtre étant h_2 et h_1 , le débit D est donné par la formule :

$$D = -KS \frac{h_2 - h_1}{l}$$

c'est la loi de Darcy. En posant

$h = h_2 - h_1$, différence des charges hydrauliques, on a : $D = -KS h/l$.

La vitesse brute fictive est $V = D/S$:

$$V = -K \frac{h}{l}$$

Calculons en hauteur d'eau les pressions p mesurées par les piézomètres, ρ étant le poids spécifique de l'eau.

En A : $p_1 = \rho (h_1 - z_1)$ ce qui donne $h_1 = z_1 + p_1/\rho$

B : $p_2 = \rho (h_2 - z_2)$ $h_2 = z_2 + p_2/\rho$

Les expressions telles que h_2 et h_1 appelées *charges hydrauliques* sont la somme de deux termes : l'un z est la charge due à la gravité (mesurée par la cote) et l'autre p/ρ est la charge due à la pression.

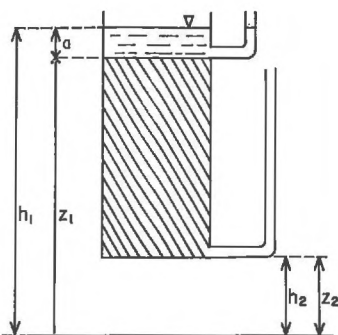


FIG. 2. — Loi de Darcy, dans le cas de l'existence d'un plan d'eau en surface

Lorsqu'on maintient une lame d'eau d'épaisseur constante « a » au-dessus du filtre et que l'eau s'écoule librement à la base (fig. 2),

on a : $h_1 = z_1 + a$

$h_2 = z_2$

et la loi de Darcy s'écrit :

$$\begin{aligned} D &= -KS \frac{(z_1 + a) - z_2}{l} \\ &= -KS \frac{(a + z_1 - z_2)}{l} \\ &\text{comme } z_1 - z_2 = l \\ D &= -KS \frac{(a + l)}{l} \end{aligned}$$

La quantité $(h_2 - h_1)/l$, quotient d'une différence de charge par une différence de longueur, s'appelle le gradient hydraulique ; la loi de Darcy peut donc encore s'écrire ainsi :

$$D = -KS \frac{dh}{dl}, \quad h \text{ étant un potentiel.}$$

On peut alors exprimer cette loi sous forme vectorielle

$$\vec{D} = -K \vec{\text{grad}} h \text{ ou } \vec{D} = -K \cdot \nabla h, \quad \nabla \text{ étant l'opérateur } \partial/\partial x + \partial/\partial y + \partial/\partial z$$

\vec{D} est la densité de flux d'eau, quantité d'eau transmise par unité de temps et par unité d'aire d'une surface normale à la direction de l'écoulement. On retrouve la formulation de lois phénoménologiques, comme celle d'Ohm pour l'électricité. Nous utiliserons ultérieurement l'analogie de la loi de Darcy avec cette dernière loi.

I. 22. Eau non saturante (GARDNER, 1958 ; SWARTENDRUBER, 1969).

Lorsque le milieu n'est plus saturé et que la phase gazeuse communique avec l'extérieur, l'eau se déplace encore sous l'influence d'une différence de potentiel h , ce qui donne une expression analogue à la loi de Darcy : $D = -K \text{ grad } h$. L'existence de la phase gazeuse a deux conséquences

sur les termes de cette équation. D'une part, la perméabilité K est plus faible qu'en milieu saturé, puisque la section utile pour la circulation du liquide est plus petite et cette perméabilité K dépend de l'humidité H : $K = K(H)$. La présence dans certains pores d'une interface air-eau entraîne une modification de la fonction potentiel h , la composante de pression devenant une succion ψ et la composante z due à la gravité restant inchangée ; cette succion est, elle aussi, fonction de l'humidité H : $\psi = \psi(H)$. Le potentiel s'écrit donc : $h = z - \psi(H)$ et on obtient :

$$D = K(H) \cdot [\nabla z - \nabla \psi(H)]$$

pour la circulation verticale *per descensum*.

A la différence de ce qui se passe lorsque la loi de Darcy est applicable, l'humidité H est une fonction des coordonnées x, y, z du point considéré dans le milieu poreux et du temps t : $H(x, y, z, t)$.

Cette humidité peut être théoriquement obtenue à partir d'une équation aux dérivées partielles qu'on établit à partir de l'équation précédente et du principe de la conservation de la masse.

$$\frac{\partial}{\partial x} (M \frac{\partial H}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (M \frac{\partial H}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z} (M \frac{\partial H}{\partial z}) + \frac{\partial K}{\partial z} = \frac{\partial H}{\partial t},$$

M étant l'expression $K(H) \cdot (\partial \psi / \partial H)$.

Cette équation aux dérivées partielles décrit, suivant les conditions initiales et les conditions aux limites imposées, l'humectation du sol, son dessèchement, etc.

I. 3. — Filtration en tube vertical avec plan d'eau

La loi de Darcy s'appliquant aux matériaux meubles homogènes, nous nous sommes limité à l'étude de quelques points précis :

- incidence d'une humectation brutale ou ménagée sur la perméabilité ;
- stabilité des débits dans le temps.

I. 31. Méthode d'étude.

Deux catégories de tubes ont été utilisées avec des modes d'humectation différents.

Les tubes courts, comprenant une épaisseur de 20 cm de sable sur une couche de 3 cm de sable grossier ont été humectés de deux façons :

— humectation progressive, par capillarité : La partie inférieure du tube est plongée dans l'eau, dont on élève progressivement le niveau, de façon qu'il reste au-dessous du niveau du front humide dans le sable ; la colonne de terre est humectée en 30 minutes. Ensuite, on amène le niveau de l'eau au niveau supérieur du sable et on laisse les choses en l'état pendant 17 heures avant de réaliser la filtration ;

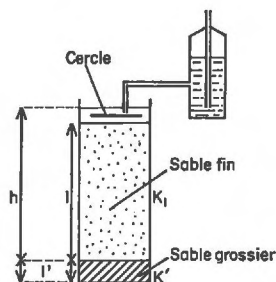


Fig. 3. — Dispositif expérimental utilisé pour les infiltrations et filtrations

— humectation rapide obtenue en établissant brutalement une lame d'eau de 1 cm à la surface du sable ; les débits transmis sont mesurés une fois que le front humide est parvenu à la base du tube.

Pour des raisons qui seront données plus tard, on a utilisé aussi des tubes longs avec une

épaisseur de 48 cm de sable de Fontenay sur 2 cm de sable grossier. Tous ces tubes ont été humectés rapidement, comme cela est décrit dans le paragraphe précédent ; les débits transmis ont été mesurés de la même façon.

On a établi une lame d'eau de 1 cm d'épaisseur à la surface du sable au moyen d'un vase de Mariotte gradué utilisable comme débitmètre (fig. 3). Pour éviter l'érosion de la surface par cette arrivée d'eau, on a placé à 5 mm au-dessus du niveau du sol un cercle métallique de diamètre inférieur à celui du tube.

Les débits en filtration étaient mesurés en pesant l'eau recueillie à la base du tube, le temps zéro correspondant à la chute de la première goutte de la base du tube.

I. 32. Résultats.

Dans tous les cas, la quantité d'eau recueillie à la base du tube est proportionnelle au temps (fig. 4). L'instabilité structurale, le gonflement et la dispersion de colloïdes par l'eau interviennent de façon négligeable.

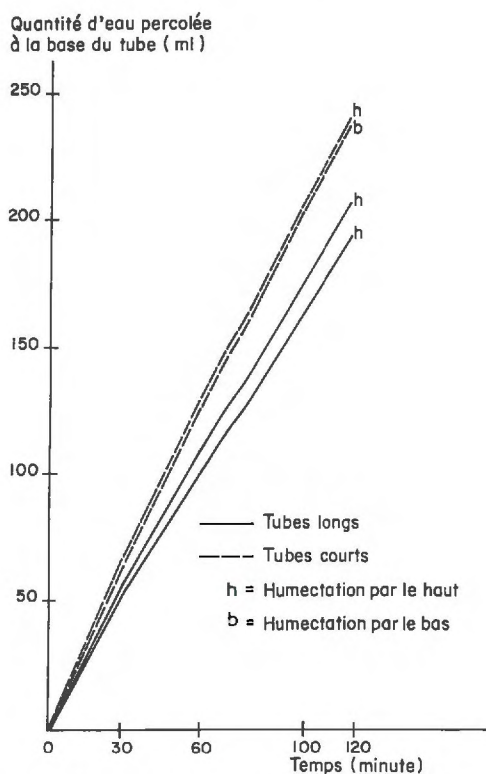


FIG. 4. — Quantité d'eau recueillie à la base des tubes témoins

Les modes d'humectations, dont l'influence a été étudiée seulement pour les tubes courts, n'interviennent pas de façon sensible sur les débits : en une heure, 152 ml avec humectation progressive et 148 ml avec humectation brutale.

Les différences entre les quantités d'eau transmises par les tubes longs, tous humectés rapidement, étaient faibles : 5,7 p. 100 de la moyenne au bout d'une heure, 6,5 p. 100 au bout de 2 heures. De telles différences tiennent au fait qu'il n'est pas possible de remplir les tubes de sable de façon identique ; la reproductibilité est cependant convenable.

