Записки Санкт-Петербургского горного института им.Г.В.Плеханова.
Т. 141. СПб, 1995

УДК 622.732

М.Н.АРХИПОВ, Р.Ф.НАГАЕВ, В.Я.ТУРКИН

ДИНАМИКА БЕЗУДАРНОГО РЕЖИМА ВИБРАЦИОННОЙ ЩЕКОВОЙ ДРОБИЛКИ

Рассматривается симметричная дробилка с двумя самосинхронизирующимися вибровозбудителями. Малые колебания рамы характеризуются[x] горизонтальным x, вертикальным y и поворотным φ смещениями некоторой ее точки O (рис.I), находящейся на оси симметрии. Естественно при этом, что расстояние η от точки O до горизонтали A_2A_1, соединяющей оси торсионов, подлежит определению. Относительные (относительно рамы) повороты щек будем отсчитывать против часовой стрелки φ_1 и φ_2. В то же время относительные (относительно соответствующих щек) повороты эксцентриситетов возбудителей θ_1 и θ_2 отсчитываем по ходу их вращения симметрично.

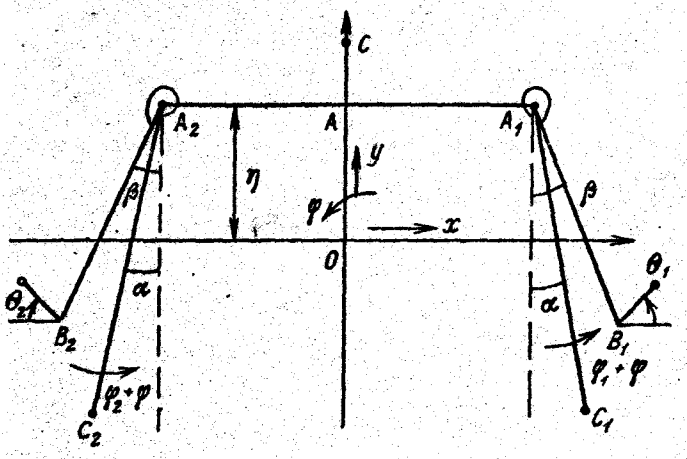


Рис.1. Схема к определению смещения точки A

Компоненты смещений осей торсионов и центра масс рамы определяются по формулам:

$$x_{A_1} = x_{A_2} = x - \eta\varphi; \quad y_{A_1} = y + a\varphi; \quad y_{A_2} = y - a\varphi;$$
$$x_C = x - (\eta + c)\varphi; \quad y_C = y, \qquad (I)$$

где $A_2A = AA_1 = a$; $AC = c$ (рис.I).

[x] Нагаев Р.Ф., Гузев В.В. Синхронизация инерционных вибровозбудителей. Л.: Машиностроение, 1990.

Выпишем теперь выражения для компонент смещений центров масс щек и центров вращения возбудителей:

$$
\begin{aligned}
x_{C_1} &= x - \eta\varphi + l\cos\alpha(\varphi_1+\varphi); & y_{C_1} &= y + a\varphi + l\sin\alpha(\varphi_1+\varphi);\\
x_{C_2} &= x - \eta\varphi + l\cos\alpha(\varphi_2+\varphi); & y_{C_2} &= y - a\varphi - l\sin\alpha(\varphi_2+\varphi);\\
x_{B_1} &= x - \eta\varphi + b\cos\beta(\varphi_1+\varphi); & y_{B_1} &= y + a\varphi + b\sin\beta(\varphi_1+\varphi);\\
x_{B_2} &= x - \eta\varphi + b\cos\beta(\varphi_2+\varphi); & y_{B_2} &= y - a\varphi - b\sin\beta(\varphi_2+\varphi),
\end{aligned}
\tag{2}
$$

где l, b – расстояния от оси торсиона до соответствующих центров масс щеки и вращения возбудителя, а положительные направления отсчета угловых отклонений от вертикали указаны на рис.I.

