Vibrations amorties des portiques

Autor(en): **Koloušek, Vladimir**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **IABSE congress report = Rapport du congrès AIPC = IVBH Kongressbericht**

Band (Jahr): **3 (1948)**

PDF erstellt am: **27.04.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-4052

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

Vb4

Vibrations amorties des portiques

Gedämpfte Schwingungen von Rahmenträgern

Damped oscillation of frame girders

ING. Dr VLADIMIR KOLOUSEK
Prague

Les lois de la vibration amortie des constructions hyperstatiques ne sont pas élucidées du point de vue expérimental; le plus souvent on suppose que l'amortissement de la vibration est proportionnel à la vitesse du mouvement. Dans cet article, traitant du problème de la vibration amortie des portiques, nous admettons cette hypothèse facilitant l'analyse mathématique, sans discuter son exactitude. Nous simplifierons encore le problème en ne considérant que la vibration transversale forcée des portiques ayant des barres à section constante bien que la même méthode puisse être appliquée pour des barres à section variable et aussi pour les autres types de vibrations.

Résolution de la vibration amortie des systèmes en portique par la méthode de déformation

Dans ses travaux précédents l'auteur de ce mémoire a appliqué pour le calcul de la vibration non amortie la méthode de déformation [1, 2]. On peut s'en servir pour le calcul de la vibration forcée amortie.

Pour le mouvement transversal amorti de l'élément de longueur d'une barre à section constante on a la relation

$$\mu dx \frac{\partial^2 v(x,t)}{\partial t^2} + bdx \frac{\partial v(x,t)}{\partial t} + \mathrm{EJ} \frac{\partial^4 v(x,t)}{\partial x^4} dx = 0 \qquad (1)$$

où $v(x, t)$ signifie le déplacement de la section x dans le temps t ;

---

(1) *Stahlbau*, 1943, p. 5.
(2) *Mémoires de l'A. I. P. C.*, 8e volume : *Solution des pylônes d'antenne haubanés.*

μ la masse de l'unité de longueur de la barre, et
b l'amortissement par l'unité de longueur pendant la vitesse unité.

Dans la suite on remplace b par ω_b (ayant la forme de la fréquence angulaire) qui résulte de l'équation

$$b = 2\mu\omega_b . \tag{2}$$

En se limitant à la vibration forcée et harmonique, l'équation (1) est satisfaite par l'expression complexe

$$v(x,t) = [v(x) + i\bar{v}(x)] \sin \omega t + [\bar{v}(x) - iv(x)] \cos \omega t = [\bar{v}(x) - iv(x)]e^{i\omega t} \tag{3}$$

Après la substitution de (3) à (1) on obtient l'équation différentielle ordinaire

$$-\mu\omega^2\left(1 - 2i\frac{\omega_b}{\omega}\right)[v(x) + i\bar{v}(x)] + EJ\frac{d^4[v(x) + i\bar{v}(x)]}{dx^4} = 0 \tag{4}$$

dont la solution générale est

$$v(x) + i\bar{v}(x) = C_1 \cos h(\Lambda + i\bar{\Lambda})\frac{x}{l} + C_2 \sin h(\Lambda + i\bar{\Lambda})\frac{x}{l} + C_3 \cos(\Lambda + i\bar{\Lambda})\frac{x}{l} + C_4 \sin(\Lambda + i\bar{\Lambda})\frac{x}{l} \tag{5}$$

où

$$\Lambda + i\bar{\Lambda} = l\sqrt[4]{\frac{\mu\omega^2}{EJ}\left(1 - 2i\frac{\omega_b}{\omega}\right)} = \lambda\sqrt[4]{1 - 2i\frac{\omega_b}{\omega}}$$

avec

$$\Lambda = \lambda\sqrt{\frac{1}{2}\sqrt[4]{1 + 4\frac{\omega_b^2}{\omega^2}} + \sqrt{\frac{1}{8}\sqrt{1 + 4\frac{\omega_b^2}{\omega^2}} + \frac{1}{8}}} \tag{6}$$

$$\bar{\Lambda} = -\lambda\sqrt{\frac{1}{2}\sqrt[4]{1 + 4\frac{\omega_b^2}{\omega^2}} - \sqrt{\frac{1}{8}\sqrt{1 + 4\frac{\omega_b^2}{\omega^2}} + \frac{1}{8}}}$$

Si l'on ne considère que les membres réels on déduit de l'expression (3) que la composante de la vibration ayant l'amplitude $\bar{v}(x)$ précède la composante avec l'amplitude $v(x)$ de l'angle $\varphi = \frac{\pi}{2}$.