Ces manipulations ayant aussi pour but de déterminer le coefficient de perméabilité du sable de Fontenay, on a comparé les valeurs fournies par les tubes longs et les tubes courts. Les dispositifs utilisés sont des filtres complexes, puisqu'ils comprennent une couche de sable fin d'épais-

seur l et de perméabilité K_1 , à déterminer, surmontant une couche de sable grossier de longueur l' et de perméabilité K' . Le débit du filtre complexe est, d'après SCHNEEBELI (1966) :

$$D = \frac{S(h + l')}{l/K_1 + l'/K'} \quad (\text{fig. 3})$$

Nous avons utilisé cette formule pour calculer K_1 ; en effet, la formule simplifiée négligeant le fait que le filtre est complexe et prenant comme charge « h » et comme longueur du filtre « l » introduit une erreur appréciable, du moins pour les tubes courts (Annexe 3). Comme un peu de sable fin a pénétré dans le sable grossier occupant 12 p. 100 de sa porosité, la valeur de la perméabilité du sable grossier, 15,5 cm/mn, a été arrondie à 15.

Les résultats sont exprimés en cm/mn :

Tubes courts, humectation par le bas = 0,072 9

humectation par le haut = 0,076 8

Tubes longs humectés par le haut = 0,0714

Il n'y a pas d'influence sensible du mode d'humectation et de la longueur des tubes.

Pour des tubes courts, l'erreur est de 5,2 p. 100 et pour les tubes longs de 4,8 p. 100 ; ces erreurs sont supérieures à celles données par le calcul d'erreur (Annexe 4), certainement parce que ce dernier ne prend pas en compte les différences de tassement du sable d'un tube à l'autre.

Nous prendrons en définitive comme valeur de la perméabilité du sable de Fontenay $K_1 = 0,07$ cm/mn.

1. 4. — *Infiltration dans un tube vertical avec plan d'eau en surface*

Comme le sable est initialement sec, l'humectation peut être suivie par le déplacement du front humide. La variation de la cote du front humide z en fonction du temps t est une courbe.

Pour mettre en évidence l'influence d'un élément grossier, on pourrait comparer un tube témoin sans élément à un tube avec élément. Mais les conditions expérimentales (tassement du sable, établissement du plan d'eau à l'instant initial) pouvant être différentes entre les deux tubes, il serait préférable d'utiliser un seul tube. C'est ce que nous avons fait, en remarquant ceci :

Lorsqu'on humecte un tube vertical de sol sec renfermant un élément grossier dont la partie supérieure est à la cote z_1 (les cotes sont comptées positivement vers le bas à partir de l'extrémité haute du filtre), la circulation de l'eau n'est pas modifiée par l'élément grossier dans l'intervalle $0 - z_1$. Supposons qu'on puisse déterminer la courbe $z = f(t)$ de la cote z du front humide en fonction du temps t , à l'aide des seules observations de l'intervalle $0 - z_1$; on pourra alors par extrapolation décrire le déplacement du front humide qui se serait produit s'il n'y avait pas eu d'élément grossier et ainsi mettre en évidence l'effet de ce dernier. En outre, la connaissance de l'équation $z = f(t)$ pourra être utile pour l'interprétation des résultats expérimentaux. Pour établir cette équation, on utilisera l'homologie entre la circulation de l'eau dans un tube capillaire et dans un filtre.

I. 41. *Homologie entre la circulation de l'eau dans un tube capillaire et dans un filtre.*

DE Wiest (1969) signale l'homologie précédente pour la loi de Poiseuille et la loi de Darcy. A la vitesse réelle du fluide dans un capillaire, correspond une valeur hydraulique moyenne, la vitesse brute fictive, quotient de la quantité d'eau percolée par la section du filtre.

<i>Loi de Poiseuille</i>	<i>Loi de Darcy</i>
Capillaire de section πr^2	Filtre de section S
η = viscosité de l'eau	
Vitesse réelle : v	Vitesse brute fictive : V
$v = \frac{r^2}{8\eta} \frac{dh}{dl}$	$V = K \frac{dh}{dl}$
$D = \pi r^2 \cdot \frac{r^2}{8\eta} \cdot \frac{dh}{dl}$	$D = KS \frac{dh}{dl}$

On a les correspondances suivantes :

$r^2/8\eta$	K
πr^2	S

On peut donc espérer transposer à un milieu poreux les équations écrites pour les tubes capillaires.

I. 42. Calcul de l'équation de la cinétique du front humide.

Dans un tube capillaire de rayon r , l'eau se déplace sous l'influence de son poids et de la pression capillaire.

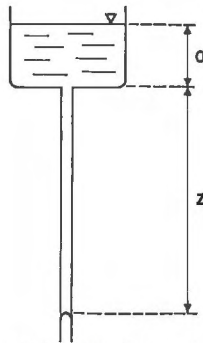


FIG. 5. — Déplacement de l'eau dans un tube capillaire vertical

Le débit $D = dq/dt$ s'écrit avec les notations de la figure 5, q étant la quantité d'eau :

$$D = \frac{dq}{dt} = \frac{\pi r^4}{8\eta} \left(\frac{z + a + \psi}{z} \right) = \pi r^2 \cdot (r^2/8\eta) \left(1 + \frac{a + \psi}{z} \right).$$

On a entre capillaire et filtre les correspondances suivantes :

Capillaire	Filtre
z = cote du ménisque	z = cote du front humide
πr^2	S
$r^2/8\eta$	K
q = quantité d'eau contenue dans la hauteur z de capillaire	Q = quantité d'eau saturant sur l'épaisseur z un filtre de porosité P.

La transposition permet d'écrire pour le filtre : $D = KS (z + a + \psi)/z$.

COURAU (1967) a vérifié la validité de cette loi sur un milieu poreux artificiel, ce qui justifie *a posteriori* cette démarche de transposition.

Il faut maintenant relier le débit D du filtre à la cote z du front humide. P étant la porosité : $Q = (P/100) Sz$, d'où $D = dQ/dt = (PS/100) dz/dt$. En portant D dans l'équation précédente :

$$D = (PS/100) (dz/dt) = KS (z + a + \psi)/z$$

$$dz/dt = (100K/P) (z + a + \psi)/z$$

$$\frac{z \cdot dz}{z + a + \psi} = (100 K/P) dt$$

En remarquant que :

$$\frac{z}{z + a + \psi} = \frac{z + a + \psi - (a + \psi)}{z + a + \psi} = 1 - \frac{a + \psi}{z + a + \psi},$$

on intègre l'équation précédente. Pour calculer la constante d'intégration, on écrit que pour $t = 0$, $z = 0$. En définitive :

$$z + (\psi + a) \operatorname{Log} \left(\frac{\psi + a}{z + \psi + a} \right) = (100 K/P) t$$

Le calcul de la quantité d'eau consommée cumulée au temps t s'effectuerait à partir de l'équation du débit où l'on remplacerait z par sa valeur en fonction de t ; cela n'est pas possible, parce que l'équation reliant z à t est implicite.

1. 43. Examen de la validité de l'équation pour rendre compte de la cinétique du front humide dans le sable.

Pour écrire l'équation dans le cas du tube plein de sable, il faut disposer des valeurs numériques de ψ , K et P pour le sable dans les conditions d'infiltration.

On peut tourner la difficulté pour K et P , en posant $A = 100 K/P$, ce qui donne

$$z + (\psi + a) \operatorname{Log} \left(\frac{\psi + a}{z + \psi + a} \right) = At$$

Si A est sensiblement constant au cours d'une expérience, la formule sera valable.

Pour ψ , on sait que l'ascension capillaire dans le sable se poursuit encore au bout de 500 heures, ce qui est normal puisque ce matériau peut être assimilé à un faisceau de capillaires de diamètres différents. En effet, les ménisques dans les gros capillaires atteignent rapidement la hauteur maxima, tandis que les ménisques des capillaires étroits s'élèvent plus haut mais plus lentement.

Une tentative de calcul faite en utilisant pour ψ , 70 cm (hauteur de l'ascension au bout de 500 heures) donne une valeur de A sensiblement constante (de 0,17 au début de l'expérience à 0,14 à la fin — valeur moyenne 0,15).

En fait, cette constatation ne saurait constituer une vérification de l'exactitude de la valeur de ψ , puisqu'il existe un ensemble de valeurs du couple ψ , A qui satisfont à un bon ajustement, comme on l'a vérifié.

De plus, la valeur de A n'est guère compatible avec le fait que le sable n'est pas saturé. Le rapport z/Q , de la cote du front humide à la quantité d'eau entrée dans le filtre, est sensiblement constant au cours d'une expérience (0,133 au début — 0,129 à la fin — moyenne = 0,131).

Ceci entraîne que le coefficient de remplissage de la porosité du sable (quotient de la quantité Q d'eau présente dans une épaisseur z de sable par le volume de la porosité correspondante, est aussi constant et égal à 0,74 seulement : en effet, ce coefficient est $PSz/100 Q$.

On peut, en écrivant $A = 100 \alpha K/\beta P$, évaluer le coefficient α de réduction de la perméabilité : avec $A = 0,15$, $K = 0,07$, $P = 45,4$, $\beta = 0,74$, on trouve $\alpha = 0,70$. Il est assez surprenant qu'une occupation par l'eau de 74 p. 100 de la porosité s'accompagne d'une réduction aussi importante (70 p. 100 de la perméabilité). En effet, comme, d'une part, l'eau circule au cours de l'infiltration dans les gros capillaires et comme, d'autre part, le débit transmis par un capillaire varie comme le carré de son diamètre, la diminution de perméabilité consécutive au non remplissage temporaire des petits capillaires devrait être moins marquée que ne le prévoit le calcul ci-dessus.

