ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ 1965

Seria: GÓRNICTWO z. 13 Nr kol. 138

MARIAN CHYCKI

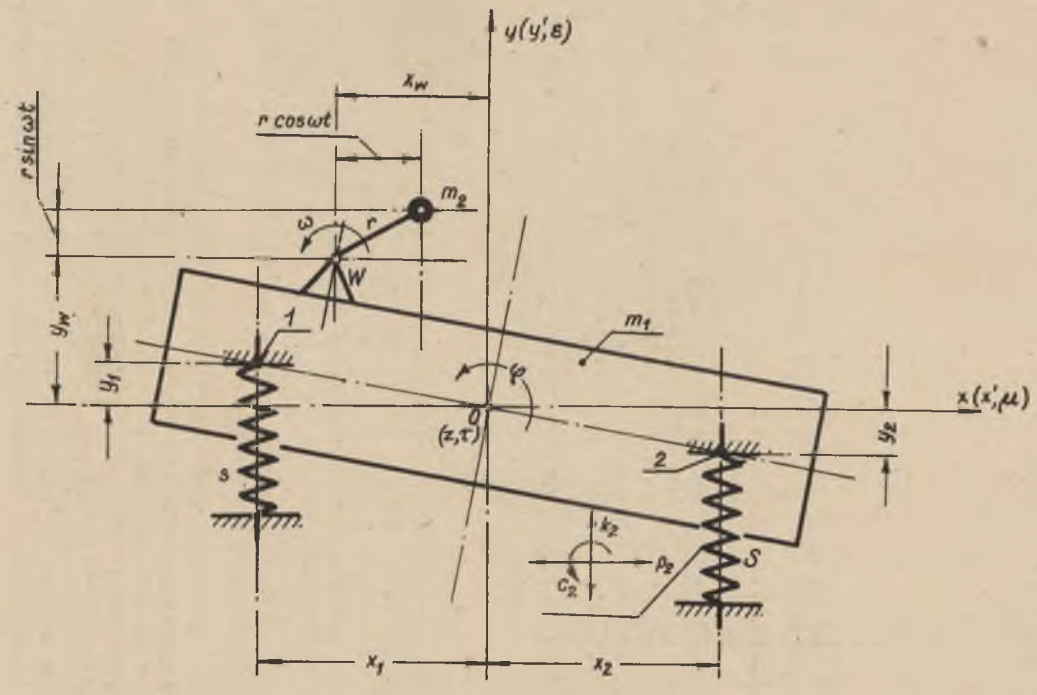
NIEKTÓRE ZAGADNIENIA DYNAMIKI PRZESIEWACZY WIBRACYJNYCH

Streszczenie. W pracy podano elementarną analizę ustalonego ruchu uproszczonego układu przesiewacza wibracyjnego z jedną masą niewyważoną. Omówiono założenia upraszczające, które umożliwiają opis ustalonego ruchu przesiewacza za pomocą układu trzech liniowych i niejednorodnych równań różniczkowych drugiego rzędu. Do rozwiązania tego układu zastosowano metodę zespolonych amplitud.

Przesiewacze wibracyjne stanowią ważną, ciągle jeszcze rozbudowywaną i doskonaloną grupę urządzeń dla geometrycznej klasyfikacji materiałów rozdrobnionych. Problemy dynamiki tych pozornie prostych urządzeń są skomplikowane i przy wielu założeniach upraszczających (najczęściej nawet nie wyliczanych) były już częściowo analizowane np. w pracach [1], [2] i [4]. Niniejsza praca jest wstępem do szerszego i dokładniejszego omówienia tych ciekawych urządzeń.

