

**ARCHIWUM
MECHANIKI STOSOWANEJ
ARCHIVES DE MÉCANIQUE APPLIQUÉE**

T O M 2

ZESZYT 3

**WYDAWNICTWO
ZAKŁADU MECHANIKI BUDOWLI POLITECHNIKI GDAŃSKIEJ
GDAŃSK 1950**

Sur les problèmes de la stabilité d'une plaque orthotrope

Z zagadnień stateczności płyt ortotropowych

W. Nowacki, Gdańsk

Ce mémoire traite de quelques cas de flambage d'une plaque orthotrope sollicitée aux forces concentrées¹⁾.

A) Comme point de départ de nos considérations nous choisissons le cas d'une plaque infiniment longue, librement appuyée le long des arêtes $x=0$, $x=a$ et sollicitée à une charge concentrée le long de l'axe „ x ”. La solution dudit cas pour une plaque isothrope a été donnée par A. Sommerfeld²⁾.

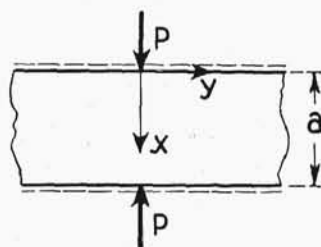


Fig. 1

Pour $P > P_{crit.}$ la plaque subira une flexion infiniment petite, quant à la surface de déformation de la plaque elle se traduira par l'équation différentielle connue³⁾:

¹⁾ Dans cet ouvrage l'auteur développe et élargit sur les plaques orthotropes son mémoire intitulé: „Problèmes de la stabilité des plaques rectangulaires” présenté au Congrès de l'Association Polonaise des Ingénieurs et Techniciens du Bâtiment, en décembre 1949 à Gdańsk.

²⁾ A. Sommerfeld: „Über die Knicksicherheit der Stege von Walzprofilen“ Z. f. Math. u. Physik. 1906.

³⁾ M. T. Huber: a) La théorie générale des hourdis en béton armé „Czasopismo Techniczne, Lwów 1914; b) Teoria płyt prostokątne-różnokierunkowych“ Lwów 1922.

$$D_x \frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + 2H \frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} + D_y \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} + n_x \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + n_{xy} \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} + n_y \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} = 0 \quad (1)$$

où:

$$D_x = -\frac{m_x m_y}{m_x m_y - 1} E_x \frac{h^3}{12} \quad D_y = -\frac{m_x m_y}{m_x m_y - 1} E_y \frac{h^3}{12}$$

$$C = G_0 \frac{h^3}{12} \quad 2H = \frac{D_x}{m_y} + \frac{D_y}{m_x} + 4C \quad m_x E_x = m_y E_y.$$

E_x, E_y — en sont les modules d'élasticité suivant les axes x et y

m_x, m_y — les constantes de Poisson pour ces directions,

G_0 — la constante des matières (corrélatif du module d'élasticité transversale pour une plaque isothrope),

h — l'épaisseur de la plaque.

$$\frac{n_x}{h} = \sigma_x, \quad \frac{n_y}{h} = \sigma_y, \quad \frac{n_{xy}}{h} = \tau_{xy}$$

représentent les tensions se produisant dans la plaque (pour $w=0$) sollicitée à une charge concentrée. Bien que l'état de tension pour le cas précité a été donné par A. Timpe⁴⁾, la résolution de l'équation (1), où $\sigma_x, \sigma_y, \tau_{xy}$, sont les fonction de x, y , présente jusqu'ici des difficultés insurmontables. Nous nous bornerons donc, conformément à A. Sommerfeld, à donner une résolution approximative en partant de l'équation différentielle

$$D_x \frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + 2H \frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} + D_y \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} = 0. \quad (1')$$