Comme la valeur de A dépend de la valeur de ψ , prise ici égale à 70 cm (ascension capillaire

au bout de 500 heures), on a tenté un nouveau calcul de A en introduisant des valeurs plus basses de ψ : par exemple, avec $\psi = 53$ cm, on obtient $A = 0,185$, ce qui donne $\alpha = 0,8$. Malheureusement, l'accord entre les valeurs de α calculées et observées est nettement moins bon. Aussi avons-nous conservé $\psi = 70$ cm dans tous les calculs.

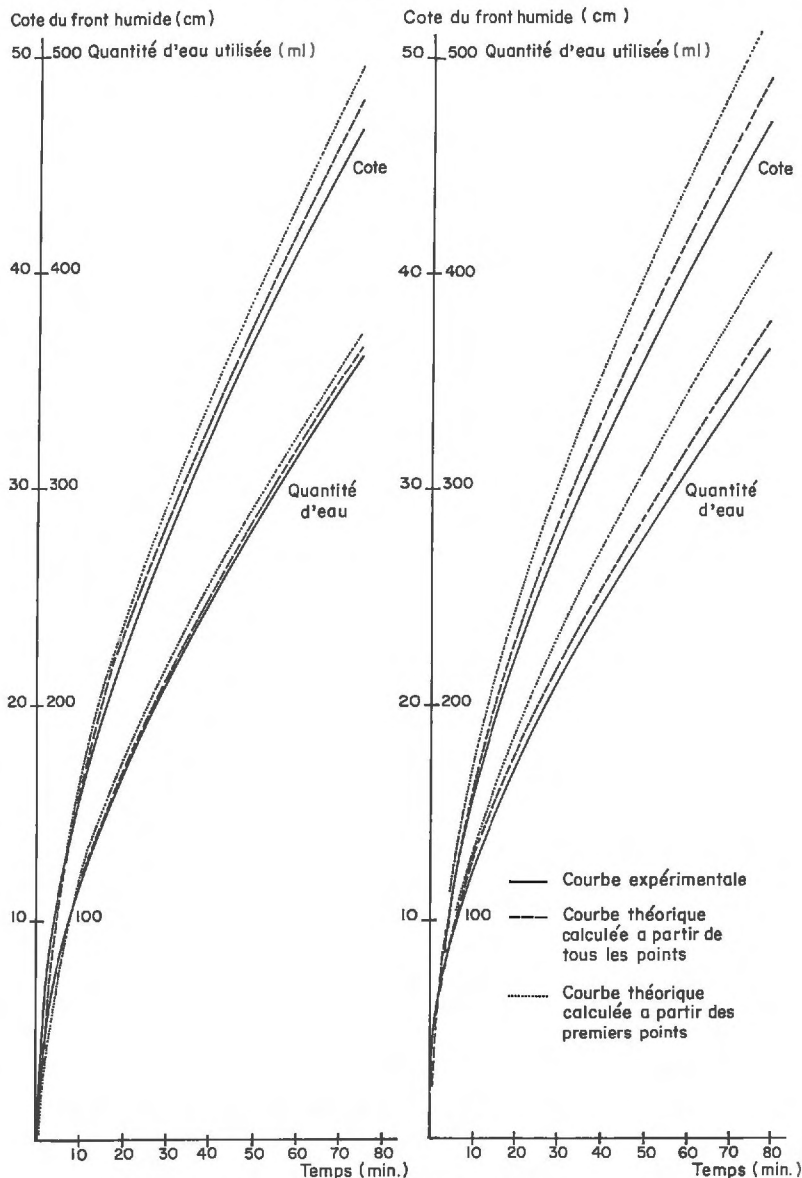


FIG. 6. — Infiltration. Comparaison entre les valeurs mesurées et calculées pour la cote du front humide et la quantité d'eau absorbée

Pour deux tubes contenant seulement du sable, l'erreur relative maxima entre cotes observées et calculées est de 2,7 p. 100 pour une expérience et de 2,3 p. 100 pour l'autre ; la figure 6 montre comment se placent les points correspondants.

Il est intéressant de remarquer qu'une équation transposée de celle rendant compte de l'avancement du ménisque dans un capillaire saturé, décrit la cinétique du front humide dans un

filtre qui n'est pas saturé. Tout se passe comme si un modèle convenable du sable était constitué par un faisceau de capillaires de diamètres différents n'échangeant pas d'eau entre eux. La cote du front humide serait celle des ménisques dans les capillaires les plus larges pour lesquels la vitesse est la plus grande d'après la loi de Poiseuille (cf. 1. 41 et 1. 42) :

$$v = \frac{r^2}{8n} \cdot \frac{dh}{dt} = \frac{r^2}{8n} \left(1 + \frac{a + 2 \frac{T_{EA}}{r}}{z} \right) = (1/8n) \left[r^2 \left(1 + \frac{a}{z} \right) + r \frac{2 T_{EA}}{z} \right]$$

Ceci est cependant surprenant, puisque, en deçà du front humide, les petits capillaires prélèvent une certaine quantité d'eau pour s'humecter.

1. 44. Possibilité d'extrapolation de la courbe calculée à partir des premiers points expérimentaux.

Maintenant que nous avons vérifié la validité de l'équation reliant la cote z du front humide au temps t , nous allons examiner si un calcul de A basé sur les premiers points expérimentaux (cf. section 1. 4) est encore valable. La figure 6 montre que l'accord entre le calcul et la réalité est encore convenable, l'erreur relative maxima sur z étant de 11,4 p. 100 pour une expérience et de 4 p. 100 pour l'autre.

Pour étudier l'influence d'un élément grossier sur la dynamique de l'eau dans le sable, on utilisera un seul tube, celui contenant l'élément grossier, dont la partie supérieure sera à la distance z_1 de la surface du sable. L'observation directe fournit la courbe $z - t$ en présence d'éléments. Les points expérimentaux obtenus dans l'intervalle 0, z_1 permettent de calculer l'équation de la courbe $z - t$ qui aurait existé s'il n'y avait pas eu d'élément grossier.

Comme il n'est pas possible de relier au temps t la quantité d'eau utilisée Q , on peut construire la courbe $Q(t)$ en utilisant le fait que le rapport z/Q est sensiblement constant, comme on l'a vu en 1. 43.

1. 5. — Humectation verticale, sans plan d'eau

FÉODOROFF (1965) a montré qu'après une phase initiale, la cote du front humide est proportionnelle au temps. Si z est la cote du front, z_0 la cote atteinte au temps t_0 , à partir duquel la vitesse du front V_0 est constante, on a : $z = z_0 + V_0 (t - t_0)$. Nous avons retrouvé cette relation sur le sable que nous avons utilisé. L'alimentation en eau se fait par un tube effilé, fournissant l'eau goutte à goutte au centre du tube. Nous avons retrouvé, comme FÉODOROFF (*op. cit.*), que les profils hydriques ont en général une humidité constante sauf au voisinage du front humide et à la partie supérieure du tube. Cette humidité qui varie entre 20 et 24 p. 100 correspond à l'occupation de 66 à 71 p. 100 de la porosité.

1. 6. — Humectation horizontale

1. 61. Constatations expérimentales.

On a suivi le déplacement du front humide dans un tube horizontal transparent alimenté en eau par l'un ou l'autre des dispositifs suivants :

— récipient humectant le sable par l'intermédiaire d'une plaque de verre fritté de porosité n° 1.

L'eau du récipient est maintenue sous une légère succion (5 cm d'eau au-dessous de l'axe du tube) pour éviter l'intervention du poids de l'eau (fig. 7 a) ;

— tube coudé rempli de sable et plongeant dans un récipient à niveau constant (fig. 7 b).

L'abscisse x du front humide, ainsi que la quantité d'eau consommée Q sont proportionnelles à \sqrt{t} , sauf au voisinage de l'origine. Les droites représentatives obtenues en portant x ou Q en ordonnée et \sqrt{t} en abscisse ne passent pas par l'origine (fig. 8). Ceci provient en partie du fait qu'avec le premier dispositif d'alimentation, l'instant initial est mal défini, le remplissage du récipient en arrière de la plaque de verre fritté n'étant pas instantané ; de ce fait, la base de la

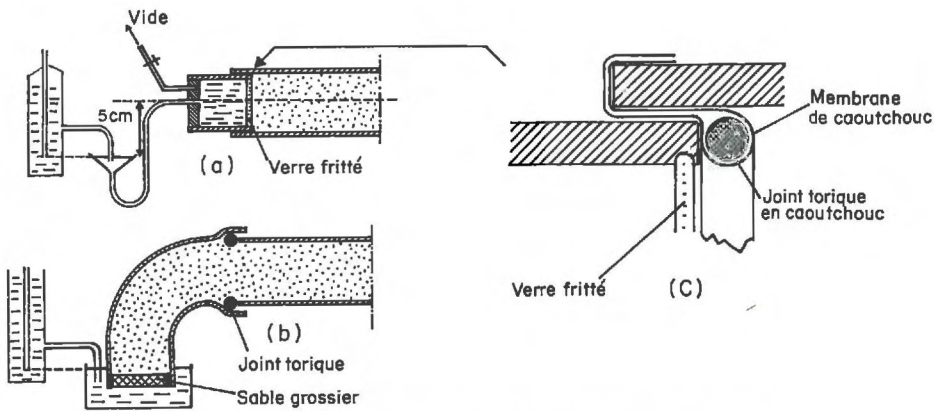


FIG. 7. — Alimentation en eau dans le cas de l'humectation horizontale

a : dispositif avec tube portant une plaque de verre fritté ;

b : dispositif avec tube coudé ;

c : détail du dispositif a : jonction entre le tube de sable et le tube portant la plaque de verre fritté.