Влиянием на динамику дробилки силы тяжести ее элементов будем, как и обычно, пренебрегать. Поэтому потенциальная энергия определится по формуле

$$
\Pi = \frac{z}{2}(\varphi_1^2 + \varphi_2^2), \tag{3}
$$

где z – жесткость торсиона на кручение, Н·м.

Полная кинетическая энергия корпуса дробилки (без возбудителей)

$$
T = \frac{m}{2}(\dot{x}_C^2 + \dot{y}_C^2) + \frac{I}{2}\dot{\varphi}^2 + \frac{\mu}{2}(\dot{x}_{C_1}^2 + \dot{y}_{C_1}^2 + \dot{x}_{C_2}^2 + \dot{y}_{C_2}^2) + \frac{i_0}{2}(\dot{\varphi}_1+\dot{\varphi})^2 + (\dot{\varphi}_2+\dot{\varphi})^2, \tag{4}
$$

где m, μ – массы соответственно рамы и щеки; I, i_0 – соответствующие центральные моменты инерции.

Выберем расстояние η таким образом, чтобы обобщенные импульсы

$$
\begin{aligned}
P_x &= \frac{\partial T}{\partial \dot{x}} = m\dot{x}_C + \mu(\dot{x}_{C_1} + \dot{x}_{C_2});\\
P_y &= \frac{\partial T}{\partial \dot{y}}\; m\dot{y}_C + \mu(\dot{y}_{C_1} + \dot{y}_{C_2})
\end{aligned}
\tag{5}
$$

не зависели от обобщенной скорости $\dot{\varphi}$. В результате получим

$$
\mu = \frac{1}{M}(2\mu l\cos\alpha - mc), \tag{6}
$$

где $M = m + 2\mu$ – общая масса корпуса.

Результирующие выражения для обобщенных импульсов:

$$
\begin{aligned}
P_x &= M\dot{x} + \mu l\cos\alpha(\dot{\varphi}_1 + \dot{\varphi}_2);\\
P_y &= M\dot{y} + \mu l\sin\alpha(\dot{\varphi}_1 - \dot{\varphi}_2).
\end{aligned}
\tag{7}
$$

Обобщенный импульс $P_\varphi = \partial T/\partial\dot{\varphi}$ не зависит от $\dot{x}$ и $\dot{y}$:

$$
P_\varphi = J\dot{\varphi} + J_1(\dot{\varphi}_1 + \dot{\varphi}_2), \tag{8}
$$

где

$$J = I + m(\eta + c)^2 + 2i + 2\mu\left[\eta^2 + a^2 + 2l(a\sin\alpha - \eta\cos\alpha)\right];$$
$$J_1 = i + \mu l(a\sin\alpha - \eta\cos\alpha), \tag{9}$$

а $i = i_0 + \mu l^2$ – момент инерции щеки относительно оси торсиона.

Приведем, наконец, выражения для остальных обобщенных импульсов корпуса:

$$p_{\varphi_i} = \frac{\partial T}{\partial \dot{\varphi}_i}\ (i = 1,2):\ p_{\varphi_1} = i\dot{\varphi}_1 + J_1\dot{\varphi} + \mu l(\dot{x}\cos\alpha + \dot{y}\sin\alpha);$$
$$p_{\varphi_2} = i\dot{\varphi}_2 + J_1\dot{\varphi} + \mu l(\dot{x}\cos\alpha - \dot{y}\sin\alpha). \tag{10}$$

Уравнения вращения вибровозбудителей, составляемые обычным способом в форме Лагранжа II рода, имеют вид

$$(I_\partial + m_\partial e^2)\ddot{\theta}_1 + s(\ddot{y}_{B_1}\cos\theta_1 - \ddot{x}_{B_1}\sin\theta_1) = L(\dot{\theta}_1) - R(\dot{\theta}_1);$$
$$(I_\partial + m_\partial e^2)\ddot{\theta}_2 + s(\ddot{y}_{B_2}\cos\theta_2 + \ddot{x}_{B_2}\sin\theta_2) = L(\dot{\theta}_2) - R(\dot{\theta}_2), \tag{11}$$

где m_∂, I_∂, e – масса, центральный момент инерции и эксцентриситет возбудителя; $s = m_\partial e$ – статический момент возбудителя; L и R – моменты электродвигателя и сопротивления в подшипниках.