En substituant les expressions $\varepsilon^4 = \frac{D_x}{D_y}$, $\varrho = \frac{H}{\sqrt{D_x D_y}}$ nous obtiendrons pour le cas échéant trois types de solutions de l'équation différentielle (1') pour $y \geq 0$, à voir:

$$w = A_n \left(e^{-\lambda_1 y} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2} e^{-\lambda_2 y} \right) \sin \alpha x \quad \text{pour } \varrho > 1 \quad (2a)$$

$$\lambda_{1,2} = \nu \sqrt{\varrho \pm \sqrt{\varrho^2 - 1}} \quad \nu = \alpha \varepsilon \quad \alpha = \frac{n\pi}{a}$$

⁴⁾ A. Timpe: „Bemerkung zu den Sommerfeldschen Ausführungen über die Knicksicherheit der Stege von Walzprofilen“ Z. f. Math. u. Physik 1907.

$$w = A_n e^{-\varphi_1 y} \left(\cos \varphi_2 y + \frac{\varphi_1}{\varphi_2} \sin \varphi_2 y \right) \sin \alpha x \quad \text{pour } \varrho < 1 \quad (2b)$$

$$\varphi_{1,2} = \nu \sqrt{\frac{1 \pm \varrho}{2}} \quad \text{où} \quad \lambda_{1,2} = \varphi_1 \pm i \varphi_2$$

$$w = A_n e^{-\nu y} (1 + \nu y) \sin \alpha x \quad \text{pour } \varrho = 1 \quad (2c)$$

On peut s'assurer facilement que les susdites solutions satisfont aux conditions aux limites:

$$w(0, y) = 0 \quad \Delta w(0, y) = 0 \quad w(x, \infty) = 0 \quad \frac{\partial w(x, \infty)}{\partial y} = 0$$

$$w(a, y) = 0 \quad \Delta w(a, y) = 0 \quad \frac{\partial w(x, 0)}{\partial y} = 0$$

Éliminons le paramètre A_n de cette dernière condition aux limites

$$P_K \frac{\partial^2 w(x, 0)}{\partial x^2} + 2 D_y \frac{\partial^3 w(x, 0)}{\partial y^3} = 0 \quad (3)$$

résultant de l'équilibration des forces transversales à la section $y=0$.

D'après l'équation (3) nous posons successivement:

$$P_K = \frac{2 D_y}{a^2} \lambda_1 \lambda_2 (\lambda_1 + \lambda_2) \quad \text{pour } \varrho > 1. \quad (4a)$$

$$P_K = \frac{4 D_y}{a} \frac{n \pi}{\varepsilon^3} \sqrt{\frac{1 + \varrho}{2}} \quad \text{pour } \varrho < 1 \quad (4b)$$

$$P_K = 4 D_y \frac{n \pi \varepsilon^3}{a} \quad \text{pour } \varrho = 1. \quad (4c)$$

Nous obtiendrons la valeur minimale de la charge critique P_K en posant dans les formules (4) $n=1$.

B) Le facteur $e^{-\lambda_{1,2} y}$, $e^{-\varphi_{1,2} y}$, ou bien encore $e^{-\nu y}$, apparaissant dans les équations (2a 2c), donne lieu de supposer que

dans le cas d'une quantité infinie de forces P agissant en distances égales b nous obtiendrons la surface de déformation de la plaque pour $P > P_k$ en totalisant les séries convergentes ⁵⁾.

Pour le dit cas de sollicitation de la plaque (fig. 2), l'équation de la surface de déformation de la plaque se traduira pour $\nu > 1$ par l'expression suivante:

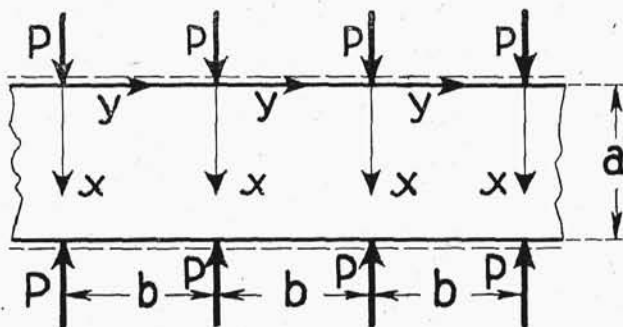


Fig. 2

$$w = A_n \sin \alpha x \left\{ \sum_{r=0,1,\dots}^{\infty} \left[e^{-\lambda_1(y+br)} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2} e^{-\lambda_2(y+br)} \right] + \right. \\ \left. + \sum_{r=1,2,\dots}^{\infty} \left[e^{-\lambda_1(br-y)} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2} e^{-\lambda_2(br-y)} \right] \right\} \quad (5)$$