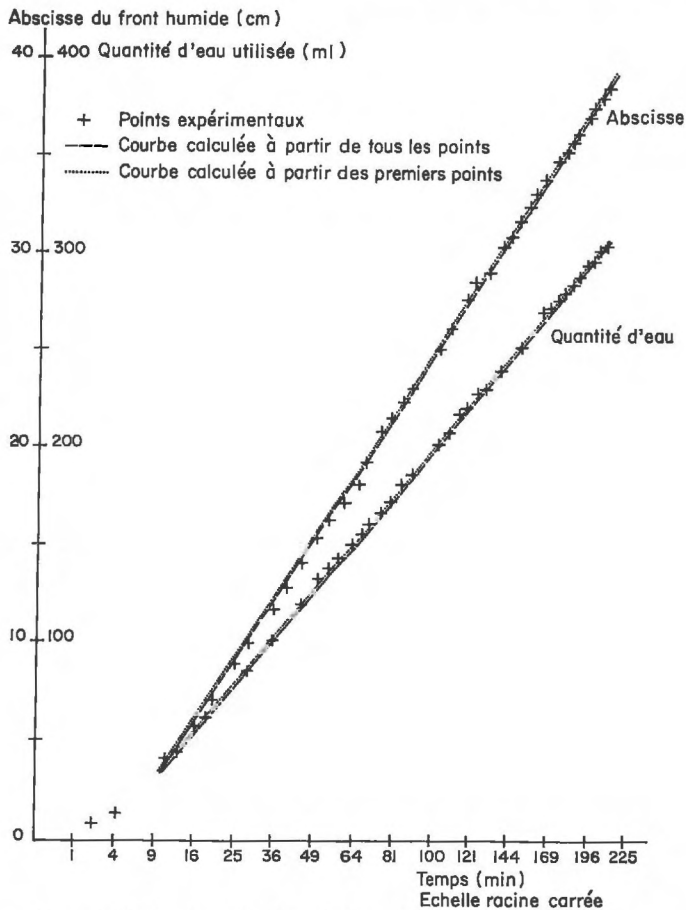


FIG. 8. — Humectation horizontale : Cote du front humide et quantité d'eau consommée

plaque, humectée la première, commence à transmettre de l'eau au sol, alors que le haut de la plaque est encore sec. Lorsqu'on utilise un tube coudé, il y a encore une erreur sur l'instant initial, et de plus le front humide n'est pas toujours dans un plan vertical à la sortie du tube coudé.

La forme linéaire des courbes $x = f(\sqrt{t})$ et $Q = g(\sqrt{t})$ se prêtera particulièrement bien à la mise en évidence des perturbations apportées par un élément grossier, et on pourra très facilement évaluer les paramètres de ces droites à partir des premiers points expérimentaux seulement (fig. 8).

Pour suivre l'évolution de l'humidité du sable au cours du temps, nous n'avons pu procéder à des mesures non destructrices (rayon γ par exemple). Nous avons dû, de ce fait, doser l'humidité sur des tubes différents à des époques différentes. On a utilisé des tubes sciés en deux moitiés symétriques, suivant deux génératrices, puis reconstitués en maintenant les deux moitiés accolées par des colliers, du mastic assurant l'étanchéité. Nous avons brusquement arrêté l'alimentation en eau et enlevé le sable sec au-delà du front humide. Ceci permet de doser l'humidité tranche par tranche. La figure 9 représente les profils hydriques mesurés à deux époques différentes ; l'humidité décroît régulièrement lorsqu'on se déplace de la zone d'alimentation au front humide.

% de porosité du sable rempli d'eau
(moyenne des teneurs
à la partie supérieure
et à la partie inférieure)

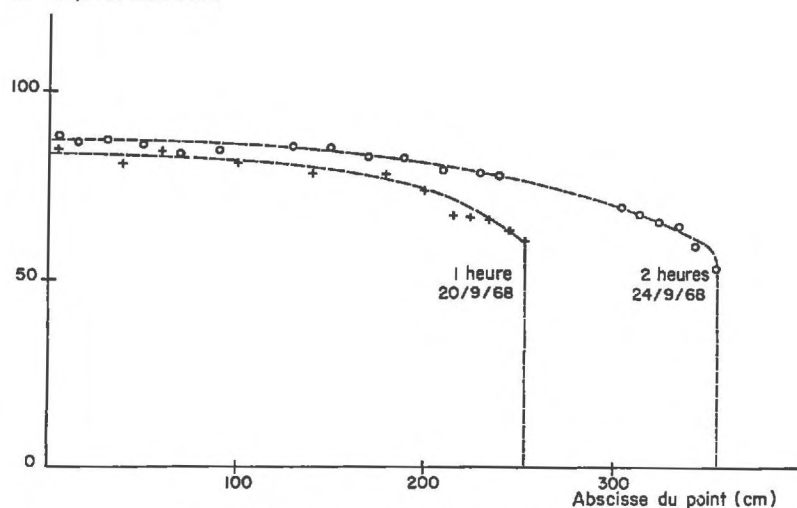


FIG. 9. — Humectation horizontale : profils hydriques

I. 62. Loi d'avancement du front humide.

Comme la loi théorique d'avancement du front nous sera utile par la suite, nous allons tenter de la retrouver en transposant à un filtre ce qui se passe dans un tube capillaire.

L'eau se déplace sous la seule influence de la pression capillaire :

$$D = \frac{\pi r^4}{8n} \frac{\psi}{x} \quad D \rightarrow 0, \text{ si } x \rightarrow \infty$$

$$\pi r^2 \frac{dx}{dt} = \frac{\pi r^4}{8n} \frac{\psi}{x} \quad \frac{dx}{dt} = \frac{r^2}{8n} \frac{\psi}{x} \quad x \cdot dx = \frac{r^2}{8n} \psi \cdot dt$$

$$x^2/2 = (r^2/8n) \psi t$$

$$x = \frac{r}{2} \sqrt{\frac{\psi}{n}} \sqrt{t}$$

La transposition donne, pour le milieu poreux :

$$D = KS \psi/x$$

$$\frac{dx}{dt} = \frac{100 K \psi}{P x} \quad x = \sqrt{200 K \psi/P} \sqrt{t}$$

Ici, la loi $x = f(t)$ étant relativement simple, on peut établir l'équation reliant la quantité d'eau cumulée Q au temps t

$$D = dQ/dt = KS \frac{\psi}{x} = \frac{KS \psi}{\sqrt{200 K \psi/P}} \cdot t^{-\frac{1}{2}}$$

$$dQ = (KS \psi / \sqrt{200 K \psi/P}) t^{-\frac{1}{2}} \cdot dt$$

Q_0^t étant la quantité d'eau utilisée entre le temps 0 et t :

$$Q_0^t = (2 KS \psi / \sqrt{200 K \psi/P}) \sqrt{t}$$

II. — INFLUENCE DES ÉLÉMENTS GROSSIERS NON POREUX SUR LA DYNAMIQUE DE L'EAU DU SABLE

Les éléments grossiers non poreux étaient des volumes géométriques taillés dans du plastique rigide : 3 cylindres hauts de 11 cm et ayant des diamètres de 4, 3,7 et 2,7 cm et un parallélépipède à base carrée (côté = 2,6 cm) haut de 4 cm.

Chaque élément a été placé dans le tube plein de sable, de façon que son axe coïncide avec celui du tube. On s'est efforcé de réaliser le même tassement autour de l'élément en utilisant des pistons évidés en leur centre en fonction de la dimension de l'élément. La densité réelle des éléments variant entre 1,4 et 1,5, on pouvait s'attendre à ce que le sable ne soit pas anormalement tassé en dessous d'eux.

2. I. — Résultats

2. II. Filtration en tube vertical avec plan d'eau en surface.

Ces manipulations ont été effectuées soit avec des tubes courts humectés avec précaution par le bas, soit avec des tubes longs humectés par le haut (cf. section 1. 3).

Les quantités d'eau recueillies à la base des tubes ont été pesées, afin de construire les courbes des quantités d'eau cumulées en fonction du temps.

La reproductibilité de ces quantités d'eau, très convenable pour les tubes témoins (cf. section 1.3), devient franchement mauvaise lorsque les tubes contiennent un élément grossier (fig. 10) ; des phénomènes perturbateurs paraissent intervenir de façon aléatoire.

Malgré tout, on constate que la présence d'un élément grossier au sein du sable diminue en général la quantité d'eau transmise par le filtre ainsi constitué. Cette réduction de la quantité d'eau percolée est plus accentuée pour les tubes courts que pour les tubes longs.

