

UNIVERSITE PAUL SABATIER

TOULOUSE

DIRECTION DE L'UNIVERSITE

M. LARENG, *Président*  
M. MATHIS, *1er Vice-Président*  
M. MARTIN, *2ème Vice-Président*  
M. MOUNIQ, *3ème Vice-Président*

H O N O R A R I A T

M. ELAIZOT..... *Doyen honoraire*  
M. CAPDECOMME..... *Doyen honoraire, Recteur honoraire, Professeur honoraire*  
M. DELTHEIL..... *Recteur honoraire, Doyen honoraire, Professeur honoraire*  
M. DUPOUY..... *Membre de l'Institut, Doyen honoraire, Directeur Général honoraire du C.N.R.S*  
M. DURAND..... *Doyen honoraire*  
M. FOUCHE..... *Professeur honoraire*  
M. GAUSSENS..... *Professeur honoraire, Correspondant de l'Institut*  
M. JACQUES..... *Professeur honoraire*  
M. MIGNONAC..... *Professeur honoraire*  
M. MORQUER..... *Professeur honoraire, correspondant de l'Institut*  
M. SECONDAT..... *Professeur honoraire*  
M. VANDEL..... *Professeur honoraire, Membre de l'Institut*  
M. TEISSIE-SOLIER... *Professeur honoraire*

P R O F E S S E U R S

M. ESCANDE..... *Mécanique des Fluides, Membre de l'Institut*  
M. CASTERAS..... *Géologie, correspondant de l'Institut*  
M. BEDOS..... *Chimie*  
M. CAPDECOMME..... *Minéralogie*  
M. DUPIN..... *Radioélectricité*

M. NOUVEL.....	Biologie Générale
x M. GALLAIS.....	Chimie, correspondant de l'Institut
M. DURAND.....	Physique
M. FERT.....	Physique
M. DIEHL.....	Agronomie
x M. LESBRE.....	Chimie Organique
M. BRUNEL.....	Physiologie Végétale
M. HURON.....	Mathématiques Appliquées
M. MARGULIS.....	Pédologie
M. TRICHE.....	Chimie Analytique et Spectrographie
M. LEDOUX.....	Zoologie appliquée
M. RIVALS.....	Agriculture
M. PERRIER.....	Physique
M. MATHIS.....	Chimie
M. ORLIAC.....	Géochimie et Minéralogie
M. LAFOURCADE.....	Physique
M. ANGELIER.....	Zoologie
Melle DE FERRE.....	Botanique
M. FARRAN.....	Minéralogie et Géotechnique
M. LAUDET.....	Physique théorique et calcul numérique
M. SERFATY.....	Biologie animale
M. NOUGARO.....	Hydraulique générale et appliquée
M. LAGASSE.....	Electrotechnique
M. GARDY.....	Génie Chimique
M. BLANC.....	Physique nucléaire
M. BIREBENT.....	Electronique appliquée
M. VOIGT.....	Chimie minérale
M. LEREDDE.....	Botanique
x M. LELUBRE.....	Géologie
M. TROCHAIN.....	Botanique
M. MASDUPY.....	Chimie
M. LALAGUE.....	Mathématiques générales
M. DESSENS.....	Physique du globe, correspondant de l'Institut
M. BOUIGUE.....	Astronomie
M. COUCHET.....	Physique
M. LEJEUNE.....	Chimie
M. LASCOMBES.....	Botanique
M. ASSELINEAU.....	Chimie biologique
M. MAURET.....	Chimie systématique
M. AGID.....	Physiologie
M. MONTANT.....	Cryptogamie
M. GAUTIER.....	Physique
M. CRUMEYROLLE.....	Mathématiques
M. GOURINARD.....	Géologie
M. PULOU.....	Minéralogie
M. CAMBOU.....	Physique spatiale
M. MIQUEL.....	Chimie
M. LACOSTE.....	Electrotechnique

M. THIBAUT.....	Mécanique Rationnelle et appliquée
M. MONTEL.....	Chimie Physique et Electrochimie
M. MACCART.....	Mathématiques
M. MEDIONI.....	Psychophysiologie
M. THIRRIOT.....	Hydrodynamique ENSEEIHT
M. BRENON.....	Géologie
M. LAFON.....	Calcul différentiel et intégral
M. RAYNAUD P.....	Physiologie animale
M. ZALTA.....	Chimie biologique
M. SEVELY.....	Electrotechnique
M. POMMIEZ.....	Mathématiques
M. REY.....	Biologie végétale
M. COULOMB.....	Physique
M. TRINQUIER.....	Physique
M. MARONI.....	Chimie
M. BEETSCHEN.....	Biologie Générale
M. GRUAT.....	Mécanique des Fluides (Hydraulique)
M. DERACHE.....	Physiologie animale

P R O F E S S E U R S A S S O C I E S

M. MANSOUR  
M. SAKUMA

P R O F E S S E U R S S A N S C H A I R E

M. HAMANT.....	Botanique
Me BRUNEL.....	Physiologie végétale
Melle BERDUCOU.....	Physiologie végétale
M. PICCA.....	Physique
M. MERIC.....	Mathématiques appliquées
Me LECAL.....	Zoologie
M. BUGAREL.....	Génie Chimique
M. MIROUSE.....	Géologie
M. PILOD.....	Physique
M. LARROQUE.....	Physique
M. BARFANS.....	Chimie
Me LAFON.....	Mathématiques
Melle LAPEYRE.....	Mathématiques (Informatique)
M. DAT.....	Mécanique des fluides
M. JEANNIN.....	Chimie Minérale
M. BERTRAND.....	Chimie

M. SATGE.....	Chimie Organique
M. DESQ.....	Mathématiques
M. MAHENC.....	Chimie
M. LATTES.....	Chimie
M. ROCARD.....	Electronique
M. DEGEILH.....	Physique
M. FALLOT.....	Biologie végétale, (viticulture et arboriculture)
M. POILBLANC.....	Chimie
M. TOUZE.....	Physiologie végétale
M. FRASNAY.....	Mathématiques
M. CASSAGNAU.....	Zoologie
M. GUERIN.....	Mathématiques

M A I T R E S D E C O N F E R E N C E S

M. BLANCHARD.....	Mathématiques
M. HOFFMANN.....	Electronique
M. BITSCH.....	Zoologie
M. FONTAN.....	Physique Nucléaire
M. PESCIA.....	Physique
M. SICARD.....	Biologie génétique
M. CAUSSINUS.....	Mathématiques appliquées
M. DE LOTH.....	Chimie Physique
M. MARTY.....	Physique Industrielle
M. BAUDRAS.....	Chimie Biologique
M. DURAND P.....	Physique
M. LEFEUVRE.....	Electronique ENSEEIHT
M. SOUQUET.....	Géologie
M. SAPORTE.....	Physique
M. ATTEIA.....	Mathématiques
M. ENJALBERT.....	Chimie
M. IMBERT.....	Psychophysiologie
M. SCHNEIDER.....	Biologie cellulaire
M. ANGELINO.....	Génie chimique
M. DABOSI.....	ENSC
M. ETTINGER.....	Mathématiques
M. CALVET.....	Mécanique des fluides (ENSEEIHT)
M. PAGANI.....	Physique
M. CUPPENS.....	Mathématiques
M. MATHIEU.....	Chimie analytique
M. TRANNOY.....	Physique (ENSEEIHT)
M. CASTAGNETTO.....	Mathématiques (ENSEEIHT)
M. GILOT.....	Génie Chimique (Institut de génie chimique)

M A I T R E S D E C O N F E R E N C E S A S S O C I E S

M. PUN  
M. PARKS

C H A R G E D ' E N S E I G N E M E N T

M. BEAUFILS..... Informatique  
M. DARROZES..... Mécanique  
M. OLIVIER..... Mathématiques  
Melle BARBANCE..... Mathématiques

Personnel de la Faculté affecté à l'Institut National  
des Sciences Appliquées de Toulouse

P R O F E S S E U R S

M. ROQUES..... Chimie Industrielle  
M. GRATELOUP..... Génie Electrique

P R O F E S S E U R S S A N S C H A I R E

M. CASSIGNOL..... Génie Electrique  
M. COLLETTE..... Physique

M A I T R E S D E C O N F E R E N C E S

M. FAGET..... Physique  
M. TRUCHASSON..... Mécanique  
M. SCHUTTLER..... Physique  
M. MIRA..... Génie Electrique  
M. LETURCQ..... Génie Electrique  
M. SIRIEYS..... Génie Civil  
M. DURAND G..... Chimie  
M. CARRARA..... Physique

C H A R G E D' E N S E I G N E M E N T

M. VERDIER..... Chimie

Personnel affecté à l'Institut Universitaire de  
Technologie de Toulouse

---

M A I T R E S D E C O N F E R E N C E S

M. MARTIN..... Génie Electrique  
M. THENOZ..... Minéralogie  
M. PERENNOU..... Informatique

C H A R G E D' E N S E I G N E M E N T

M. REY..... Génie Electrique

A D M I N I S T R A T I O N

M. PRINEAU..... Conseiller Administratif des services  
Universitaires

A ma femme

## AVANT PROPOS

Si ce travail a pu prendre corps malgré les multiples obstacles que représentent le choix d'un sujet assez insolite, l'éloignement géographique et, il faut le dire, l'âge de l'auteur, c'est à quelques personnes que nous le devons.

Qu'il nous soit permis de remercier tout d'abord Monsieur le Professeur ESCANDE, Membre de l'Institut, Président de l'Institut National Polytechnique de Toulouse. C'est grâce à lui que nous avons pu travailler dans les laboratoires de l'ENSEEIHOT qu'il dirigeait alors, et qui nous fait aujourd'hui l'honneur de présider notre Jury.

Monsieur le Professeur CAPDECOMME, Doyen Honoraire, a bien voulu, en participant à la commission d'examen, lui apporter ses lumières, notamment en ce qui concerne le matériau très particulier qu'est l'argile. Qu'il trouve ici nos remerciements.

Notre gratitude est grande envers Monsieur le Professeur NOUGARO, Lauréat de l'Institut, Directeur de l'ENSEEIHOT qui, nous ayant accueilli à l'Ecole, nous a permis de poursuivre nos travaux, et dont la sympathie ne nous a jamais fait défaut.

Nous savons gré également à Monsieur le Professeur SANTON, directeur de l'ENSH de Grenoble, d'avoir bien voulu accepter au prix d'un long voyage et malgré ses multiples charges, de faire partie de notre Jury.

Si grande que soit notre reconnaissance envers les hautes personnalités qui ont accepté de siéger à la commission d'examen, nous devons exprimer particulièrement notre sentiment de profonde gratitude envers Monsieur le Professeur THIRRIOT, Lauréat de l'Institut, qui a bien voulu se charger de la délicate mission de diriger ce travail. Nous avons trouvé auprès de lui ce contact humain, cette chaleur qui font s'effacer les murailles ; en ce même temps qu'une compréhension subtile, une direction à la fois ferme et amicale, et un appui constant. Ses conseils, toujours avisés, ont largement

contribué à l'approfondissement de nos connaissances. Malgré ses lourdes charges d'enseignement et de recherche, il a pris sur le peu de loisirs qui lui reste, le temps de contrôler notre travail avec minutie. Nous lui devons beaucoup.

Nous n'aurons garde d'oublier de remercier ici Monsieur le Professeur HUGUES, qui nous a initié à la recherche et permis d'obtenir dans les Laboratoires de l'Ecole les premiers résultats.

Les plus récents de ces travaux ont été menés dans les Laboratoires de l'ENSEEIH, où "l'équipe d'Infiltration" nous a accueilli fort cordialement, et où l'assistance de Monsieur ESTEBAN nous a été particulièrement précieuse, tant lors des essais que pour les travaux annexes dont il a eu la charge entière. Nous l'en remercions ainsi que tous ses collègues.

Les mesures faites parallèlement dans les laboratoires de l'ENSAR avec l'aide efficace et constante de Monsieur HELLEUX ont apporté leurs utiles renseignements. Nous lui en sommes sincèrement reconnaissant.

Nous remercions également Mesdames MATHIEU et TISON qui se sont partagé la charge de la mise en page de ce travail dans des conditions particulièrement difficiles.

Les clichés au microscope électronique sont de Madame ESTEOULE-CHOIX, de Rennes. Les mesures de surface spécifique ont été faites dans le laboratoire de Monsieur le Professeur FRIPIAT, à Louvain. Nous les remercions ainsi que les membres du personnel enseignant et administratif de l'ENSAR pour l'aide apportée.

## TABLE DES MATIERES

### I. INTRODUCTION

I.1. Motivation	1
I.2. Objet de l'étude	5
I.3. Bases hydrodynamiques de l'étude	6
a. Equations du problème	8
b. Formule de Poiseuille	10
c. Loi de Darcy	14
d. Cas des fluides non newtoniens	20
I.4. Analyse dimensionnelle	23

### II. INTERACTION EAU-ARGILE

II.1. Les argiles	31
a. Les colloïdes	32
b. Notions de minéralogie des argiles	33
II.2. L'eau	37
II.3. Interaction argile-eau	39
II.4. L'eau et le sol	44

### III. ETUDE DES TRAVAUX ANTERIEURS

III.1. Paramètres concernant le liquide	49
III.2. Paramètres caractérisant le milieu poreux	52
a. Forme des grains	53
b. Courbe granulométrique	54
c. Porosité géométrique	57
d. Surface spécifique	60
e. Diamètre caractéristique géométrique	62
f. Porosité cinématique ou utile	66
g. L'orientation des particules	70
h. Le temps	72
III.3. Paramètres introduits par l'hydraulique	77
a. Définition des diamètres équivalents	78
b. La tortuosité	86

III.4. Contestation de la loi de Darcy	87
a. Validité de la loi de Darcy	89
b. Existence d'un seuil	93
c. Eau considérée comme liquide anormal	96
d. Introduction des actions de contact aux parois	98

#### IV. ETUDE EXPERIMENTALE

IV.1. Généralités	
a. Programme d'expérimentation	101
b. Le matériel expérimental	102
c. Les conditions expérimentales	105
d. La mesure du déplacement des ménisques	107
IV.2. Les appareils et leur utilisation	
a. L'oedomètre	109
b. Préparation de l'éprouvette	112
c. Mesure des variables hydrauliques	115
d. Influence des contacts dans les tubes	123
IV.3. Mode opératoire et précisions des résultats	127
a. Précision des résultats	131
b. Choix du diamètre des tubes	136
IV.4. Résultats expérimentaux	
a. Influence du temps	136
b. Influence de la température	141
c. Influence du gradient hydraulique	143
d. Variation de la perméabilité avec la porosité	149
e. Influence de la pression porteuse	161
IV.5. Etude du kaolin passé au four	163
IV.6. Essais sur la Montmorillonite	170

#### V. INTERPRETATION DES RESULTATS SUR LE KAOLIN

V.1. Confrontation des théories et des résultats	177
a. Validité de la loi de Darcy	177
b. Ecoulement d'un fluide anormal	183
c. Formules empiriques	185

V.2.	Essai d'interprétation globale	187
	a. Détermination des facteurs A et a	189
	b. Etude du facteur de rétention	191
	c. Expression du facteur de rétention	196
	d. Formules donnant la perméabilité géométrique	200
	e. Valeur de la méthode utilisée	205
	f. Généralisation de la formule	207
V.3.	Confrontation des résultats expérimentaux avec la formule	208
V.4.	Interprétation physique de la formule proposée	214
V.5.	Conclusion	218
<u>VI.</u>	<u>ETUDE DES MILIEUX HETEROGENES</u>	
	<u>ARGILEUX</u>	221
VI.1.	Etat actuel des connaissances	222
VI.2.	Processus expérimental	224
VI.3.	Géométrie de l'échantillon	225
VI.4.	Etude des mélanges de billes de verre et de Kaolin	231
VI.5.	Etude des mélanges de kaolin mort et vif	235
VI.6.	Conclusions	242
<u>VII.</u>	<u>ESSAIS AVEC AIR PIEGE</u>	
VII.1.	Présentation schématique du problème	245
VII.2.	Procédé expérimental	251
VII.3.	Résultats expérimentaux	
	a. Détermination de la teneur en air	255
	b. Essais de perméabilité	258
VII.4.	Examen des résultats	261
VII.5.	Conclusions	271
<u>VIII.</u>	<u>SYNTHESE DES RESULTATS OBTENUS</u>	273
VIII.1.	Point sur l'état actuel des travaux	275
VIII.2.	Conséquences	278
VIII.3.	Prospective	281
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>		284

# I

## I N T R O D U C T I O N

### I. 1. MOTIVATION

Plus d'un siècle après l'établissement par DARCY de sa formule fondamentale, on pourrait croire que le problème de l'écoulement de l'eau dans les sols ne devrait plus présenter d'obscurité. Les chercheurs ont simultanément ou successivement étudié l'influence des divers paramètres, et, s'il existe encore des divergences, on pourrait logiquement penser qu'il ne s'agit que de nuances dans l'interprétation du phénomène physique mais non point de doutes sur sa réalité.

Il est cependant une controverse qui est toujours d'actualité : elle concerne le point très précis de l'écoulement de l'eau à travers les argiles. La plupart des expérimentateurs ont travaillé sur des milieux à grains assez gros. Il est aisé de comprendre pourquoi : on peut éliminer un grand nombre de facteurs fort gênants en expérimentant par exemple avec des billes de verre faciles à calibrer et que l'on peut doser à volonté dans un mélange. On connaît ainsi très bien les paramètres, on peut visualiser l'écoulement, en changer aisément l'échelle et surtout abrégier la durée des mesures.

De cette manière, on a pu obtenir des résultats très importants : par exemple, montrer que dans certaines conditions, correspondant à des nombres de Reynolds assez grands, la loi de Darcy n'a pas une validité absolue, et, comme on le verra plus loin, déterminer les raisons possibles

des écarts unanimement constatés.

Par contre, avec des grains de faible diamètre et par conséquent pour les faibles vitesses et les petits nombres de Reynolds, le problème est différent. S'il est possible de fabriquer artificiellement, par broyage, des "poussières" de verre ou de roche, de très petites dimensions, on ne trouve plus, en fait, dans les sols naturels de grains de silice ou de calcaire qui seraient le résultat d'érosion, de déplacements éoliens, de dépôts lacustres ou maritimes. Au-dessous d'un diamètre fixé assez arbitrairement à  $2 \mu$ , il n'existe pratiquement que des silicates d'alumine, et on donne le nom d'argile à la partie du sol préalablement dispersé qui se classe au dessous de cette limite. Dès lors, en même temps que la composition chimique tout change à la fois : les grains, jusqu'alors à peu près sphériques, deviennent des plaquettes agglomérées entre elles et de nouvelles propriétés électriques apparaissent. Celles-ci peuvent modifier l'écoulement des liquides polaires, rendre aléatoire une étude par extrapolation pure et simple des résultats obtenus sur le sable ou le verre, ainsi que les calculs théoriques basés sur la simple géométrie des particules. On pourrait à la rigueur négliger cette étude expérimentale si l'importance de l'argile était faible. C'est au contraire un élément majeur, sinon en volume, du moins par son action sur les sols. Du point de vue agronomique, un sol est dit argileux s'il comporte plus de 25% en volume d'argile. A partir de 20% le mot argile entre dans sa définition : il est argilo-limoneux ou argilo-sableux, et ce sont les propriétés de l'argile qui l'emportent sur celles du support-squelette sableux pratiquement inerte, et n'intervenant que pour empêcher ou ralentir, dans des conditions défavorables, l'effondrement de la structure du sol, ce qui n'est quand même pas négligeable.

Sous réserve d'une vérification expérimentale, il est d'ailleurs intéressant de rapprocher ces pourcentages d'un essai de quantification de la teneur en argile suffisante pour imposer ses propriétés à un sol par une estimation théorique.

par une estimation théorique.

Supposons, pour simplifier à l'extrême le raisonnement, un sol composé de sphères de verre de même diamètre. La porosité d'un tel milieu a été calculée ; elle est de 48% si les centres sont placés sur les sommets de cubes jointifs, plus grande s'il y a des lacunes qui peuvent exister sans compromettre la stabilité par effet de voûte ; elle tombe à la valeur minimale de 26% lorsque l'arrangement est rhomboédrique - nous écartons naturellement le cas de fissures et celui d'une microperméabilité des billes - Si on ajoute de l'argile, on obtient un "sol" qui, soumis aux pressions extérieures et à l'entraînement dû à la circulation de l'eau, verra une redistribution de ses composants ainsi "lubrifiés", de sorte que l'argile chassée des points de contact viendra remplir les vides. En fait, un arc-boutement des billes de verre peut réserver dans le milieu des vides qui peuvent augmenter notablement la porosité.

Ecartons cette éventualité et prenons une valeur moyenne de 36% pour la porosité définie ici comme le rapport du volume des vides au volume total occupé par le milieu poreux. La porosité propre moyenne de l'argile en masse homogène est de 44%, soit 16% du total. L'argile occupe donc 20% du volume de l'éprouvette, quantité suffisante pour combler les vides du milieu avec un squelette à peu près incompressible. Il s'agirait là presque d'une proportion d'argile limite, correspondant à un état de compression assez poussé, qui donnerait un comportement argileux au filtre. Pour les valeurs supérieures, les particules solides ne se toucheront plus et le milieu sera plus plastique.

Nous nous sommes placés dans le cas le plus défavorable, avec une granulométrie uniforme. Dans les sols, elle est généralement continue, et une proportion moindre peut assurer un comportement argileux avec une perméabilité réelle inférieure même à celle de l'argile liant, puisque la porosité totale est diminuée.

Son rôle direct sur la perméabilité, ses caractéristiques de retrait à la sécheresse et de gonflement aux premières pluies (si importantes dans les problèmes de génie civil), sa capacité d'adsorption de l'eau et son comportement vis à vis des sels dissous (essentiels dans l'agriculture), font qu'on ne doit pas sous-estimer l'importance de l'argile dans les sols. Pourquoi donc cet élément primordial n'a-t-il pas été étudié plus tôt ? Il y a plusieurs raisons à cela, semble-t-il.

