

LA HOUILLE BLANCHE

ÉDITIONS B. ARTHAUD, Succ^r de J. REY, GRENOBLE

Pour la Rédaction :
S'adresser à M. P. PAGNON
Secrétaire Général

Abonnement { France 40 francs
pour une Année { Etranger 50 francs

Pour les Abonnements et Annonces :
S'adresser à M. B. ARTHAUD
Editeur

5, Place Jacqueline-Marval, 5
GRENOBLE

Le Numéro : 7 francs
Compte Chèques Postaux LYON 5-84

23, Grande-Rue, 23
GRENOBLE

COMITÉ DE DIRECTION SCIENTIFIQUE

BARBILLION, Professeur titulaire d'Electrotechnique à la Faculté des Sciences de l'Université de Grenoble.

CAMICHEL, Directeur de l'Institut Electrotechnique de Toulouse.

CHALUMEAU, Ingénieur en chef de la ville de Lyon.

DARRIEUS, Ingénieur des Arts et Manufactures.

DUVAL, Directeur des Services électriques de la Société Générale d'Entreprises.

FLUSIN, Directeur de l'Institut d'Electrochimie et d'Electrometallurgie de Grenoble.

GENISSIEU, Ingénieur en chef au Ministère des Travaux Publics.

GRIGNARD, Membre de l'Institut, Doyen de la Faculté des Sciences. Directeur de l'Ecole de Chimie Industrielle de l'Université de Lyon.

MAUDUIT, Directeur de l'Institut Electrotechnique et de Mécanique appliquée à Nancy.

MERCIER, Administrateur-Délégué de l'Union d'Electricité.

DE PAMPOLONNE, Inspecteur général du Génie Rural.

PARODI, Directeur honoraire des Services d'Electrification de la Compagnie des Chemins de fer d'Orléans.

PEPY, Professeur à la Faculté de Droit de Grenoble.

PAGNON, Ingénieur I. E. G., Secrétaire général.

SOMMAIRE

HYDRAULIQUE. — Note sur les phénomènes périodiques dans les conduites forcées à caractéristiques multiples, par Ch. JAEGER (suite et fin) — La Houille Blanche devrait concourir à la production des carburants nationaux en France — Expériences sur les piles de barrages déversoirs à profil aérodynamique et à contractions nulles.

ELECTRICITE. — Un nouvel appareil de prise de vues ultra-rapide pour projections cinématographiques à l'extrême-ralenti, par M. GÉRARDIN. — Le réglage de la tension dans les réseaux de petite puissance. — Collaboration de la houille blanche et de la houille noire sur le réseau du Midi, par V. CHARRIN

DOCUMENTATION. — **LEGISLATION.** — **INFORMATION.** — **BIBLIOGRAPHIE.**

HYDRAULIQUE

Note sur les phénomènes périodiques dans les conduites forcées à caractéristiques multiples

par Charles JAEGER, Ingénieur, Docteur ès-Sciences techniques

(Suite et fin)

5) Influence de la présence d'une chambre d'équilibre et d'une galerie de mise en charge, sur la période d'une conduite.

Soit, une conduite OA (fig. 3), de longueur L_1 . Sa période serait, si elle était de section constante : $\Theta_1 = \frac{4}{a_1} L_1$. Recherchons quelle est l'influence de la présence d'une chambre d'équilibre et d'une galerie de mise en charge sur cette période.

La solution générale est évidemment donnée par la formule (15_a). Dans les cas pratiques, lorsque la chambre d'équilibre est courte et large, le calcul numérique de cette formule est souvent malaisé. Dans ces cas, on procédera comme suit :

Supposons que la période apparente Θ du système soit très peu différente de Θ_1 ; on pourra écrire $\Theta = \Theta_1 (1 + \epsilon)$ où ϵ est une quantité petite. La formule (15) devient :

