

Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band: 121/122 (1943)
Heft: 23

Artikel: Les vibrations transversales des cordes pesantes verticales
Autor: Favre, Henry
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-53222>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 14.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

INHALT: Les vibrations transversales des cordes pesantes verticales. — Wettbewerb für die Dorfkerngestaltung von Riehen bei Basel. — Mitteilungen: Ein Dachwehr in Courlon an der Yonne. Ein neues Zentralheizungssystem. Gegensprechanlagen. Ueber den Stand der Arbeiten für die Bodenseeregulierung. Eidg. Technische Hochschule. Eidg. Stark-

strominspektorat. Kraftwerk Mörel. — Literatur: Volkskunst am Berner Bauernhaus. Zahlentafeln für das Abstecken von Bögen. Leistung und Wirtschaftlichkeit gasgetriebener Fahrzeugmotoren.

Mitteilungen der Vereine. — Vortragskalender. An unsere Abonnenten.

Band 122

Der S. I. A. ist für den Inhalt des redaktionellen Teils seiner Vereinsorgane nicht verantwortlich
Nachdruck von Text oder Abbildungen ist nur mit Zustimmung der Redaktion und nur mit genauer Quellenangabe gestattet

Nr. 23

Les vibrations transversales des cordes pesantes verticales

Par HENRY FAVRE, Dr. ès sc. techn., professeur à l'E. P. F., Zurich

(Suite de la page 254)

4. Etude de quelques vibrations simples

1°) Supposons tout d'abord que l'on déplace horizontalement pendant un temps très court l'extrémité inférieure A de la corde représentée à la figure 1, en revenant à la position initiale. On engendre ainsi une petite onde élémentaire $y = (1 - \alpha x) F$ qui monte le long de la corde en subissant la déformation décrite au paragraphe précédent.

Au moment où cette onde arrive à l'extrémité supérieure B (supposée fixe), il se crée une onde descendante $(1 - \alpha x) f$ qui neutralise la première, car en B on doit avoir $y = 0$ quel que soit t . En d'autres termes on aura d'après (9)

$$\left(1 - \alpha \frac{h}{2}\right) (F + f) = 0$$

c'est à dire, puisque $1 - \alpha \frac{h}{2}$ est différent de zéro, $f = -F$.

L'onde incidente montante $(1 - \alpha x) F$ s'est transformée en une onde descendante $(1 - \alpha x) f$ égale mais de signe contraire. Il y a réflexion totale avec changement de signe (fig. 4). La nouvelle onde $(1 - \alpha x) f$ descendra le long de la corde en se transformant comme nous l'avons indiqué et arrivera en A. Si ce point est fixe à ce moment, l'onde descendante se transformera en une onde montante absolument identique à $(1 - \alpha x) F$, qui remontera le long de la corde et le jeu des réflexions se poursuivra indéfiniment.

Calculons le temps τ que met cette onde élémentaire pour parcourir la corde de A en B et retour. Nous avons, en utilisant la formule (10):

$$\tau = \int_0^{\tau} dt = 2 \int_{-h/2}^{+h/2} \frac{dx}{c(1 + 2\alpha x)} \cong \frac{2}{c} \int_{-h/2}^{+h/2} (1 - 2\alpha x) dx = \frac{2h}{c}$$

