

Վ. Ն. ԹՈՔՄԱԶՅԱՆ

ԶՐԱՆՅՔՆԵՐԻ

ԵՎ ԶՐՀԵՌ

ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐԻ

ՀԻՊՈԿՐԱՎԼԻԿԱԿԱՆ

ՀԱՇՎԱՐԿՆԵՐ

**ԶՐԱՆՑՔՆԵՐԻ
ԵՎ ԶՐՀԵՌԻ
ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐԻ
ՀԻՌՐԱՎԼԻԿԱԿԱՆ
ՀԱՇՎԱՐԿՆԵՐ**

Թողադրված է ՀՍՍՀ բարձրագույն և միջնակարգ մասնագիտական
կրթության մեթոսություն կողմից որպես ուսումնական ձեռնարկ
Երևանի պոլիտեխնիկական ինստիտուտի «Հիդրոտեխնիկական շինա-
բարություն» մասնագիտության ուսանողների համար

Գրախոսներ՝ Հայկական գյուղ. ինստ. Հիդրավիկայի և Հիդրոտեխն. կառուցվ. ամբիոնի վարիչ, ասիս. պրոֆ. թեկնածու, դոցենտ Ա. Մ. Ղազարյան, երգի. հիդրոտեխն. կառուցվ. ամբիոնի ավագ դասախոս, ՀՍՍՀ վաստակավոր շինարար Լ. Ա. Ճառակյան

Թորմաջյան Վ. Հ.

Թ 844 Ջրանցքների և ջրհեռ կառուցվածքների հիդրավիկական հաշվարկները Ձեռնարկ պոլիտեխն. ին-սի. «Հիդրոտեխն. շին.» մասնագիտական ուսանողների համար. — Եր.: Լույս, 1988. — 208 էջ, նկ.

Ձեռնարկում շարադրված են ջրանցքների և ջրհեռ կառուցվածքների հիդրավիկական հաշվարկների մեթոդները, հիդրավիկական մոդելավորումը, ինչպես նաև այդ կառուցվածքների հիդրավիկական հաշվարկներ էՀՄ-ների լայն կիրառումով։ Ուսումնական ձեռնարկը նախատեսված է ԲՅԻՀ-երի «Հիդրոտեխնիկական շինարարություն» մասնագիտության ուսանողների համար։

ԳՄԴ 88.77g73

2004030000 (2) 103. 1988

7021 (01) 1988

Ваче Оганесович Токмаджян

ИДРАВЛИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ
И ВОДООТВОДНЫХ СООРУЖЕНИЙУчебное пособие для студентов вузов
по специальности «Гидротехническое строительство»

(на армянском языке)

Ереван «Луйс» 1988

© «Լույս» հրատարակչություն, 1988

Ն Ե Ր Ա Մ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

Հիդրոտեխնիկական կառուցվածքների հիդրավիկական ճիշտ հաշվարկ կատարելը կարևոր նշանակություն ունի չափերի բնորոշման, աշխատանքի հուսալիության, որոշ դեպքերում նաև անվտանգության համար։ Հաշվարկի ոչ ճիշտ լինելը կարող է հանգեցնել անգամ կառուցվածքի քանդմանը, կործանմանը։ Հաշվարկային թողունակությունը չապահովելը կարող է պատճառ դառնալ կառուցվածքի թերի օգտագործմանը և նախագծային մեծությունների չապահովմանը։

Պետք է նշել, որ հիդրավիկական հաշվարկները չեն վերաբերվում որեէ իրական հիդրավիկական երևույթները արտահայտող կառուցվածքին, նրանք վերաբերվում են իրական պատկերը որոշող մոտավորություններով արտահայտվող հաշվարկային սխեմային, այսինքն կազմվում է երևույթի ալոպես կոչված մաթեմատիկական մոդելը։

Հաշվարկի մեթոդ առաջարկող ինժեները, ելնելով նախագծման և ինժեներական պրակտիկայում գոյություն ունեցող փորձից և իր փորձից, երբեմն բնադրորեն ընտրում է այն գլխավորը, որը պետք է թողնել հաշվարկային սխեմայում, իսկ մնացածը, երկրորդականը, հետաքրքրող մեծությունների վրա քիչ ազդեցություն ունեցողը, հաշվի չի առնում։

Շատ հաճախ հնարավոր չէ ճիշտ որոշել հաշվի շանված գործոնների ազդեցությունը և նրանցից առաջ հկած սխալը, իսկ բոլոր այդ գործոնները հաշվի առնելու դեպքում միշտ չէ, որ հաջողվում է ստանալ ճիշտ լուծում։ Այս գեպքում լավագույն հաշվարկային սխեմայի ընտրությունը դառնում է ինժեներական հաշվարկների փորձի և բանականության հարց։

Հիդրավիկական հաշվարկների ճշտության որոշման վերջնական չափանիշները բնօրինակում կատարված փորձնական հետադոտությունների արդյունքներն են։

Սակայն վերջիններս կարելի է կատարել միայն կառուցվածքի ստեղծումից հետո, նրա շահագործման ընթացքում։ Այդպիսի հետադոտությունները մեծ մասամբ ունեն ընդհանուր գիտական նշանակություն և

ծառայում են տվյալ խմբի հարցերը պարզաբանելուն և սակավ՝ նույն կառուցվածքի համար ճիշտ կամ լավագույն լուծում գտնելուն:

Այս տեսակետից գործին մեծ շահույթ ոգնում է կառուցվածքների հիդրավիկական մոդելավորումը, որը կիրառվում է այն դեպքերում, երբ շատ դժվար է նախապես գնահատել, թե հաշվարկային սխեման ինչքանով ճիշտ և մոտ է արտահայտում իրական կառուցվածքի աշխատանքի պայմանները:

Մոդելը (մանրակերտը) նույնպես կառուցվածք է, և երևույթները այնտեղ պետք է արտահայտվեն նույն դիֆերենցիալ հավասարումներով, ինչ որ բնօրինակում: Սակայն մոդելավորման ոչ համակողմանիությունը և անգամ աղավաղված մասշտաբներով մոդելավորումը չի ազատում. այսպես կոչված, մոդելավորման արդյունքից, մերձ երևույթներ համարյա չեն ենթարկվում մոդելավորման, օրինակ ակրացիայի, կավիտացիայի երևույթները և այլն:

Հիդրավիկական հաշվարկների կատարելագործումը, նրանց մեջ բարդ մաթեմատիկական ապարատի օգտագործումը, էլեկտրոնային, թվային և համանմանային մեքենաների լայն կիրառումը հնարավորություն են տալիս ճշտել և բարելավել շատ հաշվարկներ, նրանց ազատել չափազանց պարզունակ մոտավոր հաշվարկային սխեմատիզմից, էմպիրիկ, շատ նեղ շրջանակներում կիրառելի, բանաձևերի օգտագործումից և այլն:

Առանձնապես պետք է նշել էլեկտրոնային հաշվիչ մեքենաների կիրառման բարերար ազդեցությունը: Եթե ոչ շատ հեռու անցյալում կոպիտ մոտավորությունների էին դիմում ստացված դիֆերենցիալ հավասարումների ինտեգրման համար, ապա այժմ նրանց թվային ինտեգրումը ցանկացած ճշտությամբ գործնականորեն դժվարություն չի ներկայացնում: Այս պատճառով շատ տեսական բարդ հետազոտություններ հնարավոր է դառնում հասցնել գործնականորեն ճշգրիտ արդյունքների ստացմանը:

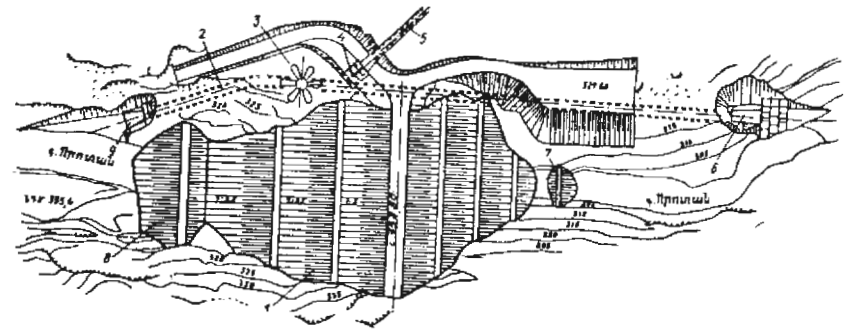
Միկրոհաշվարկիչների լայն տարածումը և բոլորին մատչելի լինելը մեծ մասամբ հնարավոր դարձրին խուսափել օժանդակ աղյուսակների և գրաֆիկների օգտագործումից: Աղյուսակների օգտագործումը հանգեցնում էր միջարկում կատարելու անհրաժեշտությանը, որը հաշվարկի ճշտությունը փոքրացնում էր: Հաճախ ֆունկցիաների թվային արժեքների հաշվելը միկրոհաշվարկիչի օգնությամբ շատ ավելի քիչ աշխատատար է, քան նրանց բնորոշումը աղյուսակից կամ գրաֆիկից:

Հիդրոտեխնիկական կառուցվածքներին վերաբերող հիդրավիկական հաշվարկները մինչև այժմ հիմնականում ընթացել են միաշափ շարժման հաշվարկային սխեմայով և պետք է ասել, որ այս ուղղությամբ ձեռք են բերվել զգալի հաջողություններ: Վերջին տարիներին փորձ է արվում

տալ երկշափ և եռաշափ հոսանքների հիդրավիկական հաշվարկներ, և այդ ասպարեզում կան որոշակի հաջողություններ:

Ժամանակակից հիդրոհանգույցը բարդ համալիր է, որտեղ ունենք շարժման տարածական բարդ պատկեր: Հիմնական հոսանքը (դետը, ջրանցքը) բաժանվում է առանձին ճյուղավորումների, որոնցից ամեն մեկը, առանձին վերցրած, հիմնականում տարածական է:

Իրա լավագույն օրինակն է նկ. 1-ը, ուր բերված են Սպանդարյանի հիդրոէլեկտրակայանի գլխային հանգույցի հիդրոտեխնիկական կառուցվածքները:



Նկ. 1. Տաթևի հիդրոէլեկտրակայանի գլխային հանգույցի կառուցվածքների հատակագիծը:

1. հողային պատվար, 2. յինաբաբական բունկ, 3. «մաքցարիտկա», 4. ջրընդունիչ, 5. գերիվացիոն բունկ, 6. բունկի կլամաս, 7. ստորին անջրպետ, 8. վերին անջրպետ, 9. բունկի մուտքամաս:

Սույն ձևանարկի նպատակն է շարադրել հիդրոտեխնիկական կառուցվածքներից ջրհեռ և որոշ այլ կառուցվածքների հիդրավիկական հաշվարկի գոյություն ունեցող, ինչպես նաև հեղինակների կողմից մշակված մեթոդները:

Հիդրավիկայի ընդհանուր օրենքներին ու գաղափարներին ծանոթ բնթևըցողին այս աշխատությունը կօգնի ընդլայնելու իր գիտելիքների շրջանակները, կծանոթացնի նոր հաշվարկային մեթոդներին, որոնք վերաբերում են հիդրոտեխնիկական կառուցվածքների հիդրավիկական հաշվարկներին:

Սույն գիրքը ունի բազմակողմանի նշանակություն և նպատակ: Առաջին հերթին այն ուսումնական ձեռնարկ է «Հիդրոտեխնիկական շինարարություն» մասնագիտության ուսանողների համար: Այն կարող է օգտակար լինել ինժեներ նախագծողներին և գիտական հետազոտություններով զբաղվող ասպիրանտներին և գիտական աշխատողներին:

Հեղինակն իր այս աշխատության մեջ ամփոփել է վերջին 10—15 տարիների իր հետազոտությունների արդյունքները, մշտապես հիմք ընդունելով այսօրվա հիդրավլիկայի առաջավոր սկզբունքները:

Հեղինակը արժաթեղ է նաև որոշ մտքեր և դադափարներ, որոնք կարող են ուշագրավ լինել վաղվա հիդրավլիկայի զարգացման համար:

Հնարավոր է, որ նման լայն ընդգրկում ունեցող դրքում հանդիպեն նաև քիչ հաջողված հատվածներ, դարձվածքներ, որոշ մակերեսորեն գրված բաժիններ, գուցե նաև առանձին վրիպումներ, սակայն մեղ թվում է լուրջ և բարեմիտ ընթերցողը այնտեղ կգտնի էականը և ժամանակակիցը ջրանցքների և ջրհեռ կառուցվածքների հիդրավլիկական հետազոտություններում:

Գրքում լուծված են բազմաթիվ թվային օրինակներ, որոնք վերաբերում են Հայաստանի խոշոր հիդրոհանգույցների հիդրոտեխնիկական կառուցվածքների հիդրավլիկական հաշվարկներին՝ կատարված հեղինակի կողմից, որոնք գրքում բերված մեթոդներին տալիս են խիստ կիրառական, ինժեներական բնույթ, դարձնելով մատչելի նախագծողների համար:

Հուսով ենք, որ այս դիրքը որոշ չափով կնպաստի ջրանցքների և ջրհեռ կառուցվածքների հիդրավլիկայով զբաղվող մասնագետների գիտելիքների բնդլայնմանը:

ՀԻՄՆԱԿԱՆ ՆՇԱՆԱԿՈՒՄՆԵՐ

- A — կենդանի կտրվածքի մակերեսը
- a — զանգվածների փոփոխման գործակիցը
- B — ջրանցքներում ջրի լայնությունը ազատ մակերևույթի վրա
- b — ջրանցքի լայնությունը հատակում
- C — Շեզիի գործակիցը, ճնշման շեղումը հիդրոստատիկականից, արտահայտված հեղուկի սյան բարձրությամբ
- c — փոքր գրավիտացիոն ալիքի արագությունը
- d — խողովակի տրամագիծը
- E — կտրվածքի լրիվ տեսակարար էներգիան, հաշված կամայական համեմատության հարթությունից
- F — ճնշման ուժը
- F_г — Ֆրուդի թիվը
- G — ծանրության ուժը
- g — ծանրության ուժի արագացումը
- H — կենդանի կտրվածքի լրիվ էջը
- He — ջրաթափի ճնշումը
- H₀ — ջրաթափի ճնշումը, հաշվի առած մոտեցման արագության ազդեցությունը
- h — հոսանքի խորությունը
- h₀ — հոսանքի խորությունը հավասարաչափ շարժման դեպքում
- h_{գր} — կրիտիկական խորությունը
- h_ս — սեղմված խորությունը
- h'' — համալուծ խորությունը
- i₀ — ջրանցքի հատակի երկրաչափական թեքությունը
- i_ք — սլյեզոմհարական թեքությունը
- i — հիդրավլիկական թեքությունը
- K — կենդանի կտրվածքի թողունակությունը
- k — ճնշումների փոփոխության գործակիցը
- L — ջրանցքի առանցքի երկարությունը
- l — փոփոխական երկարությունը

M — ուժի մոմենտը
 m — հեղուկի զանգվածը, ջրանցքի պատերի շեպուկայան գործակիցը
 m_ջ — ջրանցքի ելքի գործակիցը
 m_կ — կողային ջրաթափի ելքի գործակիցը
 n — խորդուրդությունից գործակիցը
 P — ճնշումը, ջրաթափի շեմքի բարձրությունը
 Q — ելքը
 Q₀ — սկզբնական ելքը, հավասարաչափ շարժման ելքը
 q — տեսակարար ելքը
 R — հիդրավլիկական շառավիղը
 R₀ — ջրանցքի հատակի կորությունից շառավիղը
 R' — կենդանի կտրվածքի կամայական կետի կորությունից շառավիղը
 R_c — Ռեյնոլդսի թիվը
 r — խողովակի շառավիղը, տաշտածե և կողովածե թունելների թաղի շառավիղը
 t — ժամանակը
 u — կենդանի կտրվածքի կամայական կետի արագությունը
 v — հոսանքի միջին արագությունը
 v_ս — փոփոխվող մասնիկների արագության պրոյեկցիան հիմնական հոսանքի շարժման ուղղության վրա
 W — ծավալը
 x, y, z — կետի կոորդինատները
 X, Y, Z — ծավալային ուժի պրոյեկցիաները վերագրած հեղուկի միավոր զանգվածին
 y — Շեպիի գործակցի ուղղման ցուցիչը ն. ն. Պավլովսկու բանաձևի մեջ
 z — կենդանի կտրվածքի վրա կամայական կետի հեռավորությունը հատակից, նորմալի ուղղությամբ ջրանցքի հատակի օրդինատը, հակադարձ հիդրավլիկական խնդիրներում ազատ մակերևույթի կետի օրդինատը
 Յ — կտրվածքի լրիվ տեսակարար էներգիան, հաշված կտրվածքի ամենացածր կետով անցնող համեմատության հարթությունից
 α — արագությունների անհամասարաչափ բաշխման գործակիցը, սեղանաձև կտրվածքով ջրանցքի պատի թեքության անկյունը, մոդելավորման մասշտաբը
 β — հատակագծում լայնացման անկյունը, տաշտածե և կողովածե կտրվածքներով թունելների լցվածությունը ցույց տվող անկյունը
 Δ — խորդուրդության ելուստների չափը
 δ — խողովակի պատի հաստությունը
 ε — սեղմման գործակիցը
 ζ — տեղական կորուստների գործակիցը

() — կլոր կտրվածքով ոչ ճնշումային խողովակների (թունելների) լցման առտիճանը ցույց տվող անկյունը
 λ — կորուստների գործակիցը (ըստ Դարսի-Վեյսբախի բանաձևի)
 μ — հեղուկի մածուցիկության գինամիկ գործակիցը, հեղուկի արտահոսման ելքի գործակիցը
 ν — հեղուկի մածուցիկության կինեմատիկ գործակիցը
 Π(h) — թռիչքի ֆունկցիան
 ρ — խտությունը
 σ_ս — սուղման գործակիցը
 τ — շոշափող լարումները
 φ — ջրանցքի հատակի թեքման անկյունը հորիզոնի նկատմամբ, արագության գործակիցը
 χ — թրջված պարագիծը
 Այստեղ բերված են գրքում օգտագործված ֆիզիկական մեծությունների հիմնական նշանակումները, իսկ մնացած նշանակումները, որոնք հանդիպում են տվյալ գաղտիարը զարգացնելիս կամ բանաձևի արտածման ժամանակ, տրվում են տեղում:

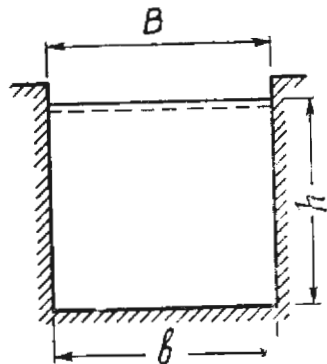
Առաջին գլուխ

ՀԻՌՈՏԵԽՆԻԿԱԿԱՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐԻ ՀԻՌԱՎԼԻԿԱԿԱՆ ՀԱՇՎԱՐԿՆԵՐԻ ՀԱՏՈՒԿ ՀԱՐՑԵՐԸ

1.1. Ջրանցքի ԿՏՐՎԱԾՔԻ ՀԻՐԱՎԼԻԿԱԿԱՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐՈՎ ՄԵՄՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ջրանցքի կտրվածքը բնորոշող հիմնական հիդրավիկական բնութագրող մեծություններն են.

- ա) կենդանի կտրվածքի մակերեսը՝ A
- բ) թրջված սարագիծը՝ χ
- գ) հիդրավիկական շառավիղը՝ R
- դ) կտրվածքի լայնությունը ազատ մակերևույթի վրա՝ B :



Նկ. 1.1. Ջրանցքի ուղղանկյուն լայնակի կտրվածքը:

Քննարկենք գործնականում հաճախ հանդիպող որոշ կտրվածքների համար այդ մեծությունների կապը և խորություն հետ:

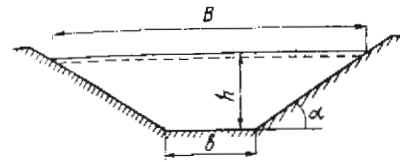
1. Ուղղանկյուն կտրվածք (նկ. 1.1).

$$a) A = bh, \quad (1.1)$$

$$բ) \chi = b + 2h, \quad (1.2)$$

$$գ) R = \frac{bh}{b + 2h}, \quad (1.3)$$

$$դ) B = b, \quad (1.4)$$

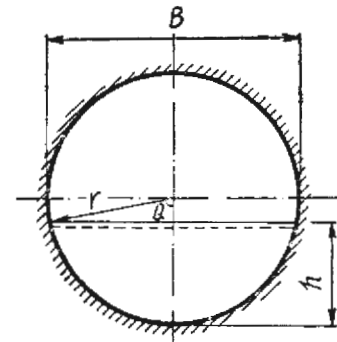


Նկ. 1.2. Ջրանցքի սեղանաձև լայնակի կտրվածքը:

2. Սեղանաձև կտրվածք (նկ. 1.2): Շեկայության գործակիցը՝

$$m = \operatorname{ctg} \alpha, \quad (1.5)$$

որտեղ α -ն ջրանցքի շեկերի կազմած անկյունն է հատակի նկատմամբ:



Նկ. 1.3. Ջրանցքի շրջանաձև լայնակի կտրվածքը:

$$ա) A = (b + mh)h, \quad (1.6)$$

$$բ) \chi = b + 2h\sqrt{1 + m^2}, \quad (1.7)$$

$$գ) R = \frac{(b + mh)h}{b + 2h\sqrt{1 + m^2}}, \quad (1.8)$$

$$դ) B = b + 2mh, \quad (1.9)$$

3. Կոնկրետաձև կտրվածք (նկ. 1.3).

$$ա) A = mh^2, \quad (1.10)$$

$$բ) \chi = 2h\sqrt{1 + m^2}, \quad (1.11)$$

$$գ) R = \frac{mh}{2\sqrt{1 + m^2}}, \quad (1.12)$$

$$դ) B = 2mh, \quad (1.13)$$

4. Երջանաձև կտրվածք (նկ. 1.4): Հոսանքի խորությունը արտահայտված θ անկյան միջոցով կլինի՝

$$h = r(1 - \cos \theta), \quad (1.14)$$

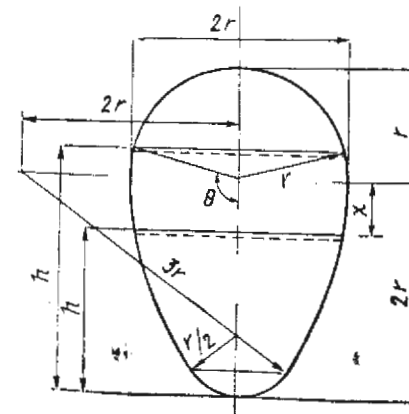
$$ա) A = r^2 \left(\theta - \frac{\sin 2\theta}{2} \right), \quad (1.15)$$

$$բ) \chi = 2r\theta, \quad (1.16)$$

$$գ) R = r \left(0.5 + \frac{\sin 2\theta}{4\theta} \right), \quad (1.17)$$

$$դ) B = 2r \sin \theta, \quad (1.18)$$

5. Չվաճ կտրվածք (նկ. 1.5),



Նկ. 1.5. Չվաճ լայնակի կտրվածքը առանցքների 3:2 հարաբերության դեպքում:

Առանցքների 3:2 հարաբերության ձվաձև կտրվածքի մակերեսը առանցքային գծից ցածր լցվածության դեպքում որոշվում է հետևյալ բանաձևով.

$$a) \quad A = r^2 \left(3.023 - 9 \arcsin \frac{x}{3r} \right) + r x \left(4 - 3 \left(1 - \left(\frac{x}{2r} \right)^2 \right)^{1/2} \right), \quad (1.19)$$

որտեղ $x = 2r - h$ -ը հեղուկի ազատ մակերևույթի հեռավորությունն է առանցքային գծից:

Առանցքային գծից բարձր լցվածության դեպքում՝

$$A = 3.023r^2 + r^2 \left(\theta - \frac{\sin \theta}{2} \right) - \frac{\pi r^2}{2}, \quad (1.20)$$

Այս դեպքում՝ $\pi \geq \theta \geq \pi/2$:

Երբ $\theta = \frac{\pi}{2}$ -ի (ազատ մակերևույթը համընկնում է առանցքային գծին)

կենդանի կտրվածքի մակերեսի բանաձևը ստանում է հետևյալ տեսքը.

$$A = 3.023r^2, \quad (1.21)$$

իսկ $\theta = \pi$ արժեքի դեպքում (լրիվ լցվածություն)՝

$$A = 4.594r^2, \quad (1.22)$$

բ) Թրջված պարադիժը առանցքային գծից ցածր լցվածության դեպքում որոշվում է՝

$$Z = r \left(4.788 - 6 \arcsin \frac{x}{3r} \right) \quad (1.23)$$

բանաձևով, իսկ առանցքային գծից բարձր լցվածության դեպքում՝

$$Z = 4.788r + 2r\theta - \pi r, \quad (1.24)$$

գ) Հիդրավլիկական շտապիղը առանցքային գծից ցածր լցվածության դեպքում որոշվում է

$$R = \frac{r \left(3.023 - 9 \arcsin \frac{x}{3r} \right) + x \left(4 - 3 \left(1 - \left(\frac{x}{3r} \right)^2 \right)^{1/2} \right)}{4.788 - 6 \arcsin \frac{x}{3r}} \quad (1.25)$$

բանաձևով, իսկ առանցքային գծից բարձր լցվածության դեպքում՝

$$R = \frac{3.023r + r \left(\theta - \frac{\sin 2\theta}{2} \right) - \frac{\pi r}{2}}{4.788 + 2\theta - \pi}, \quad (1.26)$$

դ) Լայնությունը ազատ մակերևույթի վրա առանցքային գծից ցածր լցվածության դեպքում կլինի՝

$$B = \frac{3r}{\left(1 - \frac{x^2}{9r^2} \right)^{1/2}} - r \left(4 - 3 \left(1 - \left(\frac{x}{3r} \right)^2 \right)^{1/2} \right) + 3rx \left(4 + \frac{x}{18r^2} - \frac{1}{\left(1 - \frac{x^2}{9r^2} \right)^{1/2}} \right), \quad (1.27)$$

Առանցքային գծից բարձր լցվածության դեպքում այն որոշվում է (1.18) բանաձևով:

6. Պարաբոլական կտրվածք (նկ. 1.6):

Դիցուք ջրանցքի ձևը տրված է $y = \rho x^2$ բանաձևով: ρ -ն, որի չափողականությունն է m^{-1} , անվանենք պարաբոլական կտրվածքի գործակից:

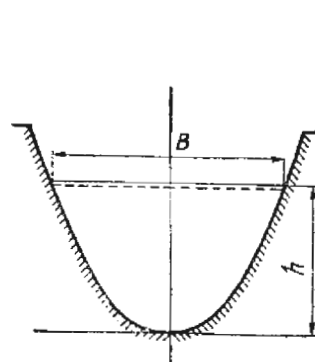
$$a) \quad A = \frac{2}{3} B h = \frac{4}{3} \left(\frac{h^3}{\rho} \right)^{1/2}, \quad (1.28)$$

$$b) \quad Z = \left(\frac{h}{\rho} \right)^{1/2} \left((1 + 4\rho h)^{1/2} + \frac{1}{2(\rho h)^{1/2}} \ln(2(\rho h)^{1/2} + (1 + 4\rho h)^{1/2}) \right), \quad (1.29)$$

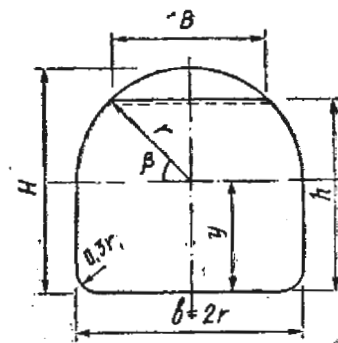
$$g) \quad R = \frac{4h}{3} \left((1 + 4\rho h)^{1/2} + \frac{1}{2(\rho h)^{1/2}} \ln(2(\rho h)^{1/2} + (1 + 4\rho h)^{1/2}) \right), \quad (1.30)$$

$$r) \quad B = 2 \left(\frac{h}{\rho} \right)^{1/2}, \quad (1.31)$$

7. Տաշտաձև կտրվածք (նկ. 1.7):



Նկ. 1.6. Ջրանցքի պարաբոլական լայնակի կտրվածքը:



Նկ. 1.7. Տաշտաձև լայնակի կտրվածքը:

Այստեղ, առանց շոշափելի սխալի, հասակի անկյունային կորու-
թյունները կարելի է արհամարհել: Այդ դեպքում կարվածքի հիդրավլի-
կական բնութագրող մեծությունները որոշվում են պարզ առնչությունների
միջոցով:

Առանցքային գծից ներքև ուժի մեջ են (1.1), (1.2), (1.3) և (1.4)
առնչությունները, իսկ նրանից վերև՝

$$\text{ա) } A=yb+r^2\left(\beta+\frac{\sin 2\beta}{2}\right), \quad (1.32)$$

$$\text{բ) } Z=b+2y+2r\beta, \quad (1.33)$$

$$\text{գ) } R=\frac{yb+r^2\left(\beta+\frac{\sin 2\beta}{2}\right)}{b+2y+2r\beta}, \quad (1.34)$$

$$\text{դ) } B=2r\cos\beta, \quad (1.35)$$

$$h=y+r\sin\beta, \quad (1.36)$$

Հասակի անկյունային կորուսությունները հաշվի առնելու դեպքում
(նկ. 1.7) կենդանի կտրվածքի մակերեսից պետք է հանել $0,0386 \text{ ր}^2$, իսկ
թրջված պարագծից՝ $0,2575 \text{ ր}$ (երբ $r_1=0,3 \text{ ր}$):

Տաշտաձև կտրվածքները սովորաբար օգտագործում են անճնշում
թունելներում: Լցման խորությունը այս դեպքում պետք է լինի $0,85 \text{ H}$,
մյուս կողմից ջրով լցված մասը պետք է լինի $\geq 0,4$ մ-ից: Առավելա-
գույն ելքը թողարկվում է $0,935 \text{ H}$ լցման դեպքում:

Թունելի ելքը կարելի է որոշել հետևյալ բանաձևով՝

$$Q=Q'\frac{\sqrt{i_0}}{n}, \quad (1.37)$$

որտեղ Q' -ը բերված էլքն է, որը Շևշիի դործակիցը Մանգինի բանա-
ձևով հաշվելու դեպքում կորոշվի

$$Q'=Db^{8/3} \quad (1.38)$$

բանաձևով: D գործակցի և կտրվածքի մյուս հիդրավլիկական մեծություն-
ների հարաբերական արժեքները $H=b$ և $H=1,5 b$ դեպքերում, կախ-
ված լցվածության աստիճանից, բերված են աղյ. 1.1-ում:

Նշենք, որ աղյուսակ 1.1-ից հարմար է օգտվել տարբեր լցվածու-
թյան աստիճանների դեպքում հիդրավլիկական մեծությունները որոշե-
լու համար, սակայն նրանք պիտանի չեն այդ մեծությունների և ջրի
խորության միջև ֆունկցիոնալ կապ սահմանելու համար: Վերջին դեպքում
պետք է օգտվել (1.32)–(1.36) բանաձևերից:

Տաշտաձև թունելի կտրվածքների բնութագրերը

Լցվածու- թյան աստիճանը h/H	Կենդանի կտրված- քի մակերեսը Δ/b^2	Թրջված ժր Z/b	Հիդրավլիկական շտապիղջ R/b	Թրջված ելքը $Q'/b^{8/3}$	Լցվածու- թյան ան- կյունը β°
H=b կտրվածք					
1,0	0,8831	3,4420	0,2565	0,3565	90°
0,935	0,8613	2,9264	0,2943	0,3811	60°28'
0,85	0,8091	2,6466	0,3057	0,3672	44°26'
0,8	0,7712	2,5147	0,3067	0,3507	36°52'
0,7	0,6848	2,2827	0,3000	0,3068	23°35'
0,6	0,5896	2,0726	0,2845	0,2551	11°32'
0,5	0,4903	1,8712	0,2621	0,2009	0°
0,4	0,3903	1,6712	0,2336	0,1481	—
0,3	0,2903	1,4712	0,1974	0,0984	—
0,2	0,1903	1,2712	0,1496	0,0536	—
H=1,5 b կտրվածք					
1,0	1,3830	4,4420	0,3113	0,6352	90°
0,935	1,3437	3,8069	0,3530	0,6711	53°36'
0,85	1,2508	3,4536	0,3623	0,6355	33°22'
0,8	1,1849	3,2827	0,3610	0,6007	23°34'
0,7	1,0403	2,9714	0,3501	0,5167	5°44'
0,6	0,8903	2,6712	0,3333	0,4280	—
0,5	0,7403	2,3712	0,3122	0,3407	—
0,4	0,5903	2,0712	0,2805	0,2529	—
0,3	0,4403	1,7712	0,2486	0,1708	—
0,2	0,2903	1,4712	0,1973	0,0984	—

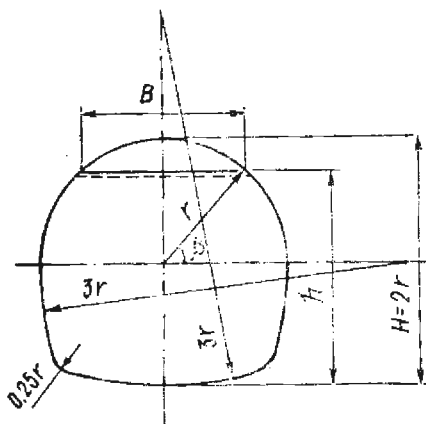
8. Կողովաձև կտրվածք (նկ. 1.8):

Այս կտրվածքները նույնպես օգտագործվում են անճնշում թունել-
ներում:

Առանցքային գծից վերև կտրվածքի հիդրավլիկական բնութագրող
մեծությունները կորոշվեն՝

$$\text{ա) } A=r^2\left(\left(\beta+\frac{\sin 2\beta}{2}\right)+4\left(\frac{9\pi}{8}-\frac{3\sqrt{2}}{\sin\psi}\psi+\frac{\psi}{\sin^3\psi}-\frac{\sqrt{2}}{\sin\psi}\sin\left(\frac{\pi}{4}-\psi\right)\right)\right) \quad (1.39)$$

բանաձևով, որտեղ ψ -ն պարամետրն է, որը հիդրավլիկական նպատա-
կահամար կտրվածքի համար՝ $\psi=\frac{\alpha}{6}$, Այս դեպքում (1.39)-ի փոխա-
րեն կունենանք



$$A=r^2\left(\left(\beta+\frac{\sin 2\beta}{2}\right)+1.815\right), \quad (1.40)$$

$$X=r^2\left(\left(\beta+\frac{4\sqrt{2}\gamma}{\sin \gamma}\right)+1.815\right), \quad (1.41)$$

նույն ձևով, երբ $\psi = \frac{\pi}{6}$, կունենանք՝

$$X=r(2\beta+3.5), \quad (1.42)$$

զ) $\psi = \frac{\pi}{6}$ -ի դեպքում կունենանք

$$R=r\frac{\left(\beta+\frac{\sin 2\beta}{2}\right)+2.815}{2\beta+3.5}, \quad (1.43)$$

$$7) B=2r\cos\beta, \quad (1.44)$$

$$h=r(1+\sin\beta), \quad (1.45)$$

Գոյություն ունեն նաև այլ լայնակի կտրվածքներ, որոնք օգտագործվում են հազվադեպ, հետևաբար և նրանց բնութագրող մեծությունները սույն գրքում չեն բերվում:

1.2 ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԿՈՐՈՒՄՏՆԵՐԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Հիդրոտեխնիկական կառուցվածքներում, սովորաբար, էներգիայի կորուստները ճնշումային խողովակներում որոշում են Գարսի-Վեյսբախի բանաձևով՝

$$h_g=\lambda\frac{l}{d}\frac{v^2}{2g} \quad (1.46)$$

Ոչ ճնշումային շարժման դեպքում d -ն պետք է փոխարինել հիդրավիկական շառավղով՝ $d=4R$: Սակայն ավելի հարմար է հիդրավիկական կորուստները որոշել Շեզիի բանաձևով՝

$$v=C\sqrt{Ri}, \quad (1.47)$$

որտեղից հաշվի առնելով, որ $i=h/l$, կստանանք՝

$$h_g=\frac{v^2 l}{C^2 R}, \quad (1.48)$$

Շեզիի C գործակիցը λ -ի հետ կապվում է $C=\sqrt{\frac{89}{\lambda}}$ տոնշությամբ: Շիման դիմադրության λ գործակիցը (Գարսիի գործակիցը) կախված է մեկնույթի թվից (R_e) և հարարերական խորդուրդությունից ($\Delta=L$), որտեղ L -ը որևէ բնորոշ գծային չափ է և մեծ մասամբ ընդունվում է խողովակի տրամագիծը՝ $L=d$: Δ -ն պատի խորդուրդությունների ելուստների միջին չափն է: Հաճախ Δ -ի փոխարեն օգտագործվում է խորդուրդությունների համարժեք ելուստի գաղափարը՝ Δ_L -ը, որտեղ իրական ելուստները բերված են հավասարահատիկ ելուստների, խորդուրդությունների համարժեք ելուստների չափը կարելի է վերցնել աղյուսակ 1.2-ից:

Աղյուսակ 1.2

Խողովակների և ջրանցքների խորդուրդությունների համարժեք ելուստները

Մակերևույթը	Մակերևույթի վիճակը	Δ_L մմ
Բետոն և երկաթբետոն	Լավ պայմաններ, իրականացված մետաղյա կաղապարմամբ	0,3—1,0
	Միջին պայմաններ, իրականացված շար-թեղված փայտե կաղապարմամբ	1,0—4,0
Տորկրետի կամ ցեմենտի շաղախով սկզբում բետոն	Կոպիտ, քայքայված	3,0—10,0
	Մաքուր ցեմենտով երկաթայնացումով	0,1—0,3
	Քսահարթված տորկրետ կամ ծեփաբետոն	0,5—2,0
	Նույնը առանց քսահարթման	3—4
Պողպատե երեսապատում	Կոռոզիայի թույլ հետքերով	0,05—0,1
	Կոռոզիայի ենթարկված	0,1—1,5
Ամբողջական եռակցված	Լավ վիճակում գտնվող եռակցված միացումներ	0,04—0,1
Պողպատե խողովակներ	Գործածության մեջ գտնված հավասարաչափ կոռոզիայի ենթարկված	0,15
	Զգալի կոռոզիա, թույլ նստվածքներ	0,8—1,5
	Զգալի նստվածքներ և կոռոզիա	2,0—4,0
	Վատ վիճակի մակերևույթ:	5,0

Գոյություն ունեն շիման դիմադրություն երեք գոտիներ:

1-ին կամ լամինար շարժման գոտի: Խողովակներում հեղուկի իդոթերմ շարժման դեպքում λ -ն որոշվում է $\lambda=64/R_e$ բանաձևով, բայց իրականում ավելի մոտ արժեքներ են ստացվում, ~~իսկ այն որոշվում է~~ $\lambda=75/R_e$ բանաձևով:

2-րդ կամ հիդրավիկական ողորկ պատերի գոտի: Այստեղ λ -ն կախված է միայն Re -ից (կախված չէ Δ -ից): Այս գոտու գործնական սահմանները հանդիսանում են $2320 < Re < 10/\Delta$:

Դիմադրության այս գոտում λ -ն որոշելու համար ֆլազիուսը առաջարկել է

$$\lambda = \frac{0,316}{Re^{0,25}} \quad (1.49)$$

բանաձևը, իսկ Ա. Ֆ. Շեվելյովը՝

$$\lambda = \frac{0,25}{Re^{0,226}} \quad (1.50)$$

բանաձևը:

Մինչև շփման դիմադրության 3-րդ գոտին կա, այսպես կոչված, անցումային մաս: Անցումային մասի գործնական սահմաններն են $10/\Delta < Re < 560/\Delta$, որի համար կարելի է օգտագործել Քուլբրուկ-Ուայտի՝

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2,1 \left(\frac{2,5}{Re \sqrt{\Delta}} + \frac{\Delta}{3,7} \right) \quad (1.51)$$

և Ա. Գ. Ալաշուվի՝

$$\lambda = 0,11 \left(\Delta + \frac{68}{Re} \right)^{0,25} \quad (1.52)$$

բանաձևերը:

3-րդ կամ Բաուկուսիական դիմադրությունների գոտի: Ռեյնոլդսի թվի մեծ արժեքների դեպքում (գործնականորեն $Re > 560/\Delta$) λ -ն կախված է դասնում միայն Δ -ից, հետևաբար ունենք հիդրավիկական կո-րուստների քառակուսիական կախում արագությունից:

Այս գոտու համար քնդունելի է Պրանալ-Նիկուրաձեի բանաձևը՝

$$\lambda = \frac{1}{(2,1 \lg 3,7/\Delta)^2} \quad (1.53)$$

Բևտոնային հունների համար Ա. Պ. Փեզզոյան ստացել է

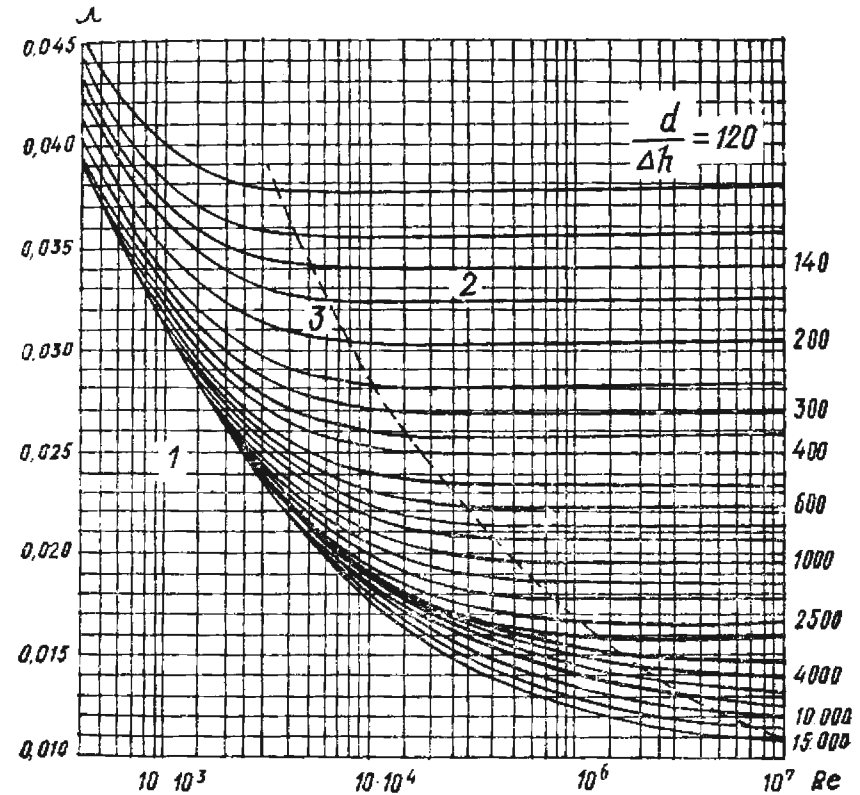
$$\lambda = \frac{1}{\left(2,1 \lg \frac{2,88}{\Delta} \right)^2} \quad (1.54)$$

առնչությունը:

Ա. Ֆ. Շեվելյովը ջրմուղի խողովակների համար առաջարկում է հետևյալ կառուցվածքի բանաձև՝

$$\lambda = \frac{A}{d^x}, \quad (1.55)$$

որտեղ A -ի և x -ի արժեքներն են.



Նկ. 1.9. λ -գործակցի կապը Δ -ից և Re -ից բաց Գ. Ա. Մուրինի:

պողպատի նոր խողովակներ՝ $A=0,0121$, $x=0,226$,

թուջե նոր խողովակներ՝ $A=0,0143$, $x=0,284$,

օգտագործման մեջ եղած թուջե և պողպատե խողովակներ՝ $A=0,021$, $x=0,3$:

Այս բանաձևի մեջ d -ն պետք է տեղադրել մետրերով:

Պողպատե խողովակների համար, բաց Գ. Ա. Մուրինի, λ -ի արժեքները կարելի է ստանալ նկ. 1.9-ում տրված գրաֆիկից:

Ինչպես նշեցինք վերևում, Շեվելի գործակիցը կարելի է որոշել λ -ի միջոցով, սակայն, ելնելով այն բանից, որ λ -ի բանաձևերը էմպիրիկ են, ունեն կիրառման նեղ շրջանակներ և մեծ մասամբ վերաբերում են խողովակներին, ապա խորհուրդ չի տրվում C -ն որոշել λ -ի միջոցով:

կայն տարածում ունի C-ի որոշման ցուցիչային բանաձևը՝

$$C = \frac{1}{n} R^y \quad (1.53)$$

Մանինգը ընդունում է $y=1/6$, որը կիրառելի է R-ի փոքր արժեքների համար միայն:

Ն. Ն. Պավլովսկին y -ի համար առաջարկում է հետևյալ բանաձևը՝

$$y = 2.5/\bar{n} - 0.13 - 0.75/\bar{R}(\sqrt{\bar{n}} - 0.1), \quad (1.57)$$

որի կրճատ տեսքն է

$$y = a\sqrt{\bar{n}} \quad \begin{aligned} a &= 1.5, \text{ երբ } 0.1 \leq \bar{n} < 1.0, \\ a &= 1.3, \text{ երբ } 1.0 \leq \bar{n} < 3.0 \end{aligned}$$

Այս բանաձևերի մեջ մտնող խորդուբորդությունների գործակցի՝ n -ի, համար տրվում են 1.3 աղյուսակում բերված արժեքները:

Գրականության մեջ (1.2) ջրանցքների խորդուբորդության գործակցիցները որոշելու շատ մանրամասն տվյալներ են բերվում:

Հետազոտությունները ցույց են տվել, որ գործնականում կարելի է օգտվել նաև Ն. Ն. Պավլովսկու կրճատ բանաձևով և Մանինգի բանաձևով: Այս դեպքում պատրաստի աղյուսակից օգտվելու փոխարեն y -ի արժեքները հարմար է հաշվել բանաձևով, հաշվիչի միջոցով:

Նշենք, որ $\bar{\Delta}$ -ն և n -ը միմյանց համարժեք չեն: $\bar{\Delta}$ -ն արտահայտում է հարաբերական խորդուբորդությունը, իսկ n -ը՝ բացարձակը և տրվում է պատի վիճակից ելնելով: Իրենց իմաստով համարժեք են $\bar{\Delta}$ -ն և n -ը: C-ն ընդհանրապես իմաստ ունի միայն քառակուսիական գոտու համար, քանի որ հաստատուն $\bar{\Delta}$ -ին կհամապատասխանի նույն λ -ն:

Աղյուսակ 1.3

Խորդուբորդության n գործակցի արժեքները

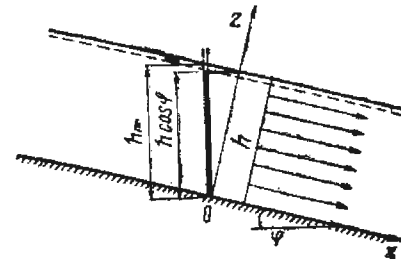
Մակերևույթի վիճակը	n -ի արժեքը		
	ամենափոքրը	միջինը	ամենամեծը
Հարթ բևեռն առանց եղևտների և փոսերի	0,013	0,014	0,015
Անհարթ բևեռն կաղապարամածի հետքերով	0,015	0,016	0,018
Բևեռն և երկաթբետոնե սկզբած կամ հարթեցված երեսայտում	—	0,011	—
Մաքուր ցեմենտով անթերի սկզբած	0,011	0,012	0,013
Տորկրետային մակերևույթ, քառարկված	0,016	0,018	—
Տորկրետային մակերևույթ, առանց քառարկման	—	0,019	0,021

¹ Чоу В. Т. Гидравлика открытых каналов. М.: Стройиздат, 1969, 464 с.

² Слиский С. М. Гидравлические расчеты высоконапорных гидротехнических сооружений. М.: Энергия, 1979, 336 с.

կարելի է կապ ստեղծել Δ -ի և n -ի միջև ըստ (1.56)-ի, հիմք ընդունելով λ -ի (1.53) կամ (1.54) բանաձևերը:

1.3 ՃՆՇՄԱՆ ԲԱՇԽՈՒՄԸ ԶՐԱՆՑՔԻ ԿԵՆԴԱՆԻ ԿՏՐՎԱՄՔՈՒՄ



Քննարկենք ճնշման բաշխումը ուղիղ թեքության ջրանցքում, ընդունելով ջրի շարժումը զուգահեռաշիթ:

Հարմար է x -երի առանցքը համընկնեցնել շարժման ուղղության հետ (նկ. 1.10):

Իդեալական հեղուկի շարժման դիֆերենցիալ հավասարումներն են՝

նկ. 1.10. Ճնշման բաշխումը մեծ թեքության ջրանցքում:

$$\begin{aligned} X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= \frac{\partial u_x}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z}, \\ Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} &= \frac{\partial u_y}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_y}{\partial z}, \\ Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= \frac{\partial u_z}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_z}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_z}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z}, \end{aligned} \quad (1.58)$$

$$\text{Ատացիոնար շարժման համար ունենք՝} \quad \frac{\partial u_x}{\partial t} = \frac{\partial u_y}{\partial t} = \frac{\partial u_z}{\partial t} = 0$$

Բացի այդ մեր հաշվարկային սխեմայում՝

$$u_x = u, \quad u_y = u_z = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial u}{\partial z} = 0,$$

Հեղուկի եռաչափ շարժման անխզելիության դիֆերենցիալ հավասարումից ունենք՝

$$\operatorname{div} u = \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0, \quad \text{հետևաբար} \quad \frac{\partial u_x}{\partial x} = 0,$$

Այսպիսով, զուգահեռաշիթ շարժման դեպքում հեղուկի շարժման դիֆերենցիալ հավասարումները հանգեցնում են հեղուկի հավասարակշռության դիֆերենցիալ հավասարումների՝

$$X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0, \quad (1.59)$$

$$Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = 0,$$

$$Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = 0,$$

Եթե հեղուկը գտնվում է ծանրության ուժի դաշտում, ծավալային ուժի պրոյեկցիաները միավոր զանգվածով հեղուկի համար կլինեն՝

$$X = g \sin \varphi, \quad (1.60)$$

$$Y = 0,$$

$$Z = -g \cos \varphi,$$

Տեղագրելով (1.59)-ի մեջ (1.60)-ի արժեքները և ինտեգրելով, կստանանք՝

$$p = x \rho g \sin \varphi - z \rho g \cos \varphi + C,$$

Ինտեգրման C հաստատունը որոշվում է հետևյալ սահմանային պայմանից $x=0$, $z=h$, $p=p_{\text{atm}}$ (կտրվածքը անցնում է կոորդինատային սկզբնակետով)

$$C = p_{\text{atm}} + \rho g h \cos \varphi,$$

կամ ճնշման բաշխման օրենքը $x=0$ կենդանի կտրվածքում կլինի՝

$$p = p_{\text{atm}} + \rho g (h - z) \cos \varphi, \quad (1.61)$$

Հատակի վրա ($z=0$) ավելցուկային ճնշումը կլինի՝

$$\frac{p}{\rho g} = h \cos \varphi, \quad (1.62)$$

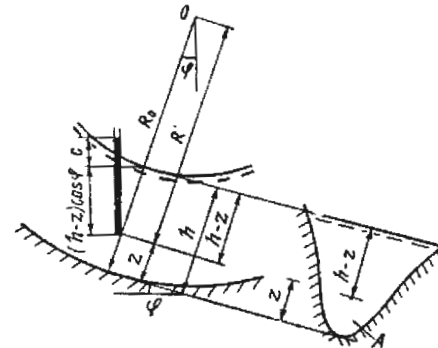
կամ հաշվի առնելով, որ $h = h_{\text{nl}} \cos \varphi$ (h_{nl} - խորությունն է ըստ ուղղածիզի)՝

$$\frac{p}{\rho g} = h_{\text{nl}} \cos^2 \varphi,$$

Հիդրավիկական հաշվարկներում սովորաբար հատակի ճնշումը ընդունվում է $p/\rho g = h_{\text{nl}}$, այսինքն հեղուկի խորությունը ջրանցքում ընդունվում է ըստ ուղղածիզի: Հարկ է նշել, որ այդպիսի ընդունելությունը կարելի է թույլ տալ միայն փոքր թեքությունների դեպքում:

Թույլատրելի սխալը ընդունելով 1 %-ի սահմաններում, կստանանք $\varphi \leq 5,74^\circ$, $i_0 = \sin \varphi \leq 0,095$:

Քանի որ մենք գործ կունենանք ոչ միայն փոքր, այլև մեծ թեքությունների հետ, ապա ճնշման փոփոխման օրինաչափությունը պետք է ընդունել (1.61), իսկ ջրանցքի հատակի վրա ճնշումը կորոշվի (1.62)



Նկ. 1.11. Ճնշման բաշխումը զոգավոր կոր հատակով ջրանցքում:

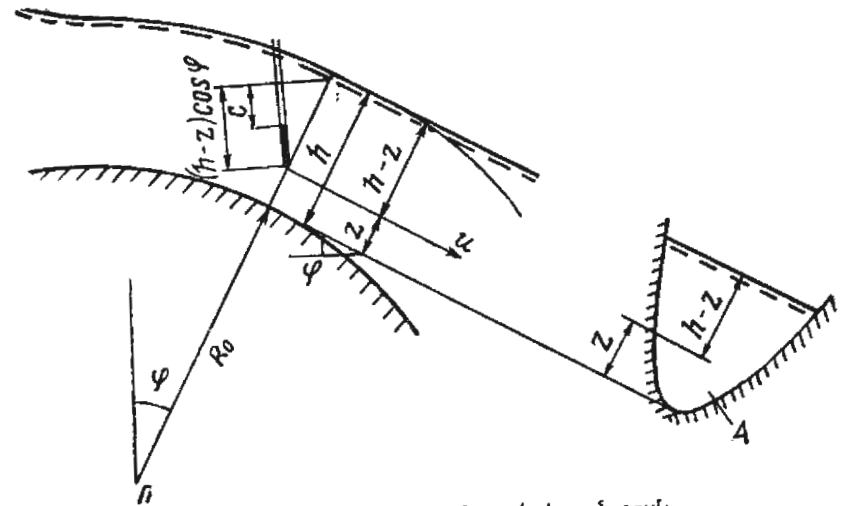
բանցքներում:

Վ. Տ. Չոուն՝ առաջարկում է ճնշման շեղումը հիդրոստատիկականից հոսանքի կամայական կետում որոշել

$$C = \frac{h - z}{g} \frac{u^2}{l^3} \quad (1.63)$$

բանաձևով, որտեղ R^1 -ը կտրվածքի կամայական կետում կորություն շառավիղն է:

Այնուհետև Չոուն առաջարկում է գործնական նպատակներով հոսանքի կամայական կետում արագությունը (u) փոխարինել կտրվածքի միջին արագությամբ (v):



Նկ. 1.12. Ճնշման բաշխումը ուռուցիկ կոր հատակով ջրանցքում:

Վոյ В. Т., Гидравлика открытых каналов. М., Стройиздат, 1969, 464 с.

C-ի որոշումը ըստ (1.63)-ի հանգեցնում է հետևյալ սխալների.

1. Հատակում $u=0$ և բանաձևով ստացվում է, որ $C=0$, մինչդեռ իրականում $C \neq 0$:

2. Բանաձևը ստանալիս ընդունվում է, որ հատակից z հեռավորության վրա գտնվող տարրի զանգվածը հավասար է իրենից վերև գտնվող հեղուկի սյան զանգվածին:

3. Ա փոփոխական արագությունը առանց հիմնավորելու փոխարինված է v միջին արագությամբ:

Սակայն, հաշվի առնելով այն հանգամանքը, որ հոսանքի խորությունը կորուստի շառավղի նկատմամբ փոքր է, (1.63) բանաձևով որոշված C-ի արժեքները գործնականորեն մոտ են ճիշտ լուծումներով ստացված արդյունքներին:

Մեր հետազոտությունները ցույց են տվել, որ երբ $h/R_0 \leq 0,5$ (ինչպիսին հիմնականում հանդիպում են հիդրոտեխնիկական կառուցվածքներում), ապա (1.63) բանաձևով որոշված ճնշման շեղումը չի հանգեցնում զգալի սխալների ոչ միայն ջրանցքի հատակի վրա ճնշումը որոշելիս, այլև ջրանցքի կտրվածքի լրիվ էջը որոշելիս և ազատ մակերևույթի կորը կառուցելիս:

Քննարկենք կոր հատակով ջրանցքի հիդրավլիկական հաշվարկի երկու դեպք.

1) h/R_0 հարաբերությունները մեծ են և չի կարելի առաջնորդվել (1.63) բանաձևով:

2) h/R_0 հարաբերությունները փոքր են և հաշվարկի հիմքում կարելի է դնել (1.63) բանաձևը:

Նախքան այս դեպքերի համար հիդրավլիկական հաշվարկի մեթոդները տալը, զրադվենք շրջանային պրոֆիլով ջրանցքներում h/R_0 հարաբերության մեծ արժեքների դեպքում ճնշման որոշմամբ:

1.1 ՃՆՇՄԱՆ ԲԱՇԽՈՒՄԸ ՇՐՋԱՆԱՅԻՆ ՊՐՈՖԻԼՈՎ ՋՐԱՆՑՔՆԵՐՈՒՄ

Շրջանային կոր հատակով ջրանցքներում ճնշման բաշխման օրինաչափությունը ստանալու համար լրացուցիչ ընդունվում են հետևյալ պայմանները.

ա) կենտրոնախույս ուժերը որոշելիս ընդունվում է, որ բոլոր հոսքի գծերը համակենտրոն շրջանագծեր են և կենդանի կտրվածքները հարթ են:

բ) ըստ շարժման ուղղության կորության կենտրոնը տեղը չի փոխում:

Հոսանքի կամայական կետում կորության կենտրոնից R_0+t հեռավորության վրա շառավղի նորմալի ուղղությամբ անջատենք dA_r հիմքով

և ընդարձրությամբ dt տարրական ծավալ (նկ. 1.13), որի զանգվածը կլինի՝ $dm = \rho dA_r dt$: Նրա վրա կազդեն ծանրության ուժը՝ gdm և կենտրոնախույս ուժը՝ $dm \frac{u^2}{R_0+t}$:

Այս ուժերը պրոյեկտելով շառավղի ուղղության վրա, կստանանք՝

$$dF = \rho g dA_r dt \cos \varphi \pm \rho dA_r dt \frac{u^2}{R_0+t}, \quad (1.64)$$

Այստեղ և հետագայում վերին նշանը համապատասխանում է գոգավոր, իսկ ներքինը՝ ուռուցիկ պրոֆիլներին:

Ինտեգրելով (1.64)-ը z -ից մինչև h արժեքը և բաժանելով dA_r մակերեսի վրա, կստանանք ավելցուկային ճնշման մեծությունը կտրվածքի կամայական կետում:

Նկ. 1.13. Կոր պրոֆիլով ջրանցքի կամայական կետում ճնշման որոշման հաշվարկային սխեման:

$$p = \rho g (h-z) \cos \varphi \pm \rho \int_z^h \frac{u^2}{R_0+t} dt, \quad (1.65)$$

Ճնշումը ջրանցքի հատակի վրա ($z=0$) արտահայտված հեղուկի սյան բարձրությամբ, կլինի՝

$$\frac{p}{\rho g} = h \cos \varphi \pm \frac{1}{g} \int_0^h \frac{u^2}{R_0+t} dt, \quad (1.66)$$

Ընդհանուր դեպքում (1.66)-ը կարելի է անալիտիկորեն կամ թվային ինտեգրել, ունենալով արագության բաշխման օրինաչափությունը կենդանի կտրվածքի վրա: (1.66)-ի վերջին անգամը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով.

$$C = \frac{v^2}{g} \Phi_1(h/R_0), \quad (1.67)$$

որտեղ՝

$$\Phi_1(h/R_0) = \frac{\int_0^h \frac{u^2}{R_0+t} dt}{v^2} \quad (1.68)$$

Այսպիսով, ջրանցքի հատակի վրա ճնշման որոշումը հանգում է $\Phi_1(h/R_0)$ -ի որոշմանը, որը ընդհանուր դեպքում հնարավոր չէ:

Հնարավորություն չունենալով որոշել C -ի ճիշտ արժեքը ըստ (1.67)-ի, նրա մեծության մասին գաղափար կազմելու համար քննարկենք մի քանի մատչելի մասնավոր դեպքեր և նրանք իրար հետ համեմատելով, գնահատենք C -ի որոշման մեջ թույլ տված սխալի գոնե մոտավոր չափը:

Քննարկենք հետևյալ մասնավոր դեպքերը.

1-ին դեպք՝ $u=v$: Նշենք, որ արագությունների հաստատուն լինելը վերաբերում է տվյալ կենդանի կտրվածքին, իսկ ըստ ճանապարհի միջին արագությունը փոխվում է $u=v=Q/A$ օրինաչափությամբ: Ինտեգրելով (1.68)-ը, կստանանք՝

$$\Phi_1(h/R_0) = \ln(1 + h/R_0), \quad (1.69)$$

2-րդ դեպք՝ $u=\omega(R_0+t)$, որտեղ $\omega=\text{const}$ կենդանի կտրվածքի բոլոր կետերի պտտման անկյունային արագությունն է ընդհանուր կոորդինատների նկատմամբ (ինչպես պինդ մարմնի պտույտ): Այս դեպքում՝

$$\Phi_1(h/R_0) = \frac{h/R_0 + h^2/2R_0^2}{(1 + h/R_0)^2}, \quad (1.70)$$

Քանի որ ըստ շառավղի արագությունը փոխվում է գծային օրենքով, կտրվածքի մեջտեղում ($z=h/2$) արագությունը հավասար կլինի կտրվածքի միջին արագությանը:

3-րդ դեպք՝ $u(R_0+t)=\text{const}$: Արագությունների աչտաչտի էպուրը բնորոշ է պտտենցիալային շարժմանը: Այս դեպքում կստանանք՝

$$\Phi_1(h/R_0) = \frac{h/R_0 + h^2/2R_0^2}{(\ln^2(1 + h/R_0))(R_0/h + 1)}, \quad (1.71)$$

Արագությունը հավասար կլինի միջինին z հեռավորության վրա, որը կը որոշվի հետևյալ կերպ՝

$$\frac{z}{R_0} = \frac{h/R_0}{\ln(1 + h/R_0)}, \quad (1.72)$$

4-րդ դեպք՝ $u = \frac{2v}{h} t$: Արագությունների էպուրը եռանկյուն է, զրոյական արագությունը ջրանցքի հատակում է.

$$\Phi_1(h/R_0) = 2 - 4\frac{R_0}{h} + 4\left(\frac{R_0}{h}\right)^2 \ln(1 + h/R_0), \quad (1.73)$$

Արագությունը հավասար է միջինին, երբ $z=h/2$:

5-րդ դեպք՝ $u = \frac{2v}{h}(h-t)$: Արագությունների էպուրը եռանկյուն է զրոյական արժեքով ազատ մակերևույթի վրա:

$$\Phi_1(h/R_0) = 4\left(\left(\frac{R_0}{h} + 1\right)^2 \ln\left(1 + \frac{h}{R_0}\right) - 4R_0/h - 6\right), \quad (1.74)$$

Արագությունը հավասար է միջինին, երբ $z=h/2$:

Արագությունների բաշխման օրինաչափության ազդեցությունը ջրանցքի հատակում ճնշման արժեքի վրա պարզելու համար մտցնենք երկու ցուցանիշ՝ $k_0=C_1/C$ և $k_1=C_1/C_1$: Սրանցից k_0 -ն արտահայտում է ճնշման շեղումների հարաբերությունը հիդրոստատիկականից ըստ տվյալ դեպքի և ըստ Վ. Տ. Չոուի, իսկ k_1 -ը՝ ըստ տվյալ դեպքի էպուրի և առաջին դեպքի:

Աղյուսակ 1.4-ում տրված է $\Phi_1(h/R_0)$ -ի արժեքները, կախված h/R_0 հարաբերությունից, քննարկված 5 դեպքերի համար:

Վերլուծությունը հնարավորություն է տալիս հանդել հետևյալ եզրակացությունների.

1. h/R_0 -ի փոքր արժեքների ($h/R_0 < 0,5$) դեպքում կենդանի կտրվածքի միջինացված ճնշումը և հատակի վրա ճնշումը քիչ են կախված

Աղյուսակ 1.4.