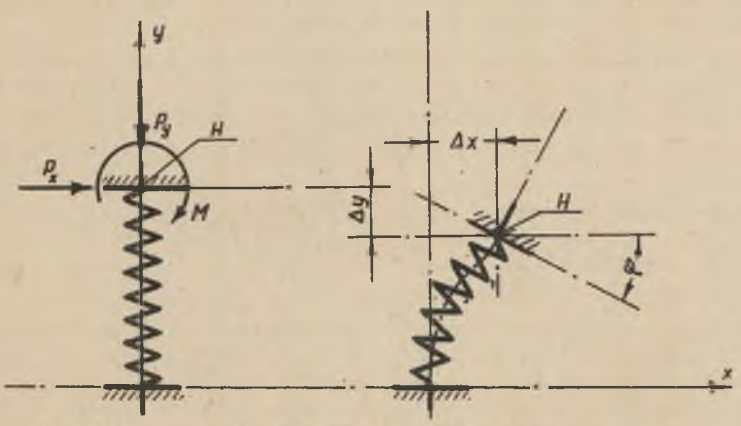
Dla rozważań teoretycznych tej pracy przyjęto model przesiewacza wibracyjnego przedstawiony na rys. 1. Masa m_1 reprezentuje na tym rysunku masę rzeszota przesiewacza a masa m_2 niewyważoną masę wirującą z pewną prędkością ω i wprawiającą cały układ przesiewacza w złożony ruch drgający. Masa m_1 spoczywa na dwóch lub najczęściej czterech symetrycznie rozmieszczonych sprężynach s (rys. 1). Podczas ruchu układu przesiewacza sprężyny s odkształcają się w sposób przedstawiony na rys. 2.

Pionowemu przemieszczeniu Δy punktu H (rys. 2) sprężyny odpowiada współczynnik sprężystości $k\ \frac{kG}{cm}$ a przemieszczeniu poziomemu Δx tego punktu współczynnik sprężystości $p\ \frac{kG}{cm}$. Skręceniu sprężyny momentem M o kąt φ odpowiada współczynnik sprężystości $c\ \frac{kGcm}{rd}$. Ten ostatni współczynnik zasługuje na szczególną uwagę. W pracach dotyczących dynamiki przesiewaczy



Rys.1. Przyjęty do analizy model przesiewacza wibracyjnego

wibracyjnych współczynnik c jest na ogół pomijany co sugeruje przegubowy sposób połączenia sprężyn z rzeszotem. Tymczasem rzeczywisty sposób zamocowania sprężyn do rzeszota jest nieprzegubowy a odkształcenia sprężyn przebiegają według rys. 2.



$$k = \frac{P_y}{\Delta y}\,\frac{kG}{cm}; \qquad p = \frac{P_x}{\Delta x}\,\frac{kG}{cm}; \qquad c = \frac{M}{\varphi}\,\frac{kGcm}{rd};$$

Rys. 2. Przemieszczenia końca sprężyny

W stosunku do modelu, który przedstawiono na rys. 1 przyjęto następujące założenia:

1) przesiewacz posiada płaszczyznę symetrii równoległą do płaszczyzny wirowania masy m_2,
2) prędkość wirowania ω masy m_2 jest stała,
3) ruch przesiewacza tłumią siły wprost proporcjonalne do składowych prędkości masy m_1 (rzeszota), przy czym przyjęto, że masa m_1 nie zmienia swojej wielkości w czasie ruchu przesiewacza,
4) współczynniki sprężystości sprężyn s są funkcjami liniowymi i wzajemnie niezależnymi odpowiednich przemieszczeń.

Poniżej podano krótkie wyjaśnienia założeń. Założenie istnienia płaszczyzny symetrii przesiewacza ustala trzy z siedmiu współrzędnych określających jego położenie [trzy współrzędne środka ciężkości rzeszota (masy m_1), trzy obroty rzeszota wokół osi współrzędnych, kąt obrotu masy m_2]. Są to dwa kąty obrotów i jedna współrzędna środka ciężkości, masy m_1. W rzeczywistym przesiewaczu nawet nie obciążonym założenie to nie spełnia się nigdy.

Istnieje zawsze pewna asymetria własności dynamicznych i wymiarów geometrycznych względem wymienionej w założeniu 1 płaszczyzny. Jednak asymetria ta jest niewielka i niewielki jest również jej wpływ na przebieg ruchu przesiewacza. Założenie stałej prędkości wirowania ω masy m_2 ustala jeszcze jedną współrzędną układu przesiewacza, którą jest kąt obrotu masy m_2. W rzeczywistości prędkość wirowania masy m_2 jest w ogólnym przypadku skomplikowaną funkcją czasu wynikającą ze współpracy silnika napędowego z przesiewaczem.