Согласно теории синхронизации в первом приближении можно полагать, что возбудители вращаются равномерно:

$$\theta_1 = \omega t + \gamma; \quad \theta_2 = \omega t, \tag{12}$$

где ω – синхронная частота; γ – заранее неизвестный фазовый сдвиг.

Уравнение задачи о самофазировке получается после подстановки выражений (12) в уравнения (11) и последующего усреднения за один оборот:

$$L(\omega) = R(\omega) + W_i(\omega, \gamma), \quad (i = 1,2), \tag{13}$$

причем вибрационные моменты определяются по формулам

$$W_1 = s\ \langle\ \ddot{y}_{B_1}\cos\theta_1 - \ddot{x}_{B_1}\sin\theta_1\rangle;$$
$$W_2 = s\ \langle\ \ddot{y}_{B_2}\cos\theta_2 + \ddot{x}_{B_2}\sin\theta_2\rangle, \tag{14}$$

где косые скобки означают операцию усреднения за период, $\langle\cdot\rangle = (\omega/2\pi)\times$ $\times\int_0^{2\pi/\omega} dt$, подчеркнем, что речь здесь идет о безударном синхронном режиме.

Из-за симметрии дробилки всегда существует синхронно-синфазный режим $\gamma = 0$. Данный режим устойчив, если

$$\left.\frac{\partial W_1}{\partial \gamma}\right|_{\gamma=0} > 0. \tag{15}$$

Поскольку рассеиванием энергии при колебаниях корпуса дробилки пренебрегают $L(\omega)=R(\omega)$, вибрационные моменты в синхронном режиме обращаются в нуль. Существенно также, что тождественно при любом γ выполняется равенство $W_1=-W_2$. Вследствие этого можно написать

$$W_1=-s\,\langle \ddot{y}_{B_2}\cos\omega t+\ddot{x}_{B_2}\sin\omega t\rangle=-s\,\langle \ddot{y}\cos\omega t+$$
$$+\ddot{x}\sin\omega t-(a\cos\omega t+\eta\sin\omega t)\ddot{\varphi}+b(\ddot{\varphi}_2+\ddot{\varphi})\sin(\omega t-\rho)\rangle. \qquad (16)$$

Выражение (16) удобно для непосредственной подстановки в выражение (15):

$$\left.\frac{\partial W_1}{\partial j}\right|_{j=0}=-s\,\langle \ddot{y}'\cos\omega t+\ddot{x}'\sin\omega t-(a\cos\omega t+\eta\sin\omega t)\ddot{\varphi}'+$$
$$+b(\ddot{\varphi}_2'+\ddot{\varphi}')\sin(\omega t-\rho)\rangle, \qquad (17)$$

где введены обозначения

$$x'=\left.\frac{\partial x}{\partial\gamma}\right|_{\gamma=0},\quad y'=\left.\frac{\partial y}{\partial\gamma}\right|_{\gamma=0}.$$

Компоненты центробежной силы, передаваемой возбудителями на корпус машины, определяются в первом приближении по формулам:

$$F_{1x}=-m_\partial\,\ddot{x}_{B_1}+s\omega^2\cos(\omega t+\gamma);$$
$$F_{1y}=-m_\partial\,\ddot{y}_{B_1}+s\omega^2\sin(\omega t+\gamma); \qquad (18)$$
$$F_{2x}=-m_\partial\,\ddot{x}_{B_2}-s\omega^2\cos\omega t;\quad F_{2y}=-m_\partial\,y_{B_2}+s\omega^2\sin\omega t.$$