Si les extrémités de la barre subissent le mouvement harmonique (d'après la fig. 1) avec l'amplitude

$$\gamma_g + i\bar{\gamma}_g, \quad v_g + i\bar{v}_g, \quad \gamma_h + i\bar{\gamma}_h \quad \text{et} \quad v_h + i\bar{v}_h,$$

nous obtenons pour les constantes C quatre équations

$$C_1 + C_3 = v_g + i\bar{v}_g$$

$$C_2 + C_4 = \frac{l}{\Lambda + i\bar{\Lambda}}(\gamma_g + i\bar{\gamma}_g)$$

$$C_1 \cos h(\Lambda + i\bar{\Lambda}) + C_2 \sin h(\Lambda + i\bar{\Lambda}) + C_3 \cos(\Lambda + i\bar{\Lambda}) + C_4 \sin(\Lambda + i\bar{\Lambda}) = v_h + i\bar{v}_h$$

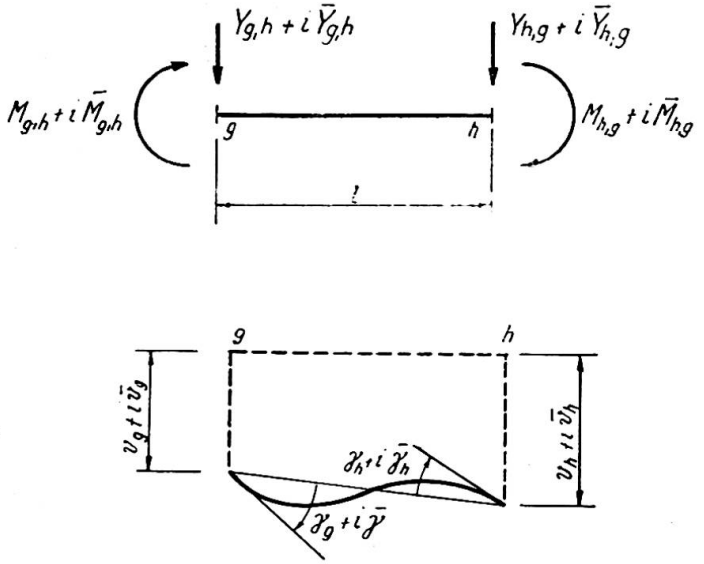

Fig. 1.

$$C_1 \sin h(\Lambda + i\bar{\Lambda}) + C_2 \cos h(\Lambda + i\bar{\Lambda}) - C_3 \sin(\Lambda + i\bar{\Lambda}) + C_4 \cos(\Lambda + i\bar{\Lambda}) = \frac{l}{\Lambda + i\bar{\Lambda}}(\gamma_h + i\bar{\gamma}_h)$$

d'où

$$C_1 = \frac{1}{2(\Lambda + i\bar{\Lambda})^2}[F_4(\Lambda + i\bar{\Lambda})\cdot(v_g + i\bar{v}_g) + F_3(\Lambda + i\bar{\Lambda})\cdot(v_h + i\bar{v}_h)$$

$$- l\cdot F_2(\Lambda + i\bar{\Lambda})\cdot(\gamma_g + i\bar{\gamma}_g) - l\cdot F_1(\Lambda + i\bar{\Lambda})\cdot(\gamma_h + i\bar{\gamma}_h)] + \frac{1}{2}(v_g + i\bar{v}_g)$$

$$C_2 = \frac{1}{2(\Lambda + i\bar{\Lambda})^3}[F_6(\Lambda + i\bar{\Lambda})\cdot(v_g + i\bar{v}_g) + F_5(\Lambda + i\bar{\Lambda})\cdot(v_h + i\bar{v}_h) \qquad (7)$$

$$- l\cdot F_4(\Lambda + i\bar{\Lambda})(\gamma_g + i\bar{\gamma}_g) + l\cdot F_3(\Lambda + i\bar{\Lambda})\cdot(\gamma_h + i\bar{\gamma}_h)] + \frac{l}{2(\Lambda + i\bar{\Lambda})}(\gamma_g + i\bar{\gamma}_g)$$