W ruchu ustalonym prędkość ω jest wielkością prawie stałą co uzasadnia przyjęte założenie 2 wskazując jednocześnie, że w pracy rozpatrywany będzie ruch ustalony przesiewacza.

Założenie trzecie. Ruch przesiewacza tłumią następujące siły:

a) siły tarcia w sprężynach,

b) siły tarcia układu o atmosferę,

c) siły tarcia nadawy o rzeszoto.

W ogólnym przypadku siły te zależą nie tylko od składowych prędkości masy m_1 (rzeszota) jak to przyjęto w założeniu trzecim ale także a może nawet przede wszystkim i od szeregu innych wielkości związanych z układem przesiewacza. Dotyczy to szczególnie sił tarcia nadawy o rzeszoto. Siły te mają największy wpływ na ruch przesiewacza. Brak jednakże danych co do ich charakteru. Siły tarcia wymienione w punktach a i b mają mniejszy wpływ na ruch przesiewacza. Założenie że są one wprost proporcjonalne do składowych prędkości rzeszota jest również w ogólności niezgodne z rzeczywistością stanowiąc jedynie jej pewne przybliżenie. Tych kilka uwag usprawiedliwia w pewnym stopniu przyjęte założenie 3 wskazując jednocześnie, że siły tarcia wymienione w tym założeniu mają w dużym stopniu charakter symboliczny.

Założenie wymienione w punkcie 4 również dokładnie nie spełnia się w rzeczywistości. Ogólnie współczynniki sprężystości sprężyn s są między sobą powiązane złożonymi i nieliniowymi zależnościami. Jedynie przy niewielkich przemieszczeniach rzeszota można przyjąć że współczynniki te są liniowymi i między sobą nie powiązanymi funkcjami odpowiednich przemieszczeń. Wynika stąd również, że w pracy zostanie rozpatrzony ruch przesiewacza przy jego niewielkich przemieszczeniach.

Z przyjętych założeń wynika, że ruch układu przesiewacza wyznaczają trzy współrzędne. Dla ułożenia równań ruchu układu przesiewacza przyjęto następujące układy współrzędnych (rys. 1)

a) układ nieruchomy x, y, z (oś z jest prostopadła do płaszczyzny rys. 1). Środek tego układu umieszczono w punkcie pokrywającym się ze środkiem ciężkości masy m_1 nieruchomego przesiewacza (punkt 0 na rys. 1),

b) układ ruchomy x', y', z', ze środkiem w punkcie 0 i poruszający się wraz z punktem 0 ruchem postępowym,

c) układ ruchomy μ, ε, τ związany z masą m_1. Środek tego układu umieszczono również w punkcie 0.

W stanie spoczynku przesiewacza osie tych trzech układów współrzędnych pokrywają się.

Współrzędne charakterystycznych punktów układu przesiewacza (rys. 1) zestawiono w tablicy 1.

Tablica 1

Punkty (rys. 1)	Układy		
	x, y, z	x', y', z'	μ, ε, τ
1	$x_1 y_1 z_y$	$x_1' y_1' z_1'$	$\mu_1 \quad \varepsilon_1 \quad \tau_1$
2	$x_2 y_2 z_2$	$x_2' y_2' z_2'$	$\mu_2 \quad \varepsilon_2 \quad \tau_2$
0	$x_0 y_0 z_0$	$x_0' y_0' z_0'$	$\mu_0 \quad \varepsilon_0 \quad \tau_0$
W	$x_w y_w z_w$	$x_w' y_w' z_w'$	$\mu_w \quad \varepsilon_w \quad \tau_w$

Za uogólnione współrzędne wyznaczające ruch układu przyjęto współrzędne x_0 i y_0 punktu 0 oraz kąt obrotu φ masy m_1 wokół osi z'.