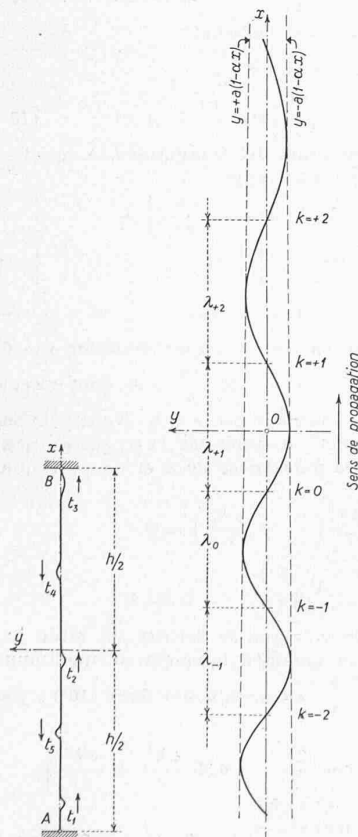


Fig. 4

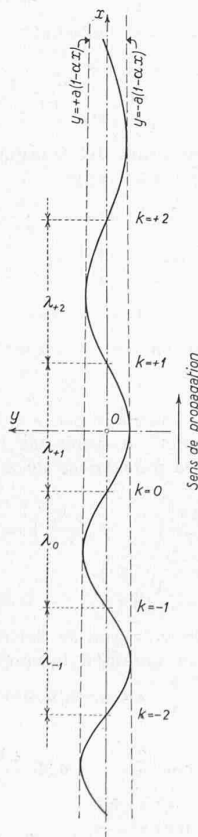


Fig. 5. Onde progressive (12)

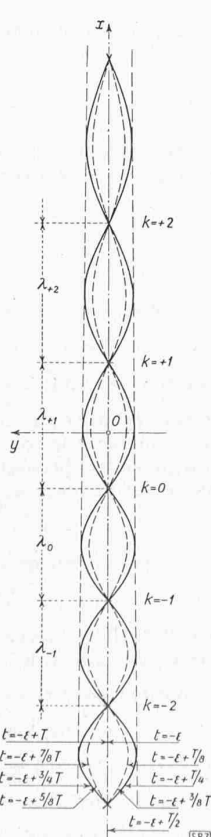


Fig. 6. Onde stationnaire (16)

$$\tau = \frac{2h}{c} = 2h \sqrt{\frac{\mu}{S_0}} \quad (11)$$

Ce temps est donc le même que si la corde était tendue par une force constante, égale à la traction au milieu 0 de la corde pesante verticale considérée.

De (11) on tire

$$S_0 = \frac{4h^2\mu}{\tau^2} \quad (11')$$

Si l'on connaît h et μ on peut, en mesurant le temps τ , calculer par cette formule la traction S_0 au milieu d'une corde tendue verticale. De là, il est facile de calculer S_A et S_B par les formules (2).

2°) Considérons le mouvement défini en choisissant

$$f \equiv 0 \text{ et } F = a \sin \frac{2\pi}{T} \left[t - \frac{1}{c} (1 - \alpha x)x + \beta \right]$$

où a , T et β désignent des constantes.

L'élongation sera, d'après (9):

$$y_1 = a(1 - \alpha x) \sin \frac{2\pi}{T} \left[t - \frac{1}{c} (1 - \alpha x)x + \beta \right] \quad (12)$$

En un point x , la corde est animée d'une vibration transversale harmonique de période T et d'amplitude $a(1 - \alpha x)$. Au temps t , la corde est formée d'une série de demi-ondulations inégales, alternativement positives et négatives, comprises entre des points d'élongation nulle, dont les abscisses x sont données par l'équation

$$\frac{2\pi}{T} \left[t - \frac{1}{c} (1 - \alpha x)x + \beta \right] = -k\pi$$

où k désigne un entier négatif, nul ou positif. Pour résoudre cette équation, le plus simple est de procéder par approximations successives. Puisque αx est petit par rapport à 1, posons d'abord $\alpha = 0$. L'équation devient linéaire et a pour racine $x = c(t + \beta + \frac{T}{2}k)$ (première approximation). Remplaçons en-

suite le terme αx par $\alpha c(t + \beta + \frac{T}{2}k)$. On obtient encore une équation linéaire dont la racine est la valeur de seconde approximation suivante:

$$x_k = c \left(t + \beta + \frac{T}{2}k \right) \left[1 + \alpha c \left(t + \beta + \frac{T}{2}k \right) \right] \quad (13)$$

$$(k = \dots -2, -1, 0, +1, +2, \dots)$$

On voit que x_k croît avec k . Les points d'élongation nulle sont rangés comme l'indique la figure 5.

Calculons la distance de deux de ces points consécutifs. L'abscisse du point $k-1$ est

$$x_{k-1} = c \left[t + \beta + \frac{T}{2}(k-1) \right] \cdot \left\{ 1 + \alpha c \left[t + \beta + \frac{T}{2}(k-1) \right] \right\} \quad (13')$$

Soustrayons (13') de (13):

$$\lambda_k = x_k - x_{k-1} = \frac{cT}{2} + \alpha c^2 T \left[t + \beta + \frac{T}{2} \left(k - \frac{1}{2} \right) \right] \quad (14)$$

On voit que la distance λ_k de deux points nuls consécutifs — la demi-longueur d'onde — croît avec k . La suite des valeurs $\dots \lambda_{k-1}, \lambda_k, \lambda_{k+1} \dots$ forme une progression arithmétique de raison $\frac{\alpha c^2 T^2}{2}$.

