



ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ  
ТҰҢҒЫШ ПРЕЗИДЕНТІ - ЕЛБАСЫНЫҢ ҚОРЫ

**«ҒЫЛЫМ ЖӘНЕ БІЛІМ – 2017»**

студенттер мен жас ғалымдардың  
XII Халықаралық ғылыми конференциясының  
БАЯНДАМАЛАР ЖИНАҒЫ

---

СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ  
XII Международной научной конференции  
студентов и молодых ученых  
**«НАУКА И ОБРАЗОВАНИЕ – 2017»**

---

PROCEEDINGS  
of the XII International Scientific Conference  
for students and young scholars  
**«SCIENCE AND EDUCATION - 2017»**



14<sup>th</sup> April 2017, Astana



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

**«Ғылым және білім - 2017»  
студенттер мен жас ғалымдардың  
XII Халықаралық ғылыми конференциясының  
БАЯНДАМАЛАР ЖИНАҒЫ**

**СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ  
XII Международной научной конференции  
студентов и молодых ученых  
«Наука и образование - 2017»**

**PROCEEDINGS  
of the XII International Scientific Conference  
for students and young scholars  
«Science and education - 2017»**

**2017 жыл 14 сәуір**

**Астана**

**УДК 378**

**ББК 74.58**

**Ғ 96**

Ғ 96

«Ғылым және білім – 2017» студенттер мен жас ғалымдардың XII Халықаралық ғылыми конференциясы = The XII International Scientific Conference for students and young scholars «Science and education - 2017» = XII Международная научная конференция студентов и молодых ученых «Наука и образование - 2017». – Астана: <http://www.enu.kz/ru/nauka/nauka-i-obrazovanie/>, 2017. – 7466 стр. (қазақша, орысша, ағылшынша).

ISBN 978-9965-31-827-6

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.

УДК 378

ББК 74.58

ISBN 978-9965-31-827-6

©Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия  
ұлттық университеті, 2017

$$d = X_1 X_2 X_3 X_4$$

Егер  $X_1 < X_2 \leq X_3 > X_4$  болса, онда бұл жағдайда коэффициенттер арасында:  $a < b \leq c > d$  тәуелсіздігінің болатынын есептеп шығару қиын емес.

Қорытыта келе, жоғарыда айтылғандардан бұл жұмыста жоғары дәрежелі алгебралық полиномдарды шешу үшін статикалық және динамикалық бағдарламалардың физикалық және математикалық модельдерін жасаудың негізгі теориялық принциптері қарастырылғанын аңғарамыз [4].

Жүйелерді бөліктерге бөліп, әрі қарай функцияны минимумға жеткізу алгоритмін пайдаланып зерттеуге-диооптика принципі алғаш рет қолданыс тапқан.

Әдістеменің дәлдігі 5%-дан аз, ал бұл инженерлік есептеулер жүргізуге толық жарамды дегенді білдіреді.

Физикалық процестерді модельдеу процестің қажетті параметрлерін берілген дәлдікпен есептеуге, физикалық құбылыстың статикалық және динамикалық өтуін көрнекі түрде көрсетуге мүмкіндік береді [5].

Жүргізілген зерттеулерді математика мен физика саласындағы кең көлемді есептерді шешу үшін қолдануға болады, оқуда танымдық белсенділікті арттыруға және орта және жоғары мектептерде компьютерлік техниканы ендірудің кезекті қадамын жасауға мүмкіндік береді деп есептейміз

#### Қолданылған әдебиеттер тізімі

1. Алгоритмы и программы решения задач на графах и сетях / Нечепуренко М.И., Попков В.К., Майнагашев С.М. и др. - Новосибирск: Наука. Сиб. Отд-ние, 1990. – 515с.
2. Кристофидес Н. Теория графов. М., "Мир", 1978.
3. Сейтмуратов А.Ж., Тайышева З., Бакиджанов Б. Решение алгебраических уравнений высоких степеней на базе компьютерной диоптики. // Конференция «Научное сообщество студентов XXI столетия» 26.01.2016. Новосибирск
4. Сейтмуратов А.Ж. Метод декомпозиции в теории колебания двухслойной пластинки в строительных конструкциях. // Научно-технический и производственный журнал ПГС 3/2006 г. Москва. стр.31-32
5. Сейтмуратов А.Ж. Умбетов У.У. Декомпозиционный подход к моделированию сейсмостойкости строительных конструкций // Журнал РАЕ. Современные наукоемкие технологии №6 2012 Имп. фак РИНЦ(2010)=0,170 ISSN1812-7320 г. Пенза