Dla opisu ruchu układu wykorzystano równania Lagrange'a drugiego rodzaju, które w danym przypadku mają postać:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{x}_0}\right) - \frac{\partial L}{\partial x_0} + \frac{dF}{d\dot{x}_0} = 0$$

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{y}_0}\right) - \frac{\partial L}{\partial y_0} + \frac{dF}{d\dot{y}_0} = 0 \qquad (1)$$

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}}\right) - \frac{\partial L}{\partial \varphi} + \frac{dF}{d\dot{\varphi}} = 0$$

W równaniach (1) przez L oznaczono funkcję Lagrange'a tj. różnicę energii kinetycznej E_k i potencjalnej E_p układu przesiewacza.

$$L = E_k - E_p \tag{2}$$

Energie: kinetyczna (z pominięciem energii kinetycznej sprężyn) i potencjalna układu przesiewacza wyrażają się następującymi wzorami [3 str. 150]

$$E_k = \frac{1}{2}\left[m_1 (\dot{x}_0^2 + \dot{y}_0^2) + J_1 \dot{\varphi}^2\right] + \frac{1}{2} J_1 (\omega+\dot{\varphi})^2 + \frac{1}{2} m_2 \left[(\dot{x}_0 - \varepsilon_w \dot{\varphi}) - r(\omega+\dot{\varphi}) \cdot \right.$$

$$\left. \cdot \sin(\omega t+\varphi)\right]^2 + \frac{1}{2} m_2 \left[(\dot{y}_0 + \mu_w \dot{\varphi}) + r(\omega+\dot{\varphi}) \cos(\omega t + \varphi)\right]^2 \tag{3}$$

$$E_p = m_1 g y_0 + \frac{1}{2}\left[(x_0 - \varepsilon_1 \varphi)^2 p_1 + (x_0 - \varepsilon_2 \varphi)^2 p_2 + (y_0 + \mu_1 \varphi)^2 k_1 + \right.$$

$$\left. + (\dot{y}_0 + \mu_2 \varphi)^2 k_2 + \varphi^2 c_1 + \varphi^2 c_2\right] + m_2 g \left[(y_0 + \mu_w \varphi) + r \sin(\omega t+\varphi)\right] \tag{4}$$

w których oznaczają:

I_1 - moment bezwładności rzeszota (masy m_1) względem osi τ

I_2 - moment bezwładności masy m_2 względem osi prostopadłej do płaszczyzny wirowania masy m_2 i przechodzącej przez środek ciężkości tej masy,

r - odległość środka ciężkości masy m_2 od jej osi obrotu (rys. 1).

Funkcja oznaczona w równaniach (1) przez F jest funkcją dyssypacji, którą w danym przypadku przyjęto w postaci wyrażenia

$$F = \frac{1}{2} (h_x \dot{x}_0^2 + h_y \dot{y}_0^2 + h_\varphi \dot{\varphi}^2) \tag{5}$$

w którym oznaczają:

h_x, h_y i h_φ – współczynniki tłumienia odpowiadające przemieszczeniom x_0, y_0 i φ masy m_1.

Inne oznaczenia występujące w równaniach (1), (2), (3),(4) i (5) opisane zostały poprzednio.

W celu uproszczenia równań ruchu układu, pominięto kąt φ w funkcjach trygonometrycznych sin $(\omega t+\varphi)$ i cos $(\omega t+\varphi)$, jak również $\dot{\varphi}$ przez którą te funkcje są między innymi mnożone. Po uwzględnieniu tego uproszczenia równania na energię kinetyczną i potencjalną układu przesiewacza przyjmują następujące postacie:

$$E_k = \frac{1}{2}\left[m_1(\dot{x}_0^2+\dot{y}_0^2) + I_1\dot{\varphi}^2\right] + \frac{1}{2}J_2(\omega+\dot{\varphi})^2 + \frac{1}{2}m_2(\dot{x} - \varepsilon_w\dot{\varphi} -$$

$$- r\omega\sin\omega t)^2 + \frac{1}{2}m_2(\dot{y}_0 + \mu_w\varphi + r\omega\cos\omega t)^2 \qquad (3a)$$

$$E_p = m_1 g y_0 + \frac{1}{2}\left[(x_0 - \varepsilon_1\varphi)^2 p_1 + (x_0 - \varepsilon_2\varphi)^2 p_2 + (y_0 + \mu_1\varphi)^2 k_1 +\right.$$

$$\left.+(y_0+\mu_2\varphi)^2 k_2 + \varphi^2 c_1 + \varphi^2 c_2\right] + m_2 g\left[(y_0 + \mu_w\varphi) + r\sin\omega t\right] \qquad (4a)$$

