

UNIVERSITÉ DE LIÈGE

Faculté des Sciences Appliquées

Ferdinand CAMPUS

Professeur ordinaire à l'Université de Liège

COURS D'
HYDRAULIQUE APPLIQUÉE
FLUVIALE ET MARITIME

Université de Liège

BST - Sciences Appliquées et Mathé
1, Chemin des Chevreuils; Bât E
B-4000 LIEGE

Fascicule I.

Notions d'Hydrologie

1960 - 1961

Tous droits de reproduction réservés

SOCIÉTÉ COOPÉRATIVE DE L'A. E. E. S.

9, rue Sœurs de Hasque, LIEGE

AVANT-PROPOS

L'hydraulique fluviale et maritime est une science complexe. Fondamentalement elle est une science naturelle fondée sur l'observation. On connaît les difficultés d'enseigner une telle science, encore augmentées ici par l'objet de l'étude, dont l'observation est difficile et demande beaucoup de temps. L'analyse et la synthèse sont également inefficaces. Des classements systématiques n'ont guère de signification. On ne pourrait finalement envisager qu'une série de monographies descriptives de cours d'eau naturels. Elles sont d'un intérêt considérable pour les spécialistes, mais elles ne sont pas appropriées à une initiation, tout en exigeant beaucoup de temps.

L'hydraulique fluviale et maritime comporte aussi un caractère expérimental. Fondés sur les théories de la similitude, les essais sur modèles réduits ont pris une importance croissante au cours des cinquante dernières années. Ils sont devenus pratiquement indispensables pour toute étude sérieuse de grands travaux hydrauliques fluviaux et maritimes. Les laboratoires d'hydraulique fluviale et maritime ont été développés partout. Mais les essais sont d'une telle envergure, d'une telle durée et d'un tel prix qu'ils ne se prêtent véritablement pas à l'enseignement, mais seulement à la formation de spécialistes, requérant une occupation exclusive et complète.

Enfin, comme application de l'hydraulique, l'hydraulique fluviale et maritime relève aussi de la mécanique appliquée, qui se sert du langage mathématique. Par la force des choses, en raison de ce qui précède concernant la difficulté intrinsèque des aspects d'observation naturelle et d'expérience, en raison du caractère mathématique prédominant de la préparation des élèves-ingénieurs, en raison de la facilité et de la concision du langage mathématique, en raison enfin de la limitation extrême du temps disponible, les notes de cours qui suivent exposeront principalement l'aspect mathématique de l'hydraulique fluviale et maritime, qui est cependant le moins fondamental des trois.

Il est nécessaire d'insister sur ce point, non pour souligner le caractère ingrat d'un enseignement d'hydraulique fluviale et maritime, mais pour bien en faire comprendre le caractère aux étudiants. Si le raisonnement ne peut certes jamais faire défaut à aucune activité de l'ingénieur, en hydraulique fluviale et maritime le raisonnement seul est insuffisant. Il peut même induire en erreur et il a induit en erreur des hydrauliciens du passé. Les remarques fameuses de Claude Bernard dans son Introduction à la médecine expérimentale s'appliquent à l'hydraulique fluviale comme à toutes les sciences de la nature. Le raisonnement n'aura de la valeur qu'à la seule condition qu'il soit strictement en accord avec l'observation et fondé sur elle. De même, l'expérience ne vaudra que si elle est conforme à l'observation.

Toutes les formules de l'hydraulique fluviale et maritime, même celles ayant l'apparence la plus rationnelle, comportent généralement des paramètres que l'on ne peut chiffrer que d'après l'observation et l'expérience. Ces paramètres sont généralement très variables. Aussi l'usage correct dépend-t-il entièrement du choix approprié des valeurs numériques des paramètres. Ce choix est d'autant plus important que les calculs d'hydraulique fluviale ignorent le palliatif commode du coefficient de sécurité; leur approximation doit être très grande.

Les leçons dont les notes suivent sont inspirées du souci de concilier ces points de vue et d'un effort d'en surmonter les difficultés. Difficultés d'autant plus grandes que la durée de trente heures impartie à l'enseignement oral est nettement insuffisante.

Un ouvrage récent de S. Leliavsky intitulé "An Introduction to fluvial Hydraulics" (1959), ne comporte pas moins de 245 pages imprimées du format in-octavo et ne traite que de la seule question du mouvement des matières solides. Certes, c'est une des plus importantes de l'hydraulique fluviale et maritime, mais cette science en comporte beaucoup d'autres. Il est nécessaire que les notes qui suivent exposent d'une manière suffisante les principes de toutes les questions essentielles de l'hydraulique fluviale et maritime. Il est clair toutefois que dans un cadre temporel aussi limité, elles ne pourront dépasser le stade des notions. Elles ne peuvent avoir pour but qu'une initiation, mais elles visent à la réaliser plus en profondeur qu'en étendue, de manière à inculquer aux étudiants des notions solides pour l'usage courant et une base solide pour une spécialisation personnelle ultérieure.

Toutes les formules seront, sauf indications contraires, établies dans un système d'unités homogène, fondé sur le mètre, le kilogramme-poids et la seconde.

On trouvera dans les notes les coefficients numériques nécessaires aux exercices, ainsi que toutes les notions nécessaires aux expériences de laboratoire et aux observations effectuées dans le cadre de l'enseignement. Les notes contiennent aussi des données numériques d'information, surtout dans la première section consacrée aux notions d'hydrologie. Ces valeurs, citées sous toutes réserves, doivent être considérées comme des ordres de grandeur donnés à titre exemplatif. Elles ne dispensent pas de la recherche d'une documentation plus approfondie pour toute application importante.

Août 1960.

PREMIERE SECTION

NOTIONS D'HYDROLOGIE

CHAPITRE I

LES EAUX METEORIQUES ET LE BILAN HYDROLOGIQUE

1.- CYCLE NATUREL DE L'EAU

Les océans recouvrent environ 71 % de la surface du globe, leur surface est donc étendue. La profondeur moyenne des océans est faible, 3800 m environ. Rapportée à la surface du globe, elle atteint 2700 m. En assimilant la terre à une sphère de rayon égal à 6.371 km, on voit que le rapport de la pellicule superficielle d'eau à la sphère solide est de 0,000425 en épaisseur et 0,0013 environ en volume, donc relativement faible. Sa masse est environ 0,000222 fois celle de la Terre au total. A l'échelle humaine, elle constitue cependant une masse énorme d'eau à laquelle s'ajoutent celle beaucoup moindre des eaux continentales (lacs, cours d'eau, glaciers) et la vapeur d'eau atmosphérique (environ 0,02 de la masse totale des eaux). Les effets de cette masse d'eau et son influence sur la vie du globe sont considérablement multipliés par le cycle incessant de transformation de l'eau sous l'effet de l'énergie solaire : évaporation de l'eau des océans, transport éolien, précipitation et retour à l'océan par ruissellement.

2.- NOTIONS DE PLUVIOMETRIE

Le poids spécifique de l'air sec est de 1,293 g par litre à 0° C. Par suite de la présence de l'eau superficielle, l'atmosphère contient de la vapeur d'eau, dont la quantité dépend de la pression de vapeur correspondant à la température ambiante. L'air est saturé d'humidité lorsque la pression de la vapeur d'eau est celle de vaporisation.

On appelle humidité absolue le poids en grammes de vapeur d'eau par m³ d'air saturé, il est pratiquement égal à la pression de vaporisation exprimé en mm de mercure.

L'humidité spécifique est le même poids en grammes rapporté à 1 kg d'air humide saturé.

Température en deg. C.	-20°	-15°	-10°	-5°	0°	+5°	+10°	+15°	+20°	+25°	+30°
Humidité absolue	0,94	1,34	2,15	3,16	4,57	6,51	9,14	12,67	17,36	23,52	31,51
Humidité spécifique	0,77	1,19	1,76	2,59	3,75	5,34	7,51	10,43	14,33	19,47	26,18

L'humidité relative est le rapport de la quantité de vapeur d'eau réellement contenue dans l'air à celle qui correspond à la saturation à la température considérée. La teneur de l'air en vapeur d'eau décroît des côtes vers l'intérieur, de l'équateur vers les pôles et de la surface de la terre vers les couches supérieures de l'atmosphère, qui sont plus froides (diminution de 0,6° en moyenne par 100 m d'ascension). Donc à une certaine hauteur au-dessus du sol, l'air est nécessairement saturé. En-dessous l'humidité relative décroît, au-dessus l'humidité absolue diminue.

En désignant par 100 le degré d'humidité moyen de l'air à la surface du sol, le degré d'humidité moyen de l'atmosphère varie comme suit aux diverses altitudes : (fig. 1, page suivante)

Altitude	0	1	2	3	4	5	6	7	8	km
Humidité	100	70	49	35	24	17	12	8	6	%

Donc, la couche atmosphérique de 2000 m d'épaisseur à partir du sol contient plus de la moitié de l'humidité atmosphérique totale; la couche de 6,5 km d'épaisseur en contient plus de 90 %.

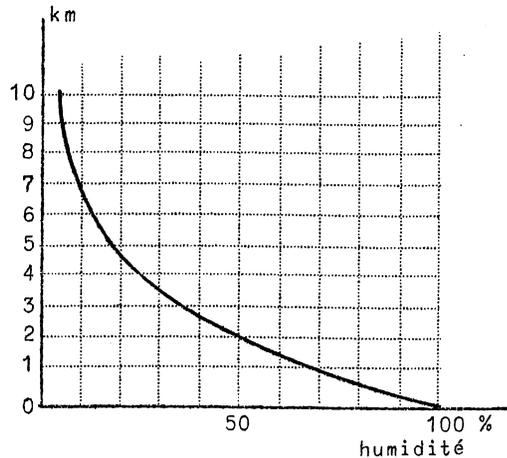


Fig. 1.- Degré d'humidité moyen.

L'air des mers tropicales est fortement chargé d'humidité, les vents résultant des différences de pression et des températures atmosphériques, influencés aussi par la rotation terrestre, entraînent ces masses d'air saturées d'humidité vers les régions plus froides et les continents. Le refroidissement des masses d'air saturé donne lieu à la formation de nuages et aux précipitations de pluie, de grêle et de neige.

Il résulte de ce qui précède que les pluies se forment surtout par les mouvements ascendants de l'air atmosphérique, soit que dans une zone cyclonique ou de basse pression

l'air prenne un mouvement ascendant ou que les vents soient relevés aux abords d'un relief. Ainsi, le versant d'une chaîne exposé aux vents dominants reçoit plus de pluie que l'autre.

Les quantités de pluie tombant en un endroit dépendent de sa distance à la mer, de son altitude et de sa disposition par rapport à une chaîne de montagnes croisant la direction des vents dominants. L'influence de la nature de la surface du sol est locale et peu sensible.

Il est établi que les précipitations sont plus grandes dans les régions forestières que dans les régions dénudées; par contre les arbres retiennent et évaporent une partie de la pluie et la quantité qui atteint le sol est réduite de 12 % en moyenne pour la superficie totale des grandes forêts. La réduction peut atteindre des valeurs beaucoup plus élevées pour les faibles pluies et des surfaces peu étendues à plantations serrées. Elle varie d'après les essences et l'intensité des pluies de 20 à 60 %, en moyenne 30.

Les données pluviométriques intéressant l'ingénieur sont, pour un lieu ou une région :

- la hauteur totale annuelle d'eau tombée H_a (en mm), moyenne, minimum et maximum;
- les hauteurs mensuelles d'eau tombée (en mm), moyennes, minima et maxima mensuels;
- la plus forte pluie connue et sa durée, éventuellement les plus fortes chutes journalières.

On caractérise ces données pluviométriques par les hauteurs d'eau tombées, généralement exprimées en mm, pendant une certaine durée. On en déduit l'intensité moyenne, exprimée en mm par heure ou encore en litres par seconde par hectare.

Pour la hauteur annuelle H_a mm, l'intensité moyenne horaire est $\frac{H_a}{8760} = 0,000114 H_a$ mm/h

(1 année = $365 \times 24 = 8760$ h).

En litres par seconde par hectare, l'intensité est

$$\frac{0,000114 \text{ Ha} \times 10000}{3600} = 0,0003166 \text{ Ha l/sec/hect.}$$

Si H_m est exprimé en m, l'intensité moyenne peut s'écrire

$$0,3166 H_m \text{ l/sec/hect.}$$

$$31,66 H_m \text{ l/sec/km}^2.$$

$$0,3166 H_m \text{ m}^3/\text{sec/km}^2.$$

Une hauteur journalière H_j mm correspond à

$$\frac{H_j}{24} = 0,0416 H_j \text{ mm/h ou } 0,116 H_j \text{ l/sec/hect.}$$

Une hauteur H_t tombée en t heures correspond à $\frac{H_t}{t}$ mm/h ou $2,78 H_t$ l/sec/ha.

Si $\frac{H_t}{t}$ est en mm par minute il y correspond $167 \frac{H_t}{t}$ l/sec/hect.

Les plus grandes hauteurs de pluies annuelles se rencontrent où des vents humides doivent franchir une chaîne de montagnes élevées. En Europe, on cite en Norvège, à Bergen, en moyenne 2253 mm par an. En Ecosse, à Seathwaite (Monts Cambriens) 3687 mm par an et jusqu'à 4812 mm par an dans une station de ces montagnes (Stye Pass).

Les hauteurs d'eau annuelles sont relatives à une année déterminée ou des moyennes pour une période déterminée d'années. Lorsque l'indication de l'année ou de la période pour une moyenne n'est pas donnée, les chiffres n'ont qu'une signification relative ou comparative. Tous les chiffres donnés ci-avant et ci-après le sont à titre purement exemplatif et sous toutes réserves. Pour toutes les applications concrètes, il faut se documenter particulièrement auprès des services météorologiques compétents.

Les observations suivantes faites en Alsace en 1880 se rapportent à l'effet de l'altitude.

LOCALITE : Cernay - Thann - Willer - St Amarin - Wesserling - Odern - Wildenstein.

Alt (m) :	275	335	385	405	427	460	570
Ha (mm) :	820	970	1480	1450	1630	1930	2520

Les plateaux reçoivent moins de pluie que les chaînes de montagnes. Les vallées et les régions protégées des vents dominants par des hauteurs reçoivent moins de pluies : région parisienne, vallée de l'Allier, vallée du Rhin au N. de Mannheim, par ex.

La carte de la figure 2 reproduit les isohyètes (courbes d'égales hauteurs de pluie) moyennes annuelles de la Belgique pour la période 1901-1930, d'après L. PONCELET: L'eau et la météorologie. Le Livre de l'Eau, tome I, Centre belge d'études et de documentation des eaux, Liège, 1954.

On observe au N. de la Meuse et de la Sambre, une hauteur annuelle moyenne de pluie peu variable (régime de plaine); et au Sud de ce sillon, l'effet du relief par un resserrement des isohyètes et une variation plus étendue des hauteurs annuelles de pluie.

Les hauteurs annuelles de pluie tombée en un endroit et les moyennes par périodes d'années varient très fortement. A Uccle (Institut royal météorologique de Belgique), les moyennes observées sont :

1887-1895	774 mm	1887-1926	804 m
1910-1926	873 mm	1925	1073 mm (max. depuis 1833)
1922-1925	935 mm	1921	418 mm (min. depuis 1833)

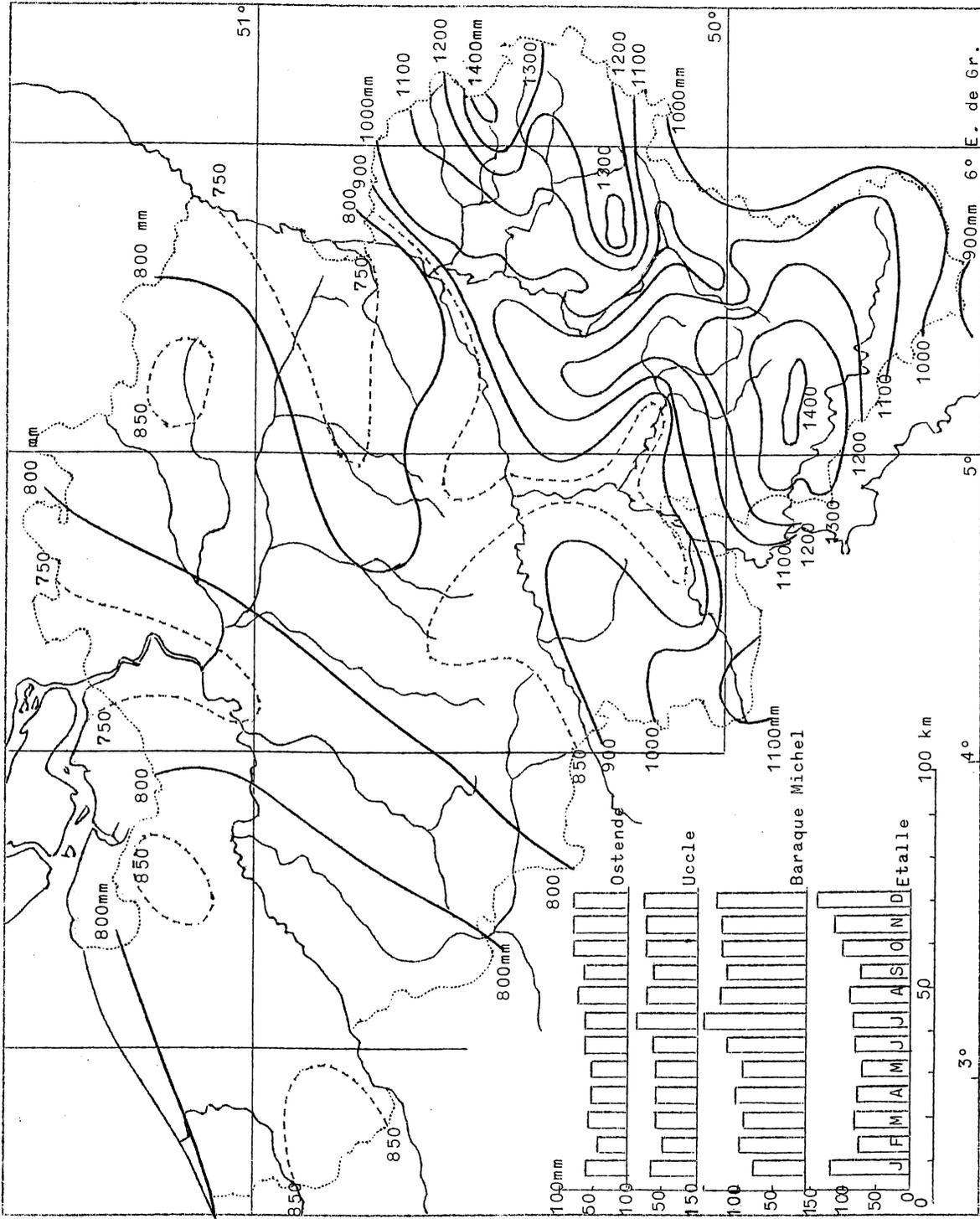


Fig. 2.- Pluviosité annuelle en Belgique (1901-1930).

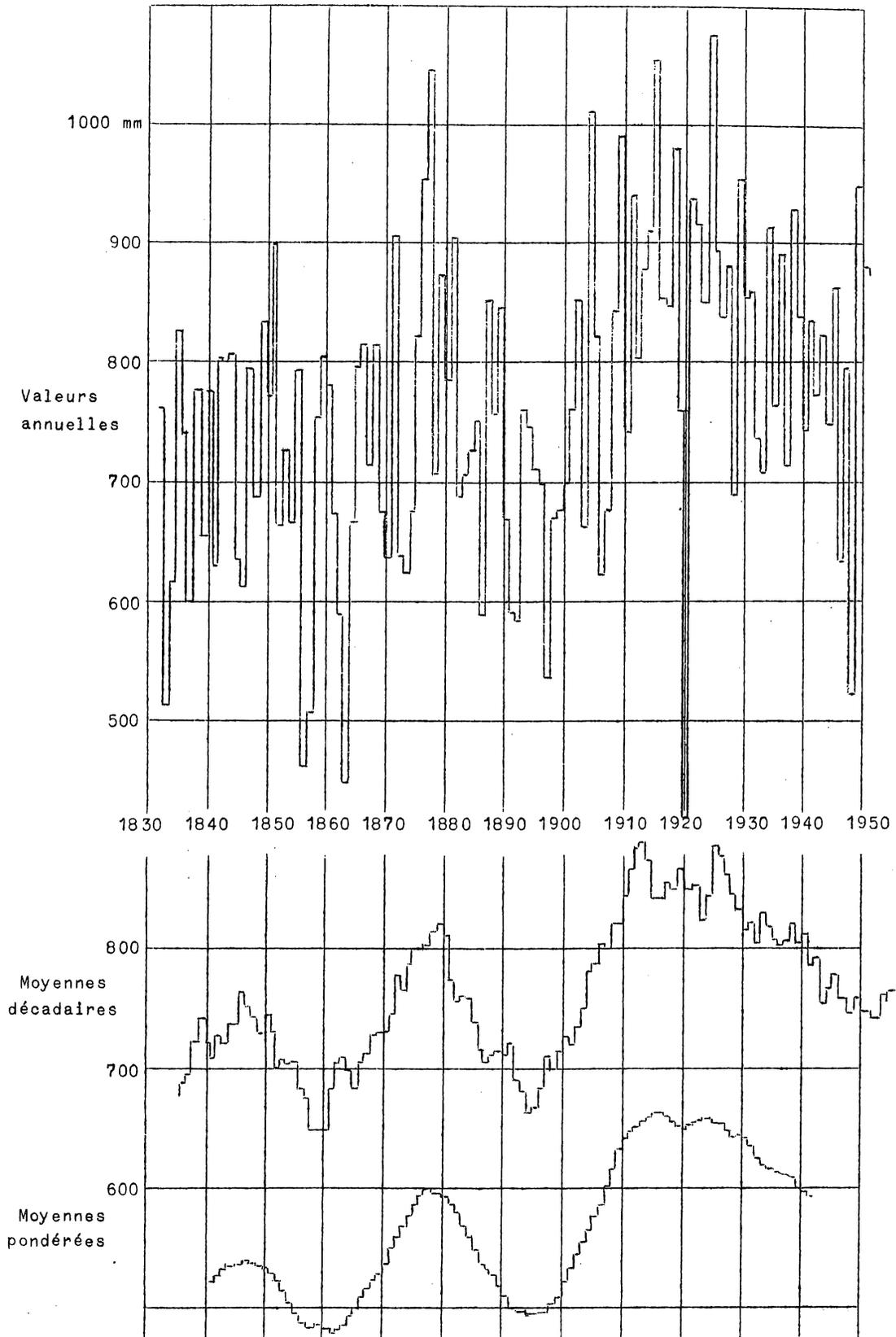


Fig. 3.- Pluviosité annuelle à Bruxelles-Uccle de 1833 à 1951.

(Cfr E. VANDERLINDEN. Sur la distribution de la pluie en Belgique, 1927).

A.T.P.B. juin 1929.

L. PONCELET : Aperçu sur la variation séculaire des précipitations en Belgique.

(La Technique de l'eau, juin 1952)

L. PONCELET, op. cit. : Le livre de l'eau, tome I, 1954).

Les années les plus sèches descendent rarement en-dessous de 0,60 de la moyenne; les années les plus humides ne dépassent pas 1,50 fois la moyenne. Les périodes sèches et humides semblent se succéder en variations séculaires assez mal définies.

BARNES. Residual Mass Percentage Rainfall Records for the British Isles - Engineering, n° du 29-4-1932).

Ci-après, à titre comparatif, les hauteurs annuelles moyennes de pluie pour quelques villes et pays, (sans indications de périodes d'années)

Louvain } 700	Paris 485	Athènes 382
Mallines } 700		
Anvers 690	<u>France</u> 760	Léningrad 448
Bruges 720	Cracovie 637	Riga 532
Bruxelles 700	Lemberg 680	<u>Iles Britanniques</u> 862
Charleroi 820	Varsovie 577	<u>Allemagne</u> 660
Gand 800	Vienne 560	Maximum en Westphalie
Liège 740	Prague 389	et dans le Harz, supérieur
Verviers 785	Pilsen 503	à 1000 mm et jusque 1300 mm.
Stavelot 936	Milan 967	
<u>Belgique</u> 750	Rome 785	
	Trieste 110	

La répartition de la hauteur de pluie est variable selon les mois de l'année. D'après les observations faites à Uccle, selon E. Vanderlinden, pour la période 1887-1926, les moyennes mensuelles sont :

J.	F.	M.	A.	M.	J.	J.	A.	S.	O.	N.	D.
63	51	61	58	57	67	89	74	69	73	66	76
Hiver			Printemps			Eté			Automne		
175			182			232			215		

Il tombe généralement plus de pluie en été et en automne qu'en hiver et au printemps, mais la répartition varie suivant les régions et les années.

La pluie annuelle est répartie en % suivant les saisons en Allemagne comme suit :

Hiver	Printemps	Eté	Automne
18	22	36	24
40		60	

On a constaté aussi dans le bassin de la Seine que la quantité de pluie du semestre chaud (1 mai - 30 octobre) est supérieure de moitié à celle du semestre froid. Mais d'après les observations faites à Montsouris, les maxima se produisent en mai-juin et en septembre-octobre, avec une diminution en juillet-août. En Belgique et aussi en Allemagne, il semble au contraire que la pluviosité croisse de mai à juillet, pour redescendre en août et septembre, avec une recrudescence en octobre. On peut considérer que la moyenne d'un mois ne peut dépasser le tiers de la moyenne annuelle. Il importe de ne pas perdre de vue que les variations peuvent être considérables par rapport aux moyennes statistiques.

Il faut encore observer que dans un même pays ou région, les valeurs locales peuvent différer considérablement de la moyenne, surtout lorsque les variations d'altitude sont grandes.

Remarquons enfin que les hauteurs annuelles correspondent à de très faibles précipitations moyennes instantanées, puisque la moyenne des régions européennes occidentales d'environ 800 mm correspond à 0,091 mm/h ou 0,253 l/sec/hect.

Un élément important, surtout au point de vue agricole, est celui de la fréquence des pluies, qui dans nos régions semble varier peu de janvier à juin, décroître en juillet et août, remonter jusqu'en octobre-novembre (maximum) pour redécroître ensuite jusqu'en janvier. On peut en déduire des courbes de probabilité des pluies.

En même temps que par leur fréquence et leur durée, les pluies se caractérisent par une intensité variable, qui intéresse davantage l'ingénieur, car ce sont les fortes pluies qui donnent les plus gros débits instantanés. L'intensité des pluies varie suivant les régions. Dans le midi de la France et en été dans nos régions, les pluies sont courtes et violentes; le long des côtes de l'Atlantique et de la mer du Nord, il y a souvent des pluies de grande durée et de faible intensité. Les très grandes intensités sont généralement de courte durée. Pour nos régions, le tableau suivant, bien que d'origine allemande, peut fixer les idées pour des maxima moyens, non extrêmes.

Durée en min.	1	5	10	15	20	30	45	60	90	120	150	180
Hauteur totale en mm.	3,5	15,5	28	39	46	57	63	72	81	96	105	108
Hauteur de pluie en mm/min.	3,5	3,1	2,8	2,6	2,3	1,9	1,4	1,2	0,9	0,8	0,7	0,6
Intensité en l/sec/hect.	585	518	468	434	384	317	234	200	150	134	117	100

Les très fortes pluies de très courte durée n'ont d'importance que pour les petits bassins (égoûts), mais selon le climat, la nature du sol et d'autres circonstances locales que nous étudierons dans la suite, les maxima de pluies journalières ou de fortes pluies de quelques heures peuvent être déterminants.

Dans nos régions, on doit considérer environ 40 mm comme maximum moyen et 75 mm par jour comme une limite maximum probable, la quantité de 100 mm par jour peut être atteinte ou dépassée, mais très rarement et à de très grands intervalles semble-t-il. Dans les régions moyennes de montagne, cette quantité s'élève à 150 mm pour atteindre aux très grandes altitudes jusque 280 mm (St Gothard).

Remarquons qu'une pluie de 75 mm par 24 heures correspond à 3,125 mm par h en moyenne ou 8,7 lit/sec/ha, quantité d'eau déjà appréciable. Mais cette intensité peut être largement dépassée par les fortes pluies de courte ou moyenne durée. On cite une pluie de 3 heures à Bruxelles, en 1839, de 113 mm, soit 37,7 mm/h ou 105 litre/sec/hect., une pluie de 2 heures à Marseille, en 1872, de 240 mm ou 120 mm/h et une pluie à Paris en 1867, de 20 min. de 41 mm, soit 123 mm/h.

Ci-après une liste de pluies d'intensités exceptionnelles observées en Belgique. (Voir page 14).

On a observé à Jemeppe-s-Meuse le 13 juin 1935, 18 mm d'eau en 15 min., soient 200 litres par sec. par hect. Au même lieu, le 14 septembre 1942, on a observé plus de 25 mm en 40 min. soit plus de 120 lit./sec/hect. On a observé pendant cette même pluie à l'Institut du Génie Civil au Val-Benoît à Liège, 34 mm en 75 à 90 min, avec une intensité maximum instantanée probable de 170 lit./sec/hect.

Durée (min)	Hauteur (mm)	Intensité (lit./sec/hect.)	Lieu	Date
3	5	278	Bruxelles	5-9-1887
5	15	500	Clavier	6-6-1900
6	25	694	Turnhout	10-7-1889
7	11,3	268	Pâturages	3-8-1900
8	12	250	Malines	1-7-1891
9	20,3	376	Menin	30-5-1897
10	30	500	Maredsous	20-8-1890
12	20	278	Uccle	26-7-1896
15	21	237	Theux	20-8-1900
15	23	256	Westmalle	1-6-1886
15	23	256	Lombeek N.D.	10-8-1890
20	32	267	Hestreux	3-9-1894
20	35	292	Westmalle	2-6-1897
25	39	260	Ostende	23-8-1878
30	39	217	Stavelot	27-8-1894
30	83	460	Rummen	25-7-1925
35	61	290	Uccle	10-6-1895
40	55	230	Stavelot	2-6-1891
45	60	214	Wareme	10-8-1889
195	200	170	Louvain	14-5-1906
260	122	78,5	Tamines	25-7-1925

Aux Iles Britanniques, d'après Kempe's Engineers Yearbook 1926, page 420,
 Pluie à Wallington de 60 min, 3,5 pouces ou 245 lit/sec/hect.;
 Pluie à Penders End, de 19 min, 1,05 pouce ou 232 lit/sec/hect.;
 de 15 min, 1,2 pouce ou 336 lit/sec/hect.
 (1 pouce/heure = 25,4 mm/h ou 70,5 lit/sec/hect.).

D'après M. Aug. Mesnager, on aurait observé en 1926, 140 mm en 3 heures à Montreuil-sous-Bois, ou 130 lit/sec/hect.

Il est à remarquer que les conditions pluviométriques de la Belgique et de l'Europe occidentale correspondent à un climat assez tempéré. Dans les pays à climat plus extrême, des maxima beaucoup plus élevés ont été observés. On cite des pluies de 24 heures de 22,22 pouces en 1916 à Altapass (Caroline du Nord) et 30,71 pouces dans le Queensland. Une pluie de 60' de 8,82 pouces dans le Nevada et de 8,23 pouces dans les Pyrénées. Une pluie de 5' de 2,48 pouces dans la zone du Canal de Panama et une pluie de 14' de 3,94 pouces dans le Texas (à Galveston) (cfr Mead. Hydrology). Les pluies maxima connues d'une région sont toujours susceptibles d'être dépassées. Des observations pluviométriques d'un grand nombre d'années et de leur analyse statistique, on peut déduire des prévisions de fréquences des pluies de grande intensité d'une durée déterminée. (Cfr Mead. op. cit.).

Le professeur américain, A.N. Talbot a donné les formules suivantes :

Intensité maximum ordinaire $i = 70,5 \times \frac{105}{t + 15}$ l/sec/hect.

Intensité maximum exceptionnelle $i = 70,5 \times \frac{360}{t + 30}$ l/sec/hect.

t est la durée de la pluie en minutes (cfr Mead, op. cit.). Ces intensités exceptionnelles ont été dépassées. On a proposé de majorer la dernière formule à $i = 70,5 \times \frac{420}{t + 30}$ l/sec/hect.

(Cfr Binnie and Lapworth. Engineering, 22-6-28).

Les hauteurs de pluie tombées se mesurent par les pluviomètres, dont il existe de nombreux types plus ou moins perfectionnés mais basés tous sur le même principe : un entonnoir évasé reçoit les pluies et les conduit par une ouverture étroite dans un récipient clos.

Il faut surtout éviter les pertes (formes de l'entonnoir, évaporation évitée par une couche d'hulle, etc...). Les lectures se font par des éprouvettes graduées, des tubes gradués (vases communicants) ou par pesée. Pour recueillir la neige, on emploie des appareils spéciaux de plus grande surface. On construit enfin des pluviomètres enregistreurs très utiles pour révéler les intensités instantanées. L'intensité d'une pluie n'est en effet pas uniforme, mais variable pendant sa durée.

Les pluviomètres doivent être installés au ras du sol, aux endroits particulièrement intéressants et pas trop dispersés. L'emplacement a beaucoup d'influence, il doit être assez découvert, pour ne pas faire obstacle à la réception de la pluie, et pas trop pour éviter l'influence très sensible du vent. Il est recommandable de consulter les services météorologiques compétents. Les pluviomètres sont utiles surtout dans les vallées supérieures des cours d'eau torrentiels et près des crêtes de partage.

3.- EVAPORATION ET TRANSPIRATION

Les pluies proviennent des eaux dont l'atmosphère se charge par évaporation; une partie des eaux tombées sous forme de pluie sur le continent se réévapore. D'après Fritsche, le cube annuel total de pluie de 465.300 km³, correspondant à 910 mm d'eau, provient pour 82 % des océans et pour 18 % des continents.

L'évaporation d'une surface libre d'eau dépend de la température et de l'exposition, notamment du renouvellement de l'air. D'après Dalton, la loi de l'évaporation en air calme (vent nul) d'un liquide à surface découverte est :

$$P = \frac{K S}{p_0} (F - f)$$

P poids de liquide évaporé par sec.

S surface libre du liquide,

F pression maximum de sa vapeur,

f pression effective,

p₀ pression de l'air,

K un coefficient numérique qui serait constant pour tous les liquides. (égal pour l'eau et l'alcool).

(Voir MOURET, Cours d'hydraulique de l'Ecole nationale des Ponts et Chaussées, page 24).

Il existe des formules tenant compte de l'effet du vent, qui active l'évaporation. Elle peut dépasser notablement la quantité annuelle de pluie tombée. (Rome 2462 mm par an, Manille 2800, Turin 1103). En France, la quantité varie de 500 à 900 mm (Nancy 497, Paris 741). En moyenne elle y est supérieure à la quantité d'eau tombée.

Les ingénieurs hollandais admettent une évaporation annuelle de 900 mm à la surface des canaux ou 2,46 mm en moyenne par jour. Cette quantité peut être sensiblement dépassée à certains jours et atteindre jusqu'à 7,5 mm par jour (canal de l'Ems à Dortmund). Il semble que 10 mm par jour constituent un maximum absolu et exceptionnel pour les régions tempérées. Pour l'étude de l'alimentation du Canal Albert, on a admis un maximum d'évaporation journalière de 11 mm. Les mesures des quantités d'eau évaporées à la surface d'un étang s'opèrent au moyen d'appareils spéciaux, appelés *atmomètres*.

On peut dans nos régions compter, pour l'évaporation d'une surface libre d'eau, en moyenne 1.000 mm par an, dans les régions méridionales 1.500 et dans les régions équatoriales 3.000. L'évaporation subit des variations journalières et saisonnières très marquées.

Le sol produit aussi une abondante évaporation, les surfaces cultivées le plus en raison de la transpiration des végétaux, les surfaces incultes moins. Les plantes herbacées : prairies, champs, cultures maraîchères évaporent de 300 à 500 mm d'eau par an.

En considérant que 1 est l'évaporation d'une surface libre d'eau découverte, elle devient

0,36	sous bois pour une nappe libre d'eau;
- elle est de	0,93 pour une surface de terre découverte;
- de	0,35 pour une surface de terre sous bois;
- et de	0,13 pour une surface sous bois couverte de débris végétaux.

Ceci correspond à un sol saturé, pour la période de mai à septembre et une précipitation relative de 0,95. Mais les influences les plus diverses agissent sur l'évaporation du sol et la transpiration des végétaux : nature du terrain, degré d'humidité principalement, exposition, pente, épaisseur de la couche perméable, couverture, nature de la végétation, sa densité, etc...

On doit considérer que les arbres évaporent eux-mêmes par transpiration environ 30 % de la quantité d'eau tombée pendant la période de végétation, de telle sorte que les forêts retiennent de l'eau tombée en moyenne :

30 %	par l'action réceptrice de la couronne,
13 %	par évaporation du sol,
30 %	par transpiration,

soit au total près de 73 %. Globalement, pour un territoire étendu comme la France, l'évapo-transpiration atteint en moyenne 55 % environ de la quantité annuelle de pluie. D'après Dausse, pour le bassin de la Seine, elle atteindrait 66 %. Pour le Mississipi, elle s'élèverait à 75 %. L'évapo-transpiration est essentiellement conditionnée par le climat.

4.- INFILTRATION

Une autre partie des précipitations s'infiltré dans le sol dans une mesure variable avec la nature du sol, sa pente, son degré d'humidité, la durée de la pluie, la nature des cultures, etc... Les actions qui favorisent l'évaporation sont opposées à l'infiltration. Cependant les forêts sont avantageuses, dans les vallées à versants très inclinés, parce qu'elles ralentissent beaucoup le ruissellement des eaux, les protègent contre l'évaporation et que leur sol spongieux peut absorber l'eau. Elles exercent donc une action régulatrice dans les bassins supérieurs. Le déboisement y tarit souvent les sources et augmente la violence des crues et l'érosion. Les effets des forêts en pays de plaine sont moins sensibles et plutôt défavorables à l'infiltration. Les pluies de faible intensité et de longue durée donnent lieu à une plus grande infiltration que les pluies courtes et violentes.

En été, l'infiltration est faible, même si le sol est sec. L'eau reste retenue en surface par capillarité et s'évapore. Les infiltrations sont beaucoup plus abondantes en hiver, sauf si le sol est gelé. S'il y a de la neige non gelée, la couche isolante de neige protège la surface du sol contre le gel et l'eau de fusion de la neige s'infiltré progressivement; le dégel s'effectue sans crues violentes. Enfin, l'infiltration dépend de la porosité du sol et des dimensions des grains ou des pores et diaclases, c'est-à-dire de sa perméabilité. Le gravier et le sable à grains uniformes ont la plus grande perméabilité, un mélange de grains de diverses dimensions réduit sensiblement la perméabilité et surtout l'addition d'argile; un tiers en volume d'argile suffit pour imperméabiliser le sable. Une proportion plus forte n'a guère plus d'effet. Le sol vierge absorbe sensiblement plus d'eau que les terrains cultivés, les prairies, par exemple, et les forêts encore moins, en terrain horizontal s'entend.

Les résultats sont très variables d'après les expérimentateurs; les appareils employés s'appellent lysimètres. On peut considérer :

- pour le sable pur sans couche végétale : 70 à 80 % ;
- la tourbe " " " : 50 % ;
- le sable argileux " " " , 40 % ;
- le sable argileux avec couche végétale : 30 % ;
- l'argile cohérente : 20 % .

Globalement, pour la France, l'infiltration est en moyenne de 12 à 20 % .

5.- RUISSÈLEMENT

Une partie seulement de l'eau précipitée ruisselle à la surface du sol pour former des cours d'eau dans les vallées ou être recueillie par des émissaires. Son importance dépend de l'évapo-transpiration et de l'infiltration, donc surtout du climat, de la pluviométrie, de la température, de l'exposition, de la nature du sol, des cultures, de la pente et de l'étendue du bassin.

Nous étudierons la question du ruissellement d'une manière plus approfondie dans les chapitres suivants. Le ruissellement est aussi essentiel dans l'étude des égoûts et des assainissements (drainages, asséchements).

6.- BILAN HYDROLOGIQUE

Pour un bassin versant défini et une durée déterminée, correspondant à une pluie ou à un ensemble de pluies déterminé, on peut écrire symboliquement, en vertu de l'équation de continuité, la relation symbolique

$$P = E + I + R$$

qui schématise le bilan hydrologique et dans laquelle

P représente le volume de pluie tombée;

E le volume d'eau évaporé;

I le volume d'eau infiltré;

R le volume d'eau qui ruisselle.

Cette relation n'a qu'une signification très générale, elle est faussée par le temps, qui fait qu'à un instant déterminé, les quantités P, E, I et R ne correspondent pas à une même durée. En d'autres termes, il se produit des retards, des rétentions et des restitutions.

Nous verrons plus loin que le ruissellement produit déjà des retards, aussi la rétention par la neige et par la glace, dont la fusion est retardée. Il y a aussi rétention par les lacs et les nappes souterraines; celles-ci restituent de l'eau au ruissellement par les sources et les suintements, mais avec un retard. Le bilan hydrologique est donc variable suivant le temps et les périodes considérés.

7.- NEIGE ET GLACE

La neige est constante au voisinage des pôles et à grande altitude, ailleurs elle n'apparaît que par temps froids. Sa fréquence augmente à mesure que la latitude augmente, elle est exceptionnelle sous les faibles latitudes. Fraîche, elle est de faible densité (1/10 à 1/14 de celle de l'eau) et couvre donc le sol en couche épaisse. Elle se tasse cependant et au moment où commence la fusion, elle a parfois une densité égale au 1/4 de celle de l'eau.

La fonte des neiges qui recouvrent en hiver les pentes des altitudes moyennes, en-dessous des neiges dites perpétuelles, est un élément important du régime dit alpin de certains cours d'eau, elle détermine les crues de printemps. L'observation des chutes de neige dans les bassins supérieurs de ces cours d'eau est donc importante.

La glace se produit par temps froid par congélation superficielle de l'eau. La formation de la glace est différente selon qu'elle s'effectue en eau dormante ou courante.

L'eau présente un maximum de densité à + 4°. Il en résulte que dans un lac, dès que la partie superficielle a atteint cette température, elle est remplacée par une couche moins dense montée des profondeurs. Donc, il y a tout d'abord une véritable convection, qui ne cesse que lorsque le maximum de densité est généralement atteint partout; la surface peut alors rester au contact de l'air froid et geler. La glace superficielle formée tend d'ailleurs à protéger l'eau sous-jacente contre le froid, surtout si elle est couverte de neige. Si le lac est profond, la chaleur du fond et

des parois du lac contrebalance effectivement l'influence du froid de la surface. La croissance de la glace diminue avec l'épaisseur et tend vers une limite correspondant à un état d'équilibre des influences de la surface et des parois. L'épaisseur de la glace des lacs de haute altitude est généralement de 0,60 à 1,00 ; la température de l'eau sous la glace reste voisine de 3 à 4°. La neige qui s'accumule sur les surfaces qui ne sont pas balayées par le vent, constitue un efficace isolant, la glace devient sensiblement moins épaisse.

Ces observations sont importantes pour l'installation des usines hydro-électriques. Les prises d'eau doivent se faire dans les couches profondes des lacs ou bassins, elles sont alors complètement à l'abri du gel à condition que les conduites soient bien protégées contre le froid et le vent.

D'après les observations faites, les poussées de la glace sur les barrages de réservoir sont peu à craindre, parce que la glace se forme lentement et que l'augmentation de volume se fait par exhaussement. La masse d'eau régularise la température de la glace qui ne semble jamais subir que de faibles poussées, mais présente parfois des fissures de contraction par refroidissement. La recongélation de l'eau dans les fissures peut provoquer des poussées par dilatation de la glace lors des augmentations intérieures de température.

Dans l'eau courante, la formation de la glace est différente. On distingue la glace de surface, la glace en cristaux ou sorbet, répandue dans toute la masse d'eau, et la glace de fond. La formation du sorbet s'explique comme suit, selon le professeur russe Lokhtine. L'eau commence à se congeler en surface lorsqu'elle a atteint le maximum de densité. Mais par suite de son mouvement et de l'agitation tourbillonnaire consécutive, les cristaux sont, au fur et à mesure, de leur formation, brassés avec l'eau. Ce mouvement les empêche de se souder en masse unique mais favorise par contact et agitation la naissance d'autres cristaux. Les cristaux se forment ainsi dans toute la masse, mais l'eau tranquille d'un récipient plongé dans cette masse ne gèle pas. Les corps solides favorisent la formation des cristaux, notamment les matières solides en suspension. C'est ce qui explique la formation de la glace de fond, les cristaux s'accumulent dans le fond à cause des matières en suspension et se soudent, puis remontent en blocs à la surface.

Le froid persistant, la glace de surface se forme et arrête la formation du sorbet et de la glace de fond. Il faut cependant que le courant et le vent ne soient pas trop violents ou que le froid soit très vif. La couche de glace constitue la meilleure protection contre la formation du sorbet, elle protège contre la congélation progressive, surtout si elle est couverte de neige. Un équilibre s'établit comme dans les lacs entre l'action du froid superficiel et de la chaleur des parois. Les cours d'eau tels que le Rhin et le Rhône, dont la température est régularisée par les grands lacs traversés, immenses volants de chaleur, ne connaissent presque pas le phénomène du sorbet. Cette bouillie de glace est très défavorable pour les usines hydroélectriques, dont elle peut obstruer les grilles, que l'on réchauffe parfois à cet effet (électriquement ou par la vapeur). Pour les pertuis plus grands (turbines, barrages, etc...) il est généralement sans danger.

Dans les cours d'eau, notamment s'ils sont navigables et surtout s'ils sont canalisés, les embâcles de glace peuvent être calamiteuses. On appelle ainsi la formation d'énormes accumulations très étendues et parfois très profondes de glace. Ces masses peuvent former barrage et amener un relèvement important du plan d'eau à l'amont, donnant lieu à des inondations. (pl. 4, fig. 1 et 2).

La glace de surface entraîne toujours un relèvement du niveau de l'eau d'importance parfois appréciable, qui provient de la résistance supplémentaire due au frottement de l'eau sur la couche de glace (pl. 4, fig. 3).

D'autre part, lors du dégel ou débâcle, les masses de glace libérées peuvent se mettre en mouvement, en emportant sur leur passage tous les obstacles : bateaux, barrages, ponts, etc... Aussi est-il recommandable de casser la glace autant que possible pendant qu'elle se forme, surtout à proximité des ouvrages d'art et, en cas d'embâcle, de la rompre par des explosifs avant la débâcle. On emploie aussi les bateaux brise-glaces, de préférence ceux à étrave relevée qui opèrent par leur poids en se soulevant sur la glace.

En Scandinavie, on considère la diminution de la vitesse du courant résultant de la construction de barrages comme un avantage pour la navigation; la glace de surface se forme plus tôt et retarde la formation des embâcles, sans arrêter la marche des bateaux, qui rompent facilement la glace mince. (Cfr Z.V.D.I. La centrale de Lilla Edet, 29-9-1928).

8.- GLACIERS

Les glaciers des hautes montagnes sont de vrais réservoirs de glace. Ils présentent un bassin de réception ou collecteur où s'accumulent les neiges perpétuelles qui forment le névé. La neige se tasse et forme la glace bulleuse bleue (densité 0,90 à 0,92) qui descend vers la vallée par le glacier proprement dit ou dissipateur, couvert de neige vers le haut et qui est un fusion constante dans la partie basse, où s'opère l'ablation du glacier. Un torrent sort de la base du glacier en tunnel et alimente généralement un cours d'eau.

Le névé couvre d'immenses surfaces de formes variables : bassins, caillottes, grands versants.

Le glacier proprement dit a la forme d'un long ruban de glace descendant dans la vallée avec une certaine vitesse, plus faible que celle de l'eau mais appréciable.

Les volumes des eaux continentales sont de l'ordre de grandeur suivant, d'après M. Eug. WEGMANN (in La Terre, sous la direction de J. Goguel, Edit. Gallimard, 1959).

Lacs :	250.000 km ³	0,76 %
Fleuves, rivières et eaux souterraines : .	250.000 km ³	0,76 %
Glaces continentales :	32.500.000 km ³	98,48 % .

La quantité d'eau douce gelée est environ 65 fois plus grande que celle qui existe à l'état liquide.

Les glaciers situés en dehors des régions polaires, ne forment que 1,2 % des glaces continentales, dont la majeure partie est dans l'Antarctide.

Selon M.M. PARDE (Fleuves et rivières, Ed. Arm. Colin, 1933), les glaciers drainés par le Rhône alpestre représentent au moins 41 milliards de m³ d'eau, soit huit fois le volume annuel liquide que le Rhône apporte au Léman. Les cinq glaciers les plus vastes du Karakoram retiennent au moins 340 milliards de m³ d'eau, soit au moins 1,7 fois le volume liquide annuel de l'Indus.

Ceci montre l'importance de la rétention d'eau à l'état de glace par les glaciers sur le bilan hydrologique; l'eau retenue par les glaciers n'est restituée au ruissellement liquide qu'avec un retard d'un grand nombre d'années.

9.- EFFET DE RETENTION DES LACS ET DES EAUX SOUTERRAINES

Les lacs sont des réservoirs naturels d'eaux qui retiennent, selon le paragraphe précédent, un volume d'eau sensiblement égal à celui des eaux courantes et des nappes souterraines. Cette rétention importante exerce un effet considérable de retardement et de régularisation sur le ruissellement.

Il en est de même, dans une moindre mesure mais avec un retardement plus considérable, des nappes souterraines qui sont alimentées par infiltration des eaux de surface, qu'elles restituent après un certain pourcentage souterrain et avec un grand retard sur l'infiltration, par les sources, les suintements et les autres exutoires des nappes souterraines.

Ces rétentions et ces retards influent aussi sur le bilan hydrologique. On peut établir des bilans particuliers pour les lacs et les nappes souterraines.

CHAPITRE II

LES EAUX DE SURFACE ET LE RUISSELLEMENT

1.- PHENOMENE DU RUISSELLEMENT ET SES EFFETS

Sous l'effet de la gravité et des propriétés des fluides, les eaux qui tombent à la surface du sol et ne sont ni absorbées ni évaporées se meuvent en suivant les lignes de plus grande pente du sol et tendent donc à se réunir dans les régions les plus basses. Donc, les caractères hypsométriques d'une région déterminent complètement le mouvement et la répartition des eaux, c'est-à-dire ses caractères hydrographiques. Il y a entre les cartes hypsométriques et hydrographiques d'une région les relations forcées de la cause à l'effet.

En conséquence, toute modification artificielle ou naturelle de la surface du sol influe sur les caractères hydrographiques; il importe de ne jamais négliger ce principe, mais d'en tenir compte en toutes circonstances, pour éviter des conséquences fâcheuses de modifications inconsidérées ou pour retirer au contraire des avantages par des modifications favorables.

L'eau de pluie tombant en quantité suffisante forme une mince lame d'eau continue à la surface du sol. Le mouvement d'une telle lame est mal connu; il est fortement influencé par les conditions superficielles : frottement, tension superficielle, etc... On peut admettre qu'il obéit à la loi de la continuité du débit entre deux lignes de plus grande pente sensiblement parallèles et que la vitesse est simplement proportionnelle à la pente et à une puissance voisine de 2 de l'épaisseur de la lame, pour des valeurs faibles de ces deux quantités et en ne considérant d'autres résistances que la viscosité de l'eau et son adhérence à la surface solide sur laquelle se fait l'écoulement.

Si l'on considère dans ces hypothèses un plan incliné selon lequel s'écoule une lame mince d'épaisseur h , la pente étant i , la vitesse d'un filet liquide à la profondeur z sous la surface libre de la lame (fig. 4), est en mouvement permanent :

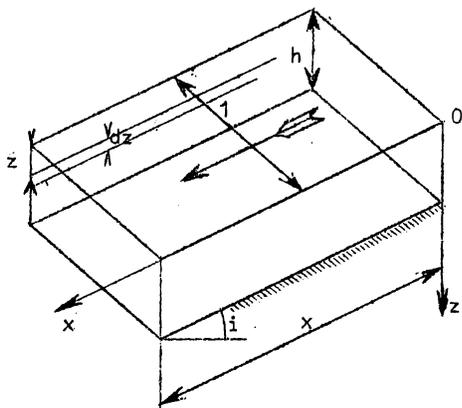


Fig. 4.

$$v = k.i.(h^\beta - z^\beta)$$

Elle est nulle sur le fond.

La vitesse moyenne sur l'épaisseur de la lame est

$$u = \frac{k.i}{h} \int_0^h (h^\beta - z^\beta) . dz =$$

$$= \frac{k.i.\beta.h^{\beta+1}}{h.(\beta + 1)} = K.i.h^\beta$$

Selon la théorie de l'écoulement laminaire β est égal à 2. Des effets divers (vent, tension superficielle, etc...) pourraient modifier cette répartition des vitesses suivant les z , la vitesse n'étant pas maximum en surface.

Le débit par unité de largeur est

$$q = K.i.h^{\beta+1}$$

Si la pluie apporte sur la surface une quantité d'eau q' par unité de surface et de temps, le débit doit aller en augmentant à partir de l'horizontale de crête suivant la loi $q = q'.x$ en mouvement permanent, x étant la distance à la crête horizontale.

$$\text{Donc } h = \sqrt[\beta+1]{\frac{q'}{K} \cdot \frac{x}{i}} \quad u = \frac{q'.x}{h} = \sqrt[\beta+1]{q'^{\beta} \cdot x^{\beta} \cdot K i}$$

Le profil de la lame est donc une parabole de degré $\beta + 1$, tant que h est assez faible, et la vitesse croît proportionnellement à $x^{\frac{\beta}{\beta+1}}$.

Pour que l'épaisseur de la lame soit constante, il faut que $\frac{x}{i}$ soit constant, ce qui suppose que la surface de ruissellement est un cylindre parabolique de 2° degré à génératrices horizontales.

$$\text{Donc } i = \frac{x}{p} \quad h = \sqrt[\beta+1]{\frac{q'.p}{K}} \quad u = x \sqrt[\beta+1]{\frac{K.q'^{\beta}}{p}}$$

la vitesse u croît alors proportionnellement à x .

Le mouvement ci-dessus envisagé d'une lame mince est un écoulement en régime laminaire ou de Poiseuille. D'après la théorie de ce mouvement (voir chap. IX, par. 3)

$$u = \frac{g.i}{3\nu} h^2$$

ν étant la viscosité cinématique ($\approx 0,01$ cm²/sec pour l'eau à 20°C. Voir chap. VI, par. 6).

$$\text{Donc } u \approx \frac{100\,000}{3} i.h^2 \text{ cm/sec.}$$

Le régime laminaire n'est plus assuré pour des valeurs du nombre de Reynolds $\frac{u.h}{\nu} = \frac{q}{\nu}$ supérieures à environ 360 (limite inférieure)

$$\text{d'où } 1 \times 10^7 . i . h^3 \leq 1080 \quad i . h^3 < 1,08 . 10^{-4}$$

Par exemple, si $i = 0,1$, h ne pourra guère être supérieure à 1 mm.
 si $i = 1.10^{-4}$, h peut atteindre jusqu'à 1 cm.
 si $i = 1$, la limite est inférieure à 0,5 mm.
 si $i = 1.10^{-4}$, $h = 1$ cm, $u = 3,3$ cm/sec environ.
 $i = 0,1$ $h = 1$ mm, $u = 33,3$ cm par sec. environ.
 $i = 1$, $h = 0,5$ mm, $u = 83,3$ cm par sec. environ.

Les vitesses d'écoulement des lames minces sont généralement faibles; les eaux sont relativement longtemps en contact avec le sol et se chargent principalement de matières dissoutes; elles en contiennent sensiblement plus que les eaux de pluie (phénomène de dissolution). Lorsque les vitesses deviennent plus grandes, soit que la pente soit forte ou que le bassin versant soit étendu, l'érosion commence, c'est-à-dire que la vitesse de l'eau devient suffisante pour que les particules les plus tenues du sol

soient entraînées. Le mouvement change alors de régime, il n'est plus laminaire mais devient turbulent.

L'eau se concentre dans les petites dépressions, où les vitesses deviennent sensibles et l'érosion plus forte; ainsi s'explique le phénomène du ravinement des pentes et son caractère progressif. Nous arrivons à un second stade d'écoulement, l'eau se rassemble en filets ou petits courants dont le mouvement est régi par des lois qui se rapprochent de celles des courants liquides en canaux découverts, d'autant plus que les conditions d'écoulement se rapprochent plus de celles qui correspondent à ces lois. En même temps, les vitesses augmentent et l'érosion devient plus importante; des sables et graviers, même des galets sont entraînés. Enfin, ces filets d'eau se rassemblent en torrents, ruisseaux, etc..., pour aboutir aux grands cours d'eau qui reconduisent ces eaux vers la mer à moins que, cas exceptionnel, elles n'aboutissent dans un étang ou un lac sans émissaire à ciel ouvert, d'où elles achèvent le cycle par évaporation ou souterrainement.

Les effets du ruissellement sont donc de charger l'eau de matières dissoutes ou en suspension ainsi que de matières entraînées et de corroder le sol, par enlèvement de matières dissoutes et par entraînement de particules constituantes. Ce dernier effet est généralement le plus puissant et peut donner lieu à des accidents et des dégâts importants en cas de trombe d'eau : obstruction des voies de communication, dégâts aux cultures et terrains cultivés, etc... En tous temps, il expose les talus en terres meubles à la destruction progressive. Les mesures de précaution à prendre sont : la réduction des pentes par des gradins; le revêtement des talus à forte inclinaison au moyen de matériaux peu sensibles à l'érosion (des gazons suffisent le plus souvent), l'établissement de fossés transversaux dans les longs versants de terrain, pour recueillir les eaux qui dévalent avant qu'elles n'aient pris trop de vitesse et de volume, etc...

2.- THEORIE ELEMENTAIRE DU RUISSELLEMENT

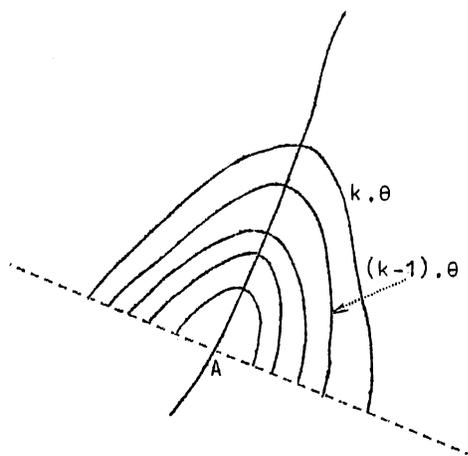


Fig. 5.

Supposons un bassin versant alimentant un courant d'eau jusqu'en un certain point A où l'on observe les débits. La pluie tombée sur le bassin, de h mm par heure, s'évapore et s'infiltré en partie; une fraction f ruisselle avec une rapidité caractérisée par le temps t que met pour arriver en A l'eau tombée au point le plus éloigné du bassin. D'après ce que nous avons dit, f varie dans le même sens que h et en sens inverse de t .

On appelle t la durée de ruissellement ou de concentration. Appelons T la durée de la pluie.

Posons $t = m.\theta$ et $T = n.\theta$

Divisons le bassin en zones d'où l'eau met un même temps $k.\theta$ à parvenir en A et désignons par σ_k la surface comprise entre les courbes $(k - 1).\theta$ et $k.\theta$. (fig. 5). Si la durée T de la pluie est plus grande que t ($n > m$) le débit à un instant $x.\theta$ quelconque, sera :

de l'époque 0 à l'époque t $f.h.\sum_0^x \sigma_k$ (mouvement variable);
 de l'époque t à l'époque T $f.h.\sum_0^m \sigma_k = c$ (mouvement permanent);
 de l'époque T à T + t $f.h.\sum_{x-n}^m \sigma_k$ (mouvement variable);

La courbe des débits a donc l'allure représentée à la figure 6.