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\Theta_1(1+\epsilon)} \frac{L_1}{a_1} &= \\ \frac{S_2 a_1}{a_2 S_1} \operatorname{cotg} \frac{2\pi}{\Theta_1(1+\epsilon)} \frac{L_2}{a_2} + \frac{S_3 a_1}{a_3 S_1} \operatorname{cotg} \frac{2\pi}{\Theta_1(1+\epsilon)} \frac{L_3}{a_3} \\ \text{d'où :} \\ \operatorname{tg} \frac{\pi}{2} \frac{1}{1+\epsilon} &= \\ \mu' \operatorname{cotg} \frac{\pi}{2} \frac{L_2}{L_1} \frac{a_1}{a_2} \frac{1}{1+\epsilon} + \mu'' \operatorname{cotg} \frac{\pi}{2} \frac{L_3}{L_1} \frac{a_1}{a_3} \frac{1}{1+\epsilon} \\ &= \operatorname{cotg} \frac{\pi}{2} \left[1 - \frac{1}{1+\epsilon} \right] \end{aligned}$$

ou encore :

$$(16) \quad \frac{1}{\operatorname{tg} \frac{\pi}{2} \left(\frac{\epsilon}{1+\epsilon} \right)} = \frac{\mu'}{\operatorname{tg} \frac{\pi}{2} \frac{L_2}{L_1} \frac{a_1}{a_2} \frac{1}{1+\epsilon}} + \mu'' \operatorname{cotg} \frac{\pi}{2} \frac{L_3}{L_1} \frac{a_1}{a_3} \frac{1}{1+\epsilon}$$

Supposons ϵ petit et $\frac{L_2}{L_1} \frac{a_1}{a_2}$ également petit (par exemple

plus petit que 0,01). On peut alors écrire, pour autant que l'on ne désire point calculer avec une grande rigueur :

$$\frac{1}{\frac{\pi}{2} \varepsilon} = \frac{\mu'}{\frac{\pi}{2} \frac{L_2 a_1}{L_1 a_2}} + \mu'' \cotg \frac{\pi}{2} \frac{L_3 a_1}{L_1 a_3}$$

d'où :

$$(17) \quad \varepsilon = \frac{\frac{2}{\pi}}{\frac{\mu'}{\frac{\pi}{2} \frac{L_2 a_1}{L_1 a_2}} + \mu'' \cotg \frac{\pi}{2} \frac{L_3 a_1}{L_1 a_3}}$$

Le second terme du dénominateur du second membre peut prendre des valeurs très diverses. Il convient de vérifier si toutes sont compatibles avec nos hypothèses.

Pour $\frac{\pi}{2} \frac{L_3 a_1}{L_1 a_3} = 2 K \pi$, on a : $\frac{L_3 a_1}{L_1 a_3} = 4 K$;
et : $\cotg 2 K \pi = \infty$, d'où : $\varepsilon = 0$.

Pour $\frac{\pi}{2} \frac{L_3 a_1}{L_1 a_3} = \frac{\pi}{2} (4 K + 1)$; on a : $\frac{L_3 a_1}{L_1 a_3} = 4 K + 1$;
et : $\cotg \frac{\pi}{2} (4 K + 1) = 0$; d'où :

$$(18) \quad \varepsilon = \frac{1}{\mu'} \frac{L_2 a_1}{L_1 a_2},$$

qui est également la valeur que l'on aurait si la galerie avait une longueur nulle.

La \cotg décroît continuellement, entre $2 K \pi$ et $\frac{\pi}{2} (4 K + 1)$ par valeurs positives, et ε croît de 0 à la valeur donnée par (18).

$$\text{Pour } \frac{\pi}{2} \frac{L_3 a_1}{L_1 a_3} = \frac{\pi}{2} (4 k + 2), \frac{L_3 a_1}{L_1 a_3} = 4 k + 2, \\ \cotg \pi (2 K + 1) = -\infty ; \varepsilon = 0,$$

mais, entre $\frac{\pi}{2} (4 K + 1)$ et $\frac{\pi}{2} (4 K + 2)$ la \cotg est négative ; le dénominateur de ε peut s'annuler et même devenir négatif. ε prend donc, dans une partie du deuxième quadrant, des valeurs, tant positives que négatives, incompatibles avec nos hypothèses. L'emploi de la formule approchée (17) n'est alors plus légitime.

On vérifie que la partie du deuxième quadrant, dans laquelle la \cotg prend des valeurs incompatibles avec nos hypothèses, est celle où l'angle $\frac{\pi}{2} \frac{L_3 a_1}{L_1 a_3}$ est voisin de $\pi (2 K + 1)$.