$\Phi_1(h/R_0)$ k_0 , k_1 արժեքները, կախված, h/R_0 հարաբերությունից

դեպք	$h/R_0=0,0$	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
$\Phi_1(h/R_0)$	0,0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
0 K_0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
K_1	1,0	1,097	1,1887	1,27	1,361	1,442
1 $\gg$	0,0	0,1823	0,3365	0,470	0,5878	0,6931
	1,0	0,911	0,8412	0,783	0,730	0,6930
	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
2 $\gg$	0,0	0,1589	0,2841	0,4143	0,5669	0,750
	1,0	0,8715	0,8442	0,8816	0,9644	1,082
	1,0	0,7945	0,7102	0,6905	0,7086	0,75
3 $\gg$	0,0	0,1834	0,3461	0,4965	0,6404	0,7805
	1,0	1,008	1,0285	1,0565	1,08939	1,1261
	1,0	0,917	0,8652	0,8275	0,8003	0,7805
4 $\gg$	1,0	0,2321	0,4118	0,5556	0,6737	0,7726
	1,0	1,2735	1,2238	1,1821	1,1461	1,1147
	1,0	1,1605	1,0295	0,9260	0,8421	0,7726
5 $\gg$	1,0	0,2543	0,4871	0,7023	0,9027	1,0903
	1,0	1,3950	1,4477	1,4943	1,5356	1,5731
	1,0	1,2715	1,2178	1,1705	1,1284	1,0903

արագությունների բաշխման օրինաչափությունից, և գործնական խնդիրներում ճնշումները կարելի է որոշել ըստ Վ. Տ. Չոուի կամ ըստ հավասարաչափ էպլուրի բանաձևերի:

2. h/R_0 -ի մեծ արժեքների դեպքում ($h/R_0 > 0,5$) ճնշման բաշխումը հոսանքում և հատակի վրա պետք է որոշել ըստ արագությունների բաշխման տվյալ օրինաչափության:

1.5 ԿՏՐՎԱՏՔԻ ՏԵՍԱԿԱՐԱՐ ԷՆԵՐԳԻԱՆ

Կենդանի կտրվածքի լրիվ տեսակարար էներգիան իրենից ներկայացնում է միավոր կշռով հեղուկի էներգիան, հաշված կամայական համեմատության հարթության նկատմամբ:

Շրջանային կորի պրոֆիլով հատակ ունեցող ջրանցքներում կտրվածքի լրիվ տեսակարար էներգիան (կամ լրիվ էջքը), հաշվի առած ճնշման շեղումը հիդրոստատիկականից ըստ (1.66) ընդհանուր բանաձևի, կարտահայտվի

$$H = z_c + h \cos \varphi + \frac{\alpha v^2}{2g} \pm \frac{I(l)}{gQ} \quad (1.75)$$

բանաձևով, որտեղ

$$I(l) = \int_A \left(\int_z^h \frac{u^2}{R_0 + t} dt \right) u ds. \quad (1.76)$$

ds -ը կտրվածքի կամայական կետում տարրական մակերեսն է, որի սահմանը կենդանի կտրվածքի A մակերեսն է: Ա փոփոխական արագությունը կետի կոորդինատների ֆունկցիա է:

Քանի որ Ա փոփոխականը ընդհանուր դեպքում հայտնի չի լինում, ապա (1.76)-ը անհնար է հաշվել:

Ուղղանկյուն հոսանքում քննարկենք հարթ խնդիր, այսինքն Ա-ն փոխվում է միայն ըստ z -ի: Արտահայտելով $ds = b dz$ -ով, (1.76)-ի փոխարեն կստանանք՝

$$I(l) = \int_0^h \left(\int_z^h \frac{u^2}{R_0 + t} dt \right) u b dz, \quad (1.77)$$

Այստեղ Ա արագությունը և ջրանցքի b լայնությունը դիտվում են որպես l բարձրության (որը սահմանում դառնում է z) և l ճանապարհի ֆունկցիաներ $u = u(t, l)$: Սահմանում $u = u(z, l)$, $b = b(z, b)$:

Կտրվածքի լրիվ էջքը ներկայացնենք հետևյալ տեսքով՝

$$H = z_c + h \cos \varphi + \frac{v^2}{2g} (\alpha \pm \Phi_2(l, R_0)), \quad (1.78)$$

որտեղ՝

$$\Phi_2(h/R_0) = \frac{2I(l)}{Q v^2}, \quad (1.79)$$

Անալիտիկորեն (1.78) լրիվ էջքը կարելի է որոշել միայն Ա, b ֆունկցիաների առկայության դեպքում:

Նշենք, որ $b = b(z, l)$ օրենքը հեշտությամբ կարելի է ստանալ (անալիտիկորեն կամ գրաֆիկորեն), ունենալով հունի ձևը: Ինչ վերաբերում է արագությունների փոփոխման օրինաչափության ստացմանը ոչ միայն տարածական, այլ հարթ խնդրում, ապա հիդրոմեխանիկայի ժամանակակից մակարդակով այն հնարավոր չէ: Եթե արագությունների փոփոխման օրինաչափությունը տրված է գրաֆիկի ձևով (արագությունների էպլուրը), ապա լրիվ էջքի որոշումը հանգում է (1.78)-ի թվային ինտեգրմանը, որը կլինի շնայած չափազանց աշխատատար, սակայն իրագործելի:

Եթե ընդհանուր դեպքում լրիվ էջքի որոշումը այսպիսի դժվարությունների հետ է կապված, ապա մասնավոր դեպքում, երբ արագության բաշխումը տրված է անալիտիկորեն, այն ոչ մի դժվարություն չի ներկայացնում:

Քննարկենք մի քանի մասնավոր դեպքեր:

1-ին դեպք՝ $u = v = \frac{Q}{A}$:

Այս դեպքում ստացվում է՝

$$\Phi_2(h/R_0) = \left(1 - \frac{b_0}{h} \ln \left(1 + \frac{h}{R_0} \right) \right), \quad (1.80)$$

2-րդ դեպք՝ $u = \omega(R_0 + t)$:

$$\Phi_2(h/R_0) = \frac{1}{R_0/h + 0.5}, \quad (1.81)$$

Նման ձևով ստացվում են նաև $\Phi_2(h/R_0)$ -ի արժեքները մնացած դեպքերի համար, որոնք տեղի սղության պատճառով այստեղ չեն բերվում:

Կատարված վերլուծությունը ցույց է տալիս, որ գործնական խնդիրներում h/R_0 հարաբերության ոչ մեծ արժեքների համար կարելի է առաջնորդվել արագությունների հավասարաչափ բաշխման (1.80) օրինաչափությամբ կամ հաշվարկը կատարել ճնշման բաշխման (1.63) բանաձևով, մտցնելով ճնշման ուղղորդ գործակից:

Վերջին մեթոդը հիդրավիկական հաշվարկի տեսակետից ամենահարմարն է և քիչ աշխատատար, բացի այդ գործնականորեն տալիս է միանգամայն ընդունելի արդյունքներ: Ելնելով այս հանգամանքից, մեր հետագա հաշվարկներում առաջնորդվել ենք ճնշման շեղման որոշման (1.63) առնչությունից:

Որոշենք կամայական կտրվածքի լրիվ տեսակարար էներգիան:

$$H = z_c + h \cos \varphi + \frac{v^2}{2g} \pm \frac{1}{Av} \int_A \frac{u^3(h-z)}{gR^1} dS, \quad (1.82)$$

Այստեղ վերջին անդամը հաշվի է առնում ճնշման շեղումը հիդրոստատիկականից, միջինացված ամբողջ կենդանի կտրվածքի վրա:

Մեր հետազոտությունները ցույց են տվել, որ գործնական խնդիրներում առանց մեծ սխալ թույլ տալու կարելի է (1.82)-ի վերջին անդամը արտահայտել վերջավոր տեսքով՝

$$\frac{1}{Av} \int_A \frac{u^3(h-z)}{gR^1} dS = k \frac{h}{R_0} \frac{v^2}{2g} \quad (1.83)$$

որտեղ՝

$$k = \frac{2}{Av^3} \frac{R_0}{h} \int_A \frac{u^3(h-z)}{R^1} dS \quad (1.84)$$

k -ն կանվանենք ճնշման ուղղորդ:

Կտրվածքի միջին տեսակարար էներգիան ըստ (1.82) և (1.83)-ի կարտահայտվի՝

$$H = z_c + h \cos \varphi + \frac{v^2}{2g} \left(1 \pm k \frac{h}{R_0} \right) \quad (1.85)$$

Ճնշման ուղղորդի ճիշտ գնահատման աստիճանից է կախված կտրվածքի լրիվ էջի որոշման ճշտությունը:

Ճնշման ուղղորդի գնահատման համար նախ քննարկենք ուղղանկյուն հունքում հարթ խնդրի մի քանի պարզ դեպքեր:

1-ին դեպք՝ $u = v = Q/A$ և $R^1 = R_0$ (բոլոր շիթերի կորոթյան շառավիղները հավասար են հատակի կորոթյան շառավղին): Դժվար չէ նկատել, որ այս դեպքում (1.84)-ից ստացվում է $k = 1,0$:

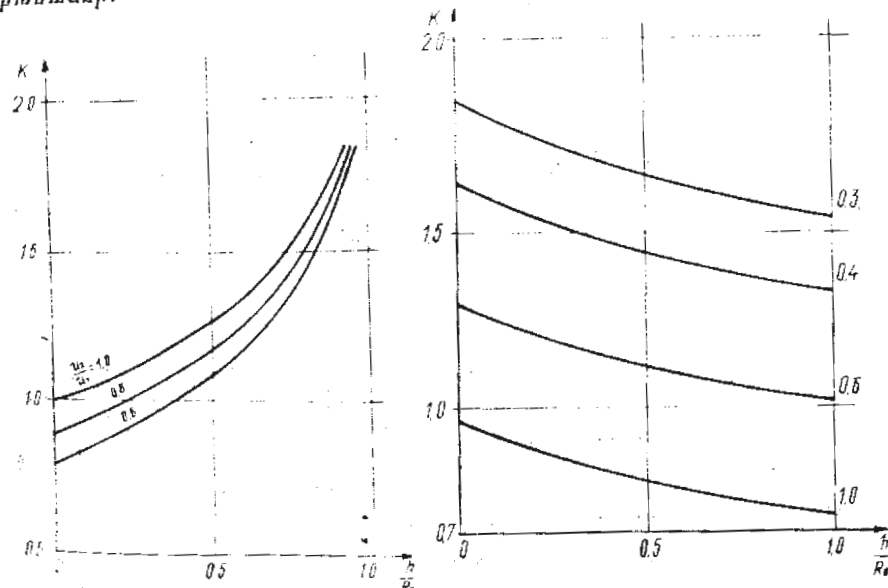
2-րդ դեպք՝ $u = v = Q/A$ և $R^1 = R_0 + z$

$$k = 2 \frac{R_0}{h} \left(\left(\frac{R_0}{h} \pm 1 \right) \ln \left(1 \pm \frac{h}{R_0} \right) \pm 1 \right), \quad (1.86)$$

3-րդ դեպք՝ արագությունների էպյուրը սեղանաձև է, որտեղ $u_1 = 0$ և u_2 -ը հատակի և ազատ մակերևույթի արագություններն են:

$$k = \frac{1}{\left(1 + \frac{u_2}{u_1}\right)^3} \frac{R_0}{h} \left(\left(\frac{R_0}{h} \pm 1 \right) \ln \left(1 \pm \frac{h}{R_0} \right) \pm 1 + \right. \\ \left. + 3 \left(\mp 1 \pm \frac{u_2}{u_1} \right) \left(0,5 + \frac{R_0}{h} \mp 1 \right) \left(\frac{R_0}{h} \ln \left(1 \mp \frac{h}{R_0} \right) \pm 1 \right) + 3 \left(1 - \frac{u_2}{u_1} \right)^2 \left(\left(\frac{R_0}{h} \mp 1 \right) \left(0,5 \pm \frac{R_0}{h} + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \frac{1}{h^2} \ln \left(1 \pm \frac{h}{R_0} \right) \right) \pm \frac{1}{3} \right) + \left(\mp 1 \pm \frac{u_2}{u_1} \right)^3 \left(0,25 + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{R_0}{h} \pm 1 \right) \left(\frac{R_0^3}{h^3} \ln \left(1 \mp \frac{h}{R_0} \right) \pm \frac{R_0}{h^2} + \frac{R_0}{2h} \pm \frac{1}{3} \right) \right), \quad (1.87)$$

Նկ. 1.14 և նկ. 1.15-ում բերված են $k = f(h/R_0)$ գործակցի արժեքները գոգավոր և ուռուցիկ հատակով ջրանցքների համար, արագությունների u_2/u_1 հարաբերության տարբեր արժեքների դեպքում, ըստ (1.87) բանաձևի:



Նկ. 1.14. Գոգավոր հատակ ունեցող ջրանցքում $k = f(h/R_0)$ կորերը u_2/u_1 -ի տարբեր հարաբերությունների համար:

Նկ. 1.15. Ուռուցիկ հատակ ունեցող ջրանցքում $k = f(h/R_0)$ կորերը u_2/u_1 -ի տարբեր հարաբերությունների համար:

կենդանի կտրվածքի ամենացածր կետով ($Z_2=0$) անցնող հորիզոնական հարթության նկատմամբ լրիվ տեսակարար էներգիան ըստ (1.85)-ի կարտահայտվի

$$\Theta = h \cos \varphi + \frac{Q^2}{2gA^2} \left(\alpha \pm k \frac{h}{R_0} \right) \quad (1.88)$$

բանաձևով:

Վերլուծելով (1.88) արտահայտությունը, հանգում ենք հետևյալ եզրակացությունների՝

ա) երբ հոսանքի խորությունը ձգտում է զրոյի ($h \rightarrow 0$), (1.88) արտահայտության առաջին անդամը ձգտում է զրոյի, իսկ երկրորդ անդամը՝ անսահմանության, որտեղից և հետևում է, որ կենդանի կտրվածքի տեսակարար էներգիան ձգտում է անսահմանության,

բ) երբ հոսանքի խորությունը ձգտում է անսահմանության ($h \rightarrow \infty$), (1.88) արտահայտության առաջին անդամը ձգտում է անսահմանության, իսկ երկրորդը՝ զրոյի, հետևաբար կենդանի կտրվածքի տեսակարար էներգիան ձգտում է անսահմանության:

Նկ. 1.16-ում պատկերված է $\Theta = f(h)$ ֆունկցիայի կորը, որը ունի երկու ասիմոտոտ և մեկ մինիմում, երբ $h = h_{\text{ար}}$:

Ուղիղը, որին ձգտում է $\Theta = f(h)$ ֆունկցիայի կորը, և առանցքի նկատմամբ կազմում է β անկյուն, որի շափեր որոշվում է

$$\beta = \arctg(\cos \varphi) \quad (1.89)$$

բանաձևով:

Կրիտիկական խորությունը որոշելու համար հաշվենք $d\Theta/dh$ ածանցյալը և հավասարեցնենք զրոյի՝

$$\begin{aligned} \frac{d\Theta}{dh} &= \cos \varphi - \\ - \frac{Q}{gA} \left(\left(\alpha \pm k \frac{h}{R_0} \right) \frac{\partial A}{\partial h} \mp \frac{kA}{2R_0} \right) &= 0, \end{aligned} \quad (1.90)$$

որտեղ $\partial A / \partial h = \beta$:

Կրիտիկական խորությունը փնտրվում է որպես

$$\frac{Q^2}{g} = \frac{A^3 \cos \varphi}{\left(\alpha \pm k \frac{h}{R_0} \right) \frac{\partial A}{\partial h} \mp \frac{kA}{2R_0}} \quad (1.91)$$

հավասարման արմատ:

Հաստատուն թեքություն ունեցող ջրանցքներում (1.88) և (1.91) բանաձևերը կստանան հետևյալ տեսքը՝

$$\Theta = h \cos \varphi + \frac{\alpha Q^2}{2gA^2}, \quad (1.92)$$

$$\frac{\alpha Q^2}{g} = \frac{A^3 \cos \varphi}{B}, \quad (1.93)$$

ներկայացնենք (1.91) հավասարումը հետևյալ տեսքով՝

$$\frac{Q \left(\left(\alpha \pm k \frac{h}{R_0} \right) B \mp \frac{kA}{2R_0} \right)}{g \cos \varphi A^3} = 1 \quad (1.94)$$

(1.94) հավասարման ձախ մասը ունի նույն իմաստը, ինչ որ Ֆրուդի թիվը հաստատուն և փոքր թեքություն ունեցող ջրանցքների կենդանի կտրվածքի համար: Նշանակենք այն՝

$$F_r^0 = \frac{Q \left(\left(\alpha \pm k \frac{h}{R_0} \right) B \mp \frac{kA}{2R_0} \right)}{g \cos \varphi A^3} \quad (1.95)$$

$F_r^0 > 1$ դեպքում առաջանում է բուռն շարժում, իսկ $F_r^0 < 1$ դեպքում՝ հանդարտ շարժում:

Կրիտիկական վիճակ առաջանում է, երբ $F_r^0 = 1$:

1.6 ԿԱՎԻՏԱՑԻԱՅԻ ԵՐԵՎՈՒՅԹԸ

Հիդրոսեփիկական կառուցվածքներում ջրի հոսանքը որոշ հատվածներում կարող է գտնվել ցածր ճնշման գոտիներում: Եթե հոսանքի որևէ կետում բացարձակ ճնշումը փոքր լինի հագեցած գոլորշիների ճնշումից, կառուցանա սառը եռման պրոցես, կանջատվեն գոլորշով և հեղուկից անջատված օդով լցված պղպջակներ: Հոսանքի անընդհատությունը խախտվում է, համասեռ հեղուկը վեր է ածվում հեղուկով և գազով լցված բշտիկների խառնուրդի: Ընկնելով մեծ ճնշման գոտիներ, բշտիկները շատ արագ պայթում են, նրանց մեջ եղած գոլորշին խառնում է, իսկ օդը՝ լուծվում ջրի մեջ:

Երևույթների այս համալիրը կոչվում է կավիտացիա:

Կավիտացիան այնքան բուռն է կատարվում, որ ուղեկցվում է խիստ արտահայտված բաբախումներով և ճնշման մեծ փոփոխություններով:

Բշտիկի փակվելը նման է փոքր պայթյունի, երբ նրան շրջապատող ջրի մասնիկները մեծ արագությամբ ներխուժում են բշտիկի նախկինում զբաղեցրած, իսկ այժմ աղատված ծավալը: Արդյունքում ստացվում է լոկալ հիդրավլիկական հարվածի երևույթ, որի ալիքը տարածվում է, հեղուկի և կառուցվածքի մեջ, առաջացնելով պլաստիկ և առաձգական դեֆորմացիաներ:

Կավիտացիան ուղեկցվում է աղմուկով, բաբախումներով, էներգիայի ղզալի լրացուցիչ կորուստներով և կառուցվածքի մակերևույթի քայքայումով (կավիտացիոն էրոզիա):

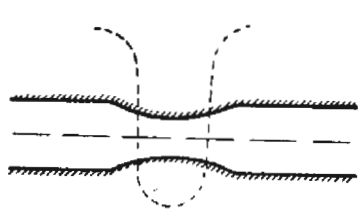
Պատի կոշտ մասնիկների առանձին ելուստները իրենց վրա են վերցնում բշտիկների պայթյունից առաջացած հարվածի ուժերը: Հարվածի ուժերից առաջանում են մեծ հաճախականությամբ փոփոխվող լարումներ, որոնք հանգեցնում են նյութի հոգնածությանը և քայքայմանը: Աստիճանաբար կավիտացիայի օջախներում առաջանում են խոռոչներ, որոնք միանալով, քայքայում են կառուցվածքի պատը:

Հարկ է նշել, որ կավիտացիան ուղեկցվում է նաև էլեկտրական և էլեկտրաքիմիական ակտիվ պրոցեսներով, սակայն նրանցից առաջացած քայքայման ինտենսիվությունը անհամեմատ փոքր է մեխանիկական քայքայման ինտենսիվությունից:

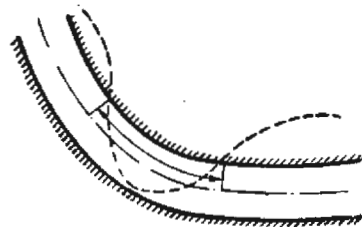
Տարբեր պատճառներից կարող է ճնշումը կառուցվածքի որևէ մասում փոքրանալ մինչև այն սահմանը, երբ սկսվում է կավիտացիայի պրոցեսը: Այդ պատճառներից են՝

1. Կառուցվածքի որևէ մասում կենդանի կտրվածքը խիստ փոքրանում է, մեծանում է արագությունը, իսկ ճնշումը փոքրանում է (նկ. 1.17, կենագծերով ցույց է տրված ճնշման փոփոխումը):

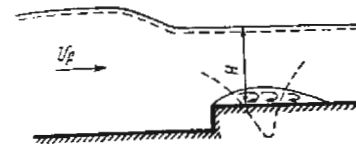
2. Կոր հատվածներում (ինչպես ճնշումային, այնպես էլ ոչ ճնշումային) առաջանում են կենտրոնախույս ուժեր, որոնք փոքրացնում են ճնշումը ուղուցիկ հատակի վրա: Նկ. 1.18-ում ցույց է տրված ճնշման բաշխումը կառուցվածքի կոր հատվածում:



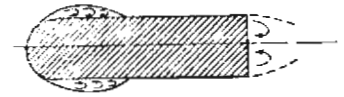
Նկ. 1.17. Ճնշման փոփոխումը կենդանի կտրվածքի նեղացման մասում:



Նկ. 1.18. Ճնշման բաշխումը հոսանքի կոր հատվածում:



Նկ. 1.19. Նյութի շրջահոսումը:



Նկ. 1.20. Ճնշման բաշխումը բավարար սահուն գծագրությամբ ունեցող մարմնի շրջահոսման մասում:

3. Երբ հոսանքը շրջահոսում է ոչ բավարար սահուն ձև ունեցող մարմիններ, առաջանում են հոսանքի խզում և տուրբուլենտ բաբախումներ (նկ. 1.19, նկ. 1.20):

Կավիտացիայի առաջացման չափանիշ է տվյալ տեղում բացարձակ ճնշումը: Եթե այն փոքր է կավիտացիայի կրիտիկական ճնշումից, կավիտացիա կառաջանա:

Կրիտիկական ճնշմանը համապատասխանող վակուումը, արտահայտված ջրի սյան բարձրությամբ, կորոշվի՝

$$h_{\text{կր}} = 10.33 - \frac{\nabla}{900} - \frac{P_{\text{հ}}}{\rho g} \quad (1.96)$$

րանաձևով, որտեղ 10.33 մ-ը նորմալ մթնոլորտային ճնշումն է, արտահայտված ջրի սյան բարձրությամբ, ∇ -ն տեղի նիշն է, $P_{\text{հ}}$ -ն ջրի հագեցած գոլորշիների ճնշումն է, արտահայտված ջրի սյան բարձրությամբ, կախված ջերմաստիճանից (աղյ. 1.5):

Աղյուսակ 1.5

Ջրի հագեցած գոլորշիների ճնշումը կախված ջերմաստիճանից

t°C	0	10	20	40	60	80	100
$\frac{P_{\text{հ}}}{\rho g}$	0.06	0.12	0.24	0.75	2.03	4.83	10.33

Կավիտացիայի առաջացման պատճառներից է նաև խորգուրորդությունների, ցցվածքների և այլ տեղական անհարթությունների մոտ ճնշման իջեցումը:

Մյուս պատճառը, որից կարող է կավիտացիա առաջանալ, ճնշման և արագության բարախումն է, որը առաջանում է ոչ միայն տուրբուլենտությունից, այլև այլ պատճառներից: Պետք է նշել, որ ըստ ժամանակի միջինացրած մեծությունների միջով հաշվարկ կատարելիս, կարող է ճնշման փոքրացումը շտամի կավիտացիա առաջացնելու համար պահանջվող կրիտիկական ճնշմանը, իսկ բարախումների ժամանակ հասնի այդ արժեքին: Այս դեպքում կավիտացիան նույնպես բարախում է, այսինքն մերթ ի հայտ է գալիս, մերթ վերանում է:

Նախագծման ժամանակ կավիտացիոն էրոզիայի առաջացման հնարավորությունը անտեսելու հետևանքով տեղի են ունեցել ջրհեռ կառուցվածքների բազմաթիվ վթարներ:

Կավիտացիոն էրոզիայի երևույթը ի հայտ է գալիս բովանդակներ արագ՝ բետոնե կոնստրուկցիաներում մի քանի օրվա (երբեմն մի քանի ժամվա) ընթացքում, իսկ մետաղյա կոնստրուկցիաներում՝ մի քանի ամսվա ընթացքում:

Կավիտացիան բնութագրելու համար ընդունվում է կավիտացիայի թիվ հասկացությունը՝

$$k = \frac{2g \left(H_p - \frac{p_{c,q}}{\rho g} \right)}{v_p^2}, \quad (1.97)$$

որտեղ H_p -ն և v_p -ն, համապատասխանաբար, բնութագրող բացարձակ ճնշումը (ըստ ջրի սյան բարձրության) և արագության են շրջահոսով տարրի մոտակայքում, միջինացված ըստ ժամանակի:

Եթե, օրինակ, հոսանքը շրջահոսում է հունի հատակի անհարթությունը (նկ. 1.19), ապա

$$H_p = H_{\text{սթ}} + H \quad (1.98)$$

որտեղ H -ը ջրի խորությունն է անհարթության վրա, իսկ v_p արագությունը կարելի է ընդունել անհարթությունից առաջ հոսքի միջին արագությունը հավասար:

Կավիտացիայի զարգացման աստիճանը որոշելու համար օգտվում են

$$\beta = \frac{k}{k_0} \quad (1.99)$$

գործակցից, որտեղ k -ն և k_0 -ն կավիտացիայի թվերն են սովորական պայմաններում և կավիտացիայի առաջացման սկզբում (կավիտացիայի կրիտիկական թիվ):

Ըստ զարգացման աստիճանի չոյություն ունի կավիտացիայի երեք փուլ՝

- 1) կավիտացիայի առաջացման սկզբնական փուլ,
- 2) զարգացող կավիտացիայի փուլ,
- 3) գերկավիտացիայի փուլ:

Հարկ է նշել, որ որոշ դեպքերում կավիտացիոն էրոզիան իր առավելագույն չափերին է հասնում զառացող կավիտացիայի փուլում, իսկ գերկավիտացիայի փուլում այն կարող է զգալիորեն քիչ լինել:

Նշենք, որ կավիտացիոն էրոզիայի ինտենսիվությունը խիստ կերպով կախված է հոսանքի շարժման արագությունից:

Հարց է առաջանում, ինչպե՞ս պաշտպանել ջրհեռ կառուցվածքները կավիտացիոն էրոզիայից: Հիմնականում այդ պայքարը տարվում է շրջահոսությունների վրա:

1. Կառուցվածքը նախագծվում է այնպես, որպեսզի կավիտացիայի երևույթը կամ լրիվ բացակայի, կամ առաջանա միայն նրա նախնական փուլը: Այդ դեպքում

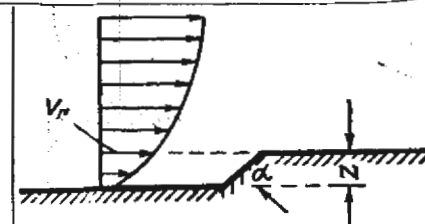
$$k \geq k_0 \quad (1.100)$$

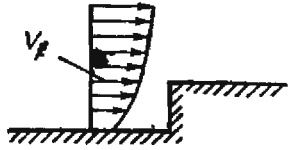
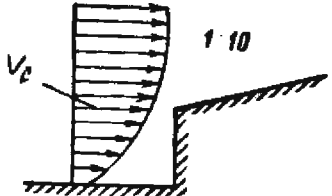
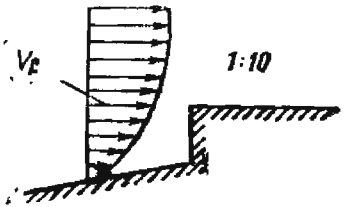
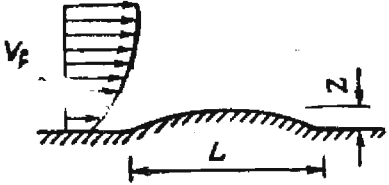
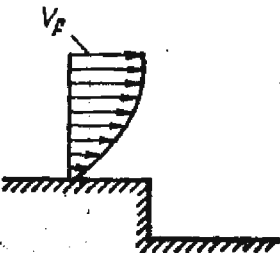
k_0 -ի արժեքները որոշվում են գործնական եղանակով, կառուցվածքի տարբեր տարրերի համար առանձին:

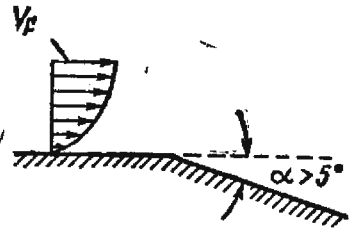
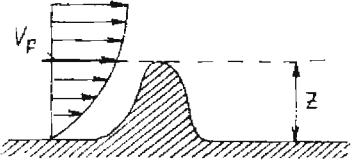
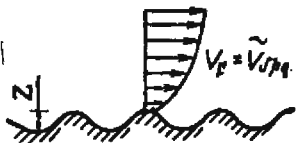
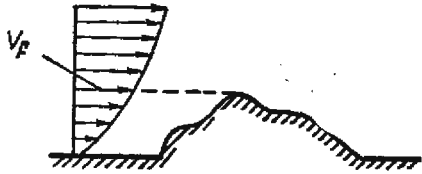
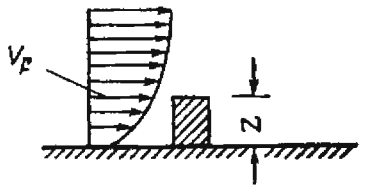
k_0 -ի արժեքները հունի հատակի տարբեր անհարթությունների համար բերված են աղյ. 1.6-ում:

Աղյուսակ 1.6

Կավիտացիայի կրիտիկական k_0 թվի արժեքները տարբեր անհարթությունների համար

Անհարթության տիպը	Անհարթության սխեման բնութագրող արագության արժեքը	k_0
1	2	3
Նշույտ հատակի վրա (կարող է առաջանալ երեսուցյալման կցվածքի տեղում, ինչպես նաև բետոնի կազապարամածի տեղափոխման հետևանքով)		$0,466 \sqrt{\alpha^0}$

1	2	3
Ուղղաձիգ ելուստ		2,1
Ուղիղ երկրաչափական թեքությունը ելուստ		2,3
Հակադարձ երկրաչափական թեքությունը ելուստ		2,0
Սահուն ելուստ հարթ հատակի վրա (կարող է առաջանալ բետոնի սողքից և հոսկլքման կարերից)		$2e^{7Z} \left(\text{երբ } \frac{L}{Z} \leq 14 \right)$
Իջվածք ըստ շարժման ուղղության		$\leq 1,0$

1	2	3
Հատակի կոտրվածք		1,05
Միայնակ սուր ցցվածքով ելուստ		2,0—3,5
Հաճախարաչափ խորդուժ բորգություն:		1,0
Առանձին անհարթություններ (զուրս ցցվածքի կտրոններ, ամրաններ և այլն) ա) սահուն եզրագծով:		2,0
բ) ոչ սահուն եզրագծով:		3,5

կավիտացիայի կրիտիկական թվի արժեքները կառուցվածքի աջ տարրերի համար բերված են հատուկ գրականության մեջ¹:

2. Կավիտացիա չառաջացնող կոնստրուկցիաների օգտագործումը, որոնց փորձը դեռևս փոքր է: Այդպիսի կոնստրուկցիաների նախագործման ժամանակ պետք է լինել բավականին զգույշ:

3. Վակուումի տեղամասը արհեստականորեն մատակարարվում է օդ կամ ջուր:

Հիդրոնախագիծ ինստիտուտի կողմից նախագծվել և ներդրվել է ջրհեռ կառուցվածք (Նուրեկի ՀԷԿ-ում), որտեղ վակուումային գոտիները խողովակների միջոցով մատակարարվում են օդով:

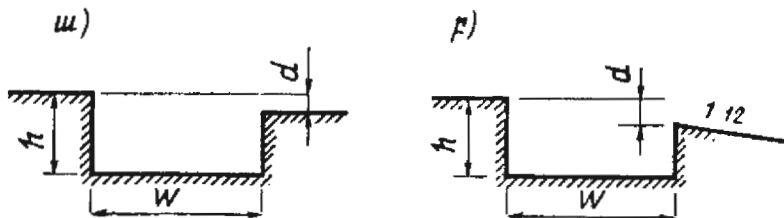
4. Օգտագործվում են կավիտացիոն էրոզիայի նկատմամբ կանգուն նյութեր:

Նլուստների շրջահոսումների դեպքում խիստ բարերար ազդեցություն է ունենում ելուստների երեսպատումը պղնձով կամ պոլիմերային նյութերով:

Հաճախ կավիտացիայի օջախ կարող են հանդիսանալ հարթ փականների (վահանների) ուղղորդ ակոսները, որոնց համար կավիտացիայի թիվը որոշվում է ըստ (1.97) բանաձևի, իսկ կավիտացիայի կրիտիկական թիվը որոշվում է ըստ

$$k_{kr} = a \left(1 + 0,65 \left(\frac{w}{h} - 1 \right) \right) k_d \quad (1.101)$$

բանաձևի, որտեղ w -ն և h -ը ակոսի լայնությունն ու խորությունն են, $a=1,2$ ուղղանկյան ձև ունեցող ակոսների համար (նկ. 1.21 ա) և $a=0,3$ ակոսից հետո 1:12 թեքության դեպքում (նկ. 1.21 բ), իսկ k_d ուղղորդ գործակիցը հաշվի է առնում ակոսի հետին պատի շեղումը առաջինից և ընդունվում է ըստ աղյ. 1.7-ի:



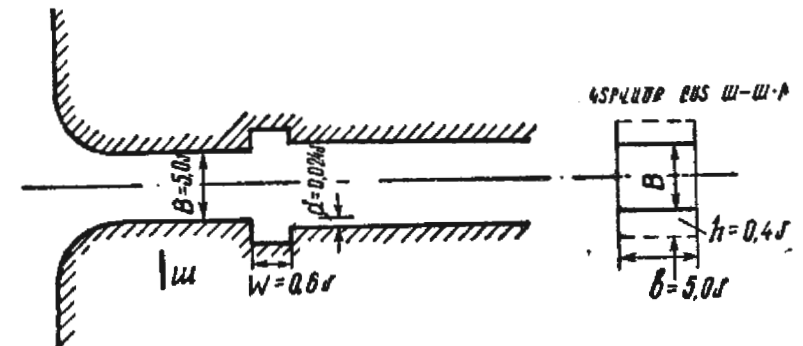
Նկ. 1.21. Հարթ փականների ակոսների տեսակները:

¹ Рекомендации по учету кавитации при проектировании водосбросных гидротехнических сооружений (П.38—75) Л. Энергия, 1976, 128с.

Ուղղորդ գործակցի արժեքները կախված ակոսի հետին պատի շեղումից

$\frac{d}{w}$	0	0,04	0,08	0,12
K_d	0,55	0,75	0,9	1,0

Օրինակ 1.1: Ստուգել խորքային ջրընդունիչի հարթ փականի ակոսներում կավիտացիայի առաջացման հնարավորությունը, եթե ջրի շարժման միջին արագությունը՝ $v=18$ մ/վ, ճնշումը առաստաղի վրա՝ $\frac{p_{\text{աղ}}}{\rho g} = 5,0$ մ: Ջրի ջերմաստիճանն է $t=10^\circ \text{C}$, տեղի նիշը՝ $\nabla=1200$ մ: Ակոսների չափերը բերված են նկ. 1.22-ում:



Նկ. 1.22. Օրինակ 1.1-ի ակոսների սխեման և չափերը:

Լուծում: Ըստ (1.97) բանաձևի կավիտացիայի թիվը կլինի՝

$$k = \frac{2g \left(H_p - \frac{p_{\text{աղ}}}{\rho g} \right)}{v_p^2} = \frac{19,62(14 - 0,12)}{18^2} = 0,84$$

որտեղ

$$H_p = H_{\text{աղ}} + \frac{p_{\text{աղ}}}{\rho g} = 10,33 + \frac{1200}{900} + \frac{p_{\text{աղ}}}{\rho g} = 10,33 + 5 = 14,0 \text{ մ,}$$

$$\frac{p_{\text{աղ}}}{\rho g} = 0,12 \text{ մ ըստ աղյ. 1.5-ի (} t=10^\circ \text{C):}$$

Ուղղանկյան Δ և ունեցող առանց հետին թեք պատի ակոսի համար $a=1,2$ և ընդունելով $\frac{d}{w} = \frac{0,024}{0,6} = 0,04$, աղյ. 1.7-ից $k_a=0,75$ և ըստ (1.101) բանաձևի կավիտացիայի թիվը կստանանք՝

$$k_{kr} = 1,2 \left(1 + 0,65 \left(\frac{0,6}{0,4} - 1 \right) \right) \cdot 0,75 = 1,18,$$

Այսպիսով, քանի որ $k=0,84 < k_{kr}=1,18$, ակոսներում կառաջանա կավիտացիա:

Փոխելով ակոսի Δ ևը, հետին պատին տալով 1:12 թեքություն (նկ. 1.22 բ), կունենանք $a=0,3$ և

$$k_{kr} = 0,3 \left(1 + 0,65 \left(\frac{0,3}{0,4} - 1 \right) \right) \cdot 0,75 = 0,32,$$

Քանի որ $k=0,84 > k_{kr}=0,32$, այս դեպքում կավիտացիա չի առաջանա:

Հիդրոտեխնիկական կառույցների կավիտացիայի հաշվարկների մեթոդները դեռ շատ թերի են և կարիք ունեն ինչպես բարելավման, այնպես և կոնկրետացման:

1.7 ԱՆԲԱՑԻԱՅԻ ԵՐԵՎՈՒՅԹԸ

Ջրի հոսանքի մեջ տարբեր պատճառներով կարող է թափանցել օդ: Այս երևույթը կոչվում է անբացիա:

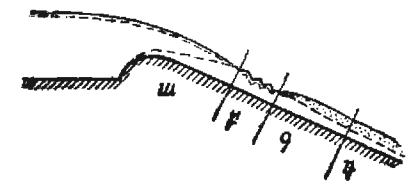
Փննարկենք անբացիայի առաջացման պատճառները:

ա) Սահուն փոփոխվող հոսանքներում ջրի շարժումը ընթանում է տուրբուլենտ գրգռների առկայությամբ, որոնք քայքայում են ազատ մակերևույթը և ստեղծում օդի թափանցման հնարավորություն (ինքնաանբացիա): Այս դեպքում ավելի մեծ ինտենսիվության անբացիա նկատվում է բուռն հոսանքներում:

բ) Հոսանքի արագ, ոչ սահուն փոփոխությունները, ինչպիսին են հիդրավիկական թռիչքը, ջրապտույտները, հոսանքի հոծության խզումը և այլ տեղական երևույթները: Այս դեպքում օդի թափանցումը կատարվում է ավելի մեծ բաժիններով և անբացիան կարող է տեղի ունենալ շատ փոքր հատվածում, որից հետո կատարվում է ապաանբացիա:

գ) Ազատ թափվող շիթը, խլելով օդի մեծ քանակություն, քայքայում է այն և առաջացնում շիթի հոծության խզում: Որպես կանոն շիթի թափվելուց հետո կատարվում է հոսանքի արագ ապաանբացիա:

Սահուն փոփոխվող անբացված հոսանքները կարելի է բաժանել մի քանի հատվածների (նկ. 1.23):



ա) Ակերական հատված: Այստեղ հոսանքը գրգռված է, հատակում առաջանում է տուրբուլենտ շերտ, որը տարածվում է ըստ խորության և հատվածի վերջում դուրս է գալիս ազատ մակերևույթ: Այս հատվածի երկարությունը կախված է հոսանքի կինետիկության աստիճանից և խորությունից:

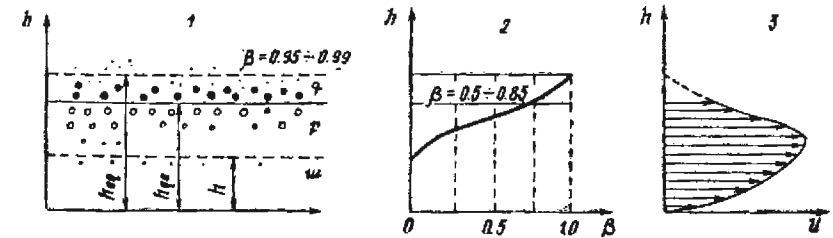
Նկ. 1.23. Անբացված հոսանքի սխեման:

բ) Ալիքների առաջացման հատված: Այստեղ ազատ մակերևույթի վրա առաջանում են փոքր բորձրության ալիքներ, որոնց շնորհիվ ազատ մակերևույթը խախտվում և քայքայվում է:

գ) Անբացված հոսանքի անհավասարաչափ շարժման հատված: Օղը թափանցում է հոսանքի մեջ, և ըստ ճանապարհի նրա օդահագեցվածությունը մեծանում է:

դ) Անբացված հոսանքի հավասարաչափ հատված: Օդի պարունակությունը և հոսանքի ցուցանիշները ըստ ճանապարհի մնում են հաստատուն:

Ըստ խորության անբացված հոսանքը բաժանվում է հետևյալ գոտիների (նկ. 1.24).



Նկ. 1.24. 1. Անբացված հոսանքի գոտիները. 2. օդի բաշխման օրինաչափությունը ըստ խորության, 3. տրագուլյան բաշխումը ըստ խորության:

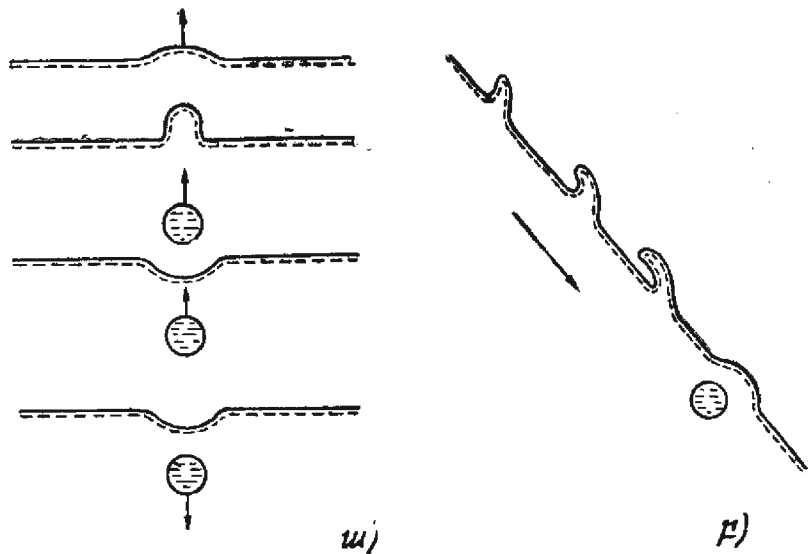
ա) մաքուր ջրի գոտի (կարող է այն բացակայել):

բ) ջրաօդային խառնուրդի գոտի, որտեղ ջրի հետ խառնված են օդային բշտիկներ,

գ) օդաջրային խառնուրդի գոտի, այստեղ օդի մեջ կան ջրային կաթիլներ: Բ և գ գոտիների բաժանման մակերևույթը բնորոշվում է օդահագեցվածության կորի շրջման կետով, որին համապատասխանում է $\beta=0,5-0,85$ օդահագեցվածություն:

Հոսանքին ուղղահայաց տուրբուլենտ բաբախումների շնորհիվ կատարվում է առանձին կաթիլների արտանետում (նկ. 1.25), որի շնորհիվ էլ ստեղծվում է օդաջրային գոտի:

Աերացված հոսանքի մակերևույթը ունի խիստ անորոշ, չկարգավորված տեսք:



Նկ. 1.25. Ջրի կաթիլների արտանետման սխեման. ա—օդի ճգմամով, բ—ալիքների փշրվելով:

Աերացված հոսանքը կոչվում է հավասարաչափ, եթե նրա բնութագրերը ըստ երկարության չեն փոխվում: Այս դեպքում հոսանքի մեջ թափանցող օդի և հոսանքից անջատվող օդի քանակների միջև հաստատվում է դինամիկական հավասարակշռություն:

Հիդրավլիկական տեսակետից խիստ կարևոր է պարզաբանել՝ հոսանքը աերացված է, թե ոչ: Հավասարաչափ շարժման դեպքում հոսանքի մեջ աերացիա առաջանալու պայմանը որոշելու համար կարելի է օգտվել Թ. Գ. Վանիշ-Սյանոսենցկու բանաձևից.

$$\frac{F_r}{\sqrt{1-\beta_0}} \geq 44 \left(1 + \frac{0.0023}{R^2} \right) \left(1 + \frac{87}{C} \right)^{-2}, \quad (1.102)$$

որտեղ $F_r = v^2/gR$:

Աերացված հոսանքում օդի և մաքուր ջրի ելքերի հարաբերությունը կոչվում է հոսանքի միջին օդահագեցվածություն՝

$$\beta_{\text{միջ}} = \frac{Q_{\text{օդ}}}{Q_{\text{լ}}} \quad (1.103)$$

Հոսանքի միջին օդահագեցվածության որոշումը բերվում է հետևյալ ինտեգրալին՝

$$\beta_{\text{միջ}} = \frac{1}{H_z} \int_{h_0}^{h_w} \beta_h dh \quad (1.104)$$

որտեղ h_0 -ն այն խորությունն է, որտեղ $\beta \leq 5\%$ -ից, h_w -ն այն խորությունն է, որտեղ $\beta = 95\%$, H_z -ն մաքուր ջրի համարժեք հոսանքի խորությունն է, β_h -ն հոսանքի օդահագեցվածությունն է h խորության վրա (նկ. 1.26):

Որպես մաքուր ջրի համարժեք հոսանք ընդունվում է այնպիսի ոչ աերացված հոսանքը, որտեղ ջրի զանգվածը հավասար է աերացված հոսանքում ջրի զանգվածին:

Երբ մաքուր ջրի համարժեք հոսանքի մակերևույթը մոտավորապես հանդիսանում է սիմետրիայի առանցք, ապա հոսանքի միջին օդահագեցվածությունը կարելի է որոշել

$$\beta_{\text{միջ}} = \frac{(h_w - H_z)}{H_z} \quad (1.105)$$

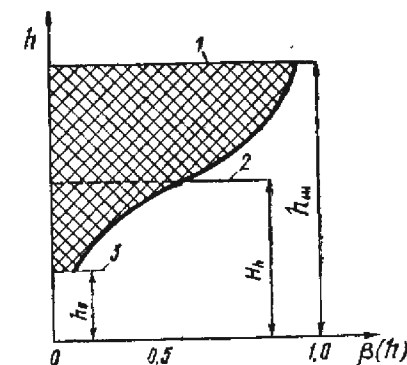
բանաձևով: Մնացած դեպքերում հարկավոր է օգտվել (1.104) ինտեգրալից, որը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$\beta_{\text{միջ}} = \frac{1 + (H_z - h)/(h_w - H_z) \left(\frac{h_w}{H_z} - 1 \right)}{2} \quad (1.106)$$

Հոսանքի օդահագեցվածության փոփոխման օրենքը ըստ h խորության որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝

1. երբ $h < H_z$,

$$\beta = \frac{1}{2} \left(1 - \operatorname{erf} 1.2 \frac{1 - h/H_z}{1 - h_0/H_z} \right) \quad (1.107)$$



Նկ. 1.26. Հոսանքի օդահագեցվածությունը բնութագրող սխեմա.

1. աերացված հոսանքի վերին սահմանը, 2. մաքուր ջրի համարժեք հոսանքի խորության մակերևույթը, 3. հավասարաչափ շարժվող մաքուր ջրի մակերևույթը:

2. երբ $h > H_z$,

$$\beta = \frac{1}{2} \left(1 + \operatorname{erf} 1.0 \frac{h/H_z - 1}{h_-/H_z - 1} \right) \quad (1.108)$$

որտեղ erf -ը սխալի ինտեգրալն է, որի արժեքները կարելի է վերացնել մաթեմատիկայի տեղեկագրերում գետեղված աղյուսակներից:

Անհրաժեշտ հոսանքում հիդրավլիկական մեծությունները որոշելիս խառնուրդի խտությունը ընդունվում է հաստատուն:

Անհավասարաչափ շարժման ժամանակ հոսանքի օդահագեցվածությունը կարելի է որոշել

$$\beta = 1.75 \frac{h \cdot l}{H_z l_{gr}} \operatorname{tg} \varphi \quad (1.109)$$

որտեղ l_{gr} -այն ճանապարհն է, որից հետո հոսանքի անհավասարաչափ շարժման է: l_{gr} -ը որոշվում է մաքուր ջրի անհավասարաչափ շարժման հավասարումից և համապատասխանում է այն խորությանը, որը որոշված է (1.102) բանաձևով:

Այն կտրվածքը, որտեղից հոսանքը դառնում է անհրաժեշտ, կարելի է որոշել ըստ միջին արագության մեծության, որը ըստ Ք. Գ. Վոյնիչ-Մյանոժեցկու ունի հետևյալ տեսքը

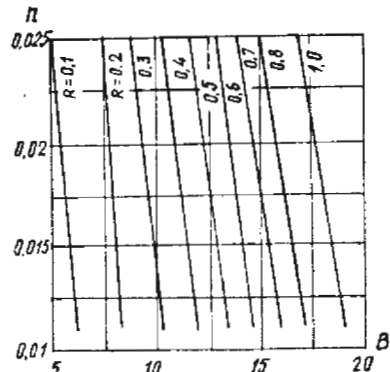
$$v_w = 6.63 \sqrt{g R \cos \varphi} \left(\sqrt{1 + \frac{150 \cdot \sigma}{\rho g R^2}} \right) \left(1 + \frac{2.76 \sqrt{g}}{C} \right)^{-1}, \quad (1.110)$$

որտեղ $\sigma = 0.726 \text{ նմ/մ}^2$, $\rho = 1000 \text{ կգ/մ}^3$: Տեղադրելով σ -ի և ρ -ի արժեքները և C -ն որոշելով ըստ Մանինգի՝ $C = \frac{1}{n} R^{1/6}$, կստանանք՝

$$V_w = B \sqrt{\cos \varphi}, \quad (1.111)$$

Ըստ R -ի և n -ի արժեքների B գործակիցը հեշտությամբ որոշվում է նկ. 1.27-ում բերված գրաֆիկի օգնությամբ:

Հաշվարկը կատարվում է նախ մաքուր ջրի համար, և որոշվում են h -ի փոփոխման սահմանները: Տալով h -ին արժեքներ, կառուցվում են $v_w = v_1(h)$ և $v = v_2(h)$ կորերը: Եթե այդ կորերը չեն հատվում,



Նկ. 1.27. 1.111 բանաձևի մեջ մտնող Երրորդակի կախումը n -ից և R -ից:

ապա ուսումնասիրվող հատվածում անհրաժեշտ չի առաջանում:

Կորերի հատման տեղը տալիս է h -ի այն արժեքը, որից սկսվում է անհրաժեշտ: Մնացած մասի հաշվարկը կատարելիս պետք է անհրաժեշտ հաշվի առնել (այդպիսի հաշվարկ կատարված է 4.2-ում):

Արագահոսներում անհավասարաչափ շարժում ստացվում է շատ կարճ տեղամասերում: Անհրաժեշտ առաջացման դեպքում շատ արագ հաստատվում է հավասարաչափ շարժում:

Անհրաժեշտ հոսանքի հավասարաչափ շարժման դեպքում ջրի ելքը կորոշվի

$$Q = (1 - \beta_0) A C \sqrt{R i_0} \quad (1.112)$$

բանաձևով, որտեղ β_0 -ն հավասարաչափ շարժման դեպքում միջին օդահագեցվածությունն է և որոշվում է ըստ k_w գործակցի արժեքի նկ. 1.28-ում բերված գրաֆիկի օգնությամբ: k_w գործակիցը որոշվում է

$$k_w = \frac{2.23 W_s \cos \varphi}{\sqrt{g R i_0}} \quad (1.113)$$

բանաձևով, որտեղ $W_s = 0.24 \text{ մ/վ}$ օդի բշտիկների 1.5—8 մմ խորությունից դեպքում:

Անհավասարաչափ շարժման դեպքում անհրաժեշտ հոսանքի միջին օդահագեցվածությունը կլինի՝

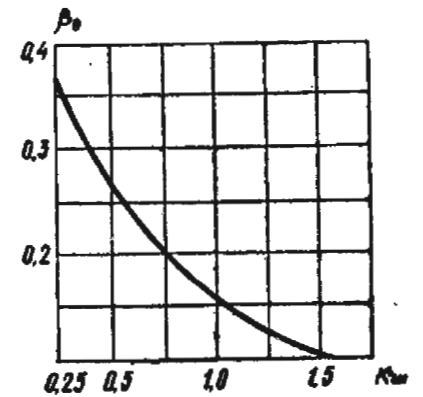
$$\beta_{\text{eff}} = \beta_0 \frac{h_w - h}{h_w - h_0}, \quad (1.114)$$

Անհավասարաչափ շարժման դեպքում K_0 թողունակությունը որոշվում է

$$K_0 = \frac{1}{1 - \beta} \frac{0.65 \beta_0}{\sqrt{i_0}} Q = \psi_1(h) \quad (1.115)$$

և Շեզիի բանաձևով՝

$$K_0 = A C \sqrt{R i_0} = \psi_2(h), \quad (1.116)$$



Նկ. 1.28. β_0 -օդահագեցվածության կախումը k_w -գործակցից:

Այս երկու կորերի հատման կետին համապատասխանում են H -ի և K_0 -ի արժեքները աերացված հոսանքի ջրաօդային շերտի համար: Աերացված հոսանքի լրիվ խորությունը որոշվում է որպես օդային շերտի և օդաջրակաթիլային շերտի խորությունների գումար: Վերջինիս խորությունը որոշվում է

$$h_{\text{ա}} = \frac{4,5(1+9)\left(0,3\sqrt{h} + \frac{v}{\sqrt{MC}}\right)^2}{\sqrt{1-i_0}} \quad (1.117)$$

բանաձևով, որտեղ $M=0,7C+6$, երբ $C < 60 \text{ մ}^{0,5}/\text{վ}$,

$M=48$, , երբ $C \geq 60 \text{ մ}^{0,5}/\text{վ}$

Ջրանցքի պատերի բարձրությունը արվում է 0,3 մ պաշարով:

Երկրորդ գլուխ

ՀԵՂՈՒԿԻ ՀԱՎԱՍԱՐԱԶԱԾ ԾԱՐԺՈՒՄԸ ՋՐԱՆՑՔՆԵՐՈՒՄ

2.1. ԸՆԴՀԱՆՈՒՐ ՏԵՂԵԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ ԶՐԱՆՑՔՆԵՐԻ ՎԵՐԱՐԵՐՅԱԼ

Ջրանցքը արհեստական ջրատար է, որը ծառայում է ջուրը ինքնահոսով տեղափոխելու կամ արհեստական տեղափոխման ջրային ուղի է նավերի, ձկների, փայտանյութի և այլնի համար:

Ջրանցքները ծառայում են էներգետիկայի, ոռոգման, ջրամատակարարման, կեղտաջրերի հեռացման, ճահճակալված հողերի չորացման համար և այլն:

Ջրանցքների կտրվածքի ձևը և չափերը կախված են նրա նշանակությունից, թողարկվող ջրի ելքից, երկրաշափական թեքությունից, գրունտների ամրությունից, աշխատանքի կատարման պայմաններից, երեսապատման նյութից և այլն:

Թույլ գրունտներում ջրանցքները արվում են սեղանաձև (նավարկելի մեծ ջրանցքներում՝ բազմանկյան ձևի), իսկ ժայռային գրունտներում՝ ուղղանկյունաձև: Ջրանցքի շեպերի թեքությունը կախված է գրունտի տեսակից: Թույլ գրունտների դեպքում շեպային թեքությունը արվում է փոքր, իսկ ամուր գրունտների դեպքում՝ մեծ:

Ջրանցքները հաճախ կառուցում են հավաքովի երկաթբետոնե սալերից կամ ամբողջական: Փոքր չափերի ջրանցքների համար օգտագործում են կիսաշրջանային և պարաբոլիկ կտրվածքով սեկցիաներից հավաքված ջրանցքներ:

Ջրանցքի երեսապատումը փոքրացնում է պատերի խորզուրկոթությունը և կրճատում ջրի կորուստը ջրանցքի պատերի միջոցով, որը տեղի է ունենում ծծանցման հետևանքով: Ջրի ծծանցումը փոքրացնելու համար կատարվում է նաև ջրանցքի պատերի հագեցում ջրանթա-

փանցելի նյութերով, գրունտի մեխանիկական խտացում, սինթետիկ թաղանթների օգտագործում և այլն:

Ջրանցքը երեսապատվում է բետոնով, ասֆալտբետոնով, ասֆալտի բարակ սալերով, սալահատակման և այլ ձևերով: Երեսապատումը գրունտի և ջրի ճնշումը իր վրա չի կարող վերցնել: Անհրաժեշտության դեպքում ջրանցքի մի պատը, իսկ երբեմն էլ ջրանցքն ամբողջովին արվում է հենապատի ձևով:

Ջրանցքների կառուցվել են նեղոսի հովտում դեռ 4400 տարի մ.թ.ա., իսկ Ջինաստանում՝ մոտ 3000 տարի մ.թ.ա.: Ուրարտուի և հորեզմի հին պետություններում ոռոգման ջրանցքներ կառուցվել են 600—800 տարի մ.թ.ա.:

Ռուսաստանում ջրանցքների շինարարությունը մեծ թափ է ստացել Պետրոս Առաջինի ժամանակ, որի օրոք կառուցվել է Իվանովյան ջրանցքը, որը միացնում է Օկա գետը Դոնի վերին հոսանքների հետ:

Մեծ Հոկտեմբերի հաղթանակից անմիջապես հետո սկսում են կառուցել ԳՕԷԼԻՄ պլանի հետ կապված մի շարք ջրանցքներ: 30-ական թվականներին կառուցվում են Սպիտակ ծով—Բալթիկ ծով և Մոսկվայի անվան ջրանցքները, իսկ Հայրենական մեծ պատերազմից հետո՝ Վոլգա-Դոնի, Կարա-Կումի, Հարավ Գոլոդնի Ստեպի, Հյուսիսային Դրիմի ջրանցքները և այլն:

Ամենամեծ չափեր ունեն նավարկելի ջրանցքները, որոնցից կարելի է հիշատակել Սուեզի ջրանցքը, որի լայնությունն է 120—150 մ, իսկ խորությունը՝ 12—13 մ:

Նավարկելի ջրանցքների լավագույն օրինակներ են Սուեզի, Պանամայի, Վ. Ի. Լենինի անվան Վոլգա-Դոնի, Մոսկվայի անվան ջրանցքները և այլն:

Եթե նավարկելի ջրանցքները միացնում են բնական կամ արհեստական ջրամբարներ, որոնք գտնվում են տարբեր մակարդակների վրա, ապա նրանք իրար միանում են շլյուզների միջոցով:

Սահանքներ ունեցող գետերի կողքին հաճախ կառուցում են գետին զուգահեռ նավարկելի ջրանցքներ (շրջանցող ջրանցքներ), որոնցից են Օնեգայի և Մերձ Լադոգայի ջրանցքները:

Նավարկելի ջրանցքներին են պատկանում նաև մոտեցնող ջրանցքները, որոնք ծառայում են նավահանգիստների, շլյուզների մատուցներին մոտենալու և հեռանալու համար:

Նավարկելի ջրանցքները կարող են շատ երկար լինել: Օրինակ՝ Նյու Յորքը Ֆլորիդա թերակղզուն միացնող ջրանցքի երկարությունն է 1800 կմ, իսկ Սպիտակ և Բալթիկ ծովերը միացնող ջրանցքինը՝ 227 կմ: Դնեպրովյան-Բուդյան ջրանցքի երկարությունը 196 կմ է, Սուեզինը՝ 81,6 կմ, Պանամայինը՝ 171 կմ:

էնհրգեաիկ ջրանցքները ծառայում են գետի ջուրը հիդրոէլեկտրա-
կայանի ճնշումային ավազան (գերիվացիոն ջրանցք) տեղափոխելու
կամ ՀէԿ-ի տուրբիններից անցնող ջուրը հեռացնելու համար:

Գերիվացիոն ջրանցքների կիրառման լավ օրինակ է Սեան-Հրազդան
ՀէԿ-երի կասկազը:

Ոռոգման (իրիգացիոն) ջրանցքները ծառայում են հողերը ոռո-
գելու համար: Ոռոգման ջրանցքների համակարգը կազմված է մայր,
բաժանարար, ոռոգման և հեռացնող ջրանցքներից:

Մայր ջրանցքը կարող է շատ մեծ երկարություն և չափեր ունե-
նալ: Օրինակ՝ Կարա-Կումի առաջին հերթի մայր ջրանցքի երկարությունը
800 կմ-ից ավելի է, Հյուսիս-Ղրիմյան ջրանցքին՝ 400 կմ-ից ավելի,
իսկ Ֆերգանայի մեծ ջրանցքի երկարությունը մոտ 300 կմ է:

Զրարբիացման ջրանցքները ծառայում են ցամաք, անջրդի հո-
ղերի ջրարբիացման համար, մեծ մասամբ անասնապահությունը զար-
գացնելու նպատակով:

Ցամաքեցնող ջրանցքները հավաքում են ճահճակալված կամ ար-
հեստականորեն լվացվող հողերից շտրացվող կամ դրենաժային ցանցի
ջրերը և ինքնահոսով կամ պոմպերի միջոցով հասցնում հավաքող
ջրանցքներին: Ցամաքեցնող ջրանցքներից կարելի է հիշատակել Արա-
րատյան դաշտավայրի աղակալված և սողայակալված հողերի մշակ-
ման համալիրը:

Զրամատակարարման ջրանցքները ծառայում են ջուրը ջրադրյուրից
սպառողին հասցնելու համար: Զրամատակարարման ջրանցքներից կա-
րելի է նշել Իրաիշ-Կարազանդա ջրանցքը, որի երկարությունը անցնում
է 460 կմ-ից, իսկ թողունակությունը՝ 75 մ³/վ-ից: Սանիտարական և
շահագործման պայմանների սեռականության ջրամատակարարման ջրանցք-
ները կառուցվում են փակ:

Կոյուղու ջրանցքները ծառայում են կեղատված ջրերը հեռաց-
նելու և մաքրման կայաններ հասցնելու համար:

Անտառանյութ հեռացնող ջրանցքները ծառայում են փայտանյութի
յաստերի թողարկման և այն մթերման մասից մինչև սղոցարանները
հասցնելու համար: Այդպիսի ջրանցքներ կառուցում են նաև հիդրոհան-
գույցների համալիրներում անտառանյութը վերին բլնից ներքևի բլնի
անցկացնելու համար:

Ձկնուղիները ծառայում են առանձին մեկուսացված ջրամբարների
միացման համար, որը հնարավորություն է տալիս ձկնորսին անցնելու
այս կամ այն ջրամբարը, ինչպես նաև մի բլնից մյուսը:

Հաճախ ջրանցքները ունենում են մի քանի նշանակություն: Օրինակ,
Մոսկվայի անվան ջրանցքը ծառայում է նավագնացության, ջրամատա-
կարարման, ջրարբիացման համար և այլն:

Սովետական Հայաստանի սահմաններում դեռ այսօր էլ գործում են
Հեկտեմբերյանի, Աշտարակի և այլ ջրանցքներ, որոնք կառուցվել են
մեր թվարկությանից առաջ 7—8-րդ դարերում: Եղվարդի, Ակների և այլ
ջրանցքները կառուցվել են վաղ միջնադարում:

Ոռոգման ջրանցքների շինարարությունը Հայաստանում մեծ թափ
է ստացել սովետական կարգեր հաստատվելուց հետո: Կառուցվել է
Շիրակի վ. Ի. Լենինի անվան ջրանցքը, որը շահագործման է հանձնվել
1925 թ. հունիսի 21-ին: Զրանցքի բացման արարողությունը վերածվեց
համաժողովրդական տոնի, որին մասնակցում էր աշխարհահռչակ գիտ-
նական և ճանապարհորդ Ֆրիտյոֆ Նանսենը: -

Հետագայում կառուցվեցին Արզնիի, Շամիրամի, Ներքին Զանգվի,
Թալինի, Կոտայքի, Նորքի, Կարճևանի և այլ ջրանցքներ:

2.2. ԶՐԻ ՀԱՎԱՍԱՐԱՋԱՓ ՇԱՐԺՈՒՄԸ ԲԱՑ ՀՈՒՆԵՐՈՒՄ

Հեղուկի շարժումը կոչվում է հավասարաչափ, եթե շարժումը բնո-
րոշող հիդրավիկական մեծությունները (կտրվածքի չափերը, ձևը, միջին
արագությունը) ըստ ճանապարհի մնում են հաստատուն:

Ճնշումային համակարգերում հավասարաչափ շարժման լավագույն
օրինակ է շարժումը խողովակներում:

Բաց հոսներում հավասարաչափ շարժում գործնականորեն կարող
է ստացվել միայն պրիզմատիկ երկար ջրանցքներում: Պրիզմատիկ են
կոչվում այն հոսները, որտեղ լայնակի կտրվածքի ցանկացած ձևի դեպ-
քում ծնիչները մնում են իրար զուգահեռ: Պրիզմատիկ հոսներում կեն-
դանի կտրվածքները ստացվում են հարթ, իսկ ջրի շարժման հավասա-
րաչափ լինելու պայմանը բավարարվում է, եթե ջրի խորությունը ըստ
ճանապարհի չի փոփոխվում:

Ոչ պրիզմատիկ հոսներում հավասարաչափ շարժում հնարավոր չէ:
Այս դեպքում կենդանի կտրվածքները կոր մակերևույթներ են: Հիդրավ-
իկական հաշվարկները հեշտացնելու նպատակով հաճախ իրական կեն-
դանի կտրվածքի մակերեսը փոխարինում են շարժման առանցքին
ուղղահայաց պրոյեկցիայի մակերեսով, որը և ընդունվում է որպես հաշ-
վարկային:

Զրանցքների զլխամասերում և վերջնամասերում ջրի շարժումը
խիստ անհավասարաչափ է:

Զրանցքները սովորաբար կառուցում են փոքր թեքություններով
(չհաշված արագահոսները): Այս հանգամանքը հնարավոր է դարձնում
ընդունել $i_0 = \sin \varphi_0 = \operatorname{tg} \varphi_0$ և ջրի խորությունը որոշել ըստ ուղղահայ-
նի Պետե է նշել, որ անհրաժեշտության դեպքում ոչ մի դժվարություն

չի ներկայացնում ջրի խորությունը և կենդանի կտրվածքի մնացած մեծությունները որոշելու րստ ջրանցքի հատակի նորմալի ուղղությամբ տարված կտրվածքի:

Ջրանցքի հիդրավլիկական հաշվարկի հիմքում ընկած է Շեզիի բանաձևը՝

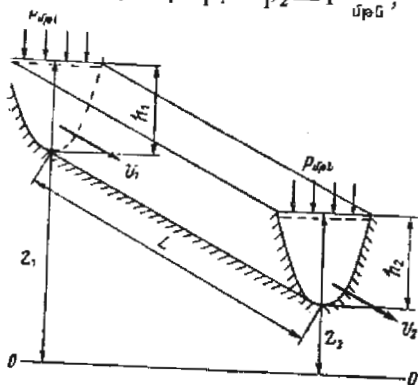
$$Q = AC\sqrt{Ri}, \quad (2.1)$$

Հավասարաչափ շարժման ժամանակ հիդրավլիկական և պլեզոմետրական (ազատ մակերևույթի) թեքությունները հավասար են հունի երկրաչափական թեքությանը: Սա ապացուցելու համար բավական է գրել Բերնուլիի հավասարումը երկու կամայական կտրվածքների համար (նկ. 2.1)

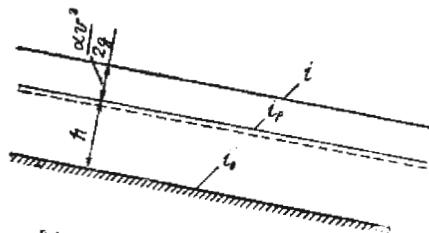
$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \frac{v_2^2}{2g} + h_f, \quad (2.2)$$

Քանի որ $p_1 = p_2 = P_{atm}$, իսկ $v_1 = v_2$, շարժման հավասարաչափ լինելու պատճառով, կստանանք՝

$$z_1 - z_2 = h_f, \quad (2.3)$$



Նկ. 2.1. Բաց պրիզմատիկ հունի երկու հավասարաչափ շարժման հաշվարկային սխեման:



Նկ. 2.2. Հավասարաչափ շարժման դեպքում էներգիայի պլեզոմետրական և երկրաչափական բարձրությունների (հատակի) գծերը:

որը կարելի է մեկնարանել այսպես՝ հեղուկի հավասարաչափ շարժման դեպքում հունի երկրաչափական անկումը հավասար է էներգիայի կորուստին:

Բաժանելով (2.3)-ի աջ և ձախ մասերը L ճանապարհի վրա, կըստանանք՝ $i_0 = i$, և քանի որ $h_1 = h_2$ ապա՝

$$i = i_0 = i_p \quad (2.4)$$

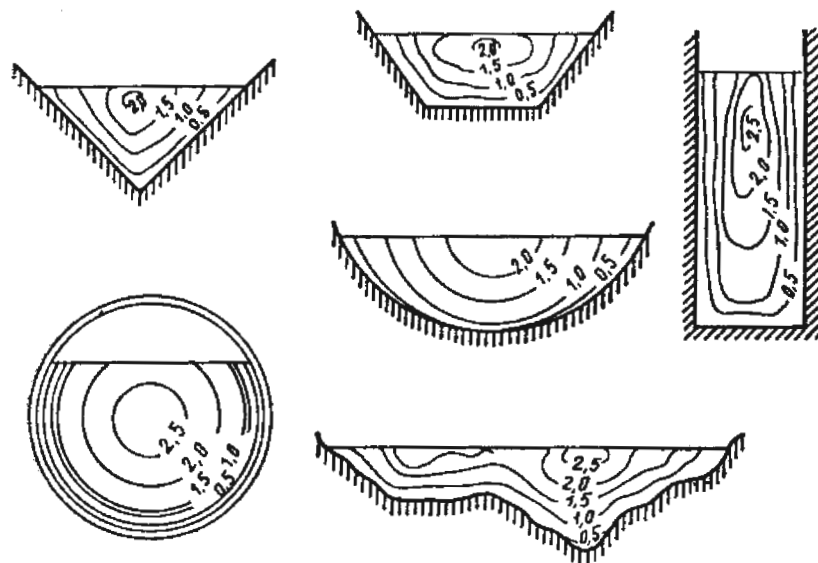
Այսպիսով, ջրանցքների հիդրավլիկական հաշվարկ կատարելիս կարելի է հունի հիդրավլիկական թեքության փոխարեն օգտվել երկրաչափական թեքությունից (միայն հավասարաչափ շարժման դեպքում, նկ. 2.2):

2.3. ԱՐԱԳՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԲԱՇԽՈՒՄԸ ԿԵՆԴԱՆԻ ԿՏՐՎԱԾՔՈՒՄ

Կենդանի կտրվածքում արագությունների բաշխումը խիստ անհավասարաչափ է առաջին հերթին պատերի և ազատ օդի հետ հեղուկի շփման պատճառով:

Վ. Տ. Չոուն¹ բերում է արագությունների բաշխումը տարբեր ձևի կենդանի կտրվածքների համար:

Նկ. 2.3-ում բերված են արագությունների բաշխման տեսքերը տարբեր կենդանի կտրվածքների համար:



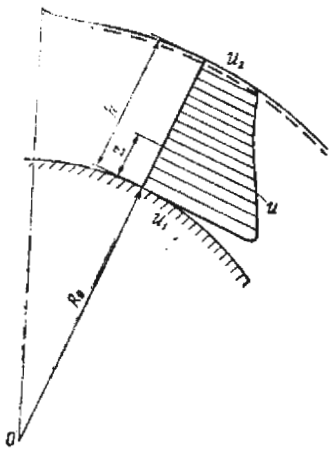
Նկ. 2.3. Արագությունների բաշխումը տարբեր ձևի կենդանի կտրվածքներում ըստ Վ. Տ. Չոուի:

Արագությունների բաշխման բնույթը կախված է կտրվածքի ձևից, պատերի անհարթությունից և այլ պատճառներից: Հարկ է նշել, որ հատակագծում և պրոֆիլում կորացումների առկայությունը խիստ կերպով փոխում է արագությունների բաշխման օրինաչափությունը:

Ուղղագծային հատակ ունեցող ջրանցքներում, ըստ ուղղաձիգի, առավելագույն արագությունը գտնվում է մակերևույթին շատ մոտ (որոշ հեղինակների կարծիքով՝ անմիջապես մակերևույթի վրա):

Օդը և քամին շատ քիչ են ազդում արագությունների բաշխման վրա:

¹ Чоу В. Т., Гидравлика открытых каналов М., Стройиздат, 1969, 464 с.