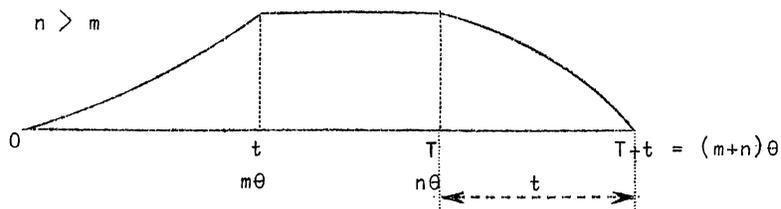


Fig. 6.

Si T est inférieur à t, pluie de courte durée relative, ($n < m$), les débits seront :

de l'époque 0 à T $f.h.\sum_0^x \sigma_k$
 de l'époque T à t $f.h.\sum_{x-n}^x \sigma_k$
 de l'époque t à T + t $f.h.\sum_{x-n}^m \sigma_k$ } mouvement variable

Ils sont représentés par une courbe d'allure différente (fig. 7). L'allure de variation des débits instantanés dépend donc non seulement de f, mais aussi et d'une manière très sensible de t. Si nous considérons des bassins de même étendue et des pluies de même durée et de même intensité, dont la même quantité totale arrive à la section A, les aires des courbes de ruissellement sont égales. Elles représentent, en effet,

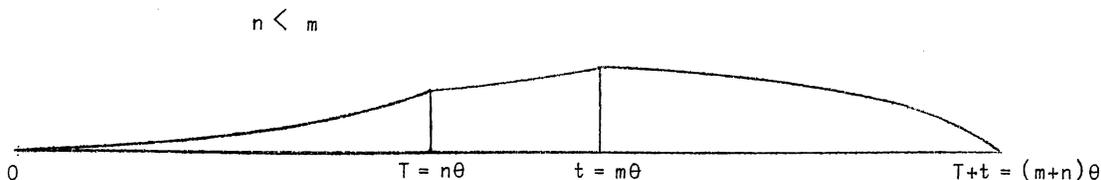


Fig. 7.

$$\int_0^{T+t} q \cdot dt = \int_0^{T+t} \left(\frac{dV}{dt} \right) \cdot dt = V ,$$

c'est-à-dire le volume total de ruissellement. Donc, le débit maximum est moindre et les variations de débit sont plus atténuées et plus progressives lorsque la durée de ruissellement est plus grande (fig. 6 et 7). Ces conclusions sont encore renforcées par le fait que le coefficient de ruissellement f est en général d'autant plus faible que la durée du ruissellement est plus grande.

Les phénomènes de ruissellement se produisent surtout dans les terrains imperméables; ces terrains se distinguent par de nombreux cours d'eau de calibres divers, à débits très variables, mais dont les valeurs instantanées peuvent être très élevées lorsqu'ils ont un caractère torrentiel correspondant à une faible valeur de t . Les sources y sont, par contre, rares et éphémères. Les terrains perméables présentent les caractéristiques inverses : peu de cours d'eau et ruisseaux, mais sources nombreuses et pérennes dans les fonds des vallées, au pied des versants perméables.

3.- OBSERVATIONS AU SUJET DE LA THEORIE ELEMENTAIRE DU RUISSELLEMENT

Cette théorie n'expose qu'un schéma très sommaire et approximatif du phénomène. C'est, en somme, un aperçu global de la formation des débits basé sur le principe de continuité, qui est certes fondamental. Il s'agit d'un mouvement complexe, à la fois varié et variable. Nous verrons dans la suite que l'équation de continuité est essentielle dans tous les cas de mouvement variable. Encore faut-il considérer avec exactitude les caractères instantanés du mouvement, ce que ne fait pas la théorie du paragraphe précédent.

A supposer même que h et f soient constants, les courbes isochrones k, θ ne sont pas invariables, mais fonctions du lieu et du temps, ainsi que les surfaces σ . Ce n'est que dans la période moyenne du premier cas ($T > t$ ou $n > m$) que le mouvement pourrait être permanent et les isochrones invariables, ainsi que les σ . Cette période s'appelle un étale, entre la crue (première période) et la décrue (troisième période).

Dans le deuxième cas ($T < t$ ou $n < m$), il n'y a pas d'étale, mais une période de transition variable entre la crue et la décrue.

De plus et en réalité, h n'est pas invariable, mais est une fonction du lieu et du temps. L'intensité de la pluie a nécessairement des valeurs initiale et finale nulles en chaque lieu. En ce lieu elle passe par des valeurs intermédiaires variables, qui peuvent comporter plusieurs maxima. Elles ne commencent et ne cessent pas simultanément en tous les lieux et les nuages qui se résolvent en pluie ne sont pas nécessairement immobiles, mais se meuvent le plus souvent, d'une manière qui peut être quelconque par rapport au sens de l'écoulement.

Enfin, le coefficient de ruissellement f varie en fonction du lieu (nature du terrain, période, exposition) et du temps (valeur de h , épaisseur et vitesse instantanées de la nappe, saturation du sol, influences diurnes ou nocturnes climatiques, etc...).

D'après cela, on se rend compte que les formules du paragraphe précédent sont purement symboliques et ne sont point faites pour l'application.

Il est à noter encore qu'à partir du commencement de la pluie, avant que le ruissellement commence, il se passera un certain temps d'humectation, variable en chaque lieu selon l'état du

sol, la nature des plantations, la pente, l'intensité de la pluie, etc...

Le problème est rigoureusement insoluble dans un cas quelconque, car il faudrait connaître à chaque instant et en chaque point l'épaisseur et la vitesse de la lame de ruissellement.

Remarquons qu'en cas de pluie de courte durée $T < t$, si la pluie d'orage se déplace dans le sens de l'écoulement, c'est-à-dire de l'amont vers l'aval du bassin, avec une vitesse suffisante par rapport à celle du ruissellement, de telle sorte que la pluie tombe déjà et encore en A lorsqu'y parvient l'eau tombée à l'extrémité amont du bassin, le débit maximum est le même que lorsque $T > t$, c'est-à-dire $f.h.\Sigma_0^m \alpha_k$. L'influence de la durée de ruissellement est donc écartée dans ce cas.

4.- COEFFICIENT D'ÉCOULEMENT OU DE RUISSELLEMENT

On caractérise le ruissellement du bassin d'un cours d'eau, canal, égoût, etc. par le rapport du volume d'eau passant par un point déterminé au volume correspondant d'eau tombée sur le bassin versant en amont du point considéré. On l'appelle *coefficient d'écoulement ou de ruissellement*. Selon la théorie élémentaire exposée aux paragraphes 2 et 3, c'est la fraction f d'une pluie isolée passant au point considéré.

Pratiquement, on ne peut guère déterminer de la sorte le coefficient de ruissellement instantané que pour de petits bassins (égoûts), pour lesquels seuls il présente de l'intérêt. Il varie d'une pluie à l'autre, selon l'état du sol et de l'atmosphère. On en considère des valeurs moyennes et extrêmes. D'autre part, en période de grandes pluies, qui est la plus intéressante pour les grands bassins, par suite de la succession des pluies et de la durée du ruissellement, il n'est pas possible de distinguer les effets des diverses pluies, qui se combinent. Il faut donc pour les grands bassins envisager une moyenne et la rapporter à une durée assez longue, pour rendre négligeable l'influence de la durée du ruissellement, variable dans l'étendue du bassin. De la sorte on compense aussi les effets des circonstances variables de l'état du sol, de l'état atmosphérique, etc... surtout dans un bassin étendu.

On envisage généralement le *coefficient d'écoulement annuel* φ .

Il varie de 20 à 80 % de la plaine à la montagne. Pour la Meuse à la frontière hollando-belge, il est de 0,42 (Hégly A.P.C. 1922, fasc. 5, d'après Byls, A Tr. P.B. 1922). Il peut être sensiblement inférieur pour quelques fleuves à faible pente en région chaude (Nil 4,3 %). Pour le territoire de la France, il est en moyenne de 25 à 33 %.

On peut admettre en moyenne, pour le coefficient de ruissellement en Europe occidentale

$$\varphi = 0,942 - \frac{405}{H_a}$$

H_a étant la hauteur de pluie moyenne en mm tombant annuellement dans le bassin.

En cas de bassin très incliné à fort ruissellement $\varphi = 1 - \frac{350}{H_a}$ (torrents). Pour les fleuves de plaines $\varphi = 0,844 - \frac{460}{H_a}$.

Ces formules, bien entendu, ne fixent qu'un ordre de grandeur.

Monsieur M. Pardé (op. cit.) a déduit de ces formules la correspondance suivante entre φ et H_a pour les régions d'Europe centrale et la France.

H_a (mm) :	600	800	1000	1200	1400	1600	1800
en Europe centrale :	0,25	0,42	0,55	0,64	0,69	0,73	0,76
en France :	0,22	0,39	0,52	0,61	0,66	0,70	0,73

Il n'y aurait pas plus de 20 % d'erreur pour $H_a = 1000$ et de 10 % d'erreur pour $H_a = 1800$.

On appelle hauteur d'écoulement ou de ruissellement la fraction de H_a correspondant au ruissellement; c'est donc

$$H_e = \varphi \cdot H_a$$

On appelle hauteur de pertes ou déficit d'écoulement la différence

$$H_p = H_a - H_e = H_a \cdot (1 - \varphi)$$

D'après M. G. Rémériéras (Éléments d'hydrologie appliquée, éd. A. Collin, Paris, 1960), la hauteur de pertes ou déficit d'écoulement annuel moyen sur une longue période varie peu sur de larges étendues. Il cite une formule de M. Coutagne

$$H_p = H_a - \lambda \cdot H_a^2 = H_a \cdot (1 - \lambda \cdot H_a), \text{ ou } \varphi = \lambda \cdot H_a$$

(en fonction du mètre). On aurait

$$\lambda = \frac{1}{0,8 + 0,14 T}$$

T étant la température moyenne annuelle centigrade. Il faut

$$\frac{1}{8 \lambda} < H_a < \frac{1}{2 \lambda}$$

Si $H_a < \frac{1}{8 \lambda}$, $H_e = H_a$ et $\varphi = 0$, si $H_a > \frac{1}{2 \lambda}$, $H_e = \frac{1}{4 \lambda} = \text{constante}$.

Une autre formule de M. Turc est $H_p = \frac{H_a}{\sqrt{0,9 + \frac{H_a^2}{L^2}}}$ (en fonction du mm)

$$L = 300 + 25 T + 0,05 T^2$$

T ayant la même signification que ci-dessus.

Le coefficient φ varie d'un point à l'autre du bassin et, sauf perturbations locales dépendant de la nature du terrain, il diminue d'amont en aval. En outre, c'est une moyenne annuelle. Le coefficient d'écoulement instantané varie d'après les périodes de l'année; il est environ 2,5 fois plus grand en hiver qu'en été. Il dépend surtout de l'état atmosphérique; on peut le rapporter notamment à la température. (*)

(*) J. CHAUDOIR (Introduction à l'hydrologie de la Vesdre - Bulletin du Cérès, tome II, 1947) propose pour la loi de variation des moyennes mensuelles de φ pour les rivières ardennaises (Vesdre, Ourthe, Amblève), une formule du type

$$\varphi = \varphi_0 + \varphi' \cdot \sin \frac{\pi x}{365}$$

x étant le temps en jours compté à partir d'une origine qui est en moyenne le 15 novembre.

La hauteur des pertes est environ trois fois plus grande en été qu'en hiver, surtout à cause de l'évaporation. La température, le dégel, l'abondance des pluies exercent une grande influence sur les valeurs instantanées et locales. Ainsi, le coefficient de ruissellement de la Seine, qui est en moyenne de 28 %, s'élève en période de crue d'hiver jusqu'à 45 % et même 51 %.

D'après cela, le débit moyen annuel ou module absolu d'un courant ou cours d'eau dont le bassin versant est $S \text{ km}^2$ est

$$Q_{\text{moy}} = 0,031656 \varphi \cdot H_a \cdot S \quad \text{m}^3/\text{''} ,$$

en supposant le débit réparti uniformément sur toute l'année.

Dans cette formule H_a est exprimé en mètres,

ou encore
$$Q_{\text{moy}} = 0,031656 \Sigma \varphi \cdot H_a \cdot (\Delta S)$$

pour les bassins étendus où H et φ varient par régions.

On appelle débit moyen spécifique ou module relatif le volume d'eau qui en moyenne et par unité de temps est fourni au cours d'eau par unité de surface du bassin versant en supposant cette quantité répartie également sur toute la durée de l'année

$$\frac{Q_{\text{moy}}}{S} = 0,031656 \varphi \cdot H_a \quad \text{m}^3/\text{''}/\text{km}^2$$

On peut l'exprimer en litres $\text{''}/\text{km}^2$

$$\frac{Q_{\text{moy}}}{S} = 31,656 \varphi \cdot H_a \quad \text{l}/\text{''}/\text{km}^2 .$$

Ou encore en litres/sec/hectare,

$$\frac{Q_{\text{moy}}}{S} = 0,31656 \varphi \cdot H_a \quad \text{l}/\text{sec}/\text{hect.}$$

Le débit spécifique d'un bassin est variable avec le temps; l'observation statistique en fournit des valeurs minima et maxima annuelles moyennes et extrêmes; les moyennes annuelles varient aussi d'une année à l'autre.

Pour les petits bassins, on peut admettre, en Europe, les valeurs ci-après du débit spécifique maximum moyen en litres par seconde et hectare.

Longueur du canal	Bassin en pays					
	de montagne		de collines		de plaine	
	déboisé	boisé	déboisé	boisé	déboisé	boisé
< 1 km	80	40	66	33	40	20
2 km	70	35	58	29	35	18
4 km	60	30	45	23	30	15
8 km	40	20	30	15	20	10
12 km	30	15	23	12	15	8
16 km	20	10	15	8	10	5
> 16 km	10	5	8	4	5	3

En cas de pentes très abruptes et de roc nu, augmenter les valeurs d'un quart. Les chiffres des 2 colonnes d'une même rubrique sont des extrêmes, on choisira des valeurs intermédiaires d'après le rapport des superficies boisées et non.

5.- DEBITS ET DEBITS SPECIFIQUES MAXIMA

De la connaissance ou de l'étude statistique des précipitations maxima et de la connaissance plus ou moins exacte des caractéristiques de ruissellement d'un bassin, on peut tenter de déduire les débits et les débits spécifiques maxima ou la fréquence probable de certains débits élevés ou débits spécifiques élevés. Les débits spécifiques, ainsi qu'il sera montré plus loin, dépendent surtout des caractéristiques hydrologiques et climatiques d'un bassin et pas essentiellement de son étendue, comme le débit absolu. On peut donc plus aisément comparer les débits spécifiques de divers bassins et leurs valeurs sont plus caractéristiques. On exposera, dans le cours de construction du génie civil urbain, comment on peut calculer les débits des égoûts et fossés de drainage à partir de la connaissance des intensités de pluie, du coefficient d'écoulement et de la durée de ruissellement, selon les principes du paragraphe 2.

Cependant, tous les calculs dépendent finalement de données d'observations adoptées plus ou moins conventionnellement. Il peut dès lors être utile de se reporter à des formules empiriques déduites d'observations. M.M. Binnie et Lapworth (op. cit.) donnent comme formule du débit spécifique maximum de bassins de 2,5 à 1000 km² de surface

$$Q_{\max} = \frac{11,26}{\sqrt[3]{S}} \text{ m}^3/\text{sec}/\text{km}^2$$

S étant la surface du bassin versant en km². Dès lors, le débit maximum serait

$$Q_{\max} = 11,26 S^{2/3} \text{ m}^3/\text{sec}.$$

M. Aug. Mesnager cite un abaque logarithmique de W.E. Fuller (Transactions Am. Soc. of C.E., vol. 77, 1914) relatif aux crues extraordinaires pour des bassins de 10 à 100.000 km², correspondant sensiblement à

$$Q_{\max} = 12 S^{0,699}$$

Ces débits exceptionnels auraient des fréquences séculaires et même millénaires. En réalité, les formules de Fuller sont les suivantes : (cfr H.K. Barrows-Floods, their hydrology and control 1948)

Le débit moyen annuel normal est $Q_{\text{moy}} = C.S^{0,8}$

Le débit maximum journalier de T années est

$$Q_T = Q_{\text{moy}} (1 + 0,8 \log_{10} T).$$

Le débit maximum absolu pour une fraction de jour est

$$Q_{\max} = Q_T \cdot (1 + 2 S^{-0,3})$$

Donc $Q_{\max} = C.S^{0,8} \cdot (1 + 0,8 \log_{10} T) \cdot (1 + 2 S^{-0,3})$

Dans ces formules, Q est en pieds cubes par seconde (1 cusec = 28,315 l/sec = 0,028315 m³/sec, 1 pied = 0,305 m), T est en années et S en miles carrés (1 sq. mile = 2,5899 km²).

T =	1	5	10	25	50	100	500	1000	10.000			
1 + 0,8 log ₁₀ T =	1	1,56	1,80	2,12	2,36	2,60	3,16	3,40	4,20			
S =	0,1	1	5	10	50	100	500	1000	5000	10000	50000	100000
1 + 2 S ^{-0,3} =	5	3	2,23	2	1,62	1,5	1,31	1,25	1,15	1,12	1,08	1,06

L'exposant - 0,3 de la dernière formule n'est pas très certain; il varierait de - 0,2 à - 0,6 , avec une moyenne d'environ - 0,4 . La valeur - 0,3 est du côté donc de la sécurité. Quant à C , il varierait très largement d'environ 100 à 14, avec une moyenne d'environ 42.

H.K. Barrows cite aussi un diagramme logarithmique des crues exceptionnels des Etats de l'Est des E.U.A., dressé par la Tennessee Valley Authority et qui donne une droite correspondant à

$$Q_{\max} = 5000 S^{-0,5}$$

(cusec/sq.inch) (sq. miles)

Cependant, un petit nombre d'observations ont dépassé ces valeurs, mais sont restées inférieures à

$$Q_{\max} = 6000 S^{-0,5}$$

Le domaine des valeurs de S s'étend de 20 à 100.000 sq. miles.

CHAPITRE III

LE MOUVEMENT DES MATIERES SOLIDES

1.- ENTRAINEMENT DES MATERIAUX SOLIDES

Ce phénomène est un des plus importants de l'hydraulique fluviale. Il intervient dans toutes les questions sous des aspects multiples qui portent le nom d'affouillement ou d'érosion quand il s'agit d'enlèvement de matières solides au sol, de dépôt ou d'alluvionnement quand il s'agit d'abandon de matières solides. Entre ces deux stades se place l'entraînement, par roulement ou suspension, qui donne lieu au trouble des eaux courantes. Le phénomène est amplifié par le fait que les eaux déposent et reprennent généralement plusieurs fois les mêmes matériaux.

Les dépôts fertilisants, organisés ou non, constituent le limonage; l'exhaussement d'un sol par des dépôts constitue le colmatage.

L'entraînement des matériaux reposant sur le fond s'effectue sous l'effet du choc des filets liquides, donc sous l'effet de la vitesse. Il dépend aussi des résistances opposées à ce mouvement par le frottement sur le sol, donc de la nature, des formes et de la masse des matériaux. On peut donner du phénomène l'explication théorique élémentaire ci-après, d'après Flamant.

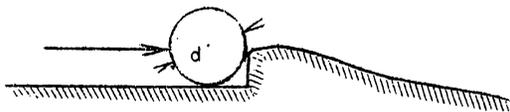


Fig. 8.

Considérons une sphère de diamètre d et de poids spécifique γ_s , baignée dans un courant d'eau de poids spécifique γ_e et de vitesse v et reposant sur un sol horizontal ou de pente négligeable contre une saillie (fig. 8).

Sous l'effet du choc du courant liquide supposé horizontal, la sphère est soumise à une action

$k \frac{\gamma_e}{g} \cdot \frac{\pi \cdot d^2}{4} \cdot \frac{v^2}{2}$ agissant au niveau du centre de la sphère et qui tend à l'entraîner, c'est-à-dire à le faire rouler au-dessus de l'obstacle. A ce mouvement s'oppose le poids $\frac{1}{6} \pi \cdot d^3 (\gamma_s - \gamma_e)$ de la sphère.

Soit θ le rapport des bras de levier des deux forces. L'équation d'équilibre déterminant la vitesse à partir de laquelle commence l'entraînement est

$$k \frac{\gamma_e}{g} \cdot \frac{\pi \cdot d^2}{4} \cdot \frac{v_e^2}{2} = \frac{1}{6} \pi \cdot d^3 (\gamma_s - \gamma_e) \cdot \theta$$

d'où
$$\frac{v_e^2}{2g} = \frac{\theta}{k} \cdot \frac{V}{S} \left(\frac{\gamma_s}{\gamma_e} - 1 \right).$$

V étant le volume du corps immergé, S la section transversale exposée au courant. Sous cette forme, l'expression est d'ailleurs générale pour un corps de forme quelconque, les coefficients θ et k ayant des valeurs particulières appropriées. v_e est donc d'autant plus petit que V est plus petit, S plus grand et $\frac{\gamma_s}{\gamma_e}$ plus petit, ce qui est physiquement évident. Pour une sphère, k est voisin de 0,50 et tend vers 1 pour des matériaux de forme très irrégulière. Eytelwein lui attribue une valeur moyenne de 0,79.

D'après des observations faites, pour des matériaux enchevêtrés du fond d'un cours d'eau, on peut admettre en moyenne $\frac{\theta}{k} = 0,80$. En prenant comme valeur moyenne de $\frac{V}{S}$ celle qui correspond au cube, soit d, il vient

$$v_e^2 = 15,7 \left(\frac{\gamma_s}{\gamma_e} - 1 \right) d$$

Si $\frac{\gamma_s}{\gamma_e} = 2,6$, ce qui correspond à la moyenne des graviers, on a

$$v_e^2 = 25 d \text{ environ ou } v_e = 5 \sqrt{d} \text{ (Kutter)}$$

D'après cette formule, pour

d = 0,0025	0,01	0,04	0,09	0,16	0,36	0,64 m
$v_e = 0,25$	0,50	1,00	1,50	2,00	3,00	4,00 m/sec.

Ces résultats sont d'accord avec certaines observations.

D'après les études faites sur la Loire maritime, M. Sainjon a évalué comme suit la grosseur des graviers correspondant aux vitesses critiques indiquées ci-dessus :

0,0025	0,01	0,04	0,10	0,17	0,38	0,67 m.
--------	------	------	------	------	------	---------

(cfr Partiot - Recherches sur les rivières à marées, Paris, 1901).

A ces vitesses de fond correspondent, d'après Sainjon, les vitesses moyennes

0,36	0,70	1,34	2,14	2,86	4,29	5,21 m/sec.
------	------	------	------	------	------	-------------

Voici d'après Telford, les vitesses critiques d'affouillement (mise en mouvement) :

<u>Nature du fond</u>	<u>Vitesse de fond m/sec.</u>
Terres détrempées brunes	0,076
Argiles tendres	0,152
Sables	0,305
Graviers	0,609
Cailloux	0,914
Pierres cassées, silex	1,220
Cailloux agglomérés, schistes tendres .	1,520
Rochers en couches	1,830
Rochers durs	3,050

Du Buat a trouvé les vitesses suivantes pour l'alluvionnement (arrêt)

Argile brune propre à la poterie	0,081 m/sec
Sable fin.	0,162
Gros sable jaune	0,216
Gravier de la Seine	{ gros comme un grain d'anis. 0,108
	{ gros comme un pois, au plus 0,189
	{ gros comme une fève de marais 0,325
Galets de mer arrondis d'un pouce au plus.	0,650
Pierres à fusil anguleuses de la grosseur d'un oeuf de poule.	0,975.

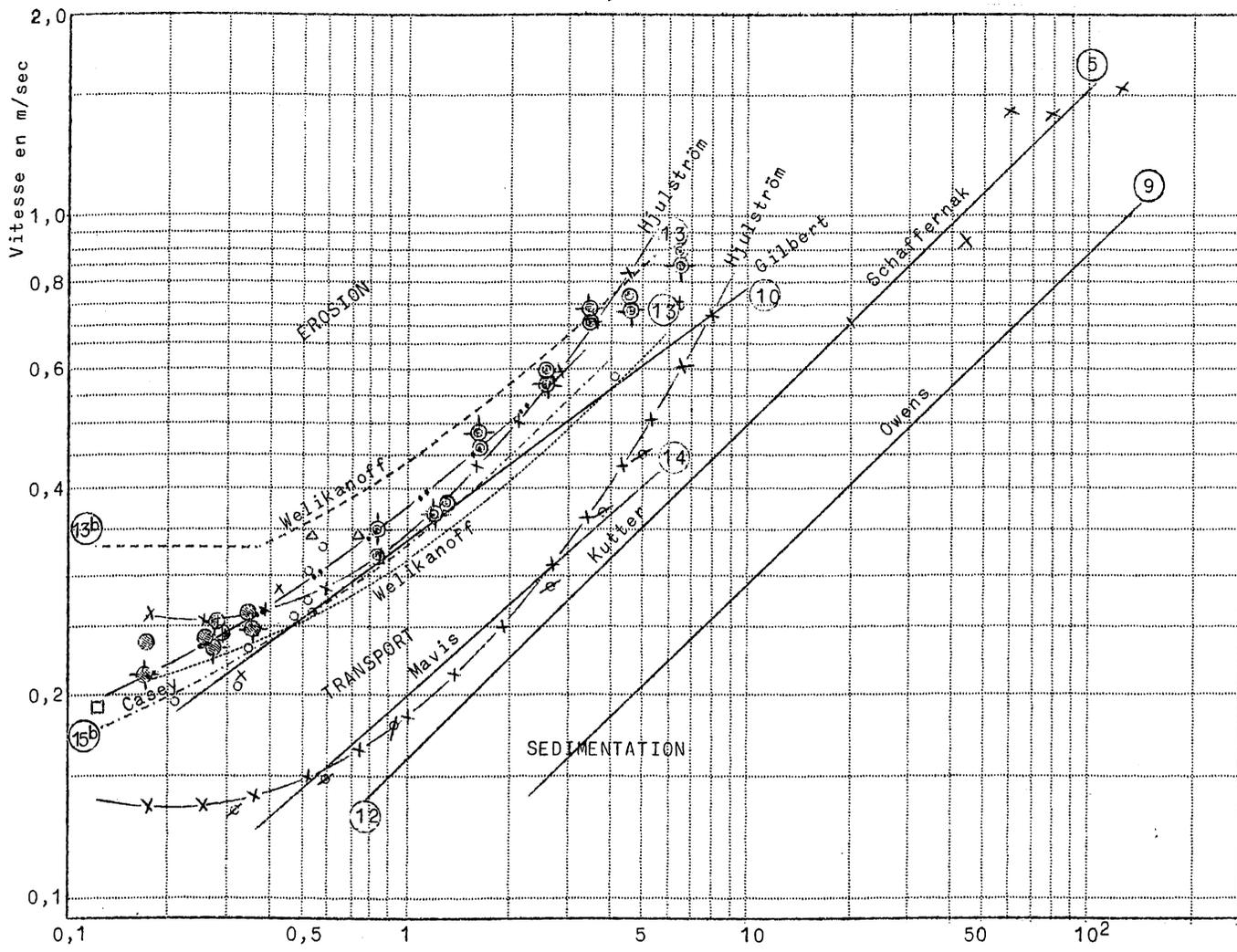
Les définitions sont peu précises, mais permettent des appréciations suffisantes. Les chiffres de Du Buat sont inférieurs à ceux de Telford, ce qui s'explique du fait que les derniers sont les vitesses critiques d'entraînement de matériaux enchevêtrés, la résistance est maximum dans ces conditions. Lorsque l'entraînement a commencé, il semble que la résistance doive devenir moindre en moyenne. La vitesse en-dessous de laquelle cesse l'entraînement est donc moindre que celle au-dessus de laquelle il commence. Des expériences ont mis en relief l'influence de l'enchevêtrement et montré que l'effet des courants d'eau augmente l'enchevêtrement et le serrage des matériaux, donc leur résistance à l'entraînement.

L'entraînement est le processus dominant de transport de matières solides, tant par la quantité que par les dimensions en particules entraînées. L'entraînement s'accompagnant de frottement est le principal agent d'érosion et d'affouillement, c'est-à-dire d'abrasion et d'usure du lit.

La théorie élémentaire de la vitesse critique d'entraînement exposée ci-dessus est évidemment une schématisation. Même dans le cas le plus simple de grains isolés qui seraient entraînés par un courant d'eau sur un plan rugueux, une étude hydrodynamique correcte serait très complexe. Mais en fait, la question est encore plus compliquée, parce qu'il s'agit d'un ensemble de grains en mouvements divers reposant sur un ensemble de grains plus ou moins immobiles, lesquels grains ne sont, en règle générale, pas même identiques, mais de dimensions diverses. La vitesse critique est plus ou moins influencée par la variété de dimensions des grains, les grains fins favorisant l'érosion d'autant plus qu'ils sont plus nombreux. Il a été observé déjà que l'enchevêtrement augmente la vitesse critique; de même la cohésion. La théorie exposée ne considère pas la viscosité et considère donc implicitement le liquide comme parfait. Cependant, comme le mouvement est généralement turbulent, il n'est guère dépendant du nombre de Reynolds.

Il est à remarquer que nous n'avons considéré par les vitesses critiques que les états limites. Lorsque la vitesse de fond dépasse la vitesse critique d'entraînement, les matériaux solides se déplacent sur le fond dans des conditions qui se modifient avec la vitesse. Si elle est toujours supérieure à la vitesse critique d'érosion, il y a érosion continue. Si elle est comprise entre la vitesse d'érosion et celle de dépôt, il y a transport. En dessous de la vitesse critique de dépôt, il y a sédimentation.

La figure 9 reproduit un diagramme extrait d'une étude de M.G.A.T. Heyndrickx (Het transport van bodemmaterial door stromend water - A.Tr.P.B, fevr., avril et juin 1948). Ce diagramme résume les résultats de diverses formules et expériences. Une certaine complication résulte du fait que certains résultats se réfèrent à la vitesse critique de fond v_0 , d'autres à une vitesse moyenne critique u_0 . La relation entre les deux dépend des conditions de l'écoulement, notamment de la hauteur d'eau et de la rugosité du lit. Cette question sera examinée plus loin.



Légende

SABLES HOMOGENES	Loi de Kutter (5)	SABLES VARIES	▲ Kramer
	" Owens (9) $Y = 2700$		○ U.S.W.E.S.
	" Schaffernak (12) $\alpha = 5$		× Indri
	" Mavis (14)		Loi de Casey
	" Gilbert (10)		$i = 0,005$ ----
	" Welikanoff (13)(13b)(13t)		$i = 0,001$ - - - - - } (15b)
	● Tison $h = 0,15$ m		⊙ Delft $h = 0,15$ m
	⊙ " $h = 0,30$ m		⊙ " $h = 0,30$ m
	⊙ Essais ultérieurs $h = 0,15$ m		Diagr. de Hjulström
	⊙ " " $h = 0,30$ m		⊙ valeurs de v_c d'après Rubey.
	□ Chang $h = 0,15$ m		

Les courbes désignées par les chiffres 5, 9 et 14 et celles marquées "Hjulström" et les points marqués d'après Rubey se rapportent à la vitesse critique d'entraînement près du fond v_c . Toutes les autres se rapportent à la vitesse moyenne du courant.

Fig. 9.- RELATION ENTRE LA VITESSE CRITIQUE D'ENTRAINEMENT ET LA DIMENSION DES GRAINS.

Il est d'ailleurs difficile de définir et de connaître exactement la vitesse contre le fond, surtout lorsque celui-ci est en mouvement. Cette question sera aussi examinée plus loin.

Quoiqu'il en soit, on peut admettre que les courbes correspondant aux valeurs les plus élevées de v_c correspondent aux vitesses critiques d'érosion; les valeurs de Telford s'y situent. Les valeurs les plus basses, en dessous de la droite de Kutter $v_c = 5\sqrt{d}$, marqueraient les vitesses critiques de dépôt; les valeurs de Du Buat s'y situent.

$$\text{D'une manière générale} \quad v_c = A\sqrt{d} = B\sqrt[6]{P},$$

P étant le poids des grains entraînés, d'où $P = B' \cdot v_c^6$

2.- SUSPENSION DES MATERIAUX SOLIDES

L'entraînement s'accompagne le plus souvent de suspension. L'explication théorique de la suspension a été recherchée par M. Flamant, à la suite de divers expérimentateurs, dans la différence de vitesse des filets liquides sur toute la hauteur d'un courant d'eau. Il semble que ce phénomène favorise, d'une manière d'ailleurs mal expliquée, la suspension des matériaux (*). Nous pensons avec M.M. Koechlin que l'agitation tourbillonnaire et les vitesses verticales ascendantes dues à la turbulence, qui peuvent prendre des valeurs notables sous l'influence des obstacles et de la rugosité du lit, constituent les principales causes de la suspension des matériaux. On établit de la même manière que précédemment pour un liquide parfait, en négligeant tout effet de viscosité, la vitesse limite verticale de suspension d'une sphère, qui est donnée par l'équation d'équilibre.

$$\frac{1}{6} \pi \cdot d^3 \cdot (\gamma_s - \gamma_e) = k \cdot \frac{\gamma_e}{g} \cdot \pi \cdot \frac{d^2}{4} \cdot \frac{v_s^2}{2}$$

$$\text{d'où} \quad \frac{v_s^2}{2g} = \frac{2}{3k} \cdot \left(\frac{\gamma_s}{\gamma_e} - 1\right) \cdot d = \frac{1}{k} \cdot \frac{V}{S} \left(\frac{\gamma_s}{\gamma_e} - 1\right)$$

Cette vitesse est légèrement supérieure à la vitesse critique d'entraînement selon le paragraphe 1, puisque $\theta < 1$.

Cette formule, qui néglige entièrement les effets de la viscosité, ne conviendrait que pour les très grandes vitesses (> 10 m p.sec) et les grandes dimensions ($d > 1$ m), c'est-à-dire pour les très grandes valeurs du nombre de Reynolds $\frac{v_s \cdot d}{\nu}$. De telles vitesses verticales et de telles dimensions sont tout-à-fait exceptionnelles (chutes, torrents) dans les cours d'eau. Les particules et les vitesses sont normalement beaucoup plus petites. Théoriquement, il faut alors recourir à la formule de Stokes, établie en hydrodynamique pour le cas de l'écoulement laminaire (faibles valeurs du nombre de Reynolds). D'après cette formule, la force de suspension est

$$R = 3 \pi \cdot \mu \cdot d \cdot v_s$$

μ étant le coefficient de viscosité. En l'égalant au poids $\frac{\pi \cdot d^3}{6} (\gamma_s - \gamma_e)$,

(*) Voir Bulletin technique de l'A.I.Br. 1926, n° 3, une étude de M. le Professeur Ch. DE KEYSER

on trouve

$$v_s = \frac{d^2 \cdot (\gamma_s - \gamma_e)}{18 \mu} = \frac{R}{3 \pi \cdot \mu \cdot d}$$

En considérant la viscosité cinématique $\nu = \frac{\mu}{\rho_e}$ et posant $\rho_s = \frac{\gamma_s}{g}$, si on forme le facteur

$$\frac{2 R \cdot d}{\rho_e \frac{\pi \cdot d^3}{6} \cdot v_s^2} = \frac{2 g \cdot d}{v_s^2} \cdot \left(\frac{\rho_s - \rho_e}{\rho_e} \right),$$

on trouve par la formule de Stokes

$$\frac{2 R \cdot d}{\rho_e \frac{\pi \cdot d^3}{6} \cdot v_s^2} = \frac{36 \nu}{v_s \cdot d} = \varphi \left(\frac{v_s \cdot d}{\nu} \right).$$

Cette formule est valable pour $\frac{v_s \cdot d}{\nu} < 10^{-1}$.

Pour $\frac{v_s \cdot d}{\nu} > 10^{-1}$, la formule $\frac{2 R \cdot d}{\rho_e \frac{\pi \cdot d^3}{6} \cdot v_s^2} = \varphi \left(\frac{v_s \cdot d}{\nu} \right)$ devient,

selon Oseen : $\varphi \left(\frac{v_s \cdot d}{\nu} \right) = \frac{36 \nu}{v_s \cdot d} \cdot \left[1 + \frac{3}{16} \cdot \left(\frac{v_s \cdot d}{\nu} \right) \right]$

Elle est valable dans des limites étroites seulement, pour $\frac{v_s \cdot d}{\nu} < 0,5$.

La formule de Goldstein, plus exacte jusque $\frac{v_s \cdot d}{\nu} \ll 2$, s'écrit :

$$\varphi \left(\frac{v_s \cdot d}{\nu} \right) = \frac{36 \nu}{v_s \cdot d} \cdot \left[1 + \frac{3}{16} \cdot \left(\frac{v_s \cdot d}{\nu} \right) - \frac{19}{1280} \cdot \left(\frac{v_s \cdot d}{\nu} \right)^2 + \frac{71}{20480} \left(\frac{v_s \cdot d}{\nu} \right)^3 - \dots \right]$$

Pour $\frac{v_s \cdot d}{\nu} > 10^2$, il faut se référer à des courbes expérimentales.

(cfr R. Spronck, Science et Industrie, janvier 1934).

La première formule, qui fait abstraction de la viscosité, correspond à

$$\varphi \left(\frac{v_s \cdot d}{\nu} \right) = \frac{3}{2} \cdot k = C^{te}$$

On ne voit pas apparaître sur le nomogramme de M. R. Spronck, même pour des valeurs élevées de $\frac{v_s \cdot d}{\nu}$ la loi $\varphi \left(\frac{v_s \cdot d}{\nu} \right) = \text{constante}$.

Pour des valeurs très élevées ($\frac{v_s \cdot d}{\nu} > 10^6$), $\varphi \left(\frac{v_s \cdot d}{\nu} \right)$ tendrait vers 0,166 ce qui correspondrait à $k = 0,11$ environ.

Ces formules ne valent que pour des sphères. Les particules non sphériques devraient être affectées d'un coefficient de forme expérimental.

Il ressort du nomogramme de M. Spronck et des valeurs expérimentales que le phénomène est très compliqué et ne correspond aux formules théoriques avec une approximation suffisante que dans des domaines très limités. En fait, les effets de viscosité et de choc (turbulence) paraissent être combinés d'une manière complexe.

Il faut bien noter que la formule de Stokes postule un régime laminaire et correspond à une

particule assez petite descendant à vitesse uniforme suivant une verticale dans une masse d'eau théoriquement indéfinie et strictement immobile. Ou inversement, qu'il s'agit d'une très petite sphère immobile dans une masse d'eau indéfinie en mouvement ascensionnel strictement laminaire et uniforme (filets tous verticaux et d'égale vitesse, sans composantes de vitesse non verticales).

Il faut donc faire des réserves quant à l'application des formules et des résultats expérimentaux à des particules en suspension dans des fluides en régime turbulent. Les formules ne sont d'ailleurs données ici qu'à titre d'indication théorique et non en vue d'une application éventuelle à l'hydraulique fluviale. Pour celle-ci comme pour les applications industrielles de la sédimentation, il faut avoir recours à l'observation et à l'expérience.

Monsieur Thoulet a déterminé par expérience les valeurs suivantes :

d (m)	$\gamma_s =$	1500	2000	2500	3000	3500	kg/m ³
0,0002	$v_s =$	0,013	0,023	0,032	0,040	0,047	m/sec.
0,0004		0,023	0,040	0,055	0,069	0,079	
0,0006		0,032	0,057	0,078	0,094	0,106	
0,0008		0,040	0,070	0,094	0,114	0,129	
0,0010		0,051	0,082	0,107	0,132	0,151	
0,002		0,072	0,123	0,161	0,195	0,224	
0,003		0,014	0,144	0,188	0,229	0,267	
0,004		0,094	0,154	0,201	0,246	0,283	
0,005		0,098	0,156	0,206	0,255	0,292	

Les valeurs sont importantes pour de nombreuses applications; elles cadrent convenablement avec les valeurs représentées au nomogramme de M. Spronck.

Les considérations et les chiffres qui précèdent permettent de comprendre comment des particules fines peuvent rester en suspension dans les cours d'eau sous l'effet de vitesses verticales qui ne dépassent pas quelques centimètres par seconde. Des vitesses de cet ordre et même supérieures peuvent être engendrées par la turbulence et toutes les perturbations de l'écoulement : obstacles, remous, ressauts, vagues, changements de régime, crues, navigation, surtout mécanique, mouvements violents, etc... Ces vitesses n'existent pas seulement près du fond et des parois, elles peuvent exister dans toute l'étendue du courant et notamment près de la surface libre (agitation de surface). On comprend de la sorte que les grains qui sont en suspension le restent et puissent même être animés de vitesses ascendantes. Quant à l'origine des matières en suspension, il y a lieu de faire les observations suivantes.

Les écoulements violents des torrents entraînent, en raison des fortes pentes et des grandes vitesses, des quantités considérables de matière solide, plutôt par entraînement que par suspension. Celle-ci n'est qu'un aspect secondaire d'un entraînement violent, qui brasse dans l'eau une masse de particules de dimensions diverses sans permettre aucun dépôt (lave des torrents).

Dans les cours d'eau très rapides (torrentiels), l'eau généralement très limpide révèle l'absence de suspensions notables. Cela provient de ce que, en raison de la grande vitesse habituelle du courant, toutes les particules assez fines pour pouvoir être mises en suspension ont été ou sont emportées rapidement vers l'aval. Le fond est en quelque sorte lavé. Seules les crues peuvent éventuellement produire des troubles passagers par mise en suspension de matières étrangères au lit mineur, mais enlevées au lit majeur ou apportées au cours d'eau par ses affluents ou par le ruissellement sur les pentes (orages, trombes d'eau, etc...). Dans le lit mineur même, les crues ne produiront pas de mise en suspension, mais plutôt un entraînement renforcé.

Dans les cours d'eau plus lents, dont le lit mineur aussi bien que le lit majeur sont en terrain meuble, des quantités importantes de matières solides peuvent être mises en suspension lors des crues, par enlèvement au lit mineur tant qu'au lit majeur et apports de ruissellement. Mais même en étiage (débit minimum), les eaux peuvent rester troubles et contenir des matières en suspension, parce que les vitesses de courant sont peu ou ne sont pas supérieures aux vitesses d'affouillement tandis qu'il subsiste des vitesses verticales suffisantes pour soutenir des particules fines. Il se peut d'ailleurs que celles-ci sédimentent, se déposent, mais temporairement parfois pour être ensuite accidentellement remises en suspension.

Cependant, même pour de tels cours d'eau, les troubles dénotant la suspension de particules solides sont surtout permanents dans les rivières polluées par des apports extérieurs apportant des matières fines en suspension, des matières dissoutes aptes à précipiter ou des colloïdes aptes à flocculer (déversements industriels, eaux d'égoûts, etc...). Si ces apports extérieurs sédimentent éventuellement, ils envasent le lit d'une couche plus ou moins épaisse de matières fines (vases), qui sont facilement remises en suspension et entretiennent donc une possibilité de troubles permanent du cours d'eau, dont la puissance d'entraînement ou de curage n'est pas suffisante pour assurer l'évacuation permanente de ces boues. Cet envasement et ce trouble sont encore plus accusés dans les rivières dont le cours est artificiellement ralenti, par exemple par la canalisation, donc surtout à l'aval des biefs.

Nous verrons, dans les derniers chapitres du cours, que dans le cours inférieur des rivières, lorsqu'elles sont soumises à l'action de la marée, les vases sont tenues en suspension par le renversement biquotidien du courant résultant du jeu de la marée. Les vitesses des courants sont grandes, mais agissant périodiquement dans un sens et en sens contraire, les particules tenues en suspension par la turbulence du mouvement variable décrivent des parcours alternatifs et ne progressent que faiblement vers l'aval.

Dans les estuaires mêmes, il arrive que ces vases se déposent mais sont susceptibles d'être constamment remises en suspension. En outre, il peut arriver que les courants marins envoient dans l'estuaire des eaux de la mer elles-mêmes fortement chargées de matières en suspension arrachées au fond et au rivage par l'attaque des vagues, dont la turbulence assure aussi la permanence de la suspension.

La mise en suspension des particules par arrachage au sol, au fond et aux parois du lit, fait l'objet de tentatives d'explications hydrodynamiques basées sur la valeur élevée du gradient de vitesse des filets liquides au voisinage du fond. Il en résulterait des différences de pressions hydrodynamiques susceptibles de soulever les particules, de les arracher. Le fait que cette action se modifie nécessairement après l'arrachage, rend cette explication précaire et ne peut pas expliquer la suspension des particules éloignées des parois. Une explication plus naturelle est basée sur l'action prédominante de l'entraînement, qui est susceptible d'arracher des particules au sol et de les mettre en mouvement, par choc, frottement ou abrasion. Dès que ce mouvement est amorcé, les particules les plus fines résultant de ce processus sont exposées à la lévitation et à la suspension par le jeu de la turbulence au voisinage du fond, qui engendre des composantes ascendantes de vitesse.

3.- ALLUVIONNEMENT, SEDIMENTATION OU DEPOT

Les matières entraînées sur le fond s'y arrêtent aux endroits et dans les circonstances où les vitesses descendent en-dessous de la valeur critique de dépôt : élargissements, fosses, criques, rives convexes, etc... Nous verrons dans la 5^e Section que cet alluvionnement peut être organisé (colmatage).

Les matières en suspension peuvent de même se déposer dans les endroits

et les circonstances où les eaux sont très calmes, de telle sorte que les composantes ascendantes des vitesses sont très faibles ou quasi nulles. Cette sédimentation organisée industriellement est utilisée pour le classement et la séparation de particules de natures ou de grosseurs différentes. Considérons une particule fine déposée sans vitesse initiale à la surface d'une eau immobile et abandonnée au temps 0 à l'action de la pesanteur. Elle va tomber sous l'action de la gravité mais sera freinée au fur et à mesure que sa vitesse croît par l'action résultante de l'eau, selon la formule de Stokes. A un instant donné, on aura donc, d'après l'équation de d'Alembert

$$\frac{\pi \cdot d^3}{6} (\gamma_s - \gamma_e) - 3 \pi \cdot \mu \cdot dv = \frac{\pi \cdot d^3}{6} \cdot \frac{\gamma_s}{g} \cdot \frac{dv}{dt}$$

$$g \cdot dt = \frac{dv}{\frac{\gamma_s - \gamma_e}{\gamma_s} - \frac{18 \mu \cdot v}{d^2 \cdot \gamma_s}}$$

L'intégration de cette équation différentielle ($v = 0$ pour $t = 0$) donne

$$v = \frac{(\gamma_s - \gamma_e) \cdot d^2}{18 \mu} \cdot \left(1 - e^{-\frac{18 \mu \cdot g}{\gamma_s \cdot d^2} t}\right)$$

La vitesse tend très rapidement vers la vitesse critique de suspension v_s , égale à $\frac{(\gamma_s - \gamma_e) \cdot d^2}{18 \mu}$, d'autant plus vite que d et γ_s sont plus petits et μ plus grand. Cette vitesse ne peut être atteinte qu'asymptotiquement, mais la particule tombe après un faible parcours à une vitesse qui ne varie pratiquement plus et est égale à v_s .

Si la masse d'eau est immobile, la particule tombera verticalement. Si l'eau est courante, elle va entraîner la particule pendant sa chute. Au bout d'un temps très court, la particule sera animée d'une vitesse égale à celle du courant liquide.

Supposons une particule suspendue dans un courant uniforme à filets parallèles de vitesse constante u . Supposons qu'au temps 0 la vitesse de la particule suivant le courant soit nulle. A un instant donné, la vitesse de la particule suivant le courant est u' . On a

$$3 \pi \cdot \mu \cdot d \cdot (u - u') = \frac{\pi \cdot d^3}{6} \cdot \frac{\gamma_s}{g} \cdot \frac{du'}{dt}$$

d'où
$$u' = u \cdot \left[1 - e^{-\frac{18 \mu \cdot g \cdot t}{\gamma_s \cdot d^2}}\right]$$

u' tend très rapidement vers la vitesse d'entraînement u .

M. Flamant arrive aux mêmes conclusions en se basant sur la loi de résistance proportionnelle au carré de la vitesse au lieu de la loi linéaire de Stokes. La vitesse de chute notamment est proportionnelle à la tangente hyperbolique du temps multipliée par une constante et elle tend très rapidement vers la valeur limite.

Donc, si une particule tombe sous l'effet de la pesanteur dans un courant liquide en mouvement uniforme à filets parallèles, elle va être entraînée sur une distance qui dépendra de la vitesse du courant et sa trajectoire sera après très peu de temps une droite. La particule atteindra

le fond si des précautions sont prises pour éviter que des vitesses verticales ascendantes suffisantes puissent la maintenir en suspension. Eventuellement, elle sera entraînée en suspension au-dessus du fond ou par roulement sur le fond ou d'une manière mixte (fig. 10).

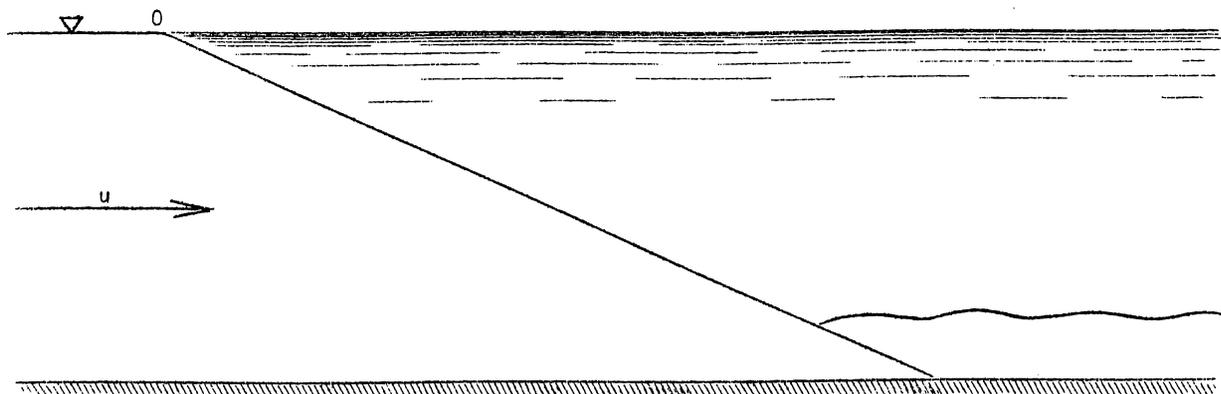


Fig. 10.

Certains grains très fins seront en suspension sur toute la hauteur (troubles de certaines eaux courantes, telles la Meuse dans la traversée de Liège).

En règle générale, la grosseur des matériaux en suspension croîtra du plan d'eau vers le fond du lit, au voisinage duquel on trouvera les matériaux en suspension les plus gros, quoiqu'encore relativement fins. Il y aura, selon l'état du courant, des échanges entre les matériaux suspendus entraînés au voisinage du fond et ceux qui roulent véritablement sur le fond ou appartiennent au fond en mouvement. Le poids de matériaux solides entraînés par suspension est d'ailleurs généralement **supérieur** à celui en mouvement sur le fond. Les observations de M. R. Spronck sur le Bas-Congo (Mesures hydrographiques effectuées dans la région divagante du bief maritime du Fleuve Congo.- Publications de l'Institut royal colonial belge, Section des sciences techniques, III, 1941) concluent à une proportion de 5 % de matériaux transportés sur le fond (diamètre 1,8 à 0,25 mm) et de 95 % transportés en suspension (diamètre 0,6 à 0,1 mm).

CHAPITRE IV

FORMATION DES COURS D'EAU NATURELS

1.- LES TORRENTS

Les torrents sont des cours d'eau particuliers, parfois intermittents, qui constituent les manifestations naturelles les plus caractéristiques de l'ensemble des phénomènes exposés dans les trois chapitres précédents. Ils se forment lorsque les conditions suivantes sont réalisées : terrain imperméable, très déclif et constituant un bassin ne retenant pas les eaux, mais les rassemblant rapidement vers un émissaire. Ces conditions sont réalisées surtout en montagne, à altitude élevée, donc là où généralement les précipitations sont abondantes. Les terrains affouillables ou friables : moraines et sables glaciaires, schistes friables, etc... qui s'y rencontrent fréquemment favorisent la formation des torrents. Ceux-ci comprennent :

1°) un bassin de réception, partie supérieure où se concentrent les eaux et qui a généralement une forme d'entonnoir;

2°) le canal d'écoulement ou gorge, couloir partant du goulot de l'entonnoir, étroit, escarpé et assez court;

3°) le cône de déjection qui y fait suite, formé du dépôt des matériaux entraînés par le torrent, à pentes décroissantes et s'avancant parfois assez loin dans la vallée (fig. 11).

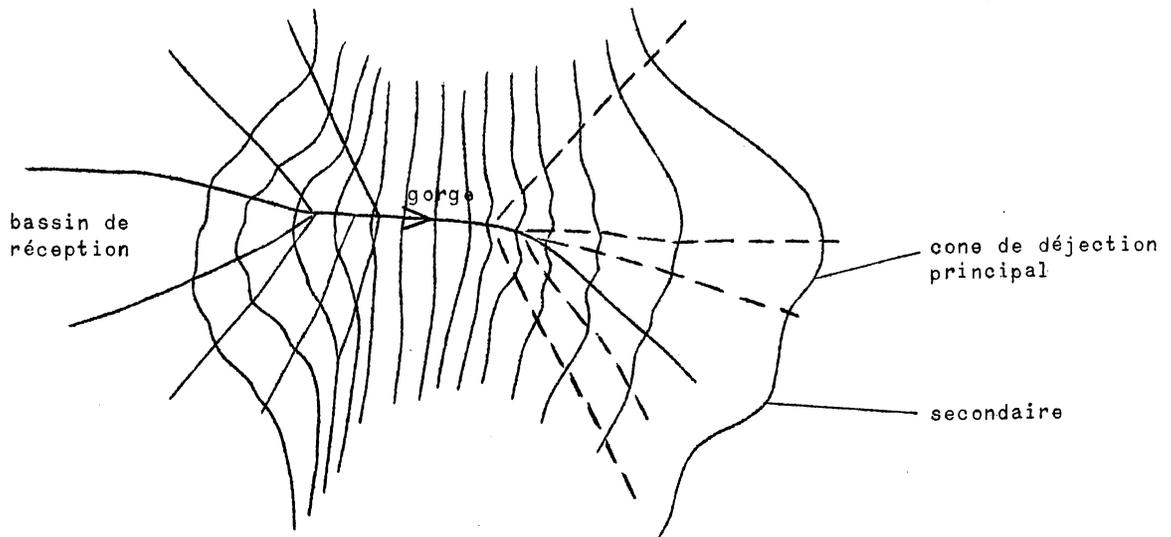


Fig. 11.

Le bassin de réception peut être composé et comprendre plusieurs torrents. Souvent du cône de déjection se détachent des cônes secondaires. (Pl. 1, fig. 1).

Dans le bassin de réception, les eaux collectées affouillent le terrain friable et forment l'entonnoir caractéristique. Les eaux, très chargées de matières solides à la sortie du bassin de réception, traversent la gorge, généralement moins affouillable, en entraînant tous ces matériaux. Elles y font cependant des affouillements sensibles caractérisés par les berges escarpées, mais pas de dépôts, sauf éventuellement l'arrêt de gros blocs éboulés venant du bassin de réception ou de la gorge même.

A la sortie de la gorge, les vitesses s'amortissent, les matériaux se déposent et les eaux divaguent dans cette masse d'éboulis, après avoir suivi un canal d'écoulement plus ou moins long sur la crête, entre deux bourrelets. Il arrive que les bourrelets cèdent, d'où parfois la formation de cônes secondaires. Le torrent creuse à l'amont et exhausse son lit à l'aval jusqu'à ce qu'il ait établi un profil d'équilibre ou compensé, on dit alors que le torrent est éteint. Lorsque la vallée de base est étroite, le cours d'eau qui y coule empêche l'allongement du cône de déjection et en enlève les matériaux à la base; il se forme alors une chute. Sinon il se forme un lit entre la base du cône et la rivière. Les pentes dépassent 0,06 et ne descendent pas en-dessous de 0,02 dans un torrent actif. (Pl. 1, fig. 2).

Les torrents actifs se caractérisent par des crues rapides et violentes, en saison de pluie ou de fonte de neige. Des pluies exceptionnelles peuvent provoquer des catastrophes, des véritables trombes de boue, appelée lave de torrent, suivies de masses d'eau entraînant des blocs et galets, se précipitant dans la vallée, détruisant tout sur leur passage (*). Il peut donc être utile et même nécessaire de corriger et restaurer les torrents.

Les principes de cette correction sont :

- 1°) empêcher la formation des torrents plutôt que d'en restreindre les effets;
- 2°) s'ils sont formés, réaliser une compensation artificielle.

L'effort doit d'abord porter sur le bassin de réception, dont il faut assurer la consolidation. Elle se fait par des travaux de plantation et de boisage. Les pentes sont régularisées, éventuellement en gradins. Elles sont consolidées là où le besoin s'en manifeste par des clayonnages, des fascinages de soutènement, des revêtements de pierres bien assis, etc... Les pentes sont couvertes de semis ou plantations appropriés, de manière à constituer un tapis végétal retenant les eaux, les empêchant de prendre de la vitesse et retenant le sol sous-jacent. Dans les canaux d'écoulement on cherche à compenser le profil par division, en sections de pente limite séparées par de petites chutes, réalisées le cas échéant par des barrages fixes.

(*) Destruction du pont de Tavanasa (Suisse) le 25 septembre 1927. Voir Schweizerische Bauzeitung, n° 90, octobre 1927.

Ils sont établis en sol inaffouillable, en matériaux de préférence trouvés sur place : troncs d'arbre, piquets et clayons, fascines, gabions, levées de pierres sèches, etc... et en partant de l'aval vers l'amont pour fixer le sol. Il est préférable de procéder par de petits barrages peu éloignés, dont la construction ne présente aucune particularité. (Pl. 2, fig. I).

La construction de barrages élevés est exceptionnelle et se fait suivant les mêmes règles que pour les autres ouvrages de cette nature. Toutefois, comme le but à atteindre est la compensation du profil, donc le dépôt derrière le barrage des matériaux venant de l'amont, il faut prévoir l'écoulement par dessus la crête après comblement. Mais avant le colmatage complet, pour éviter les fortes charges d'eau, l'écoulement peut se faire à travers d'orifices grillagés, ne laissant passer que l'eau et les boues, mais retenant les galets. Des ouvrages accessoires, dont l'importance croît avec celle de la chute, doivent protéger le pied et les flancs du barrage contre les affouillements. Ce sont des bassins de déversement ou d'amortissement, parfois des dispositifs amortisseurs sur le parement aval (pierres en saillie en quinconce, comme au barrage d'Avignonnet, sur le Drac); des arrière-radiers revêtus de pierres dures ou de charpentes ou fascinages lestés et fixés; des murs en ailes ou des perrés maçonnés ou non, ou formés de gabions.

Sur le cône de déjection, on cherche à fixer le canal d'écoulement en le calibrant et renforçant les bourrelets qui le bordent. Pour retenir les dépôts, on crée éventuellement des chambres de dépôt successives et organisées, que l'on consolide par des plantations au fur et à mesure de leur comblement.

Les dépôts sont formés d'argiles, mais surtout de sables et de galets à grains arrondis par suite du mode de transport, contenant des pierres et parfois de gros blocs détachés. (Pl. 1, fig. 3).

Il faut éviter d'établir des voies de communication et des ponts sur les cônes de déjection. Il faut descendre dans la vallée ou remonter vers la montagne et franchir le torrent par un pont d'une seule travée, pour éviter des appuis dans le torrent. On peut aussi passer sous le torrent par un tunnel.

2.- RUISSEAUX ET COURS D'EAU

Les ruisseaux sont de petits cours d'eau non torrentiels, de faible longueur, à débit faible et relativement peu variable. Les pentes sont faibles, inférieures généralement à 0,001 et en tous cas à 0,002. Ils affouillent et déposent donc relativement peu, cependant en terrain meuble, si l'on ne s'y oppose pas, il arrive qu'ils modifient leur lit ou divaguent.

Les ruisseaux doivent être surveillés et entretenus, Les principaux travaux d'entretien consistent en curages, c'est-à-dire enlèvements des dépôts pour reconstituer des sections calibrées. Les dépôts sont souvent fertilisants.

