

Тогда заменяя x на $(-x)$ в уравнений Лайминга, мы получаем уравнение переходной коники, описывающее профиль левой части. В результате получим вид кулачка, профиль которого осуществляет гладкое движение по его поверхности.

Список использованных источников

1. Бостанов Б.О. Условия плавного сопряжения переходного участка // Международный журнал прикладных и фундаментальных исследований. - 2016. № 2. – С.164-167.
2. Е.С. Темирбеков, Б.О. Бостанов. Аналитическое определение плавного перехода контуров деталей одежды. Известия высших учебных заведений. Технология текстильной промышленности № 5 (365), - Иваново, 2016. - С. 160-165.
3. Ұ.Б. Оспанов, Б.А. Ермухан, Р. Садық. Создание сложной беговой дорожки без излома. Сборник материалов XIV Международной научной конференции студентов и молодых ученых «GYLYM JÁNE BILIM - 2019» – Нур-Сұлтан: – 6017 стр. - казакша, орысша, ағылшынша. 1327-1331 с. ISBN 978-601-337-170-2
4. Бостанов Б.О., Оспанов Ұ.Б. Комбинированная траектория, удовлетворяющая заданным условиям непрерывности и касания. Евразийский научный журнал фундаментальных и прикладных исследований, 2017: №3,4 (01), г. Астана, ЦНКЭ «Креатив», с. 37-43

ӘӘЖ 532.53.03

СҰЙЫҚТЫҢ ҚОЗҒАЛЫС ТЕНДЕУІН ГИДРОЦИКЛОНДАҒЫ АҒЫНДЫ ЗЕРТТЕУГЕ ҚОЛДАНУ

Ескермес Ерлан, Раисов Мәди

eskermeserlan@gmail.com

Л.Н.Гумилев атындағы ЕҰУ магистранттары, Нұр-Сұлтан, Қазақстан
Ғылыми жетекшісі – М.И.Қасабеков

Тұтқыр сұйықтың қозғалыс тендеуін гидроциклонға қолданамыз. Гидроциклондағы ағын қалыптасқан деп санайық, яғни $\partial/\partial t = 0$.

Цилиндрлік координат жүйесінде келесі жағдайлар ескеріледі:

а) гидроциклондағы ағын бойлық өске қатысты симметриялы, яғни

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial v_r}{\partial \varepsilon} = \frac{\partial v_\varepsilon}{\partial \varepsilon} = \frac{\partial v_z}{\partial \varepsilon} = 0, \\ \frac{\partial^2 v_r}{\partial \varepsilon^2} = \frac{\partial^2 v_\varepsilon}{\partial \varepsilon^2} = \frac{\partial^2 v_z}{\partial \varepsilon^2} = 0, \\ \frac{\partial P}{\partial \varepsilon} = 0; \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

б) өске параллель сызықтардың бойында шеңберлік жылдамдық пен статикалық қысым тұрақты, яғни

$$\frac{\partial v_\varepsilon}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial^2 v_\varepsilon}{\partial z^2} = 0 \quad \text{и} \quad \frac{\partial P}{\partial z} = 0; \quad (2)$$

в) массалық күштердің проекциялары

$$\left. \begin{aligned} F_r = g \cos(\vec{G}, \vec{K}_r) \sin(\vec{G}, \vec{K}_z), \end{aligned} \right\} \quad 1366$$

$$\begin{aligned}
 F_\varepsilon &= g \sin(\vec{G}, \vec{K}_r) \sin(\vec{G}, \vec{K}_z), \\
 F_z &= g \cos(\vec{G}, \vec{K}_z).
 \end{aligned}
 \tag{3}$$

