

T H E S E

présentée

**A LA FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE LILLE**

Pour obtenir le titre de Docteur-ès-Sciences Appliquées

par

Jamal Ad-Dine TAHAR



**CONTRIBUTION A L'ETUDE DES DEPLACEMENTS PAR FLUIDES MISCIBLES
DANS LES MILIEUX POREUX
DISPERSION LONGITUDINALE : INFLUENCE DU CONTRASTE DE VISCOSITE**

Soutenue le 16 Juin 1970 devant la Commission d'Examen

M. GONTIER	Président
M. MARTINOT-LAGARDE	Rapporteur
M. BONNEMAN)
M. PARSY) Examineurs
M. SIMANDOUX)

INSTITUT FRANCAIS DU PETROLE

DIVISION PRODUCTION

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES DEPLACEMENTS PAR FLUIDES MISCIBLES
DANS LES MILIEUX POREUX

DISPERSION LONGITUDINALE :
INFLUENCE DU CONTRASTE DE VISCOSITE

Jamal Ad-Dine TAHAR

Projet : R.36/85406
Tirage : 52 exemplaires
JT/RP.

Juin 1970

R E S U M E

On se propose d'étudier l'influence de l'existence d'un contraste de viscosité sur un déplacement miscible stable effectué dans un milieu poreux homogène, que cette stabilité soit toujours réalisée ou qu'elle ne le soit que dans certaines conditions de déplacement.

L'examen des études antérieures concernant les déplacements miscibles fait ressortir les points suivants :

- Dans le cas du traceur (fluides de même masse volumique et de même viscosité) les nombreux résultats tant théoriques qu'expérimentaux sont concordants. Le profil des concentrations est solution d'une équation du type de la diffusion (dite équation de la dispersion) avec un coefficient K . Ce coefficient dépend de u , vitesse du déplacement, de D , coefficient de diffusion moléculaire et de d_p , diamètre moyen des particules, et on a :

$$\frac{K}{D} = \alpha + \beta \left(\frac{udp}{D} \right)^{1,2}$$

α et β étant des constantes dont la valeur dépend de la nature du milieu poreux.

- Dans le cas général (fluides de masses volumiques et de viscosités différentes) les quelques études dont on dispose sont assez divergentes quant à la validité de l'équation de la dispersion ; il n'existe pas d'étude à caractère quantitatif sur l'influence du contraste de viscosité et les conditions d'étude adoptées rendent souvent peu exploitables les résultats bibliographiques.

Le choix des conditions d'étude s'est ainsi révélé particulièrement important : nous nous sommes donc attaché dans la présente étude à :

- Eliminer les erreurs qu'aurait pu introduire la mesure des concentrations à la sortie : pour cela une méthode de mesure in-situ des concentrations a été mise au point.
- Chiffrer de façon analogue dans tous les cas l'importance de la diffusion moléculaire : pour cela un mode d'obtention d'un coefficient de diffusion moléculaire moyen a été proposé.
- Préciser par un calcul de similitude les différents nombres sans dimension caractéristiques de cette étude, à savoir :

$\frac{K}{D}$ coefficient de dispersion réduit qui traduit l'importance de la dispersion,

$P_e = \frac{udp}{D}$ nombre de Peclet qui traduit l'importance de la convection,

$M = \frac{\mu_1}{\mu_2}$ rapport de la viscosité du fluide déplacé à celle du fluide déplaçant qui traduit l'importance du contraste de viscosité,

$\beta = \frac{d_p^3 g \Delta \rho}{\mu D}$ qui traduit l'importance du contraste de masse volumique.

Les conclusions que l'on retire de cette étude sont les suivantes :

- L'utilisation d'une équation du type de la diffusion avec un coefficient K constant pour décrire la dispersion longitudinale lors du déplacement miscible dans un massif vertical de deux fluides de masses volumiques et de viscosités différentes s'est révélée satisfaisante en ce que ses conséquences principales sont vérifiées : profil des concentrations en "fonction d'erreur" et croissance de la zone de mélange proportionnellement à la racine carrée de la distance parcourue.

Les faibles déviations constatées par rapport au profil en fonction d'erreur à l'amont et à l'aval de la zone de mélange sont liées à l'existence des contrastes de masse volumique et de viscosité.

- Le dépouillement des données numériques fournies par les expériences effectué à l'aide des nombres sans dimension obtenus par le calcul de similitude montre que :

- Dans le domaine de diffusion moléculaire (valeurs de P_e très faibles), le contraste de viscosité n'a aucun effet.
- Dans le domaine de convection (valeurs de P_e élevées), pour une même valeur de β , la dispersion est d'autant plus forte que le rapport des viscosités M est élevé (K/D croît quand M croît). Le coefficient de dispersion réduit peut d'ailleurs être écrit dans ce domaine sous la forme :

$$\frac{K}{D} = \beta \left(\frac{udp}{D} \right)^{1,2}$$

où β est une fonction de M . Les valeurs de β pour la gamme des valeurs de M étudiée sont précisées. β est une fonction croissante de M et sa croissance est d'autant plus marquée que M est élevé.

- La continuité des comportements observés dans le cas où le déplacement est stable que M soit inférieur ou supérieur à l'unité laisse supposer que la croissance de la zone de mélange résulte de l'existence à l'échelle microscopique de micro-digitations, dues à la texture du milieu poreux et au contraste de viscosité. Tant que, par suite de l'effet de la diffusion moléculaire et du contraste de masse volumique ces micro-digitations sont résorbées ou tout au moins gardent une échelle microscopique, le déplacement reste stable ; le déplacement devient instable dès que ces digitations prennent une échelle macroscopique.

S O M M A I R E

	Pages
SYMBOLES.	
INTRODUCTION	1
I. REVUE BIBLIOGRAPHIQUE	6
I.1) Cas du traceur	6
I.11) Etude qualitative	6
I.12) Etudes théoriques	9
I.121) Théorie statistique de la "diffusion convective"	9
I.122) Etudes par modèles	13
I.123) Autres études	15
I.13) Etudes expérimentales	16
I.2) Cas général	22
I.21) Etudes théoriques	22
I.22) Etudes expérimentales	23
II. CONDITIONS D'ETUDE	26
II.1) Calcul de similitude	26
II.11) Schéma	27
II.12) Développement	27
II.121) Obtention des données dont dépend K	27
II.122) Obtention des grandeurs sans dimension	31
II.123) Signification de ces nombres sans dimension	32
II.124) Explication du choix de ces nombres	33
II.13) Conclusion	35
II.2) Conditions expérimentales	36
II.21) Massifs de milieu poreux	36
II.211) Milieux poreux	36
II.212) Tubes - Embouts	37
II.213) Saturation	37
II.22) Fluides	37
II.221) Caractéristiques des fluides	37
II.222) Caractéristiques des couples	38
II.23) Mesures des concentrations	39
II.231) Réfractométrie	39
II.232) Mesure diélectrique	40
II.24) Appareillage	40
II.25) Conduite et dépouillement d'une expérience	41

III. RESULTATS	42
III.1) Validité de l'équation de la dispersion avec un coefficient K constant	42
III.11) Loi en "fonction d'erreur"	43
III.111) Analyse des résultats	43
III.112) Déviations	44
III.12) Loi de "la racine carrée"	45
III.2) Influence du contraste de viscosité	46
III.21) Variation de K/D en fonction de P_e pour différentes valeurs de \mathcal{M}	48
III.211) Analyse des résultats	54
III.212) Caractérisation des courbes $K/D = f(\frac{u d p}{D})$	55
III.22) Variations de K/D en fonction de \mathcal{M} pour différentes valeurs de P_e	56
III.221) Analyse des résultats	56
III.222) Limite des déplacements stables	57
III.23) Remarques	57
CONCLUSIONS	60
ANNEXE I - OBTENTION DES GRANDEURS SANS DIMENSION	63
ANNEXE II - DIFFUSION MOLECULAIRE	66
1. Rappel sur la notion de coefficient de diffusion moléculaire	66
11. Définition	66
12. Propriétés	66
13. Données de littérature	67
2. Conséquences pour le déplacement miscible	68
21. Modes de définition d'un coefficient de diffusion moléculaire moyen	68
22. Mode d'obtention d'un coefficient de diffusion moyen	69
3. Mesures	70
ANNEXE III - EFFETS DE VISCOSITE	73
1. Digitations	73
2. Influence de la forme de la courbe $\mu(c)$: difficultés lorsque cette courbe n'est pas monotone	76
ANNEXE IV - METHODE DE MESURE DIELECTRIQUE	78
1. Principe	78
2. Influence de la température et de la fréquence	78
3. Réalisations analogues	79
4. Appareillage	80
41. Montage électrique	80
42. Cellule de mesure	80

5. Mesures	82
51. Etalonnage	82
52. Mesure en dynamique	82
53. Reproductivité	82
6. Expériences	83
61. Résultats	83
62. Comparaison avec la mesure au réfractomètre et conclusion	83
BIBLIOGRAPHIE	84
FIGURES H.T. (hors-texte).	

S Y M B O L E S

a	rayon d'un capillaire (TAYLOR-SAFFMAN)	(cm)
$\mathcal{B} = \frac{d_p^3 g \Delta \rho}{\mu D}$	nombre sans dimension traduisant l'importance du contraste de masse volumique	
c	concentration en volume à 20°C	
C	capacité d'une cellule : Farad	
D	coefficient de diffusion moléculaire moyen	(cm ² /s)
D(c)	coefficient de diffusion local	(cm ² /s)
dp	diamètre moyen des particules du milieu poreux	(cm)
Ø	porosité : sans dimension	
e	écartement des électrodes grilles	(cm)
ε	constante diélectrique	
F	taux de transfert	(cm ³ /s)
g	accélération de la pesanteur	(cm/s ²)
k	perméabilité	(darcy)
K	coefficient de dispersion longitudinale	(cm ² /s)
l	longueur d'un capillaire (SAFFMAN)	
L	longueur d'un massif	(cm)
$\mathcal{M} = \frac{\mu_1}{\mu_2}$	nombre sans dimension : rapport des viscosités	
μ_1	viscosité du fluide déplacé	(Poise)
μ_2	viscosité du fluide déplaçant	(Poise)
μ	valeur moyenne de la viscosité pour c = 0,5	
$\mu(c)$	valeur locale de la viscosité	
$\mathcal{P}_e = \frac{u d_p}{D}$	nombre sans dimension : nombre de Peclet	
$\mathcal{R}_e = \frac{u \rho d_p}{\mu}$	nombre de Reynolds	
ρ_1	masse volumique fluide déplacé	(g/cm ³)
ρ_2	masse volumique fluide déplaçant	(g/cm ³)
$\rho(c)$	valeur locale de la masse volumique	
$\Delta \rho = \rho_2 - \rho_1$	différence des masses volumiques	

SYMBOLES (suite)

σ	demi-longueur réduite de la zone de mélange	
t	temps	
$t_{0,5...c}$	instant de passage en un point fixé de la tranche de concentration 0,5...c	(s)
u	vitesse moyenne du déplacement	(cm/s)
x	abscisse d'un point du massif	(cm)
$x_{0,5...c}$	position à un instant fixé de la tranche de concentration 0,5...c	

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

Les écoulements de fluides en milieu poreux posent un ensemble de problèmes tout particuliers à la Mécanique des Fluides.

En effet, la résolution de tout problème de Mécanique des Fluides ressort de l'utilisation,

- des équations générales : Navier-Stokes, continuité,
- des équations spécifiques caractérisant les fluides,
- des différentes conditions initiales et aux limites.

Les écoulements en milieu poreux en tant que problèmes de Mécanique des Fluides devraient être justiciables du même traitement ; or les propriétés mêmes du milieu poreux font qu'il n'en est rien.

Alors que dans la Mécanique des Fluides classique l'expression des conditions aux limites (notamment au contact avec un solide), même si elle est parfois extrêmement complexe, reste toujours possible, il n'en est plus de même quand il s'agit d'un écoulement en milieu poreux.

En effet, il est impossible de préciser les contours internes de la matière solide constituant le milieu poreux et même si cela était, l'extrême complexité de la géométrie des pores rendrait illusoire toute tentative d'exploitation de telles données.

Ces considérations fondamentales ont conduit :

- D'une part à la définition de grandeurs nouvelles non microscopiques susceptibles de caractériser l'aptitude d'un milieu poreux à contenir un fluide : il s'agit de la porosité ; son aptitude à se laisser traverser par un fluide : il s'agit de la perméabilité.

Ces grandeurs sont définies tout d'abord à l'échelle macroscopique sur des échantillons de la taille d'une noix. Ensuite le milieu poreux est traité comme un milieu continu ; porosité et perméabilité deviennent alors des grandeurs locales.

- D'autre part à une expression nouvelle de l'équation de Navier-Stokes à l'aide de ces grandeurs, valable uniquement pour les très faibles valeurs du nombre de Reynolds $R_e < 1$: il s'agit de la loi de Darcy.

L'utilisation de ces grandeurs et de cette loi permet la solution des problèmes de l'écoulement d'un fluide monophasique en milieu poreux.

Lorsque l'on s'intéresse à l'écoulement de deux ou plusieurs fluides on est conduit à prendre en considération les interactions entre fluides et à distinguer deux catégories d'écoulements :

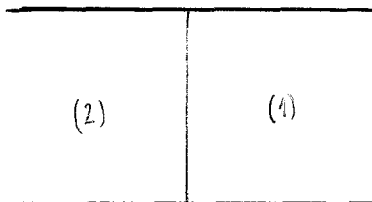
- les écoulements de fluides non miscibles : les phénomènes de surface (propriétés capillaires, tension-interfaciale, angle de contact et mouillabilité) y jouent un rôle capital;
- les écoulements de fluides miscibles en toutes proportions : il n'existe plus de discontinuité au passage d'un fluide à l'autre et tout se passe comme si on était en présence d'un seul fluide dont la masse volumique et la viscosité sont non plus des constantes mais des fonctions de la concentration.

C'est à cette dernière catégorie que se rattache le type particulier d'écoulement que l'on appelle déplacement par fluides miscibles ou d'une façon plus abrégée "Déplacement Miscible".

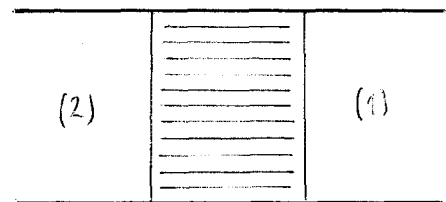
PRINCIPE DU DEPLACEMENT MISCIBLE

On considère un massif de milieu poreux. Ce massif est entièrement saturé par un fluide (1). A l'instant initial on injecte dans le massif un second fluide (2) totalement miscible avec (1). La surface de séparation entre (1) et (2) est tout d'abord nette, puis peu à peu il se forme entre les deux fluides une zone de mélange où la concentration, par exemple en fluide (2), passe de 0 à 1.

L'évolution de cette zone de mélange dépend des propriétés des fluides et du milieu poreux ainsi que des conditions de déplacement.



front
net à t_0



zone de
mélange à $t_0 + \Delta t$

Comme on le constate, le principe de ce type particulier d'écoulement explique le nom de déplacement miscible qui lui a été attribué.

Il est à noter que ce phénomène de mélange est plus connu sous le nom de "Dispersion", et que la contribution des effets de la vitesse au mélange est souvent appelée convection dynamique ou plus simplement convection.

APPLICATIONS PRATIQUES

L'étude des déplacements miscibles intéresse ainsi tous les domaines où se pose le problème de la connaissance de la zone de mélange qui se développe entre deux fluides miscibles en mouvement.

En génie chimique :

Dans les réacteurs continus on est amené à étudier les écoulements de fluides à travers des lits fixes de grains solides. Les phases durant lesquelles il ne se produit pas de transformation chimique sont très souvent des déplacements miscibles, gaz-gaz notamment.

Il est à signaler toutefois que dans ce cas les vitesses d'écoulement sont relativement fortes. On se trouve même parfois en régime turbulent.

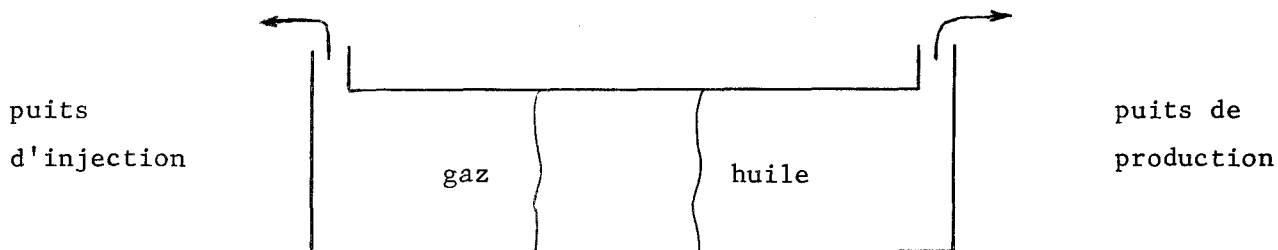
En hydrologie :

La pollution des nappes souterraines d'eau douce par l'eau de mer au voisinage du littoral ainsi que d'une façon générale la propagation des traceurs dans les fluides doivent être rattachées aux déplacements miscibles.

Dans l'industrie pétrolière :

La phase naturelle de production d'un gisement de pétrole résulte d'une simple expansion liquide de l'huile en place. La production correspondant à cette phase représente généralement à peine 10% des réserves en place. On est ainsi conduit à mettre en oeuvre différentes méthodes, dites de récupération secondaire, qui augmentent notablement le taux de récupération final.

Parmi ces méthodes il en est une qui relève des déplacements miscibles et qui consiste à injecter dans le gisement un gaz à haute pression.



Suivant les conditions thermodynamiques (pression, température, compositions) les échanges entre l'huile et le gaz peuvent soit assurer la miscibilité totale tout au long de la zone de transition entre les deux fluides, soit n'assurer la miscibilité que dans une partie de cette zone.

On est d'ailleurs parfois conduit à utiliser un tampon qui peut être soit un mélange dont la composition varie de façon telle qu'elle assure la miscibilité, soit un solvant pour l'huile et le fluide de déplacement (dans ce cas : gaz ou eau).

La connaissance de la zone de mélange qui se développe entre les phases miscibles est alors très importante. En effet :

- elle est nécessaire, dans le cas du tampon pour fixer le volume minimum de solvant qui élimine tout risque de rupture de miscibilité,
- elle détermine le breakthrough ou percée du gaz au puits producteur,
- elle a une influence essentielle sur l'évolution de l'injectivité (rapport du débit injecté à la perte de charge entre le puits injecteur et le puits producteur) dans la phase qui suit la percée du gaz,
- elle contribue à fixer l'instant de fermeture d'un puits producteur dans un gisement homogène dans la mesure où, parmi les conditions de fermeture, il en est toujours une qui porte sur la valeur du rapport gaz-huile.

Les succès pratiques remportés par cette méthode de récupération secondaire et les nombreux problèmes qu'elle soulève expliquent l'importance des travaux que lui a consacrés la recherche pétrolière.

C'est dans ce cadre que s'inscrit l'étude que nous avons menée ; elle concerne en effet l'un des aspects essentiels du déplacement miscible : l'influence du contraste de viscosité.

LIMITES DE L'ETUDE

La complexité de toute étude sur un cas réel, c'est-à-dire déplacement miscible dans un réservoir naturel d'une huile de gisement par un fluide qui lui est totalement miscible résulte de différentes considérations :

- Le milieu poreux est pratiquement toujours hétérogène, que ce soit verticalement ou horizontalement (strates ou zones de caractéristiques différentes).
- Les fluides en présence sont des mélanges complexes dont on ne connaît pas les propriétés de diffusion. Ils sont aussi compressibles et leur compressibilité est liée à la pression.
- Les conditions de déplacement si elles sont presque toujours du type, débit injecté constant, n'impliquent pratiquement jamais un débit produit égal au débit injecté.

Cette complexité conduit tout naturellement à introduire différentes hypothèses simplificatrices concernant aussi bien le gisement et les fluides que les conditions de déplacement. C'est ce qui permet de déterminer l'influence de certains paramètres (vitesse de déplacement, coefficient de diffusion moléculaire, rapport des viscosités) dont l'importance ressort des essais effectués tant en laboratoire que sur champ.

C'est ainsi, que dans un premier stade, les études ont porté essentiellement sur les cas où les fluides en déplacement ont même masse volumique et même viscosité dynamique, le milieu poreux étant totalement homogène.

On peut dire que les études tant théoriques qu'expérimentales dont ce cas a fait l'objet, ont conduit à une description satisfaisante de ce type de déplacement miscible.

Dans un second stade et c'est là que se situe le travail qui suit, on s'intéresse au cas du déplacement en milieu homogène de deux fluides de masses volumiques et de viscosités dynamiques différentes.

L'existence du contraste de viscosité joue alors un rôle essentiel ; elle est à l'origine notamment de l'apparition dans certaines conditions, de digitations (cf. Annexe III) qui changent complètement le processus de croissance de la zone de mélange.

Nous nous limiterons cependant aux déplacements dits stables, c'est-à-dire sans digitations, et nous étudierons dans le cas du déplacement unidimensionnel l'influence du contraste de viscosité.

CHAPITRE I

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

La plus grande partie des travaux consacrés à l'étude des déplacements par fluides miscibles ou, d'une façon plus générale, aux problèmes d'écoulement de fluides miscibles en milieu poreux, concerne le cas dit du "Traceur"*, c'est-à-dire celui où les fluides en présence ont même masse volumique et même viscosité dynamique.

I.1) CAS DU TRACEUR

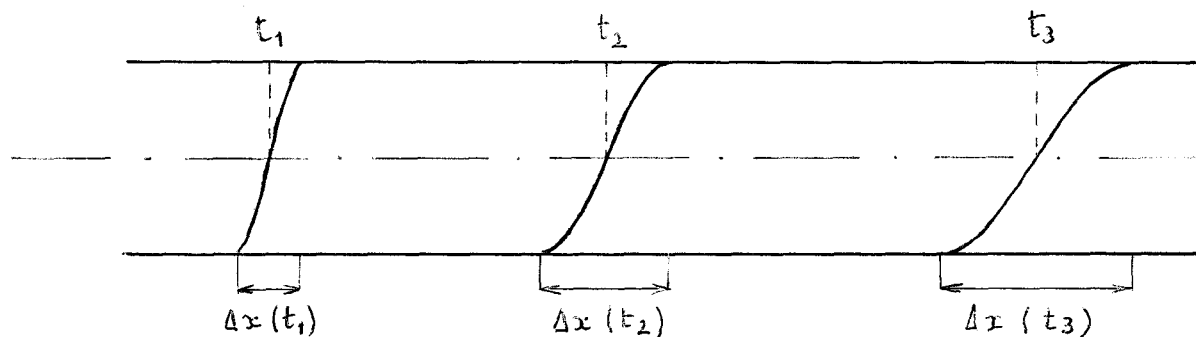
Le fait que l'on ait affaire en définitive dans ce cas là à l'écoulement d'un fluide homogène facilite l'approche théorique du problème.

Avant de présenter les résultats des différentes études dont ce cas a fait l'objet, tant sur le plan théorique que sur le plan expérimental, nous allons faire une brève étude qualitative qui permettra de préciser la contribution des différents paramètres à l'évolution de la zone de mélange qui se développe au cours des déplacements par fluides miscibles.

I.11) E t u d e q u a l i t a t i v e

Un massif de milieu poreux est saturé par un fluide (1). A l'instant $t = 0$ on injecte un fluide (2) à vitesse constante. Il se forme entre les fluides (1) et (2) une zone de mélange dont l'importance croît au cours du temps.

*) On appelle ce cas, cas du "Traceur", pour la raison suivante : Comme il n'existe pas de fluides qui aient exactement la même masse volumique et la même viscosité dynamique on utilise un artifice qui consiste à ajouter à un même fluide un traceur à des concentrations faibles et très voisines, ce qui fait que les propriétés des fluides obtenus sont pratiquement identiques.



Trois facteurs contribuent essentiellement à la formation et à la croissance de cette zone, ce sont :

- la vitesse du déplacement
- la diffusion moléculaire entre les deux fluides
- la texture du milieu poreux.

Ces trois facteurs n'agissent pas de façon indépendante : la dispersion de l'un des fluides dans l'autre, c'est-à-dire le phénomène de mélange résulte de la combinaison de ces facteurs à l'échelle de un ou de plusieurs pores.

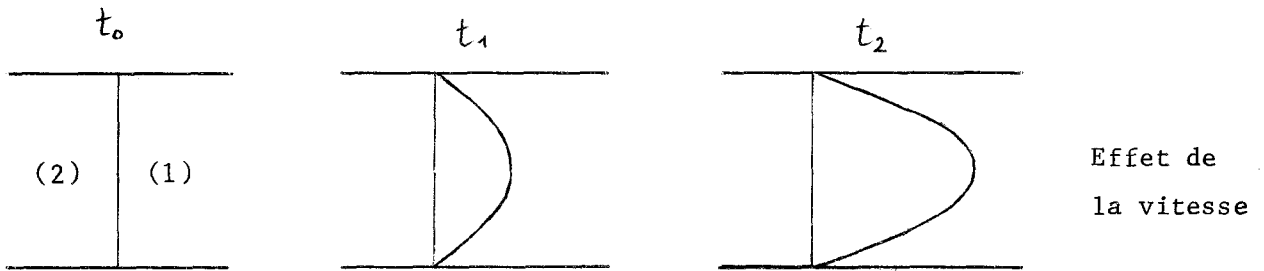
Il est intéressant de faire appel à deux modèles classiques de milieu poreux, ceux-là mêmes qui ont servi de base à l'établissement des premières théories du déplacement miscible, pour rendre compte des effets de ces différents facteurs.

Le premier modèle et le plus simple - tube capillaire de rayon constant - permet de faire ressortir la combinaison des effets de la vitesse et de la diffusion moléculaire, la vitesse ayant essentiellement pour effet de déformer la surface de séparation entre les deux fluides tandis que la diffusion moléculaire tend à réduire le gradient de concentration suivant la normale à cette surface.

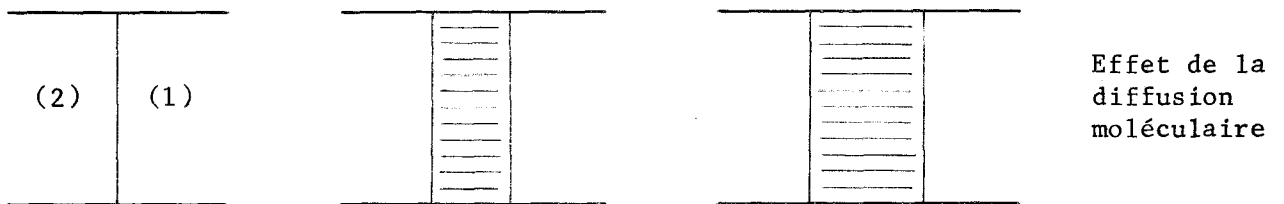
En l'absence de diffusion moléculaire, la surface de séparation qui était plane à l'instant initial prend une forme parabolique du fait de la forme du profil des vitesses qui obéit à la loi de Poiseuille,

$$u(r) = U_{\max} \left(1 - \frac{r^2}{a^2} \right)$$

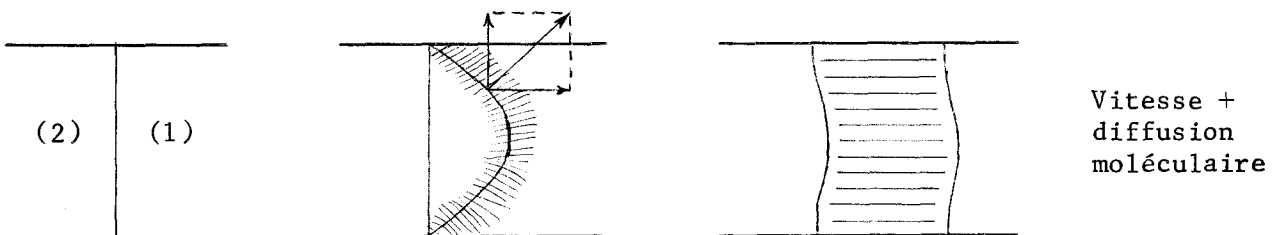
$$\text{avec } U_{\max} = 2 U_{\text{moy}}.$$



En l'absence de déplacement l'action de la diffusion moléculaire se traduit par la formation d'une zone de mélange qui s'allonge au cours du temps dans le sens normal à la surface de séparation.



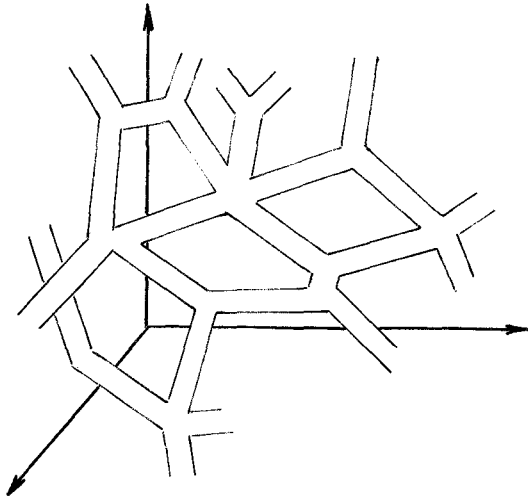
Dans le cas du déplacement avec diffusion moléculaire on peut schématiser l'effet de cette diffusion en décomposant son action - normale à la surface parabolique - suivant les directions longitudinale et transversale. Dans le sens longitudinal la diffusion moléculaire allonge la zone de mélange; dans le sens transversal elle tend à égaliser les concentrations dans une tranche donnée.



En définitive il se forme une zone de mélange où la répartition des concentrations est unidimensionnelle et dont la croissance est due à l'action combinée de la diffusion moléculaire et de la vitesse.

Le second modèle - réseau de capillaires identiques orientés au hasard - permet de rendre compte de l'un des aspects de la texture du milieu poreux. En effet du fait de cette texture il se produit un autre genre de mélange

dû à la rencontre, aux noeuds du réseau, de particules de fluides venant de capillaires différents et dont les trajectoires ont été plus ou moins sinueuses. C'est là un des effets de la texture du milieu, qui est lié essentiellement aux changements de direction du vecteur vitesse.



Ces deux modèles de milieu poreux permettent une assez bonne description du processus de dispersion. Il faut cependant ajouter que dans le milieu poreux la forme des pores et leurs dimensions sont à l'origine de changements de module du vecteur vitesse ce qui constitue un mode supplémentaire de mélange.

Cette étude qualitative laisse dès à présent pressentir l'existence pour un milieu donné de différents régimes de mélange et ce, suivant la valeur de la vitesse du déplacement.

Pour des vitesses très faibles le mélange dû à la diffusion moléculaire, modifiée par la présence du milieu poreux, sera prépondérant.

Pour des vitesses relativement élevées le mélange dû à l'effet de la vitesse sera prépondérant.

Entre ces deux régimes extrêmes se trouvera un régime de transition où les effets de la diffusion et de la vitesse sont comparables.

I.12) E t u d e s t h é o r i q u e s

Les études les plus importantes sont d'une part, la théorie statistique de la "diffusion convective" et d'autre part, les études directes effectuées sur modèle théorique de milieu poreux.

I.121) Théorie statistique de la "diffusion convective"

Il peut paraître paradoxal de vouloir appliquer à un tel problème les méthodes de la mécanique statistique. En effet, si on se place à l'échelle d'une portion de milieu poreux, le problème est entièrement résolu par les équations du mouvement (Navier-Stokes, continuité) auxquelles viennent se joindre l'équation de la diffusion et les conditions aux limites.

Aussi l'idée fondamentale de (A.E.) SCHEIDEGGER (réf. 1) est-elle de considérer, non pas une portion de milieu poreux, mais un ensemble de portions semblables qui aient les mêmes propriétés macroscopiques. Il est alors possible de définir des moyennes sur cet ensemble et, c'est à ces moyennes que l'on applique un traitement statistique.

La théorie statistique se base essentiellement sur les hypothèses suivantes :

- Le milieu poreux est totalement désordonné ; il est cependant isotrope et statistiquement homogène.
- Les forces extérieures qui s'exercent sur le fluide sont homogènes et indépendantes du temps.
- Les différentes parties d'une portion sont macroscopiquement identiques, ce qui signifie qu'une particule de fluide avançant dans le milieu poreux rencontre le même ensemble de probabilités de déplacement en tous les points de son cheminement. Compte tenu des deux précédentes hypothèses, cela implique que si l'on considère la moyenne des déplacements d'une particule P_1 pendant des intervalles de temps successifs égaux à τ , $\Delta x_1(t_0, t_0 + \tau)$, $\Delta x_1(t_0 + \tau, t_0 + 2\tau)$, ... et la moyenne des déplacements de l'ensemble des particules $P_2, P_3 \dots P_i \dots$ pendant le même intervalle de temps, $\Delta x_2(t_0, t_0 + \tau) \dots \Delta x_i(t_0, t_0 + \tau)$, ces deux moyennes sont égales. C'est ce que l'on appelle hypothèse d'ergodicité.

Plaçons-nous dans le cas qui nous intéresse, c'est-à-dire d'un déplacement unidirectionnel à vitesse constante u .

Considérons une particule située à l'instant $t = 0$ à l'origine ; soit $p(x, y, z) dx dy dz$ la probabilité pour que cette particule se trouve à l'instant t dans le parallélépipède $[(x, x+dx), (y, y+dy), (z, z+dz)]$.

Si le temps t est assez grand on peut le partager en N intervalles de temps égaux τ de sorte que

$$t = N\tau$$

Les déplacements de la particule pendant les intervalles de temps successifs τ étant indépendants, la loi de probabilité du déplacement total tend, lorsque N augmente indéfiniment, vers une loi normale.

On montre que l'on est ainsi conduit pour $p(x, y, z, t)$ à une expression de la forme :

$$p(x, y, z, t) = \frac{1}{8\pi K_T t \sqrt{K_L t}} \exp \left[-\frac{(x-ut)^2}{4 K_L t} - \frac{(y^2+z^2)}{4 K_T t} \right] \quad (1)$$

K_L est appelé coefficient de dispersion longitudinale

K_T est appelé coefficient de dispersion transversale

u vitesse moyenne.

Le problème se trouve ainsi complètement résolu. En effet, si à l'instant $t = 0$ il y a, à l'origine, une quantité unité de fluide (1), tout le reste de l'espace étant occupé par du fluide (2), $p(x,y,z,t)$ est tout simplement la concentration c en fluide (1) à l'instant t au point (x,y,z) .

Si la répartition des concentrations à l'instant initial est quelconque, soit par exemple donnée par une fonction $c_0(x,y,z)$, on obtiendra par application du principe de superposition la concentration en tout point soit :

$$c(x,y,z,t) = \iiint_{\text{espace}} c_0(\xi, \eta, \zeta) p(x-\xi, y-\eta, z-\zeta) d\xi d\eta d\zeta$$

On vérifie immédiatement que cette expression est solution de l'équation aux dérivées partielles suivantes :

$$K_L \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + K_T \left(\frac{\partial^2 c}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} \right) - u \frac{\partial c}{\partial x} = \frac{\partial c}{\partial t} \quad (2)$$

Inversement la solution unique de cette équation correspondant à la condition initiale $c = c_0(x,y,z)$ pour $t = 0$ est l'expression (1).

Notons que si l'on fait le changement de variables

$$\begin{cases} x' = x - ut \\ t' = t ; \quad y' = y ; \quad z' = z \end{cases}$$

ce qui revient à se placer dans un repère en translation à la vitesse u , l'équation devient :

$$K_L \frac{\partial^2 c}{\partial x'^2} + K_T \left(\frac{\partial^2 c}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial z'^2} \right) = \frac{\partial c}{\partial t'} \quad (2')$$

On retrouve là une équation classique du type de la diffusion (ou de la chaleur) avec deux coefficients K_L et K_T qui dépendent uniquement de la géométrie du milieu poreux et de la vitesse du déplacement :

$$K_L = f(u, \text{milieu poreux}).$$

Si l'on considère des milieux poreux qui ont la même forme de pores, qui sont donc entièrement définis dès que l'on se donne une longueur caractéristique des pores, soit ℓ on a alors :

$$K_L = f(u, \ell, \text{morphologie du milieu})$$

d'où par raisonnement de similitude :

$$\frac{K_L}{u\ell} = f(\text{morphologie du milieu})$$

Il en est de même pour K_T .

Ce qui signifie que pour un ensemble de milieux poreux homothétiques (ou de même morphologie) le coefficient de dispersion K est proportionnel à la vitesse u et à l longueur caractéristique des pores.

La théorie que l'on vient de présenter est extrêmement séduisante. Elle contient cependant une assez grosse lacune car elle ne fait aucune place à la diffusion moléculaire ; or, les études expérimentales le prouvent, la diffusion moléculaire joue un rôle essentiel : elle intervient directement dans le processus de mélange qui résulte de l'interaction de ses effets et de ceux de la vitesse et elle prend une part d'autant plus importante à l'allongement de la zone de mélange que la vitesse est plus faible. Il ne saurait donc être question de la négliger.

On tient compte de la diffusion moléculaire en supposant que la loi de probabilité des déplacements d'une particule dépend non seulement de la géométrie du milieu poreux mais aussi de la diffusion moléculaire.

L'équation de la dispersion :

$$K_L \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + K_T \left(\frac{\partial^2 c}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} \right) - u \frac{\partial c}{\partial x} = \frac{\partial c}{\partial t} \quad (2)$$

décrit toujours le phénomène.

Mais si on suppose la diffusion moléculaire traduite par un coefficient D constant on aura :

$$K_L = f(u, l, D, \text{morphologie})$$

d'où par raisonnement de similitude :

$$\frac{K_L}{D} = f\left(\frac{ul}{D}, \text{morphologie}\right)$$

et de même pour K_T .

On constate qu'il est nécessaire de se fixer une morphologie afin de pouvoir déterminer complètement la relation :

$$\frac{K}{D} = f\left(\frac{ul}{D}\right)$$

c'est là le résultat fondamental auquel conduit la théorie statistique lorsqu'on tient compte de la diffusion moléculaire.

Il est intéressant de confronter les résultats que donne cette approche statistique avec ceux qui ressortent de l'étude du déplacement miscible effectuée directement sur des modèles de milieu poreux plus ou moins complexes, notamment ceux que nous avons utilisés pour présenter le mécanisme de la dispersion lors de l'étude qualitative.

I.122) Etudes par modèles

Les résultats obtenus dans ces études concordent avec ceux qui ressortent de la théorie statistique. Ils conduisent à la définition d'un coefficient de dispersion K_L dont l'expression dépend des différentes hypothèses faites, notamment sur la structure du milieu poreux et sur les conditions de déplacement.

I.122.1) Tube capillaire

TAYLOR (réf. 2,3) étudie le déplacement miscible dans un tube rectiligne capillaire cylindrique de section circulaire.

Si on considère un tel déplacement, nous avons vu dans l'étude qualitative (en I.11) que sous l'effet de la diffusion moléculaire la concentration tend à s'égaliser dans une tranche d'abscisse donnée.

Si on appelle c_m la concentration moyenne à une abscisse x du capillaire, TAYLOR montre que cette concentration obéit à l'équation de la dispersion, c'est-à-dire :

$$K_L \frac{\partial^2 c_m}{\partial x^2} - u \frac{\partial c_m}{\partial x} = \frac{\partial c_m}{\partial t}$$

où le coefficient de dispersion K_L est égal à

$$K_L = \frac{1}{48} \frac{a^2 u^2}{D}$$

a étant le rayon du capillaire.

ARIS (réf. 4) a généralisé les résultats obtenus par TAYLOR au cas de l'écoulement dans un capillaire de section quelconque. Il montre que l'équation de la dispersion est toujours valable le coefficient K_L ayant pour expression :

$$K_L = D + \alpha \frac{a^2 u^2}{D}$$

α étant un coefficient sans dimension qui dépend de la forme de la section du tube (pour une section circulaire on a $\alpha = \frac{1}{48}$ ce qui recoupe le résultat de TAYLOR).

Il est à noter que cette expression diffère toutefois de celle de TAYLOR par un terme D , ce qui correspond au fait que TAYLOR avait négligé la contribution de la diffusion moléculaire à l'allongement de la zone de mélange.

Il est à noter aussi que la structure du coefficient K_L est conforme à ce que laissait prévoir le raisonnement de similitude. On a en effet :

$$\frac{K}{D} = f\left(\frac{au}{D}\right) = 1 + \alpha \left(\frac{au}{D}\right)^2$$

I.122.2) Réseau de capillaires

G. de JOSSELINE de JONG et P.G. SAFFMAN ont étudié le déplacement miscible sur des modèles beaucoup plus complexes que le tube capillaire.

Le modèle utilisé par G. de JOSSELINE de JONG (réf. 5) est constitué par un réseau de canaux reliés entre eux conformément à la figure ci-après. Les canaux sont orientés au hasard mais ils sont uniformément distribués dans toutes les directions.

On suppose aussi que le gradient de pression dans chaque canal est proportionnel à $\cos \theta$, θ étant l'angle entre la direction du canal et celle de l'écoulement.

On aboutit pour K_L à une expression de la forme :

$$K_L = \frac{1}{6} u l \left(\lambda + \frac{3}{4} - \log \gamma \right)$$

avec λ racine de :

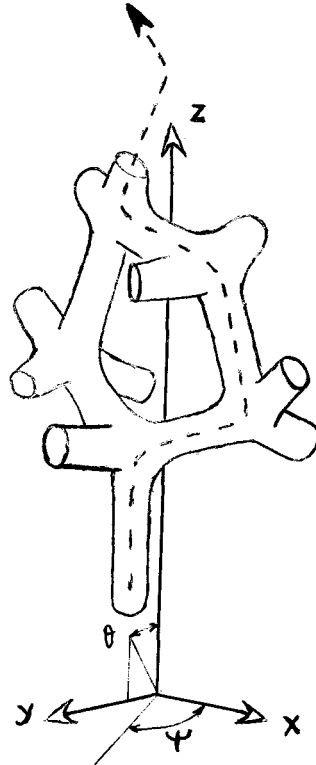
$$2 N \left(\lambda - \frac{3}{2} - \log \gamma \right) = e^{2\lambda}$$

où :

N est le nombre de canaux parcourus par la particule

γ est la constante d'Euler.