Eventuellement, on régularise les ruisseaux en fixant les rives, calibrant les sections, régularisant les pentes, parfois par le moyen de petits barrages.

Lorsque les ruisseaux sont envahis par les herbes aquatiques, qui font obstacle à l'écoulement des eaux, on les faucarde, à la faux ou par des engins spéciaux pour des cours d'eau plus importants. Les curages peuvent se faire à la pelle, au louchet, à la drague à main ou à benne, à la drague suceuse ou à godets, selon l'importance du cours d'eau. Pour les petits cours d'eau, on peut aussi procéder par des chasses. Ce procédé ne convient cependant que pour des canaux bien calibrés et consolidés, tels que les égoûts par exemple.

Les ruisseaux se rassemblent en rivières et fleuves qui aboutissent à la mer. Ils continuent le transport vers la mer des sables et galets amenés des hautes montagnes par les torrents. Des argiles s'y mélangent. Le mode de transport par roulement sur le fond produit la forme ronde des grains et galets.

3.- FORMATION DES COURS D'EAU

Ainsi que nous l'avons fait observer déjà au chapitre II, l'hypsométrie d'une région détermine aussi son hydrographie. Les eaux de surface, eaux de ruissellement et de fusion, et les eaux souterraines se déplacent vers les régions basses ou vallées et s'y rassemblent en cours d'eau qui s'écoulent suivant la pente de la ligne la plus basse ou thalweg, vers une nappé d'eau de base, océan, mer ouverte ou fermée ou lac. Ce phénomène très simple dans sa généralité élémentaire est sensiblement compliqué par les phénomènes d'érosion et d'alluvionnement.

Nous avons indiqué précédemment le rôle important des montagnes élevées en hydrologie. Par les précipitations abondantes qui s'y produisent, les réservoirs d'eau que constituent leurs neiges et glaciers, elles donnent naissance à de nombreux et importants cours d'eau, dont l'origine est donc en relation avec des torrents ou des glaciers. Il en résulte que le cours amont des rivières est souvent à altitude élevée, à forte pente et à grand débit solide, les matériaux d'érosion abondants provenant des montagnes. Les vitesses de l'eau sont élevées et le cours d'eau affouille la vallée en y constituant son lit, c'est-à-dire la dépression de terrain que les eaux occupent.

D'une manière générale, le relief s'atténue dans le cours moyen pour devenir très faible dans le cours inférieur, qui traverse la plaine ou le plateau qui s'étend généralement le long des côtes. Les pentes diminuent donc de l'amont à l'aval, sauf accidents locaux. S'il est continu, le profil en long a l'allure d'un arc de courbe dont la concavité est tournée vers le haut et dont la pente tend vers zéro à son embouchure, c'est le niveau de base. (Pl. 5, fig. 3). Les vitesses vont diminuant vers l'aval, en même temps que le fleuve s'élargit tant à cause de l'augmentation de débit que de la diminution des vitesses. Les matériaux solides venus de l'amont deviennent de plus en plus fins, tant à cause de l'usure que des vitesses décroissantes qui en provoquent le dépôt par ordre décroissant de dimensions de l'amont à l'aval. (Pl. 3, fig. 2). C'est de cette action combinée que naît le profil d'équilibre défini précédemment. (*)

(*) On peut par approximation assimiler le profil continu d'équilibre à un arc de parabole, ou à une courbe logarithmique ou à un arc d'hyperbole. Par ex., pour la Vesdre et la Hoëgne, M. J. Chaudoir (Bul. Cérès, T. II, 1947) indique que le profil en long est très voisin d'une hyperbole équilatère.

L'équilibre est d'ailleurs très relatif car, sans intervention extérieure judicieuse, les phénomènes précités continuent leur action et modifient donc insensiblement mais constamment le profil d'équilibre. Cependant on peut considérer que les apports de la montagne sont compensés dans une certaine mesure par les matériaux solides évacués dans la mer. Le fleuve est donc un agent de transport de matériaux solides vers la mer, ce transport étant accompagné d'un véritable broyage.

Ce processus, déjà complexe, est encore compliqué par les variations du débit, caractéristiques du régime de la rivière et surtout par les crues ou hautes eaux, qui sont aussi de véritables crues de matériaux solides et constituent les agents les plus puissants de modification du lit des rivières.

Nous étudierons ultérieurement les crues et leurs effets (chapitre XIV).

4.- PROFIL EN LONG ET PENTES DU LIT

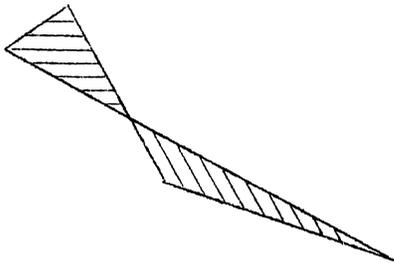


Fig. 12.

Le profil en long est conditionné à l'origine par celui du thalweg orographique (pli synclinal, graben tectonique, couches en discordance ou arasées à des niveaux différents, vallées glaciaires ou torrentielles, effondrements de cavernes, etc...), mais il est modifié par l'érosion jusqu'à établissement d'un profil sensiblement constant ou d'équilibre, dans lequel les irrégularités du profil initial sont atténuées, voir effacées. (Pl. 3, fig. 2).

Par exemple, considérons une forte pente suivie d'une faible pente (fig.12).

Il y aura affouillement à l'amont, alluvionnement à l'aval avec, comme résultat, tendance à l'établissement d'une pente uniforme. Dans la partie inférieure de leur cours, les fleuves coulent dans leurs propres alluvions, parfois aussi plus en amont.

Il y a dans la formation du lit des rivières une tendance à la limitation des pentes à un maximum, correspondant à un maximum de vitesse qui provoque l'érosion de tous les matériaux de fond, même les plus durs, et qui semble être aux environs de 5 à 6 m par sec.

En admettant par approximation la formule de Tadini : $R.i = 0,0004 u^2$, on voit que $R.i_{\max} = 0,01$ à $0,015$ environ.

R est le rayon hydraulique moyen, i la pente.

Dans le cours supérieur des fleuves, on peut considérer R comme voisin de 1 m à 0,50 m.

Donc $i_{\max} = 0,015$ à $0,030$.

On constate que dans le cours supérieur de la Durance, type français des rivières torrentielles, la pente maximum ne dépasse guère 0,024. Dans

les torrents proprement dits (par. 1), les pentes sont jusque 10 et 20 fois plus élevées, mais l'action des eaux y est intermittente et toute spéciale. (*)

L'action de l'érosion ne dépend pas seulement de la quantité et de la vitesse de l'eau, elle dépend également de l'affouillabilité du terrain; elle est donc influencée par les caractères géologiques de la vallée : disposition des couches et nature des roches. Dans un cours étendu et en terrain varié, il en résulte généralement des accidents locaux du profil en long et de la pente. (Pl. 1, fig. 4; pl. 2, fig. II; pl. 5, fig. 1 et 3; pl. 10, fig. 2).

Le cas le plus fréquent est celui de la formation de seuils en saillie sur le profil d'équilibre, qui résultent de l'affleurement de couches plus dures que les couches environnantes et qui peuvent être éventuellement des inclusions éruptives ou des coulées de lave, ou bien des moraines frontales, même des deltas torrentiels. Ces seuils peuvent aussi provenir de l'érosion glaciaire (**) (fig. 13).

Les vallées glaciaires présentent souvent des dépressions dues aux fortes pressions exercées par la base du glacier. Lorsque les glaces se sont retirées et que les eaux s'établissent dans la vallée, ces dépressions forment tout d'abord des lacs glaciaires.

C'est l'origine des lacs élevés des Alpes et des Pyrénées, des fjords, etc...

Ces lacs se combent à la longue par alluvionnement. Les cours d'eau creusent dans ces alluvions des lits à pente relativement faible, limités à un seuil sur lequel la pente croît généralement, mais s'atténue ensuite par érosion. Les moraines et les deltas torrentiels peuvent donner lieu à des phénomènes analogues. Les lacs comblés constituent les pénéplaines géologiques. (fig. 14 et 15; pl. 3, fig. 3 et 4).

Selon Surell, les rivières torrentielles de la Savoie : Drac, Romanche, Durance, présentent des vestiges de lacs étagés, séparés par des rapides ou des chutes. Ce profil constitue d'ailleurs pour les cours supérieurs torrentiels un profil sensiblement d'équilibre puisque c'est celui qu'on cherche à réaliser pour régulariser les torrents. Où ce profil fait défaut, comme dans le Rhin moyen, on constate la formation de seuils mobiles, formés de bancs de gravier qui se déplacent lors des crues, et une érosion intense accompagnée d'un abaissement constant du plan d'eau. Le plan d'eau moyen du Rhin descend de 5 à 6 cm par an à Kembs (aval de Bâle), et de 1,3 cm à Strasbourg d'après des renseignements de source allemande. (Handbuch der Ing.-Wiss. Part III, tome I, 1911, page 219).

(*) Selon M.J. CHAUDOIR (Bulletin C.E.R.E.S, tome II, 1947), la pente de la Vesdre varie 0,0352 à 0,0019; celle de la Hoëgne de 0,0509 à 0,0057 - la Hoëgne est à vrai dire un torrent dans certaines de ses parties.

(**) Ces seuils sont appelés "verrous glaciaires" et proviennent de l'action de rabotage des glaciers à la base de couches plus dures que les supérieures.

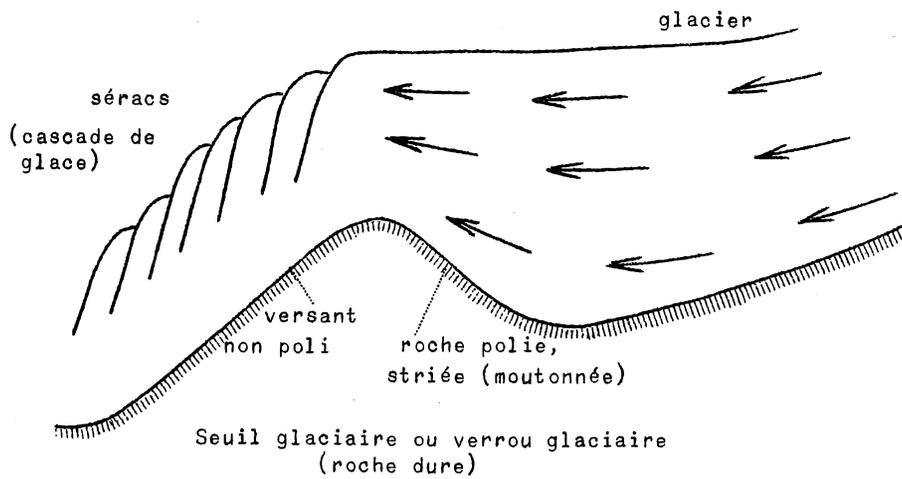


Fig. 13.

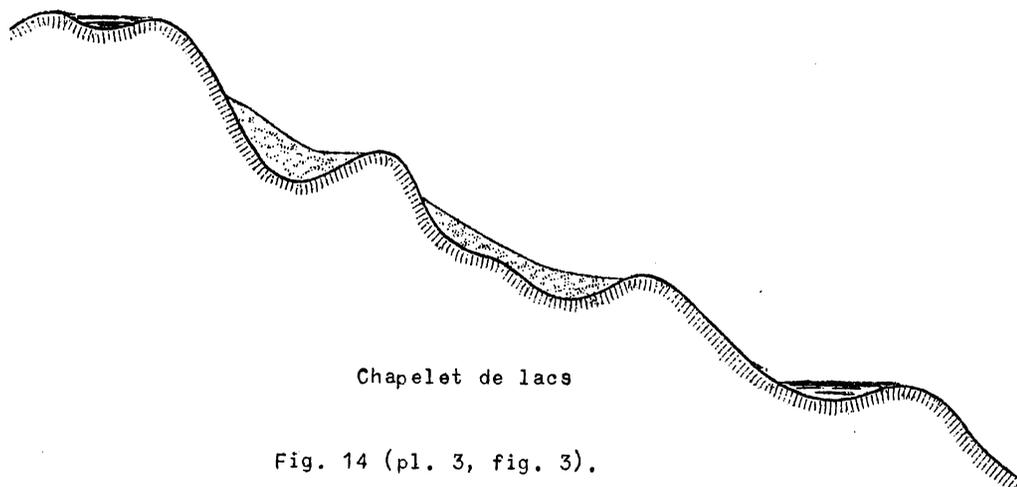
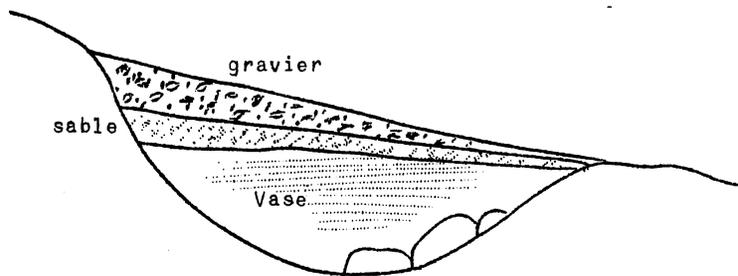


Fig. 14 (pl. 3, fig. 3).



Comblement d'un lac (d'après Lechalas)

Fig. 15 (pl. 3, fig. 4).

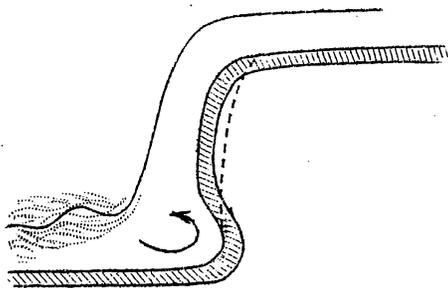


Fig. 16.- Chute à la sortie d'un lac.

1764 à 1925, soit de plus de 1,50 m par an).

Lorsque la chute se fait au contraire dans le cours du fleuve en l'absence d'un lac clarificateur, les matériaux solides entraînés produisent une érosion très vive du fond de la chute, qui finit par se transformer en gorge, c'est-à-dire en lit très étroit, à parois rocheuses abruptes et à pente de fond généralement forte (fig. 17). (Rapides des gorges du Rhin à Laufenbourg, pl. 11, fig. 4).

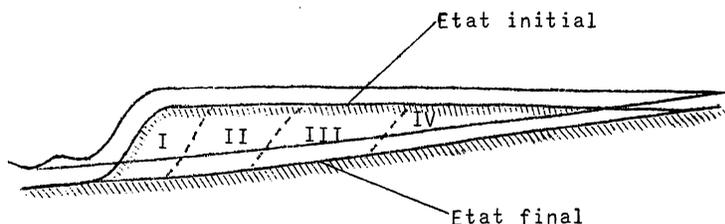


Fig. 17.

part des fleuves importants européens : Rhin, Rhône, etc... n'ont pas encore atteint le profil d'équilibre dans leurs cours supérieurs, qui sont encore soumis à des érosions intenses.

L'existence d'un seuil tectonique, stratigraphique, glaciaire ou morainique donne lieu, toutes proportions gardées, à des phénomènes analogues. Par l'érosion régressive, il se produit une mouille en aval du seuil, donc une chute, qui provoque la création par érosion d'une section à forte pente relative; la vallée généralement rétrécie, prend un aspect de gorge (boucle de la Sarre à Mettbach à la traversée des terrains dévoniens, boucle du Hérou dans l'Ourthe). A l'amont du seuil, la pente est relativement faible; il constitue un véritable niveau de base intermédiaire. Les conditions de pente peuvent être localement influencées par l'inclinaison des couches. On constate que le creusement des vallées d'érosion à travers un massif dur se fait toujours normalement à l'axe général du massif.

Le profil en long peut comporter des chutes. Si la chute se produit à la sortie d'un lac (Niagara), les eaux sont dépourvues de matières solides et ne corrodent pas le lit de chute. L'amortissement tourbillonnaire de l'énergie de la chute produit un affouillement à la base de la paroi, qui est excavée, (fig. 16). Cette excavation entraîne des effondrements successifs, la chute semble donc reculer, mais elle conserve sa hauteur. (La chute en fer à cheval du Niagara a reculé de 246 m de

Cette formation de gorges n'est qu'un cas particulier de l'érosion régressive dont on parle en géologie. Le profil d'érosion se creuse en effet par rapport au niveau de base et l'action de l'érosion semble remonter vers les sources. La plu-

D'après ce qui a été dit plus haut, c'est seulement en terrain rocheux que l'on peut trouver de fortes pentes, les terrains meubles ne supportant pas les vitesses élevées. Mais il n'en résulte pas nécessairement que les pentes sont toujours fortes en terrain rocheux; de longues sections rocheuses de dureté uniforme peuvent présenter des pentes modérées. Néanmoins, l'allure générale de la pente est en relation avec la nature des terrains traversés, généralement plus forte dans les terrains imperméables que dans les terrains perméables, les débits instantanés à évacuer étant plus élevés dans le premier cas. D'autre part, la pente est aussi nécessairement en relation directe avec le régime de la rivière, c'est-à-dire conditionnée par les quantités d'eau à évacuer et leur variation. Sous ce rapport, il y a corrélation entre les très fortes pentes et les torrents; les fortes pentes et le régime torrentiel des cours d'eau, les faibles pentes et le régime tranquille enfin entre les pentes moyennes et le régime mixte.

5.- LACS ET ETANGS

Les lacs constituent des anomalies dans un cours d'eau, dont ils constituent l'épanouissement dans une dépression que le cours d'eau n'a pu creuser lui-même. L'origine de ces dépressions est fréquemment glaciaire, (seuil glaciaire ou morainique) parfois volcanique ou tectonique ou chimique (dissolution des calcaires), mais ces origines sont moins fréquentes. Des cônes de déjection ou des coulées de lave peuvent barrer les vallées et former de petits lacs. Enfin, des barrages de réservoir permettent de constituer des lacs artificiels. Des lacs de faible étendue et surtout de faible profondeur constituent des étangs.

Les lacs peuvent être intercalés dans le cours d'un fleuve, qu'ils régularisent. Le maintien du niveau du lac est souvent dû à des chutes en aval (Niagara, Rhin), ou bien à des gorges (Rhône).

Des lacs forment parfois l'origine de cours d'eau (lac d'Annecy, lac du Bourget), d'autres n'ont pas d'émissaires et ne perdent d'eau que par évaporation (lacs volcaniques d'Auvergne et d'Italie); ils peuvent avoir de petits affluents. Dans les lacs traversés par un cours d'eau, les matières solides charriées se déposent (pl. 3, fig. 4), les lacs s'exhaussent donc sans discontinuer et sont donc d'une durée limitée. Il en résulte que les eaux des fleuves s'y clarifient complètement. La précipitation des matières solides dans les lacs assure à leurs eaux une grande transparence et une coloration vive. Devant l'embouchure des cours d'eau dans un lac se forme un véritable delta (pl. 1, fig. 3).

Par contre la stagnation favorise le développement des matières organiques; lorsque les eaux sont peu profondes et qu'il s'y développe de la végétation, elles peuvent devenir croupissantes (étangs).

6.- PURIFICATION SPONTANÉE DES EAUX

Les eaux pluviales contiennent peu de matières étrangères organiques ou inorganiques; les eaux de ruissellement en sont par contre fortement chargées, surtout de matières organiques et minérales en suspension. Les quantités de matières étrangères dépendent des terrains sur lesquels l'eau

a ruisselé et des vitesses avec lesquelles elle s'est écoulée. On constate que les matières organiques sont en proportion d'autant plus forte que les vitesses sont moindres. Presque absentes dans les torrents, elles sont importantes dans les cours d'eau de plaine pour dominer dans les eaux dormantes, dépourvues de matières minérales.

Composition du limon de la

	Seine	Loire:	Durance
Matières minérales	58,71 %	78,33 %	93,42 %
Matières organiques	40,75 %	21,20 %	6,50 %
Azote	0,54 %	0,47 %	0,08 %
Pente moyenne	0,00085	0,00144	de 0,009 à 0,00193
	(de Paris à la mer)	(moyenne)	

En même temps que la teneur en azote augmente, la teneur en oxygène diminue et celle en gaz carbonique croît. Lorsque des apports corrompus, tels que les affluents d'égoûts etc... viennent polluer les eaux, l'oxygène peut disparaître totalement et les microbes anaérobies, peuvent donner lieu à la putréfaction des eaux croupissantes.

Le degré de pollution des eaux s'observe par des analyses de prises d'essai, qui doivent être effectuées d'une manière systématique et périodiquement. Le plus souvent, on effectue des analyses complètes à intervalles éloignés (1 à 3 mois) et des essais sommaires à intervalles plus réduits (hebdomadaires). Les essais sont chimiques et biologiques. On constate en effet que plus les eaux sont polluées, plus les organismes évolués ont peine à y vivre, on n'y trouve plus que des organismes de plus en plus inférieurs. Les faunes et flores sont donc caractéristiques d'un état de pollution.

Les eaux subissent un phénomène de purification spontanée, d'autant plus qu'elles sont plus activement brassées. Les éléments principaux de purification sont l'agitation et la dilution, qui sont très actives dans les cours d'eau torrentiels, presque pas dans les eaux dormantes. La purification spontanée se produit cependant aussi dans les lacs, sans doute principalement par la sédimentation. Par suite de la transparence des eaux, la lumière solaire doit aussi agir énergiquement sur les lacs; c'est un agent épurateur très actifs, mais dont l'action s'atténue rapidement en profondeur dans les cours d'eau pollués à cause de leur faible transparence. La limpidité de l'eau est très propice à l'épuration spontanée. L'épuration d'eaux très boueuses exige avant toute chose la décantation et l'enlèvement des boues.

L'oxygène de l'air semble devoir intervenir relativement peu pour les eaux peu turbulentes; l'action ne pourrait être que superficielle et les grandes dilutions atténuent les réactions chimiques, sauf aération intense par des chutes, cascades ou jets. Dans les eaux courantes très rapides, il y a une grande absorption d'air, non seulement par dissolution mais surtout par émulsion, en raison de la grande turbulence superficielle.

7.- INFLUENCE DES CULTURES ET FORETS

Elle a été déjà analysée, mais il est important de la récapituler. Les cultures et forêts absorbent une grande partie des précipitations pour les réévaporer; le tapis végétal superficiel en retient aussi une grande partie par imbibition et par sa nature particulière, forme obstacle au ruissellement qu'il ralentit. Enfin, il consolide la surface du sol et la protège

contre l'érosion. Il réduit ainsi triplement l'érosion par absorption et rétention d'eau, par réduction de vitesse et protection superficielle contre l'action de l'eau. Les cultures, aussi bien les prairies que les forêts, constituent donc des régulateurs hydrographiques de premier ordre, surtout dans les bassins supérieures, mais aussi dans les parties aval, où elles atténuent l'importance des crues.

8.- AVALANCHES

Les avalanches sont des chutes de masses de neige analogues aux crues des torrents. L'analogie est parfois très complète; il y a de véritables couloirs d'avalanches analogues aux torrents, avec un cône de neige et de débris à la base, à fortes pentes et composé de cailloux anguleux non roulés. Les fortes chutes ou avalanches de fond se produisent aux époques de fonte des neiges. Les avalanches superficielles ou de surface sont accidentelles.

On peut tenter de corriger ces couloirs d'avalanches par des procédés analogues à ceux employés pour les torrents, par aménagement du bassin supérieur ou surtout réduction des pentes par constitution de gradins. On augmente les aspérités du sol, pour éviter le glissement des neiges, par des plantations, des haies, des pieux, des murets etc... Ces dispositifs se rencontrent fréquemment dans les Alpes.

9.- GLACIERS (Pl. 3, fig. 1)

Les glaciers des hautes montagnes sont non seulement d'importants réservoirs de glace, mais encore de vrais courants de glace. Ils présentent comme les torrents un bassin de réception ou collecteur, où s'accumulent les neiges perpétuelles qui forment le névé. La neige tassée forme la glace bulleuse bleue (densité 0,90 à 0,92), qui descend vers la vallée par le glacier proprement dit ou dissipateur, couvert de neige vers le haut et qui est en fusion constante dans la partie basse, où s'opère l'ablation du glacier. Un torrent sort de la base du glacier en tunnel et alimenté généralement un cours d'eau.

Le névé du collecteur couvre d'immenses surfaces de formes variables : bassins, calottes, grands versants; la pente est généralement faible, ainsi que les vitesses, il n'y a donc pas d'érosion.

Le glacier proprement dit a la forme d'un long ruban de glace descendant dans la vallée avec une certaine vitesse, plus faible que celle de l'eau mais appréciable. (M.M. Koechlin citent les observations de M. Finsterwalder sur le glacier de Vernagtferner lors de la crue de ce glacier de 1889 à 1902; la vitesse était de 17 m par an en 1889 et de 280 m par an en 1902). En temps de recul, la vitesse peut être inférieure à 10 m/an.

Les vitesses sont d'ailleurs variables dans la masse. Les mouvements de la glace s'accompagnent de très fortes pressions et d'une forte érosion, surtout lors des avances du glacier en crue (périodes humides) après le recul des périodes sèches. Les produits de l'érosion sont la moraine de fond qui est constituée par les matériaux en état d'entraînement : vase glaciaire

très fine provenant de l'usure des roches par le frottement et pierres anguleuses, striées par le frottement dur. Cette moraine de fond se dépose latéralement en moraines latérales et en avant en moraine frontale. Le glacier transporte aussi en surface les gros blocs éboulés des hautes altitudes; ce transport de blocs erratiques peut se faire à grande distance et est, avec les moraines et les vases glaciaires, caractéristique des formations glaciaires.

Le mouvement de la glace est dû à la pesanteur et à la propriété de plasticité particulière que possède la glace des glaciers soumise à des pressions énormes. M.M. Koechlin déduisent du calcul un ordre de grandeur de 240 m pour l'épaisseur d'un glacier de 600 à 1000 m de largeur. La largeur varie de 300 à 2000 m environ. Les glaciers comme les torrents tendent vers un profil d'équilibre qu'ils réalisent par érosion en s'approfondissant; généralement la largeur augmente quand la pente diminue.

Le débit liquide des glaciers est assez constant; il n'augmente guère qu'en cas de chaleurs exceptionnelles, les froids exceptionnels peuvent le tarir. Mais par leur masse énorme et leur lente progression, les glaciers constituent de réels régulateurs du régime des fleuves qu'ils engendrent. Les eaux sont peu chargées de matières organiques, mais ont un fort débit solide provenant de l'érosion glaciaire et formée de vases fines d'argile et de cailloux anguleux et striés. En périodes humides, les névés s'accroissent et le glacier est en crue séculaire, mais ses effets ne se font sentir qu'après de nombreuses années, à cause de la lenteur de progression. Le glacier s'avance dans la vallée en refoulant sa moraine. Annuellement, l'hiver apporte une crue périodique très faible du glacier, suivi d'un recul de même importance.

Des chaleurs intenses et prolongées peuvent amener la chute accidentelle de masses de glace énormes, parfois suspendues ou l'écoulement subit de masses d'eau; ce sont des phénomènes naturels imprévisibles dont on ne peut conclure que la nécessité de s'écarter d'emplacements qui y sont exposés.

10.- PROVÉNANCE DES ALLUVIONS

Les alluvions proviennent principalement des régions hautes, où les roches sont particulièrement exposées à la destruction par les agents atmosphériques : soleil, vent, pluies, gel, froid, etc... Les débris sont transportés dans les vallées par les torrents (érosion fluviale); ce sont surtout des sables et galets arrondis, également des argiles. Les glaciers apportent aussi de grandes quantités de matériaux solides qui se caractérisent par l'absence de sable, mais par l'abondance d'argile très fine (diluvium) et de pierres anguleuses, striées.

Les alluvions torrentielles se déposent en couches régulières et par ordre décroissant de dimensions (Pl. 1, fig. 3; pl. 3, fig. 4). Parfois les parties fines enrobent les galets dans un véritable ciment pour former des poudingues. Les alluvions glaciaires se déposent d'une manière irrégulière et peuvent former des brèches.

Lorsque les alluvions sont reprises par un grand fleuve, elles sont transportées vers l'aval, en accentuant de plus en plus le caractère d'al-

luvions fluviales (formes arrondies) et en devenant de dimensions de plus en plus réduites par usure. En dehors des atterrissements locaux, compensés par des affouillements, et d'importance relativement faible, les dépôts se font surtout dans les lacs et dans les embouchures, sous forme de deltas ou barres. (Pl. 1, fig. 3).

CHAPITRE V

LES EAUX SOUTERRAINES

1.- ORIGINE ET ASPECTS DES EAUX SOUTERRAINES

Nous avons vu qu'une partie des eaux météoriques tombées à la surface du sol s'infiltrer dans le terrain. Toutes les eaux ainsi absorbées n'arrivent pas cependant aux nappes souterraines. Une partie en est retenue par la couverture végétale, absorbée par la végétation et renvoyée à l'atmosphère sous forme de vapeur d'eau par la transpiration végétale. Une partie aussi est absorbée par le terrain et retenue par capillarité. La pluie tombant en été sur un terrain très sec peut être absorbée par le terrain sans le saturer, mais en mouillant seulement les grains, les pores restant en grande partie rempli d'air. Cette eau se réévapore souvent en grande partie, une très faible quantité restant fixée à la surface des grains. La proportion d'eau de saturation en volume dépend de la porosité. D'après l'ouvrage de Mead (Hydrology), on peut admettre :

Sol sableux	0,454
Sol crayeux	0,495
Argile.	0,50 à 0,527
Glaise.	0,451 à 0,601
Terre arable (humus).	0,690
Sable rude.	0,394
Tourbe.	0,84
Sable	0,30-0,40
Grès.	0,05 à 0,20
Calcaire et dolomie	0,01 à 0,08
Craie	0,06 à 0,27
Granite	0,003 à 0,008

En général, le sol naturellement drainé, c'est-à-dire ne se trouvant pas dans une nappe aquifère, ne retient qu'une partie de l'eau de saturation, c'est l'eau de capillarité ou de rétention. Selon L. de Launay (Géologie et minéralogie appliquées à l'art de l'ingénieur), cette eau de capillarité serait :

pour l'argile	0,24
le calcaire grossier	0,234
le silex	0,011
le granite grossier.	0,0037
le quartz de filon	0,0008

Lorsque la proportion d'eau dépasse la rétention spécifique, sans nécessairement atteindre la saturation (donc éventuellement en présence d'air), l'eau peut descendre verticalement dans le sol par gravité. La présence d'air rend l'infiltration plus difficile; celle-ci se produit d'autant plus que le sol est plus saturé.

Les eaux d'infiltration descendent dans le terrain jusqu'à ce qu'elles soient arrêtées par des roches relativement imperméables. Elles forment alors des nappes d'eau souterraines immobiles ou en mouvement. Le premier cas se produit lorsque la nappe souterraine est retenue dans une dépression imperméable en forme de cuvette; le second lorsque la couche imperméable a plutôt un profil de vallée, présente une certaine pente et qu'un émissaire d'aval peut écouler le courant souterrain ainsi formé. Comme il ne peut d'ailleurs se former des masses d'eau indéfinies, les nappes sans courant doivent néanmoins avoir toujours un exutoire, éventuellement analogue à un trop plein.

Les écoulements naturels des eaux souterraines à la surface du sol portent le nom général de sources, parfois de suintements lorsqu'il s'agit d'écoulements non localisés en quantités notables, mais répartis le long d'une ligne d'affleurement assez allongée d'une couche imperméable.

Si le sous-sol présente une alternance convenablement disposée de couches perméables et imperméables, il peut contenir plusieurs nappes d'eau superposées (fig. 18), dont certaines sont à très grande profondeur (plus de 700 m pour certains puits artésiens de Paris). La nappe supérieure porte le nom de nappe phréatique; elle alimente généralement les puits de la région. Les nappes inférieures portent le nom de nappes profondes, on les distingue par leur ordre de succession ou par la couche perméable qui les contient.

Les nappes qui ne remplissent pas tout l'espace perméable entre deux couches imperméables sont sans pression; lorsqu'on descend un puits jusque dans ces nappes, l'eau s'y établit au niveau de la nappe lorsque le puits ne débite pas (fig. 18, nappes I et II). C'est généralement le cas de la nappe phréatique. Mais si la nappe remplit tout l'espace entre deux couches imperméables (fig. 18, nappe III), ce qui est fréquemment le cas des nappes

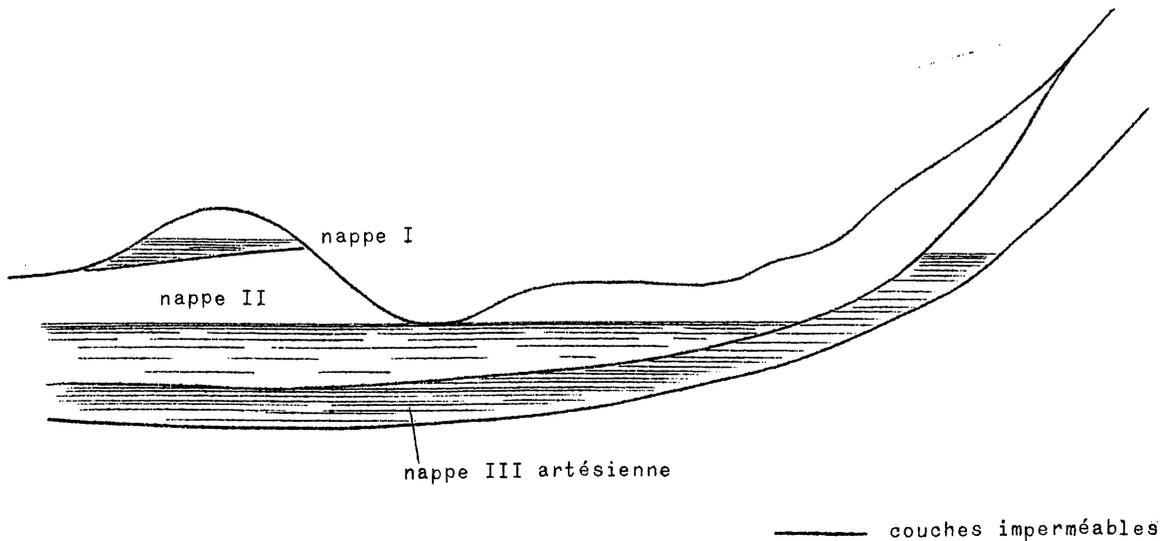


Fig. 18.- Nappes souterraines superposées (d'après L. de Launay).

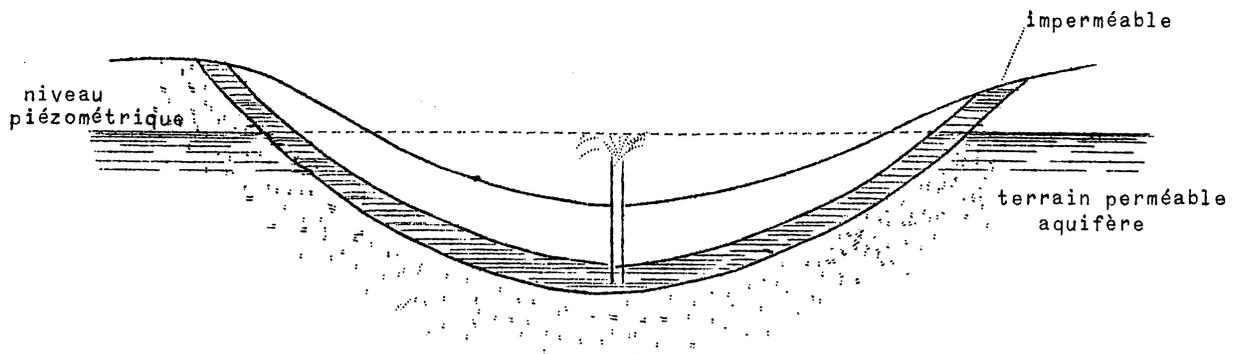


Fig. 19.- Puits artésien jaillissant (d'après de Lapparent).

profondes, l'eau s'y établit sous pression et lorsqu'on descend un tube jusque dans la nappe, l'eau s'élève dans ce tube au-dessus du niveau de la nappe. La hauteur de l'eau dans le tube définit le niveau piézométrique de la nappe artésienne.

Lorsque l'eau reste dans le tube sous le niveau du sol, la nappe est dite ascendante; lorsqu'elle monte en jaillissant au-dessus de la surface du sol, elle est dite jaillissante (fig. 19). Une telle nappe est alimentée par les émergences de la couche perméable qui les contient. Si l'une des émergences, appelée inférieure, est plus basse que l'autre, par exemple apparaît au versant d'une vallée, elle peut débiter l'eau de la nappe sous forme de suintements ou de sources.

Les considérations qui précèdent s'appliquent plus particulièrement aux terrains meubles, dont la perméabilité dépend de la porosité et qui sont appelés perméables en petit. L'eau des nappes souterraines remplit les pores, c'est-à-dire les vides entre les particules composant le terrain (*). Son mouvement s'effectue à travers ces pores. Les résistances sont élevées, les vitesses faibles.

Il existe aussi des eaux souterraines dans les terrains rocheux fissurés; les nappes sont retenues par les couches non fissurées. On distingue les terrains à fissures très nombreuses et fines (diaclasses), réparties d'une manière assez uniforme dans la masse. Les nappes s'y forment dans des conditions analogues à celles des terrains meubles perméables en petit.

Quand au contraire, les terrains présentent relativement peu de fissures, mais qu'elles sont larges, ils sont appelés perméables en grand et les circonstances hydrologiques sont très différentes. Les eaux pénètrent dans ces fissures en quantités considérables et peuvent y circuler avec des vitesses notables. Il ne se forme alors plus de nappes, mais des cou-

(*) L'air ne s'y trouve généralement pas à l'état libre, mais dissous.

rants souterrains, répartis irrégulièrement dans les fissures. Les phénomènes de dissolution et d'érosion intenses qui se développent tendent à élargir ces voies d'écoulement, pour former de grands canaux souterrains, qui s'élargissent parfois en grandes cavités en cavernes. (fig. 20).

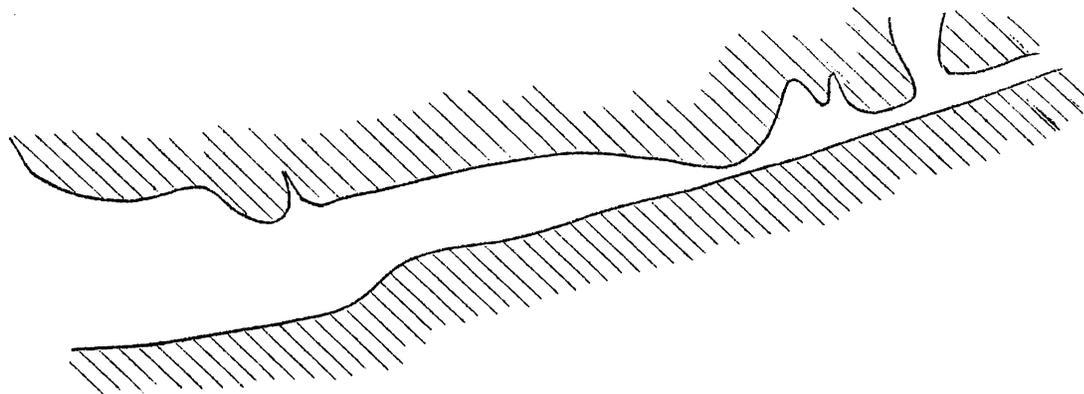


Fig. 20.- Coupe de la rivière souterraine de Bramabiau (Gard)
(d'après L. de Launay).

Ils constituent, par analogie, de vraies rivières et lacs souterrains. D'ailleurs, il arrive que des cours d'eau importants (Rhône à Bellegarde, Lesse près de Han) disparaissent brusquement dans un gouffre et poursuivent leurs cours souterrainement pour reparaître au jour à quelque distance en aval sous forme de résurgence ou de sources abondantes formant l'origine de nouveaux cours d'eau. Ces canaux souterrains se décèlent en surface par des gouffres (chantoires), entonnoirs par lesquels les eaux de ruissellement de surface parviennent dans le canal souterrain. En cas de crue souterraine, les gouffres situés à un niveau assez bas peuvent présenter l'apparence de sources lorsque le niveau piézométrique s'élève au-dessus d'eux.

Par suite de la formation de cavités dans le sol, il peut se produire des éboulements qui se propagent jusqu'en surface sous forme de dépressions localisées ou chaudières, qui peuvent être aussi des gouffres partiellement comblés.

Les phénomènes se présentent surtout dans les terrains calcaires assez durs. Cependant, on trouve aussi de pareils courants dans des grès. Parfois aussi, l'eau trouve son chemin dans des fractures géologiques : failles, filons, etc...; c'est généralement le cas des eaux thermales.

Les schistes très fissurés livrent aussi passage à l'eau, généralement sous forme de suintements.

Dans les terrains à grandes fissures, il ne se forme pas de nappe continue. Un forage peut donc descendre en-dessous du niveau piézométrique sans fournir d'eau s'il ne rencontre pas de fissure.

2.- NATURE DES EAUX SOUTERRAINES

Les eaux souterraines contiennent moins de gaz dissous que les eaux du jour, moins d'oxygène surtout, généralement plus de CO_2 et de NH_3 . Elles sont nécessairement plus riches en matières minérales dissoutes, mais aussi presque toujours limpides, ne contenant pas de matières solides en suspension et contenant très peu de matières organiques ou de bactéries. C'est certainement le cas des eaux de sources alimentées par des nappes situées dans des terrains meubles ou à fissures fines et générales; l'eau a subi une véritable épuration par filtration dans les terrains perméables en petit. Dans le cas des terrains à grandes fissures, les eaux entraînent avec elles des produits d'érosion et organiques de surface, auxquels viennent s'ajouter les boues d'érosion et de dissolution des voies d'écoulement souterraines, qui se déposent en limons dans les grottes, lesquelles en sont parfois comblées. Si le parcours souterrain est faible ou si l'on va puiser ces eaux à peu de distance de leur pénétration dans le sol, elles peuvent être très mauvaises. Mais dans la plupart des cas, la sédimentation et la filtration dans les régions d'aval donnent des sources limpides. Dans des cas intermédiaires de terrains à grandes fissures, mais dans lesquels se forme une vraie nappe, les eaux puisées peuvent être satisfaisantes, susceptibles tout au plus d'être passagèrement troubles en temps de fonte des neiges ou de fortes précipitations.

Les eaux souterraines peuvent par leur composition minérale recevoir des usages importants en thérapeutique.

Si la nappe est assez vaste et assez profonde, la température des eaux souterraines est assez constante, généralement voisine de la température des terrains environnants. Le degré hydrothermique, accroissement de profondeur correspondant à une élévation d'un degré de la température de l'eau, est voisin du degré géothermique, en moyenne 33 m.

Les eaux dites thermales viennent donc des grandes profondeurs et sont nécessairement ascendantes. Elles peuvent avoir une température supérieure à celle du terrain à l'endroit où on les capte.

3.- REGIME DES EAUX SOUTERRAINES

Les nappes souterraines sont alimentées par les eaux s'infiltrant à partir de la surface. La pluviométrie de la région d'infiltration (émergences des couches perméables), la nature de la surface et des terrains traversés déterminent le régime des nappes souterraines. Leurs crues correspondent aux époques de grandes pluies, de fonte des neiges, etc... mais se présentent avec un retard, qui dépend du parcours souterrain des eaux et de leur vitesse, et avec une amplitude qui dépend de la masse d'eau de la nappe. Si cette nappe occupe une dépression étendue et profonde, elle exerce sur le débit des émissaires le même rôle régulateur du débit que les lacs pour les rivières.

Les fluctuations du régime se manifestent par le débit variable des sources et des puits ordinaires ou artésiens. Certaines sources présentent deux maxima, correspondant à la fonte des neiges et aux fortes pluies. Si les pluies dominent, le maximum a lieu vers juin, le minimum en décembre,

mais ces indications générales peuvent être naturellement modifiées par les circonstances locales. L'abondance des sources est intimement liée à l'abondance des neiges, car celles-ci fondent sur place et provoquent une intense infiltration, surtout si le sol n'est pas gelé.

La nature de la surface et notamment les cultures exercent un rôle sur les eaux souterraines, par évaporation et absorption. Il semble établi que les forêts étendues ont pour effet d'abaisser le niveau des nappes souterraines, principalement de la nappe phréatique. Le voisinage des forêts est donc en principe peu favorable à la recherche des eaux souterraines. Par contre les forêts activent les précipitations et sont favorables à l'alimentation des sources dans leur voisinage. L'influence de la nature du sol ressort suffisamment des considérations des paragraphes précédents. Un terrain de nature spéciale, le limon ou loess ou diluvium, qui couvre de grandes étendues en Europe du Sud-Est mérite, d'après de Launay, une mention spéciale. C'est un sable argileux très fin, d'origine soit fluviatile (provenant du ruissellement des pentes comme le limon), soit éolienne (loess), soit glaciaire (diluvium), qui peut parfois former des assises puissantes. C'est un terrain assez peu perméable, mais son extrême division lui donne un grand pouvoir absorbant et rétentif d'eau. Il ne se produit donc pas de nappe d'eau par infiltration, mais le terrain s'imbibe plutôt d'eau comme une grande éponge. Il ne s'y produit pas de courants souterrains. Un puits draine une zone d'influence peu étendue, indépendante de celle des puits creusés à quelque distance. En été, le terrain se dessèche rapidement à partir de la surface, les puits tarissent. L'eau bien filtrée par le terrain, est de bonne qualité. (Voir plus loin une note au sujet du coefficient de perméabilité du limon d'Eygenbilsen). Le limon contient parfois du calcaire, qui peut avoir disparu par dissolution. Le limon décalcifié est très poreux et instable.

L'introduction de l'eau dans ces limons peut s'opérer de diverses manières :

1°) par pénétration superficielle, naturellement en quantité plutôt faible;

2°) par ascension sous pression d'une nappe artésienne sous-jacente à l'assise de limon. La nappe du limon n'est pas alors strictement une nappe hydraulique, mais une nappe hydrostatique. Elle établit un équilibre de pression, mais elle ne débite pas. Il en résulte qu'on ne peut la drainer effectivement que par le drainage de la nappe artésienne. Des puits établis dans cette nappe hydrostatique du limon sans descendre jusqu'à la nappe artésienne constituent donc de simples ponctions.

Dans une telle nappe dans le limon, il ne peut y avoir d'introduction d'eau latérale ni véritable mouvement d'ensemble de la nappe, car il faudrait pour un tel mouvement général une pente énorme, en fait irréalisable.

4.- SOURCES

Les suintements et les sources sont les émissaires naturels des eaux souterraines. D'après le principe de continuité, ils restituent les quantités d'eau infiltrées par les émergences perméables, d'une manière qui

suit à grands traits les fluctuations de cette alimentation, mais qui peut être modifiée et atténuée par les effets de la durée du parcours souterrain et de la rétention des grandes nappes.

Les sources sont éphémères ou pérennes, ces dernières se rencontrent généralement dans les grands bassins perméables. Elles débitent par la gravité, dans le cas où elles reposent sur une couche imperméable d'inclinaison générale uniforme (fig. 21); par

pression dans le cas d'une émergence inférieure d'une nappe sous pression, (fig.22) ou dans le cas où l'érosion a corrodé fortement la couche imperméable supérieure, (fig. 23).

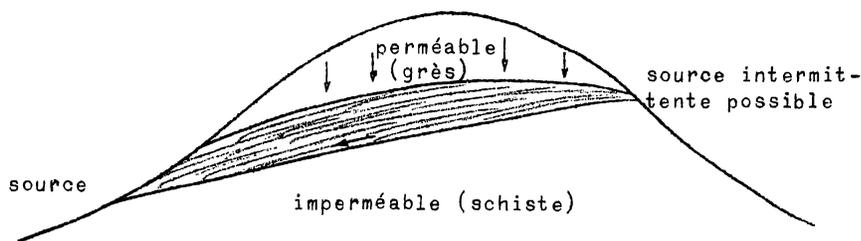


Fig. 21.- Source par gravité.

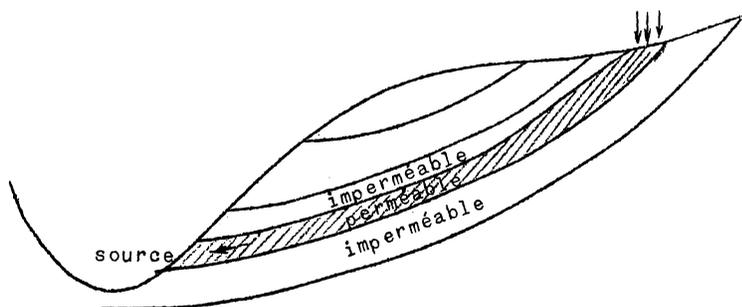


Fig. 22.- Source artésienne.

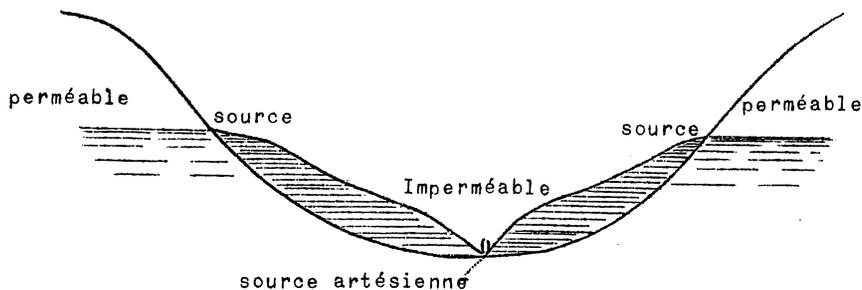


Fig. 23.

Lorsque la nappe d'eau est située dans une cuvette imperméable, la source fonctionne par trop plein, (fig. 24); elle peut être intermittente, surtout si la cuvette est peu étendue, une telle cuvette peut avoir son origine dans une faille (fig. 25) ayant donné lieu à une discordance.

Des sources sous pression remontent aussi le long de filons, de failles ou de fractures. Les sources vaclusiennes sont des sources sous pression provenant d'infiltrations élevées dans des terrains perméables en grand, par le moyen de canaux souterrains (fissures) dont le parcours passe en dessous de la surface hydrostatique;

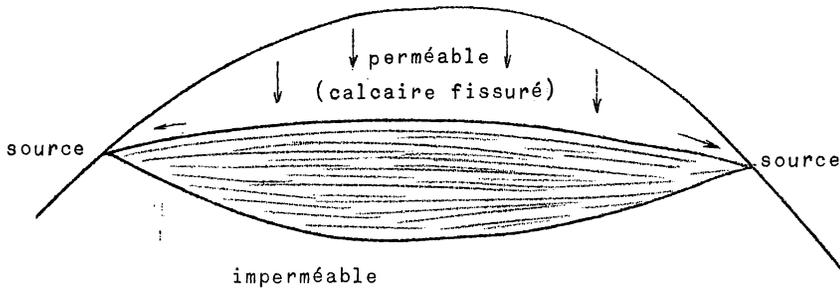


Fig. 24.- Sources par trop plein.

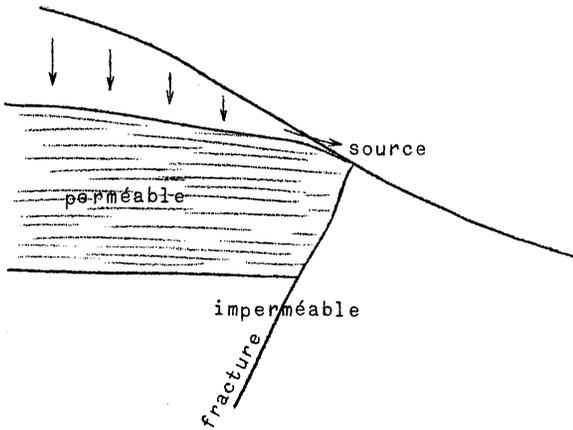


Fig. 25.- Source par trop plein.

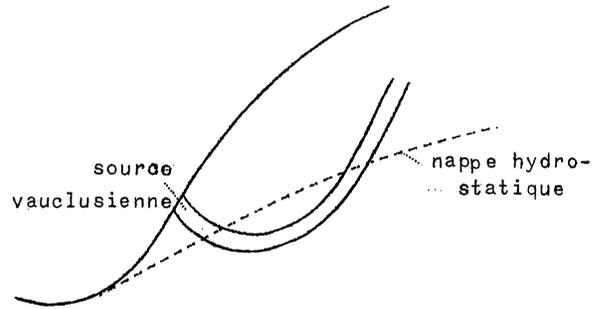


Fig. 26.- Source vauclusienne (d'après L. de Launay).

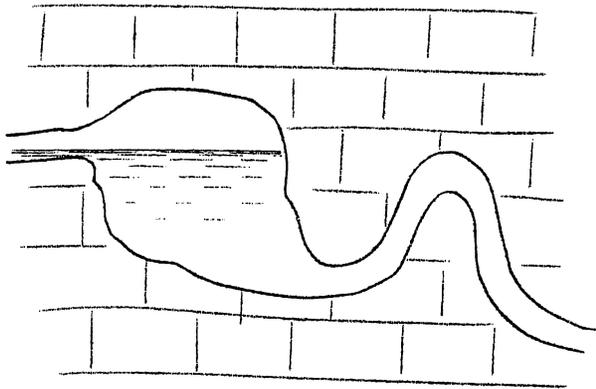


Fig. 27.- Source intermittente.

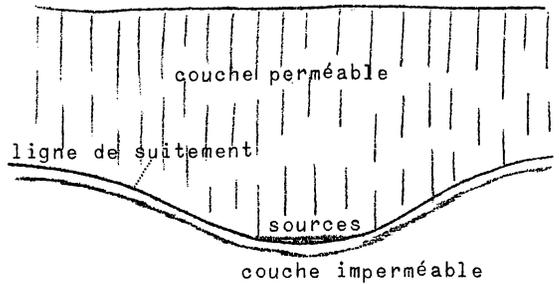


Fig. 28.

ce sont donc de vraies conduites forcées. Leurs débits sont généralement considérables et variables (fig. 26). Il arrive que les canaux souterrains forment siphons par leurs sinuosités; il peut en résulter des sources intermittentes, ne fonctionnant que lorsque le niveau piézométrique est suffisant (fig. 27).

Les gaz naturels, notamment le gaz carbonique, peuvent jouer un rôle actif dans la pression des sources jaillissantes. Le méthane se rencontre également. Les geysers sont des sources d'eau assez chaude pour permettre la vaporisation d'une partie de l'eau, qui crée la pression nécessaire au jaillissement.

Les sources se trouvent aux bords des affleurements perméables surmontant les affleurements imperméables, dans les affleurements de roches fissurées ainsi qu'à la base des formations détritiques, provenant de l'altération de roches feldspathiques (éluvions, éboulis de pentes), ou d'effondrements de terrains hétérogènes calcaires et gréseux affouillés. Les sources les plus abondantes se trouvent généralement dans les plis synclinaux des couches imperméables (fig. 28).

Les sources présentent les variations saisonnières de débit dont il a été question et dont l'importance est très variable, mais le rapport des débits extrêmes dépasse rarement 1/2 pour les sources pérennes. Il est nul pour les sources éphémères. Dans une vallée, les sources les plus basses sont généralement les plus abondantes et les plus stables. Il y a aussi des cas spéciaux, tels la fontaine de Vaucluse, dont le débit varie de 5 à 150 m³ par seconde.

Il y a des variations séculaires dans le débit, influencées par les périodes séculaires des pluies et des neiges.

Notons enfin que les sources se font jour parfois sous eau, soit que la nappe souterraine soit en relation par des couches perméables avec un cours d'eau, un lac ou même la mer (il existe quelques exemples de sources d'eau douce dans la mer, jusqu'à 3 milles des côtes). (*) Les eaux salées de la mer pénètrent à l'intérieur des terres et sont surmontées des eaux douces plus légères. L'épuisement de celles-ci permet la remontée des eaux salées. On alimente artificiellement les nappes supérieures d'eau douce dans les dunes de Hollande.

5.- EFFETS DES EAUX SOUTERRAINES (**)

Il résulte des paragraphes précédents que les eaux souterraines exercent dans le sol des actions de dissolution et d'érosion, tendant à former des cavités imparfaitement comblées par alluvionnement et précipitation. Les cavités ou cavernes peuvent donner lieu à des effondrements localisés ou étendus; on trouve des cours d'eau souterrains et des cavernes particulièrement étendues en Croatie, Dalmatie, Istrie (dans des terrains calcaires dénommés Karst).

Dans les terrains poreux ou à fissures fines, le mouvement de l'eau est très lent et l'érosion ne se produit pas, sauf si, par accident, il est

(*) Côtes de Syrie (Liban). Voir Revue Scientifique, n° 2 de 1930.

(**) Voir L. de Launay - Géologie et minéralogie appliquées à l'art de l'ingénieur.

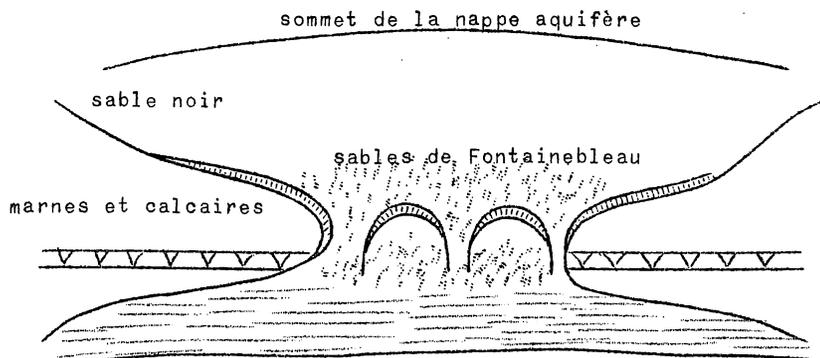


Fig. 29.- Coupe montrant l'invasion des sables dans le tunnel de Meudon (d'après L. de Launay).

permis à l'eau de prendre une grande vitesse et que le terrain est d'une finesse telle qu'il puisse former une véritable bouillie avec l'eau (sable bouillant). Il peut suffire d'un simple sondage (Brux en Bohème 1895-97) pour entraîner des quantités énormes de sable et provoquer des effondrements dont plusieurs ont pris la proportion de catastrophes. Ceci montre les dangers possibles de sondages inconsidérés.

Le creusement du tunnel de Meudon à très faible profondeur sous la base de l'assise aquifère de sable de Fontainebleau a provoqué de même, en 1900, la rupture de la couche imperméable devenue trop faible et la submersion du chantier (fig. 29). Un accident analogue et très grave s'est produit lors du creusement du tunnel du Loetschberg. De semblables irruptions de sable aquifère sont aussi possibles par dessous, par exemple si une fouille réduit ~~inconsidérablement~~ la couverture imperméable d'une nappe aquifère sous pression.

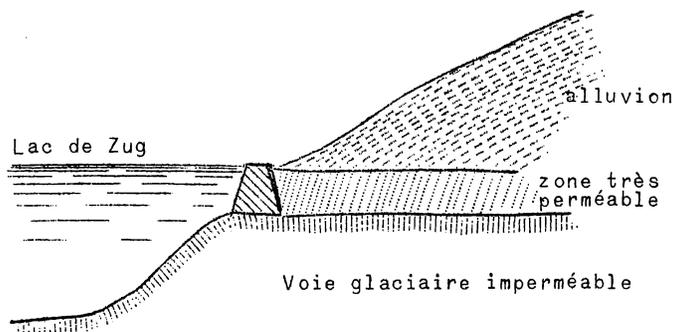


Fig. 30.- Coupe de la région du lac de Zug. (d'après L. de Launay).

Il ne suffit donc pas de s'inquiéter de la nature et de la superposition des diverses couches de terrains, il faut aussi toujours rechercher avec soin la situation des eaux souterraines et leur influence sur la tenue des terrains. Les eaux souterraines au contact des couches imperméables argileuses les délaient et favorisent les glissements.

Il faut prendre garde aussi de ne pas entraver inconsidérément ou par inadvertance l'écoulement des nappes d'eau souterraines sous pression.

Si par retenue, les eaux sont susceptibles de se mettre sous pression, elles peuvent emporter les constructions édifiées, accidents qui s'accompagnent généralement d'effondrements importants de terrain. (Effondrement de Zug en 1887 aux bords du lac de Zug, - fig. 30).