Көрсетілген жағдайлар негізінде тұтқыр сұйықтың қозғалыс теңдеуі келесідей өрнектеледі:

$$\left.
 \begin{aligned}
 v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{v_\varepsilon^2}{r} &= -\frac{1}{\sigma} \frac{\partial P}{\partial r} + v \left(\frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_r}{r^2} \right) + \\
 &\quad + g \cos(\vec{G}, \vec{K}_r) \sin(\vec{G}, \vec{K}_z), \\
 v_r \frac{\partial v_\varepsilon}{\partial r} + \frac{v_r v_\varepsilon}{r} &= v \left(\frac{\partial^2 v_\varepsilon}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\varepsilon}{\partial r} - \frac{v_\varepsilon}{r^2} \right) + g \sin(\vec{G}, \vec{K}_r) \sin(\vec{G}, \vec{K}_z), \\
 v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} &= v \left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + g \cos(\vec{G}, \vec{K}_z).
 \end{aligned}
 \right\}
 \tag{4}$$

Мұнда массалық күштердің құрауыштары, гидроциклонның кеңістікте көлбеу орналасуына сәйкес келетін, неғұрлым жалпы түрде көрсетілген..

Сфералық координат жүйесін қолданамыз:

а) гидроциклондағы сұйықтың өске симметриялы қозғалысының шартына сәйкес келетін теңдеу:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial v_\rho}{\partial \varepsilon} = \frac{\partial v_\theta}{\partial \varepsilon} = \frac{\partial v_\varepsilon}{\partial \varepsilon} &= 0, \\
 \frac{\partial^2 v_\rho}{\partial \varepsilon^2} = \frac{\partial^2 v_\theta}{\partial \varepsilon^2} = \frac{\partial^2 v_\varepsilon}{\partial \varepsilon^2} &= 0, \\
 \frac{\partial P}{\partial \varepsilon} &= 0;
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

б) жалпы түрдегі массалық күштердің проекциялары (гидроциклонның көлбеу орналасуы) келесідей ұсынылады:

$$\begin{aligned}
 F_\rho &= g \cos(\vec{G}, \vec{K}_\rho), \\
 F_\theta &= g \cos(\vec{G}, \vec{K}_\theta) \sin(\vec{G}, \vec{K}_\rho), \\
 F_r &= g \sin(\vec{G}, \vec{K}_\theta) \sin(\vec{G}, \vec{K}_\rho).
 \end{aligned}
 \tag{6}$$

Жоғарыда көрсетілген нақтылауларды ескерсек, қозғалыс теңдеулерінің түрі төмендегідей болады:

$$\left.
 \begin{aligned}
 v_\rho \frac{\partial v_\rho}{\partial \rho} + \frac{v_\theta}{\rho} \frac{\partial v_\rho}{\partial \theta} - \frac{v_\theta^2}{\rho} - \frac{v_\varepsilon^2}{\rho} &= -\frac{\partial P}{\sigma \partial \rho} + v \left(\frac{\partial^2 v_\rho}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 v_\rho}{\partial \theta^2} + \frac{2}{\rho} \frac{\partial v_\rho}{\partial \rho} + \frac{ctg \theta}{\rho^2} \frac{\partial v_\rho}{\partial \theta} - \right. \\
 &\quad \left. - \frac{2}{\rho^2} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} - \frac{2v_\rho}{\rho^2} - \frac{2ctg \theta}{\rho^2} v_\theta \right) + g \cos(\vec{G}, \vec{K}_\rho),
 \end{aligned}
 \right\}$$