Նկ. 2.4. Ուռուցիկ կոր հատակ ունեցող ջրանցքում արագությանների բաշխումը:

Ըստ Քեուլթների ուռուցիկ կոր հատակ ունեցող ջրանցքներում արագության մաքսիմումը դիտվում է հատակին շատ մոտ (ի արբերություն ուղղագծային հատակ ունեցող ջրանցքների, Նկ. 2.4): Սակայն գոյություն ունեցող տեսական և փորձնական հետազոտությունները խիստ թերի են և թույլ չեն տալիս ստանալու արագությունների բաշխման օրինաչափությունը:

Ըստ Վ. Տ. Չոուի հանդարտ շարժումը բավականին մոտ է պոտենցիալային շարժմանը և $uT = \text{const}$ կապը մոտավորապես բավարարվում է, ուստի և մոտենալով կորության կենտրոնին արագությունը խիստ աճում է:

Կատարված հետազոտությունները ցույց են տվել, որ նույնիսկ ուղղագծային հատակով ուղղանկյուն կտրվածքի ջրանցքներում գոյություն ունի եռաչափ պտուտակային շարժում: Ուղղագծային հատակով ջրանցքներում պտուտակային շարժման ազդեցությունը գործնական խնդիրներում կարելի է անտեսել: Հատակագծում կամ պրոֆիլում կորություն ունեցող ջրանցքներում պտուտակային շարժումները դառնում են պարուրային և խիստ կերպով ազդում շարժման պատկերի և էներգիայի կորուստների վրա: Այս տեսակետից շատ կարևոր է հոսանքի հանդարտ կամ բուռն լինելը: Հանդարտ հոսանքներում կարևոր է պարուրային հոսանքների առաջացումը, որը ազդում է հիմնականում հիդրավիկական կորուստների վրա: Բուռն հոսանքներում կարևոր են լայնակի ալիքների առաջացումը, որոնք ազդում են մակերևույթի վրա:

2.4. ԶՐԱՆՑՔՆԵՐԻ ՀԱՇՎԱՐԿԻ ՀԻՄՆԱԿԱՆ ԴԵՊՔԵՐԸ

Ջրանցքների հիդրավիկական հաշվաբեկը հանգեցնում է հետևյալ դեպքերին.

1. Տրված են ջրանցքի չափերը (b , h , m), երկրաչափական թեքությունը (i_0) և երեսապատման նյութը (n): Պետք է որոշել թողարկվող ելքի մեծությունը:

Այս դեպքը հաճախ անվանում են հիդրոմետրական դեպք, քանի որ չափելով այս մեծությունները, կարելի է որոշել ելքը:

Խնդիրը լուծվում է Շեզիի բանաձևի օգնությամբ՝

$$Q = AC\sqrt{Ri_0},$$

նախապես ելնելով ջրանցքի ձևից, ըստ առաջին գլխում բերված բանաձևերի որոշվում է A -ն, χ -ն, R -ը, C -ն (օրինակ՝ ըստ Ն. Ն. Պավլովսկու բանաձևի): Տեղադրելով այս արժեքները Շեզիի բանաձևի մեջ, որոշվում է Q -ն:

2. Տրված են թողարկվող ելքը, ջրանցքի չափերը և երեսապատման նյութը: Պետք է որոշել ջրանցքի երկրաչափական թեքությունը:

Խնդիրը լուծումը նման է 1-ին դեպքին: Նույն ձևով որոշվում է A -ն, χ -ն, R -ը, C -ն և տեղադրելով Շեզիի բանաձևի մեջ ստանում են պահանջվող երկրաչափական թեքությունը՝

$$i_0 = \frac{Q^2}{A^5 C^2 R},$$

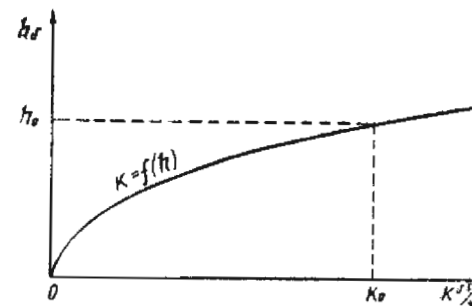
3. Տրված են թողարկվող ելքը, երկրաչափական թեքությունը, երեսապատման նյութը, ջրանցքի հատակի լայնությունը (b) և շեպության գործակիցը (m): Պահանջվում է որոշել նորմալ խորությունը (h_0):

Խնդիրը լուծվում է փնտրման մեթոդով: Նախ որոշվում է նորմալ թողունակությունը՝

$$K_0 = \frac{Q}{\sqrt{i_0}},$$

Այնուհետև հաշվարկը կատարվում է աղյուսակի ձևով՝

h մ	A մ ²	χ մ	R մ	C մ ^{2/3} , s/մ	$K = AC\sqrt{R}$



Նկ. 2.5. $K=f(h)$ կորը և h_0 -ի որոշումը ըստ K_0 -ի արժեքի:

Տալով h -ին կամայական արժեքներ, որոշում են A -ն, χ -ն, R -ը, C -ն և K -ն, մինչև որ ստացվի $K=K_0$, որին կհամապատասխանի $h=h_0$: Հաշվարկը հեշտացնելու նպատակով մոտ արժեքների միջև կատարվում է միջարկում կամ h_0 -ի արժեքը որոշվում է $K=f(h)$ կորից, որը կառուցվում է ըստ աղյուսակի տվյալների (Նկ. 2.5):

4. Տրված են թողարկվող ելքը, երկրաչափական թեքությունը, երեսապատման նյութը, ջրանցքի շափերը, բացի հատակի լայնությունից: Պահանջվում է որոշել հատակի լայնությունը:

Խնդիրը լուծվում է 3-րդ դեպքի նման, միայն լուծումը կատարվում է b -ի նկատմամբ:

5. Տրված են թողարկվող ելքը, երկրաչափական թեքությունը, երեսապատման նյութը, շեպության գործակիցը և $\beta = b/h$ հարաբերությունը: Պահանջվում է որոշել նորմալ խորությունը և հատակի լայնությունը: Խնդիրը լուծվում է 3-րդ դեպքի նման, աղյուսակի մեջ ավելացնելով b -ն, որը ըստ ընդունված h -ի կորոշվի $b = \beta h$ կապով:

2.5. ՀԻՊԵՐԱՎԼԻԿԱԿԱՆ ՆՊԱՏԱԿԱՀԱՐՄԱՐ ԿՏՐՎԱԾՔ

Միևնույն երկրաչափական թեքության, կենդանի կտրվածքի մակերեսի և տվյալ երեսապատման նյութի (խորդուբորդության գործակցի) դեպքում ջրանցքը կթողարկի ամենամեծ ելքը, երբ նրա հիդրավիկական շառավիղը ամենամեծն է, իսկ հիդրավիկական շառավիղը կլինի ամենամեծը, եթե թրջված պարագիծը լինի ամենափոքրը: Այդպիսի կտրվածքը կկոչվի հիդրավիկական նպատակահարմար կտրվածք:

Հիդրավիկական շառավիղը կարելի է մեծացնել ջրանցքի շափերի և ձևի փոփոխման միջոցով:

Այսպիսով, հիդրավիկական նպատակահարմար կտրվածք է կոչվում այնպիսի կտրվածքը, որը միևնույն կենդանի կտրվածքի մակերեսի դեպքում ունի ամենամեծ թողունակությունը:

Հեշտ է նկատել, որ փակ կտրվածքներից հիդրավիկական նպատակահարմար կտրվածք կլինի շրջանային կտրվածքը, իսկ բացերից (ոչ ճնշումային շարժում) կիսաշրջանային կտրվածքը: Ելնելով սրանից, փոքր շափեր ունեցող հավաքովի ջրանցքները հաճախ պատրաստում են կիսաշրջանային կտրվածքի կամ նրան շատ մոտ պարաբոլական կտրվածքի: Գրունտի մեջ փորված մեծ շափեր ունեցող ջրանցքը կիսաշրջանային անելը շատ դժվար է, քանի որ երեսապատման փոխարեն պետք է կառուցել հենապատեր, բացի այդ, կիսաշրջանային կտրվածքը պատրաստումը շատ ավելի բարդ ու աշխատատար է, քան հարթ շեպերով ջրանցքների պատրաստումը:

Սեղանաձև կտրվածքներից ամենափոքր թրջված պարագիծ ունի կանոնավոր վեցանկյան կեսը, որը ունի $\alpha = 60^\circ$ շեպության անկյուն: Սակայն վերջինս չի կարելի իրականացնել թույլ գրունտներում, որտեղ α անկյունը զգալիորեն պետք է փոքր անել:

Քննարկենք այն հարցը, թե տրված շեպության գործակցի սեղանաձև

կտրվածքներից որը կլինի հիդրավիկական նպատակահարմար կտրվածքը:

Սեղանաձև կտրվածքի ջրանցքի թրջված պարագիծը, կախված b -ից և h -ից, կլինի՝

$$x = b + 2h\sqrt{1+m^2},$$

b փոփոխականը արտահայտենք կենդանի կտրվածքի մակերեսի միջոցով՝

$$b = \frac{A}{h} - mh,$$

Տեղադրելով x -ի բանաձևի մեջ կստանանք՝

$$x = \frac{A}{h} - mh + 2h\sqrt{1+m^2}, \quad (2.5)$$

Այսպիսով, թրջված պարագիծը դարձավ միայն h -ի ֆունկցիա, որի միևնույն գտնելու համար պետք է ածանցել և հավասարեցնել զրոյի:

$$\frac{dx}{dh} = -\frac{A}{h^2} - m + 2\sqrt{1+m^2} = 0,$$

Տեղադրելով $A = (b + mh)h$, կստանանք՝

$$-\frac{b}{h} - 2m + 2\sqrt{1+m^2} = 0.$$

կամ

$$\beta = \frac{b}{h} = 2(\sqrt{1+m^2} - m), \quad (2.6)$$

Այսպիսով, հիդրավիկական նպատակահարմար կտրվածքի դեպքում $\beta = b/h$ հարաբերությունը պետք է որոշվի (2.6) բանաձևից: Հետագա հիդրավիկական հաշվարկը կարելի է կատարել ջրանցքի հաշվարկի 5-րդ դեպքի նման, սակայն հաշվարկը կարելի է զգալիորեն հեշտացնել, կատարելով ձևափոխություններ:

Հիդրավիկական նպատակահարմար կտրվածքի հիդրավիկական շառավիղը կլինի՝

$$R = \frac{A}{x} = \frac{bh + mh^2}{b + 2h\sqrt{1+m^2}} = h \frac{b/h + m}{b/h + 2\sqrt{1+m^2}} = h \frac{2\sqrt{1+m^2} - m}{4\sqrt{1+m^2} - 2m} = \frac{h}{2}.$$

Ջրանցքի թողունակության բանաձևը նույնպես կարելի է պարզեցնել՝

$$K=AC\sqrt{R}=(b+mh)hC\sqrt{\frac{h}{2}}=\left(\frac{b}{h}+m\right)\frac{Ch^{2.5}}{\sqrt{2}}=$$

$$=\frac{21}{\sqrt{2}}\frac{1+m^2-m}{\sqrt{2}}Ch^{2.5},$$

$$\text{նշանակելով } a=\frac{2\sqrt{1+m^2-m}}{\sqrt{2}} \quad (2.7)$$

կատանանք՝

$$K=aCh^{2.5}, \quad (2.8)$$

Հաշվարկի համար տրված են Q , m , n , β_0 , պետք է որոշել h_0 -ն և b_0 -ն, Հաշվարկի հերթականությունը հետևյալն է. նախ որոշվում է նորմալ թողունակությունը՝

$$K_0=\frac{Q}{V_{i_0}}$$

որոշվում են β և α հաստատունները (2.6) և (2.7) բանաձևերով: h_0 -ն որոշվում է փնտրման եղանակով աղյուսակի միջոցով:

h մ	$R=\frac{h}{2}$ մ	C մ ^{0.5} զ	$K=aC1.2.5$ մ ³ զ

Միջարկում կատարելով կամ $K=f(h)$ կորից h_0 -ն որոշելուց հետո որոշվում է b լայնությունը՝ $b_0=\beta h_0$:

2.6. ԹՈՒՅԼԱՏՐԵԼԻ ԱՐԱԳՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ԶՐԱՆՑՔՆԵՐՈՒՄ

Արագությունները ջրանցքներում պետք է բավարարեն

$$V_{\min} < V < V_{\max} \quad (2.9)$$

պայմանին, որտեղ $V_{\min}$ -ը թույլատրելի նվազագույն արագությունն է (երբեմն անվանում են հունի շտղմակալման արագություն), $V_{\max}$ -ը թույլատրելի առավելագույն արագությունն է (երբեմն անվանում են հունի անողողելիության արագություն):

$V > V_{\min}$ պայմանը բավարարելու անհրաժեշտություն առաջանում է, երբ ջրանցք մտնող ջուրը պարունակում է կախված մասնիկներ:

Չտղմակալման միջին արագությունը կարելի է որոշել

$$V_{\min}=e\sqrt{R} \quad (2.10)$$

բանաձևի օգնությամբ, որտեղ e գործակցի արժեքը, կախված բերվածքի կախված մասնիկների $d_{\text{միջ}}$ միջին տրամագծից (մմ), կարելի է ընտրել 2.1. աղյուսակից:

Աղյուսակ 2.1.

e գործակցի արժեքները $n=0.0225$ խորոշորությունում գործակցի ունեցող հունների համար

$d_{\text{միջ}}$ մմ	e մ ^{0.5} /զ	$d_{\text{միջ}}$ մմ	e մ ^{0.5} /զ	$d_{\text{միջ}}$ մմ	e մ ^{0.5} /զ
0.1	0.22	0.6	0.82	1.5	1.03
0.2	0.45	0.8	0.90	2.0	1.10
0.4	0.67	1.0	0.95	3.3	1.11

Ոռոգման ջրանցքների հիդրավիկական հաշվարկի ժամանակ կարելի է օգտվել նաև U , ի. Արելյանցի բանաձևից՝

$$V_{\min}=\sqrt[3]{\frac{\rho_{\text{միջ}}W_{\text{միջ}}R}{10.4}} \quad (2.11)$$

որտեղ $\rho_{\text{միջ}}$ -ը հոսքի միջին պլտությունն է (կգ/մ³), $W_{\text{միջ}}$ -ը՝ բերվածքի միջին հիդրավիկական խոշորությունը (մմ/զ):

Հունի անողողելիության արագությունը բավականին անորոշ է և խաբուսիկ: Ընդհանուր առմամբ հին ջրանցքների անողողելիության արագությունները ավելի մեծ են, քան նորերինը, որը բացատրվում է կոլոիդ նյութերի նստվածքներով: Այլ նմանատիպ պայմանների դեպքում խորը ջրանցքների անողողելիության արագությունները ավելի մեծ են, քան փոքր խորություն ունեցող ջրանցքներինը:

Հատակագծում ուղիղ (առանց ոլորապտույտների) հունների անողողելիության արագությունների մոտավոր արժեքները բերված են աղյ. 2.2-ում:

Աղյուսակ 2.2.

Հունի անողողելիության արագությունների արժեքները

Գրունտի տեսակը	$V_{\max}$ մ/զ
Չկապակցված գրունտներ՝ փոշի, տիղմ ավազ գետակոպիճ	0.015—0.20 0.2 —0.60 0.60—1.20
Կապակցված գրունտներ՝ կավաձավազ, ավազակավ կավ	0.7 —1.0 1.0 —1.8
Ժայռային գրունտներ՝ նստվածքային ապարներ բյուրեղային ապարներ	2.5 —4.5 20.0—25.0
Ամրացումներ՝ միաշերտ սալիկ երկշերտ սալիկ բետոնային երեսապատում	3.0 —3.5 3.5 —4.5 5.0 —10.0

Քիչ ոլորապատույաներով ջրանցքներում հունի անողողելիության արածեքները պետք է փոքրացնել 5 %-ով, միջին ոլորապատույաներով ջրանցքներում՝ 13 %-ով, իսկ շատ ոլորապատույաներով ջրանցքներում՝ 22 %-ով:

2.7. ԽՈՏԱԿԱԼՎԱԾ ԶՐԱՆՑՔՆԵՐԻ ՀԻԳՐԱՎԻԿԱԿԱՆ ՀԱՇՎԱՐԿԸ

Ոռոգման հողային ջրանցքներում խոտային ծածկույթի առկայությունը հաճախ համարվում է ցանկալի և օգտակար: Խոտը ամրացնում է հողային ջրանցքի հատակը և պակասեցնում նրա ողողելիությունը:

Խոտակալված ջրանցքների հիդրավիկական հաշվարկը կատարվում է ըստ Շեգրի (2.1.) բանաձևի, որտեղ խորդուրորդության n գործակիցը վերանվանվում է արգելակման գործակից: Փորձնական հետազոտությունները ցույց են տվել, որ արգելակման n գործակիցը ֆունկցիոնալ կապի մեջ է գտնվում $\sqrt{R}$ արտադրյալից:

Տարրեր բուսականության համար $n = f(\sqrt{R})$ փորձնական կորերը բերված են Վ. Տ. Զոուի կողմից:

Խոտակալված ջրանցքների համար թույլատրելի առավելագույն արագությունների արժեքները, կախված բուսականության տիպից, բերված են աղյուսակ 2.3-ում:

Աղյուսակ 2.3.

Առավելագույն թույլատրելի արագությունների արժեքները խոտակալված ջրանցքների համար

Բուսականության տիպը	Հունի երկ- րաչափական թեթևությունը %	Առավելագույն թույլատրե- լի արագությունը՝ V_{max} , մ/վ ըստ գրունտների ողողե- լիության	
		շատ	քիչ
1	2	3	4
Բերմուղյան խոտ	0,5	2,44	1,83
	5—10	2,13	1,52
	>10	1,83	1,22
Խոտերի խառնուրդ	0—5	1,52	1,22
	5—10	1,22	0,91
Միամյա բույսեր	0—5	1,07	0,76

ԵՐՐՈՐԴ ԳԼՈՒԽ

ՀԵՂՈՒԿԻ ԱՆՀԱՎԱՍԱՐԱԶԱՓ ԿԱՅՈՒՆԱՅԱԾ ՇԱՐԺՈՒՄԸ ԸՍՏ ԵՐԿԱՐՈՒԹՅԱՆ ՓՈՓՈԽԱԿԱՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐՈՂ ՄԵԾՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ ՈՒՆԵՅՈՂ ԲԱՅ ԶՐԱՆՑՔՆԵՐՈՒՄ

3.1. ՀԵՂՈՒԿԻ ՇԱՐԺՄԱՆ ՀԻՄՆԱԿԱՆ ԴԻՖԵՐԵՆՑԻԱԼ ՀԱՎԱՍԱՐՈՒՄԸ ԵՎ ՆՐԱ ՎԵՐԼՈՒՄՈՒԹՅՈՒՆԸ

Հեղուկի շարժումը կոչվում է անհավասարաչափ, եթե ըստ շարժման ուղղության կենդանի կտրվածքը բնութագրող մեծությունները, արագությունը կամ ելքը փոփոխվում են:

Սահուն փոփոխվող է կոչվում այն շարժումը, երբ հեղուկի կենդանի կտրվածքի խորության և միջին արագության փոփոխությունը կատարվում է ոչ մեծ սահմաններում: Մշակված են չափանիշներ, թե երբ կարելի է շարժումը ընդունել սահուն փոփոխվող:

Հեղուկների անհավասարաչափ շարժման գոյություն ունեցող անսությունում ընդունված է այն ընդունելությունը, որ ցանկացած կենդանի կտրվածքում ճնշման բաշխումը կատարվում է հիդրոստատիկ օրենքով: Դրանից կարելի է հրաժարվել, հաշվի առնելով կենտրոնախույս ուժերի ազդեցությունը, որոնք առաջանում են հոսքի գծերի կորությունից: Հարկ է նշել, որ այդ ուժերի ազդեցությունը ճիշտ որոշելու վերաբերյալ կատարվող h' տեսական, h' փորձնական հետազոտությունները դեռևս չեն ավարտված:

Պրոֆիլում կոր հատակով ջրանցքների կամայական կենդանի կտրվածքի լրիվ էջը ըստ (1.85) բանաձևի կորոշվի՝

$$H = z_1 + h \cos \varphi + \frac{Q^2}{2gA^2} \left(\alpha \pm k \frac{h}{R_0} \right),$$

Այն ածանցելով ըստ ճանապարհի կստանանք՝

$$\frac{dH}{dl} = \frac{dz_1}{dl} + \frac{d}{dl} (h \cos \varphi) + \frac{d}{dl} \left(\frac{Q^2}{2gA^2} \left(\alpha \pm k \frac{h}{R_0} \right) \right), \quad (3.1)$$

Այստեղ և հետագայում վերին նշանը վերաբերում է գոգավոր, իսկ ստորինը՝ ուռուցիկ կորերին:

Որոշենք (3.1) արտահայտության առանձին անդամները: Լրիվ էջի ածանցյալը ըստ ճանապարհի արտահայտում է էներգիայի կորուստները շփման ուժերից և ելքի փոփոխությունից:

¹ Чоу В. Т., Гидравлика открытых каналов. М., Стройиздат, 1969, 464 с.

$$\frac{dH}{dl} = -i - \frac{\alpha Q^2}{gA^2} (1-a) \frac{dQ}{dl}, \quad (3.2)$$

որտեղ i -ն հիդրավիկական թեքությունն է, իսկ a -ն՝ զանգվածների փոփոխման գործակիցը: Բաց ջրանցքներում հիդրավիկական թեքության որոշելը նպատակահարմար է կատարել Շեզիի բանաձևով՝

$$i = \frac{Q^2}{A^2 C^2 R},$$

Պետք է նշել, որ երբ հաշվարկը կատարվում է էՆՄ-ի օգնությամբ, այս բանաձևը գործնականորեն տալիս է բարձր ճշտության արժեքներ, որը հետևում է ինտեգրման բալի փոքրացման:

$\frac{dz_z}{dl}$ -ը արտահայտում է հատակի երկրաչափական թեքությունը՝

$$\frac{dz_z}{dl} = i_0 = -\sin \varphi, \quad (3.3)$$

$\frac{d}{dl} (h \cos \varphi)$ անդամը արտահայտվում է

$$\frac{d}{dl} (h \cos \varphi) = \cos \varphi \frac{dh}{dl} - h \sin \varphi \frac{d\varphi}{dl}, \quad (3.4)$$

իսկ

$$\begin{aligned} \frac{d}{dl} \left(-\frac{Q^2}{2gA^2} \left(\alpha \pm k \frac{h}{R_0} \right) \right) &= \left(\alpha \pm k \frac{h}{R_0} \right) \frac{Q}{gA^2} \frac{dQ}{dl} - \\ &- \left(\alpha \pm k \frac{h}{R_0} \right) \frac{Q^2}{gA^2} \frac{dA}{dl} \pm \frac{Q^2}{2gA^2} \frac{k}{R_0} \frac{dh}{dl}, \end{aligned} \quad (3.5)$$

որտեղ

$$\frac{dA}{dl} = \frac{\partial A}{\partial l} + \frac{\partial A}{\partial h} \frac{dh}{dl}, \quad (3.6)$$

Ճնշման k գործակիցը մեր հաշվարկներում տվյալ հատվածի համար ընդունվում է հաստատուն: Ուղղանկյուն կտրվածքով ջրանցքների համար այն որոշվում է բոլոր տվյալ հատվածի ամենամեծ h/R_0 հարաբերության (1.87) բանաձևով կամ (նկ. 1.14 և նկ. 1.15) գրաֆիկներից: Սեղանաձև կտրվածքի ջրանցքներում k_0 -ն որոշվում է

$$k_0 = \sigma k \quad (3.7)$$

բանաձևով, որտեղ σ գործակցի արժեքը տատանվում է $1.0 > \sigma > 2/3$

միջակայքում: Նրա արժեքը կախված է շեպության գործակցի արժեքից: Գործնական հաշվարկներում կարելի է ընդունել $\sigma = 0.8 - 0.9$: Սակայն այս հարցը վերջնականապես պարզաբանված չէ և պահանջում է հետազոտություններ:

Հաշվի առնելով կատարված ձևափոխությունները, կստանանք հետևյալ անհավասարաչափ շարժման հիմնական դիֆերենցիալ հավասարումը.

$$\frac{dh}{dl} = \frac{\left(1 + h \frac{d\varphi}{dl} \right) \sin \varphi - \frac{Q^2}{A^2 C^2 R} + \frac{Q^2}{gA^2} \left(\alpha \pm k \frac{h}{R_0} \right) \frac{\partial A}{\partial l} - \frac{Q}{g} \left(\alpha (2-a) \pm k \frac{h}{R_0} \right) \frac{dQ}{dl}}{\cos \varphi - \frac{Q^2}{gA^2} \left(\left(\alpha \pm k \frac{h}{R_0} \right) \frac{\partial A}{\partial l} \mp \frac{kA}{2R_0} \right)}, \quad (3.8)$$

Այստեղ անկախ փոփոխական է ճանապարհը՝ l , իսկ φ անկյունը կապված է նրա հետ $\varphi = \varphi(l)$ կապով:

Փնարվող ֆունկցիան h խորությունն է հատակի նորմալի ուղղությամբ:

Ստացված (3.8) դիֆերենցիալ հավասարման անդամներն ունեն հետևյալ իմաստները:

Համարիչի առաջին անդամը ներկայացնում է հատակի թեքության ազդեցությունը փոփոխական թեքության դեպքում: Շրջանային կոը ներկայացնող պրոֆիլի դեպքում $l = R_0 \varphi$ և $dl = R_0 d\varphi$, իսկ $d\varphi/dl = 1/R_0$:

Համարիչի երկրորդ անդամը հաշվի է առնում էներգիայի կորուստները (այն հիդրավիկական կամ շփման թեքությունն է): Տվյալ դեպքում այս անդամը որոշվում է Շեզիի բանաձևով: Շեզիի գործակիցը հարմար է որոշել Ն. Ն. Պավլովսկու $C = \frac{1}{n} R^{1/6}$ ցուցչային բանաձևով

կամ Մանինգի $C = \frac{1}{n} R^{1/6}$ բանաձևով: y ցուցիչը կարելի է որոշել Ն. Ն. Պավլովսկու (1.48) լրիվ բանաձևով կամ $y = (1.3 - 1.5) \sqrt{n}$ կրճատ բանաձևով: Մեր հետազոտությունները ցույց են տվել, որ կրճատ բանաձևից օգտվելիս կարելի է ստանալ գործնական խնդիրների համար միանգամայն ընդունելի արդյունքներ:

Համարիչի երրորդ անդամը հաշվի է առնում հունի ոչ պրիզմատիկությունը: Պրիզմատիկ հունների դեպքում $\partial A / \partial l = 0$, և այս անդամը վերանում է:

Համարիչի չորրորդ անդամը հաշվի է առնում ելքի փոփոխությունը: Հաստատուն ելքի դեպքում $dQ/dl = 0$, և այս անդամը վերանում է:

(3.8) հավասարման հայտարարը հաշվի է առնում հոսանքի կինետիկության աստիճանը: Այս մասին ավելի մանրամասն տրված է (1.5)-ում:

Ստացված դիֆերենցիալ հավասարումը կարելի է համարել հիմնական, քանի որ գրականության մեջ հանդիպող հավասարումները նրա մասնավոր դեպքերն են:

Քննարկվող հաշվարկային սխեմայում հաշվի է առնվում, որ՝

1. Ըստ երկարության փոփոխական է հեղուկի զանգվածը (կլթը):

2. Զրանցքի հատակի թեքությունը փոփոխվում է պրոֆիլում: Մեծ հետաքրքրություն է ներկայացնում նաև հատակի թեքության փոփոխությունը հորիզոնական կտրվածքում: Այդ դեպքում հաշվարկը պետք է կատարել երկշափ կամ եռաշափ հոսանքների համար:

3. Զրանցքի հատակի լայնությունը կարող է փոփոխվել ինչպես գծային, այնպես էլ կամայական օրենքով:

4. Սեղանաձև կտրվածքի ջրանցքի շեկության գործակիցը կարող է փոփոխվել անցումային հատվածներում:

5. Փոփոխական կարող է լինել ջրանցքի լայնակի կտրվածքի ձևը, որը տեղի ունի, օրինակ, ոչ ճնշումային թունելի անցումային հատվածներում, որակի թունելի բարձրությունը փոփոխական է:

6. Հատակի և պատերի խորդուրդությունը դործնականում սահուն չի փոփոխվում: Զրանցքի առանձին հատվածներ կարող են ունենալ տարբեր խորդուրդության գործակիցներ:

Երկրաչափական թեքությունը ընդունվում է՝ $\alpha_0 = \sin \varphi \neq \tan \varphi$, իսկ $\cos \varphi \neq 1$:

Ճնշումը կենդանի կտրվածքում փոփոխվում է ոչ հիդրոստատիկ օրենքով, այլ կենտրոնախույս ուժերի ազդեցությունը հաշվի առնված:

(3.8) հավասարումը արտածելիս կատարվել են հետևյալ լրացուցիչ ընդունելություններ՝

1. Հոսանքի խորությունը որոշվում է ըստ հատակի նորմալի:

2. Կենդանի կտրվածքները ոչ պրիզմատիկ հունքում ընդունվում են ուղղահայաց հոսանքի հիմնական շարժման առանցքին:

3. Լայնակի կտրվածքների վրա ազատ մակերևույթը ընդունվում է որպես հորիզոնական գիծ:

4. Հատակագծում գծային լայնացող հոսանքների համար հոսքի գծերը ընդունվում են բառ շառավիղի ուղղության, իսկ կենդանի կտրվածքները՝ քանային:

5. Հոսանքը անբացված է:

6. Բուռն շարժումը ենթարկվում է այն օրենքներին, որոնք ստացվում են (3.8) դիֆերենցիալ հավասարման լուծումից, այսինքն այն կարելի է համարել միաշափ, առանց շեղ թռիչքի առաջացման: Պետք

է նշել, որ (5) և (6) կետերը յուրաքանչյուր խնդրի դեպքում պետք է խնթարկվեն մանրակրկիտ ուսումնասիրության:

Առանձնապես ղեկը պետք է լինել արագահոսներում անցումային հատվածների հաշվարկի ժամանակ:

Բուռն հոսանքները ունեն այն առանձնահատկությունը, որ որևէ կտրվածքում առաջացող գրգիռները կարող են տարածվել շարժման ուղղությամբ դեպի ներքև մեծ տարածությունների վրա և որոշ դեպքերում կարող են ուժեղանալ:

Բ. Տ. Եմցևը առաջարկում է բուռն շարժման ժամանակ օգտվել միաշափ շարժման հավասարումներից, երբ կենդանի կտրվածքի ազատ մակերևույթի շեղումը ըստ լայնության չի գերազանցում 10 %-ից:

Այս հարցի մանրամասն վերլուծությունը կատարվում է սույն գրքի 5-րդ գլխում:

Առաջիմ խիստ վատ է ուսումնասիրված զանգվածների փոփոխման գործակցի որոշման հարցը: Հարցն այն է, որ տարբեր հիդրոտեխնիկական կառուցվածքներում այն պետք է որոշել յուրովի: Այդ գործակիցը արաահայտվում է

$$a = \frac{V_s}{V} \quad (3.9)$$

բանաձևով, որտեղ V_s -ը փոփոխվող մասնիկների արագության պրոյեկցիան է հիմնական հոսանքի շարժման ուղղությամբ, իսկ V -ն հիմնական հոսքի միջին արագությունն է:

Զանգվածների փոփոխման գործակիցը ընդհանուր առմամբ համարվում է փոփոխական մեծություն և ֆունկցիոնալ կապի մեջ է գրտնրվում լ ճանապարհից: Հաշվարկների ժամանակ շատ հարմար է (3.9) բանաձևում հոսքի միջին արագությունը փոխարինել ելքի միջոցով՝

$$a = \frac{V_s A}{Q} \quad (3.10)$$

Զանգվածների փոփոխման գործակցի որոշումը հիմնականում կապված է փոփոխվող մասնիկների արագության պրոյեկցիայի (V_s -ի) որոշման դժվարության հետ:

Սույն գրքի հաջորդ գլուխներում քննարկվելու է զանգվածների փոփոխման գործակցի որոշման հարցը որոշ կոնկրետ հիդրոտեխնիկական կառուցվածքներում:

Գործնական հետաքրքրություն են ներկայացնում ոչ միայն (3.8) դիֆերենցիալ հավասարումը, այլև նրա մասնավոր դեպքերը:

3.2. ԷՀՄ-ի ԿԻՐԱՌՈՒՄՈՎ ՀԵՂՈՒԿԻ ՇԱՐԺՄԱՆ ԳՆՖԵՐՆԵՑՆԱԿ ՀԱՎԱՍԱՐՄԱՆ ԻՆՏԵԳՐԱԿԱՆ ՄԻ ՔԱՆԻ ՀԱՐՑԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Անհամասարաշափ շարժման (3.8) դիֆերենցիալ համասարումը ընդհանուր դեպքում և նույնիսկ ավելի պարզ մասնավոր դեպքերում անալիտիկորեն չի ինտեգրվում: Անալիտիկորեն ինտեգրման գոյություն ունեցող մոտավոր մեթոդները պարունակում են խիստ կոպիտ ընդունելություններ, շատ աշխատատար են, ունեն փոքր ճշտություն: Բացի այդ նրանք համակողմանի չեն, այսինքն վերաբերում են միայն հաստատուն էյքով և թեթևությամբ պրիզմատիկ հոններին:

Ինչ վերաբերում է ավելի բարդ դեպքերում (ոչ պրիզմատիկ հոններ, փոփոխական էլք և այլն) մոտավոր ինտեգրման մեթոդներին, ապա նրանք կամ շատ բարդ են և ունեն փոքր ճշտություն կամ անհասանելի են ինժեներ-նախագծողների համար:

ԷՀՄ-երի կիրառումը միանգամից վերացնում է այդ բոլոր թերությունները: Շարժման դիֆերենցիալ համասարումների ինտեգրումը ամենաբարդ դեպքերի համար, ինտեգրման ցանկացած ճշտությամբ, ոչ մի դժվարություն չի ներկայացնում:

Մոտավոր ինտեգրման և ԷՀՄ-ի օգնությամբ հաշվարկների աշխատատարությունները տարբերվում են ամբողջ կարգերով:

ԷՀՄ-ի ծրագրերի կազմումը և հաշվարկի տեխնիկան հասկանալի են ամեն մի ինժեների համար, որը ունի հաշվիչ տեխնիկայի օգագործման թեկուզ շատ համեմատ գիտելիքներ և փորձ:

Մասնատեխնիկական տեսակետից այս համասարումները այնքան պարզ են (լրիվ դիֆերենցիալով առաջին կարգի մեկ համասարում), որ հնարավոր են դարձնում նրանց ինտեգրումը փոքր հիշողության ԷՀՄ-ով («Նաիրի», «Իսկրա» տիպի և այլն):

Մրագրավորման համար կարելի է ընտրել ցանկացած լեզու: Ինտեգրումը հարմար է իրականացնել Ռունգե-Կուտտի մեթոդով (րկ) կամ նույնն է ըստ Ֆորթրանի (RKGS): Կարելի է օգտվել ուրիշ ցանկացած մեթոդից:

Մեր կատարած հաշվարկներում նախապատվությունը տվել ենք ինքնաձրագրավորման լեզվին (ԱՊ) «Նաիրի 3—2» ԷՀՄ-երի օգտագործումով:

Մրագրավորման ֆորթրան լեզվի օգտագործման դեպքում, երբ հաշվարկը կատարվում է մինի ԷՀՄ «Իսկրա-1256»-ի վրա, մեքենայի մեջ պետք է մտցնել Ռունգե-Կուտտի ծրագիրը, իսկ EC-1020 ԷՀՄ-ի մեջ այն կա: Ինտեգրման քայլը (ճշտությունը) պետք է ընտրել խնդրի պայմաններից և ազատ մակերևույթի կորի բնույթից ելնելով: Ինտե-

գրման քայլը մենք ընտրում ենք տպելու քայլից 20-ից 100 անգամ փոքր: Սակայն չհիմնավորված փոքր քայլի ընտրությունը կարող է խիստ դանդաղեցնել հաշվարկը:

Ինտեգրման լավագույն քայլի ընտրման համար մենք ընդգորեն ընտրում ենք նրա նախնական արժեքը, ապա հաշվարկի արդյունքների մեջ մտցնում նրա սահմանային պայմանի արժեքները: Եթե այդ արժեքները համընկնում են, ապա ինտեգրման քայլը բավարար է: Եթե տպելու ժամանակը շատ երկար է ստացվում, ինտեգրման քայլը մեծացվում է, մինչև նրա լավագույն արժեքի գտնելը:

Եթե աղատ մակերևույթի կորը սկսվում է կրիտիկական խորությունից (որտեղ $dh/dl = \infty$), ապա բնականաբար դա ընդունելի չէ մեքենայի համար: Այդպիսի դեպքերում կարելի է վարվել հետևյալ կերպ.

ա) $h_{կր}$ -ի արժեքը փոխարինվում է նրան շատ մոտ արժեքով (մեծ կամ փոքր, կախված կորի բնույթից) և այդ արժեքից ինտեգրումը կատարվում է փոքր քայլով: Որոշ չափով հեռանալով այդ գոտուց, ինտեգրումը շարունակվում է սովորական քայլով:

բ) Ինտեգրվում է dl/dh համասարումը (ոչ թե dh/dl -ը) այն պայմանով, որ այդ կետում սկզբնական դիֆերենցիալ համասարման համարիչը զրո չէ (օրինակ՝ արագահոսի սկզբնական կտրվածքում): Ինտեգրումը կատարվում է h -ի և l -ի տեղերը փոխելով: Որոշ չափով հեռանալով կրիտիկական խորության գոտուց, ինտեգրումը կարելի է շարունակել սովորական կոորդինատներով՝ h և l :

Պրիզմատիկ հոններում, երբ ինտեգրումը կատարվում է հեղուկի շարժման հակառակ ուղղությամբ, շարժման դիֆերենցիալ համասարումը նշանը փոխում է կամ ինտեգրման քայլին տրվում է բացասական նշան:

Նեղացող ջրանցքում հաշվարկի սկզբնական տեղափոխվում է շարժման հակառակ կողմը: Եթե դրական ուղղությունը համարենք այժմ շարժման հակառակ ուղղությունը, ապա (3.8) համասարման համարիչի առաջին, երկրորդ և չորրորդ անդամները նշանը կփոխեն:

ԷՀՄ-ի օգնությամբ հաշվարկը կատարելիս հարմար է ծրագիրն այնպես կազմել, որ բացի ազատ մակերևույթի կորի կոորդինատներից որոշվեն օժանդակ ֆունկցիաների արժեքները (հոսանքի h խորությունը և l երկարությունը, եթե նրանք չեն մտնում հաշվարկի մեջ, ճնշումը քրանցքի հատակի կամ առաստաղի վրա, լարի երկարությունը և այլն):

Որոշ դեպքերում հարմար է ընտրել մասշտաբների և ստանալ ազատ մակերևույթի և օժանդակ կորերի գրաֆիկները:

3.3. ՊՐԻՉԻՍՄԱՏԻԿ ԶՐԱՆՑՔՆԵՐՈՒՄ ԱԶԱՏ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԻ ԿՈՐԵՐԻ ԿԱՌՈՒՅՈՒՄԸ ՀԱՍՏԱՏՈՒՆ ԵԼՔԻ ԵՎ ԹԵՔՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Քննարկենք փոփոխական բնութագրող հիդրավիկական մեծություններով ջրանցքում հեղուկի շարժման մասնավոր դեպքերը, որոնք վերաբերում են հաստատուն թեքության և ելքով ջրանցքներին:

Առանձին մասնավոր դեպքերը քննարկենք, սկսելով ամենապարզից, անցնելով ավելի բարդերի: Որպես թվային օրինակներ բերենք այն օրինակները, որոնք մեր կողմից կատարվել են կոնկրետ կառուցվածքների հիդրավիկական հաշվարկներում:

Նախ ստանանք (3.8) բնդհանուր հավասարման մասնավոր դեպքերը, այդ հավասարման մեջ տեղադրելով՝

1. Ելքի հաստատուն լինելու պայմանը՝ $\partial Q / \partial l = 0$:

2. Ջրանցքի թեքության հաստատուն լինելու պայմանը՝ $\frac{dh}{dl} = 0$:

3. Փոքր թեքության ջրանցքներում՝ $i_0 = \sin \varphi = \tan \varphi$, $\cos \varphi \approx 1$:

Մեծ թեքությունների դեպքում՝ $i_0 = \sin \varphi$, իսկ $\cos \varphi \neq 1$:

4. Ջրանցքը պրիզմատիկ է՝ $\partial A / \partial l = 0$:

Այսպիսով, (3.8)-ից կստանանք՝

$$\frac{dh}{dl} = \frac{i_0 - \frac{Q^2}{A^2 C^2 R}}{1 - \frac{\alpha Q^2}{g A^3} \cdot \frac{\partial A}{\partial h}}, \quad (3.11)$$

Քննարկենք (3.11) հավասարման ինտեգրման մի քանի դեպքեր:

1. Փոքր թեքության, հաստատուն լայնության, ուղղանկյուն կտրվածքի ջրանցք:

Ջրանցքի կտրվածքի ուղղանկյուն լինելու պայմաններից կունենանք՝

$A = bh$, $\chi = b + 2h$, $\partial A / \partial h = b$, բացի այդ ունենք $R = A / \chi$, $C = \frac{1}{n} R^{2/3}$,

$q = Q / b$: Տեղադրելով (3.11) հավասարման մեջ այս պայմանները, կստանանք՝

$$\frac{dh}{dl} = \frac{i_0 - \frac{q^2 n^2}{h^3} (1/h + 2/b)^{1+2/3}}{1 - \frac{\alpha q^2}{g h^3}}, \quad (3.12)$$

Ստացված դիֆերենցիալ հավասարման մեջ հաստատուն մեծություններն են i_0 , $q^2 n^2$, $\alpha q^2 / g$, $2/b$, $1 + 2/3$:

Որպես սահմանային պայման կարելի է օգտագործել ջրանցքի սկզբում կամ վերջում եղած խորությունը, որը որոշվում է նախորդ (կամ հաջորդ) հատվածի հիդրավիկական հաշվարկից:

Օրինակ 3.1: Ջուրը արտահոսում է վահանի տակից (նկ. 3.1), որի բացվածքն է՝ $a = 0,6$ մ, ճնշումը՝ $H = 3,0$ մ, ջրանցքի լայնությունը՝ $b = 16,0$ մ, թեքությունը՝ $i_0 = 0,008$, խորությունը՝ $i_0 = 0,008$, խորությունը՝ $i_0 = 0,008$, $n = 0,017$:

Պահանջվում է էՆՄ-ի կիրառումով կառուցել ազատ մակերևույթի կորը:

Լուծում: Ջրանցքում սկզբնական խորությունը կլինի վահանի տակից դուրս եկող ջրի սեղմված խորությունը, որը հավասար է.

$$h_* = \varepsilon a = 0,62 \cdot 0,6 = 0,372 \text{ մ},$$

որտեղ $\varepsilon = f\left(\frac{a}{H}\right)$ որոշվում է գրականության մեջ բերվող աղյուսակներից¹: Տեսակարար ելքը որոշենք Ա. Ագրոսկինի մեթոդով.

$$q = \varphi H_0^{3/2} \Phi(\tau_0) = 0,95 \cdot 3^{3/2} \cdot 0,514 = 2,54 \text{ մ}^3/\text{վ} \cdot \text{մ},$$

$$\begin{aligned} \text{որտեղ } \Phi(\tau_0) &= 0,514 \text{ և որոշվում է աղյ. 24-ից}^1 \text{ ըստ } \tau_0 = \frac{h_*}{H} = \\ &= \frac{0,372}{3} = 0,124 \text{ արժեքի:} \end{aligned}$$

Որոշենք կրիտիկական թեքությունը.

$$i_{kr} = \frac{g \chi_{kr}}{\alpha C_{kr}^2 b} = \frac{9,81 \cdot 17,8}{1,1 \cdot 56,46^2 \cdot 16} = 0,00311 < i_0 = 0,008,$$

որտեղ կրիտիկական խորությունը և նրան համապատասխանող մեծությունները կլինեն՝

$$h_{kr} = \sqrt[3]{\frac{\alpha q^3}{g}} = \sqrt[3]{\frac{1,1}{9,81} \cdot 2,54^3} = 0,896 \text{ մ},$$

$$A_{kr} = 16 \cdot 0,896 = 14,336 \text{ մ}^2, \quad \chi_{kr} = 16 + 2 \cdot 0,896 = 17,8 \text{ մ},$$

$$R_{kr} = \frac{14,336}{17,8} = 0,807 \text{ մ}, \quad C_{kr} = 56,4 \frac{\text{մ}^{0,5}}{\text{վ}}$$

Քանի որ $i_0 > i_{kr}$, ազատ մակերևույթի կորը կլինի նորմալ խորությունը ասիմոտոտիկ մոտեցող C_2 տիպի:

Որոշենք (3.12)-ի հաստատուն մեծությունները.

¹ Վ. Է. Քոբաչյան, Բ. Ե. Տոդոյան, Հիդրավիկայի խնդրագիրք, «Լույս» 1982, էջ 184:

$$q^2 n^2 = 2,54^2 \cdot 0,017^2 = 0,001864 \frac{\text{մ}^2}{\text{վ}^2}$$

$$\frac{\alpha q^2}{g} = \frac{1,1 \cdot 2,54^2}{9,81} = 0,7234 \text{ մ},$$

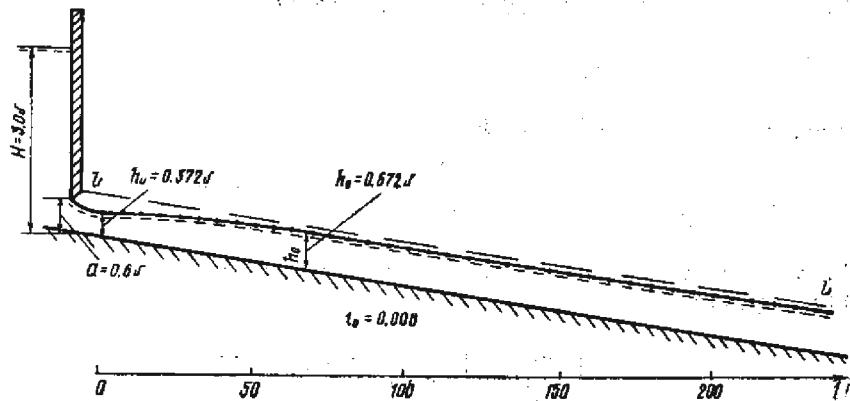
$$\frac{2}{b} = \frac{2}{16} = 0,25 \text{ մ}^{-1},$$

Պալլադսկու բանաձևի y ցուցիչը որոշենք կրճատ բանաձևով՝

$$y = 1,5\sqrt{n}, \quad 2y = 3\sqrt{0,017} = 0,391,$$

էշՄ-ի ինտեգրման քայլը ընդունենք 0,01 մ, l -ի արժեքները որոշելու քայլը՝ 5,0 մ: Ինտեգրման սահմանները կլինեն սեղմված խորությունից մինչև գործնականում նորմալ խորությունը:

Աղյուսակ 3.1-ում տրված են ազատ մակերևույթի կորի կոորդինատները, իսկ նկ. 3.1-ում տրված է ազատ մակերևույթի կորը:



Նկ. 3.1. Օրինակ 3.1-ի ազատ մակերևույթի կորը:

Աղյուսակ 3.1.

3.1 օրինակի ազատ մակերևույթի կորի կոորդինատները

l մ	0	50	100	150	200	250
h մ	0,372	0,53	0,62	0,66	0,67	0,67

2. Փոքր թեքություն, հատակում հաստատուն լայնություն ունեցող սեղանաձև կտրվածք, հաստատուն շեղության գործակից ունեցող ջրանցք:

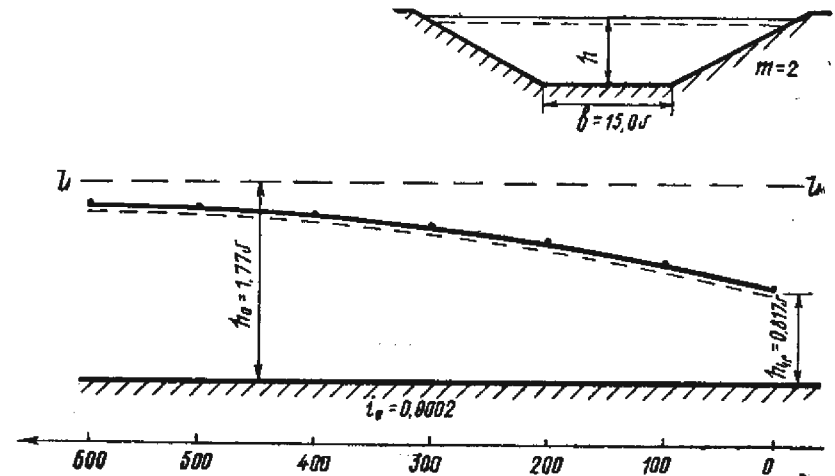
Տեղագրելով (3.20) հավասարման մեջ $A = (b + mh)h$,

$$\chi = b + 2h\sqrt{1 + m^2}, \quad \frac{\partial A}{\partial h} = B = b + 2mh \text{ կասանանք},$$

$$\frac{dh}{dl} = \frac{i_0 - \frac{Q^2 n^2}{((b + mh)h)^2} \left(\frac{b + 2h\sqrt{1 + m^2}}{(b + mh)h} \right)^{1+2y}}{1 - \frac{\alpha Q^2}{g} \cdot \frac{b + 2mh}{((b + mh)h)^3}}, \quad (3.13)$$

Տրված սահմանային պայմանների համար ինտեգրելով (3.13)-ը կասանանք ազատ մակերևույթի կորի կոորդինատները:

Օրինակ 3.2: Կառուցել ազատ մակերևույթի կորը սեղանաձև կտրվածք ունեցող $Q = 35 \text{ մ}^3/\text{վ}$ ելք և $\alpha_0 = 0,0002$ հունի երկրաչափական թեքություն, $b = 15,0$ մ հաստատուն հատակի լայնություն, $L = 600$ մ երկարություն, $m = 2,0$ շեղերի թեքության գործակից, $n = 0,017$ խոր-գուրորդության գործակից ունեցող ջրանցքում, որը վերջանում է անկումով:



Նկ. 3.2. Օրինակ 3.2-ի ազատ մակերևույթի կորը:

Լուծում: Ջրանցքի վերջում կառուցանա կրիտիկական խորություն, որը կորոշվի փնտրման մեթոդով:

$$\frac{\alpha Q^2}{g} = \frac{A^2}{B}$$

$$\text{Հավասարումից, որտեղ } \frac{\alpha Q^2}{g} = \frac{1,1 \cdot 35^2}{9,81} = 137,36 \text{ մ}^2,$$

$$A = (b + mh)h = (15 + 2h)h, \quad B = b + 2mh = 15 + 4h$$

Տալով h -ին կամայական արժեքներ, որոշվում է $h_{\text{տ}}$ $= 0,817$ մ: (3.13)
Հավասարումն հաստատուն մեծությունները կլինեն

$$Q^2 n^2 = 35^2 \cdot 0,017^2 = 0,354, \quad \frac{\alpha Q^2}{g} = 137,36 \text{ մ}^2$$

Տեղադրելով (3.13)-ի մեջ h էՄ-ի օգնությամբ ինտեգրելով ջրի շարժման հակառակ ուղղությամբ (որի համար հավասարման նշանը փոխվում է) $l = 0$ -ից մինչև $l = 600$ մ արժեքների համար կստանանք ազատ մակերևույթի կորի կոորդինատները

Աղյուսակ 3.2.

3.2 օրինակի ազատ մակերևույթի կորի կոորդինատները

l մ	0	100	200	300	400	500	600
h մ	0,817	1,130	1,249	1,336	1,406	1,465	1,517

Նկ. 3.2-ում ցույց է տրված ազատ մակերևույթի կորը:

3. Հատակում հաստատուն լայնություն ունեցող, սեղանաձև կտրվածք, ըստ ճանապարհի փոփոխական շեղումների գործակից ունեցող փոքր թեքության ջրանցք:

Ջրանցքի այսպիսի հատվածներ հանդիպում են անցումային մասերում, երբ սեղանաձև կտրվածքը դառնում է ուղղանկյուն կամ մեծ շեղումների գործակիցը անցնում է փոքր շեղումների գործակիցի և այլն:

Եթե ջրանցքի սկզբում և վերջում շեղումների գործակիցներն են m_1 և m_2 և ըստ ճանապարհի այն փոխվում է գծային որոշումով, ապա որեւէ կամայական կտրվածքում շեղումների գործակիցը կլինի՝

$$m = m_1 - \frac{m_1 - m_2}{L} l = m_1 - al, \quad (3.14)$$

որտեղ

$$a = (m_1 - m_2)/L$$

Ստացված (3.13) հավասարման մեջ m -ը փոխարինելով (3.14) արտահայտությամբ և կատարելով ձևափոխություններ, կստանանք հավարկային դիֆերենցիալ հավասարում հետևյալ տեսքով՝

$$\frac{dh}{dl} = \frac{i_0 - \frac{Q^2 n^2}{((b + m_1 h - al)h)^2} \cdot \left(\frac{b + 2h\sqrt{1 + (m_1 - al)^2}}{(b + m_1 h - al)h} \right)^{1+2y}}{1 - \frac{\alpha Q^2}{g} \cdot \frac{(b + 2m_1 h - 2al)h}{((b + m_1 h - al)h)^3}}, \quad (3.15)$$

Օրինակ 3.3: Հատակում $b = 5,0$ մ հաստատուն լայնություն ունեցող ջրանցքը, որի թեքությունն է $i_0 = \sin \varphi = 0,0995$ ($\tan \varphi = 0,1$, $\cos \varphi = 0,995$) $L = 2,42$ մ հատվածում ունի $0,3$ -ից մինչև $0,2315$ գծային օրենքով փոփոխվող շեղումների գործակից:

Ջրանցքի ելքն է՝ $Q = 264$ մ³/վ, ջրի խորությունը այս հատվածի վերջում՝ $h_2 = 6,149$ մ, խորությունների գործակիցը՝ $n = 0,016$: Այս տվյալները վերաբերում են Գեղի գետի վրա կառուցվող ջրամբարի ջրթող կառուցվածքներին:

Պահանջվում է որոշել ջրի խորությունը այս հատվածի սկզբում, (ուսումնասիրվող հատվածի կարճ լինելու պատճառով ազատ մակերևույթի կորի կոորդինատները միջանկյալ կտրվածքներում չեն որոշվում):

Լուծում: Սկզբից որեւէ l հեռավորության վրա շեղումների թեքության գործակիցը կլինի

$$m = m_1 - \frac{m_1 - m_2}{L} l = m_1 - al = 0,3 - \frac{0,3 - 0,2315}{2,42} l = 0,3 - 0,0283l, \quad (a = 0,0283)$$

Հիդրավլիկական մեծությունները կլինեն՝

$$A = (b + mh)h = (b + m_1 h - al)h = (5 + 0,3h - 0,0283lh)h,$$

$$\lambda = b + 2h\sqrt{1 + (m_1 - al)^2} = 5 + 2h\sqrt{1 + (0,3 - 0,0283l)^2},$$

$$\frac{\partial A}{\partial l} = -ah^2 = -0,0283h^2, \quad \frac{\partial A}{\partial h} = b + 2m_1 h - 2al =$$

$$= 5 + 0,6h - 0,0566lh, \quad 2y = 3 \cdot \sqrt{n} = 3 \cdot \sqrt{0,016} = 0,379:$$

Խնդրի տվյալները և այս հիդրավլիկական մեծությունները տեղադրելով (3.15)-ի մեջ, կստանանք ջրի շարժման դիֆերենցիալ հավասարումը տվյալ խնդրի համար գրված գործակիցներով, որը էՄ-ի օգնությամբ ինտեգրելով շարժման հակառակ ուղղությամբ՝ $l_2 = 2,64$ մ, $h_2 = 6,149$ մ

հզորային պայմաններից մինչև $l_1=0$ հեռավորությունը, կատանանք սկզբում ջրի խորությունը՝ $h_1=6,55$ մ:

4. Տաշտածե կտրվածքի հաստատուն բարձրության և լայնության ոչ ճնշումային թունել (նկ. 3.3):

Երբ ջրի հորիզոնը գտնվում է կոր թաղից ներքև ($h < y$), կտրվածքը կլինի ուղղանկյուն և հաշվարկը կատարվում է ինչպես ուղղանկյուն ջրանցքում (տես 1-ին դեպք):

Երբ ջրի հորիզոնը գտնվում է $h > y$ մասում հաշվարկը կատարելու համար մտցնենք նոր փոփոխական՝ β (նկ. 3.4): Հիդրավլիկական մեծությունները արտահայտված β անկյան միջոցով ըստ (1.32—1.36)-ի կլինեն՝

$$h = y + r \sin \beta,$$

$$A = by + r \left(\beta + \frac{\sin 2\beta}{2} \right),$$

$$Z = b + 2y + 2r\beta,$$

$$\frac{\partial A}{\partial h} = \beta = 2r \cos \beta; \quad \frac{\partial A}{\partial l} = 0, \quad (3.16)$$

$$\frac{dh}{dl} = \frac{dh}{d\beta} \frac{d\beta}{dl} = r \cos \beta \cdot \frac{d\beta}{dl},$$

Տեղադրելով այս մեծությունները և որոշ ձևափոխություններից հետո կատանանք՝

$$\frac{d\beta}{dl} = \frac{\sin \varphi_0 - \frac{Q^2 n^2}{\left(by + r^2 \left(\beta + \frac{\sin 2\beta}{2} \right) \right)^2} \cdot \left(\frac{b + 2y + 2r\beta}{by + r^2 \left(\beta + \frac{\sin 2\beta}{2} \right)} \right)^{1+2y}}{r \cos \varphi_0 \cos \beta - \frac{2Q^2}{g} \frac{2r^2 \cos^2 \beta}{\left(by + r^2 \left(\beta + \frac{\sin 2\beta}{2} \right) \right)^3}}, \quad (3.17)$$

Սահմանային պայմանները պետք է տալ ըստ l -ի և β -ի:

Սկզբնական կտրվածքում ունեցած h_1 խորության միջոցով որոշվում է β_1 -ը:

$$\beta_1 = \arcsin \left(\frac{h_1 - y}{r} \right),$$

որի արժեքը և կհանդիսանա սահմանային պայման տվյալ l -ի արժեքի համար:

Օրինակ 3.4: Որոշել ազատ մակերևույթի կորի կոորդինատները հետևյալ տվյալների դեպքում՝ $Q=264$ մ³/վ, $\varphi_0=35^\circ$, $b=5,0$ մ, $y=1,5$ մ, $r=2,5$ մ, $h_1=2,901$ մ, $L=66,52$ մ, $\alpha=1,1$, $n=0,016$: Այս տվյալները վերաբերում են Գեղի գետի վրա կառուցվող ջրամբարի ջրթող կառուցվածքի հեռացնող թունելին: Թունելի սկզբում β -ի արժեքը կլինի՝

$$\beta_1 = \arcsin \left(\frac{2.901 - 1.5}{2.5} \right) = 0.595,$$

էձՄ-ի օգնությամբ ինտեգրելով (3.17)-ը տրված l_1 և β_1 սահմանային պայմանի համար, ստանում ենք ազատ մակերևույթի կորի կոորդինատները (աղյ. 3.3): Խորությունները տրված են հատակի նորմալի ուղղությամբ:

Աղյուսակ 3.3

3.4 օրինակի ազատ մակերևույթի կորի կոորդինատները

l մ	0	10	20	30	40	50	60	66,52
β	0,595	0,423	0,323	0,253	0,201	0,160	0,127	0,108
h մ	2,901	2,531	2,295	2,126	1,999	1,899	1,816	1,771

Նկ. 3.3-ում տրված է ազատ մակերևույթի կորը:

5. Տաշտածե կտրվածքի հաստատուն լայնության և փոփոխական բարձրության ոչ ճնշումային թունել:

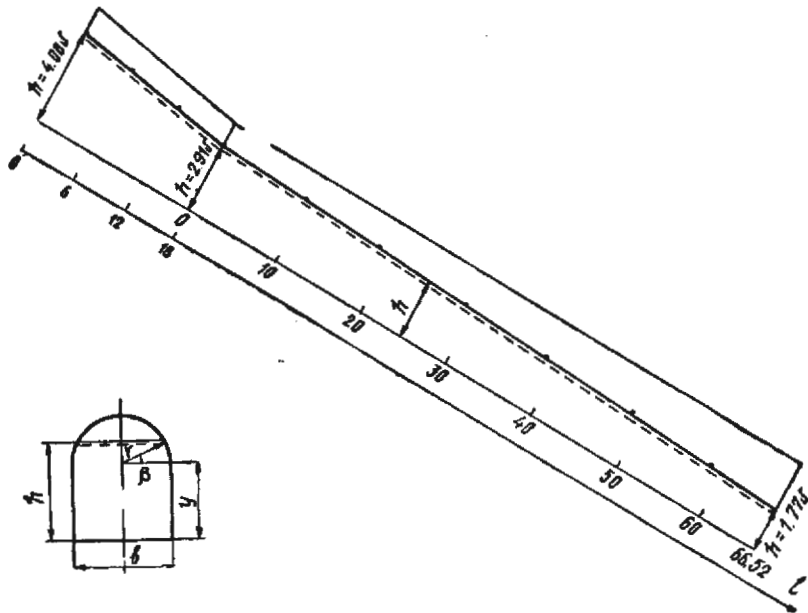
Հեռացնող թունելների սկզբնական հատվածներում, որտեղ ջրի խորությունը արագ փոքրանում է, թունելը հարմար է նախագծել փոփոխական բարձրությամբ, թողնելով թաղի բարձրությունը և շառավիղը նույնը, փոխելով միայն ուղղածիք պատերի բարձրությունը (նկ. 3.3):

Կամայական կտրվածքում ուղղածիք պատերի բարձրությունը կլինի՝

$$y = y_1 - \frac{y_1 - y_2}{L} l = y_1 - \alpha l$$

Հիդրավլիկական մեծությունները, արտահայտված β անկյան փոփոխականի միջոցով, կստանան հետևյալ տեսքը

$$h = y_1 - \alpha l + r \sin \beta,$$



Նկ. 3.3. Օրինակ 3.4-ի և 3.5-ի ազատ մակերևույթի կորերը:

$$A = by_1 - bal + r^2 \left(\beta + \frac{\sin 2\beta}{2} \right),$$

$$X = b + 2y_1 - 2al + 2r\beta,$$

$$\frac{\partial A}{\partial h} = -r \cos \beta, \quad (3.18)$$

Տեղադրելով (3.18)-ը (3.11)-ի մեջ, կստանանք

$$\frac{d\beta}{dl} = \frac{\sin \varphi_0 \cdot \frac{Q^2 n^2 (b + 2y_1 - 2al + 2r\beta)^{1+2/3}}{(by_1 - bal + r^2 (\beta + \frac{\sin 2\beta}{2}))^{3+2/3}}}{r \cos \varphi_0 \cdot \frac{Q^2}{g} \cdot \frac{2r^2 \cos^2 \beta}{(by_1 - bal + r^2 (\beta + \frac{\sin 2\beta}{2}))^3}} \quad (3.19)$$

Օրինակ 3.5: Որոշել ազատ մակերևույթի կորի կոորդինատները փոփոխական բարձրության ոչ ճնշումային թունելում հետևյալ տվյալների դեպքում՝ $Q = 264 \text{ մ}^3/\text{վ}$, $b = 5,0 \text{ մ}$, $r = 2,5 \text{ մ}$, $y_1 = 2,5 \text{ մ}$, $y_2 = 1,5 \text{ մ}$, $\alpha = 1,1$, $\varphi_0 = 35^\circ (0,61086)$, $\sin \varphi_0 = 0,5736$, $\cos \varphi_0 = 0,8191$, $2y = 0,379$, $n = 0,016$, $h_1 = 4,08 \text{ մ}$, $L = 18,0 \text{ մ}$:

Այս տվյալները վերաբերում են նախորդ օրինակի կառուցվածքի սկզբնական հատվածին (նկ. 3.3):