D'abord la réputation d'imperméabilité de l'argile est déjà assez rebutante : les mesures sont longues, et par conséquent, il faudra maintenir constants pendant un temps long tous les paramètres ou se contenter d'une très faible précision. Or, pendant la durée de la mesure, l'argile gonfle ou se consolide, l'eau échange ses sels au passage ou emporte ceux du milieu, la température varie, et avec elle la viscosité du liquide et son volume : le débit réel est difficile à connaître. Il faudra donc un appareillage bien plus précis que ne l'exige d'ordinaire l'expérimentation hydraulique.

La seconde raison vient peut-être de ce que les premiers essais à une exception près, ont montré que la loi de Darcy paraît correcte. Les mesures de perméabilité faites chaque jour, tant pour les travaux publics que pour l'agriculture, et fondées sur cette formule, ne montrent pas d'écarts anormaux : s'il en est, on les met facilement au compte de la précision des mesures, car, en fait, on se contente souvent d'un ordre de grandeur pour la perméabilité. En effet, il est rare de trouver des laboratoires des sols réellement isothermes, alors qu'un écart de 10°C fait varier la perméabilité apparente de 30%, du seul fait de la variation de la viscosité de l'eau, et bien plus si l'échantillon contient encore de l'air !

Enfin, la perméabilité des argiles pures est tellement faible qu'on la considère dans la plupart des applications comme tout simplement imperméable ; c'est ce que font généralement les géologues et, à une échelle de temps assez courte, ils n'ont pas tellement tort.

## I. 2. OBJET DE L'ETUDE

Au début, vers 1950, il s'agissait pour nous d'étendre l'étude systématique faite sur les sables aux argiles, puisqu'on n'en trouvait pas facilement trace dans la bibliographie. Mais ce n'est que plus tard - les études sur les actions de contact argile-eau, et les divergences entre les expérimentateurs ayant remis le sujet à l'actualité - que nous avons repris le problème en étudiant surtout le cas des faibles gradients hydrauliques pour lequel le désaccord persiste, et dont l'importance n'est pas négligeable, tant du point de vue théorique que pratique.

A défaut de mesures précises, un certain nombre de faits semblent acquis, donnant une connaissance qualitative du problème. Des siècles d'irrigation avec des eaux plus ou moins salées ont montré l'action des sels sur les sols argileux, et par conséquent sur la perméabilité des argiles du sol, généralement structurées dans les terres de culture. On sait également que certaines argiles sont plus stables que d'autres, et que leur comportement vis à vis de l'eau est divers. Pour simplifier au maximum ce problème où interviennent tant de paramètres, on a décidé de n'étudier au départ que la filtration de l'eau distillée, désaérée, à travers l'argile la plus stable, en écoulement saturé ; d'étendre ensuite les essais à d'autres argiles, pour vérifier la validité des premiers résultats, puis aux écoulements non saturés, laissant de côté les argiles chargées d'ions extérieurs, les eaux salées,

En effet, de nombreux facteurs ont une influence certaine sur la perméabilité. D'abord le liquide filtrant (qui est pour nous l'eau pure) introduit sa masse spécifique et sa viscosité, fonction toutes deux de la température. Puis le filtre : ses caractéristiques granulométriques (forme et dimension des grains et parfois même structure des agrégats) ; le mode de préparation et de mise en place de l'éprouvette ; la contrainte appliquée à celle-ci conditionnant sa porosité qui diminue théoriquement dans

Le temps par consolidation. L'action réciproque du liquide et du filtre se traduit par la pression moyenne à l'intérieur du liquide, et enfin sa perte de charge entre l'entrée et la sortie de l'éprouvette est fonction du débit. D'autres facteurs se présenteront par la suite ou des combinaisons des précédents.

### I. 3. BASES HYDRODYNAMIQUES DE L'ETUDE

L'étude de la filtration des liquides dans les milieux argileux, et plus généralement dans les milieux poreux, ne peut être qu'un cas particulier de l'hydrodynamique. Mais à la différence des écoulements classiques où la canalisation est bien connue, nous sommes ici dans une obscurité presque totale : les canalicules offerts au passage du liquide sont en nombre infini, leurs données géométriques sont inconnues, tant en section qu'en longueur - et il n'est même pas certain que tout le liquide entre dans le mouvement. La distribution des vitesses peut être radicalement modifiée par une légère variation des conditions aux limites, mais la discontinuité est atténuée par le fait que l'écoulement moyen relève de la statistique. De plus, le comportement rhéologique du liquide filtrant peut encore compliquer le problème.

Ainsi, ce ne peut être qu'à partir des lois déterminées en hydraulique générale qu'on pourra établir celles qui régissent l'hydraulique des milieux poreux, ou hydraulique souterraine. La différence essentielle est que les vitesses sont dans ce cas généralement très faibles et les phénomènes de viscosité prépondérants. Il faudra se souvenir de ces hypothèses préliminaires lorsqu'on essaiera d'expliquer les écarts constatés avec les formules ainsi déterminées : la prise en compte des facteurs négligés pourra donner la solution.

Nous utiliserons par la suite pour représenter les grandeurs ou les opérateurs classiques les lettres et symboles suivants :

$\rho$  : masse volumique du liquide  
 $V$  : vitesse de la particule (vecteur)

- $z$  : hauteur de la particule au dessus du plan de référence  
 $g$  : accélération de la pesanteur  
 $p$  : pression au point considéré  
 $\mu$  : coefficient de viscosité du liquide (dynamique)  
 $\nu = \frac{\mu}{\rho}$  : coefficient de viscosité du liquide (cinématique)

et pour les opérateurs , le vecteur symbolique nabla  $\vec{\nabla}$

$$\vec{\nabla} = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix}$$

à partir duquel le vecteur gradient d'une fonction scalaire  $\phi$  est :

$$\vec{\nabla}\phi = \text{grad } \phi = \begin{pmatrix} \frac{\partial \phi}{\partial x} \\ \frac{\partial \phi}{\partial y} \\ \frac{\partial \phi}{\partial z} \end{pmatrix}$$

La divergence du vecteur  $\vec{V}(u, v, w)$  est alors le produit scalaire:

$$\text{div } \vec{V} = \vec{\nabla} \cdot \vec{V} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}$$

et à ce propos, on notera la différence entre l'opération  $\vec{\nabla} \cdot \vec{V}$  qui donne avec une fonction scalaire  $\phi$  ou vectorielle  $\vec{A}$

$$(\vec{\nabla} \cdot \vec{V}) \phi = \phi \frac{\partial u}{\partial x} + \phi \frac{\partial v}{\partial y} + \phi \frac{\partial w}{\partial z}$$

$$(\vec{\nabla} \cdot \vec{V}) \vec{A} = \frac{\partial u}{\partial x} \vec{A} + \frac{\partial v}{\partial y} \vec{A} + \frac{\partial w}{\partial z} \vec{A}$$

et l'opérateur  $\vec{V} \cdot \vec{\nabla}$  qui s'écrit :

$$\vec{V} \cdot \vec{\nabla} = u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z}$$

donne :

$$\vec{V} \cdot \vec{\nabla} \phi = u \frac{\partial \phi}{\partial x} + v \frac{\partial \phi}{\partial y} + w \frac{\partial \phi}{\partial z}$$

$$\vec{V} \cdot \vec{\nabla} A = u \frac{\partial A}{\partial x} + v \frac{\partial A}{\partial y} + w \frac{\partial A}{\partial z}$$

On notera aussi l'opérateur de Laplace indifféremment :

$$\Delta = \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} = \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

### I.3.a - EQUATIONS DU PROBLEME

Les équations de base de l'hydrodynamique sont données par la physique et la mécanique classique. La première nous fournit l'équation d'état :

$$F(\rho, p, T) = 0$$

entre la masse spécifique, la pression et la température absolue, de grande importance lorsqu'un des fluides en présence est un gaz, mais négligeable dans un milieu saturé de liquide c'est-à-dire où seules les phases solide et liquide sont représentées.

L'équation de continuité, ou de bilan de masse, s'écrit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \rho \vec{V} = 0$$

Elle lie la masse spécifique du fluide à sa vitesse aux limites du domaine, supposé indéformable. Elle se simplifie lorsque le fluide est incompressible, donc

le milieu saturé, et devient :

$$\text{div } \vec{V} = 0 \quad \text{ou} \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0 \quad (\text{I.1})$$

Pour les milieux poreux, objets de notre étude, l'application des formules générales est délicate. L'hypothèse d'un contenant de volume variable n'est pas rare en mécanique des fluides, par contre l'écoulement se produit généralement dans des canaux de forme bien connue : on peut

le matérialiser, en mesurer directement les paramètres. C'est là le champ normal des équations de l'hydrodynamique. Nous nous proposons d'étendre l'emploi de ces formules à un milieu où le fluide s'écoule certes, mais on ne sait trop où ni comment, du moins au niveau de la particule élémentaire en mouvement. C'est à cette échelle microscopique pourtant que s'appliquent en principe les théorèmes de l'hydrodynamique, alors que pour nous les données géométriques exactes sont hors de notre portée. Et quand bien même nous les connaîtrions nous ne saurions qu'en faire, puisque l'étude d'un tel réseau maillé, où les conduites sont de forme et de section rapidement variables, est pratiquement impossible.

C'est donc à un niveau plus élevé que nous nous placerons, en mesurant des valeurs globales de paramètres ramenées à leur moyenne et dont la signification exacte est souvent difficile à préciser. Nous aurons ainsi des théories découlant de modèles géométriques plus ou moins approchés de la réalité telle que nous la concevons, donnant des formules qu'il nous faudra nécessairement ajuster aux données expérimentales. On jugera de leur utilité d'après les critères de leur facilité d'emploi et de leur concordance avec l'expérience.

Cependant, une autre voie existe qui, partant uniquement de l'expérience, donne des formules dont la valeur dépend de leur adaptation à la totalité du domaine exploré, le passage aux variables adimensionnelles servant d'épreuve.

C'est donc à l'échelle microscopique qu'on devrait appliquer la formule de NAVIER-STOCKES, qui s'écrit sous sa forme la plus générale :

$$\rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \rho \vec{V} \cdot \nabla \vec{V} = \rho \vec{F} - \nabla p + \mu \nabla^2 \vec{V} + (\mu + \eta) \nabla \nabla \cdot \vec{V}$$

où  $\eta$  est un deuxième coefficient de viscosité, lié aux composantes normales des tensions visqueuses. D'ailleurs, le terme qui le contient s'annule en milieu saturé, puisqu'alors  $\nabla \cdot \vec{V} = 0$  (I.1).

Les forces de masse  $\vec{F}$  sont dues à la pesanteur et dérivent d'un potentiel :

$$F = - \vec{\nabla} \cdot U = - \vec{\nabla} \rho g z$$

Nous nous placerons toujours dans les conditions d'un écoulement permanent, ce qui annule le premier terme  $\rho \frac{\partial V}{\partial t}$ . Et il reste en groupant sous le symbole  $p^*$  la somme  $p + gz$  avec l'hypothèse de fluide à la compressibilité négligeable

$$\rho \vec{V} \cdot \vec{\nabla} \vec{V} + \vec{\nabla} p^* = \mu \nabla^2 \vec{V} \quad (I.2)$$

ou bien

$$\vec{V} \cdot \vec{\nabla} \vec{V} + \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p^* = \nu \nabla^2 \vec{V}$$

### I.3.b. ECOULEMENT LAMINAIRE DANS UN CAPILLAIRE

Le modèle le plus simple, compte tenu des vitesses qui existent dans les milieux poreux, consiste à l'assimiler à un faisceau de canaux cylindriques de même rayon  $R$  traversant un solide où le liquide s'écoule en régime laminaire. Nous pourrions compliquer à loisir cette hypothèse simpliste ; elle a le mérite de donner rapidement un support mental, une image théorique à laquelle nous nous reporterons instinctivement, et en contrepartie l'inconvénient d'avoir de la peine à la quitter pour un modèle trop différent ; on préfère, par paresse intellectuelle, aménager l'ancien.

#### Formule de Poiseuille

Plaçons-nous donc, dans l'optique microscopique, dans un de ces capillaires, et voyons comment pourrait se simplifier encore l'équation de Navier (I.2). Le premier terme fait intervenir le produit scalaire de la vitesse de la particule par un gradient, ce qui nous donne des termes quadratiques rendant délicate l'intégration des équations aux dérivées partielles. En fait, et c'était une de nos hypothèses, la vitesse  $V$  est faible et les termes non linéaires sont donc petits d'ordre deux. Au second ordre près, l'équation se réduit donc à la forme :

$$\vec{\nabla} p^* = \mu \nabla^2 \vec{V} \quad (I.3)$$

Dans notre hypothèse initiale, ne considérant qu'un seul tube et en l'absence de conditions particulières sur les faces d'entrée et de sortie

ou loin de ces frontières, nous allons admettre une symétrie somme toute logique de la répartition des vitesses par rapport à l'axe du capillaire, et même par rapport à tout plan diamétral - ce qui élimine les écoulements hélicoïdaux

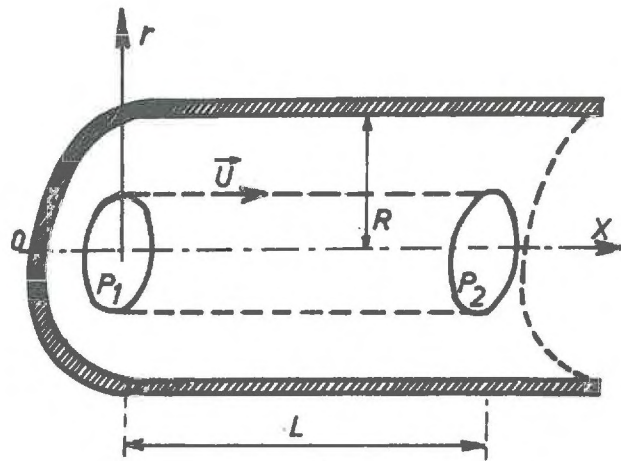


FIG.1

Dans ces conditions, seule subsiste la composante de la vitesse suivant la direction de l'axe, et l'équation montre que cette composante ne dépend que de la distance  $r$  du point considéré à l'axe. On a en effet en projection sur les directions  $\vec{x}$  et  $\vec{r}$ , (figure 1)

$$\frac{\partial p^*}{\partial x} = \mu \nabla^2 u \quad (I.4)$$

$$\frac{\partial p}{\partial r} = 0$$

Avec nos hypothèses, la pression est donc constante dans une section normale à l'axe. D'autre part, comme le canal est prismatique,  $u$  ne dépend pas de  $x$  mais seulement de  $r$ , et l'équation (I.4) peut s'écrire:

$$\nabla^2 u = \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial u}{\partial r} \right) = \frac{1}{\mu} \frac{\partial p^*}{\partial x} = \text{Cte} = - \frac{g}{\nu} J$$

où  $J = - \frac{\partial H}{\partial x}$  est la pente de la ligne de charge ou gradient hydraulique. Ainsi :

$$r \frac{du}{dr} = - \frac{g}{\nu} J \frac{r^2}{2} + \text{Cte}$$

$$u = - \frac{g J}{\nu} \frac{r^2}{4} + A$$

en remarquant que la vitesse ne peut physiquement devenir infinie sur l'axe. Nous pouvons maintenant revenir sur nos hypothèses :

1°. Ecoulement permanent d'un fluide incompressible en tube rigide ;

2°. Termes quadratiques négligeables ;

3°. Vitesse parallèle à l'axe, traduisant une hypothèse sur les conditions aux frontières.

Les résultats permettent de vérifier que la seconde hypothèse est légitime, puisque  $\vec{V} \cdot \vec{\nabla} \vec{V}$  est négligeable ; seul subsiste le terme  $u \frac{\partial u}{\partial x}$  lui-même nul, car  $\frac{\partial u}{\partial x} = 0$ .

Pour déterminer A, une nouvelle hypothèse est nécessaire : nous considérerons que la vitesse est nulle à la paroi, ce qui donne :

$$u = (R^2 - r^2) \frac{g J}{4 \nu}$$

équation montrant que la distribution des vitesses dans une section diamétrale est parabolique. On en déduit aisément la valeur du débit d'un tube :

$$Q = \int_0^R 2\pi r \cdot dr \cdot u = \frac{\pi R^4}{8} \frac{g}{\nu} J$$

et en fonction du diamètre D on obtient l'expression qui porte le nom de Formule de POISEUILLE :

$$Q = \frac{\pi D^4}{128} \frac{\rho g}{\mu} J \quad (I.5)$$

APPLICATION A L'ÉCOULEMENT EN MILIEU POREUX

Passons maintenant à l'ensemble du milieu poreux constitué d'un faisceau de  $n$  tubes identiques (figure 2), de section apparente totale  $S$  mais de section de passage réelle  $n \cdot \frac{\pi D^2}{4}$ . Le débit total est  $n \cdot Q$  pour la section  $s$ , d'où une vitesse "moyenne" dans le milieu  $V_m$  :

$$V_m = \frac{n \cdot Q}{S}$$



alors que la vitesse moyenne dans chaque tube est :

$$\bar{V} = Q / \frac{\pi D^2}{4} = \frac{D^2}{32 \mu} \rho g J$$

FIG. 2

D'après leurs définitions, on a la relation évidente :

$$V_m = \frac{n \cdot \pi \cdot D^2}{4 S} \cdot \bar{V}$$

le coefficient de  $\bar{V}$  représente le rapport de l'aire des vides à l'aire totale de la section, c'est-à-dire la porosité  $P$  de l'éprouvette. On a donc :

$$V_m = P \cdot \bar{V} = P \cdot \frac{D^2}{32 \mu} g \rho J$$

Si nous avons insisté sur cette démonstration, c'est qu'elle est l'un des rares cas d'intégration possibles, et nous voyons nettement les restrictions que nous avons introduites ; il s'agit d'un liquide newtonien circulant dans un milieu composé d'un faisceau de canaux rectilignes, de section circulaire, en écoulement laminaire, la vitesse à la paroi étant nulle.

Encore faut-il remarquer que cette dernière condition n'est pas valable lorsque des gaz circulent dans des tubes fins : pour de tels cylindres, si le libre parcours moyen des gaz ( $0,1 \mu$  environ)

est de l'ordre du 1/10 du diamètre des tubes, les chocs des molécules sur les parois deviennent du même ordre que ceux des molécules entre elles, d'où un effet de glissement sur les parois où la vitesse ne s'annule plus. Il en résulte un débit supérieur à celui donné par la formule de Poiseuille. Par exemple, si le diamètre des pores est de  $1 \mu$ , le débit est doublé pour l'air.

La restriction concernant l'établissement d'un régime laminaire n'est pas une clause de style : un régime turbulent peut s'établir lors de la filtration dans des massifs à gros éléments. Mais dans la plupart des cas, et particulièrement dans les milieux argileux, on peut considérer cette condition comme satisfaite.

Les fluides usuels ont le plus souvent un comportement newtonien, mais ce n'est pas une évidence puisque certains ont pu refuser cette optique. Quoiqu'il en soit, une formule analogue à celle de POISEUILLE peut être établie pour les fluides anormaux, comme nous le verrons plus loin.

Par contre, les canaux ne sont jamais rectilignes, et c'est probablement une des causes des écarts constatés à la loi de proportionnalité de la vitesse au gradient hydraulique.

### I.3.c. LOI DE DARCY

L'incapacité où nous sommes d'obtenir des données géométriques précises sur les conduits dans les milieux poreux rend évidente l'impossibilité d'une étude microscopique du mouvement de filtration. La résolution des équations nécessite la connaissance des conditions initiales et de celles aux limites du domaine. Les approximations

que l'on peut faire sur la formule de NAVIER-STOKES conduisent quand même à l'étude de mouvements particuliers, alors que seule une vue globale - pour ainsi dire statistique - pourrait nous amener à des résultats utilisables : de même, dans l'écoulement d'un liquide dans une conduite, lors du passage du régime laminaire au turbulent, on abandonne le calcul du mouvement particulière pour celui du mouvement moyen.

En fait, il n'est pas nécessaire pour l'étude physique du phénomène de connaître une solution exacte des équations de NAVIER, et pas même de solution plus approchée que la formule de POISEUILLE, si l'on s'en tient à une vue globale. Cependant, chaque fois que nous le jugerons utile, chaque fois qu'un modèle physique pourra simplifier la recherche ou l'expression d'une relation particulière entre les paramètres, nous retournerons à l'un des modèles pour lesquels une base théorique a été établie, mais en connaissant alors ses limitations.

La pièce maîtresse de l'hydraulique souterraine est la loi exprimée par DARCY en 1856 à la suite de travaux expérimentaux dont nous allons reprendre rapidement le dispositif classique pour bien définir les paramètres du problème.

#### EXPERIENCE DE DARCY

Une éprouvette cylindrique poreuse de section  $S$  et de longueur  $L$  est traversée par un flux de liquide de débit  $Q$  sous l'action d'une différence de pression  $h$  (mesurée en hauteur de liquide - disons de l'eau) entre l'entrée  $h_1$  et la sortie  $h_2$  de l'éprouvette (figure 3). DARCY définit comme gradient hydraulique la quantité :

$$J = \frac{h_1 - h_2}{L} = \frac{h}{L}$$

et constate qu'il y a proportionnalité entre le débit par unité de section de l'éprouvette et le gradient hydraulique :

$$\frac{Q}{S} = K \frac{h}{L} \quad \text{ou} \quad Q = K \cdot S \cdot J$$

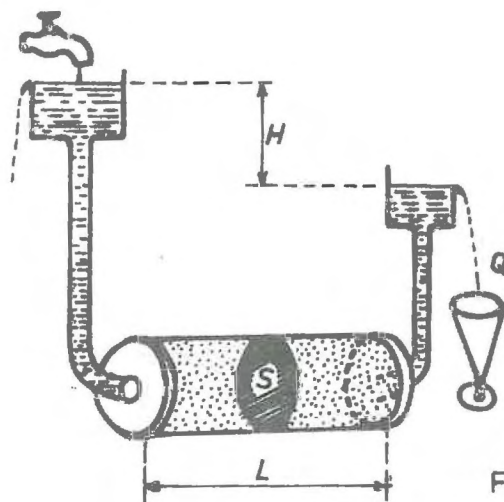


FIG. 3

D'autre part,  $Q/S$ , quotient d'un débit par une surface, est une vitesse. Il la nomme  $V$  : vitesse de filtration. Ainsi :

$$V = K \cdot J$$

En fait,  $V$  n'est pas la vitesse réelle des particules du liquide. On peut en trouver une valeur plus proche en supposant que les trajectoires sont rectilignes et parallèles, et la porosité la même dans toutes les sections soit  $P$  ; l'aire de passage est alors  $S \cdot P$  ; nous déduisons une nouvelle valeur de la vitesse  $V^+$ , que certains nomment "vitesse d'infiltration" (ce terme est cependant mal choisi, l'infiltration étant généralement considérée comme l'introduction d'un liquide dans un milieu sec ou non saturé et liée à l'idée de "front").