On a signalé aussi en Belgique le relèvement du niveau des eaux souterraines dans le sol crayeux d'une usine par suite de la construction de nombreuses caves profondes pénétrant dans la nappe et étranglant son écoulement. Une dénivellation s'est produite entre l'amont et l'aval des caves, variable avec le débit de la nappe.

CHAPITRE VI

ÉCOULEMENT DE L'EAU DANS LES MILIEUX POREUX MOUVEMENTS DE FILTRATION PERMANENTS

1.- GENERALITES

Sous l'effet de la gravité, l'eau se meut dans les interstices et les fissures, diaclases ou vides des terrains, ainsi qu'il a été indiqué généralement dans le chapitre précédent. Il se produit ainsi des mouvements souterrains de l'eau, dont le caractère dépend principalement des dimensions des vides dans lesquels l'eau circule. Lorsque ces vides sont de grandes dimensions (terrains perméables en grand), le mouvement des eaux est analogue à celui qui se produit dans les canaux découverts ou fermés de grandes dimensions, suivant que l'écoulement est à surface libre ou non. Nous n'examinerons pas ce cas.

Dans les terrains perméables en petit (terrains pulvérulents, roches à fissures fines), l'eau se meut dans des interstices relativement petits donnant lieu à des mouvements de filtration. La loi générale de ces mouvements dépend aussi des dimensions des vides dans lesquels ils se produisent, donc des dimensions des grains et aussi de leur rangement, c'est-à-dire de la porosité (ou de la proportion de vides) du milieu filtrant. Ces facteurs apparemment simples, peuvent déjà donner lieu à de grandes complications. Nous nous en tiendrons à l'hypothèse la plus simple (et la plus fréquemment utilisée, admise et appropriée) d'un milieu filtrant homogène et isotrope dans son ensemble, c'est-à-dire à l'échelle d'un volume suffisant du milieu. En effet, à l'échelle des grains et des vides individuels, le milieu filtrant pulvérulent est évidemment hétérogène et anisotrope. Nous admettrons aussi la phase liquide isotrope et homogène, c'est-à-dire dans les vides saturés d'eau, en absence d'air ou de gaz autres que dissous et n'intervenant pas comme phase gazeuse. Nous ne considérons donc pas les écoulements non saturés, c'est-à-dire d'un mélange d'eau et de gaz.

Nous avons indiqué déjà dans le chapitre précédent que la présence d'air gazeux, par exemple sous forme de bulles, influe sur les mouvements de filtration.

L'eau se meut dans les interstices des milieux poreux en suivant une direction générale correspondant à des canaux intersticiels ou tubes de transpiration, généralement irréguliers, mais de directions générales sensiblement parallèles, en vertu des hypothèses d'homogénéité et d'isotropie. On peut admettre que des pressions obéissent à la loi hydrostatique, c'est-à-dire admettre l'expression de la charge hydrostatique

$$E = z + \frac{p}{\gamma_e}$$

z étant la hauteur d'un point au-dessus d'un plan de charge horizontal

défini, p la pression hydrostatique en ce point. Si z_0 est la hauteur au-dessus du plan de charge de la surface libre,

$$p = (z_0 - z) \cdot \gamma_e + p_0$$

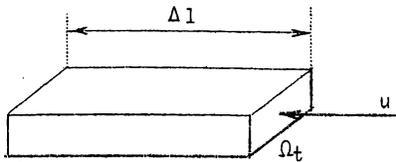


Fig. 31.

Isolons par la pensée dans le milieu (fig. 31) filtrant un parallélépipède de longueur Δl et de base rectangulaire Ω_t , les tubes de transpiration étant tous parallèles au long côté Δl et normaux à la base Ω_t . Un certain débit d'eau Q circule par filtration. Le schéma des vitesses est assez compliqué. En chaque point d'un tube de transpiration, on peut définir une vitesse effective moyenne locale, qui varie d'un point à l'autre de chaque tube de transpiration

et d'un tube à l'autre, non seulement en grandeur mais même en direction. Dans chaque section transversale, on peut considérer une vitesse moyenne effective globale, normale à la section transversale et d'expression

$$u_e = \frac{Q}{\Omega_v}$$

Ω_v étant la section totale des vides dans la section transversale considérée. Elle varie d'une section transversale à l'autre, car Ω_v varie.

On peut considérer la vitesse effective moyenne du volume filtrant, rapportée à la section moyenne des vides. Soit n la porosité en volume

$$n = \frac{V_v}{V_t} = \frac{V_v}{\Omega_t \cdot \Delta l}$$

On a
$$V_v = \int_0^{\Delta l} \Omega_v \cdot dl, \quad \Omega_{vm} = \frac{\int_0^{\Delta l} \Omega_v \cdot dl}{\Delta l} = \frac{V_v}{\Delta l} = n \cdot \Omega_t$$

On a
$$u_{em} = \frac{Q}{\Omega_{vm}} = \frac{Q}{n \cdot \Omega_t} = \frac{1}{n} u_f$$

en appelant u_f la vitesse moyenne brute ou filtrante

$$u_f = \frac{Q}{\Omega_t}$$

Nous nous référerons toujours dorénavant à cette vitesse, que nous désignerons par u , parce qu'elle se rapporte nécessairement à un courant d'une certaine dimension transversale, de section Ω_t finie. Cependant, en raison des hypothèses d'homogénéité et d'isotropie, nous l'appliquerons aussi à un filet liquide, ce qui est une abstraction mathématique non conforme à la réalité physique. Ces hypothèses impliquent la constance de n .

On pourrait donc aussi se référer à $u_{em} = \frac{1}{n} u_f$, mais il n'y a à cela aucun avantage, même théorique, mais une complication due à l'introduction du facteur $\frac{1}{n}$.

On se réfèrera aux enseignements sur les milieux pulvérulents et sur

la mécanique des sols en ce qui concerne la granulométrie, la forme des grains, leur enchevêtrement et la porosité. Voici un bref rappel des principes essentiels.

Dans un milieu pulvérulent formé de sphères d'égal diamètre, n serait indépendant de ce diamètre, mais varierait avec le rangement des sphères. Le maximum de vides correspond à un rangement en couches parallèles triplement orthogonales de sphères, tel que chacune en touche 6 autres; les plans tangents communs à sept sphères contiguës forment un cube. La porosité en volume n est égale à $1 - \frac{\pi}{6} = 0,476$. La porosité superficielle suivant les trois axes orthogonaux varie de $1 - \frac{\pi}{4} = 0,213$ à 1.

La porosité minimum est obtenue lorsque chaque sphère en touche 12 autres. Les centres sont dans les plans parallèles, mais les couches s'interpénètrent. On a alors $n = 0,259$. L'appréciation de la variation de porosité superficielle est très complexe. Le maximum de porosité superficielle semble être $0,41 = \frac{3}{2} n$.

Le rangement ou l'enchevêtrement des grains agit donc fortement sur la porosité et sur les dimensions des vides, en rapport avec celles des grains.

Mais généralement, il y a les grains de dimensions diverses. Ceci réduit la porosité en général; les petits grains peuvent se loger dans les interstices des gros sans modifier l'écartement de ceux-ci si les dimensions des petits grains sont assez faibles par rapport à ceux des gros, c'est-à-dire s'ils ont un diamètre au moins trois à quatre fois plus petit, de préférence même 10 fois plus petit. Les petits grains, en se logeant dans les interstices des gros, peuvent en effet empêcher ceux-ci d'atteindre leur rangement, leur enchevêtrement le plus compact. Or, le serrage des gros grains a au moins autant d'efficacité que le remplissage des vides des gros par des petits, au point de vue de la porosité, s'entend. Dans la réalité, il y a généralement des grains de diverses dimensions. Pour les sables et graviers, n varie de 0,40 à 0,30, en moyenne 0,35. Il peut descendre exceptionnellement à 0,25 pour des graviers sableux très compacts et monter jusque à 0,50 pour des sols très meubles à grains généralement très fins. La terre arable et la tourbe constituent des cas spéciaux guère à considérer ici, de même que l'argile et la glaise, considérées comme imperméables (elles ne le sont pas absolument mais relativement). Si la porosité du milieu filtrant est un facteur essentiel des mouvements de filtration, les dimensions des interstices ont un effet plus important sur les caractères de l'écoulement. Ces dimensions dépendent de celles des grains. Il en résulte que les grains fins réduisent plus la perméabilité par les effets de dimension que par réduction de la porosité. A porosité égale, un milieu formé de grains fins est moins perméable qu'un milieu formé de gros grains. De plus, la loi de l'écoulement de filtration dépend des dimensions des vides, par conséquent de tous les facteurs qui déterminent ces dimensions : grosseurs des grains, granulométrie, enchevêtrement, compacité.

Pour une filtration à filets parallèles telle que celle schématisée à la figure 31, l'expression générale de la loi du mouvement est

$$u^m = k \frac{dE}{ds} = k.i$$

i étant la pente ou le gradient piézométrique, m et k des paramètres dépendant du milieu filtrant, essentiellement des dimensions des vides, m est un exposant numérique, i est sans dimensions, k a donc les dimensions d'une vitesse ($l.t^{-1}$). On doit donc l'exprimer comme u en m/sec. Toutefois, eu égard aux faibles valeurs, il arrive qu'on les exprime en mm/sec. A titre d'exemple suggestif, voici des chiffres cités par l'Association suisse pour l'aménagement des eaux à Zurich :

Milieu filtrant	n	m	k (mm/sec)	u (mm/sec)
1) Gros gravier, de 8 à 60 mm, sans sable.	0,42	1,75 à 1,10	2500 à 1680	2 à 36 0,4 à 2
2) Gravier lavés de 5 à 50 mm. . .	0,375	1,70 à 1,26	960 à 615	4,5 à 13 0,5 à 4,5
3) Gravier fins lavés de 5 à 20 mm	0,385	1,25 à 1,10	360 à 315	1,7 à 13 0,4 à 1,7
4) Gravier avec peu de sable. . . .	0,275	1,23 à 1,12	25 à 32	0,5 à 3,5 0,1 à 1,5
5) Gravier et sable :				
75 % de gravier de 2 à 60 mm	0,24	1,1	5	0,05 à 0,2
25 % de sable de 0 à 2 mm				
6) Sable avec quelques graviers fins :				
70 % de sable de 0 à 2 mm	0,35	env. 1	env. 3	0,02 à 0,2
30 % de gravier fin de 2 à 20 mm				

Il en résulte que m varie de 1 à 2 lorsque les dimensions des vides augmentent. Au delà d'une certaine dimension (par exemple gros galets de plus de 10 cm) $m = 2$. C'est la loi de Nourtier $u^2 = k.i$. Pour du gravier sans sable, de dimensions moyennes, on peut admettre 1,5 comme valeur moyenne de m. En dessous d'une certaine dimension des grains, pour les sables, $m = 1$.

2.- LOI DE DARCY DES MOUVEMENTS DE FILTRATION

C'est la loi $u = k i$, que nous considérerons presque exclusivement dans la suite. Elle correspond à une prédominance de grains assez petits pour que les canaux de transpiration soient sensiblement capillaires. La loi de Darcy procède d'ailleurs de celle de Poiseuille des tubes capillaires. Le débit d'un tube capillaire de diamètre D est

$$Q = \frac{\pi.D^4}{128 \mu} \cdot \frac{\gamma_e \cdot \Delta E}{\Delta l},$$

ΔE étant la différence de charge sur la longueur Δl . La vitesse moyenne est

$$u = \frac{4 Q}{\pi.D^2} = \frac{D^2}{32 \mu} \cdot \frac{\gamma_e \cdot \Delta E}{\Delta l} = \frac{D^2}{32 \mu} \gamma_e \cdot i$$

μ étant le coefficient de viscosité dynamique (dimensions $m.l^{-1}.t^{-1}$). En se référant au coefficient de viscosité cinématique

$$\nu = \frac{\mu}{\rho_e}, \quad \text{on a} \quad u = \frac{D^2}{32} \cdot \frac{g}{\nu} i$$

D'après Poiseuille, la formule de la viscosité dynamique de l'eau, en unités c.g.s (des physiciens, centimètre, gramme-masse, seconde), est

$$\mu = \frac{0,0177}{1 + 0,0337 t + 0,00022 t^2} \text{ (gr.cm}^{-1}\text{.sec}^{-1} \text{ c.g.s).}$$

t est la température en degrés centigrades.

En unité des mécaniciens (centimètre, gramme-poids, seconde)

$$\mu = \frac{0,00001814}{1 + 0,0337 t + 0,00022 t^2} \text{ (gr poids.cm}^{-2}\text{.sec).}$$

La viscosité cinématique $\nu = \frac{\mu}{\rho_e}$ a pour dimensions ($l^2.t^{-1}$); elle est indépendante de la masse. Elle a donc la même valeur en unités des physiciens (c.g.s) et des mécaniciens. Le diagramme de la figure 32 représente la variation des valeurs de μ (en c.g.s) et de ν (en cm^2/sec) pour toute l'étendue de l'état liquide de l'eau, entre 0° et $100^\circ C$. On voit que pour la température moyenne de $20^\circ C$, μ et ν ont sensiblement la valeur 0,01 en unités respectives.

La viscosité diminue lorsque la température augmente; le débit des tubes capillaires augmente donc avec la température.

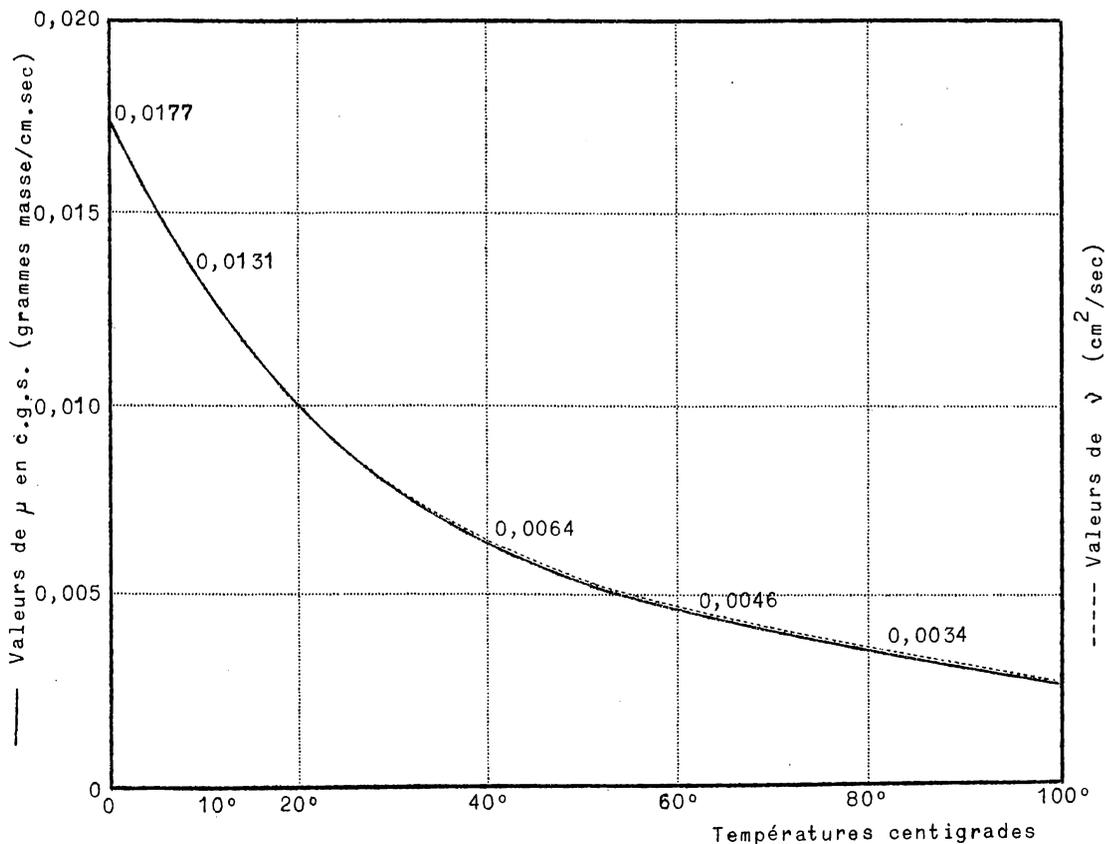


Fig. 32.

Pour la loi de Darcy, appelée aussi loi de Dupuit, des mouvements de filtration dans les milieux pulvérulents assez fins, on écrit par analogie

$$u = k.i = K \frac{E}{\nu} i$$

k , coefficient de perméabilité pour un milieu filtrant donné, dépend du liquide, tandis que K en est indépendant pour un liquide newtonien. Divers auteurs ont proposé des formules pour k ou K . Allen-Hazen écrit

$$k = c.d_e^2.(0,7 + 0,03 t) \text{ mm/sec.}$$

t est la température en degrés centigrades. Le diamètre d_e est le diamètre effectif de Allen-Hazen, tel que tous les grains étant supposés réduits en sphères, il y en ait 10 % de plus petits et 90 % de plus gros en poids dans le mélange sec. L'uniformité de la granulation a de l'importance. Allen-Hazen définit un coefficient d'uniformité qui est le rapport au diamètre effectif d_e ($d_{0,10}$) du diamètre $d_{0,60}$ qui divise le mélange en 60 % de plus petits et 40 % de plus gros en poids.

Le rapport $\frac{d_{0,60}}{d_{0,10}}$ est d'autant plus grand que l'uniformité est moindre. Il devrait plutôt s'appeler coefficient de non-uniformité. Pour des grains tous sphériques et égaux, il vaudrait 1. Pour les sables de filtration moyen, il semble varier de 1,5 à 2,5. Pour une uniformité normale, $c = 11,6$ mm/sec. Si l'uniformité est très grande, c peut s'élever à 15 mm/sec. Si l'uniformité est faible et si le sable est assez aggloméré, c peut descendre à 6 mm/sec. (Si k est exprimé en m/an, la valeur moyenne de c est 1000). D'après Allen-Hazen, la loi de Darcy-Dupuit cesse d'être valable si $d_e > 3$ mm. Cette loi correspond, comme pour les tubes capillaires de Poiseuille au mouvement laminaire. Le nombre de

Reynolds $R = \frac{u.d}{\nu}$ doit être plus petit que la valeur critique inférieure, que l'on peut considérer comme inférieure à 360. Comme $\nu \approx 0,01$ cm²/sec pour l'eau à 20°C, il en résulte que $u.d < 3,6$ cm²/sec. Si le diamètre effectif des grains dépasse 3 mm, il faut $u < 120$ mm/sec, vitesse déjà élevée. Comme u augmente avec d , d'après ces chiffres, le mouvement est sûrement laminaire si le milieu filtrant contient assez de sable. D'après Terzaghi, $k = 0,19 d_e^2$ pour l'argile. Irmay (sur le mouvement des eaux dans le sol. R.U.M. n° 4, 1947) écrit

$$K = C.d_e^2 \frac{n^3}{(1-n)^2}$$

(n étant la porosité en volume).

C dépend de la structure du milieu filtrant, c'est-à-dire de la forme des grains et de leur enchevêtrement. En moyenne $C \approx 0,1$. Dans la suite (1954), Irmay a pris en considération la porosité effective, en déduisant de la porosité géométrique la proportion en volume des vides qui restent remplis d'eau par imbibition, qui forme eau morte et ne participe pas au mouvement : $n' = (n - n_0)$, et écrit

$$K = C'.d_e^2 \frac{(n - n_0)^3}{(1 - n)^2}$$

$n_0 \approx 0,2$ à $0,5 n$.

La formule de ALLEN-HAZEN et les formules en K ont l'intérêt de montrer l'influence de la température et de la viscosité sur les filtrations. Au point de vue pratique, elles ne conviennent guère que pour les milieux filtrants expérimentaux ou du moins artificiels. Les essais de Thiem ont montré que k est fortement influencé par l'enchevêtrement des grains. Il faut donc être très réservé dans le recours aux formules et, dans les cas pratiques importants, il est utile de faire des mesures au laboratoire au moyen de perméamètres. Il s'agit alors en général de milieux filtrants remaniés. Sur des échantillons non remaniés, on peut faire des essais de perméabilité au moyen d'oedomètres, dans les laboratoires de géotechnique.

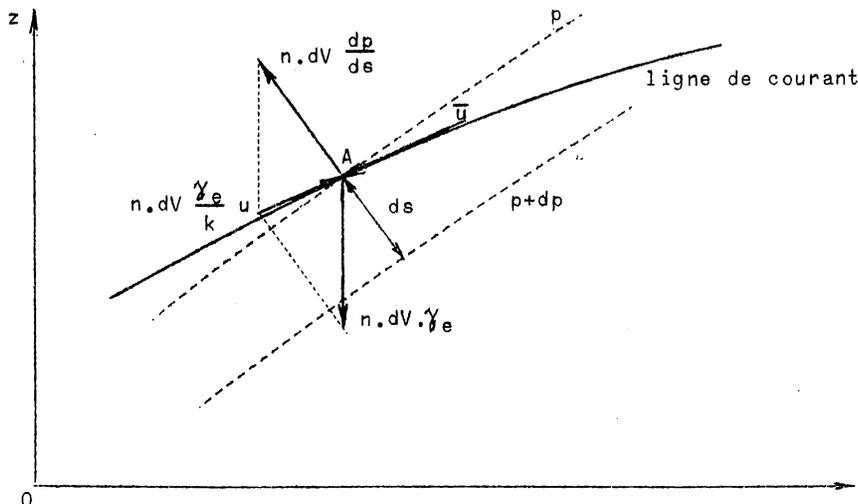
On peut aussi faire des mesures de k dans le sol en place (in situ). Dans les terrains naturels k est souvent assez faible, à cause du tassement et du colmatage. Il varie de 0,5 mm/sec (sables fins) à 6 mm/sec (gravier et sable) et même jusqu'à 60 mm/sec (gros graviers ou galets avec peu de sable). Pour les graviers fins du Rhin près de Strasbourg, on a trouvé $n = 0,27$ et $k = 29$ à 30 mm/sec. Pour les alluvions modernes de la Meuse dans la région de Liège (gravier et sable contenant du limon), $k = 1,3$ mm/sec (d'après M. L-J Tison). Dans la tranchée d'Eygenbilsen du Canal Albert, on a mesuré in situ $k \approx 0,04$ mm/sec (De Ingénieur, 9-5-1933). Au laboratoire, on a trouvé $k = 0,02085$ mm/sec, ou 1,80 m/jour. Il s'agit d'un limon très fin et rétonitif. Les grains les plus fins, inférieurs à 40μ étaient agglomérés en grumeaux qu'il fallait rompre (déflocculation), par exemple par ébullition dans une solution de carbonate de soude. Ce sol contenait probablement de l'argile colloïdale. Au voisinage des puits filtrants pour le rabattement de la nappe aquifère, on aurait observé des pentes 1 jusque 5.

Les essais au laboratoire sur le sable remanié de la digue de Hasselt du Canal Albert, prélevé à l'endroit de la rupture de la digue en 1939, ont donné :

Echantillon	1	2	3
n	= 0,415	0,415	0,465
k (mm/sec)	= 0,0007	0,00015	0,0003

3.- EQUATION GENERALE DU MOUVEMENT PERMANENT DE FILTRATION (d'après H. Favre)

Considérons un volume élémentaire dV dans le milieu filtrant, de



porosité n . Les forces agissant sur l'eau sont : (fig. 33)

1) le poids vertical $n.dV.\gamma_e$ agissant sensiblement au centre de gravité de dV (hypothèse d'homogénéité et d'isotropie);

2) la pression exercée par les éléments solides sur le liquide, égale et de sens

Fig. 33.

contraire à celle exercée par le liquide sur le solide. Elle est normale à la surface d'égale pression du liquide en A et passe par A (pour la même raison qu'en 1) ci-dessus); son sens est celui des pressions décroissantes et elle vaut $n \, dV \frac{dp}{ds}$, ds étant la distance normale entre deux lignes d'égale pression différant de dp .

3) la résultante des efforts tangentiels développés par l'eau en mouvement sur le solide; elle passe par A (toujours pour la même raison) et à la direction du vecteur vitesse \bar{u} , c'est-à-dire qu'elle est tangente à la ligne de courant. Elle vaut $n \cdot dV \frac{\gamma_e}{k} u$, le mouvement étant laminaire.

L'accélération étant négligeable vu la faible valeur des vitesses, ces trois forces se font équilibre.

Ces trois forces sont des vecteurs. Le premier vaut $-\gamma_e \cdot \text{grad } z$, grad z étant un vecteur parallèle à l'axe des z de valeur unité. Le second vaut $-\text{grad } p$; c'est un vecteur perpendiculaire à la surface $p = \text{constante}$, de grandeur $\frac{dp}{ds}$ et dirigé dans le sens des p croissants.

Le troisième vecteur est $-\frac{\gamma_e}{k} \bar{u}$, \bar{u} étant le vecteur vitesse au point A . Donc

$$-\gamma_e \cdot \text{grad } z - \text{grad } p - \frac{\gamma_e}{k} \bar{u} = 0$$

ou
$$\bar{u} = \text{grad} \left[-k \left(z + \frac{p}{\gamma_e} \right) \right]$$

Posons
$$-k \cdot \left(z + \frac{p}{\gamma_e} \right) = k \cdot \Phi$$

donc $u = k \cdot \text{grad } \Phi$ dans un milieu filtrant homogène et isotrope.

La vitesse \bar{u} dérive donc du potentiel Φ .

Par définition, grad Φ est un vecteur perpendiculaire à la surface $\Phi = \text{constante}$ passant par le point considéré, \bar{u} est donc perpendiculaire à la même surface. Les lignes de courant, trajectoires des vecteurs vitesses, sont donc perpendiculaires aux surfaces équipotentielles et sont dirigées dans le sens des potentiels décroissants en valeur absolue.

Le mouvement étant permanent, il doit satisfaire à l'équation de continuité

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

ou
$$\frac{du_x}{dx} + \frac{du_y}{dy} + \frac{du_z}{dz} = 0$$

D'après l'équation de \bar{u}

$$\text{div } \bar{u} = k \cdot \text{div grad } \Phi$$

ou
$$\frac{d^2 \Phi}{dx^2} + \frac{d^2 \Phi}{dy^2} + \frac{d^2 \Phi}{dz^2} = \Delta \Phi = 0$$

Il y a donc potentiel de vitesse et aussi potentiel de force, car les sur-

faces équipotentiellles (de vitesse) sont aussi d'égale charge $z + \frac{p}{\gamma_e}$. Le mouvement est régi par les mêmes équations que l'écoulement irrotationnel des fluides parfaits à potentiel de vitesse. Les surfaces équipotentiellles sont aussi d'égale charge et la force motrice est perpendiculaire à ces surfaces et confondue avec le vecteur vitesse.

Les champs d'écoulement permanent souterrain dans un milieu homogène et isotrope sont donc identiques aux champs de force et de potentiel dont les conditions aux limites sont analogues. Les solutions possèdent la propriété d'additivité.

Si on a en effet :

$$\bar{u}_1 = k \cdot \text{grad } \Phi_1, \quad \bar{u}_2 = k \cdot \text{grad } \Phi_2 \dots \text{ etc...}$$

et $\text{div grad } \Phi_1 = 0, \quad \text{div grad } \Phi_2 = 0, \dots \text{ etc...}$

on a $\bar{u} = \Sigma \bar{u}_1 = k \cdot \text{grad } \Phi, \quad \Phi = \Sigma \Phi_1$

et $\text{div grad } \Phi = \Sigma \text{div grad } \Phi_1 = 0.$

Donc, on peut obtenir l'équation du mouvement d'écoulements complexes par l'addition d'écoulements simples considérés chacun comme existant seul.

4.- SEPARATION DE DEUX MILIEUX FILTRANTS HOMOGENES DE PERMEABILITE DIFFERENTE.

Considérons un fillet liquide de section $d\omega$, limité par une surface enveloppe de lignes de courant. Dans chaque milieu, la loi du paragraphe 3 est d'application.

A la limite de séparation des deux milieux, on a, en vertu du principe de continuité

$$d\bar{Q} = d\omega \cdot \bar{u} = k_1 d\omega \cdot \text{grad } \Phi_1 = k_2 d\omega \cdot \text{grad } \Phi_2$$

Or, $\text{grad } \Phi_1 = \frac{d\Phi_1}{ds_1} = i_1$, pente piézométrique du fillet dans le milieu 1

$$\text{grad } \Phi_2 = \frac{d\Phi_2}{ds_2} = i_2$$

Il en résulte que $k_1 \cdot i_1 = k_2 \cdot i_2, \quad \frac{i_1}{i_2} = \frac{k_2}{k_1}$

A la séparation des deux milieux filtrants, il y a donc un changement de la pente piézométrique. S'il y a une surface libre, il y aura donc changement d'inclinaison de la surface libre, la pente variant en raison inverse de k . C'est une sorte de phénomène de réfraction.

5.- MILIEU FILTRANT DE PERMEABILITE VARIABLE

Si le milieu filtrant n'est pas homogène et isotrope, mais que k est une fonction du lieu, l'équation du mouvement est

$$\bar{u} = k^* \cdot \text{grad } \bar{\tau}$$

où k^* est un tenseur. Cette équation est la généralisation de celle du paragraphe 3.

En un point O du milieu complètement anisotrope, considérons le vecteur vitesse \bar{u} et un élément de plan normal à ce vecteur, coupant en A, B et C les trois axes du trièdre trirectangle $Oxyz$. Désignons par dx, dy et dz les segments OA, OB et OC et par $\cos \alpha, \cos \beta$ et $\cos \gamma$ les cosinus directeurs du vecteur \bar{u} . Considérons au point O les composantes $u_x,$

u_y et u_z de vitesse à travers les surfaces OBC, OCA et OAB. En vertu du principe de continuité, le débit à travers ABC est

$$u \cdot ABC = u_x \frac{dy \cdot dz}{2} + u_y \frac{dz \cdot dx}{2} + u_z \frac{dx \cdot dy}{2}$$

Or
$$ABC = \frac{dy \cdot dz}{2 \cos \alpha} = \frac{dz \cdot dx}{2 \cos \beta} = \frac{dx \cdot dy}{2 \cos \gamma}$$

donc
$$u = u_x \cdot \cos \alpha + u_y \cdot \cos \beta + u_z \cdot \cos \gamma$$

Comme
$$\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = 1,$$

il en résulte que
$$u_x = u \cdot \cos \alpha, \quad u_y = u \cdot \cos \beta, \quad u_z = u \cdot \cos \gamma$$

et
$$\bar{u} = \sum \bar{u}_x$$

La généralisation de la loi de Darcy s'écrira

$$u_x = -k_x^x \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial x} - k_x^y \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial y} - k_x^z \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial z}$$

$$u_y = -k_y^x \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial x} - k_y^y \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial y} - k_y^z \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial z}$$

$$u_z = -k_z^x \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial x} - k_z^y \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial y} - k_z^z \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial z}$$

En principe, les valeurs des coefficients k_y^j sont des fonctions quelconques de x, y et z .

Il n'est donc pas possible de rendre explicite l'équation de continuité

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0$$

ou
$$\text{div} (-k \text{ grad } \bar{\Phi}) = 0$$

6.- MOUVEMENT PERMANENT PLAN (DANS UN MILIEU FILTRANT HOMOGENE ET ISOTROPE)

Les surfaces équipotentiellles sont des cylindres à génératrices horizontales et les lignes de courant sont des directrices (orthogonales aux lignes équipotentiellles dans les plans verticaux parallèles du mouvement) de surfaces cylindriques également à génératrices horizontales. Dans tous les plans parallèles verticaux du mouvement, il existe deux familles orthogonales de lignes équipotentiellles et de lignes de courant. On étudie le mouvement entre deux plans parallèles verticaux distants de l'unité de longueur et on appelle q le débit par unité de largeur entre ces deux plans.

Les équipotentiellles sont cotées en progression arithmétique $\Delta \bar{\Phi}$

$$\Delta \bar{\Phi} = \bar{\Phi}_{i+1} - \bar{\Phi}_i, \quad ,$$

dans le sens décroissant en valeur absolu suivant la direction du mouvement.

Les lignes de courant sont cotées en progression arithmétique

$$\Delta q = q_{j+1} - q_j, \quad ,$$

tels que les cotes q_j indiquent le débit s'écoulant au-dessus de la ligne de courant considérée, donc dans le sens croissant.

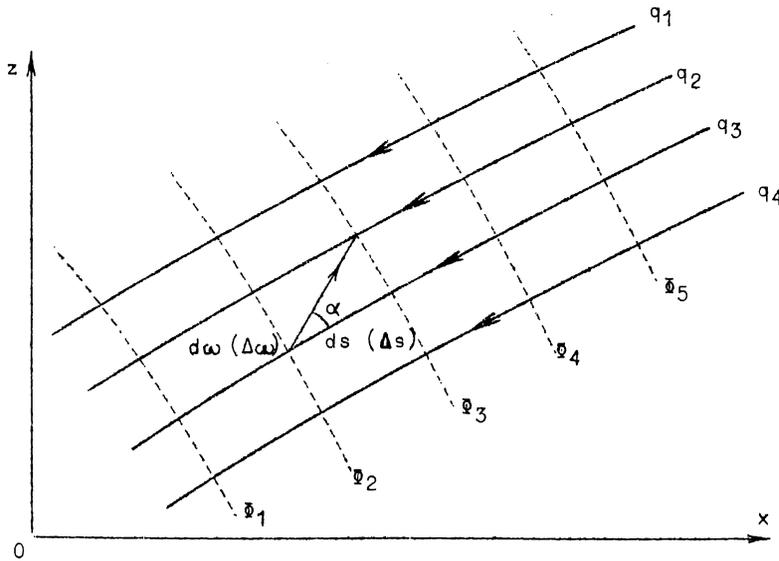


Fig. 34.

Dans un prisme parallélépipédique de base $d\omega$ et de hauteur ds , on a, au point A

$$u = |\bar{u}| = k \cdot |\text{grad } \Phi|$$

$$= k \frac{d\Phi}{ds}$$

$$dq = d\omega \cdot u = k \cdot d\omega \frac{d\Phi}{ds}$$

donc

$$\frac{d\omega}{ds} = \text{tg } \alpha = \frac{dq}{k \cdot d\Phi}$$

ou, aux différences finies

$$\frac{\Delta\omega}{\Delta s} = \text{tg } \alpha = \frac{\Delta q}{k \cdot \Delta\Phi}$$

$$= \text{constante.}$$

(fig. 34).

Les lignes équipotentiellles en progression arithmétique $\Delta\Phi$ et les lignes de courant en progression arithmétique Δq forment donc des rectangles semblables. Si $\Delta q = k \Delta\Phi$, $\text{tg } \alpha = 1$ et les rectangles deviennent des carrés.

Les équations vectorielles sont

$$\bar{u} = k \text{ grad } \Phi, \quad \Phi = f(x, z)$$

et $\text{div } \bar{u} = k \cdot \text{div grad } \Phi = 0$

ou $\frac{d^2\Phi}{dx^2} + \frac{d^2\Phi}{dz^2} = \Delta_{xz} \Phi = 0$.

Les solutions sont identiques à celles des champs de potentiel plans, notamment à celles du champ électrique dans une plaque conductrice mince d'épaisseur uniforme. C'est l'analogie électrique qui permet l'étude des champs d'écoulement plans souterrains par le tracé expérimental des équipotentiellles et des lignes orthogonales de courant au moyen d'une plaque électrique mince placée sur un support isolant et à laquelle on donne la forme du champ d'écoulement souterrain, en appliquant aux limites des potentiels électriques constants correspondant à des limites d'égale charge hydrostatique.

7.- MOUVEMENT PERMANENT DE REVOLUTION (DANS UN MILIEU FILTRANT HOMOGENE ET ISOTROPE).

Les surfaces équipotentiellles sont de révolution, les lignes de courant sont toutes dans les plans méridiens et forment des surfaces de révolution, toutes les vitesses normales aux plans méridiens sont nulles.

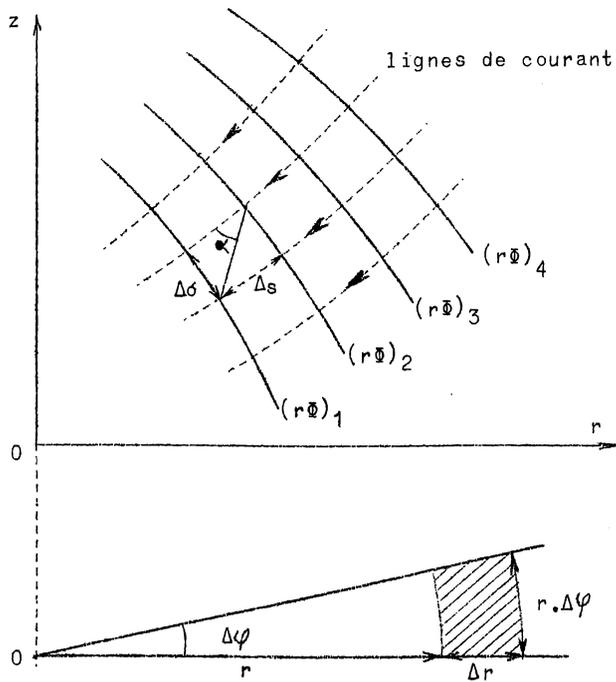


Fig. 35.

Tous les mouvements sont identiques dans tous les plans méridiens, dans lesquels on peut tracer deux familles orthogonales de lignes équipotentielle et de lignes de courant.

L'équation du mouvement est encore

$$u = k \cdot \text{grad } \Phi,$$

avec $\Phi = f(r, z)$

L'équation de continuité est

$$\text{div} (r \bar{u}) = k \cdot \text{div} [r \cdot \text{grad } \Phi] = 0$$

ou

$$\frac{\partial r v_r}{\partial r} + \frac{\partial r v_z}{\partial z} = 0$$

$$v_r = k \frac{\partial \Phi}{\partial r}, \quad v_z = k \frac{\partial \Phi}{\partial z},$$

$$\frac{\partial (r \frac{\partial \Phi}{\partial r})}{\partial r} + \frac{\partial (r \frac{\partial \Phi}{\partial z})}{\partial z} = 0$$

ou

$$\frac{\partial \Phi}{\partial r} + r \cdot \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \right) = 0.$$

Si l'on veut mettre en évidence dans les plans méridiens une propriété analogue à celle des écoulements plans, il faut tracer des lignes équipotentielles cotées en $(r \cdot \Phi)$, en progression arithmétique de $(r \cdot \Delta \Phi) = \text{constante}$. Les lignes de courant seront en progression arithmétique de $\Delta Q = \text{constante}$ pour l'écoulement entre deux plans méridiens écartés angulairement de $\Delta \varphi = \text{constante}$.

On a

$$\Delta Q = r \cdot \Delta \varphi \cdot \Delta \sigma \cdot u = r \cdot \Delta \varphi \cdot \Delta \sigma \cdot k \frac{\Delta \Phi}{\Delta s}$$

d'où

$$\frac{\Delta \sigma}{\Delta s} = \text{tg } \alpha = \frac{\Delta Q}{k \cdot \Delta \varphi \cdot (r \cdot \Delta \Phi)} = \text{constante}.$$

8.- MOUVEMENT PERMANENT PLAN UNIFORME

Un milieu filtrant homogène et isotrope semi-indéfini repose sur un massif imperméable limité à un plan d'inclinaison $\sin \alpha = i$ sur l'horizontale. Une nappe d'épaisseur h s'écoule à filets parallèles aux droites de plus grande pente de ce plan. Le mouvement est donc plan; il s'effectue dans les plans verticaux contenant des droites de plus grande pente. Les lignes équipotentielles sont perpendiculaires au fond.

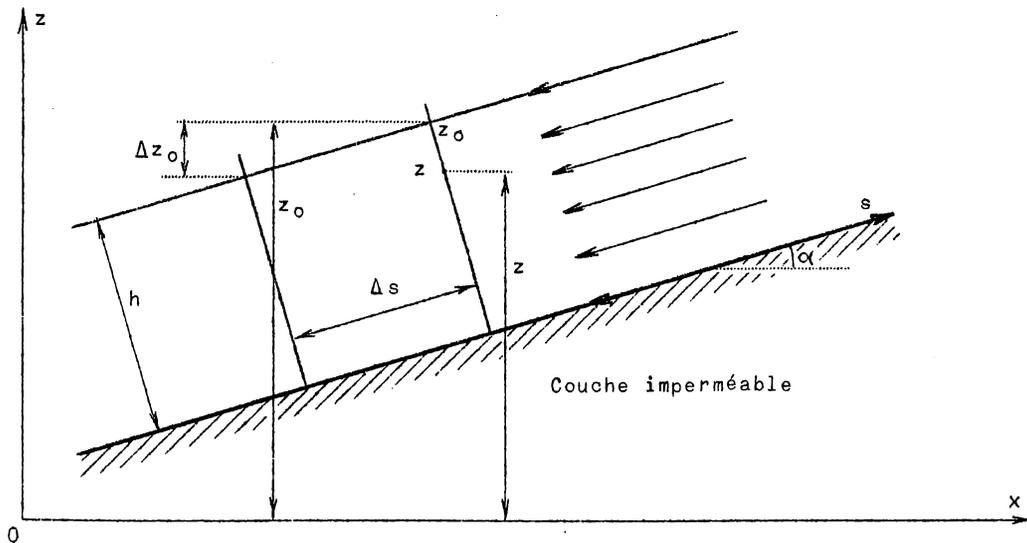


Fig. 36.

En effet, au point Z_0 , $\Phi = - \left(\frac{p_0}{\gamma_e} + z_0 \right)$

Au point Z ,

$$p = \frac{p_0 + \gamma_e (z_0 - z)}{\gamma_e}$$

$$= \frac{p_0}{\gamma_e} + z_0 - z .$$

Donc $\Phi = - \left(\frac{p}{\gamma_e} + z \right) = - \left(\frac{p_0}{\gamma_e} + z_0 \right)$

L'écoulement est à surface libre, donc $p_0 = \text{constante}$.

Donc $\Delta\Phi = - \Delta z_0 = - \Delta s \cdot \sin \alpha = - \Delta s \cdot i$,

donc $\Delta s = \frac{- \Delta\Phi}{i} = \text{constante}$.

Les équipotentiellles sont donc équidistantes.

On a $u = - k \frac{d\Phi}{ds} = k \frac{dz}{ds} = k \cdot \sin \alpha$

Donc, les lignes de courant sont équidistantes et le débit par mètre de largeur est $q = k \cdot h \cdot \sin \alpha$, il est constant.

9.- MOUVEMENT PERMANENT PLAN GRADUELLEMENT VARIE

Le milieu dans lequel se produit le mouvement est disposé comme au paragraphe précédent, mais la surface libre n'est plus un plan parallèle au fond imperméable, mais un cylindre indéfini, dont les génératrices sont des horizontales parallèles à celles du fond, c'est-à-dire perpendiculaires aux plans verticaux contenant les droites de plus grande pente du fond.

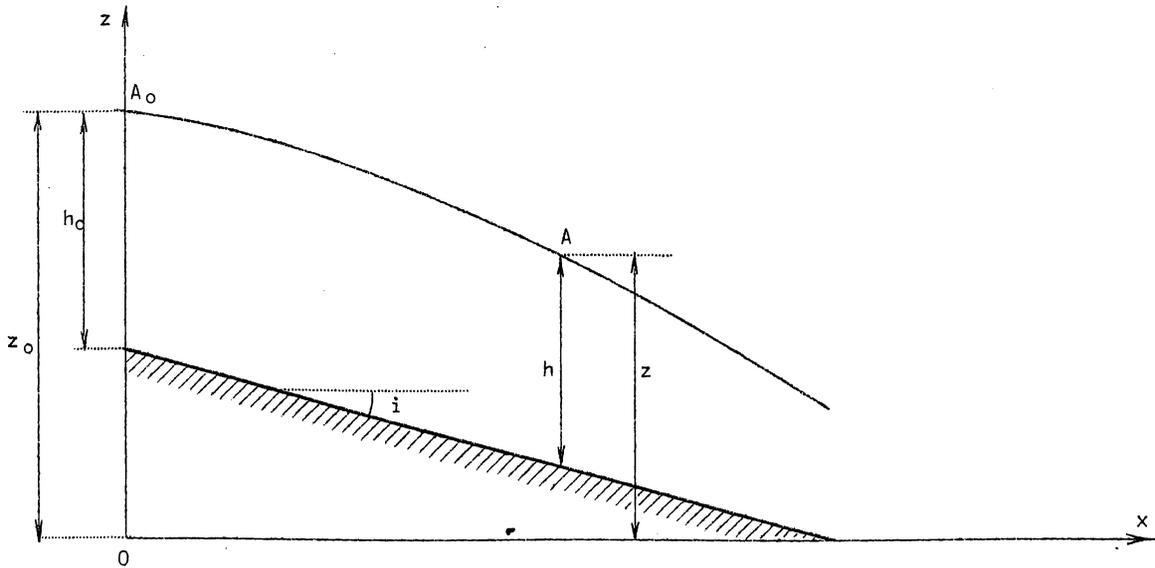


Fig. 37.

Nous admettrons par approximation que la pente i du fond imperméable ($i = \sin \alpha$) soit assez faible et que la courbe de la surface libre A_0A soit assez voisine d'une parallèle au fond que pour pouvoir conserver l'hypothèse des filets parallèles et de la loi de pression hydrostatique.

Les équipotentiels sont alors perpendiculaires au fond, mais comme le fond est peu incliné sur l'horizontale, nous pouvons confondre ces équipotentiels avec des verticales. On a (fig. 37)

$$dz = dh - ds \cdot \sin \alpha$$

$$u = -k \frac{dz}{ds} = k \cdot (\sin \alpha - \frac{dh}{ds}) = \sim -k \frac{dz}{dx} = k \cdot (\operatorname{tg} \alpha - \frac{dh}{dx})$$

Comme α est faible, $\sin \alpha = \operatorname{tg} \alpha = i$.

Par unité de largeur $q = h \cdot u = k \cdot h \cdot (i - \frac{dh}{dx})$

$$\frac{q}{k \cdot h} = i - \frac{dh}{dx},$$

$$dx = - \frac{k \cdot h \cdot dh}{q - i \cdot k \cdot h} = \frac{dh}{i} - \frac{q}{i} \frac{dh}{q - i \cdot k \cdot h}$$

La solution est

$$x = \frac{h - h_0}{i} + \frac{q}{k \cdot i^2} \cdot \log \frac{q - i \cdot k \cdot h}{q - i \cdot k \cdot h_0}$$

Le développement en série donne

$$x = \frac{k}{2q} (h_0^2 - h^2) - \frac{i \cdot k^2}{3q^2} (h_0^3 - h^3) + \frac{i^2 \cdot k^3}{4q^3} (h_0^4 - h^4) \dots$$

Si $i = 0$, $x = \frac{k}{2q} (h_0^2 - h^2)$.

Cette solution est aussi valable si la pente est faible, les termes à partir du 2^e étant négligeables vis-à-vis du premier. On en déduit :

$$q = \frac{k \cdot (h_0^2 - h^2)}{2x}$$

formule qui peut se déduire directement de l'équation différentielle simplifiée

$$q = -k \cdot h \frac{dh}{dx}$$

La surface libre est un arc de parabole qui satisfait à la relation

$$h \frac{dh}{dx} = \text{constante} = -\frac{q}{k}$$

Lorsque le fond est horizontal, il constitue l'axe de la parabole.

10.- DEBIT UNITAIRE D'UN MASSIF FILTRANT INDEFINI ENTRE DEUX RESERVOIRS

A NIVEAUX CONSTANTS

Considérons un massif filtrant limité à deux parois verticales perméables, écartées de l , et reposant sur un fond imperméable horizontal. Il sépare deux bassins à niveaux constants recouvrant le fond imperméable horizontal. Les profondeurs respectives sont H et h . Le dispositif de la figure 38 est indéfini perpendiculairement au plan de la figure. Le mouvement est plan et permanent. Le débit par mètre de largeur du massif filtrant est, d'après le paragraphe 9,

$$q = \frac{k \cdot (H^2 - h^2)}{2l}$$

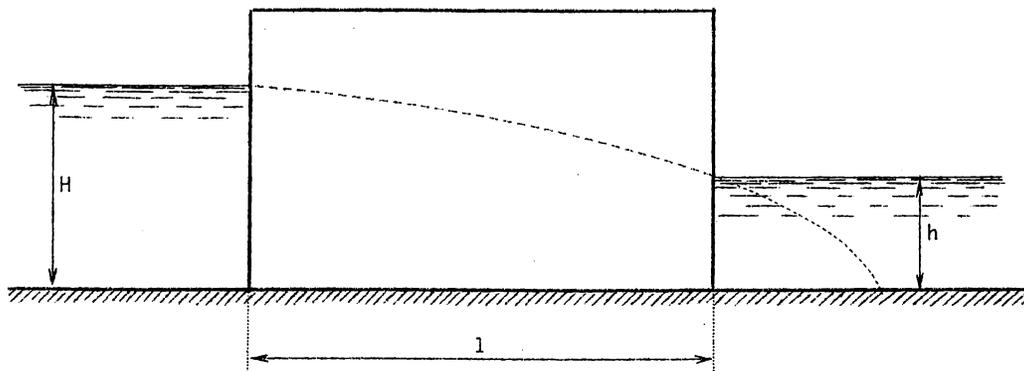


Fig. 38.

Il peut s'écrire sous la forme

$$q = k \cdot \frac{H - h}{l} \cdot \frac{H + h}{2}$$

Il est donc proportionnel à la pente superficielle moyenne de la nappe filtrante et à la moyenne des hauteurs (ou sections) extrêmes.

11.- MOUVEMENT PERMANENT PLAN QUELCONQUE NON ALIMENTÉ DANS UN MILIEU FILTRANT A FOND HORIZONTAL

Les formules des paragraphes 9 et 10 impliquent le mouvement permanent d'un courant souterrain à surface libre et à filets sensiblement parallèles et d'ailleurs peu inclinés par rapport au fond horizontal. Les surfaces d'égal charge Φ sont dans ces conditions des plans verticaux parallèles.

$$\Phi = - \left(z + \frac{p}{\gamma_e} \right) \quad \text{et} \quad i = - \frac{d\Phi}{dx} ;$$

i est la pente piézométrique de la surface libre.

La loi du mouvement est

$$u = k \cdot i = - k \frac{d\Phi}{dx} = k \frac{dz}{dx} .$$

Dans le cas d'un mouvement permanent plan quelconque, à filets non parallèles, on se référera au paragraphe 6.

Dans le cas où les limites ne permettent pas l'intégration de l'équation aux dérivées partielles et à défaut (ou avant) de recourir à des essais sur modèles ou fondés sur l'analogie électrique, on peut se servir de la méthode graphique approximative aux différences finies préconisées par M. P. Forchheimer et basée sur la propriété établie au paragraphe 6 du réseau des lignes de courant et des équipotentiels de former des rectangles semblables

$$\frac{\Delta\omega}{\Delta s} = \text{tg } \alpha = \frac{\Delta q}{k \Delta\Phi} .$$

Par approximations successives, on recouvre l'étendue de la veine d'écoulement d'un réseau de rectangles semblables ou de carrés.

S'il n'y a pas de surface libre, les limites de la veine de filtration sont les lignes de courant extrêmes; les équipotentiels leur sont perpendiculaires. S'il y a une surface libre, d'ailleurs inconnue, elle constitue un filet liquide à déterminer par approximations successives.

Les limites de la veine de filtration en relation avec des nappes d'eau libres à niveau constant sont des équipotentiels; les lignes de courant leur sont perpendiculaires.

La figure 2 de la planche 15 est extraite d'un ouvrage de M. Forchheimer. Elle donne, par cette méthode graphique, la représentation de l'écoulement souterrain sous le radier d'un barrage. Le fond de la rivière en amont et en aval réalise des équipotentiels. Le fond imperméable et la face inférieure du radier sont des lignes de courant. Dans le cas de cette figure, il y a 30 équipotentiels et 5 filets liquides, les rectangles étant des carrés.

Donc $\Delta \bar{q} = \frac{h}{29}$ et $q = 5 \Delta q = \frac{5}{29} k.h = \frac{k.h}{5,8}$.

La méthode empirique de Bligh, qui consiste à admettre un gradient de potentiel constant $\frac{h}{l}$ sur le chemin le plus court formé de verticales et d'horizontales reliant le fond à l'amont au fond à l'aval, donnerait comme résultat, en considérant la hauteur filtrante minimum sous le radier, à l'échelle, environ $q = \frac{k.h}{5,425}$, donc par excès.

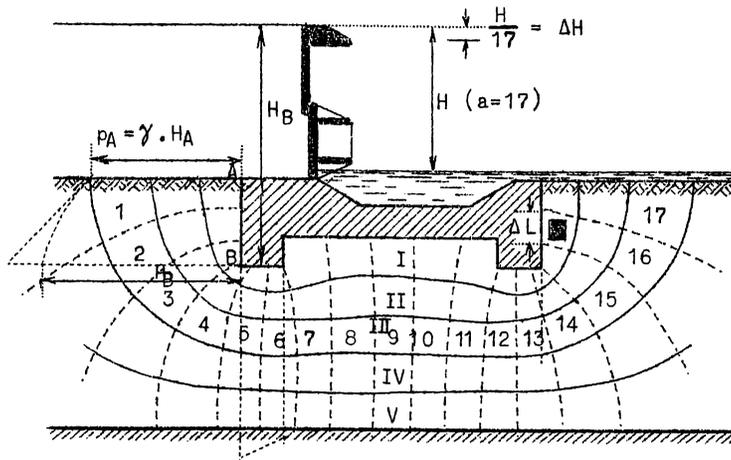


Fig. 39.

La figure 39, extraite de "Die Anwendung von Strömbildern zur Berechnung durchsickerter Erdschüttungen" par Robert Müller (Erdbaukurs der E.T.H., Zürich, 1938) donne par le quadrillage $q = \frac{5 k.h}{17} = \frac{k.h}{3,4}$ et par la méthode approximative de Bligh comme ci-dessus $q = \frac{k.h}{2,97}$.

Les quadrillages donnent aussi, par le tracé des équipotentielles, la variation des pressions sous le radier et, par le tracé des lignes de courant, une représentation approximative de la loi de variation des vitesses de filtration. On remarquera que la loi empirique de Bligh donne une assez bonne approximation de la variation des pressions et des vitesses.

Il s'agit cependant, dans ce qui précède, de cas assez simples. Dans des cas plus complexes, par exemple comportant un avant radier étanche, des parois de palplanches étanches, un radier perforé non étanche, etc...) il faudrait recourir à des essais sur modèles ou à l'analogie électrique.

12.- INFILTRATIONS DANS LES DIGUES, ETANCHEMENTS ET DRAINAGES

L'étude de ces questions constitue une application importante du paragraphe précédent.

Dans leur ouvrage sur le mécanisme de l'eau (tome II), MM. Koechlin font par la méthode de Forchheimer une étude intéressante des infiltrations dans les digues de canaux, revêtues d'étanchement ou non. (Planche 15, fig. 1 a et 1 b). (*)

(*) En raison de son importance, cette planche est reproduite aux pages 88 et 89.

On connaît deux surfaces équipotentiellles, ce sont les 2 talus de la digue. Les filets y aboutissent donc normalement. Le fond imperméable est une ligne de courant dans la partie médiane de la veine. Les lignes équipotentiellles y aboutissent normalement. Enfin, la surface libre de la nappe est une ligne de courant, elle est normale aux lignes équipotentiellles. Ces remarques facilitent la solution graphique par approximations successives. Le réseau étant tracé (fig. 40) et connaissant la dénivellation motrice et la perméabilité du terrain, on peut déterminer les débits et les vitesses. Ces derniers éléments sont d'un intérêt essentiel au point de vue du colmatage et du danger d'érosion.

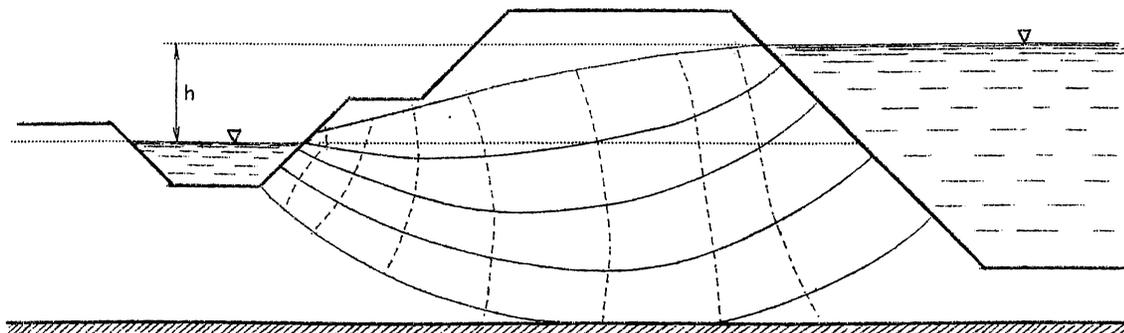


Fig. 40.

L'étude de MM. Koechlin aboutit à la conclusion pratique que l'hypothèse des parois filtrantes verticales, selon le paragraphe 10, donne des débits par excès, donc toute sécurité. Cette hypothèse donne les mêmes débits que celle dite de Bligh, de la ligne piézométrique droite, joignant les niveaux d'amont et d'aval et correspondant donc à une variation linéaire de la charge motrice.

Vu l'incertitude au sujet de la connaissance de k , l'emploi de méthodes approximatives donnant un excès est licite. Mais elles n'éclairent pas sur la répartition des vitesses

Dans le cas de la fig. 1, a) de la planche 15, on obtient $q = \frac{k \cdot h}{2} \cdot \frac{8}{20} = \frac{k \cdot h}{5}$ (les rectangles sont tels que $\frac{\Delta \omega}{\Delta s} = \frac{1}{2}$). Par la formule du paragraphe 10, on trouve

$$q = \frac{k \cdot h}{3,88}$$

Dans le cas de la figure 1, b) de la planche 15, avec étanchement partiel sur la berge du canal, on trouve $q = \frac{k \cdot h}{3} \cdot \frac{8}{20}$ (car $\frac{\Delta \omega}{\Delta s} = \frac{1}{3}$), donc

$$q = \frac{k \cdot h}{7,5}$$

En appliquant la formule du paragraphe 10, ce qui paraît évidemment assez arbitraire, on trouve $q = \frac{k \cdot h}{5,975}$, avec la même approximation que ci-dessus, c'est-à-dire plus de 25 % d'écart par excès.

Observons que la surface de la nappe doit aboutir au talus incliné d'aval au-dessus du plan d'eau aval, pour produire la charge nécessaire pour permettre aux filets inférieurs de vaincre la résistance du chemin entre le talus d'aval et la ligne équipotentielle correspondant à la sortie du filet supérieur. Il y a donc là un point singulier du réseau. On constate (planche 15, fig. 1 a) que les vitesses d'infiltration sont maxima au voisinage des talus et près des plans d'eau et que les vitesses de sortie sont plus grandes que celles d'entrée. Les protections doivent donc surtout intéresser la partie supérieure du talus amont et la totalité du talus aval. Les étanchements du talus amont, mêmes partiels, améliorent beaucoup les conditions d'écoulement (planche 15, fig. 1 b). Ils doivent régner au moins sur la hauteur comprise entre le niveau d'amont et celui de la nappe aquifère, lorsque celle-ci est au-dessus du plafond du canal. Si la nappe aquifère est en-dessous, il faut nécessairement étancher toute la cuvette.

Pour que les débits dans les cas des figures 1, a) et 1, b) de la planche 15 restent modérés, il faut que k soit assez faible. Il faut aussi qu'il n'y ait pas de danger d'entraînement de matériaux aux talus aval suintants au-dessus de la ligne d'eau, tant par effet direct de la vitesse que par instabilité statique du talus. Ceci implique que les grains du remblai ne soient pas trop fins ni trop mobiles et enfin que la charge h soit assez faible. En général, il faut prendre plus de précautions pour les digues soumises à de fortes charges d'eau, par exemple les digues en terre et en enrochements des grands barrages, les digues des polders maritimes, etc...