Pour relier la diminution de débit à la section des éléments grossiers de même longueur, on examine s'il y a un parallélisme entre le classement par ordre croissant des débits des divers tubes et le classement par ordre décroissant des diamètres des éléments grossiers correspondants. Désignons par C_1 le cylindre de petit diamètre,

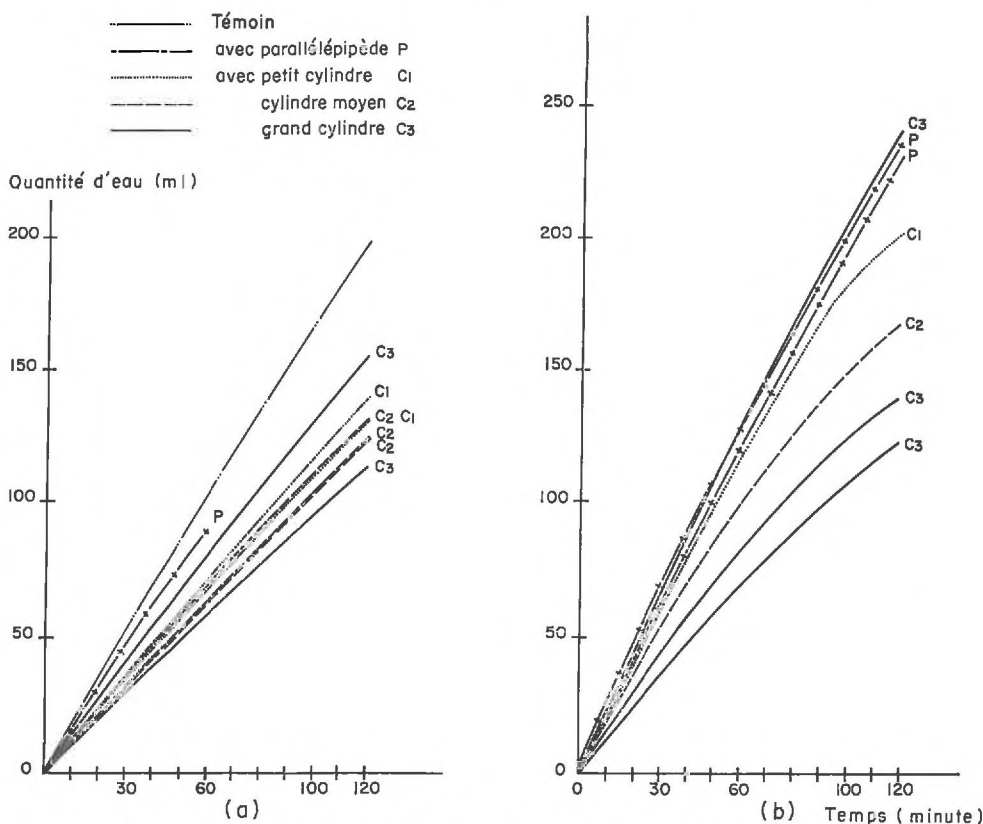


FIG. 10. — Effet des éléments grossiers non poreux sur la filtration

a : tubes longs
b : tubes courts

C_2 celui de diamètre intermédiaire et C_3 celui de grand diamètre, et par T le témoin (élément de diamètre nul), et rangeons les débits par ordre croissant. On obtient les séquences :

C_3	C_2	C_2	C_1	C_3	C_1	T	T	pour les tubes longs
+	+	+	+	—	+	+	+	
C_3	C_3	C_2	C_1	C_3	T	T		pour les tubes courts
+	+	+	+	—	+	+		

En faisant l'hypothèse que la diminution de débit est d'autant plus accentuée que la section de l'élément grossier est plus grande, on aurait un ordre idéal $C_3 C_2 C_1 T$. Si l'on affecte le signe + à l'objet classé conformément à l'hypothèse ci-dessus et — dans le cas contraire, on constate que le classement est assez mauvais : pour les tubes

longs, 1 cas aberrant sur 8 (12 p. 100), pour les tubes courts : 1 cas aberrant sur 7 (14 p. 100).

La forte dispersion des résultats provient vraisemblablement des difficultés considérables que présente la réalisation d'un tassement homogène du sable, en présence d'un élément grossier. Dans ces conditions, les différences de débit constatées peuvent provenir aussi bien de modifications locales de la porosité du sable que de la diminution de section résultant de la présence de l'élément grossier. Le premier effet que l'on n'avait pas l'intention d'étudier résulte d'une perturbation de tassement au cours du remplissage. Comme il n'est pas possible de séparer ses conséquences de celles de la réduction de section provoquée dans un milieu homogène par l'élément grossier, on doit opérer de façon très soignée en rejetant les tubes mal remplis.

2. 12. *Infiltration dans un tube vertical avec plan d'eau en surface.*

Des tubes longs de 52 cm, comportant une épaisseur de sable fin de 48 cm, ont été utilisés. L'élément grossier était placé de façon que sa partie supérieure soit à 20 cm de la surface. Il s'agissait en effet d'avoir suffisamment de points expérimentaux pour évaluer correctement la constante A de l'expression :

$$z + (\psi + a) \text{ Log } \left[1 + \left(\frac{z}{\psi + a} \right) \right] = At.$$

Les détails expérimentaux ont été décrits dans la section 1. 31.

La courbe représentative de la fonction précédente décrit ce que serait la progression du front humide dans ce tube s'il ne contenait pas d'élément grossier ; on déduit de cette progression la quantité d'eau cumulée qui serait utilisée dans ce tube témoin.

Pour déceler l'effet éventuel de l'élément grossier, on compare les courbes obtenues en présence d'élément aux courbes précédentes (fig. 11).

La présence de l'élément apporte les modifications suivantes :

- la vitesse du front humide augmente pendant son passage au niveau de l'élément, puis diminue une fois celui-ci dépassé ;
- le débit d'eau utilisée (mesuré par la pente de la courbe des quantités d'eau cumulées) diminue dès que le front humide parvient au niveau de l'élément.

Les comportements précédents se retrouvent à peu près dans tous les cas (l'augmentation de vitesse du front humide n'est pas visible avec le parallélépipède, certainement à cause de sa faible section) ; mais l'importance des modifications ne suit pas de lois simples, certainement parce que des effets parasites se superposent aux effets étudiés, comme dans la phase de filtration qui suit l'infiltration ; toutes les remarques faites pour la filtration à la section 2. 11 sont donc encore valables ici.

2. 13. *Humectation verticale sans plan d'eau en surface.*

Les expériences ont été conduites dans des tubes cylindriques transparents de diamètre intérieur 5 cm. On a placé, au sein du sable qui les remplissait, un élément grossier non poreux ayant une section carrée ou circulaire constante.

L'alimentation en eau du tube se faisait au goutte à goutte, sans établissement d'un plan d'eau en surface. La quantité d'eau apportée était de 48 ml par heure (ce qui correspond à une lame d'eau de 20 mm par heure). Les débits n'étaient pas rigoureusement les mêmes pour chaque manipulation, les valeurs extrêmes étant 46 et 50.

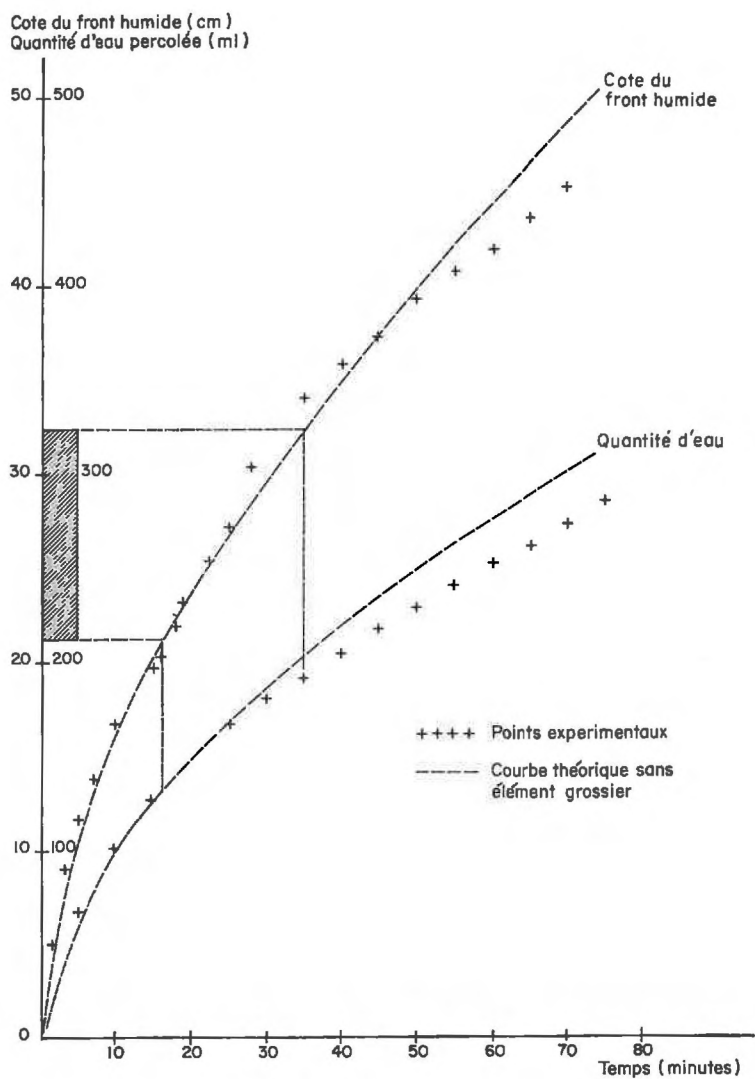


FIG. 11. — Influence d'un élément grossier non poreux sur l'infiltration avec plan d'eau
Cylindre haut de 11 cm, surface de section : 12,7 cm²