Posons : $\frac{\pi}{2} \frac{L_3 a_1}{L_1 a_3} = \pi (1 - \varepsilon')$ où ε' est une quantité positive

petite ou nulle, mais connue parce que donnée par la relation existant entre L_1 , L_3 , a_1 et a_3 . On a alors :

$$\mu'' \cotg \frac{\pi}{2} \frac{L_3 a_1}{L_1 a_3} \frac{1}{1 + \varepsilon} = \mu'' \cotg \pi \left(\frac{1 - \varepsilon'}{1 + \varepsilon} \right) = \mu'' \cotg (\pi - \beta) = - \frac{\mu''}{\tg (\pi - \beta)} = - \frac{\mu''}{\tg \beta}$$

$$\text{où } \beta = \pi \left[1 - \frac{1 - \varepsilon'}{1 + \varepsilon} \right] = \pi \frac{(\varepsilon + \varepsilon')}{1 + \varepsilon}$$

Introduisons cette valeur dans la relation (16) :

$$\frac{1}{\tg \frac{\pi}{2} \frac{\varepsilon}{1 + \varepsilon}} = \frac{\mu'}{\tg \frac{\pi}{2} \frac{L_2 a_1}{L_1 a_2} \frac{1}{1 + \varepsilon}} - \frac{\mu''}{\tg \pi \frac{\varepsilon + \varepsilon'}{1 + \varepsilon}}$$

Confondons les angles et leur tangente, ce qui est légitime si ε et ε' sont petits :

$$\frac{1}{\frac{\pi}{2} \frac{\varepsilon}{1 + \varepsilon}} = \frac{\mu'}{\frac{\pi}{2} \frac{L_2 a_1}{L_1 a_2} \frac{1}{1 + \varepsilon}} - \frac{\mu''}{\pi \frac{\varepsilon + \varepsilon'}{1 + \varepsilon}}$$

$$\frac{2}{\varepsilon} - \frac{2 L_1 a_2 \mu'}{L_2 a_1} + \frac{\mu''}{\varepsilon + \varepsilon'} = 0$$

$$2 (\varepsilon + \varepsilon') - \frac{2 L_1 a_2}{L_2 a_1} \mu' (\varepsilon + \varepsilon') \varepsilon + \mu'' \varepsilon = 0$$

ou, en ordonnant :

$$(19) \quad - \frac{2 L_1 a_2}{L_2 a_1} \mu' \varepsilon^2 + \left[2 + \mu'' - \frac{2 L_1 a_2}{L_2 a_1} \mu' \varepsilon' \right] \varepsilon + 2 \varepsilon' = 0$$

C'est cette formule que l'on emploiera dans la partie du quadrant où (17) est inutilisable.

Dans le cas particulier où $\varepsilon' = 0$, c'est-à-dire

$$\frac{L_3 a_1}{L_1 a_3} = 2 + 4 K ; \\ \varepsilon = \frac{2 + \mu''}{2 \mu'} \frac{L_2 a_1}{L_1 a_2}$$

On vérifie aisément que ε est, dans ce cas également, très petit, lorsque la chambre est courte et large.

$$\text{Pour : } \frac{\pi}{2} \frac{L_3 a_1}{L_1 a_3} = \frac{\pi}{2} (4 k + 3) ; \frac{L_3 a_1}{L_1 a_3} = 4 k + 3$$

$$\cotg \frac{\pi}{2} (4 K + 3) = 0 \quad \text{et :}$$

$$\varepsilon = \frac{1}{\mu'} \frac{L_2 a_1}{L_1 a_2} \quad (18)$$

Dans le 3^e quadrant, la \cotg varie de ∞ à 0 ; ε croît de 0 à la valeur donnée par (18).

$$\text{Pour : } \frac{\pi}{2} \frac{L_3 a_1}{L_1 a_3} = \frac{\pi}{2} (4 k + 4) = 2 k \pi ; \frac{L_3 a_1}{L_1 a_3} = 4 k ;$$

on a à nouveau : $\cotg 2 K \pi = -\infty$ et $\varepsilon = 0$.