ОӘК 621.01

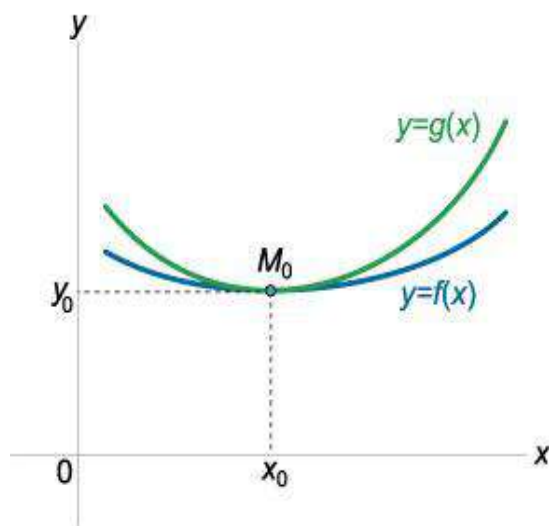
#### ЖАЗЫҚ ТРАЕКТОРИЯЛАРДЫҢ ЖАНАСУЫ

Әбдірахманова І.М., Оспанов Ұ.Б.

[93\\_inkar@mail.ru](mailto:93_inkar@mail.ru)

Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия Ұлттық университеті механика-математика факультетінің магистранты, Астана, Қазақстан  
Ғылыми жетекшісі – техн. ғыл. канд. Б.О. Бостанов

Жазықтықта  $M_0(x_0, y_0)$  нүктесінде жанасатын (1- сурет)  $y = f(x)$  және  $y = g(x)$  теңдеулерімен өрнектелетін екі траектория берілген.



1-сурет.

Мұнда

$$f(x_0) = g(x_0), f'(x_0) = g'(x_0), f''(x_0) = g''(x_0), \dots, f^{(n)}(x_0) = g^{(n)}(x_0), \\ f^{(n+1)}(x_0) \neq g^{(n+1)}(x_0)$$

болғандықтан  $y = f(x)$  және  $y = g(x)$  траекторияларының  $M_0$  нүктесінде  $n$ -ші реттегі жанасуы болады.

Атап айтқанда,  $n = 1$   $y = f(x)$  және  $y = g(x)$  траекторияларының ортақ жанамасы болады.  $n = 0$  жағдайда траекториялардың ортақ нүктесі  $M_0$ :  $f(x_0) = g(x_0)$ , бірақ олардың бірінші туындылары бұл ретте сәйкес келмейді. Бұл жағдайда, траекториялар  $M_0$ -де қиылысады [1].

$\varphi(x) = g(x) - f(x)$  функциялар айырмашылығын  $x_0$  нүктесі төңірегінде қарастыруға және оны Пеано түрінде қалған мүшелерімен Тейлор қатарына қоя аламыз. Егер  $y = f(x)$  және  $y = g(x)$  қисықтарының  $n$  жанама реті болса, онда қатардың бірінші  $n$  мүшелері нөлге тең, ал  $\varphi(x)$  айырмашылығы былай берілген

$$\varphi(x) = \frac{\varphi^{(n+1)}(x_0) + \alpha}{(n+1)!} (x - x_0)^{n+1} = \frac{g^{(n+1)}(x_0) - f^{(n+1)}(x_0) + \alpha}{(n+1)!} (x - x_0)^{n+1},$$

яғни  $(x - x_0)^{n+1}$ -ге пропорционал. Демек,  $n$  жұп мәні кезінде  $\varphi(x)$  айырмашылығы  $x_0$  жанама нүктесінің сол және оң жақтарынан әр түрлі мәндері болады, яғни бұл жағдайда траекториялар  $M_0$ -де қиылысады.

$n$  тақ мәні кезінде  $y = f(x)$  және  $y = g(x)$  траекториялары  $y = F(x)$  және  $y = G(x)$  өзара қиылысусыз  $M_0$ -де бір-бірімен жанасады.

*Жанасушы траектория.* Біз  $y = f(x)$  траекториясының теңдеуі және траекториялар тобы берілген мәселені қарастырамыз

$$G(x, y, a, b, \dots, l) = 0$$

$n + 1$  параметрлері  $a, b, \dots, l$  болатын. Параметрлер мәнін өзгерте отырып,  $y = f(x)$  траекториясымен  $M_0(x_0, y_0)$ -де ең жоғары ықтимал жанасу реті бар болатындай траекториялар тобынан сондай траектория таңдалынып алынды. Мұндай траектория

жанасушы траектория деп аталады.

$$\Phi(x, a, b, \dots, l) = G(x, f(x), a, b, \dots, l).$$

Жанасу шарттары :

$$\begin{cases} \Phi(x_0, a, b, \dots, l) = 0 \\ \Phi'_x(x_0, a, b, \dots, l) = 0 \\ \Phi''_{xx}(x_0, a, b, \dots, l) = 0 \\ \dots\dots\dots \\ \Phi^{(n)}_{x^n}(x_0, a, b, \dots, l) = 0 \end{cases} .$$

Нәтижесінде, параметрдің  $n + 1$  белгісіз мәндерімен бірге  $n + 1$  теңдеуінен жүйені алдық. Осы жүйені шеше отырып,  $a, b, \dots, l$  параметрлерін және жанасушы траекторияның теңдеуін таптық. Әдетте оның жанасу реті ( $n + 1$  параметрлері болған жағдайда)  $n$ -нен кем емес болады. Осылайша, жанасушы траектория жанасу реті әдетте параметрлер санынан бірге кем.