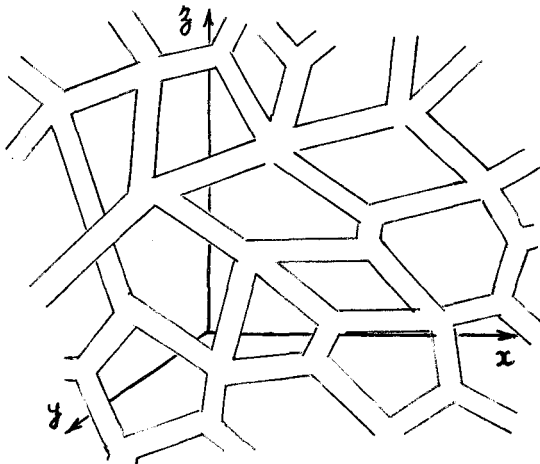
Le modèle utilisé par P.G. SAFFMAN (réf. 6) est un assemblage de tubes capillaires rectilignes orientés au hasard. La trajectoire d'une particule est constituée par une succession de pas rectilignes, chaque



pas correspondant à un passage, à travers un pore rectiligne, de durée et d'orientation variables.

On suppose ainsi que le milieu est statistiquement homogène et isotrope, et que la vitesse moyenne ou le gradient de pression moyen est constant et unidirectionnel.

Dans une première approche (réf. 6) il néglige l'effet de la diffusion moléculaire par



rapport à celui de la vitesse comme G. de JOSSELIN de JONG, et aboutit à l'expression suivante pour K_L :

$$K_L = \frac{1}{2T} (x-ut)^2 = \frac{1}{2} u l S^2$$

avec

$$\begin{cases} S^2 = \frac{1}{3} \log \frac{3 u t_o}{l} - \frac{1}{12} & \text{si } \frac{u t_o / l}{n^{1/2} (\log 3 u t_o / l)^{1/2}} \ll 1 \\ S^2 = \frac{1}{6} \log \frac{27 u t}{2 l} & \text{si } \log n^{1/2} \gg 1 \quad \frac{3 u t_o / l}{n^{1/2} (\log n^{1/2})^{1/2}} \gg 1 \end{cases}$$

avec n nombre de pas

$$t_o = l^2 / 2D$$

D coefficient de diffusion moléculaire.

Dans un deuxième travail (réf. 7) il se place dans des conditions où les effets de la vitesse et de la diffusion moléculaire sont comparables, il donne alors de K_L l'expression suivante :

$$K_L = \frac{D}{3} + \frac{3}{80} \frac{a^2 u^2}{D} + \frac{l^2 u^2}{4} \int_0^1 (3 z^2 - 1)^2 \frac{A \coth A - 1}{B A^2} \cdot dz$$

où

$$A = \frac{3 u l z}{2 B} \quad \text{et} \quad B = D + \frac{3 a^2 u^2 z^2}{16 D}$$

le premier terme correspondant à l'effet de la diffusion moléculaire

le second terme correspondant à l'effet de la vitesse

le troisième terme correspondant à l'interaction des deux premiers effets.

I.123) Autres études

- ARIS et AMUNDSON (réf. 8) ont étudié la dispersion dans des cellules de mélange d'égal volume reliées en série par des connexions de volume négligeable. Ils aboutissent à l'expression suivante pour la concentration dans chaque cellule pour un grand nombre de cellules :

$$c_n = 1 - e^{-qt/v} \left[\sum_{p=1}^{p=n} \frac{(qt/v)^p}{p!} + 1 \right]$$

c_n concentration dans la $n^{i\text{ème}}$ cellule

q débit

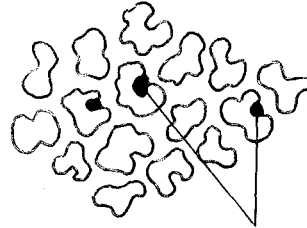
v volume de chaque cellule.

Cette distribution des concentrations tend asymptotiquement vers une loi normale lorsque le nombre des cellules augmente indéfiniment.

- H.A. DEANS et L. LAPIDUS (réf. 9) introduisent la notion de poche stagnante liée selon eux à l'existence de volumes morts qui seraient drainés beaucoup plus lentement que le reste du volume poreux. L'équation de la dispersion reprise par COATS et SMITH (réf. 10) devient alors :

$$K \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} - u \frac{\partial c}{\partial x} = f \frac{\partial c}{\partial t} + (1-f) \frac{\partial c^*}{\partial t}$$

$$(1-f) \frac{\partial c^*}{\partial t} = E (c - c^*)$$



Volumes morts

où

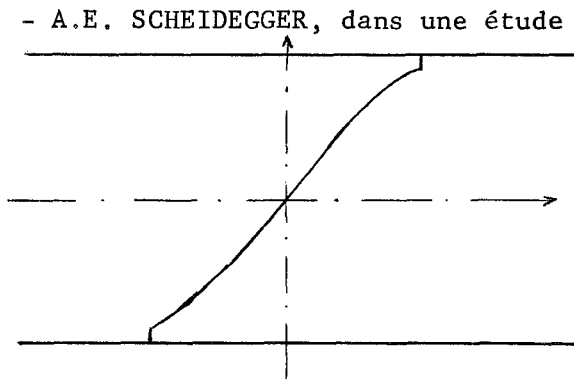
c concentration dans le fluide mobile

c^* concentration dans le fluide stagnant

f fraction du volume poreux occupé par le fluide mobile

E constante de transfert.

Cette équation qui, par rapport à l'équation de la dispersion fait appel à deux paramètres supplémentaires (f et E) permet de rendre compte dans certains cas d'écarts constatés par rapport à la solution de l'équation de la dispersion classique.



- A.E. SCHEIDEGGER, dans une étude (réf. 11) postérieure à celle qui a été citée précédemment, a proposé un modèle statistique avec autocorrélation des vitesses. Un tel modèle conduit à une équation du type des télégraphistes dont la solution, pour les conditions aux limites classiquement adoptées, n'est pas conforme aux résultats observés dans la réalité.

I.13) Etudes expérimentales

Il existe de très nombreuses études expérimentales. Nous ne citerons que les principales. Elles ont conduit d'une part à vérifier la validité de l'équation de la dispersion et d'autre part à préciser l'influence de chaque paramètre sur le coefficient de dispersion.

Afin de pouvoir confronter résultats expérimentaux et résultats théoriques, il est nécessaire de préciser tout au moins brièvement les conséquences de l'adoption d'une équation de la dispersion pour ce qui est du profil des concentrations et de son évolution. Elles sont au nombre de deux :

TABLEAU 1

Cas du traceur : Principales études théoriques

Etude	Modèle	Résultats	Observations
SCHEIDEGGER (réf. 1)	Milieu poreux réel processus de marche au hasard	Equation de la dispersion $K \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} - u \frac{\partial c}{\partial x} = \frac{\partial c}{\partial t}$	Diffusion moléculaire complètement négligée.
TAYLOR (réf. 2,3) ARIS (réf. 4)	Tube capillaire recti- ligne de dimension caractéristique a	idem avec $\frac{K}{D} = 1 + \alpha \left(\frac{au}{D}\right)^2$	Tient compte du rôle physique de la diffusion moléculaire et de sa contribution à la dispersion. " "
SAFFMAN (réf. 6,7)	Réseau de capillaires (longueur l , rayon a) orientés au hasard	idem avec $\frac{K}{D} = \frac{1}{3} + f \left(\frac{au}{D}, \frac{l}{a}\right)$	
ARIS AMUNDSON (réf. 8)	Cellules de mélange reliées en série	Distribution des concen- trations asymptotique- ment normale	Diffusion moléculaire négligée.
COATS-SMITH (réf.10)	Existence de volumes morts de concentration c^*	$K \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} - u \frac{\partial c}{\partial x} = f \frac{\partial c}{\partial t} + (1-f) \frac{\partial c^*}{\partial t}$ $(1-f) \frac{\partial c^*}{\partial t} = E (c - c^*)$	Expliquerait les dévia- tions par rapport à la fonction d'erreur.

l'une que l'on appelle la "loi en fonction d'erreur" et l'autre la "loi de la racine carrée".

La "loi en fonction d'erreur" traduit tout simplement le fait que pour les conditions aux limites que l'on s'impose généralement (échelon unité à l'entrée du massif) la solution de l'équation de la dispersion est :

$$c = \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \frac{x - ut}{2\sqrt{Kt}} \right]$$

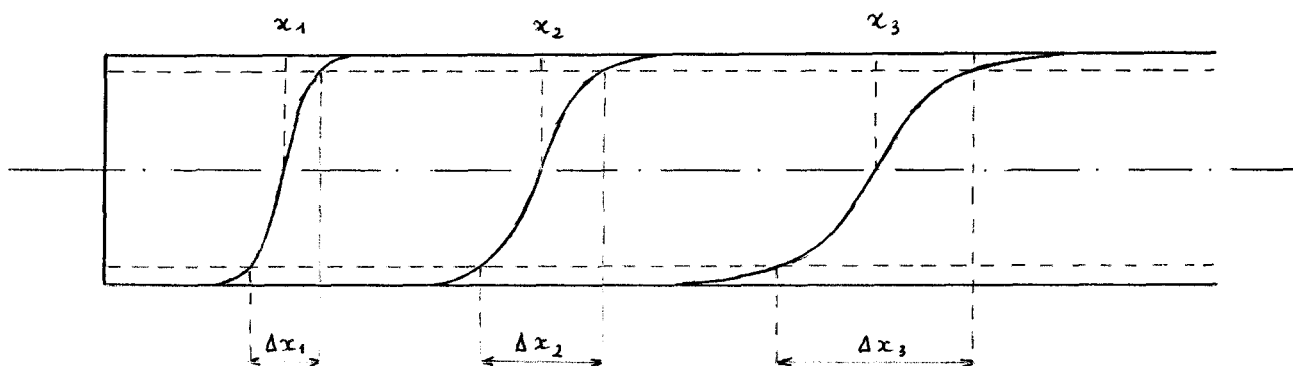
avec :

$$\operatorname{erf} z = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-y^2} dy$$

Cette solution correspond au profil classique en S symétrique par rapport au point de concentration 0,5 dont le tracé en coordonnées galtoniennes donne une droite.

La "loi de la racine carrée" traduit une propriété de la zone de mélange. Si on appelle longueur de la zone de mélange soit $[\Delta x]_{c_1}^{1-c_1}$ la distance comprise entre les points de concentration c_1 et $1-c_1$ on peut facilement montrer que cette longueur est proportionnelle à la racine carrée de la distance parcourue par le point de concentration 0,5:

$$[\Delta x]_{c_1}^{1-c_1} \sim \sqrt{x_{0,5}}$$



En ce qui concerne les expériences on doit citer d'une part les expériences effectuées sur capillaires et d'autre part celles qui ont été effectuées sur milieu poreux.

Parmi les expériences effectuées sur capillaires il faut citer celles de Sir Geoffrey TAYLOR (réf. 2,3), de J.J. Van DEEMTER et coll. (réf. 12), de R.J. BLACKWELL (réf. 13). Elles ont pleinement confirmé la validité de

l'étude de Sir Geoffrey TAYLOR, tant pour ce qui est de la loi en fonction d'erreur que pour la loi de la racine carrée. Sir Geoffrey TAYLOR a même proposé une méthode de mesure du coefficient de diffusion moléculaire à partir de déplacements miscibles effectués à grande vitesse dans un capillaire, en effet :

$$K = D + \frac{a^2 u^2}{48 D}$$

si u est très grand on a

$$K \approx \frac{a^2 u^2}{48 D} \quad \text{d'où} \quad D = \frac{a^2 u^2}{48 K} .$$



Le résultat - K proportionnel au carré de la vitesse pour les fortes valeurs de u - a été retrouvé par BLACKWELL (réf. 13).

Les expériences effectuées sur milieu poreux sont extrêmement nombreuses. Nous ne citerons que les principales (réf. 14 à 28).

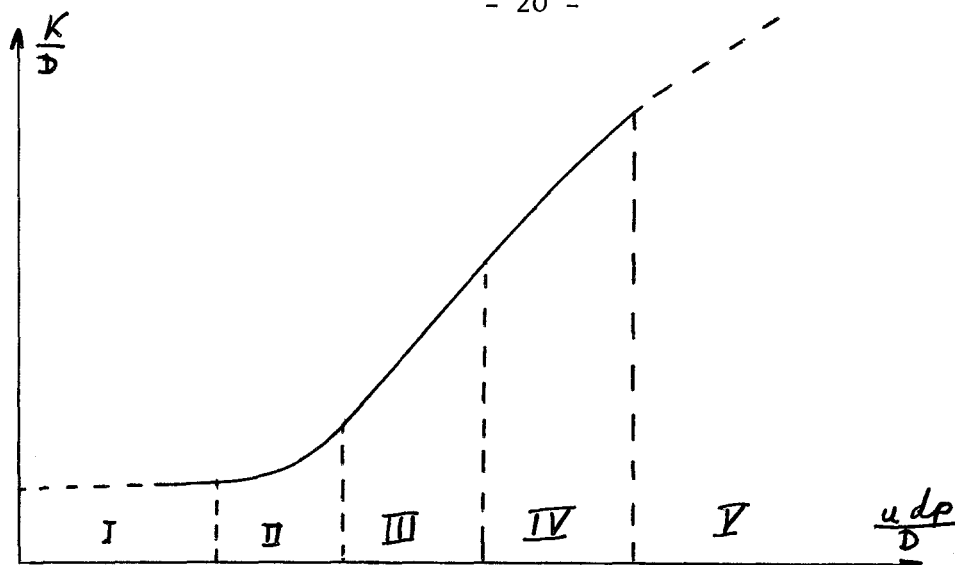
En ce qui concerne la "loi en fonction d'erreur" tous les expérimentateurs s'accordent pour la trouver bien vérifiée. On note parfois de très légères déviations par rapport au profil en fonction d'erreur parfait mais ces déviations sont si minimes qu'on est en droit de douter de leur existence physique. Nous avons cité plus haut (en I.123) un modèle qui permet d'en rendre compte à l'aide de la notion de "poche stagnante" mais cette notion paraît peu applicable au cas de milieux poreux homogènes où il y a très peu de possibilités de formation de pores en cul-de-sac.

En ce qui concerne la "loi de la racine carrée" la plupart des auteurs la trouvent vérifiée notamment H.A. KOCH et R.L. SLOBOD (réf. 14) et BLACKWELL (réf. 15).

Ces résultats montrent que l'utilisation d'un coefficient de dispersion K pour caractériser le déplacement miscible est légitime. Il convient à présent de préciser la façon dont ce coefficient dépend des différents paramètres, c'est-à-dire u , dp et D .

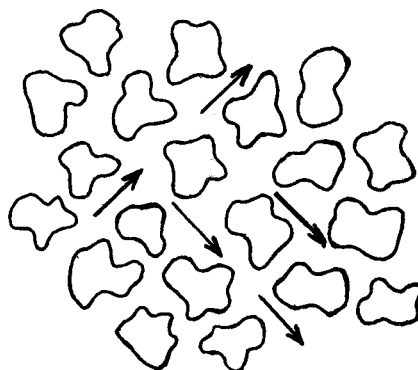
En dehors de l'étude de L.L. HANDY (réf. 16) qui affirme que la diffusion moléculaire a un rôle négligeable et celle de H.A. KOCH et R.L. SLOBOD qui soutient que la vitesse n'a aucun effet sur la longueur de la zone de mélange, toutes les autres études s'accordent pour dire que les trois paramètres jouent tous un rôle important.

Les données expérimentales d'un très grand nombre d'expériences (réf. 17 à 23) ont été groupées par PFANNKUCH (réf. 29) sous la forme adimensionnelle suivante $\frac{K}{D} = f\left(\frac{udp}{D}\right)$ présentation suggérée par BLACKWELL (réf. 15) et qui ressort d'un calcul de similitude. La figure ci-après donne le tracé en diagramme log-log de la courbe correspondante.



On distingue 5 domaines : I, II, III, IV, V.

- Le domaine I où le mélange est dû uniquement à la diffusion moléculaire. Il est à remarquer cependant que K est inférieur à D (K/D est de l'ordre de 0,7). On peut trouver une explication à cette valeur dans le fait que, selon CARMAN (réf. 30), le fluide doit se déplacer en moyenne à environ 45° par rapport à la direction de l'écoulement, ce qui entraîne que, lorsque le fluide parcourt une distance L il a en fait parcouru $\frac{L}{\sqrt{2}}$ dans le sens de l'écoulement d'où une valeur pour $\frac{K}{D}$ de $\frac{1}{\sqrt{2}} = 0,707$. Cette explication semble relativement satisfaisante pour les milieux poreux non consolidés. Il existe une autre interprétation basée sur l'analogie entre la diffusion et la conductivité électrique dans les milieux poreux. On montre facilement que la diffusion dans un milieu poreux est reliée au facteur de formation par :



$$\frac{K}{D} = \frac{1}{F \phi}$$

où F facteur de formation : rapport de la conductivité du fluide seul à la conductivité du milieu poreux saturé par ce fluide,

ϕ porosité.

Il est à noter que la valeur de $\frac{K}{D}$ obtenue pour $u = 0$ dans la formule de SAFFMAN (réf. 7) soit $\frac{1}{3}$ est tout-à-fait différente. SAFFMAN corrige son modèle en adoptant la valeur expérimentale de K

- Le domaine II où les effets dûs à la vitesse et ceux de la diffusion moléculaire sont du même ordre de grandeur ce qui fait de ce domaine un domaine de transition.

- Le domaine III où le mélange est dû essentiellement à l'effet de la vitesse. La partie correspondante de la courbe est une droite de pente environ 1,2. Dans ce domaine l'épaisseur de la zone de mélange due à la diffusion moléculaire est négligeable par rapport à celle qui est due à la vitesse. Il ne faut cependant pas négliger le rôle de la diffusion moléculaire. En effet elle contribue à réduire les différentes de concentration dans la direction de l'écoulement et tend donc à réduire l'importance du mélange.

- Le domaine IV où le rôle de la diffusion moléculaire devient négligeable. Le coefficient de dispersion K ne dépend plus de D. On a alors (conformément au raisonnement de similitude) :

$$\frac{K}{udp} = \text{constante.}$$

C'est ce qui correspond à la partie rectiligne de pente égale à l'unité sur le diagramme logarithmique.

- Le domaine V enfin où les effets d'inertie ne sont plus négligeables.

D'une façon générale on peut résumer tous ces résultats en disant que la relation $\frac{K}{D} = f\left(\frac{udp}{D}\right)$ prévue par le raisonnement de similitude est de la forme :

$$\frac{K}{D} = \alpha + \beta \left(\frac{udp}{D}\right)^m$$

avec

$$1 \leq m < 2$$

$m=1$ d'après P. RAIMONDI et coll. (réf. 20)

$m=1,083$; $1,107$ d'après D.R.F. HARLEMAN et R.R.Jr RUMER (réf. 28)

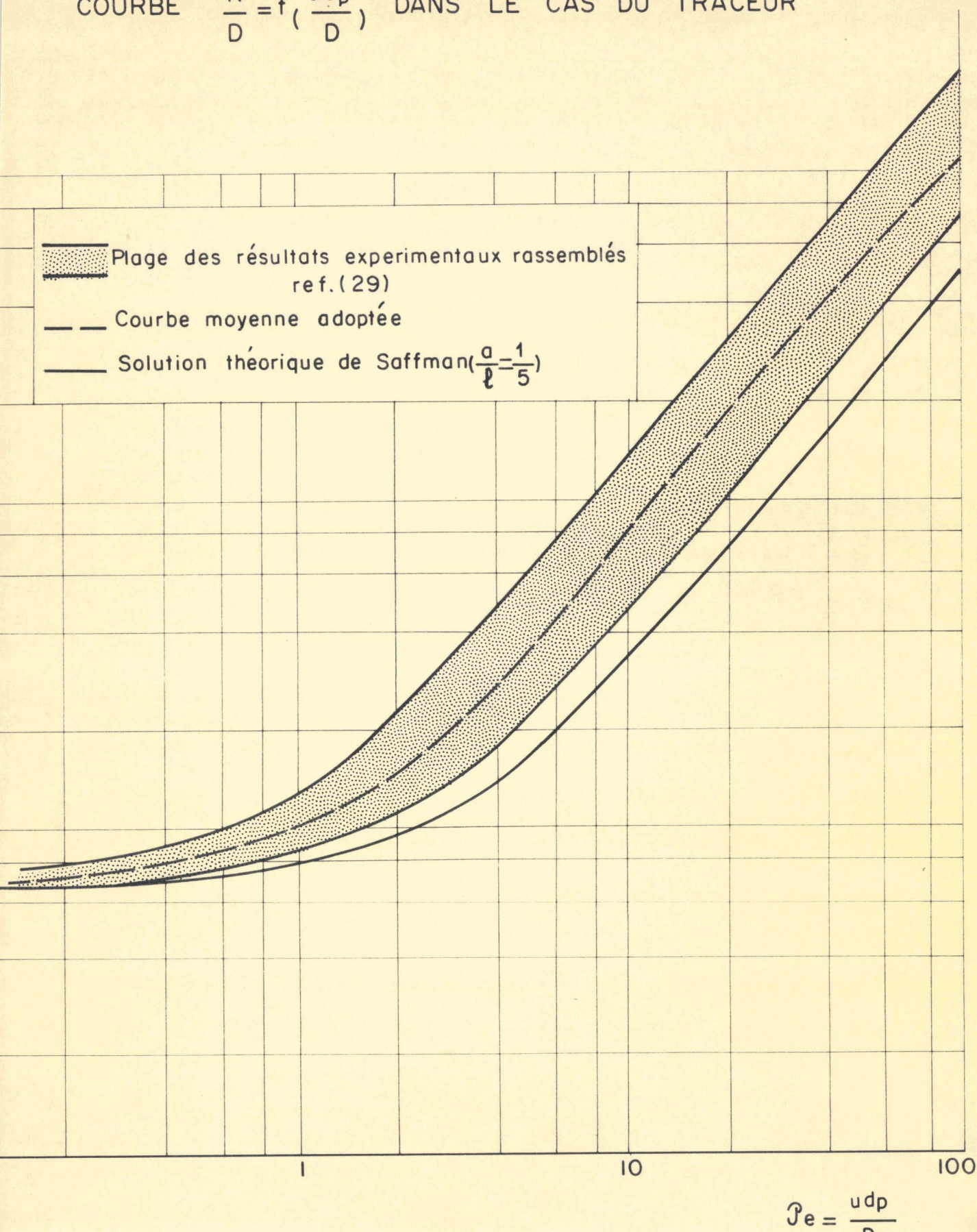
$m=1,2$ d'après T.K. PERKINS et O.C. JOHNSTON (réf. 31).

On constate que les valeurs de m sont toujours nettement inférieures à 2, valeur obtenue pour les tubes capillaires. L'extension directe au milieu poreux de résultats obtenus avec des tubes capillaires n'est donc pas possible. Si le tube capillaire est un modèle satisfaisant pour approcher le déplacement miscible dans un milieu poreux il ne peut suffire à expliquer des résultats qui sont liés à la texture du milieu.

On constate qu'avec la restriction faite précédemment en ce qui concerne le domaine de diffusion moléculaire, le modèle de P.G. SAFFMAN donne des résultats qui concordent relativement bien avec les résultats expérimentaux (fig. 1), tout au moins pour ce qui est de l'allure générale de la variation de K.

Figure 1

COURBE $\frac{K}{D} = f\left(\frac{u d_p}{D}\right)$ DANS LE CAS DU TRACEUR



On peut dire en conclusion que l'équation de la dispersion apparaît comme une description pleinement satisfaisante du déplacement miscible. Le coefficient de dispersion K_L qui intervient dans cette équation est tel que l'on ait :

$$\frac{K_L}{D} = \alpha + \beta \left(\frac{u D \rho}{D} \right)^m$$

où α , β et m sont des constantes, α et β dépendant du milieu poreux, m de la vitesse.

On obtient des résultats analogues lorsque l'on étudie la dispersion transversale et le coefficient K_T .

I.2) CAS GENERAL

C'est le cas où l'on s'intéresse au déplacement de deux fluides de masses volumiques et de viscosités dynamiques différentes.

Les effets de viscosité jouent dans ce cas un rôle extrêmement important. Suivant que le rapport des viscosités (rapport de la viscosité du fluide déplacé à celle du fluide déplaçant) est supérieur ou inférieur à l'unité il peut y avoir ou non naissance de digitations (cf. Annexe III). Dans le cas où il n'y a pas de digitations le déplacement est dit stable.

I.21) E t u d e s t h é o r i q u e s

Il n'existe pratiquement pas d'étude théorique dans le cas du déplacement stable de deux fluides de masses volumiques et de viscosités différentes. La seule approche qui ait été faite (réf. 32) néglige l'effet de la viscosité locale. Elle introduit l'effet de la pesanteur et propose la description du déplacement miscible à l'aide d'une équation :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(K \frac{\partial c}{\partial x} \right) - (u + w) \frac{\partial c}{\partial x} = \frac{\partial c}{\partial t}$$

où w est une vitesse supplémentaire due à la pesanteur.

$\frac{K}{D}$ et $\frac{w}{u}$ étant fonction d'un certain nombre de grandeurs sans dimension dont l'une fait intervenir les potentiels thermodynamiques des deux fluides. La multiplicité des paramètres rend très délicate toute tentative d'exploitation expérimentale de cette théorie.

I.22) Etudes expérimentales

Les études expérimentales concernant le cas général stable sont beaucoup moins nombreuses que celles concernant le cas du traceur. On peut citer essentiellement les travaux (réf. 22, 33 à 38).

Les principaux résultats qui ressortent de ces études sont les suivants :

- La loi en erreur-fonction reste à peu près vérifiée. On constate des déviations aux extrémités du profil des concentrations mais ces déviations sont attribuées à un effet d'extrémité ; en effet toutes les mesures sont effectuées à la sortie du massif de milieu poreux.

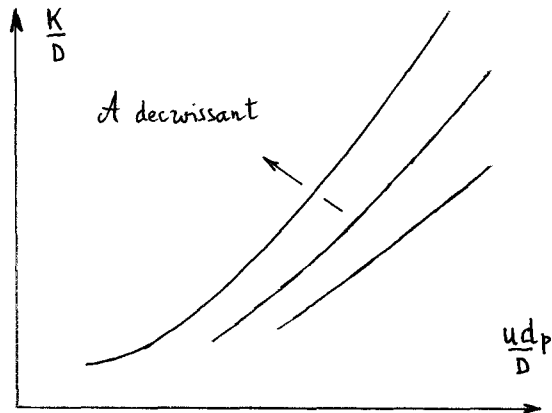
- La loi de la racine carrée est vérifiée selon certains (réf. 22, 38) en défaut selon d'autres (réf. 33, 37).

- En ce qui concerne l'effet du contraste de masse volumique une étude a été faite dernièrement (réf. 38), qui a fait ressortir le rôle bénéfique de ce contraste qui y est traduit par un nombre sans dimension :

$$A = \frac{dp^2 g (\rho_2 - \rho_1)}{\mu_2 u}$$

rapport des gradients des forces de pesanteur et de viscosité.

Le coefficient de dispersion réduit décroît quand le contraste de masse volumique, traduit par A , devient plus important.



- En ce qui concerne l'effet du contraste de viscosité les renseignements restent assez qualitatifs et limités.

R.L. SLOBOD et coll. (réf. 36) constatent un effet favorable du contraste de viscosité qui tend à réduire l'importance de la dispersion. Mais ses expériences sont faites à une même valeur de la vitesse et non pas de $\frac{u dp}{D}$. Il néglige d'autre part l'effet du contraste de masse volumique.

W.E. BRIGHAM et coll. (réf. 22) arrivent aux mêmes conclusions à partir des résultats présentés sous la forme :

$$\frac{K}{D} = \alpha + \beta \left(\frac{u dp}{D} \right)^{1,2}$$

où β est une fonction non seulement du milieu poreux mais aussi du contraste de viscosité.

TABLEAU 2

Cas général : principales études expérimentales

Etude	Caractéristiques	Résultats	Observations
BRIGHAM REED DEW (réf. 22)	- mélanges de liquides - c mesurée par réfractométrie	- profil en "erf" - loi \sqrt{v} vérifiée $\frac{K}{D} = f\left(\frac{u \Delta \rho}{D}\right)$	Coefficient de diffusion difficile à apprécier
SLOBOD BURCIK CASHDOLLAR (réf. 36)	- liquides purs - réfractométrie - carottes longues	- profil en "erf" - \sqrt{v} à peu près vérifiée - effet bénéfique de M favorable	- expériences effectuées à même vitesse - contraste ρ négligé
SCOTT READ (réf. 35)	- mélanges liquides - mesure diélectrique à la sortie	- profil en "erf" - vitesse sans effet notable	plus de deux composants
HARRIS BISSEY (réf. 37)	gaz	- profil en "erf" - zone de mélange croît comme (distance) ^{0,75}	ne donne pas l'influence du contraste de μ
BEN SALAH (réf. 38)	- un liquide pur - une solution de ce liquide - réfractométrie	- profil en "erf" - Loi de \sqrt{v} $\frac{K}{D} = \alpha + \beta \left(u \frac{\Delta \rho}{D}\right)^m$ $m \sim qd \quad A \uparrow$	précise influence du contraste de ρ traduit par A

Ils ont cependant utilisé des couples constitués de mélanges de deux fluides ce qui fait que la diffusion a lieu entre quatre constituants. Ils ont d'autre part voulu appliquer l'équation de la dispersion à des déplacements instables ce qui constitue une approximation assez grossière.

Il n'y a pas eu à notre connaissance d'étude de l'influence du contraste de viscosité dans le cas où le déplacement est stable bien que M soit supérieur à l'unité.

On peut dire, en conclusion, que la plupart des études paraissent difficilement exploitables car, faute d'un inventaire complet des données du problème, on y néglige parfois l'effet du contraste de masse volumique, parfois l'effet de la présence de plus de deux constituants sur la diffusion.

CHAPITRE II

CONDITIONS D'ETUDE

Avant d'entreprendre l'étude de l'influence que peut avoir l'importance du contraste de viscosité il importe d'examiner deux points qui ressortent de la revue bibliographique :

- Le premier point concerne les déviations par rapport au profil en fonction d'erreur relevées par la plupart des expérimentateurs. Une méthode de mesure in-situ des concentrations a été mise au point de façon à déterminer si ces déviations sont dues ou non à des erreurs introduites par l'échantillonnage à la sortie.

- Le second point concerne la loi de croissance de la zone de mélange.

Ces deux points ont fait l'objet d'une étude préliminaire dont les conclusions ont permis d'entreprendre l'étude de l'influence du contraste de viscosité.

Nous précisons dans ce qui suit les conditions dans lesquelles nous sommes placés pour mener à bien cette étude.

Ces conditions sont de deux types :

- Les unes d'ordre théorique résultent d'un calcul de similitude effectué sur le problème. Ce calcul s'est révélé particulièrement fructueux dès que l'on a adopté une équation de la dispersion avec un coefficient K constant pour décrire le déplacement miscible.

- Les autres conditions sont d'ordre pratique : ce sont tout simplement les conditions expérimentales. Elles concernent notamment le choix des milieux poreux et des fluides et précisent les modes de mesure des concentrations.

II.1) CALCUL DE SIMILITUDE

Le calcul de similitude qui suit présente une particularité en ce sens que l'on s'intéresse non pas à l'inconnue $c(x,t)$ mais à une inconnue auxiliaire K , le coefficient de dispersion, qui caractérise la distribution des concentrations lorsqu'on a adopté comme mode de description du déplacement miscible une équation du type de la diffusion.

La méthode utilisée pour conduire ce calcul est la méthode dite dimensionnelle telle qu'elle est présentée par M. MARTINOT-LAGARDE (réf. 39).

Nous allons tout d'abord donner le schéma de ce calcul de similitude, nous en ferons ensuite le développement complet. Ceci nous conduira à la définition des nombres sans dimension que nous utiliserons dans notre étude.

II.11) S c h é m a

On recherche tout d'abord les données dont dépend K ; pour cela on opère en deux étapes.

Dans une première étape on se place à l'échelle microscopique et on fait apparaître les grandeurs qui interviennent à cette échelle ; on établit alors que :

$$c = c(x, t, Y)$$

en notant Y l'ensemble des grandeurs autres que x et t dont dépend c ;

Dans une seconde étape on se place à l'échelle macroscopique et on fait intervenir les résultats que donne l'expérience, à savoir que l'on peut décrire correctement la dispersion à l'aide d'une équation du type de la diffusion, avec un coefficient de dispersion K moyen constant, ce qui donne :

$$c = c(x, u, t, K)$$

La comparaison de ces deux résultats fournit les données dont dépend K.

C'est seulement à ce stade que l'on introduit à l'aide du théorème de Vaschy les grandeurs réduites.

II.12) D é v e l o p p e m e n t

II.121) Obtention des données dont dépend K

Le premier travail et le plus délicat est l'inventaire des données. Nous le ferons en utilisant le cheminement classique : équations générales, équations spécifiques, conditions aux limites.

II.121.1) Echelle microscopique

Faisons tout d'abord l'inventaire des données dont dépend c. Pour cela écrivons les équations du problème, c'est-à-dire :

- Equations générales :

Navier-Stokes

$$\overrightarrow{\text{grad}} p = \rho \overrightarrow{g} + \mu \Delta \overrightarrow{u} - \rho \left(\frac{\partial \overrightarrow{u}}{\partial t} + \overrightarrow{u} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \overrightarrow{u} \right)$$

Continuité

$$\text{div } \overrightarrow{u} = 0$$

Diffusion

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \text{div} (c \overrightarrow{u} + D \overrightarrow{\text{grad}} c)$$

- Equations spécifiques :

Masse volumique $\rho = \rho(c)$

Viscosité dynamique $\mu = \mu(c)$

Diffusion $D = D(c)$

- Conditions aux limites :

Contact avec le solide $\longrightarrow dp$

Contact avec le fluide extérieur : injection à vitesse constante : u .

Le tableau suivant résume l'inventaire des données et précise pour chaque donnée nouvelle son origine.

TABLEAU 3

Inventaire des données dont dépend c

Origine des données		Donnée nouvelle
Equations générales	Navier-Stokes	x, t, g D
	Diffusion	
	Continuité	
Equations spécifiques	$\rho = \rho(c)$ $\mu = \mu(c)$ $D = D(c)$	Constantes apparaissant dans les fonctions $\rho(c), \mu(c)$ et $D(c)$
Conditions aux limites	contact solide	dp
	contact fluide extérieur	u

Cet inventaire établit donc que l'on a :

$$c = c(x, t, u, dp, g \text{ et des constantes apparaissant dans } \rho(c), \mu(c) \text{ et } D(c)).$$

Arrivés à ce stade nous allons faire quelques hypothèses simplificatrices qui vont nous permettre de réduire le nombre des constantes introduites par les fonctions $\rho(c)$, $\mu(c)$ et $D(c)$.

- La première, et la plus importante, consiste à supposer que le processus de dispersion est indépendant de la valeur locale de la viscosité du mélange soit $\mu(c)$ et ne dépend que des valeurs des viscosités μ_1 et μ_2 des liquides purs. En fait, on pourra voir, en se reportant en Annexe III, que cette hypothèse se révèle notablement inexacte dans le cas où la courbe $\mu(c)$ présente entre les valeurs μ_1 et μ_2 un maximum ou un minimum.

Ceci conduit à ne retenir que des couples de fluides pour lesquels la fonction $\mu(c)$ est monotone et présente à peu près la même allure, assez proche d'une variation conforme à la formule de Kendall, soit :

$$\log \mu = \log \mu_1 + c \log \mu_2 / \mu_1$$

Cette hypothèse se traduit par :

$$\text{constantes apparaissant dans } \mu(c) \} \longrightarrow (\mu_1, \mu_2)$$

- La seconde hypothèse consiste à admettre que l'on peut rendre compte de l'existence du contraste de masse volumique et de l'action de la pesanteur à l'aide d'une seule donnée, soit $g \Delta \rho$.

En effet, écrivons l'équation de Navier-Stokes sous la forme :

$$-\text{grad } p + \rho \vec{g} + \mu \Delta \vec{u} = \rho \vec{\gamma}$$

Introduisons une nouvelle inconnue auxiliaire, soit \hat{p} pression rapportée à la pression dans le liquide 1 au repos, prise comme pression de référence (\hat{p} est appelée pression motrice), celle-ci s'exprime par :

$$\hat{p} = p + \rho g x + \text{Cte}$$

D'où la nouvelle forme de l'équation :

$$-\text{grad } \hat{p} + (\rho - \rho_1) g + \mu \Delta u = \rho \vec{\gamma}$$

qui montre que, si on néglige le terme d'inertie $\rho \vec{\gamma}$ ce qui est légitime compte tenu des très faibles valeurs de la vitesse, l'inconnue ρ et la donnée g n'apparaissent que par le produit $g(\rho - \rho_1)$.

Si on néglige comme pour $\mu(c)$ la forme de la courbe $\rho(c)$, ce qui revient à ne retenir que ρ_1 et ρ_2 comme constantes apparaissant dans $\rho(c)$, on voit qu'en définitive ρ_1 , ρ_2 et g n'apparaissent que par le produit $g(\rho_2 - \rho_1) = g \Delta \rho$.

Ceci conduit à ne retenir que des couples de fluides pour lesquels la fonction $\rho(c)$ est monotone et présente une variation pratiquement linéaire (mélange sans modification de volume) soit :

$$\rho = \rho_1 + c(\rho_2 - \rho_1)$$

Notons qu'en toute rigueur il aurait fallu écrire l'équation de Navier-Stokes sous une forme plus complexe, en partant de sa forme la plus générale écrite à l'aide des coefficients de viscosité λ et μ (où λ et μ ne sont pas des constantes mais des fonctions de x) et introduire ensuite l'hypothèse de Stokes $3\lambda + 2\mu = 0$. Cela fait intervenir un terme en $\frac{\partial \mu}{\partial x} \cdot \frac{\partial u}{\partial x}$ qui n'apporte aucune modification au raisonnement tel qu'il est présenté ci-dessus.

En définitive, cette dernière hypothèse se traduit par :

$$g \text{ et les constantes } \left. \begin{array}{l} \text{apparaissent dans } \rho(c) \end{array} \right\} \rightarrow g \Delta \rho$$

- La troisième hypothèse consiste à admettre que l'on peut correctement caractériser l'importance de la diffusion moléculaire entre les deux fluides à l'aide d'un coefficient unique D . Cela revient pratiquement à négliger la forme de la courbe $D(c)$. Le coefficient D est obtenu hors du milieu poreux par déplacement miscible à vitesses très faibles. L'annexe A.I précise le mode d'obtention de ce coefficient et les valeurs obtenues pour les couples utilisés.

Cette hypothèse se traduit par :

$$\left. \begin{array}{l} \text{constantes apparaissant} \\ \text{dans } D(c) \end{array} \right\} \rightarrow D$$

Moyennant ces trois hypothèses, c se présente sous la forme :

$$c = c(x, t, u, dp, g \Delta \rho, D, \mu_1, \mu_2) \quad (3)$$

II.121.2) Echelle macroscopique

On utilise à cette échelle les résultats qu'ont donnés les expériences effectuées lors de l'étude préliminaire (cf. III.1) et qui établissent que l'on peut décrire correctement la dispersion longitudinale à l'aide d'une équation du type de la diffusion avec un coefficient K moyen constant, ce qui donne :

$$c = c(x-ut, t, K) \quad (4)$$

II.123) Signification de ces nombres sans dimension

$\frac{K}{D}$ rend compte de l'importance de la dispersion par rapport à la diffusion moléculaire ; c'est le carré du rapport, à chaque instant, de la longueur de la zone de mélange obtenue en déplacement dans le milieu poreux, à la longueur de la zone de mélange que l'on obtiendrait hors du milieu poreux sous l'effet de la seule diffusion moléculaire.

En effet, on a (voir III.12) :

- dans le milieu poreux $[\Delta \ell]_{\text{dispersion}} = \propto \sqrt{Kt}$
- hors du milieu poreux $[\Delta \ell]_{\text{diffusion}} = \propto \sqrt{Dt}$

où \propto est uniquement fonction des concentrations adoptées pour définir la longueur de la zone de mélange.

$$\text{donc} \quad \frac{K}{D} = \left(\frac{[\Delta \ell]_{\text{disp.}}}{[\Delta \ell]_{\text{diff.}}} \right)^2$$

$\frac{u d p}{D}$ rend compte de l'importance relative des effets dus à la vitesse et à la diffusion moléculaire.

Par analogie avec le cas du transfert de chaleur on l'appelle nombre de Peclet de diffusion ou plus simplement nombre de Peclet et on le note P_e .

En effet, dans les problèmes de transfert de chaleur s'introduit le nombre de Peclet classique $P_e = \frac{u l}{a}$ où a est la diffusivité thermique.

Il est à noter que ces deux premiers nombres sans dimension étaient les seuls à intervenir dans le cas du traceur. Les deux nombres sans dimension qui restent résultent de l'introduction des contrastes de viscosité et de masse volumique.

$\frac{\mu_1}{\mu_2}$ rend compte de l'importance du contraste de viscosité dynamique. Nous le noterons M . Rappelons que c'est le rapport de la viscosité du fluide déplacé à celle du fluide déplaçant.