Donc :

$$V^+ = \frac{Q}{S \cdot P} = V/P \quad (\text{relation de Dupuit-Forcheimer})$$

(I.6)

La porosité peut rester constante dans toutes les sections sans que les trajectoires soient rectilignes. Elles ont alors une longueur  $L'$  supérieure à celle  $L$  de l'éprouvette. On appellera "tortuosité" le rapport de ces deux longueurs :

$$\tau = L' / L$$

(Certains attribuent le nom au carré de ce rapport).  
et on obtiendra une nouvelle valeur de la vitesse moyenne plus proche de la vitesse réelle et supérieure aux deux précédentes telle que :

$$V^* = \frac{\tau}{P} V$$

On peut évaluer  $\tau$  par des procédés utilisant la résistivité du liquide filtrant (III.3.b, fin).

Suivant que l'on considère des variations de pression ou des variations de charge hydraulique provoquées par les frottements visqueux, il peut y avoir ambiguïté dans l'expression de la loi de DARCY. On peut en effet l'écrire sous les deux formes suivantes :

$$\vec{V} = -K \text{ grad } H$$

ou

$$\vec{V} = -K' \text{ grad } p^*$$

Alors que  $\text{grad } H$  est le rapport de deux longueurs, donc un nombre,  $\text{grad } p^*$  est celui d'une pression à une longueur, donc de dimension  $M.L^{-2}.T^{-2}$ . Il en résulte que  $K$  et  $K'$  ont des valeurs et des dimensions différentes suivant le gradient considéré. On passe de l'un à l'autre en écrivant que dans le cas d'un fluide incompressible :

$$\text{grad } p^* = \rho \cdot g \cdot \text{grad } H$$

Dans la définition de DARCY,  $K$  est homogène à une vitesse. C'est la perméabilité du matériau exprimée en CGS en cm/s; mais bien d'autres unités sont utilisées suivant l'usage qu'on en fait. Par exemple, le mètre cube par jour et par mètre carré de terrain, sous une pente hydraulique unitaire, est commode pour l'irrigation. Mais dans tous les cas, deux facteurs interfèrent : le liquide filtrant et le filtre. En les séparant, ce qui est logique et relativement facile, par l'analyse dimensionnelle ou plus simplement par comparaison avec la formule de Poiseuille, nous pouvons distinguer un premier terme représentant la part du liquide, limité à  $\frac{\rho g}{\mu}$  si on attribue au solide les facteurs de contact ainsi que ceux propres au milieu poreux, groupés sous le nom de perméabilité géométrique ou intrinsèque  $k$ . On la distingue ainsi du coefficient  $K$  qui serait plus exactement le coefficient de Darcy, ou encore la conductivité hydraulique.

D'après DARCY, la perméabilité géométrique est une constante. En réalité, puisque les milieux poreux sont naturellement anisotropes, ce serait plutôt une matrice représentant un tenseur de second ordre  $\bar{k}$  introduit sous la forme diagonalisée dans l'expression mathématique de la loi, que nous rejoignons ici. Il existe pour les écoulements rampants une loi de même nom et de même forme. Sous une identité apparente, les deux "loi de Darcy" sont essentiellement différentes : la forme mathématique ne peut être rigoureusement applicable que si l'on connaît les tubes d'écoulement et si l'on est en mesure d'effectuer l'intégration des équations, au moins de façon approchée comme dans les modèles analogiques. La loi expérimentale, sous sa forme macroscopique, est utilisée normalement dans tout milieu poreux, abstraction faite des trajectoires individuelles de particules, ce qui facilite singulièrement le problème.

Nous ne nous laisserons pas abuser par la similitude de forme, et, quand nous parlerons de la loi de Darcy, il s'agira toujours de la formule expérimentale. Les coefficients  $K$  n'ont pas le même sens dans les deux formules.

Pour en revenir à la perméabilité géométrique  $k$  qui caractérise le milieu poreux, la formule de définition devient :

$$V = \frac{\rho}{\mu} \frac{g}{J} k \quad (1.7)$$

Elle est donc homogène à une surface, et nous pourrions l'exprimer avec les mêmes unités.

Comme ces coefficients sont tous deux d'usage courant, nous pouvons calculer la loi de correspondance pour un liquide donné. L'eau à 20° a une viscosité cinématique  $\nu = 0,01006$  poise (CGS). Pour  $g = 981 \text{ cm/s}^2$ , et avec la relation :

$$V = K \cdot J = \frac{g}{\nu} k \cdot J$$

on voit que, à  $K = 1 \text{ cm/s}$  correspond  $k = \frac{0,01006}{981} = 1,026 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2$ .

Cette unité est très grande et nous amène à préférer le micron carré ( $\mu^2$ )  $10^8$  fois plus petit, perméabilité géométrique qui correspond approximativement dans ces conditions à une conductivité hydraulique de  $10^{-3} \text{ cm/s}$ .

L'unité CGS de perméabilité est le perm. C'est celle d'un milieu qui laisse filtrer un liquide de viscosité 1 poise avec un débit de  $1 \text{ cm}^3/\text{s}$  par centimètre carré de section, sous un gradient de pression d'une dyne par centimètre. On utilise le darcy, différant du perm par la viscosité du liquide de référence (1 centipoise) et du

gradient de pression (1 atm/cm), ce qui en fait une unité  $10^8$  fois plus petite. Le perm correspond au  $\text{cm}^2$ , donc le darcy à  $1 \mu^2$ . On peut d'ailleurs construire le tableau de correspondance suivant, en introduisant également la conductivité hydraulique pour l'eau à  $20^\circ$ ,  $K_{20}$ , et pour un liquide de viscosité 1 poise,  $K_1$ .

TABLEAU 1

	Darcy	Perm ( $\text{cm}^2$ )	$K_{20}$ (cm/s)	$K_{20}$ m/jour	$K_1$ 1po, cm/s
Darcy	1	$9,87 \cdot 10^{-9}$	$9,61 \cdot 10^{-4}$	0,83	$9,61 \cdot 10^{-6}$
Perm ou $\text{cm}^2$	$1,013 \cdot 10^8$	1	$9,74 \cdot 10^4$	$84,14 \cdot 10^7$	$9,74 \cdot 10^2$
$K_{20}$ (eau, cm/s)	$1,04 \cdot 10^3$	$1,03 \cdot 10^{-5}$	1	864	$10^{-2}$
$K_{20}$ (eau, m/j)	1,2	$1,18 \cdot 10^{-8}$	$1,16 \cdot 10^{-3}$	1	$1,16 \cdot 10^{-5}$
$K_1$ (1 po, cm/s)	$1,04 \cdot 10^5$	$1,03 \cdot 10^{-3}$	$10^2$	$8,64 \cdot 10^4$	1

#### I.3.4. CAS DES FLUIDES NON NEWTONIENS

Le problème se pose différemment lorsqu'il s'agit d'un fluide anormal. La loi de Poiseuille n'est bien entendu plus applicable, et il faudra étudier chaque cas particulier ; mais nous nous bornerons au cas des fluides de BINGHAM.

Rhéologiquement, on peut caractériser les corps par la relation qui existe entre la contrainte  $\tau$  qui leur est appliquée et la déformation  $\epsilon$  qu'ils subissent, ou bien la vitesse  $\epsilon'$  de cette déformation. Par exemple, le solide d'Euclide est  $\epsilon = 0, \forall \tau$ , le liquide parfait de Pascal  $\tau = 0, \forall \epsilon$ , tandis que le liquide visqueux de Newton est  $\tau = \mu \cdot \epsilon'$  où  $\mu$  est la viscosité du liquide, constante. Il arrive que la viscosité soit fonction du gradient de vitesse : on dit alors que le liquide est thixotrope si la fonction est décroissante, dilatant dans le cas contraire.

Le corps de BINGHAM est représenté par l'équation plus compliquée :

$$\tau = \tau_0 + \mu \cdot \epsilon'$$

où  $\tau_0$  est la contrainte critique ou seuil d'écoulement, et  $\mu$  la viscosité plastique.

On comprendra mieux le sens de cette définition en étudiant l'écoulement d'un tel corps dans un tube cylindrique de rayon  $R$ , de façon analogue au calcul classique de la formule de Poiseuille. Un cylindre coaxial au tube, de rayon  $r$ , de longueur  $dl$ , soumis à une différence de pression  $dp$ , subira latéralement une contrainte unitaire de cisaillement :

$$\tau = \frac{r^2 \cdot dp}{2r \cdot dl} = \frac{r}{2} \frac{dp}{dl} = \frac{r}{2} \rho g J$$

En gardant l'hypothèse de la nullité de la vitesse sur la paroi ( $r = R$ ), il n'y a écoulement que si la vitesse croît lorsque  $r$  diminue, c'est-à-dire si  $dv/dr$  est négatif. La définition du corps de BINGHAM, qui devient avec ces notations :

$$\tau = \tau_0 - \mu \cdot \frac{dv}{dr}$$

montre que l'on doit avoir la relation :

$$\tau - \tau_0 > 0$$

d'où une valeur limite ou seuil de gradient  $J_0$ , tel que :

$$J_0 > \frac{2}{R \rho g} \tau_0$$

Ceci signifie que, pour un  $\tau_0$  donné, l'écoulement n'a lieu qu'à partir d'un seuil  $J_0$  lié à  $R$ . Au dessous, le liquide ne s'écoule pas il forme bouchon ; au dessus, on peut calculer une valeur  $r_0$  pour laquelle  $dv/dr = 0$ , déterminant un cylindre à vitesse constante égale à celle calculée pour  $r_0$ . Ce cylindre se déplace donc en un seul bloc. Entre  $r_0$  et  $R$ , il est clair qu'on revient aux conditions des liquides normaux, puisqu'on a :

$$\tau - \tau_0 = f = -\mu \cdot \frac{dv}{dr}$$

Le débit est donc aisément calculable : c'est la somme des débits de l'écoulement central, se déplaçant en bloc, et de l'écoulement annulaire où l'indicatrice des vitesses est parabolique. Il est donné par la formule classique de BUCKINGHAM :

$$Q = \frac{\pi \cdot R^4 \rho g}{8 \mu} \left[ J - \frac{4}{3} J_0 \left( 1 - \frac{1}{4} \frac{J_0^3}{J^3} \right) \right] \quad (I.8)$$

La courbe de distribution des vitesses dans un plan axial correspondant à un écoulement de Poiseuille est un graphe assez semblable à celui de l'écoulement turbulent (figure 4). Mais l'analogie n'est qu'apparente ; dans le tube central c'est la vitesse moyenne  $U_m$  qui paraît constante, alors que le mouvement réel est turbulent ; tandis que pour le liquide de Bingham c'est l'image de la réalité ; il n'y a pas de mouvement relatif entre les particules de ce cylindre.

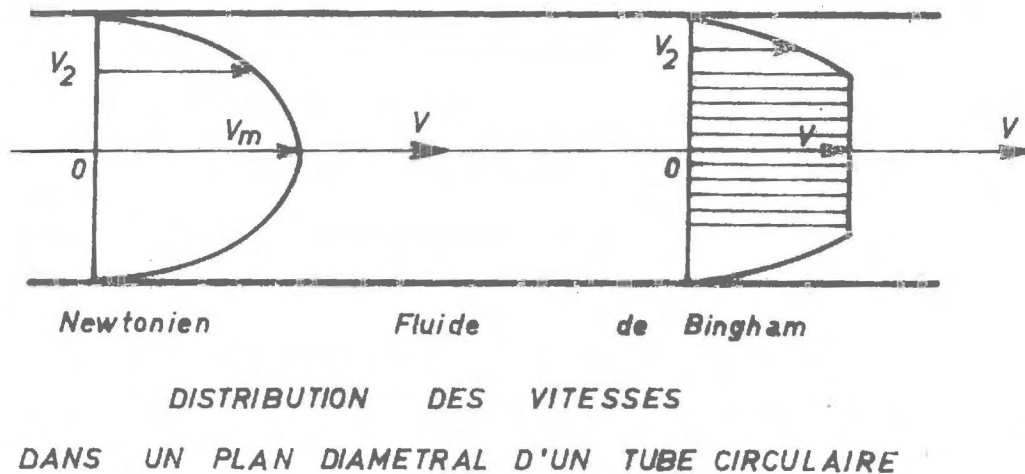


Figure 4

#### I. 4. ANALYSE DIMENSIONNELLE

L'analogie posée en hypothèse entre l'écoulement dans les capillaires et celui dans les milieux poreux n'est qu'un des modèles possibles. Elle en est la simplification extrême, puisqu'elle ne tient aucun compte des interconnexions entre les canalicules, ni de leur tortuosité (sauf par l'introduction d'un facteur qui apparaît un peu comme le "deus ex machina" destiné à ajuster la formule aux résultats expérimentaux). Légitime ou non, elle est féconde, et nous allons la pousser plus loin encore en lui appliquant les méthodes de l'analyse dimensionnelle.

La mise en évidence de paramètres adimensionnels est un procédé souvent utilisé en Physique. D'après le théorème de VASCHY-BUCKINGHAM, quand ils sont en nombre suffisant, les paramètres agissant

sur un phénomène peuvent être groupés sous forme de produits sans dimensions d'un certain nombre de facteurs ; ils permettent ainsi de mettre en évidence des invariants, lorsqu'ils existent. L'application toutefois est assez délicate, parce que la méthode de résolution impose le choix préalable d'un certain nombre de paramètres, en fonction desquels on calcule les groupements adimensionnels, les "nombres". Suivant ceux choisis, ils donnent des résultats apparemment différents, mais réductibles plus ou moins aisément l'un à l'autre.

Il ne faut pas espérer trouver par ce moyen de solution précise au problème posé, mais il peut en faciliter son interprétation s'il est complexe. D'autre part, on remonte d'un degré dans l'échelle de la généralisation en abandonnant les valeurs expérimentales brutes, fonction trop étroite des particularités du problème, pour passer aux variables adimensionnelles, quand la chose est possible.

La Mécanique des Fluides est un champ d'application particulièrement fertile pour cette méthode qui est à la base de la théorie des maquettes, par exemple. Mais nous nous attacherons seulement aux écoulements dans les canalisations pour en envisager ensuite les conséquences dans le problème qui nous préoccupe.

Les paramètres sont ici évidents : le diamètre  $D$  et l'état de la paroi du tuyau supposé rectiligne, la viscosité  $\mu$ , la vitesse  $V$ , la masse spécifique  $\rho$  du fluide. L'expérience montre que les lois de perte de charge varient, et que les essais effectués en modifiant le diamètre et la matière du tuyau, la vitesse de l'écoulement et le liquide, ne permettent d'obtenir que des familles de graphes, et non graphe unique, synthétique. L'analyse dimensionnelle met en évidence, entre autres, deux paramètres adimensionnels :

le nombre de Reynolds  $R_e = \frac{\rho \cdot V D}{\mu}$   
et

le coefficient universel de perte de charge  $\lambda = \frac{J}{V^2 / 2gD}$  (I.9)

En les prenant comme variables, tout s'éclaire : les points jusqu'ici dispersés viennent sagement s'aligner et donnent en coordonnées logarithmiques le graphe universel bien connu, la droite de Poiseuille, de pente -1, prolongée par celle de Blasius, avec la fameuse harpe de Nikuradze, qui introduit la rugosité de la paroi; notons l'abscisse du point de transition entre le régime laminaire et le régime turbulent :  $R_e = 2000$  environ.

Essayons de rattacher ces résultats à l'étude de perméabilité. Le calcul conduit à des nombres sans dimensions identiques à ceux rencontrés par ailleurs, ce qui est prévisible, puisque les variables du problème sont toujours les mêmes. Qu'il s'agisse du coefficient  $K$  de Darcy dans la formule  $V = K \cdot J$ , ou de la perméabilité géométrique,  $k$ , telle que  $V = \frac{\rho \cdot g}{\mu} \cdot k \cdot J$ , on est amené à des résultats comparables. C'est un problème de fluides visqueux, et on trouve le nombre de Reynolds  $R_e$ . Pour rendre compte de l'effet de la pesanteur, on peut introduire le nombre de Froude :  $F = \frac{g \cdot D}{V^2}$ , dont l'influence est pratiquement négligeable. Enfin, dans le cas où on tient compte de la pression porteuse, c'est le nombre d'Euler  $E = \frac{P}{\rho \cdot V^2}$  qui est mis en valeur. Le produit sans dimension  $D \cdot S_s$  introduit la surface spécifique.

En dehors de ces nombres, on trouve les paramètres adimensionnels du problème : la porosité, la distribution granulométrique, le coefficient de forme des grains (rapport de deux dimensions), la tortuosité, la teneur en air, et naturellement les produits de ces facteurs.

Qu'attendons-nous de cette analyse ? Initialement, peut-être une confirmation de l'analogie choisie : nous savons que la loi de Darcy n'est pas vérifiée aux vitesses élevées. Ne serait-ce pas au nombre de Reynolds qu'il convient de rattacher les écarts ? Il nous faut donc revenir aux variables classiques, et rapporter à  $R_e$  et à  $\lambda$  les résultats expérimentaux.

Si la loi de Darcy est vérifiée, on aura un graphe linéaire ; en effet, la vitesse moyenne approchée  $V^+$  dans les canalicules s'écrit :  $V^+ = V \cdot \frac{\tau}{P}$  et négligeant la tortuosité  $J = \frac{V \cdot P}{K}$  donc (I.9) donne :

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

et

$$\lambda = \frac{2 g D p}{V K} = \frac{2 \rho g D^2 P}{\mu K} \cdot \frac{\mu}{\rho V D} = \frac{2 \rho g D^2 P}{\mu K} \cdot \frac{1}{R_e} \quad (I.10)$$

Ainsi, le coefficient de  $1/R_e$  est une constante pour un milieu filtrant et un liquide donnés ; la relation s'écrit alors :

$$\lambda = C \cdot \frac{1}{R_e}$$

Remarquons que dans ce cas, la relation entre  $\lambda$  et  $R_e$  est indépendante de la vitesse de l'écoulement puisqu'elle n'apparaît pas dans l'expression. On utilise pratiquement des échelles logarithmiques pour tenir compte de la grande plage de variation de  $R_e$  ; d'où :

$$\log \lambda = \log C - \log R_e$$

ce qui donne bien un graphe rectiligne de pente -1.

THIRRIOT (74) souligne que le produit  $\lambda \cdot R_e$  est aussi sans dimension, et que dans les mêmes conditions le graphe  $(\lambda R_e, R_e)$  est une droite horizontale ; en effet (1.10) montre que :

$$\lambda \cdot R_e = \frac{2 \rho g D^2}{\mu} \cdot \frac{P}{K}$$

Cette fois la vitesse n'intervient plus dans les ordonnées, mais seulement en abscisse par le nombre de Reynolds, ce qui peut donner un graphe plus sensible à la vitesse de filtration.

En fait, dans ce qui précède, le problème épineux est la détermination du diamètre moyen des canalicules,  $D$ . Nous avons jusqu'ici soigneusement évité de préciser son sens ; mais il faut bien en parler car il intervient dans le calcul des deux paramètres.

L'analyse granulométrique nous permet de connaître la proportion de grains de chaque dimension ; des mesures porométriques donnent le pourcentage de pores de chaque diamètre, en supposant qu'ils soient cylindriques. Mais qu'est-ce que le diamètre moyen ?

Une définition intéressante consiste à tirer d'une mesure de perméabilité la dimension représentative des pores. Le raisonnement est logique ; puisque nous pouvons établir une formule donnant la perméabilité  $k$  en fonction du diamètre moyen des pores par l'analogie capillaire, inversement la connaissance de la perméabilité permet le calcul d'un "diamètre moyen". On a alors le choix entre de nombreuses formules. Par exemple, celle de SCHEIDEGGER (1953) :

$$k = \frac{P}{96 \cdot \tau^2} \bar{D}^2 \quad \text{ou} \quad \bar{D} = \tau \sqrt{\frac{96}{P} \cdot k}$$

Il est bien évident que l'écoulement dans les argiles n'est pas du même type que dans un capillaire, mais si nous extrapolons cependant à une perméabilité de l'ordre de celle que nous obtenons dans le kaolin en prenant  $\tau = 1$ ,  $k = 10^{-7}$  cm/s =  $10^{-4}$   $\mu^2$ ,  $P = 0,5$ , il vient :

$$D = \sqrt{\frac{10^2}{0,5} \cdot 10^{-4}} = 0,14 \mu = 1,4 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$$

IRMAY donne comme expression de la perméabilité dans un milieu uniforme :

$$k = -\frac{D^2}{100} \cdot \frac{P^3}{(1-P)^2}$$

équivalente à la précédente pour la valeur de  $P$  choisie.

Utilisons une autre méthode qui présente l'avantage de rester dans l'esprit du raisonnement : remarquons avec THIRRIOT que le produit  $\lambda \cdot R_e$  est une constante lorsque la loi de Darcy est vérifiée - et on sait que les écarts ne sont pas énormes -

Choisissons pour valeur de la constante celle qu'elle prend en écoulement de Poiseuille dans les tubes capillaires, soit 64. Il vient alors :

$$\lambda \cdot R_e = \frac{2 \cdot g}{\nu} D^2 \frac{P}{K} = 64$$

et

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

Pour les valeurs correspondant à l'exemple précédent, il vient :

$$D = \sqrt{\frac{32}{0,5} 10^{-4}} = 0,08 \mu = 0,8 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$$

très proche du résultat obtenu.