Pour éviter les suintements dangereux au talus aval, on aura recours aux drainages au pied du talus aval ou sous la digue sur une certaine distance à l'aval. Pour réduire les infiltrations, on aura recours à des étanchements, de préférence sur ou vers le talus amont ou, éventuellement, dans le corps de la digue.

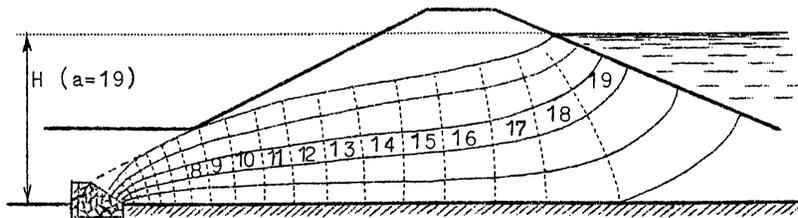


Fig. 41.

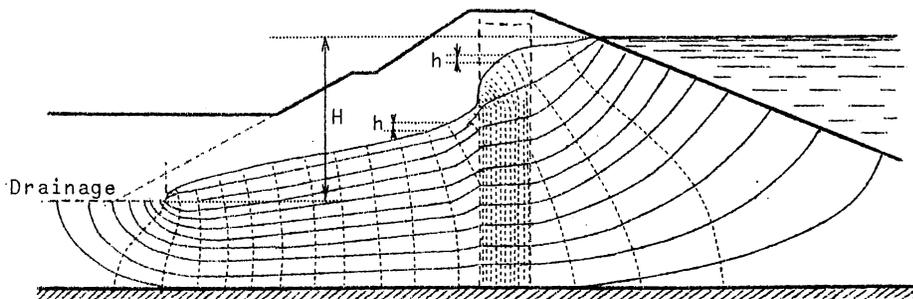
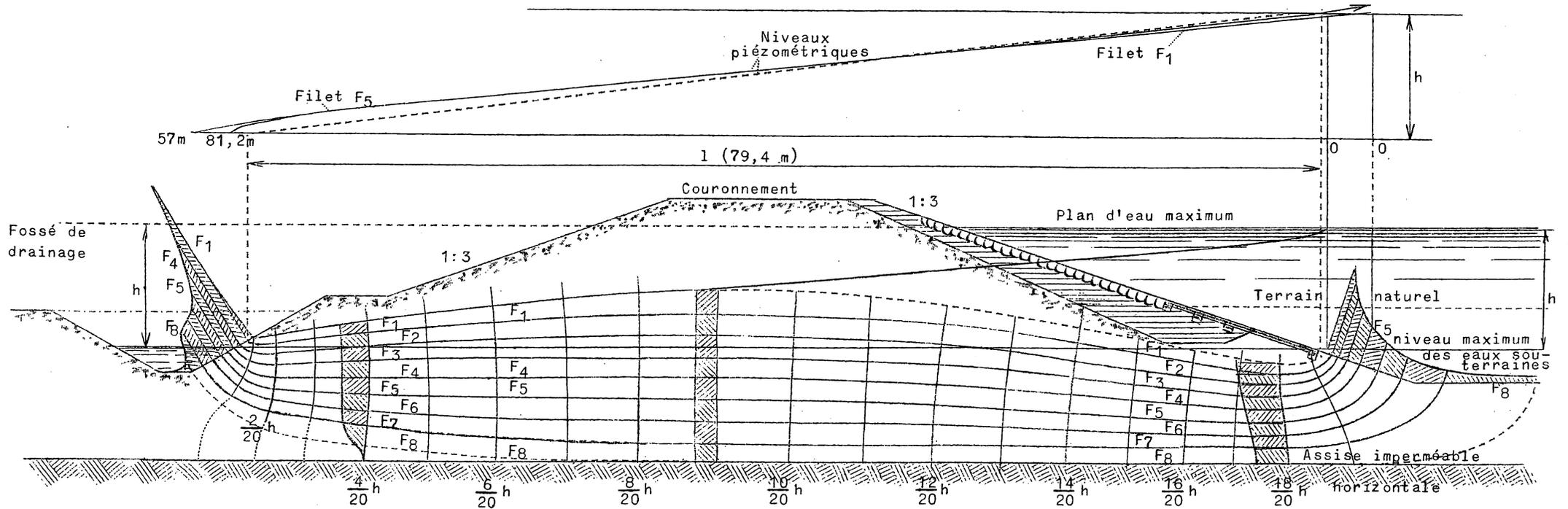


Fig. 42.

Les figures 41 et 42, empruntées à R. Müller (op. cit.) représentent schématiquement les équipotentiels et les lignes de courant respectivement dans le cas d'un drainage en aval seul et dans le cas d'un drainage associé avec un étanchement central. Les effets de ces dispositifs de drainage et d'étanchement ressortent clairement de ces figures.

PLANCHE 15.

1 b) DIGUE AVEC ETANCHEMENT



Mais on remarquera que le tracé du réseau des lignes équipotentielles et des lignes de courant devient assez aléatoire. Il sera utile dès lors de recourir soit à l'analogie électrique, si elle est commode, soit à des essais sur modèles hydrauliques à échelle réduite : cela est particulièrement indiqué lorsqu'il y a une surface libre de la nappe de filtration indéterminée à priori.

13.- ESSAIS SUR MODELES

On peut étudier expérimentalement des problèmes tels que ceux qui font l'objet du paragraphe 12 et de l'exemple cité à la fin du paragraphe 11 pour des essais sur modèles dans des canaux vitrés. On rend les filets d'écoulement visibles par des colorants. On peut ainsi en relever le tracé et en déduire le tracé des équipotentielles, par analogie avec la construction de Forchheimer. On peut aussi mesurer le débit, soit en régime permanent, soit en mouvement variable. Dans un milieu filtrant déterminé, invariable et homogène, le coefficient de perméabilité k est inversement proportionnel à la viscosité dynamique μ ou cinématique ν . Dès lors, en opérant toujours sur le même liquide et à la même température, la similitude hydrodynamique en mouvement laminaire est toujours possible. (Voir H. FAVRE : Le mouvement de l'eau dans les massifs pulvérulents.- Bulletin technique de la Suisse romande 1938), pourvu qu'il y ait similitude géométrique. D'après le paragraphe 11, l'échelle des vitesses est $\frac{k}{k'}$. Si l'échelle des longueurs est λ , l'échelle des temps est $\frac{k}{k'} \lambda$, celle des débits $\frac{k}{k'} \lambda^2$. D'après le paragraphe 6, k est proportionnel au carré du diamètre effectif des grains, $\frac{k}{k'} = \left(\frac{d_e}{d'_e}\right)^2$. Si les grains sont à l'échelle de similitude géométrique, $\frac{d_o}{d'_o} = \lambda$, alors l'échelle des débits est λ^4 . En similitude de Reech-Froude (mouvement turbulent), on sait que l'échelle des débits serait $\lambda^{2,5}$.

Il n'est pas nécessaire, pour qu'il y ait similitude, que les grains du modèle soient à l'échelle géométrique. Si le milieu est homogène, l'échelle des grains peut être quelconque; la forme de la nappe est indépendante de k , seuls les vitesses et débits en dépendent. Par contre, s'il y a hétérogénéité, par exemple, s'il y a plusieurs milieux contigus de perméabilités différentes, il faut que les rapports $\frac{k}{k'}$ ou $\left(\frac{d_e}{d'_e}\right)^2$ restent constants. Il se produit en effet une véritable réfraction des filets de filtrations à la limite de deux milieux filtrants différents. On a, en effet, de part et d'autre de cette limite, d'après le paragraphe 4

$\frac{i_1}{i_2} = \frac{k_2}{k_1}$. Donc, au passage d'un milieu filtrant à un autre dont la perméabilité est assez différente, il y a une "brisure" des lignes de courant, la pente étant plus faible dans un milieu plus perméable, plus forte dans un milieu moins perméable.

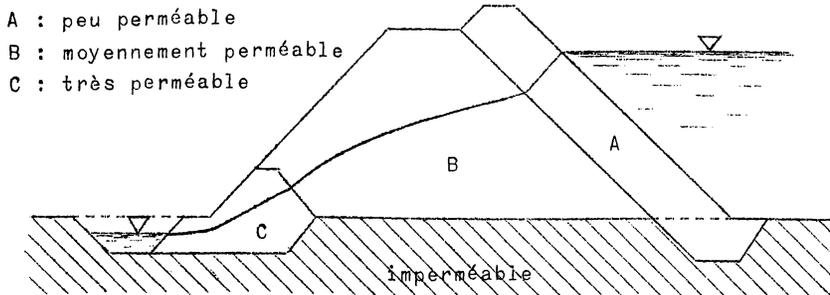


Fig. 43.

La figure 43 reproduit schématiquement ce que l'on observe sur un modèle de digue hétérogène. La nappe serait fortement relevée dans une digue homogène, donc celle-ci contiendrait plus d'eau et le talus aval serait mouillé au pied sur une certaine hauteur.

14.- APPLICATION DU PARAGRAPHE 11 A QUELQUES CAS D'ECOULEMENT PLAN

A.- Tranchée indéfinie alimentée par le fond cylindrique, à parois latérales imperméables (fig. 44).

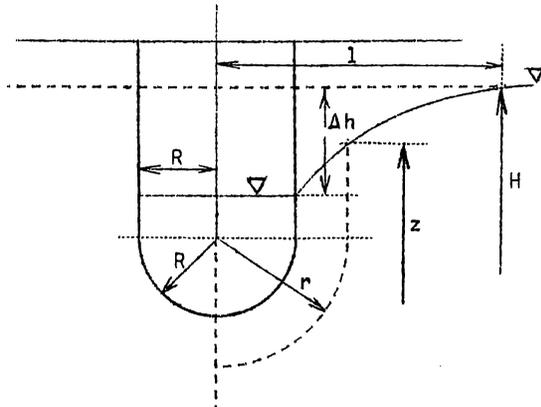


Fig. 44.

Les surfaces équipotentiellles sont des demi-cylindres co-axiaux au fond. Les lignes de courant sont dans les plans méridiens et normaux à l'axe. Le fond imperméable horizontal est théoriquement à l'infini, pratiquement assez éloigné du fond. Le débit par m de longueur de la tranchée est q

$$q = \pi \cdot r \cdot k \frac{dz}{dr}$$

$$\frac{\pi \cdot k}{q} (H - z) = \log \frac{l}{r}$$

$$\pi \cdot k \cdot \Delta h = \log \frac{l}{R} \cdot q ,$$

$$q = \frac{\pi \cdot k \cdot \Delta h}{\log \frac{l}{R}} .$$

Il faut que l soit grand par rapport à R pour que la formule soit valable. La zone d'influence d'étendue l de part et d'autre de la tranchée est limitée par des nappes d'eau libres à niveau constant qui alimentent la tranchée. C'est le principe des fouilles blindées, destinées à empêcher les venues d'eau latérales et à les localiser par le fond.

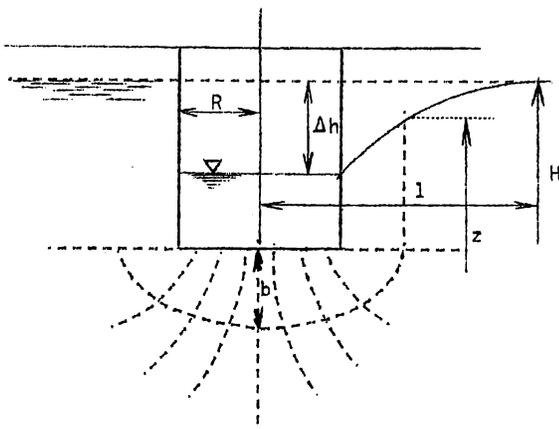


Fig. 45.

B.- Tranchée indéfinie débitant par le fond plan, à parois latérales imperméables (fig. 45).

Les surfaces équipotentiellles sont des demi-cylindres elliptiques dont les axes sont confondus avec celui du fond plan et les directrices sont des demi-ellipses confocales dont les foyers sont aux bords inférieurs des parois du puits. Les lignes de courant sont dans des plans normaux à la tranchée et sont des demi-hyperboles

confocales aux ellipses. Pour une ellipse de demi petit axe b , on a

$$H - z = \frac{q}{\pi k} \cdot [\log (\sqrt{l^2 - R^2} + 1) - \log (b + \sqrt{b^2 + R^2})]$$

On trouve pour le débit par m de longueur de la tranchée

$$q = \frac{\pi \cdot k \cdot \Delta h}{\log \frac{\sqrt{l^2 - R^2} + 1}{R}}$$

Si R est négligeable vis-à-vis de l ,

$$q = \frac{\pi \cdot k \cdot \Delta h}{\log \frac{2l}{R}} = \frac{\pi \cdot k \cdot \Delta h}{\log 2 + \log \frac{l}{R}}$$

Comme $\frac{l}{R}$ est sensiblement plus grand que 2, le débit est peu différent de celui de la tranchée à fond cylindrique. La formule implique que le fond imperméable soit à grande profondeur sous le fond du puits.

C.- Galerie filtrante cylindrique horizontale indéfinie, à grande profondeur (fig. 46)

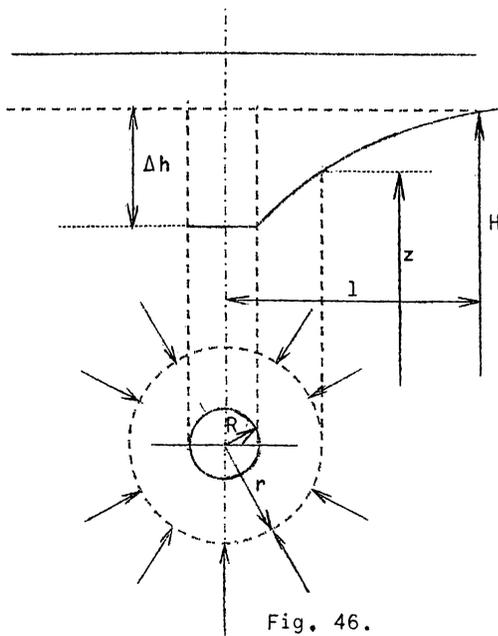


Fig. 46.

Le cas est le doublement de celui examiné en A. Les surfaces équipotentielles sont des cylindres complets co-axiaux à la galerie. Le débit par mètre-courant de longueur de la galerie est

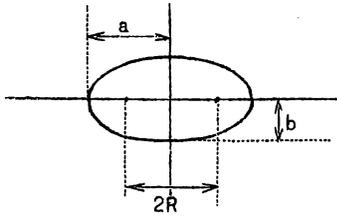
$$q = \frac{2 \pi \cdot k \cdot \Delta h}{\log \frac{l}{R}}$$

Il faut que Δh soit petit par rapport à la profondeur de la galerie, que celle-ci soit assez profonde et que le fond imperméable horizontal soit à profondeur suffisante sous la galerie. Enfin, l doit être grand par rapport à R , ce qui fait que le débit varie peu avec le rayon.

D.- Une galerie filtrante horizontale indéfinie, en forme de cylindre elliptique aplati, dont la distance focale serait $2R$ donnerait dans les mêmes conditions que sous C.- un débit par mètre

$$q = \frac{2 \pi \cdot k \cdot \Delta h}{\log \frac{\sqrt{l^2 - R^2} + 1}{R}}$$

lorsque $b \equiv 0$. Pour une ellipse de demi petit axe b (fig. 47)



$$q = \frac{2 \pi \cdot k \cdot \Delta h}{\log (\sqrt{l^2 - R^2} + 1) - \log (b + \sqrt{b^2 + R^2})}$$

N.B.- Il y a lieu de bien considérer les conditions aux limites qui conditionnent l'exactitude des solutions ci-dessus. Le mouvement est permanent. Dans les 4 cas, le fond imperméable est à distance suffisamment grande pour être pratiquement infinie. Dans les cas C et D, la surface libre horizontale de la nappe est à une distance suffisante de la galerie pour être pratiquement infinie. Dans le plan du mouvement, la nappe de filtration est en

relation de part et d'autre de la tranchée ou de la galerie, à distance l , avec une nappe d'eau libre à niveau constant. Dans les cas A et B, la partie supérieure de la nappe ne sert qu'à donner la charge motrice et ne participe pas au mouvement. Ceci est peu probable même en mouvement permanent et implique que Δh et la profondeur d'eau dans la tranchée soient assez faibles. Il est évident aussi que cette condition n'est pas valable pendant la période transitoire, entre le moment où la surface libre est initialement horizontale et celui où elle atteint sa forme permanente déprimée.

15.- COUCHE DE FILTRATION HORIZONTALE

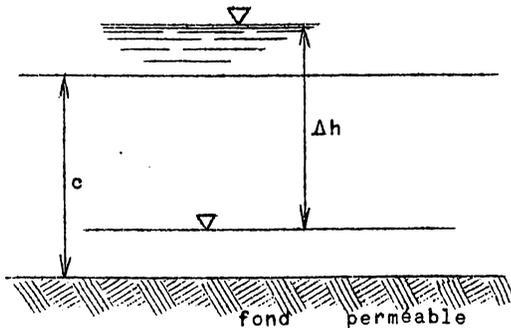


Fig. 48.

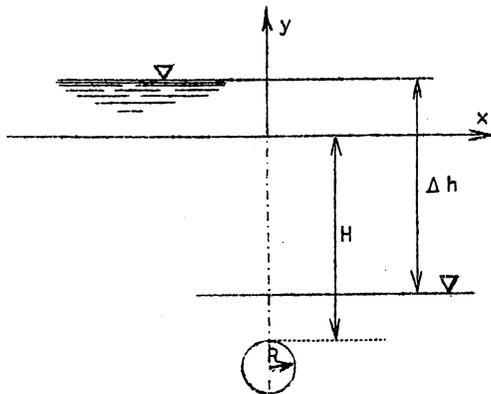


Fig. 49.

A) Une couche filtrante horizontale d'épaisseur c , de dimensions suffisantes en plan pour pouvoir être considérée comme indéfinies, est recouverte d'une couche d'eau à niveau constant. Sa face inférieure repose sur un fond perméable (infiniment) et est en rapport avec un réservoir d'eau à niveau constant. Les plans équipotentiels sont horizontaux, les lignes de courant verticales (fig. 48). Par m^2 de surface, on a

$$q = k \frac{\Delta h}{c},$$

Δh étant la dénivellation des deux plans d'eau invariables.

B) La couche filtrante, de très grande épaisseur, repose sur un fond imperméable horizontal. Elle est recouverte d'une nappe d'eau libre à niveau constant. A profondeur H sous la surface horizontale de la couche filtrante se trouve un tube cylindrique horizontal de rayon R et de longueur indéfinie; il est infiniment filtrant. Le niveau piézométrique constant à l'intérieur du sol est situé à Δh sous le niveau de la nappe libre (fig. 49). La solution du problème, donnée par Gustafsson est la

suivante (cfr L. Sine et J. Meinguet, Contribution à l'étude hydraulique des nappes de drainage. Bulletin de l'Institut agronomique et des stations de recherches de Gembloux, n° 1 - 3 1958). L'équation des équipotentielles dans le plan du mouvement (perpendiculaire à l'axe du tube) est

$$\Phi = \frac{-q}{4\pi} \log \frac{(y-a)^2 + x^2}{(y+a)^2 + x^2} \quad \text{avec} \quad a = \sqrt{H \cdot (H + 2R)} \approx H + R$$

Il en résulte que

$$Q = \frac{2\pi \cdot k \cdot \Delta h}{\log \frac{H+a}{H-a}} \approx \frac{2\pi \cdot k \cdot \Delta h}{\log \frac{2H+R}{R}}$$

C) Si les conditions sont les mêmes qu'en B, mais que l'épaisseur c de la couche filtrante soit un multiple de H peu supérieur à H (fig. 50), on a (op. cit.) :

$$\Phi = \frac{-q}{4\pi} \log \frac{\left[\cosh \frac{\pi x}{2c} - \cos \frac{\pi(y-a)}{2c} \right] \left[\cosh \frac{\pi x}{2c} + \cos \frac{\pi(y+a)}{2c} \right]}{\left[\cosh \frac{\pi x}{2c} + \cos \frac{\pi(y-a)}{2c} \right] \left[\cosh \frac{\pi x}{2c} - \cos \frac{\pi(y+a)}{2c} \right]}$$

avec $a \approx H + R$

d'où

$$q = \frac{2\pi \cdot k \cdot \Delta h}{\log \frac{\operatorname{tg} \frac{\pi(2H+R)}{4c}}{\operatorname{tg} \frac{\pi R}{4c}}}$$

D) Même cas qu'en C, mais $c = a = H + R$; le tuyau drainant repose sur le fond imperméable horizontal (fig. 51)

$$\Phi = \frac{-Q}{4\pi} \log \frac{\left[\cosh \frac{\pi x}{2a} - \sin \frac{\pi y}{2a} \right]^2}{\left[\cosh \frac{\pi x}{2a} + \sin \frac{\pi y}{2a} \right]^2} \quad \text{d'où} \quad q = \frac{\pi \cdot k \cdot \Delta h}{\log \operatorname{tg} \frac{\pi(H+a)}{4a}}$$

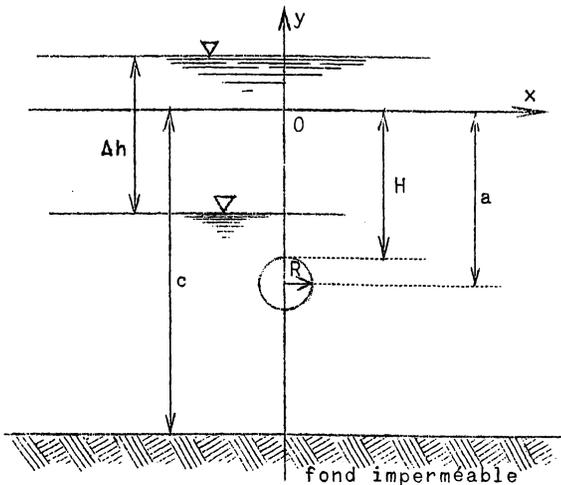


Fig. 50.

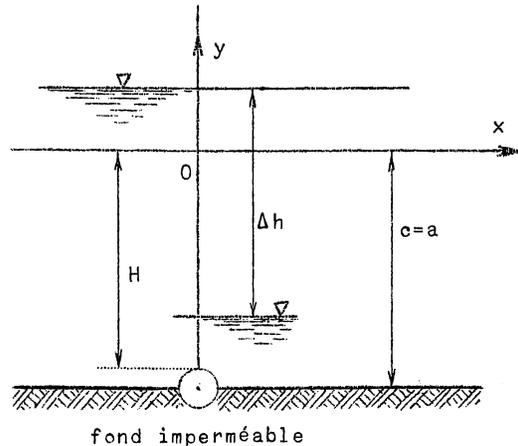


Fig. 51.

E) Si, dans les mêmes conditions que celles définies en B), C) et D), au lieu d'un seul tube drainant, il y a un ensemble de tubes parallèles équidistants situés à même profondeur et écartés de L , on trouvera les formules correspondantes dans la référence citée (Sine et Molinguet): Ces formules montrent que si $\frac{H}{L}$ est assez petit, ce qui est généralement le cas, les formules du débit q par unité de longueur pour chaque tube sont approximativement les mêmes qu'en B), C) et D). Les drains assez écartés s'influencent donc peu mutuellement.

N.B.- Les cas de mouvement permanent étudiés au paragraphe 15 ne constituent pas du rabattement de nappe aquifère par drainage, mais bien de la filtration sous charge constante.

16.- RAVEINEMENT

On donne ce nom à l'opération qui consiste non à prélever de l'eau dans une nappe souterraine, mais à y envoyer de l'eau. Cette opération a pour objet d'alimenter artificiellement des nappes souterraines au moyen d'eau résiduelle. A une distance suffisante de ces dispositifs de raveinement, on prélève de l'eau qui a été suffisamment filtrée que pour convenir aux usages auxquels on la destine, par exemple la consommation. Par exemple, on fait du raveinement dans les dunes bordant la mer du Nord en Hollande pour éviter l'épuisement des nappes d'eau douce surmontant l'eau salée et combattre la remontée et la diffusion de celle-ci.

Le raveinement peut se faire par des tranchées selon les dispositifs A et B du paragraphe 14 et aussi par des galeries, selon les dispositifs C) et D). Les formules sont inchangées en mouvement permanent, mais le sens de Δh est renversé.

Le renversement du courant peut aussi se faire dans les dispositifs du paragraphe 15, par exemple pour nettoyer des filtres à sable par contre-courant ou pour faire de l'irrigation souterraine. En régime permanent, les formules du paragraphe 15 restent aussi valables, mais il faut changer le sens de Δh .

17.- APPLICATION DU PARAGRAPHE 7 A QUELQUES CAS D'ECOULEMENT DE REVOLUTION

A) Puits cylindrique à paroi imperméable débitant par un fond sphérique (fig. 52)

Soit un puits cylindrique de diamètre $2R$, étanche sur toute sa paroi, dont le fond sphérique libre est ménagé dans un terrain aquifère dont la nappe se trouve à hauteur H très grande au-dessus du fond imperméable horizontal. Par épuisement, on crée dans le puits une dénivellation Δh assez faible. La surface sphérique du fond est une surface équipotentielle. Il en résulte que les autres surfaces d'égale charge sont des sphères concentriques et que les lignes de courant sont des droites dirigées suivant les rayons.

Le mouvement de filtration est donc de révolution.

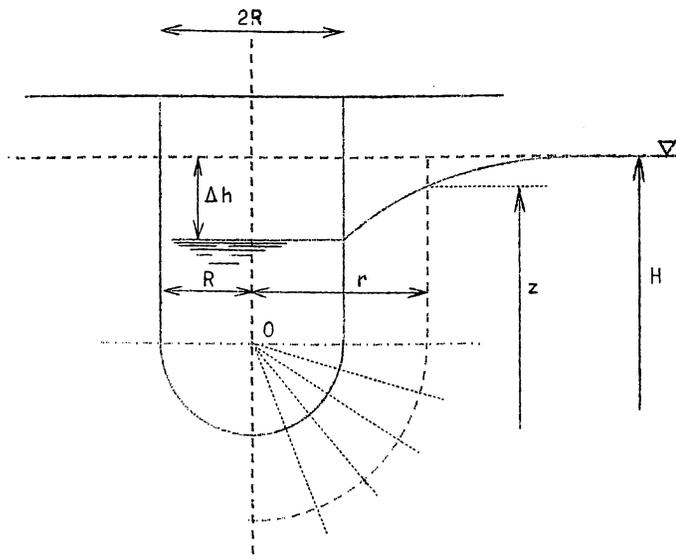


Fig. 52.

Dans une demi sphère de rayon r

$$u = \frac{Q}{2 \pi \cdot r^2}$$

$$= -k \frac{d\phi}{dr} = k \frac{dz}{dr}$$

donc

$$dz = \frac{Q \cdot dr}{2 \pi \cdot k \cdot r^2}$$

et

$$H - z = \frac{Q}{2 \pi \cdot k \cdot r}$$

La dénivellation dans le puits est

$$\Delta h = \frac{Q}{2 \pi \cdot k \cdot R}$$

d'où

$$Q = 2 \pi \cdot k \cdot R \cdot \Delta h$$

$$= 2 \pi \cdot R^2 \cdot k \cdot \frac{\Delta h}{R}$$

Les équations satisfont à l'équation aux dérivées partielles du paragraphe 7; elles impliquent que la zone d'influence est infinie, que Δh est faible de même que la profondeur d'eau dans le puits. La surface de la nappe est un hyperboloïde de révolution autour d'une asymptote, qui est l'axe du puits, l'autre asymptote étant le plan primitif de la nappe aquifère.

En effet
$$r (H - z) = \frac{Q}{2 \pi \cdot k} = \text{constante}$$

B) Puits cylindrique à paroi latérale imperméable alimenté par un fond plan (fig. 53).

Les surfaces équipotentiellles sont des ellipsoïdes de révolution autour de l'axe du puits, engendrés par des ellipses confocales dont les foyers sont aux extrémités inférieures de la paroi du puits. Les lignes de courant forment des hyperboloïdes de révolution dont les génératrices sont des hyperboles confocales aux ellipses.

Pour une ellipse de demi-petit axe b , on trouve

$$H - z = \frac{Q}{2 \pi \cdot k \cdot R} \left(\frac{\pi}{2} - \text{arc tg } \frac{b}{R} \right)$$

Sur le fond du puits

$$H - z = \Delta h \quad \text{et} \quad b = 0, \quad \text{d'où}$$

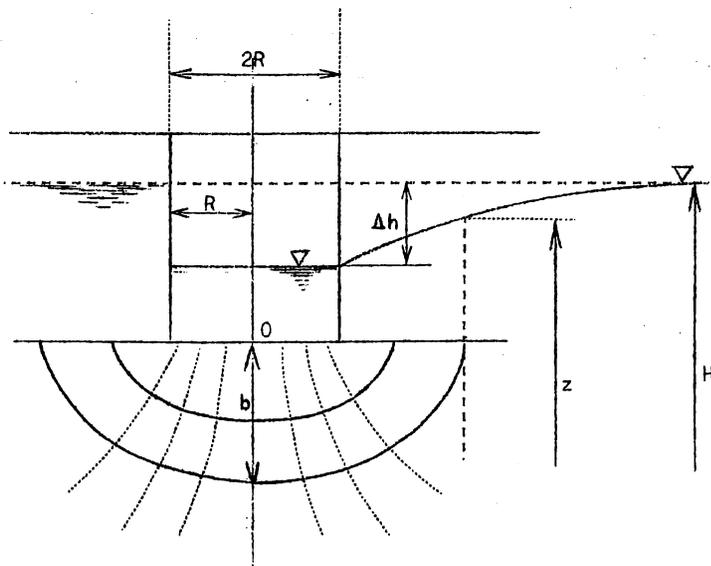


Fig. 53.

$$\Delta h = \frac{Q}{4 k \cdot R}$$

et

$$Q = 4 k \cdot R \cdot \Delta h .$$

La courbe de rabattement est asymptotique au plan d'eau initial. Il faut que la profondeur de la nappe sous le puits soit très grande et que Δh et la profondeur d'eau dans le puits soient relativement petits.

Si le fond perméable du puits est plus haut que le plan inférieur de la paroi imperméable, d'une hauteur h , ce plan n'en reste pas moins équipotentiel (fig. 54). Il n'y a rien de changé aux équipotentielles extérieures, à la partie inférieure filtrante du puits, ce sont des plans horizontaux.

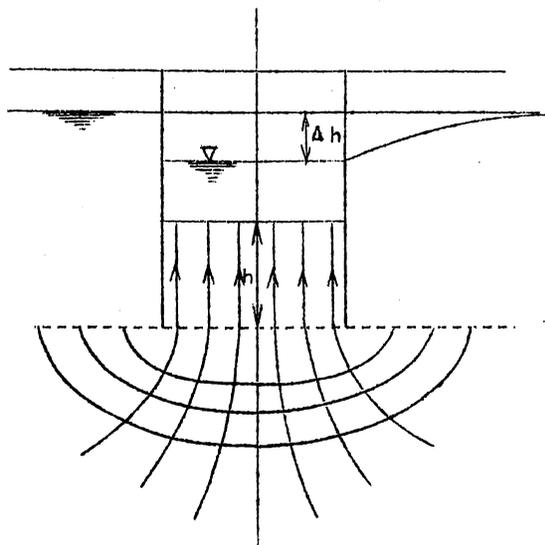


Fig. 54.

On a

$$\Delta h = \frac{Q}{4 k \cdot R} + \frac{Q \cdot h}{\pi \cdot R^2 \cdot k}$$

d'où

$$Q = \frac{k \cdot R \cdot \Delta h}{\frac{1}{4} + \frac{h}{\pi \cdot R}}$$

N.B.- Les mêmes remarques sont à faire au sujet des cas précédents que des tranchées des cas A) et B) du paragraphe 14. Le mouvement permanent de filtration se limite au demi-espace situé sous le plan horizontal du bord inférieur des

parois imperméables du puits. La masse d'eau située au-dessus ne participe pas au mouvement et sert uniquement à produire la charge motrice. L'alimentation se fait par les confins latéraux de la nappe. La partie supérieure de la nappe doit cependant participer au mouvement pendant la période transitoire d'établissement du régime, pour écouler le volume de rabattement. Mais, en toute hypothèse, on peut admettre que les puits à parois latérales étanches et dont le fond seul est perméable sont toujours alimentés par les couches profondes de la nappe, c'est une garantie de bonne filtration, c'est-à-dire de qualité de l'eau puisée.

Une autre remarque est que, dans le cas des puits à fond perméable, contrairement au cas des tranchées, les équations conduisent à une étendue d'influence infinie. La solution n'est pas correcte si l est fini, par exemple si la nappe se raccorde à la limite cylindrique de rayon l d'une nappe d'eau libre à niveau constant H , d'autant moins que l est plus petit et plus voisin de R . Si l est suffisamment plus grand que R , on peut admettre par approximation :

a) pour le puits à fond sphérique

$$H - z = \frac{Q}{2 \pi \cdot k} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{l} \right), \quad \Delta h = \frac{Q}{2 \pi \cdot k} \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{l} \right)$$

$$Q = \frac{2 \pi \cdot k \cdot \Delta h}{\frac{1}{R} - \frac{1}{l}} = 2 \pi \cdot k \cdot R \cdot \Delta h \cdot \frac{l}{l - R}$$

b) pour le puits à fond plan

$$H - z = \frac{Q}{2 \pi \cdot k \cdot R} \left(\text{arc tg } \frac{b_1}{R} - \text{arc tg } \frac{b}{R} \right)$$

$$\Delta h = \frac{Q}{2 \pi \cdot k \cdot R} \text{arc tg } \frac{b_1}{R}, \quad Q = \frac{2 \pi \cdot k \cdot R \cdot \Delta h}{\text{arc tg } \frac{b_1}{R}}$$

Or $l = \sqrt{b_1^2 + R^2}$, d'où $Q = 4 k \cdot R \cdot \Delta h \frac{\pi}{2 \text{ arc tg } \sqrt{\frac{l^2}{R^2} - 1}}$

(l est le demi grand axe de l'ellipse dont le demi petit axe est b , et la distance focale R).

C) Au point de vue du captage des eaux, il y aurait intérêt à substituer aux puits une chambre sphérique ou elliptique de révolution, à paroi infiniment perméable dans laquelle un tuyau étanche réaliserait la dépression piézométrique Δh , qui affecterait la surface libre de la nappe. Celle-ci devrait cependant être très éloignée à la fois du fond et de la chambre de captage. Dans ce cas, le débit puisé serait :

a) pour la chambre sphérique $Q = 4 \pi \cdot k \cdot R \cdot \Delta h$

b) pour la chambre elliptique $Q = 8 k \cdot R \cdot \Delta h$,

R étant le rayon du cercle focal de la chambre elliptique de révolution aplatie. ($R = \sqrt{a^2 - b^2}$) telle que $b \equiv 0$ et $R \equiv a$ (ce serait à vrai dire une boîte cylindrique étanche à deux fonds plans horizontaux perméable).

Pour une chambre elliptique aplatie de demi axes $a > b$, on aurait

$$\Delta h = \frac{Q}{4 \pi \cdot k \cdot \sqrt{a^2 - b^2}} \left(\frac{\pi}{2} - \text{arc tg } \frac{b}{\sqrt{a^2 - b^2}} \right)$$

$$Q = \frac{4 \pi \cdot k \cdot \sqrt{a^2 - b^2} \cdot \Delta h}{\frac{\pi}{2} - \text{arc tg } \frac{b}{\sqrt{a^2 - b^2}}} = \frac{4 \pi \cdot k \cdot b \cdot \Delta h \cdot \sqrt{\frac{a^2}{b^2} - 1}}{\frac{\pi}{2} - \text{arc tg } \frac{1}{\sqrt{\frac{a^2}{b^2} - 1}}}$$

18.- INJECTIONS

En renversant le sens de Δh dans les équations du paragraphe 17, on aurait le cas des injections d'eau en mouvement permanent dans une nappe aquifère; les formules seraient inchangées. On aurait une intumescence locale de la nappe au lieu d'une dépression, dans l'hypothèse des mêmes conditions aux limites.

19.- PUITS A PAROIS PERMEABLES FORE DANS UNE NAPPE SANS PRESSION LIMITEE A UN RESERVOIR A NIVEAU CONSTANT ET DESCENDANT JUSQUE SUR LE FOND IMPERMEABLE

La nappe est horizontale et sans pente de fond.

Soit R le rayon du puits cylindrique, l celui de la couche filtrante, limité à un cylindre vertical coaxial au puits baigné dans un réservoir indéfini à niveau constant. Le puits est alimenté uniquement par sa paroi cylindrique; le mouvement est de révolution.

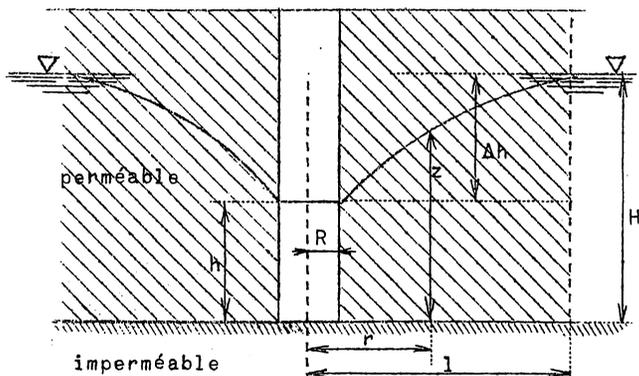


Fig. 55.

Les abscisses r sont comptées suivant les rayons à partir de l'axe et les z verticalement à partir de la couche imperméable horizontale. Soit h le niveau de l'eau dans le puits, H le niveau de la nappe. Lorsque le puits débite $h < H$, il se forme dans la zone filtrante une surface de dépression ou de rabattement, qui est une surface de révolution

(fig. 55). On fait l'hypothèse que les filets sont sensiblement horizontaux (peu inclinés par rapport au fond). Les surfaces équipotentiellles sont des cylindres coaxiaux au puits.

Le débit est $Q = 2 \pi . r . z . u$, $u = k . i$, $i = \frac{dz}{dr}$

d'où

$$\frac{Q}{2 \pi . r . z} = k \frac{dz}{dr}$$

$$(H^2 - h^2) = \frac{Q}{\pi . k} \log \frac{l}{R}$$

$$Q = \frac{\pi . k . (H^2 - h^2)}{\log \frac{l}{R}} \quad (\text{formule de Dupuit})$$

Q augmente lorsque l diminue. Si $l = R$, $Q = \infty$ ($\log \frac{l}{R} = \log 1 = 0$).

Donc l doit être suffisamment grand par rapport à R et à $H - h$ pour que la formule soit valable, en raison de l'hypothèse des filets sensible-

ment horizontaux.

Deux puits coaxiaux de rayons R_1 et R_2 donneraient des débits dans le rapport

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{\log l - \log R_2}{\log l - \log R_1}$$

c'est-à-dire que le débit augmente peu avec le rayon.

En terrain finement perméable, quand on veut augmenter le débit, il ne faut pas augmenter le diamètre mais multiplier le nombre de puits en les espaçant suffisamment pour qu'ils s'influencent peu mutuellement. Le débit diminue lorsque H diminue et lorsque k diminue, par colmatage de la couche filtrante.

Le débit crée un rabattement de la nappe aquifère dans la zone filtrante, suivant un profil d'équation

$$z^2 = H^2 - \frac{Q}{k \cdot \pi} \log \frac{l}{r} \quad \text{ou} \quad r = l \cdot e^{-\frac{\pi \cdot k}{Q} (H^2 - z^2)}$$

sensiblement parabolique.

Le rabattement à distance r de l'axe est

$$H - z = H - \sqrt{H^2 - \frac{Q}{\pi \cdot k} \log \frac{l}{r}} = \Delta h$$

$$\Delta h = H - z = \frac{1}{H + z} \cdot \left(\frac{Q}{\pi \cdot k} \log \frac{l}{r} \right) > \frac{1}{2H} \cdot \frac{Q}{\pi \cdot k} \cdot \log \frac{l}{r}$$

(nappe très profonde, $z \simeq H$).

$$\Delta h = H - z < \frac{1}{H} \cdot \frac{Q}{\pi \cdot k} \log \frac{l}{r} \quad (\text{nappe peu profonde, épuisement important } z \simeq 0).$$

Si la cote à réaliser à distance r est connue, on en déduit le débit Q à extraire, l'étendue l de la zone d'influence étant connue et invariable :

$$Q = \frac{\pi \cdot k \cdot \Delta h \cdot (2H - \Delta h)}{\log \frac{l}{r}}$$

Observons que, d'après l'équation différentielle,

$$r \cdot z \cdot i = \frac{Q}{2 \pi \cdot k} = \text{constante}$$

pour un débit donné.

20.- CAS D'UN PUIITS ARTESIEN

Les formules précédentes s'appliquent surtout aux puits descendant dans la nappe phréatique et aux puits de rabattement de cette nappe pour les travaux de fouilles. Pour les captages d'eau, on fore souvent des puits tubés jusque dans les nappes profondes sous pression. Soit e l'épaisseur

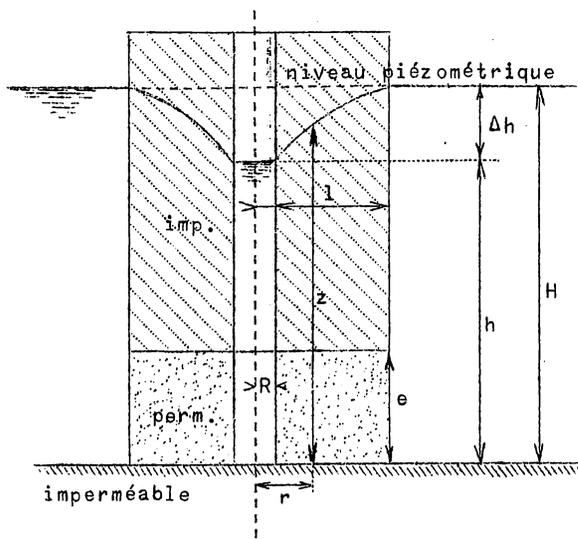


Fig. 56.

de la nappe supposée enfermée entre 2 couches imperméables horizontales et soit H le niveau piézométrique supposé invariable à partir d'une distance l de l'axe du puits dans tous les plans méridiens. Lorsque le puits de rayon R débite, le niveau descend en h dans le puits (fig. 56).

On admet encore que les surfaces équipotentiellles sont des cylindres coaxiaux au puits.

Le débit est

$$Q = 2 \pi . e . r . u$$

et $u = k . \frac{dz}{dr}$

donc

$$dz = \frac{Q}{2 \pi . k . e} \cdot \frac{dr}{r}$$

$$Q = \frac{2 \pi . k . e . (H - h)}{\log \frac{l}{R}} = \frac{2 \pi . k . e . \Delta h}{\log \frac{l}{R}}$$

Le débit est proportionnel à l'abaissement Δh du niveau piézométrique. Dans ce cas aussi l doit être grand par rapport à R et à Δh pour que la formule soit valable.

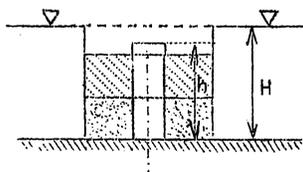


Fig. 57.

Si le puits est jaillissant, ces formules ne sont plus applicables (fig. 57).

On peut écrire

$$\Delta h = H - h = \frac{u^2}{2g} + h . j + k' . u . h$$

(formule empirique), H est la hauteur de la nappe au-dessus du fond imperméable, h la hauteur au-dessus du même fond de l'orifice supérieur du tube, (fig. 57).

Le 1er terme du 2° membre représente l'énergie de mise en vitesse, perdue dans le jet.

Le 2° terme représente la perte de charge le long des parois du tube.

Le 3° terme représente la perte de charge due au terrain perméable.

Elle est proportionnelle à u, d'après la formule de Dupuit et, pour lui donner le caractère d'un travail, on y introduit le facteur $k' . h$, k' étant un coefficient dépendant de la nature du terrain et ayant comme dimensions celles d'une vitesse (c'est-à-dire celles d'un coefficient de perméabilité).

Les deux premiers termes sont négligeables devant le dernier, en sorte que

$$u = k' \cdot \frac{H - h}{h}$$

H est inconnu, mais on l'élimine en considérant 2 régimes de dépense u et u₀

$$u_0 = \left(\frac{H - h_0}{h_0} \right) \cdot k'$$

donc

$$u = \frac{u_0 \cdot h_0 + k' \cdot (h_0 - h)}{h}$$

Cette formule a été vérifiée par l'expérience.

N.B.- Comme pour toutes les formules de ce chapitre dans lesquelles interviennent des limites formées de parois filtrantes, les formules des paragraphes 19 et 20 supposent implicitement que les parois des puits filtrants sont entièrement perméables et n'opposent aucune résistance supplémentaire au passage de l'eau. On a observé aux puits filtrants une dénivellation sensible entre l'intérieur du tube, où puise la pompe, et l'extérieur du filtre. Elle correspond à une perte de charge notable dans le filtre de graviers et les toiles métalliques, qui s'ajoute à celle du terrain et augmente le travail d'épuisement.

21.- PUIITS CYLINDRIQUES ANALOGUES A CEUX DES PARAGRAPHERS 19 ET 20 FORES DANS UN TERRAIN PERMEABLE EN GRAND

On entendra par là que la loi élémentaire de filtration et celle de Nourtier $k \cdot i = u^2$. Dans le cas du puits du paragraphe 19, on trouve

$$Q = 2 \pi \cdot r \cdot z \cdot u = 2 \pi \cdot \sqrt{k} \cdot r \cdot z \cdot \left(\frac{dz}{dr} \right)^{\frac{1}{2}}$$

d'où

$$z^2 \cdot dz = \frac{Q^2 \cdot r^{-2} \cdot dr}{4 \pi^2 \cdot k}$$

$$Q = 2 \pi \cdot \sqrt{\frac{(H^3 - h^3) \cdot k}{3} \cdot \frac{1 \cdot R}{1 - R}}$$

Le débit croît aussi moins rapidement que le rayon, mais la croissance est cependant plus grande qu'avec la formule de Dupuit du paragraphe 19. Donc, dans un terrain à grands pores ou fissures, il peut y avoir intérêt à augmenter le diamètre du puits pour recouper plus de fissures et augmenter le débit.

Pour le cas de la nappe artésienne ascendante (paragraphe 20) on a

$$Q = 2 \pi \cdot r \cdot e \cdot \sqrt{k} \cdot \left(\frac{dz}{dr} \right)^{\frac{1}{2}}$$

d'où

$$\Delta h = \frac{Q^2}{4 \pi^2 \cdot e^2 \cdot k} \cdot \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{1} \right)$$

et

$$Q = 2 \pi \cdot e \cdot \sqrt{k \cdot \Delta h} \cdot \frac{1 \cdot R}{1 - R}$$

22.- NAPPES COMPLEXES EN REGIME PERMANENT NON ALIMENTE A FILETS SENSIBLEMENT HORIZONTALS

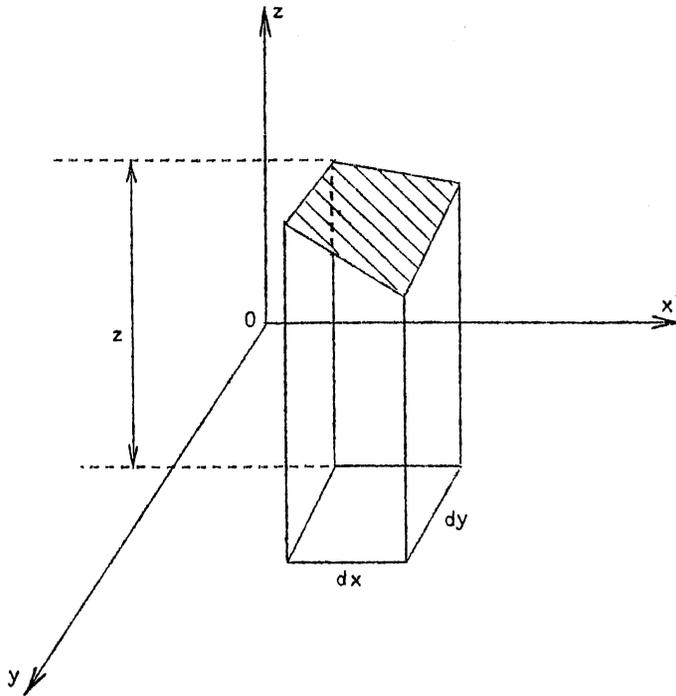


Fig. 58.

Supposons que la surface libre d'une nappe en mouvement permanent à filets sensiblement horizontaux, surmontant un fond imperméable horizontal, ait une forme complexe définie par des lignes de niveau en projection horizontale.

Considérons un élément rectangulaire $dx \cdot dy$ de cette projection, dont l'ordonnée au-dessus du fond est z . (Fig. 58).

Les pentes piézométriques sont

$$i_x = \frac{dz}{dx}$$

et

$$i_y = \frac{dz}{dy}.$$

Le débit suivant la face $z \cdot dy$ est

$$q = k \cdot i_x \cdot z \cdot dy = k \cdot z \cdot \frac{dz}{dx} \cdot dy = k \cdot \frac{d(z)^2}{dx} \cdot \frac{dy}{2}$$

Le débit suivant la face $z \cdot dx$ est

$$q_y = k \cdot \frac{d(z)^2}{dy} \cdot \frac{dx}{2}$$

En vertu de l'équation de continuité

$$\frac{\partial q_x}{\partial x} \cdot dx + \frac{\partial q_y}{\partial y} \cdot dy = 0$$

on a
$$\frac{d^2(z)^2}{dx^2} + \frac{d^2(z)^2}{dy^2} = 0$$

où x et y sont les 2 variables indépendantes, z est fonction de x et y .

Les nappes simples étudiées pour le massif filtrant (paragraphes 9 et 10) :

$$H^2 - z^2 = \frac{2 q \cdot x}{k}$$

et pour les puits (paragraphe 19) :

$$H^2 - h^2 = \frac{Q}{\pi \cdot k} \cdot \log \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2}}, \quad \sqrt{x^2 + y^2} = r$$

satisfont à cette équation aux dérivées partielles.

Selon l'observation de M. Ph. Forchheimer, si les fonctions

$$z^2 = f_1(x,y), \quad z^2 = f_2(x,y), \quad z^2 = f_3(x,y), \quad \text{etc...}$$

satisfont à l'équation, il en est de même de

$$z^2 = f_1(x,y) + f_2(x,y) + f_3(x,y) \quad \text{etc...}$$

qui donne l'équation d'une nappe complexe.

Cette observation permet d'étudier les nappes complexes qui se forment lorsque plusieurs tranchées ou plusieurs puits s'influencent mutuellement.

23.- PUITS MULTIPLES EN REGIME PERMANENT NON ALIMENTE

Supposons que l'on épuise un débit total Q de n puits régulièrement alimentés, à parois perméables et descendant jusqu'au fond imperméable (fig. 59), comme celui considéré au paragraphe 19.

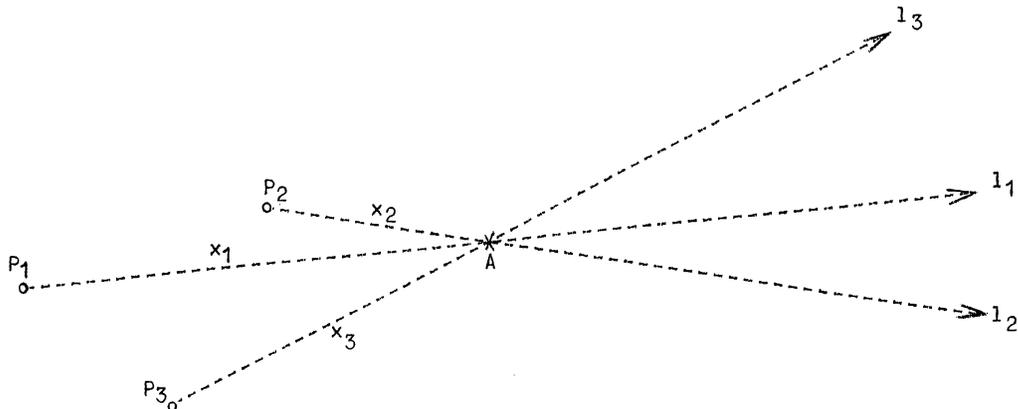


Fig. 59.

D'après le paragraphe 22

$$H^2 - z^2 = \frac{1}{\pi \cdot k} \cdot (q_1 \cdot \log \frac{l_1}{x_1} + q_2 \cdot \log \frac{l_2}{x_2} + \dots)$$

l_1 , l_2 , etc... étant les distances des centres des puits P_1 , P_2 , etc... aux confins de la nappe simple correspondante et x_1 , x_2 , etc... les distances des centres des mêmes puits au point considéré où la nappe a l'ordonnée z .

q_1 , q_2 , etc... les débits des divers puits, donc $Q = q_1 + q_2 \dots + q_n$.

Si les débits sont égaux et que $l = l_1 = l_2 \dots = l_n$, ce qui a lieu lorsque les divers puits sont dans des conditions identiques, on a

$$q_1 = q_2 , \dots q_n = \frac{Q}{n}$$

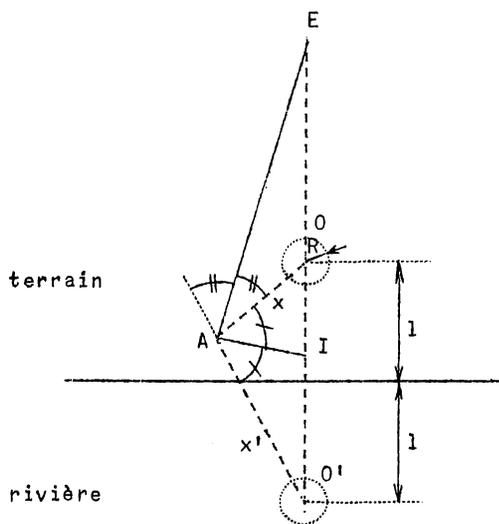
et
$$H^2 - z^2 = \frac{Q}{\pi \cdot k} \cdot \log l - \log \sqrt[n]{x_1 \cdot x_2 \dots x_n} ,$$

ou
$$H^2 - z^2 = \frac{Q}{\pi \cdot k} \cdot (\log l - \log X)$$

X étant la distance au point considéré du puits fictif unique qui produirait le même rabattement en ce point. Les formules conviennent pour les rabattements de nappes équifères par batteries de puits filtrants. Pour la détermination du rabattement dans un puits tel que P_1 , il faut poser $x_1 = R_1$.

24.- PUITS INFLUENCES PAR UN COURS D'EAU, EN REGIME PERMANENT NON

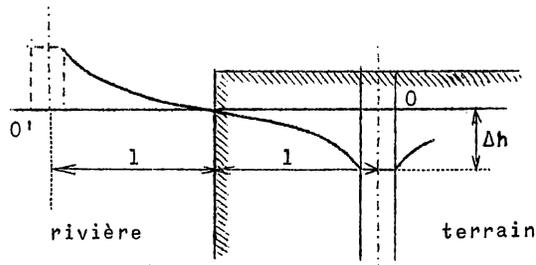
ALIMENTE



(a)

La formule des puits multiples peut servir à déterminer la nappe d'un puits influencé par un cours d'eau, par la méthode des images.

Soit H le niveau de l'eau du fleuve au-dessus du fond imperméable.



(b)

Fig. 60.

Supposons la nappe initialement horizontale dans le terrain.

Soit Δh le rabattement réalisé dans le puits. Considérons une source symétrique du puits réel par rapport à la laisse d'eau et présentant un exhaussement du plan d'eau égal à Δh . Son débit est $-Q$. Le système de ces deux puits (1) donne une nappe qui contient la laisse d'eau (fig. 60 a et b), et qui, dans l'intérieur des terres, peut donc être considérée comme la nappe réelle. Son équation est

$$H^2 - z^2 = \frac{Q}{\pi \cdot k} \log \frac{l}{x} - \frac{Q}{\pi \cdot k} \log \frac{l}{x'} = \frac{Q}{\pi \cdot k} \log \frac{x'}{x} ;$$

l est la distance du puits, considéré aux confins de la nappe simple correspondante;

x et x' sont les distances du point considéré au puits et à la source symétrique.

Les lignes de niveau de la nappe constituent les cercles d'Appolonius correspondant à $\frac{x'}{x} = \text{constante}$ et auxquels appartiennent la section horizontale du puits et la droite de la laisse d'eau. En effet (fig. 60 a) si l'on trace les bissectrices intérieure et extérieure de l'angle AOO' , elles coupent OO' en I et E et l'on a

$$\frac{x'}{x} = \frac{O'I}{IO} = \frac{O'E}{OE} ,$$

I et E appartiennent donc à la ligne de niveau de A et l'angle IAE est droit. Donc la ligne de niveau est un cercle de diamètre IE.

Si la nappe est inclinée vers le fleuve (fig. 61) et lui apporte un débit q par unité de largeur, il se forme une nappe complexe d'équation.

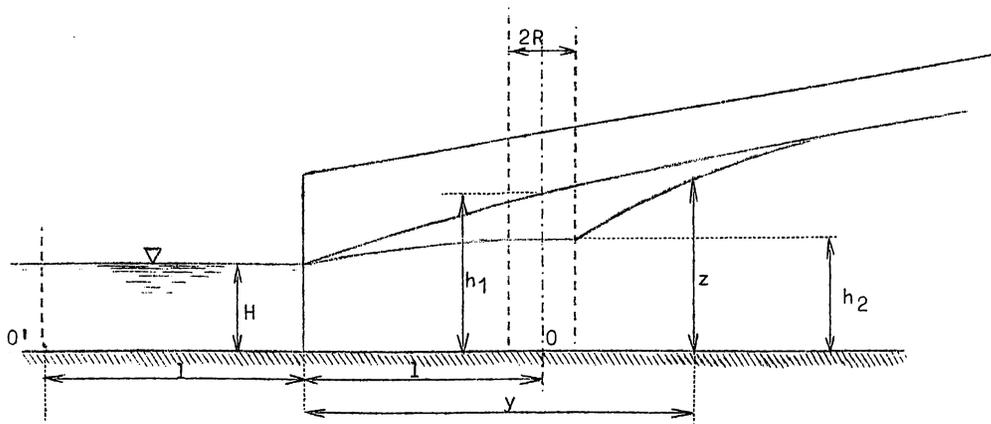


Fig. 61.

(1) qui est l'analogie de ce que l'on appelle un "dipôle" dans la théorie des champs.

$$z^2 - H^2 = \frac{2q}{k} \cdot y - \frac{Q}{\pi \cdot k} \log \frac{x'}{x}$$

y est la distance normale à la laisse d'eau du point d'ordonnée z de la nappe.

Si l'on n'épuise pas dans le puits, l'eau y atteint le niveau h_1 tel que

$$h_1^2 - H^2 = \frac{2q \cdot l}{k}$$

l étant la distance du puits au fleuve (fig. 61).

Lorsque l'on épuise, on a au bord du puits $x = R$ et $x' = 2l$; le niveau dans le puits est h_2 tel que

$$h_2^2 - H^2 = \frac{2q \cdot l}{k} - \frac{Q}{\pi \cdot k} \log \frac{2l}{R}$$

Le plan normal à la rive passant par l'axe du puits coupe la nappe suivant une courbe d'équation :

$$z^2 - H^2 = \frac{2q}{k} \cdot y - \frac{Q}{\pi \cdot k} \log \frac{1+y}{1-y}$$

L'inclinaison de cette courbe à la rive, pour $y = 0$, est :

$$\left(\frac{dz}{dy}\right)_0 = \frac{1}{2H} \cdot \left(\frac{2q}{k} - \frac{Q}{\pi \cdot k} \cdot \frac{2}{l}\right)$$

Elle est > 0 pour $Q < \pi \cdot l \cdot q$, alors le puits ne reçoit pas d'eau de rivière. Si le débit Q est supérieur, l'inclinaison est négative, l'eau de la rivière parvient au puits. La même méthode s'applique par analogie aux puits multiples.