*Жанасушы шеңбер.* Жанасушы шеңбер теңдеуін аламыз. Кем дегенде екі рет дифференциалданатын  $y = f(x)$  функциясы берілсін. Шеңберлер тобы мына теңдеумен сипатталады

$$(x - a)^2 + (y - b)^2 = R^2 .$$

Көріп тұрғандай, мұнда үш параметрлер болады -  $a, b$  шеңбер центрінің координаттары және оның  $R$  радиусы. Бұл жағдайда байланыс ең жоғары ықтимал жанасу реті 2-ге тең екені белгілі.

Белгілей отырып

$$\Phi(x, a, b, R) = (x - a)^2 + (y - b)^2 - R^2 ,$$

$\Phi$  функциясының туындысын жазамыз:

$$\Phi'_x(x_0, a, b, R) = 2(x - a) + 2(y - b)y', \quad \Phi''_{xx}(x_0, a, b, R) = 2 + 2(y')^2 + 2(y - b)y'' .$$

Траекториялардың жанасуы  $(x_0, y_0)$  нүктесінде болып жатқанын жобалай отырып, жанасушы шеңберді анықтайтын келесі үш теңдеулердің жүйесін аламыз:

$$\begin{cases} \Phi(x_0, a, b, R) = 0 \\ \Phi'_x(x_0, a, b, R) = 0 \\ \Phi''_{xx}(x_0, a, b, R) = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} (x_0 - a)^2 + (y_0 - b)^2 - R^2 = 0 \\ 2(x_0 - a) + 2(y_0 - b)y'_0 = 0 \\ 2 + 2(y'_0)^2 + 2(y_0 - b)y''_0 = 0 \end{cases} .$$

Соңғы теңдеуден  $b$  мәнін табамыз:

$$2 + 2(y'_0)^2 + 2(y_0 - b)y''_0 = 0, \Rightarrow (y_0 - b)y''_0 = -1 - (y'_0)^2, \Rightarrow y_0 - b = -\frac{1 + (y'_0)^2}{y''_0} ,$$

$$\Rightarrow b = y_0 + \frac{1 + (y'_0)^2}{y''_0} .$$

Екінші теңдеуге  $y_0 - b$  қоя отырып, шеңбер центрінің  $a$  координатасын аламыз:

$$2(x_0 - a) + 2(y_0 - b)y'_0 = 0, \Rightarrow x_0 - a = -(y_0 - b)y'_0, \Rightarrow x_0 - a = -\frac{1 + (y'_0)^2}{y''_0} y'_0,$$

$$\Rightarrow a = x_0 - \frac{1 + (y'_0)^2}{y''_0} y'_0.$$

Жанасушы шеңбер радиусы жүйенің бірінші теңдеуінен анықталады:

$$(x_0 - a)^2 + (y_0 - b)^2 - R^2 = 0, \Rightarrow R^2 = (x_0 - a)^2 + (y_0 - b)^2,$$

$$\Rightarrow R^2 = \left( \frac{1 + (y'_0)^2}{y''_0} y'_0 \right)^2 + \left( \frac{1 + (y'_0)^2}{y''_0} \right)^2, \Rightarrow R^2 = \left( \frac{1 + (y'_0)^2}{y''_0} \right)^2 [(y'_0)^2 + 1]$$

$$\Rightarrow R^2 = \frac{[1 + (y'_0)^2]^3}{(y''_0)^2}, \Rightarrow R = \frac{[1 + (y'_0)^2]^{\frac{3}{2}}}{|y''_0|}.$$

Демек,  $a, b$  шеңбер центрінің координаталары  $x_0$  нүктесіндегі  $y = f(x)$  траекториясының қисықтық центріндегі координаталары болып табылады, ал жанасушы шеңбердің радиусы жанасу нүктесінде осы траекторияның қисықтық радиус мәнімен сәйкес келеді.

Қолданысын көрсету үшін мысал келтірейік. Бізге  $x_0 = 1$  нүктесінде  $f(x) = \arctan x$  траекториясымен жанасатын шеңбердің теңдеуін құру қажет болсын [2].