$\frac{d p g \Delta \rho}{\mu D}$ rend compte de l'importance du contraste de masse volumique et permet de comparer les effets dus à la gravité à ceux dus à la diffusion moléculaire et la viscosité. Nous l'avons noté β .

Il est à signaler que l'on aboutit à un nombre sans dimension analogue à β dans le cas de l'étude de la convection naturelle dans un fluide chauffé (nombre de Grashof) ainsi que dans l'étude de l'entraînement de grains par un courant fluide (réf. 40).

II.124) Explication du choix de ces nombres sans dimension

On constate que si l'on compare les résultats qu'a fait apparaître ce calcul avec ceux qui ressortent de différentes études antérieures (réf. 38, 41 à 43) les différences proviennent du choix des grandeurs réduites caractéristiques de l'étude.

En effet, la solution du problème, qui est une relation entre une inconnue réduite et trois données réduites, peut prendre des formes différentes. En effet, les grandeurs réduites peuvent avoir des expressions différentes suivant le système de grandeurs primaires choisi (cf. A.I).

L'adoption de telle ou telle grandeur réduite est dictée par des considérations particulières à chaque étude.

C'est ainsi que dans notre cas le coefficient de dispersion réduit K^* peut être mis sous l'une des formes suivantes :

$$\frac{K}{D}, \frac{K}{u d p}, \frac{K \mu}{d p^3 g \Delta p}, K \sqrt{\frac{g \Delta p}{\mu u^3}}$$

quant aux trois données réduites, ce sont trois grandeurs réduites indépendantes tirées de l'ensemble suivant :

$$\frac{u d p}{D}, \frac{\mu_1}{\mu_2}, \frac{d p^3 g \Delta p}{\mu D}, \frac{d p^2 g \Delta p}{\mu u}, \frac{D^2 g \Delta p}{\mu u^3}$$

Nous n'avons bien entendu donné là que les grandeurs réduites qui apparaissent directement, par simple application du mécanisme présenté en A.I, quand on envisage systématiquement les différents systèmes possibles de trois grandeurs primaires.

Le tableau 4 résume et précise les différentes présentations possibles qui apparaissent directement.

Le choix de notre mode de représentation

$$\frac{K}{D} = f(P_e, M, B)$$

est la conséquence de différentes considérations.

TABLEAU 4

Présentations possibles

Inconnue réduite	Données réduites
$\frac{K}{D}$	$\mathcal{M} = \frac{\mu_1}{\mu_2}$
$\frac{K}{u d p}$	$\mathcal{P}_e = \frac{u d p}{D}$
$\frac{K \mu}{d p^3 g \Delta \rho}$	$\mathcal{A} = \frac{d p^2 g \Delta \rho}{\mu u}$
$K \sqrt{\frac{g \Delta \rho}{\mu u^3}}$	$\mathcal{B} = \frac{d p^3 g \Delta \rho}{\mu D}$
	$\mathcal{C} = \frac{D^2 g \Delta \rho}{\mu u^3}$

En ce qui concerne le coefficient de dispersion réduit nous avons retenu la forme $\frac{K}{D}$ et ce pour les raisons suivantes :

- Nous avons adopté comme mode de description du déplacement miscible une équation du type de la diffusion avec un coefficient K . Il paraît naturel de comparer ce coefficient K qui caractérise la dispersion au coefficient de mêmes dimensions D qui lui caractérise la diffusion moléculaire.
- La signification physique de $\frac{K}{D}$, que nous avons précisée précédemment (en II.123), est essentielle. Elle permet d'avoir immédiatement une idée de l'importance de la dispersion.
- La grande majorité des travaux antérieurs présentés sous forme adimensionnelle retient aussi K/D .

En ce qui concerne les données réduites nous avons retenu $\mathcal{P}_e, \mathcal{M}$ et \mathcal{B} pour les raisons suivantes :

$P_e = \frac{u d p}{D}$ Nombre de Peclet de diffusion apparaît seul et obligatoirement dans le cas de fluides de même masse volumique et de même viscosité. Il est donc nécessaire de le conserver afin de disposer d'un élément de comparaison avec ce cas.

$M = \frac{\mu_1}{\mu_2}$ rapport des viscosités apparaît comme un facteur extrêmement important dans toutes les études concernant les écoulements de fluides aussi bien miscibles que non miscibles. Il caractérise le contraste de viscosité et permet d'en étudier l'influence sur le déplacement miscible.

$B = \frac{d p^3}{\mu D} \frac{g \Delta \rho}{\rho}$ Ce choix de B comme nombre sans dimension caractérisant le contraste de masse volumique correspond au souci de faire du nombre de Peclet $P_e = \frac{u d p}{D}$ la seule donnée réduite représentative des conditions de l'écoulement, donc la seule qui fasse intervenir la vitesse. En effet B ne fait intervenir que les propriétés du couple de fluides (μ , $g \Delta \rho$, D) et du milieu poreux ($d p$).

Il est à noter que l'utilisation, pour caractériser le contraste de masse volumique, de tout nombre autre que B soit par exemple A ou C , introduirait la vitesse au dénominateur ce qui rend peu interprétables les expériences effectuées dans le domaine de diffusion moléculaire ($u \neq 0$) et moins explicite le rôle joué par la vitesse.

II.13) Conclusion

Le calcul de similitude montre que la solution de notre problème peut être mise sous la forme :

$$\frac{K}{D} = f(P_e, M, B)$$

Afin de pouvoir dégager l'influence du seul contraste de viscosité traduit par le nombre M rapport des viscosités et ce, pour différentes valeurs du nombre de Peclet P_e , il faut maintenir le nombre B constant. C'est ce que nous faisons en utilisant différents couples de fluides de façon à avoir un nombre suffisant de valeurs de M convenablement réparties, ajustant éventuellement les valeurs de B en jouant sur le diamètre $d p$ des particules.

Remarques :

* Les nombres M et B ne sont pleinement représentatifs que dans la mesure où les hypothèses simplificatrices adoptées en II.121.1 sont vérifiées. En effet M ne saurait suffire à caractériser le contraste de viscosité d'un couple tel que l'eau-alcool isopropylique (cf. A.III). Quant à B , il ne saurait suffire à caractériser le contraste de masse volumique d'un couple tel que l'eau-glycol propylénique dont la courbe $\rho(c)$ présente un maximum pour $c \neq 0,7$ (fig. H.T.1).

* Un seul couple de fluides fournira deux valeurs inverses de M suivant que c'est l'un ou l'autre des fluides qui est en place. Cependant pour la valeur de M supérieure à l'unité, c'est-à-dire lorsqu'on déplace par le fluide le moins visqueux nous ne pouvons pas couvrir toute la gamme des valeurs possibles du nombre de Peclet. En effet (cf. A.III) nous serons limités par l'apparition des digitations.

II.2) CONDITIONS EXPERIMENTALES

Une expérience consiste à injecter à débit constant dans un milieu poreux saturé par un fluide (1) un fluide (2) totalement miscible avec (1).

Les mesures effectuées sont :

- contrôle de la constance du débit pendant toute la durée de l'expérience,
- mesure des concentrations soit in-situ par mesure diélectrique, soit à la sortie par réfractométrie durant le passage de la zone de mélange.

Toutes les expériences sont effectuées dans un local thermostaté à 20°C. Nous avons éliminé toutes les expériences pour lesquelles l'enregistrement de la température ne faisait pas apparaître une parfaite constance.

II.21) Massifs de milieu poreux

Tous les massifs utilisent comme milieux poreux du sable non consolidé tassé dans des tubes en pyrex.

II.121) Milieux poreux

C'est un tassement de sable de Saint-Firmin. La figure (2) présente l'analyse granulométrique de ce sable. Ce sable subit un traitement soigneux qui fait disparaître toutes les impuretés ainsi que les traces d'argile que l'on rencontre pour les faibles granulométries.

La façon dont le sable est tassé est extrêmement importante car un mauvais tassement fausse les caractéristiques du massif (porosité, perméabilité) et peut même conduire à la formation de crevasses. Les meilleurs résultats sont obtenus en imposant au tube en pyrex des vibrations ininterrompues durant le tassement.

Différentes granulométries ont été utilisées. Le tableau 5 résume les caractéristiques des milieux poreux correspondants.

Différentes longueurs ont été utilisées allant de 25 cm à environ 200 cm. La longueur minimum (25 cm = 5 fois le diamètre du tube) a été utilisée lors de déplacements effectués à des vitesses très lentes relevant du domaine de la diffusion moléculaire. Le massif de 200 cm (fig. 3) a été utilisé lors de l'étude préliminaire et était rempli de sable de granulométrie 250-315 microns. Les autres massifs ont été utilisés lors de l'étude systématique de l'influence du contraste de viscosité.

Figure 2

SABLE DE SAINT FIRMIN : ANALYSE GRANULOMETRIQUE

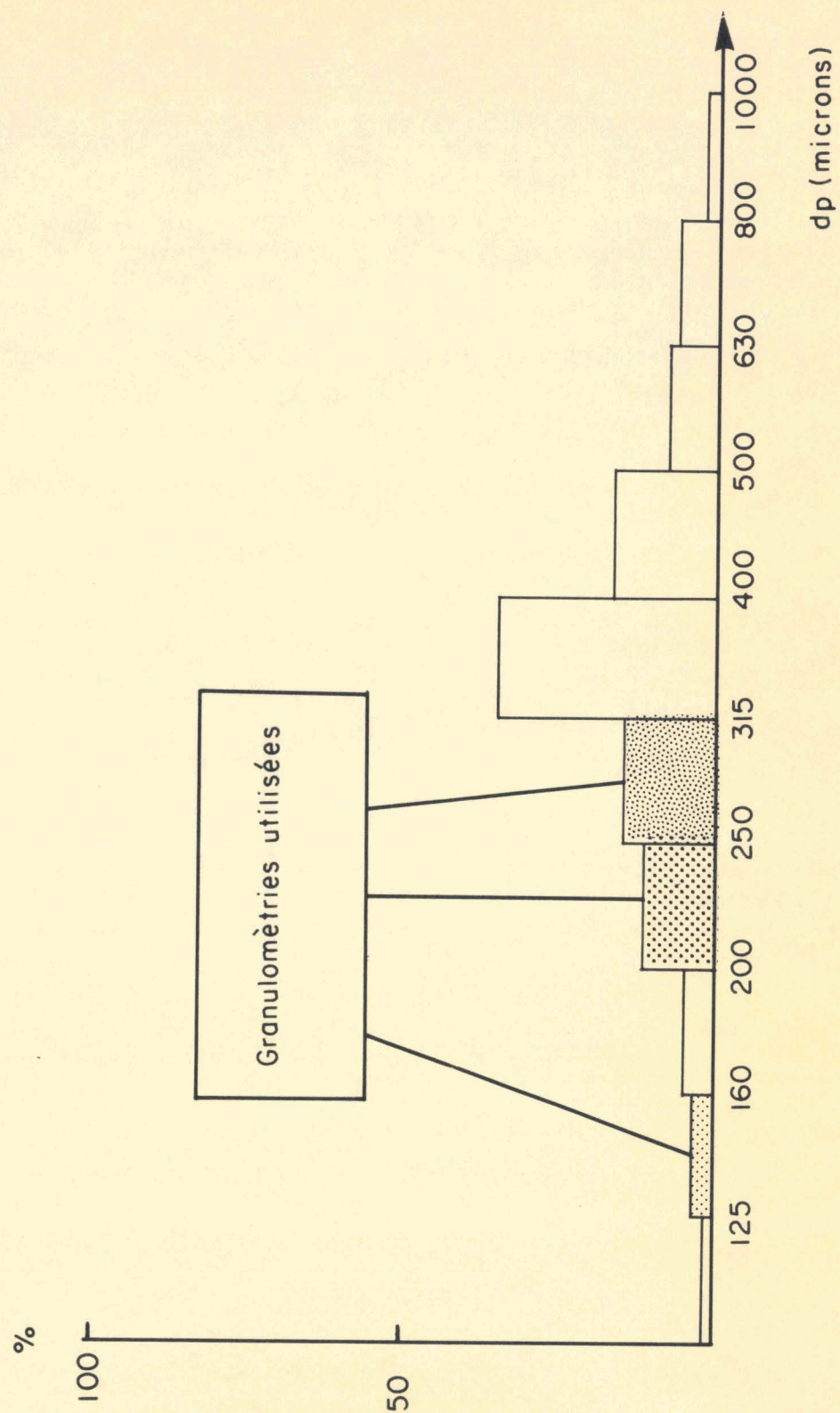


Figure 3

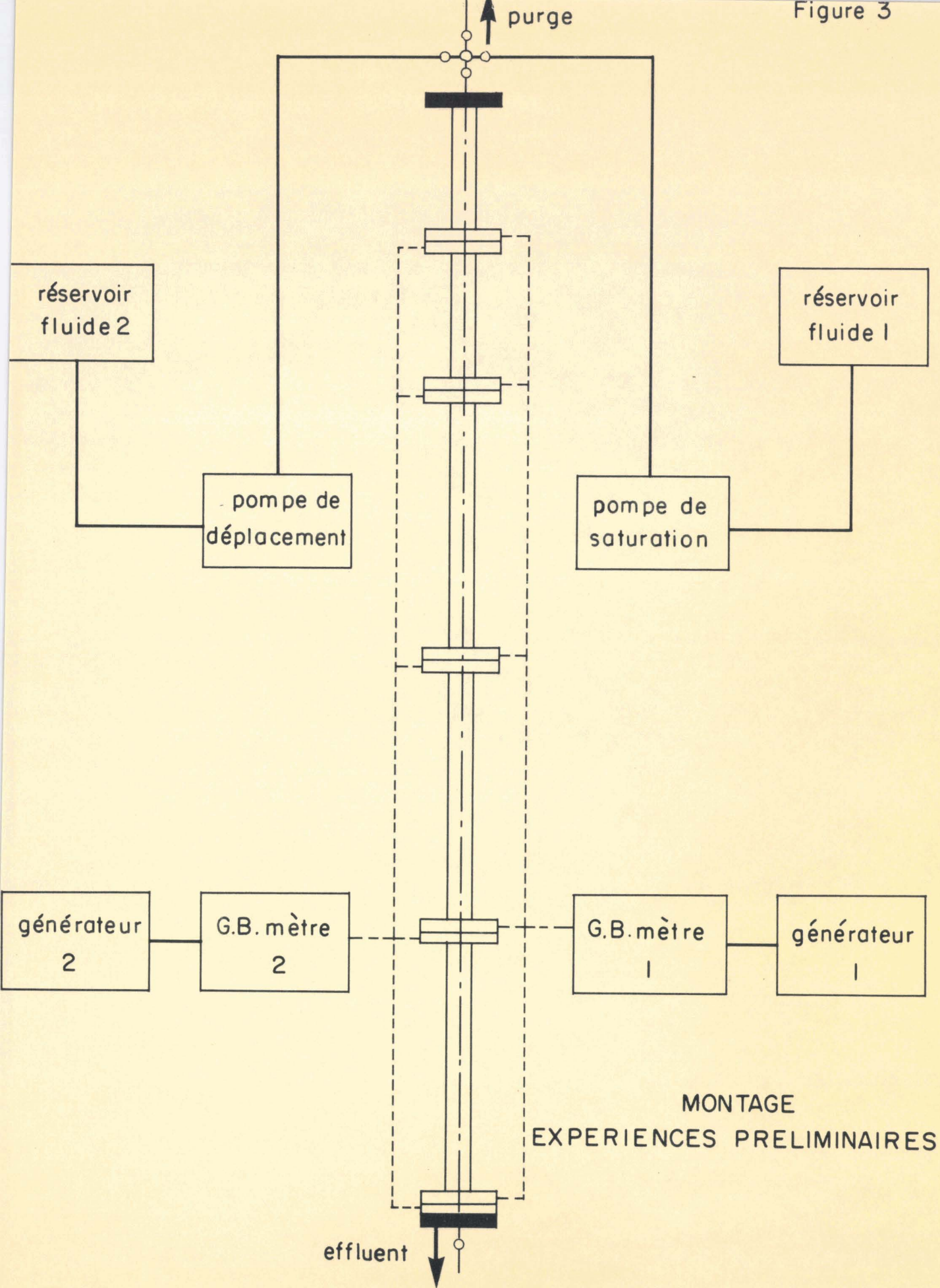


TABLEAU 5

Caractéristiques des milieux poreux

Granulométrie microns	diamètre moyen dp microns	Porosité %	Perméabilité darcy
125-160	142,5	40,2	11,5
200-250	225	38,6	24
250-315	282,5	37,8	39

II.212) Tubes - Embouts

Le sable est tassé dans des tubes en pyrex. Ces tubes sont des cylindres de section circulaire (diamètre intérieur = 5 cm). Leurs extrémités de forme tronconique permettent d'en disposer plusieurs bout à bout et de leur adapter des embouts ainsi que les sections de mesures utilisées dans la méthode "in situ". Les embouts sont construits de façon à assurer une bonne réalisation de l'échelon-unité de concentration à l'entrée du massif au départ de la manipulation. Ils présentent un volume mort extrêmement faible, négligeable par rapport au volume total. La figure (4) précise la forme et le mode de mise en place de ces embouts. La petite pièce qui figure dans le détail permet d'uniformiser les vitesses à l'entrée du massif.

II.213) Saturation

Une fois le massif prêt on y fait le vide, puis le fluide de saturation (1) y est injecté par simple gravité. On balaye par deux à trois volumes de pores de façon à assurer la meilleure saturation possible et à éliminer les quelques poussières qui auraient pu se manifester lors du tassement.

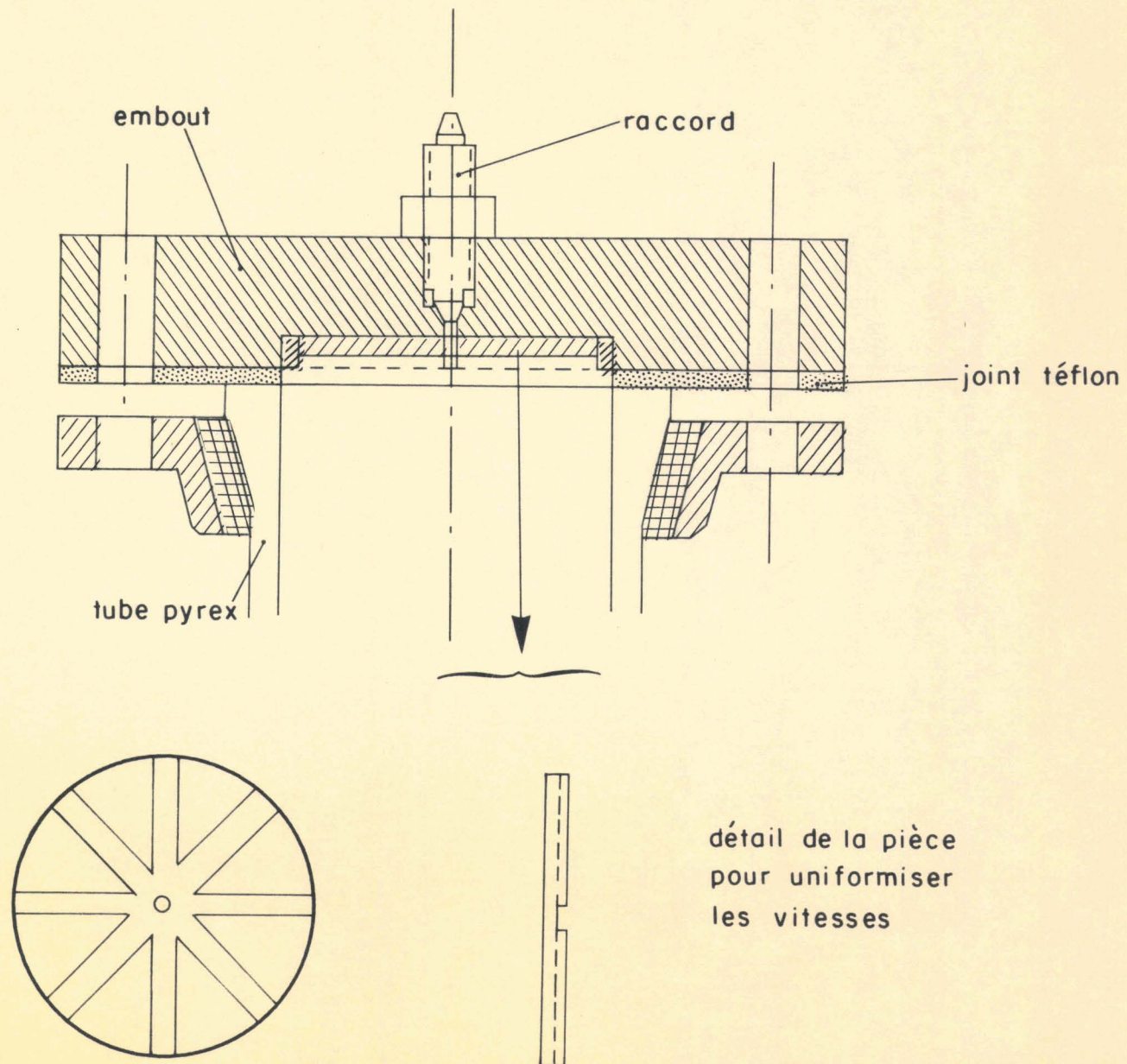
Lorsque le fluide (1) est miscible à l'eau, avant de faire le vide, on déplace l'air contenu dans le massif, par du gaz carbonique. En injectant alors de l'eau on dissout les quelques traces de gaz carbonique qui auraient pu rester piégées. En déplaçant l'eau par le fluide (1) on réalise finalement la saturation du massif.

II.22) F l u i d e s

II.221) Caractéristiques des fluides

Tous les fluides utilisés sont des liquides purs. Cependant pour nous rapprocher du cas de fluides de viscosités égales et de masses volumiques différentes nous avons utilisé un couple constitué par deux solutions de chlorure de sodium dans l'eau.

FORME ET MODE DE MISE EN PLACE DES EMBOUTS



Le tableau suivant (6) résume les caractéristiques des fluides. Précisons que toutes les valeurs données concernent des mesures faites à 20°C et à la pression atmosphérique.

TABLEAU 6

Caractéristiques des fluides

Fluides	Viscosité cPo	Masse volumique g/l	Indice de réfraction	Constante diélectrique
eau distillée	1	0,998	1,333	
solution eau- NaCl 10 g/l	1,02	1,005	1,335	
solution eau- NaCl 70 g/l	1,12	1,046	1,345	
Alcool isopro- pylique	2,31	0,7827	1,378	
Alcool ben- zylique	6,45	1,0418	1,539	13,5
Glycol éthy- lique	21	1,117	1,43	
Glycol propy- lénique	60	1,034	1,433	33,4

II.222) Caractéristiques des couples

Parmi les différents couples entièrement miscibles que l'on pouvait obtenir nous n'avons retenu que quelques uns.

Lors de l'étude préliminaire c'est le couple alcool benzylique-glycol propylénique qui a été utilisé et ce pour les raisons suivantes :

- masses volumiques très voisines : $\Delta\rho = 0,012 \text{ g/cm}^3$
- viscosités notablement différentes : $\mu \neq 0,10$
- possibilité d'effectuer des mesures de concentration aussi bien par méthode diélectrique que par réfractométrie.

Pour l'étude annexe concernant l'influence de la forme de la courbe $\mu(c)$ c'est le couple eau-alcool isopropylique qui a été utilisé en raison de la forme particulière de sa courbe $\mu(c)$.

Lors de l'étude finale différentes combinaisons ont été utilisées de façon à assurer une assez large gamme de valeurs pour \mathcal{M} .

Le tableau suivant (7) résume les caractéristiques des différents couples utilisés.

TABLEAU 7

Caractéristiques des couples

Fluide déplacé	Fluide déplaçant	\mathcal{M}	$\Delta \rho$ g/cm ³	D cm ² /s
Alcool benzylique	Glycol propylénique	# 0,1	0,008	non
eau	Alcool isopropylique	0,43	0,2153	mesuré
Eau distillée	Glycol éthylénique	0,047	0,119	$0,40.10^{-5}$
Alcool isopropylique	Alcool benzylique	0,359	0,259	$0,32.10^{-5}$
Solution eau-NaCl 10 g/l	Solution eau-NaCl 70 g/l	0,9	0,041	$1,27.10^{-5}$
Solution eau-NaCl 70 g/l	Solution eau-NaCl 10 g/l	1,11	0,041	$1,27.10^{-5}$
Alcool benzylique	Alcool isopropylique	2,79	0,259	$0,32.10^{-5}$
Glycol éthylénique	eau	21	0,119	$0,49.10^{-5}$

Les figures (H.T.2 à 9) précisent la forme des courbes $\rho(c)$ et $\mu(c)$ pour les différents couples utilisés.

II.23) Mesures des concentrations

Deux méthodes de mesure ont été utilisées.

II.231) Réfractométrie

La première qui a été utilisée le plus largement, est la mesure par réfractométrie. Elle consiste tout simplement à mesurer l'indice de réfraction de l'effluent au passage de la zone de mélange.

Dès que la zone de mélange atteint la sortie on prélève, dans l'effluent, des gouttes de mélange dont on mesure aussitôt l'indice. Ces prélèvements sont faits à des intervalles de temps tels que l'on ait un nombre suffisant de points de mesure convenablement répartis dans la partie centrale de la zone de mélange (partie comprise entre les points de concentration 0,10 et 0,90 %).

Les figures (H.T.10 à 13) donnent les courbes d'étalonnage indice de réfraction en fonction de la concentration pour les différents couples utilisés.

II.232) Mesure diélectrique

Cette méthode de mesure qui a été utilisée essentiellement lors de l'étude préliminaire fait appel aux propriétés diélectriques du sable et des fluides de saturation. L'idée d'utiliser ces propriétés pour obtenir des mesures de concentration "in situ" répond essentiellement à deux soucis :

- Disposer d'un certain nombre de mesures le long du massif, ce qui permet de suivre l'évolution du profil des concentrations et élimine d'éventuels effets d'embouts dûs, notamment, au rabattement des lignes de courant au voisinage de la sortie.
- Utiliser des fluides purs sans aucun additif. En effet l'addition d'un traceur, nécessaire dans la plupart des méthodes de mesure "in situ" devenues classiques (résistivité, adsorption rayons X), fait que la diffusion a lieu alors en mélange ternaire, ce qui rend beaucoup plus complexe la définition d'un coefficient unique caractéristique de la diffusion moléculaire.

L'annexe IV donne une description de la méthode et une comparaison de ses performances avec celles de la méthode par réfractométrie.

II.24) A p p a r e i l l a g e

L'appareillage comprend essentiellement :

- Le massif de milieu poreux décrit précédemment.
- Deux réservoirs pour les fluides de saturation et d'injection,
- Une pompe de déplacement : elle doit fournir un débit rigoureusement constant. Différents types de pompe ont été utilisés :
 - . pompe "Zenith" à engrenages (qui nécessite des fluides tampons) pour les vitesses relativement élevées,
 - . pompe "DCL-Comedo" à pistons plongeurs qui donne un débit légèrement pulsé mais permet de réaliser des déplacements à vitesse très faible (du domaine de diffusion moléculaire),
 - . pompe "Dosapro" à écrasement de capillaire qui a à peu près les mêmes propriétés que la pompe "DCL" mais ne supporte que de très faibles variations de la perte de charge.
- Une pompe de saturation : c'est une pompe quelconque à débit relativement élevé de façon à assurer une saturation rapide du massif ; nous avons utilisé une pompe à soufflet fabriquée par les ateliers de l'I.F.P.

- Les différentes connexions entre les réservoirs, les pompes et le massif : elles sont en matière plastique transparente (flexon) ce qui permet de détecter la présence éventuelle de bulles d'air qui sont aussitôt éliminées par différentes purges avant qu'elles ne parviennent à l'entrée du massif.
- Un réfractomètre muni d'un bain thermostaté à 20°C qui permet de mesurer les indices des gouttes du mélange dont on veut connaître la concentration.
- Un dispositif de mesure des concentrations "in situ" qui est décrit plus amplement en annexe IV.

II.25) C o n d u i t e e t d é p o u i l l e m e n t d ' u n e e x p é r i e n c e

Le massif est tout d'abord saturé en fluide (1) et ce, à l'aide de la pompe de saturation.

On fait circuler à l'aide de la pompe de déplacement du fluide (2) dans toutes les connexions arrivant à l'entrée du massif, ceci de façon à éviter qu'il ne reste des volumes morts en fluide (1) qui seraient drainés par la suite au cours de l'expérience.

On fait alors démarrer l'expérience en injectant le fluide (2) au débit choisi.

L'effluent est recueilli dans des éprouvettes graduées et on note le volume en fonction du temps. On contrôle ainsi la constante du débit injecté.

Les mesures de concentration (réfractométrie ou diélectrique) sont faites durant le passage de la zone de mélange. On note $c(t)$ qui permettra de tirer la valeur de K caractéristique du déplacement.

CHAPITRE III

R E S U L T A T S

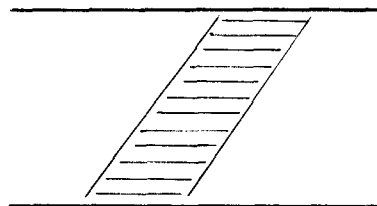
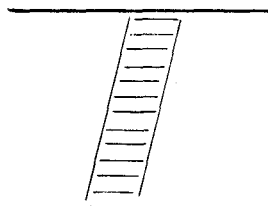
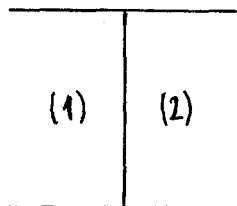
Les résultats que nous présentons concernent, d'une part l'étude préliminaire qui nous a conduit à nous prononcer sur la validité de l'équation de la dispersion pour décrire un déplacement miscible de fluides de masses volumiques et de viscosités différentes, et d'autre part l'étude finale qui a porté sur la recherche de l'influence du rapport μ de la viscosité du fluide déplacé à celle du fluide déplaçant.

III.1) VALIDITE DE L'EQUATION DE LA DISPERSION AVEC UN COEFFICIENT K CONSTANT

En vue de nous prononcer sur la validité de l'équation de la dispersion, nous avons décidé de nous placer dans le cas d'un déplacement miscible classique (échelon-unité de concentration à l'entrée du massif) et de voir à l'aide de mesures de concentration effectuées tout au long du massif, ce qu'il advenait des conséquences de l'adoption d'une équation de la dispersion, c'est-à-dire des deux lois, "en fonction d'erreur" et loi de "la racine carrée".

Différents déplacements ont donc été effectués avec le couple alcool benzylique-glycol propylénique. Outre son aptitude à se prêter aussi bien à des mesures par constante diélectrique qu'à des mesures par réfractométrie, ce couple présente deux propriétés : le rapport des viscosités est voisin de 0,1 et la différence des masses volumiques est faible.

Nous pensions en effet que le choix d'un couple où la différence de masse volumique est faible nous permettrait d'envisager des déplacements horizontaux, ce qui nous libèrerait de l'effet de la pesanteur sur la zone de mélange. Les essais effectués horizontalement ont montré que ce n'était pas le cas et que dès que $\Delta\rho$ est supérieur à environ 5.10^{-3}g/cm^3 le front qui au départ était vertical avait tendance à s'incliner sous l'effet de la pesanteur.



Dès lors, le déplacement n'est plus unidimensionnel. C'est ce qui nous a conduit à effectuer par la suite tous les déplacements dans des massifs disposés verticalement, dans un sens tel que le fluide le plus léger se trouve toujours au-dessus du fluide le plus lourd.

Ces déplacements ont tous été effectués à des vitesses relativement élevées, ce qui les situe dans le domaine où la convection (ou effet de vitesse) est prépondérante.

Le déplacement que nous avons retenu pour présenter les résultats correspond à une vitesse $u = 8,15 \cdot 10^{-3}$ cm/s. Les résultats fournis par les autres déplacements sont tout à fait analogues à ceux qu'a fournis celui-ci aussi n'avons-nous pas estimé nécessaire de les détailler.

Les figures (5a) et (5b) résument ces résultats.

Les points portés sur la figure (5b) correspondent à l'analyse de la zone de mélange à l'aide de cellules de même écartement soit 3 mm, quant aux points portés sur la figure (5a) ils correspondent à des mesures effectuées avec des cellules d'écartement différent allant de 2 à 10 mm.

Les cellules sont mises en place par couple conformément au montage (fig. 3), chaque couple comportant une cellule d'écartement égal à 3 mm et une cellule d'écartement différent ce qui permet de relever un éventuel effet de moyenne dû au mode de mesure.

Nous avons adopté la représentation qui fait appel au paramètre $\frac{t-t_{0,5}}{\sqrt{t}}$ introduit par BRIGHAM, REED et DEW (réf. 22). Comme nous le verrons plus loin ceci nous permet aussi bien de voir dans quelle mesure la loi "en fonction d'erreur" est vérifiée que d'étudier l'influence sur la longueur de la zone de mélange de la distance parcourue par le point de concentration $c = 0,5$.

III.11) L o i " e n f o n c t i o n d ' e r r e u r "

Le tracé des profils de concentration portés sur les figures (5a) et (5b) est fait sur diagramme galtonien. Sur un tel diagramme la solution en fonction d'erreur est représentée par une droite.

III.111) Analyse des résultats

L'examen des résultats obtenus montre que :

- Les profils de concentration quel que soit l'écartement et la position de la cellule ne sont pas symétriques par rapport au point de concentration $c = 0,5$.
- Le profil de concentration n'est linéaire et ne se confond donc avec la solution en fonction d'erreur que dans sa partie centrale pour des concentrations en fluide déplaçant comprises entre 0,1 et 0,75. Pour les valeurs de la concentration extérieures à cette gamme qui correspondent aux voisinages des fluides purs le profil des concentrations présente des déviations par rapport à la loi en fonction d'erreur.

$$\frac{t - t_{0,5}}{\sqrt{t}}$$

Cellule n°	2	3	4	5 et refract.
Symbole	○	●	△	□

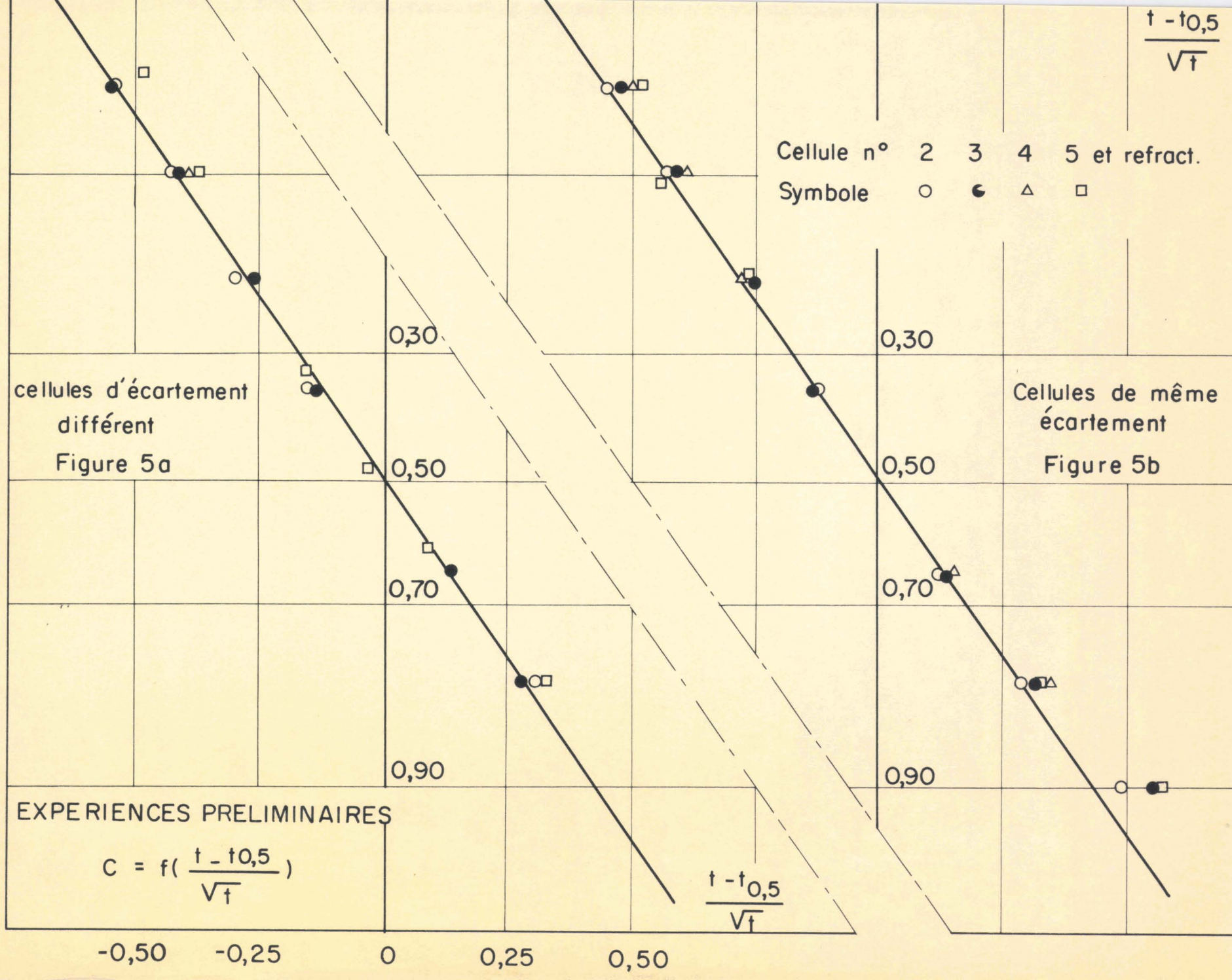
cellules d'écartement
différent
Figure 5a

Cellules de même
écartement
Figure 5b

EXPERIENCES PRELIMINAIRES

$$C = f\left(\frac{t - t_{0,5}}{\sqrt{t}}\right)$$

$$\frac{t - t_{0,5}}{\sqrt{t}}$$



- La déviation au voisinage du fluide déplacé est moins marquée que la déviation au voisinage du fluide déplaçant.
- Les deux déviations restent situées d'un même côté de la droite de Henry. D'une façon pratique les concentrations observées en fluide déplaçant sont plus faibles que celles qui résulteraient d'un profil rigoureusement conforme à la loi en fonction d'erreur.
- Si on compare les déviations observées pour les cellules de même écartement et celles que l'on obtient avec les cellules d'écartement différent, ces déviations sont tout à fait analogues.
- Si on compare un profil de concentration situé loin de l'embout de sortie au profil de concentration relevé à la sortie les déviations sont tout à fait du même ordre de grandeur.

On en déduit que :

- Les profils observés concordent de façon assez satisfaisante avec ceux qui correspondent à une solution en fonction d'erreur.
- Les déviations que l'on observe par rapport à cette solution au voisinage des fluides purs ne peuvent être attribuées ni à un effet de moyenne dû au mode de mesure utilisé, ni à un effet d'embout comme le supposaient jusqu'à présent la plupart des expérimentateurs, du fait qu'ils ne mesuraient pas les concentrations in situ. Ces déviations semblent avoir une signification physique, l'équation adoptée ne décrivant pas de façon parfaite le processus de dispersion.

III.112) Déviations

On peut faire appel à différentes considérations pour tenter d'apporter une explication à la présence de ces queues.

- Les unes sont liées aux propriétés du milieu poreux : en effet, nous avons supposé que le milieu poreux était parfaitement homogène. Mais ce n'est pas là une certitude. En effet, il a pu se former lors du tassement du sable des zones plus ou moins perméables. Ces zones pourraient être à l'origine de perturbations dans le profil des concentrations.

Il existe une seconde explication qui elle attribue les déviations à un effet de poche "stagnante" plus marqué que dans le cas du traceur (réf. 10).

- Les autres sont liées aux propriétés des fluides.

Le fait que le coefficient de diffusion moléculaire soit en réalité une fonction de la concentration conduit pour des déplacements effectués dans des capillaires à vitesse très lente à des déviations par rapport à la loi "en fonction d'erreur" (cf. par ex. réf. 44). Ces déviations sont d'ailleurs tout à fait normales. Il existe même des méthodes de mesure qui déduisent la fonction $D(c)$ de résultats de déplacements miscibles. Il y aurait donc là une explication tout à fait plausible aux déviations constatées dans le domaine de diffusion moléculaire mais cette explication pourrait difficilement être étendue au domaine où l'effet de la diffusion moléculaire n'est plus prépondérant.

Le contraste de masse volumique pourrait peut-être lui aussi être invoqué mais des expériences effectuées récemment avec des solutions eau-KI qui présentent la propriété remarquable d'avoir une viscosité pratiquement constante ont montré que dans ce cas les déviations étaient beaucoup moins marquées.

Le contraste de viscosité qui lui agit directement sur la distribution locale des vitesses nous semble être le facteur le plus plausible à invoquer pour expliquer l'existence de ces déviations. On peut d'ailleurs signaler à ce sujet un essai théorique (réf. 45)* où l'auteur introduisait un coefficient de dispersion fonction du gradient de viscosité. Les tentatives que nous avons faites pour exploiter cette étude se sont révélées infructueuses.

En fait, on se trouve dans l'impossibilité de se prononcer d'une façon catégorique pour l'une ou l'autre de ces explications et ce du fait que l'on ne peut ni les envisager séparément sur le plan expérimental, ni introduire correctement sur le plan théorique la contribution des différents paramètres qu'elles feraient intervenir.

III.12) L o i d e " l a r a c i n e c a r r é e "

Si l'on reprend l'une des figures donnant les profils des concentrations en diagramme galtonien pour différentes distances on constate, qu'avec la réserve faite sur les extrémités, les points représentatifs correspondant aux différentes valeurs de x s'alignent sur un même droite.