$$C_3 = - C_1 + v_g + i\bar{v}_g$$

$$C_4 = - C_2 + \frac{l}{\Lambda + i\bar{\Lambda}}(\gamma_g + i\bar{\gamma}_g)$$

avec

$$F_1(\Lambda + i\bar{\Lambda}) = -(\Lambda + i\bar{\Lambda})\frac{\sin h(\Lambda + i\bar{\Lambda}) - \sin(\Lambda + i\bar{\Lambda})}{\cos h(\Lambda + i\bar{\Lambda})\cos(\Lambda + i\bar{\Lambda}) - 1}$$

$$F_2(\Lambda + i\bar{\Lambda}) = -(\Lambda + i\bar{\Lambda})\frac{\cos h(\Lambda + i\bar{\Lambda})\sin(\Lambda + i\bar{\Lambda}) - \sin h(\Lambda + i\bar{\Lambda})\cos(\Lambda + i\bar{\Lambda})}{\cos h(\Lambda + i\bar{\Lambda})\cos(\Lambda + i\Lambda) - 1}$$

$$F_3(\Lambda + i\bar{\Lambda}) = -(\Lambda + i\bar{\Lambda})^2\frac{\cos h(\Lambda + i\bar{\Lambda}) - \cos(\Lambda + i\bar{\Lambda})}{\cos h(\Lambda + i\Lambda)\cos(\Lambda + i\bar{\Lambda}) - 1} \qquad (8)$$

$$F_4(\Lambda + i\bar{\Lambda}) = (\Lambda + i\bar{\Lambda})^2\frac{\sin h(\Lambda + i\bar{\Lambda})\sin(\Lambda + i\bar{\Lambda})}{\cos h(\Lambda + i\bar{\Lambda})\cos(\Lambda + i\bar{\Lambda}) - 1}$$

$$F_5(\Lambda+i\bar{\Lambda})=(\Lambda+i\bar{\Lambda})^3\frac{\sin h(\Lambda+i\bar{\Lambda})+\sin(\Lambda+i\bar{\Lambda})}{\cos h(\Lambda+i\bar{\Lambda})\cos(\Lambda+i\bar{\Lambda})-1}$$

$$F_6(\Lambda+i\bar{\Lambda})=-(\Lambda+i\bar{\Lambda})^3\frac{\cos h(\Lambda+i\bar{\Lambda})\sin(\Lambda+i\bar{\Lambda})+\sin h(\Lambda+i\bar{\Lambda})\cos(\Lambda+i\bar{\Lambda})}{\cos h(\Lambda+i\bar{\Lambda})\cos(\Lambda+i\bar{\Lambda})-1}$$

Pour le moment fléchissant et l'effort tranchant dans la section x et pour le temps t on a

$$M(x,t)=-EJ\frac{\partial^2 v(x,t)}{\partial x^2},\qquad T(x,t)=-EJ\frac{\partial^3 v(x,t)}{\partial x^3} \tag{9}$$

et par conséquent pour les moments et les forces aux extrémités de la barre déformée on a les équations suivantes (écrites pour la barre horizontale)

$$M_{g,h}+i\bar{M}_{g,h}=M(0)+i\bar{M}(0)=-\frac{EJ}{l^2}F_4(\Lambda+i\bar{\Lambda})\cdot(v_g+i\bar{v}_g)-\frac{EJ}{l^2}$$

$$F_3(\Lambda+i\bar{\Lambda})\cdot(v_h+i\bar{v}_h)+\frac{EJ}{l}F_2(\Lambda+i\bar{\Lambda})\cdot(\gamma_g+i\bar{\gamma}_g)+\frac{EJ}{l}$$

$$F_1(\Lambda+i\bar{\Lambda})\cdot(\gamma_h+i\bar{\gamma}_h) \tag{10}$$

$$Y_{g,h}+i\bar{Y}_{g,h}=-T(0)-i\bar{T}(0)=\frac{EJ}{l^3}F_6(\Lambda+i\bar{\Lambda})\cdot(v_g+i\bar{v}_g)+\frac{EJ}{l^3}$$

$$F_5(\Lambda+i\bar{\Lambda})\cdot(v_h+i\bar{v}_h)-\frac{EJ}{l^2}F_4(\Lambda+i\bar{\Lambda})\cdot(\gamma_g+i\bar{\gamma}_g)+\frac{EJ}{l^2}$$

$$F_3(\Lambda+i\bar{\Lambda})\cdot(\gamma_h+i\bar{\gamma}_h) \tag{11}$$

En résolvant les systèmes en portique par la méthode de déformation on tire les déplacements et les rotations inconnus des équations qui ressortent des conditions d'équilibre dans les nœuds singuliers. Pour le nœud g quelconque il vient

$$\begin{aligned}\Sigma(M_{g,h}+i\bar{M}_{g,h})-(M_g^e+i\bar{M}_g^e)&=0\\ \Sigma(X_{g,h}+i\bar{X}_{g,h})-(X_g^e+i\bar{X}_g^e)&=0\\ \Sigma(Y_{g,h}+iY_{g,h})-(Y_g^e+i\bar{Y}_g^e)&=0\ .\end{aligned} \tag{12}$$

