ЎТКАЗУВЧАН ДЕВОРЛИ ЯССИ КАНАЛДА ҚОВУШОҚ СУЮҚЛИКНИНГ ПУЛЬСЛИ ОҚИМИ

Наврузов К.Н.
Урганч давлат университети, Физика-математика факултети "Математик инжиниринг" кафедраси профессори
Мирзоев А.А.
М.Т.Ўразбойев номидаги механика ва иншоотлар сейсмик мустаҳкамлиги институти ката илмий ходими, ф-м.ф.н
Абдикаримов Н.И.
Урганч давлат университети Физика-математика факултети "Математик инжиниринг" кафедраси таянч дакторанти.
Шарипова Ш.Б.
Урганч давлат университети Физика-математика факултети "Математик инжиниринг" кафедраси таянч дакторанти.

https://doi.org/10.5281/zenodo.7442714

Аннотация. *Мақолада сиқилмайдиган қовушоқ суюқликнинг ўтказувчан деворли ясси каналдаги пульсли оқими масаласи қаралган. Бунда ясси канал узунлиги етарлича катта бўлган хол қаралади. Яъни канал энининг канал узунлигига нисбати етарлича кичик, кўндаланг тезликнинг бўйлама тезликка нисбати ва Рейнольдс сони ҳам етарли даражада кичик деб, бу шартларни эътиборга олган холда, эски ўзгарувчилардан янги ўзгарувчиларга ўтиш орқали Навье-Стокс тенгламалар системасида чизиқлаштирилган ва зарур бўлган чегаравий шартлар шакиллантирилган. Масалани ечиш натижасида тегишли ҳисоб формулалар олинган ва таҳлиллар ўтказилган.*

Калит сўзлар: *Қовушоқ, ясси канал, пульс, ўтказучан девор, сиқилмайдиган.*

ПУЛЬСОВОЕ ТЕЧЕНИЕ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ С ПРОНИЦАЕМЫМИ СТЕНКАМИ

Аннотация. *В статьи рассматривается пульсовые течения вязкой жидкости в плоском канале с проницаемыми стенками. Здесь рассматривается длинний канал, так, как его отнашение щирина к длину достаточно малы. Также считается отношение поперечной скорости к продольной скорости и число Рейнольдса малой величиной. При таких условиях линеаризуется уравнения Навье-Стокса и составлены необходымие граеичные условия. При решения задачи найдены необходымие расчетные формули и проведены исследования.*

Ключевые слова: *Вязкий, плоский канал, пульс, проницаемая стенка, несжимаемий.*

PULSE FLOW OF A VISCOUS FLUID IN A FLAT CHANNEL WITH PERMEABLE WALLS

Abstract. *The article considers pulse flows of a viscous fluid in a flat channel with permeable walls. Here we consider a long channel, since its ratio of width to length is quite small. The ratio of lateral velocity to longitudinal velocity and the Reynolds number are also considered to be small. Under such conditions, the Navier-Stokes equations are linearized and the necessary boundary conditions are formulated. When solving the problem, the necessary calculation formulas were found and research was carried out.*

Keywords: *Viscous, flat channel, pulse, permeable wall, incompressible.*

1.Кириш

Назарий тадкиқотларда [1-3] ўтказувчан деворли ясси каналларда қовушоқ суюқликнинг пульсацияли оқими ҳақидаги масалаларни ечиш жиддий математик қийинчиликларга олиб келиши айтилган. Бунга ўхшаш масалаларни математик моделлаштиришда, унисоддалаштрилган тенгламалар системасикўринишига, ёки [4-6] канал кесими бўйича ўрталаштирилган тезликлар шаклига келтириш орқали масалани ечиш амалга оширилади. Бу мақолада ўтказувчан деворли ясси каналда қовушоқ суюқликларнинг пульсацион оқими ҳақидаги конкрет масала қаралади. Бунда асосий мақсад, қовушоқ суюқликларнинг ҳаракатини соддалаштирилган математик тенгламалар асосида тадқиқ этиш ва олинган натижаларни хусусий холда девори ўтказмайдиган ясси каналларда рўй берадиган суюқлик оқимидаги гидродинамик қонуниятлар билан солиштириш ва натижада, ундан фарқ қилувчи янги гидродинамик эффектларни аниқлашдан иборатдир. Суюқликлар оқимида ўтиш жараёнлари пайдо бўламайдиган стационар пульсацияли оқимлар фанда, техникада ва технологик жараёнларда алоҳида қизиқиш уйғотади. Бундай жараёнларда суюқлик ҳаракати стационар режимда рўй берса ҳам, пульсацияли ҳаракат мавжудлиги сабабли, қаралаётган жараён вақтнинг даврий функциясидан иборат бўлади. Бу ҳолда суюқлик оқимининг тебранишлари ҳар бир даврида бир хил ҳолатда рўй беради деб қаралади. Шунинг учун суюқлик оқимига оид масалаларни ечишда, вақтнинг даврий функцияларидан фойдаланиш мумкин, бу эса математик нуқтаий назардан масалани ифодалавчи дифференциал тенгламалар системасини ечишни анча осонлаштиради.