Ceci constitue une vérification d'une loi de croissance de la longueur de la zone de mélange proportionnellement à la racine carrée de la distance parcourue.

En effet, si on reprend la solution en fonction d'erreur on a :

$$c = \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \frac{x-ut}{2\sqrt{Kt}} \right]$$

d'où en définissant la zone de mélange à l'aide des points de concentration 0,16 et 0,84 (1-0,16) et en admettant que la tranche de concentration $c = 0,5$ se déplace à la vitesse moyenne u :

$$\frac{x_{0,84} - x_{0,16}}{2\sqrt{K} \frac{x_{0,5}}{u}} = \text{cte} = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

*) Nous n'avons pas cité cette étude dans notre revue bibliographique en raison du fait que la seule exploitation à laquelle elle a donné lieu concernait des déplacements instables qui n'entrent pas dans le cadre de ce travail.

ceci pour les mesures effectuées à temps fixe*.

Pour les mesures faites à une abscisse fixe on peut écrire :

$$c = \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \frac{u(t_{0,5}-t)}{2 \sqrt{K} \sqrt{t}} \right]$$

La vérification consiste donc à montrer que c n'est fonction que du paramètre : $\frac{t_{0,5}-t}{\sqrt{t}}$.

C'est ce qui ressort aussi bien de la figure (5a) que de la figure (5b) et la loi de "la racine carrée" se trouve donc bien vérifiée.

On peut donc dire en conclusion que compte tenu d'une part, de la bonne concordance des courbes expérimentales et des profils de concentration en fonction d'erreur, tout au moins dans la zone centrale, d'autre part de la bonne vérification de la loi de "la racine carrée", l'équation de la dispersion avec un coefficient K constant, généralement adoptée dans le cas du traceur, constitue une description encore satisfaisante du déplacement miscible de deux fluides de masses volumiques et de viscosités dynamiques différentes.

III.2) INFLUENCE DU CONTRASTE DE VISCOSITE

Les résultats de l'étude préliminaire que nous venons de présenter rendent légitime le calcul de similitude que nous avons fait en II.1.

Rappelons le résultat de ce calcul :

$$\frac{K}{D} = f\left(\underbrace{\frac{u D \rho}{\mu}}_{P_e}, \underbrace{\frac{\rho_1}{\rho_2}}_{M}, \underbrace{\frac{d^3 \rho \Delta \rho}{\mu D}}_{B}\right)$$

Comme nous l'avons déjà dit, afin de pouvoir dégager l'effet du seul contraste de viscosité traduit par M il importe de maintenir constant le

nombre $B = \frac{d^3 \rho \Delta \rho}{\mu D}$ qui rend compte de l'importance du contraste de masse volumique.

*) La valeur de cette constante soit $1/\sqrt{2}$ résulte du choix des concentrations 0,16 et 0,84 pour définir la longueur de la zone de mélange et ressort des tables de la fonction d'erreur.

En fait l'idéal serait de se libérer complètement de la contrainte imposée par le contraste de masse volumique et de réaliser $\beta = 0$. Or ceci n'est possible que si l'on utilise des fluides qui ont rigoureusement la même masse volumique ($\Delta \rho = 0$). Comme il n'en existe pas parmi les fluides purs, on se trouverait conduit à utiliser des mélanges, solution que nous avons exclue en raison de la complexité de la diffusion moléculaire et des difficultés auxquelles on se heurte alors dans la définition d'un coefficient de diffusion moléculaire moyen.

On pourrait penser à utiliser des gaz de façon à rendre minimale la valeur de β . En effet, les gaz présentent de faibles valeurs de $\Delta \rho$ et de fortes valeurs de D et malgré les faibles valeurs de μ on aboutit encore à des valeurs très faibles pour β .

A titre d'exemple pour le couple anhydride carbonique-air, on a :

Fluide	μ poise	ρ g/cm ³	$\Delta \rho = 0,69.10^{-3}$
CO ₂	150.10 ⁻⁶	1,98.10 ⁻³	$\mu_{0,5} \# 165.10^{-6}$
Air	180.10 ⁻⁶	1,29.10 ⁻³	$D \# 0,1 \text{ cm}^2/\text{s}$

Si on utilise un sable de diamètre moyen de particules $d_p = 142$ microns, on aura :

$$\frac{(1,42)^3 \cdot 10^{-6} \times 981 \times 0,69 \cdot 10^{-3}}{165 \cdot 10^{-6} \times 0,1} = 0,12$$

La très faible valeur de β pourrait laisser supposer que son effet serait alors négligeable. Malheureusement, les viscosités des gaz utilisés couramment sont telles qu'il est impossible de réaliser une gamme suffisamment large de valeurs pour le rapport des viscosités.

Ce sont là des considérations qui nous ont conduit à utiliser des liquides et à adopter pour β une valeur constante d'environ 6700. Cette valeur peut paraître élevée a priori. En fait, il n'est pas rare de rencontrer dans les problèmes pratiques des valeurs encore plus élevées. C'est ainsi que pour le gisement de Rainbow dans l'Alberta (Canada) qui fait l'objet d'un déplacement miscible unidirectionnel on a une valeur pour β qui est de l'ordre de 100.000.

Les valeurs de β réalisées pratiquement dans nos expériences sont en fait légèrement différentes. :

- $\beta = 6630$ pour le couple eau-glycol éthylique
- $\beta = 6680$ pour le couple alcool isopropylique-alcool benzylique
- $\beta = 6750$ pour le couple eau+NaCl 10 g/l - eau+NaCl 70 g/l.

De si légères différences n'ont pratiquement aucun effet sur le coefficient de dispersion réduit. C'est ce qui ressort du dépouillement des résultats de l'étude (réf. 38) concernant l'influence du contraste de masse volumique (fig. 6). En effet, dans le domaine de valeurs de \mathcal{B} qui nous intéresse, l'influence des variations relatives de ce nombre est beaucoup plus faible. Nous pouvons donc légitimement estimer que nous avons réellement maintenu le nombre \mathcal{B} constant.

La gamme des vitesses de déplacement utilisées est telle que les nombres de Peclet correspondants varient de 0,4 à 40 environ. Cette gamme est relativement large et permet de disposer de renseignements aussi bien sur le domaine de diffusion moléculaire que sur le domaine de convection pure. Ces vitesses sont d'ailleurs celles que l'on rencontre couramment dans les problèmes pratiques.

Pour chaque valeur du rapport des viscosités nous avons effectué plusieurs déplacements à des vitesses différentes donnant des valeurs relativement bien réparties pour le nombre de Peclet.

Il est à signaler que les déplacements effectués à vitesse très lente sont très délicats. En effet, pour certains déplacements, le seul passage de la zone de mélange pouvait durer 36 heures, la manipulation durant elle-même plusieurs jours.

Nous donnons dans les tableaux qui suivent les résultats fournis par les expériences réalisées avec les différents couples.

Chaque résultat correspond à un déplacement. Les valeurs de K données dans les tableaux résultent d'un calcul effectué à partir de la valeur expérimentale de la longueur de la zone de mélange réduite (cf. III.12).

Pour chaque déplacement nous donnons les valeurs correspondantes du coefficient de dispersion réduit $\frac{K}{D}$ et du nombre de Peclet $\mathcal{P}_e = \frac{udp}{D}$.

On peut utiliser différentes représentations graphiques pour analyser ces résultats.

III.21) Variations de $\frac{K}{D}$ en fonction de \mathcal{P}_e
pour différentes valeurs de \mathcal{M}

Nous avons présenté sur la figure 7 l'ensemble des courbes $\frac{K}{D}$ fonction de $\frac{udp}{D}$ correspondant aux différents déplacements qui ressortent des tableaux 8 à 12. Le tracé est fait en diagramme log-log.

A chaque valeur du rapport de viscosité \mathcal{M} correspond une courbe.

Figure 6

COURBES $\frac{K}{D} = f\left(\frac{u}{\mu D}\right)$ AVEC $\frac{u}{\mu D} = \text{CONSTANT}$

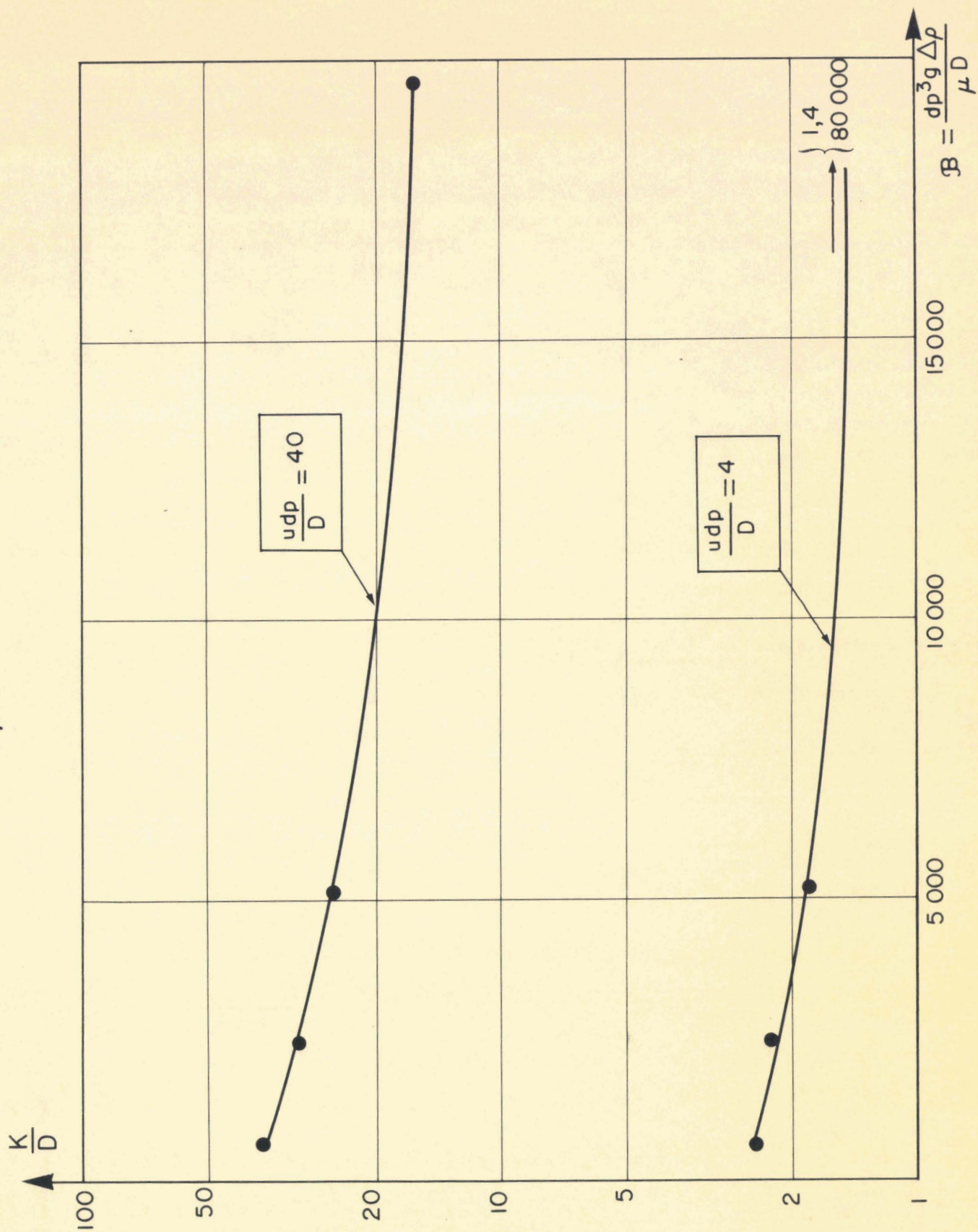


TABLEAU 8

Fluide déplaçant : glycol éthyénique

Fluide déplacé : eau distillée

M	B	D cm^2/s	dp microns
0,047	6630	$4,9 \cdot 10^{-6}$	225

u	K cm^2/s	K/D	$P_e = \frac{u \Delta p}{D}$
$0,0914 \cdot 10^{-3}$	$3,41 \cdot 10^{-6}$	0,695	0,419
$0,165 \cdot 10^{-3}$	$3,44 \cdot 10^{-6}$	0,702	0,757
$0,316 \cdot 10^{-3}$	$4,38 \cdot 10^{-6}$	0,895	1,45
$0,338 \cdot 10^{-3}$	$4,64 \cdot 10^{-6}$	0,946	1,55
$0,833 \cdot 10^{-3}$	$5,99 \cdot 10^{-6}$	1,221	3,82
$1,46 \cdot 10^{-3}$	$8,8 \cdot 10^{-6}$	1,795	6,7
$3,65 \cdot 10^{-3}$	$25,7 \cdot 10^{-6}$	5,25	16,75
$7,2 \cdot 10^{-3}$	$54,1 \cdot 10^{-6}$	11,08	33,1

TABLEAU 9

Fluide déplaçant : alcool benzylique
 Fluide déplacé : alcool isopropylique

M	B	D cm^2/s	dp microns
0,358	6680	$3,2 \cdot 10^{-6}$	142,5

u cm/s	K cm^2/s	K/D	$P_e = \frac{u \cdot dp}{D}$
$0,1075 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{-6}$	0,78	0,478
$0,40 \cdot 10^{-3}$	$3,67 \cdot 10^{-6}$	1,147	1,78
$0,406 \cdot 10^{-3}$	$3,9 \cdot 10^{-6}$	1,218	1,805
$0,86 \cdot 10^{-3}$	$5,15 \cdot 10^{-6}$	1,61	3,83
$1,36 \cdot 10^{-3}$	$7,51 \cdot 10^{-6}$	2,35	6,05
$1,73 \cdot 10^{-3}$	$8,65 \cdot 10^{-6}$	2,7	7,7
$2,38 \cdot 10^{-3}$	$12,15 \cdot 10^{-6}$	3,8	10,6
$3,35 \cdot 10^{-3}$	$16,6 \cdot 10^{-6}$	5,19	14,9
$6,1 \cdot 10^{-3}$	$36,7 \cdot 10^{-6}$	11,47	27,2

TABLEAU 10

Fluide déplaçant : eau + NaCl (70 g/l)
 Fluide déplacé : eau + NaCl (10 g/l)

M	B	D cm^2/s	dp microns
0,9	6750	$1,27 \cdot 10^{-5}$	282,5

u cm/s	K cm^2/s	K/D	$P_e = \frac{u \cdot dp}{D}$
$0,386 \cdot 10^{-3}$	$9,1 \cdot 10^{-6}$	0,717	0,855
$1,13 \cdot 10^{-3}$	$21 \cdot 10^{-6}$	1,65	2,52
$1,43 \cdot 10^{-3}$	$22,8 \cdot 10^{-6}$	1,8	3,17
$1,81 \cdot 10^{-3}$	$24 \cdot 10^{-6}$	1,89	4,02
$2,12 \cdot 10^{-3}$	$39,5 \cdot 10^{-6}$	3,12	4,7
$5,45 \cdot 10^{-3}$	$117 \cdot 10^{-6}$	9,2	12,1
$6,54 \cdot 10^{-3}$	$112 \cdot 10^{-6}$	8,82	14,5
$9,5 \cdot 10^{-3}$	$194 \cdot 10^{-6}$	15,3	21

TABLEAU 11*

Fluide déplaçant : eau + NaCl (10 g/l)
 Fluide déplacé : eau + NaCl (70 g/l)

M	B	D cm^2/s	dp microns
1,11	6750	$1,27 \cdot 10^{-5}$	282,5

u cm/s	K cm^2/s	K/D	$P_e = \frac{u \Delta p}{D}$
$0,396 \cdot 10^{-3}$	$9,5 \cdot 10^{-6}$	0,75	0,88
$2,36 \cdot 10^{-3}$	$32,4 \cdot 10^{-6}$	2,55	5,25
$5,4 \cdot 10^{-3}$	$103 \cdot 10^{-6}$	8,1	11,9
$7,2 \cdot 10^{-3}$	$139 \cdot 10^{-6}$	11	15,85
$11,1 \cdot 10^{-3}$	$280 \cdot 10^{-6}$	22	24,7

*) A la dernière vitesse utilisée, soit $u = 1,11 \cdot 10^{-2}$ cm/s, le déplacement était encore stable. Ce résultat est d'ailleurs conforme aux prévisions fournies par le calcul classique de la vitesse critique qui donne $u_c = 4 \cdot 10^{-2}$ cm/s.

TABLEAU 12*

Fluide déplaçant : alcool isopropylique
 Fluide déplacé : alcool benzylique

M	B	D cm^2/s	dp microns
2,79	6680	$3,2 \cdot 10^{-6}$	142,5

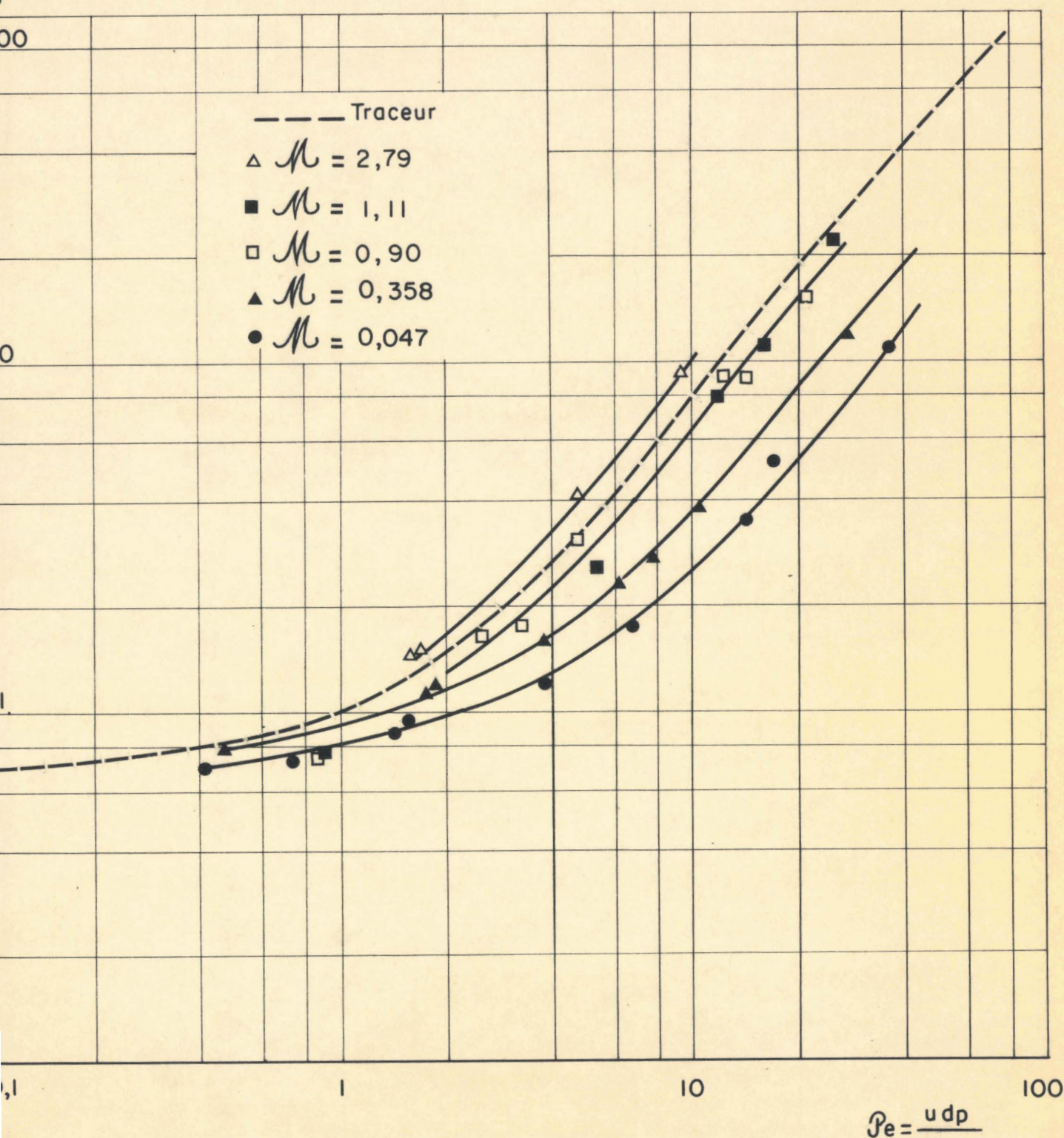
u cm/s	K cm^2/s	K/D	$P_e = \frac{u dp}{D}$
$0,354 \cdot 10^{-3}$	$4,72 \cdot 10^{-6}$	1,475	1,575
$0,377 \cdot 10^{-3}$	$4,75 \cdot 10^{-6}$	1,485	1,68
$1,048 \cdot 10^{-3}$	$13,1 \cdot 10^{-6}$	4,1	4,66
$2,14 \cdot 10^{-3}$	$29,4 \cdot 10^{-6}$	9,2	9,52

*) Au-delà de la valeur $u = 2,14 \cdot 10^{-3} \text{ cm/s}$ le front qui était plan se déforme et il apparaît des digitations. Nous avons retenu cette valeur pour estimer la vitesse critique réelle.

Figure 7

COURBES $\frac{K}{D} = f\left(\frac{udp}{D}\right)$ POUR DIFFERENTES VALEURS DE \mathcal{M}

$\beta \# 6700$



Nous avons reporté aussi, sur cette même figure, la courbe moyenne pour le traceur telle qu'elle ressort de la figure 1, ce afin de disposer d'une courbe de référence.

Il est à noter que pour le traceur nous avons $\mathcal{M} = 1$, $\mathcal{B} = 0$ alors que pour les autres courbes nous avons $\mathcal{B} = 6700$, \mathcal{M} prenant différentes valeurs.

III.211) Analyse des résultats

L'examen des différentes courbes obtenues appelle les remarques suivantes :

- Pour $\mathcal{M} = 2,79$ la courbe $\frac{K}{D} = f(\frac{udp}{D})$ a été arrêtée au point d'abscisse environ 10. Cette limite est celle des déplacements stables que nous avons pu réaliser lorsque l'alcool isopropylique déplace l'alcool benzylique. Au-delà de cette limite le déplacement est instable, c'est-à-dire donne lieu à des digitations (cf. Annexe III). Nous appellerons cette limite nombre de Peclet critique.

- Pour $\mathcal{M} = 1,11$ et $\mathcal{M} = 0,9$ on obtient des résultats tels qu'il est impossible de prétendre les placer sur deux courbes distinctes. Aussi dans tout ce qui suit nous n'avons considéré qu'une seule courbe, caractéristique des déplacements pour $\mathcal{B} = 6700$ et $\mathcal{M} = 1$.

- Toutes les courbes obtenues ont une allure classique et comportent les trois domaines habituels, c'est-à-dire diffusion moléculaire pour les très faibles valeurs du nombre de Peclet, convection dynamique pure pour les valeurs élevées et enfin domaine de transition pour les valeurs intermédiaires.

- Dans le domaine de diffusion moléculaire, caractérisé par le palier amorcé sur la figure pour les valeurs de \mathcal{P}_e inférieures à 1, le rapport des viscosités ne semble pas avoir d'influence. En effet, dans ce domaine les échanges entre les deux fluides sont régis par la seule diffusion modifiée par le milieu poreux, toutes les courbes tendent vers une même valeur du coefficient de dispersion réduit qui est de l'ordre de 0,7. Ce résultat est d'ailleurs tout à fait comparable à ce qui se passe dans le cas du traceur.

Ce résultat est d'ailleurs à rapprocher des résultats obtenus hors du milieu poreux (cf. Annexe II) et qui montraient que le coefficient de dispersion pour les faibles vitesses était le même quel que soit le fluide initialement en place.

Nous avons retenu pour la position de ce palier la valeur $\frac{K}{D} = 0,67$ qui ressort notamment de l'étude (réf. 38) et qui est tout à fait compatible avec nos résultats.

- Dans le domaine de transition les courbes se séparent déjà sous l'effet du contraste de viscosité. Cette séparation se fait plus nette pour des valeurs du nombre de Peclet de l'ordre de 2 environ.

- Dans le domaine de convection dynamique, les courbes $\frac{K}{D} = f(\frac{u \rho}{D})$ sont des droites toutes parallèles entre elles et parallèles à la courbe moyenne du traceur. La pente de ces droites est d'environ 1,2.

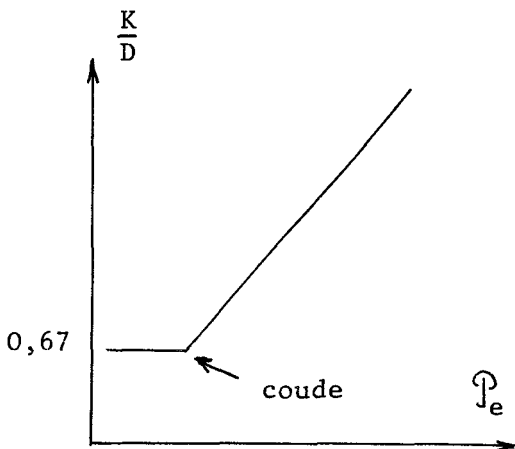
L'effet du rapport des viscosités est tout à fait net. Les valeurs de $\frac{K}{D}$ sont d'autant plus fortes que M est élevé.

- La courbe obtenue pour $M = 1$ et $\beta = 6700$ se trouve située en-dessous de la courbe du traceur ce qui est tout à fait normal étant donné que le contraste de masse volumique tend lui aussi à réduire le coefficient de dispersion.

III.212) Caractérisation des courbes $\frac{K}{D} = f(\frac{u \rho}{D})$

Afin de caractériser ces courbes on peut les schématiser comme le montre la figure ci-dessous.

- Position du coude :



La valeur de P_e au coude, c'est-à-dire à l'intersection de la droite qui porte les points obtenus en convection dynamique pure et du palier correspondant à la diffusion moléculaire permet de préciser la position de la courbe correspondante.

Le tableau ci-dessous précise les valeurs obtenues pour P_e au coude dans les différents cas. Nous donnons aussi à titre indicatif dans ce même tableau les valeurs correspondantes du nombre de Reynolds.

M	0,047	0,358	1	2,79
P_e au coude	3,6	2,5	1,5	1,1
R_e	$4,6 \cdot 10^{-4}$	$2,1 \cdot 10^{-4}$	$19 \cdot 10^{-4}$	$0,94 \cdot 10^{-4}$

Il est à signaler que la valeur de $R_e = \frac{u \rho}{\mu}$ est obtenue en prenant pour ρ et μ les valeurs obtenues pour le mélange de concentration $c = 0,5$.

Nous avons porté les valeurs de \mathcal{P}_e au coude sur la figure 8. Il est à remarquer que pour les fortes valeurs de \mathcal{M} , \mathcal{P}_e au coude peut n'être plus défini, en effet, l'apparition des digitations peut supprimer complètement la partie rectiligne de pente 1,2.

- $\beta = f(\mathcal{M})$, un autre mode de caractérisation consiste à écrire :

$$\frac{K}{D} = \beta \left(\frac{udp}{D} \right)^{1,2}$$

et à calculer les valeurs de β correspondant aux différents cas. On obtient :

\mathcal{M}	0,047	0,358	1	2,79
β	0,145	0,223	0,413	0,61

Nous avons porté sur la figure 8 $\beta = f(\mathcal{M})$. Il est à noter que β semble tendre vers une valeur limite quand $\mathcal{M} \rightarrow 0$, c'est-à-dire quand on déplace un fluide par un second fluide dont la viscosité est de plus en plus forte par rapport à celle du premier fluide. Cela correspond au fait que la zone de mélange tend certes à se réduire sous l'effet du contraste de viscosité mais on ne peut pas continuer ainsi à la réduire indéfiniment.

En définitive, l'effet d'une diminution du rapport \mathcal{M} des viscosités se traduit pratiquement par une translation vers les nombres de Peclet élevés des gammes de \mathcal{P}_e correspondant aux différents domaines : diffusion moléculaire, domaine de transition et convection pure.

III.22) Variations de $\frac{K}{D}$ en fonction de \mathcal{M} pour différentes valeurs de \mathcal{P}_e

Nous avons reporté sur la figure 9 ces mêmes résultats sous la forme de courbes $\frac{K}{D}$ en fonction de \mathcal{M} , pour différentes valeurs du nombre de Peclet. Les valeurs de \mathcal{P}_e retenues sont 2, 4, 10 et 20.

III.221) Analyse des résultats

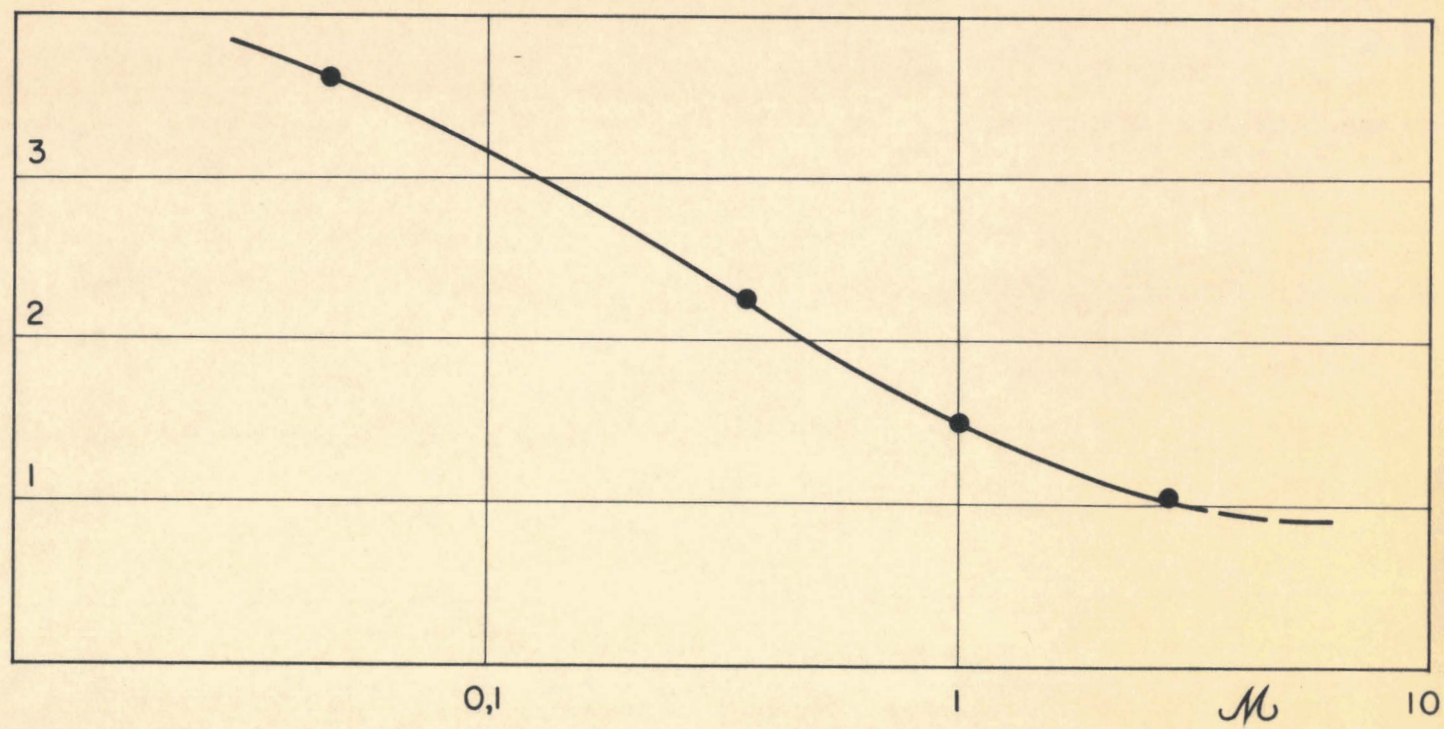
- Il est à noter tout d'abord que l'horizontale $\mathcal{P}_e = 0$ correspond bien entendu aux déplacements effectués à vitesse nulle ($\mathcal{P}_e = \frac{udp}{D} = 0$) ou, d'une façon plus large, dans le domaine de diffusion moléculaire.

- Quand on va dans le sens des nombres de Peclet croissants, on distingue deux régions séparées par une courbe. La première, et c'est dans cette région que se situent tous nos résultats, correspond aux déplacements stables, la seconde, aux déplacements instables.

CARACTERISTIQUES DES COURBES $\frac{K}{D} = f\left(\frac{u}{D}\right)$

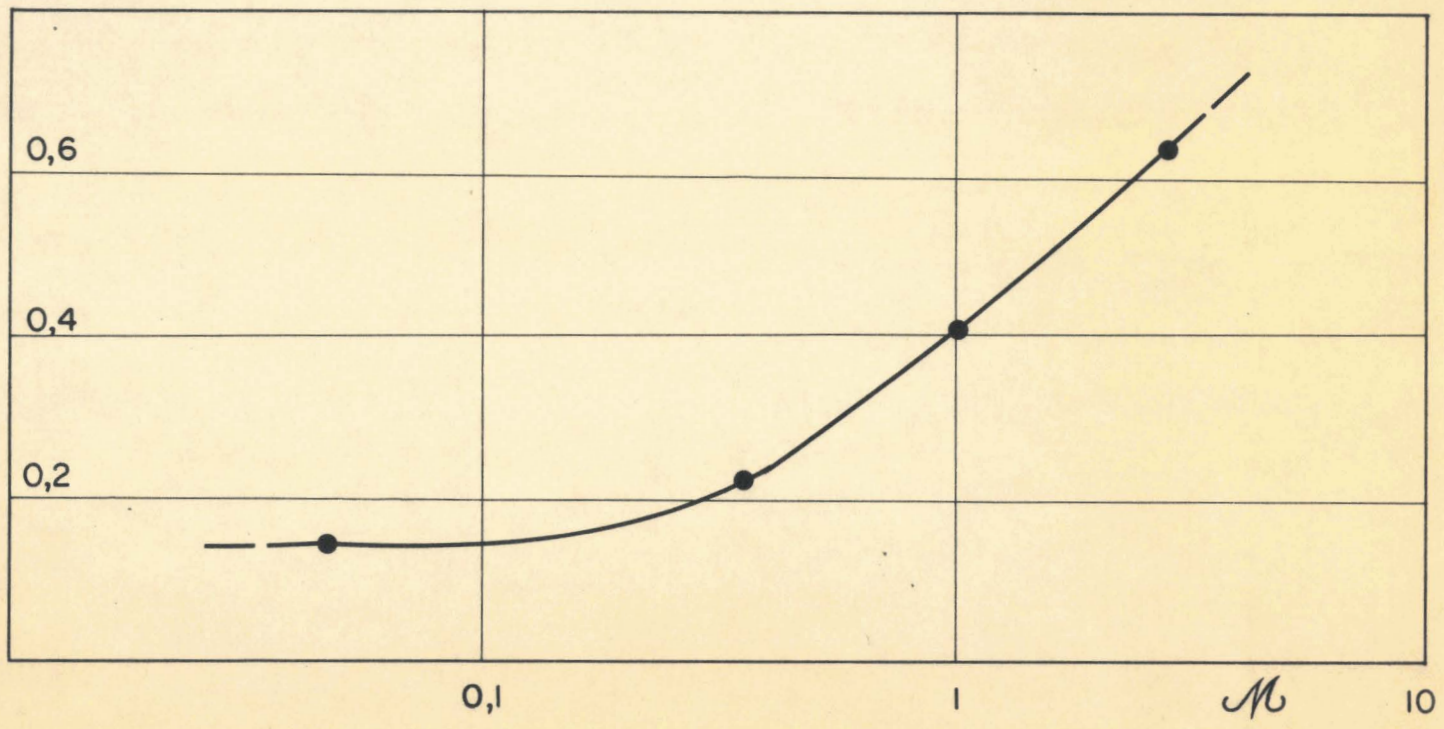
1. Position du coude.

\mathcal{P}_e au coude



2. $\beta = f(M)$

β



- L'examen de ces courbes montre que l'effet du rapport de viscosité est d'autant plus net que \mathcal{P}_e est élevé. En effet, en fonction de \mathcal{M} le coefficient de dispersion réduit croît beaucoup plus rapidement pour les fortes valeurs de \mathcal{P}_e , alors que, pour les faibles valeurs il ne varie pratiquement pas.

- On note aussi que, dans le domaine des déplacements stables, la valeur 1 du rapport des viscosités n'a, ici, rien de remarquable. En effet, à partir du moment où il existe un contraste de masse volumique suffisant pour assurer la stabilité du déplacement, rien ne différencie les comportements observés que l'on ait $\mathcal{M} < 1$ ou $\mathcal{M} > 1$.

III.222) Limite des déplacements stables

Comme il ressort de la figure 9, la séparation entre les deux domaines (déplacements stables et déplacements instables) est constituée par une courbe $\frac{K}{D} = f(\mathcal{P}_e \text{ critique})$.

Cette courbe admet deux asymptotes : la première est l'horizontale $\frac{K}{D} = 0,67$ ($\mathcal{P}_e = 0$) ; l'existence de cette asymptote correspond au fait que, quelle que soit la valeur du rapport des viscosités, il est toujours possible de réaliser un déplacement stable ce, à condition de se placer dans le domaine de diffusion moléculaire. Il suffit pour cela d'opérer à une vitesse extrêmement faible. La seconde asymptote est la parallèle $\mathcal{M} = 1$ à l'axe des ordonnées ; l'existence de cette asymptote correspond au fait que pour $\mathcal{M} \leq 1$ les déplacements sont toujours stables, et que pour $\mathcal{M} > 1$ il est toujours possible de réaliser un déplacement instable à condition de se placer au-delà de la valeur du nombre de Peclet critique correspondant.

La courbe passe aussi par les points correspondant aux déplacements juste critiques pour $\mathcal{M} = 2,79$ et $\mathcal{M} = 21$.

Le tableau qui suit (13) précise les valeurs critiques dans les différents cas.

III.23) R e m a r q u e s

On peut proposer une explication qualitative de l'effet du rapport des viscosités. En effet, si on se place à l'échelle microscopique, on note que, sous l'effet d'un même gradient de pression une particule du fluide le moins visqueux se déplace plus vite qu'une particule du fluide le plus visqueux et a donc tendance à gagner l'aval plus rapidement.

COURBES $\frac{\kappa}{D} = f(\mathcal{M})$ POUR DIFFERENTES VALEURS DE \mathcal{P}_e

B # 6700

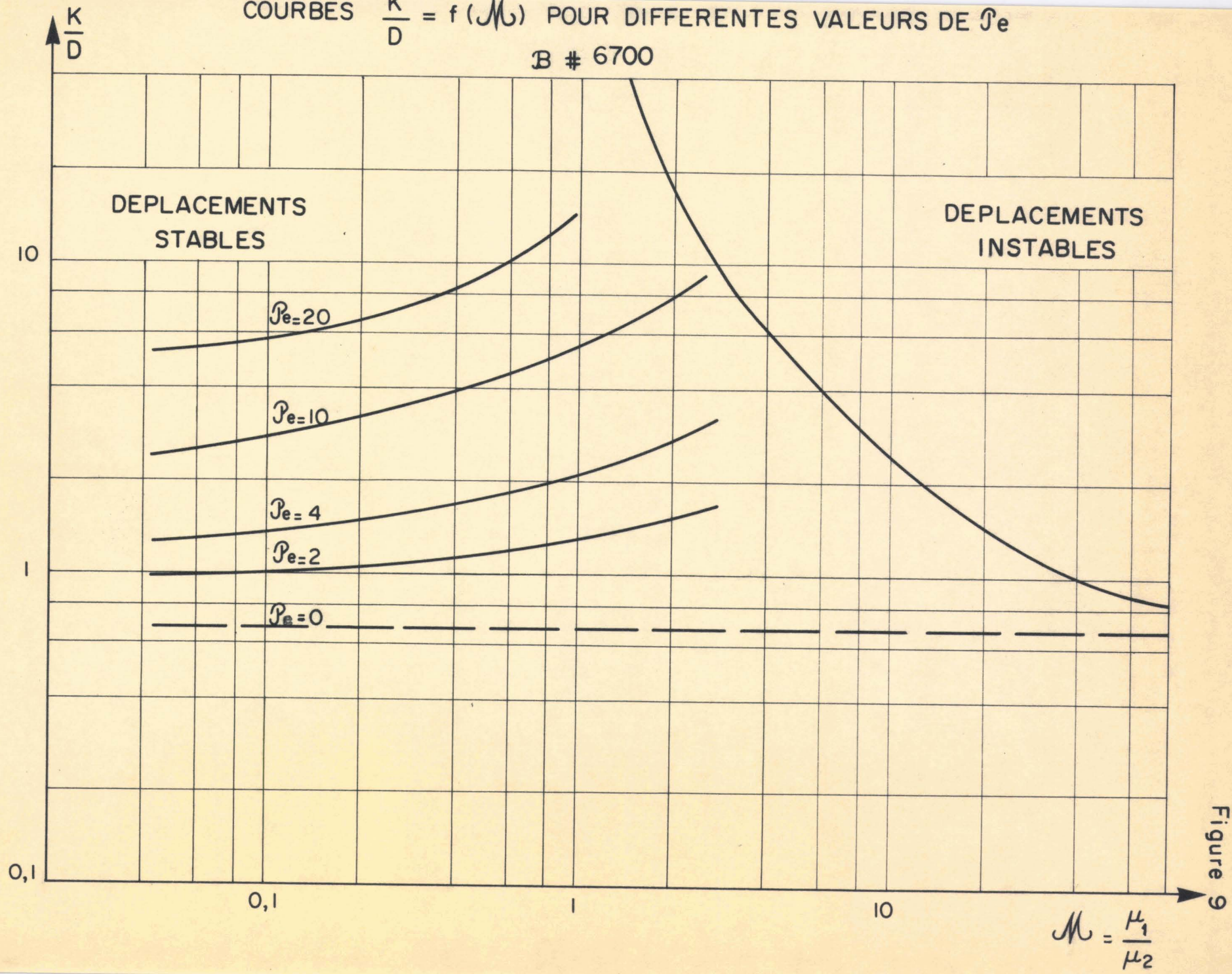


Figure 9

TABLEAU 13

Limite des déplacements stables

Fluide déplacé	Glycol éthylique	Alcool benzylique	Solution 70 g/l eau-NaCl
Fluide déplaçant	Eau distillée	Alcool isopropylique	Solution 10 g/l eau-NaCl
$\Delta \rho$ g/cm ³	0,119	0,259	0,041
$\Delta \mu$ cPo	20	4,14	0,10
k darcy	24	11,5	39
ϕ %	38,6	40,2	37,8

u_c théorique* cm/s	$0,36 \cdot 10^{-3}$	$1,75 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-2}$
-----------------------	----------------------	----------------------	-------------------

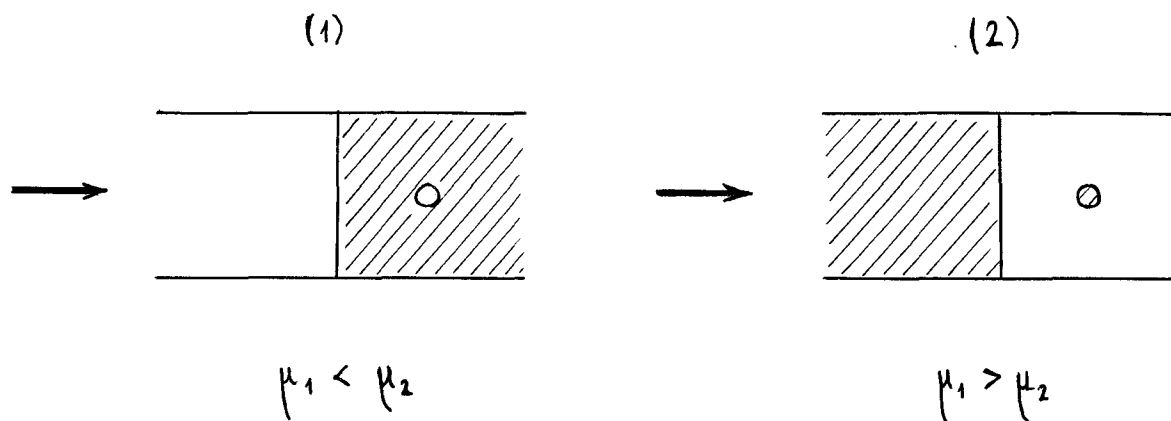
u_c réel cm/s	$0,27 \cdot 10^{-3}$	$2,15 \cdot 10^{-3}$	$> 1,11 \cdot 10^{-2}$
-----------------	----------------------	----------------------	------------------------

P_{ec} théorique	1,65	7,8	89
P_{ec} réel	1,24	9,6	> 25

*

Les vitesses critiques théoriques sont calculées à l'aide de la formule extraite de l'Annexe III :

$$u_c = \frac{k}{\phi} \frac{g(\rho_2 - \rho_1)}{(\mu_2 - \mu_1)}$$



Dans le cas où le fluide déplacé est le moins visqueux (1), les particules de ce fluide tendent donc à regagner leur fluide d'origine, d'où une diminution de la dispersion.