Wykonując naznaczone w równaniach Legrange'a operacje matematyczne na funkcji L i F otrzymujemy następujący układ liniowych i niejednorodnych równań różniczkowych drugiego rzędu opisujący ruch układu przesiewacza.

$$\left[\ddot{x}_0(m_1+m_2)+\dot{x}_0 h_x + x_0(p_1+p_2)\right] - \left[\ddot{\varphi}\varepsilon_w m_2 + \varphi(\varepsilon_1 p_1+\varepsilon_2 p_2)\right] =$$

$$= m_2 r\omega^2\cos\omega t$$

$$\left[\ddot{y}_0(m_1+m_2) + \dot{y}_0 h_y + y_0(k_1+k_2)\right] + \left[\ddot{\varphi}\mu_w m_2 + \varphi(\mu_1 k_1 + \mu_2 k_2)\right] =$$

$$= m_2 r\omega^2\sin\omega t - g(m_1+m_2) \qquad (6)$$

$$\left[\ddot{\varphi}(J_1+J_2+\varepsilon_w^2 m_2+\mu_w^2 m_2) + \dot{\varphi} h_\varphi + \varphi(\varepsilon_1^2 p_1+\varepsilon_2^2 p_2+\mu_1^2 k_1+\mu_2^2 k_2+c_1 + c_2)\right] -$$

$$- \left[\ddot{x}_0 \varepsilon_w m_2 + x_0 (\varepsilon_1 p_1+\varepsilon_2 p_2)\right] + \left[\ddot{y}_0 \mu_w m_2 + y_0(\mu_1 k_1 + \mu_2 k_2)\right] =$$

$$= m_2 r\omega^2 \mu_w \sin\omega t - m_2 r\omega^2 \varepsilon_w \cos\omega t - \mu_w m_2 g$$

Po wprowadzeniu następujących oznaczeń współczynników stałych występujących w równaniach układu (6):

$$\begin{aligned}
m_1 + m_2 &= A_1 \\
p_1 + p_2 &= A_2 \\
k_1 + k_2 &= A_3 \\
\varepsilon_1 p_1 + \varepsilon_2 p_2 &= A_4 \\
\mu_1 k_1 + \mu_2 k_2 &= A_5 \\
\varepsilon_w m_2 &= A_6 \\
\mu_w m_2 &= A_7 \\
(J_1 + J_2 + \varepsilon_w^2 m_2 + \mu_w^2 m_2) &= A_8 \\
(\varepsilon_1^2 p_1 + \varepsilon_2^2 p_2 + \mu_1^2 k_1 + \mu_2^2 k_2 + c_1 + c_2) &= A_9 \\
m_2 r\omega^2 &= P
\end{aligned} \tag{7}$$

układ ten przyjmuje postać:

$$\left.\begin{aligned}
(\ddot{x}_0 A_1 + \dot{x}_0 h_x + x_0 A_2) - (\ddot{\varphi} A_6 + \varphi A_4) &= P \cos\omega t \\
(\ddot{y}_0 A_1 + \dot{y}_0 h_y + y_0 A_3) + (\ddot{\varphi} A_7 + \varphi A_5) &= P \sin\omega t - gA_1
\end{aligned}\right\} \tag{8}$$

$$(\ddot{\varphi} A_8 + \dot{\varphi} h_\varphi + \varphi A_9) - (\ddot{x}_0 A_6 + x_0 A_4) + \\ + (\ddot{y}_0 A_7 + y_0 A_5) = P\mu_w \sin\omega t - P\varepsilon_w \cos\omega t - gA_7 \tag{8}$$

Prawe strony równań układu (8) wskazują, że ich rozwiązania dla ruchu ustalonego będą sumami czynników stałych i funkcji harmonicznych czasu

$$x_0 = a + E_1 . \cos(\omega t + \psi_1)$$
$$y_0 = b + E_2 . \cos(\omega t + \psi_2) \tag{9}$$
$$\varphi = \varphi_c + \Phi \cos(\omega t + \psi_3)$$

W równaniach układu (9) oznaczają:

a, b, φ_c - składniki stałe,

E_1, E_2, Φ, - amplitudy składników zmiennych,

ψ_1, ψ_2, ψ_3 - kąty przesunięć fazowych składników zmiennych.