Әлбетте, екі траекторияның жанасу нүктесінің координаттары

$$(x_0, y_0) = \left( 1, \frac{\pi}{4} \right).$$

Жанасатын шеңбер центрінің координаттары мен оның радиусы келесі формулалар бойынша анықталады

$$a = x_0 - \frac{1 + (y'_0)^2}{y''_0} y'_0, \quad b = y_0 + \frac{1 + (y'_0)^2}{y''_0}, \quad R = \frac{|1 + (y'_0)^2|^{\frac{3}{2}}}{|y''_0|}.$$

Бұл өрнекке кіретін туындыны таптық:

$$y' = (\arctan x)' = \frac{1}{1 + x^2}, \quad y'' = \left( \frac{1}{1 + x^2} \right)' = -\frac{2x}{(1 + x^2)^2}.$$

$x_0 = 1$  кезінде олардың мәндері болады

$$y'_0 = y'(1) = \frac{1}{2}, \quad y''_0 = y''(1) = -\frac{1}{2},$$

Сонда шеңбер центрінің координаттары мынаған тең болады

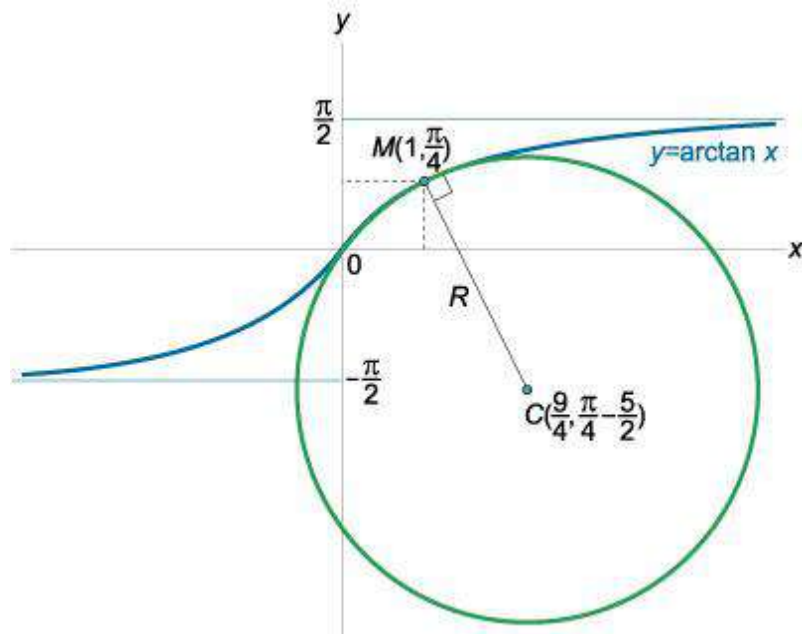
$$a = x_0 - \frac{1 + (y'_0)^2}{y''_0} y'_0, = 1 - \frac{1 + \left(\frac{1}{2}\right)^2}{\left(-\frac{1}{2}\right)} \cdot \frac{1}{2} = \frac{9}{4} = 2,25;$$

$$b = y_0 + \frac{1 + (y'_0)^2}{y''_0} = \frac{\pi}{4} + \frac{1 + \left(\frac{1}{2}\right)^2}{\left(-\frac{1}{2}\right)} = \frac{\pi}{4} - \frac{5}{2} \approx -1,71.$$

Жанасатын шеңбер радиусын да есептейміз:

$$R = \frac{|1 + (y'_0)^2|^{\frac{3}{2}}}{|y''_0|} = \frac{[1 + (\frac{1}{2})^2]^{\frac{3}{2}}}{|-\frac{1}{2}|} = \frac{(1 + \frac{1}{4})^{\frac{3}{2}}}{\frac{1}{2}} = 2 \left(\frac{5}{4}\right)^{\frac{3}{2}} = \frac{\sqrt{125}}{4} \approx 2,80$$

Осылайша, жанасатын шеңбердің центрі  $\left(\frac{9}{4}, \frac{\pi}{4} - \frac{5}{2}\right)$  нүктесінде орналасқан (2-сурет).