Dans une partie du 4^e quadrant, c'est la formule (19) qui devra être employée.

APPLICATION.

Soit un système caractérisé par les valeurs suivantes : $a_1 = a_2 = a_3$; $S_2 = 10 S_1$; $S_3 = S_1$ et $L_1 = 2.000 \text{ m}$; $L_2 = 20 \text{ m}$.

$$\text{d'où : } \mu' = \frac{S_2 a_1}{S_1 a_2} = 10 ; \mu'' = 1 \text{ et } \frac{L_2 a_1}{L_1 a_2} = 0,01$$

$$\text{Pour : } 4 \leq \frac{L_3 a_1}{L_1 a_3} \leq 5 ; \varepsilon \text{ varie entre } 0 \text{ et :}$$

$$\varepsilon = \frac{1}{\mu'} \frac{L_2 a_1}{L_1 a_2} = \frac{1}{10} \times 0,01 = 0,001$$

De même, pour : $7 \leq \frac{L_3 a_1}{L_1 a_3} \leq 8$; ε varie de 0,001 à 0.

L'influence de la galerie L_3 est donc très faible. Si la chambre L_2 existait seule, on aurait : $\varepsilon = 0,001$.

Dans le cas où $\frac{L_3 a_1}{L_1 a_3}$ se rapproche de $2 + 4k$, on utilise

la seconde expression. En y faisant $\varepsilon' = 0$, on trouve :

$$\varepsilon = \frac{(2 + \mu'') L_2 a_1}{2 \mu'' L_1 a_2} = \frac{2+1}{10} \times \frac{1}{200} = \frac{3}{2000} = 0,0015$$

En faisant varier ε' de 0,1 à 0,0001, ε varie de 1 ‰ à 1,5 ‰.

Cet exemple numérique nous prouve que lorsqu'on a une chambre d'équilibre suffisamment large ($\mu' = 10$) et courte ($\frac{L_2 a_1}{L_1 a_2} = 0,01$) la période du système est pratiquement la même que celle de la conduite seule.

Étudions maintenant le cas d'une chambre d'équilibre longue ($\frac{L_2 a_1}{L_1 a_2} = 0,1$ et pas très large, $\mu' = 4$). Soit $\Theta_1 = 4''$, la période de la conduite seule. Si l'on calcule la période apparente de la conduite et de la chambre, on trouve, en utilisant la formule directe (15a), $\Theta = 4'', 2$. Si

l'on admet une galerie en charge telle que $\frac{L_3 a_1}{L_1 a_3} = 2$, on trouve $\Theta = 4'', 3$ environ. Même dans ce cas exceptionnellement peu favorable, la différence entre la période apparente du système et la période de la conduite n'est que de 5 à 10 % environ.

6) *Cas des conduites jumelles synchrones* (fig. 4). — *Calcul de la période.*

Nous avons eu l'occasion d'exposer et d'analyser ailleurs le principe du fonctionnement de deux conduites synchrones telles que les conduites « 1 » et « 2 », branchées sur une même conduite « 3 ».

Un pareil cas est fréquent en pratique (20).

Supposons que les deux obturateurs de « 1 » et de « 2 » aient été fermés synchroniquement. Il s'établira alors dans « 1 », « 2 » et « 3 » une oscillation périodique dont nous voulons calculer la période. A la base de « 1 » et de « 2 », nous avons comme conditions aux limites, à partir du temps $t = 0$: $v_1 \equiv v_2 \equiv 0$. (On voit immédiatement que nous aurions la même condition si, la conduite « 2 » étant fermée depuis longtemps, seul l'obturateur de la conduite « 1 » est fermé au temps $t = 0$). On peut écrire pour la conduite « 2 », supposée synchrone de « 1 » :

$$y - y_0 = F'(t) + f'(t) = A' \sin. m t$$

$$\text{et } v = -g/a \left(F'(t) - f'(t) \right) = 0$$

d'où $F'(t) = f'(t)$, tout comme on avait, dans le cas d'une conduite unique : $F(t) = f(t)$.