Dans le cas d'une nappe horizontale au repos

$$H^2 - z^2 = \frac{1}{\pi \cdot k} \sum q_1 \cdot \log \frac{x_1'}{x_1}, \quad \sum q_1 = Q.$$

Dans le cas d'une nappe débitante

$$z^2 - H^2 = \frac{2q \cdot y}{k} - \frac{1}{\pi \cdot k} \sum q_1 \cdot \log \frac{x_1'}{x_1}, \quad \sum q_1 = Q.$$

25.- INTEGRATION DE LA FORMULE DES PUITTS MULTIPLES

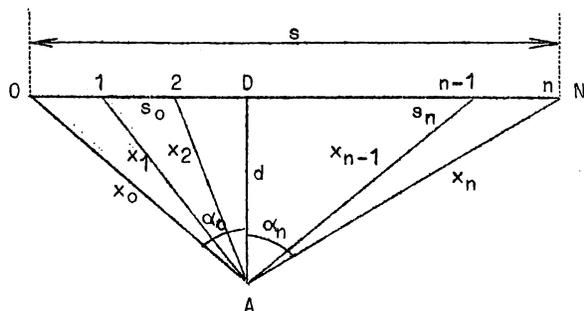


Fig. 62.

Considérons une file de $n + 1$ puits équidistants ON de longueur s et de même débit q, tous en situation identique par rapport aux confins de la nappe. Donc

$$Q = (n + 1) \cdot q$$

$$\text{et } \overline{01} = \overline{12} = \dots = \overline{n-1;n} = \frac{s}{n}.$$

Considérons un point A, distant de d de ON. Le pied D de la perpendi-

culaire abaissée de A sur ON divise s en deux segments s_0 et s_n . Les angles OAD et DAN sont désignés par α_0 et α_n . Les distances de A aux divers puits 0, 1, 2, ..., ..., N sont x_1, x_2, \dots, x_n (fig. 62). D'après la formule des puits multiples, on a

$$H^2 - z^2 = \frac{Q}{n.k} [\log 1 - \log \sqrt[n+1]{x_0 \cdot x_1 \cdot \dots \cdot x_n}] = \frac{Q}{n.k} [\log 1 - \log X]$$

avec $X = \sqrt[n+1]{x_0 \cdot x_1 \cdot \dots \cdot x_n}$.

Comme $x_i = d \cdot \sqrt{1 + \text{tg}^2 \alpha_i}$,

$$\log X = \log d + \frac{\sum \log \sqrt{1 + \text{tg}^2 \alpha_i}}{n + 1}$$

Toutes les tg α diffèrent de $\Delta \text{tg } \alpha = \frac{\text{tg } \alpha_n + \text{tg } \alpha_0}{n} = \frac{s}{n \cdot d}$

d'où $n = \frac{s}{d \cdot \Delta \text{tg } \alpha}$

et $\log X = \log d + \frac{(\sum \log \sqrt{1 + \text{tg}^2 \alpha_i}) \cdot \Delta \text{tg } \alpha}{\text{tg } \alpha_0 + \text{tg } \alpha_n + \Delta \text{tg } \alpha}$

Le débit total Q restant le même, faisons décroître les $\Delta \text{tg } \alpha$. Alors, à la limite,

$$\log X = \log d + \frac{\int_{\alpha_0}^{\alpha_n} \log \sqrt{1 + \text{tg}^2 \alpha} \cdot d \text{tg } \alpha}{\text{tg } \alpha_0 + \text{tg } \alpha_n}$$

$$\log X = \log d + \frac{\text{tg } \alpha_0 \cdot \log (1 + \text{tg}^2 \alpha_0) + \text{tg } \alpha_n \cdot \log (1 + \text{tg}^2 \alpha_n)}{2 (\text{tg } \alpha_0 + \text{tg } \alpha_n)} - 1 + \frac{\alpha_0 + \alpha_n}{\text{tg } \alpha_0 + \text{tg } \alpha_n}$$

ou $\log X = \frac{s_0}{s} \log x_0 + \frac{s_n}{s} \log x_n - 1 + \frac{d}{s} (\alpha_0 + \alpha_n)$

Cette formule est tout-à-fait générale.

Si le point D est en dehors de ON, $s_0 < 0$, $s_n > 0$ et $s = s_n - |s_0|$. Alors

$$\log X = \frac{s_n}{s} \log x_n - \frac{|s_0|}{s} \log x_0 - 1 + \frac{d}{s} (\alpha_n - \alpha_0)$$

Si D est en 0, $\log X = \log x_n - 1 + \frac{d}{s} \alpha_n$

Si D est au milieu de ON, $\alpha_0 = \alpha_n$ et $\log X = \log x_n - 1 + \frac{2d}{s} \alpha_n$

Si $d = 0$, le point A est sur l'alignement ON. Si A est entre 0 et N,

$$x_0 + x_n = s \text{ (fig. 63), } \log X = \frac{\log x_0 + \log x_1 + \dots + \log x_n}{n + 1} \text{ et } n = \frac{x_0 + x_n}{\Delta x}$$

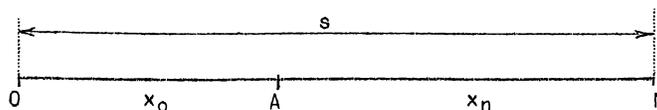


Fig. 63.

$$\log X = \frac{(\sum \log x_i) \cdot \Delta x}{x_0 + x_n + \Delta x}$$

A la limite, $\log X = \frac{1}{s} \int_{x_0}^{x_n} \log x \cdot dx = \frac{x_0 \cdot \log x_0 + x_n \cdot \log x_n}{s} - 1$

Si A est en dehors de ON, $\log X = \frac{x_n \cdot \log x_n - x_0 \cdot \log x_0}{s} - 1$

Si A est en 0, $\log X_0 = \log s - 1$, $X_0 = \frac{s}{e} = 0,365 s$

Si A est au milieu de ON, $\log X_M = \log \frac{s}{2} - 1$, $X_M = \frac{s}{2e}$

(e = base des logarithmes népériens = 2,718).

S'il existe un système de plusieurs droites O_1N_1 , O_2N_2 , etc., de même densité linéaire de débit $\frac{dq}{ds}$, on aura toujours

$$H^2 - z^2 = \frac{Q}{\pi k} (\log 1 - \log X)$$

et $\log X = \frac{\sum (s_i'' \cdot \log x_i' \pm s_i' \cdot \log x_i'')}{\sum s_i} - 1 + \frac{\sum d_i \cdot (\alpha_i'' \pm \alpha_i')}{\sum s_i}$ (fig. 64)

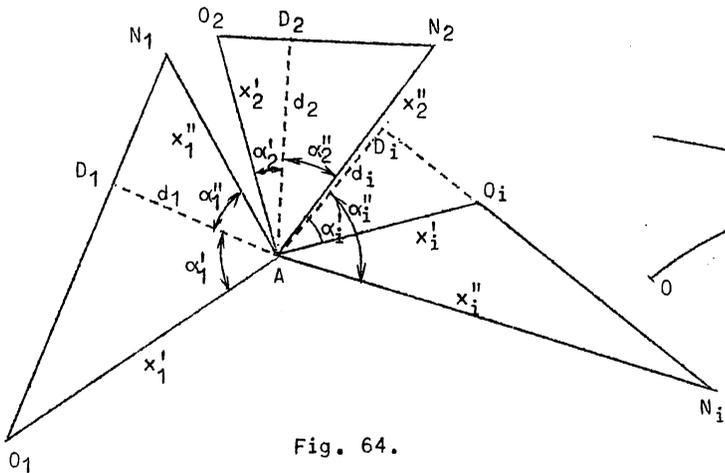


Fig. 64.

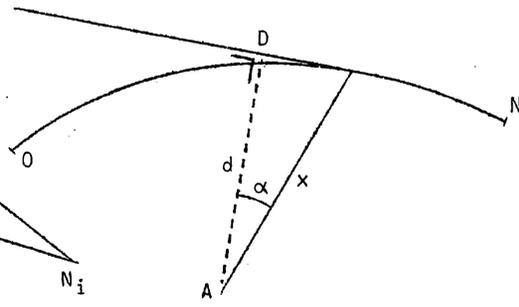


Fig. 65.

Pour une courbe satisfaisant à la même condition $\frac{dq}{ds} = C^{te}$, on a (fig. 65)

$$\log X = \frac{1}{s} \int_0^N \log x \cdot ds - 1 + \frac{1}{s} \int_0^N d \cdot d\alpha = \frac{1}{s} \int_0^N \log x \cdot ds$$

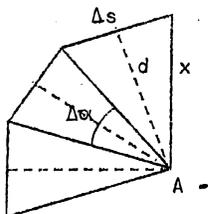


Fig. 66.

Si A est au centre d'un polygone régulier (fig. 66) ou d'un nombre entier de côtés de ce polygone,

$$\log X = \log x - 1 + \frac{d}{\Delta s} \cdot \Delta \alpha = \log x - 1 + \frac{\Delta \alpha}{2} \cdot \cotg \frac{\Delta \alpha}{2}$$

A la limite, si A est au centre d'un arc de cercle,

$$X = x$$

On peut considérer des figures fermées. Considérons par exemple un

rectangle de côtés s et r et un point A extérieur (fig. 67). On a

$$s = d_2 + d_4$$

$$r = d_1 - d_3$$

On trouve

$$\log X = \frac{d_1}{s+r} \log \sqrt{x_1 \cdot x_2} + \frac{d_2}{s+r} \log \sqrt{x_2 \cdot x_3} - \frac{d_3}{s+r} \log \sqrt{x_3 \cdot x_4} + \frac{d_4}{s+r} \log \sqrt{x_4 \cdot x_1} - 1 + \frac{d_1 \cdot (\alpha_1' + \alpha_1'') + d_2 \cdot (\alpha_2' - \alpha_2'') + d_3 \cdot (\alpha_3' + \alpha_3'') + d_4 \cdot (\alpha_4' - \alpha_4'')}{2(s+r)}$$

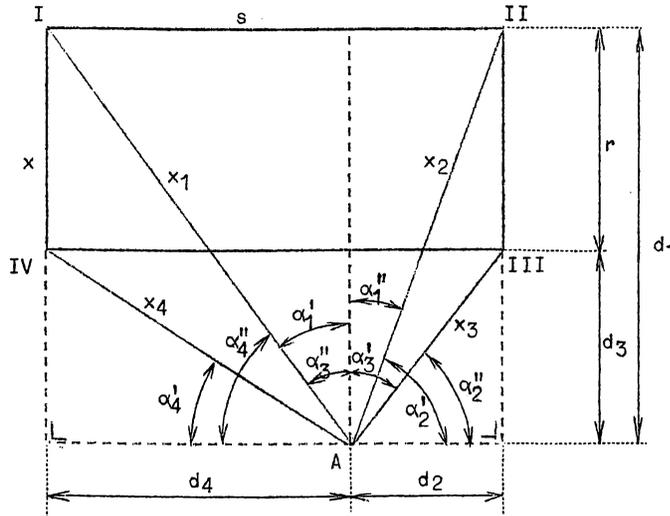


Fig. 67.

Si le point A est à l'intérieur du rectangle, la formule est la même, sauf changement de signe de d_3 , de α_2'' et de α_4' . Il y a naturellement des relations entre les divers angles α' et α'' .

Si A est au centre du rectangle $d_1 = d_3 = \frac{r}{2}$, $d_2 = d_4 = \frac{s}{2}$

$$\alpha_1' = \alpha_1'' = \alpha_3' = \alpha_3'' = \alpha_1, \quad \alpha_2' = \alpha_2'' = \alpha_4' = \alpha_4'' = \alpha_2$$

$$x_1 = x_2 = x_3 = x_4 = \sqrt{\frac{s^2 + r^2}{4}}$$

On a
$$\log X = \log \sqrt{\frac{s^2 + r^2}{4}} - 1 + \frac{r \cdot \alpha_1 + s \cdot \alpha_2}{s+r}$$

Si A est au centre d'un carré, $r = s$ et $\alpha_1 = \alpha_2 = \frac{\pi}{4}$

d'où
$$\log X = \log \sqrt{\frac{s^2}{2}} - 1 + \frac{\pi}{4}$$

Si le point A est en dehors du rectangle, mais sur le prolongement d'un côté (fig. 68),

$$\log X = \frac{(d+s) \cdot \log \sqrt{(d+s) \cdot x_3} + r \cdot \log \sqrt{x_3 \cdot x_4} - d \cdot \log \sqrt{x_4 \cdot d}}{s+r} - 1 + \frac{(d+s) \cdot \alpha_2'' + r \cdot (\alpha_3' - \alpha_3'') + d \cdot \alpha_4''}{2(s+r)}$$

Si le point A est sur un côté du rectangle, entre deux sommets (fig. 69),

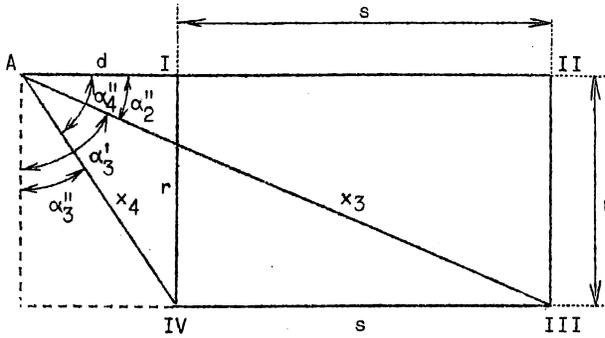


Fig. 68.

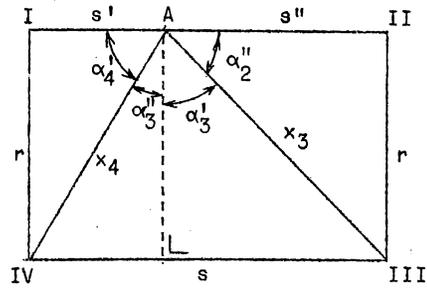


Fig. 69.

$$\log X = \frac{s'' \cdot \log \sqrt{s'' \cdot x_3} + r \cdot \log \sqrt{x_3 \cdot x_4} + s' \cdot \log \sqrt{x_4 \cdot s'}}{s + r} - 1 + \frac{s'' \cdot \alpha_2'' + r \cdot (\alpha_3^1 + \alpha_3'') + s' \cdot \alpha_4^1}{2(s + r)}$$

Il est facile d'envisager des cas particuliers $s' = 0$, $s' = s'' = \frac{s}{2}$ et $s = r$ (carré).

Nous avons vu que si A est au centre d'un cercle de rayon R, $X = R$. Si le point A est à l'extérieur, on a (fig. 70)

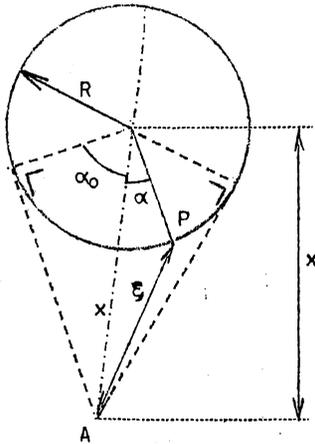


Fig. 70.

$$H^2 - z^2 = \frac{Q}{\pi \cdot k} (\log 1 - \log X)$$

avec $\log X = \frac{\sum \log \xi}{n}$, $n = \frac{2\pi}{\Delta\alpha}$

$$\log X = \frac{1}{2\pi} \sum \log \xi \cdot \Delta\alpha$$

A la limite, $\log X = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \log \xi \cdot d\alpha$

$$\xi^2 = x^2 + R^2 - 2x \cdot R \cdot \cos \alpha$$

$$\log X = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \log (x^2 + R^2 - 2x \cdot R \cdot \cos \alpha) \cdot d\alpha$$

$$= \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \left[\log x^2 + \log \left(1 + \frac{R^2}{x^2} - \frac{2R}{x} \cdot \cos \alpha \right) \right] \cdot d\alpha$$

$$= \log x + \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \log (1 + \cos^2 \alpha_0 - 2 \cos \alpha \cdot \cos \alpha_0) \cdot d\alpha$$

$$= \log x$$

$\cos \alpha_0 = \frac{R}{x}$. Donc $X = x$.

La batterie circulaire de puits de rayon R produit à l'extérieur du cercle le même effet qu'un puits unique central de même débit. Si A est à l'intérieur du cercle ($x < R$), en posant $\cos \alpha_0 = \frac{x}{R}$, on a

$$\log X = \log R + \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \log (1 + \cos^2 \alpha_0 - 2 \cos \alpha \cdot \cos \alpha_0) \cdot d\alpha = \log R$$

$X = R$ comme au centre du puits, quelle que soit la valeur de $x < R$. Donc le rabattement est uniforme à l'intérieur de la batterie circulaire :

$$H^2 - h^2 = \frac{Q}{\pi \cdot k} (\log 1 - \log R)$$

C'est la formule du puits unique de rayon R (voir paragraphe 19). Pour un point extérieur

$$H^2 - z^2 = \frac{Q}{\pi \cdot k} (\log 1 - \log x)$$

C'est aussi la formule établie au paragraphe 19.

Si l'on considère donc des systèmes quelconques de puits distants et équivalents, on peut y substituer un puits unique équivalent de même débit par recours à l'intégration de l'équation des puits multiples, avec une faible erreur par excès.

Pour une batterie circulaire, ou carrée, ou polygonale régulière, ou rectangulaire voisine du carré ou suivant toute figure fermée voisine d'un cercle, on peut y substituer un puits fictif unique central de même surface que la batterie.

Une batterie rectiligne peut, par rapport à un point assez distant, être remplacée par un puits unique dont le centre est au pied de la perpendiculaire abaissée du point sur la droite, avec d'autant moins d'erreur que la distance d est plus grande ($\log X = \log d$). Le débit total calculé de cette manière sera par excès. Une extrême précision est évidemment illusoire dans ces calculs.

26.- INTEGRATION DE L'EQUATION DES POINTS MULTIPLES AU VOISINAGE D'UNE NAPPE D'EAU

On peut procéder comme au paragraphe précédent, mais en considérant, comme au paragraphe 24, la batterie de puits et une batterie de sources, image de la batterie de puits par rapport à la laisse d'eau.

Considérons le cas d'une file rectiligne de puits parallèle à la laisse d'eau, de longueur s. La file de sources lui est parallèle et équidistante de la laisse d'eau.

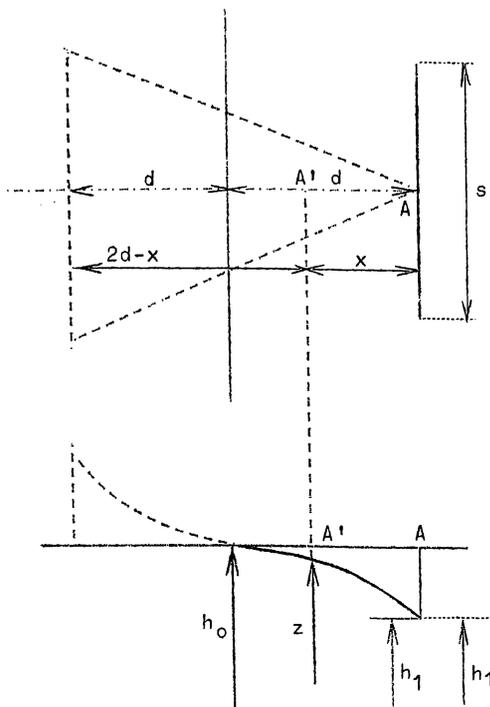


Fig. 71.

Considérons le point A au milieu de la file de puits (fig. 71)

$$h_0^2 - h_1^2 = \frac{Q}{\pi \cdot k} (\log X' - \log X)$$

avec $\log X = \log \frac{s}{2e}$

e = base des logarithmes népériens

$$\log X' = \log 2d + \log \sqrt{1 + \frac{s^2}{16d^2}} - 1 + \frac{\arctg \frac{s}{4d}}{\frac{s}{4d}}$$

$$\log X' = \log \frac{\sqrt{4d^2 + \frac{s^2}{4}}}{e} + \frac{\arctg \frac{s}{4d}}{\frac{s}{4d}}$$

Donc

$$h_0^2 - h_1^2 = \frac{s \cdot Q}{\pi \cdot k} \left[\log \frac{\sqrt{4d^2 + \frac{s^2}{4}}}{e} - \log \frac{s}{2e} + \frac{\arctg \frac{s}{4d}}{\frac{s}{4d}} \right]$$

$$h_0^2 - h_1^2 = \frac{q}{\pi \cdot k} \left[\left(\log \frac{\sqrt{4d^2 + \frac{s^2}{4}}}{e} - \log \frac{s}{2e} \right) \cdot s + 4d \cdot \text{arctg} \frac{s}{4d} \right]$$

Lorsque $s \equiv \infty$, le problème devient plan et

$$h_0^2 - h_1^2 \equiv \frac{q}{\pi \cdot k} \cdot 2d \cdot \frac{\pi}{2} = \frac{2q \cdot d}{k}$$

d'où
$$q = \frac{k \cdot (h_0^2 - h_1^2)}{2d}$$

formule identique à celle du débit unitaire d'un massif filtrant indéfini entre deux réservoirs à niveaux constants (paragraphe 10).

L'équation de la nappe en un point A' situé sur la médiane est :

$$h_0^2 - z^2 = -\frac{Q}{\pi \cdot k} \left[\log x + \log \sqrt{1 + \frac{s^2}{4x^2}} - 1 + \frac{\text{arctg} \frac{s}{2x}}{\frac{s}{2x}} - \log (2d-x) - \log \sqrt{1 + \frac{s^2}{4(2d-x)^2}} + 1 - \frac{\text{arctg} \frac{s}{2(2d-x)}}{\frac{s}{2(2d-x)}} \right]$$

$$h_0^2 - z^2 = \frac{Q}{\pi \cdot k} \left[\log \frac{\sqrt{(2d-x)^2 + \frac{s^2}{4}}}{e} - \log \frac{\sqrt{x^2 + \frac{s^2}{4}}}{e} + \frac{(2d-x) \cdot \text{arctg} \frac{s}{2(2d-x)} - x \cdot \text{arctg} \frac{s}{2x}}{\frac{s}{2}} \right]$$

Comme $Q = s \cdot q$

$$h_0^2 - z^2 = \frac{q}{\pi \cdot k} \left[s \cdot \left(\log \frac{\sqrt{(2d-x)^2 + \frac{s^2}{4}}}{e} - \log \frac{\sqrt{x^2 + \frac{s^2}{4}}}{e} \right) + 2(2d-x) \cdot \text{arctg} \frac{s}{2(2d-x)} - 2x \cdot \text{arctg} \frac{s}{2x} \right]$$

Si $s \equiv \infty$,
$$h_0^2 - z^2 = \frac{q}{\pi \cdot k} \cdot 2(2d - 2x) \cdot \frac{\pi}{2} = \frac{2q}{k} (d - x)$$

Si $x < 0$, il faut remplacer $2d - x$ par $2d + |x|$ et

si $s \equiv \infty$,
$$h_0^2 - z^2 = \frac{q}{\pi \cdot k} \cdot 2 \cdot \frac{\pi}{2} \cdot 2d = \frac{2q \cdot d}{k}$$

d'où
$$z = h_1 = \text{cte}.$$

Le cas est donc bien identique à celui du paragraphe 10.

Si la nappe n'est pas primitivement horizontale, mais qu'il y a un débit d'amont, il faut ajouter le terme

$$h_0^2 - z^2 = -\frac{2q' \cdot y}{k}$$

si cette nappe d'amont est indéfinie (paragraphe 23).

Si la file de puits est indéfinie, la nappe entre la file de puits et la laisse d'eau n'est pas influencée par l'amont et

$$h_0^2 - z^2 = \frac{2q' \cdot y}{k}, \quad (y < 1).$$

La nappe en amont de la file de puits est indépendante et

$$q' = \frac{k \cdot (h_0'^2 - h_1'^2)}{2l'}$$

Les deux nappes s'influencent au contraire mutuellement lorsque la file de puits n'est pas indéfinie.

27.- ETUDE DES RABATTEMENTS PAR LES PUIITS MULTIPLES

Les équations des puits multiples des paragraphes 23 et 24 permettent de déterminer par points des courbes d'égal rabattement. Lorsqu'il y a beaucoup de puits, les calculs sont fastidieux. Les formules intégrales des paragraphes 25 et 26 permettent d'abrèger considérablement les calculs, mais les lignes d'égal rabattement obtenues ne sont qu'approximatives, surtout aux points situés entre les puits voisins. Près des puits mêmes et aussi à quelques distance de ceux-ci, les écarts ne sont pas très grands.

L'équation des lignes d'égal rabattement est

$$H^2 - z^2 = \frac{Q}{\pi \cdot k} (\log l - \log X) = C^{te} , \text{ ou } \log X = C^{te}$$

$\log X$ est une fonction complexe des s , d , x et α , que l'on peut exprimer en fonction des coordonnées des points où la hauteur est z . Il n'est pas possible de résoudre ces équations autrement que par points.

Lorsqu'il s'agit de l'épuisement de fouilles, pour un rabattement minimum nécessaire afin que la fouille soit asséchée partout, on constate que le rabattement est généralement plus grand dans les puits, d'une manière variable. Il faut chercher à réduire ces écarts aux valeurs les plus faibles possibles, pour réduire le travail d'épuisement. Ces écarts dépendent de la forme de la fouille et de la batterie de puits filtrants. La forme la plus favorable, ainsi que nous l'avons vu, est la forme circulaire. Le rabattement est approximativement constant dans toute la fouille et peu supérieur au rabattement dans les puits.

Dans une batterie rectangulaire, le rabattement est moindre aux sommets qu'aux milieux des côtés et qu'au centre.

En effet, au sommet I

$$\log X_1 = \frac{s \cdot \log \sqrt{s} \sqrt{s^2 + r^2} + r \cdot \log \sqrt{r} \sqrt{s^2 + r^2}}{s + r} - 1 + \frac{s \cdot \alpha_2'' + r \cdot \alpha_3'}{2(s + r)}$$

$$\log X_M = \frac{s \cdot \log \sqrt{\frac{s}{2}} \sqrt{r^2 + \frac{s^2}{4}} + r \cdot \log \sqrt{r^2 + \frac{s^2}{4}}}{s + r} - 1 + \frac{s \cdot \alpha_2'' + r \cdot (\alpha_3' + \alpha_3'')}{2(s + r)}$$

$$\log X_C = \log \sqrt{\frac{s^2 + r^2}{4}} - 1 + \frac{s \cdot \alpha_2'' + r \cdot \alpha_3'}{s + r}$$

On a $X_1 > X_c > X_m$, d'où $z_1 > z_c > z_m$.

Pour le carré $r = s$

$$\log X_1 = \log s \sqrt{\sqrt{2}} - 1 + \frac{\pi}{8}$$

$$\log X_M = \log s + \frac{3 \log 5}{8} - 1 + \frac{\pi}{8} + \frac{\arctg \frac{1}{2}}{4}$$

$$\log X_C = \log \frac{s}{\sqrt{2}} - 1 + \frac{\pi}{4}$$

$$\log \frac{X_1}{s} = \frac{\log 2}{4} - 1 + \frac{\pi}{8} = -0,43401 \quad X_1 = 0,643 s$$

$$\log \frac{X_M}{s} = -\log 2 + \frac{3 \log 5}{8} - 1 + \frac{\pi}{8} + \frac{\arctg \frac{1}{2}}{4} = -0,58097 \quad X_m = 0,56 s$$

$$\log \frac{X_c}{s} = -\frac{\log 2}{2} - 1 + \frac{\pi}{4} = -0,56118$$

$$X_c = 0,57 s .$$

Donc $X_1 > X_c > X_m$, mais il y a peu d'écart entre X_c et X_m . Donc $z_1 > z_c > z_m$.

Pour le centre X_c , si on substitue a la batterie carrée une batterie circulaire de même surface,

$$X = R \quad \text{et} \quad \pi \cdot X^2 = s^2 ,$$

d'où
$$X_c = \sqrt{\frac{s^2}{\pi}} = 0,565 s ,$$

valeur sensiblement égale.

De même, dans une file linéaire de puits, le rabattement est moindre aux extrémités qu'au milieu. En effet, nous avons vu (par. 25) que

$$X_o = \frac{s}{e} = 0,365 s \quad \text{et} \quad X_m = \frac{s}{2e} = \frac{X_o}{2} .$$

Donc $z_o > z_m$. Si on considère un point C (fig. 72 a) sur la médiane de ON, à distance

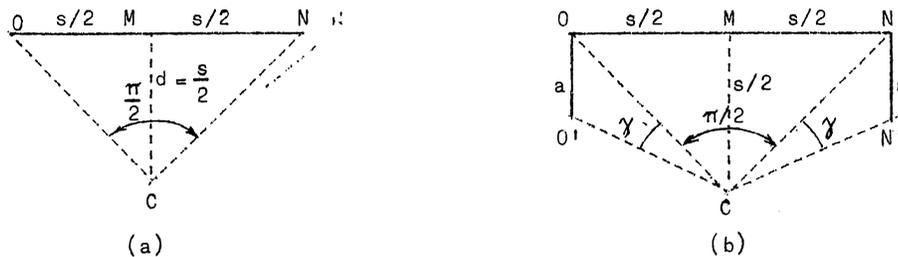


Fig. 72.

$d = \frac{s}{2}$ de ON, la valeur de X_c est la même qu'au centre du carré et

$$X_c = 0,57 s > X_o > X_m .$$

Pour atténuer ces différences, on peut ajouter deux ailerons normaux, tels que OO' et NN' , de longueur égale a .

On trouve
$$\log X_o = \log s - 1 + \frac{a}{s} \left(1 - \frac{2a}{s}\right)$$

en admettant
$$\arctg \frac{a}{s} = \frac{a}{s} \quad \text{et} \quad \frac{1}{1 + \frac{2a}{s}} = 1 - \frac{2a}{s}$$

c'est-à-dire $\frac{a}{s}$ très petit. (La formule exacte est

$$\log X_o = \frac{s \cdot \log s + a \cdot \log a + a \cdot \log \sqrt{s^2 + a^2}}{s + 2a} - 1 + \frac{s \cdot \arctg \frac{a}{s}}{s + 2a} .$$

Pour M, on a

$$\log X_m = \frac{s \cdot \log \frac{s}{2} + 2a \cdot \log \sqrt{\frac{s^2}{4} + a^2}}{s + 2a} - 1 + \frac{s \cdot \arctg \frac{2a}{s}}{s + 2a} .$$

Si $\frac{a}{s}$ est petit,
$$\log X_m = \log \frac{s}{2} - 1 + \frac{2a}{s} \left(1 - \frac{2a}{s}\right)$$

Pour le point C, la formule est

$$\log X_c = \frac{2 s \cdot \log \frac{s}{\sqrt{2}} - 2 \left(\frac{s}{2} - a\right) \cdot \log \sqrt{\frac{s^2}{4} + \left(\frac{s}{2} - a\right)^2}}{s + 2 a} - 1 + \frac{s \frac{\pi}{2} - (s - 2 a) \left(\frac{\pi}{4} - \gamma\right)}{s + 2 a}$$

$$\begin{aligned} \text{Si } \frac{a}{s} \text{ est petit, } \log \sqrt{\frac{s^2}{4} + \left(\frac{s}{2} - a\right)^2} &= \frac{1}{2} \log s^2 \cdot \left(1 - \frac{2 a}{s} + \frac{2 a^2}{s^2}\right) \\ &= \frac{1}{2} \log \frac{s^2}{2} + \frac{1}{2} \log \left(1 - \frac{2 a}{s} + \frac{2 a^2}{s^2}\right) \\ &= \log \frac{s}{\sqrt{2}} - \frac{a}{s} \end{aligned}$$

Finalement,
$$\log X_c = \log \frac{s}{\sqrt{2}} - 1 + \frac{\pi}{4} + \frac{a}{s} + \gamma$$

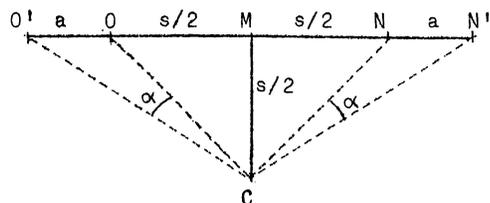


Fig. 73.

Si l'on prolongeait la file ON aux deux extrémités de longueurs a, en OO' et NN' (fig. 73), on aurait

$$\log X_o = \frac{a \cdot \log a + (s + a) \cdot \log (s + a)}{s + 2 a} - 1$$

Si $\frac{a}{s}$ est très petit,

$$\log X_o = \log s - 1 + \frac{a}{s} \left(1 - \frac{a}{s}\right)$$

$$\log X_m = \log \left(\frac{s}{2} + a\right) - 1$$

Si $\frac{a}{s}$ est petit,
$$\log X_m = \log \frac{s}{2} - 1 + \frac{2 a}{s}$$

Enfin,
$$\log X_c = \log \sqrt{\frac{s^2}{4} + \left(\frac{s}{2} + a\right)^2} - 1 + \frac{\pi}{4} + \alpha$$

Si $\frac{s}{a}$ est petit,
$$\log X_c = \log \frac{s}{\sqrt{2}} - 1 + \frac{\pi}{4} + \frac{a}{s} + \alpha$$

Comme
$$z^2 = H^2 - \frac{Q}{\pi \cdot k} (\log l - \log X)$$

le rabattement est un peu plus grand en M et en C avec les ailerons normaux, mais un peu moindre en O, ce qui montre l'effet défavorable des angles.

28.- DISPOSITIFS D'EGAL RABATTEMENT DANS LES PUITES

Seuls les rideaux circulaires de puits filtrants à débits identiques permettent un égal rabattement. Des rangées rectilignes de puits à débit uniforme donnent un rabattement plus faible aux extrémités (et aux angles) que dans les parties centrales. Pour uniformiser les rabattements, il faut faire varier les débits des puits également écartés, en les augmentant vers les extrémités (et les angles) et en les diminuant dans les parties centrales. Ou bien, si les puits ont des débits égaux, il faut les rapprocher vers les extrémités (ou les angles) et les écarter davantage dans les parties centrales.

On peut théoriquement considérer une droite continue de puits à débit unitaire variable assurant un égal rabattement tout le long de ON. Les lignes d'égal rabattement sont des

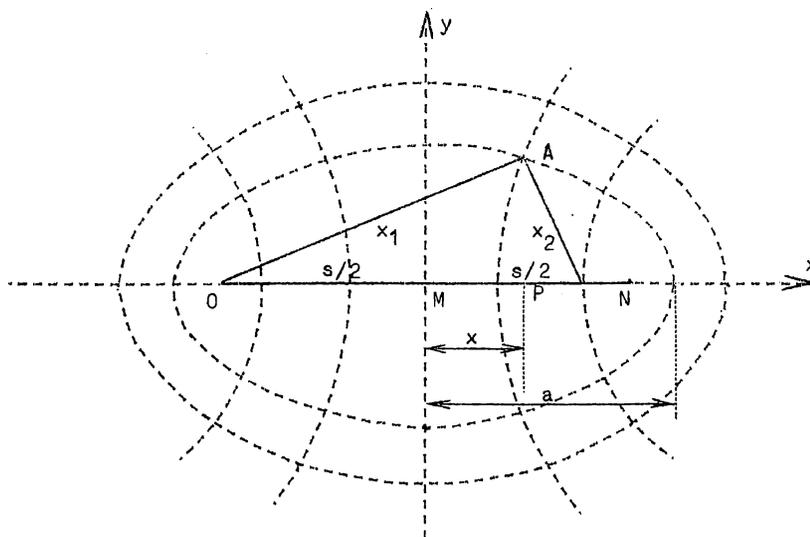


Fig. 74.

ellipses homofocales, de foyers 0 et N. Les lignes de courant sont des hyperboles homofocales aux ellipses (fig. 74). Le débit est

$$Q = \frac{\pi \cdot k \cdot (H^2 - h^2)}{\log \left(\frac{1 + \sqrt{1^2 - \frac{s^2}{4}}}{\frac{s}{2}} \right)}$$

h étant la hauteur constante de la nappe le long de ON.

La loi de variation du débit unitaire le long de ON est

$$q_x = \frac{Q}{\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{\frac{s^2}{4} - x^2}} = \frac{k \cdot (H^2 - h^2)}{\log \frac{1 + \sqrt{1^2 - \frac{s^2}{4}}}{\frac{s}{2}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\frac{s^2}{4} - x^2}}$$

Le rabattement en un point quelconque A (tel que $x_1 + x_2 = 2a$) est

$$\frac{z^2 - h^2}{H^2 - h^2} = \frac{\log \frac{a + \sqrt{a^2 - \frac{s^2}{4}}}{\frac{s}{2}}}{\log \frac{1 + \sqrt{1^2 - \frac{s^2}{4}}}{\frac{s}{2}}}$$

a est le demi grand axe de l'ellipse d'égal rabattement passant pas A. Si 1 est grand par rapport à s,

$$Q = \frac{\pi \cdot k \cdot (H^2 - h^2)}{\log \frac{1}{\frac{s}{2}} + 0,693} = \frac{\pi \cdot k \cdot (H^2 - h^2)}{\log \frac{1}{s} + 1,386}$$

Or, $Q = \frac{\pi \cdot k \cdot (H^2 - h^2)}{\log 1 - \log X}$ d'où $\log \frac{X}{s} = - 1,386$

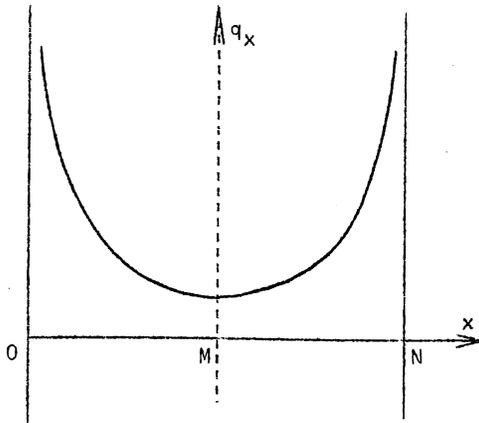


Fig. 75.

Pour un débit unitaire constant (par. 25), on a
 $\log \frac{X_0}{s} = -1$, $\log \frac{X_m}{s} = -1,693$.

La moyenne de ces deux valeurs donne

$$\log \frac{X}{s} = \frac{-1,693 + 1}{2} = -1,346$$
 ,

valeur qui diffère peu de celle indiquée ci-dessus pour le cas d'égal rabattement.

L'allure de la loi de variation de q_x en fonction de x est indiquée à la figure 75. Les débits unitaires sont infinis en 0 et N .

Mais

$$\int_{s/2}^{s/2} q_x \cdot dx = Q \text{ (fini)}$$

On peut déduire de cette courbe un espacement approximatif de puits à débits constants ou encore les débits variables de puits équidistants à débits variables, comportant par exemple des pompes immerisibles à amorçage automatique et à fonctionnement intermittent. Le rabattement ne sera pas absolument constant le long de la ligne mais compris entre deux limites.

29.- FORMES REELLES DES NAPPES

Les formules des paragraphes précédents sont fondées sur les hypothèses simplifiées suivantes :

- a) milieu filtrant homogène et isotrope d'égale perméabilité dans toutes les directions;
- b) fond imperméable horizontal;
- c) conditions aux limites définies de manières géométriques particulièrement simples;
- d) mouvement permanent, alimenté aux limites par des réservoirs à niveaux constants (ou débitant dans des réservoirs à niveaux constantes) et ne recevant pas d'apports extérieurs dans l'étendue de la nappe.
- e) dans de nombreux cas, hypothèses simplificatrices au sujet des formes des lignes de courant ou filets liquides.

Ces formules sont donc des entités de caractère mathématique, car les conditions de la réalité diffèrent toujours de ces hypothèses. Les cas étudiés constituent donc plutôt des exemples idéalisés, non réels, mais dont les nappes réelles ne diffèrent pas au point que ces études soient dénuées de sens; elles constituent plutôt des approximations valables.

Les terrains présentent des perméabilités variables, d'abord en raison de la variation éventuelle des natures de terrains suivant les couches. D'autre part, des terrains apparemment homogènes peuvent présenter des variations de perméabilité, par exemple au voisinage des cours d'eau ou des bassins d'eau libres qui alimentent les nappes souterraines, par suite des particules fines entraînées dans le milieu filtrant et qui le colmatent sur une certaine étendue, d'une manière décroissante depuis la rive vers

l'intérieur des terres. On pourrait calculer des formes de nappes correspondant à certaines lois algébriques de variation de la perméabilité en fonction des abscisses, par exemple suivant l'hypothèse des filets parallèles si elle reste applicable, ou bien par la méthode graphique approximative de Forchheimer.

Le colmatage des berges et du fond du lit des cours d'eau est aussi établi par la possibilité de rabattre la nappe aquifère à proximité au moyen de puits filtrants et ce moyennant des épuisements à débits modérés.

Les observations ont montré que pour les infiltrations sous les barrages, les résistances sont plus grandes dans le sens vertical que dans le sens horizontal, surtout à l'amont. Cela est vrai surtout dans les terrains formés de couches sédimentaires. Les dépôts à l'amont du barrage influent aussi sur les infiltrations et sur les sous-pressions par colmatage.

Pour les digues de canaux, les observations ont mis en évidence le colmatage des berges (amont), caractérisé par une chute assez rapide de la ligne piézométrique, dont la pente devient ensuite plus uniforme, sauf hétérogénéité du terrain. On observe cependant aussi un relèvement de la ligne piézométrique au-dessus du plan d'eau du fossé de drainage (aval), qui peut en partie provenir d'un colmatage des talus.

En fait, les caractères réels du terrain ne peuvent être connus complètement et localement; ceci exclut toute théorie qui ne comporte une part d'approximations. Dans les grandes lignes, les observations concordent avec les principes des théories.

La nappe repose souvent aussi sur un fond incliné. Lorsque l'inclinaison n'est pas trop forte, on peut conserver pour ces nappes les équations précédentes, les abscisses étant parallèles au fond et les ordonnées comptées verticalement au-dessus du fond. Ceci est justifié d'après les formules du paragraphe 9 lorsque i est assez petit et lorsque les Δh ne sont pas trop grands. Il faut naturellement tenir compte du sens de la pente de fond par rapport au sens de l'écoulement.

Ces nappes coulent généralement sur une couche imperméable dans le versant d'une vallée, dont elles alimentent le cours d'eau. Supposons une tranchée ou un puits établi à quelque distance du cours d'eau et provoquons-y un rabattement. La nappe de rabattement vers l'aval peut présenter un point M à tangente horizontale (fig. 76). Il est évident qu'en aval de ce point, la nappe ne peut plus débiter vers la tranchée ou le puits; il limite la zone d'influence vers la rivière. Si ce point est donc en permanence en-deçà de la rivière, celle-ci ne débite pas dans la tranchée ou le puits. Si le point peut atteindre la rivière, celle-ci peut intervenir dans l'alimentation du puits. Ce point est important au point de vue de la qualité des eaux. Il a été traité au paragraphe 24.

30.- NAPPES DE FILTRATION PERMANENTES ALIMENTÉES, A DEBIT VARIANT D'UNE SECTION A UNE AUTRE

Les nappes permanentes à débit constant qui ont été étudiées aux paragraphes 9, 10 et 19 et qui conduisent à des formules devenues classiques, sont souvent purement hypothétiques, puisqu'elles exigent tant en amont qu'en aval, à distance invariable, des réservoirs à niveaux constants.

On peut étudier des nappes permanentes correspondant à d'autres hypo-

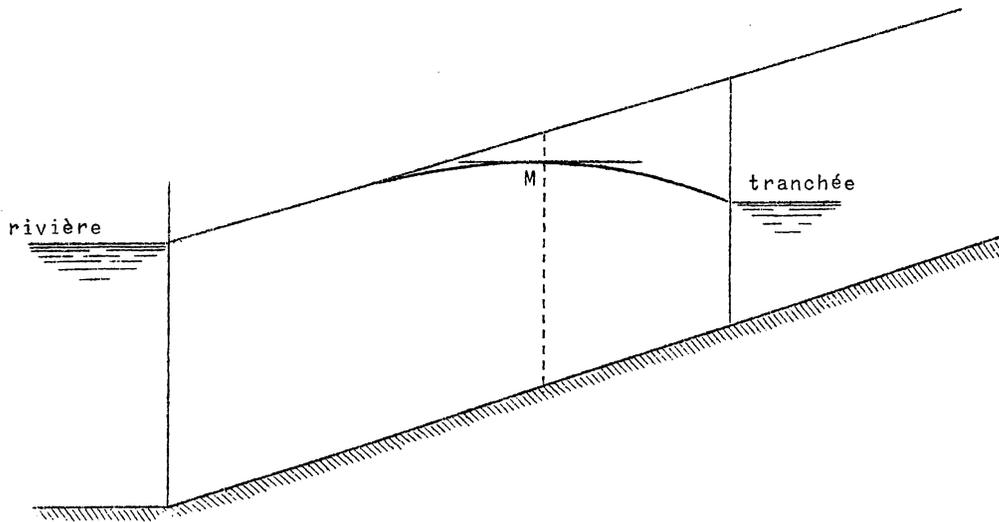


Fig. 76.

thèses, par exemple celle d'une alimentation par filtration verticale selon certaines lois. Le débit varie alors d'une section à l'autre en état de régime. On conserve l'hypothèse des filets parallèles dans les plans de filtration.

A) Apport vertical uniforme et constant d'intensité q par m^2 et par seconde.

1) SAIGNEE FILTRANTE ETABLIE JUSQUE SUR LE FOND IMPERMEABLE HORIZONTAL D'UNE NAPPE INDEFINIE (fig. 77)

La hauteur initiale de la nappe est H . Le niveau dans la saignée est rabattu par évacuation à la profondeur invariable h . A l'état de régime le débit dans la saignée par unité de longueur de la nappe est

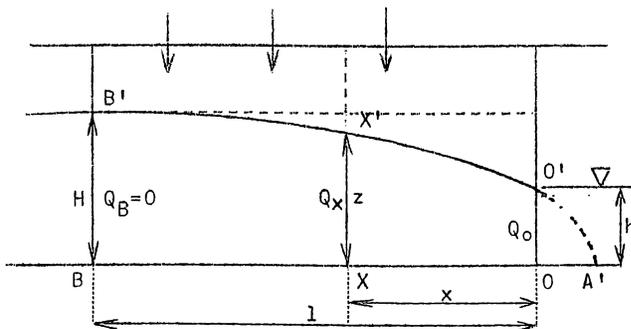


Fig. 77.

$$q_0 = l \cdot q'$$

l étant l'étendue de la nappe rabattue. Dans une section quelconque XX' , à distance x de la saignée

$$q_x = q' \cdot (l - x) = k \cdot z \frac{dz}{dx}$$

A l'extrémité de la nappe rabattue, pour $x = l$,

$$q_B = 0.$$

L'équation de la nappe est

$$k \cdot \frac{(H^2 - z^2)}{2} = q' \cdot \frac{(1 - x)^2}{2}$$

ou encore

$$k \cdot (z^2 - h^2) = q' \cdot x \cdot (2l - x)$$

Donc $q_x = q' \cdot (1 - x) = \frac{k \cdot (H^2 - z^2)}{1 - x}$ et $q_0 = q' \cdot 1 = \frac{k \cdot (H^2 - h^2)}{1}$

Le débit est double de celui du régime permanent à débit constant réalisant le même rabattement sur la même longueur; l'inclinaison de la nappe en 0 est également double. L'étendue l doit être assez grande pour que l'hypothèse des filets parallèles reste valable; c'est là une remarque générale. Cette distance est, dans le cas envisagé, bien déterminée et égale à

$$l = \sqrt{\frac{k \cdot (H^2 - h^2)}{q'}}$$

La courbe de rabattement n'est plus un arc de parabole, mais un arc d'ellipse, dont le centre est B et les axes sont BB' et BA'.

2) PUITTS CYLINDRIQUE ETABLI JUSQUE SUR LE FOND IMPERMEABLE HORIZONTAL D'UNE NAPPE INDEFINIE (fig. 78)

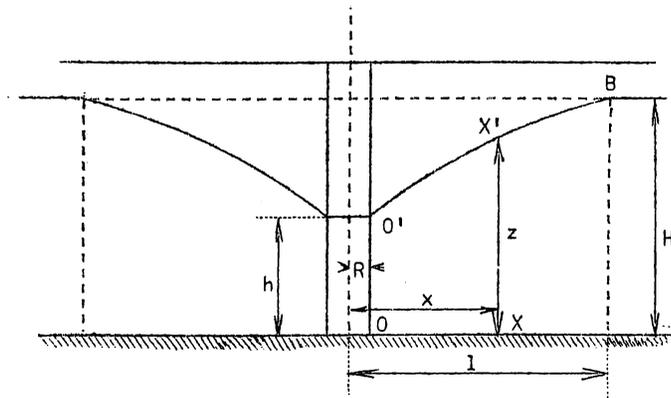


Fig. 78.

A l'état de régime dans le puits, l'eau est rabat- tue du niveau H à h . Le débit du puits est

$$Q_0 = \pi \cdot l^2 \cdot q'$$

Dans un cylindre de rayon x ,

$$Q_x = \pi \cdot x \cdot z \cdot k \cdot \frac{dz}{dx} = \pi \cdot (l^2 - x^2) \cdot q'$$

donc $Q_B = 0$ pour $x = l$.

$$2 k \cdot z \cdot dz = \frac{l^2 - x^2}{x} \cdot q' \cdot dx$$

$$k \cdot (H^2 - z^2) = q' \cdot l^2 \cdot \log \frac{1}{x} - q' \cdot \frac{(l^2 - x^2)}{2}$$

L'équation de la nappe est donc

$$z^2 = H^2 + \frac{q'}{k} \cdot \frac{l^2 - x^2}{2} - \frac{q'}{k} \cdot l^2 \cdot \log \frac{1}{x}$$

On en déduit

$$Q_p = \pi \cdot l^2 \cdot q' = \frac{\pi \cdot k \cdot (H^2 - h^2)}{\log \frac{1}{R} - \frac{1}{2} + \frac{R^2}{2 l^2}}$$

si $l \equiv R$, $Q_p \equiv \infty$.

Il faut donc que l soit assez grand par rapport à $H - h$ et à R pour que la formule soit valable, en raison de l'hypothèse des filets parallèles. Elle diffère alors peu de la formule du paragraphe 19. L'étendue de la nappe est bien déterminée; elle est la racine de l'équation transcendante

$$l^2 \cdot \left(\log \frac{l}{R} - \frac{1}{2} + \frac{R^2}{2 l^2} \right) = \frac{k}{q'} \cdot (H^2 - h^2)$$

qui peut généralement s'écrire

$$l^2 \cdot \log \frac{l}{R} = \frac{k}{q'} \cdot (H^2 - h^2)$$

B) Apport vertical constant variant suivant la loi $q' = q_x$ par m^2 et par seconde. (x étant la distance à la saignée ou au puits).

1) *CAS DE LA SAIGNEE FILTRANTE* (comme en A, 1 ; fig. 77).

$$q_0 = \frac{q'' \cdot l^2}{2}, \quad q_x = \left| \frac{q'' \cdot x^2}{2} \right|_x^1 = \frac{q''}{2} \cdot (l^2 - x^2), \quad q_B = 0 \quad \text{pour } x = l.$$

L'équation différentielle de la nappe est

$$\frac{q''}{2} \cdot (l^2 - x^2) = k \cdot z \cdot \frac{dz}{dx}$$

$$(l^2 - x^2) \cdot dx = \frac{2k}{q''} \cdot z \cdot dz$$

$$\begin{aligned} \frac{k}{q''} \cdot (H^2 - z^2) &= l^2 \cdot (1 - x) - \frac{l^3 - x^3}{3} \\ &= \frac{(1 - x) \cdot (2l^2 - lx - x^2)}{3} \end{aligned}$$

ou encore $\frac{k}{q''} \cdot (z^2 - h^2) = \frac{x \cdot (3l^2 - x^2)}{3}$

Il en résulte que

$$q_x = \frac{3k}{2} \cdot (H^2 - z^2) \cdot \frac{1 + x}{2l^2 - lx - x^2}$$

et

$$q_0 = \frac{3k}{4} \cdot \frac{H^2 - h^2}{1}$$

Ce débit est supérieur de 50 % à celui du régime permanent à débit constant. La courbe de rabattement appartient à une courbe du 3^e degré à 2 branches, dont une fermée. Celle-ci a OB pour axe et B' en est un sommet. La longueur l est déterminée par

$$q'' \cdot l^2 = \frac{3k}{4} \cdot \frac{h_0^2 - h^2}{1}$$

d'où

$$l = \sqrt[3]{\frac{3k}{2} \cdot \frac{H^2 - h^2}{q''}}$$

2) CAS DU Puits CYLINDRIQUE. (comme en A, 2 ; fig. 78).

Le débit en X étant Q_x , on a

$$dQ_x = q'' \cdot \int_0^1 (\xi - R) \cdot \xi \cdot d\theta \cdot d\xi$$

entre deux plans méridiens d'angle dièdre $d\theta$.

$$dQ_x = q'' \cdot \left[\frac{1^3 - x^3}{3} - R \cdot \frac{1^2 - x^2}{2} \right] \cdot d\theta$$

$$Q_x = 2 \pi \cdot q'' \cdot \left[\frac{1^3 - x^3}{3} - R \cdot \frac{1^2 - x^2}{2} \right]$$

$$Q_0 = 2 \pi \cdot q'' \cdot \left[\frac{1^3}{3} - \frac{R \cdot 1^2}{2} + \frac{R^3}{6} \right] \quad (1)$$

L'équation différentielle de la nappe est :

$$2 \pi \cdot x \cdot z \cdot k \cdot \frac{dz}{dx} = 2 \pi \cdot q'' \cdot \left[\frac{1^3 - x^3}{3} - R \cdot \frac{1^2 - x^2}{2} \right]$$

$$z \cdot dz = \frac{q''}{k} \cdot \left[\frac{1^3}{3} \cdot \frac{1}{x} - \frac{x^3}{3} - \frac{R \cdot 1^2}{2} \cdot \frac{1}{x} + \frac{x \cdot R}{2} \right] \cdot dx$$

$$\frac{H^2 - z^2}{2} = \frac{q''}{k} \cdot \left[1^2 \cdot \left(\frac{1}{3} - \frac{R}{2} \right) \cdot \log \frac{1}{x} - \frac{1^3 - x^3}{9} + R \cdot \frac{1^2 - x^2}{4} \right]$$

$$\frac{H^2 - h^2}{2} = \frac{q''}{k} \cdot \left[1^2 \cdot \left(\frac{1}{3} - \frac{R}{2} \right) \cdot \log \frac{1}{R} - \frac{1^3}{9} + \frac{R \cdot 1^2}{4} - \frac{5 R^3}{36} \right]$$

Donc,

$$Q_0 = \frac{\pi \cdot k \cdot (H^2 - h^2) \cdot \left(\frac{1^3}{2} - \frac{R \cdot 1^2}{2} + \frac{R^3}{6} \right)}{1^2 \cdot \left(\frac{1}{3} - \frac{R}{2} \right) \cdot \log \frac{1}{R} - \frac{1^3}{9} + \frac{R \cdot 1^2}{4} - \frac{5 R^3}{36}} \quad (2)$$

En égalant les valeurs (1) et (2) de Q_0 , on trouve l par l'équation transcendante :

$$1^2 \cdot \left(\frac{1}{3} - \frac{R}{2} \right) \cdot \log \frac{1}{R} - \frac{1^3}{9} + \frac{R \cdot 1^2}{4} - \frac{5 R^3}{36} = \frac{k}{q''} \cdot \frac{H^2 - h^2}{2}$$

Ces résultats ne sont valables que si l est assez grand par rapport à R et à $H - h$. Si R est très faible vis-à-vis de l , les équations se simplifient.

Pour $q' = q'' \cdot x$, on a alors $Q_0 = \frac{\pi \cdot k \cdot (H^2 - h^2)}{\log \frac{1}{R} - \frac{1}{3}}$

On avait trouvé précédemment

pour $q' = \text{constante}$, $Q_0 = \frac{\pi \cdot k \cdot (H^2 - h^2)}{\log \frac{1}{R} - \frac{1}{2}}$

et pour $q' = 0$,
$$Q_o = \frac{\pi \cdot k \cdot (H^2 - h^2)}{\log \frac{1}{R}}$$

Le terme $\log \frac{1}{R}$ étant grand, le terme $\frac{1}{2}$ ou $\frac{1}{3}$ influence très peu le résultat. Le débit ne dépend donc presque pas du genre d'alimentation. Il n'en est pas de même, ainsi que nous l'avons vu, pour le cas de la tranchée filtrante.

CHAPITRE VII

ÉCOULEMENT DE L'EAU DANS LES MILIEUX POREUX
MOUVEMENTS DE FILTRATION VARIABLES

1.- GENERALITES SUR LE REGIME VARIABLE DES ÉCOULEMENTS SOUTERRAINS

Les mouvements de filtration permanents qui font l'objet du chapitre précédent, sont rarement réalisés dans la nature. Ils peuvent l'être avec assez d'approximation dans les laboratoires.

Les nappes souterraines sont le plus souvent en régime variable dans le temps et soumises donc à des fluctuations. Celles-ci sont influencées par l'alimentation autant que par les débits sortants.

Les équations de Navier du régime variable s'écrivent :

$$\frac{1}{\varphi_e} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} = \nu \cdot \Delta u - \frac{du}{dt} + X = \nu \cdot \Delta u + X - \frac{\partial u}{\partial t} - \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right)$$

(trois fois).

Il faut y ajouter l'équation de continuité, dont la forme indéfinie est

$$\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz} = 0 ,$$

mais qui selon le cas concret prend des formes particulières, qui dépendent notamment de l'alimentation.

S'il n'y a pas d'alimentation (par exemple en période sèche), mais que la nappe débite, elle le fait au détriment de son propre volume, qui va en diminuant. La nappe est dite alors en régime propre ou non influencé.

L'équation de continuité est essentielle dans l'étude des mouvements de filtration variables, comme dans tous les mouvements variables de l'hydraulique. Chaque cas de régime variable doit être examiné en particulier à ce point de vue, selon qu'il est influencé (alimenté) ou non.

D'autre part, comme les vitesses des mouvements de filtration sont très faibles dans les milieux auxquels s'applique la loi de Darcy-Dupuit, les termes $\frac{\partial u}{\partial t}$, $\frac{\partial v}{\partial t}$ et $\frac{\partial w}{\partial t}$ sont aussi très faibles et généralement négligeables. Or, les équations de Navier du mouvement variable ne diffèrent que par ce terme de celles du mouvement permanent. On peut en déduire que les équations du mouvement permanent sont applicables au mouvement variable, sous la réserve importante que l'on satisfasse à l'équation de continuité. Ceci signifie qu'à chaque instant, la nappe aura la forme d'un régime permanent correspondant celui-ci étant précisément tel qu'il satisfasse pour tous les débits, à la condition de continuité.

2.- REGIME PROPRE OU NON INFLUENCE

Nous considérerons tout d'abord le cas d'une nappe indéfinie en régime propre ou non influencé, c'est-à-dire qui n'est pas alimentée et qui débite au détriment de son propre volume. L'exposé élémentaire ci-après est fait d'après les résumés, contenus dans les traités d'hydraulique de MM. Flamant et Eydoux, des études mathématiques de MM. Boussinesq et Maillet.

Supposons une nappe en régime propre à partir du temps initial 0. Elle repose sur un fond imperméable à pente négligeable et elle est limitée par une surface libre que nous supposons un cylindre indéfini à génératrices horizontales. Elle présente un certain volume initial V_0 . Elle débite dans un réservoir à niveau constant au plan d'eau duquel elle se raccorde. Ce débit ne peut être entretenu que par une diminution constante de volume, puisque la nappe n'est pas alimentée. La mise en équation du problème par M. Boussinesq consiste à égaliser l'expression de l'augmentation du débit entre deux sections infiniment voisines $\frac{\partial q}{\partial x} \cdot dx \cdot dt$ à la diminution du volume élémentaire compris entre ces sections $n' \frac{\partial z}{\partial t} dx \cdot dt$ (n' étant le coefficient de porosité effective ou de vidange $n' = n - n_0$ - cfr chapitre VI, paragraphe 2).