Liniowość równań układu (8) pozwala na oddzielne poszukiwanie składników stałych i zmiennych rozwiązań (9).

Dla znalezienia składników stałych wstawiono do rówań (8) (przy pominiętych składnikach zmiennych ich prawych stron) wartości $x_0 = a$, $y_0 = b$, $\varphi = \varphi_c$, $\dot{x}_0 = \dot{y}_0 = \dot{\varphi} = 0$ i $\ddot{x}_0 = \ddot{y}_0 = \ddot{\varphi} = 0$. Otrzymano stąd następujące wyrażenia określające składniki stałe.

$$a = \frac{g(A_1 A_5 - A_7 A_3)}{(A_9 - \frac{A_4^2}{A_2}) A_3 - A_5^2} \cdot \frac{A_4}{A_2}$$

$$b = -\frac{g A_1}{A_3} - \frac{g(A_1 A_5 - A_7 A_3)}{(A_9 - \frac{A_4^2}{A_2}) A_3 - A_5^2} \cdot \frac{A_5}{A_3} \tag{10}$$

$$\varphi_c = \frac{g(A_1 A_5 - A_7 A_3)}{(A_9 - \frac{A_4^2}{A_2}) A_3 - A_5^2}$$

Dla znalezienia składników zmiennych rozwiązań (9) zastosowano metodę zespolonych amplitud [5 str. 138]. W tym celu układ równań (8) przedstawiono w postaci (składniki stałe prawych stron równań układu (8) pominięto, gdyż odpowiadające im rozwiązania już znaleziono)

$$
\begin{aligned}
&(\ddot{x}_0 A_1 + \dot{x}_0 h_x + x_0 A_2) - (\ddot{\varphi} A_6 + \varphi A_4) = \bar{P}_1 \, e^{j\omega t} \\
&(\ddot{y}_0 A_1 + \dot{y}_0 h_y + y_0 A_3) - (\ddot{\varphi} A_7 + \varphi A_5) = \bar{P}_2 \, e^{j\omega t} \\
&(\ddot{\varphi} A_8 + \dot{\varphi} h_\varphi + \varphi A_9) - (\ddot{x}_0 A_6 + x_0 A_4) + (\ddot{y} A_7 + y_0 A_5) = \bar{P}_3 \, e^{j\omega t}
\end{aligned}
\tag{11}
$$

Zespolone amplitudy $\bar{P}_1$, $\bar{P}_2$ i $\bar{P}_3$ są określone równaniami:

$$
\begin{aligned}
\bar{P}_1 &= P \, e^{j \cdot 0} \\
\bar{P}_2 &= P \, e^{j270} \\
\bar{P}_3 &= P \sqrt{\varepsilon_w^2 + \mu_w^2} \cdot e^{j\gamma}
\end{aligned}
\tag{12}
$$