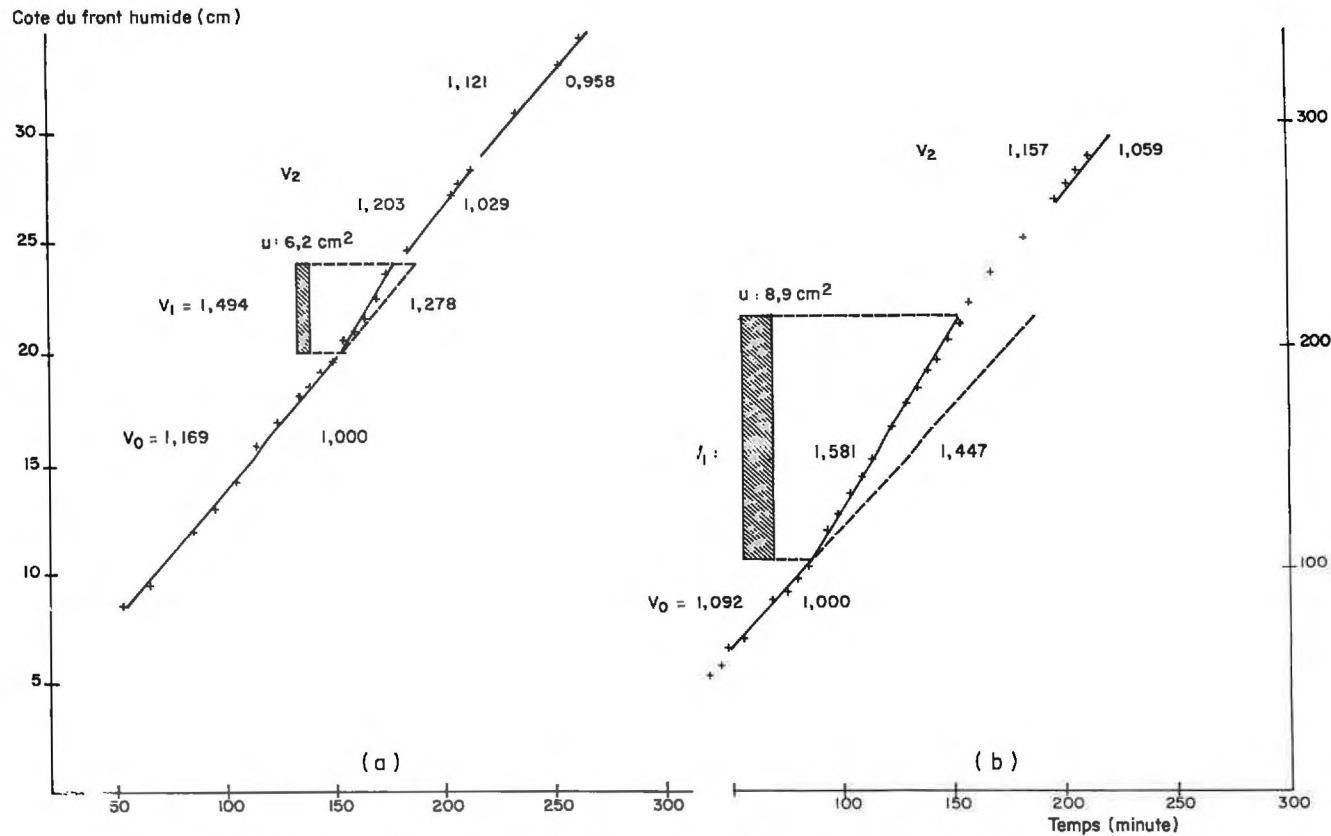


FIG. 12. — Influence d'éléments grossiers non poreux sur l'humectation verticale sans plan d'eau

a : parallélépipède à base carrée, hauteur 4 cm, section $5,2 \text{ cm}^2$

b : cylindre, hauteur 11 cm, section $12,7 \text{ cm}^2$

Au cours d'une manipulation, la fluctuation du débit restait inférieure à 4 p. 100. La descente du front humide a été suivie en fonction du temps.

Les graphiques cote du front humide temps (fig. 12) ont sensiblement la même allure. Après une phase d'établissement, le front humide se déplace proportionnellement au temps et donc avec une vitesse V_0 constante. Lorsqu'il passe au niveau de l'élément grossier, le front humide avance à une autre vitesse V_1 constante et supérieure à V_0 .

Une fois l'élément rigide dépassé, la vitesse du front humide diminue en général, puis reprend au bout d'un certain temps une vitesse V_2 souvent voisine de V_0 . Cette diminution temporaire de vitesse du front s'explique par le fait qu'une partie de l'eau doit humecter, en plus du volume de sable à la périphérie de l'élément grossier, le sable se trouvant sous celui-ci. La figure 13 montre l'allure du front humide observée à travers une paroi de plexiglas.

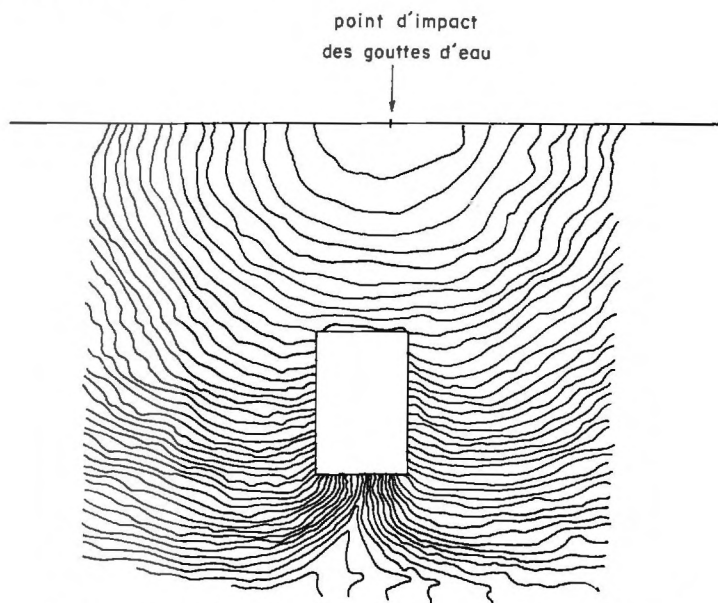


FIG. 13. — Humectation verticale sans plan d'eau ; aspect du front humide au-dessous de l'élément grossier non poreux

Les points représentant la position du front humide en fonction du temps se placent sensiblement sur des segments de droite ; nous avons donc calculé les vitesses V_0 , V_1 , V_2 par ajustement linéaire au moyen de la méthode des moindres carrés. Sur les graphiques, nous donnons, à gauche de chaque segment, la valeur de la vitesse ainsi calculée et, à droite, l'indice correspondant obtenu en faisant $V_0 = 1$ dans tous les cas.

2. 14. Humectation horizontale.

La présence d'un élément grossier dans le sable a des conséquences sur le déplacement du front humide et la quantité d'eau cumulée consommée et ceci, quel que soit le mode d'alimentation en eau (par l'intermédiaire d'une plaque de verre fritté

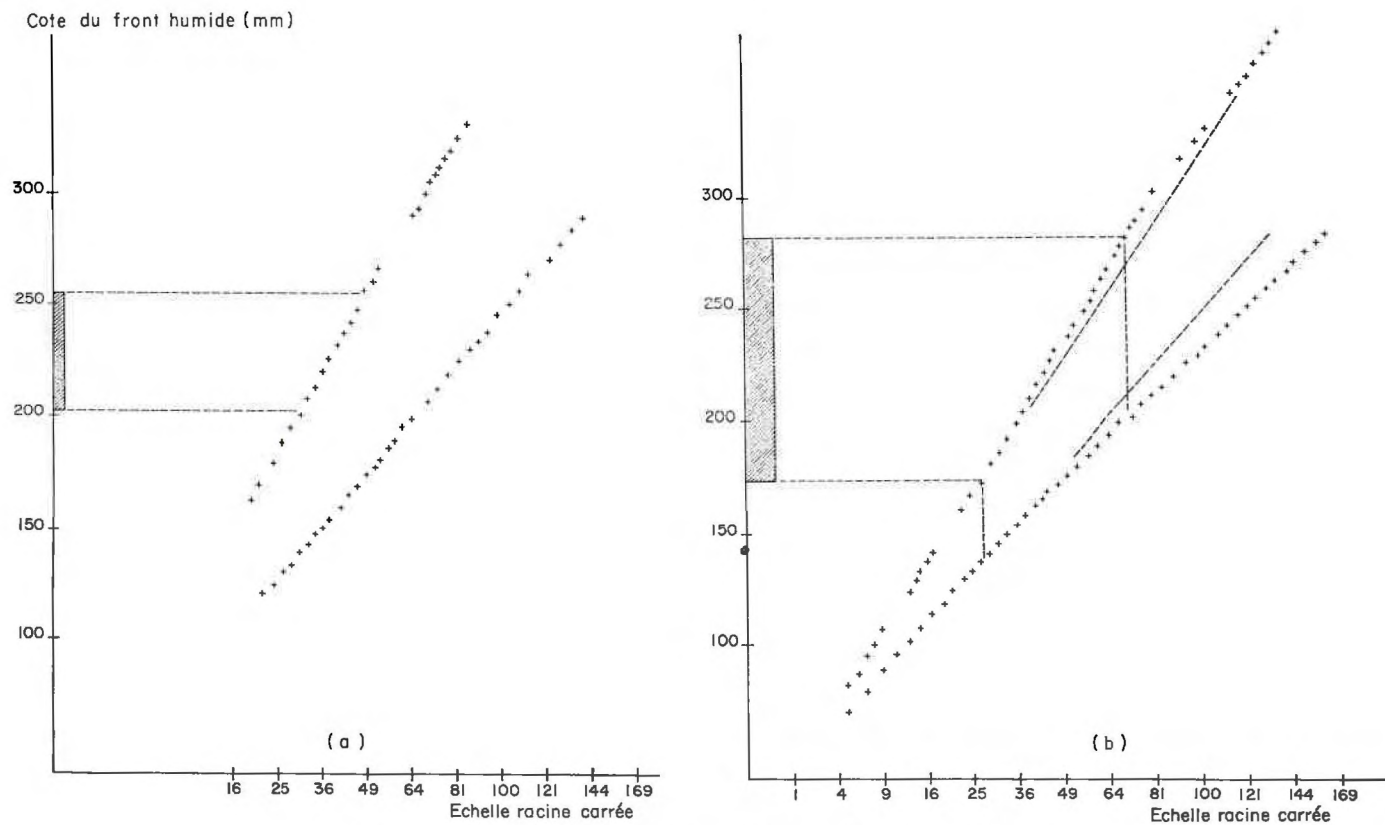


FIG. 14. — Influence d'éléments grossiers non poreux sur l'humectation horizontale