a) *La conduite principale bifurque et forme 2 conduites jumelles.*

On a, au point A :

$$F\left(t - \frac{L_1}{a_1}\right) + F\left(t + \frac{L_1}{a_1}\right) = F'\left(t - \frac{L_1}{a_1}\right) + F'\left(t + \frac{L_1}{a_1}\right) = G(t) - G\left(t - \frac{2L_2}{a_2}\right)$$

Si l'on pose, à nouveau $G(t) = -\frac{B}{2} \cos. (mt + \varphi)$,

on peut refaire entièrement le calcul du paragraphe (1) et l'on trouvera, en se rappelant que l'équation de continuité,

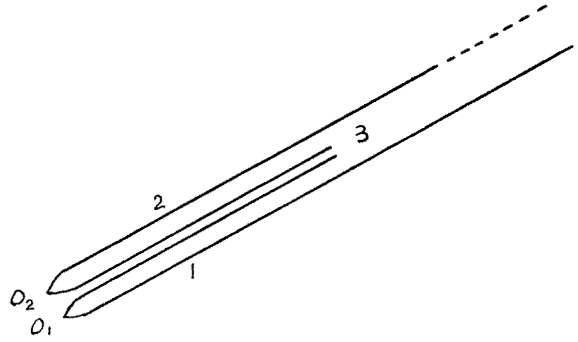


Fig. 4

en A, est :

$$S_1 v_1 + S_2 v_2 = S_3 v_3 ;$$

$$(20) \frac{S_1}{a_1} \operatorname{tg} m \frac{L_1}{a_1} + \frac{S_2}{a_2} \operatorname{tg} m \frac{L_2}{a_2} = \frac{S_3}{a_3} \operatorname{cotg} m \frac{L_3}{a_3}$$

Dans nombre de cas, on aura :

$S_1 = S_2$ et $a_1 = a_2$ et $L_1 = L_2$; d'où, en posant :

$$\frac{1}{\mu'} = \frac{S_1 a_3}{S_3 a_1}$$

$$\operatorname{tg} m \frac{L_1}{a_1} = \frac{\mu'}{2} \operatorname{cotg} m \frac{L_3}{a_3}$$

b) *p conduites jumelles 1, 1', 1'', ... sont alimentées par une même chambre avec galerie d'amenée :*

Le cas est identique au précédent.

L'équation de continuité des masses prend la forme :

$$S_1 v_1 + S_1' v_1' + S_1'' v_1'' + \dots = S_2 v_2 + S_3 v_3$$

d'où :

$$(21) \operatorname{tg} m \frac{L_1}{a_1} = \frac{\mu'}{p} \operatorname{cotg} m \frac{L_2}{a_2} + \frac{\mu''}{p} \operatorname{cotg} m \frac{L_3}{a_3}$$

CONCLUSION DU CHAPITRE I.

(Calcul de la période)

Une hypothèse simple, sur la forme sinusoïdale des courbes périodiques de surcharge devant l'obturateur, hypothèse que l'on sait vérifiée en pratique, et déjà introduite par Foch, dans ses calculs, nous a permis de donner une formule simple — analogue à la formule de Foch — pour la période apparente d'une conduite présentant une variation de section. Appliquée aux conduites analysées, il y a vingt ans, par de Sparre, Camichel, Eydoux, Boucher et Neeser, notre formule s'est révélée très satisfaisante.

Nous avons pu, avec facilité, étendre nos calculs à des cas plus complexes, tels que conduites avec bifurcation, chambre d'équilibre et conduites jumelles synchrones.

D'après ces calculs, la présence d'une chambre d'équilibre ne semble point modifier sensiblement la période apparente d'une conduite. Nous ne connaissons point de mesure vérifiant ces formules plus complexes.

(20) Charles JAEGER. — « Théorie générale du coup du bélier », Dunod 1933 et Charles JAEGER : Note sur le coup de bélier dans les conduites jumelées ou parallèles. Revue générale de l'Hydraulique N° 3, mai-juin 1935.

II. — MOUVEMENTS PERIODIQUES : (21)

REPARTITION DES SURCHARGES LE LONG D'UNE CONDUITE
A SECTION VARIABLE

1) Cas d'une discontinuité :

Pour ne point nous perdre dans trop de calculs, nous examinerons le cas d'une courbe ayant, devant l'obturateur, une forme sinusoïdale. Nous pouvons alors reprendre les équations du chapitre premier.