D'autre part, la courbe étant comprise entre les deux droites $y = \pm a(1 - \alpha x)$, la valeur absolue des maxima et des minima successifs décroît de bas en haut (fig. 5). Il serait facile de calculer la position et la grandeur de ces extréma.

Lorsque le temps croît, l'onde (12) se propage en montant le long de la corde (onde progressive). Elle se déforme comme nous l'avons exposé au paragraphe 3. Les demi-ondulations s'allongent et s'aplatissent à mesure qu'elles s'élèvent. Il est intéressant de remarquer que la corde reprend périodiquement la même position. En effet, soit t une époque déterminée. Au temps $t + T$ le second membre de (12) sera identique à la valeur qu'il

avait au temps t , puisque l'argument du sinus a augmenté de 2π . On peut donc dire que la propagation de l'onde (12) est un phénomène périodique, de période T .

3°) On verrait de même que l'équation

$$y_2 = a(1 - \alpha x) \sin \frac{2\pi}{T} \left[t + \frac{1}{c} (1 - \alpha x)x + \gamma \right] \quad (15)$$

représente une onde analogue à celle de la figure 5, mais qui descend le long de la corde en se déformant, le phénomène étant de nouveau périodique.

4°) Considérons le mouvement obtenu en superposant les deux ondes progressives y_1 et y_2 de sens contraires définies par (12) et (15). Une transformation simple donne:

$$y = y_1 + y_2 = 2a(1 - \alpha x) \cos \frac{2\pi}{T} \left[\frac{1}{c} (1 - \alpha x)x + \delta \right] \sin \frac{2\pi}{T} (t + \varepsilon) \quad (16)$$

où

$$\delta = \frac{\gamma - \beta}{2} \quad \varepsilon = \frac{\gamma + \beta}{2}$$

Cette équation est celle d'une onde stationnaire. Un point quelconque x de la corde est animé d'un mouvement harmonique de période T . Au temps t , la corde est formée de demi-ondulations inégales alternativement positives et négatives, tout à fait analogues à celles étudiées plus haut. Seulement ces ondulations ne se propagent plus, elles se dilatent ou s'aplatissent sur place, en passant alternativement d'un côté à l'autre de l'axe x (fig. 6). Aux points où le cosinus s'annule, l'amplitude est toujours égale à zéro. Ce sont les nœuds. Entre deux nœuds consécutifs est un ventre où l'amplitude passe par un maximum. La position des nœuds est donnée par l'équation

$$\frac{2\pi}{T} \left[\frac{1}{c} (1 - \alpha x)x + \delta \right] = \frac{\pi}{2} + k\pi \quad (k = \dots - 2, -1, 0, +1, +2, \dots)$$

En procédant par approximations successives, comme nous l'avons fait pour établir la formule (13), on trouve pour l'abscisse du nœud k :

$$x_k = c \left[-\delta + \frac{T}{2} \left(k + \frac{1}{2} \right) \right] \left\{ 1 + \alpha c \left[-\delta + \frac{T}{2} \left(k + \frac{1}{2} \right) \right] \right\} \quad (17)$$

et pour le nœud $k - 1$:

$$x_{k-1} = c \left[-\delta + \frac{T}{2} \left(k - \frac{1}{2} \right) \right] \left\{ 1 + \alpha c \left[-\delta + \frac{T}{2} \left(k - \frac{1}{2} \right) \right] \right\} \quad (17')$$

D'où pour la demi-longueur d'onde:

$$\lambda_k = x_k - x_{k-1} = \frac{cT}{2} + \alpha c^2 T \left(-\delta + \frac{T}{2} k \right) \quad (18)$$

La suite des valeurs $\dots \lambda_{k-1}, \lambda_k, \lambda_{k+1}, \dots$ forme une progression arithmétique de raison $\frac{\alpha c^2 T^2}{2}$ comme pour l'onde progressive (12).