En effectuant la totalisation et en utilisant la relation:

$$\sum_{r=1,2,\dots}^{\infty} e^{-\lambda_{1,2} br} = \frac{1}{e^{b\lambda_{1,2}} - 1} = \frac{1}{2} \left(\operatorname{ctgh} \frac{\lambda_{1,2} b}{2} - 1 \right),$$

on aura en partant des conditions aux limites (3) la valeur sui-

⁵⁾ Remarque: Le Prof. M. T. Huber fut le premier qui se servit de ce procédé dans la solution de quelques cas de flexion des plaques rectangulaires orthotropes. M. T. Huber: „Teoria płyt prostokątnie-różnokierunkowych”. Lwów 1922, pages 119 et les suivantes.

vante de la force critique:

$$P_k = \frac{2D_y}{\alpha^2} \frac{\lambda_1 \lambda_2 (\lambda_1^2 - \lambda_2^2)}{\lambda_1 \operatorname{ctgh} \frac{\lambda_2 b}{2} - \lambda_2 \operatorname{ctgh} \frac{\lambda_1 b}{2}} \quad \text{pour } \varrho > 1. \quad (6a)$$

Posons dans la dernière formule $\lambda_{1,2} = \varphi_1 \pm i \varphi_2$ nous aurons pour $\varrho < 1$:

$$P_k = \frac{4D_y}{\alpha^2} \varphi_1 \varphi_2 (\varphi_1^2 + \varphi_2^2) \frac{\frac{\sinh^2 \frac{\varphi_1 b}{2} + \sin^2 \frac{\varphi_2 b}{2}}{\varphi_1 \cos \frac{\varphi_2 b}{2} \sin \frac{\varphi_2 b}{2} + \varphi_2 \cosh \frac{\varphi_1 b}{2} \sinh \frac{\varphi_1 b}{2}} \quad (6b)$$

En partant de la dernière formule nous obtiendrons en raison du passage aux limites $\varphi_1 \rightarrow \infty$ $\varphi_2 \rightarrow 0$:

$$P_k = \frac{4D_y n \pi^2}{\alpha} \frac{\frac{\sinh^2 \frac{b\nu}{2}}{\frac{b\nu}{2} + \cosh \frac{b\nu}{2} \sinh \frac{b\nu}{2}}}{\frac{b\nu}{2} + \cosh \frac{b\nu}{2} \sinh \frac{b\nu}{2}} \quad (6c)$$

Il s'ensuit que la valeur minime de P_k sera pour $n=1$. Il résulte de même des équations (6a.... 6c) qu'on aura pour $b \rightarrow \infty$ la valeur P_k suivant les formules (4a.... 4c) et pour la charge uniforme $p = \lim_{b \rightarrow 0} \frac{P}{b}$ nous obtiendrons: $p_k = \frac{D_x \pi^2}{\alpha^2}$.

C) Si l'on traduit l'équation (5) par l'expression:

$$w = A_n \sin \alpha x \left\{ \sum_{r=0,1,2,\dots}^{\infty} (-1)^r \left[e^{-\lambda_1(y+br)} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2} e^{-\lambda_2(y+br)} \right] + \right. \\ \left. + \sum_{r=1,2,\dots}^{\infty} (-1)^r \left[e^{-\lambda_1(br-y)} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2} e^{-\lambda_2(br-y)} \right] \right\} \quad (7)$$

correspondant à la flexion alternée de la plaque sollicitée aux forces P on aboutira à la surface de flexion de la plaque aux

valeurs nulles de flexion w et des moments m_y aux distances $b/2$ des points d'application des forces P , donc au cas d'une plaque reposant librement sur son périmètre (Fig. 3).