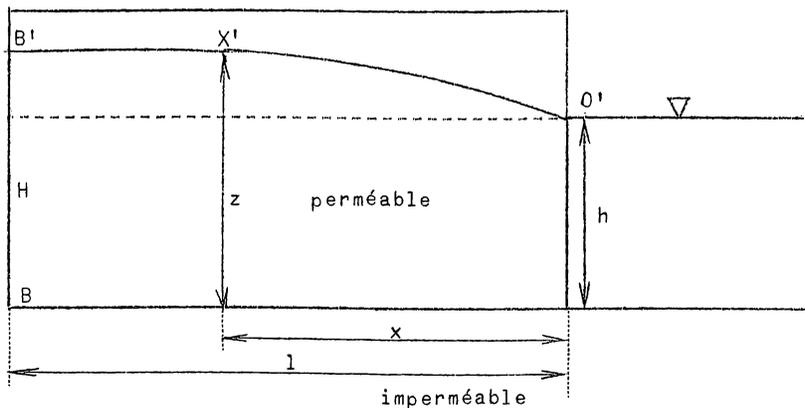


Fig. 79.

D'après la loi de l'écoulement dans les milieux poreux,

$$q = k \cdot i \cdot z = k \cdot z \cdot \frac{\partial z}{\partial x}$$

(fig. 79).

Donc, l'équation aux dérivées partielles de la surface de la nappe est

$$n' \frac{\partial z}{\partial t} = k \frac{\partial}{\partial x} \left[z \frac{\partial z}{\partial x} \right]$$

La nappe cylindrique se raccorde au plan d'eau du réservoir dont la cote constante est

$$z_0 = h$$

Cette équation a été intégrée par M. Boussinesq dans 2 cas particuliers :

1°) La dénivellation $h - H$ est négligeable devant h , la nappe est donc profonde. L'équation devient

$$n' \frac{\partial z}{\partial t} = k \cdot h \cdot \frac{\partial^2 z}{\partial x^2} \quad \text{et} \quad q = k \cdot h \cdot \frac{\partial z}{\partial x} .$$

Sa solution générale de l'équation est de la forme :

$$z = h + c_1 \cdot e^{-\alpha t} \cdot \sin \frac{\pi x}{2l} + c_2 \cdot e^{-9\alpha t} \cdot \sin \frac{3\pi x}{2l} + c_3 \cdot e^{-25\alpha t} \cdot \sin \frac{5\pi x}{2l} + \dots$$

l étant la longueur de la nappe suivant les x ; elle est supposée terminée par une paroi verticale.

Les termes à partir du 2^e sont rapidement négligeables avec le temps, ce qui fait qu'on peut considérer généralement la nappe dans son état pérennitaire caractérisé par

$$z = h + c_1 \cdot e^{-\alpha t} \cdot \sin \frac{\pi x}{2l} .$$

L'expression générale du débit q_{xt} est

$$q_{xt} = \frac{\pi}{2l} \cdot k \cdot h \cdot e^{-\alpha t} \cdot c_1 \cdot \cos \frac{\pi x}{2l} ,$$

d'où à la source $q_{0t} = q_{00} \cdot e^{-\alpha t}$ (x = 0)

et $q_{00} = \frac{\pi \cdot k \cdot h}{2l} \cdot c_1$ (pour t = 0)

On a aussi $H = h + c_1 \cdot e^{-\alpha t}$

donc $q_{0t} = \frac{\pi \cdot k \cdot h}{2l} \cdot (H - h)$

Le coefficient α est dit coefficient de tarissement. D'après l'équation aux dérivées partielles

$$n' \cdot \alpha = \frac{\pi^2}{4l^2} \cdot k \cdot h , \quad \text{d'où} \quad \alpha = \frac{\pi^2}{4l^2} \cdot \frac{k \cdot h}{n'}$$

Une source est d'autant meilleure, c'est-à-dire moins vite tarie, que $\frac{h \cdot k}{n' \cdot l^2}$ est plus petit. Le choix du temps zéro, donc aussi du débit q_{00} est indifférent, vu la forme de la fonction q_{0t} .

2°) Supposons au contraire h très faible et négligeable devant H. L'équation différentielle s'écrit

$$2 n' \cdot \frac{\partial z}{\partial t} = k \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial z^2}{\partial x} \right)$$

et pour x = 0 , z = h = 0 .

Admettons qu'en un certain temps la valeur de z soit z_0 et varie ensuite suivant le produit de z_0 par une fonction T du temps seul. Donc $z = z_0 \cdot T$, ce qui n'est compatible qu'avec $h = 0$.

L'équation devient

$$2 n' \cdot z_0 \cdot \frac{dT}{dt} = k \cdot T^2 \cdot \frac{d \left(\frac{dz_0^2}{dx} \right)}{dx}$$

$$\frac{2 n'}{T^2} \cdot \frac{dT}{dt} = \frac{k}{z_0} \cdot \frac{d \left(\frac{dz_0^2}{dx} \right)}{dx} .$$

Le premier membre est indépendant de x , le second de t , il en résulte qu'ils sont nécessairement constants.

Posons $\frac{2}{T^2} \cdot \frac{dT}{dt} = - 2 \beta$, d'où $T = \frac{1}{c + \beta \cdot t}$.

Au temps $t = 0$, $T = 1$, donc $c = 1$ et $\frac{1}{T} = 1 + \beta \cdot t$

d'où $z = \frac{z_0}{1 + \beta \cdot t}$

La fonction z_0 est déterminée par

$$\frac{d^2 z_0^2}{dx^2} + 2 \beta \frac{n'}{k} \cdot z_0 = 0 .$$

z_0 est une fonction de x dépendant de β . On voit donc que β dépend de la forme de la nappe au temps $t = 0$, qui n'est donc pas indifférent, non plus que le débit q_0 correspondant.

Le débit est $q = k \cdot z_0 \frac{dz_0}{dx} \cdot T^2 = q_0 \cdot T^2 = \frac{q_0}{(1 + \beta \cdot t)^2}$.

β peut s'appeler aussi coefficient de tarissement. Il est à remarquer que ces résultats ont été déduits uniquement de l'expression de continuité.

Les observations montrent que les lois

$$Q = Q_0 \cdot e^{-\alpha t} \quad \text{et} \quad Q = \frac{Q_0}{(1 + \beta \cdot t)^2}$$

s'appliquent aussi aux sources de deux types. Les premières sont pérennes et régulières. Les secondes diffèrent essentiellement des sources de nappes profondes, elles sont plus irrégulières et éventuellement éphémères.

3.- COURBES DE DEBIT DE M. MAILLET

Il résulte du paragraphe précédent qu'en régime propre il existe une relation univoque entre le débit et la forme de la surface de la nappe et que la loi de décroissance du débit avec le temps est toujours la même (en admettant que la perméabilité du terrain ne se modifie pas et que la température moyenne reste constante). Si on a donc une courbe de variation du débit en fonction du temps, résultant par exemple de la moyenne d'observations annuelles, elle permet la prévision des débits en régime propre.

M. Maillet a établi des courbes de débit de la manière suivante. Il résulte de ce qui précède que $V = f(Q)$ ($V =$ volume de la nappe).

D'autre part : $dV = - Q \cdot dt$

Donc $f'(Q) \cdot dQ = - Q \cdot dt$ et $dt = \frac{- f'(Q) \cdot dQ}{Q}$,

ou $\Delta t = \Delta \Phi(Q)$

Cette relation générale est indépendante de la nature de la nappe. Si, à partir d'un temps 0 , on porte des intervalles de temps égaux θ , on a donc

$$\theta = \Phi(Q_0) - \Phi(Q_1)$$

$$\theta = \Phi(Q_1) - \Phi(Q_2)$$

$$\theta = \Phi(Q_{n-1}) - \Phi(Q_n)$$

d'où

$$n \cdot \theta = \Phi(Q_0) - \Phi(Q_n)$$

Faisons $\theta = 1$

$$n = \Phi(Q_0) - \Phi(Q_n).$$

Au moyen des valeurs observées, on peut traduire la relation ci-dessus par un nomogramme cartésien établi en abscisses Q_0 et ordonnées Q_n . (fig. 80). Les courbes sont cotées en valeurs de n . On obtient une courbe Q quelconque en déterminant, sur la courbe des débits observés en fonction du temps (fig. 81), des couples de débits tels que

(Q_0, Q_n) , (Q'_0, Q'_n) ,
 (Q''_0, Q''_n) , etc...

se produisent à des intervalles égaux à n . La connaissance de la courbe Q_1 ($n = 1$) permet de tracer toutes les autres, en s'aidant de la courbe Q_0 , qui est une droite à 45° passant par l'origine.

En effet, on peut déterminer Q_1 correspondant à Q_0 .

Pour $Q'_0 = Q_1$, on trouve $Q'_1 = Q_2$,

ce qui détermine le point de la courbe 2 correspondant à Q_0 , etc...

Au moyen de ce nomogramme, connaissant le débit Q à une époque quelconque prise comme temps zéro, on peut déterminer quel sera le débit à une époque quelconque du régime non influencé.

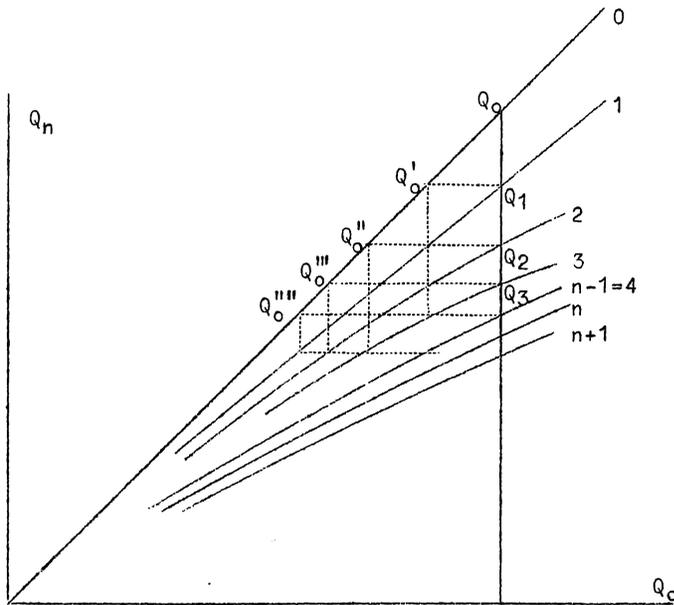


Fig. 80.

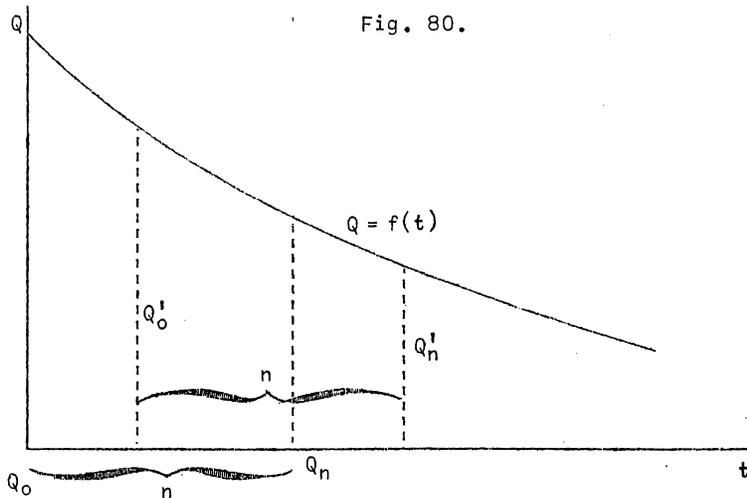


Fig. 81.

Pour que la source soit pérenne, c'est-à-dire ne tarisse jamais, il faut que toutes les courbes passent par l'origine. Ces courbes se trouvent toujours nécessairement sous la courbe Q_0 .

Si $Q = Q_0 \cdot e^{-\alpha t}$

il en résulte que $Q_n = Q_0 \cdot e^{-\alpha n}$,

donc les courbes de débit sont toutes des droites passant par l'origine. La décroissance avec le temps est d'autant plus grande que Q_0 est plus grand.

Si $Q = \frac{Q_0}{(1 + \beta \cdot t)^2}$ on a $Q_n = \frac{Q_0}{(1 + \beta \cdot n)^2}$

Les courbes correspondantes passent aussi toutes par l'origine, elles donnent lieu à une décroissance plus rapide que les précédentes. Seulement, le coefficient de tarissement β dépend du temps initial. En effet, considérons deux temps initiaux différant de Δt . On a

$$h'_0 = \frac{h_0}{1 + \beta \cdot \Delta t} \quad h = \frac{h_0}{1 + \beta \cdot t}$$

$$h = h'_0 \cdot \frac{1 + \beta \cdot \Delta t}{1 + \beta \cdot t} = \frac{h'_0}{1 + \beta' \cdot (t - \Delta t)} = \frac{h'_0}{1 + \beta' \cdot t'}$$

$$t' = t - \Delta t$$

Il en résulte que $\beta' = \frac{\beta}{1 + \beta \cdot \Delta t}$

4.- FLUCTUATIONS DES NAPPES SOUTERRAINES EN REGIME VARIABLE - THEORIE APPROXIMATIVE DANS L'HYPOTHESE DES FILETS PARALLELES

Il faudrait appliquer aux fluctuations dans le temps des nappes souterraines l'équation du mouvement variable (Navier), qui s'écrit dans l'hypothèse des filets parallèles :

$$\frac{1}{\rho_e} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} = \nu \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{du}{dt} + X = - \frac{\partial u}{\partial t} - u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + X + \nu \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$$

D'après cette équation, on voit que le régime variable ne se différencie du régime permanent que par le terme $\frac{\partial u}{\partial t}$.

Or la loi de Dupuit ne s'applique qu'aux milieux perméables en petit où, par conséquent, les vitesses sont très faibles. $\frac{\partial u}{\partial t}$ peut donc être négligé et on peut appliquer au mouvement variable les équations du mouvement permanent. Ce qui signifie qu'à chaque instant, la forme de la nappe est celle du mouvement permanent correspondant, c'est-à-dire de celui qui se rapporte à l'état de la nappe à l'instant considéré mais qui varie d'un instant à l'autre. Cette conclusion implique que l'on connaisse assez exactement le mouvement permanent correspondant, qui doit satisfaire pour tous les débits et à chaque instant à la loi de continuité.

Chaque cas de régime variable doit être examiné en particulier, en vue de déterminer le régime permanent correspondant en vertu du principe de

continuité. Nous montrerons par deux exemples déjà complexes, quoique concernant les cas les plus simples, comment on peut procéder par approximation. La méthode s'appliquerait par analogie à d'autres cas plus complexes, éventuellement par voie graphique.

5.- ETABLISSEMENT D'UNE NAPPE DE RABATEMENT PAR UNE SAIGNEE DANS UNE COUCHE AQUIFERE HORIZONTALE (fig. 82)

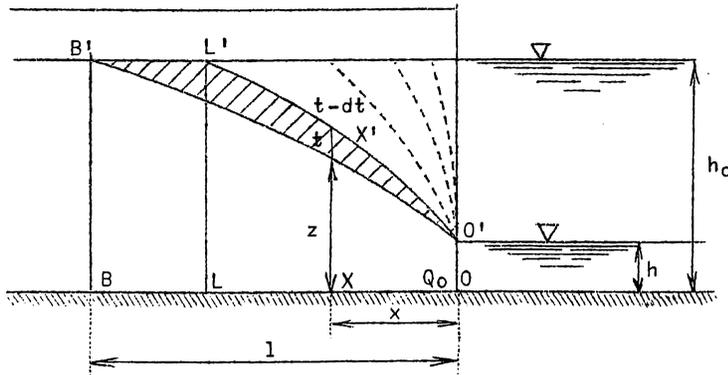


Fig. 82.

A l'origine, la nappe aquifère est horizontale; sa hauteur au-dessus du fond imperméable horizontal est h_0 . Le problème est plan.

Nous considérons une bande de longueur unitaire, d'une nappe cylindrique de grande longueur.

Supposons que, instantanément, le niveau de l'eau dans la saignée descende de h_0 à h et reste

ensuite constant. Nous admettons qu'il se forme une nappe de rabattement dont l'extrémité se propage en s'éloignant de la saignée.

Le problème qui se pose est le suivant : quelle est, à un instant t quelconque après le commencement du mouvement, la forme de la nappe, et quel est son débit ?

Supposons qu'au temps t la nappe soit en B ; au temps $t - dt$, elle était en L . La nappe n'étant pas alimentée, la diminution de volume est égale au débit sorti dans le même temps par OO'

$$q_0 \cdot dt = n' \cdot dV_0 = n' \cdot dS_0$$

n' est le coefficient d'assèchement en volume. Plus petit que le coefficient de porosité n , il tient compte de ce qu'une partie de l'eau n_0 est retenue par adhérence et capillarité (n' serait le coefficient de porosité pour un remplissage subséquent du terrain, s'il a entretemps conservé son eau de capillarité).

Si l'on fait le même raisonnement entre l'extrémité de la nappe et une section XX' , on a

$$q_x \cdot dt = n' \cdot dS_x$$

S_x = surface de nappe comprise entre la section BB' et la section XX' . Au même temps, le débit est donc différent d'une section à l'autre et il est donc illicite d'admettre que la nappe ait une forme instantanée cor-

respondant à un débit uniforme. Le rabattement étant supposé faible, on peut assimiler l'onglet hachuré de la figure 82 à un triangle. La courbure des nappes de rabattement est en effet rapidement négligeable et on peut admettre que la forme instantanée de la nappe correspond à une alimentation qui répond à la loi $q' = q'' \cdot x$ chap. VI, par. 30, B), 1)

$$q_0 = \frac{3}{4} \cdot k \cdot \frac{h_0^2 - h^2}{1} = \frac{q'' \cdot l^2}{2}, \quad q'' = \frac{3}{2} \cdot k \cdot \frac{h_0^2 - h^2}{l^3}$$

$$q_x = \frac{q'' \cdot (l^2 - x^2)}{2} = \frac{3}{2} \cdot k \cdot (h_0^2 - z^2) \cdot \frac{1 + x}{2 l^2 - 1 \cdot x - x^2}$$

$$\text{D'où } h^2 - z^2 = \frac{q''}{\frac{3}{2} k} \cdot (1 - x) \cdot (2 l^2 - 1 \cdot x - x^2)$$

$$= \frac{(h_0^2 - h^2) \cdot (1 - x)^2 \cdot (2 l + x)}{2 l^3}$$

$$S_0 = \int_0^1 (h_0 - z) \cdot dx = \int_0^1 \left[h_0 - \sqrt{h_0^2 - \frac{(h_0^2 - h^2) \cdot (1 - x)^2 \cdot (2 l + x)}{2 l^3}} \right] \cdot dx$$

L'intégrale est elliptique et irréductible à une forme normale ou connue. Nous ferons pour la résoudre l'hypothèse que $h_0 - h$ est faible et donc peu variable.

Dans ce cas, nous pouvons poser

$$h_0 + z = H = \text{constante} \quad \text{avec} \quad h_0 + h < H < 2 h_0$$

et prendre par exemple $H = 1,5 h_0 + 0,5 h$.

$$\text{Alors} \quad (h_0^2 - z^2) = (h_0 - z) \cdot H$$

$$\text{D'où } S_0 = \int_0^1 \frac{(h_0^2 - h^2) \cdot (1 - x)^2 \cdot (2 l + x)}{2 H l^3} \cdot dx = \frac{3}{8} \cdot (h_0^2 - h^2) \cdot \frac{1}{H}$$

Nous examinerons plus loin l'approximation de ce résultat. On en déduit :

$$d.S_0 = \frac{3}{8} \cdot \frac{h_0^2 - h^2}{H} \cdot dl$$

$$\text{Donc} \quad q_0 \cdot dt = \frac{3 k \cdot (h_0^2 - h^2)}{4 l} \cdot dt = n' \cdot \frac{3}{8} \cdot \frac{h_0^2 - h^2}{H} \cdot dl$$

$$dt = \frac{n' \cdot l \cdot dl}{2 k \cdot H} \quad t = \frac{n' \cdot l^2}{4 k \cdot H} \quad l = 2 \sqrt{\frac{k \cdot H \cdot t}{n'}}$$

t représente le temps au bout duquel la nappe est arrivée à une distance l de l'origine et l la distance à laquelle la nappe est arrivée au bout du temps t .

Remplaçant t et l par leur valeur dans l'expression de Q , on aura le débit à un instant quelconque.

$$\text{Posons} \quad h = \alpha \cdot h_0 \quad \alpha < 1 \quad 1 + \alpha < \frac{H}{h_0} < 2$$

Pour le temps $t = \frac{n'.l^2}{4 k.H}$

on a $\frac{n'.l^2}{8 k.h_0} < \frac{n'.l^2}{4 k.H} < \frac{n'.l^2}{4 k.(1 + \alpha).h_0}$

Pour $\alpha = 0,90$, on obtient :

$$0,125. \frac{n'.l^2}{k.h_0} < t < 0,132. \frac{n'.l^2}{k.h_0}$$

Pour $\alpha = 0,80$, on obtient :

$$0,125. \frac{n'.l^2}{k.h_0} < t < 0,139. \frac{n'.l^2}{k.h_0}$$

De même pour l on a

$$2 \sqrt{\frac{k.(1 + \alpha).h_0.t}{n'}} < l < 2 \sqrt{\frac{2 k.h_0.t}{n'}}$$

Pour $\alpha = 0,90$ $2,75 \sqrt{\frac{k.h_0.t}{n'}} < l < 2,82 \sqrt{\frac{k.h_0.t}{n'}}$

$\alpha = 0,80$ $2,68 \sqrt{\frac{k.h_0.t}{n'}} < l < 2,82 \sqrt{\frac{k.h_0.t}{n'}}$

L'erreur commise en prenant une valeur moyenne est donc faible.

DISCUSSION

I.- L'expression de t semble indiquer que le temps est indépendant de la dénivellation initiale $h_0 - h$. En réalité, il en dépend d'une manière atténuée puisque

$$H = 1,5 h_0 + 0,5 h = h_0 + h + 0,5 (h_0 - h).$$

Néanmoins, H est très peu affecté par $h_0 - h$. En fait, plus la dénivellation est grande, plus le débit est élevé mais plus le volume à vider est grand, donc le rabattement ne progresse pas plus vite pour la cause. On peut faire aussi l'objection que si $h_0 - h$ est nul, t ne change guère. Mais comme le débit est toujours nul, il n'y a pas d'incorrection mathématique à vider un volume nul par un débit nul en un temps fini. Naturellement, ce cas limite n'a plus de signification hydraulique.

II.- A première vue, la manière dont l'intégrale elliptique a été résolue paraît particulièrement arbitraire. Elle ne l'est cependant pas davantage que les hypothèses exposées au paragraphe 2. Des vérifications numériques ont été faites (cfr F. Campus. Mouvement de filtration en régime variable : II^e Congrès national des sciences, Bruxelles, 1935).

Pour $\alpha = \frac{h}{h_0} = \frac{1}{\sqrt{2}}$ l'intégrale devient rationnelle.

On trouve alors par le calcul

$$S_0^1 = h_0.l - S_0 = 0,8970563 l.h_0$$

Pour les autres valeurs de α , on a intégré aux différences finies d'une manière très soignée par la méthode de Simpson.

On a trouvé :	$\frac{S_0}{i \cdot h_0}$	$\frac{S_0}{i \cdot h_0}$
α	Intégration approchée.	par la méthode de Simpson.
1	1	1
0,95	0,98149	0,98144
0,90	0,96346	0,96325
0,85	0,94594	0,94546
0,80	0,92895	0,92814
0,75	0,9125	0,9112
$\frac{1}{\sqrt{2}} = 0,70710678$	0,89884	0,8971 par le calcul : 0,8970563
0,65	0,8814	0,87897
0,60	0,8667	0,8627
0,55	0,8527	0,8491
0,50	0,8393	0,8352

On voit que l'intégration donne donc des résultats approchés à moins de 0,5 % par excès jusqu'à $\alpha = 0,50$, c'est-à-dire bien au-delà des limites d'application de l'hypothèse des filets parallèles.

III.- On a établi au paragraphe 2 pour les nappes profondes; d'après Boussinesq, la formule

$$q_{ot} = \frac{\pi \cdot k \cdot h}{2 l} \cdot (H - h)$$

Pour le cas de la figure 82, elle s'écrit :

$$q_{ot} = \frac{\pi \cdot k \cdot h}{2 l} \cdot (h_0 - h)$$

La formule établie dans ce paragraphe peut s'écrire :

$$q_0 = \frac{3}{2} \cdot \frac{(1 + \alpha)}{\alpha} \cdot \frac{k \cdot h_0 \cdot (h_0 - h)}{2 l} = M \cdot q_{ot}$$

Pour $\alpha =$	1	0,95	0,90	0,85	0,80
$M =$	0,956	0,983	1,01	1,04	1,07

IV.- On peut faire une objection de principe à la méthode suivie ci-dessus. Il est arbitraire de considérer la nappe de rabattement comme progressant en fonction du temps, en ce sens que son extrémité BB' se déplace. Selon les solutions du paragraphe 2, dès le temps initial correspondant à l'abaissement brusque dans la saignée filtrante, son effet se fait sentir instantanément jusqu'aux confins de la nappe, mais d'une manière atténuée avec la distance. Nous reviendrons sur ce point au paragraphe 7.

6.- ETABLISSEMENT D'UNE NAPPE DE RABATTEMENT PAR UN PUITTS CYLINDRIQUE DANS UNE COUCHE AQUIFERE HORIZONTALE (fig. 83)

On abaisse instantanément de h_0 à h le niveau de l'eau dans le puits (par une très forte pompe, par exemple). La volume de vidange est un volume de révolution engendré par l'onglet hachuré (fig. 83).

L'équation de continuité est $Q_0 \cdot dt = n' \cdot dV_0$.

$$n'.V_0 = \frac{2 \pi . n' . (h_0^2 - h^2)}{H} \cdot \frac{\left\{ \begin{array}{l} 1^2 . \left(\frac{1}{3} - \frac{R}{2} \right) . \left[\frac{1^2}{4} - \frac{R^2}{2} . \left(\log \frac{1}{R} + \frac{1}{2} \right) \right] \\ - \frac{1^5}{30} + \frac{1^3 . R^2}{18} - \frac{R^3 . 1^2}{8} + \frac{R . 1^4}{16} + \frac{29 R^5}{720} \end{array} \right\}}{1^2 . \left(\frac{1}{3} - \frac{R}{2} \right) . \log \frac{1}{R} - \frac{1^3}{9} + \frac{R . 1^2}{4} - \frac{5 R^3}{36}}$$

Après un temps très court, l est très grand vis-à-vis de R et l'on peut écrire

$$n'.V_0 = \frac{2 \pi . n' . (h_0^2 - h^2)}{20 H} \cdot \frac{l^2}{\frac{1}{3} \log \frac{1}{R} - \frac{1}{9}}$$

Or, dans les mêmes conditions,

$$Q_0 = \frac{\pi . k . (h_0^2 - h^2)}{3 \left[\frac{1}{3} \log \frac{1}{R} - \frac{1}{9} \right]}$$

L'équation de continuité devient donc

$$\frac{\pi . k . (h_0^2 - h^2) . dt}{3 \left[\frac{1}{3} \log \frac{1}{R} - \frac{1}{9} \right]} = \frac{2 \pi . n' . (h_0^2 - h^2)}{20 H} \cdot \frac{2 l . dl}{\frac{1}{3} \log \frac{1}{R} - \frac{1}{9}}$$

La dérivation du terme $n'.V_0$ est approchée. En réalité, au lieu du facteur $2 l . dl$, on devrait avoir

$$\left(2 - \frac{1}{\log \frac{1}{R} - \frac{1}{3}} \right) . l . dl ,$$

mais comme $\log \frac{1}{R}$ est grand, on peut négliger $\frac{1}{\log \frac{1}{R} - \frac{1}{3}}$.

On trouve finalement

$$dt = 0,6 \cdot \frac{n}{H.k} \cdot l . dl ,$$

$$t = 0,3 \frac{n . l^2}{H.k} \quad l = \sqrt{\frac{k.H.t}{0,30 n}} .$$

La formule est analogue à celle obtenue pour le cas de la tranchée filtrante (paragraphe 4).

Ces formules sont admissibles seulement après un temps suffisant pour que l soit devenu assez grand vis-à-vis de R .

Pour le début, il y aurait à introduire un terme de correction. Au début, les nappes sont d'ailleurs trop courbes et l'hypothèse des filets parallèles sur laquelle est basée la théorie n'est plus applicable. Mais cette période est très courte. Les remarques I, II et IV du paragraphe 5 sont également applicables à l'exposé du paragraphe 6.

7.- SOLUTION DE M. J.H. EDELMANN

Le docteur J.H. Edelmann, dans la thèse qu'il a présentée à l'Ecole polytechnique de Delft en 1947, a établi les solutions des équations du paragraphe 2.

$$\frac{\partial q}{\partial x} = n^i \cdot \frac{\partial z}{\partial t} \quad \text{et} \quad q = k \cdot z \cdot \frac{\partial z}{\partial x}$$

pour quelques cas, parmi lesquels celui considéré au paragraphe 5 (fig. 82), de l'abaissement rapide du niveau dans une saignée filtrante et du rabattement consécutif de la nappe. Il admet aussi que la nappe est profonde et que z varie peu. Dans cette hypothèse, il considère les variables

$$q^* = \frac{q}{k \cdot z} \quad \text{et} \quad t^* = \frac{k \cdot z}{n^i} \cdot t$$

(dans lesquelles on suppose z constant et égal à h_0). L'équation aux dérivées partielles devient

$$\frac{\partial q^*}{\partial x} = \frac{\partial z}{\partial t^*} \quad \text{avec} \quad q^* = \frac{\partial z}{\partial x}$$

d'où
$$\frac{\partial^2 z}{\partial x^2} = \frac{\partial z}{\partial t^*}$$

Dans le cas de la figure 82, les conditions initiales et aux limites sont :

$$\begin{aligned} \text{pour } t^* = 0, & \quad z = h_0 \\ \text{pour } x = \infty, & \quad z = h_0 \\ \text{pour } x = 0, & \quad z = h. \end{aligned}$$

La solution est donnée par
$$z = f\left(\frac{x}{2\sqrt{t^*}}\right) = f(u)$$

en posant $u = \frac{x}{2\sqrt{t^*}}$, grandeur sans dimension (comme q^*), car t^* a comme dimension L^2 .

Donc
$$q^* = \frac{1}{2} t^{*-1/2} \cdot f' \quad \text{d'où} \quad f'' + 2u \cdot f' = 0$$

Pour $u = \infty$, $f = 0$ et pour $u = 0$, $f = h$.

L'équation peut s'écrire
$$\frac{df'}{f'} = -2u \cdot du$$

d'où
$$f' = c_1 \cdot e^{-u^2} \quad \text{et} \quad f = c_1 \int e^{-u^2} \cdot du$$

C'est la fonction des erreurs de Gauss. Il existe des tables de l'intégrale définie

$$\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^u e^{-u^2} \cdot du = E(u)$$

On a donc
$$f = \frac{\sqrt{\pi}}{2} c_1 \cdot [E(u) + C_2]$$

d'où
$$z = h_0 - (h_0 - h) \cdot [1 - E(u)] \quad \text{et} \quad q' = \frac{(h_0 - h)}{\sqrt{\pi}} \cdot t^{*-1/2} \cdot e^{-u^2}$$

Pour $x = 0$
$$q'_0 = \frac{(h_0 - h) \cdot t^{*-1/2}}{\sqrt{\pi}}$$

L'auteur donne des tables de $\frac{e^{-u^2}}{\sqrt{\pi}}$ et de $-[1 - E(u)]$.

Il compare ses résultats à ceux exposés au paragraphe 5. Suivant les notations de l'auteur, les formules du paragraphe 5 s'écrivent comme suit :

$$l = 2 \cdot \sqrt{2} \cdot t^*$$

$$\frac{h_0 - z}{h_0 - h} = \frac{1}{4\sqrt{2}} (\sqrt{2} - u)^2 \cdot (2\sqrt{2} + u) \quad \text{au lieu de } 1 - E(u)$$

$$\frac{q_0}{h_0 - h} = \frac{3\sqrt{2}}{8} \frac{1}{\sqrt{t^*}} = \frac{0,530}{\sqrt{t^*}} \quad \text{au lieu de } -\frac{1}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{\sqrt{t^*}} = \frac{-0,564}{\sqrt{t^*}}$$

L'auteur donne le tableau suivant de comparaison

$u = \frac{x}{2 \sqrt{\frac{k \cdot h_0}{n'}} \cdot \sqrt{t}}$	$\frac{h_0 - z}{h_0 - h} = 1 - E(u)$	$\frac{h_0 - z}{h_0 - h}$ selon de paragraphe 5
0,1	0,8875	0,890
0,3	0,6714	0,685
0,5	0,4795	0,491
0,7	0,3222	0,318
0,9	0,2031	0,174
1,1	0,1198	0,0684
1,3	0,0660	0,0095
1,41	0,0470	0,000

L'auteur considère d'après cela les résultats du paragraphe 5 comme une bonne approximation.

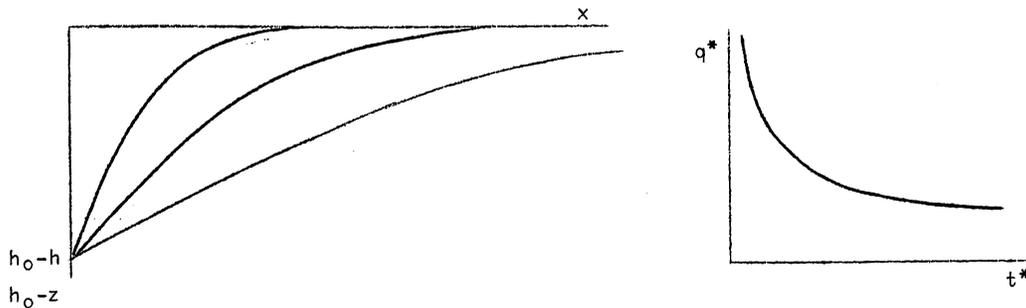


Fig. 84.

La figure 84 reproduit la représentation graphique de l'auteur. Les trois courbes de rabattement tracées correspondent à des temps qui sont dans les rapports 1 : 4 : 16. Cette figure explique la bonne concordance des résultats du paragraphe 5 avec ceux de M. J. H. Edelmann. Si, selon sa théorie, il n'y a pas progression de la limite BB' de la nappe (fig. 82), mais la nappe est influencée dès l'instant initial jusqu'à l'infini, la figure 84 montre que pour chaque durée t, la courbe atteint pratiquement le niveau initial (z = h₀) à une distance finie l, qui progresse avec le temps. L'hypothèse ne diffère donc de la réalité que d'une manière insignifiante. Il en est de même de l'hypothèse que les lignes de rabattement sont quasi rectilignes et que la vidange de la nappe lui confère une forme correspondant au mouvement permanent alimenté suivant la loi q' = q".x.

Il est à remarquer que les méthodes du paragraphe 2 (Boussinesq), du paragraphe 5 et de M. J. H. Edelmann ont en commun qu'elles sont relatives à des nappes profondes et qu'elles :

négligent d'une certaine manière la variation de la hauteur filtrante. M. J.H. Edelmann considère généralement le cas où l'on tient compte de la variation de la hauteur filtrante z pour x et obtient des équations différentielles non intégrables. Remarquons enfin que les formules de M. J.H. Edelmann ne conviennent que pour une nappe d'étendue infinie. Pour une étendue finie l , sa solution exige des superpositions assez compliquées.

En cas d'étendue limitée l , si cette limite est réalisée par un réservoir à niveau constant h_0 , un mouvement permanent s'établira lorsque la limite sera atteinte par la nappe variable. Si la nappe est limitée à une paroi imperméable comme dans le paragraphe 2, la solution de Boussinesq pourra intervenir à partir de ce moment.

Enfin, il est à remarquer que la solution du paragraphe 2 (Boussinesq) comme celle de M. J.H. Edelmann sont déduites uniquement de l'équation de continuité, sans considération de l'équation de Navier, ce qui n'est pas le cas de la solution du paragraphe 5 qui en tient compte par approximation.

M. J.H. Edelmann traite aussi dans sa thèse le cas du puits du paragraphe 6, mais ayant une zone d'influence $l = \infty$. Dans ce cas aussi, il trouve une bonne concordance avec les résultats du paragraphe 6, au sujet de laquelle on peut faire les mêmes remarques que ci-dessus et encore une supplémentaire, relative à l'approximation de la dérivation de V_0 du paragraphe 6, qui ne semble donc pas avoir non plus beaucoup d'importance.

On peut conclure de ces divers exposés que le problème des mouvements variables de filtration est presque généralement insoluble d'une manière rigoureuse par voie mathématique, mais que les solutions d'approximation sont satisfaisantes et se confirment mutuellement, pourvu que l'on tienne convenablement compte de l'équation de continuité. Dans ces conditions, la méthode des paragraphes 5 et 6, particulièrement simple et assez libre dans ses moyens, mais respectant les principes essentiels du mouvement, peut être utilisée pour résoudre les problèmes pratiques des mouvements variables de filtration.

8.- REGIME INFLUENCE DES NAPPES

Nous considérerons le problème plan comme au paragraphe 2, figure 79. Pour une longueur de l m de la nappe, on a

$$q' \cdot dx \cdot dt = n' \cdot \frac{\partial z}{\partial t} \cdot dx \cdot dt - \frac{\partial q}{\partial x} \cdot dx \cdot dt$$

q' étant le débit vertical par unité de surface au point d'abscisse x . Il peut être fonction de x et de t . L'intégration de cette équation sera difficile et demandera aussi des hypothèses simplificatrices. Des méthodes analogues à celles des paragraphes 5 et 6 pourraient être appliquées. D'une manière plus générale, si on considère une nappe de grande étendue, dont la section horizontale du plan d'eau est S , Q' le débit d'alimentation vertical et Q le débit sortant, on a

$$Q' = Q + S \cdot \frac{dh}{dt}$$

ceci est une équation analogue à celle du mouvement de l'eau dans les réservoirs et les lacs (voir chapitre XXII). Elle peut recevoir des solutions analogues.

D'après M. Maillet, les nappes profondes et à fond concave donnent lieu à des augmentations progressives et lentes du débit à la suite de

fortes pluies continues qui profitent à la nappe, tandis que les nappes peu profondes et à fond convexe ont le maximum de débit peu après que les pluies sont arrivées à la nappe et qui décroît ensuite progressivement avec le temps.

9.- GENERALISATION DU PARAGRAPHE 22 DU CHAPITRE VI RELATIF AUX NAPPES COMPLEXES

Reprenons le cas de la figure 58, mais en régime variable alimenté. Les hypothèses sont que le fond imperméable est horizontal et que les filets dans les plans verticaux sont sensiblement parallèles.

L'équation de continuité s'écrit

$$q' \cdot dx \cdot dy \cdot dt = n' \cdot \frac{\partial z}{\partial t} \cdot dx \cdot dy \cdot dt - \frac{dq_x}{dx} \cdot dx \cdot dt - \frac{dq_y}{dy} \cdot dx \cdot dt$$

D'autre part

$$q_x = -k \cdot z \cdot dy \cdot \frac{\partial z}{\partial x}, \quad q_y = -k \cdot z \cdot dx \cdot \frac{\partial z}{\partial y}$$

d'où

$$q' \cdot dx \cdot dy \cdot dt = n' \cdot \frac{\partial z}{\partial t} \cdot dx \cdot dy \cdot dt + \frac{k \cdot dx \cdot dy \cdot dt}{2} \cdot \left(\frac{\partial^2 z^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 z^2}{\partial y^2} \right).$$

x et y sont des variables indépendantes,

donc

$$\frac{\partial^2 z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 z}{\partial y^2} = \frac{2}{k} \cdot \left(q' - n' \cdot \frac{\partial z}{\partial t} \right)$$

q' peut être comme z une fonction (connue) de x, y et t.

Si l'on connaît des fonctions

$$z^2 = f_1(x, y, t), \quad z_2 = f_2(x, y, t), \quad \text{etc...}$$

satisfaisant à

$$\frac{\partial^2 z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 z}{\partial y^2} = \frac{2}{k} \cdot \left(q_1' - n' \cdot \frac{\partial z}{\partial t} \right), \quad \frac{\partial^2 z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 z}{\partial y^2} = \frac{2}{k} \cdot \left(q_2' - n' \cdot \frac{\partial z}{\partial t} \right)$$

en désignant par A₁, A₂, ... etc... les deuxièmes membres

la fonction $z^2 = f_1(x, y, t) + f_2(x, y, t) + \dots$

satisfait à

$$\frac{\partial^2 z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 z}{\partial y^2} = A_1 + A_2 + \dots$$

C'est la propriété de superposition des nappes simples en mouvement permanent ou non, alimenté ou non, à filets parallèles. Cela s'applique non seulement aux cas du chapitre VI, paragraphes 9, 10, 19, mais aussi au paragraphe 30 et aux paragraphes 5 et 6 du chapitre VII.

M. J.H. Edelman établit aussi dans sa thèse la propriété de superposition des solutions de nappes simples qu'il propose.

10.- MESURE DU COEFFICIENT DE PERMEABILITE IN SITU

Cette mesure est entachée de difficultés systématiques et accidentelles. On ne peut mesurer qu'une valeur moyenne de k , puisque les massifs filtrants ne sont généralement ni homogènes ni isotropes. Cette moyenne est affectée par le dispositif adopté pour la mesure. On se réfère à un des cas simples de mouvement permanent étudiés au chapitre VI, généralement un puits débitant par la paroi latérale. Il faudra effectuer les mesures après un temps assez long pour que l'on puisse observer que le mouvement est devenu sensiblement permanent. Généralement, ceci peut être réalisé de façon satisfaisante, car on a vu au paragraphe 6 que le débit d'un puits est peu affecté par la variabilité du mouvement après un certain temps

$$Q = \frac{\pi.k.(H^2 - h^2)}{\log \frac{1}{R} - \frac{1}{3}}$$

au lieu de

$$Q = \frac{\pi.k.(H^2 - h^2)}{\log \frac{1}{R}} \quad (\text{chap. VI, par. 19}).$$

Après quelque temps $\log \frac{1}{R}$ est très grand par rapport à $\frac{1}{3}$.

Une plus grande cause d'incertitude réside dans le fait que le dispositif ne satisfait jamais complètement aux conditions théoriques qui sont à la base de l'établissement des formules. Il en est de même dans les cas d'application des formules d'ailleurs. On choisira autant que possible des dispositifs pour les mesures se rapprochant de ceux des applications envisagées. La mesure de certains éléments des formules peut être sinon impossible, du moins très difficile, par exemple celle de la profondeur du fond imperméable.

Les erreurs systématiques peuvent donc être très grandes. Les erreurs accidentelles peuvent être assez grandes, car les dispositifs à réaliser pour les mesures sont assez importants et coûteux. En général on a recours à la formule classique du puits du chapitre VI, paragraphe 19. On fore un puits à paroi débitante jusqu'au fond imperméable. On y prélève un débit Q par une pompe. Lorsque le régime est suffisamment établi, on mesure la hauteur h de l'eau dans le puits au-dessus du fond imperméable horizontal, ainsi que la hauteur H de l'eau dans un forage à distance l du puits.

On a

$$k = \frac{Q.(\log l - \log R)}{\pi.(H^2 - h^2)}$$

Il faut que l soit beaucoup plus grande que R .

Si on observe les hauteurs d'eau dans deux forages situés dans un même plan vertical radial, à distances l_1 et l_2 du puits, soient H_1 et H_2 , on peut aussi écrire

$$k = \frac{Q.(\log l_2 - \log l_1)}{\pi.(H_2^2 - H_1^2)}$$

Les sondages doivent être assez éloignés du puits et assez éloignés entre eux. Si les sondages sont assez éloignés du puits mais pas trop entre eux, on peut écrire

$$k = \frac{Q \cdot (l_2 - l_1)}{\pi \cdot (l_1 + l_2) \cdot \left(\frac{H_1 + H_2}{2}\right) \cdot (H_2 - H_1)} \approx \frac{Q \cdot (l_2 - l_1)}{\pi \cdot (l_1 + l_2) \cdot H_1 \cdot (H_2 - H_1)}$$

L'avantage de cette dernière formule est que l'on ne doit plus déterminer qu'une seule hauteur de l'eau au-dessus du fond imperméable, H_1 ou H_2 .

La différence $H_2 - H_1$ se mesure par nivellement à partir de la surface. Les formules se référant à deux sondages sont destinées à parer aux conséquences de ce que, en général, le puits ne descend pas jusque sur le fond imperméable. On peut en outre écarter la difficulté de connaître le niveau du fond imperméable en faisant les mesures de débit et de niveaux pour deux régimes différents Q' et Q'' (fig. 85).

On a $Q' = 2 \pi \cdot k \cdot l_1 \cdot H_1' \cdot i'$ avec $i' = \frac{H_2' - H_1'}{l_2 - l_1}$

$Q'' = 2 \pi \cdot k \cdot l_1 \cdot H_1'' \cdot i''$ avec $i'' = \frac{H_2'' - H_1''}{l_2 - l_1}$

d'où $H_1' - H_1'' = \left(\frac{Q'}{i'} - \frac{Q''}{i''}\right) \cdot \frac{1}{2 \pi \cdot k \cdot l_1}$

et $k = \frac{Q' - Q''}{i' - i''} \cdot \frac{1}{2 \pi \cdot l_1 \cdot (H_1' - H_1'')}$

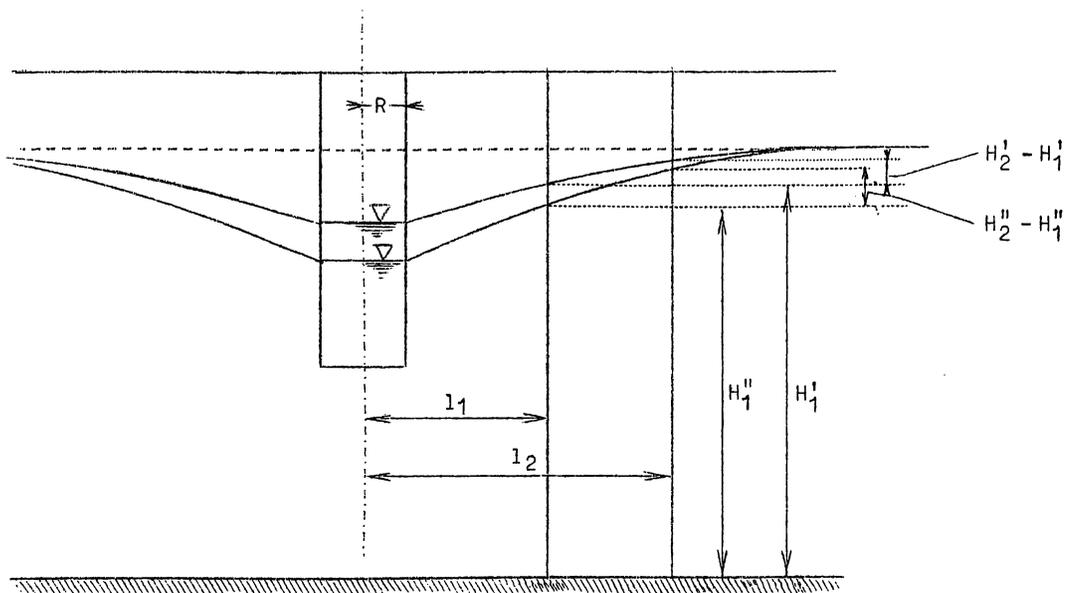


Fig. 85.

Il n'y a plus qu'à mesurer des différences de niveaux entre deux sondages et dans un même sondage, ce qui peut se faire par nivellement à partir de la surface. Mais on remarque que la formule comporte plusieurs différences assez petites de quantités qui peuvent être assez grandes et dont certaines, les différences de niveaux d'eau, sont difficiles à mesurer avec précision. Les erreurs accidentelles risquent donc d'avoir dans cette méthode, des effets considérables. Les deux sondages devront être cette fois à des distances l_1 et l_2 du puits pas trop considérables, pour que les pentes i' et i'' soient assez fortes. L'écart l_1 et l_2 devra être assez grand pour qu'on puisse mesurer $H' - H''$ avec une précision suffisante. Pour les deux débits Q' et Q'' , il faudra pomper assez longtemps pour que le régime soit établi.

On pourrait déterminer k par l'observation du temps que met l'eau dans un puits à atteindre le niveau primitif après arrêt du pompage d'un débit Q . C'est le cas inverse de celui de la vidange d'une nappe considéré au paragraphe 6. Mais outre des difficultés inhérentes à cette méthode, notamment l'appréciation du temps au bout duquel le niveau primitif est réellement atteint, il faut encore de plus connaître la porosité effective du terrain lors du remplissage, compte tenu de son degré d'assèchement réel ($n' = n - n_0$). Ceci peut être déterminé par des essais géotechniques, mais avec quelque incertitude.

Souvent, on ne mesure pas le coefficient de perméabilité k , mais des éléments divers en rapport avec lui. Par exemple, dans un terrain aquifère vierge, on peut réaliser deux sondages éloignés de Δl et alignés autant que possible dans la direction du mouvement de filtration. On introduit dans le sondage d'amont une solution concentrée d'un électrolyte fort. Un voltamètre sensible permet de constater quand l'électrolyte parvient au sondage d'aval. La distance entre les 2 sondages divisée par le temps de parcours de l'électrolyte donne u . Si l'on peut mesurer la différence des niveaux de l'eau dans les deux sondages ΔH , on peut admettre

$$k = \frac{u}{I} = \frac{u \cdot \Delta l}{\Delta H}$$

Δl étant la distance des deux sondages. On trouve souvent des vitesses très faibles, inférieures à 0,01 mm/sec, de l'ordre donc de 300 m/an.

On peut aussi, au lieu d'électrolyte, employer de la fluorescéine versée dans le sondage d'amont et constater son arrivée dans le sondage d'aval. Cette méthode est non quantitative; elle sert en hydrologie non hydrométrique à déterminer la direction et le sens de l'écoulement et non ses facteurs quantitatifs.

Enfin, dans les reconnaissances de terrain pour les ouvrages de retenue hydraulique, on se préoccupe de mesurer le degré d'étanchéité des terrains, ce qui revient tout de même à une mesure de perméabilité. Il s'agit en général d'apprécier l'importance des injections d'étanchement. Les observations du chapitre VI, paragraphe 18, ne sont généralement pas d'application, parce que les caractères de la nappe aquifère ne sont pas connus. En général, on procède comme suit selon le degré de perméabilité du terrain.

En terrain meuble assez perméable, on enfonce dans le sol des tubes de 2 à 3 cm de diamètre intérieur et sortant de 1 m du sol. On y verse de l'eau et on mesure le temps d'un abaissement déterminé ou, par un entonnoir, on verse un débit à niveau sensiblement constant et que l'on mesure.

En terrain rocheux peu perméable, on réalise des forages dans lesquels on injecte de l'eau sous pression de quelques kg/cm². On observe le volume absorbé en un certain temps. On rapporte les résultats à d'autres observés pour des terrains connus. Les mesures sont donc plutôt comparatives; elles ne peuvent avoir un caractère quelque peu absolu qu'à la faveur d'une longue et multiple expérience.

11.- MESURE EN LABORATOIRE DU COEFFICIENT DE PERMEABILITE DE TERRAIN PEU PERMEABLE SUR ECHANTILLONS NON REMANIES

On procède à l'essai de filtration à l'oedomètre, sous la même charge que le terrain supporte à l'état naturel. Soit Ω la section filtrante, l l'épaisseur de l'éprouvette. La charge de filtration est réalisée dans un tube de verre de section calibrée ω . On note les charges initiales et finales aux temps t_0 et t .

On a
$$Q \cdot dt = \Omega \cdot k \cdot \frac{h}{l} \cdot dt = \omega \cdot dh$$

$$\frac{\Omega}{\omega} \cdot \frac{k}{l} \cdot dt = \frac{dh}{h}, \quad \text{d'où} \quad \frac{\Omega}{\omega} \cdot \frac{k}{l} \cdot (t_1 - t_0) = \log \frac{h_0}{h_1}$$

$$k = \frac{\omega}{\Omega} \cdot l \cdot \frac{\log \frac{h_0}{h_1}}{t_1 - t_0}$$

Si on assimile les tubes de transpiration à des tubes capillaires de diamètre moyen D , on a

$$k = \frac{D^2}{32} \cdot \frac{g}{\nu} = \frac{D^2 \cdot \gamma_e}{\mu} \quad (\text{Chapitre VI, par. 2}).$$

D'après la loi de Jurin, la hauteur d'ascension capillaire est

$$h_e = \frac{4 A}{\gamma_e \cdot D}$$

A étant la tension superficielle au contact de l'air. D'où

$$k = \frac{A^2}{2 \mu \cdot \gamma_e \cdot h_c^2} = \frac{K}{h_c^2}, \quad K = \frac{A^2}{2 \gamma_e \cdot \mu}$$

On a vu que $\mu = \frac{0,0177}{1 + 0,0337 t + 0,00022 t^2}$ poises (dynes/cm/sec)

t est la température centigrade. De 0 à 30°C, on a

$A = 75,64 - 0,1467 t$	dynes/cm				
$t = 5^\circ$	10°	15°	20°	25°	cent.
$\mu = 1,525$	$1,31$	$1,145$	$1,01$	$0,9$	centipoises
$A = 75$	$74,3$	$73,5$	$72,6$	$71,75$	dynes/cm

En unités c.g.s., $\gamma_e = 981$, d'où $K = \frac{A^2}{1962 \mu}$ (A en dynes/cm)

et μ en poises. Par ex., à 15° C $K = \frac{73,5^2}{1962 \cdot 0,01145} = 238$

$$k = \frac{238}{h_c^2} \text{ cm/sec } (h_c \text{ en cm})$$

Ces mesures indirectes à partir de la hauteur d'ascension capillaire sont incertaines.

12.- MESURE EN LABORATOIRE DU COEFFICIENT DE PERMEABILITE, SUR ECHANTIL-
LONS REMANIES DE TERRAIN ASSEZ PERMEABLE.

On se sert d'appareils, nommés perméamètres, qui peuvent recevoir des dispositions diverses. On produit un écoulement permanent de filtration à travers la matière filtrante à essayer, qui est enfermée dans une gaine étanche et rigide, dont les extrémités ouvertes sont en relation avec deux réservoirs à niveaux constants. Cette constance des niveaux est assurée par des trop-pleins largement dimensionnés. La matière filtrante est éventuellement maintenue aux extrémités de la gaine par des parois perforées ou des toiles métalliques. On réalise une dénivellation constante entre les deux bacs à niveaux constants. On mesure le débit dans le réservoir d'aval, par empottement (mesures directes du volume et du temps). Il y a des pertes de charge parasites aux extrémités de la gaine. On mesure la différence de charge motrice entre des points définis de la masse filtrante par des tubes hydrométriques. La différence de charge entre deux points divisée par leur distance parallèlement au courant indique la pente motrice. On applique la formule des filtres (par.8)

$$Q = \omega \cdot k \cdot i \quad \text{d'où} \quad k = \frac{Q}{\omega \cdot i}$$

Au laboratoire d'hydraulique fluviale de l'Université de Liège, on a obtenu les résultats suivants :

	Calcite.	Sable normal belge.	Sable des dunes.	Sable de Rocour.
Diamètre effectif (mm)	4,4	0,605	0,170	< 0,147
Diamètre moyen (mm)	8,6	0,67	0,23	0,157
Coefficient d'uniformité	1,95	1,10	1,35	> 1,07
Module de finesse	6,38	2,96	1,31	0,754
Poids spécifique apparent	-	1,555	1,550	1,300
Proportion de vides en volume	0,47	0,383	0,364	0,495
Exposant m (de la formule $u^m = k \cdot i$)	1,33	1	1	1
k (mm/sec)81,00	4,33	0,404	0,031

Les mesures sont d'autant plus délicates que les grains sont plus fins et que k est plus petit. Il faut arriver à expulser tout l'air du perméamètre et de l'air dissous peut être adsorbé par les grains. L'eau sera le plus possible dégazée.

13.- VITESSES LIMITES D'EROSION ET DE COLMATAGE

D'après Thiem, les vitesses limites d'érosion souterraine dans les terrains d'alluvions sont :

Diamètre des grains	0 à 0,25	0,25 à 0,5	0,5 à 1	1 à 2	2 à 3 mm
Vitesse effective	0 à 29	35 à 69	75 à 96	111 à 170	179 à 820 mm/sec.

à quoi correspondent des vitesses brutes filtrantes.

pour 40 % de porosité 0 à 12 14 à 28 30 à 40 44 à 68 72 à 330 mm/sec.
pour 25 % de porosité 0 à 7 9 à 17 19 à 24 27 à 43 45 à 205 mm/sec.

Selon des expériences faites à Zurich, on aurait comme vitesse de dépôt souterraine de l'argile délayée dans l'eau

	Porosité	Vitesse de commencement de dépôt		Vitesse de dépôt complet	
		nette	brute	nette	brute
Gros gravier	42 %	5	2,1	2	0,8 mm/sec
Sable	25 %	5	1,25	2	0,5 mm/sec

Donc, le colmatage exige, en général, des vitesses filtrantes inférieures à 1 mm/sec.

CHAPITRE VIII

ASSECHEMENT DES FOUILLES ET RABATTEMENTS - INJECTIONS

1.- DEBIT DES FOUILLES ASSECHEES - FOUILLES ORDINAIRES LIMITEES PAR DES TALUS - EPUISEMENT ORDINAIRE.

Ce cas se présente en terre ferme lorsque le fond de la fouille est sous le niveau de la nappe phréatique. Dès que le fond descend sous le niveau de la nappe phréatique, il faut épuiser. Les eaux sont conduites par des rigoles, creusées dans le fond, vers un ou des puisards, où plongent les crépines des tuyaux d'aspiration des pompes. Le niveau de l'eau dans ces puisards doit être maintenu suffisamment sous le niveau du fond de la fouille pour assurer son assèchement complet. L'abaissement progressif du fond et du niveau de l'eau dans la fouille provoque un rabattement progressif de la nappe aquifère. Pour que la fouille se maintienne sans étaçonnage et sans blindage de palplanches, il faut que le terrain soit à la fois assez résistant et assez perméable. En toute hypothèse, il faut craindre des suintements à la base des talus, qui peuvent compromettre leur stabilité. Les fouilles ne peuvent donc être très profondes, sauf terrain exceptionnel et peu humide. Il faut une grande sécurité de pompage, car toute interruption d'épuisement et remontée de l'eau serait dangereuse pour la stabilité des talus, surtout si les alternances d'immersion et d'émersion se répétaient. L'épuisement doit donc être ininterrompu.

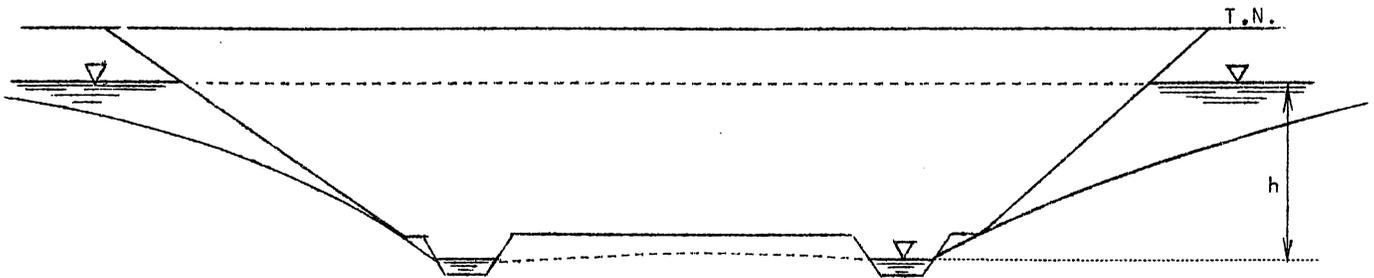


Fig. 86.

Les épuisements de grandes fouilles peuvent tarir les puits du voisinage. (fig. 86)

Une telle fouille, lorsque le rabattement est assuré, ne débite plus guère que par le fond.

Si ses dimensions en plan ne sont pas trop différentes suivant les directions diverses (fouille de plan rectangulaire ou voisine du carré), on peut se référer par approximation à la formule du puits cylindrique à fond

horizontal $Q = 4 k.h.R$, R étant le rayon du puits de même surface que le fond de la fouille.