La figure 6 représente huit positions successives de la corde, au cours d'une période T . Toutes les courbes sont situées entre es deux droites $y = \pm 2a(1 - \alpha x)$. Aux époques $t = -\varepsilon + \frac{T}{4}$ et $t = \varepsilon + \frac{3T}{4}$, les courbes sont tangentes à ces droites.

5. Ondes stationnaires d'une corde pesante verticale tendue entre deux points fixes

Soit une corde verticale tendue entre les deux points fixes A, B de distance h . Choisissons le système d'axes x, y de la figure 1. Nous allons examiner les différentes ondes stationnaires simples qui peuvent exister.

Puisque A et B sont fixes, nous aurons nécessairement un nœud en chacun de ces points. La corde peut former une ou plusieurs demi-ondulations stationnaires analogues à celles étudiées à la fin du paragraphe précédent.

Supposons qu'il se forme m demi-ondulations. Soit p la valeur de k au nœud A , $q = p + m$ celle relative au nœud B . Nous avons les deux conditions:

$$x_p = -\frac{h}{2}, \quad x_q = +\frac{h}{2}$$

qui donnent, exprimées à l'aide de (17):

$$c \left[-\delta + \frac{T}{2} \left(p + \frac{1}{2} \right) \right] \left\{ 1 + \alpha c \left[-\delta + \frac{T}{2} \left(p + \frac{1}{2} \right) \right] \right\} = -\frac{h}{2} \\ c \left[-\delta + \frac{T}{2} \left(q + \frac{1}{2} \right) \right] \left\{ 1 + \alpha c \left[-\delta + \frac{T}{2} \left(q + \frac{1}{2} \right) \right] \right\} = +\frac{h}{2}$$

Ces deux équations déterminent T et δ . Pour les résoudre par rapport à ces grandeurs, commençons par exprimer $-\delta + \frac{T}{2} \left(p + \frac{1}{2} \right)$ à l'aide de la première. A cet effet, faisons tout d'abord $\alpha = 0$, d'où la valeur de première approximation

$$-\delta + \frac{T}{2} \left(p + \frac{1}{2} \right) = -\frac{h}{2c}$$

Remplaçons la seconde parenthèse à crochets du premier membre par $-\frac{h}{2c}$, on tire alors de l'équation la valeur de seconde approximation

$$-\delta + \frac{T}{2} \left(p + \frac{1}{2} \right) = -\frac{h}{2c} \left(1 + \frac{\alpha h}{2} \right) \dots (a)$$

En procédant d'une façon analogue avec la seconde équation on obtient

$$-\delta + \frac{T}{2} \left(q + \frac{1}{2} \right) = +\frac{h}{2c} \left(1 - \frac{\alpha h}{2} \right) \dots (b)$$

Soustrayons maintenant (a) de (b):

$$\frac{T}{2} (q - p) = \frac{h}{c}, \text{ d'où, puisque } q - p = m:$$

$$T = \frac{2h}{mc} = \frac{2h}{m} \sqrt{\frac{\mu}{S_0}} \dots (19)$$

De l'équation (a) on calcule ensuite, compte-tenu de (19):

$$\delta = \frac{h}{2c} \left(1 + \frac{\alpha h}{2} + \frac{1}{m} + \frac{2p}{m} \right) \dots (20)$$

Dans cette formule, p désigne la valeur de k relative au nœud inférieur A . On peut choisir pour p un entier quelconque.

En faisant successivement $m = 1, 2, 3, \dots$ on obtient les différents mouvements stationnaires simples que peut faire la corde. Ce sont les «sons» qu'elle peut produire. Ces mouvements sont régis par l'équation (16) où T et δ ont les valeurs (19) et (20). La position des nœuds intermédiaires est donnée par (17). Remarquons que d'après (19) les différentes périodes sont les mêmes que si la traction était constante et égale à S_0 . On peut dire aussi que la pesanteur n'a pas d'influence sur les périodes, car si elle n'agissait pas la traction serait partout égale à S_0 . Par contre, la pesanteur influence sensiblement la forme des ondulations, comme nous allons le voir en examinant en détail les cas $m = 1$ et $m = 2$.