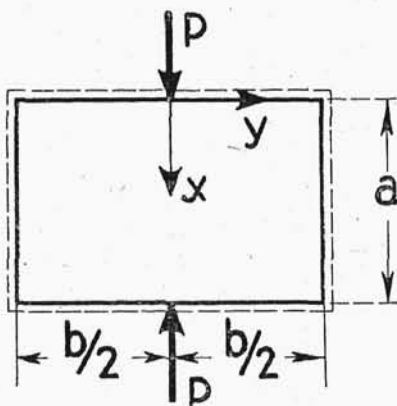


Fig. 3

L'équation (3), totalisation des séries faite en nous servant de la relation:

$$1 + 2 \sum_{r=1,2,\dots}^{\infty} e^{-\lambda_{1,2} b r} (-1)^r = \operatorname{tgh} \frac{\lambda_{1,2} b}{2}$$

nous donne les valeurs suivantes des forces critiques:

$$P_k = \frac{2 D_y}{\alpha^2} \frac{\lambda_1 \lambda_2 (\lambda_1^2 - \lambda_2^2)}{\lambda_1 \operatorname{tgh} \frac{\lambda_2 b}{2} - \lambda_2 \operatorname{tgh} \frac{\lambda_1 b}{2}} \quad \text{pour } \varrho > 1 \quad (8a)$$

$$P_k = \frac{4 D_y}{\alpha^2} \varphi_1 \varphi_2 (\varphi_1^2 + \varphi_2^2) \frac{\sinh \frac{\varphi_1 b}{2} + \cosh \frac{\varphi_1 b}{2}}{\varphi_2 \sinh \frac{\varphi_1 b}{2} \cosh \frac{\varphi_1 b}{2} - \varphi_1 \sin \frac{\varphi_2 b}{2} \cos \frac{\varphi_2 b}{2}} \quad \text{pour } \varrho < 1. \quad (8b)$$

$$P_k = \frac{4 D_y v^3}{\alpha^2} - \frac{\cosh^2 \frac{vb}{2}}{\sinh \frac{vb}{2} \cosh \frac{vb}{2} - \frac{vb}{2}} \quad \text{pour } \varrho = 1 \quad (8c)$$

Le tracé 4 représente la force critique minimale $P_{k \text{ min.}}$ (pour un cas particulier $\varrho=1$, $\varepsilon=1$) dépendant du rapport a/b .

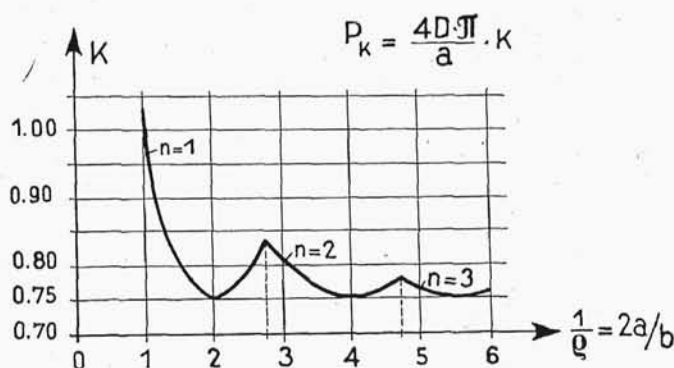


Fig. 4

D) En ajoutant à la surface de flexion w_1 , exprimée pour $\varrho > 1$ par l'équation (5), la valeur de la flexion w_2 , due à la charge linéaire $p_0 \sin \alpha x$ agissant à mi-distance entre les forces p (fig. 5a), nous serons à même de réaliser le cas de flambage d'une plaque rectangulaire, rigidement encastree sur ses arêtes parallèles au sens des forces P sollicitantes. (fig. 5b).