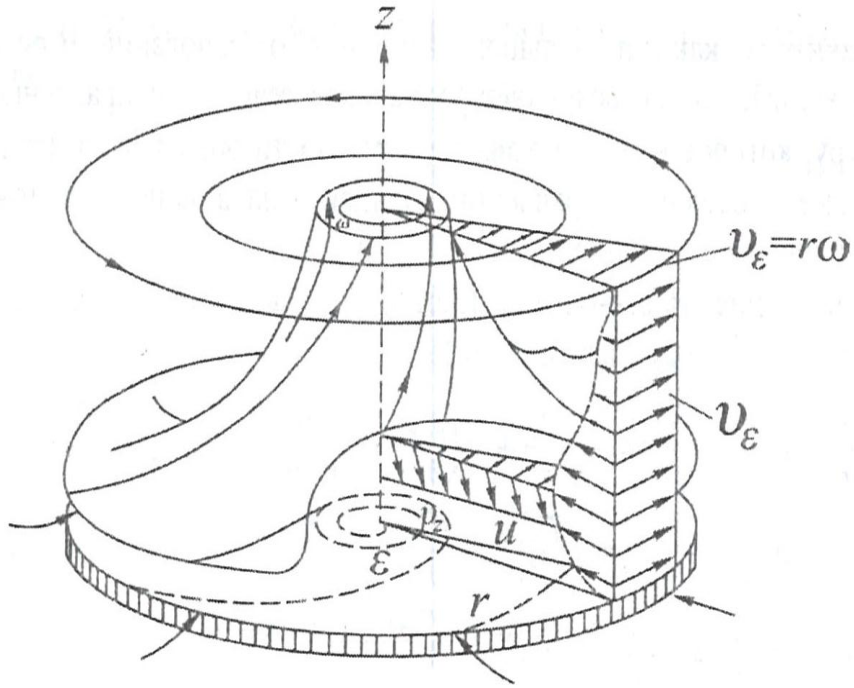
$$v_\rho \frac{\partial v_\theta}{\partial \rho} + \frac{v_\theta}{\rho} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{v_\rho v_\theta}{\rho} - \frac{v_\varepsilon^2 \operatorname{ctg} \theta}{\rho} = -\frac{1}{\sigma \rho} \frac{\partial P}{\partial \theta} + v \left(\frac{\partial^2 v_\theta}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 v_\theta}{\partial \theta^2} + \frac{2}{\rho} \frac{\partial v_\theta}{\partial \rho} + \frac{\operatorname{ctg} \theta}{\rho^2} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{2}{\rho^2} \frac{\partial v_\rho}{\partial \theta} - \frac{v_\theta}{\rho^2 \sin^2 \theta} \right) + g \cos(\vec{G}, \vec{K}_\theta) \sin(\vec{G} \vec{K}_\rho), \quad (7)$$

$$v_\rho \frac{\partial v_\varepsilon}{\partial \rho} + \frac{v_\theta}{\rho} \frac{\partial v_\varepsilon}{\partial \theta} + \frac{v_\varepsilon v_\rho}{\rho} + \frac{v_\theta v_\varepsilon \operatorname{ctg} \theta}{\rho} = v \left(\frac{\partial^2 v_\varepsilon}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 v_\varepsilon}{\partial \theta^2} + \frac{2}{\rho} \frac{\partial v_\varepsilon}{\partial \rho} + \frac{\operatorname{ctg} \theta}{\rho^2} \frac{\partial v_\varepsilon}{\partial \theta} - \frac{v_\varepsilon}{\rho^2 \sin^2 \theta} \right) + g \sin(\vec{G}, \vec{K}_\theta) \sin(\vec{G} \vec{K}_\rho)$$

Гидротехника және мелиорация мақсаты үшін гидроциклондарды қолдану – көп жағдайда сұйықтықтың элементар көлемінің салмағы вакуумдық және қысымды- вакуумдық жағдайлардағы центрден тепкіш күшпен салыстырғанда шамалас болатын гидроциклондардың жұмысда қолданылады. Бұл жағдайларда массалық күштерді ескермеу мүлдем басқа нәтижелерге алып келеді.

Қарапайым гидроциклон - қақпақтан, коаксиалды су төгетін құбыршасы бар цилиндрлік бөліктен және кесілген конустан тұрады. Бұл циклонды ағынының қозғалыс механизмін дұрыс көрсету үшін сұйықтықтың айналма қозғалысының әрқайсысының ерекшеліктері мен өзара әсерін қатты жазық беттің үстінде, коаксиалды цилиндрлік құбырлардың арасында және конуста ескеру қажет дегенді білдіреді:.