On calcule alors aisément le nombre de Reynolds ; pour un gradient de 10 par exemple, puisque :

$$V = \frac{K}{P} J = 10^{-7} \cdot \frac{10}{0,5} = 2 \cdot 10^{-6} \text{ cm/s}$$

$$R_e = \frac{V \cdot D}{\nu} = 10^2 \times 2 \cdot 10^{-6} \times 0,8 \cdot 10^{-5} = 1,6 \cdot 10^{-9}$$

Il s'agit donc d'une valeur extrêmement faible.

De façon plus générale, cette formule permet de voir que (p.13) les autres éléments restant constants, le nombre de Reynolds varie avec le cube du diamètre des pores.

Pour de l'eau à 20°, K étant en cm/s, et k en cm<sup>2</sup>, on a :

$$V^+ = V \frac{\tau}{P} = \frac{\tau}{P} K.J = \frac{\tau}{P} \cdot 10^5 k.J = \frac{\tau}{P} \cdot 10^5 .J. \frac{P}{32} .D^2$$

Donc :

$$R_e = 100 V^+ . D \approx 3.10^5 . J . D^3 \quad \text{pour } \tau = 1$$

En appliquant cette formule à un massif de sable de diamètre moyen  $d = 1$  mm, pris aussi comme diamètre des canalicules, surmonté d'une faible épaisseur d'eau s'écoulant donc sous un gradient unité, on obtient un nombre de Reynolds de l'ordre de :

$$R_e = 3 \cdot 10^5 \cdot 10^{-3} = 3 \cdot 10^2$$

Nous avons voulu montrer par cet exemple l'énorme disproportion entre l'écoulement dans un sable fin, et celui dans les argiles, tout au moins quant au nombre de Reynolds. Et il faut bien que cela se traduise par une différence de comportement hydraulique, si on se réfère aux écoulements dans les canalisations, tout en restant dans le domaine laminaire.

Le classement des résultats obtenus par les divers expérimentateurs, suivant les nombres de Reynolds correspondants, a permis de tracer les graphes représentatifs en  $\lambda$  et  $R_e$ , ou en  $\lambda R_e$  et  $R_e$ . Ils montrent : (Figure 29)

1°. qu'il existe une zone de valeurs de  $R_e$  pour laquelle la loi de Darcy est strictement vérifiée. Les opinions divergent sur la valeur limite supérieure : on la situait autrefois autour de 60 ou 70 ; maintenant, la tendance serait à l'abaisser entre 1 et 15. Il est vrai que  $R_e$  dépend de la dimension caractéristique choisie pour D.

2°. pour les valeurs élevées de  $R_e$  supérieures à 1000 ou 2000, on place une zone où l'écoulement turbulent est généralisé ;

La perméabilité serait régie par la loi de FORCHEIMER : elle serait inversement proportionnelle à la vitesse, variant avec l'inverse de la racine carrée du gradient hydraulique.

3°. Le raccordement entre ces deux parties se fait progressivement : à la zone à écoulement laminaire correspondant à la loi de Darcy succède une zone à écoulement laminaire non linéaire, suivie d'une zone où l'écoulement commence à devenir turbulent, mais localement.

4°. de l'autre côté, pour les valeurs très faibles de  $R_e$  se situe une zone où on constate généralement une déviation due selon certains à un écoulement non newtonien, selon d'autres à divers facteurs. Nous n'en dirons pas davantage ici, puisque c'est ce que nous nous proposons d'étudier en détail, mais nous pouvons observer que cette déviation se situe autour de  $R_e = 10^{-9}$ .

---

## CHAPITRE II

### PROPRIETES PARTICULIERES DE L'INTERACTION EAU-ARGILE

Les paragraphes suivants n'apprendront rien aux spécialistes des argiles : il s'agit d'une courte mise au point, très orientée qui devrait permettre aux hydrauliciens de mieux situer le phénomène que nous voulons montrer profondément différent des actions de contact avec les autres solides. Les argiles se singularisent par leur structure très particulière, leurs propriétés électriques, leur forme, leurs arrangements ; l'eau en est elle-même influencée, d'où un comportement relatif remarquable et encore insuffisamment connu.

#### II. 1. LES ARGILES

A propos du classement granulométrique, nous avons vu que les argiles constituaient une classe complètement différente des autres, tant par leurs dimensions que par leur constitution chimique, et qu'il est extrêmement rare de trouver à l'état naturel des particules de dimensions inférieures à  $2 \mu$  qui ne soient pas des argiles. On peut en obtenir en broyant du quartz par exemple, mais on se rend vite compte que cette poussière, en présence d'eau, a des propriétés bien différentes de celles de l'argile.

### II.1.a. LES COLLOIDES

Le comportement vis à vis de l'eau des composés chimiques est très varié. On peut avoir des solutions, comme avec le sel de cuisine, et les mélanges ainsi obtenus suivent les lois de la chimie classique (Lavoisier, Dalton, etc...). D'autres comme le caramel, l'encre de Chine, ne les suivent pas : secs, ils sont souvent qualifiés d'amorphes car leur état cristallin n'est pas nettement visible - ce sont des colloïdes. On peut les séparer par filtration : une membrane poreuse laisse passer les solutions et retient les colloïdes. Les premières sont des solutions vraies, les seconds des hydrosols. On dit parfois que les colloïdes sont des particules de dimensions inférieures à  $2 \mu$ . Cela n'est pas une condition suffisante, car si la poussière de quartz tombe assez vite dans l'eau, un vrai colloïde donne une solution où les grains restent en suspension.

En réalité, la distinction n'est pas toujours aussi nette, et on dit qu'un corps solide est à l'état colloïdal lorsqu'il n'est pas à l'état cristalloïdal et de faibles dimensions. Une argile, colloïdale par excellence, doit être "dispersée" pour prendre réellement cet état ; pourtant, parmi les colloïdes on trouve des sulfures, du soufre, des métaux : la solution est alors un sol (hydrosol, alcoosol, etc..) et elle peut même se faire dans les solides (verre).

Ces particules colloïdales sont quand même microcristallines ; elles se présentent sous forme d'agrégats (micro-cellules ou micelles) plus ou moins équivalentes à la molécule, mais sans composition chimique bien définie. En effet, les électrolytes ou autres peuvent s'y fixer par attraction électrique ou adsorption, d'où l'importance de l'équilibre électrique entre liquide et colloïde. S'ils ont le même signe, le sol est stable. S'ils sont de signes différents, la coagulation se produit. Si on ajoute un autre colloïde de signe inverse du premier, il en cerne les micelles, et peut empêcher la coagulation et la précipitation.

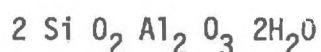
Ce sujet paraît éloigné de nos préoccupations immédiates, et pourtant il en est proche : ces phénomènes sont moins visibles à l'état dense, mais existent tout autant.

Les argiles sont bien des colloïdes - même si certains auteurs fixent leur limite supérieure à  $1\mu$  ou moins - car ce sont des corps à surface intermicellaire très importante, et avec des propriétés d'autant plus colloïdales, que leur dispersion est poussée.

### II.1.b. NOTIONS SUR LA MINERALOGIE DES ARGILES

Du point de vue chimique, les argiles sont des silicates d'alumine, mais pour expliquer leurs propriétés il faut se pencher davantage sur leur architecture et sur leur état cristallin. Leur simple aspect au microscope électronique permet déjà de différencier les argiles entre elles, mais leurs propriétés communes sont nombreuses, et il nous paraît commode de les étudier plus particulièrement sur l'une d'elles, la KAOLINITE, sur laquelle a porté la plus grande partie de notre travail.

Le squelette d'un cristal d'argile est composé d'ions oxygène disposés en nappes soit compactes (c'est-à-dire que les ions sont en contact, en rangs serrés), soit lacunaires (quand il manque un ion sur deux ou sur trois dans chaque rangée et par rapport à la précédente). Ces nappes se superposent, laissent des vides où viennent se loger les autres constituants à gros ions - plus petits cependant que l'oxygène - à moins qu'ils ne se placent en liaison entre deux nappes ou feuilletts. Par exemple, la Kaolinite a pour formule :

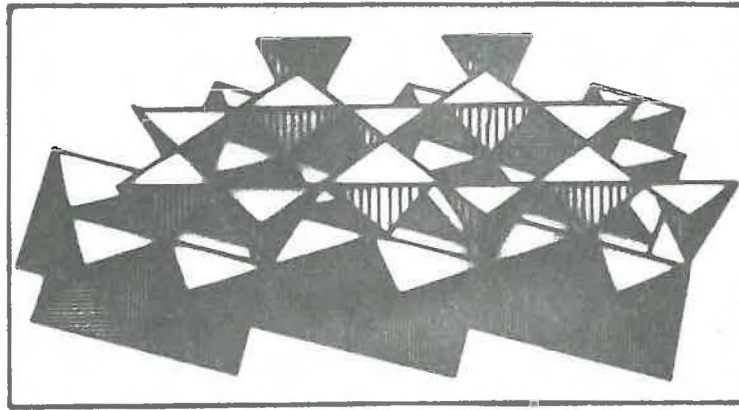


mais pour mettre en évidence les nappes, on peut l'écrire :

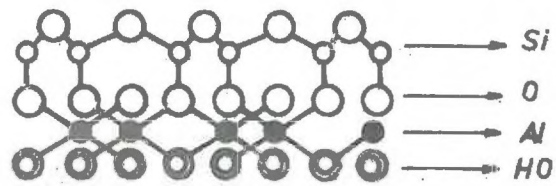
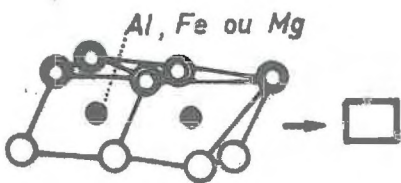
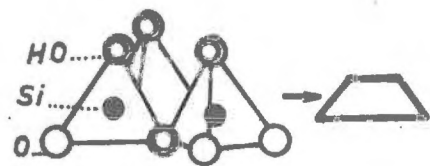


ce qui montre bien une nappe de OH et une autre de O séparées par une nappe mixte 1 OH, 2 O, et dans les creux, l'alternance 2 Al, un vide entre les

REPRESENTATION DE LA KAOLINITE



( JOUENNE )



ESPACE | INTERFEUILLETS



( CAQUOT et KERISEL )

( DEMOLON )

Figure 5

deux premières, 2 Si, un vide entre les deux autres. Cet ensemble constitue un feuillet formant avec d'autres qui lui sont parallèles mais séparés par un petit espace un agrégat.

Cette image plane peut être perfectionnée en la mettant en relief : les tétraèdres de silice aboutissent à 4 atomes d'oxygène liés en hexagone, tandis que ceux de  $Al_2$  le sont à 6 O ou OH en liaison octaédrique. On peut schématiser les tétraèdres de silice par un trapèze ayant pour base les oxygènes, les hydroxyles en haut, tandis qu'un rectangle représente les octaèdres d'Al avec les 6 Hydroxyles ou Oxygènes en feuillets, Le cristal de Kaolinite devient un empilement de plusieurs dizaines de rectangles et trapèzes alternés, l'épaisseur totale de chaque couple (intervalle compris) étant de 7 Å, c'est-à-dire celle d'un feuillet. La couche commune médiane est complète, mais deux tiers des O appartiennent aussi à Si et à Al, le tiers restant étant remplacé par des OH (figure 5).

Il existe entre les feuillets des forces de liaison : pour la kaolinite, c'est une liaison hydrogène très forte ; pour d'autres argiles, elle peut être due à un autre ion que l'hydrogène : un ion de compensation se loge dans la cavité hexagonale, mais l'intrusion de l'eau entre les feuillets (en nombre de couches variable) peut en augmenter l'épaisseur ; c'est le cas pour la montmorillonite.

Les argiles sont classées par l'épaisseur des feuillets, ce qui revient à étudier leur constitution cristallographique. Chaque famille différera par sa nature chimique, et par conséquent par son équilibre électrique ; c'est de celui-ci que dépend sa stabilité au contact des solutions, d'où des variations importantes des caractéristiques physiques dans chaque classe : la densité, la surface spécifique (à laquelle est liée l'adsorption), la capacité d'échanges d'ions avec les solutions liée à l'équilibre électrique, les liaisons d'ions dépendant des valences libres.

En prenant comme base la classification de CAILLERE et HENIN (9), et en ne retenant qu'une argile de chaque classe, la Kaolinite l'Illite et la Montmorillonite - sans nous occuper des argiles à 15 Å, les Chlorites - nous obtenons le tableau ci-dessous :

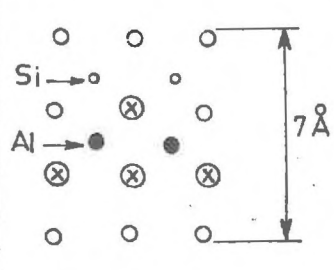
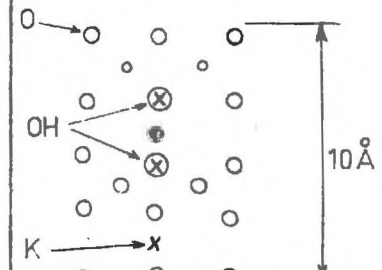
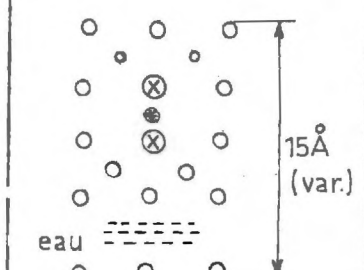
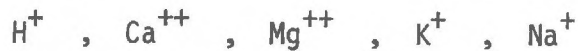
Type épaisseur	Kaolinite 7 Å stable	Illite (mica) 10 Å stable	Montmorillonite 10 Å variable
Schéma de la maille			
Densité	2,4 à 2,6	2,12 à 2,6	2,04
Surface spécifique	20 à 30 m <sup>2</sup> /g	80 m <sup>2</sup> /g environ	150 m <sup>2</sup> /g environ
Capacité d'échange	20m.équ./100g	20 à 30	100 à 130

Tableau 2

Nous avons mentionné sur le tableau la capacité d'échange des argiles. C'est la masse de cations pouvant être fixée sur ces argiles (y compris entre les feuillets). Elle est exprimée en milliéquivalents (m.e) pour 100 g d'argile. L'équivalent gramme est la masse atomique divisée par la valence de l'élément chimique considéré.

La capacité d'échange ne dépend pratiquement pas du cation, mais varie suivant le type d'argile. De façon générale, l'échange d'ions H et de cations, ou le remplacement d'un cation par un autre est chose courante.

Cela se traduit pour l'ion H par l'apparition d'une capacité d'échange. L'ordre de facilité d'échange décroissante est le suivant :



La capacité d'échange est donc un indicateur de l'activité superficielle des argiles.

Les comparaisons des surfaces spécifiques entre elles et des capacités d'échange montrent que la Kaolinite est la plus stable, la plus inerte des argiles. On pourra donc s'attendre à voir les autres argiles se comporter comme elle, mais avec des singularités amplifiées.

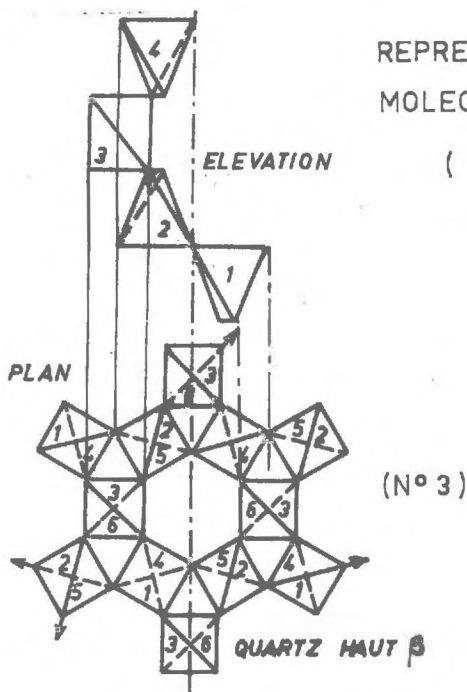
## II. 2. L'EAU

Il paraît ironique de vouloir parler de l'eau, que tout le monde connaît si bien ; mais on sait aussi combien ses propriétés physiques sont anormales, et on a essayé d'en chercher des raisons plausibles. Par exemple, d'après sa composition chimique et en suivant la ligne des corps analogues, l'eau devrait avoir un point de congélation bien plus bas. On pense qu'il existe un Hydrol de formule  $\text{H}_2\text{O}$  gelant à  $-150^\circ$  et que l'eau commune serait un polymère d'hydrol en solution dans le premier, ce polymère étant nommé glace.

La structure de la molécule  $\text{H}_2\text{O}$  est la suivante : un Oxygène (1,35 Å) qui possède 6 électrons périphériques, les complète à 8 en empruntant un à chacun des deux Hydrogène qui sont à l'extérieur de la sphère et forment entre eux un angle de  $109^\circ$ . La molécule mesure alors 1,38 Å ; elle est donc très petite. Il résulte de la valeur de l'angle que l'oxygène est fortement polarisé ; les molécules se groupent en tétraèdres, occupant le centre et les quatre sommets (la distance du centre au sommet étant de 2,8 Å) figure 6

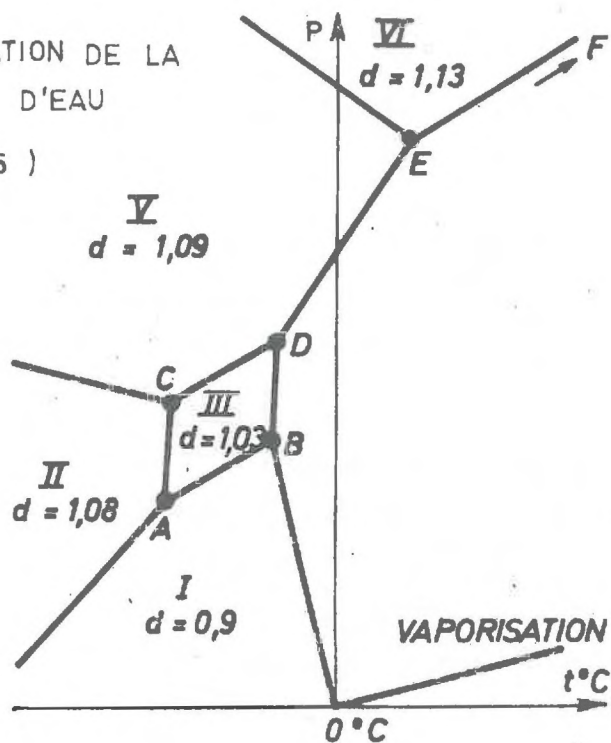
Depuis quelques années, il est beaucoup question d'une eau polymérisée (polywater) qui se distinguerait des précédentes par sa constitution en chaîne, longue ou en mailles. L'accord n'est pas unanime sur son

-existence, Découverte par l'équipe de DERYAGUINE en URSS, l'hypothèse a été acceptée par certaines équipes d'U.S.A. (Lippincott), alors que d'autres la combattent. Les conditions très particulières de sa "formation" (passage de vapeur d'eau dans des tubes capillaires en verre ou en quartz, de 5 à 100 $\mu$  de diamètre et à pression inférieure à la pression atmosphérique) et certaines caractéristiques rappelant celles du quartz, font qu'il pourrait s'agir d'une sorte de solution due à une attaque chimique du verre ou du quartz par l'eau. D'autre part, les quantités obtenues sont infinitésimales et son existence à l'état naturel est douteuse.



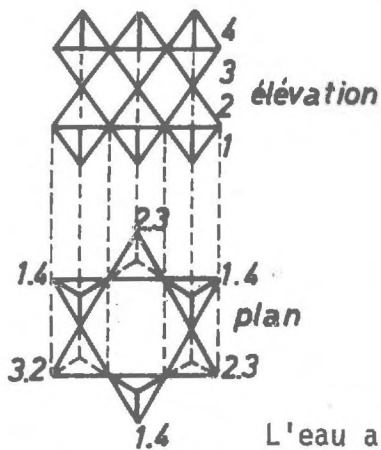
REPRESENTATION DE LA MOLECULE D'EAU

( FIG. 6 )



( N° 1 )

	densité	t °C	Pression ( bar )
I	A	- 34,7	2170
II	B	- 22	2215
III	C	- 24,3	3510
IV	D	- 17	3530
V	E	+ 0,16	6580
VI	F	+ 80	20000



( N° 2 )

L'eau apparaît comme un liquide qui, semblable à des cristaux de silice, possède une organisation basée sur des cellules tétraédriques. Cette ressemblance est d'autant plus nette qu'on trouve des arrangements variables avec la température, correspondant à ceux de certains cristaux de silice. Par exemple, dans l'eau I, la structure est semblable à celle

de la tridymite. On la trouve en petite quantité à basse température. L'eau II est de structure semblable à celle du quartz ; elle prédomine à la température ordinaire. L'eau III est à arrangement plus dense ; elle se forme aux températures plus élevées.

Dans la glace, au voisinage de  $0^{\circ}$ , et dans l'eau jusqu'à  $4^{\circ}$ , les tétraèdres sont groupés comme ceux de  $(\text{SiO}_4)^{-4}$  dans la tridymite  $\beta$ . Puis l'eau prend la structure du quartz, et enfin une autre plus dense encore (figure 6).

Ainsi l'eau se présente comme un liquide de formule  $(\text{H}_2\text{O})^n$ ,  $n$  étant variable non seulement avec la température, mais aussi avec le champ électrique, puisque le groupement résulte de la polarisation de l'oxygène. C'est dans les phénomènes d'adsorption que les effets de variation sont particulièrement visibles : par exemple, sur un gel de silice, l'eau adsorbée a un point de congélation plus bas que celui de l'eau libre ( $-78^{\circ}\text{C}$ ) - ce qu'on a pu mesurer par l'absorption d'un rayonnement électromagnétique à très haute fréquence.