a : parallélépipède à base carrée, hauteur 5,2 cm, section 4 cm²

b : cylindre, hauteur 11 cm, section 5,2 cm²

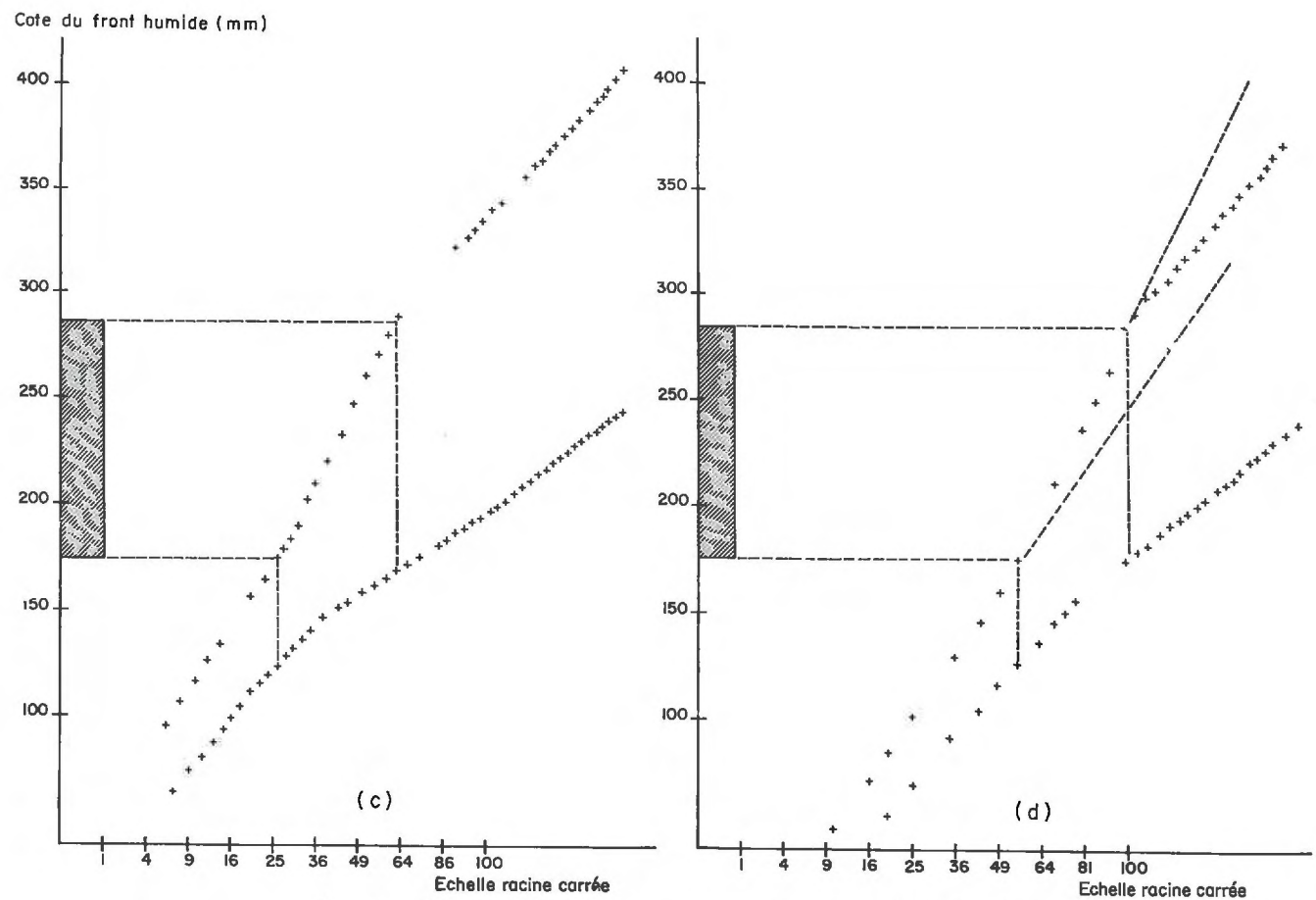


FIG. 14. — Influence d'élément grossier non poreux sur l'humectation horizontale
 c : cylindre, hauteur 11 cm, section 12,7 cm²
 d : cylindre, hauteur 11 cm, section 12,7 cm², alimentation par tube coudé.

ou d'un tube coudé plein de sable). L'examen des graphiques « abscisse du front — racine carrée du temps » permet de le constater facilement (fig. 14) :

— la vitesse du front humide est plus élevée tant qu'il est au niveau de l'élément grossier. Ensuite, elle diminue, le ralentissement étant appréciable quelques centimètres après que le front humide ait dépassé l'élément grossier ;

— le débit d'eau consommée diminue lorsque le front humide a atteint l'élément, et augmente légèrement une fois celui-ci dépassé.

Si l'on considère la répartition de l'humidité dans le tube, il semble que celle-ci soit légèrement supérieure au niveau de l'élément, ce qui se traduit par une déformation des profils hydriques (fig. 15).

% de porosité du sable rempli d'eau
(moyenne des prélèvements
à la partie supérieure
et à la partie inférieure)

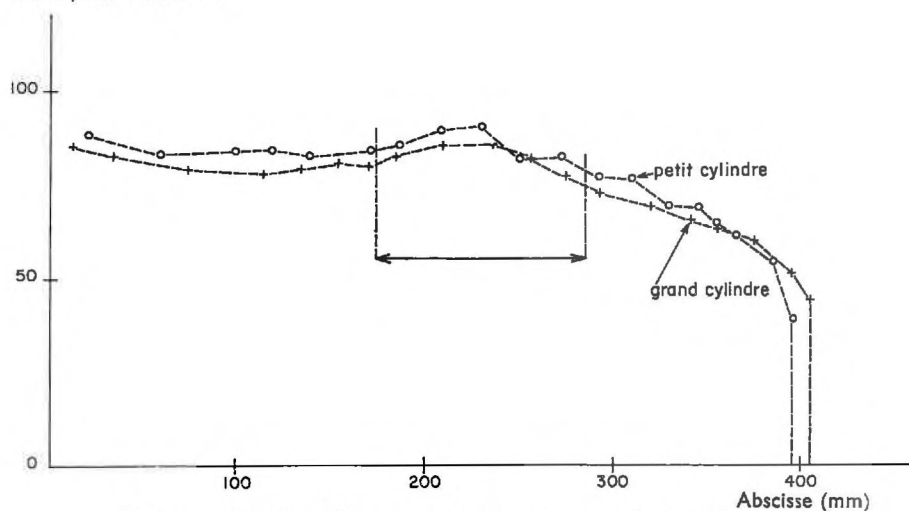


FIG. 15. — Influence d'éléments grossiers non poreux sur les profils hydriques lors de l'humectation horizontale

2. 2. — Essai d'explication. Composition des résistances hydrauliques

Nous venons de mettre en évidence les modifications apportées à l'écoulement de l'eau dans un sable par la présence de matériaux rigides. Nous allons tenter une explication générale des faits constatés en considérant la résistance offerte par le milieu à l'avancement du fluide.

A cet effet, nous utilisons l'analogie déjà signalée entre la loi d'Ohm et la loi de Darcy :
Posons :

Pour la loi d'Ohm :	Pour la loi de Darcy :
i = intensité du courant	D = débit
q = quantité d'électricité	Q = quantité d'eau
R = résistance électrique	h = charge hydraulique
U = différence de potentiel	S = section
s = section	l = longueur
l = longueur	K = coefficient de Darcy
σ = conductivité	
ρ = résistivité = $1/\sigma$	
t = temps	

Rappelons d'abord que l'intensité du courant dans un conducteur et le débit d'eau à travers un filtre dépendent respectivement du potentiel électrique U/l et du potentiel hydraulique h/l :

La loi d'Ohm s'écrit :

$i = dq/dt = U/R = (\sigma s) (U/l)$, formulation analogue à la loi de Darcy $D = dQ/dt = KS (h/l)$.

Écrivons la loi de Darcy de façon analogue à $i = U/R : D = dQ/dt = h/(l/KS)$, ou, en posant $j = l/KS : D = h/j$. Nous appelons j la *résistance hydraulique*.

Comme la loi de Darcy est homologue de la loi d'Ohm, des calculs analogues permettent de composer les résistances hydrauliques ou les résistances électriques.

2. 21. Filtration.