2-сурет

#### Қолданылған әдебиеттер тізімі

1. Э.Г.Позняк, Е.В.Шикин Дифференциальная геометрия: первое знакомство М.: Изд-во МГУ, 1990. - 384 с.
2. Темірғалиев, Н. Математикалық анализ: университеттер мен педагогикалық және техникалық жоғары студенттеріне арналған оқу құралы. - Алматы : Мектеп, 1987. - 288 б

УДК 627(075)

### САҚИНАЛЫ ЖӘНЕ ОРТАЛЫҚ САПТАМА АРҚЫЛЫ ТУРА АҒЫНДЫ АҚПАЛЫ АППАРАТТАРМЕН СҰЙЫҚТЫҚТЫ СОРУ МЕХАНИЗМІ

Әбілқасым Ләззат, Баймұратов Мұхтар

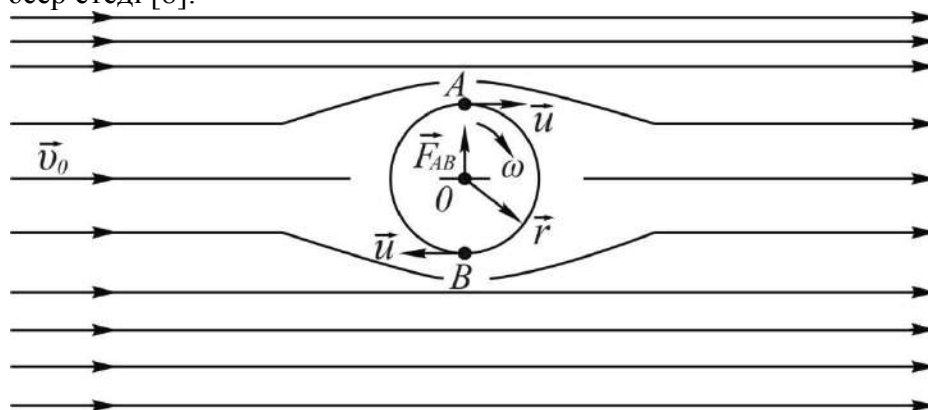
[Laz\\_9@mail.ru](mailto:Laz_9@mail.ru)

Л.Н.Гумилев атындағы ЕҰУ Механика мамандығының 2-курс магистранттары, Астана  
Ғылыми жетекшісі – М.И. Касабеков

Тура ағынды ақпалы сорғылар соңғы 150 жылда зерттеу нысаны болып келе жатыр. Жоғары сапалы Г.Цейнердің жұмысы [1], Ю.Л.Кирилловский және Л.Г.Подвидздің [2], Е.Я. Соколов пен Н.М. Зингердің [3], Б.Ф. Лямаевтің [4] және тағы басқаларының [5,6,7] жұмыстары бар. Олар арқылы тура ағынды сорғыны есептей аламыз, бірақ белсенді ақпаның енжар ағынды ілестіру механизмі дұрысында, тек жалпы түрде ғана түсіндірілінеді. Кейбір жағдайларда бұл кемшіліктерді Мускевич [7] толықтра алған. Оның идеясы бойынша, Магнус эффектісі әсерінен шекаралық қабатта енжар ағын бөлшектері арынды ақпаға ілеседі. Бірақ сұйықтағы қысымының көленең күшін анықтайтын формула нақты көрсетілген жоқ.



Төменде айналатын денеге (сұйықтық молыне) Магнус эффектисі әсерінен сұйықтық қысымының көленең күшін (Дюпюи-Магнус) анықтайтын формуланы қорытып шығарамыз. Магнус эффектисі әсерінің мәні мынада, бірқалыпты потенциалдық ағындағы айналып келе жатқан денеге сұйықтың қысымы күрт азаятын жаққа қарай бағытталған қысымының көленең күші әсер етеді [8].



1- Сурет. Қысымның көлденең күшінің бағытының анықтайтын сызба

Егер айналу денесінің лездік өсі 0 нүктесі арқылы өтетеін болса (1- сурет) және ол  $\vec{\omega}$  бұрыштық жылдамдықпен айналса, онда бұл денеге В нүктесінен А нүктесіне бағытталған айналып ағатын сұйықтың көлденең күші  $\vec{F}_{AB}$  әсер етеді. А және В нүктелеріндегі дененің айналым жылдамдығы  $u = \omega r$ , ал манометриялық қысым  $P_A = P_B = P$  болады. Сонда абсолюттік қысым:

А нүктесінің төңерегінде

$$P + \frac{\rho_{ж}(\vartheta_0 + \omega r)^2}{2},$$

ал В нүктесінің төңерегінде

$$P + \frac{\rho_{ж}(\vartheta_0 - \omega r)^2}{2}. \quad \text{болады.}$$

Ұйытқымаған сұйықтың  $\vartheta_0$  жылдамдығына перпендикуляр бағыттардағы қысымдардың айырмасы

$$\Delta P = 2\rho_{ж}\vartheta_0\omega r,$$

немесе

$$\Delta P = 2\rho_{ж}\vartheta_0 u, \quad (1)$$

Яғни, ұйытқымаған сұйықтың жылдамдығы, тығыздығы және қатты дененің айнымалы жылдамдығы неғұрлым көп болса, сұйықтың (ортаның) берілген денеге қысымы да солғұрлым көп болады.