De plus, il est possible que l'eau ait des propriétés de liquide anormal, au sens rhéologique, à proximité de parois solides. Cela est encore du domaine des hypothèses et nous en reparlerons par la suite.

### II. 3. INTERACTION ARGILE-EAU

De ce qui précède, nous pouvons retenir que l'eau peut être polarisée au contact d'une surface ayant des valences libres. Mais que se passe-t-il pour l'argile ?

Dans le cristal d'argile, certains ions sont faiblement liés, par exemple l'ion K dans l'illite. Aussi ils échangent d'autant plus facilement avec les ions dissous - lorsque l'argile est en suspension dans une solution saline - que le déficit de charge sera plus grand et les cations

de valence variable ; les ions monovalents seront remplacés par des ions bi ou trivalents.

Avec le déficit de charge, le facteur primordial pour la quantité de ces échanges est l'aire de contact, c'est-à-dire la surface extérieure de l'argile ; ceci est parfaitement vérifié pour certaines argiles, comme les micas, mais moins pour celles qui ont de fortes capacités d'échange car la solution pénètre dans le cristal et le baigne entièrement.

Le kaolin ne présente pas de déficit de charge, mais la brisure du cristal, généralement plat et de forme hexagonale, laisse à l'extérieur soit de l'oxygène (et il y a excès de charges négatives), soit des cations (et il y a alors excès de charges positives), puisque les oxygènes entourant les cations n'absorbent, suivant le cas, que la moitié ou le tiers des valences où les ions OH de l'eau viennent adhérer. De plus, les groupes AlOH, SiOH, résultats de la rupture des Al-O-Al et Si-O-Si, sont amphotériques, c'est-à-dire que leur signe change suivant le pH de la solution : OH est positif si la solution est acide, négatif si le pH est plus élevé. Dans la Kaolinite, c'est cet aspect qui prévaut : l'eau se fixe sur les brisures (broken bonds) plus que sur les surfaces plates. La charge électrique est 15 fois inférieure à celle de la montmorillonite. On estime cependant qu'il se forme quand même des permutites en surface, mais pour nous ce n'est qu'un détail. Nous retiendrons simplement l'existence de ces charges électriques, pour déduire que les solutions peuvent avoir un effet chimique sur les argiles par déplacement d'ions.

L'eau pure elle-même en est concernée : le champ électrique modifie sa composition cristalline. Schématiquement, en s'approchant de la surface ionisée, l'eau passe de la forme  $(H_2O)^n$  à  $(H_2O)^2$ , puis à  $H_2O$ . Il était admis que, sous l'influence du champ électrique, les dipôles se déformaient, et les deux ions hydrogène passaient de leur position à  $109^\circ$

à celle à  $180^\circ$ , la liaison avec la surface de l'argile étant un "pont hydrogène". Il semble, à la lueur de résultats récents, que cette interprétation ne soit pas la bonne, et que l'angle de  $109^\circ$  soit conservé, la liaison étant due aux valences libres de l'argile en surface, et non aux ponts hydrogène de l'eau (figure 7).

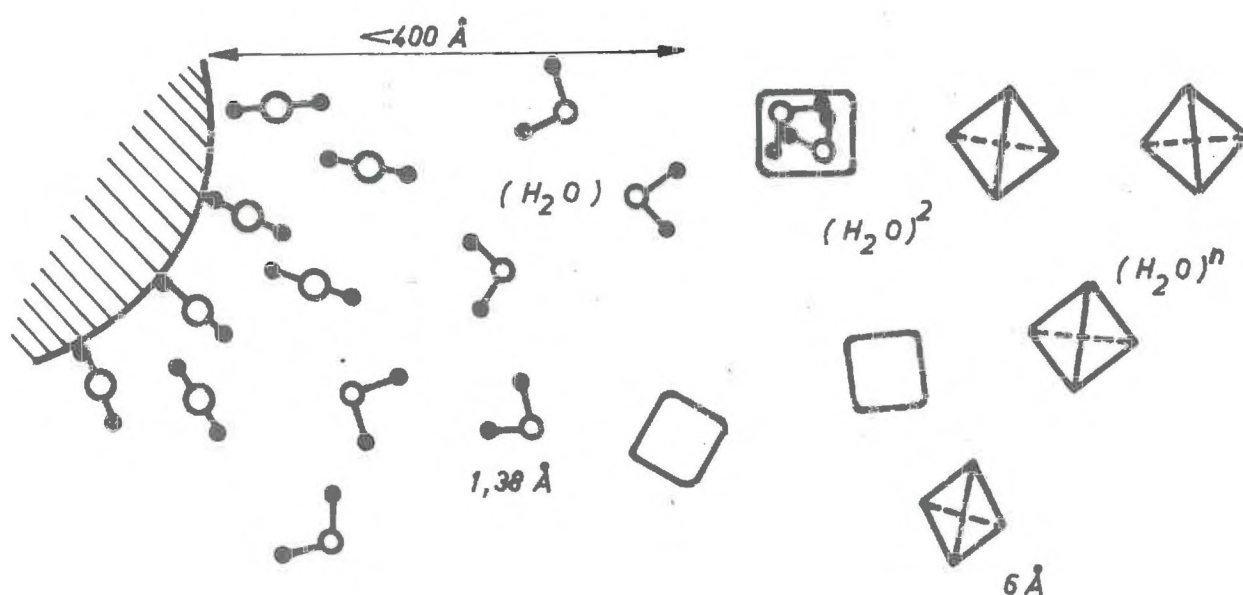
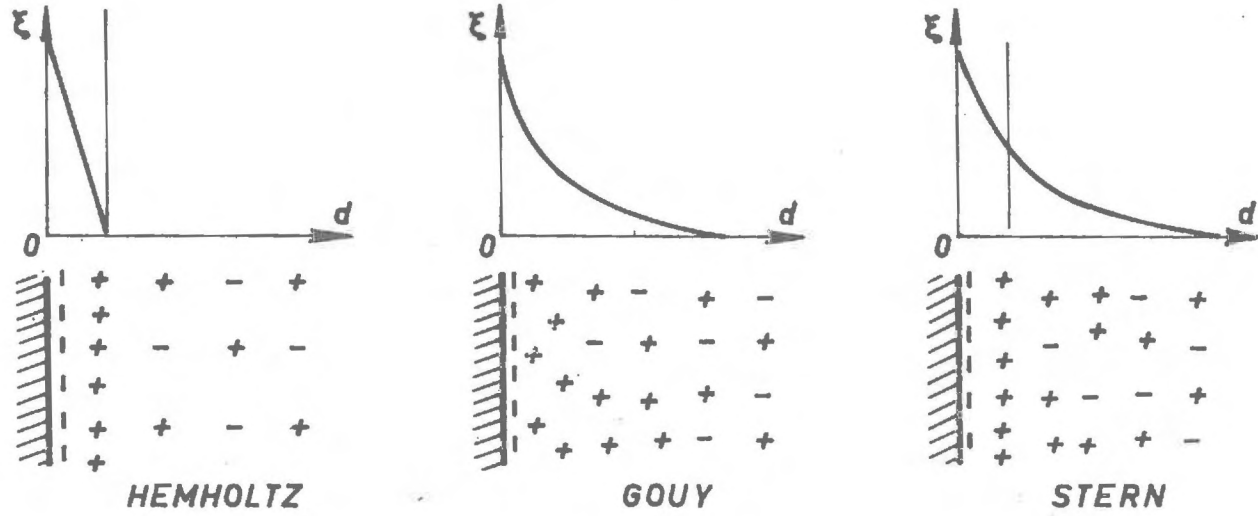


Figure 7

En fait, il importe peu, au point de vue de l'hydraulicien, où nous nous plaçons, que ce soit l'un ou l'autre de ces mécanismes qui produise le phénomène, mais seulement qu'il existe, qu'il soit dû à des interactions électriques, et qu'il se traduise par une liaison très forte. Naturellement, le champ électrique mesuré par le potentiel zéta ou potentiel électrocinétique, décroît très rapidement à mesure que l'on s'éloigne de la surface ionisée, mais pas assez cependant pour empêcher



THEORIE DE LA DOUBLE COUCHE  
D'APRES DIVERS AUTEURS

FIG. 8

l'eau de s'y fixer en plusieurs couches. Par des calculs basés sur la vitesse d'électrophorèse, les auteurs <sup>(+)</sup> estiment à des valeurs allant de 50 à 400 Å la distance à laquelle l'action de surface se fait encore sentir. KUTILEK estime que le nombre de couches monomoléculaires est inférieur à 10 pour la Montmorillonite, et peut atteindre en moyenne 200 ou 300 pour la Kaolinite, pour une porosité de 0,5. On l'appelle "eau liée" ou encore, à cause de ses propriétés particulières, "eau semi-cristalline". Un phénomène d'adsorption de ce type est parfois nommé "épitaxie", mais il correspond, de façon plus générale, à une orientation privilégiée des cristaux naissants.

Si on passe d'une argile en suspension, à laquelle s'appliquent en principe les considérations précédentes, à une argile fortement tassée, les quantités respectives d'argile et de liquide sont modifiées, et, d'après les valeurs citées, ce phénomène concerne la presque totalité de l'eau.

On peut déjà présumer que la filtration de solutions salines sera différente de celle de l'eau pure, et aussi que l'histoire de l'argile, c'est-à-dire les solutions avec lesquelles elle aura été en contact, aura une influence sur son comportement futur. D'autre part, l'eau pure pourra être adsorbée en un manteau d'épaisseur non négligeable, constitué de plusieurs couches différemment accrochées, donc de stabilité différente. Toute ceci est développé par diverses théories, depuis HELMOLTZ (1879) à GOUY (1910) et BDLT (1962. (figure 8)

HELMOLTZ, par exemple, évalue le potentiel zéta en fonction de la distance  $d$  à la surface, de la constante diélectrique  $D$  du liquide et de la charge électrique  $e$  de la particule par :

$$\zeta = \frac{4 e d}{D}$$

---

(+) LOW (95), KEMPER (32), CAQUOT (10), BOUCHE (8), LAMBE (41) etc cités en référence.

Les autres auteurs ne diffèrent que par l'introduction de discontinuités dans l'épaisseur de la couche d'eau adsorbée.

Dans le cas de liquides non polaires, l'argile se comporte comme n'importe quel matériau inerte. C'est l'une des causes de la différence entre la surface spécifique mesurée par absorption de gaz (B.E.T.) et celle mesurée par absorption de liquide polaire. Dans la première, seule la surface extérieure est intéressée, tandis que le liquide polaire pénètre dans le feuillet.

#### II. 4. L'EAU ET LE SOL

Nous nous sommes bornés jusqu'à présent à étudier le problème "contact eau-argile" d'une façon très limitée. C'est en réalité une part importante, mais une part seulement du problème essentiel de l'interaction eau-sol, devenant elle-même souvent un contact eau-sol-air.

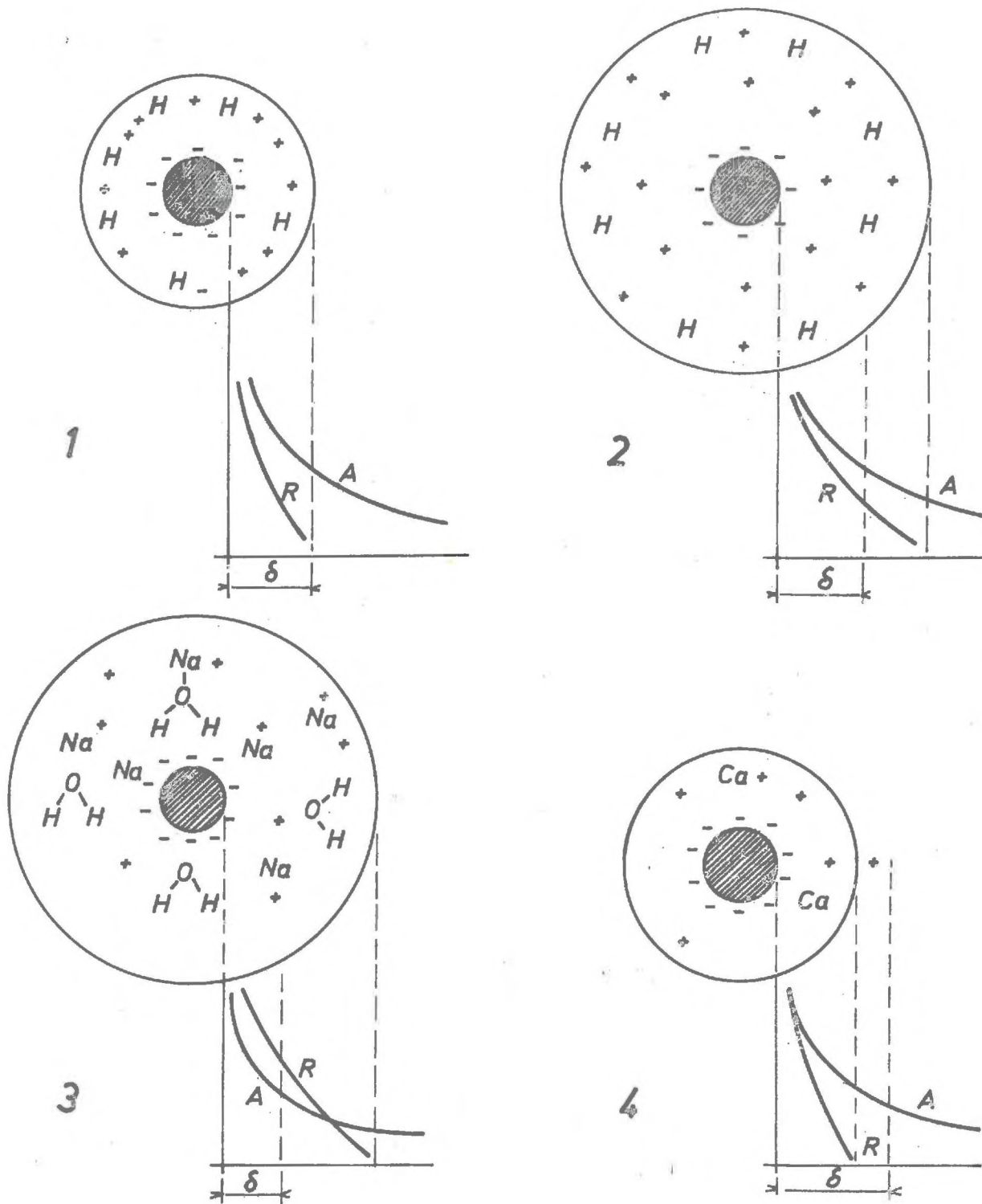
La présence d'air est en effet un élément pratiquement constant des problèmes réels de filtration. Il peut se trouver en place avant l'écoulement de liquide (sol sec) ou être introduit en même temps que lui (précipitations chassant l'air devant elles dans le sol), ou enfin être amené dissous dans l'eau et se gazéifier ensuite. D'où la nécessité pour l'expérimentateur de désaérer l'eau utilisée. De cet ensemble triphasique résulte l'intervention de la tension superficielle, facteur dont nous ne nous sommes pas encore préoccupés jusqu'ici.

Le rôle de la tension superficielle en milieu non saturé est multiple : dans un milieu fortement aéré et au contact d'une zone d'accumulation d'eau, elle crée des forces capillaires, provoquant des remontées, intervenant ainsi dans les caractéristiques mécaniques du sol. Une modification de la tension superficielle entraîne des changements

importants dans la structure même du milieu. Nous avons là un facteur de rétention de l'eau du sol qui vient s'ajouter aux autres, comme l'adsorption physique ou chimique. Ils sont tous d'origine électrique; mais alors que les forces de Van der Waals se développent au sein du liquide pour créer la tension superficielle, elles interviennent entre solide et liquide sous les formes antagonistes de répulsion et d'attraction (figure 9) qu'on pourrait appeler physique, et aussi sous la forme d'adsorption pour ainsi dire chimique, due principalement aux cations de l'argile qui par leurs valences libres forment un pont avec les molécules d'eau. En fait, il s'agit là d'une distinction assez arbitraire, puisqu'à l'échelle moléculaire on passe assez facilement de l'une à l'autre.

A ces forces électriques dérivant de potentiels s'ajoutent, pour déterminer le mouvement de l'eau, celles dérivant d'autres potentiels, tels que le potentiel gravitaire, le potentiel osmotique, et celui de pression.

---



### STABILITE DES SOLUTIONS ARGILEUSES

- 1 Argile en milieu acide
- 2 " H-argile-OH
- 3 " Na-argile-OH
- 4 " Ca argile OH

(D'APRES JOUENNE)

A . Forces d'attraction de Van der Waals  
 R . Forces de repulsion dues au gradient de potentiel

FIG. 9

### CHAPITRE III

#### ETUDE DES TRAVAUX ANTERIEURS

Sous sa forme concise,  $V = K \cdot J$ , avec  $K$  constant, la loi de Darcy n'est certainement pas valable dans toutes les conditions d'écoulement : il suffit pour s'en rendre compte de voir que la perméabilité  $K$  ainsi définie ne dépend même pas du liquide filtrant. Nous allons tenter de préciser les paramètres relatifs au liquide et au filtre qui interviennent dans la valeur de la perméabilité, et sous quelle forme. Le modèle capillaire nous fournit déjà, avec l'extension de la loi de Poiseuille (I.5), qu'on peut mettre sous la forme :

$$v_m = \frac{1}{32} \left[ \frac{\rho \cdot g}{\mu} \right] \cdot \left[ D^2 P \right] \cdot J \quad (\text{III.1})$$

une relation liant les paramètres connus. Le premier crochet dépend uniquement du fluide, le second du milieu poreux et devrait se retrouver dans l'expression de la perméabilité.

De manière plus générale, et sans préjuger des paramètres que nous introduirons par la suite, donc en nous limitant à ceux qui sont connus :  $\rho$ ,  $\mu$ ,  $g$ , pour une dimension caractéristique des pores  $D$ , et une vitesse de filtration  $V$ , l'analyse dimensionnelle peut nous donner un résultat intéressant. Elle permet en effet de les grouper en produits sans dimension auxquels nous pourrions ajouter tous les autres paramètres adimensionnels. Les précédents donnent le tableau :

	$V$	$\mu$	$\rho$	$g$	$D$
(M)	0	1	1	0	0
(L)	1	-1	-3	1	1
(T)	-1	-1	0	-2	0
	$u$	$v$	$w$	$x$	$y$

Pour que les produits de ces paramètres soient sans dimension, leurs exposants  $u$ ,  $v$ ,  $w$ ,  $x$ ,  $y$ , doivent vérifier les relations suivantes :

$$\begin{cases} u + w = 0 \\ u - v - 3w + x + y = 0 \\ -u - v - 2x = 0 \end{cases}$$

soit en résolvant par rapport à  $u$ ,  $v$ , et  $w$  :

$$\begin{cases} u = -3x + y \\ v = x - y \\ w = -x + y \end{cases}$$

groupés dans le tableau suivant :

	V	$\mu$	$\rho$	g	D
x	-3	1	-1	1	0
y	1	-1	1	0	1
	u	v	w		

D'où l'expression, où A est un nombre :

$$\left( \frac{g \cdot \mu}{V^3 \cdot \rho} \right)^x \cdot \left( \frac{D \cdot V \cdot \rho}{\mu} \right)^y = A$$

Remarquons au passage le nombre de Reynolds. En donnant à x la valeur 1 et 2 à y, il vient :

$$\frac{\rho \cdot g \cdot D^2}{V \cdot \mu} = A \quad \text{et} \quad V = \frac{1}{A} \frac{\rho \cdot g \cdot D^2}{\mu} J$$

On retrouve à une constante près le coefficient de la formule de Poiseuille, en même temps qu'on explicite K.

Il nous reste à mieux connaître les paramètres introduits par le liquide filtrant et le milieu poreux.

### III. 1. PARAMETRES CONCERNANT LE LIQUIDE

Généralement, la masse spécifique du liquide est une de ses caractéristiques essentielles. Ici elle n'intervient dans la loi de Poiseuille que par l'intermédiaire du gradient moteur. Ce n'est donc pas un paramètre indispensable puisque ce gradient moteur peut être obtenu par une différence de pression de gaz (par exemple en faisant le vide sous une face de l'éprouvette) ou encore en appliquant une contrainte mécanique sur l'échantillon saturé (cas de la consolidation des argiles).

Cependant dans la plupart des cas, les liquides filtrent sous la seule poussée de leur poids propre, lui-même fonction de la température de manière non négligeable. Mais il est alors préférable de ne pas séparer la masse spécifique du paramètre suivant, lui aussi fonction de la température, la viscosité  $\mu$ . On introduit ainsi la viscosité cinématique  $\nu$  :

$$V_m = \left[ \frac{g}{32 \nu} \right] \left[ D^2 \cdot h \right] \cdot J \quad (\text{III.1})$$

De nombreuses vérifications de la loi de Darcy ont été faites, en variant la viscosité, ce qui, pour un liquide donné, revient à changer la température ou la pression. Mais, comme il est difficile d'agir notablement sur cette dernière, c'est sur la température qu'on a le plus souvent joué.

Pour l'eau, par exemple, une variation de température la faisant passer de  $10^\circ$  à  $20^\circ$  entraîne pour la viscosité cinématique le passage de la valeur  $1,3 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{s}$  à  $10^{-2} \text{ cm}^2/\text{s}$ , donc une diminution de 25% environ. C'est d'ailleurs en milieu saturé la seule interférence pratique de la température, à condition que les essais aient lieu à ambiance constante. Si la température varie durant l'essai, et surtout en milieu non saturé, la dilatation de l'air et du liquide dans l'appareil ou les conduits produit un effet non négligeable. Considérons par exemple un écoulement dont le débit normal pour le gradient considéré est  $Q$ . Si la température  $T$  du milieu varie en fonction du temps  $t$  suivant un gradient  $dT/dt$ , il se crée un gradient de volume lié à la température  $dV/dt$ , qui est en fait un débit. S'il est positif, le volume air + liquide croît, et compte tenu de la variation de volume du contenant, une partie

du liquide sera expulsée sous un débit instantané  $q$ . Supposons le système absolument symétrique :  $q$  se partagera pour moitié vers chaque extrémité, et on aura d'un côté  $Q + \frac{1}{2} q$  et de l'autre  $Q - \frac{1}{2} q$ . Remarquons à ce propos que la moyenne est tout de même  $Q$ .