Dans le cas contraire (2), elles tendent à pénétrer plus en avant dans le fluide le plus visqueux, d'où une augmentation de la dispersion.

Cet effet doit d'ailleurs être d'autant plus marqué que le contraste de viscosité est plus élevé. C'est ce qui ressort des résultats que nous avons présentés plus haut.

C O N C L U S I O N S

Nous nous sommes proposé, dans ce travail, d'étudier l'influence de l'existence d'un contraste de viscosité sur un déplacement miscible stable effectué dans un milieu poreux homogène, que cette stabilité soit toujours réalisée ou qu'elle ne le soit que dans certaines conditions de déplacement.

L'examen des études antérieures concernant les déplacements miscibles fait ressortir les points suivants :

- Dans le cas du traceur (fluides de même masse volumique et de même viscosité) les nombreux résultats tant théoriques qu'expérimentaux sont concordants. Le profil des concentrations est solution d'une équation du type de la diffusion (dite équation de la dispersion) avec un coefficient K. Ce coefficient dépend de u, vitesse du déplacement, de D, coefficient de diffusion moléculaire, et de dp, diamètre moyen des particules, et on a :

$$\frac{K}{D} = \alpha + \beta \left(\frac{udp}{D} \right)^{1,2}$$

α et β étant des constantes dont la valeur dépend de la nature du milieu poreux.

- Dans le cas général (fluides de masses volumiques et de viscosités différentes) les quelques études dont on dispose sont assez divergentes quant à la validité de l'équation de la dispersion ; il n'existe pas d'étude à caractère quantitatif sur l'influence du contraste de viscosité et les conditions d'étude adoptées rendent souvent peu exploitables les résultats bibliographiques.

Le choix des conditions d'étude s'est ainsi révélé particulièrement important : nous nous sommes donc attaché dans la présente étude à :

- Eliminer les erreurs qu'aurait pu introduire la mesure des concentrations à la sortie : pour cela une méthode de mesure in-situ des concentrations a été mise au point.
- Chiffrer de façon analogue dans tous les cas l'importance de la diffusion moléculaire : pour cela un mode d'obtention d'un coefficient de diffusion moléculaire moyen a été proposé.

- Préciser par un calcul de similitude les différents nombres sans dimension caractéristiques de cette étude, à savoir :

$\frac{K}{D}$ coefficient de dispersion réduit qui traduit l'importance de la dispersion,

$P_e = \frac{udp}{D}$ nombre de Peclet qui traduit l'importance de la convection,

$M = \frac{\mu_1}{\mu_2}$ rapport de la viscosité du fluide déplacé à celle du fluide déplaçant qui traduit l'importance du contraste de viscosité,

$B = \frac{dp^3 g \Delta \rho}{\mu D}$ qui traduit l'importance du contraste de masse volumique.

Les conclusions que l'on tire de cette étude sont les suivantes :

- L'utilisation d'une équation du type de la diffusion avec un coefficient K constant pour décrire la dispersion longitudinale lors du déplacement miscible dans un massif vertical de deux fluides de masses volumiques et de viscosités différentes s'est révélée satisfaisante en ce que ses conséquences principales sont vérifiées : profil des concentrations en "fonction d'erreur" et croissance de la zone de mélange proportionnellement à la racine carrée de la distance parcourue.

Les faibles déviations constatées par rapport au profil en fonction d'erreur à l'amont et à l'aval de la zone de mélange sont liées à l'existence des contrastes de masse volumique et de viscosité.

- Le dépouillement des données numériques fournies par les expériences effectué à l'aide des nombres sans dimension obtenus par le calcul de similitude montre que :

- Dans le domaine de diffusion moléculaire (valeurs de P_e très faibles), le contraste de viscosité n'a aucun effet.

- Dans le domaine de convection (valeurs de P_e élevées), pour une même valeur de B , la dispersion est d'autant plus forte que le rapport des viscosités M est plus élevé (K/D croît quand M croît). Le coefficient de dispersion réduit peut d'ailleurs être écrit dans ce domaine sous la forme :

$$\frac{K}{D} = \beta \left(\frac{udp}{D} \right)^{1,2}$$

où β est une fonction de M . Les valeurs de β pour la gamme des valeurs de M étudiée sont précisées. β est une fonction croissante de M et sa croissance est d'autant plus marquée que M est élevé.

- La continuité des comportements observés dans le cas où le déplacement est stable, que M soit inférieur ou supérieur à l'unité, laisse supposer que la croissance de la zone de mélange résulte de l'existence à l'échelle microscopique de micro-digitations dues à la texture du milieu poreux et au contraste de viscosité. Tant que, par suite de la diffusion moléculaire et du contraste de masse volumique, ces micro-digitations sont résorbées ou tout au moins gardent une échelle microscopique, le déplacement reste stable ; le déplacement devient instable dès que ces digitations prennent une échelle macroscopique.

A N N E X E I

OBTENTION DES GRANDEURS SANS DIMENSION

L'inventaire des données nous avait conduit à écrire :

$$K = f(u, dp, g \Delta p, D, \mu_1, \mu_2)$$

↑
une inconnue
←
6 données

On écrit tout d'abord les formules de dimensions correspondant aux différentes grandeurs qui entrent en jeu, ce, à l'aide des trois grandeurs fondamentales de la métrologie qui sont à considérer dans ce problème à savoir : longueur L, temps T et masse M. (La température étant maintenue constante et égale à 20°C on ne fait pas intervenir l'intervalle de température).

On obtient par exemple pour μ et D :

$$\mu = M L^{-1} T^{-1}$$

$$D = L^2 T^{-1}$$

ces formules de dimensions sont des relations entre produits de puissances de M, L et T. Si on écrit ces formules sous forme de relations entre logarithmes on obtiendra des relations linéaires par exemple :

$$\log \mu = (1) \cdot \log M + (-1) \cdot \log L + (-1) \cdot \log T$$

$$\log D = (2) \cdot \log L + (-1) \log T$$

On définit ainsi un système d'équations linéaires d'où une matrice de coefficients. Dans le cas qui nous intéresse on a :

$$\begin{bmatrix} K \\ u \\ dp \\ g \Delta p \\ D \\ \mu_1 \\ \mu_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 2 & -1 \\ 0 & 1 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \\ 1 & -2 & -2 \\ 0 & 2 & -1 \\ 1 & -1 & -1 \\ 1 & -1 & -1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} M \\ L \\ T \end{bmatrix}$$

Le rang de cette matrice que l'on appelle aussi l'ordre de l'invariance est 3. En effet, le déterminant correspondant à u , dp et $g \Delta \rho$ est différent de 0.

$$(u, dp, g \Delta \rho) \longrightarrow \begin{vmatrix} 0 & 1 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \\ 1 & -2 & -2 \end{vmatrix} = 1$$

On peut donc choisir parmi les 6 données un système de trois grandeurs primaires (primaires signifie dont les coefficients conduisent à une matrice de déterminant non nul).

Le théorème de Vaschy dit alors :

"L'équation fournissant l'inconnue K en fonction des données $u, dp, g \Delta \rho$, D , μ_1 , μ_2 est équivalente à une équation fournissant une inconnue réduite K^* en fonction de données réduites.

Si d est le nombre des données (ici 6),
si p est l'ordre de l'invariance (ici 3),

le nombre des données réduites est $d-p = 6-3 = 3$.

L'inconnue réduite K^* est le quotient de l'inconnue par le produit de puissances des grandeurs primaires qui a la même formule de dimensions. Les données réduites se forment de façon analogue à partir des $d-p$ données non primaires".

Nous avons choisi comme système de grandeurs primaires (μ_2, dp, D).

Nous avons effectivement affaire à un système de grandeurs primaires ; en effet, le déterminant correspondant est non nul.

$$(\mu_2, dp, D) \longrightarrow \begin{vmatrix} 1 & -1 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 2 & -1 \end{vmatrix} = -1$$

Nous revenons plus longuement (en II.124) sur les raisons de ce choix.

Pour obtenir les grandeurs réduites il faut écrire les formules de dimensions correspondant à K , u , μ_1 et $g \Delta \rho$ à l'aide du système de grandeurs primaires choisi. Pour cela on passe d'abord par les formules de dimensions écrites à l'aide du système des grandeurs fondamentales (M , T , T).

Schématiquement on a :

$$\begin{bmatrix} \mu_2 \\ dp \\ D \end{bmatrix} = (A) \times \begin{bmatrix} M \\ L \\ T \end{bmatrix} \quad \text{d'où en inversant la matrice (A)} \quad \begin{bmatrix} M \\ L \\ T \end{bmatrix} = (A)^{-1} \begin{bmatrix} \mu_2 \\ dp \\ D \end{bmatrix}$$

ce qui revient à écrire les formules de dimensions de (M,L,T) à l'aide du système (μ_2, dp, D). On écrit ensuite les formules de dimensions de K,u, μ_1 et $g \Delta p$ à l'aide du système (M,L,T).

$$\begin{bmatrix} K \\ u \\ \mu_1 \\ g \Delta p \end{bmatrix} = (B) \times \begin{bmatrix} M \\ L \\ T \end{bmatrix} \quad \text{on en déduit} \quad \begin{bmatrix} K \\ u \\ \mu_1 \\ g \Delta p \end{bmatrix} = (B) \times (A)^{-1} \times \begin{bmatrix} \mu_2 \\ dp \\ D \end{bmatrix}$$

En explicitant on obtient :

$$\begin{bmatrix} \mu_2 \\ dp \\ D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & -1 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 2 & -1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} M \\ L \\ T \end{bmatrix} \rightarrow \begin{bmatrix} M \\ L \\ T \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 3 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 2 & -1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \mu_2 \\ dp \\ D \end{bmatrix}$$

et

$$\begin{bmatrix} K \\ u \\ \mu_1 \\ g \Delta p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 2 & -1 \\ 0 & 1 & -1 \\ 1 & -1 & -1 \\ 1 & -2 & -2 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} M \\ L \\ T \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 2 & -1 \\ 0 & 1 & -1 \\ 1 & -1 & -1 \\ 1 & -2 & -2 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 1 & 3 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 2 & -1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \mu_2 \\ dp \\ D \end{bmatrix}$$

et en définitive :

$$\begin{bmatrix} K \\ u \\ \mu_1 \\ g \Delta p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & -1 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 1 & -3 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \mu_2 \\ dp \\ D \end{bmatrix}$$

ce qui signifie que :

la grandeur	K	u	μ_1	$g \Delta p$
a même dimension que	D	$dp^{-1} D$	μ_2	$\mu_2 dp^{-3} D$
et conduit par conséquent au nombre sans dimension	$\frac{K}{D}$	$\frac{u dp}{D}$	$\frac{\mu_1}{\mu_2}$	$\frac{dp^3 g \Delta p}{\mu_2 D}$

A N N E X E I I

DIFFUSION MOLECULAIRE

Nous faisons dans cette annexe quelques rappels sur la notion de coefficient de diffusion moléculaire et nous proposons un mode d'obtention d'un coefficient moyen D caractéristique de la diffusion moléculaire entre deux fluides.

1. RAPPEL SUR LA NOTION DE COEFFICIENT DE DIFFUSION MOLECULAIRE

Il est à signaler que nous ne nous intéresserons qu'aux liquides, puisque ce sont là les seuls fluides que nous utilisons dans notre étude.

11) Définition

Si l'on considère deux liquides (1) et (2) au repos séparés initialement par une surface initial nette, ils diffusent très lentement l'un dans l'autre sous l'effet de l'agitation moléculaire. La surface de séparation entre les deux liquides se transforme petit à petit en une zone de mélange où l'on passe progressivement du liquide (1) pur au liquide (2) pur.

Si on considère le passage d'un des constituants à travers une section plane quelconque le taux de transfert F , c'est-à-dire la quantité de constituant qui traverse cette section par unité de temps est proportionnel au gradient de concentration suivant la normale à cette section :



$$F_1 = - S D \frac{\partial c_1}{\partial x} \quad \text{Loi de Fick}$$

(le signe - est dû au fait que le transfert se fait des zones les plus concentrées vers les zones les moins concentrées).

D est appelé coefficient de diffusion moléculaire mutuel.

12) Propriétés

Le coefficient de diffusion moléculaire est fonction de la concentration. Cela signifie que si l'on s'intéresse comme dans notre cas aux échanges entre deux liquides purs il n'est pas possible de parler sans ambiguïté du coefficient de diffusion moléculaire de l'un dans l'autre. Le seul coefficient qui soit défini sans ambiguïté est $D(c)$ caractéristique de la diffusion entre

deux mélanges de concentrations voisines de c . Donc, quand on parle de coefficient de diffusion moléculaire pour un couple, il ne peut s'agir que d'un coefficient de diffusion moyen.

Le coefficient de diffusion moléculaire est fonction de la température. D augmente quand T augmente. On peut même citer une corrélation (réf. A.1) qui relierait les fonctions $D(c)$, $\mu(c)$ et la température.

$$\frac{D(c) \mu(c)}{T} = \text{cte pour un couple donné.}$$

Il est à noter que pour toute utilisation de cette corrélation il faut tenir compte de la variation de $\mu(c)$ en fonction de la température (pratiquement conforme à la loi de Andrade, soit $\mu = Ae^{B/T}$).

Cette relation se trouve assez bien vérifiée dans de nombreux cas mais ne saurait être généralisée et ne saurait en aucun cas constituer un mode d'obtention de la forme de la courbe $D(c)$.

13) Données de littérature

La littérature fournit différents renseignements sur les coefficients de diffusion moléculaire. On peut classer ces coefficients en deux catégories qu'il convient de bien distinguer :

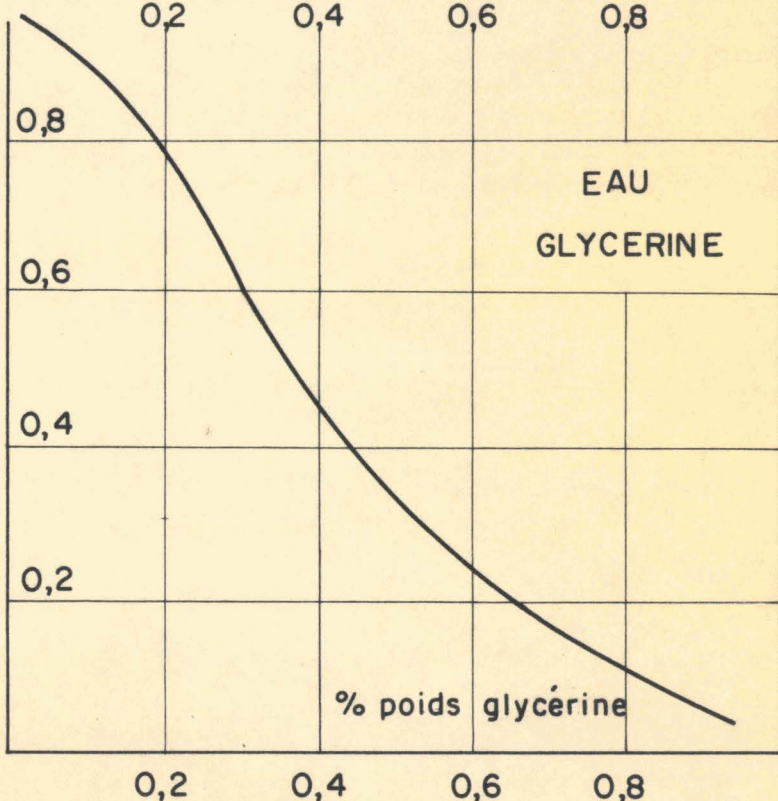
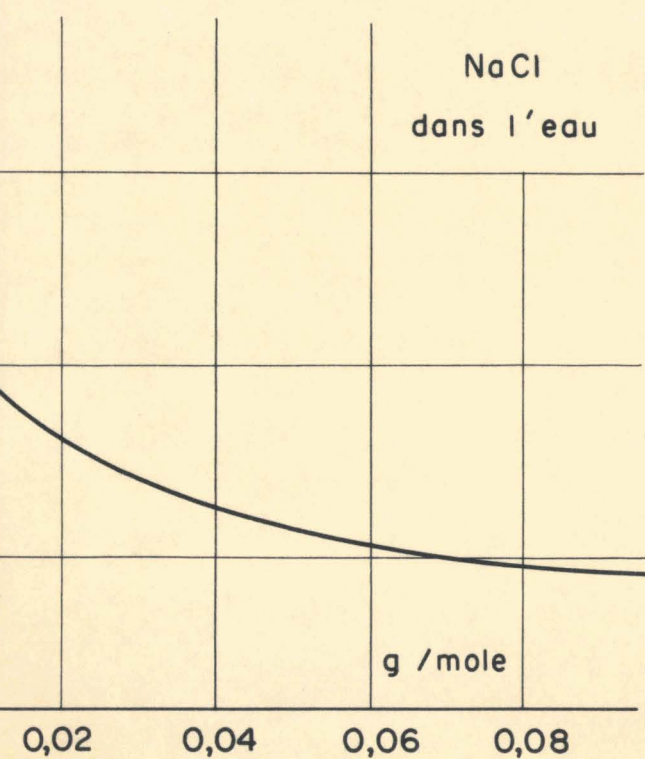
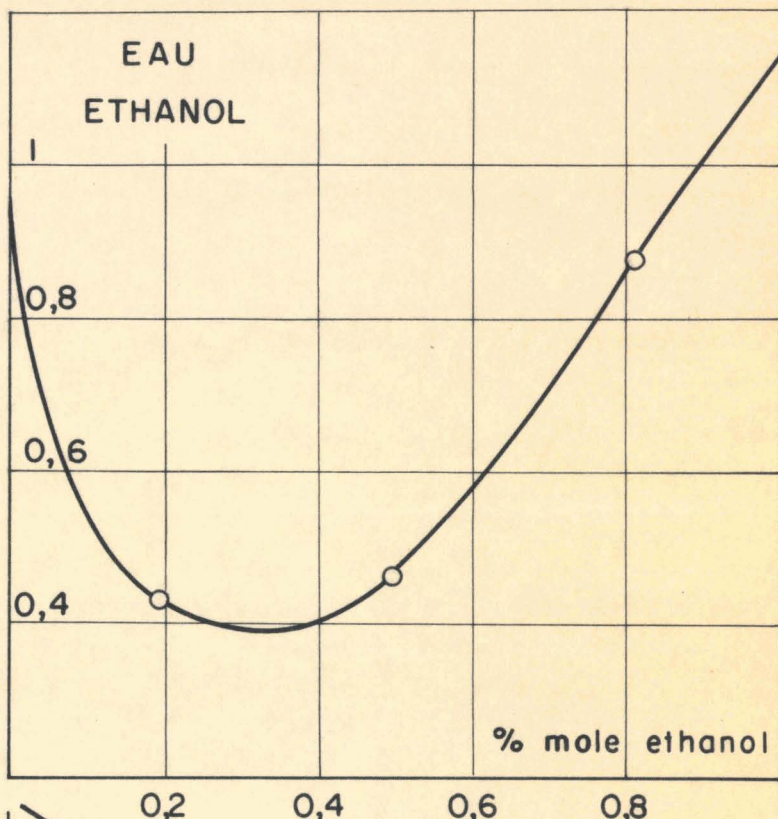
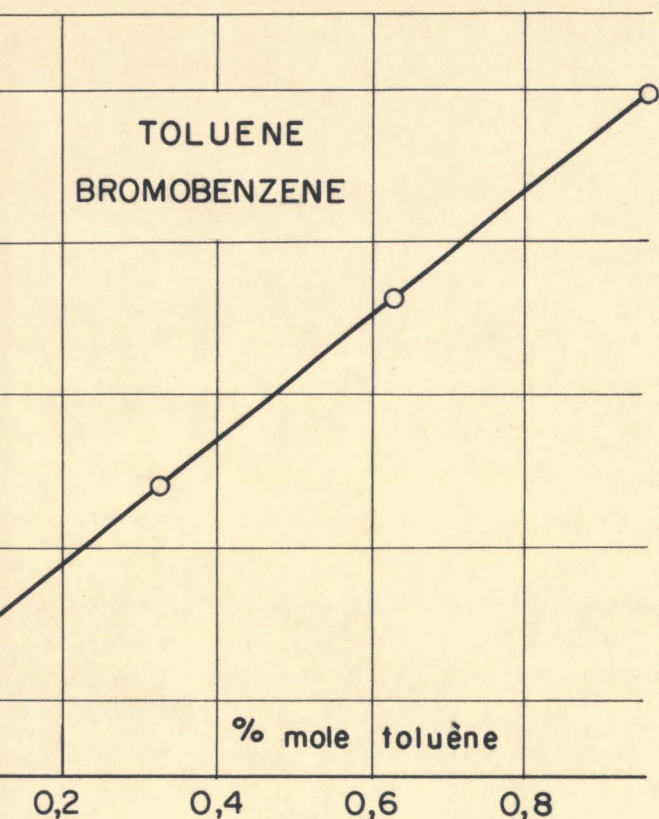
- $D(c)$: coefficient de diffusion moléculaire local caractéristique de la diffusion entre deux mélanges de concentrations c et $c+dc$.
- $D_m(c)$: valeur moyenne qui est censée caractériser la diffusion moléculaire entre deux mélanges de concentrations notablement différentes $c - \frac{\Delta c}{2}$ et $c + \frac{\Delta c}{2}$.

C'est en fait ce dernier type de coefficient que l'on rencontre le plus souvent car habituellement on s'intéresse à la diffusion d'un constituant en faible quantité (soluté) dans un autre en quantité beaucoup plus importante (solvant). Les valeurs données concernent presque toutes des mélanges à faible concentration en soluté ou cas encore plus restrictif des mélanges dits à dilution infinie.

En ce qui concerne ces données il est à noter que :

- Les courbes $D(c)$ peuvent avoir des allures extrêmement différentes. Nous donnons (fig. 1) quelques exemples de courbes $D(c)$.
- La valeur $D_m(c)$ dépend du mode de mesure utilisé et, de ce fait, il ne saurait être question de comparer des valeurs provenant de mesures effectuées dans des conditions différentes.

COURBES $D(c) \times 10^5$ (cm²/s) POUR DIFFERENTS COUPLES



2. CONSEQUENCES POUR LE DEPLACEMENT MISCIBLE

Dans le déplacement miscible la diffusion moléculaire a lieu entre des tranches de concentrations certes voisines mais qui couvrent toute la gamme des concentrations de 0 à 1. Le mode de description du déplacement miscible que nous avons retenu (équation du type de la diffusion avec coefficient de dispersion K moyen constant) nous conduit à adopter aussi pour la diffusion moléculaire un coefficient moyen qui doit rendre compte de l'importance de la diffusion et ce pour toute la gamme des concentrations allant d'un liquide pur à l'autre. Le problème qui se pose est donc de savoir comment définir ce coefficient et comment le mesurer.

21) Modes de définition d'un coefficient de diffusion moléculaire moyen

Certains expérimentateurs proposent d'adopter comme coefficient de diffusion moyen $D_{0,5}$ valeur de $D(c)$ pour $c = 0,5$. Le simple examen des différentes formes de courbes $D(c)$ extraites de la littérature (fig. 1) montre que ce mode de définition ne saurait être généralisé. S'il paraît acceptable quand il s'agit de diffusion dans des mélanges idéaux - $D(c)$ linéaire - ou quand il s'agit de diffusion dans un domaine de concentrations où $D(c)$ ne s'éloigne pas trop d'une variation linéaire, il l'est beaucoup moins lorsque les courbes $D(c)$ ont une allure trop nettement différente (ex.: eau-méthanol).

Il faut cependant dire que ce mode d'évaluation de D reste acceptable quand on n'utilise qu'un seul couple de fluides et qu'on s'intéresse à l'effet de paramètres qui n'en font pas intervenir directement la valeur. En effet, il suffit alors d'avoir un ordre de grandeur de D pour pouvoir rendre compte de l'importance de la dispersion par rapport à la diffusion.

Mais dès qu'il s'agit de comparer des résultats obtenus lors d'expériences effectuées avec des couples de fluides différents il est nécessaire d'avoir un mode de définition de D moyen acceptable quel que soit le couple de fluides étudié.

On pourrait par exemple envisager de définir ce coefficient comme une valeur moyenne de la fonction $D(c)$.

$$D = \int_0^1 D(c) dc$$

celà reviendrait à accorder dans le calcul de D la même importance aux différentes tranches de concentrations sans tenir compte du profil réel des concentrations.

Un autre mode d'obtention d'un coefficient de diffusion moyen qui permettrait de tenir compte de ce profil des concentrations consisterait à prendre :

$$D = \int_0^{\infty} D(c) \frac{\partial c}{\partial x} dx.$$

Ce serait le mode de définition d'un coefficient de diffusion moléculaire qui nous semble le plus approprié au cas du déplacement miscible, ceci bien entendu dans le cas où on connaît la forme de la courbe $D(c)$.

Pour ce qui est des couples de liquides que nous utilisons, la littérature ne fournit aucun renseignement ni sur la forme des courbes $D(c)$ ni sur une quelconque valeur de coefficient moyen.

Il serait fastidieux de vouloir déterminer avec exactitude les courbes $D(c)$ pour les différents couples étudiés d'autant plus que l'on veut en fait arriver à une valeur moyenne.

22) Mode d'obtention d'un coefficient de diffusion moyen

Ce que nous proposons dans ce qui suit est à la fois un mode de définition et un mode de mesure d'un coefficient de diffusion moléculaire moyen.

Le souci qui a guidé ce choix réside dans la nécessité de se placer, pour la détermination des coefficients de diffusion, dans des conditions "d'intégration" comparables à celles que l'on rencontre dans le déplacement miscible.

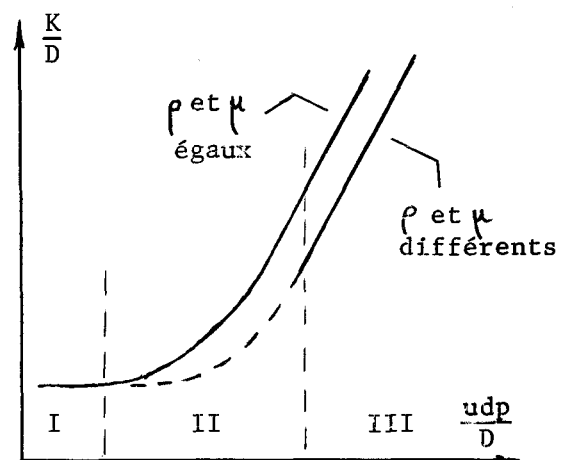
De même que dans le milieu poreux on peut, dans le cas de fluides de masses volumiques et de viscosités différentes, décrire le déplacement miscible avec une équation du type de la diffusion, de même, hors du milieu poreux, le travail (réf. 13) a montré qu'un tel mode de représentation était aussi acceptable.

Rappelons l'allure des courbes : coefficient de dispersion réduit $\frac{K}{D} = f\left(\frac{au}{D}\right)$ pour un déplacement miscible dans un capillaire de rayon a .

Ces courbes comportent dans la gamme des vitesses que l'on étudie trois domaines :

- I. Diffusion moléculaire prépondérante,
- II. Transition,
- III. Convection dynamique prépondérante.

On voit que dans ces conditions, il suffit d'être sûr que l'on se trouve dans le domaine I pour pouvoir déterminer D .



La mesure consiste à faire un certain nombre de déplacements à des vitesses très faibles et à comparer les valeurs de K obtenues de façon à s'assurer que l'on se trouve bien sur le palier qui correspond à la diffusion moléculaire.

Remarques :

- Notons que l'existence du contraste de masse volumique a un effet bénéfique : elle contribue en effet à éloigner vers les vitesses élevées le coude correspondant à la zone de transition, ce qui permet d'envisager des mesures à des vitesses relativement élevées. Il serait d'ailleurs possible de faire une étude plus approfondie qui ferait ressortir l'effet d'un nombre analogue au nombre Da et serait de la forme :

$$\frac{a^3 \rho \Delta \rho}{\mu D}$$

- Signalons que l'on ne saurait retenir le résultat présenté dans le travail (réf. 13) disant que dans le domaine des faibles vitesses K est plus élevé pour un déplacement à contraste de masse volumique et de viscosité que pour un déplacement sans contraste ; en effet, les expériences étaient effectuées dans un tube horizontal et dès lors le déplacement n'est plus unidimensionnel.

- Remarquons que dans le cas où la courbe $D(c)$ est à peu près linéaire les différents modes d'obtention d'un coefficient de diffusion ($D_{0,5}$, etc.) conduiraient à la même valeur.

3. MESURES

Les mesures sont effectuées dans un tube dont les caractéristiques sont les suivantes : longueur 100 cm, diamètre intérieur 1,2 cm. Le déplacement est réalisé par une pompe à débit constant (pompe Dosapro à écrasement de capillaire, ou pompe Braun à seringues).

Le profil des concentrations à la sortie, obtenu par mesure au réfractomètre, est tracé en diagramme galtonien. On trace la droite qui s'en approche le plus, ce qui détermine une valeur de K

$$K = \frac{1}{2} \left(\frac{t_{0,16} - t_{0,5}}{t_{0,5}} \right)^2 \frac{L^2}{t_{0,5}}$$

Dans le domaine de diffusion moléculaire $K_{\text{moyen}} = \text{constante} = D_{\text{moyen}}$.
Donc si l'on porte $\phi^2 = \left(\frac{t_{0,16} - t_{0,5}}{t_{0,5}} \right)^2$ en fonction de $t_{0,5}$ on obtiendra une droite dont la pente détermine la valeur de D

$$\phi^2 = \left(\frac{t_{0,16} - t_{0,5}}{t_{0,5}} \right)^2 = \frac{2D}{L^2} t_{0,5}$$

Les tableaux qui suivent résument les résultats tirés des différentes expériences qui ont conduit au tracé de la courbe $\delta^2 = f(t_{0,5})$ pour les couples eau-glycol éthylénique et alcool isopropylique-alcool benzylique. En ce qui concerne le couple constitué par les deux solutions de chlorure de sodium dans l'eau la valeur du coefficient de diffusion moléculaire a été extraite de la littérature. Pour ce qui est des autres couples, la connaissance du coefficient de diffusion n'était pas nécessaire.

TABLEAU A.1

$$\delta^2 = f(t_{0,5}) \text{ eau-glycol éthylénique}$$

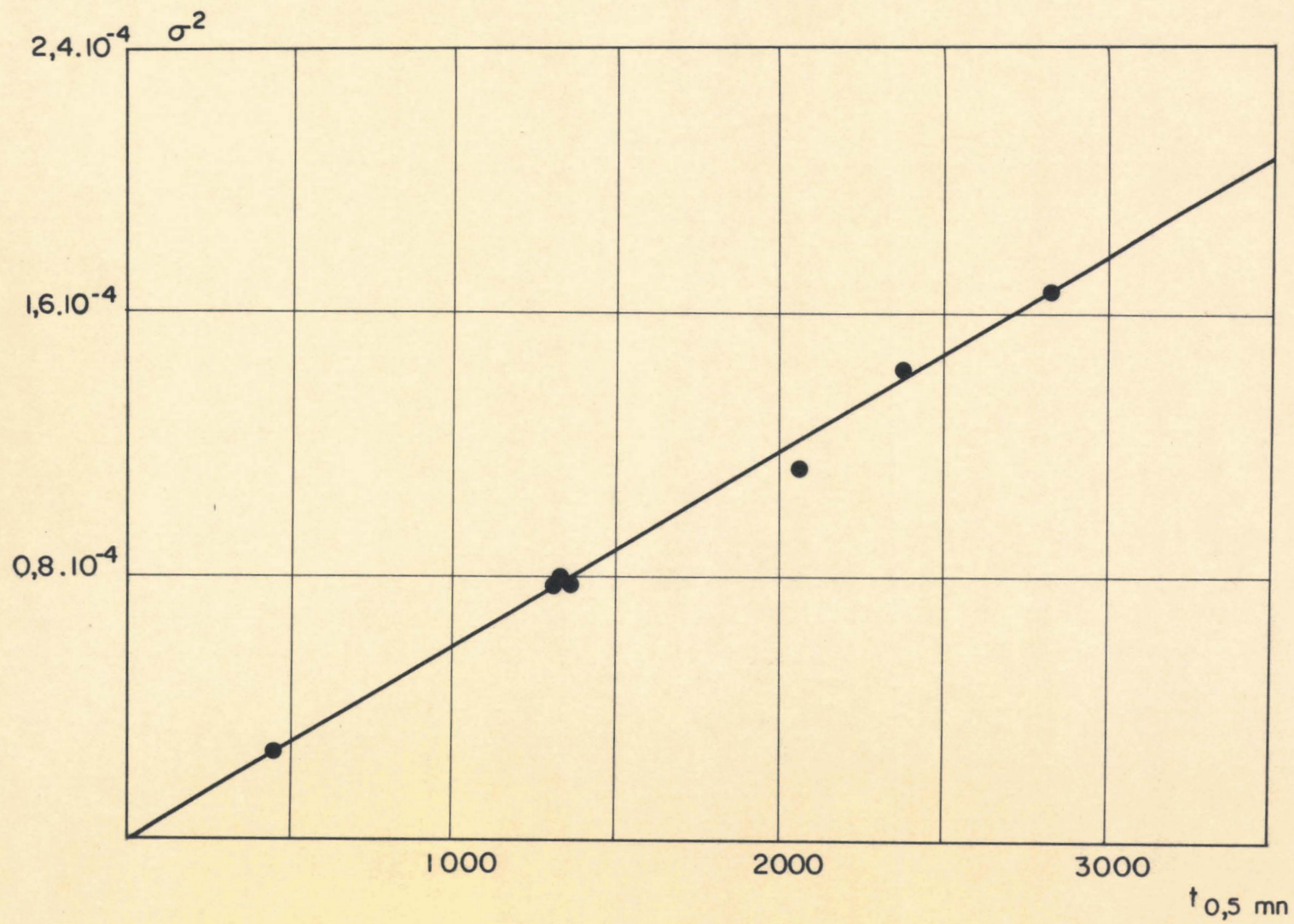
sens du déplacement	u cm/s	t _{0,5} mn	δ^2
↑	3,67.10 ⁻³	453,8	0,26.10 ⁻⁴
↑	1,25.10 ⁻³	1334	0,76.10 ⁻⁴
↑	1,25.10 ⁻³	1334	0,77.10 ⁻⁴
↓	1,25.10 ⁻³	1336,8	0,755.10 ⁻⁴
↑	0,81.10 ⁻³	2063	1,12.10 ⁻⁴
↑	0,70.10 ⁻³	2376	1,42.10 ⁻⁴
↑	0,59.10 ⁻³	2823	1,66.10 ⁻⁴

Ces valeurs sont portées sur la figure (2). On en déduit la valeur de D :

$$D = 0,49.10^{-5} \text{ cm}^2/\text{s}$$

pour le couple eau-glycol éthylénique.

$\sigma^2 f(t_{0,5})$ EAU-GLYCOL ETHYLENIQUE



A II Figure 2

TABLEAU A.2

$$\sigma^2 = f(t_{0,5}) \text{ alcool isopropylique-alcool benzylique}$$

sens du déplacement	u cm/s	t _{0,5} mn	σ^2
↑	$2,77 \cdot 10^{-3}$	442	$0,180 \cdot 10^{-4}$
↑	$2,97 \cdot 10^{-3}$	558	$0,225 \cdot 10^{-4}$
↑	$1,84 \cdot 10^{-3}$	902	$0,340 \cdot 10^{-4}$
↓	$1,84 \cdot 10^{-3}$	902	$0,345 \cdot 10^{-4}$
↑	$1,37 \cdot 10^{-3}$	1210	$0,466 \cdot 10^{-4}$
↑	$1,08 \cdot 10^{-3}$	1523	$0,584 \cdot 10^{-4}$
↑	$0,77 \cdot 10^{-3}$	2137	$0,806 \cdot 10^{-4}$
↑	$0,68 \cdot 10^{-3}$	2428	$0,930 \cdot 10^{-4}$

Ces valeurs sont portées sur la figure (3). On en déduit la valeur de D :

$$D = 0,32 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{s}$$

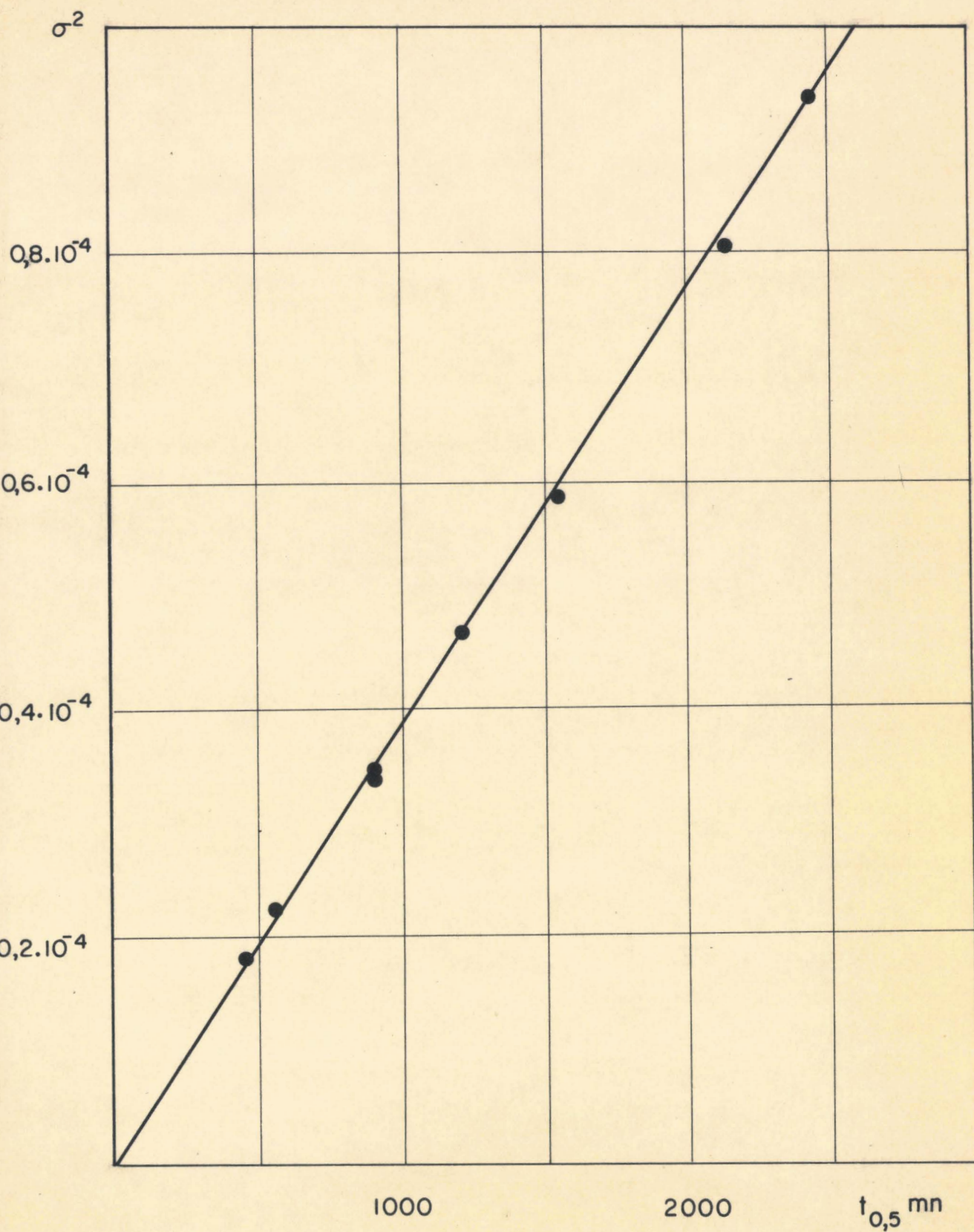
pour le couple alcool isopropylique-alcool benzylique.