Юртимиз ва хориж олимлари томонидан суюқликни ўтказмайдиган деворли ясси канал ва цилиндрик қувурлардаги пульсацияли оқимларига кўплаб илмий ва амалий татқиқотлар бағишланган. Жумладан [4-6] илмий татқиқот ишларида пульсацияли қовушоқ суюқликларнинг каналлардаги ва қувурлардаги ностационар, стационар тебранма оқимларига етарли даражада илмий татқиқ ишлари бағишланган. Биринчи бўлиб Громека ва Уомерслининг [7,8] пульсацияликовушоқ суюқликларнинг оқимига боғишланган илмий татқиқот ишлари йирик артериал қон томирларидаги қоннинг пульсацияли оқимини математик моделлаштиришга бағишланган бўлиб,бунда қон ньютон суюқлиги сифатида қаралиб, унинг оқими босим градиентининг синусойидал ва умумий шаклда Фурье қатори ёрдамида ифодаланган функция таъсирида вужудга келиши орқали тафсифланган.

Кейинги йилларда ньютон суюқлиги сифатида қаралган қоннинг ламинар пульсацияли оқимига бағишланган тадқиқотлар инсон организмининг ишлаш механизмини ташхислашда ва даволашда дори-дармонларни томирларга мақсадли етказиб беришда муҳим омил бўлиб келмоқда. Айниқса бу тадқиқотлар тиббиёт соҳасида ишлатиладиган микрочип ва пневматик микронасос қурилмаларининг самарали ишлатишда аҳамиятлидир. Бу қурулмаларда пульсацияли суюқлик оқими кўплаб кўндаланг кесими тўғри бурчакдан иборат бўлган призматик каналлардаги суюқликнинг ламинар пульсацияли оқими сифатида қаралади. Афсуски бундай оқим масалаларига бағишланган илмий тадқиқаг ишлари етарли даражада эмас. Мавжудлари ҳам микроканаллардаги суюқлик (қон)нинг пулсацияли оқимига бағишланган тажриба натижаларидан иборат. Бундай тадқиқот ишларига Е.П.Валиева, М.С.Пурдиннинг [9] илмий тадқиқот ишини келтириш мумкин. Бу ишда қувур ва ясси каналлардаги суюқликнинг ламинар пульсацияли оқими масалалари қаралган. Бу ерда асосий тебранишни ҳосил қилувчи катталик сифатида, каналнинг кўндаланг кесими бўйича ўрталаштирилган бўйлама тезликнинг бошланғич кесимдаги вақт бўйича синусоидал даврий равишда ўзгарувчи функцияси олинган. Қўйилган масала чекли айирмалар методи асосида ечилган. Ечим натижаси орқали гидравлик қаршиликнинг ва девордаги уринма кучланишнинг тебраниш амплитудаси ва фазаси бўйича ўзгариши таҳлил қилинган. Канал ва қувурлардаги пульсацияли оқимлар [1-3] ньютон суюқлиги сифатида қаралган холатлари етарлича тадқиқ қилинишига қарамасдан, ўтказувчан деворли канал ва қвурлардаги қовушоқсуюқликларнинг бу соҳадаги оқимларига жуда кам татқиқот ишлари бағишланган. Шу боисдан ушбу мақоладаўтказувчан деворли ясси каналлардаги қовушоқ суюқликларнинг пульсацияли оқимлари қаралади.Олинган натижалар девори ўтказмайдиган каналлардагипульсацияли оқим қонуниятлари билан солиштирилади ва улардан фарқ қилувчи янги гидродинамик қонуниятлар аниқланади.

2.Масаланинг қўйилиши ва уни ечиш методикаси

Ушбу мақолада қовушоқ суюқликларнинг ўтказувчан деворли ясси каналлардаги пульсацияли оқимлари, канал узунлиги етарлича катта бўлган хол учун қаралади. Бунда канал энининг канал узунлигига нисбати етарлича кичик, кўндаланг тезликнинг бўйлама тезликка нисбати ва Рейнольдс сони ҳам етарли даражада кичик деб қаралади.Бу шартларни эътиборга олган холда, эски ўзгарувчилардан янги ўзгарувчиларга ўтиш орқали ва тенгламалар системасида кичик параметрлар қатнашган ҳадларни эътиборга олмаган холда, Навье-Стокс тенгламаси [1-5] чизиқлаштирилади вау қуйидаги кўринишга келади

$$\begin{cases} \dfrac{\partial u}{\partial t} = -\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial p}{\partial x} + \nu \dfrac{\partial^2 u}{\partial y^2}, \\ \dfrac{\partial p}{\partial y} = 0, \;\; \dfrac{\partial u}{\partial x} + \dfrac{\partial \vartheta}{\partial y} = 0 \end{cases} \qquad (1)$$