Сұйықтың айналатын денеге көлденең қысым күші:

$$F_{AB} = \Delta P S, \quad (2)$$

мұндағы S - дененің мидель қимасының вуданы.7

(2) өрнегіне  $\Delta P$  мәнін қойып, алатынымыз:

$$F_{AB} = 2\rho_{ж}\vartheta_0 u = 2\rho_{ж}\vartheta_0 \omega r = \rho_{ж} d S \vartheta_0 \omega, \quad (3)$$

мұндағы d - айналатын дененің диаметрі,  $d = 2r$ .

Векторлық түрде бұл формула мына түрде жазылады:

$$\vec{F}_{AB} = \rho_{ж} d S (\vec{\vartheta}_0 \times \vec{\omega}). \quad (4)$$

Цилиндрлік және сфералық түрдегі денелер үшін (4) өрнегін қолданып, екі мысал қарастырайық.

1. Диаметрі d, ұзындығы L цилиндр пішіндес айналатын денеге, (4) өрнегіне сәйкес, сұйықтың потенциалдық ағынының көлденең қысым күші әсер етеді

$$F_{AB} = d^2 L \rho_{ж} \vartheta_0 \omega \sin(\vec{\vartheta}_0, \vec{\omega}). \quad (5)$$

$\vec{\vartheta} \perp \vec{\omega}$  жағдайында

$$F_{AB} = d^2 L \rho_{\text{ж}} \vartheta_0 \omega. \quad (6)$$

2. Сфера пішіндес айналатын денеге ( $S = \frac{\pi d^2}{4}$ ), сұйықтың потенциалдық ағынының көлденең қысым күші әсер етеді

$$F_{AB} = \frac{\pi}{4} d^3 \rho_{\text{ж}} \vartheta_0 \omega. \quad (7)$$

Векторлық түрде

$$\vec{F}_{AB} = \frac{\pi}{4} d^3 \rho_{\text{ж}} (\vec{\vartheta}_0 \times \vec{\omega}). \quad (8)$$

Бұл күш  $\vec{\vartheta}_0$  и  $\vec{\omega}$  векторларының жазықтықтағына перпендикуляр болады және кеңістікте әртүрлі бағдарланған болуы мүмкін, сондай-ақ Н.Е.Жуковскийдің көтерме күшінен мүлдем өзгеше.

Жуковскийдің көтерме күшінің пайда болуы үшін қарастырылып отырған дененің (материалдық нүктесі) айналуы ешқандай қажет емес.

Біздің жағдайымызда материалдық нүкте ретінде шекаралық қабаттың сыртқы (үстіңгі) шекарасында айналатын енжар сұйықтың молы (немесе ұнтақ) (2- сурет). Бұл мольге өс жақтан, жергілікті қысымды төмендететін, жұмысшы ақпаның жылдамдық моменті әсер етеді. Бірақ сыртқы жақтан мольдің жылдамдығы аз болады (қысым жоғары). Демек  $\vec{F}_{AB}$  күші көлденең қиманың шеңбер периметр бойынмен жұмысшы ақпаның ішкі жағына бағытталған. Бұл күштің шамасы мен бағытын А.А.Абдураманов [8, 9] мына түрде келтірген:

$$\vec{F}_{AB} = \frac{\pi}{4} \rho_{\text{ж}} d^3 (\vec{\vartheta}_0 \times \vec{\omega}), \quad (9)$$

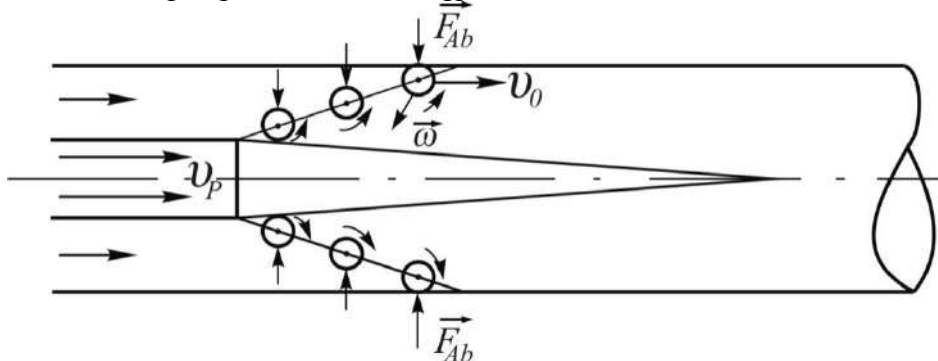
мұндағы:  $\vec{F}_{AB}$  - Абдураманов күші;

$\rho_{\text{ж}}$  - сұйықтың тығыздығы;

$d$  - айналатын шар тәріздес дененің диаметрі (құйын молы);

$\vartheta_0$  - денені айнала ағатын, потенциалды, біртекті сұйық ағынының жылдамдығы;

$\omega$  - айналатын шар тәріздес дененің бұрыштық жылдамдығы.