Remarques :

- Dans toutes ces expériences les conditions de mise en place des fluides sont les mêmes que celles qui sont réalisées lors du déplacement en milieu poreux : lorsque le fluide déplaçant est le plus lourd le déplacement a lieu de bas en haut, lorsque le fluide déplaçant est le plus léger le déplacement a lieu en sens inverse.

- Il est à noter que le rapport \mathcal{M} des viscosités n'a aucune influence, les résultats obtenus pour \mathcal{M} et $1/\mathcal{M}$ conduisant à la même valeur de D.

$\sigma^2 = f(t_{0,5})$: ALCOOL ISOPROPYLIQUE - ALCOOL BENZYLIQUE



A N N E X E I I I

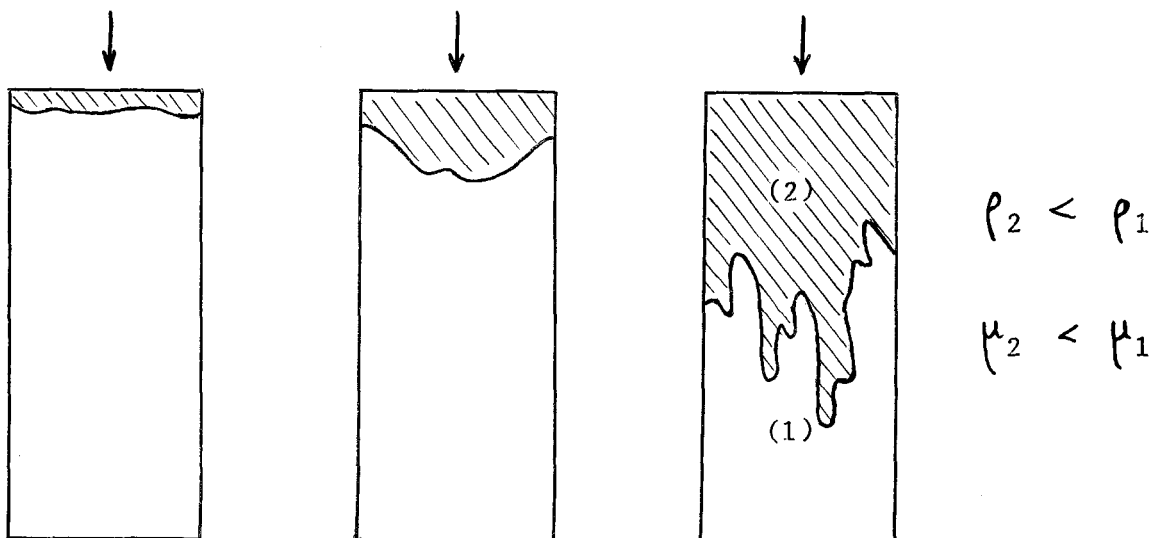
EFFETS DE VISCOSITE

Nous groupons dans cette annexe d'une part quelques compléments sur le problème des digitations qui peuvent apparaître quand M est supérieur à l'unité et d'autre part quelques remarques concernant les difficultés que l'on rencontre lorsque pour un couple de fluides la fonction $\mu(c)$ n'est pas monotone.

1. DIGITATIONS

Lorsque le fluide déplacé est plus visqueux que le fluide déplaçant c'est-à-dire pour les valeurs de M supérieures à l'unité, il existe une certaine vitesse, appelée vitesse critique, au-delà de laquelle se produit le phénomène dit de digitation.

Alors que pour les valeurs de M inférieures à l'unité, quelle que soit la vitesse, le déplacement est toujours unidimensionnel, les surfaces iso-concentrations étant des plans perpendiculaires à l'axe de l'écoulement, on voit apparaître quand M est supérieur à l'unité, pour les valeurs élevées de la vitesse, des avancées de fluide déplaçant dans le fluide déplacé. Ces avancées ont la forme de doigts d'où le nom de digitations attribué à ce phénomène. Ces avancées constituent un ou plusieurs doigts qui se développent au cours du déplacement.



Il est évident que le déplacement n'est alors plus unidimensionnel, les surfaces iso-concentrations épousant la forme des doigts.

Il est clair qu'il ne saurait être question dès lors d'appliquer aux résultats des expériences correspondantes le traitement classique basé sur l'hypothèse de la validité de l'équation de la dispersion. C'est ce qui nous a conduit à limiter notre étude au seul cas des déplacements stables, c'est-à-dire des déplacements sans digitations.

La connaissance de la vitesse critique qui marque la limite du domaine des déplacements stables est importante en ce qu'elle fixe la limite supérieure de la gamme des valeurs possibles de la vitesse et par là même du nombre de Péclet.

Moyennant certaines hypothèses simplificatrices on peut arriver assez facilement à calculer une vitesse critique. En effet, si on admet que l'interface entre les deux fluides est net, c'est-à-dire que la zone de mélange a une épaisseur nulle et si on admet que l'apparition de digitations est liée à l'existence d'une discontinuité de pression de part et d'autre de l'interface, on montre que la vitesse critique est égale à

$$u_c = \frac{kg}{\phi} \left(\frac{\rho_1 - \rho_2}{\mu_1 - \mu_2} \right)$$

ceci en supposant que le fluide le moins visqueux et le moins lourd déplace de haut en bas le fluide le plus visqueux et le plus lourd.

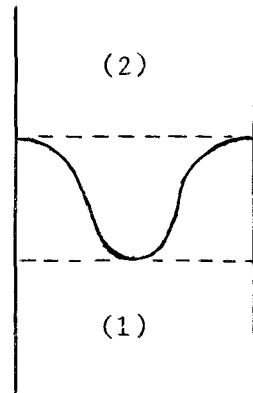
En effet,

Tant que l'interface est plan on a :

$$p_1 = p_2 = p$$

Dès qu'il se forme une avancée on a :

$$\begin{cases} p_1 = p + \left(\frac{dp}{dx} \right)_1 dx \\ p_2 = p + \left(\frac{dp}{dx} \right)_2 dx \end{cases}$$



On admet que le déplacement est stable si à l'interface la pression p_1 est supérieure à p_2 , en effet dans ce cas l'avancée sera supprimée quelques instants plus tard. Le déplacement est instable dans le cas contraire.

La condition de stabilité $p_1 > p_2$ se trouve donc réduite à :

$$\left(\frac{dp}{dx}\right)_1 > \left(\frac{dp}{dx}\right)_2$$

Appliquons la loi de Darcy à l'interface :

$$u = - \frac{k}{\phi \mu_1} \left[\left(\frac{dp}{dx}\right)_1 - \rho_1 g \right] = - \frac{k}{\phi \mu_2} \left[\left(\frac{dp}{dx}\right)_2 - \rho_2 g \right]$$

d'où

$$\begin{cases} \left(\frac{dp}{dx}\right)_1 = - \frac{u \phi \mu_1}{k} + \rho_1 g \\ \left(\frac{dp}{dx}\right)_2 = - \frac{u \phi \mu_2}{k} + \rho_2 g \end{cases}$$

Il y aura donc stabilité pour :

$$u < \frac{kg}{\phi} \frac{(\rho_1 - \rho_2)}{(\mu_1 - \mu_2)}$$

ce qui détermine la valeur critique de la vitesse :

$$u_c = \frac{kg}{\phi} \frac{(\rho_1 - \rho_2)}{(\mu_1 - \mu_2)}$$

Cette expression bien connue apparaît dans la plupart des études concernant les problèmes de stabilité de déplacements aussi bien miscibles que non miscibles (réf. A.2, A.3, A.4, A.5).

Il est à signaler que lorsqu'on veut tenir compte de l'existence d'une zone de mélange il s'introduit une nouvelle valeur caractéristique de la vitesse (réf. A.4) qui s'écrit :

$$u_{st} = \frac{kg}{\phi} \left(\frac{d\rho}{d\mu}\right)_{\min.}$$

Comme on le constate, viennent s'introduire dans cette expression les propriétés des fonctions $\rho(c)$ et $\mu(c)$ par l'intermédiaire du minimum de $\left(\frac{d\rho}{d\mu}\right)$ en fonction de la concentration.

Cependant dans notre cas, en raison d'une part des conditions initiales et, d'autre part, de la forme des courbes $\rho(c)$ et $\mu(c)$, il suffit de s'en tenir à la valeur u_c de la vitesse critique pour délimiter le domaine des digitations.

2. INFLUENCE DE LA FORME DE LA COURBE $\mu(c)$: DIFFICULTES LORSQUE CETTE COURBE N'EST PAS MONOTONE

L'une des hypothèses simplificatrices introduites dans le calcul de similitude consiste à admettre que le processus de dispersion est indépendant de la forme de la courbe $\mu(c)$ et ne dépend que des valeurs des viscosités des fluides purs μ_1 et μ_2 .

Si une telle hypothèse s'est avérée, au cours du dépouillement des expériences, acceptable pour les couples de fluides que nous avons envisagés, il n'en est plus de même dès que la fonction $\mu(c)$ n'est pas monotone et présente par exemple un maximum. C'est le cas pour le couple eau-alcool isopropylique.

Rappelons les caractéristiques de ces fluides :

Fluide	masse volumique g/cm ³	Viscosité cPo	Contraste
eau	# 1	# 1	$\Delta\rho$ # 0,22 g/cm ³
alcool isopropylique	# 0,78	# 2,5	μ_1/μ_2 # 0,4

Les courbes (fig. 1 et 2) représentent $\rho(c)$ et $\mu(c)$ pour les mélanges eau-alcool isopropylique. On constate que la courbe $\mu(c)$ présente un maximum pour c # 0,6.

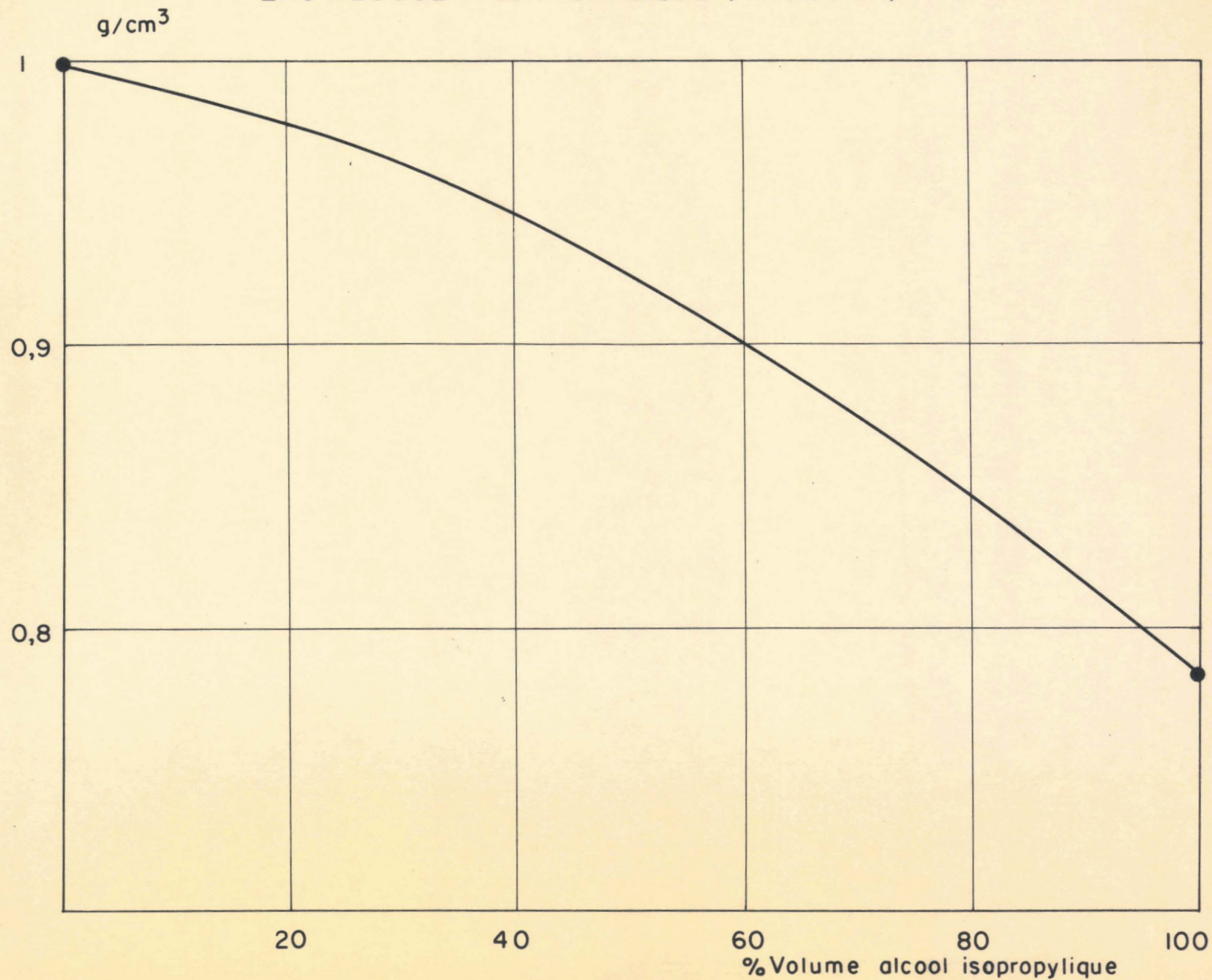
Nous nous intéressons aux déplacements de l'eau par l'alcool isopropylique. Les concentrations sont mesurées par réfractométrie (fig. 3).

Ces déplacements sont effectués de haut en bas de façon à éviter tout effet de ségrégation dû à la gravité.

La phase initiale du déplacement est tout à fait analogue à celles des autres déplacements. L'interface se transforme en une zone de mélange qui prend peu à peu de l'importance.

Si l'on découpe schématiquement la zone de mélange en tranches de concentrations croissantes allant de (2) pur à (1), on constate que, en ce qui concerne le rapport des viscosités, les conditions de déplacement ne sont plus les mêmes suivant que l'on se trouve avant ou après le maximum de la viscosité.

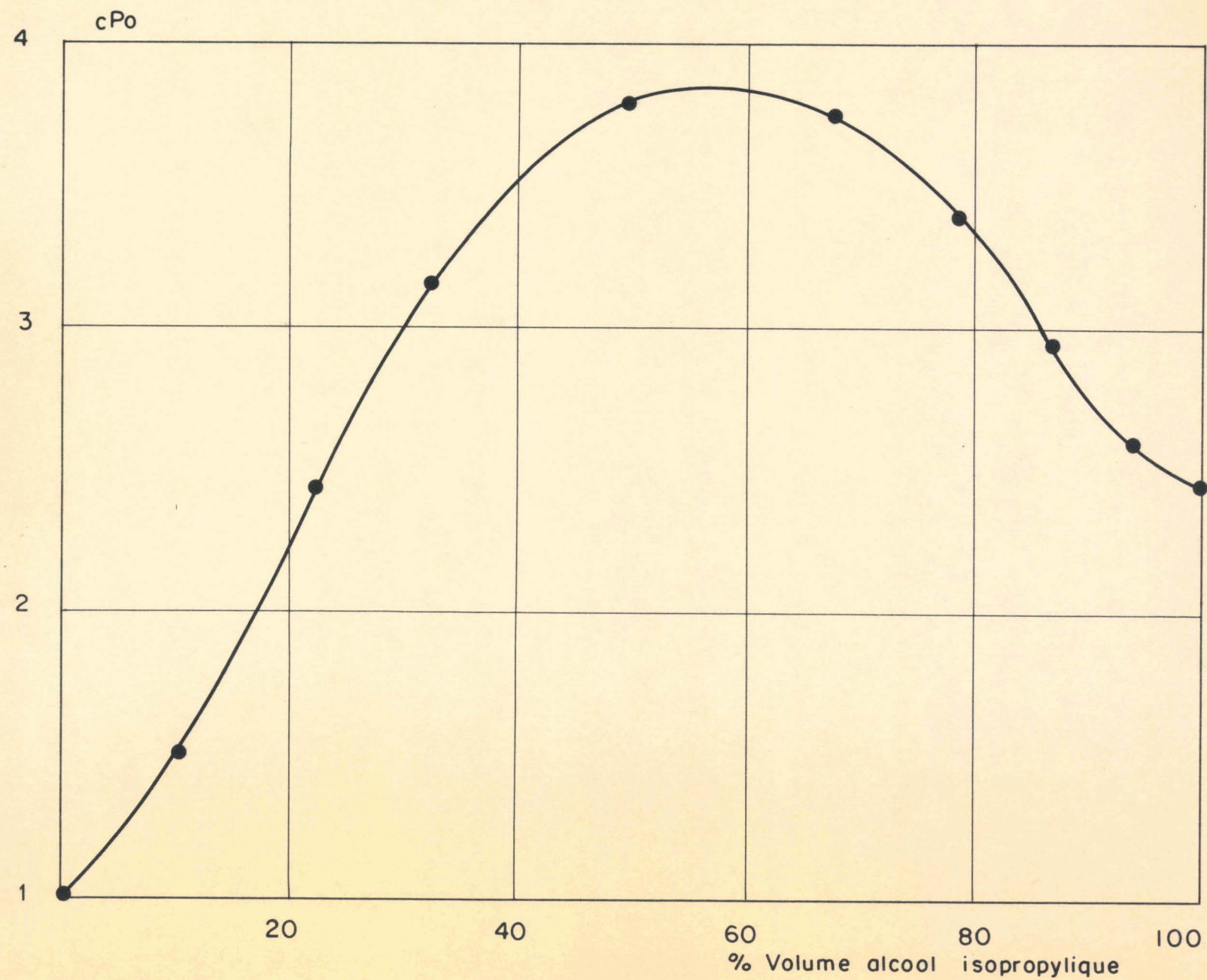
MASSE VOLUMIQUE DES MELANGES
EAU ALCOOL ISOPROPYLIQUE (A 20° C)



All Figure 1

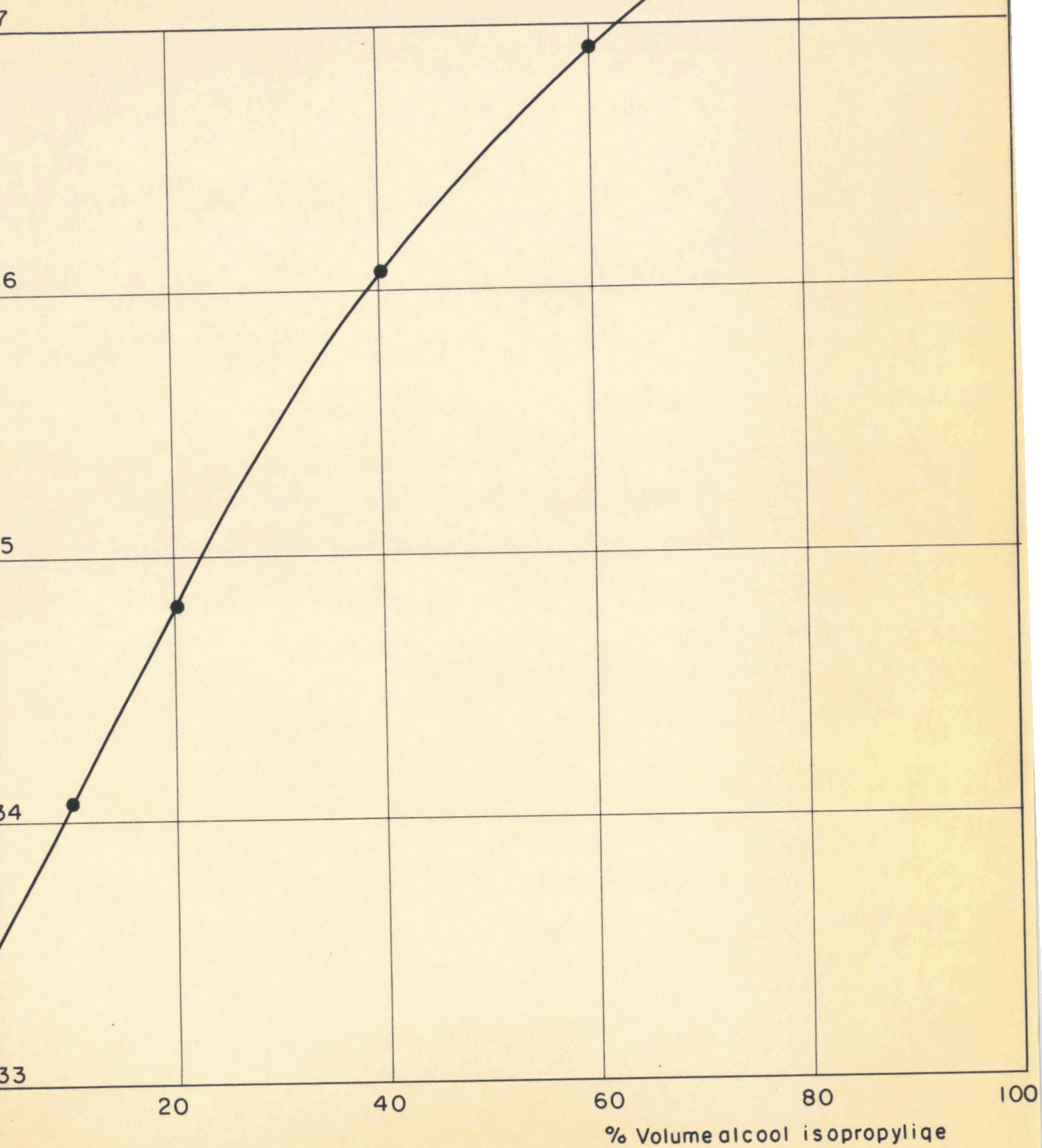
VISCOSITE DES MELANGES

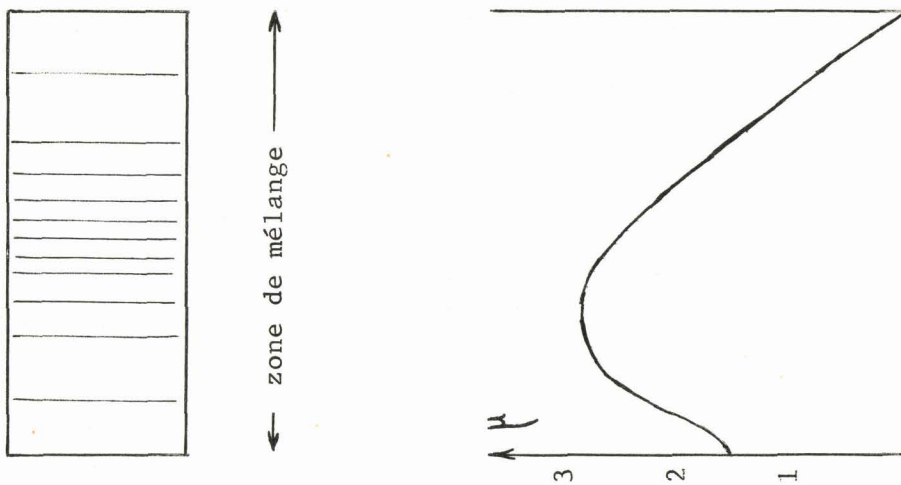
EAU ALCOOL ISOPROPYLIQUE (A 20°C)



AIII Figure 2

INDICE DE REFRACTION DES MELANGES
EAU - ALCOOL ISOPROPYLIQUE (A 20°C)





En effet, on peut distinguer deux domaines : un premier domaine où le déplacement se fait dans des conditions de stabilité totale chaque tranche déplaçant une tranche de viscosité plus faible $\mu(c)$ inférieure à l'unité - et un second domaine où il peut y avoir naissance de digitations qui, compte tenu de l'effet stabilisateur de la différence des masses volumiques, n'apparaîtront qu'au delà d'une certaine valeur de la vitesse.

Il est intéressant de noter la forme du profil des concentrations quand le déplacement est apparemment stable (nous entendons par déplacement apparemment stable un déplacement où les digitations ne sont pas visibles et où la concentration est strictement croissante). Le tracé en diagramme galtonien du profil des concentrations (fig. 4) fait apparaître assez nettement deux domaines où l'importance de la dispersion n'est pas la même : le domaine I qui pourrait être caractérisé par un coefficient de dispersion K_1 et le domaine II qui correspondrait à $K_2 \neq K_1$. Remarquons que $K_2 < K_1$, ce qui semble tout à fait normal dans la mesure où la dispersion est plus importante dans le domaine où il y a possibilité de naissance de digitations.

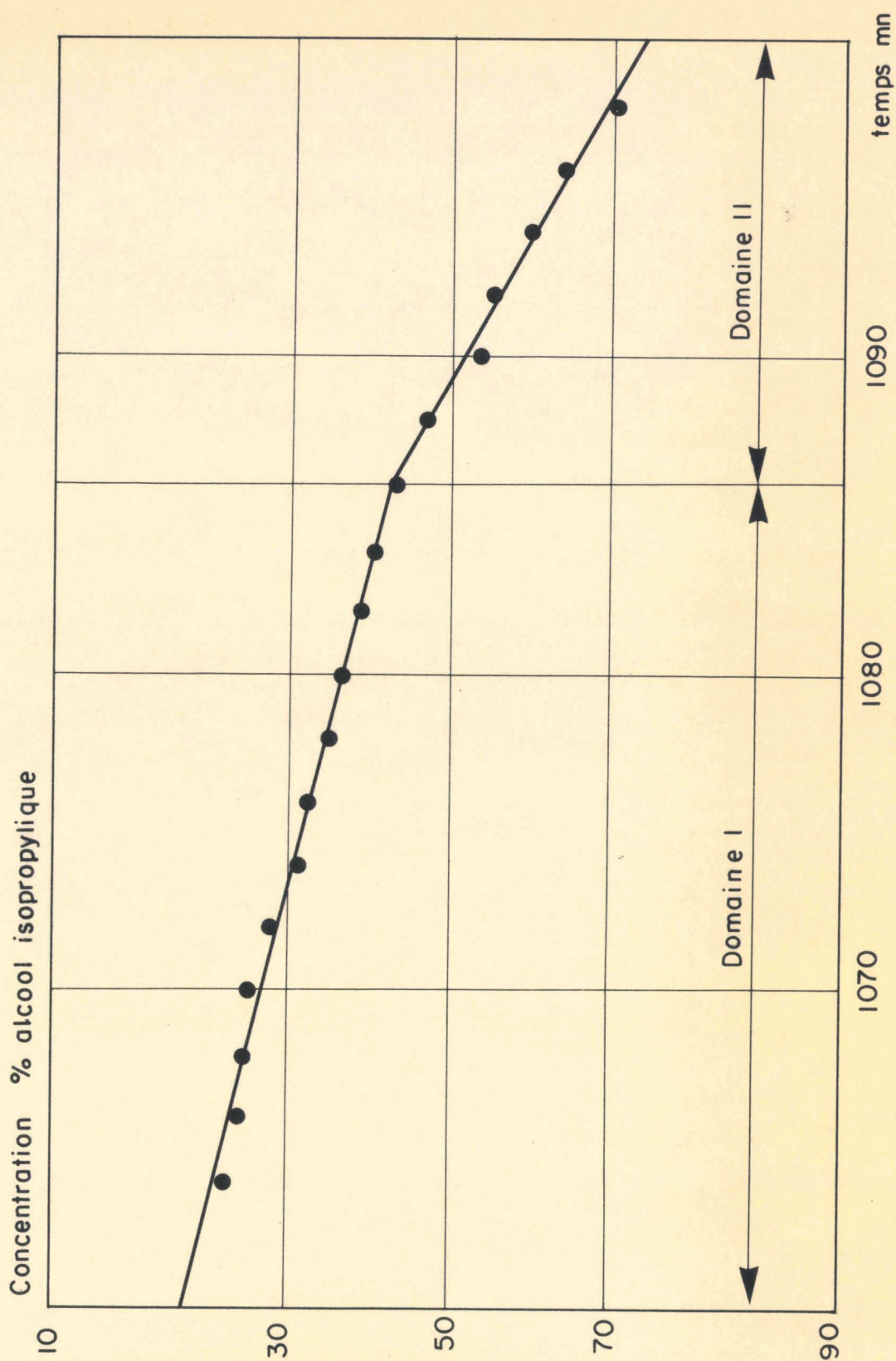
La conclusion qui résulte de ces quelques remarques est la suivante : dans le cas où la courbe $\mu(c)$ présente un maximum, il n'est plus possible de caractériser la dispersion par un coefficient K .

Il est probable que pour un couple dont la courbe $\mu(c)$ présenterait un minimum, on se heurterait à des difficultés analogues ; les instabilités interviendraient encore plus rapidement du fait que le domaine à tendance instable se trouverait à l'aval de la zone de mélange, alors que, dans le cas eau-alcool isopropylique il se trouvait à l'amont et pouvait ainsi bénéficier d'un effet stabilisateur de l'aval.

DEPLACEMENT EAU PAR ALCOOL ISOPROPYLIQUE

$$u = 0,408 \cdot 10^{-3} \text{ cm/s}$$

AIII Figure 4



A N N E X E I V

METHODE DE MESURE DIELECTRIQUE

Cette méthode de mesure dont le principe est très simple nécessite un appareillage réduit. Les seules difficultés de mise au point proviennent du choix de la forme et des dimensions des électrodes et de l'existence de certains effets parasites.

1. PRINCIPE

Un milieu poreux non consolidé (sable par exemple), saturé par un fluide, se comporte comme un diélectrique de constante diélectrique ϵ .

Un condensateur utilisant comme diélectrique l'ensemble milieu poreux non consolidé + fluide de saturation présente une capacité C .

$$C = \epsilon C_a + C_p$$

C_a capacité active à vide du condensateur

C_p capacité parasite.

Lorsque le fluide utilisé est un mélange de deux fluides de constantes diélectriques différentes la capacité C du condensateur est directement liée à la composition du mélange

$$C = C(c).$$

Cette propriété est à la base de la méthode de mesure par constante diélectrique.

2. INFLUENCE DE LA TEMPERATURE ET DE LA FREQUENCE

La constante diélectrique dépend de la température et de la fréquence.

En ce qui concerne la température, elle est maintenue constante et égale à 20°C pour des raisons inhérentes à l'étude du déplacement miscible. Il n'y a donc pas là de sources d'imprécision.

En ce qui concerne la fréquence, les mesures sont faites en principe à un mégahertz. On peut cependant être conduit pour les besoins de la mesure, à opérer à une fréquence différente mais du même ordre de grandeur. On constate que les valeurs mesurées des capacités ne s'en trouvent pas modifiées. En effet, pour des fréquences allant jusqu'à une dizaine de MHz la constante diélectrique garde une valeur constante appelée permittivité statique, ceci bien entendu, pour les liquides envisagés (réf. A.6).

3. REALISATIONS ANALOGUES

Différents expérimentateurs ont utilisé le principe de cette méthode surtout en le couplant avec une mesure des pertes diélectriques.

- SCOTT et READ (réf. 35) analysent la composition de l'effluent dans un déplacement miscible à l'aide de deux électrodes coaxiales.
- SNELL (réf. A.7) mesure la saturation globale d'une carotte par la résonance d'un circuit LRC en s'intéressant plus particulièrement aux effets de conductivité obtenus avec des saturations air-eau salée.
- P. SIMANDOUX (réf. A.8) mesure la saturation à partir de la capacité et de la résistance de l'ensemble paroi-milieu poreux saturé (air-eau salée) à l'aide de deux électrodes demi-cylindriques.
- PEFFER (réf. A.9) utilise une méthode analogue, pour détecter l'interface de deux fluides en mouvement et suivre l'évolution de la composition dans un déplacement miscible.
- BENTSEN (réf. A.10) modifie cette méthode et l'adapte à l'étude d'un déplacement miscible plan radial. L'une des électrodes est constituée par une feuille métallique recouvrant une face du modèle, l'autre électrode est un disque de 2,5 cm de diamètre qui permet d'explorer le modèle.

Dans toutes ces méthodes les électrodes sont situées à l'extérieur du massif ; la présence de la paroi (en verre pyrex ou plexiglass) complique l'interprétation des résultats. Certaines (réf. A.7 et A.8) nécessitent l'addition d'un sel et sont plus adaptées à des pesures de saturation. D'autres (réf. A.9 et A.10) mesurent des concentrations moyennes dans des zones de dimension principale relativement importante (de l'ordre de 2 cm).

La méthode qui a été mise au point dans le cadre de cette étude utilise des électrodes directement en contact avec les fluides. On se libère ainsi des contraintes imposées par la présence de la paroi et arrive à réduire l'importance de la zone de mesure et ce, sans avoir recours à un quelconque additif.

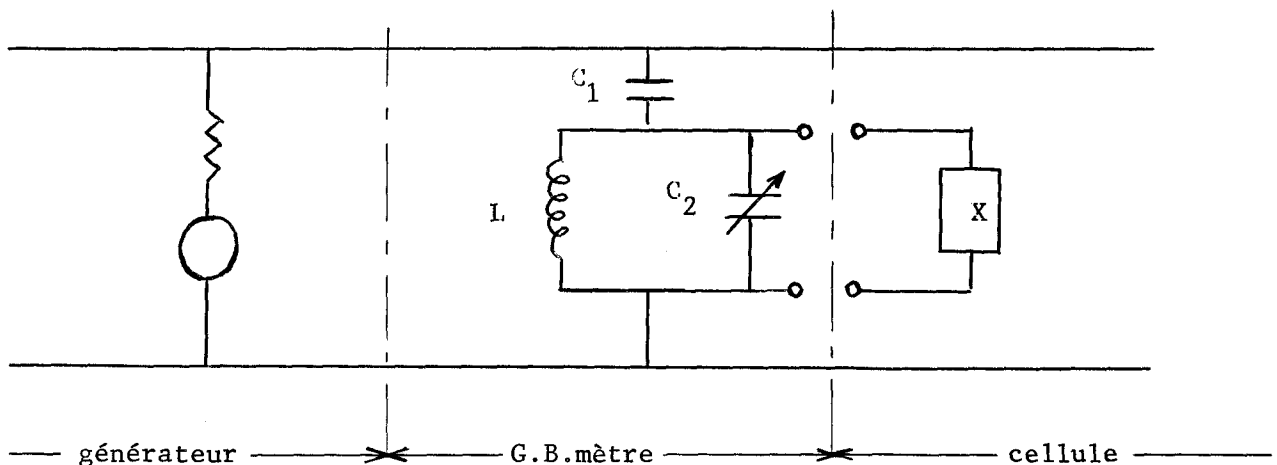
4. APPAREILLAGE

Le dispositif de mesure comprend :

- Un montage électrique utilisant un G.B.mètre, appareil mis au point par l'Institut Radiotechnique de l'Université de Lille, permettant la mesure de capacités de 0 à 50 pF.
- Une cellule de mesure conçue de façon à pouvoir s'adapter sur les tubes en pyrex. Ses électrodes sont reliées au montage électrique par un coaxial.

41) Montage électrique

La cellule de mesure est connectée aux bornes d'un résonateur parallèle excité par un oscillateur, ce par l'intermédiaire d'un condensateur C_1 conformément au schéma ci-dessous.



- un premier accord est obtenu en circuit ouvert,
- un second accord est obtenu cellule connectée.

Le décalage du condensateur variable C_2 entre ces deux accords donne la valeur de la capacité X présentée par la cellule.

En fait, ce dispositif a été utilisé non pas pour connaître la valeur de la capacité X , mais pour en mesurer les variations. Le premier accord se fait alors sur une valeur de X choisie comme référence.

42) Cellule de mesure

* Les électrodes doivent répondre à plusieurs exigences. :

- Présenter une capacité active suffisante compte tenu des valeurs courantes des constantes diélectriques des liquides envisagés et du sable,

- Avoir un pouvoir de résolution assez fin ce qui implique une restriction sur la hauteur des électrodes. Elles ne devront pas dépasser 1 cm par exemple.
- Ne pas introduire de phénomènes parasites susceptibles de fausser la mesure.
- N'entraîner qu'une perturbation négligeable dans le déplacement.

* Plusieurs formes ont été essayées :

- Electrodes semi-cylindriques : cette solution a dû être écartée car les capacités actives étaient trop faibles. Cette forme semble d'ailleurs plus adaptée à des mesures externes.
- Electrodes coaxiales : ce type d'électrodes a dû être abandonné car il présente plusieurs inconvénients : mise en place et positionnement délicats, introduction de multiples parois supplémentaires, hauteur relativement forte et effets de porosité ce qui fait que les longueurs de zone de mélange mesurées sont plus fortes que les longueurs réelles.
- Electrodes grilles planes. Ce sont deux grilles planes de maille suffisamment large pour permettre au sable de prendre place. L'écartement et la mise en place de ces grilles sont assurés à l'aide d'un support en matière plastique (Rilsan car il résiste à l'attaque des liquides utilisés notamment à celle de l'alcool benzylique). La figure (1) précise la forme et le mode de mise en place de ces électrodes.

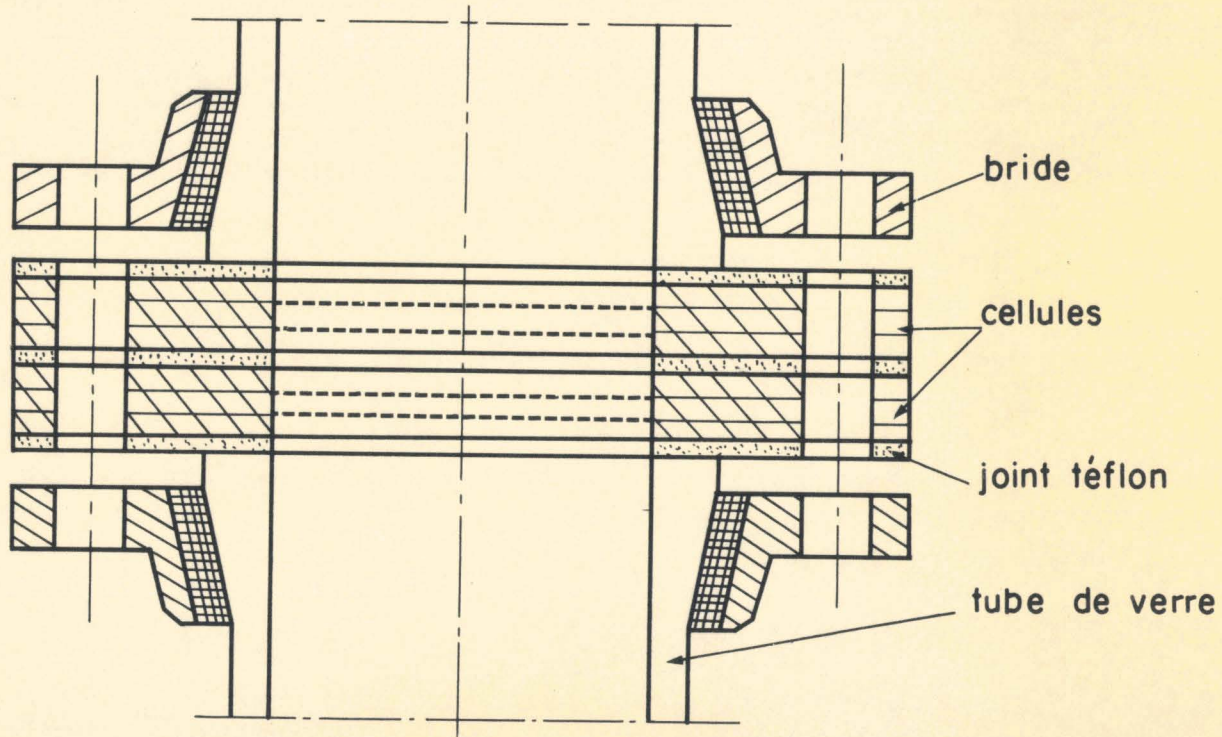
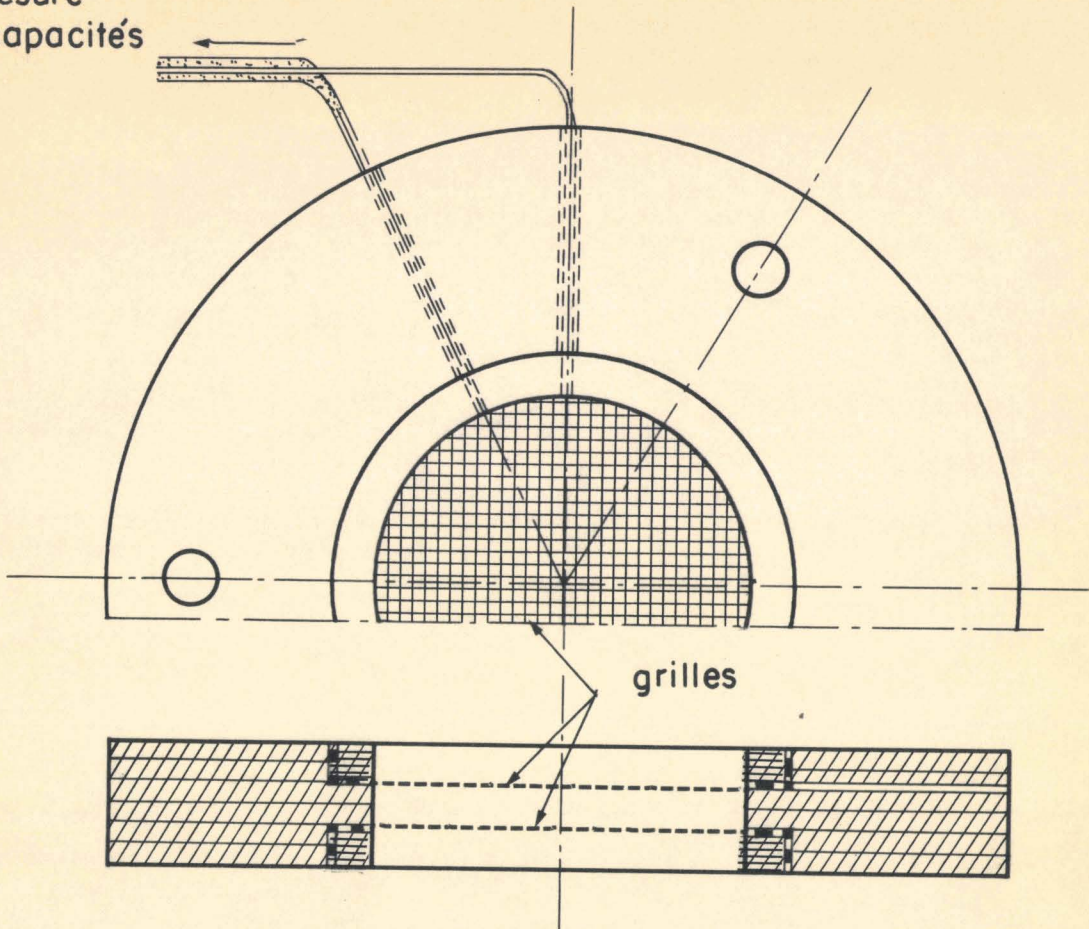
La capacité active d'une telle cellule est donnée par la formule classique

$$C_a = \alpha \frac{\epsilon_0 S}{e}$$

- α coefficient de forme qui dépend notamment des caractéristiques de la maille,
 ϵ_0 constante diélectrique du vide,
 S surface active des grilles,
 e écartement des grilles.