Si la fouille est plus allongée, on pourrait recourir à la même formule, R étant le rayon du puits de même périmètre que le fond de la fouille. Ceci suppose un régime permanent, comportant une alimentation suffisante de la nappe, soit par une nappe d'eau voisine ou par apport de pluie. En régime propre, le débit ira en décroissant dans le temps. On peut aussi se référer aux formules diverses de débit des puits débitant par les parois latérales si la fouille descend jusque sur un fond imperméable, mais il faudra alors probablement blinder la partie inférieure de la fouille sur la hauteur débitante.

2.- MEME CAS, RABATTEMENT PREALABLE DE LA NAPPE AQUIFERE PAR PUIITS FILTRANTS

Le terrain est alors asséché avant l'exécution de la fouille; l'assèchement précède ici le creusement, alors que dans le cas du paragraphe 1, il l'accompagne ou même le suit. Le débit s'apprécie par la formule des puits multiples. On impose un rabattement suffisant en tous les points du fond de la fouille. Il faut donc réaliser dans les puits filtrants un rabattement plus profond. (fig. 87)

On peut, avec une très bonne approximation, recourir à la formule du puits fictif unique équivalent, dont le rayon est tel qu'il ait la même section si la fouille est sensiblement carrée, ou le même périmètre, si elle est oblongue. Il faut veiller à ce que la hauteur débitante des puits filtrants et leur diamètre soient suffisants pour que la vitesse brute d'infiltration à l'entrée des tubes soit inférieure à la vitesse d'érosion souterraine, pour éviter les entraînements de terrain.

Si le rabattement est assez faible, on pourra employer le système des tubes branchés sur une conduite-mère reliée à une pompe aspirante.

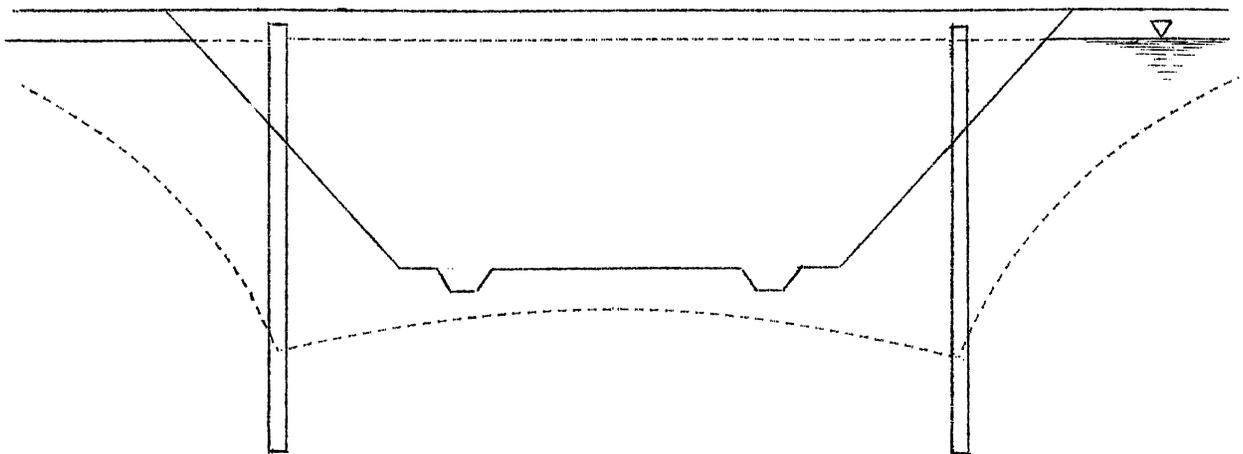


Fig. 87.

Dans le cas d'un rabattement très profond, on aura recours à des pompes immergées à fonctionnement automatique et intermittent. Dans ce cas, le débit moyen se réglera automatiquement pour chaque tube à la valeur appropriée. En cas d'aspiration, il faudra éventuellement régler le débit de chaque tube par les vannes. Si le rabattement est insuffisant, il faudra ajouter des tubes. Mais, en général, pour avoir partout un rabattement suffisant et non excessif, il sera avantageux de ne pas faire donner le même débit par tous les tubes.

La formule des puits multiples s'applique également lorsque la nappe aquifère primitive n'est pas horizontale, mais inclinée, par exemple lorsqu'elle alimente un cours d'eau. Dans ce cas, l'on peut éventuellement se borner à établir une seule file de tubes filtrants à l'amont de la fouille (fig. 88).

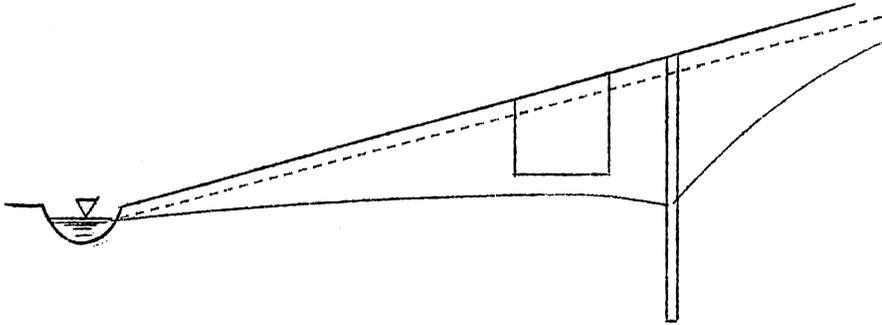


Fig. 88.- Ecluse de la Petite Ile, Canal de Charleroi à Bruxelles. 24-6-27.

On peut ainsi assécher suffisamment le terrain en aval. Eventuellement, il faut disposer quelques tubes filtrants sur les 2 bords latéraux de la fouille ou faire déborder la file de tubes filtrants au-delà de ces bords de part et d'autre (fig. 89). Comme formule approximative, on ne peut recourir à celle de la tranchée filtrante, à cause des débits aux extrémités de la file, mais bien à la formule du puits fictif unique équivalent.

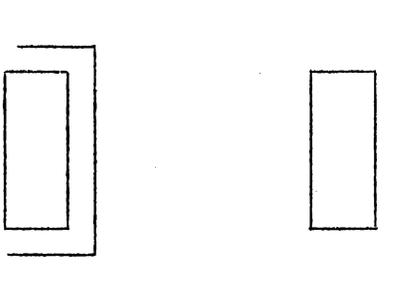


Fig. 89.

3.- FOUILLES BLINDEES PAR DES PALPLAN- CHES

Il s'agit de fouilles ménagées en terre ferme, dans un terrain aquifère, ou dans le fond d'une nappe d'eau.

A.- Les palplanches descendent jus-
que dans le terrain imperméable.

Dans ce cas là, il n'y a pas de débit en principe, ou plutôt des débits accidentels par les défauts d'étanchéi-

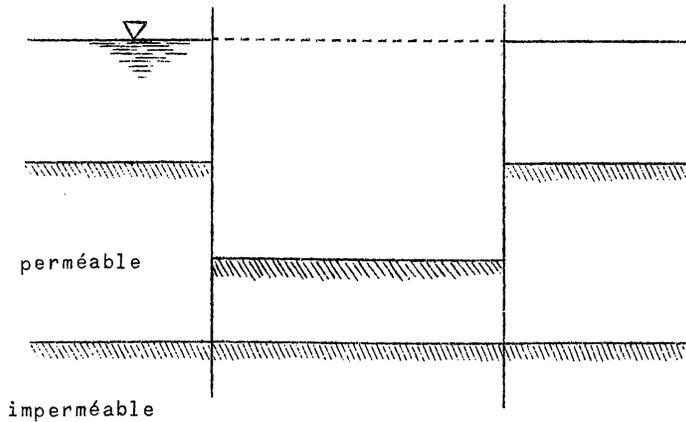


Fig. 90.

té des parois de palplanches. On étanchera les joints des palplanches autant que possible, en y versant de la cendrée fine. On encastrent les palplanches suffisamment dans le terrain imperméable, tant pour l'étanchéité que pour l'appui sûr du pied des palplanches ainsi qu'il est indiqué plus loin (fig. 90).

B.- Les palplanches sont enfoncées dans un

terrain perméable de profondeur indéfinie.

Dans ce cas, le débit peut être assimilé à celui du puits débitant par le fond, à fond horizontal (fig. 91).

On admettra (chapitre VI, paragraphe 17, B) :

$$\Delta h - \frac{Q \cdot h'}{\pi \cdot R^2 \cdot k} = \frac{Q}{4 k \cdot R} \quad \text{d'où} \quad Q = \frac{k \cdot R \cdot \Delta h}{\frac{1}{4} + \frac{h'}{\pi \cdot R}}$$

R est le rayon du puits cylindrique de même section que la fouille si elle est sensiblement circulaire ou carrée, de même périmètre si elle est oblongue. Pour que le débit ne soit pas trop grand, il faut que k soit assez petit, ainsi que Δh . On peut le diminuer en augmentant h'.

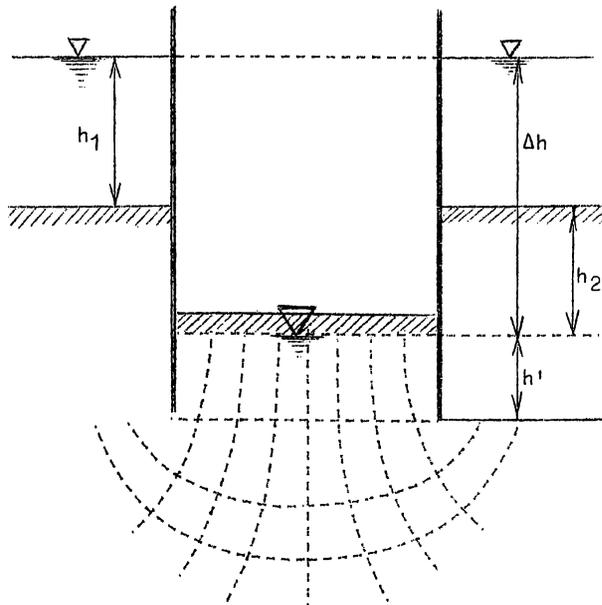


Fig. 91.

L'augmentation de h' ne diminue pas seulement le débit et partant la vitesse brute $\frac{Q}{\pi \cdot R^2}$, qui doit être inférieure à la limite d'érosion, pour éviter la formation de carneaux. h' doit être assez grand pour donner un appui sûr au pied des palplanches.

En outre, la hauteur de pénétration des palplanches sous le fond de la fouille, doit être suffisant pour éviter une rupture d'équilibre

du sol à la base des palplanches, pouvant entraîner une irruption de sol et d'eau dans le fond de la fouille constituant ce que l'on appelle un renard.

Nous supposons que le niveau de l'eau dans la fouille soit au niveau du fond. Nous appliquerons le raisonnement de Rankine pour la détermination de la force portante. Si un renard se produit, le sol est refoulé dans le fond de la fouille et est donc mis en état d'équilibre limite supérieur, tandis que le sol entourant la fouille y pénètre par le fond et est donc mis en état d'équilibre limite inférieur. L'égalité des poussées d'équilibre limite inférieur et supérieur sur une facette verticale sous la pente des palplanches s'obtient comme suit :

A l'extérieur :

$$q_i = \gamma_e \cdot (\Delta h + h') + (\gamma_a - \gamma_e) \cdot (1 - n) \cdot (h_2 + h') \cdot \text{tg}^2 \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2} \right)$$

$$q_s = \gamma_e \cdot h' + (\gamma_a - \gamma_e) \cdot (1 - n) \cdot h' \cdot \text{tg}^2 \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2} \right)$$

L'égalité $q_i \leq q_s$ conduit à

$$h' \geq \frac{\gamma_e \cdot \Delta h + (\gamma_a - \gamma_e) \cdot (1 - n) \cdot h_2 \cdot \text{tg}^2 \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2} \right)}{\left[\text{tg}^2 \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2} \right) - \text{tg}^2 \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2} \right) \right] \cdot (\gamma_a - \gamma_e) \cdot (1 - n)}$$

γ_a = poids spécifique absolu du sol,

n = porosité du terrain.

On remarquera que

$$\begin{aligned} (\gamma_a - \gamma_e) \cdot (1 - n) &= \gamma_a \cdot (1 - n) + \gamma_e \cdot n - \gamma_e \\ &= \gamma_m - \gamma_e \end{aligned}$$

γ_m étant le poids de l'unité de volume du terrain mouillé. Donc

$$h' \geq \frac{\gamma_e \cdot \Delta h + (\gamma_m - \gamma_e) \cdot h_2 \cdot \text{tg}^2 \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2} \right)}{\left[\text{tg}^2 \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2} \right) - \text{tg}^2 \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2} \right) \right] \cdot (\gamma_m - \gamma_e)}$$

Si le niveau de l'eau est sous le niveau du sol, en terre ferme, on a (fig. 92)

$$h' \geq \frac{\gamma_e \cdot \Delta h + [\gamma_h \cdot h_1 + (\gamma_m - \gamma_e) \cdot \Delta h] \cdot \text{tg}^2 \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2} \right)}{\left[\text{tg}^2 \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2} \right) - \text{tg}^2 \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2} \right) \right] \cdot (\gamma_m - \gamma_e)}$$

γ_h est le poids spécifique des terres humides.

Comme ces formules sont fondées, en principe, sur les équilibres limites, il y a lieu de prendre une marge de sécurité.

Dans le cas de l'alinéa A), lorsque les palplanches pénètrent dans un terrain imperméable, celui-ci est généralement de l'argile cohérente. Il faut alors relever fictivement le fond de la fouille de $\frac{2C}{\Delta} \text{tg} \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2} \right)$.

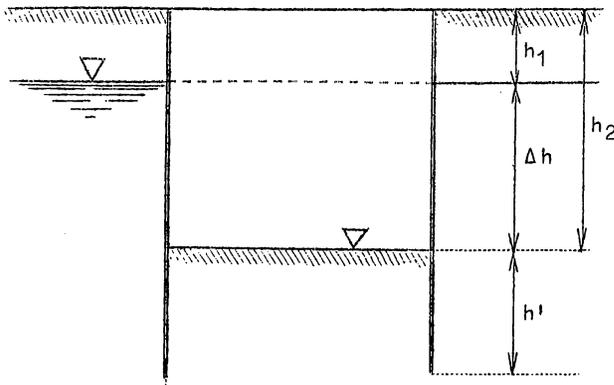


Fig. 92.

Il faut en outre transformer les charges extérieures au-dessus du pied des palplanches en hauteur d'argile et abaisser le terre-plein fictif de $\frac{2C}{\Delta} \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2} \right)$.

De telle sorte qu'il ne faut pas de fiche en principe si la hauteur de charge réduite en hauteur d'argile au-dessus du fond de la fouille est inférieure à

$$\frac{2C}{\Delta} \left[\operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2} \right) + \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2} \right) \right]$$

Bien entendu, il faudra adopter une fiche suffisante pour assurer une sécurité suffisante.

C.- Les palplanches n'atteignent pas le fond imperméable, situé à profondeur finie

Cela signifie que le pied des palplanches se rapproche à ce point du fond imperméable, sans toutefois y pénétrer, que les surfaces équipotielles et les filets liquides correspondant au puits cylindrique en milieu perméable semi-infini ne peuvent plus se développer. La formule n'est donc plus applicable et il faudrait recourir à une solution graphique ap-

proximative ou par analogie électrique.

On se rend compte que le courant de filtration sera plus ou moins étranglé entre le fond imperméable et le pied des palplanches; les pertes de charge seront donc plus grandes en ces sections étranglées que partout ailleurs, à l'extérieur et à l'intérieur de la fouille.

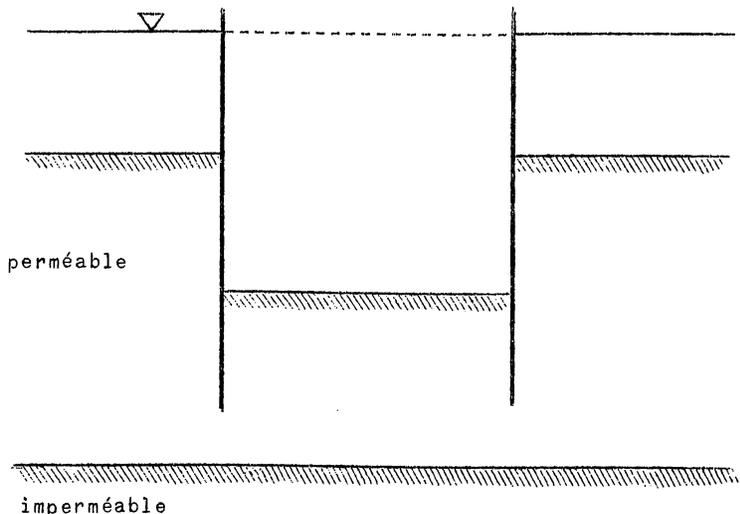


Fig. 93.

A la limite, si l'espace entre la pointe des palplanches et le fond imperméable tend vers zéro, les pertes de charges se concentre-

ront principalement en ce point et seront quasi nulles ailleurs. Donc, toute la charge motrice, égale à $\gamma_e \cdot \Delta h$, s'exercera en ce point et la vitesse des filets liquides d'infiltration y sera très grande. Le danger d'érosion souterraine sera grand et le danger de renard sera augmenté. Mais ceci montre une incorrection des formules de fiche minimum h' du paragraphe précédent, établies par voie statique.

A l'état statique, d'ailleurs impensable pour l'eau, puisqu'il y a des niveaux différents de part et d'autre des palplanches, la différence de pression de part et d'autre d'une facette verticale sous la pointe des palplanches est $\gamma_e \cdot \Delta h$, mais à l'état hydrodynamique réel, cette différence de pression est nulle. Dans le milieu perméable semi-infini, qui fait l'objet de l'alinéa B), il faut donc supprimer le terme $\gamma_e \cdot \Delta h$ des formules.

Ce terme devrait s'ajouter à la limite, lorsque l'intervalle entre le pied des palplanches et le fond imperméable tend vers zéro. Pour les cas intermédiaires, il faudrait ajouter une fraction croissante de $\gamma_e \cdot \Delta h$ au fur et à mesure que la distance entre la pointe des palplanches et le fond imperméable diminue.

Il faut éviter cette situation et, si un fond imperméable est accessible à profondeur finie, autant que possible y pénétrer. En toute hypothèse, assurer toujours une fiche h' suffisante sous le fond de la fouille, pour éviter les renards. En outre, si le sol est très perméable, qu'il y ait ou non un fond imperméable sous la pointe des palplanches, à une profondeur quelconque, on sera amené à établir un batardeau de fond, en béton coulé sous eau, pour pouvoir assécher économiquement la fouille, et même pour ne pas mettre tout le terrain en mouvement par vitesses excessives de filtration, par exemple dans un terrain perméable très fin.

Une autre solution, dans ce cas, consistera en un assèchement préalable du terrain à l'extérieur de la fouille, par rabattement de la nappe aquifère au moyen d'une batterie de puits filtrants, dont le débit se calcule alors à la manière ordinaire.

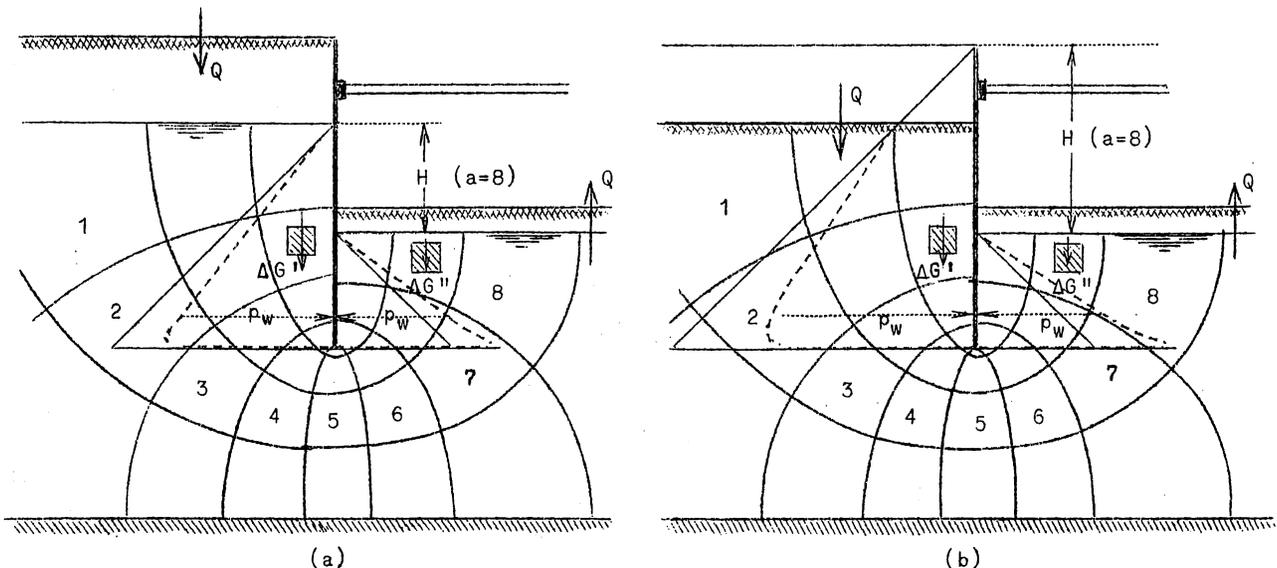


Fig. 94.

Les figures 94 a et b reproduisent les lignes de courant et les équipotentielles pour un cas analogue à celui de l'alinéa C) et supposé plan. On remarquera que les variations de charge le long de la face amont et le long de la face aval de la palplanche ne sont pas linéaires, comme le suppose l'hypothèse de Bligh, mais que le gradient de charge augmente vers la partie inférieure de la palplanche. L'allure de la variation correspond à la figure 95.

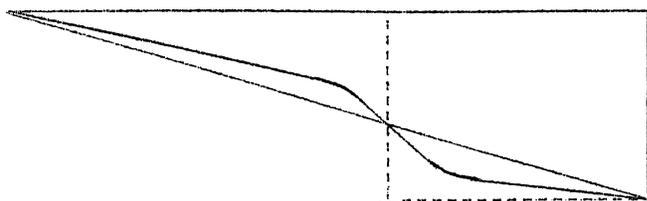


Fig. 95.

La partie infléchie est d'autant plus raide que l'espace entre la pointe de la palplanche et le fond imperméable est plus resserré. A la limite si cet espace devenait nul, la ligne de variation de charge présenterait (selon le pointillé) une discontinuité brusque et totale à la base de la palplanche, ainsi qu'il a été dit plus haut.

4.- REMARQUES AU SUJET DU DANGER DE RENARDS

Les formules du paragraphe précédent sont, nous l'avons vu, purement statiques et de ce fait inexactes, sauf dans le cas de l'alinéa A (fig. 90) et si l'on admet que les palplanches pénètrent dans de l'argile entièrement imperméable. On a montré que dans ce cas, il y a lieu de tenir compte de la cohésion de l'argile sur la hauteur de pénétration des palplanches. Lorsqu'il y a mouvement de filtration, les formules pour le cas des figures 91 et 92 doivent s'écrire

$$h' \gg \frac{(\gamma_m - \gamma_e) \cdot h_2 \cdot \text{tg}^2\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2}\right)}{(\gamma_m - \gamma_e) \cdot \left[\text{tg}^2\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2}\right) - \text{tg}^2\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2}\right)\right]} = \frac{h_2}{\text{tg}^4\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2}\right) - 1} \quad (\text{fig. 91})$$

et

$$h' \gg \frac{\frac{\gamma_h}{\gamma_m - \gamma_e} h_1 + \Delta h}{\text{tg}^4\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2}\right) - 1} \quad (\text{fig. 92})$$

Des carnoaux se transformant en renards peuvent aussi se produire hydrodynamiquement si les vitesses de filtration deviennent excessives et qu'il peut se produire des entraînements de terrain. Selon l'hypothèse de Bligh, on pourrait limiter le gradient moyen de charge $i_m = \frac{\gamma_e \cdot \Delta h}{h_2 + 2 h'}$ (fig. 91) ou $i_m = \frac{\gamma_e \cdot \Delta h}{\Delta h + 2 h'}$ (fig. 92), encore que, selon la figure 95, ce gradient puisse être considérablement dépassé à la pointe de la palplanche. Mais comme le gradient réel est inférieur au gradient moyen sous le fond de la fouille, il suffit donc que le sol du fond de la fouille sur une certaine profondeur soit tel que ses particules ne soient pas susceptibles d'être entraînées sous l'effet du gradient moyen i_m , c'est-à-dire de la vitesse brute $u = k \cdot i_m$. Si le sol est hétérogène, le gradient moyen est plus précaire. On se rend compte que le danger de renard est plus grand lorsque le terrain est plus fin au fond de

la fouille qu'au niveau de la partie inférieure des palplanches. Il faudrait alors procéder à une étude soignée de la variation de la charge et des vitesses en rapport avec le danger de mise en mouvement du terrain qui doit, hydrodynamiquement procéder du fond de la fouille. Bien entendu, la sécurité statique doit être aussi assurée et les formules du § 3, si elles contiennent à tort le terme $\gamma_e \cdot \Delta h$, n'en sont que d'autant plus favorables à la sécurité. Mais elles deviennent fallacieuses lorsqu'on les écrit sous la forme d'un "gradient critique".

$$\frac{\gamma_e \cdot \Delta h}{h'} < (\gamma_m - \gamma_e) \cdot \left[\text{tg}^2 \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2} \right) - \text{tg}^2 \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\phi}{2} \right) \right] - (\gamma_m - \gamma_e) \frac{h_2}{h'} \text{tg}^2 \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\phi}{2} \right) \quad (\text{fig. 91})$$

$$\text{ou } \frac{\gamma_e \cdot \Delta h}{h'} < \frac{(\gamma_m - \gamma_e) \cdot \left[\text{tg}^2 \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2} \right) - \text{tg}^2 \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\phi}{2} \right) \right] - \gamma_h \cdot h_1 \cdot \text{tg}^2 \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\phi}{2} \right)}{1 + \left(\frac{\gamma_m}{\gamma_e} - 1 \right) \cdot \text{tg}^2 \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\phi}{2} \right)}$$

car elles peuvent alors faire croire à un effet hydrodynamique alors qu'elles sont purement statiques et affectées d'une erreur précisément par la présence abusive du terme $\gamma_e \cdot \Delta h$. Statiquement, il y a une "fiche critique" $h' > h'_{cr}$; hydrodynamiquement, le "gradient critique" est lié au mouvement réel de filtration dont éventuellement le gradient moyen i_m selon Bligh peut être une expression acceptable moyennant des précautions. Heureusement, k , c'est-à-dire les vitesses brutes réelles de filtration, diminue en même temps que les dimensions des grains, c'est-à-dire la vitesse brute d'érosion. Il y a là une circonstance favorable.

5.- BATARDEAUX, CAISSONS, etc...

En dehors des dispositions considérées aux paragraphes précédents, on peut recourir à des batardeaux et des caissons établis dans une nappe d'eau sur un fond imperméable. Il faudra assurer un joint aussi étanche que possible entre le batardeau ou caisson et le fond imperméable. Le débit dépendra de l'étanchéité des parois du batardeau ou du caisson et du sol (fig. 96).

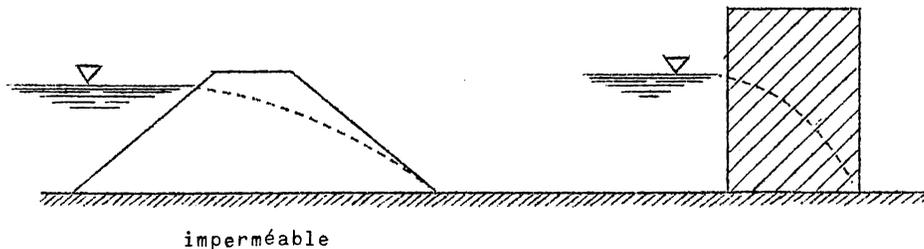


Fig. 96.

Si le batardeau est une digue en terre ou formé d'un massif en terre entre double paroi de vannages ou de clayons, ou de fascines, on peut considérer la paroi comme un massif filtrant et prendre comme débit par m de longueur $q = \frac{k \cdot h^2}{2 l}$. k doit être faible. Si la partie supérieure du terrain est perméable sur une faible profondeur, le plus expédient est d'enlever cette faible couche perméable et d'asseoir le batardeau sur le fond imperméable, pour éviter les renards, à moins que la retenue soit très faible.

Si la couche perméable est profonde et que le terrain imperméable est inaccessible ou du moins profond, il faut recourir aux blindages en palplanches du paragraphe 3.

6.- DEBITS ET VENUES D'EAU

Il est très important de pouvoir prédéterminer, au moins approximativement, les débits d'eau à épuiser dans les fouilles ou pour les rabattements. On se réfèrera aux formules des puits, des puits multiples et des tranchées filtrantes selon les cas; ces dernières seront cependant rarement applicables, en raison des débits aux extrémités. Il faudra se rendre compte du régime de la nappe, alimentée par des apports verticaux ou par une nappe d'eau voisine ou en régime propre non alimenté. Dans ce dernier cas, le débit ira en décroissant au cours du temps. On pourra se rendre compte de l'état de la nappe pour prédéterminer les débits par des pompages prolongés préalables à l'ouverture de la fouille. On cherchera à se rendre compte des conditions d'alimentation possibles et des limites probables des rabattements. On fera éventuellement des enquêtes sur le régime des puits voisins.

Il faut veiller aussi à limiter les vitesses de filtrations, pour éviter les entraînements de terrains et les érosions, de préférence provoquer des colmatages.

Lorsque la retenue est un peu forte, il peut se produire des sources, parfois jaillissantes, dans le fond de la fouille. Ceci suppose le fond de la fouille assez généralement imperméable et contenant des veines plus perméables. Il y a danger d'entraînement de terrain et d'aggravation progressive. Si la source n'est pas trop vive, assez limitée et entourée de terrain solide et imperméable, on peut chercher à l'aveugler en l'exca- vant assez profondément et en la bouchant par un massif de corroi pilonné. Si elle est assez vive mais localisée, entourée d'un bon terrain imper- méable, on l'équilibre au moyen d'un tuyau vertical fiché dans le sol à l'endroit de la source et dont le pied est entouré d'un monticule assez fort de corroi pilonné. L'eau monte dans le tube au niveau piézométrique, le mouvement s'arrête et la source peut éventuellement se colmater dans la suite. Les cheminées d'équilibre sont parfois conservées dans la con- struction; éventuellement on les obture après coup par injection de ci- ment. Le danger de ces sources, lorsqu'elles sont très importantes, est l'entraînement des terres, ce qui finit par creuser de grands entonnoirs, jusqu'à 8 et 10 m de diamètre et permet finalement le siphonnement de terres et la formation de carneaux ou renards, même dans des terrains généralement peu perméables, mais meubles.

On peut, par l'analyse des eaux de pompage, évaluer les quantités de terres entraînées.

7.- RABATTEMENT PAR DRAINAGE ALIMENTE

C'est le cas du chapitre VI, paragraphe 14, figure 46. Supposons des drains cylindriques horizontaux indéfinis de diamètre R et un apport vertical q' par unité de surface. Admet- tons encore par approximation des surfaces équipotentielles cylindriques co-axiales au drain

et admettons

$$q = 2 \pi \cdot r \cdot k \cdot \frac{dz}{dx} = q'(1 - r)$$

Pour $r = 1$, $q = 0$ et pour $r = R \approx 0$, $q = q' \cdot 1$.

On a donc $\left(\frac{1}{r} - 1\right) \cdot dr = \frac{2 \pi \cdot k}{q'} \cdot dz$ d'où $1 \cdot \log \frac{1}{R} - (1 - R) = \frac{2 \pi \cdot k}{q'} \cdot \Delta h$.

Comme $q' = \frac{q}{1}$, on a

$$q = \frac{2 \pi \cdot k \cdot \Delta h}{\log \frac{1}{R} - 1 + \frac{R}{1}} \approx \frac{2 \pi \cdot k \cdot \Delta h}{\log \frac{1}{R} - 1}$$

La formule diffère donc peu de celle du chapitre VI, paragraphe 14, cas de la figure 46.

On pourrait étudier le cas d'une alimentation $q' = q'' \cdot r$ et de là, par approximation, le cas du rabattement par drainage en régime propre.

On pourrait inverser les formules pour le cas de l'irrigation souterraine, q' étant un apport vertical souterrain par unité de surface.

8.- INJECTIONS

Dans les travaux de reconnaissance des terrains et de fondations, surtout pour les ouvrages de retenue hydraulique, il est fréquent de faire dans le terrain aquifère ou non des injections d'eau pour apprécier la perméabilité et des injections d'étanchement (lait de ciment, suspension d'argile ou de ciment-argile, produits chimiques gélifiants, émulsion de bitume, bitume chaud, etc...). C'est en somme l'inverse des épulsions. Mais ces opérations sont également importantes et souvent de caractère permanent. Il est donc utile d'en étudier aussi les principes.

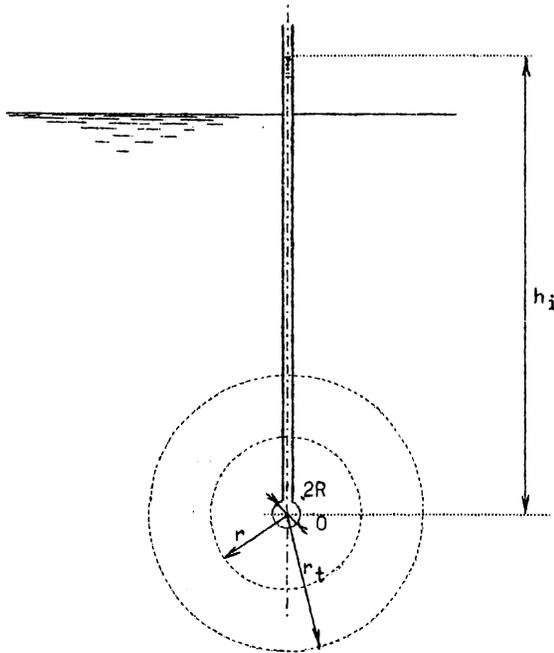


Fig. 97.

9.- INJECTION EN TERRAIN FILTRANT HOMOGENE SEC, EN REGIME VARIABLE (fig. 97)

Admettons que l'injection soit faite par un tube étanche de diamètre négligeable et une chambre sphérique perméable de diamètre $2R$ et qu'elle se propage également dans toutes les directions radiales. Les surfaces équipotentielles sont sphériques, les lignes de courant radiales.

Soit $p_i = \gamma_i \cdot h_i$ la pression d'injection au centre O . A un instant t , l'injection a progressé en r_t . Dans une sphère de rayon r , on a

$$Q = 4 \pi \cdot r^2 \cdot u = 4 \pi \cdot r^2 \cdot k \cdot \left(-\frac{d\bar{h}}{dr}\right)$$

A la limite de la sphère d'injection

$$Q = 4 \pi . r_t^2 . k . \left(\frac{-d\phi}{dr_t} \right) .$$

Si l'on injecte à débit constant, on a

$$Q . t = \frac{4}{3} \pi . r_t^3 . n'$$

n' étant le coefficient de porosité de remplissage du milieu. D'où

$$r_t^3 = \frac{3 Q . t}{4 \pi . n'} \qquad r_t = \sqrt[3]{\frac{3 Q . t}{4 \pi . n'}}$$

$$-\frac{d\phi}{dr} = \frac{Q}{4 \pi . r^2 . k} , \qquad d\phi = -\frac{Q}{4 \pi . k} \frac{dr}{r^2}$$

$$\text{d'où} \quad \frac{p_i}{\gamma_i} = h_i = \frac{Q}{4 \pi . k} \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{r_t} \right) = \frac{Q}{4 \pi . k} \frac{\sqrt[3]{\frac{3 Q . t}{4 \pi . n'}} - R}{R \sqrt[3]{\frac{3 Q . t}{4 \pi . n'}}}$$

h_i a comme valeur initiale 0 et comme valeur limite $\frac{Q}{4 \pi . k . R}$, si k est invariable. La perte de pression entre le centre et le cercle de rayon r est $\frac{h_i . r_t . (r - R)}{r . (r_t - R)}$.

Si l'on injecte à pression constante $p_i = \gamma_i . h_i$ on a

$$h_i = \frac{Q}{4 \pi . k} \cdot \frac{r_t - R}{r_t . R} , \quad Q = 4 \pi . k . h_i \cdot \frac{r_t . R}{r_t - R} = 4 \pi . r_t^2 . n' \cdot \frac{dr_t}{dt}$$

$$\text{d'où} \quad \frac{R . k . h_i}{n'} . dt = r_t . (r_t - R) . dr_t ; \quad (2 r_t^2 - R^2) . (r_t - R) = \frac{6 k . h_i . t . R}{n'}$$

Au bout d'un temps très court, R est négligeable vis à vis de r_t et on a sensiblement

$$r_t \cong \sqrt[3]{\frac{3 k . h_i . R . t}{n'}}$$

$$\text{d'où} \quad Q_t = 4 \pi . k . R . h_i \cdot \frac{\sqrt[3]{\frac{3 k . h_i . R . t}{n'}}}{\sqrt[3]{\frac{3 k . h_i . R . t}{n'}} - R} \cong 4 \pi . k . R . h_i$$

Q a comme valeur initiale l'infini et a une valeur limite $4 \pi . k . R . h_i$, rapidement atteinte si k est invariable. La formule de perte de pression entre le centre et la cercle de rayon r est la même que ci-dessous $\frac{h_i . r_t}{r_t - R} \left(1 - \frac{R}{r} \right)$.

Si k est variable avec le temps, par exemple s'il s'agit d'injections de lait de ciment dont la viscosité augmente avec le temps, d'où une diminution de k avec le temps, il faudrait déterminer la loi de variation de k en fonction du temps et opérer par différences finies, ou par intégration graphique ou en admettant une valeur moyenne de k par une durée donnée. Il est évident que r_t croîtra moins vite en fonction du temps qu'indiqué ci-dessus.

Dans les terrains perméables en petit, à pores très fins ou à fissures très étroites initialement secs, les forces capillaires peuvent provoquer une sorte de diffusion de l'injection, que l'on peut considérer comme une pression motrice supplémentaire. On peut la déterminer par des mesures de pression capillaire ou de hauteur d'ascension capillaire dans le milieu à injecter. Soit H la hauteur capillaire d'ascension, il suffit de majorer h de H . Il faut toutefois s'assurer que le liquide reste homogène dans l'ascension capillaire lorsqu'il s'agit d'une suspension.

10.- INJECTION DANS UNE NAPPE AQUIFERE (fig. 98)

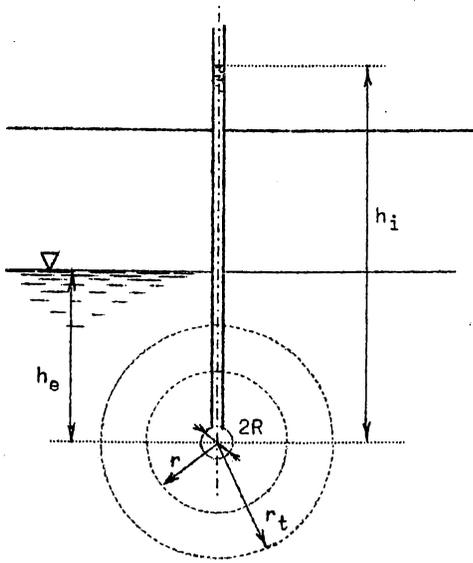


Fig. 98.

Les hypothèses sont les mêmes que celles du paragraphe précédent. Soit γ_i, h_i la pression du liquide d'injection qui se trouve à h sous la nappe aquifère. Soient k_e et k_i les coefficients de perméabilité du terrain pour l'eau et le liquide d'injection, ν_e et ν_i les coefficients de viscosité cinématiques correspondants. On peut admettre

$$\frac{k_i}{k_e} = \frac{\nu_e}{\nu_i} ,$$

d'où

$$k_i = k_e \frac{\nu_e}{\nu_i} .$$

On utilisera la valeur k_i , bien que le coefficient de perméabilité doive varier de k_e à k_i au cours de l'opération. Soient γ_e et γ_i les poids spécifiques de l'eau et du liquide injecté. Posons

$$h'_e = h_e \frac{\gamma_e}{\gamma_i} .$$

Appelons h'_i la charge en hauteur de liquide injecté à la périphérie de la sphère d'injection, de rayon r_t . On a

$$h_i - h'_i = \frac{Q}{4 \pi \cdot k_i} \cdot \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{r_t} \right) ; \quad (h'_i - h'_e) \cdot \frac{\gamma_i}{\gamma_e} = \frac{Q}{4 \pi \cdot k_e \cdot r_t}$$

d'où

$$h_i - h'_e = \frac{Q}{4 \pi \cdot k_i} \cdot \left[\frac{1}{R} - \frac{1}{r_t} \cdot \left(1 - \frac{\gamma_e}{\gamma_i} \cdot \frac{k_i}{k_e} \right) \right]$$

En général, $\frac{\gamma_e}{\gamma_i} \cdot \frac{k_i}{k_e}$ est plus petit que 1, mais en diffère peu. On a donc sensiblement

$$h_i - h'_e = \frac{Q}{4 \pi \cdot k_i \cdot R}$$

Si l'on injecte à débit constant,

$$r_t = \sqrt[3]{\frac{3 Q \cdot t}{4 \pi \cdot n'}}$$

$$h_i - h'_e = \frac{Q}{4 \pi \cdot k_i \cdot R} \cdot \frac{\sqrt[3]{\frac{3 Q \cdot t}{4 \pi \cdot n'}} - R \cdot \left(1 - \frac{\gamma_e}{\gamma_i} \cdot \frac{k_i}{k_e} \right)}{\sqrt[3]{\frac{3 Q \cdot t}{4 \pi \cdot n'}}}$$

Après un temps assez long,

$$h_i - h'_e = \frac{Q}{4 \pi \cdot k_i \cdot R} ,$$

valeur limite. La valeur initiale est

$$h_i - h'_e = \frac{Q}{4 \pi \cdot k_e \cdot R} \cdot \frac{\gamma_e}{\gamma_i}$$

$$\text{ou} \quad h_i \cdot \frac{\gamma_i}{\gamma_e} - h_e = \frac{Q}{4 \pi \cdot k_e \cdot R} .$$

Si l'on opère à pression constante,

$$h_i - h'_e = \frac{Q}{4 \pi \cdot k_i} \cdot \frac{r_t - R \cdot \left(1 - \frac{\gamma_e}{\gamma_i} \cdot \frac{k_i}{k_e} \right)}{R \cdot r_t}$$

$$Q = \frac{4 \pi \cdot k_i \cdot (h_i - h'_e) \cdot r_t \cdot R}{r_t - R \cdot \left(1 - \frac{\gamma_e}{\gamma_i} \cdot \frac{k_i}{k_e}\right)} = 4 \pi \cdot r_t^2 \cdot n' \cdot \frac{dr}{dt}$$

$$\frac{R \cdot k_i \cdot (h_i - h'_e)}{n'} \cdot dt = r_t \cdot \left[r_t - R \cdot \left(1 - \frac{\gamma_e}{\gamma_i} \cdot \frac{k_i}{k_e}\right) \right] \cdot dr_t$$

$$(r_t - R) \cdot \left[2 r_t^2 - R \cdot r_t - R^2 + 3 R \cdot (r_t + R) \cdot \frac{\gamma_e}{\gamma_i} \cdot \frac{k_i}{k_e} \right] = \frac{6 k_i \cdot (\Delta h) \cdot t^2}{n'}$$

en posant $\Delta h = h_i - h'_e$.

Au bout d'un temps assez long, R est négligeable vis à vis de r_t

$$r_t \cong \sqrt[3]{\frac{3 k_i \cdot (\Delta h) \cdot t \cdot R}{n'}}$$

$$Q_t \cong 4 \pi \cdot k_i \cdot (\Delta h) \cdot R$$

Si l'on voulait envisager la variation de k_i avec le temps, on devrait opérer comme suggéré au paragraphe précédent. Il y a toutefois lieu de croire qu'en présence d'eau et en envisageant une injection assez rapide, cette variation doit avoir relativement peu d'importance.

11.- EXPLOITATION DES RESULTATS DES INJECTIONS D'ESSAI

Elles se font à l'eau. Dans une nappe aquifère, lorsque le régime est établi, on a

$$\Delta h = h_{ie} - h_e = \frac{Q}{4 \pi \cdot k_e \cdot R} \quad \text{d'où} \quad k_e = \frac{Q}{4 \pi \cdot (\Delta h) \cdot R}$$

On peut faire cette mesure à différents niveaux du centre d'injection, ce qui donne des indications sur l'homogénéité du terrain. On détermine v_e et v_i , on en déduit

$$k_i = k_e \frac{v_e}{v_i}$$

On peut aussi remplir le tube d'injection au niveau h_{oi} et observer la descente du niveau dans le tube. On a

$$- \pi \cdot R^2 \cdot dh_i = Q \cdot dt = 4 \pi \cdot k_e \cdot R \cdot (h_{oi} - h_e) \cdot dt$$

d'où

$$k_e = \frac{R}{4 t} \cdot \log \left(\frac{h_{oi}}{h_{ti}} \right)$$

$h_{oi} - h_{ti}$ étant la descente du niveau de l'eau dans le tube de rayon R au temps t. Il suffit donc de connaître la différence des niveaux de l'eau dans le tube d'injection, sans connaître le niveau de la nappe.

Dans le cas d'injection en terrain sec, on attend que le régime soit atteint et on mesure Q, d'où

$$k_i = \frac{Q}{4 \pi \cdot h_i \cdot R} \quad (\text{paragraphe 9}),$$

h_i étant la hauteur de l'eau au dessus de l'orifice d'injection. On peut employer la même formule que pour le cas du terrain aquifère si on observe la descente du niveau de l'eau dans le tube. Dans le cas du terrain sec, il faut tenir compte de la pression capillaire $\gamma_e \cdot H$ et l'on a (voir chapitre VIII, par. 12)

$$k_e \cdot H^2 = \frac{A^2}{32 \mu_e \cdot \gamma_e}$$

Pratiquement, pour l'eau on a $k_e \cdot H^2 \cong 2 \text{ cm}^3/\text{sec}$, H étant en cm la hauteur d'ascension capillaire de l'eau dans le terrain.

12.- INJECTION D'UNE COUCHE DE TERRAIN PERMEABLE DE HAUTEUR LIMITEE (fig. 99)

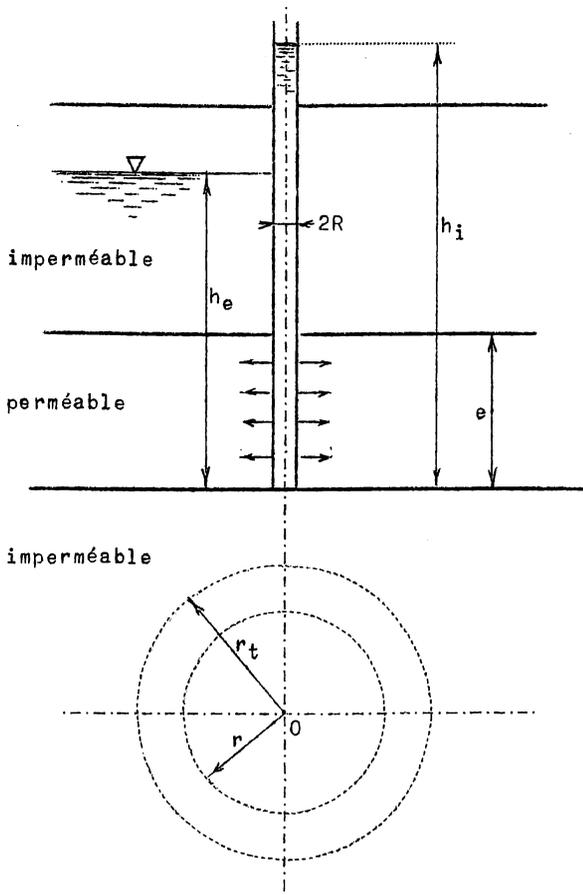


Fig. 99.

Supposons une couche perméable horizontale d'épaisseur e entre deux couches imperméables. Un tube cylindrique de rayon R perforé injecte le liquide dans cette couche. On admet que le mouvement d'infiltration est de révolution cylindrique co-axialement au tube. On a

$$Q = 2 \pi \cdot r \cdot e \cdot k_i \cdot \left(-\frac{d\Phi}{dr}\right)$$

$$d\Phi = -\frac{Q}{2 \pi \cdot k_i \cdot e} \cdot r^{-1} \cdot dr$$

Supposons le terrain aquifère et adoptons pour les charges piézométriques les mêmes notations qu'au paragraphe 10,

$$h' = h \cdot \frac{\gamma_e}{\gamma_i}$$

On a

$$h_i - h' = \frac{Q}{2 \pi \cdot k_i \cdot e} \cdot \log \frac{r_t}{R}$$

$$(h' - h'_e) \cdot \frac{\gamma_i}{\gamma_e} = \frac{Q}{2 \pi \cdot k_e \cdot e} \cdot \log \frac{1}{r_t}$$

$$h_i - h'_e = \frac{Q}{2 \pi \cdot k_i \cdot e} \cdot \left[\log r_t \cdot \left(1 - \frac{\gamma_e}{\gamma_i} \cdot \frac{k_i}{k_e}\right) + (\log 1) \cdot \frac{\gamma_e}{\gamma_i} \cdot \frac{k_i}{k_e} - \log R \right]$$

Si Q est constant,

$$\pi \cdot r_t^2 \cdot e \cdot n' = Q \cdot t \quad \text{et} \quad r_t = \sqrt{\frac{Q \cdot t}{\pi \cdot e \cdot n'}}$$

Si h_i est constant,

$$\frac{Q}{e} = 2 \pi \cdot r_t \cdot n' \cdot \frac{dr_t}{dt} = \frac{2 \pi \cdot k_i \cdot (h_i - h'_e)}{(\log 1) \cdot \frac{\gamma_e}{\gamma_i} \cdot \frac{k_i}{k_e} - \log R + (\log r_t) \cdot \left(1 - \frac{\gamma_e}{\gamma_i} \cdot \frac{k_i}{k_e}\right)}$$

$$\frac{k_i \cdot (h_i - h'_e)}{n' \cdot dt} = r_t \cdot \left[\frac{\gamma_e}{\gamma_i} \cdot \frac{k_i}{k_e} \cdot \log 1 - \log R + \left(1 - \frac{\gamma_e}{\gamma_i} \cdot \frac{k_i}{k_e}\right) \cdot \log r_t \right] \cdot dr_t$$

$$\frac{k_i \cdot (h_i - h'_e)}{n'} \cdot t = \frac{(r_t^2 - R^2)}{2} \left[\frac{\gamma_e}{\gamma_i} \cdot \frac{k_i}{k_e} \cdot \log 1 - \log R \right] + \left(1 - \frac{\gamma_e}{\gamma_i} \cdot \frac{k_i}{k_e}\right) \cdot \left[\frac{r_t^2}{2} (\log r_t - \frac{1}{2}) - \frac{R^2}{2} (\log R - \frac{1}{2}) \right]$$

Si l'on admet que

$$\frac{\gamma_e}{\gamma_i} \cdot \frac{k_i}{k_e} \approx 1,$$

on trouve

$$r_t = \sqrt{\frac{2}{n' \cdot \log \frac{1}{R}} \cdot k_i \cdot (h_i - h'_e) \cdot t + R^2}$$

formule dans laquelle R est rapidement négligeable vis à vis de r_t . Si $\frac{\gamma_e \cdot k_i}{\gamma_i \cdot k_e} \neq 1$, on a

$$r_t = \sqrt{\frac{2 k_i \cdot (h_i - h'_e) \cdot t}{n' \left[\frac{\gamma_e \cdot k_i}{\gamma_i \cdot k_e} \cdot \log 1 - \log R + \left(1 - \frac{\gamma_e \cdot k_i}{\gamma_i \cdot k_e}\right) (\log r_t - 0,5) \right]} + R^2 \cdot \frac{\frac{\gamma_e \cdot k_i}{\gamma_i \cdot k_e} \log 1 - \log R + \left(1 - \frac{\gamma_e \cdot k_i}{\gamma_i \cdot k_e}\right) (\log R - 0,5)}{\frac{\gamma_e \cdot k_i}{\gamma_i \cdot k_e} \log 1 - \log R + \left(1 - \frac{\gamma_e \cdot k_i}{\gamma_i \cdot k_e}\right) (\log r_t - 0,5)}}$$

Le deuxième terme sous le radical est rapidement négligeable vis à vis du premier.

Si le terrain est initialement sec, on obtient

$$h_i + H = \frac{Q}{2 \pi \cdot k_i \cdot e} \cdot \log \frac{r_t}{R}$$

Si $Q = C^{te}$,

$$r_t = \sqrt{\frac{Q \cdot t}{\pi \cdot e \cdot n'}}$$

Si $h_i = C^{te}$,

$$\frac{Q}{e} = 2 \pi \cdot r_t \cdot n' \cdot \frac{dr_t}{dt} = \frac{2 \pi \cdot k_i \cdot (h_i + H)}{\log r_t - \log R}$$

$$\frac{k_i \cdot (h_i + H)}{n'} \cdot dt = r_t \cdot (\log r_t - \log R) \cdot dr_t$$

$$\frac{k_i \cdot (h_i + H)}{n'} \cdot dt = r_t^2 \cdot (\log r_t - 0,5) - \frac{R^2}{2} (\log R - 0,5) - \left(\frac{r_t^2}{2} - \frac{R^2}{2}\right) \cdot \log R$$

$$r_t = \sqrt{\frac{2 k_i \cdot (h_i + H) \cdot t}{n' \cdot (\log \frac{r_t}{R} - 0,5)} - \frac{R^2}{2 (\log \frac{r_t}{R} - 0,5)}}$$

Le deuxième terme est rapidement négligeable vis à vis du premier.

Avant-propos.	3
<u>PREMIERE SECTION : NOTIONS D'HYDROLOGIE</u>	
<u>CHAPITRE I.- LES EAUX METEORIQUES ET LE BILAN HYDROLOGIQUE</u>	
1.- Cycle naturel de l'eau.	7
2.- Notions de pluviométrie	7
3.- Evaporation et transpiration.	15
4.- Infiltration.	17
5.- Ruissellement	17
6.- Bilan hydrologique.	18
7.- Neige et glace.	18
8.- Glaciers.	20
9.- Effet de rétention des lacs et des eaux souterraines.	21
<u>CHAPITRE II.- LES EAUX DE SURFACE ET LE RUISELLEMENT</u>	
1.- Phénomène du ruissellement et ses effets.	23
2.- Théorie élémentaire du ruissellement.	25
3.- Observations au sujet de la théorie élémentaire du ruissellement.	27
4.- Coefficient d'écoulement ou de ruissellement.	28
5.- Débits et débits spécifiques maxima	31
<u>CHAPITRE III.- LE MOUVEMENT DES MATIERES SOLIDES</u>	
1.- Entrainement des matériaux solides.	33
2.- Suspension des matériaux solides.	37
3.- Alluvionnement, sédimentation ou dépôt.	40
<u>CHAPITRE IV.- FORMATION DES COURS D'EAU NATURELS</u>	
1.- Les torrents.	43
2.- Ruisseaux et cours d'eau.	45
3.- Formation des cours d'eau	46
4.- Profil en long et pentes du lit	47
5.- Lacs et étangs.	51
6.- Purification spontanée des eaux	51
7.- Influence des cultures et forêts.	52
8.- Avalanches.	53
9.- Glaciers.	53
10.- Provenance des alluvions.	54
<u>CHAPITRE V.- LES EAUX SOUTERRAINES</u>	
1.- Origine et aspects des eaux souterraines.	57
2.- Nature des eaux souterraines.	61
3.- Régime des eaux souterraines.	61
4.- Sources	62
5.- Effets des eaux souterraines.	65

CHAPITRE VI.- ECOULEMENT DE L'EAU DANS LES MILIEUX POREUX - MOUVEMENTS DE FILTRATION

PERMANENTS

1.- Généralités.	69
2.- Loi de Darcy des mouvements de filtration.	72
3.- Equation générale du mouvement permanent de filtration	75
4.- Séparation de deux milieux filtrants homogènes de perméabilité différente.	77
5.- Milieu filtrant de perméabilité variable	77
6.- Mouvement permanent plan (dans un milieu filtrant homogène et isotrope).	78
7.- Mouvement permanent de révolution (dans un milieu filtrant homogène et isotrope)	79
8.- Mouvement permanent plan uniforme.	80
9.- Mouvement permanent plan graduellement varié	81
10.- Débit unitaire d'un massif filtrant indéfini entre deux réservoirs à niveaux constants.	83
11.- Mouvement permanent plan quelconque non alimenté dans un milieu filtrant à fond horizontal.	84
12.- Infiltrations dans les digues, étanchements et drainages	85
13.- Essais sur modèles	90
14.- Application du paragraphe 11 à quelques cas d'écoulement plan.	91
15.- Couche de filtration horizontale	93
16.- Ravinement	95
17.- Application du paragraphe 7 à quelques cas d'écoulement de révolution.	95
18.- Injections	99
19.- Puits à parois perméables foré dans une nappe sans pression limitée à un réservoir à niveau constant et descendant jusque sur le fond imperméable	99
20.- Cas d'un puits artésien.	100
21.- Puits cylindriques analogues à ceux des paragraphes 19 et 20 forés dans un terrain perméable en grand	102
22.- Nappes complexes en régime permanent non alimenté à filets sensiblement horizontaux.	103
23.- Puits multiples en régime permanent non alimenté	104
24.- Puits influencés par un cours d'eau, en régime permanent non alimenté.	105
25.- Intégration de la formule des puits multiples.	107
26.- Intégration de l'équation des points multiples au voisinage d'une nappe d'eau	112
27.- Etude des rabattements par les puits multiples	114
28.- Dispositifs d'égal rabattement dans les puits.	116
29.- Formes réelles des nappes.	118
30.- Nappes de filtration permanentes alimentées, à débit variant d'une section à une autre.	119

CHAPITRE VII.- ECOULEMENT DE L'EAU DANS LES MILIEUX POREUX - MOUVEMENTS DE FILTRATION

VARIABLES

1.- Généralités sur le régime variable des écoulements souterrains	125
2.- Régime propre ou non influencé	126
3.- Courbes de débit de M. Maillet	128
4.- Fluctuations des nappes souterraines en régime variable - Théorie approximative dans l'hypothèse des filets parallèles.	130
5.- Etablissement d'une nappe de rabattement par une saignée dans une couche aquifère horizontale	131
6.- Etablissement d'une nappe de rabattement par un puits cylindrique dans une couche aquifère horizontale.	134

7.- Solution de M. J.H. Edelmann	137
8.- Régime influence des nappes	139
9.- Généralisation du paragraphe 22 du chapitre VI relatif aux nappes complexes .	140
10.- Mesure du coefficient de perméabilité in situ	141
11.- Mesure en laboratoire du coefficient de perméabilité de terrain peu perméable sur échantillons non remaniés	144
12.- Mesure en laboratoire du coefficient de perméabilité, sur échantillon remaniés de terrains assez perméable	145
13.- Vitesses limites d'érosion et de colmatage.	145

CHAPITRE VIII.- ASSECHÈMENT DES FOUILLES ET RABATTEMENTS - INJECTIONS

1.- Débit des fouilles asséchées - Fouilles ordinaires limitées par des talus - Epuisement ordinaire.	147
2.- Même cas, rabattement préalable de la nappe aquifère par puits filtrants. . .	148
3.- Fouilles blindées par des palplanches	149
4.- Remarques au sujet du danger de renards	154
5.- Batardeaux, caissons, etc...	155
6.- Débits et venues d'eau.	156
7.- Rabattement par drainage alimenté	156
8.- Injections.	157
9.- Injection en terrain filtrant homogène sec, en régime variable.	157
10.- Injection dans une nappe aquifère	159
11.- Exploitation des résultats des injections d'essai	160
12.- Injection d'une couche de terrain perméable de hauteur limitée.	161

*