Бу ерда u, ϑ-мос равишда бўйлама ва кўндаланг тезликлар; ρ-суюқлик зичлиги; p-босим x, y-мос равишда бўйлама ва кўндаланг координаталар ўқи; t-вақт; ν-кинематик қовушоқлик коэффициенти. Маълумки суюқликлар оқимида ўтиш жараёнлари пайдо бўлмайдиган стационар тебранма (пульсацияли) оқимлар стационар режимда рўй берса ҳам тебранма ҳаракат мавжудлиги сабабли, қаралаётган жараён вақтнинг даврий функциясидан иборат бўлади. Бу ҳолда суюқликнинг тебранишлари ҳар бир даврида бир хил ҳолатда рўй беради деб қаралади. Шунинг учун суюқлик оқимига оид масалаларни ечишда, вақтнинг даврий фукциялардан фойдаланиш мумкин, бу дифференциал тенгламалар системасини ечишни анча осонлаштиради. Шу боисдан бу ерда босим градиенти таъсиридаги оқимни қараганимиз учун, босим градиентини ушбу кўринишдаги функция орқали олиш мумкин

$$-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} = (-\frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{p}_0(x)}{\partial x}) + (-\frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{p}_1(x)}{\partial x})cos\omega t) \qquad (2)$$

бу ерда

$$-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p_0}{\partial x}=(-\frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{p}_0(x)}{\partial x}) \tag{3}$$

стационар оқимни ҳосил қилувчи босим градиентидир

$$-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p_1}{\partial x}=(-\frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{p}_1(x)}{\partial x})e^{i\omega t} \tag{4}$$

Тебранишли (пульсацияли) оқимни ҳосил қилувчи босим градиентидир.

Босим градиенти ўзгариши комплекс функция орқали ифодалангани учун, оқимни ҳарактерловчи бошқа катталиклар ҳам комплекс функция кўринишида ифода қилинади. Яъни:

$$u=u_0+u_1e^{i\omega t},\ \vartheta=\vartheta_0+\vartheta_1e^{i\omega t},\ \ p=p_0+p_1e^{i\omega t},\ Q=Q_0+Q_1e^{i\omega t} \tag{5}$$

Ушбу (5) ,(4) ва (3) катталикларни (1) тенгламалар системасига қўйиб $e^{i\omega t}$ олдидаги ифодаларни тенглаш натижасида қуйидаги тенгламалар системасига эга бўламиз

$$\begin{cases} 0=(-\frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{p}_0}{\partial x})+\nu\frac{\partial^2 u_0}{\partial y^2}, \\ \frac{\partial \overline{p}_0}{\partial y}=0,\ \frac{\partial u_0}{\partial x}+\frac{\partial \vartheta_0}{\partial y}=0 \end{cases} \tag{6}$$

$$\begin{cases} i\omega u_1=(-\frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{p}_1}{\partial x})+\nu\frac{\partial^2 u_1}{\partial y^2}, \\ \frac{\partial p_1}{\partial y}=0,\ \frac{\partial u_1}{\partial x}+\frac{\partial \vartheta_1}{\partial y}=0 \end{cases} \tag{7}$$

(6) ва (7) тенгламалар системасини ечиш учун чегаравий шартларни шакиллантиришимиз зарур. Масаланинг қўйилишига қараб бу шартларни (6) тенгламалар системаси учун куйидагича аниқлаймиз

$$\begin{gathered} y=0,\ \frac{\partial u_0}{\partial y}=0,\ \vartheta_0=0 \\ y=h,\ \ u_0=0,\ \ \vartheta_0=\frac{\gamma^* h}{\mu}(\overline{p}_0-p_c) \end{gathered} \tag{8}$$

Худди шунга ўхшаш(7) тенгламалар системаси учун эса қуйидагича аниқлаймиз

$$\begin{gathered} y=0,\ \frac{\partial u_1}{\partial y}=0,\ \vartheta_1=0 \\ y=h,\ \ u_1=0,\ \ \vartheta_1=\frac{\gamma^* h}{\mu}(\overline{p}_1-p_c) \end{gathered} \tag{9}$$