Dans le cas où la température est stable, les essais ont montré que la perméabilité varie, comme l'indique la formule (III.1) de façon inversement proportionnelle à la viscosité cinématique, tout au moins pour les sables et les matériaux assez gros (HUGUES, (29), 1948, qui cite également TATE, et son filtre, au charbon de bois, 1861 ; et HAVREZ, (1874) pour les sables ).

Il est évident que la viscosité change aussi suivant la nature du fluide, mais il n'est pas certains que ce soit le seul élément qui soit alors modifié. Il faut d'abord signaler que les gaz peuvent avoir un comportement différent de celui des liquides : il a été montré que la formule de Poiseuille n'est applicable aux gaz que s'ils sont sous une pression suffisante pour que le libre parcours moyen soit assez petit devant le diamètre du tube. Quand il est de l'ordre du dixième, le nombre des chocs des molécules sur les parois devient du même ordre de grandeur que celui des chocs intermoléculaires, ce qui entraîne un effet de glissement aux parois (MAXWELL). KLINKENBERG introduit une perméabilité superficielle aux gaz  $k_a$  définie de la même façon que la perméabilité aux liquides :

$$\vec{V} = \frac{k_a}{\mu} \text{ grad } p$$

mais où  $k_a$  est une fonction linéaire de la pression moyenne  $p_m$

$$k_a = b + m/p_m$$

dans le cas où il y a glissement aux parois ( $b$  et  $m$  sont des constantes). La vitesse du fluide ne s'annule donc plus aux parois, donnant un débit supérieur à celui calculé par la formule de Poiseuille.

Pour la filtration à travers les argiles, le débit atteindrait presque le double (JOUENNE, 31).

On trouvera un développement important de ces questions dans l'ouvrage de SCHEIDEGGER (1960) (63) sur lesquelles nous ne voulons pas revenir.

Il peut y avoir aussi interaction entre le liquide et la paroi solide, due à des effets ioniques : on cite notamment le pH de la solution comme facteur d'anomalies apparentes.

Enfin, le problème change encore lorsqu'il concerne des liquides anormaux pour lesquels la viscosité n'est pas constante mais peut être fonction de la vitesse du fluide, ou de la distance à la paroi ; il faut alors faire intervenir l'équation rhéologique du fluide qui n'est plus de type linéaire :

$$\tau = \tau_0 + \mu^* \left( \frac{dV}{dr} \right)^n$$

En fait, tant qu'il s'agit de sables ou de limon, la surface spécifique représentant l'aire de contact, est suffisamment petite pour que ces influences puissent passer inaperçues ; elles sont du même ordre de grandeur ou même inférieures à l'erreur expérimentale. Par contre, nous verrons que le problème est sérieux pour les argiles, et c'est souvent dans cette direction que nous chercherons l'explication des anomalies constatées.

### III. 2. LES PARAMETRES CARACTERISANT LE MILIEU POREUX

Le matériau, objet de notre étude, est d'une grande complexité. Si nous avons introduit des modèles simplifiés, tel celui des billes de verre égales et régulièrement rangées, c'est pour donner une image plus ou moins représentative, destinée à guider le raisonnement, ainsi entraîné

à une généralisation douteuse mais indispensable. Dans tous les domaines de la physique, la recherche de modèles simples au début, puis de complexité croissante, est le moyen de parvenir à une expression mathématique des lois régissant les phénomènes étudiés. L'usage des ordinateurs n'a fait qu'élargir cette méthode par la création de modèles mathématiques.

Ainsi; chaque paramètre caractéristique d'un milieu poreux sera choisi par comparaison plus ou moins avouée, mais instinctive, à l'un des modèles connus : et on verra se succéder, se mêler de façon inextricable, des assimilations à des faisceaux de capillaires, à des tas de billes qui sont les approches les plus commodes de notre problème, puisque le modèle statistique est peu utilisé, et celui de BINKMAN (ou de obstacles) difficilement applicable.

Notre objectif sera donc , chaque fois qu'une caractéristique sera mise en évidence, d'en trouver un ou plusieurs paramètres représentatifs, susceptibles de permettre un rapprochement avec un modèle simple et bien connu.

### III.2.a. FORME DES GRAINS

Il existe des matériaux poreux formant un solide, comme certaines pierres, l'argile cuite de potiers, etc... L'argile naturelle se présente le plus souvent comme une pâte malléable quand elle est humide, dure quand elle est sèche, mais aisément désagrégée. Les particules qui la constituent peuvent être observées directement au microscope, mais seul le microscope électronique fournit des renseignements suffisants sur la forme et les dimensions des grains. On constate ainsi que le kaolin se présente sous forme de plaquettes, à contour hexagonal, parfois érodé. Les empilements sont visibles, puisque leur opacité varie avec leur épaisseur, allant presque jusqu'à la transparence. Leur disposition relative se

modifie avec la procédure de mise en place : sédimentation dans l'eau, saupoudrage dans l'air, ... et aussi suivant les contraintes appliquées par la suite. On caractérise la forme par le rapport des dimensions principales, du diamètre à la longueur par exemple, ce qui permet de distinguer les grains sphériques des plaquettes et des aiguilles.

### III.2.b. COURBE GRANULOMETRIQUE

Pour représenter la constitution du milieu poreux, il est commode de classer les grains d'après leur dimension - ce qui nécessite le choix des intervalles - et de donner le pourcentage en masse des grains de chaque classe, ou, mieux encore, de tracer la courbe intégrale de la précédente en portant en ordonnée la masse de grains de diamètre inférieur à une valeur donnée, dans 100 g d'échantillon. On utilise généralement pour tracer cette courbe un papier semi-logarithmique, afin de pouvoir attribuer aux parties fines une importance relative correspondant bien à leur incidence dans les propriétés physiques du sol.

Le processus habituel de détermination de la granulométrie est assez complexe, car on part d'un échantillon généralement aggloméré, qu'on pulvérise d'abord, puis qu'on trie à sec ou sous jet d'eau au moyen de tamis aux mailles de plus en plus fines. Il est évident que l'opération ne peut être parfaite : les grains ne sont pas sphériques et leur passage dépend de la façon dont ils se présentent ; le temps de tamisage intervient et il ne doit pas être trop grand pour éviter l'érosion; enfin, à moins d'effectuer un véritable lavage à l'eau, des grains très fins peuvent rester collés aux plus gros. Il y a d'ailleurs une limite à la finesse des tamis : la normalisation prévoit 0,5 mm, mais il en existe jusqu'à moins de 0,1 mm ce qui ne permet pas de séparer les argiles et les limons des sables. Au-dessous, on emploie d'autres moyens dont le plus courant peut être décrit schématiquement de la façon suivante :

On recueille une certaine quantité (20g) de la partie du granulat ayant traversé le tamis de  $150 \mu$ , on la disperse (c'est-à-dire qu'on détruit les agrégats) par des procédés à la fois chimiques et mécaniques. Le filtrat ainsi obtenu est mis en suspension avec un dispersant et de l'eau distillée pour un volume total d'un litre. On suit au densimètre la variation de la densité du mélange à une profondeur connue, et on en déduit la composition granulométrique par le raisonnement suivant : à l'instant  $t$  les grains qui sont à la profondeur  $h$  ont tous un diamètre plus petit que celui du grain qui met le temps  $t$  pour descendre de la surface libre à la profondeur  $h$ . La lecture au densimètre en donne la proportion en masse. Pour connaître ce diamètre, on applique bien entendu la formule de la chute d'une sphère dans un liquide de densité connue, ce qui donne un diamètre équivalent dont on serait bien embarrassé pour tirer les dimensions réelles d'une plaquette, comme le kaolin, par exemple.

En réalité, l'interprétation est plus complexe, car on doit tenir compte des paramètres comme la température qui joue sur la viscosité et la densité de l'eau, de la forme du densimètre, de sa section relative dans le vase, utilisant pour cela des abaques de correction.

La limite inférieure de séparation par ce procédé se trouve aux environs de  $0,5 \mu$ . On est alors limité par le mouvement brownien.

Si nous avons insisté sur la technique, c'est pour montrer la limite et, dans certains cas, la vanité de l'identification par le "diamètre". De plus, quel rapport y-a-t-il réellement entre ce milieu artificiellement désagrégé et le filtre lui-même ? On peut tout au plus penser que la courbe granulométrique permet une comparaison plus efficace de milieux apparemment semblables, et surtout de les classer. Des milieux de même origine géologique ont des granulométries semblables. On a trouvé

commode de distinguer des classes de diamètres : ATTERBERG (1912) a proposé la classification suivante, particulièrement simple et très employée à progression géométrique de raison 10.

20mm à 2mm	2mm à 0,2mm	200 $\mu$ à 20 $\mu$	20 $\mu$ à 2 $\mu$	au-dessous de 2 $\mu$
graviers	sables grossiers	sables fins	limons	argiles

Il est remarquable que toutes ces classifications mêlent des caractéristiques physiques (dimensions) à des caractéristiques chimiques, puisque la vraie définition des argiles est chimique et si leurs particules élémentaires n'atteignent pas 2  $\mu$ , leurs agglomérats peuvent dépasser largement cette valeur. Il y a une raison à cet illogisme apparent : chaque classe granulométrique provient de la division de particules plus grosses, et de leur érosion. Mais la limite de l'érosion est liée au rapport masse-section, puisqu'un objet trop léger ne peut servir de projectile dans l'air ou l'eau, ni de cible s'il est trop petit. Cette limite correspond pratiquement à 2  $\mu$ . Il existe bien pendant peu de temps (au sens géologique) des grains de dimension inférieure, mais alors l'érosion chimique, proportionnelle à la surface, en provoque la disparition rapide. On trouve toutefois certains calcaires, débris de coquillages anciens, qui n'ont pas été soumis à l'érosion chimique et qui ont des dimensions inférieures à 2  $\mu$ ; mais hors cette exception, il n'y a que des argiles. Par contre, les particules d'argile agglomérées de dimensions supérieures résistent mal, à sec, au moindre traitement mécanique. Nous notons là une coupure très remarquable.

### III.2.c. POROSITE GEOMETRIQUE

Du point de vue hydraulique, qui est le nôtre, ce qui importe est le passage effectivement offert au liquide filtrant, fonction de la granulométrie du milieu mais aussi de l'arrangement des particules. En vibrant du sable dans un récipient, nous constatons que la même masse de matière occupe un volume plus petit, ce qui est l'indice d'une diminution des vides interparticulaires. Nous avons cité en I.1. l'exemple de particules sphériques identiques dont la porosité, définie par le rapport du volume des vides  $V_v$  au volume total  $V$  occupé par le milieu pulvérulent  $P = \frac{V_v}{V}$  passe de 47,64 % à 25,95 % de l'arrangement cubique au rhomboédrique, compte non tenu des lacunes qui peuvent exister et durer : le frottement aux points de contact entre les particules empêchant l'effondrement par effet de voûte.

On définit également un indice des vides  $e$ , rapport du volume des vides au volume solide, et lié à la porosité  $P$ , par la relation :

$$P = \frac{e}{1 + e}$$

Pour les sols à granulométrie étendue et à grains non sphériques, des particules plus petites peuvent soit occuper les vides entre les grosses, soit en maintenir de plus grands dérangeant ainsi une organisation bien ordonnée. Les valeurs normales de la porosité varient entre 30 et 60 % descendant exceptionnellement à 15 %.

En milieu saturé, c'est-à-dire lorsque tous les vides sont occupés par l'eau en mouvement, la porosité représente le volume qui lui est offert. Mais il arrive que de l'air reste piégé dans le milieu poreux, et le volume du liquide  $V_l$  est alors inférieur à celui des vides défini plus haut  $V_v$  ; on peut ainsi introduire une porosité effective ou utile  $P_u$  et un coefficient de remplissage  $S_e$  tels que :

$$P_u = \frac{V_1}{V}$$

$$S_e = \frac{V_1}{V_v}$$

On se doute que ce dernier sera difficile à saisir puisqu'il est fonction de la pression du liquide qui écrase les bulles d'air, de la température dont l'action sur l'air est plus grande que sur l'eau, et même du temps, l'air pouvant se dissoudre dans l'eau.

Il y a plusieurs méthodes de mesure de la porosité. La plus simple consiste à saturer d'eau l'échantillon par immersion prolongée et à le peser. On le sèche ensuite en le plaçant 24 ou 48 heures à l'étuve à 105°, et on le pèse à nouveau. La température choisie permet d'éviter la destruction de la maille argileuse par évaporation de l'eau de constitution. La différence entre les deux pesées est donc due uniquement au départ de l'eau saturant les pores, dont on connaît alors le volume. Celui de l'éprouvette s'obtient par mesure directe.

Dans notre cas, il est plus commode de déterminer directement le volume de la partie solide, par le calcul préalable de la masse spécifique lui-même délicat. La méthode classique du picnomètre demande elle aussi la saturation complète de l'échantillon, et nous verrons qu'elle diffère suivant le liquide utilisé. Nous avons choisi, là-aussi, l'eau distillée pour rester dans les mêmes conditions que pour les essais de perméabilité.

La valeur de la porosité ainsi calculée est globale : elle ne permet pas de distinguer macro et microporosité. On a cherché à obtenir une connaissance plus précise de la répartition des pores suivant leur dimension dans l'échantillon, encore que parler de diamètre pour des pores qui ne sont pas de section circulaire ni même constante, soit une extrapolation douteuse. En se basant sur l'analogie entre les capillaires des milieux poreux et des faisceaux de tubes de verre, on conçoit aisément que, pour faire pénétrer du mercure à l'intérieur d'un échantillon sous vide, une certaine pression soit nécessaire. Dans le cas de tubes de verre, cette pression est donnée par la loi de JURIN et dépend de leur diamètre D :

$$p = \frac{4 \cdot A \cdot \cos \theta}{D}$$

A : tension superficielle

$\theta$  : angle de raccordement du ménisque et de la paroi

Malgré les approximations que cela suppose, il est tentant de dire que, pour chaque palier de compression du mercure, le volume de celui-ci qui pénètre dans l'échantillon remplit les pores de "diamètre" supérieur ou égal à celui correspondant à la loi de Jurin. Dans cette hypothèse, il est aisé de construire le tableau donnant les volumes de mercure injectés en fonction de la pression d'injection, et d'en déduire un graphe représentatif de la porométrie, analogue à celui de la granulométrie. Ce système présente, en dehors des analogies peut-être excessives qu'elle suppose, un certain nombre d'inconvénients qui le rend difficilement applicable aux argiles. En effet, l'échantillon doit être sec, puisqu'il est soumis au vide, donc très différent de l'argile gonflée qui subit les essais de perméabilité ; d'autre part, les pressions de mercure nécessaires sont très grandes - d'où un appareillage compliqué et nombreuses corrections pour tenir compte de la dilatation des conduits.

Cependant, si on considère que le gonflement de l'argile à l'eau se produit de manière uniforme, on peut espérer une similitude entre les pores de l'échantillon sec et ceux de l'échantillon saturé, et par conséquent, une répartition semblable, l'échelle des diamètres étant réduite dans la même proportion que les porosités totales.

Une autre méthode, basée sur le même principe, fonctionne par drainage de l'eau de l'éprouvette : suivant la dépression provoquée, les pores se vident jusqu'à un diamètre donné (RICHARDS). Normalement utilisée pour la détermination des caractéristiques des sols, par leur potentiel capillaire, elle permet également la porométrie puisqu'il y a corrélation entre les deux.

Ces méthodes supposent une parfaite interconnexion des canalicules et négligent l'action des chapelets de gouttes qui, formant bouchon, immobilisent une certaine quantité de liquide mercure ou eau.

#### III.2.d. SURFACE SPECIFIQUE

Revenons à notre exemple d'un milieu composé de sphères égales de porosité  $P$ , et de rayon  $r$  ; étudions comment varie leur surface totale en fonction de  $r$  . Pour un volume unitaire, il y aurait huit fois plus de sphères de rayon  $r/2$  mais chacune de surface quatre fois moindre ; donc l'aire totale de contact entre les phases solide et liquide est doublée.

Comme, dans un sol, le diamètre des particules varie dans des proportions qui vont de 1 à  $10^5$  , on peut penser que leur surface totale variera de même, ce qui entraîne d'énormes différences d'effets de contact entre des écoulements sur limons ou galets.

La forme des particules joue aussi un rôle important vis à vis de leur surface : tant qu'il s'agit d'ellipsoïdes d'excentricité

modérée, on peut les assimiler à des sphères ; mais dès qu'une dimension devient prépondérante, le changement est net. Pour un volume solide unitaire, la surface de la sphère est 5, celle du cube 6 ; mais un disque d'épaisseur 1/10 a une superficie de 20, passant à 200 pour une épaisseur de 1/100. D'où la nécessité d'introduire un facteur représentatif de la surface des particules : la surface spécifique ( $S_s$ ).

Il existe deux définitions de la surface spécifique, selon qu'on rapporte l'aire à l'unité de volume, comme nous l'avons fait, ou à l'unité de masse. Par exemple, pour un milieu composé de grains sphériques égaux, la surface spécifique rapportée à l'unité de volume de milieu poreux est :

$$S_s = \frac{S}{V} = \frac{6}{d} \quad \text{en cm}^2/\text{cm}^3$$

et à l'unité de masse :

$$S'_s = \frac{6}{\rho \cdot d} \quad \text{en cm}^2/\text{g}$$

Pour des grains de sable de 1 mm de diamètre et de densité 2,5 :

$$S_s = 60 \text{ cm}^2/\text{cm}^3 \quad S'_s = 24 \text{ cm}^2/\text{g}$$

Comparons ces valeurs à celles trouvées pour les argiles : la surface d'adsorption est de 45 m<sup>2</sup>/g pour le Kaolin. Elle peut atteindre jusqu'à 700 m<sup>2</sup>/g pour la Montmorillonite. De telles différences avec les sables donnent à penser que l'écoulement dans les argiles pourra présenter des particularités.

La détermination de la surface spécifique peut se faire de plusieurs façons, généralement à partir du diamètre des grains supposés sphériques. Il est évident que pour des grains plats ou allongés, cette méthode ne peut convenir. On utilise alors des procédés faisant intervenir les phénomènes d'adsorption de gaz ou de liquide et même de colorants. L'inconvénient est que les valeurs trouvées varient suivant le système employé du fait que l'adsorption se fait à l'extérieur de l'agrégat ou bien entre les feuillets selon les cas.

La méthode la plus courante est celle nommée B.E.T. suivant les initiales de ses auteurs (1). Elle consiste à mesurer la quantité d'azote liquide qui s'est déposée en couche monomoléculaire sur l'échantillon, à  $-195^{\circ}$ . Cette méthode donne pour la Kaolinite une surface spécifique de  $22 \text{ m}^2/\text{g}$ , et  $150 \text{ m}^2/\text{g}$  pour la Montmorillonite. Par contre, l'emploi de liquides organiques polaires (le glycoléthylène, par exemple) qui sont attirés entre les feuillets, permet de la même façon de déterminer la surface interne - ce qui conduit aux valeurs indiquées plus haut-. Il faudra donc, lors de l'utilisation de la surface spécifique, définir d'abord l'importance que peut avoir dans le problème la surface interfeuillets et choisir en conséquence l'un ou l'autre des procédés (GUYOT - 18)

### III.2.e. DIAMETRE CARACTERISTIQUE GEOMETRIQUE

A porosité égale, et en considérant un milieu composé de sphères semblables ou même à granulométrie serrée, la corrélation entre le diamètre des grains et la section des analicules où s'écoule le liquide apparaît nettement. Les pores les plus gros ne peuvent avoir un diamètre supérieur à celui des grains, sinon certains d'entre eux, entraînés par la circulation du liquide, iraient les boucher. Le diamètre des grains peut

---

(1) BRUAUER, EMMETT et TELLER, 1938. Adsorption of gases in multimolecular layers, J. Amer. Chem. Soc. 60, 309-319.

donc être choisi pour représenter la grosseur des pores.

Lorsque la granulométrie est étendue, on peut prendre comme diamètre caractéristique un diamètre moyen. Mais il y a en fait plusieurs moyennes :

. La moyenne géométrique entre les diamètres extrêmes  $a$  et  $b$ , soit  $\frac{a+b}{2}$ .

. La moyenne pondérée qui attribue à chaque classe une "masse" égale à sa proportion dans le milieu, et qui est alors la valeur barycentrique.

. Le diamètre tel que la moitié en masse des grains a un diamètre inférieur. Plus généralement, on note  $d_x$  le diamètre limite au-dessous duquel on trouve  $x\%$  en masse des particules du milieu. La moyenne serait dans ce dernier cas  $d_{50}$ .

Quelques auteurs ont choisi de tels diamètres moyens comme diamètre équivalent dans les formules qu'ils donnent pour la détermination de la perméabilité (FAIR et HATCH, 1933 ; HUBBERT et FEBEN, 1933). La plupart des autres prennent comme diamètre équivalent la valeur de  $d_{10}$ , ce qui signifie que, pour eux, il suffit de 10 % en masse de grains de petites dimensions pour imposer leur diamètre limite aux capillaires. Nous rapprocherons cette observation de la proportion de 20 % que nous avons déterminée comme limite au-dessus de laquelle l'argile impose ses propriétés. Mais il s'agissait alors d'une distribution granulométrique à deux dimensions de particules, et non d'une distribution continue.