1°) $m = 1$. Son fondamentale ou 1er harmonique.

Le mouvement ne comprend qu'une seule demi-ondulation. D'après (19):

$$T = \frac{2h}{c} = 2h \sqrt{\frac{\mu}{S_0}} \dots (19')$$

La période est égale au temps τ que met une onde élémentaire pour parcourir deux fois la corde [voir (11)]. Choisissons $p = -1$. La formule (20) donne

$$\delta = \frac{\alpha h^2}{4c} \dots (20')$$

L'équation du mouvement (16) devient:

$$y = 2a(1 - \alpha x) \cos \frac{2\pi}{T} \cdot \left[\frac{1}{c} (1 - \alpha x)x + \frac{\alpha h^2}{4c} \right] \sin \frac{2\pi}{T} (t + \varepsilon) \dots (16')$$

Cherchons la position du maximum des elongations. A cet effet, égalons à zéro la dérivée de y par rapport à x :

$$-\alpha \cos \frac{2\pi}{T} \left[\frac{1}{c} (1 - \alpha x)x + \frac{\alpha h^2}{4c} \right] - (1 - \alpha x) \frac{2\pi}{cT} (1 - 2\alpha x) \sin \frac{2\pi}{T} \left[\frac{1}{c} (1 - \alpha x)x + \frac{\alpha h^2}{4c} \right] = 0$$

La solution de cette équation comprise entre $-\frac{h}{2}$ et $+\frac{h}{2}$ est voisine de zéro, car si l'on fait en première approximation $\alpha = 0$,

l'équation se réduit à $\sin \frac{2\pi x}{cT} = 0$ ou $\sin \frac{\pi x}{h} = 0$, dont la seule solution relative au domaine considéré est $x = 0$. Nous pouvons donc remplacer le cosinus par 1, le sinus par l'arc qui est petit et négliger les produits et les puissances de α et de x ; l'équation se réduit alors à

$$-\alpha - \frac{2\pi}{cT} \frac{2\pi}{T} \left(\frac{x}{c} + \frac{\alpha h^2}{4c} \right) = 0$$

D'où, compte-tenu de (19):

$$x_{y \max} = -\left(\frac{1}{4} + \frac{1}{\pi^2} \right) \alpha h^2 \cong -0,35 \alpha h^2$$

C'est l'abscisse du ventre. On voit que ce dernier est situé au-dessous du milieu de la corde. Quant à la valeur du maximum, on l'obtient pour $t = -\varepsilon + \frac{T}{4}$ en remplaçant dans (16') x par $-0,35 \alpha h^2$, ce qui donne

$$y_{\max} \cong 2a(1 + 0,35 \alpha^2 h^2) \cos \frac{2\pi}{T} \left[-0,35 \frac{\alpha h^2}{c} + \frac{\alpha h^2}{4c} \right] \\ \cong 2a(1 + 0,35 \alpha^2 h^2) \cos(-0,1 \pi \alpha h) \\ \cong 2a(1 + 0,35 \alpha^2 h^2) \left(1 - \frac{0,01 \pi^2 \alpha^2 h^2}{2} \right) \cong 2a(1 + 0,30 \alpha^2 h^2) \\ y_{\max} = 2a(1 + 0,30 \alpha^2 h^2)$$

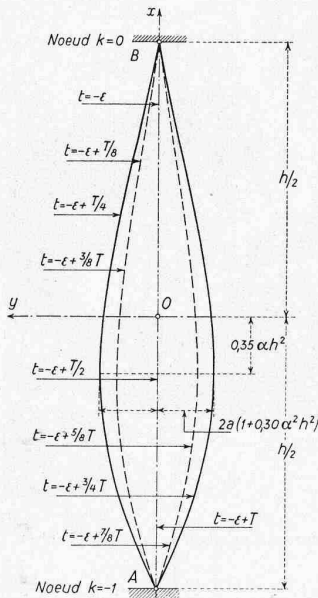


Fig. 7. Son fondamental d'une corde pesante verticale tendue entre deux points fixes