Маълумки (6) тенгламалар системасининг (8) чегаравий шартни қаноатлантирувчи ечими [19] ишда батафсил келтирилган бўлиб, ечимлар таҳлили ҳам амалга оширилган. Шунинг учун бу мақолада қовушоқ суюқликнинг пулсацияли оқимига тегишли бўлган (7) тенгламалар системасини (9) чегаравий шартлар асосида ечамиз.

$$\frac{\partial^2 u_1}{\partial y^2} - \frac{i\omega u_1}{\nu} = (-\frac{1}{\rho\nu}\frac{\partial \overline{p}_1}{\partial x}) \qquad (10)$$

Бу тенгламанинг бир жинсли қисмининг фундаментал ечимлари

$$\cos(i^{\frac{3}{2}}\alpha_0\frac{y}{h}) \text{ ва } \sin(i^{\frac{3}{2}}\alpha_0\frac{y}{h}) \qquad (11)$$

функциялардан иборат бўлиб, бир жинисли қисмининг умумий ечими қуйидаги кўринишда топилади

$$\overline{u}(y) = C_1\cos(i^{\frac{3}{2}}\alpha_0\frac{y}{h}) + C_2\sin(i^{\frac{3}{2}}\alpha_0\frac{y}{h}) \qquad (12)$$

Тенгламанинг бир жинсли бўлмаган қисми фақат x ўзгарувчининг функцияси бўлганлиги сабабли, унинг ечим ушбу кўринишда ахтарилади

$\overline{u}^* = A(x)$, бу холда $\frac{\partial^2 \overline{u}^*}{\partial y^2} = 0$ бўлиб, (10) тенгламанинг биржинсли бўлмаган қисми ечими $\overline{u}^* = \frac{1}{\rho i\omega}(-\frac{\partial \overline{p}_1(x)}{\partial x})$ бўлади. Буларни эътиборга олган холда масаланинг умумий ечими қуйидагича аниқланади

$$\overline{u}(y) = C_1\cos(i^{\frac{3}{2}}\alpha_0\frac{y}{h}) + C_2\sin(,i^{\frac{3}{2}}\alpha_0\frac{y}{h}) + \frac{1}{\rho i\omega}(-\frac{\partial \overline{p}_1(x)}{\partial x})$$

13)

(13) ечимдаги интеграл номаълум коэффициентларни (9) чегаравий шартдан топиамиз. (13) ечимнинг хар иккала томонидан y бўйича ҳосила олиб уни нолга тенгласак $C_2 = 0$ эканлиги келиб чиқади. $y = h$ бўлгандаги чегаравий шартдан C_1 коэффициент топилади.

$$C_1 = -\frac{1}{\rho i\omega}(-\frac{\partial \overline{p}_1(x)}{\partial x})\frac{1}{\cos(i^{\frac{3}{2}}\alpha_0)} \qquad (14)$$

C_1 ва C_2-коэффициентларнинг қийматларини (13) ечимга қўйиш натижасида, ушбу ечимни ҳосил қиламиз

$$\overline{u}(x,y) = \frac{1}{\rho i\omega}(-\frac{\partial \overline{p}_1(x)}{\partial x})[1 - \frac{\cos(i^{\frac{3}{2}}\alpha_0\frac{y}{h})}{\cos(i^{\frac{3}{2}}\alpha_0)}] \qquad (15)$$

Бу ерда $\alpha_0 = \sqrt{\frac{\omega}{\nu}}h, \quad \nu = \frac{\eta}{\rho}$

Топилган (15) ечимларни (13) га қўйиб, қуйидаги якуний ечимни аниқлаймиз

$$u(x,y,t)=\frac{h^2}{2\eta}\left(-\frac{\partial \overline{p}_1(x)}{\partial x}\right)\left[2real\left[\frac{1}{i\alpha_0^2}\left(1-\frac{\cos\left(i^{\frac{3}{2}}\alpha_0\frac{y}{h}\right)}{\cos\left(i^{\frac{3}{2}}\alpha_0\right)}\right)e^{i\omega t}\right]\right]$$

(16)

Тезлик учун ҳосил қилинган (16) ечимни, унинг стационар холатдаги максимум тезлигига бўлиш натижасида, ушбу кўринишдаги ўлчамсиз холдаги ечим топилади

$$\frac{u(x,y,t)}{<u_0>}=3\left(-\frac{\partial \overline{p}_1}{\partial x}\right)real\left[\frac{1}{i\alpha_0^2}\left(1-\frac{\cos\left(i^{\frac{3}{2}}\alpha_0\frac{y}{h}\right)}{\cos\left(i^{\frac{3}{2}}\alpha_0\right)}\right)e^{i\omega t}\right]$$

(17)

бу ерда $<u_0>=\frac{1}{3\eta}\left(-\frac{\partial p(x)}{\partial x}\right)_0 h^2$ - ньютон суюқлигининг девори ўтказмас бўлган холдаги стационар оқимнинг максимал тезлиги; $\left(-\frac{\partial p_1}{\partial x}\right)/\left(-\frac{\partial p}{\partial x}\right)_0=-\frac{\partial \overline{p}_1}{\partial x}$.

Тезлик тақсимланиши учун топилган (17) формуланинг ҳар иккала томонини $-h$ -дан h-гача интеграллаб ва уни $2h$га бўлиб суюқликнинг ўртача тезлиги учун қуйидаги формулани ҳосил қиламиз

$$<\overline{u}(x,t)>=\frac{<u(x,t)>}{<u_0>}=\left(-\frac{\partial \overline{p}_1}{\partial x}\right)real\left[\frac{3}{i\alpha_0^2}\left(1-\frac{\sin\left(i^{\frac{3}{2}}\alpha_0\right)}{\left(i^{\frac{3}{2}}\alpha_0\right)\cos\left(i^{\frac{3}{2}}\alpha_0\right)}\right)e^{i\omega t}\right]$$

(18)

Буерда $<u_0>=\frac{1}{3\eta}\left(-\frac{\partial p}{\partial x}\right)_0 h^2$-стационар Пуазейл оқимидаги ўртача бўйлама тезлик.Энди бу топилган формулалар ёрдамида ясси канал девори ўтказувчан бўлганлиги учун бу ердаги босим градиенти ва ўртача тезлик бўйлама ўқ бўйича ўзгарувчан бўлади. Шу бойисдан чегаравий шартдан фойдаланган ҳолда ва топилган формулалар орқали ўртача тезлик билан босим градиенти орасидаги боғланишлардан фойдаланиб,уларнинг бўйлама ўқ бўйича ўзгаришларини аниқлаш учун қуйидаги тенгламалар системасини тузамиз.

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \overline{p}(x)}{\partial x} = -z < \overline{u}(x) >, \\ \dfrac{\partial < \overline{u}(x) >}{\partial x} = -k\overline{p}(x) \end{cases} \qquad (19)$$

Бу ерда $k = \dfrac{\gamma^*}{\eta}, \; z = \dfrac{3\eta}{h^2}\overline{z}$

$$\overline{z} = \left[\frac{3}{i\alpha_0^2} \left(1 - \frac{\sin\left(i^{\frac{3}{2}}\alpha_0\right)}{\left(i^{\frac{3}{2}}\alpha_0\right)\cos\left(i^{\frac{3}{2}}\alpha_0\right)} \right) \right]^{-1}$$

Ҳосил қилинган (19) тенгламалар системасининг биринчи тенгламасини xўзгарувчи бўйича дифференциаллаб иккинчи тенгламадаги $\dfrac{\partial < u(x) >}{\partial x}$ ўрнига унинг қийматиниқўйиб ушбу тенгламани ҳосил қиламиз

$$\frac{\partial^2 \overline{p}(x)}{\partial x^2} - \overline{k}\overline{z}\,\overline{p}(x) = 0, \qquad \overline{k} = \frac{3\gamma^*}{h^2}. \qquad (20)$$

Бу тенглама учун чегаравий шарт қуйидагича бўлади

$$\overline{p} = \sum_{n=1}^{N} \overline{p}_1^0 \text{ при } x = 0,$$

$$\overline{p} = \sum_{n=1}^{N} \overline{p}_1^L \text{ при } x = L. \qquad (21)$$

У холда (20) тенгламанинг ечими (21) чегаравий шартни эътиборга олганда қуйидагича топидади

$$\overline{p}(x) = \overline{p}_1^0 \frac{sh\sqrt{\overline{k}\,\overline{z}}L\left(1 - \frac{x}{L}\right)}{sh\sqrt{\overline{k}\,\overline{z}}L} + \overline{p}_1^L \left. \frac{sh\sqrt{\overline{k}\,\overline{z}}L\frac{x}{L}}{sh\sqrt{\overline{k}\,\overline{z}}L} \right], \qquad (22)$$

$$< \overline{u}(x) >= p_1^0 \frac{ch\sqrt{\overline{k}\,\overline{z}}L\left(1 - \frac{x}{L}\right)}{sh\sqrt{\overline{k}\,\overline{z}}L} - \overline{p}_1^L \frac{sh\sqrt{\overline{k}\,\overline{z}}L\frac{x}{L}}{sh\sqrt{\overline{k}\,\overline{z}}L}\sqrt{\frac{\overline{k}}{\overline{z}}}. \qquad (23)$$

Топилган (22) ва (23) формулалар ёрдамида ҳисоб натижаларини келтириш учун, гиперболик синус ва гиперболик косинус функциялар аргументидаги катталикларнинг хусусиятларини таҳлил қилишдан бошлаймиз. Маълумки бу катталиклар тўлқин тарқалишининг асосий факторларидан бўлиб, бу аргументлар ёрдамида пульс тўлқинларининг тарқалиш тезлигини ва унинг бўйлама ўқ бўйича сўнишини аниқлаш мумкин. Қуйида биз ушбу катталикларнинг таҳлил натижаларини келтирамиз.

3. Ҳисоблаш натижалари ва уларнинг муҳокамаси

Топилган (22) ва (23) формуллар босим ва бўйлама тезликнинг бўйлама ўқ бўйича ўзгаришини ифода қилиб, бу формулалар асосан комплекс параметр $\sqrt{\bar{k}\,\bar{z}}L$ га боғлиқ бўлгани учун, уни ушбу кўринишда ифодалаймиз

$$\sqrt{\bar{k}\,\bar{z}}L=\bar{\chi}+\bar{\beta}i\ . \qquad (24)$$

Бу ерда
$$\bar{z}=\left[\frac{3}{i\alpha_0^2}\left(1-\frac{\sin\left(i^{\frac{3}{2}}\alpha_0\right)}{\left(i^{\frac{3}{2}}\alpha_0\right)\cos\left(i^{\frac{3}{2}}\alpha_0\right)}\right)\right]^{-1},\qquad \bar{k}=\frac{3\gamma^*}{h^2} \qquad (25)$$

$\bar{z}$ нинг ҳақиқий ва мавҳум қисмларини қуйидагича ажратамиэ

$$\bar{z}=\left[\frac{3}{i\alpha_0^2}\left(1-\frac{\sin\left(i^{\frac{3}{2}}\alpha_0\right)}{\left(i^{\frac{3}{2}}\alpha_0\right)\cos\left(i^{\frac{3}{2}}\alpha_0\right)}\right)\right]^{-1}=\frac{\bar{R}}{3}+\frac{\bar{L}}{3}i$$

$$\bar{R}=\frac{\alpha_0^2\left(A_1^2+B_1^2\right)}{\left(A_2^2+B_2^2\right)}B_2\,,\qquad \bar{L}=\frac{\left(A_1^2+B_1^2\right)\alpha_0^2}{A_2^2+B_2^2}A_2\,,$$

бу ерда

$$A_1=\bar{A}\bar{M}_1+\bar{B}M_1,\quad B_1=\bar{A}M_1-\bar{B}\bar{M}_1,$$

$$A_2=\left(A_1^2+B_1^2\right)-A_1C-B_1D,\quad B_2=\left(B_1C-A_1D\right)$$

$$C=\sin M_1 ch\bar{M}_1,\quad D=-\cos M_1 sh\bar{M}_1.$$

$$\bar{A}=\sin M_1 sh\bar{M}_1,\quad \bar{B}=\cos M_1 ch\bar{M}_1.\ M_1=\frac{\alpha_0}{\sqrt{2}},\bar{M}_1=\frac{\alpha_0}{\sqrt{2}},$$

$$i^{\frac{3}{2}}\alpha_0=\frac{\alpha_0}{\sqrt{2}}(1-i)=M_1-\bar{M}_1 i$$

Энди $\bar{z}$ ва $\bar{k}$ ларнинг қийматини $\sqrt{\bar{k}\,\bar{z}}L=\bar{\chi}+\bar{\beta}i$ формулага қўйиб, $\bar{\chi}$, $\bar{\beta}$ ни топамиз

$$\sqrt{\bar{k}\,\bar{z}}\,L = L\sqrt{\frac{3\gamma^*}{h^2}}\sqrt{\frac{1}{3}}(\sqrt[4]{\bar{R}^2+\bar{L}^2}(\cos\frac{\varphi}{2}+i\sin\frac{\varphi}{2})) =$$

$$\sqrt{\frac{\gamma^*}{h^2}}L(\sqrt[4]{\bar{R}^2+\bar{L}^2}(\cos\frac{\varphi}{2}+i\sin\frac{\varphi}{2})),\ \varphi = arctg\frac{\bar{L}}{\bar{R}}$$

Бу формуладан мос равишда $\bar{\chi},\ \bar{\beta}$ ни топамиз. Яъни:

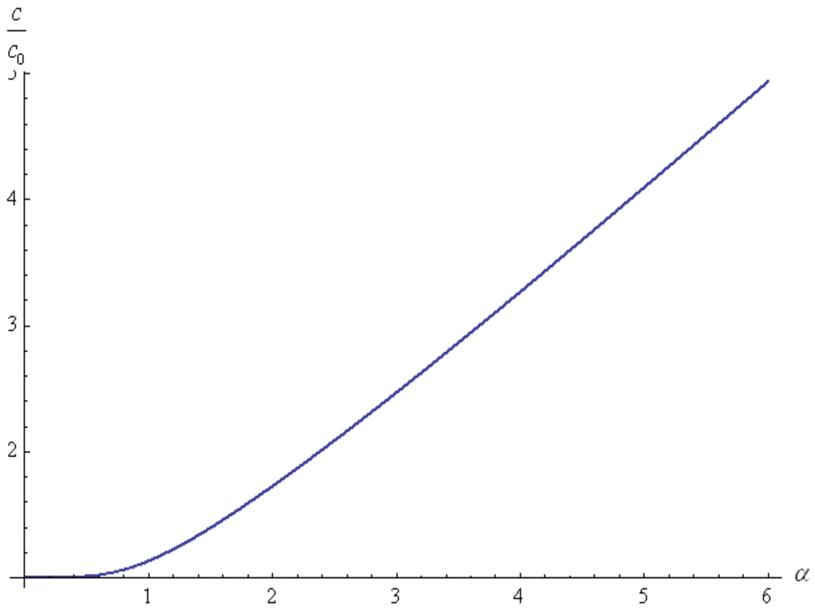
$\bar{\chi} = \sqrt{\frac{\gamma^*}{h^2}}L(\sqrt[4]{\bar{R}^2+\bar{L}^2}\cos\frac{\varphi}{2})$ $\bar{\beta} = \sqrt{\frac{\gamma^*}{h^2}}L(\sqrt[4]{\bar{R}^2+\bar{L}^2}\sin\frac{\varphi}{2})$ бу ерда $\bar{\chi}$ -тўлқининг сўнишини характерловчи коэффициент; $\frac{1}{\bar{\beta}}$ –пульс тўлқинининг тарқалиш тезлигини характерловчи коэффициент; $c = \frac{\omega L}{\bar{\beta}}$ - пульс тўлқини тарқалиш тезлиги; $c_0 = 5\sqrt{\frac{\nu^2}{h^2\gamma^*}}$ – таянч пульс тўлқини тарқалиш тезлиги ; γ^* – девор ўтказувчанлик коэффициенти; η – суюқликнингқовушоқ динамик коэффициенти; ω – тебраниш частотаси ; L –кувур узунлиги ; ρ -зичлик.

$c = \frac{\omega L}{\bar{\beta}}$ формуладан пульс тўлқинининг тарқалиш тезлигини топамиз.

$$c = \frac{\omega L}{\bar{\beta}} = \frac{\omega L}{\sqrt{\frac{\gamma^*}{h^2}}L(\sqrt[4]{\bar{R}^2+\bar{L}^2}\sin\frac{\varphi}{2})} = \sqrt{\frac{\nu^2}{h^2\gamma^*}}\alpha_0^2(\sqrt[4]{\bar{R}^2+\bar{L}^2}\sin\frac{\varphi}{2})^{-1} =$$

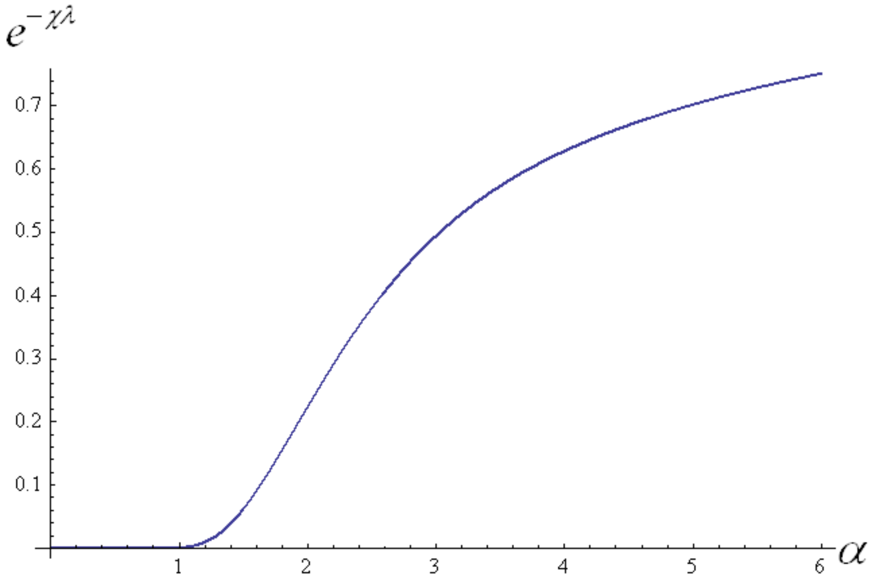
$$\frac{c}{c_0} = \alpha_0^2\frac{1}{\sqrt{\gamma *}}(\sqrt[4]{\bar{R}^2+\bar{L}^2}\sin\frac{\varphi}{2})^{-1}$$

$c_0 = \frac{\nu}{h}$ -қуйидаги формуладан аниқланади $c_0 = \frac{\nu}{h}$.Масалани ечиш натижасида аниқланган формулалар асосида, тебраниш частотаси параметрига боғлиқ равишда, пульс тўлқинининг тарқалиш тезлиги бўйича таҳлил ўтказилди.