2- сурет. Сыртқы сорылатын ағынның орталық жұмысшы ақпамен ілесу сызбасы

Егер шар тәріздес дене (құйын молы) көлеміндегі сұйық массасы бірқалыпты потенциалдық ағында айналады деп есептесек, (9) өрнегін Ньютонның екінші заңы түрінде жазуға болады.

$$m = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_{\text{ж}} = \frac{4\pi}{3} \rho_{\text{ж}} \left(\frac{d}{2}\right)^3 = \frac{\pi}{6} \rho_{\text{ж}} d^3,$$

яғни

$$\vec{F}_{AB} = \frac{3}{2} m (\vec{\vartheta}_0 \times \vec{\omega}), \quad (10)$$

сондықтан

$$\frac{\frac{\pi}{4} \rho_{\text{ж}} d^3}{\frac{\pi}{6} \rho_{\text{ж}} d^3} = \frac{3}{2}.$$

демек

$$\frac{\pi}{4} \rho_{\text{ж}} d^3 = \frac{3}{2} m,$$

мұндағы:  $m$  - шар тәріздес дене (құйынды күйе) көлеміндегі сұйықтың массасы. Онда Ньютонның екінші заңына сәйкес

$$\vec{F}_{AB} = m \vec{a}_{AB} = m \frac{3}{2} (\vec{\vartheta}_0 \times \vec{\omega}),$$

осыдан

$$\vec{a}_{AB} = \frac{3}{2} (\vec{\vartheta}_0 \times \vec{\omega}), \quad (11)$$

яғни көлденең бағыттағы шар тәріздес дененің (құйын молы) үдеуі потенциалдық сұйық ағынының жылдамдығының осы дененің айналуының бұрыштық жылдамдық векторына векторлық көбейтіндісінің екіден үш бөлігіне тең болады.

Сонымен, дене ілгерлемелі – айналмалы қозғалыс жасайтын сұйықтың көлденең қысым күші, осы айналатын дене көлеміндегі сұйық массасының осы дененің үдеуіне көбейткенге тең болады

Бұл үдеудің Кориолистік үдеуден түбегейлі айырмашылығы бар. Бұл жерде айналатын дене  $O$  полюсімен бірге ілгерілемелі және потенциалды ағынмен айнала ағатын  $\vec{a}_{AB}$  үдеуіне ие, ал Кориолистік үдеуге ие болатын дене тасымалды айналмалы қозғалыста салыстырмалы қозғалыс жасайды.

$$\vec{a}_c = (\vec{\omega}_e \times \vec{\vartheta}_{om}), \quad (12)$$

бұл жердегі:  $\vec{\omega}_e$  - тасмалды айнарудың бұрыштық жылдамдығы;  
 $\vec{\vartheta}_{om}$  - материалдық нүктенің салыстырмалы жылдамдығы.

Осыған байланысты Кориолис инерция күші келесі түрінде көрсетіледі,

$$\vec{F}_c = -2m(\vec{\omega}_e \times \vec{\vartheta}_{om}), \quad (13)$$

Айналатын денеде тасмалданатын ілгерілемелі қозғалыс ортасы (сұйық) жағдайында қысымның көлденең күші

$$\vec{F}_{AB} = 1,5m(\vec{\vartheta}_0 \times \vec{\omega}). \quad (14)$$

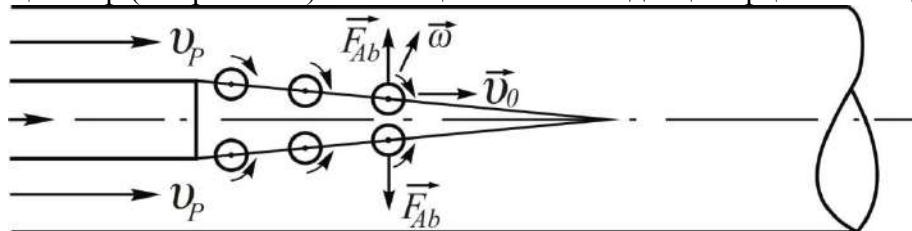
мұндағы  $\vartheta_0$  - денені айнала ағатын потенциалдық ағынының жылдамдығы.

$\omega$  - айналатын дененің бұрыштық жылдамдығы.