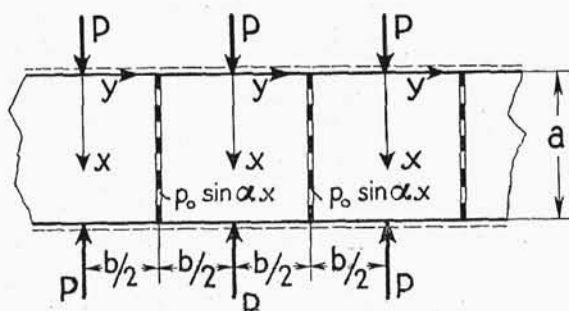


Fig. 5a

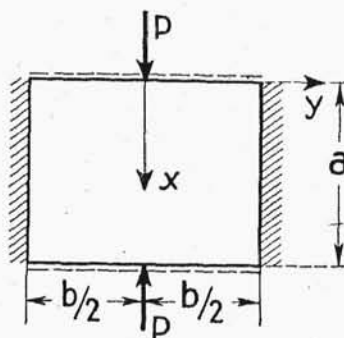


Fig. 5b

Pour $q > 1$, l'équation (5), les opérations nécessaires faites, se traduira par l'expression suivante:

$$w_1 = A_n R(y) \sin \alpha x \quad (9)$$

où

$$R(y) = \left[\operatorname{ctgh} \frac{\lambda_1 b}{2} \cosh \lambda_1 y - \sinh \lambda_1 y \right] - \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \left[\operatorname{ctgh} \frac{\lambda_2 b}{2} \cosh \lambda_2 y - \sinh \lambda_2 y \right]$$

$$0 \leq y \leq b/2$$

L'effort $p_0 \sin \alpha x$ agissant le long de l'arête $y_1 = 0$ d'une plaque infiniment longue (fig. 6) produit une flexion comme suit:

$$\bar{w} = \frac{p_0}{2 \lambda_1 (\lambda_2^2 - \lambda_1^2)} \left(e^{-\lambda_1 y} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2} e^{-\lambda_2 y} \right) \sin \alpha x$$

$$y_1 > 0.$$

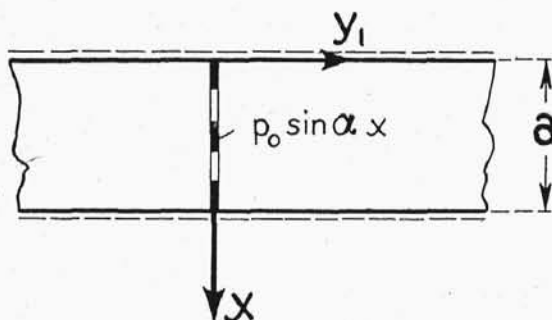


Fig. 6

En poursuivant le même procédé comme dans le cas des forces concentrées discuté au point B, on obtiendra pour les charges $p_0 \sin \alpha x$ agissant par intervalles réguliers b l'équation suivante de la surface de flexion transversale:

$$w_2 = \frac{p_0}{2 \lambda_1 (\lambda_2^2 - \lambda_1^2)} R(y_1) \sin \alpha x.$$

Aux coordonnées x, y , la surface de la flexion transversale s'exprimera par l'expression suivante:

$$w_2 = \frac{p_0}{2\lambda_1(\lambda_2^2 - \lambda_1^2)} F(y) \sin \alpha x$$

où

(10)

$$F(y) = \frac{\cosh \frac{\lambda_1 y}{2}}{\sinh \frac{\lambda_1 b}{2}} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \frac{\cosh \frac{\lambda_2 y}{2}}{\sinh \frac{\lambda_2 b}{2}}.$$

Le long de la droite $y=b/2$, on doit satisfaire aux conditions suivantes:

$$\frac{\partial w}{\partial y} = 0 \quad w = 0 \quad \text{où: } w = w_1 + w_2.$$

La première de ces conditions détermine la fonction w_1 , ainsi que w_2 . De la deuxième condition il vient:

$$p_0 = -2 A_n \frac{\lambda_2^2 - \lambda_1^2}{\lambda_1} \frac{R(b/2)}{F(b/2)}.$$

La surface de flexion d'une plaque rectangulaire, conformément à la fig. 5b, est déterminée par la fonction:

$$w = A_n \left[R(y) - \frac{R(b/2)}{F(b/2)} F(y) \right] \sin \alpha x.$$

Des conditions aux limites(4) qui sont en même temps le critère du flambage, on peut tirer pour $\varrho > 1$.

