

ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ БІЛІМ ЖӘНЕ ҒЫЛЫМ МИНИСТРЛІГІ
Л.Н. ГУМИЛЕВ АТЫНДАҒЫ ЕУАЗИЯ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ



Студенттер мен жас ғалымдардың
«ҒЫЛЫМ ЖӘНЕ БІЛІМ - 2016» атты
XI Халықаралық ғылыми конференциясының
БАЯНДАМАЛАР ЖИНАҒЫ

СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ
XI Международной научной конференции
студентов и молодых ученых
«НАУКА И ОБРАЗОВАНИЕ - 2016»

PROCEEDINGS
of the XI International Scientific Conference
for students and young scholars
«SCIENCE AND EDUCATION - 2016»

2016 жыл 14 сәуір
Астана

**ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ БІЛІМ ЖӘНЕ ҒЫЛЫМ МИНИСТРЛІГІ
Л.Н. ГУМИЛЕВ АТЫНДАҒЫ ЕУРАЗИЯ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ**

**Студенттер мен жас ғалымдардың
«Ғылым және білім - 2016»
атты XI Халықаралық ғылыми конференциясының
БАЯНДАМАЛАР ЖИНАҒЫ**

**СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ
XI Международной научной конференции
студентов и молодых ученых
«Наука и образование - 2016»**

**PROCEEDINGS
of the XI International Scientific Conference
for students and young scholars
«Science and education - 2016»**

2016 жыл 14 сәуір

Астана

ӘӨЖ 001:37(063)

КБЖ 72:74

Ғ 96

Ғ96 «Ғылым және білім – 2016» атты студенттер мен жас ғалымдардың XI Халық. ғыл. конф. = XI Межд. науч. конф. студентов и молодых ученых «Наука и образование - 2016» = The XI International Scientific Conference for students and young scholars «Science and education - 2016» . – Астана: [http://www.enu.kz/ru/nauka/ nauka-i-obrazovanie/](http://www.enu.kz/ru/nauka/nauka-i-obrazovanie/), 2016. – б. (қазақша, орысша, ағылшынша).

ISBN 978-9965-31-764-4

Жинаққа студенттердің, магистранттардың, докторанттардың және жас ғалымдардың жаратылыстану-техникалық және гуманитарлық ғылымдардың өзекті мәселелері бойынша баяндамалары енгізілген.

The proceedings are the papers of students, undergraduates, doctoral students and young researchers on topical issues of natural and technical sciences and humanities.

В сборник вошли доклады студентов, магистрантов, докторантов и молодых ученых по актуальным вопросам естественно-технических и гуманитарных наук.

ӘӨЖ 001:37(063)

КБЖ 72:74

ISBN 978-9965-31-764-4

©Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия
ұлттық университеті, 2016

КӨЛДЕНЕҢ ОРНАЛАСҚАН ГИДРОЦИКЛОН КАМЕРАСЫНДАҒЫ ҚАТТЫ БӨЛШЕКТИҢ ҚОЗҒАЛЫС ТРАЕКТОРИЯСЫНЫҢ ТЕНДЕУІ

Құбиев Аслан Болатұлы, Әбілқасым Ләззат

aslankubiyev@gmail.com, Laz_9@mail.ru

Л.Н.Гумилев атындағы ЕҰУ Механика мамандығының студенті және магистранты,

Астана, Қазақстан

Ғылыми жетекшісі – М.И. Касабеков

Ортаның қарсыласуы ($C_f = 0$) болғанда, қатты бөлшектің көлденең меридианды жазықтықтағы қозғалысы келесі жүйемен сипатталады:

$$\begin{cases} \frac{dU_r}{dt} = \frac{U_\varepsilon^2}{r} - \frac{3\pi\mu d}{m} U_{0r} - \frac{\rho_{ж}}{\rho_T} \frac{U_\varepsilon^2}{r}; \\ \frac{1}{r} \frac{d(rU_\varepsilon)}{dt} = -\frac{3\pi\mu d}{m} U_{0\varepsilon}; \\ \frac{dU_z}{dt} = g \frac{\Delta\rho}{\rho_T} - \frac{3\pi\mu d}{m} U_{0z}. \end{cases} \quad (1.1)$$

C_f –

қарсыласу

коэффициенті

Бұл жүйеден келесі дифференциалдық теңдеулерді алуға болады:

$$\begin{cases} m \frac{dU_r}{dt} = m \frac{U_\varepsilon^2}{r} - \frac{\partial P}{\partial r} A_1 d^3; \\ m \frac{dU_z}{dt} = -\frac{\partial P}{\partial z} A_1 d^3. \end{cases} \quad (1.2)$$