Examinons une schématisation du milieu poreux comme un ensemble de capillaires de diamètre différent placés en série. Considérons, avec HUGUES (1948), un filtre composé de  $n$  couches de grains, de diamètre  $a_1, a_2, a_n$ , et de hauteur  $l = l_1 + l_2 + l_n$ . La vitesse de filtration

à travers ces couches étant la même, les pertes de charge  $H_i$  sont liées par :

$$v = \frac{K_1 \cdot H_1}{l_1} = \frac{K_2 \cdot H_2}{l_2} = \dots = \frac{K_n \cdot H_n}{l_n}$$

et

$$H = H_1 + H_2 + \dots + H_n = \frac{v \cdot l_1}{K_1} + \frac{v \cdot l_2}{K_2} + \dots + \frac{v \cdot l_n}{K_n} = \frac{v \cdot l}{K}$$

ou encore :

$$v = \frac{H}{\frac{l_1}{K_1} + \frac{l_2}{K_2} + \dots + \frac{l_n}{K_n}} = \frac{H}{\frac{l}{K}}$$

d'où la relation :

$$\frac{1}{K} = \frac{1}{l} \sum_{i=1}^n \frac{l_i}{K_i}$$

Si nous faisons intervenir la relation qui lie la perméabilité au diamètre, on peut déterminer un diamètre équivalent  $\bar{D}$  en écrivant que  $K$  est proportionnel au carré du diamètre, soit  $a_i^2$  :

$$\frac{1}{\bar{D}^2} = \frac{1}{l} \sum_{i=1}^n \frac{l_i}{a_i^2} \quad (\text{III.2})$$

Il s'agit là, évidemment, du cas où les couches sont distinctes. Mais on peut les supposer aussi minces qu'on le voudra, et dans un ordre quelconque : à la limite, on pourra étendre la théorie aux mélanges

à la seule condition de rester dans le cadre de l'hypothèse, c'est-à-dire d'une porosité constante. Mais il serait alors difficile de dire ce que représente cette porosité. La formule précédente (III.2) peut s'écrire, en désignant par  $z$  la fonction de distribution, c'est-à-dire l'épaisseur de la couche de grains de diamètre  $a$  :

$$\frac{1}{D^2} = \int_0^1 \frac{dz}{a^2}$$

$z$  est lié à  $a$  par la fonction représentative de la granulométrie du mélange  $y = f(a)$  où  $y$  est le pourcentage de grains de diamètre  $a$ . Pour l'intervalle de variation de  $a$ ,  $\int y \, da = 1$ , tandis que dans les mêmes conditions  $\int dz = 1$ . On a donc la relation :

$$\frac{dz}{da} = 1 \cdot y \quad \text{et par conséquent} \quad dz = 1 \cdot dy = 1 \cdot f'(a) \, da$$

Dans le même intervalle de variation de  $a$ , on peut écrire :

$$\frac{1}{D^2} = \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \frac{f'(a) \cdot da}{a^2}$$

HUGUES a montré que, pour les sables, cette valeur était plus proche de la valeur expérimentale que toutes celles calculées selon les autres formules. FAIR et HATCH (1933) indiquent une formule de même type pour les couches stratifiées, mais préconisent dans le cas général la forme :

$$\frac{1}{D^2} = \left[ \sum \frac{1}{a^2} \right]^2$$

Pour l'argile, on pourrait affecter à la rigueur un diamètre moyen à la portion argileuse ; mais les plages de variation de la porosité de l'argile étant très différentes de celles des autres éléments du sol, on se demande si l'extension de la formule de détermination du diamètre moyen aux mélanges argileux est encore licite.

Pour nous donc, la granulométrie n'est qu'un aspect secondaire, à considérer plutôt sous l'angle de la proportion d'argile. Elle ne peut intervenir qu'associée à la porosité qui peut en dépendre pour la détermination des caractéristiques géométriques des canaux d'écoulement du filtre.

#### III.2.f. LA POROSITE CINEMATIQUE OU UTILE

Elle intervient dans la perméabilité en indiquant la part du volume du filtre accessible au liquide, donc en principe disponible pour sa circulation. Si elle est liée à la granulométrie, c'est plus par la répartition granulométrique que par la seule valeur du diamètre équivalent ou de toute autre longueur caractéristique. Avec la même répartition, on peut avoir une porosité très variable : la vibration d'un massif en diminue notablement le volume apparent. Par exemple, dans certains cas où il importe d'avoir un béton peu poreux, il faut à la fois déterminer les proportions de gravier sable et ciment pour que les particules puissent remplir les vides et d'eau pour que son évaporation ne laisse pas de lacune ; la vibration peut faciliter la mise en place des éléments.

Nous avons jusqu'à présent considéré comme volume disponible pour la circulation du fluide celui qui n'est pas occupé par la phase solide. Cependant, nous avons vu (II.3) qu'une partie de l'eau pouvait être fixée au solide par des phénomènes physico-chimiques,

à tel point qu'on pouvait la considérer comme cristalline. Il est donc nécessaire de distinguer de la porosité géométrique  $P$  une porosité cinématique  $\mathcal{P}$ , correspondant au volume des vides entre les particules solides et réellement accessible à l'eau en mouvement.

SIMANDOUX, (1963), (in JACQUIN, 30), a déterminé la quantité  $m$  de liquide fixé dans un sol contenant un pourcentage  $p$  d'argile (milieu sec) où filtre une solution aqueuse de concentration  $c$  en électrolyte :

$$m = p \left( A + \frac{B}{\sqrt{C}} \right) \quad (\text{III.3})$$

où  $A$  et  $B$  sont des constantes. La connaissance de la surface spécifique de l'échantillon permet de calculer l'épaisseur  $\delta$  de la couche d'eau adsorbée, composée en réalité d'une partie "rigide" d'épaisseur  $\delta_0$  fortement liée (couche de STERN) et d'une autre dite couche diffuse. On a alors :

$$\delta = \delta_0 + \frac{\alpha}{\sqrt{C}} \quad (\text{III.4})$$

Une telle formule n'est pas utilisable pour l'eau pure, quoiqu'elle s'ionise également sous l'influence de charges électriques mais en proportions non définies. D'autre part, il n'est pas certain que cette couche soit d'épaisseur constante quelle que soit la contrainte de cisaillement qu'elle subit de la part du liquide en circulation, contrainte qui est proportionnelle à la viscosité du liquide et au gradient de vitesse près de la paroi. Il s'agit donc d'une limite supérieure de la quantité d'eau adsorbée.

Enfin, nous avons supposé que la surface d'adsorption est la surface spécifique, indépendante de la porosité et proportionnelle au volume solide : ce n'est qu'une approximation, puisque le solide n'est pas en suspension, et que, au contraire les contacts entre les particules empêchent la fixation en ces points.

Pour JACQUIN (1965) (30), assimilant le phénomène à un dépôt en couche uniforme, la surface d'adsorption varierait comme l'aire latérale des particules, donc avec le carré de leur diamètre, tandis que la porosité comme leur volume, donc avec le cube du diamètre. On aurait, pour deux états différents 1 et 2 :

$$\frac{S_2}{S_1} = \left[ \sqrt[3]{\frac{P_2}{P_1}} \right]^2 = \left[ \frac{P_2}{P_1} \right]^{2/3}$$

Il y aurait donc une variation de la surface de dépôt avec la porosité. Ce fait n'a pas été vérifié et au contraire, les essais de WYLLIE et GREGORY<sup>+</sup> montrent que la surface spécifique varie très peu en fonction de la porosité, quelle que soit la forme des particules (figure 10)

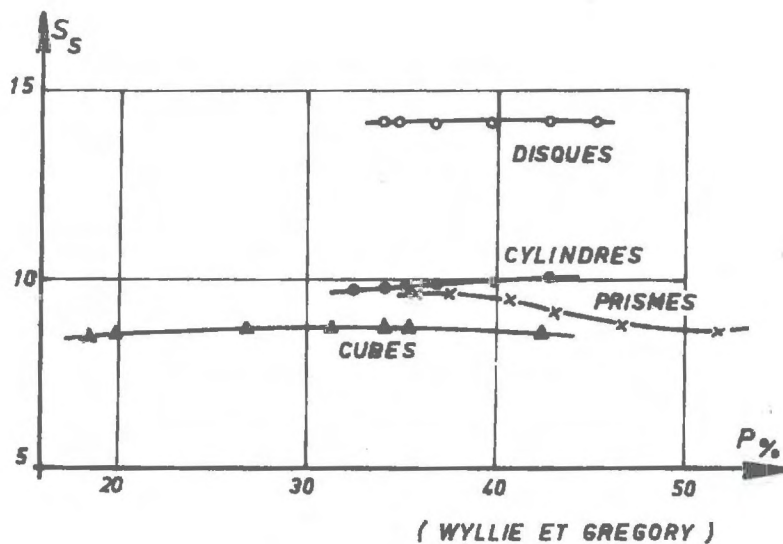
Toutes choses égales par ailleurs, et comme le fait remarquer CARMAN (infra, III.3.b) la surface de dépôt (ou d'adsorption) est proportionnelle au volume solide, donc à  $(1 - P)$  ainsi que le volume d'eau adsorbé. D'où une expression de la porosité cinématique :

$$\mathcal{P} = P - a(1 - P)$$

a étant le facteur de rétention, proportionnel à la fois à la surface spécifique par unité de volume et à l'épaisseur de la couche d'eau fixée.

---

+ cité par JACQUIN : Fluid Flow through Unconsolidated Porous Aggregates. Ind. and Eng. Chem. Juillet 1955 p 1379-1388



VARIATION DE LA SURFACE SPECIFIQUE  
EN FONCTION DE LA POROSITE POUR  
DIVERSES FORMES DES PARTICULES

Figure 10

Les relations entre la perméabilité et la porosité sont complexes : s'il est évident qu'elles varient dans le même sens, il faut cependant dépasser l'étude isolée du liquide du du filtre pour obtenir plus de précision, en étudiant le phénomène de filtration, c'est-à-dire celui de l'écoulement d'un liquide dans des canaux. C'est là un problème d'hydraulique que nous pourrons résoudre en utilisant les variables de l'hydraulique.

### III.2.g. L'ORIENTATION DES PARTICULES

Nous avons vu que les particules élémentaires d'argile sont de forme très particulière ; il est donc évident que celle des canalicules dépendra de leur orientation en même temps que de la dimension des agrégats. A une même dimension des particules et à une même porosité, peuvent correspondre des formes et des orientations différentes des canaux, donc des perméabilités différentes pour l'argile.

La recherche d'un critère directement accessible de ce facteur a conduit à de nombreux essais destinés à obtenir des échantillons semblables. Lors de l'étude de la préparation de l'éprouvette, nous expliquons la méthode que nous avons choisie. Mais depuis quelques années, les spécialistes de la mécanique des sols ont cherché une corrélation entre la quantité d'eau de gâchage (molding water) et la perméabilité. Il est important de rappeler ici ces travaux qui expliquent peut-être les énormes différences entre des mesures de perméabilité faites sur un même matériau, peu satisfaisantes pour l'esprit. Pour cela nous nous fonderons sur la mise au point publiée par une équipe de l'Université de Berkeley dirigée par J.K. MITCHELL (1965) (55).

Les essais ont eu lieu sur des mélanges argileux, donc ne sont pas immédiatement utilisables pour nous. Mais les résultats obtenus sont intéressants et peuvent éclairer certains de nos problèmes.

On sait que la compaction des sols exige un certain travail et on appelle énergie de compactage celle qui est nécessaire pour amener un sol d'un certain état de porosité à un autre. La double couche d'eau adsorbée y joue un rôle majeur (BOUCHE - 8). Ce problème a été étudié de façon précise puisqu'il a une application pratique importante; la confection des ouvrages en terre, par exemple. Il a été ainsi établi que l'énergie de compactage passait par un minimum lorsque la quantité d'eau dans l'échantillon allait en croissant. Ceci peut être dit sous

des formes diverses suivant le paramètre choisi pour représenter le phénomène : densité sèche (ou porosité), énergie de compactage, mode de compactage, etc...

La teneur en eau correspondant à ce point remarquable est variable avec les types de sols, et probablement assez proche de la limite de liquidité. Cette détermination est tout à fait classique en Mécanique des Sols.

LAMBE (1958) (41), (42), a ajouté un fait nouveau en mesurant la perméabilité des éprouvettes de même matériau mais dont la teneur en eau de gâchage variait : il a représenté (figure 11) sur deux graphes accouplés la densité sèche et la perméabilité correspondant à chaque teneur en eau, l'énergie de compactage restant constante. Nous constatons que pour une même densité sèche, c'est -à-dire une même porosité, la perméabilité passe de 1 à 100 suivant le mode de préparation de l'éprouvette. L'explication donnée est la suivante : lorsqu'on malaxe un échantillon ayant une teneur en eau inférieure à l'optimum, les particules s'organisent librement, la dimension des pores s'étale sur une large gamme. Au contraire, pour un échantillon compacté plus humide qu'à l'optimum, les efforts de cisaillement induisent un arrangement presque parallèle des particules qui glissent plus facilement les unes sur les autres, sans que pour cela la densité sèche augmente ; une partie de l'énergie de compactage est absorbée par l'expulsion de l'eau, dès que celle-ci est en quantité supérieure à celle nécessaire pour remplir les vides correspondant à l'optimum.

Les graphes de LAMBE correspondent en fait à des éprouvettes de porosité variable, et l'énergie de compactage nous intéresse peu. Il est plus probant pour nous de nous référer aux essais de MITCHELL (55) et autres qui donnent pour une même porosité la variation de perméabilité (figure 12) en un graphe de forme nettement différente du

précédent. On constate une légère croissance de la perméabilité avec la teneur en eau de gâchage jusqu'à l'optimum, et ensuite une chute brusque et importante qui amène la perméabilité de  $2.10^{-6}$  cm/s à  $2.10^{-9}$  cm/s. Malheureusement, cet essai de perméabilité n'est pas fait à saturation (95 %), ce qui ne permet pas d'être absolument affirmatif. Mais il semble bien que la seule cause possible de ces écarts soit due à la modification de l'arrangement initial des particules, la porosité étant mise hors de cause : l'anisotropie de la perméabilité serait alors accrue.

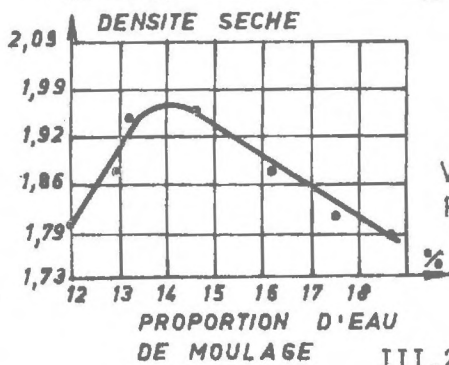
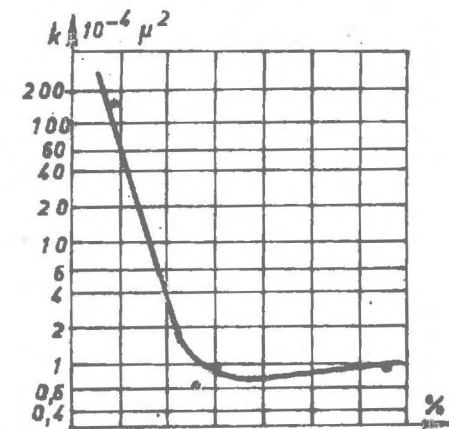
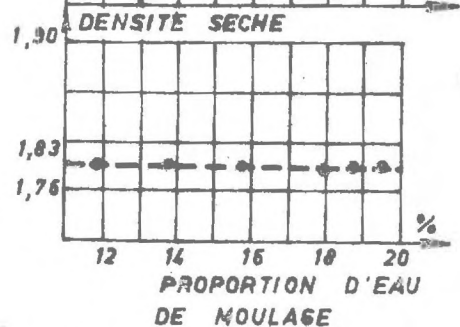
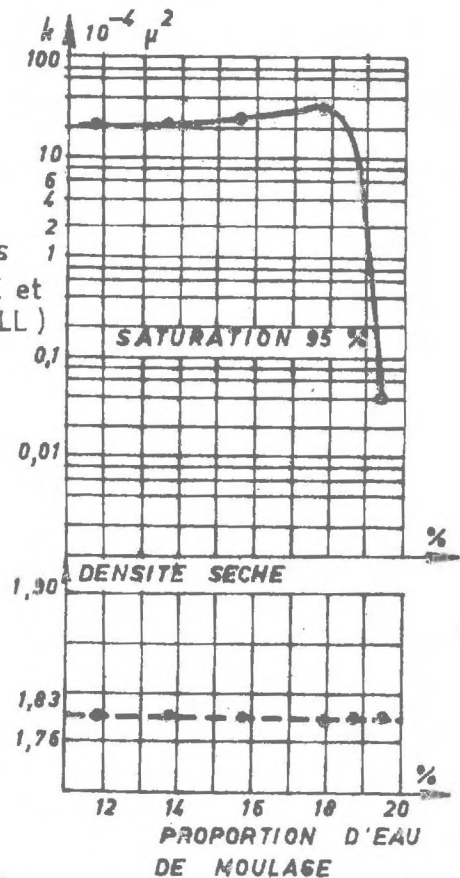


FIG. 11  
VARIATION EN  
FONCTION DU  
COMPACTAGE

III.2.h. LE TEMPS

FIG. 12  
VARIATION A  
DENSITE  
CONSTANTE

( D'après  
LAMBE et  
MITCHELL )



Le temps peut parfois jouer un rôle important sur la perméabilité car c'est un facteur essentiel dans la consolidation des argiles ; on peut rappeler en quelques lignes ce problème lié d'ailleurs à la loi de Darcy.

Lorsqu'un milieu pulvérulent saturé d'eau est soumis à une contrainte de compression mécanique, il trouve en général très rapidement son état d'équilibre ; en effet l'eau se trouve assez vite à la pression correspondant à la loi de l'hydrostatique, tandis que le squelette solide supporte les effets de la contrainte appliquée. Pour cela il suffit que l'eau, pratiquement incompressible, et pouvant seule s'échapper, sorte rapidement de l'échantillon.

L'évacuation d'une partie du volume d'eau permet ainsi la compression du volume total de l'éprouvette de milieu poreux.

Si l'échantillon est argileux, on ne peut plus négliger le temps nécessaire à l'évacuation de cette eau excédentaire, au cours duquel s'établit, à l'intérieur de l'éprouvette, une surpression qui permettra l'expulsion du liquide. L'échantillon est dit entièrement consolidé lorsque la surpression s'annule ; cette consolidation, rapide au début de l'application de la contrainte, se poursuit de plus en plus lentement, suivant une loi exponentielle.

Pour en comprendre le mécanisme, reportons-nous à l'analogie présentée par TERZAGHI (71). Dans un cylindre à fond étanche (figure 13) on place une série de plateaux bien ajustés, percés de quelques orifices de très petit diamètre et séparés par des ressorts, le reste de l'intervalle étant plein d'eau (comme des amortisseurs hydrauliques superposés). On applique brusquement sur le plateau supérieur une pression  $p$ . Si les orifices étaient gros, les ressorts s'écraseraient rapidement pour atteindre leur hauteur d'équilibre. Mais il faut pour cela que l'eau s'échappe, alors qu'elle est soumise à une "pression interstitielle" qui passe de la distribution initiale ( $p$  à la base, zéro au sommet) à une pression uniformément nulle.

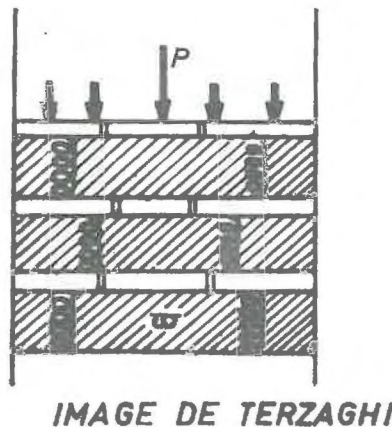


Figure 13

Il est possible de mettre le problème en équation d'une manière générale. A titre d'illustration examinons le cas d'une couche d'argile d'épaisseur  $2H$ , prise entre deux milieux plus perméables (couches sableuses ou pierres poreuses dans l'oedomètre), et où règne la pression atmosphérique. C'est exactement le schéma de notre dispositif expérimental.

On y applique une certaine contrainte  $p$  (bâtiment de grandes dimensions, ou charge sur le piston). En prenant le plan horizontal de symétrie comme origine et l'axe des  $z$  vertical (figure 14) la pression interstitielle  $\bar{w}$  sera nulle pour  $z = \pm H$ , maximale pour  $z = 0$ , partant de la valeur  $\bar{w} = p$  pour  $t = 0$ , et s'annulant au bout d'un temps infini.

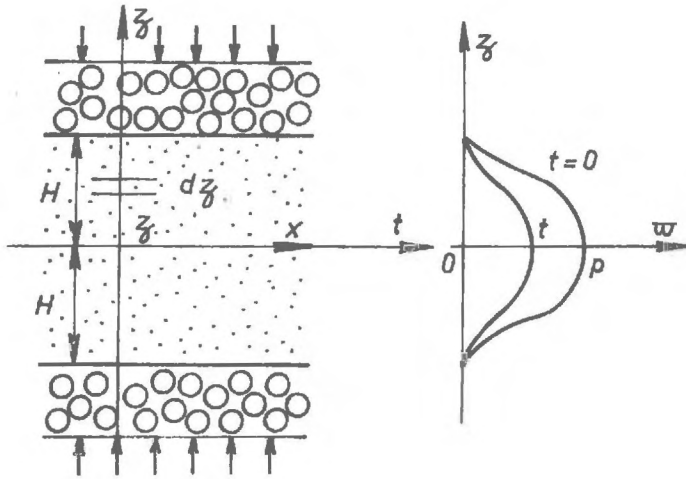


Figure 14

S'il y a dans l'argile un squelette solide, de sable par exemple, il limite l'écrasement de l'éprouvette, car au moment où les grains solides sont au contact, le rôle de l'argile devient accessoire. Par contre, tant qu'ils sont noyés dans la masse argileuse, c'est l'expulsion de l'eau dans le milieu argileux qui est le phénomène prédominant, et nous avons vu qu'il s'agit alors de la réduction du nombre de couches d'eau adsorbées, et d'une modification de l'arrangement des particules.