$$P_k = \frac{2D_y}{\alpha^2} \frac{R''(0) \cdot F(b/2)}{R(0) \cdot F(b/2) - R(b/2) \cdot F(0)}$$

ce qui prend la forme définitive:

$$P_k = \frac{2D_y}{\alpha^2} \frac{\lambda_1 \lambda_2 (\lambda_1^2 - \lambda_2^2) \left[\lambda_1 \cosh \frac{\lambda_2 b}{2} \sinh \frac{\lambda_1 b}{2} - \lambda_2 \cosh \frac{\lambda_1 b}{2} \sinh \frac{\lambda_2 b}{2} \right]}{(\lambda_1^2 + \lambda_2^2) \sinh \frac{\lambda_1 b}{2} \sinh \frac{\lambda_2 b}{2} - 2\lambda_1 \lambda_2 \left(\cosh \frac{\lambda_1 b}{2} \cosh \frac{\lambda_2 b}{2} - 1 \right)} \quad (11a)$$

En posant dans la dernière formule $\lambda_{1,2} = \varphi_1 \pm i\varphi_2$ on aura pour $\varrho < 1$:

$$P_k = \frac{4D_y}{\alpha^2} \varphi_1 \varphi_2 (\varphi_1^2 + \varphi_2^2) \frac{\varphi_1 \cos \frac{\varphi_2 b}{2} \sin \frac{\varphi_2 b}{2} + \varphi_2 \cosh \frac{\varphi_1 b}{2} \sinh \frac{\varphi_1 b}{2}}{\varphi_2^2 \sinh^2 \frac{\varphi_1 b}{2} - \varphi_1^2 \sin^2 \frac{\varphi_2 b}{2}} \quad (11b)$$

Et enfin pour $\varrho=1$ on obtiendra:

$$P_k = \frac{4D_y n \pi \varepsilon^3}{a} \frac{\cosh \frac{vb}{2} \sinh \frac{vb}{2} + \frac{vb}{2}}{\sinh^2 \frac{vb}{2} - \left(\frac{vb}{2}\right)^2}. \quad (11c)$$

La fig. 7 représente le diagramme $P_{k, \min.}$ pour le cas: $\varrho=1, \varepsilon=1$

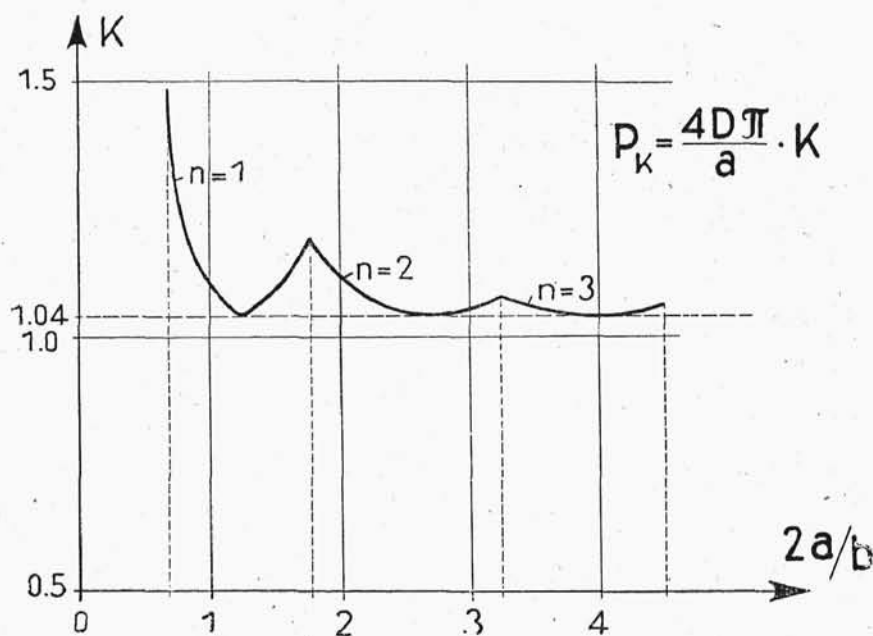


Fig. 7

E) Etudions encore le cas d'une plaque infiniment longue (fig. 8) sollicitée aux deux forces P agissant à b de distance.