On a, au point de discontinuité A :

$$(10) \quad y_{\max} - y_0 = A \cos \frac{m L_1}{a_1} = B \sin m \frac{L_2}{a_2}$$

en admettant que $\sin m t = 1$ au moment de l'élongation maximum. D'autre part, à l'obturateur :

$$y - y_0 = A \sin m t.$$

On peut démontrer, en outre, (22) que, lorsqu'il y a résonance du fondamental, $y - y_0$ varie entre $\pm y_0$; on doit avoir en ce cas : $A = \pm y_0$. Il suffit donc de connaître la valeur de m pour que le problème soit entièrement résolu. Dans le cas général, A est donné par les conditions du problème qui peuvent être très diverses et que nous précisons encore dans nos « Conclusions ».

A l'aval du point A, à une distance x_1 de l'obturateur, on a :

$$y_x - y_{x_0} = F \left(t - \frac{x_1}{a_1} \right) + F \left(t + \frac{x_1}{a_1} \right)$$

$$\text{où } F(t) = \frac{A}{2} \sin m t$$

A l'amont du point A, à une distance x_2 de celui-ci, on a :

$$y_x - y_{x_0} = G \left(t - \frac{x_2}{a_2} \right) - G \left(t - \frac{2L_2}{a_2} + \frac{x_2}{a_2} \right)$$

$$\text{ou } G(t) = -\frac{B}{2} \cos m \left(t + \frac{L_2}{a_2} \right)$$

et $B = A \frac{\cos m \frac{L_1}{a_1}}{\sin m \frac{L_2}{a_2}}$, avec $A = y_0$ en cas de résonance du fondamental.

a) Cas où $\frac{L_1}{a_1} = \frac{L_2}{a_2} = \frac{L}{2 a_m}$

Reprenons le tableau du chapitre premier. On a, pour $\frac{a_2}{a_1} = 0,82$

$D_1/D_2 = 1,2$	1,104	1	0,7	0,5	0,3
$m \frac{L_1}{a_1} = 47^{\circ}38'$	50 $^{\circ}$	53 $^{\circ}18'$	64 $^{\circ}$	73 $^{\circ}$	83 $^{\circ}$
$\cos m \frac{L_1}{a_1} = 0,735$	0,707	0,671	0,536	0,412	0,264

Or, dans le cas d'une conduite à caractéristique unique, on aurait, au point milieu de la conduite, $\cos \frac{\pi}{4} = 0,707$.

On voit immédiatement que la forme usuelle des conduites, où $D_1 < D_2$, a pour effet de diminuer quelque peu la valeur des surcharges maxima dans la conduite. Cet effet très heureux n'est point négligeable et plaide en faveur du

(21) Le lecteur relira avec intérêt le chapitre consacré par ALLIÉVI aux " contre-coups de retour au régime " (Note IV de la " Théorie du coup du bélier ").

(22) Charles JAEGER, Note à l'Académie des Sciences, séance du 16 mars 1936.

type usuel de conduites et contre la proposition de Billings (23), de construire des conduites avec diamètre croissant vers la base. Les avantages que ces conduites donneraient, en cas de fermeture accidentelle très brusque (rupture d'une vanne-pointeau, etc.), seraient compensés par quelques désavantages en cas de résonance ou de mouvements périodiques.

b) Influence de la chambre d'équilibre.

Soit, $\Theta_1 = \frac{4 L_1}{a_1}$ la durée de la période théorique d'une conduite.

Soit, $\Theta = \Theta_1 (1 + \epsilon)$ la durée de la période apparente du système avec chambre d'équilibre et galerie de mise en charge. D'une façon générale, la pression au bas de la chambre est donnée par (10), avec $A = y_0$ pour le cas de résonance du fondamental.