Dans un milieu argileux homogène, et saturé, la notion de squelette argileux n'est pas très nette, puisque les particules sont séparées par des couches d'eau plus ou moins liées.

Soit  $S$  la section constante du milieu. Un élément de volume, situé à la cote  $z$  et d'épaisseur  $\Delta z$ , aura une pression interstitielle  $\bar{\omega}$ , fonction à la fois de la cote et du temps :  $\bar{\omega} = f(z, t)$ . Nous supposons que, par symétrie, l'écoulement est vertical, Nous négligerons la compressibilité de l'eau et des grains d'argile, mais nous tiendrons compte du module vertical de déformation. Celui-ci est comparable au module de YOUNG pour les solides,  $E$ , tel que le volume élémentaire  $S \cdot \Delta z$ , soumis à la pression  $\bar{\omega}$  dont la variation pendant le temps  $\Delta t$  est  $\frac{\partial \bar{\omega}}{\partial t} \cdot \Delta t$ , subit une diminution de :

$$S \cdot \Delta z \cdot \frac{1}{E} \cdot \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial t} \cdot \Delta t$$

correspondant uniquement à la variation de porosité, différence de volume entre l'eau expulsée et l'eau reçue. Ces quantités, ou plutôt cette différence peut être calculée à partir de la loi de Darcy, qui s'écrit ici :

$$V = \frac{K}{\rho \cdot g} \frac{\Delta \bar{\omega}}{\Delta z} \quad \text{avec} \quad \Delta \bar{\omega} = \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial z} \Delta z$$

le volume d'eau débité pendant le temps  $\Delta t$  à la hauteur  $z$  est  $S \cdot V \cdot \Delta t$ , et sa variation entre  $z$  et  $z + \Delta z$

$$S \cdot \frac{\partial V}{\partial z} \cdot \Delta z \cdot \Delta t = S \cdot \frac{K}{\rho \cdot g} \cdot \frac{\partial^2 \bar{\omega}}{\partial z^2} \cdot \Delta z \cdot \Delta t$$

d'où en égalant l'expression ainsi trouvée à la précédente :

$$\frac{\partial \bar{\omega}}{\partial t} = \frac{E \cdot K}{\rho \cdot g} \frac{\partial^2 \bar{\omega}}{\partial z^2}$$

On reconnaît ici l'équation de la chaleur : on ne s'en étonnera pas, puisqu'il s'agit ici aussi d'un mouvement axial régi par une loi de proportionnalité à un gradient. On sait alors que si  $E$  et  $K$  sont des constantes, compte tenu de la géométrie du domaine étudié à frontières à distance finie, les intégrales sont des séries de Fourier. Ces circonstances simples sont rares : la consolidation est, comme nous l'avons vu, une diminution de la porosité qui se traduit par une diminution correspondante de perméabilité, que l'on ignore ; de plus, le gradient hydraulique est donné (figure 14) par la tangente à la courbe  $\bar{w} = f(z)$ . Quelle que soit sa forme réelle, il est visible qu'elle s'écrase avec le temps, et que les gradients initiaux sont faibles seulement au milieu du massif, puis le deviennent partout, diminuant aussi la perméabilité. Ces deux facteurs sont concomitants, et tendent à amoindrir le facteur  $c = \frac{E \cdot K}{\rho \cdot g}$  qu'on appelle coefficient de consolidation. On ne sait rien sur les variations de  $E$ .

En fait, la consolidation complète n'est pas possible puisqu'elle demanderait un temps infini. Aussi, on se limite plutôt à calculer le temps nécessaire pour obtenir un certain degré de consolidation défini par  $U = \frac{p - \bar{w}}{p}$  donné par un graphique fonction d'un autre facteur sans dimension lié au temps, soit  $T = \frac{E \cdot K}{H^2} \cdot t$ .

### III. 3. PARAMETRES INTRODUIITS PAR L'HYDRAULIQUE

Le passage du problème statique au problème dynamique entraîne la mise en évidence de nouveaux paramètres. Par exemple, l'écoulement d'un liquide dans une conduite est fonction des caractéristiques propres de l'un et de l'autre, mais également, comme le montre l'étude expérimentale, de son "régime" d'écoulement caractérisé par les valeurs relatives, et non seulement absolues, des facteurs qui le régissent.

### III.3.a. DEFINITION DES DIAMETRES EQUIVALENTS

Nous avons été conduits à la loi de Darcy par deux voies théoriques différentes : la première par l'équation générale en tenant compte que les vitesses de filtration sont très faibles, ce qui ne permet pas une recherche plus approfondie du problème; la seconde par l'étude d'un écoulement visqueux dans un tube cylindrique, permettant elle l'établissement de modèles complexes.

Considérant un écoulement dans un milieu composé de  $n$  tubes capillaires rectilignes identiques, de diamètre  $D$ , nous avons pu écrire la vitesse moyenne  $\bar{V}$  en fonction du gradient de pression piézométrique :

$$\frac{\Delta p}{\Delta x} \quad \text{tel que} \quad p = p + \rho g z$$

$$\bar{V} = P \frac{D^2}{32\mu} \frac{\Delta p}{\Delta x}$$

ou pour revenir au gradient hydraulique  $J$  :

$$\bar{V} = \frac{\rho \cdot g}{32 \mu} \cdot P \cdot D^2 \cdot J \quad (\text{III.1})$$

En tenant compte de la tortuosité  $\tau$  des conduits, on a

$$\bar{V} + = \frac{\rho \cdot g}{32 \mu} \frac{P}{\tau} \cdot D^2 \cdot J$$

où le coefficient de  $J$  est le coefficient  $K$  de Darcy, tandis que la perméabilité géométrique serait la partie indépendante des caractéristiques du liquide :

$$k = \frac{P \cdot D^2}{32 \tau}$$

BOUSSINESQ a calculé la valeur de la vitesse  $V$  pour des conduits prismatiques à section circulaire ou non, d'aire  $\sigma$ . En l'écrivant sous la forme :  $V = m \cdot \frac{\sigma}{\mu} \cdot \rho g J$ , il trouve pour le coefficient numérique  $m$  les valeurs indiquées dans le tableau suivant :

	$m$	$D_g$	$D_e$	$D_h$
Cercle Diamètre $D$	$1/8 \pi$	$D$	$D$	$D$
Carré Côté $a$	0,0351	1,128 $a$	1,092 $a$	$a$
Triangle équilatéral	$1,20 \sqrt{3}$	0,742 $a$	0,685 $a$	0,577 $a$

Mais le problème n'est pas résolu pour autant, puisque généralement la forme de la section réelle n'est pas déterminable. D'où la nécessité de définir un diamètre moyen équivalent  $\bar{D}$ , qui permettrait d'employer la formule de Poiseuille ; on a pu utiliser :

- un diamètre équivalent géométrique, celui du cercle dont l'aire est celle  $\sigma$  de la section droite des canalicules :

$$D_g = \sqrt{\frac{4 \sigma}{\pi}}$$

- un diamètre équivalent hydrodynamique, celui d'une section circulaire qui donnerait le même débit  $Q$  pour la même perte de charge  $J$  :

$$D_e^4 = \frac{128}{\pi} \cdot \frac{\nu}{g} \cdot \frac{Q}{J}$$

- un diamètre hydraulique basé sur la notion de rayon hydraulique - rapport de la section droite au périmètre de la conduite mais ici sous la forme :

$$D_h = \frac{4 \sigma}{p}$$

On peut aisément avoir la valeur de chacun de ces diamètres pour des formes régulières. Les valeurs indiquées sur le tableau montrent qu'ils décroissent dans l'ordre où ils sont cités et il est à présumer qu'il en sera ainsi pour une forme quelconque. Comme les extrêmes sont faciles à calculer, alors que le diamètre équivalent hydrodynamique serait le plus logique, on peut supposer qu'il est borné par les deux autres qui en sont deux valeurs approchées.

Dès que l'on s'éloigne des modèles géométriques qui pourraient nous donner l'équation de mouvement, pour passer aux milieux réels, nous devons chercher une solution au problème en ne faisant intervenir que des valeurs globales mesurables par des procédés physiques. Il s'agira principalement de la porosité du filtre, et de la surface spécifique du solide qui le constitue.

Par exemple, le diamètre hydraulique permet d'écrire, en considérant une longueur  $dx$  de filtre, la relation :

$$D_h = \frac{4 \sigma}{p} = \frac{4 \sigma dx}{p \cdot dx}$$

On reconnaît au numérateur le volume du liquide, égal au volume des vides si le milieu est saturé, et à la porosité  $P$  pour un volume unitaire ; le dénominateur est la surface latérale, donc la surface par unité de volume du filtre,  $S_v$ . On a donc :

$$D_h = 4 P/S_v$$

On peut remarquer, avec CARMAN, que la surface par unité de volume du filtre est proportionnelle au volume de la partie solide, c'est-à-dire à  $(1 - P)$ , et à la surface par unité de volume du solide  $S_s$  qui est une surface spécifique du matériau :

$$S_v = S_s (1 - P)$$

d'où la nouvelle écriture :

$$D_h = \frac{4}{S_s} \cdot \frac{P}{1 - P}$$

Il est moins commode de faire un calcul de même type pour le diamètre géométrique équivalent, mais on prendra un milieu composé de billes d'égal diamètre  $d$  arrangées suivant le système cubique par exemple. Le calcul direct montre que dans ce cas, on peut écrire :

$$D_g = C \cdot \frac{\sqrt{P}}{\sqrt[3]{1 - P}} \cdot d$$

Ces calculs supposent que toute l'eau qui sature le filtre entre dans le mouvement. Or, il est à présumer que, dans certains cas, une partie de l'eau n'entre pas dans la circulation générale, soit du fait de la géométrie du filtre, soit plus souvent à cause des propriétés d'adsorption des argiles, une couche d'eau étant pratiquement cristallisée (eau semi-cristalline) et une autre liée de façon moindre. Bien que la répartition des actions de surface ne soit pas uniforme, on peut donner une première approximation pour une couche d'eau d'épaisseur constante  $\epsilon$  qui entourerait les particules dont la surface par unité de volume est  $S_s (1 - P)$ . Il ne resterait alors

en circulation que la part correspondant à la porosité cinématique, ou utile,  $\mathcal{P}$ , telle que :

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

où le facteur de rétention  $a = \epsilon \cdot S_s$

Dans cette hypothèse, les diamètres équivalents s'écriraient de la façon suivante :

$$D_h = \frac{4}{S_s} \cdot \frac{\mathcal{P}}{1 - P}$$

$$D_g = C \cdot \frac{\sqrt{\mathcal{P}}}{\sqrt[3]{1 - P}} \cdot d$$

Portons maintenant ces valeurs du diamètre équivalent dans l'équation donnant la perméabilité géométrique :

$$k = \frac{\mathcal{P}}{32\tau} \cdot D^2$$

on a en utilisant le diamètre hydraulique :

$$k = \frac{1}{8\tau} \cdot \frac{\mathcal{P}^3}{(1 - P)^2} \cdot \frac{1}{S_s^2}$$

A quelques détails près, on retrouve la formule de KOZENY-CARMAN. En effet, KOZENY (1927) a calculé directement la vitesse d'écoulement dans des conduits de forme diverse, et a étendu à un ensemble de canalicules les résultats obtenus, d'où une formule plus générale en principe, mais qu'on retrouve souvent établie à partir de modèles simplifiés (faisceaux de capillaires, tas de sphères). La perméabilité géométrique s'écrit :

$$k = c \cdot \frac{p^3}{S_v^2}$$

où  $c$  est une constante dépendant de la forme de la canalisation, mais somme toute peu variable, puisqu'elle vaut 0,5 pour le cercle, 0,562 pour le carré, 0,597 pour le triangle équilatéral, 0,66 pour un canal plat. Pour permettre une meilleure adaptation à l'expérience, on lui adjoint la tortuosité qui n'intervient pas dans la théorie.

CARMAN a introduit la surface spécifique par unité de volume du solide à la place de celle du filtre, car c'est une valeur facilement mesurable, une constante du matériau ; il arrive à l'expression :

$$k = \frac{c}{S_s^2} \cdot \frac{p^3}{(1-p)^2} \quad (\text{III.6})$$

mais les vérifications expérimentales donnent à  $c$  la valeur 0,2 au lieu d'environ 0,5 pour KOZENY.

La porosité cinématique a été introduite avec des points de vue différents, selon qu'on considère la rétention géométrique (BOUSSINESQ) ou celle due aux effets de surface (ZUNKER, et moins nettement TERZAGHI et IRMAY).

L'utilisation du diamètre équivalent géométrique au lieu du diamètre hydraulique donne une perméabilité géométrique de la forme de :

$$k = \frac{\mathcal{P}}{32} \cdot c^2 \cdot \frac{\mathcal{P}}{\sqrt[3]{(1-P)^2}} \cdot d^2$$

qui est à peu près la formule de TERZAGHI (1925) (71) où le facteur  $a(1-P)$  est pris constant et égal à 0,13 puisque TERZAGHI propose la relation :

$$k = c \cdot \left[ \frac{P - 0,13}{3 \sqrt{1-P}} \right]^2 \cdot d_{10}^2$$

Il existe bien entendu d'autres théories basées sur d'autres considérations, comme par exemple les théories statistiques. Mais les formules qu'elles donnent nécessitent la connaissance de données encore plus difficiles à déterminer que les précédentes, et les expressions sont généralement plus compliquées. Leur introduction ne ferait probablement que compliquer le problème.

TABLEAU DES FORMULES DONNANT LA PERMEABILITE GEOMETRIQUE $k$ OU LE COEFFICIENT DE DARCY $K$	
<u>FORMULES EMPIRIQUES</u>	
SCHLICHTER	plusieurs formules de 1889 à 1895 dont : $k = c \cdot d_{10}^2 \cdot p^{3,3}$
Allen HAZEN (1895)	pour $P = 0,45$ , $k = 116 d_{10}^2$ modifiée par American Society of Civil Engineers (1934) $k = 150 d_{10}^2 \left( \frac{P}{0,45} \right)^6 = 1,8 \cdot 10^4 \cdot d_{10}^2 p^6$
MAVIS et WILSEY (1936)	$k = c \cdot p^5 \text{ ou } c \cdot p^6$
CASGRANDE (d'après Terzaghi)	$k = 1,4 p^2 \cdot k_0 \quad k_{(P-0,85)} = k_0$
ROSE (1945 à 1949)	- pour mémoire, car les formules utilisent des abaques adimensionnels.
SCHNEEBELI (1966)	- évaluation sommaire : $k = 10^{-3} \cdot d_{10}^2 \text{ ou } K = 100 \frac{d_{10}^2}{\text{cm/s}}$

FORMULES BASEES SUR UN RAISONNEMENT MATHEMATIQUE

BAKHMETEFF (1937) - analyse dimensionnelle :

$$k = c \cdot d^2 \cdot p^{4/3}$$

KOZENY (1927) - rayon hydraulique :

$$k = c \cdot \frac{p^3}{S^2} \quad c = 0,5$$

FAIR et HATCH (1933) - rayon hydraulique

filtre stratifié :

$$k = \frac{4,7}{5} \cdot 10^{-5} \cdot \frac{p^3}{(1-p)^2} \cdot \frac{1}{\sum \frac{\Delta y}{d^2}}$$

$\Delta y$  = pourcentage en masse de grains de diamètre  $d$

filtre non stratifié :

$$k = \frac{4,7}{5} \cdot 10^{-5} \cdot \frac{p^3}{(1-p)^2} \cdot \frac{1}{\left[ \sum \frac{\Delta y}{d} \right]^2}$$

CARMAN (1937)

$$k = \frac{p^3}{5 \cdot S_s^2 (1-p)^2}$$

ZUNKER (1930)

$$k = \frac{c}{72} \cdot \left[ \frac{p}{1-p} \right]^2 \left[ \frac{1}{S^2} \right]$$

TERZAGHI (1925) - diamètre équivalent géométrique

$$k = c \left[ \frac{p - 0,13}{3 \sqrt{1-p}} \right]^2 \cdot d_{10}^2$$

IRMAV (1954-1956) -  $P_0$  étant la porosité ineffective ou eau de chambranle

$$k = c \cdot d_{10}^2 \cdot \frac{(P - P_0)^3}{(1-p)^2}$$

JACQUIN (1965)

$$k = \frac{c}{S^2} \cdot p^5 \quad \text{et} \quad k = \frac{c}{S_s^2} \cdot \frac{p^5}{(1-p)^2}$$

### III.3.b. LA TORTUOSITE

Nous avons pratiquement négligé jusqu'ici le facteur "tortuosité" qui est pourtant représentatif de la géométrie de l'échantillon. Suivant les auteurs, elle est définie comme le rapport  $\tau$  de la longueur  $l_e$  du trajet réel des particules à celle  $l$  mesurée dans le sens de l'écoulement moyen, ou comme le carré  $T$  de cette quantité.

Quoiqu'il ne s'agisse pas du même type de phénomène, puisque dans un cas l'opérateur est celui de Laplace  $\nabla^2\phi = 0$ , et dans l'autre celui de Navier  $\nabla^4\phi = 0$ , on a l'habitude d'évaluer la "tortuosité" par des mesures électriques. Soit  $R_t$  la résistance d'un échantillon saturé par un électrolyte de résistivité  $\rho$ , et  $R_{el}$  celle d'un volume de cet électrolyte identique à celui de l'échantillon mesuré. On définit le facteur de tortuosité  $F$  par le rapport :

$$F = \frac{R_t}{R_{el}}$$

on a évidemment :

$$R_t = \rho \frac{l_e}{P \cdot A} \quad \text{et} \quad R_{el} = \rho \cdot \frac{l}{A}$$

$A$  étant la section de l'éprouvette, et

$$F = \frac{l_e}{P \cdot l} = \frac{\tau}{P}$$

L'expérience montre que  $F$  est une fonction de  $P$  de la forme :

$$F = a \cdot P^{-m}$$

où  $a$  est proche de 1 et  $m$  proche de 2. On a donc :

$$F \approx P^{-2} \quad \text{donc} \quad \tau \approx P^{-1} \quad \text{et} \quad T \approx P^{-2}$$

Dans la mesure où, dans la formule de KOZENY-CARMAN, la tortuosité a bien le sens que nous lui attribuons et n'est pas un simple artifice permettant de faire coïncider la formule avec les résultats expérimentaux, comme le pense SCHEIDEGGER (63), nous pouvons lui donner, par exemple, la forme suivante :

$$k = c \cdot \frac{p^3}{T \cdot S^2} = \frac{c}{S^2} \cdot p^5 \quad (\text{JACQUIN, 1965, (30)})$$

ou encore

$$k = \frac{c}{S_S^2} \cdot \frac{p^5}{(1-p)^2}$$

Le choix de  $\tau$  au lieu de  $T$  nous aurait donné un terme en  $p^4$  au numérateur. Dans ces conditions, il est clair que seule l'expérience nous permettra de choisir entre ces diverses formes, celle qui se rapprochera le plus des résultats obtenus, puisqu'il ne paraît pas prudent de faire un choix préalable.

#### III. 4. CONTESTATION DE LA LOI DE DARCY

Si nous nous bornons à l'étude des milieux argileux saturés, il apparaît rapidement que le domaine de variation des vitesses moyennes est limité supérieurement par les phénomènes de dispersion et d'entraînement qui ne manquent pas de se produire, surtout s'il n'existe pas de frein à l'évasion des particules d'argile (filtre assez fin pour les retenir, constitué de grains dont la dimension croît progressivement). L'écoulement laminaire est donc de règle, comme on peut le vérifier sur l'exemple (III.3.a) étudié plus haut. Prenons comme nombre de Reynolds critique la valeur  $Re_c = 1000$ , et calculons la vitesse et le gradient hydraulique correspondant à une perméabilité  $K = 2 \cdot 10^{-7} \text{ cm/s}$ . Nous avons déterminé la valeur du diamètre caractéristique  $D = 0,1 \mu$  et  $\nu = 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{s}$ .

Puisque  $Re = \frac{V \cdot D}{\nu}$  pour le nombre de Reynolds critique on obtient  $1000 = 10^2 \cdot 10^{-5} \cdot V$ .

Il en résulte une vitesse de filtration de  $10^6$  cm/s, vitesse énorme impossible à atteindre. Nous laisserons donc de côté la recherche d'une borne supérieure de l'intervalle de variation des vitesses, et seule la zone des faibles gradients retiendra notre attention.

La contestation de la loi de Darcy (1856) a commencé assez tard. KING (1898) signale des anomalies. Mais les conditions d'observation sont telles qu'il est possible de les leur attribuer. HUBBERT (1940) la juge applicable, MUSKAT (1946) ne soulève même pas le problème. HUGUES (1946) n'a rien remarqué pour les sables, par contre, ZUNKER (1932) indique que la formule de KOZENY n'est pas applicable aux argiles, estimant qu'au voisinage des grains le liquide est immobilisé. Ce n'est que vers 1954 que paraissent des publications signalant des anomalies dans l'écoulement de l'eau dans les grès. Par la suite, les publications s'accumulent (synthèse de SCHWARTZENDRUBER, 1967, (70)), sans que d'ailleurs l'accord se fasse sur l'allure réelle du phénomène, et encore moins sur son explication. Tout dernièrement (1968), KUTILEK (40) affirme que le problème n'est toujours pas résolu.

OLSEN (1965) (58) puis KUTILEK (1968) (40), ont recensé les écarts constatés. Le premier indique six classes, le second douze, et cependant ils omettent le cas signalé d'une circulation à gradient hydraulique moteur nul mais où le mouvement est provoqué par le potentiel osmotique dû à la dissolution dans l'eau de filtrage de sels arrachés à l'argile. (LOW 1955, JACKSON 1967, repris par MILLER et autres 1969 (54)).

Le fait est assez remarquable que KUTILEK ait pu tracer douze graphes  $v(\Delta)$  représentatifs des écarts constatés et leur donner une explication acceptable en restant dans le cadre de la loi de Darcy,