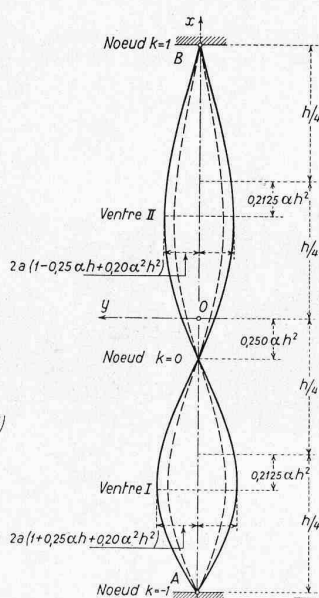


Fig. 8. Second harmonique d'une corde pesante verticale tendue entre deux points fixes

La figure 7 résume ces résultats. On voit que si la pesanteur ne change pas la période du son fondamental, elle a par contre pour effet de dilater la partie inférieure de l'onde et de rétrécir la partie supérieure.

2°) $m = 2$. Second harmonique.

Le mouvement comprend deux demi-ondulations, séparées par un nœud. D'après (19) :

$$T = \frac{h}{c} = h \sqrt{\frac{\mu}{S_0}} \quad (19^2)$$

La période est égale au temps $\frac{\tau}{2}$ que met une onde élémentaire pour parcourir une fois la corde. Choisissons $p = -1$. La formule (20) donne

$$\delta = \frac{h}{4c} (1 + \alpha h) \quad (20^2)$$

L'équation du mouvement (16) devient:

$$y = 2a(1 - \alpha x) \cos \frac{2\pi}{T} \left[\frac{1}{c} (1 - \alpha x) x + \frac{h}{4c} (1 + \alpha h) \right] \cdot \sin \frac{2\pi}{T} (t + \varepsilon) \quad (16^2)$$

L'abscisse du nœud intermédiaire est donnée par (17) où l'on fait $k = 0$, $\delta = \frac{h}{4c} (1 + \alpha h)$ et $T = \frac{h}{c}$:

$$x_0 = c \left[-\frac{h}{4c} (1 + \alpha h) + \frac{h}{4c} \right] \cdot \left\{ 1 + \alpha c \left[-\frac{h}{4c} (1 + \alpha h) + \frac{h}{4c} \right] \right\}$$

d'où, en effectuant les opérations et en négligeant les infiniment petits d'ordres supérieurs:

$$x_0 = -\frac{\alpha h^2}{4} = -0,25 \alpha h^2$$

Le nœud intermédiaire est donc situé au-dessous du milieu de la corde.

Cherchons la position des extrema des elongations. A cet effet, égalons à zéro la dérivée de y par rapport à x :

$$\begin{aligned} & -a \cos \frac{2\pi}{T} \left[\frac{1}{c} (1 - \alpha x) x + \frac{h}{4c} (1 + \alpha h) \right] - \\ & - (1 - \alpha x) \frac{2\pi}{cT} (1 - 2\alpha x) \sin \left\{ \frac{2\pi}{T} \cdot \left[\frac{1}{c} (1 - \alpha x) x + \frac{h}{4c} (1 + \alpha h) \right] \right\} = 0 \end{aligned} \quad (c)$$

Cette équation a deux solutions x_I et x_{II} comprises entre $-\frac{h}{2}$ et $+\frac{h}{2}$; chacune correspond à un ventre. Pour $\alpha = 0$, l'équa-

tion (c) se réduit à $\sin \frac{2\pi}{cT} \left(x + \frac{h}{4} \right) = 0$ ou $\sin \frac{2\pi}{h} \left(x + \frac{h}{4} \right) = 0$ dont les solutions sont $x = \mp \frac{h}{4}$. Posons alors,

$$x_I = -\frac{h}{4} + \xi, \quad x_{II} = +\frac{h}{4} + \eta$$

et mettons successivement ces expressions à la place de x dans (c). On obtient en remplaçant le cosinus par 1 ou -1, le sinus par l'arc ou son supplément changé de signe et en négligeant les produits et les puissances des petites quantités ξ, η, α :

$$\begin{aligned} & -a - \left(\frac{2\pi}{h} \right)^2 \left(\frac{3\alpha h^2}{16} + \xi \right) = 0 \\ & +a + \left(\frac{2\pi}{h} \right)^2 \left(\frac{3\alpha h^2}{16} + \eta \right) = 0 \end{aligned}$$

d'où

$$\xi = \eta = -\frac{1}{4} \left(\frac{3}{4} + \frac{1}{\pi^2} \right) \alpha h^2 \cong -0,2125 \alpha h^2$$

et

$$\begin{aligned} x_I &= -\frac{h}{4} + \xi = -\frac{h}{4} (1 + 0,85 \alpha h) \\ x_{II} &= +\frac{h}{4} + \eta = +\frac{h}{4} (1 - 0,85 \alpha h) \end{aligned}$$