Сұйық ағының қозғалмайтын негізге жақын жердегі қозғалысын қарастырайық (1-сурет). Мысалы, қабырғадан үлкен қашықтықта сұйықтықтың айналу жылдамдығы тұрақты ω бұрыштық жылдамдықпен жүріп жатыр делік. Бөлікке әсер ететін центрден центрден тепкіш күш пен қысымның радиалды градиенті өзара теңегеріледі. Соның салдарынан бөлшектің айналу радиусы өзгермейді. Қабырғаға жақын бөлшектер үшін жылдамдықтың тангенциалды компоненті кедергі күші әсерінен төмендейді. Сондықтан центрге тартқыш күш айтарлықтай азаяды, ал қысымның радиал градиенті негізден үлкен арақашықтықта орналасқандағыдай өзгеріссіз қалады. Нәтижесінде қабырғаға жақын бөлшектер үшін орталыққа бағытталған радиалды ағыс пайда болады үзіліссіздік заңына сәйкес оестік бағытта жоғары бағытталған ағысты пайда болады. Берілген есептің нақты және аналитикалық шешімін табуға болады.



1- сурет. Қозғалмайтын негіздегі сұйықтың айналмалы қозғалысы

Бұл жағдайда Навье-Стокс теңдеуі мен үзіліссіздік теңдеуі келесідей болады:

$$\left. \begin{aligned}
 v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{v_\varepsilon^2}{r} &= -\frac{1}{\sigma} \frac{\partial P}{\partial r} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_r}{r^2} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} \right), \\
 v_r \frac{\partial v_\varepsilon}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_\varepsilon}{\partial z} - \frac{v_r v_\varepsilon}{r} &= \nu \left(\frac{\partial^2 v_\varepsilon}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 v_\varepsilon}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\varepsilon}{\partial r} - \frac{v_\varepsilon}{r^2} \right), \\
 v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} &= -\frac{1}{\sigma} \frac{\partial P}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_z}{\partial r} \right), \\
 \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} - \frac{\partial v_z}{\partial z} &= 0.
 \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Шекаралық шарттар:

$$\left. \begin{aligned}
 v_r = 0, v_\varepsilon = 0, v_z = 0 \quad z = 0 \text{ болған жағдайда} \\
 v_r = 0, v_\varepsilon = r\omega \quad z = \infty \text{ болған жағдайда.}
 \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

z орнына өлшемсіз $\xi = z\sqrt{\omega/\nu}$ координатын енгіземіз де, жылдамдықтың компоненттерін келесі түрде көрсетеміз:

$$v_r = r\omega F(\xi), v_\varepsilon = r\omega G(\xi), v_z = \sqrt{\nu\omega}H(\xi). \quad (11)$$

Қысымның радиал градиентінің тангенциалдық жылдамдықпен қатынасы мынадай:

$$\frac{1}{\sigma} \frac{\partial P}{\partial r} = \frac{v_\varepsilon^2}{r}. \quad (12)$$

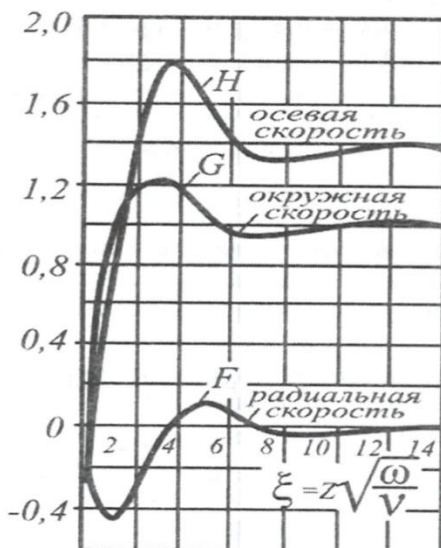
(8) теңдеуіне (11) мен (12) қоя отырып, келесі теңдеулер жүйесін аламыз:

$$\left. \begin{aligned} F^2 - G^2 + HF' - F'' + 1 &= 0, \\ 2FG + HG' - G'' &= 0, \\ 2F + H'' &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Яғни, шекаралық шарттары төмендегідей:

$$\left. \begin{aligned} F=0, G=0, H=0 \quad \xi=0 \text{ болған жағдайда} \\ F=0, G=1 \quad \xi=\infty \text{ болған жағдайда} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