Pour modifier la valeur de C_a on peut essentiellement agir sur l'écartement e , la surface S étant fixée par le choix du tube. La première cellule étudiée, dont les résultats sont présentés plus loin, est constituée par des grilles de maille carrée de 2 mm de côté ; l'écartement adopté est de 5 mm. D'autres cellules ont été construites par la suite pour l'étude de l'influence de la distance parcourue sur la longueur de mélange d'une part, et des déviations aux extrémités d'autre part. Les écartements de ces cellules vont de 2 à 10 mm.

mesure
des capacités



SCHEMA ET MISE EN PLACE

La liaison entre la cellule et le montage électrique est assurée par un coaxial ce qui permet d'éviter les effets parasites constatés quand on utilise deux fils distincts.

5. MESURES

51) Etalonnage

Comme il a été dit plus haut (I.41) les mesures sont faites à partir d'un état de référence. L'état de référence choisi ici est la capacité C_1 présentée par la cellule lorsque le massif est saturé par le fluide de plus faible constante diélectrique. Si on appelle C la capacité présentée par la cellule saturée par un mélange de concentration c , $C-C_1$ est donnée directement par simple lecture à l'accord.

En portant pour deux cellules de formes et de dimensions différentes (électrodes et grilles planes) $\frac{C-C_1}{C_2-C_1}$ en fonction de la concentration, on constate que l'on obtient une courbe unique qui représente d'ailleurs les variations de $\frac{\epsilon - \epsilon_1}{\epsilon_2 - \epsilon_1}$; on vérifie ainsi que la courbe d'étalonnage ne dépend que des propriétés diélectriques des fluides et du sable.

La figure 2 représente la courbe d'étalonnage pour le couple alcool benzylique-glycol propylénique saturant un massif de sable de Saint-Firmin 250-315 microns.

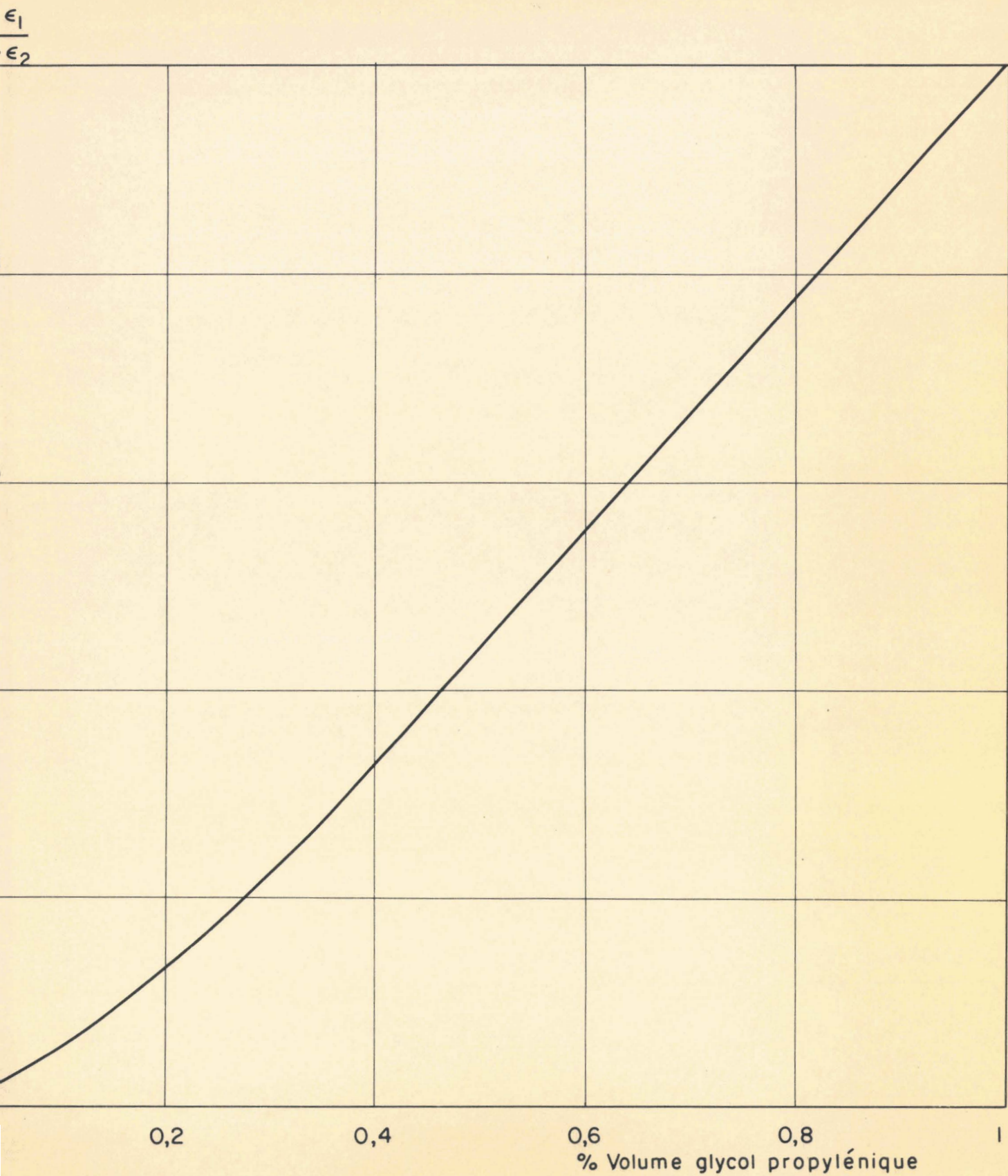
52) Mesures en dynamique

Lorsqu'on fait les mesures dans les conditions réelles de fonctionnement c'est-à-dire au cours d'un déplacement miscible, il s'agit de réduire au minimum le temps nécessaire à l'accord. On arrive à faire une mesure et à la noter en 15 minutes, ce qui est tout à fait suffisant pour obtenir un relevé convenable du profil des concentrations dans les conditions d'expérience envisagées.

53) Reproductibilité

La reproductibilité des mesures est tout à fait satisfaisante, la seule précaution à prendre étant de bien vérifier à chaque début de manipulation l'état de référence. En effet on constate parfois une très légère dérive : 3 à 4 dixièmes de picofarad pour une mesure portant sur une trentaine de picofarads.

MESURE DIELECTRIQUE VARIATIONS RELATIVES DE ϵ POUR LE COUPLE ALCOOL BENZYLIQUE _ GLYCOL PROPYLENIQUE



6. EXPERIENCES

Les premières expériences effectuées ont pour but de tester la méthode de mesure dans les conditions réelles de l'étude, c'est-à-dire au cours de l'analyse du passage d'une zone de mélange, et de comparer les résultats obtenus par cette méthode à ceux que fournit l'analyse de l'effluent par réfractométrie.

Rappelons que les liquides utilisés pour ces expériences, alcool benzylique et glycol propylénique ont été choisis notamment pour les raisons suivantes.

- Leurs constantes diélectriques sont nettement différentes, ce qui permet d'envisager des capacités actives relativement faibles et donne donc plus de souplesse dans le choix de l'écartement des grilles-électrodes.

- Leurs indices de réfraction présentent un contraste très net ($\Delta n = 0,106$) ce qui permet une comparaison de la mesure diélectrique avec la mesure au réfractomètre.

61) Résultats

Parmi les expériences qui nous ont conduit à conclure à la validité de la méthode de mesure diélectrique, nous présentons celle qui suit : elle correspond à un déplacement effectué à une vitesse égale à $4,3 \cdot 10^{-3}$ cm/s.

La figure (3) représente la courbe concentration en fonction du temps au passage de la zone de mélange devant la cellule. On constate que cette courbe a la forme classique en S, caractéristique d'une variation en fonction d'erreur. Le tracé de cette courbe sur papier galtonien donne une droite avec quelques déviations aux extrémités (figure 3bis).

62) Comparaison avec la mesure au réfractomètre et conclusion

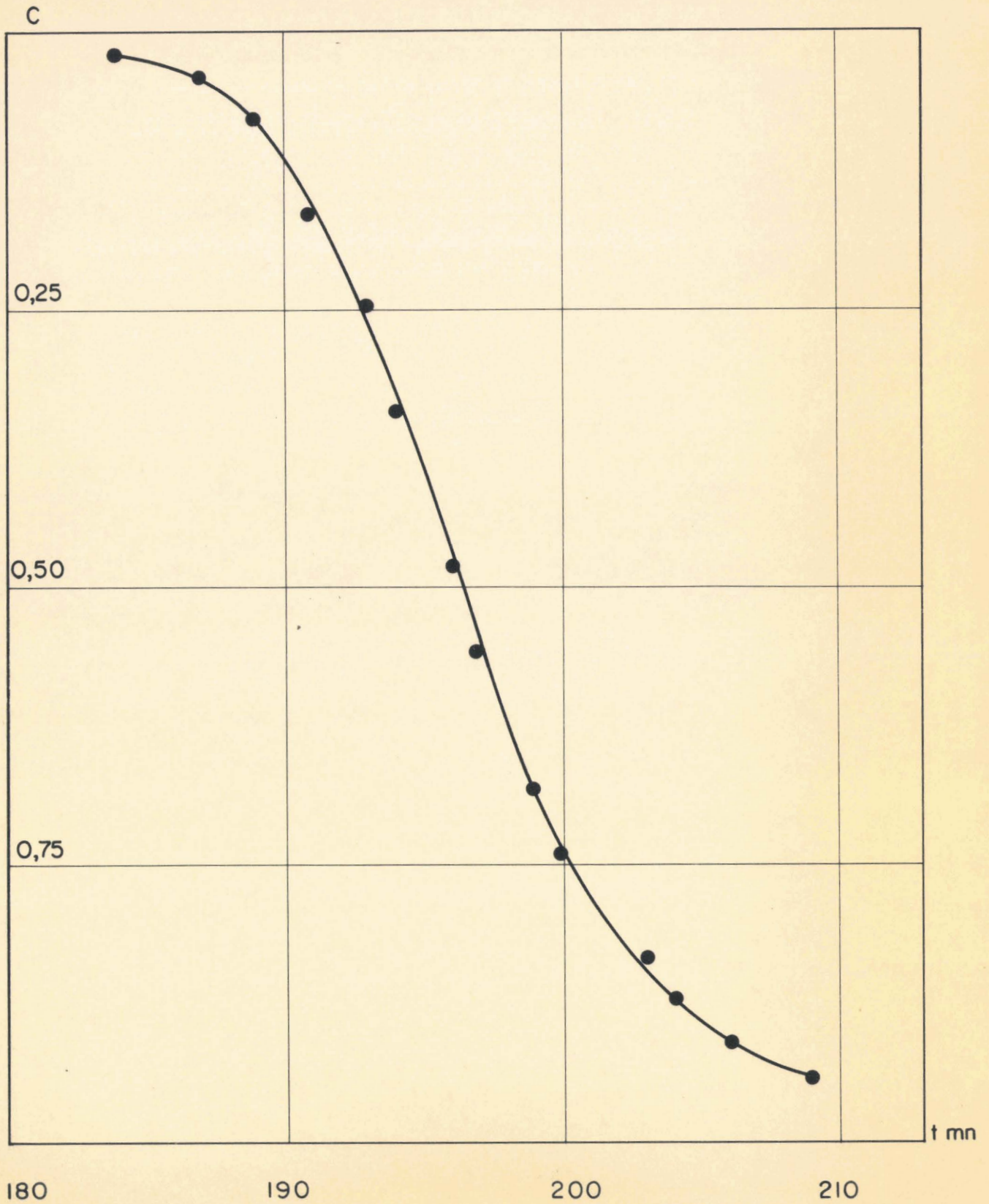
Pour comparer les résultats donnés par l'analyse de la zone de mélange à la cellule et au réfractomètre nous avons porté sur un même diagramme les valeurs de $c = f\left(\frac{t-t_{0,5}}{\sqrt{t}}\right)$ obtenues par les deux méthodes (figure 4).

Cette représentation introduite par BRIGHAM, REED et DEW (réf. 22) tient compte d'une croissance de la zone de mélange conforme à une équation du type de la diffusion.

On constate que les deux ensembles de points correspondants à la cellule et au réfractomètre se placent sur une même courbe caractéristique du déplacement pour $u = 4,3 \cdot 10^{-3}$ cm/s.

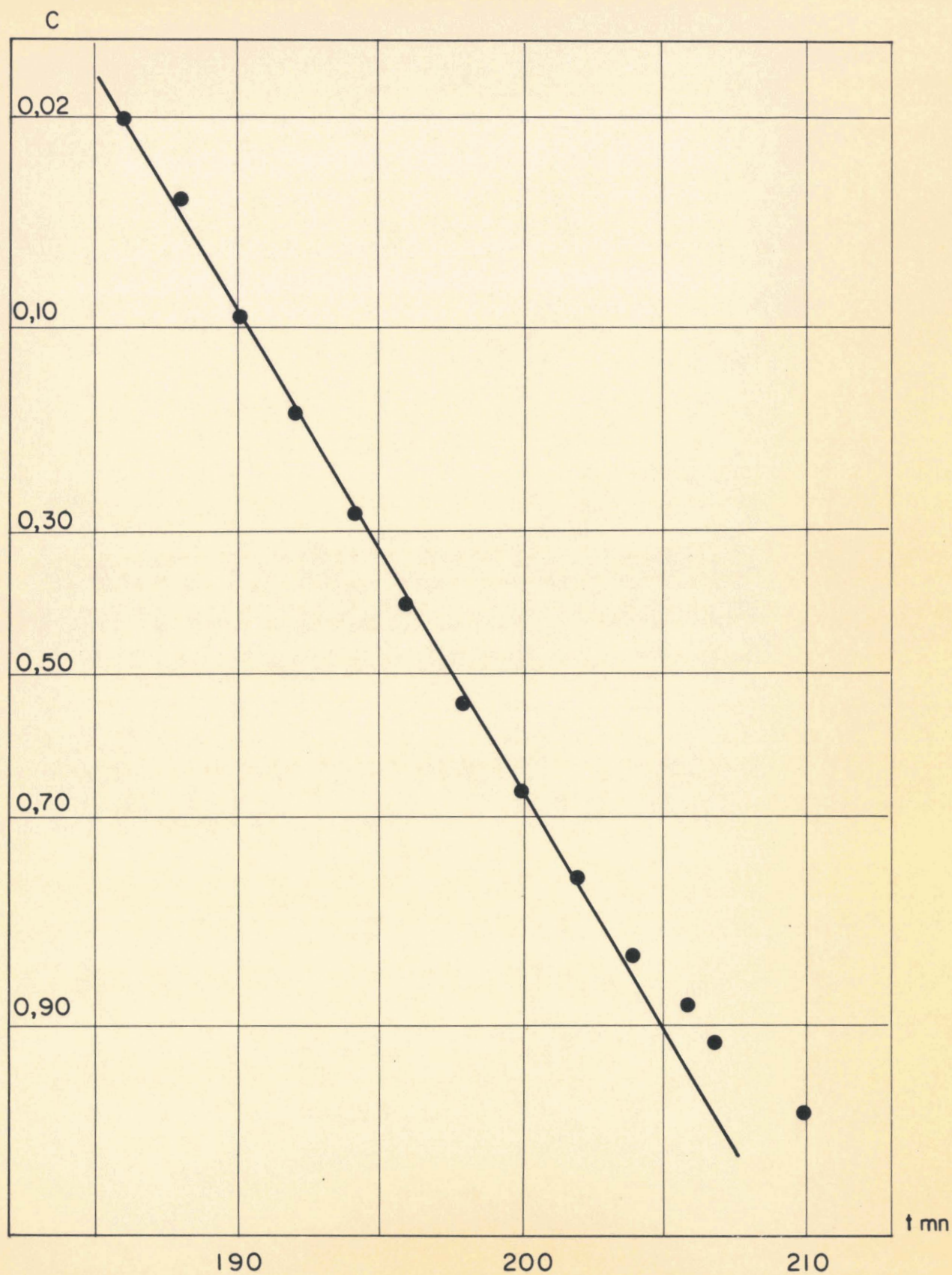
En anticipant sur les résultats de l'étude préliminaire qui établissent qu'une description par une équation du type de la diffusion reste satisfaisante on en déduit qu'il y a concordance entre les deux modes de mesure.

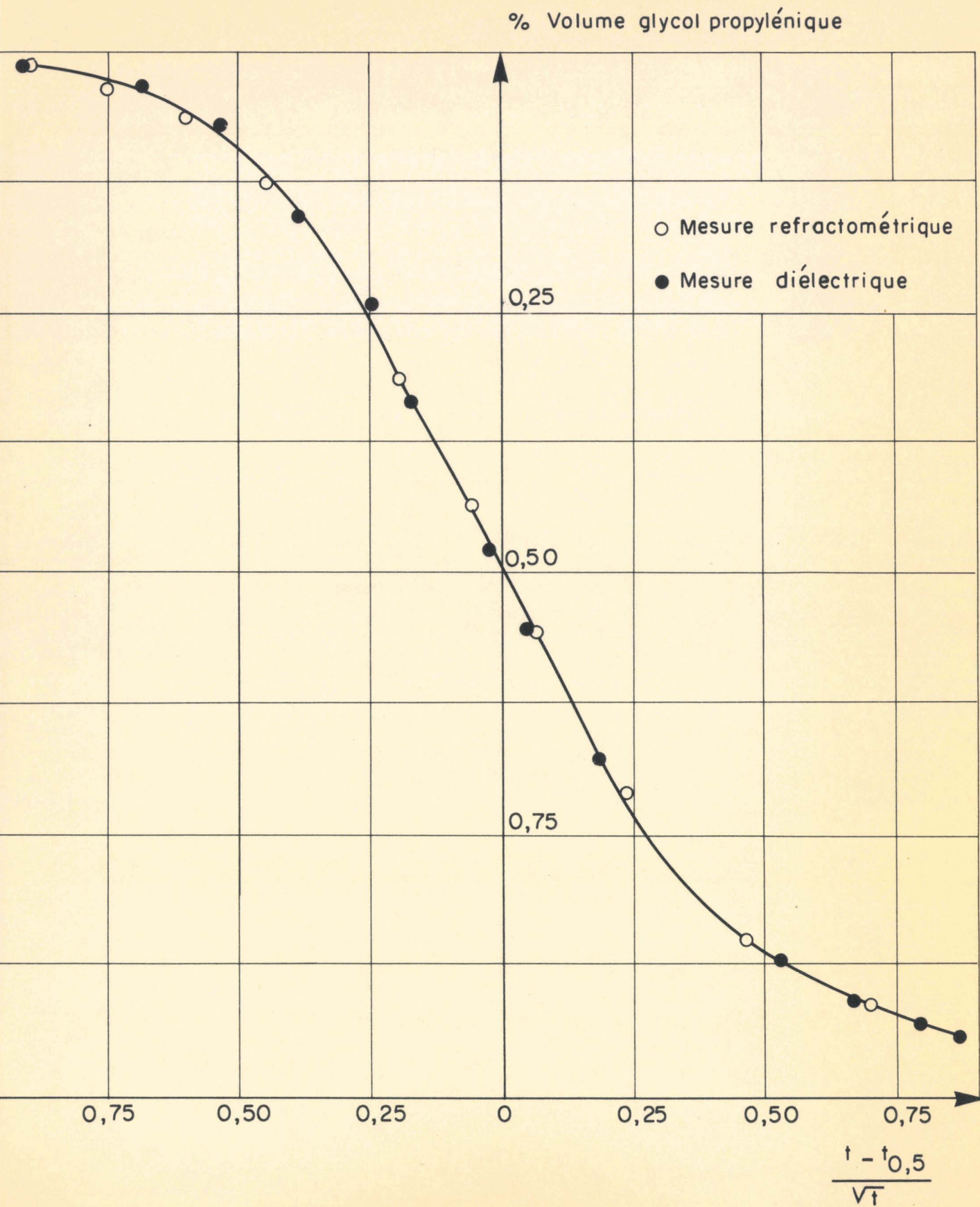
ANALYSE DE LA ZONE DE MELANGE
A LA CELLULE - diagramme cartésien



ANALYSE DE LA ZONE DE MELANGE

A LA CELLULE - diagramme galtonien



COMPARAISON DES MESURES DIELECTRIQUE ET
REFRACTOMETRIQUE

On en conclut que, quand il s'agit de mesurer la valeur du coefficient de dispersion dans un déplacement miscible, mesure diélectrique et mesure au réfractomètre sont équivalentes.

La méthode diélectrique peut cependant permettre une détermination plus précise du coefficient de dispersion. En effet les mesures sont plus rapides (15 secondes pour expérimentateur opérant seul contre 45 secondes au minimum avec le réfractomètre). On peut en outre disposer à une distance suffisante deux cellules et avoir ainsi une meilleure détermination du coefficient de dispersion.

Les deux méthodes de mesure pourront donc être employées indifféremment le choix de l'une ou l'autre étant dicté essentiellement par les propriétés des fluides utilisés. La méthode diélectrique sera retenue pour les fluides non conducteurs présentant un contraste suffisant de constante diélectrique, la mesure au réfractomètre étant réservée aux fluides conducteurs présentant un contraste suffisant d'indice de réfraction.

Remarque :

Cette méthode de mesure pourrait probablement être étendue à la mesure de saturations en déplacement de deux fluides non miscibles. Il faudrait pour cela s'assurer que des phénomènes parasites (tels que piégeage d'un fluide dû à la mouillabilité) ne perturbent pas la mesure.

B I B L I O G R A P H I E

1. SCHEIDEGGER (A.E.) - "Statistical approach to miscible displacement in porous media"
The Canadian Mining and Metallurgical Bulletin, vol. 52, n° 561, p. 26-30 (January 1959).
2. TAYLOR (Sir G.) - "Dispersion of soluble matter in solvent flowing slowly through a tube"
Proceedings of the Royal Society, sect.A, vol. 219, p. 186-203, (Aug. 1953).
3. TAYLOR (Sir G.) - "Conditions under which dispersion of a solute in a stream of solvent can be used to measure molecular diffusion"
Proceedings of the Royal Society, sect; A, vol. 225, p. 473-477, (September 1954).
4. ARIS (R.) - "On the dispersion of a solute in a fluid flowing through a tube"
Proceedings of the Royal Society, sect. A, vol. 235, p. 67-77, (1956).
5. de JOSSELIN de JONG (G.) - "Longitudinal and transverse diffusion in granular deposits"
Transactions of the American Geophysical Union, vol. 39, n° 1, p. 67-74 (February 1958).
6. SAFFMAN (P.G.) - "A theory of dispersion in a porous medium"
Journal of Fluid Mechanics, vol. 6, n° 3, p. 321-349 (October 1959).
7. SAFFMAN (P.G.) - "Dispersion due to molecular diffusion and macroscopic mixing in flow through a network of capillaries"
Journal of Fluid Mechanics, vol. 7, n° 2, p. 194-208 (February 1960).
8. ARIS (R.), AMUNDSON (N.R.) - "Some remarks on longitudinal mixing or diffusion in fixed beds"
A.I.Ch.E. Journal, vol. 3, n° 2, p. 280-282 (June 1957).
9. DEANS (H.A.), LAPIDUS (L.) - "A computational model for predicting and correlating the behavior of fixed bed reactors : 1. Derivation of model for non reactive systems"
A.I.Ch.E. Journal, vol. 6, p. 656-663 (December 1960).

10. COATS (K.H.), SMITH (B.D.) - "Dead-End pore volume and dispersion in porous media"
Petroleum Transactions of the A.I.M.E., vol.231, p. 73-84
(S.P.E.J. March 1964).
11. SCHEIDEGGER (A.E.) - "The random-walk model with autocorrelation of flow through porous media"
Canadian Journal of Physics, vol. 36, p. 649-658 (June 1958).
12. Van DEEMTER (J.J.), BROEDER (J.J.), LAUWERIER (H.A.) - "Fluid displacement in capillaries"
Applied Scientific Research, Sect. A, vol. 5, p. 374-388 (1956).
13. BLACKWELL (R.J.) - "An investigation of miscible displacement processes in capillaries"
Paper presented to A.I.Ch.E. Local Section in Galveston, Texas. (1957).
14. KOCH (H.A. Jr), SLOBOD (R.L.) - "Miscible slug process"
Petroleum Transactions of the A.I.M.E., vol. 210, p.40-47.
(J.P.T. February 1957).
15. BLACKWELL (R.J.) - "Laboratory studies of microscopic dispersion phenomena"
Preprint 29 presented at Joint S.P.E.-A.I.Ch.E. Symposium in San Francisco (6-9 December 1959).
16. HANDY (L.L.) - "An evaluation of diffusion effects in miscible liquid displacement"
Petroleum Transactions of the A.I.M.E., vol. 216, p. 382-384
(J.P.T. March 1959).
17. EBACH (E.A.), WHITE (R.R.) - "Mixing of Fluids flowing through beds of packed solids"
A.I.Ch.E. Journal, vol. 4, n° 2, p. 161-169 (June 1958).
18. CARBERRY (J.J.), BRETTON (R.H.) - "Axial dispersion of mass in flow through fixed beds"
A.I.Ch.E. Journal, vol. 4, n° 3, p. 367-375 (September 1958).
19. RIFAI (M.N.E.) - "An investigation of dispersion phenomena in laminar flow through porous media"
Ph. D. Dissertation, U. of California, Berkeley (1956).
20. RAIMONDI (P.), GARDNER (G.H.F.), PETRICK (C.B.) - "Effect of pore structure and molecular diffusion on the mixing of miscible liquids flowing in porous media"
Preprint 43 presented at Joint S.P.E.-A.I.Ch.E. Symposium San Francisco (6-9 December 1959).

21. BLACKWELL (R.J.), RAYNE (J.R.), TERRY (W.M.) - "Factors influencing the efficiency of miscible displacement"
Petroleum Transactions of the A.I.M.E., vol. 216, p. 1-8
(J.P.T. January 1959).
22. BRIGHAM (W.E.), REED (P.W.), DEW (J.N.) - "Experiments on mixing during miscible displacement in porous media"
Petroleum Transactions of the A.I.M.E., vol. 222, p. 1-8
(S.P.E.J. March 1961).
23. DAY (P.R.) - "Dispersion of a moving salt water boundary advancing through saturated sand"
Transactions of the American Geophysical Union, vol. 37, n° 5,
p. 595-601 (October 1956).
24. HIBY (J.W.) - "Longitudinal and transverse mixing during single phase flow through granular beds"
Paper presented at the Conference on displacement in porous media,
Imperial College, London (March 1959).
25. ARONOFSKY (J.S.), HELLER (J.P.) - "A diffusion model to explain mixing of flowing miscible fluids in porous media"
Petroleum Transactions of the A.I.M.E., vol. 210, p. 345-349
(J.P.T. December 1957).
26. BERAN (M.J.) - "Dispersion of soluble matter in flow through granular media"
Journal of Chemical Physics, vol. 27, n° 1, p. 270-274 (July 1957).
27. Von ROSENBERG (D.U.) - "Mechanics of steady state single-phase fluid displacement from porous media"
A.I.Ch.E. Journal, vol. 2, n° 1, p. 55-58 (March 1956).
28. HARLEMAN (D.R.F.), RUMER (R.R.Jr) - "The dynamics of salt-water intrusion in porous media"
M.I.T., report n° 55 (August 1962).
29. PFANNKUCH (H.O.) - "Contribution à l'étude des déplacements miscibles dans un milieu poreux"
Revue de l'I.F.P., vol. XVIII, n° 2, p. 215-270 (Février 1963).
30. CARMAN (P.C.) - "Permeability of saturated sands soils and clays"
Journ. Agri. Sci., vol. 29 (1939), cité en (réf. 31).
31. PERKINS (T.K.), JOHNSTON (O.C.) - "A review of diffusion and dispersion in porous media"
Petroleum Transactions of A.I.M.E., vol. 228, p. 70-84.
(S.P.E.J. March 1963).

32. MARLE (C.) - "Note sur la diffusion dans un champ de pesanteur en vue de l'application au déplacement miscible"
Rapport I.F.P. réf. 11145 (Octobre 1964).
33. HALL (H.N.), GEFEN (T.M.) - "A laboratory study of solvent flooding"
Petroleum Transactions of the A.I.M.E., vol. 210, p. 48-57,
(J.P.T. February 1957).
34. LACEY (J.W.), DRAPER (A.L.), BINDER (G.G.) - "Miscible fluid displacement in porous media"
Petroleum Transactions of the A.I.M.E., vol. 213, p. 76-79
(J.P.T. April 1958).
35. SCOTT (E.Z.Jr), READ (D.L.) - "A study of variables in linear miscible displacement "
Paper presented at the Regional Fall Meeting of Los Angeles
Basin Section of S.P.E. (22-23 October 1959).
36. SLOBOD (R.L.), BURCIK (E.J.), CASHDOLLAR (B.H.) - "The effect of viscosity ratio and path length in miscible displacement in porous media"
Producers Monthly, vol. 23, n° 8, p. 11-17 (June 1959).
37. HARRIS (M.), BISSEY (L.T.) - "A study of gas-gas displacements in linear unconsolidated porous media"
Paper presented at the 22nd Technical Conference on Petroleum
Production. PennState U. (October 1961).
38. BEN SALAH (M.D.) - "Influence des contrastes de viscosité et de densité sur le déplacement en milieu poreux de deux fluides miscibles"
Rapport I.F.P. réf. 11896 (Avril 1965).
39. MARTINOT-LAGARDE (A.) - "Similitude physique, exemples d'applications à la mécanique des fluides"
Gauthier-Villars, Paris (1960).
40. MARTINOT-LAGARDE (A.), FAUQUET (A.) - "Essais d'entraînement de matériaux solides sous l'effet de la houle et du clapotis"
Proceedings of the Fifth Conference on Coastal Engineering
Grenoble (Septembre 1954).
41. GEERTSMA (J.), CROES (G.A.), SCHWARZ (N.) - "Theory of dimensionally scaled models of petroleum reservoirs"
Petroleum Transactions of A.I.M.E., vol. 207, p. 118-127
(J.P.T. June 1956).
42. OFFERINGA (J.), VAN der POEL (C.) - "Displacement of oil from porous media by miscible liquids".
Petroleum Transactions of the A.I.M.E., vol. 201, p. 310-316
(J.P.T. December 1954).

- 43. GREENKORN (R.A.) - "Flow models and scaling laws"
Industrial and Engineering Chemistry, vol. 56, n° 3, p. 32-37,
(March 1964).
- 44. STOKES (R.H.) - "One-dimensional diffusion with the diffusion coefficient a linear function of concentration"
Transactions of Faraday Society, vol. 48, p. 887 (1952).
- 45. ZELTOV (Ju.P.) - "Le mélange de liquides miscibles de viscosités différentes se déplaçant en milieu poreux"
Traduit du russe, rapport I.F.P. réf. 12482 (Décembre 1962).

A N N E X E S

- A1. WILKE (C.R.), PIN CHANG - "Correlation of diffusion coefficients in dilute solutions"
A.I.Ch.E. Journal, vol. 1, n° 2, p. 264-270 (June 1955).
- A2. HILL (S.) - "Channeling in packed columns"
Chemical Engineering Science, vol. 1, n° 6, p. 247-253
(December 1952).
- A3. CHUOKE (R.L.), Van MEURS (P.), Van der POEL (C.) - "The instability of slow, immiscible, viscous liquid-liquid displacements in permeable media"
Petroleum Transactions of A.I.M.E., vol. 216, p. 188-194
(J.P.T. July 1959).
- A4. DUMORE (J.M.) - "Stability considerations in downward miscible displacements"
Petroleum Transactions of A.I.M.E., vol. 231, p. 356-362
(S.P.E.J. December 1964).
- A5. PERRINE (R.L.) - "Stability theory and its use to optimize solvent recovery of oil"
Petroleum Transactions of A.I.M.E., vol. 222, p. 9-16.
(S.P.E.J. March 1961).
- A6. MORIAEZ (Mme C.) - "Sur les spectres hertziens d'orientations de polyols"
Thèse, Université de Lille (Novembre 1960).
- A7. SNELL (R.W.) - "Radiofrequency method for the measurement of conductive liquid-saturation on a porous medium"
British Journal of Applied Physics, vol. 10, p. 54 (January 1959).

- A8. SIMANDOUX (P.) - "Méthode de mesure de la saturation en eau d'un milieu poreux par utilisation de la polarisation diélectrique interfaciale"
Rapport I.F.P. réf. 8567 (Juin 1963).
- A9. PEEFFER (C.E.) - "Quantitative determination of saturation or composition in a porous medium from dielectric properties"
M.S. Thesis, PennState University (December 1962).
- A10. BENTSEN (R.G.) - "A study of plane radial miscible displacement in a consolidated porous medium"
M.S. Thesis, PennState University (June 1964).

AUTRES DOCUMENTS

- COLLINS (R.E.) - "Flow of fluids through porous media"
Reinhold Publishing Corporation, New-York (1961).
- MARLE (C.) - "Les écoulements polyphasiques"
Editions Technip, Paris (1965).
- CRANK (J.) - "The mathematics of diffusion"
Oxford at the Clarendon Press, New-York (1964).
- WEAVER (L.K.), DIETZMAN (W.D.), HAWKINS (M.E.) - "Oil recovery by miscible phase displacement : a bibliography"
Information circular 8177 Bureau of Mines (254 references), 1963.
- PETROLEUM TRANSACTIONS REPRINT SERIES - N° 8 : "Miscible processes"
published by the Society of Petroleum Engineers of A.I.M.E.

Note : La majeure partie des articles cités est extraite des publications de la "Society of Petroleum Engineers" (S.P.E.) of the American Institute of Mechanical Engineering (A.I.M.E.).

La référence donnée est la plus accessible, c'est-à-dire celle des "Petroleum Transactions" qui regroupent aussi bien les articles parus dans le Journal of Petroleum Technology (J.P.T.) que dans le Society of Petroleum Engineers Journal (S.P.E.J.).