Calculons $\cos m \frac{L_1}{a_1}$

$$\cos m \frac{L_1}{a_1} = \cos \frac{2\pi L_1}{\Theta a_1} = \cos \frac{2\pi L_1}{\Theta_1 (1 + \epsilon) a_1} = \cos \frac{\pi}{2} \frac{1}{1 + \epsilon}$$

$$= \sin \left(\frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{2} \frac{1}{1 + \epsilon} \right) = \sin \frac{\pi}{2} \frac{\epsilon}{1 + \epsilon}$$

Si ϵ est petit, on pourra écrire :

$$\cos m \frac{L_1}{a_1} \cong \sin \frac{\pi}{2} \epsilon \cong \frac{\pi}{2} \epsilon$$

Nous avons vu, au cours du calcul d'un exemple pratique, que, pour une chambre d'équilibre suffisamment large, ϵ était de l'ordre de grandeur de 0,001 à 0,002. Dans ces conditions,

$$\cos m \frac{L_1}{a_1} \cong \sin 100 \times 0,001^{\circ} \text{ à } \sin 100 \times 0,002^{\circ}$$

$$\cong \sin 0,1^{\circ} \text{ à } \sin 0,2^{\circ}$$

$$\cong 0,0016 \text{ à } 0,0030$$

Si la chambre d'équilibre est bonne, les surcharges au droit de la chambre sont négligeables.

Reprenons l'exemple d'une chambre très longue et étroite, traité au chapitre premier. Nous avons :

$$\frac{L_2}{L_1} \frac{a_1}{a_2} = 0,2 ; \mu' = 4 ; \Theta_1 = 4'' ; \Theta = 4'',3$$

On en tire $\epsilon = 0,075$ et

$$\cos m \frac{L_1}{a_1} = \sin \frac{\pi}{2} \frac{\epsilon}{1 + \epsilon} = \sin 100^{\circ} \frac{0,075}{1,075} = \sin 7^{\circ} = 0,11$$

Les surcharges au droit de cette chambre s'élèveraient, en cas de résonance, encore à $\pm 0,11 y_0$, ce qui est beaucoup.

Dans les cas où plusieurs conduites forcées débouchent d'une même chambre d'équilibre, on tiendra compte, en outre, des formules que nous allons développer au paragraphe suivant.

c) Cas des conduites jumelles synchrones.

Considérons le cas de deux conduites jumelles synchrones, et soit : $S_1 = S_2$, $a_1 = a_2$.

L'équation (20) devient :

$$tg m' \frac{L_1}{a_1} = \frac{\mu'}{2} cotg m' \frac{L_3}{a_3}$$

Si nous n'avions qu'une seule conduite, nous aurions eu :

$$tg m \frac{L_1}{a_1} = \mu' cotg m \frac{L_3}{a_3}$$

(23) Symposium on Water Hammer. Publication de la A.S.M.E., New-York 1933.

Supposons, par exemple, que $\frac{L_1}{a_1} = \frac{L_2}{a_3}$ et reprenons les valeurs que nous avons au tableau du chapitre premier, traitant ce cas spécial.

Si : $\frac{a_2}{a_1} = 0,82$ et $D_1/D_2 = 0,7$, $\cos m \frac{L_1}{a_1} = 0,536$ dans le cas d'une seule conduite. Dans le cas de deux conduites, on aurait $\frac{\mu'}{2}$ au lieu de μ' , ce qui revient à prendre $\frac{(D_1 + D_2)}{D_3}$
 $= 1,4$ et $\cos m' \frac{L_1}{a_1} = 0,785$. Le fait d'avoir deux conduites jumelées augmente sensiblement les surcharges le long de l'ensemble de la conduite.

III. — CONCLUSIONS

Qu'on nous permette de faire ici quelques remarques et d'en souligner l'importance. Nous avons exposé dans notre « *Théorie Générale* » une méthode de calcul des conduites forcées et des chambres d'équilibre, supposant une fermeture linéaire plus ou moins lente des organes d'obturation. Nous voici incités à proposer, pour les conduites et les chambres, un calcul de contrôle que nous justifierons par les considérations suivantes :

Tout coup de bélier de fermeture totale engendre, une fois la fermeture achevée, un mouvement périodique qui ne s'amortit que très lentement. Ainsi que nous l'avons vu plus haut, ce mouvement intéresse l'ensemble du système complexe : conduite forcée, chambre d'équilibre, galerie de mise en charge. Supposons que, lors d'un mouvement de fermeture linéaire lente, la surcharge devant l'obturateur O soit B_m (environ 10 à 25 % de γ_0). On aura la valeur du coup de bélier au point A, point de discontinuité — en admettant qu'un mouvement périodique s'est établi — en

substituant dans (10) B à A, et en écrivant que la surcharge au point A est :

$$(22) \quad B_m = B_m \cos m \frac{L_1}{a_1} = B_m \sin \frac{\pi \varepsilon}{2(1+\varepsilon)}$$

On vérifiera que, dans certains cas, cette valeur de contrôle peut donner des valeurs supérieures à la valeur calculée d'après les formules de notre « *Théorie générale* ».