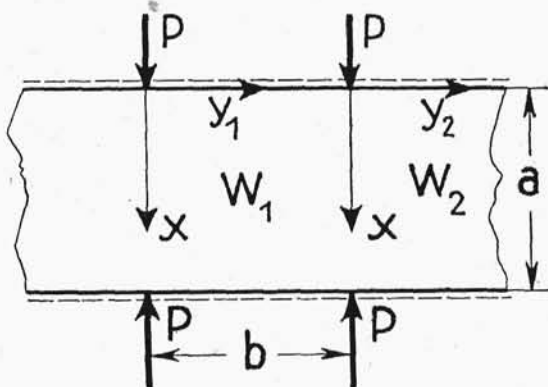


Fig. 8

En utilisant la résolution de l'équation différentielle (1') pour $\varphi > 1$ on écrira l'équation exprimant la surface de flexion de la plaque pour $P > P_k$ sous la forme suivante:

$$w_1 = A_n \sin \alpha x \left[e^{-\lambda_1 y_1} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2} e^{-\lambda_2 y} + e^{\lambda_1 y_1 - b \lambda_1} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2} e^{\lambda_2 y - b \lambda_2} \right] \quad (12a)$$

$$0 < y_1 < b$$

$$w_2 = A_n \sin \alpha x \left[e^{-\lambda_1 y_2} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2} e^{-\lambda_2 y_2} + e^{-\lambda_1 y_2 - b \lambda_1} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2} e^{-\lambda_2 y_2 - b \lambda_2} \right]. \quad (12b)$$

$$y_2 > 0$$

Il est aisé de s'assurer qu'à la section $y_1 = b$ ($y_2 = 0$) il vient:

$$w_1 = w_2, \quad \frac{\partial w_1}{\partial y_1} = \frac{\partial w_2}{\partial y_2}, \quad \frac{\partial^2 w_1}{\partial y_1^2} = \frac{\partial^2 w_2}{\partial y_2^2}.$$

En raison de la condition aux limites (3), traduite pour le cas considéré par l'expression:

$$P_k = D_y \frac{\frac{\partial^3 w_1(x, b)}{\partial y_1^3} - \frac{\partial^3 w_2(x, 0)}{\partial y_2^3}}{\frac{\partial^2 w_2(x, 0)}{\partial x^2}} \quad (13)$$

il vient:

$$P_k = \frac{2 D_y}{a^2} \frac{\lambda_1 \lambda_2 (\lambda_1^2 - \lambda_2^2)}{\lambda_1 (e^{-\lambda_2 b} + 1) - \lambda_2 (1 + e^{-\lambda_1 b})}. \quad (14a)$$

En posant dans la dernière équation $\lambda_{1,2} = \varphi_1 \pm i \varphi_2$ on obtiendra:

$$P_k = \frac{4 D_y}{a^2} \varphi_1 \varphi_2 (\varphi_1^2 + \varphi_2^2) \frac{1}{\varphi_2 + e^{-\varphi_1 b} (\varphi_2 \cos \varphi_2 b + \varphi_1 \sin \varphi_2 b)} \quad (14b)$$

En enfin, pour $\varrho \rightarrow 1$, en partant l'équation (14b), on aura:

$$P_k = \frac{4 D_y n \pi \varepsilon^3}{a} \frac{1}{1 + e^{-v b} (1 + v b)}. \quad (14c)$$

La valeur minime de la force critique P_k peut être tirée des formules (14a....14c), en admettant que $n=1$.