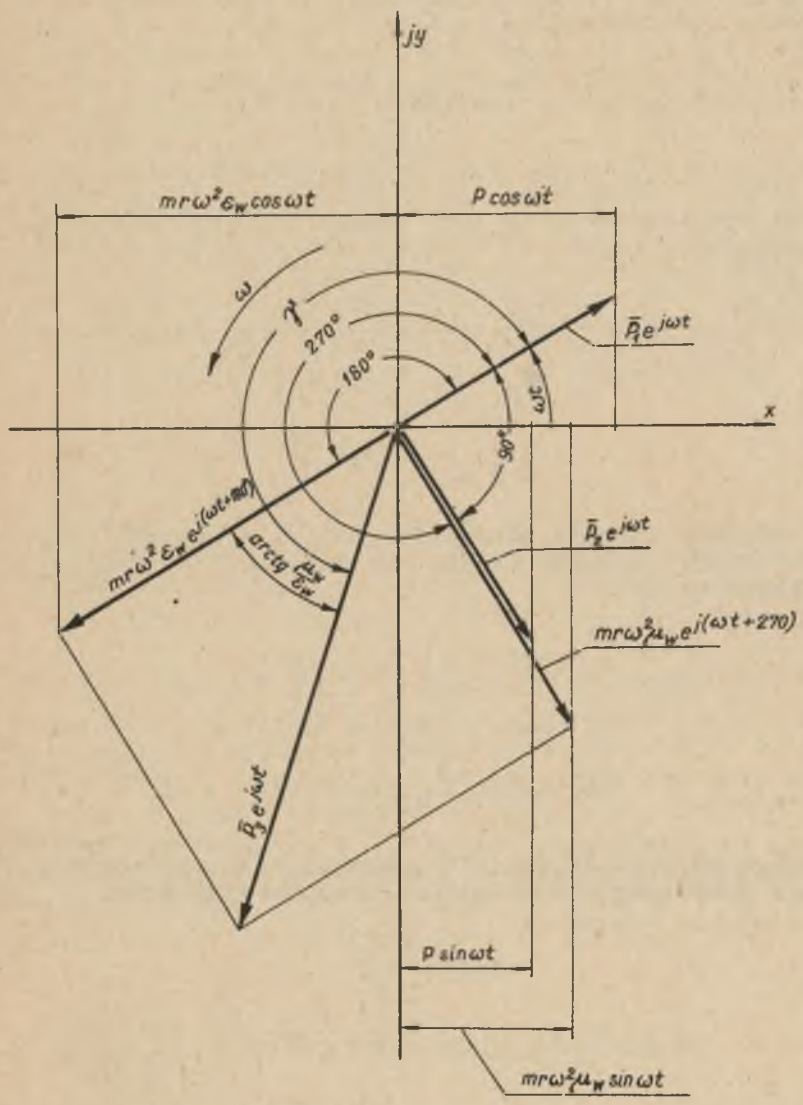
przy czym

$$
\gamma = \frac{\pi}{2} + \operatorname{are\,tg} \frac{\mu_w}{\varepsilon_w} \tag{13}
$$

Wzajemne rozmieszczenie amplitud zespolonych $\bar{P}_1$, $\bar{P}_2$ i $\bar{P}_3$ pokazano na rys. 3.

Między rzeczywistymi, zmiennymi składnikami sił wymuszających (prawe strony równań (8)) a odpowiadającymi im zespolonymi siłami wymuszającymi (prawe strony równań (11)) zachodzą następujące związki:

$$
\begin{aligned}
P \cos\omega t &= \operatorname{Re}(\bar{P}_1 \, e^{j\omega t}) \\
P \sin\omega t &= \operatorname{Re}(\bar{P}_2 \, e^{j\omega t}) \\
P\mu_w \sin\omega t - P\varepsilon_w \cos\omega t &= P \sqrt{\varepsilon_w^2 + \mu_w^2} \cos(\omega t + \gamma) = \\
&= \operatorname{Re}(\bar{P}_3 \, e^{j\omega t})
\end{aligned}
\tag{14}
$$



Rys.3. Wzajemne usytuowanie zespolonych amplitud sił wymuszających

Symbol "Re" oznacza rzeczywistą część liczby zespolonej. Rozwiązaniami układu równań (11) są funkcje:

$$\bar{x}_0 = \bar{E}_1 e^{j\omega t}$$
$$\bar{y}_0 = \bar{E}_2 e^{j\omega t} \tag{15}$$
$$\bar{\varphi} = \bar{\Phi} e^{j\omega t}$$

Zespolone amplitudy $\bar{E}_1$, $\bar{E}_2$ i $\bar{\Phi}$ równań (15) określone są zależnościami:

$$\bar{E}_1 = E_1 e^{j\psi_1}$$
$$\bar{E}_2 = E_2 e^{j\psi_2} \tag{16}$$
$$\bar{\Phi} = \Phi e^{j\psi_3}$$

Z porównania układów równań (9) i (15) oraz (16) otrzymujemy następujące związki między rozwiązaniami zespolonymi (15) a rzeczywistymi (9):

$$E_1 \cos(\omega t + \psi_1) = \mathrm{Re}(\bar{x}_0)$$
$$E_2 \cos(\omega t + \psi_2) = \mathrm{Re}(\bar{y}_0) \tag{17}$$
$$\Phi \cos(\omega t + \psi_3) = \mathrm{Re}(\bar{\varphi})$$

Po wstawieniu do układu (11) wyrażeń (15) otrzymujemy następujący układ równań dla wyznaczenia niewiadomych.

$$\bar{E}_1,\ \bar{E}_2 \text{ i } \bar{\Phi}$$

$$\bar{E}_1(j\omega h_x + A_2 - \omega^2 A_1) - \bar{\Phi}(A_4 - \omega^2 A_6) = \bar{P}_1$$
$$\bar{E}_2(j\omega h_y + A_3 - \omega^2 A_1) + \bar{\Phi}(A_5 - \omega^2 A_7) = \bar{P}_2 \tag{18}$$
$$\bar{\Phi}(j\omega h_\varphi + A_9 - \omega^2 A_8) - \bar{E}_1(A_4 - \omega^2 A_6) + \bar{E}_2(A_5 - \omega^2 A_7) = \bar{P}_3$$

Układ ten ze względu na występowanie w nim wyrazów zespolonych jest najwygodniej rozwiązywać przy uwzględnieniu konkretnych wartości jego współczynników. Uzyskanie stąd równania określające niewiadome amplitudy i kąty przesunięć fazowych mają najczęściej złożoną budowę. Może to być przyczyną niepełnego wykorzystania praktycznego tych równań. Pełne wykorzystanie podanych rozważań teoretycznych tak przy projektowaniu jak i analizowaniu przesiewaczy wibracyjnych jest możliwe przy zastosowaniu do tych celów elektronicznych lub elektrycznych układów analogowych.

Budowa analogów elektrycznych nie zawsze jest możliwa, a na pytanie kiedy taka możliwość istnieje można odpowiedzieć na podstawie konkretnej budowy równań (18). Daleko większe możliwości kryją się w zastosowaniu do projektowania i analizy przesiewaczy wibracyjnych elektrycznych maszyn analogowych Zastosowanie tych maszyn do wyżej wymienionych celów jest najbardziej właściwą metodą tak projektowania, jak i analizowania wszystkich typów budowanych obecnie przesiewaczy, wśród których szczególnie dużą grupę stanowią przesiewacze wibracyjne.

LITERATURA

[1] Dietrych Janusz: Teoria i budowa przesiewaczy WGH 1962.

[2] Gonczarewicz I.F., Ziemskow W.D., Korieszkow W.I.: Wibracjonnyje grochoty i konwejery. Gosgortiechizdat, Moskwa 1960.

[3] Kožešnik Jarosław: Dynamika maszyn (tłum. z czesk.) WNT Warszawa 1963.

[4] Sakowicz W.L.: O kolebaniach ramy inercjonogo grochota. Izwiestia wuzow "Gornyj żurnał" nr 2/1961.

[5] Ziemba Stefan: Analiza drgań. PWN Warszawa 1957.

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ДИНАМИКИ ВИБРАЦИОННЫХ ГРОХОТОВ

Р е з ю м е

В работе дается элементарный анализ установившегося движения упрощенной системы вибрационного грохота с одной неуравновешенной массой. Описываются упрощающие исходные данные, которые дают возможность описания установившегося движения грохота при помощи системы трех линейных и неоднородных дифференциальных уравнений второго порядка. Для решения этой системы был применен метод комплексных амплитуд.

SOME DYNAMICAL PROBLEMS OF VIBRATING SCREENS

S u m m a r y

There is given the infinitesimal analyses of stationary motion of simplificated vibrating screen with a single unbalanced weight. There is discused the simplificated principles which give the describtion possibilities of vibrating screen stationary motion by system of three linear differential quadratic equations. Solution of these system is made by the metod of complex amplitudes.