$\frac{dU_r}{dt} = U_r \frac{dU_r}{dr}$, $\frac{dU_z}{dt} = U_z \frac{dU_z}{dz}$ екенін ескере отырып және (1.2) теңдігін $m = A_1 \rho_T d^3$ бөлеміз,

$$\begin{cases} U_r \frac{dU_r}{dr} = \frac{U_\varepsilon^2}{r} - \frac{1}{\rho_T} \frac{\partial P}{\partial r}; \\ U_z \frac{dU_z}{dz} = -\frac{1}{\rho_T} \frac{\partial P}{\partial z}. \end{cases} \quad (1.3)$$

$\frac{1}{\rho_T} \frac{\partial P}{\partial r} = \frac{\rho_{ж}}{\rho_T} \frac{U_\varepsilon^2}{r}$ теңдігін ескеріп, (1.3) жүйесінің бірінші теңдеуін шешеміз:

$$\int U_r dU_r = \int \frac{U_\varepsilon^2}{r} dr - \frac{\rho_{ж}}{\rho_T} \int \frac{U_\varepsilon^2}{r} dr.$$

Ол үшін $\mathcal{G}_\varepsilon = \frac{\mathcal{G}_{\varepsilon R_{\varepsilon}^n}}{r^n}$, ($R_{\varepsilon} = R_y - r_{\varepsilon}$), $U_\varepsilon = \mathcal{G}_\varepsilon$. деп аламыз.

Олай болса $\int U_r dU_r = \left(\frac{1-\rho_{ж}}{\rho_T}\right) \int \frac{\mathcal{G}_{\varepsilon}^2 R_{\varepsilon}^{2n}}{r^{2n+1}} dr.$ (1.4)

Бұдан шығатыны $\frac{U_r^2}{2} = -\frac{1}{2n} \left(1 - \frac{\rho_{ж}}{\rho_T}\right) \frac{\mathcal{G}_{\varepsilon}^2 R_{\varepsilon}^{2n}}{r^{2n}} + C_1$ $t=0$ болғанда бөлшектердің

гидроциклонның камерасына кіру радиусы $r_0 = R_y - \varepsilon$ ($0 \leq \varepsilon \leq d_{\varepsilon}$) және радиалды жылдамдық $u_{r_0} = 0$ болады, себебі әр түрлі әсер етуші күштерге байланысты радиустың екі жағына да бірдей қозғалады.

Сондықтан

$$C_1 = \frac{g_{\text{ex}}^2 R_{\text{ex}}^{2n}}{2n(R_y - e)^{2n}} \left(1 - \frac{\rho_{\text{жс}}}{\rho_T}\right).$$

Осыдан

$$U_r = g_{\text{ex}R_{\text{ex}}^n} \sqrt{\frac{\Delta\rho}{n\rho_T} \left[\frac{1}{(R_y - e)^{2n}} - \frac{1}{r^{2n}} \right]}. \quad (1.5)$$

Тығыздығы ρ_T бөлшектің t уақытқа байланысты радиус бойымен орнын анықтау үшін (1.5) теңдігіндегі U_r - ді $\frac{dr}{dt}$ деп алып интегралдаймыз:

$$\int \frac{dr}{\left[\frac{1}{(R_y - e)^{2n}} - \frac{1}{r^{2n}} \right]^{\frac{1}{2}}} = \int \sqrt{\frac{\Delta\rho}{n\rho_T}} g_{\text{ex}R_{\text{ex}}^n} dt.$$

$r_0 = R_y - e$ және $n=1$ деп қабылдап, осы интегралды теңдікті жазамыз:

$$r_0 \int \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - r_0^2}} = \int \sqrt{\frac{\Delta\rho}{n\rho_T}} g_{\text{ex}R_{\text{ex}}^n} dt,$$

Бұдан алатынымыз

$$r_0 \sqrt{r^2 - r_0^2} = \sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho_T}} g_{\text{ex}R_{\text{ex}}} t + C_2 \quad (1.6)$$

$t=0$ болғанда, қатты бөлшек орналасатын радиус $r = r_0$, сондықтан $C_2 = 0$,

$$r = \sqrt{r_0^2 + \frac{\Delta\rho}{\rho_T} \frac{g_{\text{ex}}^2 R_{\text{ex}}^2}{r_0^2} t^2}$$

немесе

$$r = r_0 \sqrt{1 + \frac{\Delta\rho}{\rho_T} \frac{g_{\text{ex}}^2 R_{\text{ex}}^2}{r_0^4} t^2} \quad (1.7)$$