Nous allons d'abord établir la formule permettant de calculer la perméabilité du filtre contenant un élément grossier non poreux de hauteur l_2 et de section transversale constante u . Le filtre de section S et de longueur l est rempli d'un matériau de perméabilité K_1 (fig. 16).

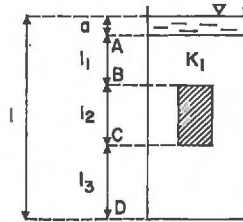


FIG. 16. — Calcul de la résistance hydraulique d'un filtre contenant un élément grossier non poreux :

On peut trouver la perméabilité K_g du filtre, en écrivant que les pertes de charge s'additionnent (comme les différences de potentiel) le long du filtre :

$$\begin{aligned} H &= h_1 + h_2 + h_3 \\ \text{Comme } D &= K_1 S h_1 / l_1 = K_1 (S - u) h_2 / l_2 = K_1 S h_3 / l_3, \\ \text{on a } h_1 &= D l_1 / K_1 S, h_2 = D l_2 / K_1 (S - u), h_3 = D l_3 / K_1 S \\ H &= D l_1 / K_1 S + D l_2 / K_1 (S - u) + D l_3 / K_1 S \\ D &= K_1 S H / (l_1 + l_2 S / (S - u) + l_3) \end{aligned}$$

En identifiant cette expression avec le débit du filtre complexe de perméabilité K_g : $D = K_g S H (l_1 + l_2 + l_3)$, on obtient :

$$K_g = \frac{l_1 + l_2 S / (S - u) + l_3}{K_1 (l_1 + l_2 + l_3)}$$

On trouve le même résultat en considérant la résistance hydraulique globale J_g du filtre :

$$J_g = J_1 + J_2 + J_3$$

La résistance J_2 s'obtient en composant en parallèle les résistances dues au sable et à l'élément grossier :

$$\begin{aligned} \frac{1}{J_2} &= \frac{1}{l_2 / K_1 \cdot (S - u)} + \frac{1}{l_2 / u \cdot u} \\ J_2 &= l_2 / K_1 (S - u) \\ J_g &= l_1 / K_1 S + l_2 / K_1 (S - u) + l_3 / K_1 S \end{aligned}$$

Le coefficient de perméabilité global K_g du filtre complexe s'obtiendrait en identifiant les deux membres de l'expression, après avoir posé

$$J_g = \frac{l}{K_g S}$$

Dorénavant, nous composerons directement les résistances hydrauliques, ce qui simplifiera les calculs et les raisonnements.

On retrouve sur l'expression de K_g que :

— lorsque l'élément rigide occupe toute la section du tube : $u = S$ donne $K_g = 0$, la perméabilité globale est nulle ;

— lorsqu'il n'y a pas d'élément rigide, la perméabilité est celle du filtre normal. $u = 0$ donne $K_g = K_1$. La perméabilité est bien celle du filtre sans cailloux.

De ce fait, la fonction $K_g(u)$ étant monotone dans l'intervalle $0S$, la présence de l'élément rigide non poreux diminue la perméabilité, comme il fallait s'y attendre. On retrouve donc bien qualitativement les constatations expérimentales.

Dans l'expression de J_g , le terme $l_2/K_1 (S - u)$ montre que l'élément grossier intervient par la diminution de section qu'il provoque et par sa longueur l_2 . Pour une section donnée de l'élément grossier, celui-ci aura d'autant moins d'effet sur la perméabilité du filtre que le rapport de la longueur de l'élément à la longueur du filtre sera plus petit. On retrouve donc bien aussi cette constatation expérimentale : la présence d'un élément grossier affecte plus la perméabilité globale des tubes courts que celle des tubes longs.

Nous allons examiner maintenant dans quelle mesure l'application du mode de calcul des résistances hydrauliques équivalentes précédemment présenté permet de rendre compte des différences de débit.

Les débits étant respectivement pour le tube témoin et le tube avec élément D_1 et D_2 , on compare le rapport mesuré $(D_1/D_2)_m$ au rapport calculé avec la théorie précédente $(D_1/D_2)_c$.

Comme en fait ces tubes constituent des filtres complexes à cause du sable grossier de la base, on va examiner préalablement si on peut réaliser un calcul simplifié en négligeant la couche de sable grossier. Avec les notations précédemment définies dans les figures 3 et 16 :

$$D_1 = \frac{h + l'}{(1/SK_1)(l_1 + l_2 + l_3) + l'/SK'}$$

$$D_2 = \frac{h + l'}{(1/K_1)(l_1/S + l_2/(S - u) + l_3/S) + l'/SK'}$$

Le rapport $(D_1/D_2)_c$ peut s'écrire :

$$(D_1/D_2)_c = \frac{S(l_1/S + l_2/(S - u) + l_3/S)(1 + \varepsilon)}{(l_1 + l_2 + l_3)(1 + \varepsilon')}$$

$$\text{avec } \varepsilon = \frac{l'K_1}{K'(l_1 + l_2S/(S - u) + l_3)} \quad \text{et} \quad \varepsilon' = \frac{l'SK_1}{K'(l_1 + l_2 + l_3)}$$

Le rapport simplifié R s'obtient en faisant $l' = 0$ dans l'expression de $(D_1/D_2)_c$, ce qui entraîne $\varepsilon = \varepsilon' = 0$

$$(D_1/D_2)_c = R \frac{1 + \varepsilon}{1 + \varepsilon'}$$

Pour évaluer l'erreur maxima commise en négligeant ε et ε' , nous nous plaçons dans le cas le plus défavorable :

Tubes courts : $l'/(l_1 + l_2 + l_3)$ est le plus grand, cylindre non poreux de petit diamètre : $(S - u)$ sera grand.

Avec : $K_1 = 0,07 \text{ cm/mn}$ $K' = 15 \text{ cm/mn}$
 $l_1 = 4 \text{ cm}$ $l_2 = 11 \text{ cm}$ $l_3 = 5 \text{ cm}$
 $S = 21,5 \text{ cm}^2$ $u = 6 \text{ cm}^2$ $S - u = 15,5 \text{ cm}^2$
 $\varepsilon = 5 \cdot 10^{-4}$ et $\varepsilon' = 1,5 \cdot 10^{-3}$
 $(1 + \varepsilon)/(1 + \varepsilon') \neq 1 + \varepsilon - \varepsilon' \neq 1 - 10^{-2}$

L'erreur introduite en négligeant « l' » étant très largement inférieure à la précision obtenue sur le rapport R simplifié (4,3 et 3,5 p. 100 selon que le tube est long ou court = annexe 5), on conservera l'expression simplifiée que nous désignerons par $(D_1/D_2)_c$.

On a porté sur un graphique, en abscisse $(D_1/D_2)_c$ et en ordonnée $(D_1/D_2)_m$ (fig. 17). La première bissectrice est le lieu des points pour lesquels les variations de débit induites par les éléments grossiers sont égales à celles qui sont expliquées par le calcul des résistances hydrauliques.

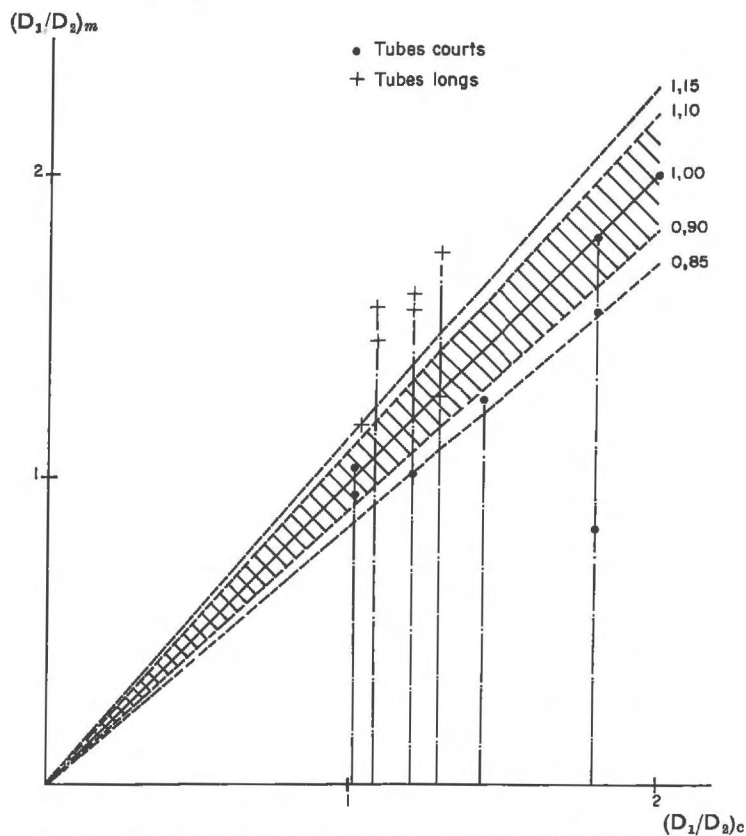


FIG. 17. — Influence des éléments grossiers non poreux sur la filtration
 Comparaisons entre les rapports de débits mesurés $(D_1/D_2)_m$ et calculés
 en utilisant la composition des résistances hydrauliques $(D_1/D_2)_c$
 D_1 = débit du tube témoin
 D_2 = débit du tube contenant un élément grossier

On constate ceci :

— pour les tubes courts humectés avec précaution par le bas, les points sont situés au-dessous de la bissectrice : le calcul surestime la valeur du rapport. En présence d'élément grossier, le débit réel est supérieur au débit calculé ;