Հստակ է: Հատվածի սկզբում β_1 անկյունը կլինի

$$\beta_1 = \arcsin \left(\frac{4,08 - 2,5}{2,5} \right) = 0,685,$$

Տեղադրելով թվային արժեքները (3.19) հավասարման մեջ և $l = 0$, $\beta = 0,685$ սկզբնական պայմանների համար էՆՄ-ի օգնությամբ ինտեգրելով (3.19) հավասարումը, կստանանք ազատ մակերևույթի կորի կոորդինատները (աղյ. 3.4):

Աղյուսակ 3.4

3.5 օրինակի ազատ մակերևույթի կորի կոորդինատները

l, մ	0	3,0	6,0	9,0	12,0	15,0	18,0
β	0,684	0,593	0,552	0,540	0,546	0,565	0,595
h, մ	4,082	3,730	3,479	3,286	3,131	3,004	2,901

Այս հատվածի վերջին խորությունը կհանդիսանա որպես սկզբնական խորություն նախորդ օրինակում բերված թունելի հաշվարկի համար:

Նկ. 3.3-ում տրված է ազատ մակերևույթի կորը:

3.4 ՈՉ ՊԻՉՄԱՏԻԿ ԶՐԱՆՑՔՆԵՐՈՒՄ ԱՋԱՏ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԻ ԿՈՐԵՐԻ ԿԱՌՈՒՑՑՈՒՄԸ ՀԱՍՏԱՏՈՒՆ ԵՎ ԹԵՔՈՒՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

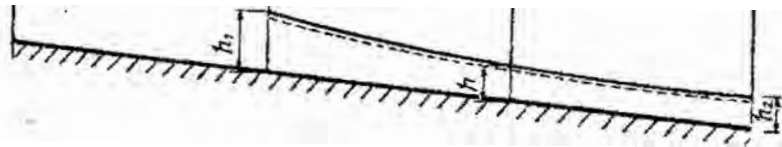
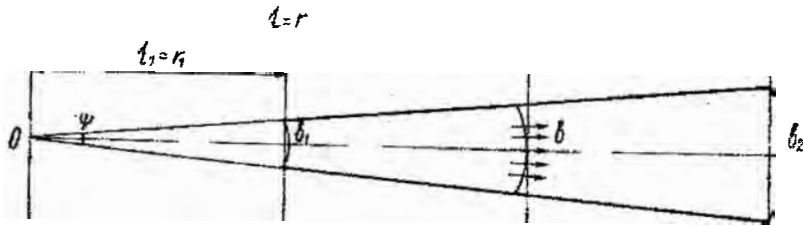
Հիմնականում կանգ առնենք այն դեպքերի վրա, երբ ջրանցքի լայնությունը ըստ ճանապարհի փոխվում է գծային օրենքով:

Ընդհանուր դիֆերենցիալ հավասարման (3.8) մեջ պետք է տեղադրել ելքի հաստատուն լինելու պայմանը $\left(\frac{dQ}{dl} = 0 \right)$ և հատակի թեքություն հաստատուն լինելու պայմանը $\left(\frac{d\varphi}{dl} = 0 \right)$, որից հետո կստանանք

$$\frac{dh}{dl} = \frac{\sin \varphi_0 - \frac{Q^2}{A^2 C^2 R} + \frac{\alpha Q^2}{g A^3} \cdot \frac{\partial A}{\partial l}}{\cos \varphi_0 - \frac{\alpha Q^2}{g A^3} \cdot \frac{\partial A}{\partial h}} \quad (3.20)$$

Քննարկենք այս հավասարման միջոցով ազատ մակերևույթի կորերի կառուցման մի քանի մասնավոր դեպքեր:

1. Ուղղանկյուն կտրվածքի ջրանցք, որի լայնությունը բաց երկարության փոփոխվում է գծային օրենքով (նկ. 3.4):



Նկ. 3.4 Հատակագծում գծային օրենքով լայնացող ուղղանկյուն կտրվածքի ջրանցքի հաշվարկային սխեման:

Այսպիսի հունում հիդրավիկական ուսումնասիրությունների համար որպես հաշվարկային սխեմա կարելի է ընդունել՝

ա) Հոսքի գծերը հատակագծում ունեն շառավղային ուղղություններ, իսկ կենդանի կտրվածքները ներկայացնում են գլանային մակերևույթներ: Այս դեպքում հարմար է օգտվել գլանային կոորդինատներից՝ ψ , r , z :

Որն է r հեռավորության վրա կենդանի կտրվածքի լայնությունը կլինի $b = \psi r$, որտեղ ψ -ն կենտրոնական անկյունն է (նկ. 3.4):

բ) Հեղուկի շարժումը ընդունվում է սահուն փոփոխվող, հարթ կենդանի կտրվածքներով, որի լայնությունը հավասար է $b = \beta l$, որտեղ β -ն որոշվում է

$$\beta = 2lg\gamma/2 \frac{b_2 - b_1}{L} \quad (3.21)$$

բանաձևի օգնությամբ:

Այսպիսով, ա) հաշվարկային սխեման հանգում է բ)-ին, եթե ψ -ն փոխարինվի β -ով: Նշենք, որ այս երկու սխեմաների միջոցով հաշված լայնությունների տարբերությունը $\psi = 30^\circ$ անկյան դեպքում կազմում

է 2,5 %: Հաշվի առնելով, որ ψ անկյունը սովորաբար զգալիորեն փոքր է, ապա հարթ կենդանի կտրվածքների ընդունումը հանգեցնում է զործնականորեն արհամարհելի սխալների:

Կենդանի կտրվածքի հիդրավիկական տարրերը կլինեն՝

$$b = \beta l, \quad A = \beta l h, \quad \gamma = \beta l + 2h, \quad q = Q/\beta, \quad C = \frac{1}{n} R^{2/3}, \quad \frac{\partial A}{\partial l} = \beta h,$$

Տեղադրելով (3.20) հավասարման մեջ, փոքր երկրաչափական թեքությունների համար կստանանք՝

$$\frac{d'i}{dl} = \frac{i_0 - \frac{q^2 n^2}{l^2 h^3} (1/\beta + 2/\beta l)^{1+2\gamma} + \frac{q^2}{g l^3 h^3}}{1 - \frac{a q^2}{g l^3 h^3}}, \quad (3.22)$$

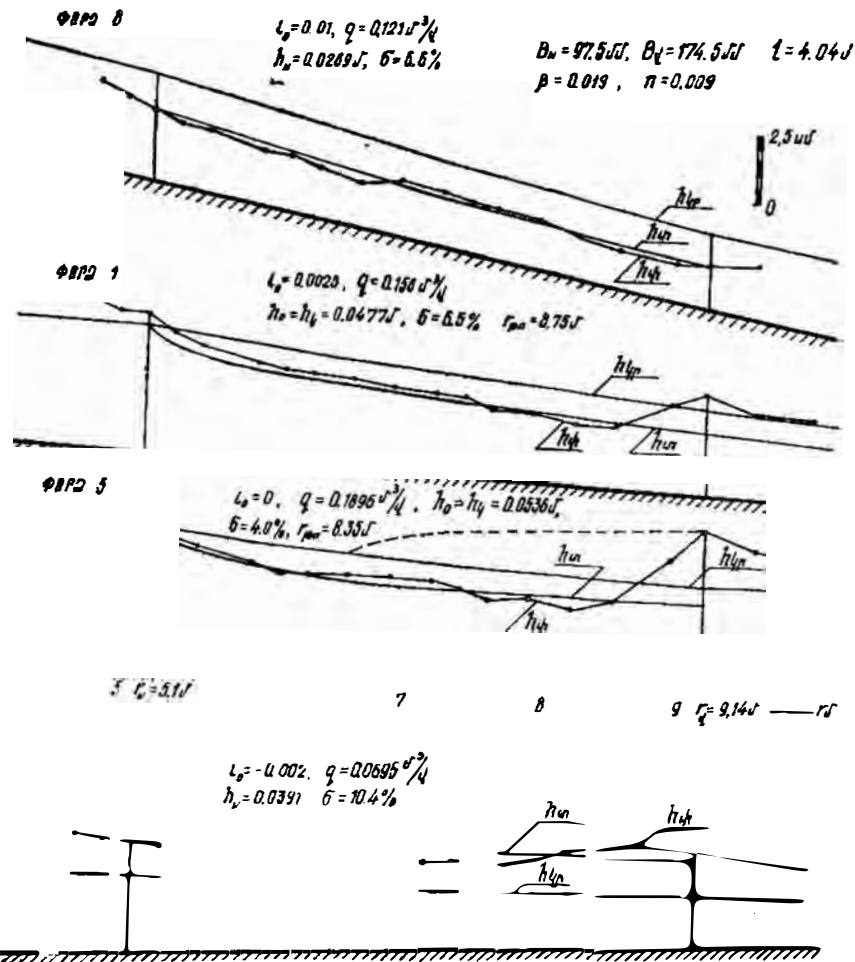
Նեղացող ջրանցքների համար «0» բևեռը տեղափոխվում է հակառակ կողմը: Ճանապարհի դրական աճը ընդունելով «0» բևեռից շարժման հակառակ ուղղությամբ, (3.32) հավասարման համարիչի առաջին և երկրորդ անդամները կփոխեն իրենց նշանները:

Մեր կողմից լաբորատոր պայմաններում կատարված են փորձնական հետազոտություններ և այդ փորձերի արդյունքներով կառուցված են ազատ մակերևույթի կորերը, որոնք էլ համեմատված են տեսականորեն ստացված արդյունքների հետ:

Ն. Ն. Պավլովսկու բանաձևի մեջ մտնող γ ցուցիչը որոշվում է կրճատ բանաձևով, խորոշորությունից հորձակիցը ընդունելով՝ $\Pi = 0,09$ (երբ γ -ը որոշվել է լրիվ բանաձևով, խորությունների շեղումը չի անցնի 1—2 %-ից):

Նկ. 3.5-ում ցույց են տրված տեսական հաշվարկների և փորձերի արդյունքների մի քանի դեպքեր: Տեսական և փորձնական խորությունների միջին քառակուսիական շեղումը համեմատված միջին խորության հետ տատանվում է $\sigma = 4,0—12,0$ %-ի սահմաններում:

Փորձերը կատարված են երկու փորձասարքերի վրա: Առաջինը ներկայացնում է հաստատուն թեքության լավ ռանդոմ տախտակներից պատրաստված, գծային օրենքով նեղացող ուղղանկյուն կտրվածքով ջրանցք: Այս փորձասարքի վրա կատարված են տարբեր ելքերի և թեքությունների համար 13 փորձ: Չափված են ազատ մակերևույթի կորի կոորդինատները: Տրված են նաև կրիտիկական և փորձնական խորությունների կորերը: 1 և 5 փորձերում սկզբնական կտրվածքում ունենք կրիտիկական խորություն, որը և օգտագործվում է որպես սահմանային պայման:



Նկ. 3.5 Ազատ մակերևույթի կորը և փորձերի արդյունքները գծային օրենքով լայնացող և նեղացող ջրանցքում:

h_կ—կրիտիկական, h—տեսական, h^փ—փորձական, h^բ—իդեալական հեղուկի տեսական կորերը:

Երկրորդ փորձասարքը հորիզոնական հատակով նեղացող (կամ լայնացող) ջրանցք է $L = 1,9 \text{ մ}$ երկարությամբ, $b_1 = 0,97 \text{ մ}$, $b_2 = 0,3 \text{ մ}$ լայնություններով: Կենտրոնական անկյունը բավականին մեծ է $\psi = 0,334$, որի պատճառով նպասակահամար է հոսանքը դիտել շառավղային հոսքի գծերով և գլանական կենդանի կտրվածքներով: Պատերից հոսանքի կտրվելը կանխելու համար լայնացման սկզբում արված է սահուն մոտեցում: Այս սերիայով կատարված է 8 փորձ, որոնց մշակումը

ցույց տվեց, որ տեսական և փորձական տվյալների շեղումը կազմում է $\sigma = 1,4—4,1\%$: Քանի որ շահված խորությունները գտնվել են մի քանի սանտիմետրերի սահմաններում (մեծ հարաբերական սխալները վերաբերում են փոքր խորություններին), ապա պետք է ենթադրել, որ բնական պայմաններում, այսինքն ավելի մեծ խորությունների դեպքում, հարաբերական սխալը ավելի փոքր կլինի:

Օրինակ 3.6: Որոշել ազատ մակերևույթի կորի կոորդինատները գծային օրենքով լայնացող ուղղանկյուն կտրվածքով ջրանցքում հետևյալ տվյալների դեպքում՝ $Q = 132,4 \text{ մ}^3/\text{վ}$, $i_0 = -0,002$, $b_1 = 9,75 \text{ մ}$, $b_2 = 17,45 \text{ մ}$, $L = 404 \text{ մ}$, $h_1 = 3,91 \text{ մ}$, $n = 0,017$:

Հաշվենք կենտրոնական անկյան β գործակիցը

$$\beta = 2 \operatorname{tg} \psi / 2 = \frac{17,45 - 9,75}{404} = -0,019059$$

Տեսակարար ելքը կլինի՝

$$q = \frac{132,4}{\beta} = \frac{132,4}{0,01909} = 6946,8 \text{ մ}^3/\text{վ}$$

Սկզբնական և վերջնական կտրվածքների հեռավորությունը «0» բևեռից կլինի՝

$$l_1 = \frac{b_1}{\beta} = \frac{9,75}{0,019059} = 516,0 \text{ մ}$$

$$l_2 = 516,0 + 404 = 920 \text{ մ}$$

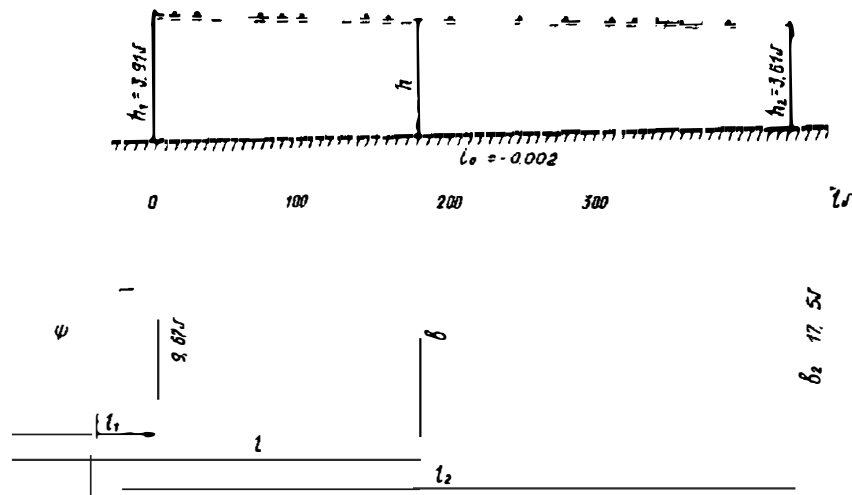
Հաստատուն գործակիցները կլինեն՝

$$\frac{\alpha q^2}{g} = \frac{1,1 \cdot 6950^2}{9,81} = 5411273 \text{ մ}^5$$

$$q^2 n^3 = 6946,8^2 \cdot 0,017^2 = 13946,57 \text{ մ}^6/\text{վ}^2$$

$$\frac{2}{\beta} = \frac{2}{0,019059} = 104,937 \quad 2y = 3 \cdot \sqrt{0,017} = 0,339$$

Տեղադրելով այս գործակիցները (3.22) հավասարման մեջ և $l_1 = 512,0 \text{ մ}$, $h_1 = 3,91 \text{ մ}$ սահմանային պայմանների համար ինտեգրելով այն, կստանանք ազատ մակերևույթի կորի կոորդինատները (աղյ. 3.5):



Նկ. 3.6 Օրինակ 3.6-ի ազատ մակերևույթի կորը:

Աղյուսակ 3.5

3.6 օրինակի ազատ մակերևույթի կորի կոորդինատները

l մ	516	560	660	760	860	920
$(l-l_1)$ մ	0	38.0	138	248	348	404
h մ	3.91	3.86	3.70	3.50	3.28	3.15

Նկ. 3.6-ում տրված է ազատ մակերևույթի կորը:

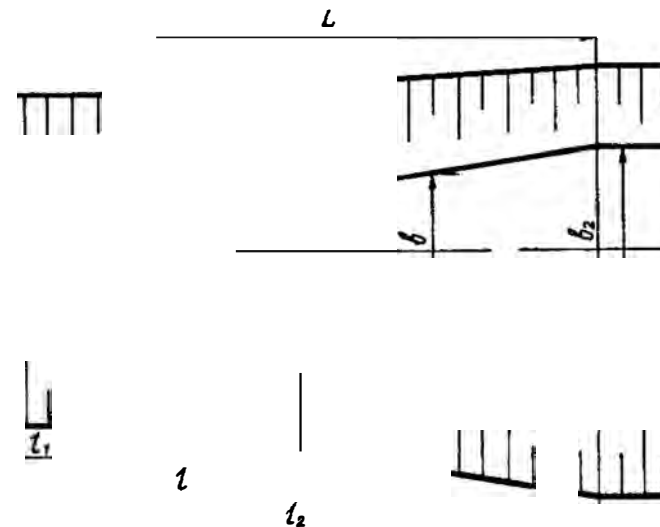
2. Սեղանածե կտրվածքի հաստատուն շեղումների գործակից ունեցող ջրանցք, որի լայնությունը հաստատուն փոփոխվում է գծային օրենքով (Նկ. 3.7):

Կամայական կտրվածքում հիդրավիկական տարրերը կլինեն՝

$$b = \beta l, \quad A = (\beta l + mh)h, \quad q = \frac{Q}{\beta}$$

$$\chi = \beta l + 2h\sqrt{1+m^2}, \quad \frac{\partial A}{\partial l} = \beta h,$$

$$\frac{\partial A}{\partial h} = B = \beta l + 2mh,$$



Նկ. 3.7. Սեղանածե կտրվածքի հաստատուն գծային օրենքով փոփոխվող լայնությամբ ջրանցքի սխեման:

Տեղադրելով (3.20) հավասարման մեջ, կստանանք՝

$$\frac{dh}{dl} = \frac{\sin \varphi - \frac{q^2 n^2}{\left(\left(l + \frac{m}{\beta}h\right)h\right)^3} \left(\frac{l + \frac{2h}{\beta}\sqrt{1+m^2}}{\left(l + \frac{m}{\beta}h\right)h}\right)^{1+2\gamma} + \frac{\alpha q^2 h}{g \left(\left(l + \frac{m}{\beta}h\right)h\right)^3}}{\cos \varphi - \frac{\alpha q^2}{g} \cdot \frac{l + 2\frac{mh}{\beta}}{\left(\left(l + \frac{m}{\beta}h\right)h\right)^3}} \quad (3.23)$$

Փո-ի փոքր արժեքների համար $i_0 = \sin \varphi$, $\cos \varphi \approx 1$:

Օրինակ 3.7: Հաստատուն շեղումների գործակից ունեցող, գծային օրենքով լայնացող ջրանցքում որոշել ազատ մակերևույթի կորի կոորդինատները հետևյալ տվյալների դեպքում՝ $Q = 60$ մ³/վ, $b_1 = 5.0$ մ, $b_2 = 6.5$ մ, $m = 1.0$ մ, $i_0 = 0.0021$, $n = 0.017$, $h_1 = 2.0$ մ, $L = 50.0$ մ:

Լուծում: Ընդունում ենք $\sin \varphi = 0.0021$, $\cos \varphi \approx 1.0$:

β գործակիցը կլինի՝

$$\beta = 2 \operatorname{tg} \psi / 2, \quad \frac{b_2 - b_1}{L} = \frac{6.5 - 5.0}{50} = 0.03,$$

(3.22) հավասարման մնացած հաստատունները կլինեն

$$q = \frac{Q}{\beta} = \frac{60}{0.03} = 2000 \text{ Տ}^3/\text{վ}^2, \frac{aq^2}{g} = \frac{1.1 \cdot 2000^2}{9.81} = 44852.9 \text{ Տ}^6/\text{վ}^2$$

$$q^2 n^2 = 2000^2 \cdot 0.017^2 = 56.0, 2y = 3\sqrt{0.017} = 0.391,$$

$$\frac{2}{\beta} = \frac{2}{0.03} = 66.67, \frac{2}{\beta} \sqrt{1+m^2} = \frac{2\sqrt{1+1.6^2}}{0.03} = 125.78,$$

$$\frac{b_1}{\beta} = \frac{5}{0.03} = 66.7, \quad = +L = 166.7 + 50 = 216.7 \text{ մ},$$

Տեղադրելով այս արժեքները (3.22)-ի մեջ և ինտեգրելով էջՄ-ի օգնությամբ $l_1 = 166.7$ մ մինչև $l_2 = 216.7$ մ, կստանանք ազատ մակերևույթի կորի կոորդինատները (աղյ. 3.6):

3.7 օրինակի ազատ մակերևույթի կորի կոորդինատները

$(l-l_1)$ մ	0	20	30	40
h մ	2.0	.80	1.74	.70
				.66

3.5. ՊՐՈՖԻԼՈՒՄ ԿՈՐ ՀԱՏԱԿՈՎ ԵՎ ՀԱՍՏԱՏՈՒՆ ԵՎՔՈՎ ՋՐԱՆՑՔՆԵՐԻ ՀԱՇՎԱՐԿ

Ջրթող կառուցվածքներում սահուն լծորդում ստանալու համար հաճախ նախագծվում են ուռուցիկ կամ գոգավոր կոր հատակով անցումային տեղամասեր: Այդ հատվածները հիմնականում արվում են շրջանային կորերի ձևով, բավական մեծ կորույթյան շառավիղներով:

Նախագծման փորձը ցույց է տվել, որ ջրանցքի կոր հատակով հատվածներում ելքը սովորաբար լինում է հաստատուն:

Կոր հատակով ջրանցքի հիդրավլիկական հտշվարկը հանգում է ազատ մակերևույթի կորի կոորդինատների որոշմանը և հատակում ջրի ճնշման էպյուրի կառուցելուն:

Հեղուկի շարժման դիֆերենցիալ հավասարումը հաստատուն ելքի դեպքում ($dQ/dl=0$) կոր հատակով ջրանցքներում ըստ (3.8)-ի կլինի՝

$$\frac{dh}{dl} = \frac{\left(+h \frac{d\varphi}{dl} \right) \cdot n\varphi - \frac{Q^2}{A C^2 R} + \frac{Q^2}{gA} \left(\alpha \pm k \frac{h}{R_0} \right) \frac{\partial A}{\partial l}}{\cos \varphi - \frac{Q^2}{gA^3} \left(\left(\alpha \pm k \frac{h}{R_0} \right) \frac{\partial A}{\partial h} + \frac{kA}{2R_0} \right)}$$

որը ջրանցքի հատակը ներկայացնում է շրջանային կոր, ապա $dl = R_0 d\varphi$: Տեղադրելով այն (3.24)-ի մեջ որպես անկախ փոփոխական, կունենանք փ անկյունը:

Սահմանային պայմանները կլինեն հատուկ կետի կոորդինատները, որոնք են՝ փ_{կր} անկյունը և h_{կր} խորութիւնը:

Հատուկ կետի տեղը որոշող փ_{կր} և h_{կր} մեծությունների արժեքները որոշվում են $F_1=0$ և $F_2=0$ հավասարումների համակարգից, որտեղ F_1 -ը և F_2 -ը (3.24) դիֆերենցիալ հավասարման համարիչը և հայտարարը ներկայացնող ֆունկցիաներն են:

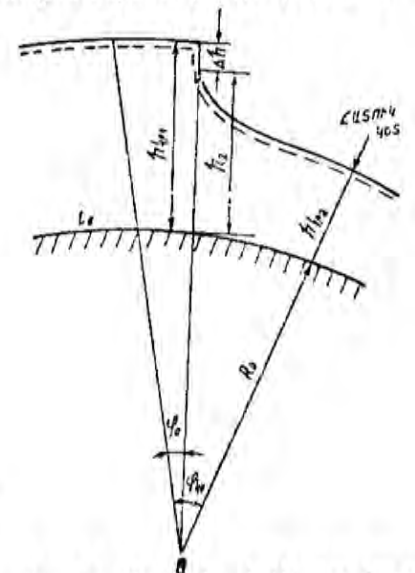
Եթե հատուկ կետը գտնվում է դիտարկվող հատվածի սահմաններից դուրս, ապա (3.24) դիֆերենցիալ հավասարման սահմանային պայմանները թելադրվում են տվյալ հատվածին նախորդող (երբեմն հաջորդող) տեղամասերի հիդրավլիկական պայմաններից:

Մեծ հետաքրքրություն է ներկայացնում ազատ մակերևույթի տեսական խզումը ուղիղ տեղամասից կոր տեղամասին անցնելիս (նկ. 3.8): Ուղիղ թեքության հատվածներում կենտրոնախույս ուժեր չկան և կրիտիկական խորությունը կորոշվի

$$\frac{\alpha Q^2}{g \cos \varphi} = \frac{A'}{B} \quad (3.25)$$

հավասարումից: Կոր տեղամաս մուտք գործելիս հոսանքի վրա մի անգամից սկսում են ազդել կենտրոնախույս ուժերը, որի հետևանքով շարժման օրենքը փոխվում է: Կոր տեղամասում գտնվող հատուկ կետից (3.24) դիֆերենցիալ հավասարումը դեպի հետ ինտեգրելով, կորի մուտքի մասում կստանանք խորության Δh խզումը (նկ. 3.8):

Իհարկե, իրականում ազատ մակերևույթի խզում չկա: Դա բացատրվում է նրանով, որ ուղիղ թեքու-



Նկ. 3.8. Ուղիղ հատվածից կոր հատվածի անցնելիս առաջացող խզումը բացատրող սխեմա:

թյան տեղամասի վերջում արդեն առաջանում են ազատ մակերևույթի նկատելի կորացումներ (որի հետևանքով էլ կենտրոնախույս ուժեր), և շարժումը դադարում է լինել սահուն փոփոխվող:

Ազատ մակերևույթի խզումը մոդել է, որը հնարավորություն է տալիս կատարելու վերը նշված անցումային տեղամասի հիդրավլիկական հաշվարկը:

Մեծ հետաքրքրություն է ներկայացնում նաև այն դեպքը, երբ հատուկ կետը կարծես թե կորչում է ($\varphi_{\text{կր}}$ -ն ստացվում է բացասական կամ փոքր φ_1 անկյունից, իսկ ուղիղ մասի թեքությունը փոքր է կրիտիկականից $i_0 < i_{\text{կր}}$): Նշված դեպքում որպես սահմանային կտրվածք պետք է ընդունել անցումային կտրվածքը իր երկու կրիտիկական խորություններով (դեպի վերև ինտեգրելիս կրիտիկական խորությունը կորոշվի (3.25) հավասարումից, իսկ դեպի ներքև ինտեգրելիս՝ $F_2=0$ հավասարումից, $\varphi_{\text{կր}}$ -ի փոխարեն տեղադրելով անցումային կտրվածքի համապատասխան φ_1 անկյան արժեքը):

Քննարկենք (3.24) հավասարման մասնավոր դեպքերը ներկայացնող խնդիրներ:

1. Պրիզմատիկ ուղղանկյուն կտրվածքով շրջանային կոր հատակով ջրանցք: Հստ տվյալ պայմանների ունենք՝ $A=bh$, $\chi=b+2h$, $\frac{\partial A}{\partial l}=0$

$$\frac{\partial A}{\partial h}=b, \quad q=\frac{Q}{b}, \quad R=\frac{h}{1+2h/b}, \quad C=\frac{1}{n}R^{2/3},$$

(3.24) դիֆերենցիալ հավասարումը կստանա հետևյալ տեսքը՝

$$\frac{dh}{d\varphi} = \frac{(R_0+h)\sin\varphi - \frac{q^2 n^2 R_0}{h^2} \left(\frac{1}{h} + \frac{2}{b} \right)^{1+2/3}}{\cos\varphi - \frac{2q^2}{gh^3} \left(1 \pm \frac{kh}{2R_0} \right)}, \quad (3.26)$$

Հնթերցողի համար ոչ մի դժվարություն չի ներկայացնում ստանալ նման հավասարում սեղանաձև կտրվածքի համար:

Օրինակ 3.8: Կառուցել ազատ մակերևույթի կորը և ճնշման էպյուրը հատակում շրջանային կոր հատակ ունեցող ուղղանկյուն կտրվածքի պրիզմատիկ ջրանցքում հետևյալ տվյալների դեպքում:

$Q=100$ մ³/վ, $\varphi=35^\circ$, $R_0=12,5$ մ, $b=4,0$ մ: Այս տվյալները վերաբերում են Արծվանիկ գետի վրա կառուցվող թափոնամբարի ջրհեռ կառուցվածքներին:

Լուծում: (3.26) հավասարման սահմանային պայմաններ են հատուկ կետի կոորդինատները, որոնք կլինեն $F_1=0$ և $F_2=0$ համակարգի արմատները, որտեղ F_1 -ը և F_2 -ը (3.26) հավասարման համարիչը և

հայտարարը ներկայացնող ֆունկցիաներ են: Այդ արմատները կլինեն.

$$\varphi_{1r}=0,00615, \quad h_{1r}=3,8 \text{ մ.}$$

(3.26) հավասարումը էձՄ-ի օգնությամբ ինտեգրելով նշված սահմանային պայմանների համար, շարժման ուղղությամբ դեպի առաջ, $\varphi_1=0,00615$ -ից մինչև $\varphi_2=0,611(35^\circ)$, կստանանք ազատ մակերևույթի կոորդինատները:

Ջրանցքի հատակում ավելցուկային ճնշումը կորոշվի ըստ (1.67-1.69) բանաձևերի, ընդունելով արագությունների բաշխումը կենդանի կտրվածքում հավասարաչափ:

$$\frac{p}{\rho g} = h \cos\varphi - \frac{q^2}{gh^2} \ln(1+h/R_0),$$

Աղյուսակ 3.7-ում տրված են ազատ մակերևույթի կորի և հատակում ճնշման էպյուրի կոորդինատները:

Աղյուսակ 3.7

3.8 օրինակի ազատ մակերևույթի կորի և հատակում ճնշման էպյուրի կոորդինատները:

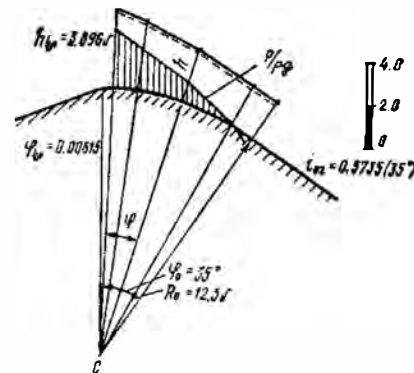
φ	0,00615	0,121	0,321	0,521	0,611
h մ	3,896	3,44	2,83	2,39	2,23
$p/\rho g$ մ	2,76	2,11	1,06	0,12	-0,28

Ինչպես երևում է աղյ. (3.7)-ից, կոր տեղամասի վերջում առաջանում է 0,28 մ վակուում: Նկ.

3.9-ում տրված է ազատ մակերևույթի կորը և ճնշման էպյուրը ջրանցքի հատակի վրա:

2. Շրջանային կոր հատակով ոչ պրիզմատիկ ուղղանկյուն կտրվածքի ջրանցք:

Քննարկենք այն դեպքը, երբ հատակի լայնությունը ըստ ճանապարհի փոփոխվում է գծային օրենքով $b=\beta l$, որտեղ β -ն փրժավածքում անկյունային գործակիցն է (նկ. 3.10):



Նկ. 3.9. Օրինակ 3.8-ի ազատ մակերևույթի կորը և ճնշման էպյուրը:

$$\beta = 2 \operatorname{tg} \psi / 2 = \frac{b_2 - b_1}{L}$$

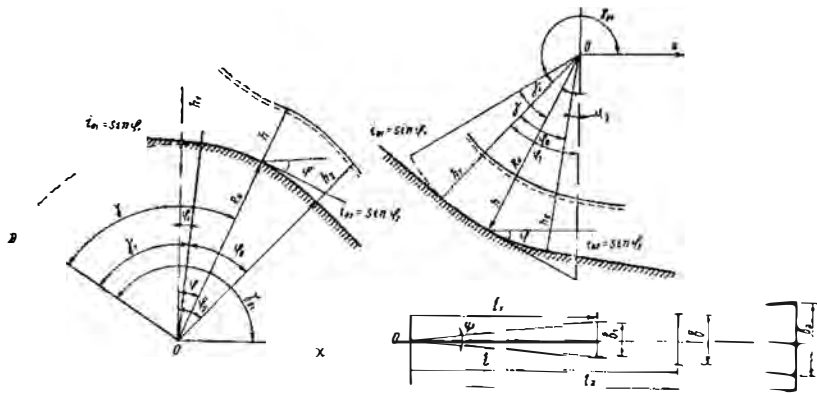
Հեղուկի միաշափ շարժման դիֆերենցիալ հավասարումը ստանալու համար օգտվենք հետևյալ հաշվարկային սխեմայից: Մտովի շարունակենք ջրանցքի հատակի կողային գծերը կոր հատակի շրջանագծի ուղղությամբ մինչև իրար հետ հասավելը:

Ստացված կետը ընդունենք որպես հաշվարկի սկզբնակետ (բևեռ):

Մտցնենք նոր փոփոխական անկյուն γ , որը φ անկյան հետ կապված է հետևյալ առնչություններով (նկ. 3.10).

$$\begin{aligned} \sin \gamma &= \pm \cos(\gamma_{01} \mp \gamma), \\ \cos \varphi &= \pm \sin(\gamma_{01} \mp \gamma), \end{aligned} \quad (3.27)$$

որտեղ γ_{01} -ը սկզբնակետի կտրվածքի (OD) կազմած անկյունն է հորիզոնական առանցքի դրական ուղղության հետ, որը որոշվում է հետևյալ կերպ՝



Նկ. 3.10. Ուղղաձիգ և գոգավոր շրջանային պրոֆիլներ ունեցող կորերի հաշվարկային սխեմաները:

$$\begin{aligned} \gamma_{01} &= \pi/2 - \varphi_1 - \gamma_1 & \text{ուղղանկյուն կորերի համար,} \\ \gamma_{01} &= \frac{3}{2}\pi - \varphi_1 - \gamma_1 & \text{գոգավոր կորերի համար:} \end{aligned}$$

(3.27)-ում վերևի նշանը վերաբերում է ուղղանկյուն, իսկ ներքևինը՝ գոգավոր կորերին:

Համալսական կտրվածքում հիդրավիկական տարրերը կլինեն՝

$$l = R_0 \gamma, \quad dl = R_0 d\gamma,$$

$$b = \beta R_0 \gamma, \quad A = \beta R_0 \gamma h,$$

$$\chi = \beta R_0 \gamma + 2h, \quad R = A/\chi,$$

$$C = \frac{1}{R^y} \frac{\partial A}{\partial h} = b,$$

$$\frac{\partial A}{\partial l} = \frac{\partial A}{\partial \gamma} \frac{d\gamma}{dl} = \beta h,$$

Տեղադրելով այս արժեքները (3.24) հավասարման մեջ կստանանք՝

$$\begin{aligned} d\gamma &= \frac{\pm (R_0 + h) \cos(\gamma_{01} \pm \gamma) \frac{q^2 n^2}{\gamma^3 R_0 h^2} (1/h + 2/\beta R_0 \gamma)^{1+2y} + \frac{\alpha q^2}{R_0 \gamma^3 h^2} \left(\alpha \pm \frac{kh}{R_0} \right)}{\pm \sin(\gamma_{01} \mp \gamma) - \frac{q^2}{2R_0} \left(\alpha \pm \frac{kh}{2R_0} \right)} \end{aligned} \quad (3.28)$$

Այստեղ նույնպես վերևի նշանը վերաբերում է ուղղանկյուն, իսկ ներքևինը՝ գոգավոր կորերին:

Եթե հատուկ կետը ստացվի կորի սահմաններում, ապա նրա կոորդինատները ($\gamma_{\text{կոր}}$ և $h_{\text{կոր}}$) կհանդիսանան սահմանային պայման: Հակառակ դեպքում սահմանային պայման կարող է հանդիսանալ կորի սկզբի կամ վերջի խորությունը, որը որոշվում է այդ կորին նախորդող կամ հաջորդող տեղամասերի հիդրավիկական հաշվարկից:

Օրինակ 3.9: Ուղղանկյուն կտրվածք ունեցող արագահոսի վերջում կա շրջանային կոր հատակով, ըստ ճանապարհի գծային շրջանագծի մի հատված:

Պահանջվում է կառուցել ազատ մակերևույթի կորը և ճնշման էպյուրը ջրանցքի հատակի վրա հետևյալ տվյալների դեպքում՝

$Q = 112,0$ մ³/վ, $h_1 = 0,85$ մ, $\varphi_1 = 0,4556$ ($26^\circ 06' 34''$), $\varphi_2 = 0$, $R_0 = 40$ մ, $n = 0,017$, $\alpha = 1,1$, $b_1 = 6,0$ մ, $b_2 = 8,04$ մ:

Լ ու ռ մ: Որոշում ենք β անկյունային գործակիցը

$$\beta = 2 \operatorname{tg} \psi / 2 = \frac{b_2 - b_1}{R_0 \varphi} = \frac{8,04 - 6,0}{40 \cdot 0,4556} = 0,112,$$

որտեղ $R_0 \varphi$ -ն հաշվարկային հատվածի երկարությունն է γ_1 և γ_2 անկյունները կլինեն՝

$$\gamma_1 = \frac{b_1}{R_0 \beta} = \frac{6,0}{40 \cdot 0,112} = 1,339,$$

$$\gamma_2 = \gamma_1 + \varphi_0 = 1.339 + 0.4556 = 1.795,$$

γ_{01} անկյունը կորոշվի՝

$$\gamma_{01} = \frac{3}{2} \pi - \varphi_1 - \gamma_2 = \frac{3}{2} \pi - 0.4556 - 1.339 = 2.918,$$

Տեսակարար ելքը կլինի՝

$$q = \frac{4r,8}{0.122} = 417.86 \text{ մ}^3/\text{վ},$$

Տեղադրելով (3.28)-ի մեջ օրինակի թվային տվյալները և էՉՄ-ի օգնությամբ ինտեգրելով $\gamma_1 = 1.339$, $h_1 = 0.85$ մ սահմանային պայմաններին մինչև $\gamma_2 = 1.795$, կստանանք ազատ մակերևույթի կորի կոորդինատները:

Ճնշումը հատակի վրա, հաշվի առած կենտրոնախույս ուժերի ազդեցությունը, ըստ (1.67—1.69)-ի կորոշվի՝

$$\frac{p}{\rho g} = -h \sin(\gamma_{01} + \gamma) + \frac{q^2}{g R_0^3 h^2} \ln(1 + h/R_0),$$

կամ

$$\frac{p}{\rho g} = h \cdot \ln(2.918 + \gamma) + \frac{11.12}{\gamma^2 h^2} \ln(1 + h/40),$$

Այդ. 3.8-ում տրված են ազատ մակերևույթի կորի և ճնշման էպյուրի կոորդինատները:

Աղյուսակ 3.8

3.8 օրինակի ազատ մակերևույթի կորի և ճնշման էպյուրի կոորդինատները:

γ	1.339	1.450	1.550	1.650	1.795
h մ	0.85	0.78	0.72	0.68	0.64
$\frac{p}{\rho g}$ մ	0.98	0.90	0.86	0.82	0.77

Նկ. 3.11-ում տրված է օրինակ 3.9-ի ազատ մակերևույթի կորը:

3.6. Հեղուկի ԱՆՀԱՎԱՍԱՐԱԶԱՓ ԳԱՐԺՈՒՄԸ ՈՉ ՃՆՇՈՒՄԱՑԻՆ ԽՈՂՈՎԱԿՆԵՐՈՒՄ

Հեղուկի շարժումը ոչ ճնշումային խողովակներում հիմնականում տեղի է ունենում հաստատուն ելքի պայմաններում, որի դեպքում հեղուկի շարժման (3.8) դիֆերենցիալ հավասարումը ընդունում է հետևյալ տեսքը

$$\frac{dh}{dl} = \frac{\left(1 + h \frac{d\varphi}{dl}\right) \sin \varphi - \frac{Q^2}{A^2 C^2 R} + \frac{Q^2 (x \pm kh/R_0)}{g A^3} \frac{\partial A}{\partial l}}{\cos \varphi - \frac{Q^2}{g A^2} \left((x \pm k \frac{h}{R_0}) \frac{\partial A}{\partial h} + \frac{k A}{2 R_0} \right)} \quad (3.29)$$

Այս կորովածքով խողովակների համար հիդրավիկական և երկրաչափական տարրերը որոշվում են ըստ (1.14—1.18) առնչությունների

$$h = r(1 - \cos \theta), \quad A = r^2 \left(\theta - \frac{\sin 2\theta}{2} \right),$$

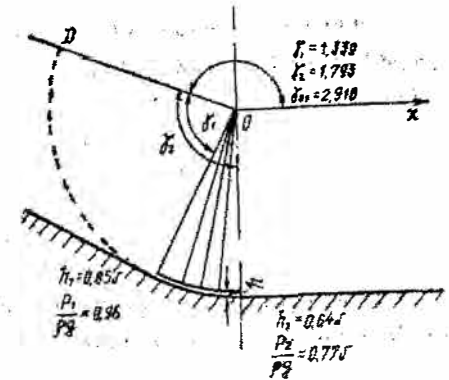
$$R = r \left(\frac{1}{2} - \frac{\sin 2\theta}{4\theta} \right), \quad \frac{\partial A}{\partial h} = 2r \sin \theta,$$

Ջրհեռ կառուցվածքների անցումային գոտիներում ոչ ճնշումային խողովակները (թունելները) գործնականում նախադրվում են սրիզմատիկ ($r = \text{const}$), որի համար $\partial A / \partial l = 0$, իսկ

$$\frac{dh}{dl} = r \sin \theta \frac{d\theta}{dl} \quad (3.30)$$

Շարժման դիֆերենցիալ հավասարումը ընդունում է հետևյալ տեսքը՝

$$\frac{d\theta}{dl} = \frac{Q^2 n^2 \left(\frac{1}{2} - \frac{\sin 2\theta}{4\theta} \right)^{1+2\gamma}}{\left(1 + (1 - \cos \theta) \frac{d\varphi}{dl} \right) \sin \varphi - \frac{Q^2}{r^{5+2\gamma} \left(\theta - \frac{\sin 2\theta}{2} \right)^2}} \quad (3.31)$$



Նկ. 3.11. Օրինակ 3.9-ի ազատ մակերևույթի կորը:

Հաստատուն փոքր թեքության հատակով հունների համար հեղուկի շարժման (3.8) դիֆերենցիալ հավասարումը ընդունում է հետևյալ տեսքը՝

$$\frac{dh}{dl} = \frac{i_0 - \frac{Q^2}{A^2 C^2 R} + \frac{\alpha Q^2}{g A^3} \cdot \frac{\partial A}{\partial l}}{1 - \frac{\alpha Q^2}{g A^3} \frac{\partial A}{\partial h}}, \quad (3.32)$$

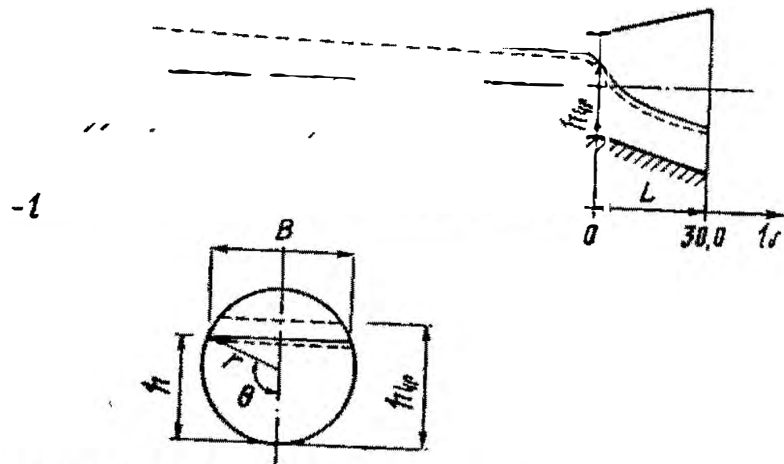
Ու պրիզմատիկ տեղամասերում շարժման դիֆերենցիալ հավասարումը ստանալու համար թունելի և շառավիղը հարմար է ներկայացնել

$$r = r_0 + \beta l$$

տեսքով, որտեղ

$$\beta = tg \psi / 2 = \frac{r_2 - r_1}{L}$$

ψ -ն կոնայնություն անկյունն է (նկ. 3.12),



Նկ. 3.12. Օրինակ 3.10-ի աղաղակաձևով կորը:

Այդ դեպքում հիդրավլիկական և երկրաչափական տարրերը ընդունում են հետևյալ տեսքը՝

$$h = (r_0 + \beta l)(1 - \cos \theta) \quad A = (r_0 + \beta l)^2 \left(\theta - \frac{\sin 2\theta}{2} \right),$$

$$\frac{\partial A}{\partial h} = 2(r_0 + \beta) \sin \theta \quad R = (r_0 + \beta l) \left(\frac{1}{2} - \frac{\sin 2\theta}{4\theta} \right).$$

$$\frac{\partial A}{\partial l} = 2\beta(r_0 + \beta l) \left(\theta - \frac{\sin 2\theta}{2} \right), \quad (3.34)$$

ներկայացնենք $\partial h / \partial l$ լրիվ դիֆերենցիալը՝

$$\frac{dh}{dl} = \frac{\partial h}{\partial l} + \frac{\partial h}{\partial \theta} \frac{d\theta}{dl} \quad (3.35)$$

Քանի որ $h = (r_0 + \beta l)(1 - \cos \theta)$, ապա (3.33) առնչությունը կստանա հետևյալ տեսքը

$$\frac{dh}{dl} = \beta(1 - \cos \theta) + (r_0 + \beta l) \sin \theta \frac{d\theta}{dl}$$

Ու պրիզմատիկ կլոր կտրվածքով թունելներում հեղուկի շարժման դիֆերենցիալ հավասարումը կլինի՝

$$\frac{d\theta}{dl} = \frac{\beta(\cos \theta - 1) + \frac{Q^2 n^2}{(r_0 + \beta l)^{5+2y}} \left(\theta - \frac{\sin 2\theta}{2} \right)^{1+2y} \left(\frac{1}{2} - \frac{\sin 2\theta}{4\theta} \right)^{1+2y}}{(r_0 + \beta l) \sin \theta \left(1 - \frac{2\alpha Q^2}{g} \frac{\sin \theta}{(r_0 + \beta l) \left(\theta - \frac{\sin 2\theta}{2} \right)} \right)}, \quad (3.37)$$

Պրիզմատիկ տեղամասերում $\beta = 0$, $r = r_0 = \text{const}$ և (3.37) դիֆերենցիալ հավասարումը ընդունում է հետևյալ տեսքը՝

$$\frac{d\theta}{dl} = \frac{i_0 - \frac{Q^2 n^2}{r^{5+2} \left(\theta - \frac{\sin 2\theta}{2} \right)^2 \left(\frac{1}{2} - \frac{\sin 2\theta}{4\theta} \right)^{1+2y}}}{r \sin \theta \left(1 - 2 \frac{\alpha Q^2}{g} \cdot \frac{\sin \theta}{r^5 \left(\theta - \frac{\sin 2\theta}{2} \right)^3} \right)}, \quad (3.38)$$

Կատարելով մի շարք պարզ մաթեմատիկական ձևափոխություններ, կստանանք կրիտիկական խորությանը համապատասխանող θ_{kr} անկյան որոշման բանաձևը

$$\frac{r^5 \left(\theta_{kr} - \frac{\sin 2\theta_{kr}}{2} \right)^3}{2 \sin \theta_{kr}} \quad (3.39)$$

Մեծ հեռաքրքրություն է ներկայացնում մասամբ ճնշումային, մասամբ ոչ ճնշումային թունելների (խողովակների) հիդրավլիկական հաշվարկը: Ունենալով եզրային պայմանը թունելի վերջում և ինտեգրելով (3.38) դիֆերենցիալ հավասարումը շարժման հակառակ ուղղությամբ մինչև $\theta = \pi$ արժեքը, կստանանք այն կարվածքի ակղը, որտեղից շարժումը ճնշումայինից փոխվում է ոչ ճնշումայինի:

Ֆրոնտի թիվը այդ կարվածքի համար հավասար է զրոյի, քանի որ

$$F_1 = \frac{\alpha Q^2}{g} \frac{B}{A^3} \text{ և } B=0:$$

Օրինակ 3.10: Կլոր կարվածքով հիդրոառնիկական թունելը վերջանում է գծայնորեն լայնացող տեղամասով: Պետք է կառուցել ազատ մակերևույթի կորը և որոշել այն կարվածքի տեղը, որտեղից շարժումը ճնշումայինից փոխարինվում է ոչ ճնշումայինի, հետևյալ տվյալների համար.

$$Q=179 \text{ մ}^3/\text{վ}, \quad i_0=0.0005, \quad r_1=3.1 \text{ մ}, \quad r_2=5.7 \text{ մ}, \quad n=0.017$$

$$y=1/6, \quad L=30 \text{ մ}:$$

Հոսքում: Որոշում ենք β գործակիցը՝

$$\beta = \frac{r_2 - r_1}{L} = \frac{5.7 - 3.1}{30} = 0.087,$$

Քանի որ լայնացող մասի հատակի թեքությունը մեծ է կրիտիկականից, ապա պրիզմատիկ հավածի վերջում կառաջանա կրիտիկական խորություն, որին համապատասխանող $h_{kr}=5.0$ մ և $\theta_{kr}=2.23$ կհանդիսանան ավել խնդրի եզրային պայմանները:

Լայնացող տեղամասի համար (3.37) դիֆերենցիալ հավասարման ինտեգրումը կատարվում է ըստ շարժման ուղղության: Պրիզմատիկ տեղամասում (3.38) դիֆերենցիալ հավասարման ինտեգրումը կատարվում է շարժման հակառակ ուղղությամբ: Հաշվարկներից պարզվում է, որ $h \approx 2r_1 = 6.2$ մ խորության (ճնշումայինից ոչ ճնշումային շարժման անցման կարվածքի) հոսանքը անցնում է պրիզմատիկ տեղամասի

Աղյուսակ 3.9

3.10 օրինակի ազատ մակերևույթի կորի կոորդինատները

l, մ	-120	-100	-80	-60	-40	-20	0	10	20	30
h, մ	6.2	6.11	5.99	5.85	5.69	5.49	5.0	3.28	3.78	2.47

վերջից (որը ընդունված է որպես հաշվարկի սկիզբ) 120 մ հեռավորության վրա: Աղյ. 3.9-ում տրված են ազատ մակերևույթի կորի կոորդինատները թունելի պրիզմատիկ և լայնացող հատվածներում:

Նկ. 3.12-ում տրված է ազատ մակերևույթի կորը:

3.7. ԶՐԱՆՑՔՆԵՐԻ ՀԱՇՎԱՐԿԸ ԸՍՏ ՏՐՎԱԾ ԱԶԱՏ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԻ ԿՈՐԻ

Տրված ազատ մակերևույթի կորի դեպքում ջրանցքի հաշվարկի դիֆերենցիալ հավասարումը ստանալու համար կատարենք հետևյալ ընդունելությունները.

1) Կենդանի կտրվածքի վրա ճնշումը բաշխվում է ըստ հիդրոստատիկ օրենքի:

2) Շարժումը սահուն փոփոխվող է:

Գրենք դիֆերենցիալ տեսքով բեռնուլիի հավասարումը ոչ ճնշումային հոսանքի համար

$$\frac{d}{dl} \left(z + \frac{\alpha v^2}{2g} \right) = -1 \quad (3.40)$$

որտեղ z -ը ազատ մակերևույթի օրդինատն է:

Փոփոխական ելքի դեպքում 1 -ն որոշվում է հետևյալ կերպ՝

$$1 = \frac{Q^2}{A^2 C^2 R} + \frac{\alpha Q}{g A^2} (1-a) \frac{dQ}{dl}, \quad (3.41)$$

կատարելով որոշ պարզ ձևափոխություններ, կստանանք

$$\frac{dA}{dl} = \frac{g A^3}{\alpha Q^2} \cdot \frac{dz}{dl} + \frac{g A}{\alpha C^2 R} + \frac{A}{Q} (2-a) \frac{dQ}{dl}, \quad (3.42)$$

Ինժեներական պրակտիկայում կարող են հանդիպել հետևյալ երկու դեպքերը.

1) Տրված են հունի երկրաչափական բնութագրերը հատակագծում, պետք է որոշել հունի հատակի տեսքը:

2) Տրված է խորությունների փոփոխական օրենքը, պետք է որոշել հունի երկրաչափական բնութագրերը հատակագծում:

Ստանանք հաշվարկային դիֆերենցիալ հավասարումներ այդ երկու դեպքերի համար:

1) Ներկայացնելով dA/dl լրիվ դիֆերենցիալը

$$\frac{dA}{dl} = \frac{\partial A}{\partial l} + \frac{\partial A}{\partial h} \frac{dh}{dl}$$

բանաձևով, (3.42) հավասարումը կստանա հետևյալ տեսքը՝

$$\frac{dh}{dl} = \left(\frac{\partial A}{\partial h} \right)^{-1} \left(\frac{g A^3}{\alpha Q^2} \frac{dz}{dl} + \frac{g A}{\alpha C^2 R} + \frac{\partial A}{\partial l} + (2-a) \frac{1}{Q} \frac{dQ}{dl} \right), \quad (3.43)$$

2) Ներկայացնելով dA/dl լրիվ դիֆերենցիալը

$$\frac{dA}{dl} = \frac{\partial A}{\partial l} + \frac{\partial A}{\partial b} \frac{db}{dl}$$

քանաձևով, (3.42) հավասարումը կստանա հետևյալ տեսքը՝

$$\frac{db}{dl} = \left(\frac{\partial A}{\partial b} \right)^{-1} \left(gA^3 \cdot \frac{dz}{2Q^2} + \frac{gA}{\alpha C^2 R} - \frac{\partial A}{\partial l} + (2-a) \frac{A}{Q} \frac{dQ}{dl} \right), \quad (3.44)$$

Սեղանաձև կտրվածքով հունների համար.

$$m = \text{ctg } \alpha, \quad A = (b + mh)h, \quad R = \frac{(b + mh)h}{b + 2h\sqrt{1+m^2}}$$

$$C = \frac{1}{n} R^{2/3}, \quad \frac{\partial A}{\partial b} = h, \quad \frac{\partial A}{\partial h} = b + 2mh,$$

Շարժման (3.43) և (3.44) դիֆերենցիալ հավասարումները կստանան հետևյալ տեսքերը՝

$$\frac{dh}{dl} = -(b + 2mh)^{-1} \left(\frac{\partial A}{\partial l} + \frac{gh^3(b + mh)^3}{\alpha Q^2(b + 2mh)} \frac{dz}{dl} + \frac{gn^2}{\alpha} \cdot \frac{(b + 2h\sqrt{1+m^2})^{1+2\gamma}}{h^{2\gamma}(b + mh)^{2\gamma}(b + 2mh)} + (2-a) \frac{h(b + mh)}{Q(b + 2mh)} \frac{dQ}{dl} \right), \quad (3.45)$$

$$\frac{db}{dl} = -\frac{1}{h} \cdot \frac{\partial A}{\partial l} + \frac{gh^2(b + mh)^3}{\alpha Q^2} \cdot \frac{dz}{dl} + \frac{gn^2}{\alpha} \cdot \frac{(b/h + 2\sqrt{1+m^2})^{1+2\gamma}}{(b + mh)^{2\gamma}} + (2-a) \frac{b + mh}{Q} \cdot \frac{dQ}{dl} \quad (3.46)$$

Հաստատուն ելքով ուղղանկյուն կտրվածքի ջրանցքների համար (3.45) և (3.46) դիֆերենցիալ հավասարումները բավականին պարզեցվում են՝

$$\frac{dh}{dl} = -\frac{1}{b} \frac{\partial A}{\partial l} + \frac{gA^3 b^2}{\alpha Q^2} \frac{dz}{dl} + \frac{gn^2(b + 2h)^{1+2\gamma}}{\alpha h^{2\gamma} b^{1+2\gamma}} \quad (3.47)$$

$$\frac{db}{dl} = -\frac{1}{h} \frac{\partial A}{\partial l} + \frac{gh^3 b^3}{\alpha Q^2} \cdot \frac{dz}{dl} + \frac{gn^2(b + 2h)^{1+2\gamma}}{\alpha h^{1+2} b^{2\gamma}} \quad (3.48)$$

Օրինակ 3.11: Որոշել գծային օրենքով լայնացող ուղղանկյուն կտրվածքով ջրանցքի հատակի պրոֆիլը, եթե տրված է, որ ազատ մակերևույթի կորը փոփոխվում է $z = z_1 - \eta l$ գծային օրենքով: Տրված են նաև

$$b = b_1 + \beta l, \quad \gamma = \text{tg } \theta = 0.002, \quad \beta = \text{tg } \psi / 2 = 0.01,$$

$$n = 0.017, \quad b_1 = 6.0 \text{ մ}, \quad h_1 = 4.0 \text{ մ}, \quad z_1 = 0, \quad Q_0 = 50.0 \text{ մ}^3/\text{վ},$$

և ուժ ու մ: Օգտվում ենք հեղուկի շարժման (3.47) դիֆերենցիալ հավասարումից:

Ըստ տրված պայմանների ունենք՝

$$\frac{\partial A}{\partial l} = \frac{\partial}{\partial l} (h(b_1 + \beta l)) = \beta h = 0.01) h$$

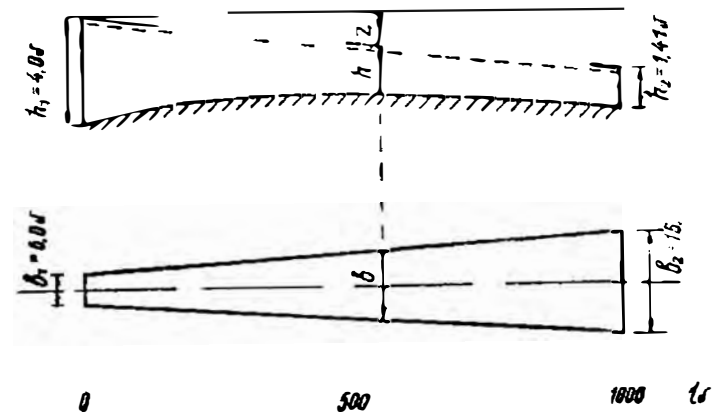
$$\frac{dz}{dl} = \frac{d}{dl} (z_1 - \eta l) = -\eta = -0.002:$$

Տեղադրելով հիդրավլիկական և երկրաչափական պարամետրերի արժեքները (3.47) դիֆերենցիալ հավասարման մեջ, կստանանք՝

$$\frac{dh}{dl} = \frac{\beta h}{b_1 + \beta l} - \frac{gh^3 \gamma (b_1 + \beta l)}{\alpha Q^2} + \frac{gn^2}{\alpha h} (1/h + 2/\beta)^{1+2\gamma},$$

էձՄ-ի օգնությամբ ինտեգրելով $l_1 = 0$, $b_1 = 6.0$ մ, $h_1 = 4.0$ մ սահմանային պայմաններից մինչև $l_2 = 500$ մ սահմանը, կստանանք ջրանցքի հատակի կոորդինատները:

Աղ. 3.10-ում տրված են հաշվարկի արդյունքները, իսկ նկ. 3.13-ում տրված են ջրանցքի հատակի պրոֆիլը և ազատ մակերևույթի կորը:



Նկ. 3.13. Օրինակ 3.11-ի հատակի պրոֆիլը և ազատ մակերևույթի կորը:

8.11 օրինակի ճիշտավիկակաճ հաշվարկի արդյունքները:

l, m	0	50	100	150	200	250	300	350	400	450	500
b, m	6,0	6,5	7,0	7,5	8,0	8,5	9,0	9,5	10,0	10,5	11,0
z, m	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
h, m	4,0	3,26	2,76	2,40	2,14	1,94	1,78	1,66	1,56	1,48	1,41

3.8. ԱՋԱՏ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԻ ԿՈՐԵՐԻ ՀՆԱՐԱՎՈՐ ՁԵՎԵՐԸ ՈՉ ՊՐԻՋՄԱՏԻԿ ՀՈՒՆԵՐՈՒՄ

Պրիզմատիկ հուններում ազատ մակերևույթի կորերի հնարավոր ձևերը բերված են հիդրավիկայի բոլոր գրքերում և այստեղ շարադրել դրանք իմաստ չունի:

Ոչ պրիզմատիկ հուններում ազատ մակերևույթի կորերի հնարավոր ձևերը առաջին անգամ հեռագրողն էին Վ. Մ. Հովսեփյանը և Վ. Բ. Գուլ-նևը:

Վ. Մ. Հովսեփյանը հեռագրողն է այն դեպքը, երբ կենդանի կար-վածքի մակերեսը ըստ ճանապարհի փոփոխվում է գծային օրենքով:

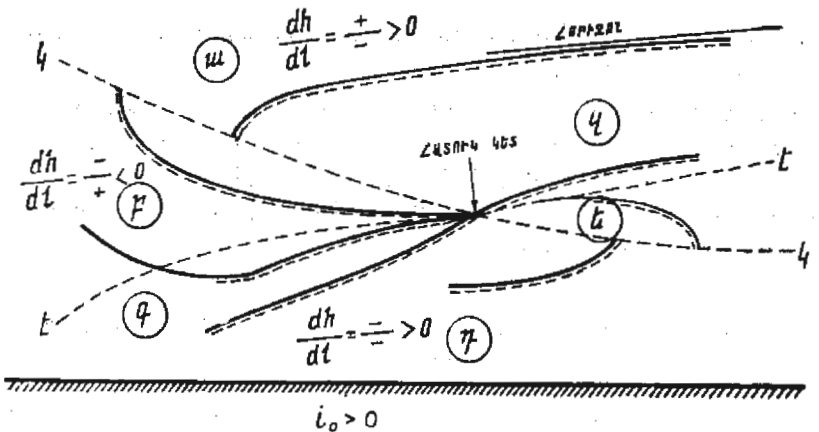
Ոչ պրիզմատիկ հուններում կրիտիկական խորությունների գիծը կներկայացնի կոր գիծ: Բացի այդ մտցվում է էքստրեմալ խորություն-ների գծի գաղափարը: էքստրեմալ խորություն կոչվում է այն խորու-թյունը, որի դեպքում շարժման դիֆերենցիալ հավասարման համարիչը դառնում է զրո: Այսպիսով, կրիտիկական և էքստրեմալ խորություն-ների գծերը ներկայացնում են $F_1=0$ և $F_2=0$ հավասարումների գրաֆիկները, որտեղ F_1 -ը և F_2 -ը հեղուկի շարժման դիֆերենցիալ հա-վասարման համարիչը և հայաարարը ներկայացնող ֆունկցիաներն են:

Ազատ մակերևույթի կորերի հնարավոր ձևերը պարզելու համար նախ պետք է կառուցել կրիտիկական խորությունների (կ-կ) և էքստրե-մալ խորությունների (է-է) գծերը (նկ. 3.14):

Այս գծերը հատվում են 0 կետում, որը կլինի հատուկ կետ և որի մասին խոսվեց 3.5-ում:

Այս գծերը ամբողջ տարածությունը բաժանում են վեց տիրույթների (դաշտերի)՝ ա, բ, գ, դ, ե, զ:

Ելնելով այն օրինաչափություններից, որոնք ստացվել են դի-ֆերենցիալ հավասարման մանրամասն վերլուծությունից, ամեն մի



Նկ. 3.14. Ազատ մակերևույթի կորերի հնարավոր ձևերը ոչ պրիզմատիկ հուններում:

տիրույթում կարելի է պարզել ածանցյալի նշանը և ազատ մակերևույթի կորի ձևը:

1. Կրիտիկականից ներքև եղած տիրույթներում dh/dl կոտորակի հայտարարը բացասական է, իսկ վերև եղած տիրույթներում՝ դրական:

2. էքստրեմալ խորությունների գծից վերև dh/dl հավասարման համարիչը դրական է, իսկ ներքև՝ բացասական:

3. Կրիտիկական խորությունների գծին ազատ մակերևույթը մո-տենում է հատակի նորմալի ուղղությամբ, էքստրեմալ խորությունների գծին՝ հատակին զուգահեռ և ասիմպտոտիկ:

էՄՄ-երի կիրառումը հնարավորություն է տալիս ամենաընդհանուր դեպքում կառուցել կրիտիկական և էքստրեմալ խորությունների գծերը. ինչպես նաև ազատ մակերևույթի կորերի բոլոր հնարավոր ձևերը տվյալ պայմանների համար:

Մեր կողմից առաջարկվել է մտցնել նաև մի երրորդ խորություն-ների կոր՝ $F_3=0$, որտեղ ազատ մակերևույթը դառնում է հորիզոնա-կան: Այս խորությունը նույնպես ազատ մակերևույթը կմոտենա ասիմպ-տոտիկ:

Ազատ մակերևույթի կորի հնարավոր ձևը գիտենալը հնարավորու-թյուն է տալիս խուսափել նրա սխալ կառուցումից, այսինքն դուրս գալ այն գոտու սահմաններից, որի մեջ կարող է գտնվել ազատ մակերե-վույթի կորը: Վերջինս կարող է պատահել հատկապես մոտավոր մեթոդ-ներից օգտվելիս, երբ կորի խորությունը տրվում են արժեքներ և որոշ-վում են համապատասխան հեռավորությունները: Այս դեպքում ազատ մակերևույթի կորի հնարավոր ձևը չգիտենալը կարող է հանգեցնել

ներան, որ ի-ին տրվի կորի սահմաններից դուրս արժեք և կառուցվի այդ կորին չպատկանող հատված:

Մեր կարծիքով էՉՄ-ի օգնությամբ ազատ մակերևույթի կորը կառուցելիս նրա հնարավոր ձևը սկզբից պարզելը պարտադիր չէ: Ժանապարհի և խորություն փոփոխման տվյալ տիրույթում այն կառուցելուց հետո պետք է կատարել վերլուծություն, թե արդյոք ստացված կորը չի հակասում նրա հնարավոր ձևին:

3.9. ՀԱՏԱԿԱԳՄՈՒՄ ԿՈՐԱԳԻՄ ՀԱՏՎԱԾՆԵՐ ՈՒՆԵՑՈՂ ԶՐԱՆՑՔՆԵՐԻ (ՎԻՐԱԺՆԵՐԻ) ՀԱՇՎԱՐԿԸ

Ջրանցքները նախագծելիս նրա որոշ հատվածները հաճախ հատակագծում արվում են կորագիծ:

Կորության մասում առաջացած կենտրոնախույս ուժերը և ալիքները փոխում են շարժման պատկերը, որոնք ավելի ցայտուն կերպով արտահայտվում են բուռն հոսանքների դեպքում (արագահոսներում):

Եթե ջրանցքի հատակը լայնակի կտրվածքում արվի հորիզոնական, ապա արտաքին պատի մոտ ջրի խորությունը կմեծանա, իսկ ներքինի մոտ կփոքրանա, հետևաբար ջրանցքի կտրվածքը կօգտագործվի ոչ ռացիոնալ:

Լայնակի կտրվածքում հունի հատակը կորագիծ կամ թեք անելու դեպքում կարելի է հասնել խորության ավելի հավասարաչափ բաշխմանը և կտրվածքի ավելի ռացիոնալ օգտագործմանը: Այս դեպքում կոր հատվածը կոչվում է վիրած: Վիրածները կարող են լինել միակի և կրկնակի կորության:

Քննարկենք միակի կորության վիրածների հիդրավիկական հաշվարկի տարբեր մասնավոր դեպքերը:

1. Ուղղանկյուն կտրվածքի թեք հատակով վիրած: Դիցուք հորիզոնական ջրանցքը լայնական կտրվածքում ունի α թեքություն ($k = \text{tg } \alpha$):

Հատակի ցանկացած կետի օրդինատը կլինի $z_2 = kr$:

Բղեալական հեղուկի շարժման դիֆերենցիալ հավասարումները գլանական կոորդինատներով ըստ մեր հաշվարկային սխեմայի (նկ. 3.15) կարտահայտվեն հետևյալ համակարգով:

$$\begin{aligned} u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \cdot \frac{\partial u_r}{\partial \theta} - \frac{u_\theta^2}{r} &= p_r - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}, \\ u_r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_r u_\theta}{r} &= p_\theta - \frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \theta}, \\ 0 &= -gz - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}, \end{aligned} \quad (3.49)$$

Հոսանքի անխզելիության դիֆերենցիալ հավասարումը այս դեպքում կընդունի հետևյալ տեսքը՝

$$\frac{\partial}{\partial r}(ru_r h) + \frac{\partial}{\partial \theta}(u_\theta h) = 0, \quad (3.50)$$

Ընդունելով հոսանքի գծերը շրջանային կորեր և $u_r = 0$, $g_r = 0$, (3.49) համակարգը կստանա հետևյալ տեսքը

$$\begin{aligned} \frac{u_\theta^2}{r} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}, \\ \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{u_\theta^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right) &= 0, \\ g + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= 0, \end{aligned} \quad (3.51)$$

Ինտեգրելով (3.51)-ի 3-րդ հավասարումը, կստանանք

$$p = p_{\text{atm}} + \rho g(z_0 - z), \quad (3.52)$$

որտեղ z_0 -ն հեղուկի մակերևույթի օրդինատն է: Հոսանքի կամայական կետում ճնշումը կլինի՝

$$p = p_{\text{atm}} + \rho g(z_0 + h - z), \quad (3.53)$$

Ածանցելով (3.53)-ը ըստ r -ի, կստանանք՝

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \rho g \left(k + \frac{\partial h}{\partial r} \right),$$

$\partial p / \partial r$ -ի արժեքը տեղադրելով (3.51) համակարգի առաջին հավասարման մեջ կստանանք՝

$$\frac{u_\theta^2}{r} = g \left(k + \frac{\partial h}{\partial r} \right),$$

Տվյալ հաստատուն θ -ի համար $\frac{\partial h}{\partial r} = \frac{dh}{dr}$ և

$$dh = \frac{u_\theta^2}{g r} dr - k dr,$$

Կտրվածքի տարբեր ուղղաձիգների համար տեսակարար էներգիաները ընդունելով նույնը (նկ. 3.15), այսինքն

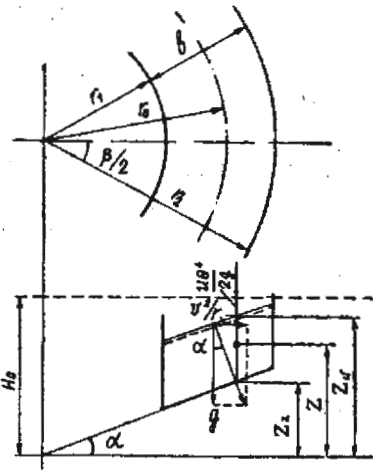
$$H_0 = kr + h + \frac{u_\theta^2}{2g} = \text{const} \quad (3.54)$$

կատանանք՝

$$dh = \frac{2(H_0 - h - kr)dr}{r} - kdr, \quad (3.55)$$

Ելնելով այն ընդունելությունից, որ ջրանցքի առանցքի վրա ջրի խորությունը հավասար է միջին խորությանը ($r=r_0$, $h=h_0$), կատարելով ձևափոխություններ և լուծելով (3.55) դիֆերենցիալ հավասարումը, կատանանք խորության փոփոխման օրինաչափությունը ըստ շառավղի՝

$$h = h_0 \frac{r_0^2}{r^2} + H_0 \left(1 - \frac{r_0^2}{r^2} \right) - k \frac{r^3 - r_0^3}{r^2}, \quad (3.56)$$



Նկ. 3.15. Հաստատուն թեքության հատակով վիրածի հաշվարկային սխեման:

Հոսանքը ուղղագիծ մասից կորագիծ մաս մտնելիս միանգամից առաջանում են կենտրոնախույս ուժեր, որոնք խանգարում են հոսանքի սահուն լծորդմանը: Այս տեսակետից հարմար է վիրածը այնպես նախագծել, որ հատակագծում կորության շառավղի $r_0 = \infty$ արժեքից (ուղիղ մաս) փոքրանա մինչև r_{min} արժեքը, ապա նորից մեծանա մինչև $r_0 = \infty$ արժեքը:

Ստացված (3.56) բանաձևը ոչ մեծ սխալով կարելի է օգտագործել նաև փոփոխական շառավղի ունեցող սահուն կորերի համար:

Հատակի թեքության α անկյունը կարելի է որոշել

$$k = \operatorname{tg} \alpha = \frac{v_0^2}{gr_0}, \quad (3.57)$$

կապից (նկ. 3.15):

Օրինակ 3.12: Կատարել ուղղանկյուն կտրվածքի հատակի հաստատուն թեքության վիրածի հիդրավիկական հաշվարկը հետևյալ տվյալների դեպքում՝ $r_0 = 9,0$ մ, $b = 1,2$ մ, $v_0 = 5,2$ մ/վ, $h_0 = 0,8$ մ:

Լուծում: (3.57) բանաձևից նախ որոշվում է հատակի թեքության գործակիցը

$$k = \operatorname{tg} \alpha = \frac{v_0^2}{gr_0} = \frac{5,2^2}{9,81 \cdot 9} = 0,3066,$$

Ըստ (3.54)-ի լրիվ էջքը (H_0) կլինի՝

$$H_0 = kr_0 + h_0 + \frac{\alpha v_0^3}{2g} = 0,3066 \cdot 9,0 + 0,8 + \frac{1,1 \cdot 5,2^3}{2 \cdot 9,81} = 5,075 \text{ մ},$$

h-ի կապը r-ից ըստ (3.56) բանաձևի կարտահայտվի՝

$$h = h_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 + H_0 \left(1 - \frac{r_0^2}{r^2} \right) - k \frac{r^3 - r_0^3}{r^2} = 0,3 \left(\frac{9}{r} \right)^2 + 5,075 \left(1 - \frac{9}{r^2} \right) - 0,3066 \frac{r^3 - 9^3}{r^2},$$

Ընթացիկ r հեռավորության վրա գտնվող ուղղաձիգի միջին արագությունը հաստատուն H_0 էջքի պայմանից կարտահայտվի

$$v_{\text{ուղ}} = \frac{1}{\sqrt{\alpha}} \sqrt{2g(H_0 - h - kr)} = \frac{1}{\sqrt{1,1}} \sqrt{2 \cdot 9,81(5,075 - h - 0,3066r)}$$

բանաձևով:

r-ի համար վերցնենք 5 բնորոշ արժեքներ՝

$$r_1 = r_0 - \frac{b}{2} = 9 - \frac{1,2}{2} = 8,4 \text{ մ},$$

$$r_2 = r_0 - \frac{b}{4} = 9,0 - \frac{1,2}{4} = 8,7 \text{ մ},$$

$$r_3 = r_0 = 9,0 \text{ մ},$$

$$r_4 = r_0 + \frac{b}{4} = 9 + \frac{1,2}{4} = 9,3 \text{ մ},$$

$$r_5 = r_0 + \frac{b}{2} = 9,0 + \frac{1,2}{2} = 9,6 \text{ մ},$$

Ըստ ստացված բանաձևերի որոշված են ջրի խորության արժեքները (h) և ուղղաձիգների արագությունները ($v_{\text{ուղ}}$):

Հաշվարկի արդյունքները բերված են նկ. 3.16-ում և աղյ. 3.11-ում:

Աղյ. 3.11

3.12 օրինակի հաշվարկի արդյունքները

r մ	8,4	8,7	9,0	9,3	9,6
h մ	0,7597	0,7856	0,80	0,8042	0,7996
v ուղ մ/վ	5,57	5,38	5,2	5,03	4,87

2. Ուղղանկյուն կտրվածքի հաստատուն խորության վիճակ: Որպեսզի ջրի խորությունը լայնակի կտրվածքում ստացվի հաստատուն, պետք է ջրանցքի հատակը անել կոր: Հատակի անկյան k գործակիցը կլինի

$$k = \frac{dh_z}{dr},$$

Տեղադրելով (3.55) հավասարման մեջ $dh_z = kdr$, կստանանք

$$\frac{dh}{dr} = \frac{2 \left(H_0 - h - \frac{dz_z}{dr} r \right)}{r} - \frac{dz_z}{dr}, \quad (3.58)$$

$h = \text{const}$ պայմանի դեպքում $dh/dr = 0$, հետևաբար

$$\frac{dh_z}{dr} = \frac{2(H_0 - h)}{3r},$$

ինտեգրելուց հետո կստանանք՝

$$\frac{z_z}{H_0 - h} = \frac{2}{3} \ln r + \ln c, \quad (3.59)$$

ինտեգրման c հաստատունը կարելի է որոշել հետևյալ սահմանային պայմանից $r = r_0$, $z_z = z_0$, որտեղից

$$(z_z - z_0) = \frac{2}{3} (H_0 - h) \ln r / r_0,$$

Հարմար է ընդունել $z_0 = 0$: Հատակի օրդինատները այս դեպքում որոշվում են հետևյալ հավասարումով՝

$$z_z = \frac{2}{3} (H_0 - h) \ln r / r_0, \quad (3.60)$$

որտեղ

$$H_0 = h_0 + \frac{av_0^2}{2g}, \quad (3.61)$$

Օրինակ 3.13: Կատարել ուղղանկյուն կտրվածքի հաստատուն խորության վիճակի հաշվարկը 3.12 օրինակի տվյալներով:

Լ ու ծ ու մ: Լրիվ էջքը $z_z = 0$ դեպքում կլինի

$$H_0 = h + \frac{av_0^2}{2g} = 0.8 + \frac{1.1 \cdot 5.2^2}{2 \cdot 9.81} = 2.316 \text{ մ:}$$

Տեղադրելով (3.60)-ի մեջ խնդրի տվյալները, կստանանք՝

$$z_z = \frac{2}{3} (2.316 - 0.8) \ln r / 9 = 1.01 \ln r / 9,$$

Աղյուսակ 3.12-ում բերված են z_z -ի արժեքները r -ի բնորոշ արժեքների համար:

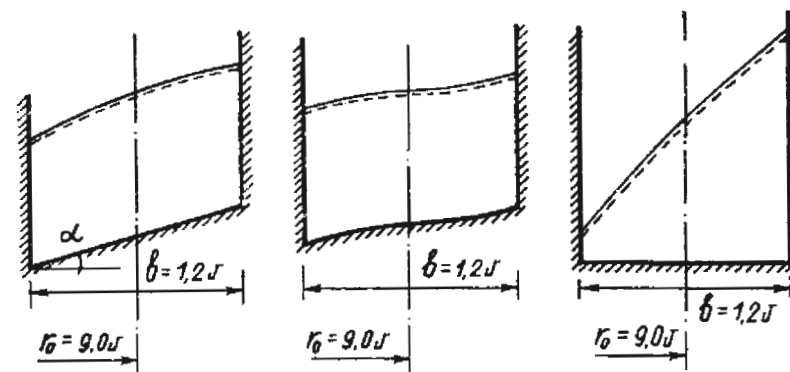
Աղյուսակ 3.12

3.13. օրինակի հաշվարկի արդյունքները

r մ	8,4	8,7	9,0	9,3	9,6
z_z մ	-0,069	-0,034	0,00	0,033	0,065

Նկ. 3.16-ում տրված է ջրի խորության բաշխումը լայնակի կտրվածքում:

3. Հորիզոնական հատակով ուղղանկյուն լայնակի կտրվածքով վիճակ:



Նկ. 3.16. Օրինակներ 3.12, 3.13 և 3.14-ի վիրածների լայնակի կտրվածքները. ա—հատակի հաստատուն թեքության վիճակ, բ—հաստատուն խորության վիճակ, գ—հորիզոնական հատակով վիճակ:

Վիրածի հաշվարկի այս դեպքում պետք է օգտվել (3.55) հավասարումից, ընդունելով $k = 0$ ($z_z = \text{const}$), որի դեպքում կստանանք՝

$$\frac{dh}{dr} = \frac{2(H_0 - h)}{r},$$

որը ինտեգրելով, կունենանք՝

$$-\ln(H_0 - h) = 2 \ln r + \ln c,$$

Ինտեգրման c հաստատունը դարձյալ որոշվում է $r=r_0$, $h=h_0$ պայմանից, որի տեղադրումից հետո կունենանք

$$\frac{H_0-h}{H_0-h_0} = \left(\frac{r_0}{r}\right)^2, \quad (3.62)$$

Տալով r -ին արժեքներ (3.62)-ից, որոշվում են համապատասխան h -երը:

Օրինակ 3.14: Կատարել ուղղանկյուն կտրվածքի հորիզոնական հատակով վերածի հաշվարկը 3.12 օրինակի ավյալներով:

Լուծում: Տեղադրելով (3.62)-ի մեջ H_0 -ի, r_0 -ի և h_0 -ի արժեքները կստանանք՝

$$\frac{5,075-h}{5,075-0,5} = \left(\frac{9}{r}\right)^2,$$

կամ

$$h = 5,075 - 4,275 \left(\frac{9}{r}\right)^2,$$

Աղյուսակ 3.13-ում և նկ. 3.16-ում տրված են հաշվարկի արդյունքները:

Աղյուսակ 3.13

3.14 օրինակի հաշվարկի արդյունքները

r մ	8,4	8,7	9,0	9,3	9,6
h մ	0,167	0,500	0,800	1,071	1,318

4. Կոր մասի լծորդումը ջրանցքի ուղիղ մասի հետ: Ջրանցքի ուղիղ մասից կոր մասին անցնելիս միանգամից առաջանում են կենտրոնախույս ուժեր, որոնք և առաջ են բերում ալիքներ, որոնց շնորհիվ ներքին և արտաքին պատերի միջև եղած h_1 և h_2 խորությունների միջև առաջանում է տարբերություն:

$$h_2 - h_1 = \frac{v^2 b}{r_0 g} \quad (3.63)$$

Հափով:

Ինչքան փոքր է կորության շառավիղը, այնքան մեծ է ալիքի բարձրությունը:

Կոր հատվածը ջրանցքի ուղիղ մասի հետ կարող է լծորդվել տարբեր ձևերով:

Սովորաբար արվում է այնպես, որ ջրանցքի կորության շառավիղը սկզբի և վերջի մասերում լինի $r_0 = \infty$, իսկ միջին մասում աստիճանաբար փոքրանալով մինչև որևէ արժեք, մեջտեղի հատվածում մնում է նույնը:

Փոփոխական շառավիղ ունեցող կոր ջրանցքի առանցքը կարելի է կառուցել ըստ

$$y = a_0 \cos \frac{\pi x}{2x_0} \quad (3.64)$$

հավասարման, որտեղ a_0 -ն որոշվում է $\frac{dh}{dx} = \operatorname{tg} \frac{\beta}{2}$ (նկ. 3.17) պայմանից

$$\frac{dy}{dx} = -a_0 \frac{\pi}{2x_0} \sin \frac{\pi x}{2x_0}, \quad (3.65)$$

Կոր մասի ծայրերում $x=x_0$, $\sin \frac{\pi}{2} \cdot \frac{x}{x_0} = 1,0$ և a_0 -ն կորոշվի՝

$$a_0 = \frac{2x_0}{\pi} \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} \quad (3.66)$$

Կորության r_0 շառավիղը որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$r_0 = \frac{\left(1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2\right)^{3/2}}{\frac{d^2y}{dx^2}}, \quad (3.67)$$

Տեղադրելով

$$\frac{dy}{dx} = \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} \sin \frac{\pi x}{2x_0}$$

և

$$\frac{d^2y}{dx^2} = \frac{\pi}{2x_0} \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} \cos \frac{\pi x}{2x_0}$$

արժեքները (3.67)-ի մեջ, առանցքի փոփոխական շառավիղը կստանանք հետևյալ տեսքով

$$r_0 = \frac{\left(1 + \left(\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} \sin \frac{\pi x}{2x_0}\right)^2\right)^{3/2}}{\frac{\pi}{2x_0} \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} \cos \frac{\pi}{2} \cdot \frac{x}{x_0}}, \quad (3.68)$$

Նշենք, որ այստեղ բերված վերածի հիդրավիկական հաշվարկների դեպքերը բավականին մոտավոր են, նրանց մեջ հաշվի չեն առնված էներգիայի կորուստները և կատարված են այլ ընդունելություններ:

Կրկնակի կորության ունեցող վիրածների հաշվարկը բարդության պատճառով այստեղ չի բերվում:

Օրինակ 3.15: Կատարել արագահոսի կոր հատվածի հիդրավիկական հաշվարկը հետևյալ տվյալների դեպքում. $b=8,0$ մ, $i_0=0,04$, $Q=100$ մ³/վ, $x_0=40$ մ, $\beta=90^\circ$, $n=0,014$:

Լ ու ծ ու մ: Օգտվելով Շեղիի բանաձևից, փնտրման մեթոդով նախ որոշենք արագահոսում նորմալ խորությունը: Նորմալ թողունակությունը կլինի՝

$$K_0 = \frac{Q}{\sqrt{i_0}} = \frac{100}{\sqrt{0.04}} = 500 \text{ մ}^3/\text{վ},$$

Թողունակությունը կորոշվի հետևյալ կերպ.

$$K = AC\sqrt{R}.$$

$$A = bh, \quad \lambda = b + 2h, \quad R = A/\lambda = 1/(1/h + 2/b)$$

$$C = \frac{1}{n} R^{0.5}, \quad y = 1.5\sqrt{n} = 1.5\sqrt{0.014} = 0.177,$$

h մ	A մ ²	X մ	R մ	C մ ^{0.5} /վ	K մ ³ /վ
1.0	8	10	0.8	68.66	491.31
1.1	8.8	10.2	0.863	69.59	568.81
1.01	8.08	10.02	0.8064	68.779	498.90
1.02	8.16	10.04	0.813	68.85	506.0

Այսպիսով, սմ-ի ճշտությամբ $h_0 = 1.01$ մ: Կտրվածքի միջին արագությունը կլինի՝

$$v_0 = \frac{Q}{bh_0} = \frac{100}{8 \cdot 1.01} = 12.37 \text{ մ/վ},$$

Հստ (3.64)-ի արագահոսի կոր մասի առանցքի հավասարումը կլինի՝

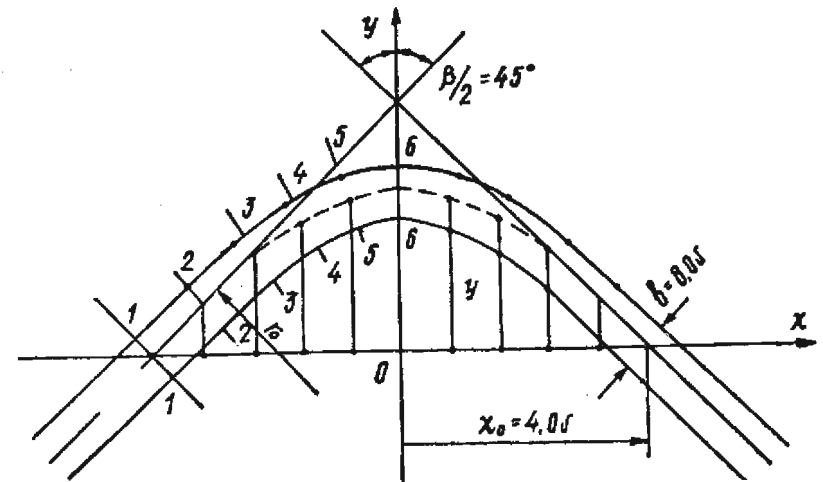
$$y = a \cos \frac{\pi x}{2x_0} = 25.435 \cos(0.0393x),$$

որտեղ

$$a_0 = \frac{2x_0}{\pi} \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} = \frac{2 \cdot 40}{\pi} \operatorname{tg} \left(\frac{90}{2} \right) = 25.48 \text{ մ},$$

Հստ (3.68)-ի առանցքի փոփոխական շառավիղը կարտահայտվի՝

$$r_0 = \frac{\left(1 + \left(\operatorname{tg} \left(\frac{90^\circ}{2} \right) \sin \frac{\pi x}{2 \cdot 40} \right)^2 \right)^{3/2}}{\frac{\pi}{2 \cdot 40} \operatorname{tg} \left(\frac{90^\circ}{2} \right) \cos \frac{\pi x}{2 \cdot 40}} = \frac{(1 + (1 \sin(0.0393x))^2)^{3/2}}{0.0393 \cos(0.0393x)},$$



Նկ. 3.17. Օրինակ 3.15-ի վիրածի հատակագիծը և չափերը:

x_0 -ն բաժանելով հինգ հավասար մասերի, x -ի այդ արժեքների համար կատարված է r_0 -ի և y -ների որոշումը, որոնք բերված են աղ. 3.14-ում և Նկ. 3.17-ում:

Աղյուսակ 3.14

3.15. օրինակի համար r_0 -ի և y -ի որոշումը x -ի 5 բնորոշ արժեքների դեպքում

x մ	± 40 (1-1)	± 32 (2-2)	± 24 (3-3)	± 16 (4-4)	± 8 (5-5)	0 (6-6)
r_0 մ	∞	216,580	92,198	49,125	30,700	25,484
y մ	0	7,869	14,968	20,602	24,219	25,484

Կամայական կտրվածքում Հստ (3.61)-ի լրիվ էջը կլինի՝

$$H_0 = h_0 + \frac{av_0^2}{2g} = 1.01 + \frac{1.1 \cdot 12.37^2}{2 \cdot 9.81} = 9.589 \text{ մ},$$

Ջրի հաստատուն խորության պայմանից Հստ (3.60) բանաձևի 6 բնորոշ կտրվածքների համար որոշվում են հատակի նիշերը, որոնք բերված են աղ. 3.15-ում: Հատակի նիշերը տրված են պատերի մոտ, կենտրոնում և լայնության քառորդ մասերում:

8.15. օրինակի հատակի կոորդինատները վիրածի 6 բնորոշ կտրվածքներում ջրի հաստատուն խորությամբ պայմանից

1—1 կտրվածք	ԴՄ	∞	∞	∞	∞	∞
	ՀՀՄ	0	0	0	0	0
2—2 կտրվածք	ԴՄ	212,580	214,580	216,580	218,580	220,580
	ՀՀՄ	—0,160	—0,080	0	0,079	0,157
3—3 կտրվածք	ԴՄ	88,198	90,198	92,198	94,198	96,198
	ՀՀՄ	—0,380	—0,188	0	0,184	0,364
4—4 կտրվածք	ԴՄ	45,125	47,125	49,125	51,125	53,125
	ՀՀՄ	—0,729	—0,357	0	0,342	0,672
5—5 կտրվածք	ԴՄ	26,700	28,700	30,700	32,700	34,700
	ՀՀՄ	—1,198	—0,558	0	0,541	1,051
6—6 կտրվածք	ԴՄ	21,464	23,464	25,464	27,464	29,464
	ՀՀՄ	—1,466	—0,702	0	0,647	1,122

2 որոշող գլուխ

ՋՐՀԵՌ ԿԱՌՈՒՅՎԱԾՔՆԵՐԻ ՀԻԴՐԱՎԻԿԱԿԱՆ ՀԱՇՎԱՐԿՆԵՐԸ

4.1. ԸՆԴՀԱՆՈՒՐ ՏԵՂԵԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ ԶՐՀԵՌ ԿԱՌՈՒՅՎԱԾՔՆԵՐԻ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Ջրհեռ կառուցվածքները ծառայում են ավելորդ ջրերը վերին բյեֆից ստորին բյեֆ բաց թողնելու, ինչպես նաև ջրամբարները դատարկելու, հատակի տիղմը լվանալու համար և այլն:

Ջրհեռ կառուցվածքների արժեքը և շահագործման ծախսերը հիդրոհանգույցի ընդհանուր ծախսերի զգալի մասն են կազմում: Ջրհեռ կառուցվածքների արժեքը կարելի է փոքրացնել, փոքրացնելով թողարկվող ելքերը շնորհիվ ջրամբարի ծավալի և նրա կուտակման հնարավորությունների մեծացման կամ ավելի ուցիտնալ կոնստրուկցիաների օգտագործման:

Բոլոր տեսակի ջրհեռ կառուցվածքները պետք է ապահովեն հաշվարկային ելքերի թողարկումը, թույլ չտալով ջրի թափվելը պատվարի ոչ ջրաթափային մասի վրայով:

Ջրամբարների փոքր ծավալների դեպքում ջրհեռ կառուցվածքները պետք է անպայման լինեն ավտոմատ գործողության: Ավտոմատ գոր-

ծող ջրհեռներ են առանց փականի ջրաթափային ճակատով բաց ջրհեռները, որոնց շտրթի նիշը գտնվում է ջրամբարի նորմալ դիմահարային մակարդակի (ՆԴՄ) վրա, կամ ավտոմատ գործողության փականներով կահավորված ջրհեռները: Այս երկու ջրհեռներն էլ ունեն մեծ թերություններ, նրանցից առաջինները ունեն փոքր տեսակարար ելք (ջրթողի ճակատի միավոր լայնության ելքը), իսկ երկրորդները պահանջում են թանկարժեք սարքեր, մշտական խնամք և վերանորոգում:

Բետոնե պատվարների դեպքում ջրհեռ կառուցվածքները տեղադրում են նրա մարմնի մեջ (խորքային) կամ մարմնի վրա (մակերևութային):

Խորքային ջրհեռ կառուցվածքները լինում են կարճ անցքերի կամ համեմատաբար երկար խողովակների (թունելների) ձևով: Խողովակային ջրհեռներում ելքը կարգավորվում է սկզբում կամ վերջում դրված հիդրոտեխնիկական փականներով (հարթ, գնդային, ասեղային և այլն):

Մակերևութային ջրհեռները լինում են բետոնե պատվարի վրա արված գործնական պրոֆիլով ջրաթափի ձևով, փականով կամ առանց փականի, սիֆոնային ջրհեռ և այլն:

Քարե և հողե պատվարների դեպքում ջրհեռ կառուցվածքները արվում են պատվարի հիմքում կամ ափի զանգվածում և կոչվում են ափային:

Ափային ջրհեռ կառուցվածքներն են՝

1. Արագահոսներ: Սրանք մեծ թեքության, համեմատաբար փոքր երկարության ջրանցքներ են, կազմված մի քանի հատվածներից:

2. Խրամատային ջրհեռներ: Սրանք բացի խրամատային ջրընդունիչ հատվածից ունեն հեռացնող ջրանցք արագահոսի կամ այլ ձևով:

3. Կողային ջրհեռներ: Ջրի բնդունումը կատարվում է կողային ջրաթափի ձևով, որին հաջորդում է հեռացնող ջրանցքը:

4. Հորանային ջրհեռներ: Սրանք հատակագծում լինում են շրջանային շրջագծով և բազմաթեք թևերով («մարգարիտակա»): Ջրաթափային մասին հաջորդում է ճնշումային կամ ոչ ճնշումային հեռացնող թունելը: Երբեմն օգտագործում են հորային ջրթողի (կամ «մարգարիտակայի») մի սեկտորը, մեկ կամ մի քանի թևեր:

5. Սիֆոնային ջրհեռներ: Սրանք օգտագործում են վերին և ստորին բյեֆների միջև եղած հորիզոնների տարբերությունը, որի շնորհիվ տեսակարար թողունակությունը մեծ է և ջրաթափային ճակատի երկարությունը փոքր: Ավտոմատ գործող ջրթողներից համեմատաբար մեծ տեսակարար ելք և պարզ կոնստրուկցիաներ ունեն սիֆոնային ջրթողները, որոնք շեն պահանջում հատուկ սպասարկող անձնակազմ:

Այս գրքում շարադրված են նշված ջրհեռների հիդրավիկական հաշվարկների մեթոդները, կանգ չառնելով նրանց նախագծման այլ հարցերի և զանազան կոնստրուկցիաների նկարագրման վրա:

4.2. ԱՐԱԳԱՀՈՍՆԵՐԻ ՀԱՇՎԱՐԿԸ

Արագահոսը մեծ թեքության, փոքր երկարության ջրանցք է, որը մտնում է ափային ջրհեղի կառուցվածքների մեջ: Արագահոսը անպայման ունի մոտեցնող շատ կարճ հատված, որը արվում է շատ փոքր թեքությամբ, հորիզոնական կամ հակառակ թեքությամբ, հատակագծում մեծ մասամբ սահուն նեղացող ձևի:

Արագահոսը սովորաբար վերջանում է կամ ուստնակով, կամ մարիշ կառուցվածքներով, ջրի էներգիան մարելու համար:

Արագահոսը սովորական պրիզմատիկ կամ ոչ պրիզմատիկ ջրանցք է, որի հիդրավլիկական հաշվարկը կատարվում է երրորդ գլխում շարադրված մեթոդներով:

Արագահոսներում առաջանում են լրացուցիչ հիդրավլիկական երկվոյթներ, որոնց համար պետք է կատարվեն հատուկ հետազոտություններ և հաշվարկներ:

Այդ երկվոյթներն են՝ ա) անրացիայի երկվոյթը, բ) գլորվող ալիքների առաջացման երկվոյթը:

Քննարկենք արագահոսների հաշվարկը անրացիայի և գլորվող ալիքների առաջացման դեպքում:

Արագահոսների հաշվարկը անրացիայի պայմանից: Երկար արագահոսներում ջրի հոսանքի վրա զգալի ազդեցություն է թողնում անրացիայի երկվոյթը: Անրացիայի պատճառով հոսանքի խորությունը զգալիորեն մեծանում է, որը և փոխում է կառուցվածքի շափերը:

Անրացիայի սկսվելու շափանիշները քննարկվեցին 1.7-ում:

Արագահոսներում անրացիայի հաշվարկը կատարենք, ելնելով միաշերտ անրացված հոսանքի մոդելից:

Անրացիայի հետևանքով հոսանքի ելքը ըստ ճանապարհի փոխվում է: Այս պատճառով արագահոսներում անրացված հոսանքի շարժումը կարելի է ուսումնասիրել որպես փոփոխական ելքով հոսանք, երբ միացվող հեղուկի խտությունը խիստ կերպով տարբերվում է հիմնական հոսանքի (ջրի) խտությունից: Եթե ընդունենք, որ օդի թափանցման անկյունը 90° է, ապա անրացված հոսանքի շարժման դիֆերենցիալ հավասարումը պրիզմատիկ հոսանքի համար ըստ Ի. Ա. Սնեգիրովի և Հ. Վ. Թոքմաջյանի կողմից կատարված ուղղումների, կունենա հետևյալ տեսքը.

$$\frac{dh}{dl} = \frac{\sin \varphi_0 \frac{Q^2}{A^2 C^2 R} - \left(\frac{Q^2}{\rho g A^2} + \frac{h}{\rho} \right) \frac{dP}{dl} - \frac{Q}{g A^3} \left(2 - \frac{\rho_{\text{ո}}}{\rho} \right) \frac{dQ}{dl}}{\cos \varphi_0 - \frac{Q^2}{g A^3} \frac{\partial A}{\partial h}}, \quad (4.1)$$

որտեղ առանց ինդեքսի անդամները վերաբերում են անրացված հոսանքին:

Անրացված հոսանքի հաշվարկը վերջավոր աճերի միջոցով կատարվում է հետևյալ հերթականությամբ.

1. Արագահոսի համար կատարվում է մաքուր ջրի անհավասարաչափ շարժման հիդրավլիկական հաշվարկը և որևէ փոքր քայլով որոշվում իրարից շատ մոտ կտրվածքներում ջրի խորությունները և Ֆրուդի թվերը $\left(Fr = \frac{v^2}{gh} \right)$,

2. Որոշվում են նույն կտրվածքների համար օդահագեցվածության գործակիցները ըստ Ն. Բ. Իսաչենկոյի

$$\beta = \left(0.035 + 0.93 \frac{\Delta}{R} \right) \left(Fr - 45 \left(1 - 10 \frac{\Delta}{R} \right) \right)^{1/2}, \quad (4.2)$$

կամ Շտրաուբայի և Անդերսոնի կողմից տարբեր թեքության արագահոսներում կատարված փորձերի արդյունքների մշակման միջոցով ստացված (նկ. 4.1)

$$\beta = 0.12 \sqrt{Fr - 25} \quad (4.3)$$

բանաձևով:

3. Որոշվում են անրացված հոսանքի ելքերը նշված կտրվածքներում

$$Q = Q_1(1 + \beta) \quad (4.4)$$

բանաձևով:

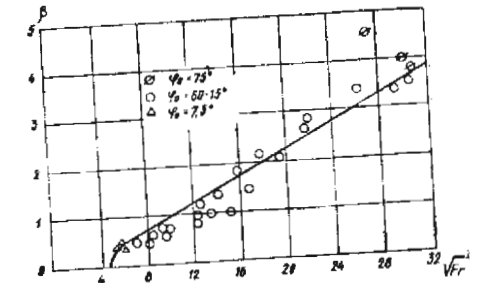
4. Որոշվում են հոսանքի խտությունները հետևյալ բանաձևով՝

$$\rho = \frac{\rho_1 Q_1 + \rho_{\text{ո}} Q_{\text{ո}}}{Q} = \frac{Q_1 (\rho_1 + \rho_{\text{ո}} \beta)}{Q}, \quad (4.5)$$

Գործնական հաշվարկներում $\rho_{\text{ո}} \beta$ անդամը ρ -ի նկատմամբ կարելի է արհամարհել և (4.5) բանաձևը կստանա հետևյալ պարզ տեսքը՝

$$\rho = \frac{\rho_1}{1 + \beta} \quad (4.6)$$

5. Որոշվում է dQ/dl ածանցյալի արժեքը վերջավոր աճերի միջոցով



Նկ. 4.1. Օդահագեցվածության կապը Ֆրուդի թվից բաց հոսանքների համար (ըստ Շտրաուբայի և Անդերսոնի փորձերի):

ցով: Մասնավոր դեպքում, երբ մաքուր ջրի ելքը հաստատուն է, dQ/dl ածանցյալը կարելի է որոշել նաև

$$\frac{dQ}{dl} = \frac{dQ_{\text{ա}}}{dl} = Q_2 \frac{d\beta}{d\Delta l} \quad (4.7)$$

բանաձևի միջոցով:

6. dp/dl ածանցյալները ներկայացվում են վերջավոր աճերի միջոցով:

$$\frac{dp}{dl} = \frac{\Delta p}{\Delta l} \quad (4.8)$$

7. Որոշվում է այն սկզբնական կտրվածքը, որտեղից սկսվում է աերացիան: Ըստ (4.2) բանաձևի այն կլինի, երբ $Fr = 45 \left(1 - 10 \frac{\Delta}{R}\right)$

իսկ ըստ (4.3) բանաձևի՝ երբ $Fr = 25$: Այդ կտրվածքին համապատասխանող մաքուր ջրի խորությունը կլինի աերացված հոսանքի համար սկզբնական խորությունը (h_1): Ըստ շարժման ուղղության նշված կտրվածքից վերև հոսանքը աերացված չի լինի և հոսանքի խորությունները կլինեն մաքուր ջրի համար որոշված խորությունները:

8. Սկզբնական h_1 խորության և նրանից անմիջապես հետո եղած հաջորդ խորությունների համար, որը նույնպես վերցվում է մաքուր ջրի հաշվարկից, որոշվում են A , R , C , β , Q , ρ մեծությունները և ապա dQ/dl և dp/dl ածանցյալները:

9. Որոշվում են (4.1) հավասարման մեջ մտնող մեծությունների (Q , A , C , R , ρ) միջին արժեքները և դրանք տեղադրելով (4.1) հավասարման մեջ, որոշվում է dh/dl ածանցյալը:

Նշենք, որ եթե հաշվարկը կատարվում է փոքր քայլերով, (4.1) հավասարման մեջ միջին արժեքների փոխարեն կարելի է տեղադրել նախորդ կտրվածքների նշված մեծությունները, որը խիստ հեշտացնում է հաշվարկը:

10. Աերացված հոսանքի համար $h_{1\text{ա}}$ և $h_{2\text{ա}}$ խորությունները կլինեն

$$h_{1\text{ա}} = h_1, \quad h_{2\text{ա}} = h_{1\text{ա}} + \frac{dh}{dl} \Delta l \quad (4.9)$$

11. Ըստ մաքուր ջրի հաշվարկի խորության, նշված բանաձևերով որոշվում են β , Q , ρ անդամները և dQ/dl ու dp/dl ածանցյալները, իսկ ըստ $h_{2\text{ա}}$ խորության՝ A , R , C մեծությունները, ապա Δh -ը և $h_{3\text{ա}}$ -ն և այլն:

Հաշվարկը հարմար է կատարել էՀՄ-ով հետևյալ աղյուսակի ձևով:
Աղյուսակ 4.1

Աերացված հոսանքի խորությունների հաշվարկի հաջորդականությունը

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
$l, \text{մ}$	$h, \text{մ}$	β	$Q, \text{մ}^3/\text{վ}$	$\rho, \text{կգ}/\text{մ}^3$	$\frac{dQ}{dl}$	$\frac{dp}{dl}$	$A, \text{մ}^2$	$\gamma, \text{մ}$	$R, \text{մ}$	$C, \text{մ}^0,5/\text{վ}$	$\frac{dh}{dl}$	$h_{\text{ա}}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
l_1	h_1	$\beta_1=0$	$Q_1=Q_2$	$\rho_1=\rho_2$			A_1					h_1
$l_2=l_1+\Delta l$	h_2	β_2	Q_2	ρ_2	$\frac{Q_2-Q_1}{\Delta l}$	$\frac{\rho_2-\rho_1}{\Delta l}$	$A_{2\text{ա}}$	$\gamma_{2\text{ա}}$	$R_{2\text{ա}}$	$C_{2\text{ա}}$		$h_{2\text{ա}}$
$l_3=l_2+\Delta l$	h_3	β_3	Q_3	ρ_3	$\frac{Q_3-Q_2}{\Delta l}$	$\frac{\rho_3-\rho_2}{\Delta l}$	$A_{3\text{ա}}$	$\gamma_{3\text{ա}}$	$R_{3\text{ա}}$	$C_{3\text{ա}}$		$h_{3\text{ա}}$

Այժմ քննարկենք աերացված հոսանքի խորությունների հաշվարկի մոտավոր, պարզ մեթոդը:

Աերացված հոսանքի համար մոտավոր խորությունները կարելի է որոշել, ընդունելով, որ օդի և ջրի խառնուրդի ծավալի հարաբերությունը ջրի ծավալին մոտավորապես հավասար է նրանց խորությունների հարաբերությանը:

$$(1+\beta) = \frac{W_1 + W_2}{W_1} = \frac{h_{\text{ա}}}{h} \quad (4.10)$$

որտեղից՝

$$h_{\text{ա}} = h(1+\beta) \quad (4.11)$$

Այս մեթոդով աերացված հոսանքի խորությունների որոշումը դառնում է շափազանց պարզ:

Օրինակ 4.1: Որոշել աերացված հոսանքի խորությունները ուղղանկյուն կտրվածք ունեցող պրիզմաձև արագահոսում հետևյալ տվյալների դեպքում.

$$Q_1 = 46,8 \text{ մ}^3/\text{վ}, \quad b = 6,0 \text{ մ}, \quad i_{01} = 0,004, \quad i_{02} = 0,49, \quad \alpha = 1,0,$$

$$L = 1,0 \text{ մ}, \quad n = 0,017:$$

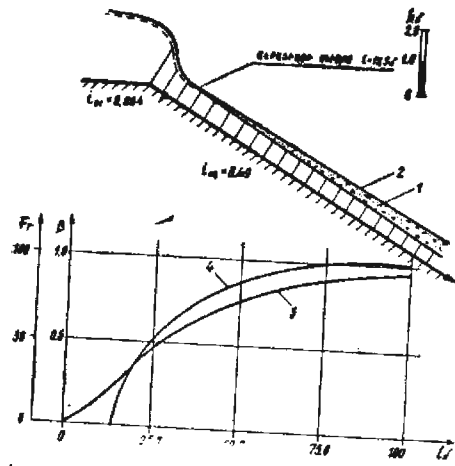
Լուծում: Հաշվարկը կատարենք մոտավոր, պարզ եղանակով:

1. Ըստ օրինակի տվյալների էՀՄ-ի օգնությամբ մաքուր ջրի համար որոշում են ազատ մակերևույթի կորի կոորդինատները:

2. Ըստ այս խորությունների որոշում են Ֆրուդի թվի արժեքները:

3. Ըստ (4.3) բանաձևի որոշում են օդահագեցվածության β գործակցի արժեքները:

$$\beta = 0,12 \sqrt{F_r - 25} = 0,12 \sqrt{\frac{6,201}{h} - 25}$$



Նկ. 4.2. Օրինակ 4.1-ի h , h_{min} , F_r և β մեծությունների կորերը.

1. մաքուր ջրի ազատ մակերևույթի կորը, 2. աերացված հոսանքի ազատ մակերևույթի կորը, 3. Ֆրուդի թվի փոփոխման կորը, 4. օդահոսքի գեղձավածության գործակցի փոփոխման կորը:

4. Հստ (4.11) բանաձևի որոշում են աերացված հոսանքի խորությունները

$$h_{\text{ա}} = (1 + \beta)h$$

4.1 օրինակի հաշվարկի արդյունքները բերված են 4.2 աղյուսակում, իսկ նկ. 4.2-ում՝ մաքուր ջրի և աերացված հոսանքի համար ազատ մակերևույթի կորերը, ինչպես նաև F_r և β մեծությունների փոփոխման կորերը: Ինչպես երևում է 4.2 աղյուսակից, աերացիան սկսվում է $l = 13,5$ մ կտրվածքից, իսկ մոտ $l = 50$ մ-ից աերացված հոսանքը դառնում է հավասարաչափ:

Աղյուսակ 4.2

4.1. օրինակի հաշվարկի արդյունքները

l	h մ	F_r	β	$h_{\text{ա}}$
1	2	3	4	5
0.0	1,83	1,0	0	1,83
5.0	0,87	9,43	0	0,87
10.0	0,70	18,40	0	0,70
13.5	0,63	25,0	0	0,63
15.0	0,61	27,0	0,199	0,73
20.0	0,55	36,96	0,415	0,78
25.0	0,51	45,65	0,545	0,79
30	0,49	53,62	0,642	0,80
35	0,47	60,76	0,718	0,80
40	0,45	67,06	0,778	0,80
45	0,44	72,53	0,827	0,80
50	0,43	77,23	0,867	0,81
55	0,42	81,23	0,900	0,81
60	0,42	84,62	0,926	0,81
80	0,40	93,47	0,993	0,81
100	0,40	97,66	1,02	0,81

Գերբուռն հոսանքներ և գլորվող ալիքների առաջացումը արագահոսներում: Ինչպես ցույց են տվել հետազոտությունները, ջրանցքներում ջրի շարժման հանդարտ և բուռն ռեժիմներից բացի կանակ մի երրորդը: Պարզվում է, որ որոշակի պայմաններում արագահոսներում առաջանում է ջրի շարժման, այսպես կոչված, գերբուռն ռեժիմ, երբ հոսող ջրի մակերեսին առաջացած փոքր գրգռները հոսանքին ի վար աճում են, ի վերջո հանգեցնելով հաստատված շարժման խանգարմանը:

Նման ռեժիմով շարժվող հոսանքում ջրանցքի որոշակի երկարության դեպքում առաջանում են լայնակի ալիքներ, որոնք գրականության մեջ ստացել են «թափառող», «հարվածող», «լայնակի» և այլ անվանումներ, սակայն ամենատարածվածը և գործածականը «գլորվող ալիքներ» անվանումն է, որը և ընդունված է մեր կողմից:

Փոքր թեքությամբ ջրանցքից կամ ջրամբարից դեպի արագահոս ուղղվող հոսանքը հենց սկզբից սկսում է շարժվել բուռն ռեժիմով՝ $h < h_{\text{կր}}^I$ և նույնիսկ գերբուռն ռեժիմով՝ $h < h_{\text{կր}}^{II}$: Այստեղ $h_{\text{կր}}^I$ -ը առաջին կրիտիկական խորությունն է $F_r = 1,0$ դեպքում, իսկ $h_{\text{կր}}^{II}$ -ը՝ երկրորդ կրիտիկական խորությունը, որի մասին կխոսվի առաջիկայում:

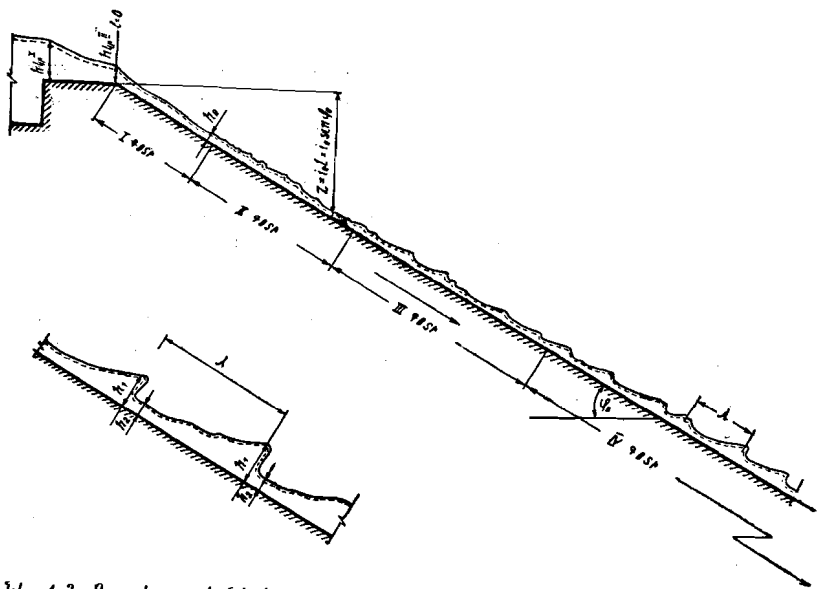
Հետագայում հոսանքի խորությունը արագորեն մոտենում է հավասարաչափ շարժման խորությանը՝ $h \approx h_0$: Այստեղ էլ հենց հոսանքում սկսում են առաջանալ գլորվող ալիքների «սաղմեր», որոնք, շարժվելով հոսանքն ի վար և միմյանց գումարվելով, վեր են ածվում գլորվող ալիքների (նկ. 4.3):

Գերբուռն հոսանքը ըստ շարժման ուղղության կարելի է բաժանել հետևյալ մասերի՝

1. հանդարտ հոսանքի անցումը բուռն և գերբուռն ռեժիմների,
2. անկման կոր (I գոտի),
3. գլորվող ալիքների սաղմնավորման տեղամաս (II գոտի), ուր հոսանքի խորությունը տատանումները կազմում են $\pm 0,1 h_0$,
4. գլորվող ալիքների բուռն զարգացման տեղամաս (III գոտի),
5. գլորվող ալիքների ալիքային ցուցանիշների միջին արժեքների հաստատման տեղամաս (IV գոտի):

Գերբուռն հոսանքները և գլորվող ալիքները հետազոտողների ուշադրություն են գրավել դեռևս XX դարի սկզբներին, սակայն նրանց լուրջ և մեթոդիկ ուսումնասիրությունները տարվել են 1940—1960-ական թվականներին:

Ինչպես և ամեն մի նոր երևույթի հետազոտման ժամանակ, գերբուռն հոսանքների և գլորվող ալիքների ուսումնասիրությունը անխուսափելիորեն պիտի հանգեցնեի հետևյալ հարցերի պարզաբանմանը՝



Նկ. 4.3. Գլորվող ալիքների առաջացումը արագահոսում:

1. հոսանքի՝ գերբուռն վիճակի փոխարկվելու պայմանները,
2. գերբուռն հոսանքում գլորվող ալիքների ծագման պայմանները,
3. գլորվող ալիքների ձևավորման և զարգացման օրինաչափությունները,

4. գերբուռն հոսանքների և գլորվող ալիքների բանական կան բնութագրերը և հիդրավիկական հաշվարկի մեթոդիկան:

Այս խնդիրներից առաջինի պարզաբանման համար անհրաժեշտ է ի հայտ բերել նախօրոք տրված հաստատված շարժման կայունության կամ վերջինիս խախտման շափանիշները (կրիտերիաները):

Այս հարցի տեսական ուսումնասիրությամբ զբաղվել են Շ. Ջեֆրիսը, Մ. Մասսեն, Շ. Թոմսոնը, Ռ. Դեյլերը, Ա. Կրայայան, Ն. Ա. Քարթվելաշվիլին, Ի. Իվասան, Թ. Գ. Վոյնիշ-Սյանոսենցկին և ուրիշները:

Նման հետազոտությունների էությունը հետևյալում է: Համատեղ քննարկելով շարժման և անխզելիության հավասարումները, գրված հիմնականում Սեն-Վենանյան ձևով, հաստատված հավասարաչափ հոսանքի մակերեսին ավելացվում են փոքր գրգիռներ՝ հոսանքի խորությանը գումարվող փոքր փոփոխության ձևով, այնուհետև քննարկվում է այդ գրգիռների շարժման պատկերը հոսանքն ի վար: Եթե նշված գրգիռները աստիճանաբար մարվում կամ հարթվում են ըստ ջրանցքի երկարության, դա նշանակում է, որ նախօրոք գոյություն ունեցող հաստատված հոսանքը (հանդարտ կամ բուռն) կայուն է: Նման հոսանքում

քում գլորվող ալիքների ծագումը բացառվում է: Իսկ եթե վերոհիշյալ գրգիռները հոսանքն ի վար աճում են, ապա տվյալ հոսանքը գերբուռն է, և նրանում առաջացած փոքր գրգիռները հանգեցնում են գլորվող ալիքների առաջացման:

Հիրավի տվյալ խնդրի հիմնադիր հետազոտությունները կատարված են Վ. Վ. Վեդերնիկովի կողմից 1940-ական թվականներին, տեսական ճանապարհով վերլուծելով նման հոսանքներին վերաբերող տարբեր տեսանկյուններ և համեմատելով սրանք փորձական հետազոտությունների արդյունքների հետ: Նա էլ հենց առաջին անգամ առաջարկեց «գերբուռն հոսանքներ» անվանումը և «երկրորդ կրիտիկական» խորություն տերմինը:

Որպես ելակետային Վ. Վ. Վեդերնիկովը ընդունել է Սեն-Վենանի հավասարումները՝

$$-\frac{1}{B} \frac{\partial A}{\partial t} = \frac{v^2}{C^2 R} - i_0 + \frac{\alpha}{g} v \frac{\partial v}{\partial l} + \frac{\alpha}{g} \frac{\partial v}{\partial t}, \quad (4.12)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial l} + \frac{\partial A}{\partial t} = 0, \quad (4.13)$$

որտեղ դիմադրությունը հաշվի է առնված Շեզիի բանաձևով:

Վ. Վ. Վեդերնիկովը տեսականորեն մշակել է հավասարաչափ հաստատված շարժման կայունության շափանիշը, որը կոչվում է Վեդերնիկովի թիվ և ունի հետևյալ տեսքը՝

$$V_{eo} = \frac{M_0 v_0 (1 + \beta)}{\rho \sqrt{g A_0 B_0}}, \quad (4.14)$$

որտեղ «0» ինդեքսը վերաբերում է հավասարաչափ շարժմանը, M_0 -ն կոչվում է լայնակի կտրվածքի գործակից և որոշվում է

$$M_0 = 1 - R \frac{dX}{dA} \quad (4.15)$$

բանաձևով:

Թ և ρ ցուցիչները հիդրավիկական թեքությունը որոշող

$$i = \frac{n^2 v^p}{R^3} \quad (4.16)$$

Շեզիի բանաձևի մեջ մտնող v -ի և R -ի ցուցիչներն են (քառակուսիական շրջանում $p=2$, $\beta=1+2y$):

Վեդերնիկովի կրիտիկական թիվը հավասար է 1-ի:

Երբ $V_{eo} < 1$, հավասարաչափ շարժումը կայուն է, և հոսանքում առաջացող փոքր գրգիռները մարում են:

Երբ $V_{e0} > 1$, հավասարաչափ շարժումը անկայուն է, և հոսանքում առաջացած փոքր գրգռումները չեն մարում, այլ աճում են: Նման հոսանքը գերբուռն է, և ջրանցքի բավարար երկարության դեպքում այնտեղ կառաջանան գլոբուլո ալիքներ:

Գերբուռն հոսանքներում գլոբուլո ալիքների ծագման, զարգացման պայմանների, ինչպես և նրանց պարամետրերի քանակական բնութագրերի ուսումնասիրման և հիդրավիկական հաշվարկի մեթոդիկայի մշակման հարցերին նվիրված են բազմաթիվ գիտական հետազոտություններ ինչպես արտասահմանում, այնպես և մեր երկրում: Այդ հետազոտություններից հիշատակման արժանի են Հ. Թոմասի և Ռ. Դրեսլերի տեսական ուսումնասիրությունները, որոնց նպատակն էր շարժման հավասարումների օգնությամբ ստանալ գլոբուլո ալիքների ազատ մակերևույթը նկարագրող ֆունկցիոնալ կապակցություններ: Սակայն նրանց այդ փորձը հաջողությամբ չպսակվեց, քանի որ գերբուռն հոսանքները և գլոբուլո ալիքների շարժումը պատկանում են պատահական (ստոխաստիկ) երևույթների դասին և բնականաբար ենթարկվում են դրանց զարգացման օրինաչափություններին:

Գերբուռն հոսանքների բնօրինակային մեծածավալ հետազոտություններ են անցկացվել Ե. Պ. Ֆլոդորովի և Կ. Ի. Արսենիշվիլի կողմից 1930-ական և 1950-ական թվականներին, իսկ վերջինիս կողմից տարվել են նաև մոդելային հետազոտություններ:

Արտասահմանյան հետազոտողներից կարելի է նշել Գ. Իսիհարայի, Վ. Հոլմսի, Պ. Մեյերի բնօրինակային և մոդելային հետազոտությունները: Հատկապես արժեքավոր արդյունքներ է ստացել Ռ. Բրոկը, որը օգտագործելով Հ. Ղամբարյանի ու Ն. Մայիլյանի կողմից մշակված ու կիրառված մաթեմատիկական վիճակագրության վրա հիմնված փորձարարական մեթոդիկան, շարունակել է նրանց հետազոտությունները ավելի փոքր թեքության ջրանցքներում ($i_0 = 0,05 - 0,08$): Նույն մեթոդիկան կիրառված է նաև սովետական հետազոտող Ռ. Ի. Վազապովի կողմից:

1950-ական թվականներին Հ. Հ. Ղամբարյանի և Ն. Մ. Մայիլյանի կողմից անցկացվեցին գերբուռն հոսանքների և գլոբուլո ալիքների մեծածավալ մոդելային հետազոտություններ, որոնք զուգակցվում էին Գյումուշի, Մադինայի հիդրոէլեկտրակայանների արագահոսներում նման հոսանքների բնօրինակային հետազոտությունների հետ: Օգտագործվեցին նաև Վրացական ՍՍՀ-ում (Ֆլոդորով, Արսենիշվիլի և այլն), ինչպես նաև արտասահմանում կատարված բազմաթիվ հետազոտությունների հարուստ նյութերը:

Ինչպես ցույց տրվեց Հ. Ղամբարյանի և Ն. Մայիլյանի կողմից, գլոբուլո ալիքների հիդրավիկական պարամետրերը (խորությունը ալի-

քի ճակատամասում՝ h_1 , ալիքի երկարությունը՝ λ , պարբերությունը՝ T , տարածման արագությունը՝ c , և ուրիշները) փոփոխվում են բավականին լայն սահմաններում ինչպես ըստ ժամանակի, նույնպես և ըստ ջրանցքի երկարության, և նրանց առանձին արժեքները հանդիսանում են պատահական մեծություններ, չենթարկվելով որոշակի օրինաչափությունների: Ինչ վերաբերվում է ալիքային պարամետրերի միջին մեծություններին՝ միջին թվաբանական, միջին քառակուսային շեղում և այլն, ապա դրանք բավականին սերտ համահարաբերակցական (կորելյացիոն) կապի մեջ են հոսանքի և ջրանցքի երկրաչափական ու հիդրավիկական այնպիսի բնութագրերի հետ, ինչպիսիք են ջրի ելքը՝ Q , հոսանքի խորությունը՝ h (h_0 կամ h_{up}), խորդուբորդության գործակիցը՝ n , ջրանցքի երկարությունը՝ L և թեքությունը՝ $i_0 = \sin \varphi_0$ (կամ $i_0 = \tan \varphi_0$):

Կիրառելով նմանության տեսության ու չափումների վերլուծության մեթոդը ալիքային պարամետրերի միջին մեծությունների նկատմամբ, Հ. Ղամբարյանը ստացել է կապակցություններ այդ պարամետրերի միջին մեծությունների և հոսանք բնորոշող չափազուրկ համալիրների միջև:

Մասնավորապես ալիքի երկարության միջին չափազուրկ մեծության համար առաջարկվում է հետևյալ էմպիրիկ բանաձևը՝

$$\bar{a}_\lambda / F_{r0} = 0,074 (\bar{l} / 4,2 F_{r0}^{2/3} - 1), \quad (4.17)$$

որտեղ $\bar{a}_\lambda = a_\lambda / h_{1r}$, $\bar{l} = l / h_{1r}$, իսկ a -ն ցույց է տալիս տվյալ ալիքային պարամետրերի միջին թվաբանական արժեքը:

Ալիքի պարբերության միջին չափազուրկ մեծության համար՝

$$\bar{a}_T = 1,9 (\bar{l} / 4,2 F_{r0}^{2/3} - 1) \quad (4.18)$$

որտեղ $\bar{a}_T = a_T (g/q)^{1/3}$, $q = Q/b$ ջրի տեսակարար ելքն է:

Ալիքի տարածման արագության միջին չափազուրկ մեծության համար՝

$$\bar{a}_c = 2,2 V_{e0}^{2/3} \quad (4.19)$$

որտեղ

$$\bar{a}_c = a_c (gq)^{-1/3}$$

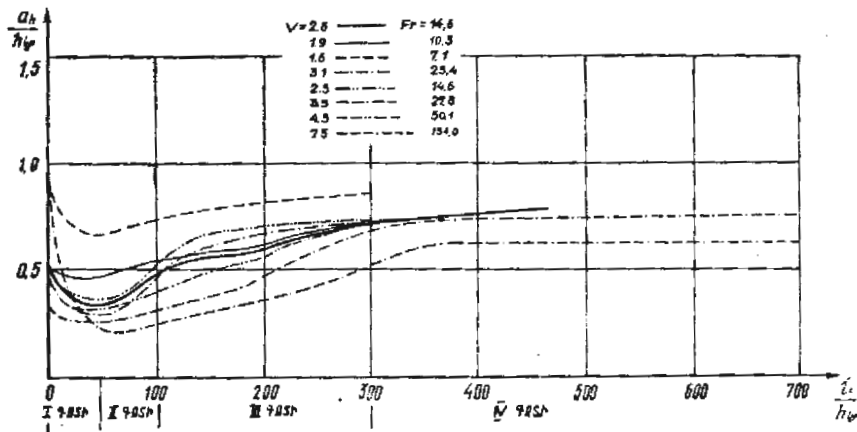
Ալիքի ճակատային մասում խորության միջին չափազուրկ մեծության համար նման պարզ էմպիրիկ կապակցություն չի ստացվում: Այդ կապակցությունը տրված է գրաֆիկորեն, որտեղ այն բերված է

$$\bar{a}_h = \frac{a_h}{h_{tr}} = (L, Fr_0) \quad (4.20)$$

ձևով (նկ. 4.4):

Գերբուռն հոսանքներում գործող ալիքի առաջացման և զարգացման խնդրի քննարկման ընթացքում հանգուցային հարցերից մեկն է հանդիսանում ըստ ջրանցքի երկարության այն տեղի որոշելը, որտեղ սաղմնավորվում են այդ ալիքները:

Բազմաթիվ փորձնական տվյալների հիման վրա Հ. Ղամբարյանի կողմից ստացված է նման կապ: Որպես ալիքների սաղմնավորման տեղի չափանիշ ընդունված է ջրանցքի երկարության այն գոտին, որտեղ հոսանքի ազատ մակերևույթի տատանումները կազմում են հավասարաչափ շարժման խորության մոտ 10 %-ը:



Նկ. 4.4. Ձև չափազուրկ մեծության կապը չափազուրկ երկարությունից և Ֆրուդի թվից:

Արագահոսի սկզբից մինչև այդ գոտին եղած հեռավորությունը, որը պայմանականորեն կոչվում է «ալիքների ծագման տեղ», ջրանցքի և հոսանքի հիդրավիկական ու երկրաչափական բնութագրերի հետ կապված է հետևյալ փորձնական (էմպիրիկ) կապակցությամբ (նկ. 4.5):

$$\bar{L}_{-1} = \frac{L_{-1} A_0 B_0}{A_0} = 4.6 Fr_0 \quad (4.21)$$

որտեղ A_0 -ն և B_0 -ն հավասարաչափ շարժման ժամանակ ջրանցքի կենդանի կտրվածքը և վերևի լայնությունն են:

Տեղադրելով (4.21) բանաձևի մեջ Ֆրուդի թվի արտահայտությունը՝

$$Fr_0 = \frac{\alpha Q^2 B_0}{g A_0^3} \text{ կստանանք՝}$$

$$L_{-1} = 4.6 \frac{\alpha}{g} C_0^2 R_0 \quad (4.22)$$

որտեղ R_0 -ն հավասարաչափ շարժման ժամանակ հիդրավիկական շառավիղն է, C_0 -ն՝ Շեզիի գործակիցը:

Արտահայտելով Շեզիի գործակիցն ըստ Մանինգի, ինչպես նաև ընդունելով $\alpha = 1.1$, $g = 9.81 \text{ մ/վ}^2$, կստանանք՝

$$L_{-1} = 5.06 K^{4/3} / g n^2,$$

կամ՝

$$L_{-1} \approx 0.52 \frac{R^{4/3}}{n^2} \quad (4.23)$$

Իսկ եթե արտահայտենք Շեզիի գործակիցը $C = \sqrt{\frac{8g}{\lambda}}$ տեսքով,

կստանանք՝

$$L_{-1} = 40.5 R_0^{1/2} C, \quad (4.24)$$

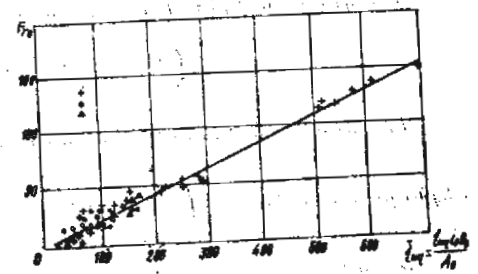
կամ՝

$$\frac{L_{-1}}{R_0} \approx 40 / \lambda_c \quad (4.25)$$

Հ. Ղամբարյանի փորձնական տվյալները ցույց են տալիս, որ բավականաչափ երկարությամբ ջրանցքներում դիտվում է շարժման հետևյալ պատկերը (տես նկ. 4.3 և 4.4):

I գոտի՝ անկման տեղամաս ($0 \leq \frac{L_0}{h_{tr}} \leq 30$),

II գոտի՝ հավասարաչափ շարժման և ալիքների սաղմնավորման տեղամաս ($30 < \frac{L_0}{h_{tr}} \leq 120$),



Նկ. 4.5. Ալիքների ծագման տեղի որոշման էմպիրիկ կորը:
1. ըստ Հ. Ղամբարյանի, 2. ըստ Ռ. Ռ. Բլոկի, 3. ըստ Կ. Ի. Արսենիշվիլու:

III գոտի՝ ալիքների բուռն զարգացման տեղամաս

$$\left(120 \leq \frac{li_0}{h_{kr}} \leq 300\right),$$

IV գոտի՝ ալիքների պարամետրերի միջին վիճակագրական ար-

$$\left(\frac{li_0}{h_{kr}} \geq 300\right),$$

Այսպիսով, հոսանքների գերբուռն ռեժիմի առաջացման անհրաժեշտ պայման են վ. վ. վեդերնիկովի և մյուս հետազոտողների կողմից ստացված (4.14) տեսքի չափանիշները: Գերբուռն հոսանքներում ալիքների ծագման չափանիշ կարող է ծառայել

$$l > l_{-1} \quad (4.26)$$

պայմանը, որտեղ l_{-1} -ը որոշվում է (4.22) կամ (4.24) բանաձևերով, իսկ արդեն տեսանելի ալիքներ կարող են առաջանալ ջրանցքի այնպիսի երկարություն դեպքում, երբ

$$l > (3 \div 4) l_{-1}$$

Դիտվող ալիքները անցանկալի երևույթ են հիդրոտեխնիկական կառուցվածքների նորմալ աշխատանքի տեսակետից, քանի որ նրանք խախտում են հաշվարկային ռեժիմը, առաջ են բերում ջրծնծ հոսքերում ջրի պարբերական դուրս նետումներ, լրացուցիչ դինամիկ ծանրաբեռնվածություններ, ինչպես նաև ներքին բյեֆում ողողումների լրացուցիչ աճ:

4.3. ԽՐԱՄՈՒՂԱՅԻՆ ԶՐՀԵՌԻ ՀԱՇՎԱՐԿԸ

Խրամուղային ջրհեռի հիդրավիկական հաշվարկի վերաբերյալ առաջին աշխատությունների հեղինակներից է Հինգսը, որը, օգտվելով շարժման բանալների փոփոխման թեորեմից, ստանում է հեղուկի շարժման դիֆերենցիալ հավասարումը.

$$\frac{dz}{dt} = \frac{v}{g} \cdot \frac{dv}{dt} + \frac{q}{g} \cdot \frac{v^2}{Q} \quad (4.27)$$

և ինտեգրում է այն, ընդունելով ըստ երկարության կտրվածքի միջին արագության փոփոխման $v = bl^2$ առնչությունը՝

$$z = \frac{\eta + 1}{\eta} \frac{b^2 l^2 \eta}{2g} = \frac{\eta + 1}{\eta} \frac{v^2}{2g} \quad (4.28)$$

Այստեղ ինտեգրման հաստատունը հավասար է զրոյի, որը նշանա-

կում է, որ Z օրդինատի առանցքը ուղղված է ուղղաձիգ դեպի ներքև և զրոյական օրդինատը գտնվում է ջրհեռի սկզբնական կտրվածքի ազատ մակերևույթի վրա (նկ. 4.6):

(4.27) դիֆերենցիալ հավասարումը դուրս է բերված ճնշման հիդրոստատիկ բաշխման օրենքով, իդեալական հեղուկի համար, հաշվարկային խորությունները ընդունելով ըստ ուղղաձիգի:

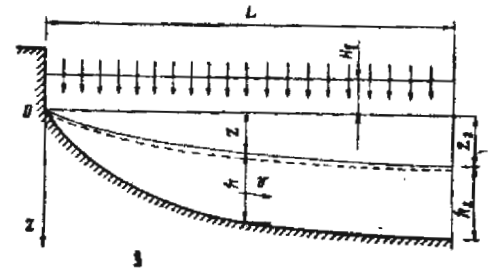
Հինգսի առաջարկած բանաձևում շիման ուժերը հետագայում հաշվի են առնվում Ֆավրի կողմից, որը ազատ մակերևույթի կորի կառուցումը առաջարկում է կատարել ըստ տեղամասերի մոտավոր ինտեգրման եղանակով՝

$$\Delta z = \frac{\bar{v}^2}{n^2 R^{1/3}} \Delta l + (1 - a) \frac{Q_1^2 - Q_2^2}{2gA^2} + \frac{v_2^2 - v_1^2}{2g}, \quad (4.29)$$

որտեղ v -ն, R -ը, A -ն տվյալ Δl տեղամասի համար միջինացված մեծություններն են:

Խրամուղային ջրհեռի հիդրավիկական հաշվարկի մեթոդներ են առաջարկել նաև Ս. Ս. Ռուզնևը, Թ. Գ. Վոյնիչ-Սյանոսենցկին, Ա. Մ. Կուրգանովը, Խ. Ա. Նավոյանը և ուրիշներ: Սույն գրքում այդ մեթոդների վերլուծությունը չի կատարվում: Հաշվարկի այդ մեթոդների հիմնական թերությունն այն է, որ հեղուկի շարժման դիֆերենցիալ հավասարումը ինտեգրելու համար կատարվում են գործնականում ոչ լիովին պատճառաբանված ընդունելություններ: Օրինակ, Թ. Գ. Վոյնիչ-Սյանոսենցկին ընդունում է, որ բացակայում են շիման ուժերը: Զրո է ընդունվում նաև զանգվածների փոփոխման a գործակիցը, որը ճիշտ է միայն ուղղանկյուն կտրվածքով պրիզմատիկ ջրհեռներում: Ա. Մ. Կուրգանովը շարժման դիֆերենցիալ հավասարման ինտեգրումը կատարում է ուղղանկյուն կտրվածքով պրիզմատիկ ջրհեռներում, ընդունելով $i_0 = i$: Նման բնույթի ընդունելություններ հանդիպում են նաև մյուս հետազոտողների աշխատանքներում:

ԷՇՄ-ի կիրառումը մեզ հնարավորություն է տալիս խուսափելու նշված ընդունելություններից և կատարելու խրամուղային ջրհեռների հիդրավիկական հաշվարկները ինչպես ուղիղ, այնպես էլ հակադարձ խրնդիքների համար:



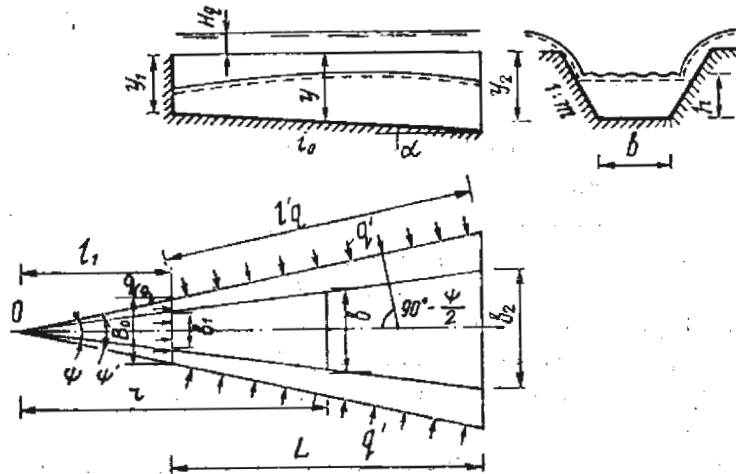
Նկ. 4.6. Խրամուղային ջրհեռի հաշվարկային սխեման ըստ երկարության արագությունների սրված փոփոխման օրենքի դեպքում:

Այնուամենայնիվ, խուսափելով նշված ոչ լիովին պատահառաքանված ընդունելություններից, մեր կողմից առաջարկվող հաշվարկի մեթոդը դեռ բավականին հեռու է կատարյալ լինելուց: Պատճառն այն է, որ խրամուղային ջրհեռներում շարժումը խիստ եռաչափ է և միաչափ շարժման հավասարումները, որոնցից օգտվում ենք, չեն կարող լիովին և ճիշտ նկարագրել շարժման պատկերը: Ս. Մ. Սլիսկին օգտվելով որոշ հետազոտողների փորձնական տվյալներից, գտնում է, որ ջրի միակողմանի ընդունման դեպքում լայնակի կտրվածքում շրջապտույտները քիչ են ազդում ջրհեռում հեղուկի միջին խորության վրա և գործնականորեն կարելի է օգտագործել միաչափ շարժման հավասարումները: Քանի որ խրամուղային ջրհեռների հատակի թեքությունը գործնականում արվում է հաստատուն, ապա (3.8) դիֆերենցիալ հավասարումը քնդունում է հետևյալ տեսքը:

$$\frac{dh}{dl} = \frac{\sin \varphi_0 - \frac{Q^2}{A^2 C^2 R} + \frac{\alpha Q^2}{g A^3} \frac{\partial A}{\partial l} - \frac{\alpha(2-\alpha)Q}{g A^2} \frac{dQ}{dl}}{\cos \varphi_0 - \frac{\alpha Q^2}{A g^3} \frac{\partial \lambda}{\partial h}}, \quad (4.3)$$

Հիմնականում խրամուղային ջրհեռների հունը նախագծում են գծային օրենքով լայնացող, սեղանաձև կտրվածքի:

Ջրաթափի շեմքը երկայնական կտրվածքում ընդունվում է հորիզոնական (նկ. 4.7):



Նկ. 4.7. Հաստատուն թեքության խրամուղային ջրհեռի հաշվարկային սխեման:

խրամուղային ջրհեռին մոտեցող հեղուկի շիթերը հիմնական հոսքի շարժման ուղղության հետ կազմում են $\frac{\pi - \psi'}{2}$ անկյուն:

Ջրաթափի ելքը հեղուկի եռակողմանի ընդունման դեպքում, եթե հեղուկի ընդունման պայմանները ջրհեռի երկայնական ուղղությունով միանման են, կարտահայտվի՝

$$Q = Q_0 + 2q'l', \quad (4.31)$$

որտեղ ջրաթափի ճակատի l' երկարությունը մեկ երկայնական կողմից որոշվում է՝

$$l' = \frac{Q'}{\epsilon \alpha m_1 \sqrt{2gH_1^{3/2}}}, \quad (4.32)$$

որտեղ Q' -ը մեկ երկայնական կողմից հեղուկի ելքն է: Լայնական կողմի ջրաթափի ելքը՝ Q_0 -ն որոշվում է՝

$$Q_0 = q_0 B_0 \quad (4.33)$$

բանաձևով, որտեղ q_0 -ն լայնական կողմից ընդունվող հեղուկի մեծահարար ելքն է, իսկ B_0 -ն ջրաթափի ճակատի երկարությունն է (նկ. 4.7):

Մեկ երկայնական կողմից ընդունվող հեղուկի տեսակարար ելքը որոշվում է՝

$$q' = m' \sqrt{0.5} H_1^{2/3} \quad (4.34)$$

բանաձևով, որտեղ $m' = 0.5 \epsilon m_2$:

Ջրհեռի երկայնական առանցքի երկարությունը կորոշվի՝

$$L = j \cos \psi' / 2, \quad (4.35)$$

Տեսակարար ելքը երկու երկայնական կողմից, ջրհեռի առանցքի ուղղությամբ, կորոշվի՝

$$q_l = 2 \frac{m' \sqrt{2gH_1^{3/2}}}{\cos \psi' / 2}, \quad (4.36)$$

Կամայական կտրվածքում ելքը որոշվում է՝

$$Q_l = Q_0 + q_l(L - l_1), \quad (4.37)$$

որտեղ l_1 -ը «0» բևեռից մինչև տվյալ կտրվածքը եղած հեռավորությունն է ջրհեռի առանցքի ուղղությամբ: «0» բևեռից մինչև ջրհեռի սկզբի կտրվածքը եղած հեռավորությունը որոշվում է՝

բանաձևով, որտեղ β -ն որոշվում է (3.21) բանաձևով:

ψ' անկյան մեծությունը կարելի է որոշել

$$\operatorname{tg} \psi'/2 = \frac{b_2 - b_1}{2L} + \operatorname{mtg} \varphi, \quad (4.38)$$

կամ

$$\sin \psi'/2 = \frac{b_2 - b_1}{2l_1'} + \operatorname{mtg} \varphi \cos \psi'/2 \quad (4.39)$$

հավասարումներից:

Կամայական կտրվածքում հունի հատակում լայնությունը որոշվում է՝ $b = \beta l$ բանաձևով:

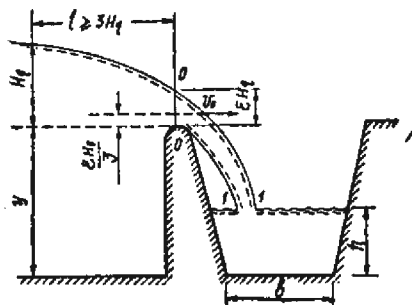
Ստանանք զանգվածների փոփոխման գործակցի ֆունկցիոնալ կապը կախված ճանապարհից:

Անվերջ մեծ ջրամբարից անջատվող շիթի արագությունը ջրաթափի շեմքի վրա (մոտեցման արագությունը անտեսվում է) կարելի է որոշել հետևյալ դիտողություններից: ϵ' -ով նշանակենք ջրաթափի շեմքի վրա հեղուկի խորության և շեմքից $l \geq 3H_2$ հեռավորության վրա H_2 խորության հարաբերությունը (նկ. 4.8): $0-0$ կտրվածքով անցնող Q' ելքը (ջրհեռի մեկ երկայնական կողմից) որոշվում է (4.31) բանաձևով

$$Q' = \sigma m_1 \sqrt{2gH_2} \beta l_1',$$

Բաժանելով այն $0-0$ կտրվածքի մակերեսի վրա ($A = l_1' \epsilon' H_2$) կստանանք ջրաթափի շեմքի վրա հոսանքի միջին արագությունը

$$v_0 = \frac{m'}{\epsilon'} (2gH_2)^{1/2}, \quad (4.40)$$



Նկ. 4.8. Խրամուղային ջրհեռի լայնակի կտրվածքի սխեման:

Ընդունելով, որ արագությունների էպյուրի տեսքը եռանկյունաձև է, (միջին արագության ղեկավոր գտնվում է բարձրության մեկ երրորդում), իսկ շիթի շարժումը մինչ հիմնական հոսանքին հանդիպելը կատարվում է ազատ անկումով, կստանանք շիթի միջին արագության շափր 1—1 կտրվածքում՝

$$v = \left(2g \left(H_2 \left(\frac{m'}{\epsilon'} \right)^2 + y + \frac{\epsilon' H_2}{3} - h \right) \right)^{1/2}, \quad (4.41)$$

որտեղ y -ը ջրհեռի շեմքի բարձրությունն է (նկ. 4.8), որը որոշվում է

$$y = y_1 + (l - l_1) \operatorname{tg} \varphi, \quad (4.42)$$

կամ

$$y = y_2 - (L + l_1 - l) \operatorname{tg} \varphi, \quad (4.43)$$

բանաձևի օգնությամբ:

Ստացված արագության պրոյեկցիան հիմնական հոսանքի շարժման առանցքի ուղղությամբ կլինի

$$v_s = \left(2g \left(H_2 \left(\frac{m'}{\epsilon'} \right)^2 + y + \frac{\epsilon' H_2}{3} - h \right) \right)^{1/2} \sin \psi'/2, \quad (4.44)$$

Ջանգվածների փոփոխման գործակիցը հեղուկի երկկողմանի ընդունման դեպքում կլինի

$$a = \frac{2A \sin \psi'/2}{Q} \left(2g \left(H_2 \left(\frac{m'}{\epsilon'} \right)^2 + y + \frac{\epsilon' H_2}{3} - h \right) \right)^{1/2}, \quad (4.45)$$

իսկ միակողմանի ընդունման դեպքում՝ 2 գործակիցը կդառանա 1:

Պրիզմատիկ հուններում (4.30) դիֆերենցիալ հավասարումը ընդունում է հետևյալ տեսքը՝

$$\frac{dh}{dl} = \frac{\sin \varphi - \frac{Q^2}{A^3 C^2 R} \frac{\alpha(2-a)Q}{gA^2} \frac{dQ}{dl}}{\cos \varphi - \frac{\alpha C^2}{gA^3} \frac{dA}{dh}}, \quad (4.46)$$

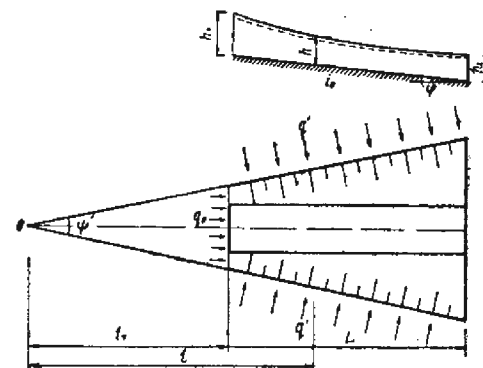
եթե ջրհեռի լայնակի կտրվածքը սեղանաձև է (նկ. 4.9) ապա՝

$$l_1 = \frac{b + 2my_1}{2t \psi^{1/2}}, \quad (4.47)$$

որտեղ

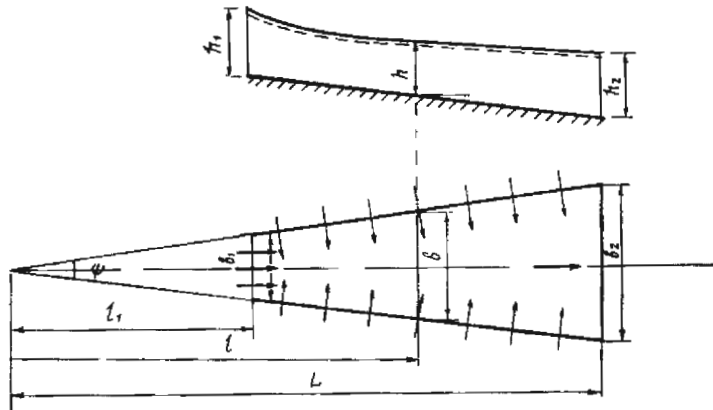
$$\operatorname{tg} \psi'/2 = \operatorname{mtg} \varphi \quad (4.48)$$

Արտածված մյուս բանաձևերը այդ դեպքի համար նույնն են, ինչ որ պրիզմատիկ սեղանաձև կտրվածքով ջրանցքների համար:



Նկ. 4.9. Սեղանաձև կտրվածքով պրիզմատիկ խրամուղային ջրհեռի հաշվային կային սխեման:

4.4. ԿՈՂԱՅԻՆ ՋՐՀԵՌՆԵՐԻ ՀԱՇՎԱՐԿԸ



Նկ. 4.10. Ուղղանկյուն կտրվածքով ոչ պրիզմատիկ խրամուղային ջրհեռի սխեման:

Ոչ պրիզմատիկ ուղղանկյուն կտրվածքով խրամուղային ջրհեռներում (նկ. 4.10) ψ' անկյունը բացակայում է և հաշվարկային բանաձևերը ստանում են հետևյալ տեսքը:

$$L = l' \cos \psi / 2, \quad (4.49)$$

$$q_l = \frac{2m' \sqrt{2gH_f^{3/2}}}{\cos \psi / 2}, \quad (4.50)$$

$$a = \frac{2A \sin \psi / 2}{Q} \left(2 \left(H_f \left(\frac{m'}{\epsilon'} \right)^2 + y + \frac{\epsilon' H_f}{3} - h \right) \right)^{1/2}, \quad (4.51)$$

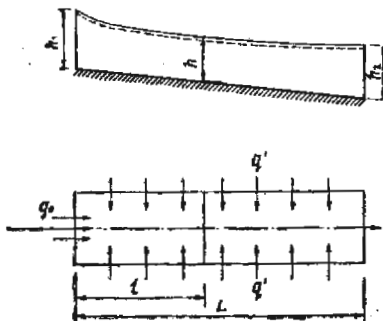
Պրիզմատիկ ուղղանկյուն կտրվածքով խրամուղային ջրհեռներում (նկ. 4.11):

$$L = l', \quad (4.52)$$

$$q_l = 2m' \sqrt{2gH_f^{3/2}}, \quad (4.53)$$

$$y = y_1 + l' \tan \varphi, \quad (4.54)$$

$$a = 0, \quad (4.55)$$



Նկ. 4.11. Ուղղանկյուն կտրվածքով պրիզմատիկ խրամուղային ջրհեռի հաշվարկային սխեման:

Ուղղանկյուն կտրվածքով ոչ պրիզմատիկ և պրիզմատիկ խրամուղային ջրհեռների հաշվարկը կատարվում է համապատասխանաբար (4.30) և (4.46) դիֆերենցիալ հավասարումների օգնությամբ:

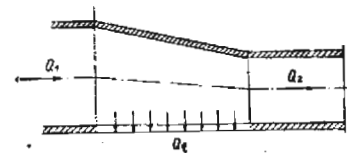
Կողային ջրհեռը մի կառուցվածք է, որը ծառայում է տվյալ ջրանցից կողային ջրաթափի միջոցով ջուրը տեղափոխելու մի այլ լծորդած ջրանցք:

Կողային ջրաթափերը կառուցում են ջրանցքի ինչպես պրիզմատիկ, յնպես և ոչ պրիզմատիկ հատվածներում:

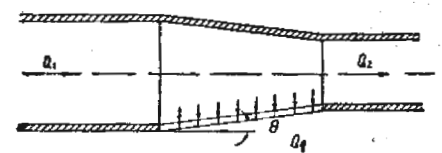
Կողային ջրաթափի ճակատը հիմնականում կառուցում են զուգահեռ ջրանցքի առանցքի ուղղությամբ, որը կոչվում է ուղիղ կողային թափ (նկ. 4.12):

Որոշ դեպքերում ջրհեռի ելքը մեծացնելու նպատակով կողային թափի ճակատը կառուցում են ջրանցքի առանցքի նկատմամբ $15-20^\circ$ անկյան տակ թեքված, որը կոչվում է շեղ կողային ջրաթափ (նկ. 4.13):

Կողային ջրաթափի հիդրավլիկական հաշվարկի վերաբերյալ կա-



Նկ. 4.12. Ուղիղ կողային ջրաթափի հատակագիծը:



Նկ. 4.13. Շեղ կողային ջրաթափի հատակագիծը:

տարված են բավականին շատ հետազոտություններ, սակայն ստացված արդյունքները ոչ միայն սպառիչ պատասխան չեն տալիս շատ հարցերի, այլ նաև հաճախ հակասում են միմյանց: Կողային ջրաթափի վերաբերյալ առաջին փորձնական հետազոտությունները կատարվել են դեռևս 1916 թ. Դրեզդենում, էնգելսի կողմից, որտեղ արձանագրվեց, որ ջրաթափի վրա հեղուկի հորիզոնը ըստ շարժման ուղղության աճում է: Քոլեմանի և Սմիթի փորձնական հետազոտությունները, կատարված Մանչեստրի տեխնոլոգիական ինստիտուտում, տվեցին հակասական արդյունք՝ հեղուկի հորիզոնը ըստ շարժման ուղղության նվազում է:

Պարզվում է, որ հեղուկի հորիզոնի բարձրացումը տեղի է ունենում հանդարտ, իջեցումը՝ բուռն շարժման դեպքերում: Այս երևույթը առաջինը տեսականորեն մեկնաբանել է Դե-Մարկին:

Կողային ջրաթափի հաշվարկը կատարելու համար Դե-Մարկին առաջարկել է կանխադրույթ, որ կենդանի կտտրվածքի տեսակարար էներգիան ըստ ջրաթափի ճակատի երկարության մնում է հաստատուն: Դա կարող է տեղի ունենալ միայն այն դեպքում, երբ զանգվածների փոփոխման գործակիցը՝ $a \geq 1$:

Գ. Ա. Պետրովը գտնում է, որ այդ կանխադրույթը սխալ է: Կողային ջրաթափում $a \ll 1$, և առաջարկում է հաշվարկներում ընդունել $a=0$:

Ինչպես ցույց է տվել շատ հետազոտողների փորձնական արդյունքների մշակումը, $a=0$ դեպքում շեղումը շատ ավելի մեծ է, քան $a=1,0$ դեպքում:

Ըստ Խ. Ա. Նավոյանի հետազոտությունների $a=1,0$ դեպքում փորձնական և տեսական արժեքների շեղումը կազմում է մոտ 5 %, իսկ $a=0$ դեպքում՝ 45—50 %:

Էնգելսի, Ա. Մ. Կուրգանովի և Վ. Հ. Թոքմաջյանի փորձնական հետազոտությունների արդյունքների մշակումը ցույց է տվել, որ փորձնական և տեսական արդյունքները լավ են համընկնում, երբ $a=0,9-1,2$, իսկ $a=0$ դեպքում շեղումները անհամեմատ մեծ են:

Իհարկե, գիտության արդի ժամանակաշրջանում օգտվել Դե-Մարկիի առաջարկած կանխադրույթից խորհուրդ չի տրվում, քանի որ այն ոչ լիովին է արտացոլում շարժումը բնութագրող մեծությունները: Սակայն որակապես այն ավելի ճիշտ է արտացոլում շարժումը, քան հաճախ օգտագործվող էմպիրիկ բանաձևերի: Այդ ենթադրությանն են հանգել էլ—Կասարը, Սմիթը և Ս. Ս. Ռուգենը վերլուծելով իրենց փորձնական հետազոտությունները:

Կողային ջրաթափի հիդրավիկական հաշվարկը նպատակահարմար է կատարել էՉՄ-ների օգնությամբ, ինտեգրելով հեղուկի անհավասարաչափ շարժման և թափվող ելքի դիֆերենցիալ հավասարումների համակարգը:

Քանի որ կողային ջրաթափները նպատակահարմար է կառուցել ջրանցքի ուղիղ թեքության հատվածներում, ապա օգտվենք հեղուկի շարժման (4.1) դիֆերենցիալ հավասարումից և ջրաթափի բանաձևից:

$$\frac{dh}{dl} = \frac{\sin \varphi_0 - \frac{Q^2}{A^2 C R} + \frac{\alpha Q^2}{g A^3} \frac{\partial A}{\partial l} - \frac{(2-a) \alpha Q}{g A^2} \frac{dQ}{dl}}{\cos \varphi_0 - \frac{\alpha Q^2}{g A^3} \frac{\partial \alpha}{\partial h}},$$

$$\frac{dQ}{dl} = -m_1 \sqrt{2g(h-p)^{3/2}} \quad (4.56)$$

որտեղ m_1 -ն կողային ջրաթափի ելքի գործակիցն է, p -ն շեմքի բարձրությունն է:

Տվյալ միաչափ հաշվարկային սխեմայում հաշվարկները կատարված են հետևյալ պայմանների համար.

ա) շարժումը կայունացած է,

բ) զանգվածների փոփոխման գործակիցը ընդունվում է հաստատուն, քանի որ ընդհանուր դեպքում հնարավոր չէ որոշել մասնիկների արագությունների վեկտորների ուղղությունը: Գործնական հաշվարկների համար այն նպատակահարմար է ընդունել $a=1,0-1,2$ միջակայքում,

գ) արհամարհվում են ազատ մակերևութի կորացման պատճառով առաջացող կենտրոնախույս ուժերը, որի հետևանքով հաշվարկային սխեմայում չեն մասնակցում տեղական այնպիսի երևույթներ, ինչպիսիք են հոսանքի սեղմումը մինչև ջրաթափը և նրանից հետո հոսանքի առթշումը դեպի ջրաթափ,

դ) կողային ջրաթափի ելքի m_1 գործակցի տեսականորեն ճիշտ որոշումը հնարավոր չէ:

Ս. Ս. Ռուգենը, Խ. Ա. Նավոյանը, Կոզեյնը և ուրիշներ գտնում են, որ առանց մեծ սխալի m_1 գործակիցը կարելի է որոշել նաև սովորական ջրաթափերի համար:

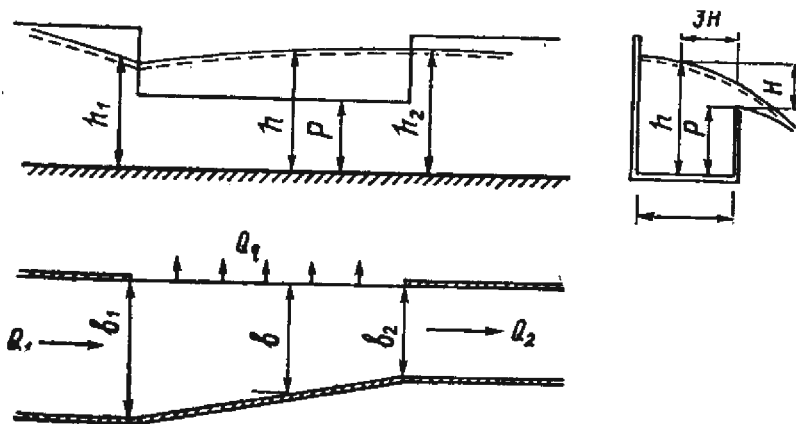
Գոյություն ունեն նաև m_1 գործակցի որոշման մի շարք էմպիրիկ բանաձևեր, որոնցից կարելի է նշել Հ. Ա. Սիմոնյանի բանաձևերը ուղղանկյուն կտրվածքով պրիզմատիկ ջրանցքներում կառուցված շեղողված սուր շուրթով կողային ջրաթափերի համար՝

$$m_1 = 0,25 + 0,167 \left(\frac{h_1 - p}{h_2 - p} - \sqrt{\frac{Q_1^2}{g h_1^3 b^2}} \right), \quad (4.57)$$

և գործնական պրոֆիլով ջրաթափերի համար՝

$$m_1 = 0,287 + 0,169 \left(\frac{h_1 - p}{h_2 - p} - \sqrt{\frac{Q_1^2}{g h_1^3 b^2}} \right), \quad (4.58)$$

որտեղ h_1 , Q_1 , h_2 , Q_2 -ը համապատասխանաբար հոսանքի խորությունն ու ելքն են ջրաթափից առաջ և հետո (նկ. 4.14),



Նկ. 4.14. Կողային ջրաթափի հաշվարկային սխեման:

Ա. Մ. Կուրգանովը առաջարկում է կողային ջրաթափի ելքի գործակիցը ընդհանուր դեպքում որոշել

$$m'_4 = \varepsilon_4 m_4 \quad (4.59)$$

բանաձևով, որտեղ ε -ը կողային սեղմման, իսկ σ_4 -ն՝ ճնշումների փոփոխման գործակիցներն են:

Պրիզմատիկ կողային ջրաթափերի համար

$$\varepsilon = 1 - \frac{Q_1^2}{2gA_1^2L}, \quad (4.60)$$

Ոչ պրիզմատիկ (նեղացող) կողային ջրաթափերի համար

$$\varepsilon = 1 - 0.525 \frac{Q_1^2}{gA_{1-2}^2L}, \quad (4.61)$$

որտեղ A_{1-2} -ը ջրաթափի սկզբնական լայնակի կտրվածքի մակերեսն է, ընդունելով, որ հոսանքի խորությունը հավասար է ջրաթափի վերջին կտրվածքի խորությանը (h_2):

Ճնշումների փոփոխման σ_4 գործակիցը պրիզմատիկ կողային ջրաթափերում որոշվում է՝

$$\sigma_4 = 1 - 0.275 \frac{Q_1^2}{gA_2^2H_2} \quad (4.62)$$

Երբ

$$Q_2/Q_1 \leq 0.63,$$

$$\sigma_4 = 1 - 0.75 \frac{Q_1 Q_2}{hA_2^2 H_2}, \quad (4.63)$$

Երբ

$$Q_2/Q_1 > 0.63,$$

Ոչ պրիզմատիկ նեղացող կողային ջրաթափերում

$$\sigma_4 = 1 - \frac{0.35}{gH_2^2} \left(\frac{Q_1^2}{A_{1-2}^2} - \frac{Q_2^2}{A_2^2} \right),$$

Երբ

$$\frac{1}{H_2^2} \left(\frac{Q_1^2}{A_{1-2}^2} - \frac{Q_2^2}{A_2^2} \right) > 10, \quad (4.64)$$

ապա հաշվարկներում կարելի է ընդունել $\sigma_4 = 0.65$:

Եթե կողային ջրաթափը սուզված է, ապա (4.59) բանաձևում ավելանում է σ_0 սուզվածության գործակիցը, որը կարելի է որոշել

$$\sigma_0 = 0.9 \sqrt{1 - \left(\frac{h_0}{H_2} \right)^2}, \quad (4.65)$$

բանաձևով, որտեղ h_0 -ը ջրաթափի սուզման խորությունն է:

Պետք է նշել, որ (4.59)–(4.65) բանաձևերի օգտագործումը կապված է մի շարք բարդությունների հետ, քանի որ նախապես անհայտ են այդ բանաձևերում մասնակցող որոշ մեծությունների արժեքները: (4.59)–(4.65) բանաձևերի օգնությամբ կողային ջրաթափի հաշվարկ կատարելու համար (4.56) համակարգի ինտեգրման մեթոդով նախ պետք է որոշել կողային ջրաթափի սկզբնական և վերջնական կտրվածքներում բոլոր հիդրավլիկական ընթացքային մեծությունները, ընդունելով $\varepsilon = 1.0$, $\sigma_4 = 1.0$ (սուզված ջրաթափի ժամանակ նաև $\sigma_0 = 1.0$), որից հետո հաշվելով ε -ը σ_4 -ը σ_0 -ը հաշվարկը կատարել նորից: Հաշվարկը պետք է կատարել այնքան անգամ, մինչև ստացված արժեքների շեղումները չգերազանցեն թույլատրելի արժեքները (5 %):

Հիմնականում կարող են հանդիպել կողային ջրաթափի հիդրավլիկական հաշվարկի երեք դեպքեր:

1-ին դեպք: Տրված են ելքերը ջրաթափի սկզբում և վերջում (Q_1 և Q_2), ջրաթափի լայնական կտրվածքի ձևը, ինչպես նաև ջրանցքի երկրաչափական մեծությունները՝ սկզբնական և վերջնական կտրվածքներում հատակի լայնությունները (b_1 և b_2), հունի թեքությունը (i_0), խորությունը լայնության գործակիցը (η), ջրաթափի շեմքի բարձրությունը (p):

Պահանջվում է որոշել ջրաթափի ճակատի երկարությունը (L) և կառուցել ազատ մակերևույթի կորը:

ա) Կողային ջրաթափում հեղուկի շարժումը բուռն է:

Ակնհայտ է, որ ջրաթափի ելքը $Q_2 = Q_1 - Q_3$:

Բուռն շարժման ժամանակ դիֆերենցիալ հավասարումների (4.56) համակարգի եզրային պայմաններն են հոսանքի Q_1 ելքը ջրաթափի սկզբում և h_1 խորությունը:

h_1 խորությունը բաց տրված ելքի որոշվում է ջրաթափին նախորդող ջրանցքի հատվածի հիդրավլիկական պայմաններից:

Ինտեգրում ենք դիֆերենցիալ հավասարումների (4.56) համակարգը մինչև հոսանքի ելքը հավասարվի Q_2 -ի, որին համապատասխանող երկարությունը կլինի ջրաթափի ճակատի երկարությունը՝ $l = L$, իսկ $h = h(l)$ կետերի կոորդինատները կհամապատասխանեն ազատ մակերևույթի կորի կոորդինատներին:

բ) Կողային ջրաթափում հեղուկի շարժումը հանդարտ է:

Հանդարտ շարժման ժամանակ դիֆերենցիալ հավասարումների (4.56) եզրային պայմանները կլինեն հոսանքի Q_2 ելքը և h_2 խորությունը ջրաթափի վերջում:

Ըստ տրված Q_2 ելքի ջրաթափի հաջորդող ջրանցքի հատվածի հիդրավլիկական պայմաններից որոշվում է հոսանքի h_2 խորությունը, ինտեգրելով դիֆերենցիալ հավասարումների (4.56) համակարգը շարժման հակառակ ուղղությամբ մինչև հոսանքի ելքը հավասարվի Q_1 -ի, որոշում ենք ջրաթափի ճակատի L_2 երկարությունը և կառուցում ազատ մակերևույթի կորը:

Օրինակ 4.2: Ուղղանկյուն կտրվածքով կողային ջրաթափում հեղուկի շարժումը հանդարտ է: $Q_1=30$ մ³/վ, $Q_2=16$ մ³/վ, $b_1=b_2=16,0$ մ, $i_0=0,0001$, $n=0,013$, $p=1,07$ մ:

Պահանջվում է որոշել ջրաթափի ճակատի L_2 երկարությունը և կառուցել ազատ մակերևույթի կորը:

Այս օրինակը վերցված է Ա. Մ. Կուրգանովի և Վ. Դ. Դուպլյակի գրքից¹: Այնտեղ լուծումը կատարված է այլ (մոտավոր) եղանակով և ստացված արդյունքները հեռու են իրականին մոտ լինելուց: Հետագայում դա կերևա ստացված արժեքների համեմատության ժամանակ:

Լուծում: Ակնհայտ է, որ ջրաթափի ելքը կլինի՝

$$Q_1=Q_1-Q_2=30-16=14,0 \text{ մ}^3/\text{վ}.$$

Ըստ ջրաթափին հաջորդող ջրանցքի հատվածի հիդրավլիկական պայմանների, ջրաթափի վերջում առաջանում է $Q_2=16,0$ մ³/վ ելքին համապատասխանող $h_2=1,24$ մ խորություն (վերցված է սվյալ օրինակի պայմաններից):

Ստացված արժեքների համեմատություն կատարելու համար m_2 , σ_4 և ε -ի արժեքները ընդունվում է նույնը, ինչպես նշված գրքում՝ $m_2=0,41$, $\sigma_4=0,62$, $\varepsilon=1,0$:

Պրիզմատիկ կողային ջրաթափերում դիֆերենցիալ հավասարումների (4.56) համակարգը ընդունում է հետևյալ տեսքը.

$$\frac{dh}{dl} = \frac{i_0 - \frac{Q^2}{A^2 C^2 R} - \frac{\alpha(2-\alpha)Q}{gA^2}}{1 - \frac{\alpha Q^2}{g} \frac{B}{A^3}} \cdot \frac{dQ}{dl}, \quad (4.66)$$

$$\frac{dQ}{dl} = -m_2 \sigma_4 \varepsilon \sqrt{2g(h-p)^{3/2}},$$

ծրկրաշափական և հիդրավլիկական ընթացքող մեծությունները

¹ А. М. Курганов, В. Д. Дупляк — Гидравлический расчет водопропускных сооружений, Киев, 1982, 96 с.

ուղղանկյուն կտրվածքի ջրանցքների համար որոշվում են հետևյալ առնչություններից $A=bh$, $R=\frac{bh}{b+2h}$, $C=\frac{1}{n}R^{1/6}$ (ըստ Մանինգի)

Հաշվի տոնելով սվյալ առնչությունները և տեղադրելով հայտնի սվյալները դիֆերենցիալ հավասարումների համակարգի մեջ, կատարենք ինտեգրում էՄ-ի միջոցով (ինտեգրումը կատարված է շարժման հակառակ ուղղությամբ, $l=0$ համապատասխանում է ջրաթափի վերջին):

Ստացված արդյունքները բերված են աղյուսակ 4.3-ում:

Աղյուսակ 4.3

4.2 օրինակի հաշվարկի արդյունքները

l մ	0	50	100	150	200	250	284
Q մ ³ /վ	16	19,61	22,59	25,05	27,11	28,91	30,02
h մ	1,240	1,220	1,201	1,186	1,175	1,166	1,163

Ջրաթափի սկզբում ստացվում է $h_1=1,163$ մ խորություն, իսկ ջրաթափի ճակատի երկարությունը՝ $L_2=284$ մ:

Ըստ Ա. Մ. Կուրգանովի ստացված արդյունքների $h_1=1,16$ մ, $L_2=175$ մ:

Ինչպես տեսնում ենք, ջրաթափի ճակատի երկարությունը ըստ Ա. Մ. Կուրգանովի ստացվում է ղգալիորեն պակաս (109 մ), քան մեր հաշվարկում:

Կատարենք ստացված տարբերությունը բացատրող որակական վերլուծություն:

Թափվող ջրի ելքը որոշենք ջրաթափի ունիվերսալ բանաձևով ըստ թափվող շերտի միջին խորության:

$$Q_1=m_2 L_2 \sqrt{2g(h-p)^{3/2}}$$

$$m_2=0,41 \cdot 0,621 \cdot 1=0,254,$$

$$H=\frac{\sum_{i=1}^n h_i}{n}=1,193 \text{ մ},$$

$$L_2=\frac{Q_1}{m_2 \sqrt{2g(H-p)^{3/2}}}=\frac{14,0}{0,254 \sqrt{2 \cdot 9,81(1,193-1,07)^{3/2}}}=288,4 \text{ մ}.$$

(ըստ մեր արդյունքների $L_2=284$ մ):

4.8. օրինակի ազատ մակերևույթի կորի կոորդինատները և ելքի մեծությունները

l, մ	0	1	2	3	4	5	6	6.7
h, մ	1,8	1,702	1,652	1,621	1,60	1,587	1,577	1,57
Q ₂ մ ³ /վ	24,61	23,16	21,89	20,72	19,61	18,53	17,48	16,7

$$Q_1 = Q_1 - Q_2 = 24,61 - 16,7 = 7,91 \text{ մ}^3/\text{վրկ.}$$

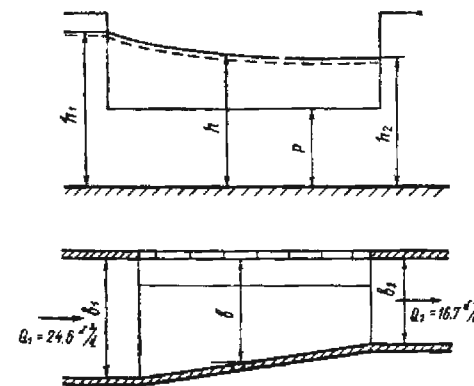
բ) Ջրի շարժման վիճակը հանդարտ է:

Դիֆերենցիալ հավասարումների (4.56) համակարգի եզրային պայմաններն են հոսանքի Q₂ ելքը և h₂ խորությունը ջրաթափի վերջում:

Խնդիրը լուծվում է բնտրության եղանակով: Q₂ ելքին տալով կամայական արժեքներ, ջրաթափին հաջորդող ջրանցքի հատվածի հիդրավիկական պայմաններից որոշում ենք նրանց համապատասխանող h₂ խորությունները: Ինտեգրելով (4.56) համակարգը, ջրի շարժման համակառակ ուղղությամբ որոշում ենք ջրաթափի սկզբում Q₁ ելքերը, որոնք համապատասխանում են Q₂ կամայական ելքերին: Կառուցում ենք

$$Q_1 = f(Q_2) \text{ կորը (նկ. 4.17):}$$

Q₁ = f(Q₂) կորի օգնությամբ որոշում ենք տրված Q₁ ելքին



Նկ. 4.16. Օրինակ 4.3-ի հաշվարկային նկ. 4.17. Կողային ջրաթափի Q₁ = f(Q₂) սխեման և ազատ մակերևույթի կորը:

համապատասխանող Q₂ ելքը: Ջրաթափին հաջորդող ջրանցքի հատվածի հիդրավիկական պայմաններից որոշելով Q₂ ելքին համապատասխանող h₂ խորությունը և ինտեգրելով դիֆերենցիալ հավասարումների (4.56) համակարգը, կառուցում ենք ազատ մակերևույթի կորը:

Օրինակ 4.4: Որոշել ուղղանկյուն կտրվածքի, գծային օրենքով նեղացող կողային ջրաթափի ելքը ջրի շարժման հանդարտ վիճակի

Ստացված արդյունքը ցույց է տալիս Ա. Մ. Կուրգանովի կողմից բերված մեթոդի խիստ մոտավորությունը:

2-րդ դեպք: Հայտնի են կողային ջրաթափի սկզբնական կտրվածքում Q₁ ելքը, ինչպես նաև հունի երկրաչափական բնութագրող մեծությունները: Պահանջվում է որոշել ելքը ջրաթափի վերջում և կառուցել ազատ մակերևույթի կորը:

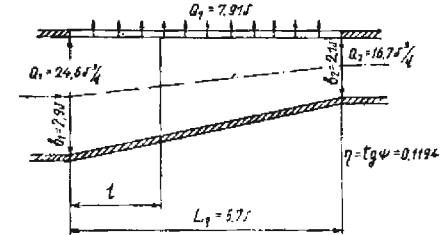
ա) Ջրի շարժման վիճակը բուռն է:

Դիֆերենցիալ հավասարումների (4.56) համակարգի եզրային պայմաններն են հոսանքի Q₁ ելքը և h₁ խորությունը ջրաթափի սկզբում: Իսկ խորությունը ըստ Q₁ տրված ելքի որոշվում է ջրաթափին նախորդող ջրանցքի հատվածի հիդրավիկական պայմաններից:

Ինտեգրումը կատարում է l=0-ից մինչև l=L_ջ, որին համապատասխանող Q₂ ելքը կհամապատասխանի ջրաթափի ելքին վերջին կտրվածքում, իսկ h=h(l) կուրդինատները՝ ազատ մակերևույթի կորի կոորդինատներին:

Օրինակ 4.3: Ուղղանկյուն կտրվածքով հատակագծում գծային օրենքով նեղացող ջրաթափում (նկ. 4.15) շարժման վիճակը բուռն է: Տրված են նաև Q₁=24,61 մ³/վ, h₁=1,8 մ, b₁=2,9 մ, b₂=2,1 մ, p=0,9 մ; n=0,02, i₀=0,012, L_ջ=6,7 մ, m_կ=0,42, a=1,0:

Պետք է որոշել ելքը ջրաթափի վերջում և կառուցել ազատ մակերևույթի կորը:



Նկ. 4.15. Օրինակ 4.3-ի հաշվարկային սխեման:

Լուծում: Դիֆերենցիալ հավասարումների (4.56) համակարգը ձևափոխենք ըստ տրված պայմանների:

Հայնակի կտրվածքի մակերեսը (ուղղանկյուն) կլինի՝ A=bh=(b₁-ηl)h, որտեղ

$$\eta = \frac{b_1 - b_2}{L} = 0,1194, \quad C = \frac{1}{n} R^{2/3},$$

Կ-ը որոշում ենք ըստ Ն. Ն. Պավլովսկու կրճատ բանաձևի (2y=0,368):

$$R = \frac{bh}{b + 2h} = \frac{(b_1 - \eta l)h}{b_1 - \eta l + 2h}, \quad \frac{\partial A}{\partial l} = -\eta h, \quad \frac{\partial A}{\partial h} = B = b_1 - \eta l:$$

Ինտեգրելով ստացված դիֆերենցիալ հավասարումների (4.56) համակարգը h₁=1,8 մ և Q₁=24,61 մ³/վ եզրային պայմանների դեպքում l=0-ից մինչև l=L_ջ=6,7 մ ստանում ենք ազատ մակերևույթի կորի կոորդինատները և ջրաթափի ելքը:

Աղյուսակ 4.4-ում և նկար 4.16-ում բերված են ազատ մակերևույթի կորի տեսքը, կոորդինատները և ջրաթափի Q₂ ելքի արժեքը:

դեպքում, եթե հայտնի է, որ ջրաթափի վերջում, րստ ջրաթափին հաջորդող ջրանցքի հատվածի հիդրավիկական պայմանների, հաստատվում է նորմալ խորություն:

Տրված են՝ $Q_1 = 82,5 \text{ մ}^3/\text{վ}$, $b_1 = 11 \text{ մ}$, $b_2 = 7,0 \text{ մ}$, $p = 2,8 \text{ մ}$, $i_0 = 0,00068$, $n = 0,02$, $L_2 = 16,3 \text{ մ}$:

Լուծում: Որպեսզի կառուցենք $Q_1 = f(Q_2)$ կորը, Q_2 ելքին տանք մի քանի կամայական արժեքներ $Q_2 = 38; 45,06; 48,64; 55,95 \text{ մ}^3/\text{վ}$: Ըստ այս ելքերի որոշելով նորմալ խորությունները և ինտեգրելով դիֆերենցիալ հավասարումների (4.56) համակարգը, ստանում ենք նրանց համապատասխանող ելքերը ջրաթափի սկզբում (տես աղյուսակ 4.5)

Աղյուսակ 4.5

4.4 օրինակի $Q_1 = f(Q_2)$ կորի կոորդինատները

$Q_2 \text{ մ}^3/\text{վ}$	38	45,06	48,64	55,95
$Q_1 \text{ մ}^3/\text{վ}$	42,03	60,42	71,08	94,60

Ըստ աղյուսակ 4.5-ի ամլալների կառուցվում է $Q_1 = f(Q_2)$ կորը (նկ. 4.18): Ըստ նկ. 4.18-ի $Q_1 = 82,5 \text{ մ}^3/\text{վ}$ ելքին համապատասխանում է $Q_2 = 52,27 \text{ մ}^3/\text{վ}$ ելքը:

Ջրաթափի ելքը կլինի $Q_2 = Q_1 - Q_2 = 82,5 - 52,27 = 30,23 \text{ մ}^3/\text{վ}$:

Ցույ դեպք: Հայտնի են կողային ջրաթափից հետո Q_2 ելքը և ջրաթափի երկրաչափական պարամետրերը:

Պահանջվում է որոշել ջրաթափի Q_2 ելքը և կառուցել ազատ մակերևույթի կորը:

ա) Շարժման վիճակը բուռն է:

Դիֆերենցիալ հավասարումների (4.56) համակարգի եզրային պայմանները բուռն շարժման դեպքում կլինեն Q_1 ելքը և h_1 խորությունը ջրաթափի սկզբում:

Ըստ կամայական վերցված Q_1 ելքի արժեքների, ջրաթափին նախորդող ջրանցքի հիդրավիկական պայմաններից որոշում ենք նրանց համապատասխանող խորությունները և ինտեգրելով դիֆերենցիալ հավասարումների (4.56) համակարգը, կառուցում ենք $Q_2 = f(Q_1)$ կորը (նկ. 4.17):

Ըստ տրված Q_2 ելքի արժեքի, որոշվում է Q_1 ելքը և նրան համապատասխանող h_1 խորությունը:

Ջրաթափի ելքը կլինի $Q_2 = Q_1 - Q_2$:

Ինտեգրելով դիֆերենցիալ հավասարումների (4.56) համակարգը րստ ստացված եզրային պայմանների, կառուցվում է ազատ մակերևույթի կորը:

բ) Շարժման վիճակը հանդարտ է:

Դիֆերենցիալ հավասարումների (4.56) համակարգի եզրային պայմաններն են Q_2 ելքը և h_2 խորությունը ջրաթափի վերջում:

Ըստ տրված Q_2 ելքի, ջրաթափին հաջորդող ջրանցքի հիդրավիկական պայմաններից որոշվում է h_2 խորությունը և ինտեգրելով դիֆերենցիալ հավասարումների (4.56) համակարգը $l = L_2$ -ից մինչև $l = 0$ (հիմնական շարժման հակառակ ուղղությամբ) կառուցվում է ազատ մակերևույթի կորը և որոշվում Q_1 ելքը ջրաթափի սկզբում:

Ջրաթափի ելքը կլինի՝ $Q_2 = Q_1 - Q_2$:

Շեղ կողային ջրաթափերի (նկ. 4.13) հիդրավիկական հաշվարկի մեթոդները դեռևս քիչ են հետազոտված: Դիֆերենցիալ հավասարումների (4.56) համակարգը այդ դեպքում ունի հետևյալ տեսքը.

$$\frac{dh}{dl} = \frac{\sin\varphi - \frac{Q^2}{A^2 C^2 R} + \frac{\alpha Q^2}{g A^3} \frac{\partial A}{\partial l} - \frac{\alpha(2-a)}{g A^2} Q \frac{dQ}{dl}}{\cos\varphi - \frac{\alpha Q^2}{g A^3} \frac{\partial A}{\partial l}}, \quad (4.67)$$

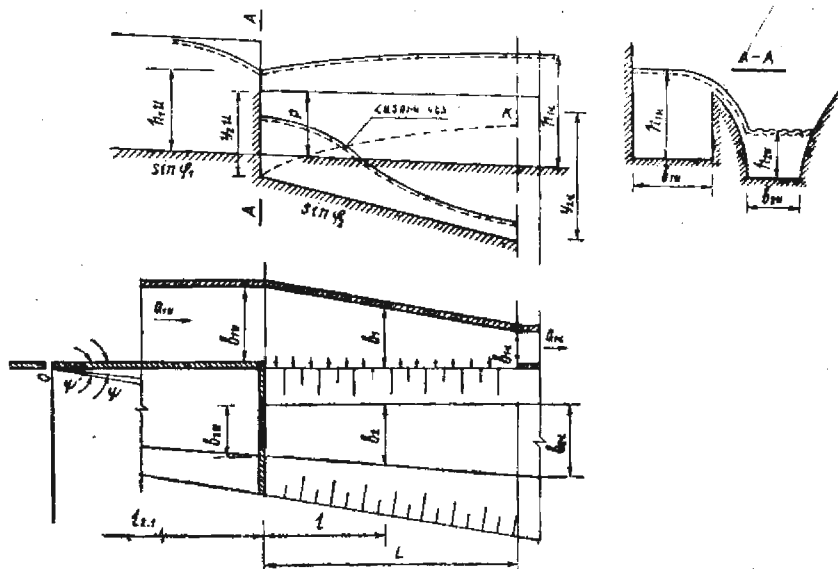
$$\frac{dQ}{dl} = - \frac{m_1 \sqrt{2g} (h-p)^{3/2}}{\cos\vartheta}$$

որտեղ θ -ն ջրաթափի ճակատի թեքման անկյունն է ջրանցքի առանցքի նկատմամբ:

Շեղ կողային ջրաթափերում $a < 1$:

Կողային ջրաթափին լծորդված ջրանցքների ճիգրավիկական հաշվարկը: Կողային ջրաթափին լծորդված ջրանցքները կարող են ունենալ հունի ինչպես հաստատուն, այնպես էլ փոփոխական թեքություն հատվածներ: Կողային ջրաթափի երկարությունը համապատասխանող լծորդված ջրանցքի թեքությունը նպատակահարմար է անել հաստատուն (այն աշխատում է որպես խրամուղային ջրհեռ): Հետագայում կողային ջրաթափի հիդրավիկական և երկրաչափական պարամետրերը կնշանակենք 1, իսկ լծորդված ջրանցքինը՝ 2 ինդեքսներով (նկ. 4.19):

Լծորդված ջրանցքի հաշվարկային դիֆերենցիալ հավասարումը կունենա հետևյալ տեսքը (խրամուղային ջրհեռի տեղամասի համար)՝



Նկ. 4.19. Ոչ պրիզմատիկ ջրանցքին լծորդված ուղիղ կողային ջրաթափի հաշվարկային սխեման:

$$\frac{dh}{dl} = \frac{\sin \varphi_2 - \frac{Q_2^2}{A_2^2 C_2 R_2} + \frac{dQ_2^2}{g A_2^3} \frac{\partial A_2}{\partial l} - \frac{\alpha(2-a_2)}{g A_2^3} Q_2 \frac{dQ_2}{dl}}{\cos \varphi_2 - \frac{\alpha Q_2^2}{g A_2^3} \frac{\partial A_2}{\partial h_2}} \quad (4.68)$$

Հարմարության համար կողային ջրաթափի և լծորդված ջրանցքների ճանապարհի հաշվարկի սկիզբը ընտրված է նույն կտրվածքից: Այդ պատճառով (4.68) հավասարման l -ը ինդեքս չունի:

Վերլուծելով լծորդված ջրանցքում շարժման դիֆերենցիալ հավասարումը, որոշվում է հատուկ կետի կոորդինատները, որոնք հանդիսանում են ընդհանուր դեպքում (4.68) դիֆերենցիալ հավասարման եզրային պայմանները:

Եթե հատուկ կետերի թիվը երկուսն են, ապա այդ կտրվածքների միջև տեղի կունենա հիդրավլիկական թռիչք:

Որպեսզի որոշենք թռիչքի տեղը, պետք է հատուկ կետերից միմյանց ընդառաջ կառուցել ազատ մակերևույթի և նրանց համալուծ խորությունների կորերը:

Ազատ մակերևույթների և համալուծ խորությունների հատման կտրվածքում էլ տեղի կունենա հիդրավլիկական թռիչքը:

Եթե լծորդված ջրանցքի խրամուղային ջրհեռ հատվածից հետո ընկած տեղամասերում հատուկ կետի որոշելը ոչ մի դժվարություն չի

առաջացնում, ապա խրամուղային ջրհեռի հատվածում այն բավականին բարդ է:

Ելքի փոփոխությունը ըստ ճանապարհի որոշվում է կողային ջրաթափի հիդրավլիկական հաշվարկից:

$$\frac{dh_1}{dl} = \frac{\sin \varphi_1 - \frac{Q_1^2}{A_1^2 C_1 R_1} + \frac{\alpha Q_1^2}{g A_1^3} \frac{\partial A_1}{\partial l} - \frac{\alpha(2-a_1)}{g A_1^3} Q_1 \frac{dQ_1}{dl}}{\cos \varphi_1 - \frac{\alpha Q_1^2}{g A_1^3} \frac{\partial A_1}{\partial h_1}} \quad (4.69)$$

$$\frac{dQ_1}{dl} = -m_1 \sqrt{2g(h_1 - p)^{3/2}},$$

խրամուղային ջրհեռի l_1 բոլոր կամայական կտրվածքում կլինի՝

$$Q_2 = Q_1^* - Q_1, \quad (4.70)$$

որտեղ Q_1^* -ը հոսանքի ելքն է կողային ջրաթափից առաջ: Ածանցելով կունենանք

$$\frac{dQ_2}{dl} = -\frac{dQ_1}{dl}, \quad (4.71)$$

Տեղադրելով (4.71) առնչությունը (4.68) դիֆերենցիալ հավասարման մեջ, կստանանք

$$\frac{dh_2}{dl} = \frac{\sin \varphi_2 - \frac{Q_2^2}{A_2^2 C_2 R_2} + \frac{\alpha Q_2^2}{g A_2^3} \frac{\partial A_2}{\partial l} + \frac{\alpha(2-a_2)}{g A_2^3} Q_2 \frac{dQ_1}{dl}}{\cos \varphi_2 - \frac{\alpha Q_2^2}{g A_2^3} \frac{\partial A_2}{\partial h_2}} \quad (4.72)$$

Որպեսզի որոշենք հատուկ կետի կոորդինատները խրամուղային ջրհեռում, հավասարեցնենք զրոյի (4.72) դիֆերենցիալ հավասարման համարիչն ու հալարարը, տեղադրելով Q_2 -ի արժեքը (4.70), իսկ $\frac{dQ_2}{dl}$ -ը՝ (4.71) առնչություններից

$$\sin \varphi_2 - \frac{(Q_1^* - Q_1)^2}{A_2^2 C_2 R_2} + \frac{\alpha(Q_1^* - Q_1)^2}{g A_2^3} \frac{\partial A_2}{\partial l} - \frac{\alpha(2-a_2)}{g A_2^3} (Q_1^* - Q_1)^2 \cdot m_1 \sqrt{2g(h - p)^{3/2}} = 0, \quad (4.73)$$

$$\cos \varphi_2 - \frac{\alpha(Q_1^* - Q_1)^2}{g A_2^3} \cdot \frac{R_2}{A_2^2} = 0,$$

(4.73) հավասարումների համակարգում կա չորս անհայտ մեծություն՝ Q_1 , h_1 , h_2 և l :

Լուծելով (4.73) համակարգը համատեղ դիֆերենցիալ հավասարումների (4.69) համակարգի հետ, կստանանք $h_{2կր}$ և $l_{կր}$ հատուկ կետի կոորդինատները: Ինտեգրելով դիֆերենցիալ հավասարումների (4.69) համակարգը, որոշում ենք ցանկացած l -ին համապատասխանող h_1 -ի և Q_1 -ի արժեքները: Տեղադրելով այն (4.73. (2)) հավասարման մեջ, որոշում ենք նրանց համապատասխանող h_2 -ը: Եթե այն կրիտիկական խորություն է, ապա (4.73 (1)) հավասարումը պետք է դառնա նույնություն:

Եթե պարզվում է, որ խրամուղային ջրհեռում հատուկ կետ չկա, ապա (4.72) դիֆերենցիալ հավասարման եզրային պայմանը որոշվում է խրամուղային ջրհեռին հաջորդող հատվածի հիդրավիկական հաշվարկից:

Փակուղային կողային ջրաթափով ջրհեռի հաշվարկը: Կողային ջրաթափով ջրհեռի առարանսակներից է հանդիսանում փակուղային կողային ջրաթափով ջրհեռը, որտեղ տրանզիտային ելք չկա և ջրի թափվելը կատարվում է միայն մեկ կամ երկկողմանի կողային ջրաթափով: Այսպիսի կոնստրուկցիաներ հանդիպում են պարզարաններում կամ այլ հիդրոտեխնիկական կառուցվածքների կազմում:

Տրանզիտային ելքի բացակայությունը ոչ միայն փոխում է ջրհեռի կոնստրուկցիան, այլև սկզբունքորեն փոխում է նրա հիդրավիկական հաշվարկը:

Այս դեպքում նույնպես հաշվարկային դիֆերենցիալ հավասարումները կլինեն (4.56) համակարգի հավասարումները: Ցույց տանք, որ փակուղային կողային ջրաթափով ջրհեռի ջրանցքում ամբողջովին բուռն շարժում չի կարող լինել. այն կամ պետք է լինի ամբողջովին հանդարտ կամ սկզբում բուռն, որն անպայման կանցնի հանդարտի:

Այս ապացույց ենք հետևյալ կերպ՝ ջրհեռի վերջում $Q \rightarrow 0$, $h_{կր} \rightarrow 0$, հետևաբար բոլոր խորությունները կլինեն մեծ կրիտիկականից:

Այսպիսով, եթե ջրհեռի սկզբում շարժումը բուռն է, մի որոշ կտրվածքում այն թռիչքով կդառնա հանդարտ, և ապա փոքրացող ելքով և մեծացող խորություններով կպաշտպանվի հանդարտ շարժումը:

Փակուղային կողային ջրաթափով ջրհեռի հաշվարկի առանձնահատկությունն այն է, որ տրանզիտային ելքի բացակայությունը հնարավորություն չի տալիս ջրհեռից հետո եղած պայմաններից որոշել հոսանքի խորությունը վերջում, որը և կհանդիսանա սահմանային պայման (4.56) համակարգի ինտեգրման համար:

Խնդրի սահմանային պայմանները հետևյալն են՝

$$l=l_1, Q=Q_1 \text{ (սկզբնական ելքը),}$$

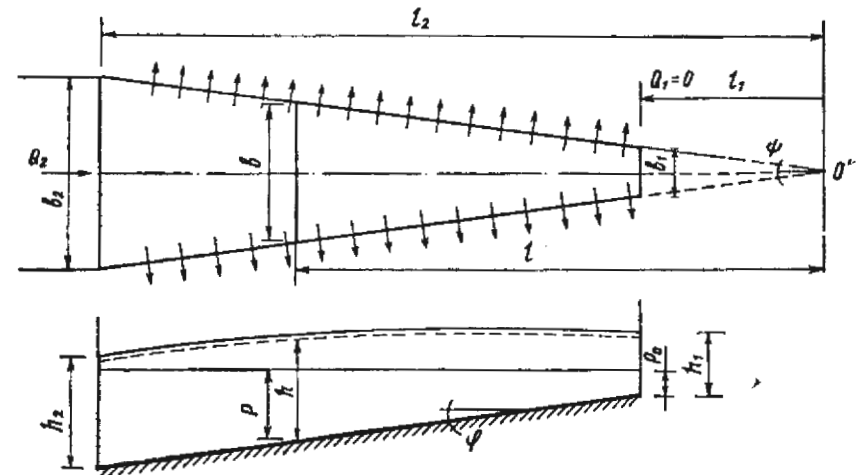
$$l=l_2, Q=Q_2=0 \text{ (փակուղու վերջի ելքը):}$$

Սակայն այս պայմանները բավարար չեն (4.56) համակարգը լուծելու համար (այն լուծելու համար պետք է ունենալ $l=l_1$, $h=h_1$, $Q=Q_1$ կամ $l=l_2$, $h=h_2$, $Q=Q_2$, որը և լուծենք):

Խնդիրը լուծվում է փնտրման մեթոդով. ջրաթափային մասի սկզբում ջրի խորությունը տրվում է կամայական h_1 արժեք և (4.56) համակարգը էՉՄ-ի օգնությամբ ինտեգրվում է մինչև ջրաթափային ճակատի վերջը, $l=l_2$ ստանալով ելքի արժեքը վերջում $Q=Q_2$: Փոփոխելով h_1 -ի արժեքը այնքան, մինչև ստացվի $Q=Q_2=0$, որը և կլինի խնդրի լուծումը, այսինքն թափվող ելքը կլինի ջրանցքի ելքը:

Այն հանգամանքը, որ փակուղային կողային ջրաթափով ջրհեռում ելքը փոքրանում է մինչև զրո, նպատակահարմար է դարձնում հատակագծում և երկայնական կտրվածքում ջրհեռի ջրանցքի չափերի փոքրացումը:

Եթե կտրվածքի լայնությունը հատակագծում և ջրանցքի խորությունը (ջրթափային շուրթերից մինչև հատակը) փոխվեն զծային օրենքով (նկ. 4.20), ապա հարմար է ինտեգրումը կատարել հեղուկի



նկ. 4.20. Փակուղային կողային ջրհեռի հաշվարկային սխեման:

շարժման հակառակ ուղղությամբ կոորդինատային սկզբնական տեղափոխելով «0» դիրքը: Կոորդինատային այս նոր համակարգի համար ուղղանկյուն կտրվածքի ջրհեռում հիդրավիկական տարրերը կլինեն՝

$$b=\beta l, \beta=2tg\psi/2, l_1=b_1/\beta,$$

$$A = \beta l h, \quad \chi = \beta l + 2h, \quad R = 1/(1/h + 2/\beta l),$$

$$C = \frac{1}{n} R^y, \quad y = (1.3 \pm 1.5) \sqrt{n},$$

$$\frac{\partial A}{\partial l} = \beta h, \quad \frac{\partial A}{\partial h} = l, \quad p = \Gamma_0 + (l - l_1) \sin \varphi,$$

որոնք տեղադրելով (4.56)-ի մեջ, կստանանք՝

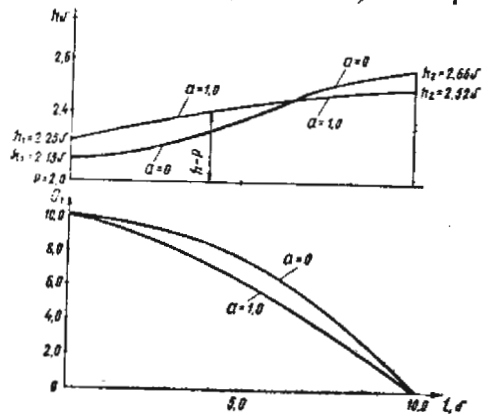
$$\frac{dh}{dl} = \frac{|\sin \varphi| + \frac{Q^2}{\beta^2 l^2} (4/h + 2/\beta l)^{1+2y} + \frac{\alpha Q^2}{\beta^2 l^2 h^3} - \frac{\alpha Q}{\beta l^2} (2-a) \frac{dQ}{dl}}{\cos \varphi - \frac{\alpha Q^2}{g \beta^2 l^2 h^3}},$$

$$\frac{dQ}{dl} = \frac{m_4 \sqrt{2g}}{\cos \varphi / 2} (h - (p + (l - l_1) \sin \varphi))^{3/2},$$

Այս համակարգի լուծումը նույնպես կատարվում է փնտրման մեթոդով մինչև բավարարվեն $l = l_1$, $Q = Q_1 = 0$ և $l = l_2$, $Q = Q_2$ պայմանները:

Նշենք, որ a և m գործակիցների արժեքների ճիշտ որոշման հարցը շատ կարևոր է, որը պետք է որոշել փորձերի միջոցով:

Օրինակ 4.5: Հորիզոնական ուղղանկյուն կտրվածքի ջրանցքն ունի փակուղային կողային բարակ պատով երկկողմանի ջրաթափ ($m = 0.42$). $L_2 = 10.0$ մ ճակատի երկարությամբ: Ջրանցքը, որի ելքն է $Q = 10.0$ մ³/վ, բետոնից է ($n = 0.014$) և ունի $b = 2.0$ մ լայնություն: Ջրաթափի պատի բարձրությունը՝ $p = 2.0$ մ (նկ. 4.21):



Նկ. 4.21. Օրինակ 4.5-ի ազատ մակերևույթի և ելքի փոփոխման կորերը $a = 0$ և $a = 1.0$ արժեքների համար:

Պահանջվում է կատարել փակուղային ջրհեռի հիդրավիկական հաշվարկը:

Լուծում: Նախ ստուգենք շարժման ռեժիմը ջրանցքի ջրաթափային մասի սկզբում ամենափոքր $h = p = 2.0$ մ խորությամբ համար՝

$$F_r = \frac{\alpha Q^2}{g A^3} b = \frac{1.1 \cdot 10^2 \cdot 2}{9.81 \cdot 2^3 \cdot 2^3} = 0.35 < F_{r_{\text{кр}}} = 1.0,$$

Քանի որ սկզբում շարժումը հանդարտ է, և քստ ճանապարհի խորությունները կանխ, իսկ ելքը կփոքրանա, ապա ամենուրեք շարժման ռեժիմը կլինի հանդարտ:

Ըստ խնդրի պայմանների ունենք՝

$$A = bh, \quad \chi = b + 2h, \quad R = 1/(1/h + 2/b), \quad C = \frac{1}{n} R^y,$$

$$2y = 2 \quad 1.3 \sqrt{n} = 2.6 \sqrt{0.014} = 0.3076, \quad \frac{\partial A}{\partial h} = b, \quad \frac{\partial A}{\partial l} = 0$$

$$\sin \varphi = 0, \quad \cos \varphi = 1.0,$$

Հետևաբար, (4.56)-ից կստանանք

$$\frac{dh}{dl} = \frac{-\frac{n^2 Q^2}{b^2 h^2} (1/h + 2/b)^{1+2y} + \frac{\alpha Q}{g b^2 h^2} (2-a) 2m_4 \sqrt{2g} (h-p)^{3/2}}{1 - \frac{\alpha Q^2}{g b^2 h^3}},$$

$$\frac{dQ}{dl} = -2m_4 \sqrt{2g} (h-p)^{3/2},$$

Խնտեգրման սահմանային պայմանները կլինեն՝

$$l = l_1 = 0, \quad Q = Q_1$$

$$l = l_2 = L, \quad Q = 0:$$

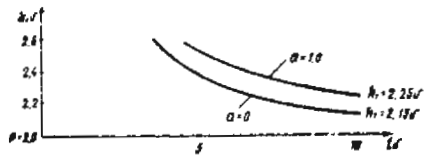
Կամ տեղադրելով թվային արժեքները, կստանանք

$$\frac{dh}{dl} = \frac{-\frac{0.000049 Q^2}{h^2} (1/h + 1)^{1.3076} + \frac{0.1043 (2-a)}{h^2} (h-2)^{3/2}}{1 - \frac{0.028 Q^2}{h^3}},$$

$$\frac{dQ}{dl} = -3.72 (h-2)^{3/2},$$

Խնդիրը լուծված է a -ի երկու արժեքների համար՝ $a = 0$ և $a = 1.0$: Խնտեգրումը սկսվում է $l = l_1 = 0$, $Q = Q_1 = 10$ մ³/վ, $h_1 = 2.0$ մ արժեքից մինչև ստացվի $l = l_2 = 10.0$ մ, $Q = Q_2 = 0$:

Նկ. 4.22-ում տրված է $h_1 = h(l)$ կորը, որի իմաստը հետևյալն է: Ըստ h_1 -ի արժեքի որոշվում է այն l հեռավորությունը, որի դեպքում ջրանցքի ելքը կդառնա զրո: Այս կորից երևում է, որ $l = 10.0$ մ հեռա-



Նկ. 4.22. Օրինակ 4.5-ի $h_1 = f(l)$ կորը $a=0$ և $a=1,0$ արժեքների համար, h_1 -ը ջրաթափային մասի սկզբում ջրի խորությունն է, l -ը այն հեռավորությունը, երբ ջրանցքում ելքը դառնում է գրտ:

վորության վրա ելքը կդառնա գրտ $h_1 = 2,13$ մ արժեքի դեպքում, երբ $a=0$ և $h_1 = 2,25$ մ արժեքի դեպքում, երբ $a=1,0$:

Աղյ. 4.6-ում տրված են ազատ մակերևույթի կորի օրդինատները և ելքի մեծությունները կախված ճանապարհից:

Նկ. 4.21-ում տրված են ազատ մակերևույթի և ելքի փոփոխման կորերը $a=0$ և $a=1,0$ արժեքների համար:

Աղյուսակ 4.5

4.5 օրինակի ազատ մակերևույթի և ելքի փոփոխման կորերի կոորդինատները

l, m	0	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	7,0	8,0	9,0	10
$a=0$											
h, m	2,13	2,15	2,18	2,23	2,29	2,36	2,44	2,52	2,59	2,64	2,66
$a=1,0$											
	2,25	2,28	2,31	2,35	2,38	2,42	2,46	2,48	2,50	2,51	2,51
$a=0$											
$Q, m^3/s$	10	9,80	9,50	9,10	8,50	7,70	6,60	5,25	3,50	1,70	0
$a=1,0$											
	10	9,50	8,90	8,22	7,40	6,51	5,48	4,32	3,10	1,6	0

4.5. ՍԻՖՈՆԱՅԻՆ ԶՐՀՆՈՆՆԵՐԻ ՀԱՇՎԱՐԿԸ

Սիֆոնային ջրհեռն իրենից ներկայացնում է վերևի և ներքևի բյեֆները միացնող, ուղղաձիգ հարթության մեջ ծոված խողովակ, որի սկզբի մասում վերևի բյեֆի ջրի մակարդակի նկատմամբ կա զգալի բարձրացում:

Սիֆոնային ջրթողը ավտոմատ գործող կառուցվածք է, որը օգտագործում է ոչ միայն ջրի թափվող շերտի խորությանը համապատասխանող էներգիան, այլև վերևի և ներքևի բյեֆների տարբերությունը, եթե սիֆոնային ջրթողը ելքի մասում սուզված է: Եթե սիֆոնային ջրթողի ելքի մասը ազատ է (հոսանքը դուրս է գալիս մթնոլորտ), ապա այն օգտագործում է վերևի բյեֆի և ելքի կտրվածքի առանցքի նիշերի տարբերությանը համապատասխանող էներգիան:

Շնորհիվ տեսակարար ելքերի խիստ մեծացման, սիֆոնային ջրհեռների շահավետությունը համեմատած բաց ջրհեռների հետ ավելի բարձր է:

Մեծ ելքեր թողարկելիս սիֆոնային ջրթողի առանձին սեկցիաների շուրթերը սովորաբար դրվում են տարբեր նիշերի վրա, որը հնարավորություն է տալիս, որ ելքի մեծացման հետ առանձին սեկցիաները հերթով մտնեն աշխատանքի մեջ:

Սիֆոնային ջրթողները մեկ մետր լայնության դեպքում թողարկում են 20—25 մ³/վ ելք: Թողարկվող ելքը սահմանափակվում է կոնստրուկտիվ սկառավորումներով և գազաթույն առաջացող ճնշման նվազագույն թույլատրելի արժեքով, որը որոշվում է հոծության խզման և կավիտացիայի սլայմաններից:

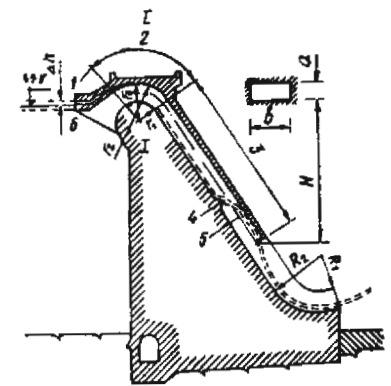
Սիֆոնային ջրթողների էներություններն են՝ կոնստրուկցիայի բարդությունը, սառույցով խցանվելու հնարավորությունը, թրթռումների առկայությունը, ելքի միանգամից մեծացումը և այլն:

Սիֆոնային ջրթողի պարզագույն սխեմաներից մեկը բերված է նկ. 4.23-ում:

Սիֆոնային ջրթողը կարելի է բաժանել երեք մասի:

1. Մուտքի մաս (1), որը ընդգրկում է մուտքից մինչև կորացման սկիզբը: Վերին բյեֆի կողմից օդի թափանցումը արգելակելու համար մուտքի կտրվածքը ՆԴՄ-ից ավելի նեղ է դրվում:

2. Կորացման մաս (2) կամ սիֆոնի կոկորդային մաս (I-I կտրվածք): Կոկորդային մասի շուրթը դրվում է ՆԴՄ-ի վրա:



Նկ. 4.23. Սիֆոնային ջրհեռի սխեման:

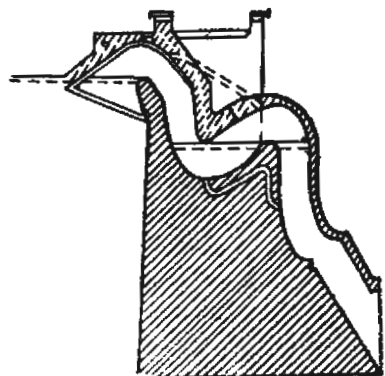
3. Վարընթաց խողովակային մաս (3), որը սկսվում է կորացման մասի վերջից և վերջանում ելքի մասով: Այս մասի հատակը կոչվում է ջրաթափային մաս, իսկ տուստաղը՝ գլխարկ:

Սիֆոնային ջրհեռի աշխատանքի սկզբունքը հետևյալն է: Վերին բյեֆում ջրի հորիզոնի ոչ մեծ բարձրացման դեպքում (20—30 սմ) թափվող ջրի շիթը հոսելով ջրաթափային մասի վրայով, հատուկ քթիկի (4) կամ այլ հարմարության (նկ. 4.24) միջոցով շեղվում է և կաշում գլխարկին, առաջացնելով ջրային վարագույր (5): Խողովակային մասը կտրվում է մթնոլորտից և բացառվում է օդի թափանցման հնարավորությունը ներքին բյեֆի կողմից: Թափվող շիթը շփման շնորհիվ իր հետ տանում է օդը և ստեղծում վակուում:

Ջրի հորիզոնը կոկորդում բարձրանում է, կարճ ժամանակից հետո ամբողջ խողովակը լցվում է ջրով և սիֆոնային ջրհեռը սկսում է թողարկել լրիվ ելքը:

Մուտքի կտրվածքի իջեցումը ՆԴՄ-ից ներքև կարող է առաջ բերել վերին բյեֆում ջրի մակարդակի իջեցում, որը թույլ չտալու համար ՆԴՄ-ի վրա արվում է օդային անցք (6): Երբ ջրի հորիզոնը հասնում է ՆԴՄ-ին, անցքը բացվում է, օդը թափանցում է կոկորդի մեջ և սիֆոնային ջրհեռը դադարում է աշխատելուց (նկ. 4.23):

Սիֆոնային ջրհեռները կարող են կիրառվել ցանկացած ճնշման համար: Հաստատուն կտրվածքի դեպքում սահմանային ճնշումը կազմում է 9,0 մ, որից հետո կարող է առաջանալ կավիտացիա: Խողովակային մասը եթե արվի նեղացող կտրվածքի, ապա կարելի է օգտագործել 10 մ-ից մեծ ճնշումներ: Երբեմն հատուկ ստեղծվում են լրացուցիչ դի-

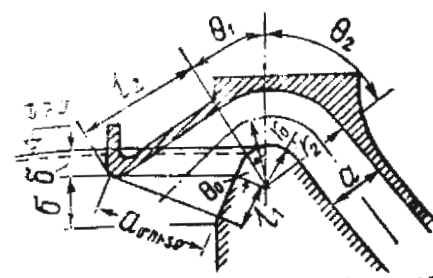


Նկ. 4.24. Քթիկին փոխարինող ծունկ ունեցող սիֆոնային ջրթող:

մադրություններ, մեծացնելով պատերի խորզուբորությունը, մտցնելով տեղական դիմադրություններ և այլն:

Քննարկենք սիֆոնային ջրթողի առանձին մասերի աշխատանքը:

Մուտքի մաս: Ուղղանկյուն կտրվածքի սիֆոնային ջրհեռների մուտքի մասը նպատակահարմար է անել ուղղագիծ լայնացող կոնֆուզորի ձևով (նկ. 4.22): Մուտքի մասում կտրվածքի սահուն փոքրացումը հանգեցնում է արագությունների աստիճանական մեծացմանը մուտքի



Նկ. 4.25. Ուղղանկյուն կտրվածքով սիֆոնային ջրհեռի մուտքի մասը:

կտրվածքից մինչև կոկորդի կտրվածքը (նկ. 4.23 1-1 կտրվածք): Այս մակերեսների հարաբերությունը ընդունվում է 2,5—3:

Մուտքի կտրվածքը արվում է ՆԴՄ-ից ծ-ի չափով խորացված (նկ. 4.25), որը պետք է մեծ լինի մուտքի մասի արագության բարձրությունից

$$\delta \geq \frac{\alpha v^2}{2g}, \quad (4.74)$$

Մուտքի մասի բարձրությունը ($a_{\text{մուտք}}$) որոշվում է՝

$$a_{\text{մուտք}} \geq \frac{q}{\sqrt{2g\tau_1}} \quad (4.75)$$

լանաձևով:

Մնացած երկրաչափական չափերը որոշվում են՝

$$l_1 = a_{\text{մուտք}} \operatorname{ctg}(\theta_0 + \theta_1), \quad (4.76)$$

$$l_2 = r_2 \operatorname{ctg} \theta_1 - \frac{r_1 \cos(\theta_0 + \theta_1)}{\sin \theta_1}, \quad (4.77)$$

$$\sigma = a_{\text{մուտք}} \cos(\theta_0 + \theta_1), \quad (4.78)$$

որտեղ r_2 գլխարկի կորության շառավիղն է, θ_0 , θ_1 , θ_2 անկյունները վերցվում են կոնսարուկտիվ, սիֆոնային մասի լավ լծբղման պայմանից:

Կոկորդի մաս: Այս մասի ճիշտ ընտրությունից են կախված սիֆոնի հուսալի աշխատանքը և կավիտացիա չառաջանալու պայմանները: Շատ կարևոր է r_0/a հարաբերության ընտրությունը (նկ. 4.25): Շատ կարևոր է $r_0/a \geq 2,25$ հարաբերության դեպքում շիթը չի կտրվում պատերից:

Չնայած հիդրավլիկական տեսակետից քառակուսի կտրվածքը հանդիսանում է նախընտրելի, սովորաբար լայնակի կտրվածքը արվում է ուղղանկյուն 1,5—2,0 հարաբերությամբ: Կտրվածքի բարձրությունը ընդունվում է 1,5—2,0 մ:

Սիֆոնի առանցքի կորացման լավագույն շառավիղը ըստ Գ. Վ. Սիմակովի կարելի է որոշել հետևյալ բանաձևով.

$$(r_0)^{4.5} = \frac{0.753a^{3.5}SR^{4/3}}{2gn^2\left(S\pi - \frac{\theta_2}{2}\right)}, \quad (4.79)$$

որտեղ a -ն լայնակի կտրվածքի բարձրությունն է, $S = \frac{\theta}{180^\circ}$, $\theta = \theta_1 + \theta_2$ (նկ. 4.25)

Սիֆոնի վարընթաց խողովակային մաս: Այս մասը կարող է լինել հաստատուն կամ նեղացող կտրվածքի, բացի այդ պետք է ունենա հատուկ շիթաշեղիչ հարմարություն:

Ուսումնասիրությունները ցույց են տվել, որ սիֆոնային ջրթողի ճնշումը կարելի է որոշել հետևյալ բանաձևով.

$$H \leq H_r + (1.5 \div 3.5) \text{ մ}, \quad (4.80)$$

որտեղ $H_q = \frac{p_{\text{max}} - p}{\rho g} - \frac{a}{2}$ -ը գործող ճնշումն է, p -ն կոկորդում եղած ամենափոքր հնարավոր ճնշումն է, որը որոշվում է կավիտացիայի պայմանից:

Սիֆոնային ջրթողների հիդրավիկական հաշվարկը: Սիֆոնային ջրթողների հիդրավիկական հաշվարկի մեջ մտնում են հետևյալ հարցերը:

Սիֆոնի բողոնակության որոշումը: Հաստատուն լայնություն ունեցող սիֆոնային ջրթողի տեսակարար ելքը որոշվում է

$$q = \mu a_{\text{ելք}} \sqrt{2gH}, \quad (4.81)$$

որտեղ μ -ն ելքի գործակիցն է, $a_{\text{ելք}}$ -ը ելքի մասում սիֆոնային խողովակի բարձրությունն է, H -ը սիֆոնի ճնշումն է:

Ելքի μ գործակիցը որոշվում է հետևյալ բանաձևով

$$\mu = \frac{1}{1 + \sum \zeta_i}, \quad (4.82)$$

որտեղ $\alpha = 1,1$ -ը արագությունների անհավասարաչափ բաշխման գործակիցն է, $\sum \zeta_i$ -ն սիֆոնի մուտքի կտրվածքից մինչև ելքի կտրվածքը եղած դիմադրության գործակիցների գումարն է: Եթե սիֆոնի բարձրությունը փոքրանում է, ապա բոլոր գործակիցները պետք է վերագրել ելքի կտրվածքին:

Դիմադրության գործակիցների արժեքներն են՝

1. Մուտքի գործակից, կախված մուտքի սահուն փոփոխման ձևից

$$\zeta_{\text{մուք}} = 0,05 - 0,15;$$

2. Կտրվածքի հանկարծակի նեղացում՝

$$\zeta_{\alpha} = 0,5 \left(1 - \frac{a_2}{a} \right),$$

որտեղ a_1 -ն սեղմված բարձրությունն է:

3. Կտրվածքի աստիճանական նեղացում՝

$$\zeta_{\alpha_2} = k_{\alpha_2} \zeta_{\alpha},$$

որտեղ k_{α_2} -ը աստիճանական նեղացման գործակիցն է և ընտրվում է կախված կոնայնության α անկյունից

$$k_{\alpha_2} = 0,2 - 0,6;$$

4. Շեղիչ քթիկի դիմադրության գործակիցը ընտրվում է ինչպես հանկարծակի լայնացման համար

$$\zeta_{\text{քթ}} = \zeta_{\alpha_1}$$

5. Կորացման դիմադրության գործակիցը ուղղանկյուն լայնակի կտրվածքի դեպքում որոշվում է հետևյալ բանաձևով

$$\zeta_{\alpha} = \frac{1}{4r_0} \left(0,124 + 0,274 \left(\frac{a}{20} \right)^{3,5} \right), \quad (4.83)$$

6. Հոսանքի աստիճանական լայնացման համար

$$\zeta_{\alpha_1} = k_{\alpha} \left(\frac{a}{a_2} - 1 \right)^2, \quad (4.84)$$

որտեղ k_{α} -ն որոշվում է, կախված լայնացման անկյան մեծությունից, ըստ աղյուսակ 4.7-ի:

Աղյուսակ 4.7

k_{α} -գործակցի արժեքները կախված α անկյունից

α	5	10	15	20	25	30	35	40	45
k_{α}	0,13	0,16	0,3	0,42	0,6	0,71	0,88	0,9	0,98

7. Շփման դիմադրության գործակիցն ըստ ճանապարհի որոշվում է

$$\zeta_{\text{շփ}} = \frac{2gl}{C^2 R}, \quad (4.85)$$

բանաձևով, որտեղ l -ը հատվածի երկարությունն է:

8. Ելքի գործակից (երբ հեղուկը դուրս է գալիս ավազան)

$$\zeta_{\text{էլ}} = 1,0;$$

Հաջորդ հարցը, որ առաջանում է սիֆոնային ջրհեռների նախագծման ժամանակ սահմանային վակուումի ($p_v / \rho g$) ուժի որոշումն է:

Ակնհայտ է, որ այս մեծությունները պետք է լինեն այնպիսին, որ կավիտացիայի երևույթը չսկսվի:

Սիֆոնի նորմալ աշխատանքը առանց կավիտացիայի կապահովվի, եթե կոկորդի վերևի կետում (I-I կտրվածք նկ. 4.23) բացարձակ ճնշումը մեծ լինի հագեցած գոլորշիների ճնշումից, հնարավոր մաքսիմում ջերմաստիճանի դեպքում:

Սովորաբար հաշվարկային են ընդունում $t = 20^\circ \text{C}$, որին համապատասխանում է հագեցած գոլորշիների $p_{\text{հգ}} / \rho g = 0,24$ մ ջրի սյուն ճնշումը: Սիֆոնում կավիտացիա չի լինի, եթե ճնշումը լինի

$$\left(\frac{p}{\rho g} \right)_{\text{min}} > \frac{p_{\text{հգ}}}{\rho g} + \left(\frac{\Delta p}{\rho g} \right), \quad (4.86)$$

որտեղ $\left(\frac{\Delta p}{\rho g} \right)_r$ -ն ճնշման բաբախման չափի կեսն է:

Փ. Վ. Սիմակովը առաջարկում է ընդունել

$$\left(\frac{p}{\rho g} \right)_{\text{min}} \geq \frac{p_{\text{հգ}}}{\rho g} + 1 \left(\frac{\Delta p}{\rho g} \right). \quad (4.87)$$

որտեղ $\left(\frac{p_v}{\rho g} \right)_r$ -ն սահմանային թույլատրելի վակուումն է, որի մեծությունը կախված է տեղի նիշից և օդերևութաբանական պայմաններից (տատանումը տեղի մթնոլորտային ճնշումից կարող է կազմել 5 %):

Աղյուսակ 4.8-ում տրված են մթնոլորտային ճնշման նորմալ և մինիմում արժեքները, կախված տեղի նիշից:

Աղյուսակ 4.8

$\left(\frac{p_{\text{էլ}}}{\rho g} \right)$ և $\left(\frac{p_{\text{էլ}}}{\rho g} \right)_{\text{min}}$ արժեքները կախված տեղի նիշից

Տեղի նիշը մ	0	500	1000	1500	2000	2500	3000
$\left(\frac{p_{\text{էլ}}}{\rho g} \right)$ մ ջրի սյուն	10,33	9,74	9,18	8,64	8,14	7,80	7,37
$\left(\frac{p_{\text{էլ}}}{\rho g} \right)_{\text{min}}$ մ ջրի սյուն	9,81	9,25	8,72	8,21	7,73	7,41	7,00

Թույլատրելի վակուումի մեծությունը պետք է վերցնել ըստ մթնոլորտային ճնշման մինիմումի արժեքի:

$$\left(\frac{p_v}{\rho g} \right)_r \leq \left(\frac{p_{\text{էլ}}}{\rho g} \right)_{\text{min}} - 0,24 - 0,1 \left(\frac{p_v}{\rho g} \right)_r \quad (4.88)$$

կամ

$$\left(\frac{p_v}{\rho g} \right)_r \leq 0,91 \left(\frac{p_{\text{էլ}}}{\rho g} \right)_{\text{min}} - 0,22 \text{ մ.}$$

Այսպես, օրինակ, տեղի նիշի 1000 մ արժեքի դեպքում

$$\left(\frac{p_v}{\rho g} \right)_r = 0,91 \cdot 8,72 - 0,22 = 7,72 \text{ մ.}$$

Կավիտացիայի տեսակետից ամենավտանգավոր կտրվածքը հանդիսանում է կոկորդի I-I կտրվածքը: Սահմանային տեսակարար ելքը, երբ նշված կտրվածքում կավիտացիա չի առաջանա, ըստ Վ. Փ. Սիմակովի որոշվում է հետևյալ բանաձևով

$$q = \varphi \sqrt{2g \left(\frac{p_v}{\rho g} \right)_r} r_1 \ln \frac{r_2}{r_1}, \quad (4.89)$$

որտեղ r_1 -ը և r_2 -ը կոկորդի կտրվածքում ջրաթափի և գլխարկի շառավիղներն են (նկ. 4.25), φ -ն արագության գործակցն է, որտեղ դիմադրության գործակիցները հաշվի են առնված մուտքի կտրվածքից մինչև կոկորդի կտրվածքը:

Շեղիլ քթիկի տեղի բարձրության և ուղղության որոշումը ազդում է սկզբնական ճնշման ($H_{\text{սկ}}$) և սիֆոնի թողարկվող ելքի վրա:

Քթիկի բարձրությունը կարելի է որոշել ըստ հետևյալ բանաձևի՝

$$\delta_{\text{ք}} = \frac{k Q_{\text{սկ}}}{b \varphi \sqrt{2g(z-y+H_{\text{սկ}})}}, \quad (4.90)$$

որտեղ k -ն գործակից է, որը ընդունվում է հավասար 2-ի, $Q_{\text{սկ}}$ -ը և $H_{\text{սկ}}$ -ը սկզբնական ելքը և ճնշումն են, երբ սիֆոնը սկսում է աշխատել ամբողջ կտրվածքով, b -ն լայնությունն է, $(z-h)$ -ը քթիկի խորությունն է հաշված ջրաթափի շուրթից:

4.6. ՀՈՐԱՆԱՅԻՆ ԶՐԶԵՈՒ ՀԱՇՎԱՐԿԸ

Հորանային ջրհեռի (կամ ջրաթափերի) հիդրավիկական հաշվարկի գոյություն ունեցող մեթոդը առաջարկվել է Ա. Ն. Ախուտինի կողմից:

Այս մեթոդի էությունը հետևյալն է: Հորանային ջրաթափի ելքը որոշվում է ջրաթափի ունիվերսալ բանաձևով, հաշվի առնելով ցիլինդրի

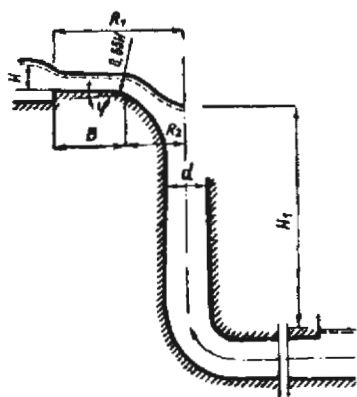
պատճառով ճակատի փոքրացումը և շիթերի սեղմումը հատալագծում:
Հորանային ջրաթափի արտաքին շառավիղը կորոշվի՝

$$R_1 = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{Q}{\varepsilon m_1 \sqrt{2gH^{3/2}}} + t_s \right) \quad (4.91)$$

բանաձևով, որտեղ m_2 -ը և H -ը ջրաթափի ելքի գործակիցն ու ճնշումն են, t -ն և S -ը՝ ցլիկների քանակը և հաստությունը, ε -ը սեղմման գործակիցն է, որի միջին արժեքը ցլիկների առկայության դեպքում ընդունվում է 0,9:

Երբ $2 < \frac{R_1}{H} < 5$ ջրաթափը արվում է գործնական պրոֆիլով, իսկ

$\frac{R_1}{H} > 7$ ՝ հարթ շևնքով (շուրթով): Շեմքի երկարությունը ընդունվում է $3,5 H < B < (0,4 \div 0,5) R_1$: Թեքման φ_0 անկյունը արվում է $6-9^\circ$: Ընդունվում է նաև, որ շեմքի վերջում ջրի խորությունը $0,65 H$ է (նկ. 4.26):



Նկ. 4.26. Հորանային ջրթողի հաշվարկային սխեման:

Ջրաթափի պրոֆիլը արվում է ոչ վակուումային, հորանի և հեռացող թունելի տրամագիծը ընտրվում է այն հաշվով, որ ջրհեռի ամբողջ H_1 ճնշումը ծախսվի համակարգի հիդրավիկական կորուստները հաղթահարելու համար: Նման ձևով է կատարվում նաև գործնական պրոֆիլով հորանային ջրհեռի հիդրավիկական հաշվարկը (ավելի մանրամասն տես¹):

Այս մեթոդը մեր կարծիքով ունի հետևյալ լուրջ թերությունները:

1. Ջրաթափի ելքի բանաձևը (4.91) կարելի է կիրառել միայն այն դեպքում, երբ ջրաթափի շուրթի թեքությունը մեծ է կրիտիկականից ($i_0 = \sin \varphi_0 > i_{cr}$) և ջրաթափը սուզված չէ:
2. Շեմքի վերջում խորությունը ընդունել $0,65 H$ խիստ մոտավոր է և չհիմնավորված, այն կախված է ելակետային հիդրավիկական ցուցանիշներից:
3. Ոչ ճնշումային պրոֆիլը ոչ միշտ է ռացիոնալ և անգամ իրագործելի: Մեծ ելքերի և փոքր ճնշումների համար հորանի և թունելի տրամագծերը մեծ են ստացվում: Այսպես շիթերի հաստումը առանցքի վրա

ստացվում է մեծ խորության վրա (անգամ հորանի խորությունից մեծ), որի պատճառով փոքրանում է H_1 ընդհանուր ճնշումը, որը հանգեցնում է հորանի և հեռացող թունելի տրամագծերի մեծացման:

Այդպիսի դեպքերում մեզ թվում է, որ պետք է ջրաթափի պրոֆիլը ընդունել ճնշումային, որը կբերի թափվող շիթերի հասում ավելի բարձր նիշերի վրա, որը և կհանգեցնի թունելի և հորանի տրամագծերի փոքրացմանը և կլինի տնտեսապես ավելի շահավետ:

4. Այն հնարավորություն չի տալիս կատարել հորանային ջրաթափի հիդրավիկական հաշվարկը սուզված ջրաթափի դեպքում և այն դեպքում, երբ հորանի և թունելի տրամագիծը և ելքը տարբերվում են հաշվարկային արժեքներից:

5. Կամայական կտրվածքի լրիվ միջին արագությունը որոշված է սխալ:

$$v = \sqrt{v_r^2 + 2gy + 2v_r \sin \varphi \sqrt{2gy}} \quad (4.92)$$

բանաձևում երրորդ անդամը արմատի տակ գոյություն չունի, որը հեշտ է ապացուցել էներգիայի հաշվեկշռից՝

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{mv_r^2}{2} + mgy, \quad (4.93)$$

որտեղ m -ը ջրի զանգվածն է, v_2 -ը միջին արագությունն է շեմքի վերջում (ձագարի սկզբնական կտրվածքում), y -ը կամայական կտրվածքում առանցքի օրդինատն է, հաշված շեմքի սկզբնական կտրվածքից:

6. Ջրի շարժումը ջրաթափի վրա ընդունվում է ինչպես աղասեռափվող շիթ, ճնշումը շիթի բոլոր կետերում ընդունելով մթնոլորտային:

Իրականում թափվող շիթի վրա ազդում են ծանրության, կենտրոնախույս, ճնշման, շփման ուժերը: Բացի այդ հատակագծում հոսանքի նեղացման պատճառով առաջանում են կողային ճնշման ուժեր: Նշված ուժերը ազդում են հոսանքի արագության վրա և փոխում ջրաթափի պրոֆիլի ձևը:

Ա. 2. Ղարանֆիլյանը, հոսանքը ընդունելով միաշափ և օգտագործելով շարժման քանակների թեորեմը, գտավ է բերում շարժման դիֆերենցիալ հավասարումները անշափ մեծություններով, որոնք կարելի է լուծել միայն թվային մեթոդներով էՄՄ-ի կիրառումով:

Վերլուծությունը ցույց է տվել, որ այս մեթոդով ջրաթափերի ստացված պրոֆիլները տարբերվում են Ա. Ն. Ախուտինի մեթոդով ստացված պրոֆիլներից հիմնականում կողային սեղմման պատճառով, ձագարի փոփոխական տրամագծի մեծացման ձևով: Սակայն այդ մեծացումը մեծ չէ և կազմում է $2-5\%$:

¹ Справочник по гидротехнике, М., Госстройиздат, 1955, 115 с.

Հաբորատոր և բնօրինակային հետազոտությունները ցույց են տվել, որ Ա. Ն. Ախուտինի մեթոդով կառուցված պրոֆիլներով ջրաթափերի թողունակությունները միշտ փոքր են հաշվարկայինից: Տրամագծերի մեծացումը 2—5 %-ի չափով հանգեցնում է թողունակության մեծացման մինչև 10 %-ի չափով և հաշվարկային թողունակության ապահովման:

Ա. Ն. Ախուտինի մեթոդով հաշվարկ կատարելիս Ա. Հ. Ղարանֆիլյանը առաջարկում է ուղղաձիգ հորանի տրամագիծը որոշել

$$\frac{d_r}{H} = 2.36 - 0.04 \frac{R_1}{H} \quad (4.94)$$

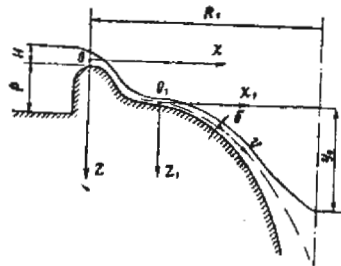
բանաձևով:

Ջրաթափի ելքի գործակիցը բնդհանուր դեպքում կախված է ջրաթափի հարաբերական ճնշումից (H/R_1), շեմքի հարաբերական բարձրությունից (p/R_1), մոտեցման անկյունից ($\alpha/2\pi$), հարաբերական խորրոկորոթյունից (Δ/H) և ըստ Ղարանֆիլյանի որոշվում է հետևյալ ձևով՝

$$m_2 = m k_{pc} k_{\Delta} \quad (4.95)$$

որտեղ $m = 0.557 - 0.172 H/R_1$, k_{pc} և k_{Δ} ուղղորդ գործակիցները որոշվում են ըստ Ա. Հ. Ղարանֆիլյանի կողմից ստացված էմպիրիկ բանաձևերի:

Ա. Ն. Ախուտինի մեթոդի վերաբերյալ 3-րդ կետում նշված թերությունը վերացնելու նպատակով Ա. Հ. Ղարանֆիլյանը առաջարկում է երկաստիճան անկումով հորանային ջրաթափ (նկ. 4.27), որի հիմնական առավելությունները հետևյալներն են՝



Նկ. 4.27. Երկաստիճան անկումով հորանային ջրթողի սխեման (ըստ Ա. Հ. Ղարանֆիլյանի)

հետևարար և օգտակար ծավալի մեծացմանը և ՆԴՄ-ի բարձրացմանը: Երկաստիճան հորանային ջրաթափի ճնշումը որոշվում է

$$\frac{H_0}{H_1} = \left(\frac{m_{r1}}{m_{r0}} \frac{R_1}{R_0} \right)^{2/3} \quad (4.96)$$

բանաձևով, որտեղ զրո ինդեքսով անդամները վերաբերում են երկաստիճան հորանային ջրաթափին, իսկ մեկ ինդեքսով անդամները գործնական պրոֆիլով կամ լայն շեմքով հորանային ջրաթափին:

Երկաստիճան հորանային ջրաթափի դեպքում ճնշման փոքրացումը կարտահայտվի

$$\frac{\Delta H}{H_1} = 1 - \left(\frac{m_{r1}}{m_{r0}} \frac{R_1}{R_0} \right)^{2/3} \quad (4.97)$$

բանաձևով:

Սեր կողմից առաջարկված է հորանային ջրհեռի հիդրավիկական հաշվարկի նոր մեթոդ, ընդունելով հեղուկի շարժումը հարթ շուրթի և ջրաթափի վրա որպես անհավասարաչափ շարժում հատակագծում շառավղային հոսքի գծերով և ուղղաձիգ հարթության մեջ կորագիծ հատակով: Կենդանի կտրվածքները ընդունված են շարժման ուղղությամբ գլանային մակերևույթներ:

Օգտվելով գլանային կոորդինատներից հաշվարկային սխեման բերվում է հարթ խնդրի, որի համար կարելի է օգտագործել անհավասարաչափ շարժման դիֆերենցիալ հավասարումը:

Տվյալ հաշվարկային սխեմայի համար ջրաթափի շեմքի սահմաններում շարժման (3.20) դիֆերենցիալ հավասարումը կստանա հետևյալ տեսքը՝

$$\frac{dh}{dr} = \frac{-\sin \varphi_0 + \frac{\zeta^2 n^2}{r^2 h^{3+2y}} + \frac{\alpha q^2}{g r^3 h^2}}{\cos \varphi_0 - \frac{\alpha q^2}{g r^2 h^3}} \quad (4.98)$$

որտեղ $i_0 = \sin \varphi_0$ -ն շեմքի թեքությունն է, h -ը հոսանքի խորությունն է, նորմալի ուղղությամբ, r -ը կամայական կտրվածքի շառավիղն է, $q = Q/2\pi$ -ն տեսակարար ելքն է մեկ ուղիղ անկյան համար:

Սահմանային պայմանները լինում են $r = R_1$, $h = h_{q0}$ (R_1 -ը շեմքի մուտքի շառավիղն է, h_{q0} -ը՝ կրիտիկական խորությունը մուտքի կտրվածքում): (4.98) դիֆերենցիալ հավասարման վերլուծությունը ցույց է տալիս, որ բուն հոսանքների համար ըստ շարժման ուղղության (r -ի փոքրացման) երկրաչափական անկումը (i_0) փոքրացնում, իսկ հիդրավիկական դիմադրությունները ($q^2 n^2 / r^2 h^{3+2y}$ անդամը) և հունի նեղացումը ($\alpha q^2 / g r^3 h^2$ անդամը) մեծացնում են հոսանքի խորությունը: Արդյունքում աղատ մակերևույթի կորերը կարող են լինել տարբեր հնարավոր ձևերի:

էՀՄ-ի միջոցով կատարելով (4.98) հավասարման ինտեգրումը,

շեմքի սահմաններում ստանում ենք ազատ մակերևութների կորի կոորդինատները:

Ճագարի հիդրավիկական հաշվարկը հանգում է հեղուկի շարժման դեֆերենցիալ հավասարման ինտեգրմանը կոր հատակով տրված պրոֆիլի սահմաններում: Ուսուցիկ կոր հատակով հունում հեղուկի շարժման դեֆերենցիալ հավասարումը գլանային կոորդինատներով, հաստատուն ելքի դեպքում ըստ (3.20)-ի կարտահայտվի՝

$$\frac{dh}{dr} = \frac{\left(1 + h \frac{d\varphi}{dl}\right) \sin\varphi - \frac{Q^2}{A^2 C^2 R} + \frac{Q^2}{g A^3} \left(\alpha - k \frac{h}{R_0}\right) \frac{\partial A}{\partial l}}{\cos\varphi - \frac{Q^2}{g A^3} \left(\left(\alpha - k \frac{h}{R_0}\right) \frac{\partial A}{\partial h} + \frac{k A}{2 R_0}\right)}, \quad (4.99)$$

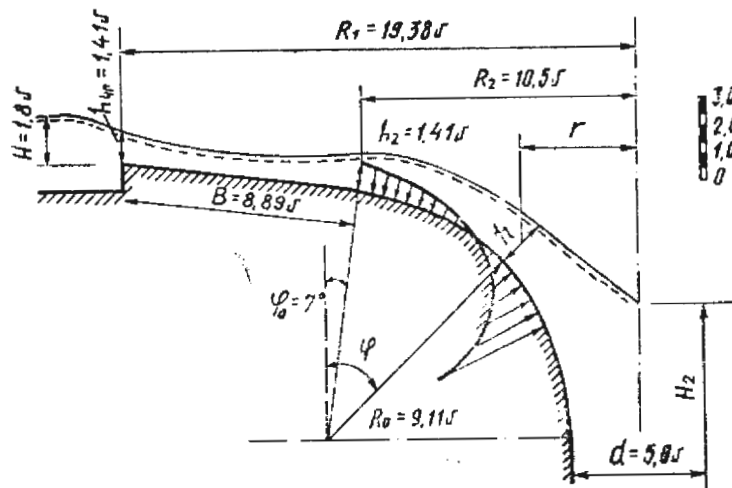
Այն մասնավոր դեպքում, երբ ձագարի պրոֆիլը ներկայացնում է շրջագծի աղեղ, կունենանք $dl = R_0 d\varphi$ (R_0 -ն հատակի կորության շառավիղն է):

Ըստ նորմալի ուղղությամբ կենդանի կտրվածքի մակերեսը կլինի $A = 2\pi r h$, որտեղ r -ը կտրվածքի միջին շառավիղն է և որոշվում է

$$r = R_0 - (R_0 + 0.5h) \sin\varphi + R_0 \sin\varphi_0 \quad (4.100)$$

բանաձևով, որտեղ R_0 -ը ձագարի սկզբի շառավիղն է, φ_0 -ն սկզբնական կտրվածքի թեքման անկյունն է (նկ. 4.28):

Թրջված պարագիծը կլինի $\chi = 2\pi(r + 0.5h \sin\varphi)$: Հաշվի առնելով, որ



Նկ. 4.28. Հորանի շուրթի և ձագարի հաշվարկային սխեման և որինակ 4.6-ի ազատ մակերևութի կորը ու ճնշման էպյուրը:

$$\frac{\partial A}{\partial l} = -2\pi \left(1 + \frac{h}{2R_0}\right) \cos\varphi \quad \frac{\partial A}{\partial h} = 2\pi(r - 0.5h \sin\varphi)$$

և Շեղիի գործակիցը որոշելով Ն. Ն. Պավլովսկու $C = \frac{1}{n} R^\gamma$ բանաձևով, որոշ ձևափոխություններից հետո կստանանք

$$\frac{dh}{d\varphi} = \frac{X}{Y}, \quad (4.101)$$

որտեղ

$$X = (R_0 + h) \sin\varphi - \frac{q^2 R_0^2}{r^2 h^{3+2\gamma}} \left(1 + \frac{h}{2r} \sin\varphi\right)^{1+2\gamma} + \frac{\alpha q^2 R_0}{g r^3 h^2} \left(1 + \frac{h}{2R_0}\right) \cdot \left(1 - k \frac{h}{R_0}\right) \cos\varphi,$$

$$Y = \cos\varphi - \frac{\alpha q^2}{g h^3 r^3} \left(r \left(1 - \frac{kh}{2R_0}\right) - \frac{h \sin\varphi}{2} \left(1 - \frac{kh}{R_0}\right)\right),$$

է ՀՄ-ի օգնությամբ ինտեգրելով (4.101) հավասարումը, ձագարի սահմաններում կառուցում ենք ազատ մակերևութի կորը, որպես սահմանային պայման օգտագործելով հարթ շեմքի վերջում ջրի խորությունը ($r = R_0$, $h = h_0$):

Ճնշումը ձագարի պրոֆիլի վրա մինչև ազատ մակերևութի կորի հատումը առանցքի հետ, հաշվի առնելով ճնշման շեղումը հիդրոստատիկ ճնշումից կենտրոնախույս ուժերի պատճառով, համաձայն (1.67—1.69)-ի, կորոշվի

$$\frac{p}{\rho g} = h \cos\varphi - \frac{Q^2}{2g\pi r h} \ln(1 + h/R_0) \quad (4.102)$$

բանաձևով:

Հորանի և հեռացող թունելի տրամագիծը որոշվում է վերևում նշված սկզբունքով:

Մեր կողմից առաջարկվող մեթոդը հնարավորություն է տալիս կատարելու հորանային ջրհեռի հիդրավիկական հաշվարկը նրա աշխատանքի տարբեր, այդ թվում նաև սուզված ուժերի համար:

Քննարկենք հորանային ջրհեռի աշխատանքի մի քանի դեպքեր (ոեծիմներ):

Առաջին դեպքում (նկ. 4.29) թողարկվող ելքը Q_1 , այնպիսին է, որ ազատ մակերևութների հատումը կատարվում է այնպիսի H_1 բարձրության վրա, որն ապահովում է H_1 ճնշման հավասարվելը Շհ գումարային հիդրավիկական կորուստների հետ:

Երկրորդ դեպքում ազատ մակերևութների հատումը կատարվում է այնպիսի բարձրության վրա, որը չի ապահովում Q_2 ելքի թողարկումը

4.7. «ՄԱՐԳԱՐԻՏԿԱՅԻ» ՀԱՇՎԱՐԿԸ

1951 թ. բարձր պատվարների Ալժիրի կոմիտեի կողմից առաջարկվեց նախագծել հորանային ջրհեռ Սարնո պատվարի մոտ, Մեկկերա գետի հեղեղային ջրերը հեռացնելու համար, որը հասակագծում ուներ մարգարտածաղկի ձևը:

Ինչպես ցույց տվեցին փորձնական հետազոտությունները, «մարգարտակա» տիպի ջրհեռը հասակագծում միևնույն շառավղով շրջանային գծագրություն ունեցող հորանային ջրհեռի նկատմամբ ունի մի շարք առավելություններ: Շնորհիվ ջրաթափային ճակատի մեծացման, զգալիորեն փոքրանում է թափվող շերտի հաստությունը, փոքրանում են շինարարական աշխատանքների ծավալը, արժեքը և լավանում է ջրթողի վրա հիդրավլիկական պատկերը:

Հաշվի առնելով, որ Սարնոյի ջրհեռը նախագծելիս չկար նրա հաշվարկի վերաբերյալ ոչ մի տեսական հետազոտություն, Վ. Գ. Սանոյանը և Մ. Հ. Խուբարյանը կատարեցին «մարգարտակայի» տեսական և փորձարարական ուսումնասիրությունները:

Տեսական հետազոտության հիմքում ընկած է այն պայմանը, որ «մարգարտակայի» ճակատի ըրդը կետերում արագության վեկտորը ունենա նորմալի ուղղությունը, որը և կապահովի ջրթողի ամենամեծ թողունակությունը:

Վ. Գ. Սանոյանի և Մ. Հ. Խուբարյանի լուծումը տարածական չէ, այլ հարթ: «Մարգարտակայի» ամեն մի թերթիկը (թևը) բնորոշվում է որպես բացասական ադրյուր՝ կլանիչ: Ընդունենք, որ ունենք Q/n ելքով n հատ կլանիչ, որոնք հեռացված են կենտրոնից a շառավղով: Նշանակելով հարթության ցանկացած կետի կոմպլեքս կոորդինատը կոորդինատային սկզբնակետի նկատմամբ z -ով, իսկ առանձին կլանիչների նկատմամբ $z_k (k=1, 2, \dots, n)$ -ով, շարժման կոմպլեքս պոտենցիալը կլինի՝

$$W = \frac{Q}{2\pi n} \sum_{k=1}^n \ln z_k, \quad (4.104)$$

հաշվի առնելով, որ

$$z_k = e^{i\theta} - ae^{\frac{i2\pi k}{n}}, \quad (4.105)$$

Արագության պոտենցիալի և հոսանքի ֆունկցիայի արժեքները կստացվեն հետևյալ տեսքով

$$\varphi = \frac{Q}{4\pi n} \ln(r^{2n} + a^{2n} - 2r^n a^n \cos n\theta), \quad (4.106)$$

$$\psi = \frac{Q}{2\pi k} \sum_{k=0}^{n-1} \arctg \left(\frac{\rho \cos \theta - a \sin \frac{2\pi k}{n}}{\rho \cos \theta - a \cos \frac{2\pi k}{n}} \right), \quad (4.107)$$

Հավասարեցնելով արագության պոտենցիալը հաստատունի ($\varphi = \text{const}$), կստանանք հաստատուն պոտենցիալների գծերի բնույթը, որը և կլինի «մարգարտակայի» գծագրությունը հասակագծում, քանի որ այս գծերից յուրաքանչյուրի վրա արագությունը ունի նորմալի ուղղությունը:

«Մարգարտակայի» հավասարումը ρ և θ բևեռային կոորդինատներով կունենա հետևյալ տեսքը՝

$$\rho^{2n} - a^{2n} - 2\rho^n a^n \cos \theta = \text{const}, \quad (4.108)$$

կուժելով $\cos n\theta$ -ի նկատմամբ, կստանանք՝

$$\cos n\theta = \frac{(\rho/a)^{2n} - C}{2(\rho/a)^n}, \quad (4.109)$$

Այստեղ C -ն հաստատուն է, որի արժեքը որոշվում է ըստ խնդրի տվյալների:

Պետք է նշել, որ հոսքի ֆունկցիան ըստ (4.107)-ի կառուցելը բարդ է և հարմար է այն կառուցել արագության պոտենցիալի միջոցով, քանի որ այս երկու գծերի ընտանիքները կազմում են օրթոգոնալ ցանց՝

$$\frac{\partial \varphi}{\partial a} = \frac{1}{a} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \text{ և } \frac{1}{a} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} = - \frac{\partial \psi}{\partial a}, \quad (4.110)$$

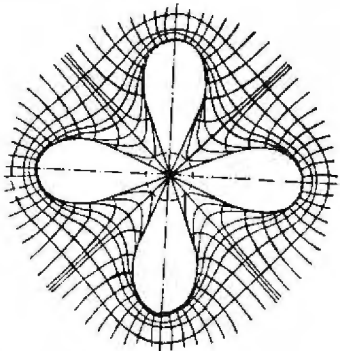
$$\varphi = \int_0^\theta a \frac{\partial \varphi}{\partial a} d\theta, \quad (4.111)$$

Ըստ (4.106) և (4.107) բանաձևերի և $\varphi = \text{const}$ պայմանի կստանանք հոսքի գծերի հետևյալ հավասարումը՝

$$a = \left(\frac{\lg \left(\frac{n\theta - C}{2} \right) \mp \lg \left(\frac{n\theta}{2} \right)}{\lg \left(\frac{n\theta - C}{2} \right) \pm \lg \left(\frac{n\theta}{2} \right)} \right), \quad (4.112)$$

Վերևի նշանը համապատասխանում է $a < 1$, իսկ ներքևինը՝ $a > 1$:

«Մարգարտակայի» հավասարումը ունի երեք պարամետր՝ n , a , C , որոնք որոշվում են ամենամոտ կետերի r շառավղի և R ամենահեռացված կետերի շառավղի միջոցով:



Նկ. 4.30. «Մարգարիտկայի» գծագրությունը, հաստատուն հոսքի գծերը և էկվիպոտենցիալ գծերը:

զոտությունները չորս և վեց թևանի «մարգարիտկաների» վրա ցույց տվեցին, որ հոսքի գծերը գործնականորեն ունեն ճակատի նորմալի ուղղությունը: Բարակ պատով «մարգարիտկայի» էլքի գործակիցը կարելի է ընդունել $m_2 = 0,495$:

Նկ. 4.31-ում տրված է Տաթևի ՀէԿ-ի «մարգարիտկա» ջրհեռի գործող կառուցվածքի տեսքը:



Նկ. 4.31. Տաթևի ՀէԿ-ի «մարգարիտկան»:

Նկ. 4.30-ում ցույց է տրված «մարգարիտկայի» գծագրությունը, երբ $n=4$, կառուցված ըստ (4.109) բանաձևի, ինչպես և էկվիպոտենցիալ գծերը: Այս կորերից յուրաքանչյուրը կարող է հանդիսանալ ջրաթափի մասի ուղվագիծը: Ըստ կորերի ընտանիքի որոշվում է այն կորը, որը համապատասխանում է r և R շառավիղներին և առավելի b լայնությունը:

Հստակ ջրային տնտեսության միաստորության ջրային պրոբլեմների ԳՀԻ-ի լաբորատորիայում Տաթևի ՀէԿ-ի և Կելուտի հիդրոհանգույցի մոդելային էքսպերիմենտալ հետա-

Քննարկենք «մարգարիտկայի» հաշվարկի մեթոդիկան:

1-ին դեպք: Տրված են r և R շառավիղները (կամ նրանցից մեկը և $\lambda = R/r$ հարաբերությունը): Այս դեպքում հաշվարկը կատարվում է հետևյալ ձևով: Որոշվում են a և C պարամետրերն ըստ հետևյալ բանաձևերի

$$a = r \sqrt[n]{\frac{\lambda - 1}{2}}, \quad (4.113)$$

$$C = \frac{4\lambda^n}{(\lambda^n - 1)^2}, \quad (4.114)$$

երբ $n \geq 3$, ապա այս բանաձևերը պարզեցվում են

$$a = \frac{R}{2^{1/n}}, \quad (4.115)$$

$$C = \frac{4}{\lambda^n}, \quad (4.116)$$

Ջրաթափի թափվող ճակատի երկարությունը մինչև 5 %-ի ճշտությամբ կարելի է որոշել ըստ հետևյալ բանաձևի՝

$$l_2 = \frac{2n}{\cos \alpha/2} \left(R - r \left(1 - \sin \alpha \cos \frac{\alpha}{2} \right) \right), \quad (4.117)$$

որտեղ $\alpha = \pi/n$: L_2 -ը ավելի ճիշտ կարելի է որոշել միայն ըստ (4.109)-ի, այն գրաֆիկորեն կառուցելուց հետո շափելով կորի պարագծի երկարությունը:

Հատակագծում «մարգարիտկայի» ուղվագիծը կառուցելու համար հարմար է օգտվել

$$\cos n\theta = \frac{1}{2} \left(\bar{\rho}^n - \frac{C}{\bar{\rho}^n} \right) \quad (4.118)$$

տեսքից, որտեղ $\rho = r/a$ անչափ շառավիղն է:

Տալով $\bar{\rho}$ -ին $\bar{\rho}_{\min} = r/a$ -ից մինչև $\bar{\rho}_{\max} = R/a$ արժեքներ, որոշվում են $\cos n\theta$ -ն և

$$\theta = \frac{\arccos n\theta}{n}, \quad (4.119)$$

Ամեն մի ρ և θ զույգի համար որոշվում են անչափ դեկարտյան կոորդինատները

$$\bar{x} = \bar{\rho} \cos \theta, \quad \bar{y} = \bar{\rho} \sin \theta, \quad (4.120)$$

և չափային կոորդինատները

$$x \Rightarrow ax, \quad y \Rightarrow ay: \quad (4.121)$$

Տեղադրելով որևէ հորիզոնական առանցքի վրա x -ի և նրան ուղղահայաց երկու կողմից y -ների արժեքները, գրաֆիկորեն կառուցվում է մեկ թևը: Մնացած թևերի գրաֆիկական կառուցումը կատարվում է նույն ձևով միայն նոր առանցքի շուրջը, որը պտտված է $\frac{2\pi}{n}$ անկյան տակ:

2-րդ դեպք: Տրված է ջրհեռի ելքը (Q), ամենամոտ կետերի շառավիղը (r) և թափվող շերտի հաստությունը (H):

Այս դեպքում նախ որոշվում է ջրաթափային ճակատի երկարությունը ըստ ջրաթափի համապիտանի (ունիվերսալ) բանաձևի (արհամարհելով մոտեցման արագությունները)։

$$L_2 = \frac{Q}{m_1 \sqrt{2gH^{3/2}}}, \quad (4.122)$$

L_2 , r և a մեծությունները իրար հետ կապված են հետևյալ բանաձևով

$$\frac{L_2}{2an(1+\bar{r}^n)} - \bar{L} = \bar{\rho}_0 + \frac{\bar{\rho}_0^{2n+1}}{8(2n+1)} - \frac{\bar{\rho}_0 \bar{r}^n (2+\bar{r}^n)}{4} - r \left(1 - \frac{\bar{r}^n}{4(2+\bar{r}^n)} - \frac{(2+\bar{r}^n)^2}{8(2n-1)} \right), \quad (4.123)$$

որտեղ $r = \frac{r}{a}$, $\bar{\rho}_0$ -ն և $\bar{L}$ -ը կախված են միայն n -ից և 3.....8 արժեքների համար տրված են աղյուսակ 4.9-ում:

Աղյուսակ 4.9

n	$\bar{\rho}_0$	$\bar{L}$	n	$\bar{\rho}_0$	$\bar{L}$
3	0,975	0,543	6	0,955	0,293
4	0,965	0,419	7	0,955	0,256
5	0,960	0,344	8	0,955	0,228

Երբ $n > 8$, ապա $\bar{\rho} = 0,955$, իսկ $\bar{L}$ -ը որոշվում է մոտավոր բանաձևով

$$\bar{L} = 1.57 \left(2^{1/n} - 0.955 \cos \frac{90^\circ}{n} \right), \quad (4.124)$$

(4.123) հավասարման ձախ և աջ մասերը կախված են միայն a -ից, որի մեծությունը որոշվում է փնտրման միջոցով: a -ին տրվում են կամայական արժեքներ այնքան մասնակ, մինչև (4.123) հավասարման աջ և ձախ մասերը հավասարվեն:

Հարմար է a -ի որոշումը կատարել գրաֆիկորեն: a -ի արժեքները տեղադրվում են հորիզոնական առանցքի վրա, իսկ (4.123) հավասարման ձախ և աջ մասերը ներկայացնող ֆունկցիաների արժեքները՝ ուղղաձիգ առանցքի վրա և կառուցվում են այդ ֆունկցիաների կորերը մինչև նրանց հասկվելը, որը և կորոշի a -ի փնտրվող արժեքը:

Մոտավորապես 10 %-ից ոչ մեծ սխալով a -ի արժեքը որոշվում է հետևյալ բանաձևով

$$a = \frac{r \left(1 - \sin \alpha \cos \frac{\alpha}{2} \right) + \frac{L_2}{2n} \cos \frac{\alpha}{2}}{2^{1/n}}, \quad (4.125)$$

$$\text{որտեղ } \alpha = \frac{180^\circ}{n}:$$



Նկ. 4.32. «Մարգարիտկայի» մի թևի գծագրությունը:

Մեկ թևերի հակադիր պատերի միջև եղած ամենափոքր b հեռավորությունը (նկ. 4.32) կախված է թևերի թվից: Այն պետք է ապահովի ջրի ազատ անցումը այդ մասով և ջրի զեղումը ջրաթափի շուրթի վրայով: Տված n թևերի համար այդ պայմանը ստուգվում է հիդրավլիկայի հայտնի բանաձևերով:

Օրինակ 4.7: Տրված է $r = 2,85$ մ, $R = 11,6$ մ, $n = 6$:

(Այս տվյալները համապատասխանում են ՀՍՍՀ-ում կառուցված Տաթևի ՀէԿ-ի և Կեչուտի հիդրոհանգույցի «մարգարիտկաներին»):

Պահանջվում է կառուցել ջրհեռի ուրվագիծը հատակագծում:

Լ ու լ ը ու մ: Տվյալ զեպքում ունենք

$$\lambda = \frac{R}{r} = \frac{11,6}{2,85} = 4,07:$$

Ըստ (4.115) և (4.116)-ի որոշում ենք a -ն և C -ն

$$a = \frac{R}{2^{1/n}} = \frac{11,6}{2^{1,6}} = 10,35 \text{ մ},$$

$$C = \frac{4}{\lambda^n} = \frac{4}{4,07^6} = 0,00088,$$

(4.118) բանաձևը ընդունում է հետևյալ տեսքը՝

$$\cos 6\theta = \frac{1}{2} \left(\bar{\rho}^3 - \frac{0,00088}{\bar{\rho}^6} \right),$$

$$\bar{\rho}_{\min} = \frac{r}{a} = \frac{2,85}{20,35} = 0,275,$$

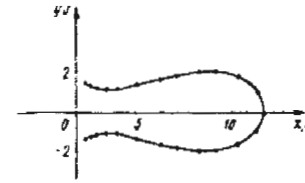
4.7 օրինակի հաշվարկի արդյունքները

$\mathcal{N}$	$\bar{\rho}$	$\frac{0,88 \cdot 10^{-3}}{\bar{\rho}^6}$	$\frac{1}{2} \left(\frac{\cos 6\theta}{\bar{\rho}^6} - \frac{0,88 \cdot 10^{-3}}{\bar{\rho}^6} \right)$	θ	0°	$\sin \theta$	$\cos \theta$	$\bar{x} = \bar{\rho} \cos \theta$	$\bar{y} = \bar{\rho} \sin \theta$	$\bar{x} = ax$	$\bar{y} = ay$	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1.	0,275	$0,423 \cdot 10^{-3}$	2,000	-1,00	180,0	30	0,5000	0,8660	0,2380	0,1370	2,47	1,42
2.	0,28	$0,482 \cdot 10^{-3}$	1,826	-0,913	155,90	25,98	0,4380	0,8990	0,2520	0,1230	2,60	1,31
3.	0,30	$0,7 \cdot 10^{-3}$	1,207	-0,603	127,09	21,18	0,3610	0,9324	0,2797	0,1084	2,69	1,12
4.	0,35	$1,838 \cdot 10^{-3}$	0,479	-0,238	103,78	17,29	0,2973	0,9548	0,3342	0,1040	3,46	1,08
5.	0,40	$4,096 \cdot 10^{-3}$	0,215	-0,106	96,08	16,01	0,2759	0,9612	0,3845	0,1100	3,98	1,14
6.	0,50	$1,562 \cdot 10^{-2}$	0,056	-0,020	91,15	15,19	0,2620	0,9651	0,4325	0,1310	4,99	1,36
7.	0,60	$4,666 \cdot 10^{-2}$	0,019	0,014	89,20	14,87	0,2566	0,9665	0,5799	0,1539	6,18	1,59
8.	0,70	$1,176 \cdot 10^{-1}$	0,007	0,055	86,85	14,47	0,2499	0,9683	0,6778	0,1750	7,01	1,81
9.	0,80	$2,621 \cdot 10^{-1}$	0,003	0,129	82,59	13,76	0,2379	0,9713	0,7770	0,1903	8,27	1,97
10.	0,90	0,531	0,002	0,264	74,69	12,45	0,2156	0,9765	0,8788	0,1940	9,10	2,07
11.	1,00	1,000	0,001	0,499	60,07	10,01	0,1738	0,9848	0,9848	0,1738	10,19	1,80
12.	1,10	1,772	0,000	0,886	27,62	4,60	0,0803	0,9978	1,0964	0,0883	11,35	0,91
13.	1,122	2,000	0,000	1,0	0	0	0	1,0	1,122	0	11,60	0,00

$$\rho_{\max} = \frac{R}{a} = \frac{11,6}{10,35} = 0,121,$$

Տալով $\bar{\rho}$ -ին արժեքներ $0,275 \leq \bar{\rho} \leq 1,122$, հաջորդաբար որոշվում են $\cos 6\theta$, $\cos \theta$ -ն, $\sin \theta$ -ն, $\bar{x}$ -ը, $\bar{y}$ -ը, x -ը, y -ը:

Հաշվարկի արդյունքները տրված են աղյ. 4.10-ում: Հստատացված x և y կոորդինատների կառուցվում է մեկ թերթիկի ուղղագիծը: Մնացած թերթիկները կլինեն նույնը, միայն կառուցված հաջորդ առանցքի շուրջը, որը շեղված է $\frac{2\pi}{n} =$



Աղ. 4.33. Օրինակ 4.7-ի «մարգարիտայի» մի թևի ուղղագիծը:

$$= \frac{360^\circ}{6} = 60^\circ \text{ անկյան տակ:}$$

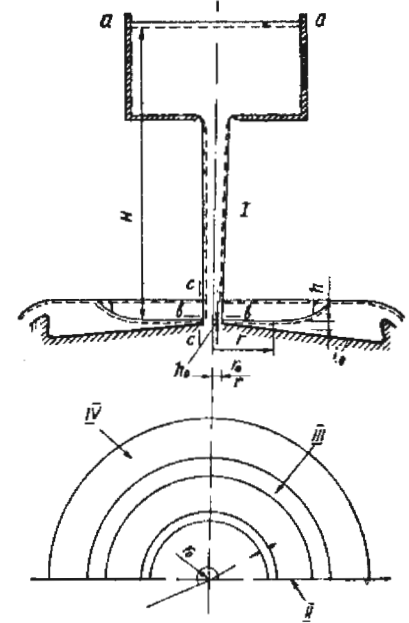
Աղ. 4.33-ում տրված է օրինակ 4.7-ի «մարգարիտայի» մեկ թերթիկի ուղղագիծը: 4.8. Հեղուկի կլոր ՇԻԹԻ ՏԱՐԱԾՈՒՄԸ ԿՈՆԱԿԱՆ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԻ ՎՐԱ

Քննարկենք հեղուկի ուղղաձիգ կլոր շիթի տարածումը կոնական մակերևույթի վրա: Ընդունենք, որ կոնական մակերևույթի առանցքը համընկնում է շիթի առանցքի հետ (նկ. 4.34):

Ճնշումային համակարգերից ավելորդ ջրերի հեռացումը հաճախ կատարվում է հորանային մարիշների միջոցով: Հեղուկի կլոր շիթը մեծ արագությամբ հարվածելով մարիշի հորի հատակին, տարածվում է նրա մակերևույթի վրա, առաջացնելով կլոր հիդրավիկական թռիչք, որը, էներգիայի մարելու պայմանից պետք է լինի խեղդված:

Հանդիպելով կոնական մակերևույթին, շիթը շրջվում է նրա շառավղի ուղղությամբ և շրջահոսում մակերևույթը:

Ուղղաձիգ առանցքի դեպքում շարժման սիմետրիկության հետևանքով շարժումը կատարվում է միայն Γ -ի և Z -ի ուղղությամբ և շարժման պատկերը դառնում է առանցքասիմետրիկ:



Նկ. 4.34. Կլոր շիթի տարածումը կոնական մակերևույթի վրա (հաշվարկային սխեման):

Կոնական մակերևույթի վրա հեղուկի շարժման ուսումնասիրության համար հարմար է օգտվել r , θ , z գլանական կոորդինատներից, որոնց դեպքում տարածական խնդիրը դառնում է հարթ խնդիր:

Կոնական մակերևույթի փոքր թեքության և θ -ի ուղղությամբ շարժման բացակայության պատճառով շառավղային արագությունը կարելի է դիտել որպես հաշվարկային, իսկ կենդանի կտրվածքը՝ գլանական, $A = 2\pi r h$ մակերեսով:

Նշենք, որ անհրաժեշտության դեպքում, երբ կոնական մակերևույթի թեքությունը մեծ է, հեղուկությամբ կարելի է հրաժարվել այդ հաշվարկային սխեմայից, արագությունը ընդունելով կոնական մակերևույթին զուգահեռ, իսկ կենդանի կտրվածքը՝ հատակի նորմալի ուղղությամբ գլանական մակերևույթ:

Հեղուկի շարժումը կոնական մակերևույթի վրա կարելի է բաժանել չորս տեղամասերի:

I-ազատ շիթի և կոնական մակերևույթից շիթի շրջման տեղամաս:

II-կոնական մակերևույթի վրա հեղուկի անհավասարաչափ շարժման տեղամաս:

III-կլոր հիդրավիկական թռիչքի տեղամաս:

IV-կլոր հիդրավիկական թռիչքից հետո հեղուկի անհավասարաչափ շարժման տեղամաս, մինչև մակերևույթի վերջ՝ կամ անսահմանություն:

Քրոշ դեպքերում խնդրի պայմաններից ելնելով III և IV տեղամասերը կարող են բացակայել:

Քննարկենք առանձին տեղամասերի հիդրավիկական հաշվարկները:

Ազատ շիթի տեղամաս: Հեղուկի ազատ կոմպակտ շիթը ըստ ճանապարհի բարակելով, հանդիպում է կոնական մակերևույթին և ուղղաձիգ դիրքից շրջվում կոնական մակերևույթին զուգահեռ ուղղությամբ: Որոշենք անհավասարաչափ շարժման սկզբի h_0 սկզբնական խորությունը և r_0 սկզբնական շառավիղը: Գրենք Բեռնուլիի հավասարումը $a-a$ և $c-c$ կտրվածքի նկատմամբ և հաշվի առնելով, որ $p_a = p_c = p_{\text{atm}}$, $z_c = 0$ (նկ. 4.34), կստանանք՝

$$H = \frac{Q^2}{8g\varphi^2 r_0^2 h_0^2} \quad (4.126)$$

որտեղ φ -ն հաշվի է առնում անցքից արտահոսման, օդի դիմադրության և շրջման հիդրավիկական կորուստները, այն շատ մոտ է մեկին:

Այժմ գրենք Բեռնուլիի հավասարումը $b-b$ և $c-c$ կտրվածքների նկատմամբ.

$$\frac{v_b^2}{2g} = \frac{v_c^2}{2g\varphi^2} \quad (4.127)$$

որտեղ φ_1 -ը հաշվի է առնում էներգիայի կորուստները $b-b$ -ից $c-c$ կտրվածքը (հիմնականում շիթի շրջման կորուստներն են):

v_b և v_c արագությունները արտահայտելով h -ի միջոցով, կստանանք

$$\frac{Q^2}{2g\pi^2 r_0^4} = \frac{Q^2}{8g\varphi^2 \pi^2 h_0^2} \quad (4.128)$$

կամ, ընդունելով $\varphi_1 = 1,0$, կստանանք

$$h_0 = \frac{r_0}{2}, \quad (4.129)$$

Հեղուկի անհավասարաչափ շարժման տեղամաս: Կենտրոնից կամայական հեռավորության վրա գտնվող կտրվածքում հոսանքի լրիվ տեսակարար էներգիան կլինի՝

$$\Theta = h + \frac{\alpha Q^2}{2gr^2 h^3}, \quad (4.130)$$

կամայական r հեռավորության վրա այս էներգիայի մինիմումի պայմանը կլինի՝

$$\frac{d\Theta}{dh} = 1 - \frac{\alpha Q^2}{gr^2 h^3} = 0, \quad (4.131)$$

Այստեղից կրիտիկական խորությունը կլինի՝

$$h_{ic} = \sqrt[3]{\frac{\alpha Q^2}{gr^2}}, \quad (4.132)$$

Բանաձևից երևում է, որ կրիտիկական խորությունը հաստատուն մեծություն է: Երբ $0 \leq r \leq \infty$, ապա $\infty \geq h_{ic} \geq 0$: Ֆրուդի թիվը կլինի՝

$$Fr = \frac{\alpha Q^2}{gr^2 h^3}, \quad (4.133)$$

երբ $h = h_{ic}$, $Fr = 1$:

Կամայական կտրվածքի լրիվ էջը կլինի

$$H = z + h + \frac{\alpha Q^2}{2gA^2}, \quad (4.134)$$

որտեղ z -ը հատակի օրդինատն է:

(4.134) հավասարումը ածանցելով ըստ r -ի, կստանանք՝

$$\frac{dH}{dr} = \frac{dz}{dr} + \frac{dh}{dr} + \frac{\alpha Q^2}{gA^3} \left(\frac{\partial A}{\partial r} + \frac{\partial A}{\partial h} \frac{dh}{dl} \right).$$

կամ, հաշվի առնելով, որ

$$\frac{dH}{dl} = -1 = -\frac{Q^2}{A^2 C^2 R}, \quad \frac{dz}{dr} = -1_0$$

կստանանք՝

$$\frac{dh}{dr} = \frac{1_0 - \frac{Q^2}{A^2 C^2 R} + \frac{\alpha Q^2}{gA^3} \cdot \frac{\partial A}{\partial r}}{1 - \frac{\alpha Q^2}{gA^3} \frac{\partial A}{\partial h}}, \quad (4.135)$$