(1.2) жүйесінің екінші теңдеуін екі жағын dz -қа көбейтіп және m -ға қысқартып қарастырайық

$$\int_{U_{z_0}}^{U_z} U_z dU_z = - \int_{P_{\text{BX}}}^P \frac{dP}{\rho_T}, \quad (1.8)$$

Бұдан

$$U_z = \sqrt{U_{z_0}^2 + \frac{2}{\rho_T} (P_{\text{ex}} - P)}. \quad (1.9)$$

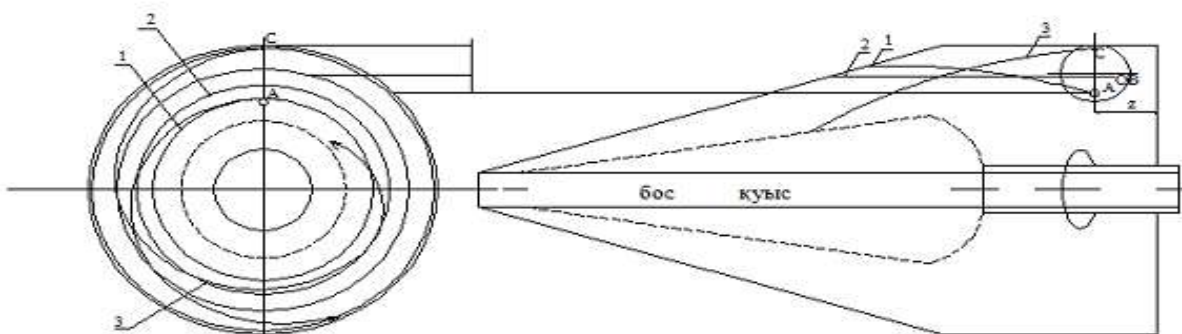
(1.9)-ды интегралдасак,

$$z = z_0 + \sqrt{\left[U_{z_0}^2 + \frac{2}{\rho_T} (P_{\text{ex}} - P) \right] t^2}. \quad (1.10)$$

Сонымен, бұл өрнектер

$$\begin{cases} r = r_0 \sqrt{1 + \frac{\Delta\rho}{\rho_T} \frac{g_{\text{BX}}^2 R_{\text{BX}}^2}{r_0^4} t^2}; \\ z = z_0 + \sqrt{\left[U_{z_0}^2 + \frac{2}{\rho_T} (P_{\text{ex}} - P) \right] t^2} \end{cases} \quad (1.11)$$

гидроциклонның қабырғасына орын ауыстыратын қатты бөлшектердің параметрлік түрдегі қозғалыс теңдеулері болып табылады.



1-сурет

Тығыздықтары әр түрлі қатты бөлшектердің траекториялары: $1 - \rho_T > \rho_{\text{ж}}$; $2 - \rho_T = \rho_{\text{ж}}$; $1 - \rho_T < \rho_{\text{ж}}$; сұйықтың нөлдік өстік жылдамдықтарының беті пунктирлі сызықпен көрсетілген

Екінші өрнектен t тауып алып, бірінші теңдікке қойсақ, қатты бөлшек траекториясының теңдеуін аламыз

$$r = r_0 \sqrt{1 + \frac{\rho_T - \rho_{\text{ж}}}{\rho_T} \frac{g_{\text{ex}}^2 R_{\text{ex}}^2}{r_0^4} \frac{(z - z_0)^2}{U_{z_0}^2 + \frac{2}{\rho_T} (P_{\text{BX}} - P)}}. \quad (1.12)$$

Тәжірибе нәтижелері бойынша $\frac{\partial P}{\partial z} = 0$ болғандықтан (1.10) теңдеуінде $P_{\text{BX}} - P = 0$. Осыны ескерсек, (1.12) траектория теңдеуі қарапайым түрге келеді:

$$r = r_0 \sqrt{1 + \frac{\rho_T - \rho_{\text{ж}}}{\rho_T} \frac{g_{\text{ex}}^2 R_{\text{ex}}^2}{r_0^4} \frac{(z - z_0)^2}{U_{z_0}^2}}. \quad (1.13)$$

z -тің бастапқы санағын z_0 -мен ($z_0 = 0$) сәйкестендірілсе, бұрынғы белгілеуді $\Delta\rho = \rho_T - \rho_{\text{ж}}$; пайдалана отырып алатанымыз:

$$r = r_0 \sqrt{1 + \frac{\Delta\rho}{\rho_T} \frac{g_{\text{ex}}^2 R_{\text{ex}}^{2n}}{r_0^4} \frac{z^2}{U_{z_0}^2}}. \quad (1.14)$$

Енді (1.14) теңдеуіне талдау жүргіземіз:

а) тығыздығы $\rho_T > \rho_{\text{ж}}$ А қатты бөлшегі (1-сурет) z өскен сайын аппарат қабырғасына радиалды түрде орын ауыстырады;

б) тығыздығы $\rho_T = \rho_{\text{ж}}$ В қатты бөлшегі салыстырмалы қозғалыс жасамайды.