$\Sigma(X_{g,h}+i\bar{X}_{g,h})$, $\Sigma(Y_{g,h}+i\bar{Y}_{g,h})$ étant les composantes horizontale et verticale des forces aux extrémités de toutes les barres, qui aboutissent au nœud g ;

$(X_g^e+i\bar{X}_g^e)$, $(Y_g^e+i\bar{Y}_g^e)$, $(M_g^e+i\bar{M}_g^e)$ étant les forces et le moment extérieurs agissant dans le nœud g.

Exemple numérique

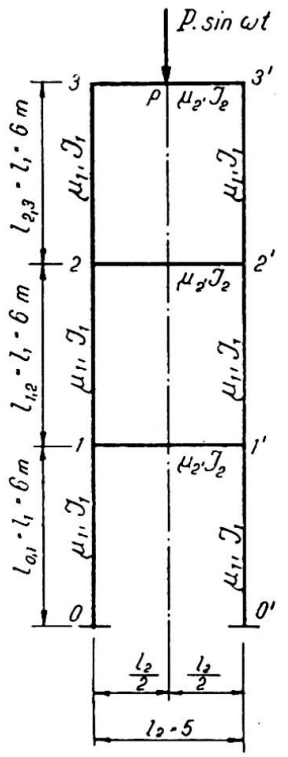

Fig. 2.

Considérons le portique étagé d'après la figure 2, chargé au milieu de la poutre $\overline{3,3'}$ par la force verticale harmoniquement variable $P \sin \omega t$.

Les moments d'inertie des poutres horizontales sont

$$J_2 = J_{1,1'} = J_{2,2'} = J_{3,3'} = 2 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{m}^4$$

et des piliers

$$J_1 = J_{0,1} = J_{1,2} = J_{2,3} = 1 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{m}^4.$$

La masse par l'unité de longueur est dans le cas des poutres horizontales

$$\mu_2 = \mu_{1,1'} = \mu_{2,2'} = \mu_{3,3'} = 0{,}5/9{,}81 = 0{,}0510 \text{ tonne.m}^{-2}.\text{sec}^2$$

et des piliers

$$\mu_1 = 0{,}2/9{,}81 = 0{,}0204 \text{ tonne.m}^{-2}.\text{sec}^2 .$$

On calcule avec le module d'élasticité $E = 21 \cdot 10^6$ tonne/m^2 et avec le coefficient de l'amortissement $\omega_b = 2\pi \cdot 10 = 62{,}83$ sec^{-1} (on adopte pour ω_b une si grande valeur pour rendre l'exemple plus instructif).

Des conditions d'équilibre des moments [d'après (10) et (12)] dans les nœuds 1, 2 et 3 on obtient pour les amplitudes de déformations, en cas de la vibration forcée, amortie et symétrique, les trois équations du tableau I.

Le membre absolu de l'équation 3 du tableau I est déterminé comme le moment à l'extrémité de la barre parfaitement encastrée 3, p (d'après la fig. 3) de l'équation

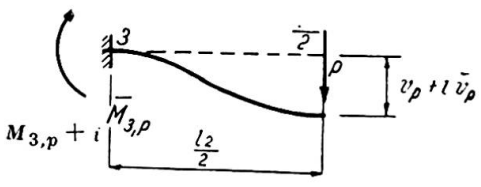

Fig. 3.