(14) шекаралық шарты бойынша (13) теңдеулер жүйесін шешу Бёдевантпен орындалып, кейін Нидалмен толықтырылған. F, G және H функцияларының мәндері 2-суретте көрсетілген. Талдауға толық тоқтамай-ақ, тек радиусы R цилиндрдің беті арқылы, айналу өсіне бағыты бойынша ағып жатқан, сұйықтың толық мөлшері келесідей теңдеуге тең екенін атап өтсек



2- сурет. Шекаралық қабаттағы жылдамдықтардың таралуы

$$Q = -1,38\pi R^2 \sqrt{\nu\omega}. \quad (15)$$

Дәл сондай мөлшердегі сұйық өстік бағытта жоғарыға көтеріліп шығады. Ағып шығатын судың максимал жылдамдығы мынаған тең:

$$v_z = 1,8\sqrt{v\omega}. \quad (16)$$

Шекаралық қабаттың қалыңдығы

$$\delta = 8\sqrt{\frac{v}{\omega}}. \quad (17)$$

Қолданылған әдебиеттер тізімі

1. Абдураманов А.А. Механика жидкости, -Тараз.:«Сенім», 2014, 280 с.
2. Абдураманов А.А. Струйные аппараты. Теория и практика, -Тараз.:«Сенім», 2011, 200 с.
3. Касабеков М.И. Гидроэлеваторы с циклонными приемными камерами, Известия МГТУ «МАМИ». Сборник научных трудов.- М., 2008. -С.180-183

УДК 539-3

ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВИБРАЦИОННОЙ МАШИНЫ

Ибрагимов Раниль Нажипович

r09i@mail.ru

Магистрант кафедры «Механика» ЕНУ им. Л.Н. Гумилева, Нур-Султан, Казахстан. Научный руководитель – М. Алимжанов.

Действующие в вибрационных машинах силы весьма разнообразны. На практике применяют три метода, известных из курса теоретической механики:

1. Метод равновесия с использованием принципа Даламбера (квазистатический метод).
2. Принцип возможных перемещений Гамильтона, приводящий к уравнениям Лангранжа

II рода.

3. Метод канонических уравнений Гамильтона. Для простых динамических систем чаще всего применяют принцип Даламбера. В этом случае для составления уравнений движения рассматривают равновесие системы с приложенными к ней силами инерции.

Под вибрационным объектом будем подразумевать вибромашину, вибрационное устройство или вибрационный технологический процесс. Под физической моделью объекта следует понимать по возможности полное описание его функционирования в физически содержательных терминах. Расчетная модель объекта описывает его функционирование в физически содержательных терминах, но в отличие от физической модели в ней не учитываются факторы, не оказывающие заметного влияния на ход процесса. Под математической моделью объекта следует понимать уравнения и другие соотношения, вытекающие из расчетной модели, а также алгоритмы решения уравнений.

Для решения задачи о самосинхронизации требуется построить приближенное решение полной системы уравнений с учетом воздействия, оказываемого колебаниями несущего тела на вращение дебалансов, и исследовать устойчивость этого решения. И.И. Блехман и Б.П. Лавров сформулировали интегральный критерий устойчивости синхронных движений, позволяющий существенно упростить эту процедуру. Применимость интегрального критерия ограничивается системами, консервативными в нулевом приближении.

Перейдем к предложенной динамической модели вибрационной машины (Рис. 1) на основе вибрационного погружателя, как наиболее динамически нагруженной машине.

На схеме: