



ШАМОЛ ТЎЛҚИНЛАРИ ТАЪСИРИДА БЎЛГАН ОҚИМЛАРНИ ГИДРАВЛИК МОДЕЛЛАШТИРИШ

Н.Ж.Раимова

тажёр ўқитувчи,

М.Қ.Имомова-магистр

П.М.Юлдошева, С.Т.Эркинов

талаба (ҚМШИ).

Аннотация: Очиқ ўзанлардаги оқимнинг ностационар ҳолатида гидравлик жараёнларни моделлаштириш усули келтирилган. Бунда ностационар оқимнинг асосий кўрсаткичлари бўлган Рейнольдс, Фруд ва бошқа критерийлари асосланган. Уларнинг ностационар оқимда қўлланиши асосланган.

Калит сўзлар: моделлаштириш, механик ўхшашлик, Рейнольдс критерийси, Фруд критерийси, мослик, ностационар оқим, тўлқинлар.

Аннотация: Приведены методика гидравлического моделирования процесса открытых водотоков в условиях нестационарности потока. Обоснованы основные показатели критерии Рейнольдса и Фруда для нестационарного потока. Обоснованы её применение для нестационарного потока.

Ключевые слова: моделирования, Механическое подобия, Критерий Рейнольдса, критерий Фруда, нестационарный поток, волны.

Физик моделлаш масаласида натурадаги жараёнларнинг физик табиати моделда ҳам кузатилиши керак. Бу масаланинг ечими натурадаги ва моделдаги ходисаларнинг юқори даражада ўхшашлигини таъминлайдиган кичрайтирилган масштабда топилади[36,60,61].

Суюқликнинг тўлқинли ҳаракатини тадқиқотлашда ўхшашликнинг асосий талаби бўлиб, кинематик ва механик ходисаларни ўрганадиган механик ўхшашликнинг таъминланиши ҳисобланади. Шунингдек, механик ўхшашлик ходисани ташкил этувчи геометрик ўхшашликни ҳам ифодалайди. Ўхшашликни таъминлаш учун яна муҳитда кечадиган (қовушқоқлик, сувнинг ва оқизиқларнинг зичлиги ва ҳ.к.) физик ўхшашлик ҳам сақланиши керак [1,2,3,7,8,9].

Натурада ва моделда тадқиқотланадиган жараёнларни физик моделлаштиришда улар бир хил тенгламалар ва бир хил чегаравий шартлар билан ифодаланиши керак. Шунинг учун бу тенгламалардаги ўлчамсиз катталиклар натурада ва моделда бир хил бўлиши керак [4,5,7].

Агар система фақат бир хил оғирлик кучлари $F = mg$ таъсири остида бўлса,

унда ўхшашлик критерийси $\frac{mg\ell}{mv^2}$ ёки $\frac{v^2}{g\ell} = Fr$ кўринишни олади.





Бир хил оғирлик кучи таъсири остида бўлган ўхшаш системаларда Фруд сони бир хил бўлиши керак. Бу шартдан тезлик ва узунлик масштаблари ўртасидаги боғланиш $\alpha_v^2 = \alpha_\ell$ кўринишга эга бўлади. Агар системага суюқликнинг ички ишқаланиш кучлари F_j таъсир этса, унда буни қуйидагича ёзамиз:

$$F_j = \mu \frac{dv}{dn} \Omega, \quad (1)$$

бу ерда μ – суюқликнинг қовушқоқлик коэффиценти; Ω - юза; n - тезлик йўналишига нормал йўналган; Mos бўлган ўхшашлик параметри $\frac{F}{\mu v \ell}$ ёки

$$\frac{\ell v}{\nu} = Re; \quad \nu = \frac{\mu}{\rho} - \text{кинematик қовушқоқлик коэффиценти; масштаблар ўзаро}$$

$\alpha_v \alpha_\ell = \alpha_\nu$ тенглик билан боғланган.

Майда масштабли моделлаштиришда гравитацион ўхшашлик қонуниятини қўллаш жиддий хатоликларга олиб келади. Тўлқинли оқимнинг турбулентлиги ортиши билан қовушқоқлик кучларнинг таъсири камаяди. Агар Рейнольдс сони $Re = \frac{vd}{\nu} > Re_{kp}$ бўлса, қовушқоқлик кучларини ҳисобга олмаса ҳам бўлади.

Тўлқинли жараёнлар учун қуйидагини ёзиш мумкин:

$$Re = \frac{v_{max} \cdot h}{\nu} = \alpha_1 h, \quad (2)$$

бу ерда v_{max} - максимал орбитал тезлик;

$$\alpha_1 = \frac{1}{2v} \sqrt{\frac{2\pi h}{\lambda_v} \operatorname{cth} \frac{2\pi h}{\lambda_v}}, \quad (3)$$

$$Re = \frac{h}{\nu} \frac{v_{max}}{\frac{2\pi h}{\lambda_v} \operatorname{cth} \frac{2\pi h}{\lambda_v}} = \alpha_2 \cdot h, \quad (4)$$

бу ерда

$$\alpha_2 = \frac{1}{4v} \sqrt{\frac{g \lambda_v}{2\pi} \operatorname{th} \frac{2\pi h}{\lambda_v}} = \frac{1}{4v} c, \quad (5)$$

c – тўлқин тарқалиш тезлиги.

Тўлқинларнинг анъанавий тадқиқотларида $Re > 5000$ Рейнольдс сони бўйича автомоделлик сақланади.

Туб ости деформацияси содир бўладиган тўлқинли ва аралаш оқимларнинг ўзаро таъсирини моделлаштириш қараладиган бўлса, унда жараён қуйидаги параметрлар билан ифодаланади[5,6]:

$$A = f(\rho, \mu, D, \rho_\rho, g, \ell, v_*) \quad (6)$$





где ρ ва μ – суюқликнинг зичлиги ва қовушқоқлиги; D – заррачанинг диаметри; g – эркин тушиш тезланиши; ℓ – характерли узунлик; ν_* – динамик тезлик.

Агар ҳаракат бошланиши асосан муаллақ оқизиқлар ҳолатларида бўлса, унда g ни сувнинг солиштирма оғирлиги билан алмаштириш мумкин, яъни

$$\gamma_s = (\rho_p - \rho)g, \quad (7)$$

бу эса қуйидаги ўлчамсиз муносабатни ҳосил қилишга имкон беради:

$$P_A = f\left(\frac{g_* D}{\nu}, \rho \frac{g_*^2}{\gamma_s D}, \frac{\rho_s}{\rho}, \frac{\ell}{D}\right). \quad (8)$$

Биринчилардан бўлиб турган икки параметр заррача учун Рейнольдс сони ва Шильдс параметрини кўрсатади.

Текис туб остига эга бўлган бир йўналишли оқимнинг g_* динамик тезлиги қуйидагича аниқланади:

$$g_* = (gRI)^{1/2}, \quad (9)$$

бу ерда R - гидравлик радиус.

Тўлқинли оқимлар учун динамик тезликни аниқлаш анча мураккаб бўлгани учун (8) тенгламани қуйидаги кўринишда қайта ёзиш қулай бўлади:

қисқа тўлқинлар учун

$$P_A = f\left(\frac{g_\delta D}{\nu}, \rho \frac{g_\delta^2}{\gamma_s D}, \frac{\rho_s}{\rho}, \frac{\alpha_\delta}{D}\right); \quad (10)$$

узун тўлқинлар учун

$$P_A = f\left(\frac{\bar{g} D}{\nu}, \rho \frac{\bar{g}^2}{\gamma_s D}, \frac{\rho_s}{\rho}, \frac{d}{D}\right). \quad (11)$$

Бу ўлчамсиз нисбатлардан қисқа тўлқинлар модели учун характерли узунлиги сифатида α_δ дан фойдаланиб қуйидаги модель масштабларини ҳосил қилиш мумкин:

$$n_\nu = n_\rho = 1;$$

$$n_{g_*} n_D = 1; \quad (12)$$

$$n_D \cdot n_{\gamma_s} = n_{g_*}^2; \quad (13)$$

$$n_{\rho_s} = n_\rho = 1. \quad (14)$$

$$n_D = n_{\alpha_D} = 1. \quad (15)$$

Бу тенгламалар натура ва моделда олинган қийматларнинг Шильдс диаграммасининг бир нуқтасида тушишини таъминлайди, яъни оқизиқлар ҳаракати натурада қандай ўрин тутган бўлса, моделда ҳам шундай ўрин тутиши ўрнатилади.





Агар ρ_s / ρ нинг таъсири кам бўлса, суюқлик ва оқизиклар учун зичлик масштаблари (14) тенглама билан ўрнатилади. Агар ρ_s / ρ нинг таъсири катта бўлса, у ҳолда модель тўғри келмайди.

Туб ости текис бўлган , яъни туб ости гряд шакллари ҳисобга олинмайдиган ўзанлар учун

$$n_D = \bar{n}^{1/2} \cdot \bar{N}_{K_s}^{1/7}, \quad n_{\gamma_s} = n^{3/2} \cdot N_{K_s}^{3/7} \quad (16)$$

Ҳаракатдаги туб ости грядлари учун

$$n_{K_s} = n_D \quad (17)$$

Бундан (16) қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$n_D = n^{-5/16} \quad \text{ва} \quad n_{\gamma_s} = n^{-5/16} \quad (18)$$

Қатор тадқиқотчилар гряд коэффициентини киритадилар, яъни

$$T' = \alpha T,$$

бу ерда – оқизикларни ҳаракатга келтирувчи эффектив уринма кучланиш.

Йирик оқизикларни моделлаштиришда Шильдс диаграммасидан Re_{v_D} таъсири остида

$$Re_{v_D} = \frac{v_* D}{\nu} > 100, \quad (19)$$

яъни (12) тенгламани ҳисобга олмаса ҳам бўлади ва (13) ва (15) тенгламалар қуйидаги кўринишларни оладилар:

$$n_{\gamma_s} = \frac{n_{v_*}^2}{n_D} = N_{K_s}^{2/7} \quad \text{и} \quad n_D = n_{a_s} = n, \quad (20)$$

бу ерда N_{K_s} - йиғинди ғадир-будирликка тегишли.

Тажрибаларнинг кўрсатишича, грядларнинг баландлиги Δ ва узунликлари λ_p асосан α_s / D нисбатга боғлиқ бўлади. Бунда грядлар ўлчамларининг масштаби тахминан моделлаштириш масштабига бўйсунди ва $n_{\gamma_s} \approx 1$.

Алоҳида заррача атрофидаги оқим турбулент бўлиб ҳисобланмайдиган майда қумлар учун (12) ва (15) тенгламалар қарама-қарши бўлади. Бу ҳолда масштаб эффекти чуқурроқ тадқиқотланиши керак.

Оқизиклар транспортининг масштаби қуйидаги тартибда ўрнатилади:

$$\frac{q}{v_* D} = \varphi_2 \left(\frac{v_* D}{\nu}, \frac{\rho v_*^2}{\gamma_s D}, \frac{\rho_s}{\rho}, \frac{\alpha_s}{D} \right), \quad (21)$$

бу ерда q – бирлик вақт ичида бирлик эндан транспорт қилинадиган қаттиқ материал ҳажми.

Юқорида ифодаланган ўхшашликка кўра қуйидагини ҳосил қилиш мумкин:

$$n_q = n_{v_*} n_D = m_q \quad (22)$$





Бу ҳолатда фақат m_q қиймати учун моделни яшаш мумкин.

Шильдс эгри чизигининг турбулент зонасида фойдаланиладиган тенгликни v_* натижавий силжитиш кучланиши эмас ва бу системани кенгайтириш учун қуйидагини ёзиш керак бўлади:

$$\frac{q}{\alpha^{1/2} v_* D} = \varphi \left(\frac{\alpha^{1/2} v_* D}{\nu}, \frac{\rho \alpha v_*^2}{\gamma_s D}, \frac{\rho_s}{\rho}, \frac{\ell}{p} \right) \quad (23)$$

Бу эса тенглик масштабларига тўлароқ эга бўлишни тақозо этади:

$$n_\alpha^{1/2} n_{v_*} n_D = 1; n_\alpha n_{v_*}^2 = n_{\gamma_s} n_D; n_q = n_\alpha^{1/2} \quad (24)$$

ёки

$$n_\alpha^{1/2} n_{v_*} = \frac{1}{n_D}; n_{\gamma_s} = \frac{n_\alpha n_{v_*}^2}{n_D} = \frac{1}{n_p^3}; n_q = 1 \quad (25)$$

Юқоридаги тенгликларда масштаб q солиштирма сарфни ўзгартирмайди деб қаралади ва уларнинг келиб чиқиши $n_\alpha = 1$ шарт билан чегараланади. Бу ерда шуни таъкидлаш керакки, тўлқинли ва аралаш оқимлар билан бўладиган оқизиқларнинг транспорти кўп ҳолатларда тезлик, аралашуш ва заррачаларнинг тезланиш ассимметриясига боғлиқ бўлади. Бу ассимметрия тўлқин шакли ва нисбий чуқурликнинг h/λ функцияси бўлиб ҳисобланади. Кўп ҳолатларда тўлқин шаклини моделлаштириш мумкин эмас, h/λ эса моделлаштирилади.

Юқорида айтиб ўтилгандек, оқимга тўлқинлар таъсири остида боғланмаган оқизиқлар ҳаракатини моделлаштириш маълумки, аҳамиятсиз муаммо эмас. Бу масалага доир кўпгина тадқиқотлар бағишланган бўлиб, уларда турли моделлаштириш қонуниятлари таклиф этилган [1,4,5,6,9]. Муаммо асосан оқизиқлар масштабини аниқлаш билан боғлиқ бўлган. Агар моделда оқизиқлар ўлчамлари жуда ҳам кичик бўлса, уларнинг хоссалари ўзгаради. Масалан, улар боғланган оқизиқларнинг хоссаларини ўзларига мужассам этишлари мумкин ва унда оқимга тўлқинлар таъсири остида бўладиган оқизиқларнинг аралашуви натурадаги каби бўлмасдан бошқача бўлади.

Ишда оқизиқларнинг асосий параметрларини моделлаштириш қуйидагилар:

- D_{50} оқизиқларнинг ўртача диаметри;
- материал оғирлиги;
- гидравлик йириклик;
- оқизиқлар қўзғалиши бошланишини аниқлайдиган Ўильдс параметри.

Моделлаштириш масаласининг мураккаблигини, шунингдек, у ишнинг асосий масаласи бўлиб ҳисобланмаслигини эътиборга олиб, биз қуйидаги соддалашган ёндашувдан фойдаландик. Тўлқинлар учун :

- Фруд қонунининг бажарилиши;
- h/λ тўлқин қиялигини моделлаштириш.





Унда модель бузилмаган бўлиши керак. Кўпгина ишларда W гидравлик йириклик тўлқинли профил шаклланишининг масаласини ечишдаги муҳим параметр бўлиб ҳисобланади.

Шу сабабли, моделда параметрнинг сақланишини таъминлаймиз, яъни $n_h = n_\ell$ ва $n_T = n_\ell^{1/2}$ бўлгани учун $n_{(h/wT)} = 1$ ёки $n_w = n_\ell^{1/2}$.

Агар гидравлик йириклик Стокс зонасига тегишли бўлса, унда

$$w = \frac{1}{18} \frac{D_{50} g (\gamma_s - \gamma_w)}{\nu \gamma_w}, \quad (26)$$

бу ерда γ_s, γ_w - мос равишда оқизиқлар ва сувнинг солиштира оғирлиги; ν - кинематик қовушқоқлик коэффициенти. Хусусан, натура ва моделда бир хил материални ишлатишда қуйидагига эга бўламиз:

$$n_w = n_\ell^{1/2} = n_{D_{50}}^2 \quad (27)$$

ёки

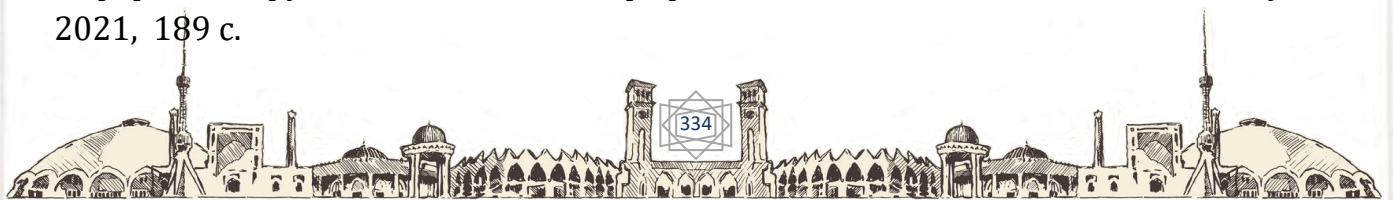
$$n_{D_{50}} = n_\ell^{1/4}. \quad (28)$$

Масалан, $n_\ell = 1/10$ чизиқли масштабни модел учун оқизиқлар ўлчамининг кичрайиши фақат 1/1,78 қийматни ташкил этади. $n_\ell = 1/100$ чизиқли масштабни модел учун эса моделда оқизиқларнинг медиан ўлчамининг кичрайиши 1/1,316 қийматни ташкил этади.

Юқорида келтирилган ностационар оқимларни гидравлик моделлаштириш усулидан ер ўзанли машина каналларини, деравацион каналларни, ирригация ва мелиорация каналларини ҳамда сув омборларини моделлаштиришда фойдаланиш мумкин.

АДАБИЁТЛАР:

1. Боровский В.П. Волновая модель профиля скорости. // Мелиорация и водное хозяйство. 2007, №4, с.55-59.
2. Бровченко И. А., Мадерич В. С. «Двумерная Лагранжева модель переноса много фракционных наносов в прибрежной зоне моря». Прикладная гидромеханика. 2005. Том 6 (78), № 1, 1-9.
3. Чалов Р.С. Русловые процессы (русловедение). –Инфра-М. М., 2017, 568 с.
Чекин А.Л. Математика и информатика. Часть 1. Учебное пособие–М.:МПГУ, 2019. 236 с.
4. Штеренлихт Д.В. Гидравлика. – Лань, М., 2015, 640 с.
5. Эшев С.С. Расчет деформируемых больших земляных каналов в условиях нестационарности водного потока. Ташкент. " Voris nashriyot", 2018. -187с.
6. Эшев С.С., Рахимов А.Р., Гайимназаров И.Х. Влиянии волновых потоков на деформаций русел каналов: Монография. – Т.: Издательство «Voris nashriyot», 2021, 189 с.





7. Jonsson I.G., Skovgeard O., Jacobsen T.S. Computation of longshore currents, Proc, Const. Eng. Cong., 1974, pp. 699...714.

8. Eshev S.S., Rahimov A.R., IG'oyibnazarov.X., Latipov Sh.A.. Generation of Wind Waves in Large Streams. International Journal of Psychosocial Rehabilitation, Vol. 24, Issue 01, 2020. -Pp. 518-525.

9. S.S.Eshev, A.N.Xazratov, A.R.Rahimov, Sh.A.Latipov. Influence of wind waves on the flow in flowing reservoirs. IIUM Engineering Journal, Vol. 21, No. 2. 2020 <https://doi.org/10.31436/iiumej.v21i2.1329>. -Pp. 125-132. (05.00.00; № 6)

10. Онарқулов, К. Э. (2022). ПАХТА ҲОМ-АШЁСИНИ ҚУРИТИШДА ИНФРАҚИЗИЛ НУРЛАНИШНИНГ ҚИЁСИЙ ТАҲЛИЛИ. Инновацион технологиялар, 1(1 (45)), 65-70.

11.Онарқулов, К. Э. (2022). ПАХТА ҲОМ-АШЁСИНИ ҚУРИТИШДА ИНФРАҚИЗИЛ НУРЛАНИШНИНГ ҚИЁСИЙ ТАҲЛИЛИ. Инновацион технологиялар, 1(1 (45)), 65-70.

12.Rakhmatov, G., & Sobirov, M. (2018). THE EFFECT OF LEADING MOLECULES IN THE SPECTRA OF THE DRYING PROCESS OF FRUIT VEGETABLE PRODUCTS. Scientific-technical journal, 22(2), 91-94. Rakhmatov, G., & Sobirov, M. (2018). THE EFFECT OF LEADING MOLECULES IN THE SPECTRA OF THE DRYING PROCESS OF FRUIT VEGETABLE PRODUCTS. Scientific-technical journal, 22(2), 91-94.

13.Rakhmatov, G., & Sobirov, M. (2018). THE EFFECT OF LEADING MOLECULES IN THE SPECTRA OF THE DRYING PROCESS OF FRUIT VEGETABLE PRODUCTS. Scientific-technical journal, 22(2), 91-94.

14.Rakhmatov, G., & Sobirov, M. (2018). THE EFFECT OF LEADING MOLECULES IN THE SPECTRA OF THE DRYING PROCESS OF FRUIT VEGETABLE PRODUCTS. Scientific-technical journal, 22(2), 91-94.

15.Rakhmatov, G., & Sobirov, M. (2018). THE EFFECT OF LEADING MOLECULES IN THE SPECTRA OF THE DRYING PROCESS OF FRUIT VEGETABLE PRODUCTS. Scientific-technical journal, 22(2), 91-94. Rakhmatov, G., & Sobirov, M. (2018). THE EFFECT OF LEADING MOLECULES IN THE SPECTRA OF THE DRYING PROCESS OF FRUIT VEGETABLE PRODUCTS. Scientific-technical journal, 22(2), 91-94.

16.Рахматов, Г. Р. (2018). НЕКОТОРЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ СУШКИ СЕЛЬСКОХОЗЯЙСТВЕННОЙ ПРОДУКЦИИ. In ИННОВАЦИОННОЕ РАЗВИТИЕ И ПОТЕНЦИАЛ СОВРЕМЕННОЙ НАУКИ (pp. 94-98). Рахматов, Г. Р. (2018). НЕКОТОРЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ СУШКИ СЕЛЬСКОХОЗЯЙСТВЕННОЙ ПРОДУКЦИИ. In ИННОВАЦИОННОЕ РАЗВИТИЕ И ПОТЕНЦИАЛ СОВРЕМЕННОЙ НАУКИ (pp. 94-98).