	$\gamma_1 + i\bar{\gamma}_1$	$\gamma_2 + i\bar{\gamma}_2$	$\gamma_3 + i\bar{\gamma}_2$	
1	$\frac{2EJ_1}{l_1} F_2(\Lambda_1 + i\bar{\Lambda}_1) + \frac{EJ_2}{l_2}[F_2(\Lambda_2 + i\bar{\Lambda}_2) - F_1(\Lambda_2 + i\bar{\Lambda}_2)]$	$\frac{EJ_1}{l_1} F_1(\Lambda_1 + i\bar{\Lambda}_1)$		$= 0$
2	$\frac{EJ_1}{l_1} F_1(\Lambda_1 + i\bar{\Lambda}_1)$	$\frac{2EJ_1}{l_1} F_2(\Lambda_1 + i\bar{\Lambda}_1) + \frac{EJ_2}{l_2}[F_2(\Lambda_2 + i\bar{\Lambda}_2) - F_1(\Lambda_2 + i\bar{\Lambda}_2)]$	$\frac{EJ_1}{l_1} F_1(\Lambda_1 + i\bar{\Lambda}_1)$	$= 0$
3		$\frac{EJ_1}{l_1} F_1(\Lambda_1 + i\bar{\Lambda}_1)$	$\frac{EJ_1}{l_1} F_2(\Lambda_1 + i\bar{\Lambda}_1) + \frac{EJ_2}{l_2}[F_2(\Lambda_2 + i\bar{\Lambda}_2) - F_1(\Lambda_2 + i\bar{\Lambda}_2)]$	$= \frac{Pl_2}{4} \frac{F_3\left(\frac{\Lambda_2 + i\bar{\Lambda}_2}{2}\right)}{F_6\left(\frac{\Lambda_2 + i\bar{\Lambda}_2}{2}\right)}$

TABLEAU I

$$M_{3,p} + i\bar{M}_{3,p} = -\frac{EJ_2}{\left(\frac{l_2}{2}\right)^2} F_3\left(\frac{\Lambda_2 + i\bar{\Lambda}_2}{2}\right) \cdot (v_p + i\bar{v}_p) \tag{13}$$

où

$$v_p + i\bar{v}_p = \frac{P}{2} \frac{\left(\frac{l_2}{2}\right)^3}{EJ_2} \frac{1}{F_6\left(\frac{\Lambda_2 + i\bar{\Lambda}_2}{2}\right)} . \tag{14}$$

Si nous supposons que la fréquence angulaire de la force harmonique $P \sin \omega t$ est $\omega = 103{,}7$ sec^{-1} (ce qui est dans le cas donné égal à la première fréquence angulaire de la vibration symétrique propre non amortie), nous obtenons

$$\lambda_1 = l_1 \sqrt[4]{\frac{\mu_1 \omega^2}{EJ_1}} = 6 \sqrt[4]{\frac{0{,}0204 \cdot 103{,}7^2}{21 \cdot 10^6 \cdot 1 \cdot 10^{-4}}} = 3{,}410$$

et d'après (6)

$$\Lambda_1 = 3{,}410 \sqrt{\frac{1}{2} \sqrt[4]{1 + \frac{4.62{,}83^2}{103{,}7^2}} + \sqrt{\frac{1}{8} \sqrt{1 + \frac{4.62{,}83^2}{103{,}7^2}} + \frac{1}{8}}}$$

$$= 3{,}410 \sqrt{0{,}6267 + 0{,}5669} = 3{,}726$$

$$\bar{\Lambda}_1 = -3{,}410 \sqrt{0{,}6267 - 0{,}5669} = -0{,}834.$$

Il s'ensuit

$$\cos h(\Lambda_1 + i\overline{\Lambda}_1) = \cos h\Lambda_1 \cos \overline{\Lambda}_1 + i \sin h\Lambda_1 \sin \overline{\Lambda}_1 = 13{,}96 - 15{,}37\ i$$
$$\sin h(\Lambda_1 + i\overline{\Lambda}_1) = 13{,}94 - 15{,}39\ i$$
$$\cos(\Lambda_1 + i\overline{\Lambda}_1) = -1{,}141 - 0{,}516\ i$$
$$\sin(\Lambda_1 + i\overline{\Lambda}_1) = -0{,}755 + 0{,}779\ i$$

et d'après (8)

$$\frac{EJ_1}{l_1} F_1(\Lambda_1 + i\overline{\Lambda}_1) = 858 - 664\ i$$
$$\frac{EJ_1}{l_1} F_2(\Lambda_1 + i\overline{\Lambda}_1) = 1\,132 + 810\ i$$

Par analogie on obtient pour $\lambda_2 = 3{,}005$

$$\Lambda_2 + i\overline{\Lambda}_2 = 3{,}283 - 0{,}735\ i$$

et

$$\frac{EJ_2}{l_2} [F_2(\Lambda_2 + i\overline{\Lambda}_2) - F_1(\Lambda_2 + i\overline{\Lambda}_2)] = 748 + 1\,851\ i\ .$$

Le membre absolu a la valeur

$$\frac{Pl_2}{4} \frac{F_3\left(\frac{\Lambda_2 + i\overline{\Lambda}_2}{2}\right)}{F_6\left(\frac{\Lambda_2 + i\overline{\Lambda}_2}{2}\right)} = P(0{,}718 - 0{,}1887\ i)\ .$$

Si nous substituons les valeurs déterminées dans les équations du tableau I nous obtenons les équations du tableau II.