Quant à la valeur absolue des extrema des elongations, on l'obtient pour $t = -\varepsilon + \frac{T}{4}$ en remplaçant dans (16²) x par x_I puis par x_{II} ce qui donne après quelques transformations:

$$\begin{aligned} |y_I| &= 2a(1 + 0,25 \alpha h + 0,20 \alpha^2 h^2) \\ |y_{II}| &= 2a(1 - 0,25 \alpha h + 0,20 \alpha^2 h^2) \end{aligned}$$

La figure 8, qui résume ces résultats, montre que si la pesanteur ne change pas la période du second harmonique, elle a par contre comme effet de modifier sensiblement la forme des vibrations.

Remarques.

1°) Il n'y aurait aucune difficulté à étudier en détail les harmoniques dont l'ordre est supérieur à deux.

2°) Nous avons supposé, à partir du paragraphe 2, que la corde était pesante, homogène et verticale. Les résultats obtenus sont immédiatement applicables au cas d'une corde homogène pesante oblique, pourvu qu'elle soit tendue de façon à être sensiblement rectiligne. Cette remarque généralise les résultats indiqués⁴).

3°) Il serait facile d'appliquer la méthode d'intégration du paragraphe 2 au cas d'une corde pesante, verticale ou oblique, dont la masse par unité de longueur serait une fonction linéaire de x .

4°) Cette méthode d'intégration est analogue à celle que nous avons utilisée pour établir la théorie des coups de bélier dans les conduites à caractéristiques linéairement variables le long de l'axe⁵).

En campagne, le 3 octobre 1943

Wettbewerb für die Dorfkerngestaltung von Riehen bei Basel

Ausgangspunkt dieses Wettbewerbes war das Bedürfnis nach einem Landgasthof mit Saalbau, für den an der Hauptverkehrsader, der Baselstrasse, ein schmales, aber tiefes Grundstück gegenüber der Kirche zur Verfügung steht. Sodann ist in Riehen ein Polizeiposten einzurichten, dessen Lage und Gestaltung ebenfalls durch den Wettbewerb abzuklären war, und schliesslich mussten Räume für eine Filiale der Kantonalbank in einem der Gebäude an günstiger Lage untergebracht werden. Während die Vorschläge der Wettbewerbs Teilnehmer für eine praktische Verwirklichung dieser Wünsche durch Grundrisse 1:200 zu belegen waren, wurde zugleich verlangt, dass diese Bauten, deren baldige Ausführung zu erwarten ist, so in den Dorfkern eingegliedert werden, dass der heute noch bestehende Charakter der Landgemeinde erhalten bleibt. Daher war im Wettbewerbprogramm auch ein genereller Bebauungsplan 1:500 verlangt für die Gesamtgestaltung des Dorfkerns innerhalb des Strassenvierecks Baselstrasse/Schmiedgasse/Bahnhofstrasse/Bettingerstrasse. Insbesondere sollte in diesem Raum ein Dorfplatz für Promenadenkonzerte, öffentliche Versammlungen im Freien, Bundesfeiern usw., sowie ein Park mit Kinderspielplatz untergebracht werden.

⁴) Signalons ici qu'un problème un peu différent, celui des petites vibrations de la chaînette, a été abordé par K. Wolf: «Schwingungen elastischer Seile», Zeitschrift für angewandte Math. u. Mech., T. 7, p. 137 à 144, 1927. Les vibrations finies de la chaînette ont été étudiées récemment par G. Hunziker: «Theorie gespannter Seile. Schnellhöhe und Modellmechanik», Leemann & Cie., Zurich et Leipzig, 1942.

⁵) Voir: «Revue générale de l'Hydraulique», Paris, 1938 et «Bulletin Technique de la Suisse romande», Lausanne, 1942.