(9) және (10) формулаларынан  $\vec{F}_{Ab}$  күші мен  $\vec{a}_{Ab}$  үдеуі бірдей бағытқа ие екенін байқаймыз. Бұл бағыт жалпыға бірдей векторлық көбейтінді ережесі бойынша анықталады, екі вектор - сұйықтың қысым күші  $\vec{F}_{Ab}$  бағыты  $\vec{\vartheta}_0$  және  $\vec{\omega}$  векторлары арқылы өтетін жазықтыққа перпендикуляр бағытталған, және оған қарсы қараған кезде бірінші вектордың  $\vec{\vartheta}_0$  екінші векторға  $\vec{\omega}$  қысқа жолмен өту сағат тіліне қарама-қарсы бағытта болуы керек.

Сақиналы саптама жағдайында, яғни ақпа аппаратындағы белсенді жұмысшы сұйықтық сақиналы канал арқылы келіп, ал енжар ағын орталық саптамамен сорылғанда, Абдураманов күшінің бағыты алдыңғы жағдайға керісінше болады, (2- сурет).

Орталық енжар (ілгерілемелі) ағын сақиналы белсенді ақпа арқылы ілеседі (3- сурет).



3- Сурет. Сақиналы жұмысшы ақпаның орталық саптама арқылы енжар (сорылатын) ағысты ілестіру сызбасы.

### Қолданылған әдебиеттер тізімі

1. Zeuner.G. Lokomotivenblasrohr, 1863.
2. Подвидз Л.Г., Кирилловский Ю.Л., Расчет оптимального струйного насоса для работы на разнородных и однородных жидкостях. Труды ВИГМ, 1963,

- вып.32,с.114...128.
3. Соколов Е.Я., Зингер Н.М., Струйные аппараты. М, Энергоиздат., 1989, 351 с.
  4. Лямаева Б.Ф. Гидроструйные насосные установки . Л. “Машиностроение”, 1988,256 с.
  5. Юфин А.П. Гидромеханизация.М., 1974,223 с.
  6. Фридман Б.Э. Гидроэлеваторы. М:Машгиз,1960,324с
  7. Мускевич Г.Е.Гидравлические исследования и расчет водоструйных аппаратов (гидроэлеваторов).Автореф. дисс....канд. техн. наук,М., МГМИ,1971,45с.
  8. Абдураманова А.А.,Вывод формулы поперечной силы давления жидкости на вращающееся тело при эффекте Магнуса.- Механика и моделирование процессов технологии №2, Тараз, 2006, с.239...241.
  9. Касабеков М.И. О силе Абдураманова на вращающееся тело цилиндрической формы, обтекаемое однородным потенциальным потоком. Труды X Юбилейной международной научной конференции “Наука и образование-ведущий фактор стратегии Казахстана-2030” вып.2, Караганда,2007,с.282....283.
  10. Яблонский А.А., Никифорова В.М. Курс теоретической механики, ч.1.-М.:«Высшая школа», 1977, 368 с.
  11. Яблонский А.А. Курс теоретической механики,ч.2.-М.: «Высшая школа», 1977, 430 с.

УДК 519(673)

## **ОПТИМАЛЬНЫЕ УПРАВЛЕНЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА ПАРЕТО**

**Әдейқызы Жұлдыз**

[zhuldyz-adei@mail.ru](mailto:zhuldyz-adei@mail.ru)

Магистрант специальности «бМ010900-Математика»

ЕНУ им. Л.Н.Гумилева, Астана, Казахстан

Научный руководитель – Аканова К.М.

При осуществлении экономической и другой деятельности часто приходится сталкиваться с факторами, которые могут привести к нежелательным последствиям, таким как денежные потери, наступление аварийных ситуаций, поломка оборудования, большим количеством нереализованной продукции и т.п. При этом актуальной является задача выявления причин возникающих проблем и принятия управленческих решений с целью минимизации их эффектов.

Одним из эффективных методов решения этой задачи является такой метод, как анализ Парето, который позволяет провести классификацию причин возникших проблем на наиболее существенные и незначительные. При этом самые значимые факторы оказываются немногочисленными, но приносящими наибольший ущерб, а несущественные факторы – многочисленные и оказывающие наименьший эффект [1].

Эта закономерность была получена в 1897 году итальянским экономистом Вильфредо Парето (1848-1923), который исследуя распределение богатства, пришёл к выводу, что большая часть богатства сосредоточена в руках небольшого числа людей.

Эта же теория была проиллюстрирована американским экономистом М. Лоренцом в 1907 г. на диаграмме. В результате этого анализа появился принцип Парето (принцип 20/80) – 20% усилий дают 80% результата, а остальные 80% усилий – лишь 20% результата. Метод Парето часто называют «80/20», и применительно к оценке ущерба это означает, что применительно к проблеме качества 20% причин дают 80% потерь.

Применение такого инструмента, как диаграмма Парето, позволяет после выявления основных причин возникших проблем оптимально распределить усилия для их разрешения,