	$\gamma_1 + i\overline{\gamma_1}$	$\gamma_2 + i\overline{\gamma_2}$	$\gamma_3 + i\overline{\gamma_3}$	
1	$3\,012 + 3\,471\ i$	$858 - 664\ i$		$= 0$
2	$858 - 664\ i$	$3\,012 + 3\,471\ i$	$858 - 664\ i$	$= 0$
3		$858 - 664\ i$	$1\,880 + 2\,661\ i$	$= P(0{,}718 - 0{,}1887\ i)$

TABLEAU II

Il résulte des équations de ce tableau

$$\gamma_1 = -0{,}050 \cdot 10^{-4}\ P \qquad \overline{\gamma_1} = 0{,}100 \cdot 10^{-4}\ P$$
$$\gamma_2 = 0{,}435 \cdot 10^{-4}\ P \qquad \overline{\gamma_2} = 0{,}188 \cdot 10^{-4}\ P$$
$$\gamma_3 = 0{,}742 \cdot 10^{-4}\ P \qquad \overline{\gamma_3} = -1{,}986 \cdot 10^{-4}\ P$$

ainsi que les rotations des nœuds sont

$$\gamma_1(t) = \gamma_1 \sin \omega t + \overline{\gamma_1} \cos \omega t = (-0{,}050 \sin 103{,}7\ t + 0{,}100 \cos 103{,}7\ t) \cdot 10^{-4}\ P$$
$$\gamma_2(t) = \gamma_2 \sin \omega t + \overline{\gamma_2} \cos \omega t = (0{,}435 \sin 103{,}7\ t + 0{,}188 \cos 103{,}7\ t) \cdot 10^{-4}\ P$$
$$\gamma_3(t) = \gamma_3 \sin \omega t + \overline{\gamma_3} \cos \omega t = (0{,}742 \sin 103{,}7\ t - 1{,}986 \cos 103{,}7\ t) \cdot 10^{-4}\ P$$

Il vient des résultats précédents que le décalage de phase

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{\bar{\gamma}}{\gamma}$$

est différent dans chaque nœud envisagé.

L'auteur a contrôlé les résultats obtenus par une autre méthode de calcul qui consiste à décomposer la vibration dans ses formes propres ([3]).

Nous ne reproduisons ici que les résultats, par suite de manque de place. En ne considérant que les trois membres de la série des vibrations propres, il vient

$$\gamma_1 = (0 - 0{,}328 + 0{,}306) \cdot 10^{-4}\,\mathrm{P} = -0{,}022 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{P}$$
$$\bar{\gamma}_1 = (-0{,}435 + 0{,}825 - 0{,}298) \cdot 10^{-4}\,\mathrm{P} = 0{,}092 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{P}$$
$$\gamma_2 = (0 + 0{,}037 + 0{,}464) \cdot 10^{-4}\,\mathrm{P} = 0{,}501 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{P}$$
$$\bar{\gamma}_2 = (0{,}717 - 0{,}092 - 0{,}451) \cdot 10^{-4}\,\mathrm{P} = 0{,}174 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{P}$$
$$\gamma_3 = (0 + 0{,}324 + 0{,}395) \cdot 10^{-4}\,\mathrm{P} = 0{,}719 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{P}$$
$$\bar{\gamma}_3 = (-0{,}745 - 0{,}814 - 0{,}384) \cdot 10^{-4}\,\mathrm{P} = -1{,}943 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{P}$$

où les termes entre parenthèses expriment la participation des formes particulières des vibrations propres pour les résultats finaux.

Résumé

Pour le calcul de la vibration forcée amortie des portiques on peut appliquer la méthode des déformations. La résolution est analogue à celle des vibrations non amorties, grâce à l'emploi dans le calcul de fonctions complexes.

Zusammenfassung

Für die gedämpfte erzwungene Schwingung von Rahmenträgern kann die Deformationsmethode angewendet werden. Die Lösung gleicht derjenigen der ungedämpften Schwingungen, wenn man in der Berechnung komplexe Funktionen einführt.

Summary

The deformation method can be used for forced suppressed oscillation of portal frames. The solution is similar to that of unsuppressed oscillations if complex functions are used in the calculation.

([3]) Voir dans la référence ([2]), chap. II, 4.