в) тығыздығы $\rho_T < \rho_{\text{ж}}$ бөлшектер үшін сұйықтың қысым күші центрден тепкіш күштен артық болғандықтан, С бөлшегі, сұйықтың нөлдік өстік жылдамдық бетіне жете отырып, радиалды-өстік бағыт бойымен қозғалады. Бұл бөлшектердің әрі қарайғы қозғалысы, күштердің бағыттары мен бастапқы шарттардың өзгеруіне байланысты, басқа дифференциалдық теңдеулермен сипатталады. Траекторияның бұл бөлігінің практикадағы орны шамалы, сондықтан қатты бөлшектердің осы табылған траекториялары жеткілікті. Қарастырылып отырған модель қатты бөлшектер қозғалысының шынайы суретін бірінші жуықтауда көрсетеді.

Қолданылған әдебиеттер тізімі

1. Абдураманов А.А. О методике расчета гидроциклонов // Сб. Математика и механика. Алма-ата, ч.2, 1977, с. 93-94.

2. Абдураманов А.А., Касабеков М.И. О свободной поверхности потока в гидроциклонах // Докл. Республиканской научно-технической конф., по водному хозяйству. – Ташкент, 1981, с. 191-193.

3. Абдураманов А.А., Жангужинов Е.М. Экспериментальное определение параметров поверхности нулевых осевых скоростей в гидроциклоне // Исследование и промышленное применение гидроциклонов. – Горький, 1981, с. 253-256

4. Абдураманов А.А., Механика жидкости. – Тараз, 2014, 280 с.

УДК 625.122.627.824

ЧИСЛЕННАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ АЛГОРИТМА СОБСТВЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ СИСТЕМЫ «ЗЕМЛЯНОЕ ПОЛОТНО - ОСНОВАНИЕ»

Лопата Виктор Сергеевич

Dana_61@mail.ru

Магистрант кафедры Механика, ЕНУ им.Л.Н.Гумилева, Астана, Казахстан

Научный руководитель-Д.Ж.Мухамбеталина

На железных дорогах мира в настоящее время и в перспективе наблюдается общая тенденция к реализации скоростного и высокоскоростного движения пассажирских поездов. При введении скоростного движения возникают более сложные процессы взаимодействия пути и подвижного состава, чем при обычных скоростях. Например, в зоне контакта колеса и рельса образуются высокочастотные колебания, которые передаются подрельсовому основанию, вследствие чего происходит волнообразный износ рельса и расстройство балластного слоя, основной площадки и земляного полотна. Поэтому создание надежных методов расчета устойчивости системы «земляное полотно-основание» конечных размеров в сложных грунтовых условиях под действием статических и динамических нагрузок является весьма сложной задачей.

Все это вызывает необходимость проведения фундаментальных исследований с привлечением современного аппарата математики и механики деформируемого твердого тела, разработки нетрадиционных аналитических и численных методов решения поставленных задач и создания на их основе программных средств для анализа динамической устойчивости земляного полотна при совместной работе с верхним строением железнодорожного пути.

Изучения свободных колебаний системы «земляное полотно-основание» важны для выяснения влияния физико-механических свойств основания и окружающего массива сложного строения на резонансные амплитудно-частотные характеристики. С другой стороны, при изучении динамической реакции земляного полотна низшие частоты необходимы для формирования и решения основных разрешающих матричных уравнений движения.

В работе подробно излагается численная реализация свободных колебаний системы «земляное полотно-основание» на основе метода конечных элементов (МКЭ) в сочетании с итерационным методом в подпространстве.

Земляное полотно состоит из неоднородных слоев с различными физико-механическими свойствами. Упругое состояние каждого слоя описывается уравнениями обобщенного закона Гука [1,2]:

$$\begin{aligned}\varepsilon_x &= \frac{\sigma_x}{E} - \frac{\nu\sigma_y}{E} - \frac{\nu\sigma_z}{E}, \varepsilon_y = -\frac{\nu\sigma_x}{E} + \frac{\sigma_y}{E} - \frac{\nu\sigma_z}{E} \\ \gamma_{xy} &= \frac{2(1+\nu)}{E} \tau_{xy}, \varepsilon_z = -\frac{\nu\sigma_x}{E} - \frac{\nu\sigma_y}{E} - \frac{\sigma_z}{E} = 0.\end{aligned}\tag{1}$$