Элементарная работа этих сил на возможных перемещениях системы имеет вид

$$\delta A_F=F_{1x}\delta x_{B_1}+F_{1y}\delta y_{B_1}+F_{2x}\delta x_{B_2}+F_{2y}\delta y_{B_2}=$$
$$=(F_{1x}+F_{2x})\delta x+(F_{1y}+F_{2y})\delta y+\big[(-\eta+b\cos\rho)(F_{1x}+F_{2x})+$$
$$+(a+b\sin\rho)(F_{1y}-F_{2y})\big]\delta\varphi+b(F_{1x}\cos\rho+$$
$$+F_{1y}\sin\rho)\delta\varphi_1+b(F_{2x}\cos\rho-F_{2y}\sin\rho)\delta\varphi_2. \qquad (19)$$

Коэффициенты при вариациях обобщенных координат в выражении (19) равны соответствующим обобщенным силам. При этом учет первых слагаемых в выражениях (18) приводит, как известно, к представлению о модифицированном корпусе машины, который отличается от естественного только тем, что массы роторов возбудителей сосредоточены в центрах их вращения. Вследствие этого при использовании формул (6) и (9) следует производить замену: $\mu\to\mu+m_\partial$, $i\to i+m_\partial b^2$. При этом точки C_1 и C_2 (рис.1) по-прежнему имеют смысл центров масс щек без присоединенных масс возбудителей. С учетом этого обстоятельства уравнения малых безударных колебаний корпуса принимают вид

$$
\begin{aligned}
&M\ddot{x}+\mu l\cos\alpha(\ddot{\varphi}_1+\ddot{\varphi}_2)=s\omega^2\left[\cos(\omega t+\gamma)-\cos\omega t\right];\\
&M\ddot{y}+\mu l\sin\alpha(\ddot{\varphi}_1-\ddot{\varphi}_2)=s\omega^2\left[\sin(\omega t+\gamma)+\sin\omega t\right];\\
&J\ddot{\varphi}+J_1(\ddot{\varphi}_1+\ddot{\varphi}_2)=s\omega^2\Big\{(b\cos\rho-\eta)\left[\cos(\omega t+\gamma)-\cos\omega t\right]+\\
&\qquad+(a+b\sin\rho)\left[\sin(\omega t+\gamma)-\sin\omega t\right]\Big\};\\
&i\ddot{\varphi}_1+J_1\ddot{\varphi}+\mu l(\ddot{x}\cos\alpha+\ddot{y}\sin\alpha)+z\varphi_1=s\omega^2 b\cos(\omega t+j-\rho);\\
&i\ddot{\varphi}_2+J\ddot{\varphi}+\mu l(\ddot{x}\cos\alpha-\ddot{y}\sin\alpha)+z\varphi_2=-s\omega^2 b\cos(\omega t-\rho).
\end{aligned}
\tag{20}
$$

Рабочий режим колебаний характеризуется тем, что

$$
\gamma=0;\quad x=\varphi=0;\quad \varphi_1=-\varphi_2=-\phi. \tag{21}
$$

Подстановка значений (21) в выражения (20) приводит к изолированной системе двух уравнений с двумя неизвестными:

$$
\begin{aligned}
&M\ddot{y}+2\mu l\sin\alpha\,\ddot{\phi}=2s\omega^2\sin\omega t;\\
&i\ddot{\phi}+\mu l\sin\alpha\,\ddot{y}+z\phi=s\omega^2 b\cos(\omega t-\rho).
\end{aligned}
\tag{22}
$$

Чисто вынужденное решение уравнений (22) дает закон колебаний корпуса:

$$
\begin{aligned}
&y=-\frac{2s}{\Delta}\left[\left(\frac{z}{\omega^2}-i\right)\sin\omega t+\mu l b\sin\alpha\cos(\omega t-\rho)\right];\\
&\phi=-\frac{s}{\Delta}\left[2\mu l\sin\alpha\sin\omega t-Mb\cos(\omega t-\rho)\right],
\end{aligned}
\tag{23}
$$

где введено обозначение

$$
\Delta=\frac{Mz}{\omega^2}-Mi+2\mu^2 l^2\sin^2\alpha. \tag{24}
$$

Уравнение $\Delta = 0$ определяет резонансную частоту свободных колебаний корпуса, которым отвечает симметричная форма

$$
\omega_c=\sqrt{\frac{z}{i-\dfrac{2\mu^2 l^2}{M}\sin^2\alpha}}. \tag{25}
$$

При $\alpha << 1$, когда центр масс щеки находится на одной вертикали с осью вращения торсиона, закон колебаний (23) упрощается:

$$
y=-\frac{2s}{M}\sin\omega t;\quad \phi=\frac{sb}{\dfrac{z}{\omega^2}-i}\cos(\omega t-\rho), \tag{26}
$$

а частота симметричного резонанса $\omega_c = \sqrt{z/i}$. Таким образом, амплитуда вертикальных колебаний рамы весьма стабильна, а амплитуды поворотных колебаний щек тем меньше, чем больше частотная расстройка $\omega - \omega_c$. При $\omega \to \infty$ амплитуда поворотных колебаний также стабилизируется $A_\phi = sb/i$. В момент максимального сближения щек $t_{|\varphi=\varphi_{min}} = \rho/\omega$ вертикальная скорость рамы

$$\dot{y}_{|\varphi=\varphi_{min}} = -\frac{2s\omega\cos\rho}{M}. \qquad (27)$$

Перейдем теперь к исследованию устойчивости синхронно-синфазного режима $\gamma = 0$. Для этого прежде всего продифференцируем систему (20) по γ, а затем положим $\gamma = 0$. В результате с учетом выражения (17) получим.

$$\begin{aligned}
&M\ddot{x}' + \mu l\cos\alpha(\ddot{\varphi}_1' + \ddot{\varphi}_2') = -s\omega^2\sin\omega t;\\
&M\ddot{y}' + \mu l\sin\alpha(\ddot{\varphi}_1' - \ddot{\varphi}_2') = s\omega^2\cos\omega t;\\
&J\ddot{\varphi}' + J_1(\ddot{\varphi}_1' + \ddot{\varphi}_2') = s\omega^2[a\cos\omega t + \eta\sin\omega t - b\sin(\omega t - \rho)];\\
&i\ddot{\varphi}_1' + J_1\ddot{\varphi}' + \mu l(\ddot{x}'\cos\alpha + \ddot{y}'\sin\alpha) + z\varphi_1' = -s\omega^2 b\sin(\omega t - \rho);\\
&i\ddot{\varphi}_2' + J_1\ddot{\varphi}' + \mu l(\ddot{x}'\cos\alpha - \ddot{y}'\sin\alpha) + z\varphi_2' = 0.
\end{aligned} \qquad (28)$$

Система (28) распадается на две изолированные подсистемы, одна из которых может быть названа симметричной:

$$\begin{aligned}
&M\ddot{y}' + 2\mu l\sin\alpha\ddot{\phi}' = s\omega^2\cos\omega t;\\
&i\ddot{\phi}' + \mu l\sin\alpha\ddot{y}' + z\phi' = -\frac{s}{2}\omega^2 b\sin(\omega t - \rho),
\end{aligned} \qquad (29)$$

а другая кососимметричной:

$$\begin{aligned}
&M\ddot{x}' + 2\mu l\cos\alpha\ddot{\theta}' = -s\omega^2\sin\omega t;\\
&J\ddot{\varphi}' + 2J_1\ddot{\theta}' = s\omega^2[a\cos\omega t + \eta\sin\omega t - b\sin(\omega t - \rho)];\\
&i\ddot{\theta}' + J_1\ddot{\varphi}' + \mu l\cos\alpha\ddot{x}' + z\theta' = -\frac{s}{2}\omega^2 b\sin(\omega t - \rho).
\end{aligned} \qquad (30)$$

Здесь введены обозначения:

$$\phi' = \frac{\varphi_1' - \varphi_2'}{2}, \quad \theta' = \frac{\varphi_1' + \varphi_2'}{2}. \qquad (31)$$

Чисто вынужденные решения систем (29), (30):

$$y' = -\frac{s}{\Delta}\left[\left(\frac{z}{\omega^2} - i\right)\cos\omega t - \mu b l \sin\alpha \sin(\omega t - \rho)\right];$$

$$\phi' = -\frac{s}{\Delta}\left[\mu l \sin\alpha \cos\omega t + \frac{Mb}{2}\sin(\omega t - \rho)\right];$$

$$\ddot{x}' = -\frac{s\omega^2}{M}\sin\omega t - \frac{2\mu l}{M}\cos\alpha\,\ddot{\theta}'; \qquad (32)$$

$$\ddot{\varphi}' = \frac{s\omega^2}{J}\left[(a + b\sin\rho)\cos\omega t - (\eta - b\cos\rho)\sin\omega t - \frac{2J_1}{J}\ddot{\theta}'\right];$$

$$\theta' = -\frac{s}{\Delta^*}\left[\frac{b}{2}\left(1 - \frac{2J_1}{J}\right)\sin(\omega t - \rho) + \left(\frac{\eta J_1}{J} - \frac{\mu l}{M}\cos\alpha\right)\sin\omega t + \frac{a J_1}{J}\cos\omega t\right],$$

где

$$\Delta^* = \frac{z}{\omega^2} - i + \frac{2J_1^2}{J} + \frac{2\mu^2 l^2}{M}\cos^2\alpha. \qquad (33)$$

Из уравнения $\Delta^* = 0$ приходим к выражению для собственной частоты, которой отвечает кососимметрическая форма свободных колебаний корпуса:

$$\omega_к = \sqrt{\frac{z}{i + \frac{2J_1^2}{J} - \frac{2\mu^2 l^2}{M}\cos^2\alpha}}. \qquad (34)$$

Соответствующий резонанс естественно не проявляется в рабочем синхронно-синфазном режиме. Однако наличие этого резонанса существенным образом отражается на устойчивости режима.

Подставим теперь значения (32) с учетом обозначений (3I) непосредственно в выражения (I7) и произведем операцию усреднения. В результате окончательно для безразмерного коэффициента запаса по устойчивости

$$\varkappa = \frac{2M}{s^2\omega^2}\frac{\partial W_1}{\partial \dot{l}}\Big|_{\dot{l}=0} \qquad (35)$$

придем к выражению

$$\varkappa = 1 + \frac{M}{J}\left[a^2 + \eta^2 + b^2 + 2b(a\sin\rho - \eta\cos\rho)\right] -$$

$$- \frac{M}{\Delta}\left[\frac{z}{\omega^2} - \frac{Mb^2}{2} - i + 2\mu l b \sin\alpha \sin\rho\right] -$$

$$- \frac{2M}{\Delta^*}\left\{\left[\frac{b}{2}\left(1 - \frac{2J_1}{J}\right)\cos\rho + \frac{\eta J_1}{J} - \frac{\mu l}{M}\cos\alpha\right]^2 + \left[\frac{b}{2}\left(1 - \frac{2J_1}{J}\right)\sin\rho - \frac{a J_1}{J}\right]^2\right\}. \qquad (36)$$

Напомним, что для устойчивости режима необходимо и достаточно, чтобы величина $\varkappa$ была положительна: $\varkappa > 0$. Отметим, что согласно выражению (36) при переходе через резонансы $\omega = \omega_c$, $\omega_к$ происходит смена устойчивости синхронного режима.

При $\alpha << 1$ вместо выражения (36) получим

$$\varkappa = \frac{M}{J}\left[a^2+\eta^2+b^2+2b(a\sin\rho-\eta\cos\rho)\right]+\frac{Mb^2}{2\left(\frac{z}{\omega^2}-i\right)}-$$

$$-\frac{2M}{\Delta^*}\left\{\left[\frac{b}{2}\left(1-\frac{2J_1}{J}\right)\cos\rho+\frac{\eta J_1}{J}-\frac{\mu l}{M}\right]^2+\left[\frac{b}{2}\left(1-\frac{2J_1}{J}\right)\sin\rho-\frac{aJ_1}{J}\right]^2\right\}. \qquad (37)$$

Отсюда нетрудно видеть, что неустойчивость синхронно-синфазного режима имеет место в частотном диапазоне между симметричным и кососимметричным резонансами $\omega_c < \omega < \omega_к$. При $\omega \to \infty$ имеем:

$$\varkappa = \frac{M}{J}\left[a^2+\eta^2+b^2+2b(a\sin\rho-\eta\cos\rho)\right]-\frac{Mb^2}{2i}+$$

$$+\frac{M}{2\left(i-\frac{2J_1^2}{J}-\frac{2\mu^2b^2}{M}\right)}\left\{\left[b\left(1-\frac{2J_1}{J}\right)\cos\rho+\frac{2\eta J_1}{J}-\frac{2\mu l}{M}\right]^2+\right.$$

$$\left.+\left[b\left(1-\frac{2J_1}{J}\right)\sin\rho-\frac{2aJ_1}{J}\right]^2\right\}. \qquad (38)$$

Если эта величина отрицательна, то смена устойчивости режима происходит также и в высокочастотном диапазоне $\omega > \omega_к$.

В заключение остановимся на случае, когда необходим учет рассеивания энергии при скручивании торсионов на основе гипотезы Фохта[x]. Диссипативная функция в данном случае имеет вид

$$\Phi = \frac{\nu z}{2}\left(\dot\varphi_1^2+\dot\varphi_2^2\right), \qquad (39)$$

где ν – коэффициент сопротивления, определяемый экспериментально.

Последующее исследование проводится в строгом соответствии с изложенной методикой. Его конечный результат обусловлен линейностью дифференциальных уравнений типа (20), (29), (30), а также квадратур (14) по обобщенным координатам, скоростям и ускорениям несущей системы. При составлении закона колебаний, а также выражения для коэффициента устойчивости $\varkappa$ следует воспользоваться выражениями (23) и (36), при этом следует провести замену

$$\frac{z}{\omega^2} \longrightarrow \frac{z}{\omega^2}+\frac{j\nu z}{\omega}, \quad j=\sqrt{-1}. \qquad (40)$$

---

[x] Бабаков И.М. Теория колебаний. М.: Наука, 1968.

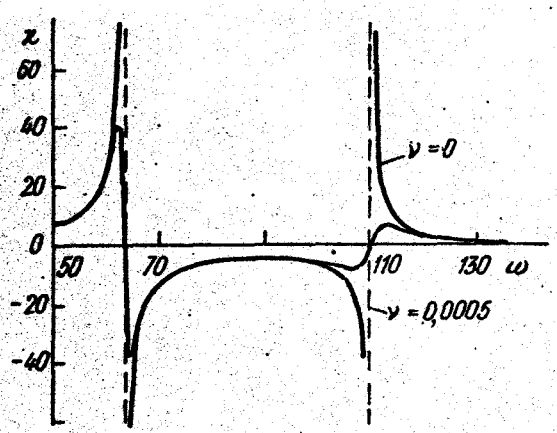


Рис.2. График зависимости коэффициента устойчивости $\varkappa$ от синхронной частоты ω

Кроме того, вместо действительных гармоник нужно ставить комплексные: $\sin\omega t \to e^{i\omega t}$; $\cos(\omega t-\rho) \to e^{i(\omega t-\rho+\pi/2)}$. Далее у полученных комплексных выражений для нахождения соответствующих характеристик синхронного режима следует брать вещественную часть.

На рис.2 приведен график зависимости коэффициента устойчивости $\varkappa$ от синхронной частоты ω при следующих значениях параметров: a = 0,385 м; c = -0,22 м; l = = 0,59 м; b = I,06 м; $\alpha = 9^0$; $\beta = 34^0$; m = 4973 кг; μ = = 3964 кг; m_0 = 37 кг; I = = 2068 кг·м^2; i_0 = 888,2 кг·м^2; z = 87,4·I0^5 Дж; ν = 0,0005; e = 0,I98 м.