Расм 1. Пульс тўлқини тарқалиш тезлигининг тебраниш частотаси параметрига боғлиқ равишда ўзгариши

Расм 1. да пульс тўлқини тарқалиш тезлигининг тебраниш частотаси параметрига боғлиқ равишда ўзгариши тасвирланган. Тебраниш частотаси параметрининг етарлича кичик қийматларида пульс тўлқини тарқалиш тезлиги $c_0 = 5\frac{\nu}{h\sqrt{\gamma^*}}$ формула орқали ифодаланиши аниқланди ва бу формула таянч пульс тўлқини тарқалиш тезлиги сифатида қабул қилинди. Пульс тўлқинининг тарқалиш тезлиги, тебраниш частотаси параметрининг кичик қийматларида таянч пульс тўлқини тарқалиш тезлигидан сезиларли даражада фарқ қилмаслиги расимда кўрсатилган. Тебраниш частотаси параметрининг катта қийматларида эса пульс тўлқинининг тарқалиш тезлиги, унинг таянч тезлигидан сезиларли равишда фарқ қилиши аниқланди.



Расм 2. Тўлқин узунлигига нисбатан олинган тўлқин сўниши катталигига тескари бўлган катталикнинг тебраниш частотаси параметрига боғлиқ равишда ўзгариши.

Расм 2. да тўлқин узунлигига нисбатан олинган тўлқин сўниши катталигига тескари бўлган катталикнинг тебраниш частотаси параметрига боғлиқ равишда ўзгариши тасвирланган. Расмдан кўринадики, тебраниш частотаси параметрининг кичик қийматларида тўлқиннинг сўниши деярли содир бўлмайди, унинг катта қийматларида эса тўлқиннинг сўниши кўрсаткичи сезиларли даражада ошиб борар экан.

4. Хулоса

Тахлил натижалари асосида тебраниш частотаси параметрининг етарлича кичик қийматларида пульс тўлқини тарқалиш тезлиги $c_0 = 5\frac{\nu}{h\sqrt{\gamma^*}}$ –формула орқали аниқланиши кўрсатилди ва бу формула таянч пульс тўлқини тарқалиш тезлиги деб номланди. Пульс тўлқинининг тарқалиш тезлиги, тебраниш частотаси параметрининг кичик қийматларида таянч пульс тўлқини тарқалиш тезлигидан сезиларли даражада фарқ қилмаслиги кўрсатилди. Тебраниш частотаси параметрининг катта қийматларида эса пульс тўлқинининг тарқалиш тезлиги, унинг таянч тезлигидан сезиларли равишда фарқ қилиши аниқланди. Тебраниш частотаси параметрига боғлиқ равишда тўлқиннинг сўниши таҳлил қилинди. Таҳлил натижа шуни кўрсатдики, тебраниш частотаси параметрининг кичик қийматларида тўлқиннинг сўниши деярли содир бўлмайди, унинг катта қийматларида эса

тўлқиннинг сўниши кўрсаткичи сезиларли даражада ошиб борар экан.

REFERENCES

1. Наврузов К. Гидродинамика пульсирующих течений в трубопроводах. Ташкент Фан. 1986, с.112
2. Файзуллаев Д.Ф.,Наврузов К. Гидродинамика пульсирующих потоков . Ташкент Фан. 1986, с.192
3. Наврузов К., Ражабов С.Х., Шукуров З.К, Импедансный метод определения гидравлического сопротивления в крупных артериальных сосудах с проницаемыми стенками //Узб. журн. «Проблемы механики». 2017, №3-4. –С. 28-32.
4. Слезкин Н.А. Динамика вязкой несжимаемой жидкости. – М.:Гостехиздат, 1956. – 520 с.
5. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. – М.: Наука, 1973. – 877 с.
6. Педли Т. Гидродинамика крупных кровеносных сосудов. – М.: Мир, 1983. – 400 с.
7. Громека И.С. О скорости распространения волнообразного движения жидкости в упругих трубах. Собр. соч. – М., 1952. – С. 172-183.
8. Womersly I.R. Oscillatory flow in arteries 111. Flow and pulsevelocity formulae for a liquid whose viscosity varies with freguency. Phys. Med. Biol., 1958, 2, N 4, p. 374-382
9. Валуева Е.П., Пурдин М.С. Пульсирующее ламинарное течение в прямоугольном канале // Теплофизика и аэродинамика, 2015, том22, №6. – с. 761-773.