MASSE VOLUMIQUE DES MELANGES
EAU- GLYCOL PROPYLENIQUE (A 20°C)

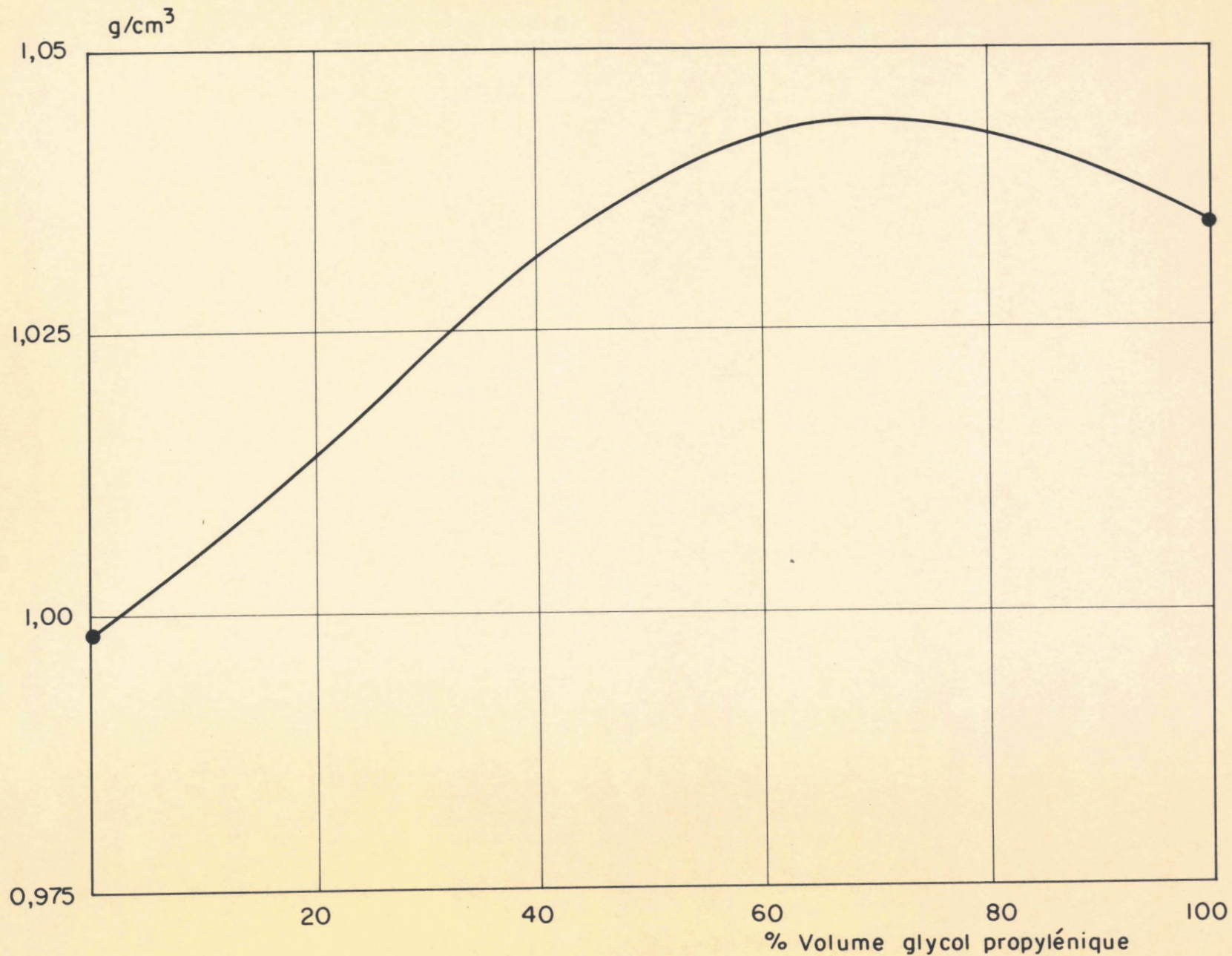


Figure H.T. 1

MASSE VOLUMIQUE DES MELANGES
ALCOOL BENZYLIQUE - GLYCOL PROPYLENIQUE (A 20°C)

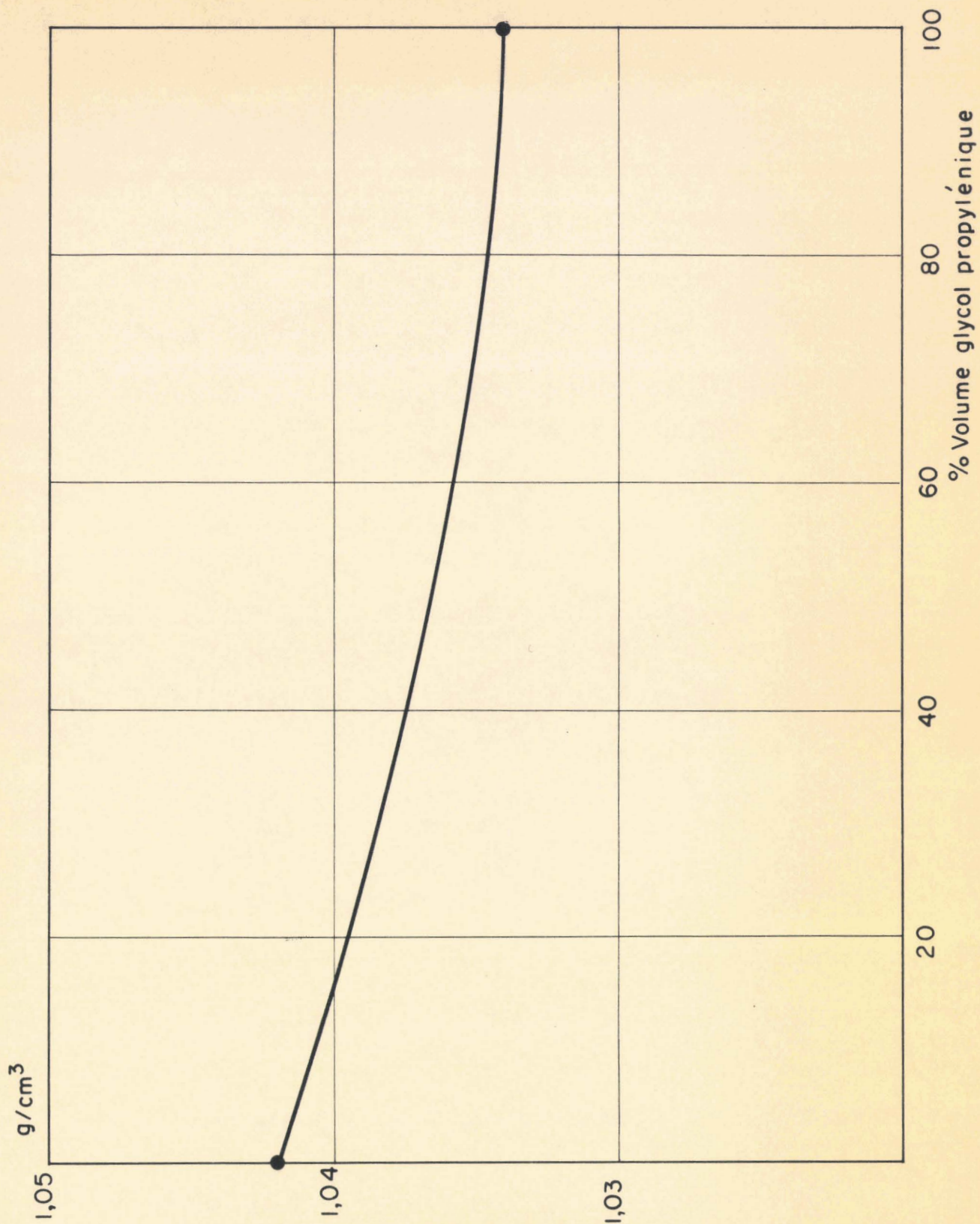
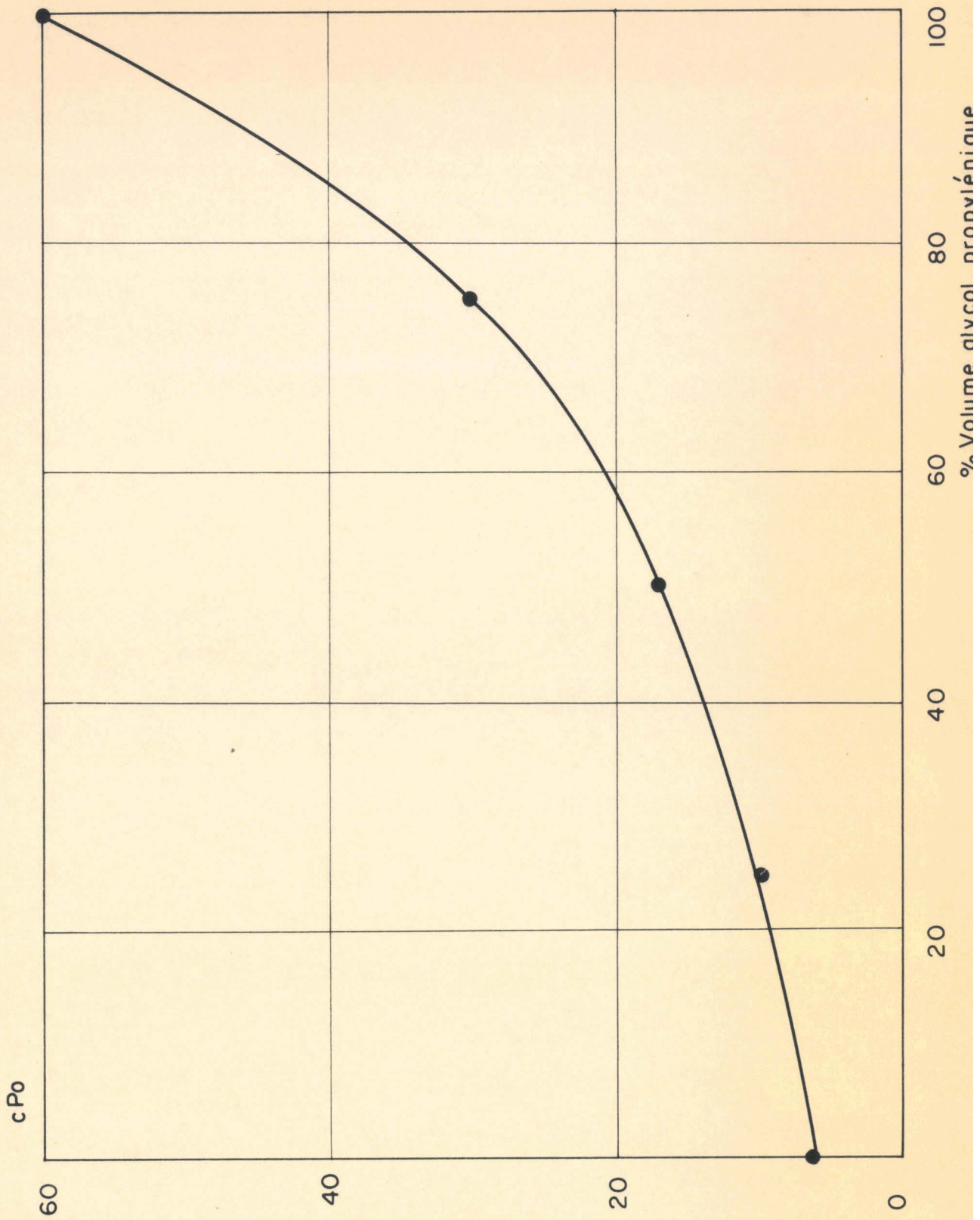


Figure H.T. 3

VISCOSITE DES MELANGES
ALCOOL BENZYLIQUE - GLYCOL PROPYLENIQUE (A 20°C)



MASSE VOLUMIQUE DES MELANGES
EAU-GLYCOL ETHYLENIQUE (A 20°C)

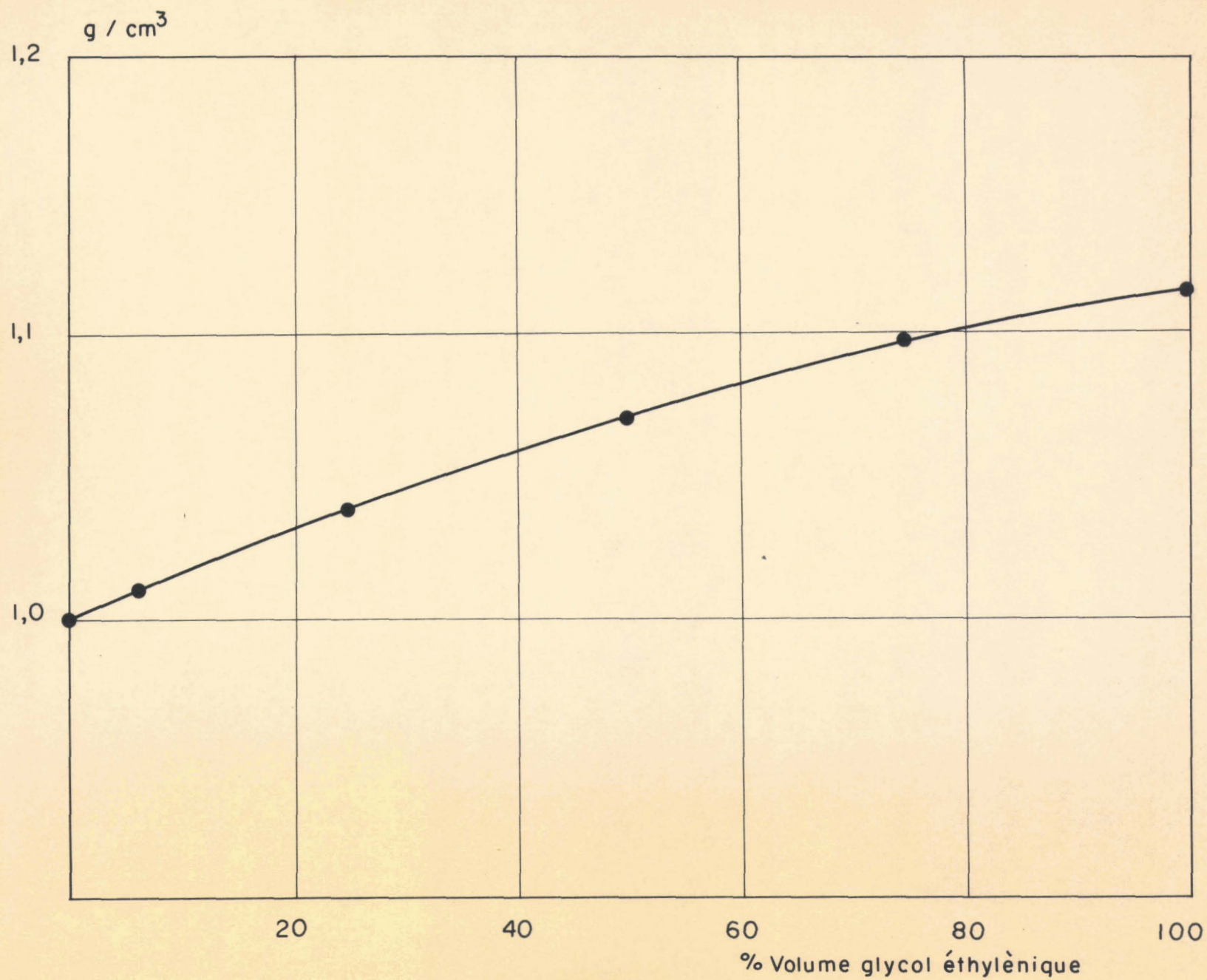


Figure H.T.4

VISCOSITE DES MELANGES
EAU-GLYCOL ETHYLENIQUE (A 20°C)

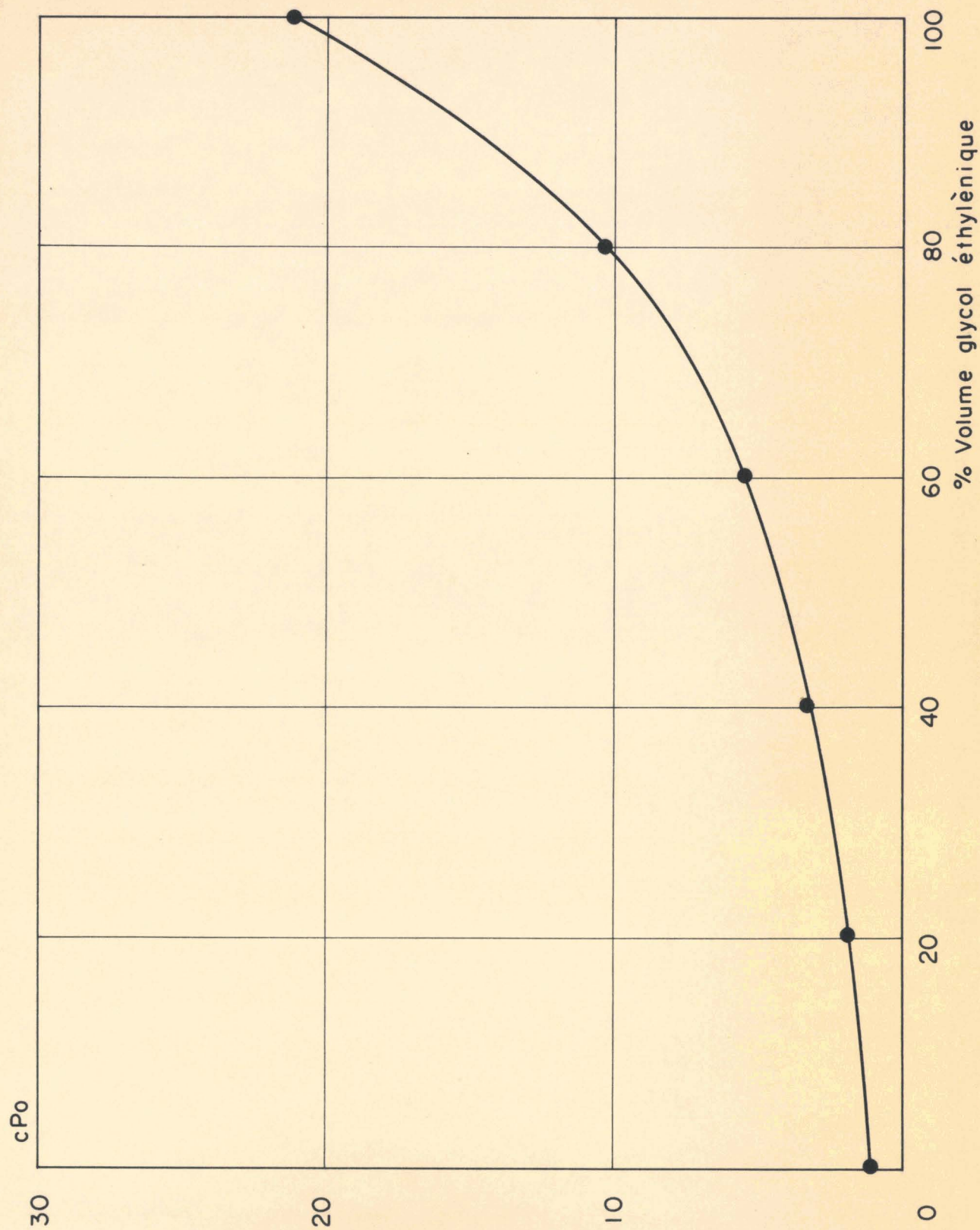


Figure H.T. 5

MASSE VOLUMIQUE DES MELANGES
ALCOOL ISOPROPYLIQUE - ALCOOL BENZYLIQUE (A 20°C)

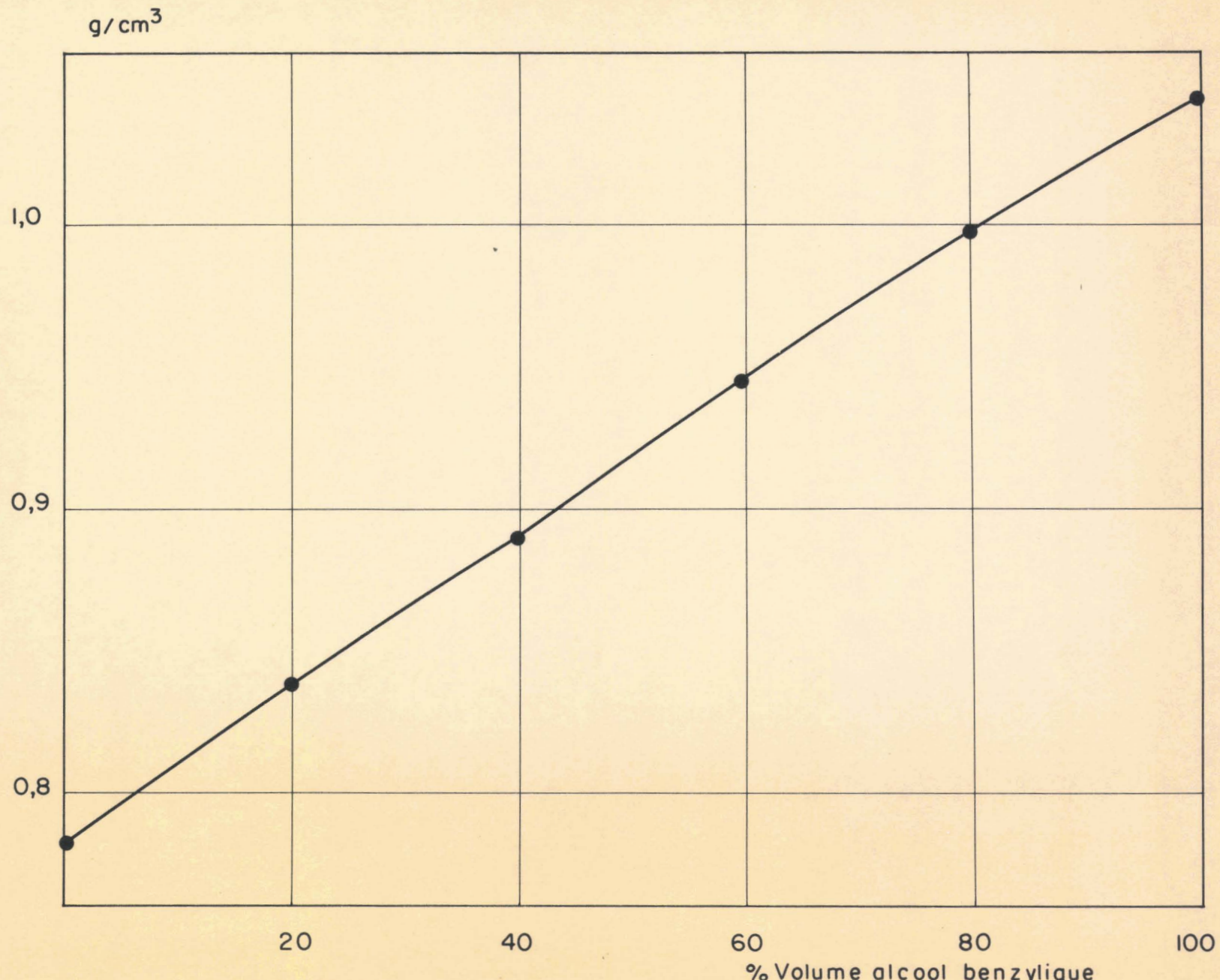


Figure H.T.6

VISCOSITE DES MELANGES
ALCOOL ISOPROPYLIQUE - ALCOOL BENZYLIQUE (A 20°C)

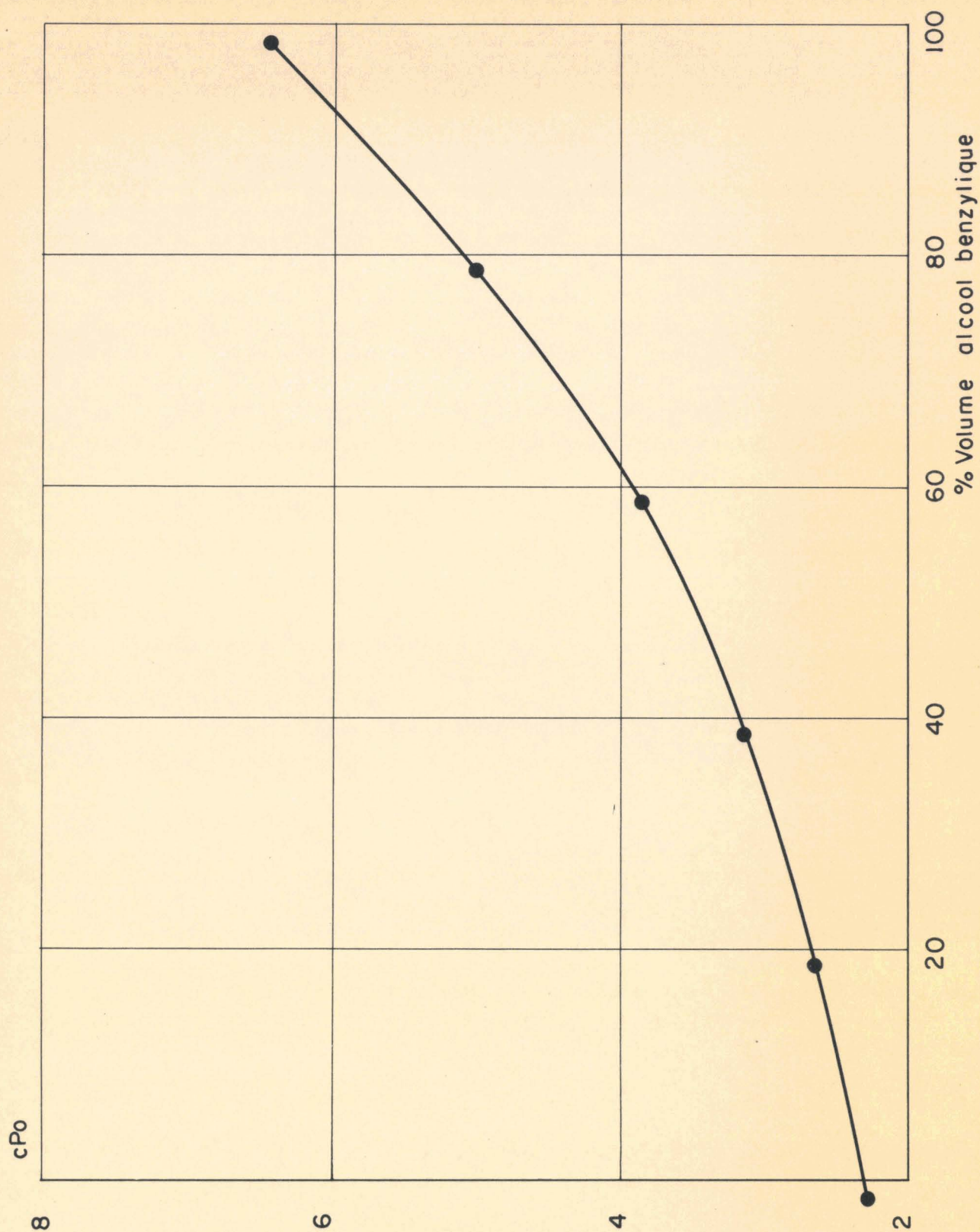
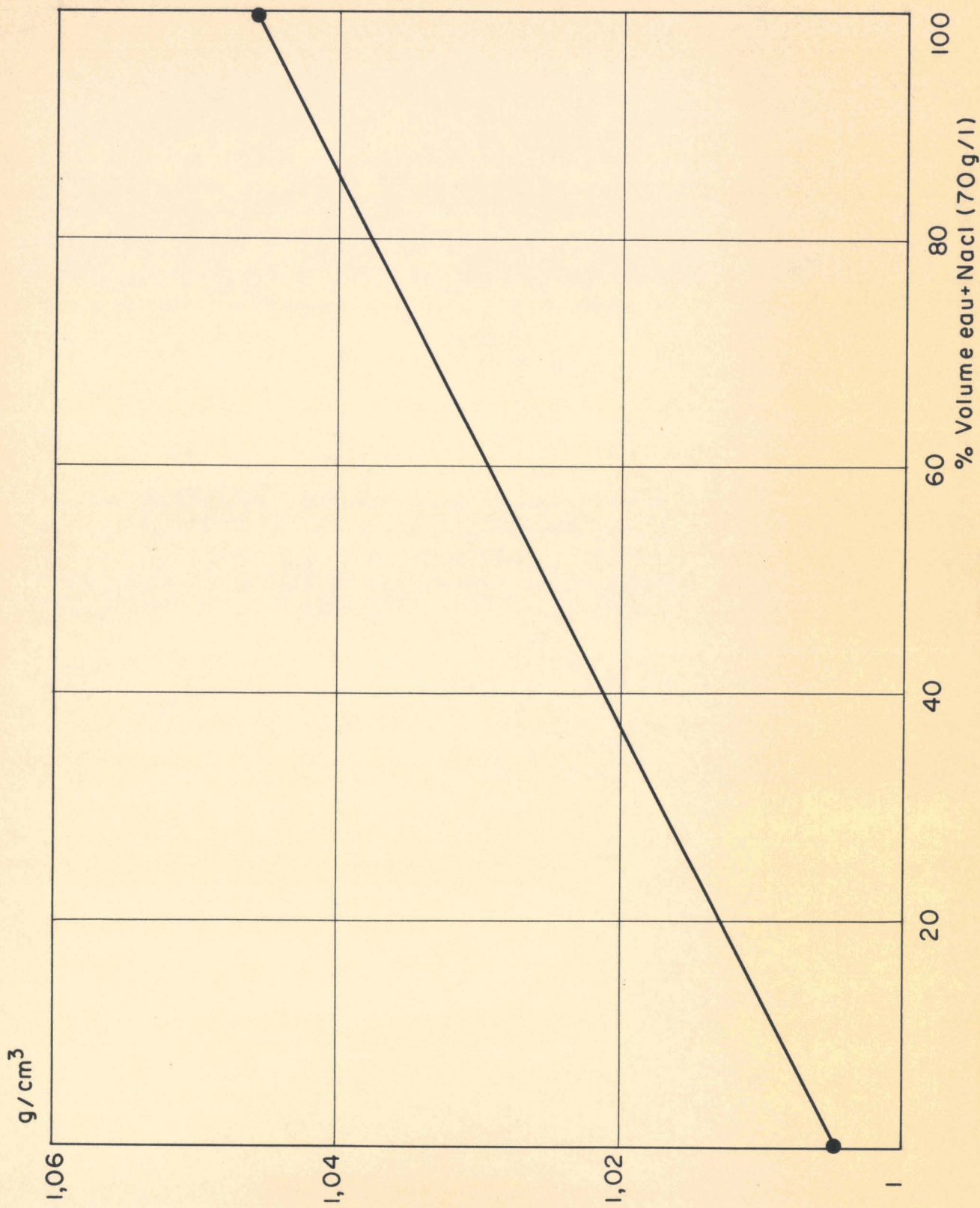


Figure H.T. 7

Figure H.T.8

MASSE VOLUMIQUE DES MELANGES
EAU+NaCl (10 g/l) - EAU + NaCl (70 g/l) (Δ 20°C)



VISCOSITE DES MELANGES
EAU+NaCl(10g/l)-EAU+NaCl(70g/l) (A 20°C)

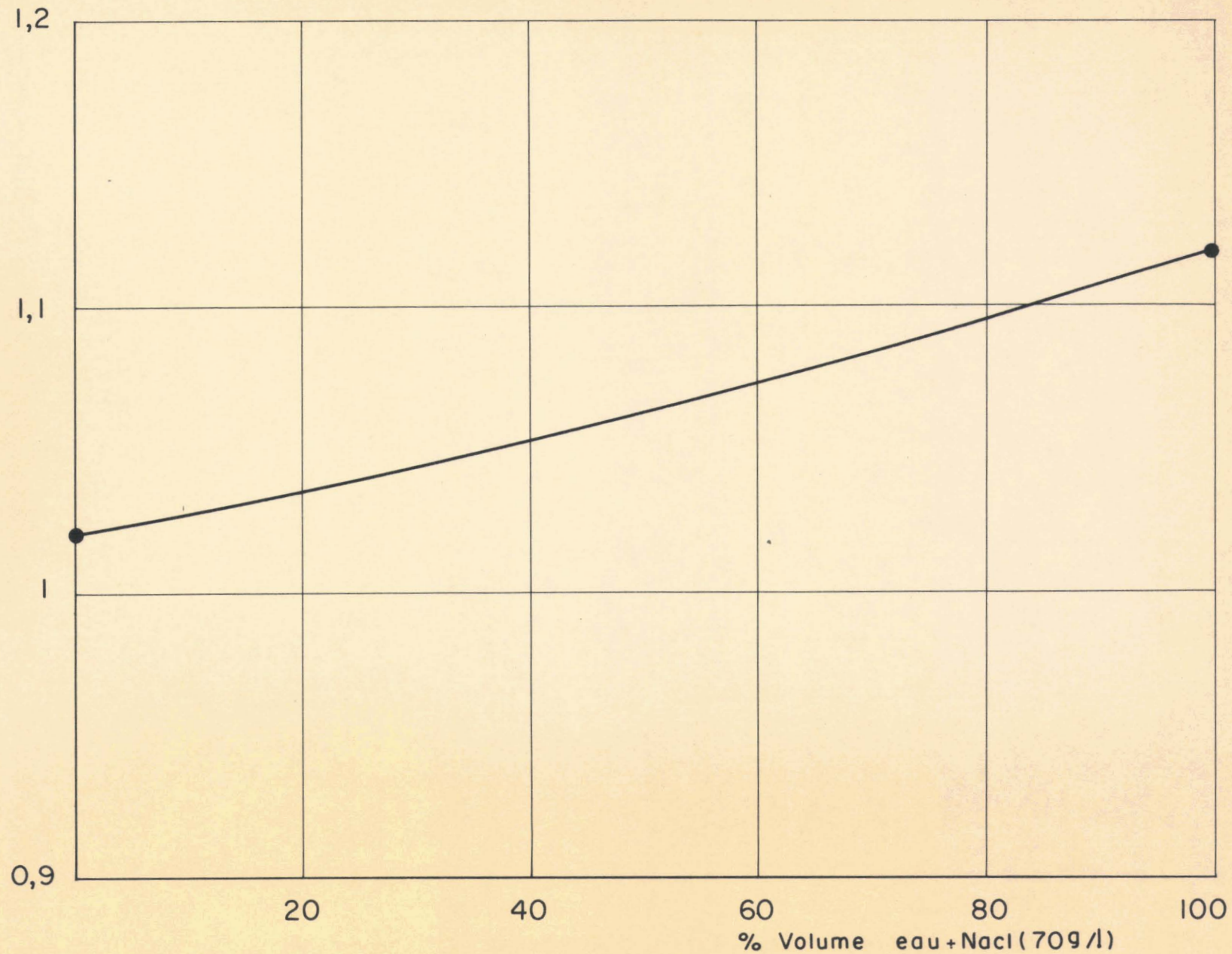
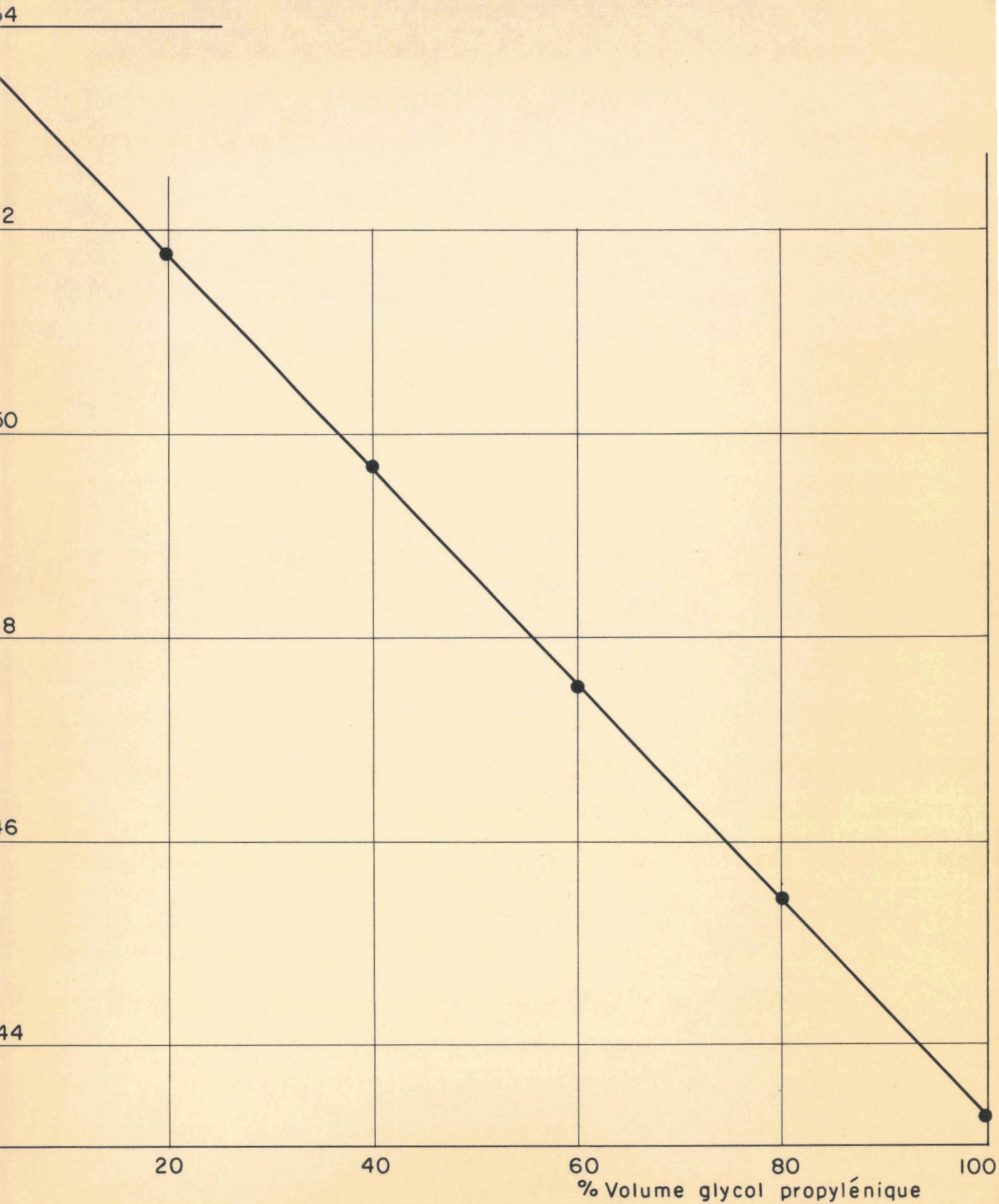
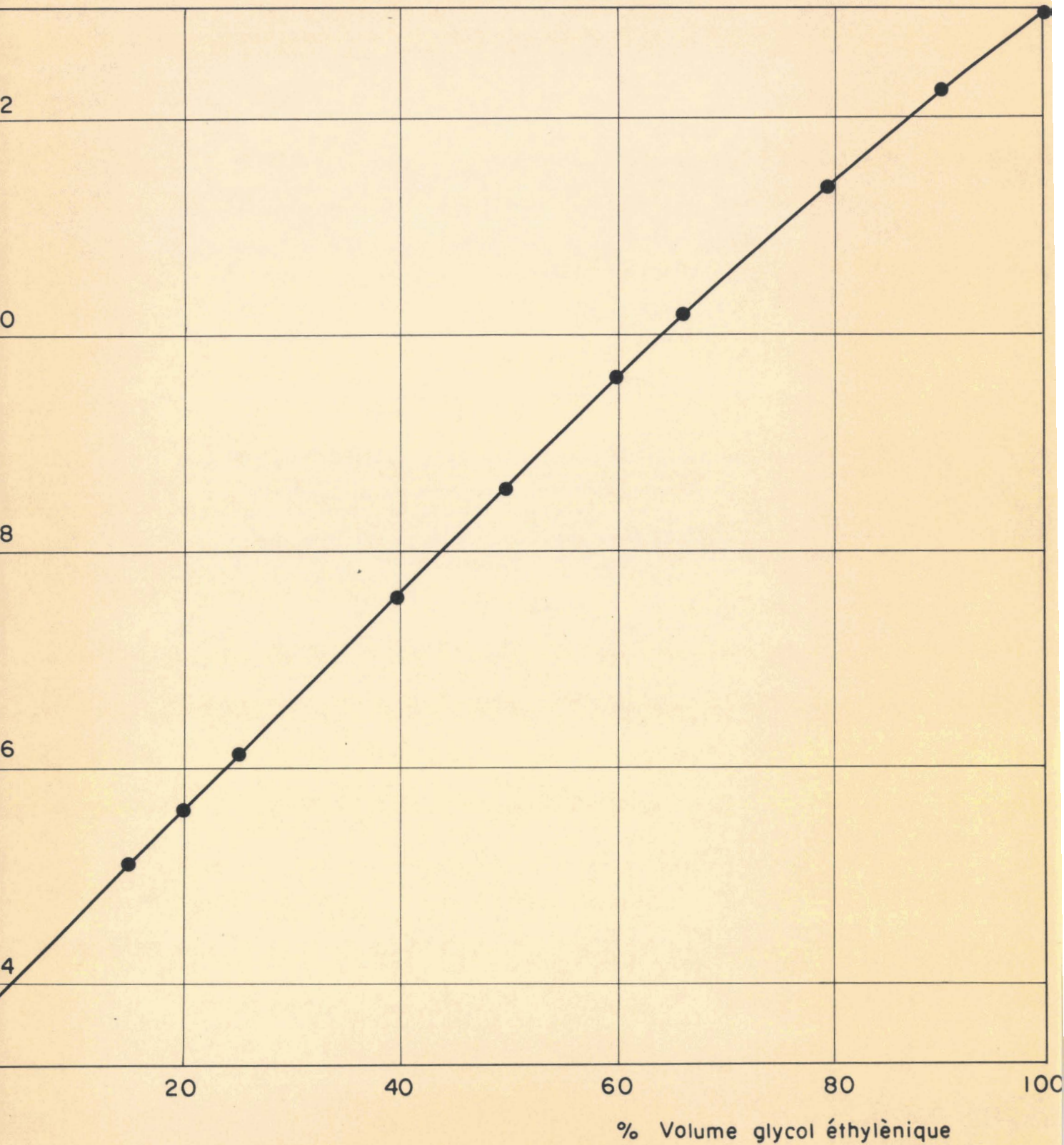


Figure H.T.9

INDICE DE REFRACTION DES MELANGES
ALCOOL BENZYLIQUE - GLYCOL PROPYLENIQUE (A 20° C)

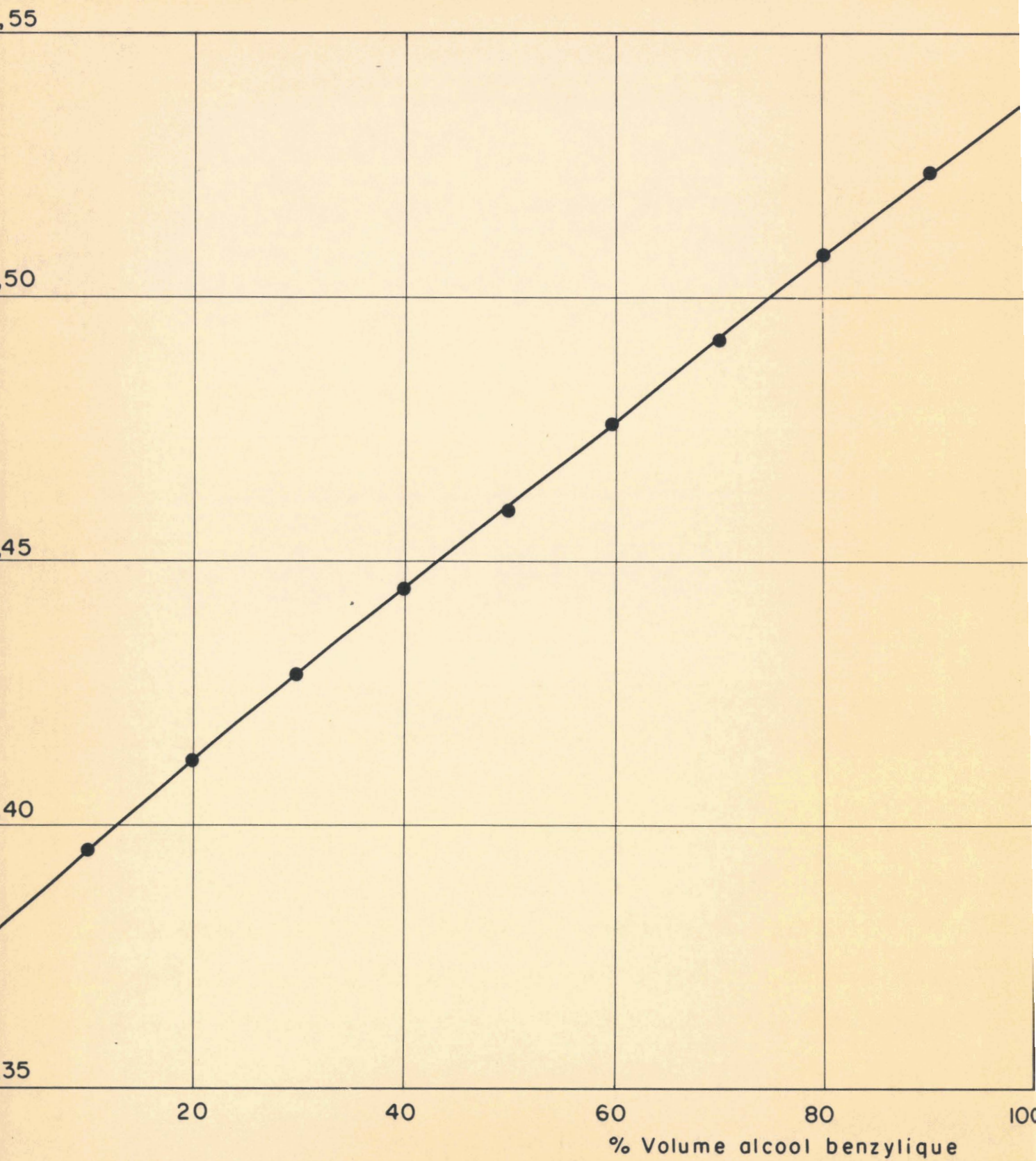


INDICE DE REFRACTION DES MELANGES
EAU-GLYCOL ETHYLENIQUE (A 20°C)



INDICE DE REFRACTION DES MELANGES

ALCOOL ISOPROPYLIQUE - ALCOOL BENZYLIQUE (A 20°C)



INDICE DE REFRACTION DES MELANGES
EAU + NaCl (10 g/l) - EAU + NaCl (70 g/l) (A 20°C)