Il y a lieu, enfin, d'examiner, comme cas extrême, la possibilité d'un mouvement de résonance. En ce cas, la surcharge au bas de la chambre d'équilibre est donnée directement par la formule (10), où l'on pose $A = \gamma_0$, et les valeurs numériques que l'on obtiendra seront de beaucoup plus élevées que celles données par l'une ou l'autre méthode admettant une fermeture lente. Il est vraisemblable qu'en cas de résonance, la chambre d'équilibre constituera un point faible du système.

Ainsi que nous l'avons rappelé au cours de cette note, on connaît un certain nombre de mesures qui confirment les calculs effectués par nous. Mais il importe de reprendre ces mesures et vérifications sur une plus large échelle. Ce n'est qu'après avoir achevé ces vérifications que l'on pourra conclure et aborder utilement l'étude de l'amortissement des oscillations périodiques (24).

Deux nouveaux chapitres pourront alors être mis à l'étude : la superposition des ondes de coup de bélier aux oscillations en masse dans les chambres d'équilibre et l'analyse de la résonance du fondamental dans les systèmes de conduites complexes.

Ch. JAEGER.

(24) Pour le cas des conduites simples on lira avec fruit l'étude de LE CONTE : Reprinted papers of the A.S.M.E. University of California 1934.

La Houille Blanche devrait concourir à la production des carburants nationaux en France

par V. CHARRIN, Ingénieur-Conseil

A un certain moment, on avait eu de sérieuses craintes de voir la houille blanche porter atteinte à notre industrie houillère et amener son déclin avant l'épuisement des gîtes de charbon. Heureusement, on voyait mal, et malgré le beau développement pris chez nous par l'énergie hydraulique, malgré même une nouvelle source d'énergie dans laquelle on ne comptait guère, il y a trente ans : le pétrole, la consommation de charbon s'est maintenue à un taux qu'on peut considérer normal.

La crise dont souffre depuis quatre à cinq ans nos bassins houillers et le chômage qui en résulte, ne sont pas dus à la concurrence des autres modes de production de l'énergie, ils découlent surtout des importations que nous continuons, peu judicieusement d'ailleurs, à demander à l'étranger. Qu'on se contente de recevoir du dehors, les quantités et les qualités que nous ne pouvons pas produire nous-même et de suite, nos houillères connaîtront une ère de prospérité en même temps que nos prix de revient iront enfin à la baisse.

Les chiffres se rapportant, pour le monde entier, aux trois sources principales d'énergie sont caractéristiques. En prenant ceux de l'année d'avant-guerre et ceux de 1929 — à

partir de cette date les chiffres sont affectés par la crise actuelle —, on voit que la production de houille est passée de 1340 à 1538 millions de tonnes ; celle de l'énergie hydro-électrique, de 50 à 120 milliards de kilowatts-heure et celle du pétrole brut, de 55 à 212 millions de tonnes.

On voit nettement que malgré des multiples de l'ordre de 2 et de 4, pour la houille blanche et pour les hydrocarbures liquides, la production du charbon a continué une marche ascendante.

En France, présentement, sur les 15 à 16 milliards de KWH consommés annuellement (les installations totales comportent 19 milliards de KWH, soit un suréquipement de 3 à 4 milliards) l'énergie thermique participe environ pour la moitié.

L'évolution semble donc tout à fait normale et si la houille noire, forcément limitée dans ses réserves, doit faire place un jour à d'autres sources d'énergie, elle le fait progressivement et tout porte à croire qu'elle jouera encore un rôle important pendant longtemps.

Mieux que cela, devant la demande sans cesse croissante