En posant pour $\varrho > 1$:

$$w_1 = A_n \sin \alpha x \left[-e^{-\lambda_1 y_1} + \frac{\lambda_1}{\lambda_2} e^{-\lambda_2 y_1} + e^{\lambda_1 y_1 - b \lambda_1} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2} e^{\lambda_2 y_1 - b \lambda_2} \right] \quad (15a)$$

$$0 < y_1 < b$$

$$w_2 = A_n \sin \alpha x \left[e^{-\lambda_1 y_2} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2} e^{-\lambda_2 y_2} - e^{-\lambda_1 y_2 - b \lambda_1} + \frac{\lambda_1}{\lambda_2} e^{-\lambda_2 y_2 - b \lambda_2} \right] \quad (15b)$$

$$y_2 > 0$$

nous en viendrons au cas de flambage de la plaque soumise à la force P (fig. 9), agissant à distance $b/2$ de l'arête $y_1=0$ où disparaissent les flexions et les moments fléchissants.

En raison de l'équation (13) il vient:

$$P_k = \frac{2 D_y}{a^2} \frac{\lambda_1 \lambda_2 (\lambda_1^2 - \lambda_2^2)}{\lambda_1 (1 - e^{-\lambda_2 b}) - \lambda_2 (1 - e^{-\lambda_1 b})} \quad (16a)$$

en y substituant $\lambda_{1,2} = \varphi_1 \pm i \varphi_2$ on obtient la grandeur de la force critique pour $\varrho < 1$:

$$P_k = \frac{4 D_y}{a^2} \frac{\varphi_1 \varphi_2 (\varphi_1^2 + \varphi_2^2)}{\varphi_2 (1 - e^{-\varphi_1 b} \cos \varphi_2 b) - \varphi_1 e^{-\varphi_1 b} \sin \varphi_2 b} \quad (16b)$$

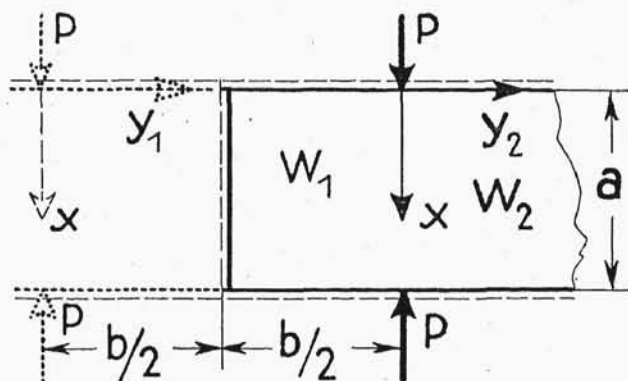


Fig. 9

Et finalement, en passant dans la dernière formule aux limites: ($\varphi \rightarrow 1$: $\varphi_1 \rightarrow \nu$, $\varphi_2 \rightarrow 0$), on vient à la valeur suivante:

$$P_k = \frac{4 D_y n \pi \varepsilon^3}{a} \frac{1}{1 - e^{-\nu b} (1 + \nu b)} \quad (16c)$$

On peut aisément s'assurer que les valeurs des forces critiques pour les deux cas précités tendent, pour $b \rightarrow \infty$, vers les valeurs obtenues pour le cas envisagé au point A.

Streszczenie

Z zagadnień stateczności płyt ortotropowych

W powyższej pracy omówiono kilka przypadków technicznie ważnych wyboczenia siłami skupionymi płyty ortotropowej.

Punktem wyjścia jest przypadek wyboczenia pasma płytowego ortotropowego dwiema siłami skupionymi, który dzięki sumo-

walności szeregów typu $\sum_{k=1,2..}^{\infty} k e^{-k\eta}$, $\sum_{k=1,2..}^{\infty} e^{-ky}$ daje się rozszerzyć

na wyboczenie pasma płytowego układem sił działających w jednakowych odstępach jak i na wypadek wyboczenia płyty ortotropowej prostokątnej dookoła swobodnie podpartej oraz płyty prostokątnej brzegami równoległymi do kierunku działania sił skupionych zupełnie utwierdzonymi, a brzegami prostopadłymi do kierunku działania sił swobodnie podpartymi.

Wreszcie podano rozwiązanie dla przypadku wyboczenia pasma płytowego dwiema siłami w odstępzie b oraz półpasma płytowego sciskanego dwiema siłami skupionymi w odstępzie $b/2$ od krawędzi poprzecznej.

(Praca wpłynęła do Redakcji dnia 31. III. 1950 r.)