Հաշվի առնելով, որ մեր դեպքում $A = 2\pi r h$, $\chi = 2\pi r$, $R = h$,

$$\frac{\partial A}{\partial r} = 2\pi h, \quad \frac{\partial A}{\partial h} = 2\pi r, \quad \alpha = \frac{Q}{2\pi}$$

կստանանք՝

$$\frac{dh}{dr} = \frac{1_0 - \frac{Q^2}{r^2 h^3 C^2} + \frac{\alpha Q^2}{g r^2 h^2}}{1 - \frac{\alpha Q^2}{g r^2 h^2}}, \quad (4.136)$$

կամ, հաշվի առնելով (4.128)-ը կստանանք՝

$$\frac{dh}{dr} = \frac{1_0 - \left(\frac{h_{kr}}{h}\right)^3 \left(\frac{g}{\alpha C^2} - \frac{h}{r}\right)}{1 - \left(\frac{h_{kr}}{h}\right)^3},$$

Մեզի գործակիցը ընդունելով ըստ Ն. Ն. Պավլովսկու $C = \frac{1}{B} R^y$ բանաձևի կստանանք՝

$$\frac{dh}{dr} = \frac{1_0 - \frac{Q^2 n^2}{r^2 h^{3+2y}} + \frac{\alpha Q^2}{g r^2 h^2}}{1 - \frac{\alpha Q^2}{g r^2 h^2}}, \quad (4.137)$$

Չնայած (4.137)-ի պարզությանը, անալիտիկորեն ինտեգրել այս դիֆերենցիալ հավասարումը հնարավոր չէ, քանի որ h և r փոփոխականները չեն անջատվում:

Շատ հեշտ է ստացվում (4.137) դիֆերենցիալ հավասարման ինտեգրումը էշտ-ի կիրառումով, անգամ եթե օգտվենք ցուցիչի համար Ն. Ն. Պավլովսկու լրիվ բանաձևից:

Ազատ մակերևույթի կորերի հնարավոր ձևերը նույնն են, ինչ որ ոչ պրիզմատիկ հուններում, և նրանց ձևը պարզելիս կարելի է օգտվել 3.8-ում բերված կանոններից:

Այժմ քննարկենք ազատ թափվող շիթի կինետիկ էներգիայի մարման հարցը հայելու մեծ մակերես ունեցող ավազանում: Նշենք, որ նման խնդիր առաջանում է ոչ միայն հորանային մարիչներում, այլև հիդրոտեխնիկական կառուցվածքներում ազատ շիթի էներգիայի մարման դեպքում:

էներգիայի մարումը ջրային ավազանում կարելի է դիտել որպես խեղդված կտր հիդրավլիկական թռիչք:

Ինդիվիդուալ կտրվածքի լրիվ տեսակարար էներգիան (նկ. 4.34) արտահայտված էլքի միջոցով կլինի՝

$$\Theta_* = h_* + \frac{Q^2}{8g\pi^2 r_*^2 h_*^3 \varphi^2}, \quad (4.138)$$

Արհամարհելով h_u -ը որպես գումարելի և տեղադրելով $h_u = \frac{r_u}{2}$ կստանանք՝

$$h_* = \sqrt{\frac{Q^2}{32g\pi^2 \varphi^2 \Theta_*}}, \quad (4.139)$$

Օգտագործելով շարժման քանակի թևորեմը Քուլսոնսը և Ահմեդը, ընդունելով հիդրավլիկական թռիչքը սեղանաձև, ստանում են հիդրավլիկական թռիչքի հետևյալ հավասարումը՝

$$1 - \frac{r_1}{r_2} \left(\frac{h_2}{h_1} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{r_2}{r_1} - 1 \right) \left(1 + \frac{h_2^2}{h_1^2} + \frac{h_2}{h_1} \right) = 2 \frac{v_1^2}{g h_1} \left(\frac{r_1 h_1}{r_2 h_2} - 1 \right) \quad (4.140)$$

որտեղ r_1 -ը, h_1 -ը, r_2 -ը, h_2 -ը թռիչքի սկզբում և վերջում շառավիղներն են և ջրի խորությունները, v_1 -ը թռիչքի սկզբի կտրվածքում միջին արագությունն է:

Բաց հունների օրինակով այստեղ ընդունենք ուղղաձիգ թռիչքի վարկածը: Այդ դեպքում (4.140) հավասարման մեջ ընդունելով $r_1 = r_u = r_2$, $h_1 = h_u$ կստանանք՝

$$h_2 = \frac{h_u}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{2Q^2}{g\pi^2 r_u^2 h_u^3}} - 1 \right), \quad (4.141)$$

վերլուծությունը ցույց է տալիս, որ սեղմված կտրվածքում կինետիկ

էնէրգիան համեմատած պոտենցիալ էնէրգիայի հետ շատ մեծ է և (4.141) հավասարման մեջ մտնող երկու մեկերն էլ կարելի է արհամարհել:

Այդ դեպքում, հաշվի առնելով $h_u = \frac{r_u}{2}$ (4.135) և (4.137)-ից կստանանք՝

$$h_s = 2^{3/8} g^{-1/8} \pi^{-1/4} \varphi^{3/4} Q^{1/3} \Theta_z^{3/8}, \quad (4.142)$$

Նշանակենք մարիչի գործակիցը $\lambda = \varphi^{3/4}$ և $x_0 = 2^{3/8} g^{-1/8} \pi^{-1/4}$, λ -ն տեսականորեն ճիշտ որոշել հնարավոր չէ և պետք է որոշել փորձերի միջոցով:

Այսպիսով, (4.142)-ում հավասարումը կստանա հետևյալ տեսքը՝

$$h_s = \lambda x_0 Q^{1/4} \Theta_z^{3/4},$$

Մարիչում ջրի խորութիւնը ընդունվում է 5 %-ով ավելի համալուծ խորութիւնից՝

$$h_s = 1.05 \lambda x_0 Q^{1/4} \Theta_z^{3/4}, \quad (4.143)$$

Մարիչի էնէրգիայի մարման գործակիցը կլինի՝

$$k = \frac{h_s}{\Theta_z} = 1.05 \lambda x_0 Q^{1/4} \Theta_z^{-1/4}, \quad (4.144)$$

Եթե մարիչից ջրի հեռացումը իրականացվում է օդակաձև ջրաթափի միջոցով (նկ. 4.34), ապա պատի ք բարձրութիւնը կլինի՝

$$p = h_s - H_z, \quad (4.145)$$

որտեղ H_z -ն օդակային ջրաթափի ճնշումն է և որոշվում է ջրաթափի բանաձևից

$$H_z = \left(\frac{Q}{m_s \pi D \sqrt{2g}} \right)^{2/3}, \quad (4.146)$$

որտեղ m_s -ը օդակային ջրաթափի ելքի գործակիցն է:

Հ ի ն գ եր ո թ ղ գ լ ու խ

ՀԵՂՈՒԿԻ ԵՐԿԶԱԾ ԲՈՒՌՆ ՇԱՐԺՈՒՄԸ

5.1. ՀԵՂՈՒԿԻ ԵՐԿԶԱԾ ՇԱՐԺՄԱՆ ՀԱՎԱՍԱՐՈՒՄՆԵՐԸ

Հեղուկի երկչափ շարժման հավասարումները ստանալու համար օգտվենք Լ. Էյլերի հավասարումներից, ավելացնելով այնտեղ շփման ուժերը՝ (T_x , T_y , T_z), վերագրված հեղուկի միավոր զանգվածին.

$$\begin{aligned} X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - T_x &= \frac{du_x}{dt}, \\ Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - T_y &= \frac{du_y}{dt}, \\ Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - T_z &= \frac{du_z}{dt}, \end{aligned} \quad (5.1)$$

որտեղ X , Y , Z -ը ծավալային ուժերի բաղադրիչներն են:

Անսեղմելի հեղուկի ստացիոնար շարժման ժամանակ (5.1) հավասարումների համակարգը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$\begin{aligned} X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - T_x &= u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z}, \\ Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - T_y &= u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_y}{\partial z}, \\ Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - T_z &= u_x \frac{\partial u_z}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_z}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z}, \end{aligned} \quad (5.2)$$

Եթե շարժումը տեղի է ունենում ծանրության ուժի ազդեցության տակ (այլ ծավալային ուժերը բացակայում են), ապա Z -ի առանցքը ընդունելով ուղղաձիգ դեպի վեր, կստանանք (5.2) հավասարումների համակարգի մասնավոր տեսքը, որտեղ $X = Y = 0$, $Z = -g$:

$$\begin{aligned} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - T_x &= u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z}, \\ - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - T_y &= u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_y}{\partial z}, \\ - g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - T_z &= u_x \frac{\partial u_z}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_z}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z}, \end{aligned} \quad (5.3)$$

Քանի որ ըստ ուղղաձիգի արագութիւնները փոքր են, ապա կարելի է ընդունել, որ $u_z = 0$ և $\frac{\partial u_z}{\partial x} = \frac{\partial u_z}{\partial y} = \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0$:

Շփման ուժերի T_z բաղադրիչը, որը ֆունկցիոնալ կապի մեջ է u_z -ից, նույնպես կաբելի է արհամարհել: Այդ դեպքում (5.3) համակարգի վերջին հավասարումը կստանա հետևյալ տեսքը՝

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g, \quad (5.4)$$

Հաշվի առնելով, որ ազատ մակերևույթի վրա $z = z_0 + h$ (z_0 -ն հունի հատակի օրդինատն է) ճնշումը մթնոլորտային է ($p = p_{\text{թօ}}$), ապա (5.4) հավասարման ինտեգրումից կստանանք՝

$$p = \rho g z + \rho g (z_0 + h - z), \quad (5.5)$$

որոշենք $\partial p / \partial x$ և $\partial p / \partial y$ մասնավոր ածանցյալները: Հաշվի առնելով, որ $\partial z / \partial x = \partial z / \partial y = 0$ (քանի որ x , y , z -ը անկախ փոփոխականներ են), կստանանք

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\rho g \frac{\partial}{\partial x} (z_0 + h), \quad (5.6)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = -\rho g \frac{\partial}{\partial y} (z_0 + h), \quad (5.7)$$

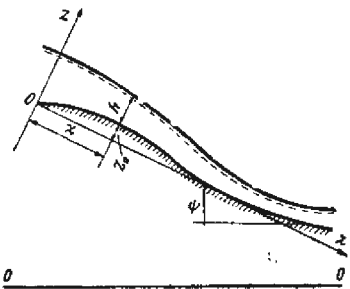
Հետևաբար, երկչափ հեղուկի հավասարումները կստանան հետևյալ տեսքը՝

$$u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} = -g \frac{\partial}{\partial x} (z_0 + h) - T_x, \quad (5.8)$$

$$u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} = -g \frac{\partial}{\partial y} (z_0 + h) - T_y,$$

որտեղ u_x և u_y մեծությունները պետք է բնորոշեն ըստ z առանցքի ուղղության միջինացված:

Այդպիսի մոտեցումը հետազոտություն է տալիս խուսափելու հունի հատակի սահմանային պայմանների օգտագործումից՝ օգտվել միայն շարժման հատակագծի եզրագծի սահմանային պայմաններից: Այս ենթադրությունները ճիշտ են հունի ինչպես ըստ երկարության, այնպես և ըստ լայնության փոքր թեքությունների համար՝



Նկ. 5.1. Մեծ թեքության երկչափ հոսանքների հաշվարկային սխեման:

$$\frac{\partial z_0}{\partial x} \ll 1, \quad \frac{\partial z}{\partial y} \ll 1,$$

Երբ հունի թեքությունը $i_0 < 0,3$, ապա խորությունների և արագությունների արժեքների շեղումը, որոշված ըստ (5.8) հավասարումների, չի գերազանցում 5 %-ից:

Երբ ըստ երկարության հունի թեքությունը մեծ է, հաշվարկային սխեման բնորոշում է ըստ Նկ. 5.1-ի և (5.8) հավասարումների փոխարեն կունենանք՝

$$u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} = g \sin \varphi - g \cos \varphi \left(\frac{\partial z_0}{\partial x} + \frac{\partial h}{\partial x} \right) - T_x,$$

$$u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} = -g \cos \varphi \left(\frac{\partial z_0}{\partial y} + \frac{\partial h}{\partial y} \right) - T_y \quad (5.9)$$

հավասարումները:

Անխզելիության հավասարումը երկչափ շարժման համար ունի

$$\frac{\partial}{\partial x} (h u_x) + \frac{\partial}{\partial y} (h u_y) = 0 \quad (5.10)$$

տեսքը: Միայն պետք է հաշվի առնել, որ տվյալ հաշվարկային սխեմայի համար h խորությունը ուղղահայաց է xOy հարթությանը:

Ստացված հավասարումներում T_x և T_y դիմադրության ուժերը կարելի է ներկայացնել u_x , u_y , և փոփոխականների միջոցով: Հետևաբար, եթե հունի հատակի հավասարումը՝ $z_0 = z_0(x, y)$, հայտնի է, ապա անհայտները կլինեն երեքը՝ $u_x(x, y)$, $u_y(x, y)$, $h(x, y)$, և հավասարումների (5.9) (5.10) համակարգը կլինի փակ:

Երկչափ շարժման խնդիրները բաժանվում են երկու հիմնական խմբի՝

1) Ուղիղ խնդիրներ, որտեղ հատակի կոորդինատներից բացի հատակագծում տրվում են նաև հունի պատերի եզրագծերը:

Երկչափ շարժման հավասարումների լուծումը ուղիղ խնդիրներում տալիս են ազատ մակերևույթի տեսքը և արագությունների բաշխման օրենքները հատակագծում:

2) Հակադարձ խնդիրներ, որտեղ տրվում են հիդրավիկական որոշ պարամետրերի փոփոխման օրենքները:

Լուծելով երկչափ շարժման հավասարումները, ստանում ենք անհայտ հիդրավիկական պարամետրերի փոփոխման օրենքները և հունի երկրաչափական բնութագրերը:

T_x և T_y դիմադրության ուժերը կարելի է ներկայացնել

$$T_x = \lambda \frac{u_x u}{2h}, \quad (5.11)$$

$$T_y = \lambda \frac{u_y u}{2h} \quad (5.12)$$

տեսքով, որտեղ $u = \sqrt{u_x^2 + u_y^2}$, $\lambda = \frac{2g}{C}$ (C -ն Շեզիի գործակիցն է):

Երկչափ շարժման հավասարումների ինտեգրման մեթոդները բազմազան են և բարդ: Այդ հարցի քննարկումը դուրս է մնում սույն գրքի

սահմաններից, և ընթերցողը այդ բնադավառում իր գիտելիքները կարող է լրացնել, ուսումնասիրելով Բ. Տ. Նմցևի մենագրությունը¹:

5.2. Շեղ Հիդրավիկական Թռիչք

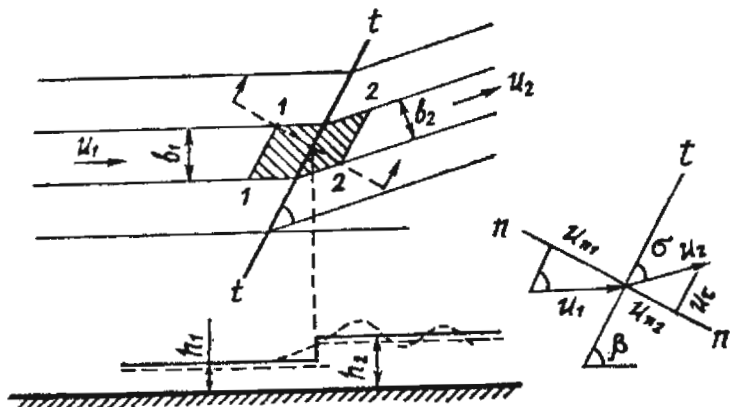
Շեղ հիդրավիկական թռիչք առաջանում է բուռն շարժման ժամանակ հունի լայնության նեղացման հետևանքով, երբ հոսքի գծերը նկատելիորեն թեքվում են դեպի հունի առանցքը: Քանի որ շեղ հիդրավիկական թռիչքի դեպքում ըստ ուղղաձիգի արագության և արագացման բաղադրիչները արհամարհել չի կարելի, ապա ստացված երկչափ շարժման հավասարումները չեն կարող նկարագրել տվյալ երևույթը: Այդ հավասարումներն օգտագործվում են շեղ հիդրավիկական թռիչքին նախորդող և հաջորդող տեղամասերի հաշվարկների համար:

Ստանանք հաշվարկային առնչություններ շեղ հիդրավիկական թռիչքի տեղամասի համար:

Դիտարկենք հավասարաչափ հոսանքում երկու հոսքի գծերը (մինչ թռիչքը և թռիչքից հետո), որոնց հեռավորությունը միմյանցից հավասար է b -ի (նկ. 5.2): $1-1$ և $2-2$ կտրվածքների համար գրենք շարժման քանակի փոփոխման թեորեմը, պրոյեկտված թռիչքի ճակատի նորմալ և զուգահեռ ուղղությունների վրա:

$$\frac{g}{2}(h_1^2 - h_2^2) = h_2 u_{n2}^2 - h_1 u_{n1}^2, \quad (5.13)$$

$$h u_{n1} u_{\tau 1} = h_2 u_{n2} u_{\tau 2}, \quad (5.14)$$



Նկ. 5.2. Շեղ հիդրավիկական թռիչքի հաշվարկային սխեման:

Ըստ (5.13) հավասարման $\frac{1}{2} \rho g h_1^2 - \frac{1}{2} \rho g h_2^2$ ուժը ազդելով

հեղուկի տիրույթի վրա, $\rho u_1 h_1 = \rho u_2 h_2$ զանգվածի արագությունը փոփոխում է u_1 -ից u_2 : ((5.13) հավասարման մեջ ρ խտությունը կրճատված է):

(5.14) հավասարումը ցույց է տալիս, որ թռիչքի ճակատի ուղղությամբ շարժման քանակի փոփոխություն տեղի չի ունենում: Անխզելիության հավասարումը ունի հետևյալ տեսքը՝

$$h_1 u_{n1} = h_2 u_{n2}, \quad (5.15)$$

Հաշվի առնելով (5.14) և (5.15) հավասարումները, կստանանք՝

$$u_{\tau 1} = u_{\tau 2}, \quad (5.16)$$

Պարզ մաթեմատիկական ձևափոխությունից հետո (5.13) հավասարումը կընդունի հետևյալ տեսքը՝

$$\frac{h_2}{h_1} \left(\frac{h_2}{h_1} + 1 \right) = 2 \frac{u_{n2}^2}{g h_1}, \quad (5.17)$$

Նշանակելով $\frac{h_2}{h_1} = \eta$ (թռիչքի հարաբերական բարձրություն), կստանանք՝

$$\eta(\eta + 1) = 2 \frac{u_{n1}^2}{g h_1}, \quad (5.18)$$

Քանի որ $\eta = \frac{h_2}{h_1} > 1$, ապա $\frac{u_{n1}}{g h_1} > 1$, այսինքն արագության նորմալ բաղադրիչը թռիչքից առաջ միշտ մեծ է ալիքային արագությունից: Քանի որ (ըստ նկ. 5.2) $u_{n1} = u_1 \sin \beta$, ապա (5.18) հավասարումը կստանա հետևյալ տեսքը՝

$$\eta(\eta + 1) = 2 \frac{u_1^2}{g h_1} \sin^2 \beta, \quad (5.19)$$

Լուծելով (5.19) քառակուսի հավասարումը, ստանում ենք Ա. Իպենի հավասարումը՝

$$\eta = \frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + 8 \frac{u_1^2}{g h_1} \sin^2 \beta} - 1 \right), \quad (5.20)$$

երբ $\beta = 90^\circ$ ստանում ենք ուղիղ թռիչքի հավասարումը՝

$$\eta = \frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + 8 \frac{u_1^2}{g h_1}} - 1 \right), \quad (5.21)$$

Թռիչքի հարաբերական բարձրությունը իր առավելագույն արժեքը

¹ Емцев Б. Т., Двухмерные бурные потоки, М, Энергия, 1967, 212 с.

ընդունում է ուղիղ թռիչքի ժամանակ ($\beta = 90^\circ$), որը կարելի է ընդունել որպես շեղ թռիչքի սահմանային դեպք:

Շեղ թռիչքի մյուս սահմանային դեպքին համապատասխանում է $\eta = 1,0$ արժեքը, որի դեպքում թռիչքի հետևանքով ազատ մակերևույթի բարձրացում չի կատարվում: Այդ դեպքում

$$\beta = \arcsin \frac{\sqrt{gh_1}}{u_1} \quad (5.22)$$

և թռիչքը փոխարինվում է ազատ մակերևույթի գրգռմամբ:

Վերը ասվածից հետևում է, որ թռիչքի ճակատի β անկյունը կարող է փոփոխվել

$$\arcsin \frac{\sqrt{gh_1}}{u_1} \leq \beta \leq \frac{\pi}{2} \quad (5.23)$$

միջակայքում:

Այժմ ստանանք առնչություններ թռիչքի η , b և δ (արագության վեկտորի թեքման անկյունը) պարամետրերի միջև:

Թռիչքի ճակատի և u_2 արագության վեկտորի կազմած անկյունը նշանակենք σ : Ակնհայտ է, որ

$$\frac{u_{n1}}{u_\tau} = \operatorname{tg} \beta, \quad \frac{u_{n0}}{u_\tau} = \operatorname{tg} \sigma,$$

Հաշվի առնելով (5.14) հավասարումը, կունենանք՝

$$\frac{u_{2n}}{u_{n1}} = \frac{\operatorname{tg} \sigma}{\operatorname{tg} \beta} = \frac{h_1}{h_2} = \frac{1}{\tau_1} \quad (5.24)$$

Տեղադրելով (5.24)-ը β անկյան (5.20) հավասարման մեջ ստանում ենք

$$\operatorname{tg} \sigma = \frac{2 \operatorname{tg} \beta}{\sqrt{1 + 8 \frac{u_1^2}{gh_1} \sin^2 \beta} - 1} \quad (5.25)$$

Կատարելով (5.24) առնչության որոշ ձևափոխություններ և հաշվի առնելով, որ $\sigma = \beta - \delta$, (5.25) հավասարումը կարելի է բերել Ա. Իպենի կողմից ստացված տեսքի.

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\operatorname{tg} \beta \left(\sqrt{1 + 8 \frac{u_1^2}{gh_1} \sin^2 \beta} - 3 \right)}{\sqrt{1 + 8 \frac{u_1^2}{gh_1} \sin^2 \beta} - 1 + 2 \operatorname{tg}^2 \beta} \quad (5.26)$$

Քանի որ (ըստ նկ. 5.2-ի)

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{\cos \beta}{\cos \sigma},$$

ապա

$$\frac{h_1 u_1^2}{h_2 u_1^2} = \frac{1}{\eta} \frac{\cos^2 \beta}{\cos^2 \sigma} = \frac{1}{\eta} \cdot \frac{1 + \operatorname{tg}^2 \sigma}{1 + \operatorname{tg}^2 \beta} \quad (5.27)$$

Հաշվի առնելով (5.24)-ը, (5.27) հավասարումը կընդունի հետևյալ տեսքը՝

$$\frac{h_1}{h_2} \frac{u_1^2}{u_1^2} = \frac{\eta + \operatorname{tg}^2 \beta}{\eta^3 (1 + \operatorname{tg}^2 \beta)} \quad (5.28)$$

Եթե (5.28) բանաձևի մեջ տեղադրենք η -ի արժեքը ըստ (5.20)-ի, կստանանք

$$\frac{h_1}{h_2} \frac{u_1^2}{u_1^2} = 2 \frac{\left(\sqrt{1 - 8 \frac{u_1^2}{gh_1} \sin^2 \beta} - 1 \right)^2 + \operatorname{tg}^2 \beta}{\left(\sqrt{1 + \frac{u_1^2}{gh_1} \sin^2 \beta} - 1 \right)^3 (1 + \operatorname{tg}^2 \beta)} \quad (5.29)$$

Տեղադրելով (5.28) բանաձևի մեջ β -ի արժեքը ըստ (5.20)-ի, կստանանք

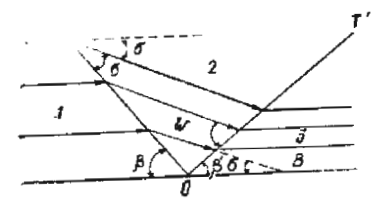
$$\frac{h_1 u_1^2}{h_2 u_1^2} = \frac{1}{\tau_1} + \left(\frac{1}{\tau_1^2} - 1 \right) \frac{(\eta + 1)}{2 u_1^2} gh_1 \quad (5.30)$$

Ջրանցքների լայնության սահմանափակ լինելու պատճառով թռիչքի ճակատը, հասնելով հակադարձ պատին, հարվածում է նրան և տեղի է ունենում շեղ թռիչքի անդրադարձում:

Թող TO -ն (նկ. 5.3) լինի շեղ թռիչքի ճակատը, որը O կետում հանդիպում է AB պատի հետ: Ինչպես հայտնի է, անցնելով թռիչքի ճակատի միջով, հոսանքի գծերը թեքվում են δ անկյունով:

Հանդիպելով AB պատին, տեղի է ունենում նոր թռիչք, որի ճակատը թեքված է AB պատից β' անկյան տակ:

Հոսանքի պարամետրերը նշանակված են՝ TOA տիրույթում 1, TOT' տիրույթում 2 և TOB տիրույթում 3 ինդեքսներով:



Նկ. 5.3. Շեղ թռիչքի բեկումը պատից:

$$\text{նշանակենք նաև } \eta_1 = \frac{h_2}{h_1}, \eta_2 = \frac{h_3}{h_2},$$

Արտաքսելով (5.13) և (5.14) հավասարումներից u_{n1} -ի արժեքը, փոխարինելով այն σ -ով, կստանանք

$$\frac{1}{\eta} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + 8 \frac{u_1^2}{gh_2} \sin^2 \sigma} - 1 \right), \quad (5.31)$$

Հաշվի առնելով, որ ըստ նկ. 5.3-ի $\sigma = \beta - \delta$, կստանանք

$$\frac{1}{\eta_1} \left(\frac{1}{\eta_2} + 1 \right) = 2 \frac{u_1^2}{gh_2} \frac{\operatorname{tg}^2(\beta - \delta)}{1 + \operatorname{tg}^2(\beta - \delta)}, \quad (5.32)$$

Տեղադրելով (5.24) հավասարումից $\frac{1}{\eta_1} = \frac{\operatorname{tg} \sigma}{\operatorname{tg} \beta}$ արժեքը, կստանանք՝

$$2 \frac{u_1^2}{gh_2} = \left(1 + \frac{\operatorname{tg}(\beta - \delta)}{\operatorname{tg} \beta} \right) \frac{1 + \operatorname{tg}^2(\beta - \delta)}{\operatorname{tg} \beta + \operatorname{tg}(\beta - \delta)}, \quad (5.33)$$

Հարմարության համար նշանակելով $\operatorname{tg} \beta = x$, $\operatorname{tg} \delta = t$ և կատարելով որոշ ձևափոխություններ (5.33), հավասարումը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$2 \frac{u_1^2}{gh_2} = \frac{(1+t^2)(1+x^2)(t(x^2-1)+2x)}{x^2(x-t)(1+xt)^2}, \quad (5.34)$$

Անդրադարձած թռիչքի ճակատի կազմած անկյունը TOT տիրույթում հոսանքի գծերի հետ նշանակենք ω -ով (նկ. 5.3), և (5.19) բանաձևը գրենք հետևյալ տեսքով՝

$$\gamma_2(\eta_2 + 1) = 2 \frac{u_1^2}{gh_2} \sin^2 \omega, \quad (5.35)$$

Տեղադրելով $\omega = \beta' + \delta$ և հաշվի առնելով (5.24) առնչությունը, (5.35) հավասարումը բերվում է հետևյալ տեսքի՝

$$\frac{\operatorname{tg}(\beta' + \delta)}{\operatorname{tg} \beta'} \left(\frac{\operatorname{tg}(\beta' + \delta)}{\operatorname{tg} \beta'} + 1 \right) = 2 \frac{u_1^2}{gh_2} \cdot \frac{\operatorname{tg}^2(\beta' + \delta)}{1 + \operatorname{tg}^2(\beta' + \delta)}, \quad (5.36)$$

նշանակելով $\operatorname{tg} \beta' = y$ (5.36) հավասարումը կրեքի հետևյալ տեսքի՝

$$2 \frac{u_1^2}{gh_2} = \frac{(1+y^2)(1+t^2)(t(1-y^2)+2y)}{y^2(t+y)(1-yt)^2}, \quad (5.37)$$

Հավասարեցնելով (5.34) և (5.37) հավասարումների աջ մասերը, կստանանք

$$\frac{(1+x^2)(t(x^2-1)+2x)}{x^2(x-t)(1+xt)^2} = \frac{(1+y^2)(t(1-y^2)+2y)}{y^2(t+y)(1-yt)^2}, \quad (5.38)$$

Ստացված (5.38) հավասարումը $y = y(x, t)$ ֆունկցիոնալ կապ է հաստատում β և β' անկյունների միջև (δ անկյունը որոշվում է TOA տիրույթից)։ Հանրահաշվական (5.38) հավասարումը հինգերորդ կարգի է։

Վերլուծությունը ցույց է տալիս, որ թռիչքի վերջավոր բարձրության դեպքում $\beta' > \beta$ (քանի որ TOA տիրույթում կինեմատիկությունն ավելի մեծ է, քան TOT տիրույթում)։

Հաշվարկների ժամանակ երբեմն պետք է լինում օգտագործել δ անկյունը որոշող արտահայտությունը, որը կարելի է ստանալ (5.19) և (5.26) արտահայտությունների ձևափոխումով՝

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{(\eta - 1) \sqrt{\eta(\eta + 1) \left(2 \frac{u_1^2}{gh_1} - \eta(\eta + 1) \right)}}{\eta \left(2 \frac{u_1^2}{gh_1} - \eta + i \right)}, \quad (5.39)$$

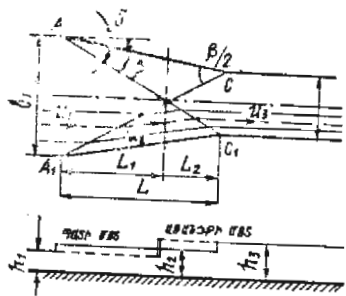
Արագահոսներում հաճախ հարկ է լինում լայնից անցնել ավելի նեղ կտրվածքների, որը կարող է պայմանավորված լինել ինչպես տեղական, երկրաբանական, այնպես և հիդրավլիկական պատճառներով։

Փոքր խորությամբ արագահոսներում Ֆրուդի թվի մեծ արժեքների դեպքում առաջանում է շարժման ալիքային վիճակ, որը խիստ անցանկալի է կառուցվածքի շահագործման համար։ Լայնության նեղացումը բուն շարժման ժամանակ առաջացնում է արագության փոքրացում և խորության աճ։

Ալիքային շարժման վերացումը կամ խիստ փոքրացումը արագահոսների հաշվարկի առաջնակարգ հարցն է։

Բուն շարժումներն ունեն նաև այն վատ առանձնահատկությունը, որ որևէ կտրվածքում առաջացող գրգիռը տարածվում է ըստ շարժման ուղղության բավականին երկար տարածություններ, իսկ որոշ դեպքերում կարող է նաև ուժեղանալ։

Մասնավոր դեպքում կարելի է նախագծել այնպիսի անցումային տեղամասեր, որոնցից հոսանքը դուրս կգա արհամարհելի փոքր ալիքային գրգիռներով, առանց շեղ թռիչքի, և հաշվարկը կարելի է շարունակել միաշափ շարժման հավասարումներով։ Այդ տիպի տեղամասի



Հաշվարկի սխեման բերված է նկ. 5.4-ում:

$$L = L_1 + L_2 = \frac{b_1}{2 \operatorname{tg} \beta_1} + \frac{b_3}{2 \operatorname{tg} (\beta_2 - \delta)}, \quad (5.41)$$

$$L = \frac{b_1}{2 \operatorname{tg} \delta}, \quad (5.41)$$

Անխզելիության հավասարումն ունի հետևյալ տեսքը:

$$\frac{b_1}{b_3} = \frac{u_3 h_3}{u_1 h_1} = \left(\frac{h_3}{h_1} \right)^{1.5} \sqrt{\frac{F_3}{F_1}} \quad (5.42)$$

նկ. 5.4. Զրանցքի նեղացման հաշվարկային սխեման:

u_1 , h_1 , b_1 և b_3 արժեքները տրված են, իսկ մյուս պարամետրերը որոշվում են փնտրման եղանակով: Տրվում է δ -ին կամայական արժեք, ըստ

(5.39) բանաձևի որոշվում է հարաբերական խորության $\eta = \frac{h_2}{h_1}$ ար-

ժեքը և ըստ (5.30) հավասարման՝ $\frac{u_2^2}{g h_2}$ արժեքը: Ընդունելով այն որպես

թռիչքից առաջ հոսանքի պարամետր, ստանում ենք $\frac{u_3^2}{g h_3}$ արժեքը և ստացածով ստուգում (5.42) հավասարումը, որը ճիշտ վերցված δ -ի համար պետք է դառնա նույնություն:

Վեցերորդ գլուխ

ՀԻԴՐԱՎԻԿԱԿԱՆ ՄՈԴԵԼԱՎՈՐՈՒՄ

6.1. ԸՆԴՀԱՆՈՒՐ ՏԵՂԵԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ ՀԻԴՐԱՎԻԿԱԿԱՆ ՄՈԴԵԼԱՎՈՐՄԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Հիդրավիկական մոդելավորումը հարյուրամյակների պատմություն ունի: Այդ գաղափարը առաջացել է դեռ Լեոնարդո դա Վինչիի ժամանակներում և մինչև այժմ էլ շարունակում է զարգանալ:

Մոդելավորումը երևույթների ճանաչողության կարևոր ձևերից մեկն է: Մոդելավորման ժամանակ տվյալ օբյեկտը՝ բնօրինակը, ուսումնասիրվում է նրա մոդելի ուսումնասիրման միջոցով:

Գոյություն ունեն երևույթի ֆիզիկական և մաթեմատիկական մոդելներ: Ֆիզիկական մոդելը նյութական օբյեկտ է, որի բնութագրերը համապատասխանում են բնօրինակին, իսկ մաթեմատիկական մոդելը

նշանների, սիմվոլների հավաքածու է, որը տրվում է մաթեմատիկական տրամաբանության լեզվով: Մաթեմատիկական մոդելին են պատկանում հեղուկի շարժման, անխզելիության, էներգիայի պահպանման հավասարումները և այլն: Մաթեմատիկական մոդելավորումը, հրե օգտագործվում է հաշվիչ տեխնիկա, կոչվում է թվային: Այստեղ հիմնական դերը պատկանում է էլեկտրոնային հաշվիչ մեքենաներին (էՀՄ):

էՀՄ-երի կիրառումը զգալիորեն լայնացրեց այն շրջանակները, հրե հիդրավիկային վերաբերվող խնդիրները կարող են լուծվել տեսակետներեն, առանց լաբորատոր փորձարկումների: Սակայն մաթեմատիկական մոդելավորման զարգացումը չհանգեցրեց ֆիզիկական մոդելավորման նշանակության փոքրացման: Բոլոր դեպքերում մաթեմատիկական մոդելը կատարյալ չէ և հաճախ նրա ոչ կատարյալ լինելը կարող է հանգեցնել զգալի սխալների:

Մոդելավորման մյուս եղանակը հնարավորություն է տալիս միանգամից արտապատկերել և ստանալ այն խնդիրների լուծումները, որոնք մտնում են տվյալ հարցի մեջ: Այսպիսի մոդելավորումը կոչվում է համանմանային, և նրա ճշտությունը կախված է այն բանից, թե ինչքան ճիշտ է երևույթի մաթեմատիկական մոդելը:

Ֆիզիկական մոդելավորման ժամանակ բնօրինակի և մոդելի վրա ուսումնասիրում են տվյալ երևույթի բնորոշող մեծությունները (ճնշումը, արագությունը, արագացումը, ելքը և այլն): Համանմանային մոդելավորման ժամանակ այդ մեծությունները բնօրինակի և մոդելի վրա տարբեր են:

Ժամանակակից հիդրավիկայում թվային մոդելավորման ոլորտին են պատկանում միաշափ և երկշափ խնդիրները համեմատաբար պարզ սահմանային պայմանների դեպքում, հրե նրանց երկարությունը բավականին մեծ է: Հիդրավիկական մոդելավորմանն են վերաբերում քիչ ուսումնասիրված բարդ խնդիրները, տեղական երևույթների ուսումնասիրությունը և առանձնապես տարածական երևույթները: Երբեմն օգտագործվում է մոդելավորում, որը այդ երկուսի միացությունն է:

Մոդելավորումը հնարավոր է միայն այն դեպքում, հրե գոյություն ունի մոդելի և բնօրինակի բնութագրերի համապատասխանություն:

Հիդրավիկական մոդելավորման ժամանակ, եթե գոյություն ունի բնօրինակի և մոդելի բնորոշ մեծությունների զծային կապ, $x_p = \alpha x_m$, ապա այն կոչվում է նմանություն:

Գոյություն ունի երեք տեսակ նմանություն:

1. Երկրաչափական նմանություն: Այս դեպքում բնօրինակի և մոդելի բոլոր համապատասխան զծային չափերը համեմատական են, իսկ երկրաչափական անկյունները՝ հավասար: Այս դեպքում ունենք մեկ ընդհանուր զծային մասշտաբ: Որոշ երևույթներ մոդելավորելիս

հարմար է ունենալ մի քանի գծային մասշտաբներ՝ երկարության, բարձրության, տրամագծի և տյուն: Այսպիսի մոդելավորումը կոչվում է աղավադված մասշտաբներով մոդելավորում (օրինակ՝ տես 6.3):

2. Կինեմատիկական նմանություն: Այս դեպքում բացի երկրաչափական նմանությունից պետք է տեղի ունենա համապատասխան կետերում կինեմատիկական մեծությունների նմանություն, այսինքն արագությունները և արագացումները լինեն համեմատական, իսկ կինեմատիկական մեծությունների միջև կազմված անկյունները՝ հավասար:

3. Ինեմատիկական նմանություն: Այս դեպքում բացի երկրաչափական և կինեմատիկական նմանությունից պետք է տեղի ունենա դինամիկական մեծությունների (ուժերի) համեմատություն:

Անհրաժեշտ է նշել, որ անգամ աղավադված մասշտաբներով մոդելավորման դեպքում հնարավոր չէ ապահովել բոլոր բնույթի ուժերի համեմատականությունը, որի պատճառով կատարվում է մոտավոր մոդելավորում, այսինքն ապահովվում է միայն մի բնույթի (ծավալային, մածուցիկություն, իներցիոն և այլն) ուժերի համեմատականությունը:

Համեմատության գործակիցը կոչվում է տվյալ բնորոշ մեծության մասշտաբ:

Մոդելավորման մասշտաբների միջև գոյություն ունի կապ, որը արտահայտվում է տվյալ երևույթի մաթեմատիկական մոդելի միջոցով, որը ընդհանուր է մոդելի և բնօրինակի համար, այսինքն նրանք երկուսն էլ պետք է բավարարեն միևնույն դիֆերենցիալ հավասարումներին: Ֆիզիկական մոդելավորում կատարելու համար անհրաժեշտ է ունենալ երևույթը նկարագրող հավասարում: Որպեսզի այդ հավասարումը լուծվի, անպայման պետք է ունենալ նրա տեսքը, որը և ընկնում է մոդելավորման չափանիշների և մասշտաբների ընտրման հիմքում:

Որոշ դեպքերում քննարկվող երևույթի բարդության, նրա վատ ուսումնասիրվածության և այլ պատճառներով երևույթի մաթեմատիկական մոդելը կարող է լինել խիստ թերի կամ լրիվ բացակայել: Այսպիսի դեպքերում մոդելավորում արդյոք հնարավոր է: Այո, երբեմն հնարավոր է: Ելնելով չափողականությունների տեսությունից կարելի է ստեղծել երևույթի մաթեմատիկական մոդելը:

Ընդհանուր դեպքում անկախ կամ հիմնական մեծությունների թիվը թող լինի k : Մեխանիկայում այն երեքն է՝ 1 երկարությունը, 2 ժամանակը և 3 զանգվածը: Մնացած բոլոր մեծությունները կարելի է արտահայտել այս երեքի միջոցով:

Կապը չափում ունեցող N մեծությունների միջև, որոնցից k -ն հիմնական չափում ունեցող մեծությունն է (մեր դեպքում $k=3$),

կարելի է փոխարինել $N-k$ անկախ համալիր մեծությունների կապերով՝

$$\varphi(\pi_1 + \dots + \pi_{N-k}) = 0,$$

որը չափողականության տեսության մեջ կոչվում է π թեորեմ:

π թեորեմը հնարավորություն է տալիս անհայտ ֆունկցիաները քչացնել մինչև $N-k$ համալիրների:

Եթե խնդրի տեսական լուծումը ստանալու համար չափողականության տեսությունը բավարար չէ, քանի որ այն կապ է հաստատում հաստատուն գործակցի ճշտությամբ, որի մեծությունը պետք է որոշել փորձի միջոցով, ապա մոդելավորման ժամանակ կարելի է հենվել այդ կապերի վրա, որը կհաստատի մոդելավորման չափանիշը և մասշտաբները:

Այժմ քննարկենք հիդրավիկական մոդելավորման չափանիշների որոշումը, եթե առկա է երևույթի լրիվ մաթեմատիկական մոդելը:

Ենթադրենք հեղուկի շարժման մաթեմատիկական մոդելը հանդիսանում են մածուցիկ հեղուկի շարժման նավե-Ստոքսի հավասարումները և անխզելիության դիֆերենցիալ հավասարումը, որոնք հետաշափ շարժման դեպքում ունեն հետևյալ տեսքը՝

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_x}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z} &= X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \Delta u_x, \\ \frac{\partial u_y}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_y}{\partial z} &= Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \Delta u_y, \\ \frac{\partial u_z}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_z}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_z}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} &= Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \Delta u_z, \\ \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} &= 0, \end{aligned} \quad (6.1)$$

Յնհրաժեշտ է, որ երևույթի մաթեմատիկական մոդելը ապահովի լուծման միարժեքությունը, դրա համար ֆիզիկական երևույթը արտահայտող հավասարումները պետք է լինեն փակ և կորեկտ: Բացի այդ նույնը պետք է լինեն եզրային պայմանները, որը ապահովվում է երկրաչափական նմանությամբ:

Ինչ վերաբերում է սկզբնական պայմաններին, ապա դրանք ապահովվում են բնօրինակի և մոդելի վրա երևույթների սկզբի կամ բնորոշ պահերի համապատասխանությամբ:

Եթե (6.1) հավասարումների համակարգը վերաբերում է բնօրինակին և գոյություն ունի բնօրինակի և մոդելի դինամիկական նմանություն, ապա մոդելի վրա երևույթները կարտահայտվեն համանման դիֆերենցիալ հավասարումներով, որոնք կտարբերվեն միայն մեծությունների մասշտաբներով:

Լրիվ դինամիկական նմանության դեպքում (6.4)-ի մեջ մտնող չորս հավասարումները միաժամանակ պետք է բավարարվեն:

Կարելի է ապացուցել, որ Ստրուխալի, Ֆրուդի և Ռեյնոլդսի չափանիշների հավասարության դեպքում նույնաբար բավարարվում է էյլերի չափանիշի հավասարությունը: Սրա իմաստն այն է, որ ճնշման ուժերը առաջանում են ծանրության ուժից և վերջինիս համեմատականությունը հանգեցնում է նախորդի համեմատականությանը:

Եթե շարժումը կայունացած է $\left(\frac{\partial u_x}{\partial t} = \frac{\partial u_y}{\partial t} = \frac{\partial u_z}{\partial t} = 0 \right)$, ապա Ստրուխալի չափանիշը վերանում է, բանի որ այս չափանիշը ստացվում է ոչ ստացիոնարությունը արտահայտող $\frac{\partial u_x}{\partial t}, \frac{\partial u_y}{\partial t}, \frac{\partial u_z}{\partial t}$ անդամներից: Մնում է միայն Ֆրուդի և Ռեյնոլդսի չափանիշների հավասարությունը:

Եթե մոդելավորումը կատարվում է միևնույն ց-ի համար (երկրի պայմաններում) և նույն մածուցիկության հեղուկով, ապա միաժամանակ բավարարել Ֆրուդի և Ռեյնոլդսի չափանիշները հնարավոր չէ:

Փոխելով հեղուկի մածուցիկությունը, կարելի է բավարարել Ֆրուդի և Ռեյնոլդսի չափանիշները միաժամանակ: Այս դեպքում (եթե $\alpha_v = 1$) α_v -ն կորոշվի $\alpha_v = \alpha_\nu^3$ բանաձևով:

Հիդրոտեխնիկական կառուցվածքների մոդելավորման ժամանակ սովորաբար ունենք $\alpha_\nu = 1$ և $\alpha_v = 1$ (բնօրինակը և մոդելը գտնվում են միևնույն ուժային դաշտում և նույն մածուցիկության հեղուկ է օգտագործվում):

Ըստ Ֆրուդի չափանիշի մոդելավորումը կատարվում է այն դեպքում, երբ ծանրության ուժերը (և նրանցից առաջացող ճնշման ուժերը) համեմատած չափման մածուցիկության ուժերի հետ հիմնական են: Այսպիսի խնդիրներ են հանդիսանում տեղական երևույթները, ոչ մեծ երկարության տարածական երևույթները և այլն:

Ըստ Ֆրուդի չափանիշի մոդելավորման ժամանակ, որպեսզի բավարարվի նաև էներգիայի կորուստների համեմատականությունը, պետք է բնօրինակը և մոդելը գտնվեն դիմադրության միևնույն գոտում և բավարարվի Շեզիի գործակիցների, իսկ ճնշումային համակարգերի համար՝ Դարսիի գործակիցների հավասարությունը ($C_F = C_\nu$ կամ $\lambda_F = \lambda_\nu$): Այս հավասարեցումը կարելի է ապահովել մոդելի խորդությունը գործակցի ընտրումով:

Եթե Շեզիի գործակցի որոշման համար հիմք ընդունենք Ն. Ն. Պավլովսկու $C = \frac{1}{n} R^\gamma$ ցուցիչային բանաձևը, ապա ըստ $C_F = C_\nu$ պայմանի մոդելավորման գծային մասշտաբը կորոշվի

$$\alpha_l = \sigma_F \frac{y_F}{y_\nu} - 1 \left(\frac{n_F}{n_\nu} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \quad (6.10)$$

բանաձևով:

Եթե y ցուցիչը որոշվի Ն. Ն. Պավլովսկու լրիվ բանաձևով՝

$$y = 2.5\sqrt{n} - 0.13 - 0.75\sqrt{R}(\sqrt{n} - 1), \quad (6.11)$$

գծային մասշտաբը կորոշվի (6.10) և (6.11) հավասարումներից ստացվող տրանսցենդենտ հավասարումից փնտրման միջոցով:

Ինժեներական հաշվարկների համար կարելի է օգտվել Ն. Ն. Պավլովսկու կրճատ բանաձևից՝

$$y = a\sqrt{n}, \quad a = \begin{cases} 1.5, & \text{երբ } 0.1 \text{ մ} < R < 1.0 \text{ մ}, \\ 1.3, & \text{երբ } 1.0 \text{ մ} < R < 3.0 \text{ մ} \end{cases}$$

Այս դեպքում α_l -ը անմիջապես կորոշվի (6.10)-ից, իսկ $y = y_F = y_\nu$ պայմանի դեպքում α_l -ը կլինի

$$\alpha_l = \left(\frac{n_F}{n_\nu} \right)^{\frac{1}{\gamma}}, \quad (6.12)$$

որտեղ $y = \frac{1}{6} \div \frac{1}{4}$ կախված հունի ձևից:

Այսպիսով, α_l մասշտաբը որոշակի է դառնում և մոդելավորումը պետք է կատարել ըստ նրա ստացված արժեքի:

Սակայն հիդրավլիկական մոդելավորման ժամանակ α_l -ը ընտրվում է կախված լաբորատորիայի հնարավորությունից, տնտեսական նպատակահարմարությունից, չափումների ճշտությունից և այլն: Հետևաբար, այն կարող է զգալիորեն տարբերվել (6.10) կամ (6.12)-ից ստացված մասշտաբից:

Հաճախ բնօրինակը և մոդելը պատրաստված են լինում միևնույն նյութից ($n_F = n_\nu$), որը և հանգեցնում է $C_F = C_\nu$ պայմանի չբավարարելուն:

Եթե հիդրավլիկական մոդելավորման ժամանակ էներգիայի կորուստների որոշումը կարևոր դեր է խաղում, ապա պետք է համեմատել $C_F = C_\nu$ պայմանի բավարարմանը:

Քննարկենք այն հարցը, թե ինչքանով կփոխվեն մոդելավորման արդյունքները, եթե նշված պատճառներով $C_F = C_\nu$ պայմանը չի բավարարվում: Այս դեպքում արդյունքներում պետք է մտցնել ուղղում:

Եթե ունենք ջրի շարժումը բաց հուններում, այս դեպքում էներգիայի կորուստները կարելի է որոշել մոտավորությամբ: $C_F = C_\nu$ պայմանի

չբավարարվելուց առաջացած մոդելավորման սխալը կարելի է ուղղել հետևյալ կերպ:

Բնօրինակի տվյալներով, օգտվելով 3-րդ գլխում նշված մեթոդներից, և բնօրինակի խորդուբորդության գործակցի Π արժեքով, կառուցվում է ազատ մակերևույթի կորը: Հաշվարկը կրկնվում է Π^1 գործակցի համար, որը որոշվում է (6.10) կամ (6.12)-ից ընդունված α_i -ի համար: Համապատասխան խորովթյունների հարաբերությունները կտան այն ուղղումները, որ պետք է մտցնել մոդելավորման արդյունքների մեջ: Քանի որ այդ ուղղումները ըստ ճանապարհի փոխվում են, ինժեներական հաշվարկներում ամբողջ հոսանքի համար կարելի է մտցնել մեկ ընդհանուր միջինացրած ուղղում:

6.2. ՄՈՒԵԼԱՎՈՐՄԱՆ ՄԱՍԵՏԱՔՆՆԵՐԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ԸՍՏ ՖՐՈՒԴԻ ԵՎ ՌԵՅՆՈԼԴՍԻ ՉԱՓԱՆԻՇՆԵՐԻ

1. Ինչպես նշվեց վերևում, ըստ Ֆրուդի չափանիշի մոդելավորում կատարվում է այն դեպքերում, երբ գլխավոր, թելադրող ուժը ծանրության ուժն է:

Որպես կանոն բոլոր հիդրոտեխնիկական կառուցվածքներում հեղուկի շարժումը տուրբուլենտ է և գտնվում է դիմադրության քառակուսիական գոտում, հետևաբար ըստ Ֆրուդի մոդելավորման ժամանակ ընտրելով մոդելի խորդուբորդության գործակիցը (Π) կարելի է հասնել նաև հիդրավիկական կորուստների ճիշտ կամ մոտավոր մոդելավորման: Սովորաբար ելակետային է մոդելի գծային մասշտաբը (α_i), որը ընտրվում է, հաշվի առնելով (6.10) կամ (6.12) առնչությունը, ինչպես նաև նշված մի շարք պայմանները (լաբորատորիայի հնարավորությունը, տնտեսական նպատակահարմարությունը, չափման ճշտությունը և այլն): Ունենալով գծային մասշտաբը, $F_{rF} = F_{rM}$ պայմանը և ընդունելով $\alpha_g = 1$ և $\alpha_v = 1$ (բնօրինակը և մոդելը գտնվում են երկրի վրա և մոդելավորումը կատարվում է նույն հեղուկով), կստանանք մոդելավորման մասշտաբները որոշող հետևյալ կապերը՝

$$\begin{aligned} \text{արագություն} \quad \alpha_v &= \alpha_l^{1/2}, \\ \text{հիշի} \quad \alpha_L &= \alpha_l^{5/2}, \\ \text{ճնշման} \quad \alpha_p &= \alpha_l, \\ \text{ժամանակի} \quad \alpha_t &= \alpha_l^{1/2}, \\ \text{ուժի} \quad \alpha_F &= \alpha_l^3 \end{aligned} \quad (6.13)$$

Եթե մոդելավորումը կատարվում է $\alpha_g = 1$ և $\alpha_v = 1$ պայմաններում, ապա միաժամանակ չեն կարող բավարարվել Ֆրուդի և Ռեյնոլդսի չափանիշները:

2. Ըստ Ռեյնոլդսի չափանիշի մոդելավորման ժամանակ ծավալային ուժերը համեմատած մածուցիկության ուժերի հետ կարևոր դեր չեն կատարում:

Ըստ Ռեյնոլդսի չափանիշի մոդելավորման օրինակներ են մածուցիկ հեղուկների շարժման մոդելավորումը լամինար, դիմադրության ոչ քառակուսիական գոտիներում և այլն:

Այս դեպքում կախված գծային մասշտաբի մեծությունից որոշվում են մնացած մեծությունների մասշտաբները:

$$\begin{aligned} \text{արագություն} \quad \alpha_v &= \alpha_l^{-1}, \\ \text{հիշի} \quad \alpha_L &= \alpha_l, \\ \text{ճնշման} \quad \alpha_p &= \alpha_l^{-2}, \\ \text{ժամանակի} \quad \alpha_t &= \alpha_l^2, \\ \text{ուժի} \quad \alpha_F &= \alpha_l^{-2} \end{aligned} \quad (6.14)$$

Այս մասշտաբների մեծությունների որոշումը հնարավորություն է տալիս ոչ միայն որոշել մոդելի չափերը, նրա ելքը, ճնշումները և մյուս մեծությունները, այլև մոդելի վրա կատարված չափումների արդյունքները վերահաշվել բնօրինակի համար:

6.3. ԱՂԱՎԱՂՎԱԾ ԵՐԿՐԱԶԱՓԱԿԱՆ ՄԱՍԵՏԱՔՆՆԵՐՈՎ ՄՈՒԵԼԱՎՈՐՈՒՄ

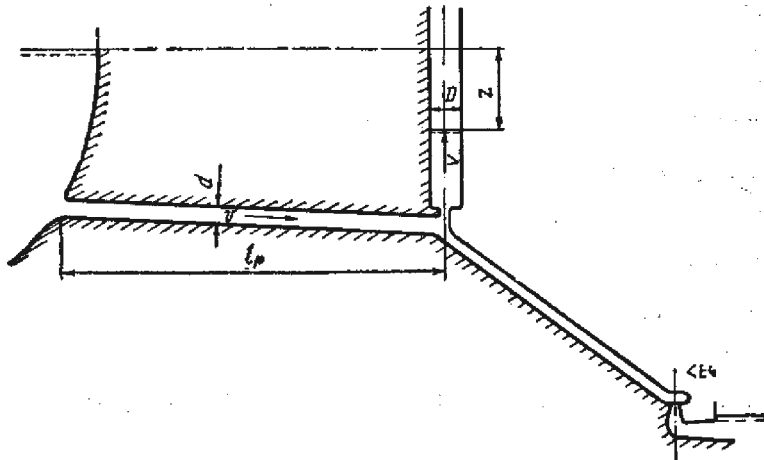
Որոշ կառուցվածքներ և երևույթներ մոդելավորելիս նպատակահարմար չէ ամբողջ կառուցվածքի համար ունենալ մեկ ընդհանուր գծային մասշտաբ, քանի որ այն կրեքեր մոդելի չափերի խիստ մեծացում կամ չափվող մեծությունների ճշտության փոքրացում:

Այսպիսի դեպքերում մոդելավորումը կատարվում է երկու կամ ավելի գծային մասշտաբներով, որը կոչվում է երկրաչափական աղավաղված մասշտաբներով մոդելավորում: Վերջինիս ամենապարզ օրինակ կարող է հանդիսանալ ալիքային երևույթների մոդելավորումը բաց հունքում, որտեղ հորիզոնական և ուղղաձիգ մասշտաբները տարբեր են: Այս ձևով հասնում ենք այն բանին, որ ալիքի բարձրությունը չափվում է ավելի մեծ ճշտությամբ, քան մեկ ընդհանուր գծային մասշտաբի դեպքում:

Գծային մասշտաբների քանակը և նրանց միջև կապը ստացվում է շարժման մաթեմատիկական մոդելի միջոցով: Եթե գծային մասշտաբ-

ները կապող հավասարումները փակ չեն, նրանք փակվում են նպատակահարմարության և այլ պայմաններից ելնելով:

Որոշ խնդիրներում մոդելավորման գծային մասշտաբները կարող են լինել բավականին շատ: Որպես օրինակ քննարկենք ջրի ոչ ստացիոնար շարժման մոդելավորումը ճնշման թունել-հավասարակշռող աշտարակ համակարգում (նկ. 6.1):



Նկ. 6.1. Ճնշման թունել-հավասարակշռող աշտարակի հաշվարկային սխեման:

Քանի որ ճնշման թունել-հավասարակշռող աշտարակ համակարգում հիմնական շարժիչ ուժը հանդիսանում է ծանրության ուժը, ապա բնականաբար մոդելավորումը պետք է կատարվի Ֆրուդի չափանիշով: Սակայն, ինչպես նշվեց 6.1-ում, հիդրավլիկական դիմադրությունների մոդելավորման համար պետք է ապահովվի դիմադրության գործակիցների նույնությունը բնօրինակի և մոդելի վրա ($\lambda_F = \lambda_d$):

Այս պայմանի բավարարումը գործնականում հնարավոր չէ, քանի որ պողպատյա խողովակների (որոնցով իմիտացվում է թունելը) դիմադրության λ_d գործակիցները զգալիորեն մեծ են թունելի λ_F -ից: Այս հանգամանքը ստիպում է դիմել աղավաղված երկրաչափական մասշտաբներով մոդելավորմանը:

Ճնշման թունել-հավասարակշռող աշտարակ համակարգի մաթեմատիկական մոդելը ճնշումային համակարգերում ոչ ստացիոնար շարժման և անխզելիության հավասարումներն են.

$$\frac{l}{g} \frac{dv}{dt} + \left(1 + \lambda \frac{l}{d}\right) \frac{v^2}{2g} + \frac{v^2}{2g} - z = 0$$

$$\frac{\pi d^2}{4} v - \frac{\pi D^2}{4} V = Q, \quad (6.15)$$

որտեղ v -ն և V -ն ջրի արագություններն են թունելում և հորանում, d -ն, D -ն նրանց տրամագծերն են, l -ը թունելի երկարությունն է, λ -ն թունելի դիմադրության գործակիցն է հաշվի առած տեղական դիմադրությունները, ζ -ն հորանի տեղական կորստի գործակիցն է, z -ը հորանում ջրի հորիզոնի բարձրությունն է հաշված ստատիկ հորիզոնից (նկ. 6.1): Ա. Մարուտան պարզեցման համար բնորոշում է

$$\left(1 + \lambda \frac{l}{d}\right) \frac{v^2}{2g} = \lambda_{r,l,r} \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g}$$

որտեղ $\lambda_r = \frac{d}{l} + \lambda$ -դիմադրության բերված գործակիցն է, հարմարության համար հետագայում բեր ինդեքսը չի դրվում: Բացի այդ ունենք $V = \frac{dz}{dt}$,

(6.15) համակարգից դժվար չէ ստանալ մասշտաբների կապերը արտահայտող հավասարումները:

$$\frac{\alpha_l \alpha_v}{\alpha l} = \frac{\alpha_l \alpha_\lambda \alpha_v^2}{\alpha_d} = \alpha_z \alpha_v^2 = \alpha_z, \quad (6.16)$$

$$\alpha_d^2 \alpha_v = \alpha_D^2 \alpha_v,$$

$$\alpha_v = \frac{dz}{dt},$$

կամ

$$1) \frac{\alpha_l \alpha_v}{\alpha_l \alpha_v^2} = 1,$$

$$3) \frac{\alpha_z}{\alpha_v^2} = 1,$$

$$2) \frac{\alpha_\lambda \alpha_l \alpha_v^2}{\alpha_d \alpha_v^2} = 1,$$

$$4) \frac{\alpha_d^2 \alpha_v}{\alpha_D \alpha_v} = 1,$$

$$5) \frac{\alpha_z}{\alpha_l \alpha_v} = 1,$$

(6.17)

որտեղ

$$\alpha_\lambda = \frac{\lambda_{r,l,r}}{\lambda_{r,l,r}} = \frac{\frac{d_r}{l_r} + \lambda_r}{\frac{d_s}{l_s} + \lambda_s}$$

(6.17)-ում ունենք 5 հավասարում 9 անհայտով ($\alpha_1, \alpha_v, \alpha_N, \alpha_1, \alpha_\lambda, \alpha_d, \alpha_2, \alpha_2$): Հավասարումների համակարգը փակելու համար Ա. Մարուտյան առաջարկում է, ելնելով երկրաչափական նմանությունից, ընդունել $\alpha = 1$ և մեկ ընդհանուր գծային մասշտաբ հավասարակշռող աշտարակի համար՝ $\alpha_D = \alpha_2$ և որպես ելակետային ընդունել α_λ -ն և այլ պայմաններից որոշել α_d մասշտաբը: Հեղինակի ուսումնասիրությունները ցույց տվեցին, որ նպատակահարմար է ընդունել $\alpha_d = \alpha_D$, որն ապահովում է մոդելի թունելի փոքր երկարություն, համեմատաբար մեծ ելք և արագությունների նույն մասշտաբ $\alpha_v = \alpha_N$:

Մոդելավորման ժամանակ որպես կանոն օգտագործվում են սովորական սաանդարտ պողպատյա անկար խողովակներ, որոնց դիմադրության գործակիցը նախապես հայտնի է (λ_d): Ճնշման թունելի համար α_d մասշտաբը ընտրվում է, ելնելով լարորատորիայի հնարավորությունից, մոդելի ելքի մեծությունից, չափման ճշտությունից, ինչպես նաև տնտեսապես նպատակահարմարության պայմանից:

Այսպիսով, որպես ելակետային ունենք α_d և α_λ մասշտաբները և կատարելով ընդունելություն ըստ Ա. Մարուտյանի $\alpha_d = \alpha_2$, կամ ըստ մեր կողմից առաջարկված $\alpha_d = \alpha_D$, որոշում ենք մնացած մասշտաբները (6.17) համակարգից: Ըստ այս մասշտաբների կատարվում է աղավաղված երկրաչափական մասշտաբներով մոդելավորում: Նշենք, որ եթե ընդունենք $\alpha_\lambda = 1$, ապա երկու դեպքում էլ մոդելավորումը դառնում է ըստ Ֆրուդի:

Մեր կողմից քննարկված է նաև այն հարցը, թե ինչպես մտցնել ուղղորդ գործակիցներ հավասարակշռող աղավաղման վերին և ներքին խցերի ծավալները որոշելիս, եթե մոդելավորման ժամանակ կորոզիայի պատճառով մոդելի λ -ն հաշվարկայինի նկատմամբ փոխվել է:

Շրջակ 6.1: Շումբի հիդրոէլեկտրակայանի ճնշման թունել-հավասարակշռող աշտարակ համալիրը մոդելավորման ժամանակ նշված պայմանից նպատակահարմար է ընդունել մոդելի տրամագիծը $d_d = 0,096$ մ,

իսկ թունելի արամագիծը՝ $d_p = 4,6$ մ ($\alpha_d = \frac{4,6}{0,096} = 47,813$):

Ըստ հիդրավլիկական հաշվարկի բնօրինակի համար ունենք $\lambda_{\min} = 0,0129$ (վերին խցի աշխատանքի պայմանից λ -ի հնարավոր ամենափոքր արժեքը) և $\lambda_{\max} = 0,0167$ (ներքին խցի աշխատանքի պայմանից λ -ի հնարավոր ամենամեծ արժեքը):

Այս հանգամանքը բարդացնում է մոդելավորումը, քանի որ փոխելով λ -ն, փոխվում են բոլոր մասշտաբները և մոդելի չափերը, բացի մոդելում թունելի արամագծից:

Մոդելի համար λ -ն որոշվում է փորձնական եղանակով, աստիճա-

նական մոտեցումով: Տալով λ -ին մոտավոր արժեք, որոշվում է մոդելի թունելի մոտավոր երկարությունը, որի կառուցման և փորձարկման միջոցով ճշտվել է λ -ն և ապա նրա երկարությունը:

Ճշտված արժեքը մեզ մոտ ստացվել է $\lambda_0 = 0,025$: Մոդելում թունելի երկարությունը և α_λ մասշտաբը որոշվում են աստիճանական մոտեցումով, վերին և ներքին խցերի համար առանձին ըստ λ -ի նվազագույն և առավելագույն արժեքների:

1. Ըստ $\alpha_D = \alpha_2$ ընդունելության կունենանք

$\lambda_p = 0,0129$; $\alpha_d = 47,813$; $l_p = 6888,4$ մ; $d_p = 4,6$ մ; $\lambda_d = 0,025$:

Առաջին մոտեցում որոշում ենք α_λ -ի մոտավոր արժեքը ընդունելով $\lambda_0 = 0,025$:

$$\alpha_\lambda = \frac{\frac{d_p}{l_p} + \lambda_p}{\lambda_d} = \frac{\frac{4,6}{6888,4} + 0,0129}{0,025} = 0,542(0,694),$$

Մոդելում թունելի երկարության մասշտաբը ըստ (6.15)-ի կլինի՝

$$\alpha_l = \alpha_d^{1/3} = 47,813 \cdot 0,542^{1/3} = 39,1(42,4),$$

Մոդելի վրա թունելի երկարությունը կլինի՝

$$l_s = \frac{6888,4}{39,1} = 176,2 \text{ մ}(162,0 \text{ մ}):$$

Երկրորդ մոտեցում. ճշտում ենք α_λ -ն

$$\alpha_\lambda = \frac{\frac{4,6}{6888,4} + 0,0129}{\frac{0,096}{176,2} + 0,025} = 0,529(0,676),$$

Ըստ որի՝

$$\alpha_l = 47,813 \cdot 0,529^{1/3} = 38,66(42,0), \quad l_s = \frac{6888,4}{39,66} = 177,05 \text{ մ}(163,5 \text{ մ})$$

Ըստ (6.17)-ի որոշում ենք մյուս մասշտաբները.

$$\alpha_z = \frac{\alpha_d}{\alpha_\lambda^{1/3}} = \frac{47,813}{0,529^{1/3}} = 59,1(54,43),$$

$$\alpha_v = \frac{\alpha_d}{\alpha_\lambda^{1/6}} = \alpha_z^{1/2} = 59,1^{1/2} = 7,68(7,38),$$

$$\alpha_i = \frac{\alpha_d}{\alpha_\lambda^{1/6}} = \alpha_z^{1/2} = \alpha_v = 7.68(7.38),$$

$$\alpha_v = \frac{\alpha_d^{1/2}}{\alpha_\lambda^{5/6}} = \frac{\alpha_v}{\alpha_\lambda^{2/3}} = \frac{7.68}{0.599^{2/3}} = 11.72(9.58) \quad (6.18)$$

Մավալի մասշտաբը կլինի՝

$$\alpha_w = \alpha_d^3 \alpha_\lambda^{-1} = 47.813^3 \cdot 0.529^{-1} = 206625(161693);$$

Ելքի մասշտաբը կլինի՝

$$\alpha_Q = \frac{\alpha_d^{5/2}}{\alpha_\lambda^{5/6}} = \alpha_z^{5/2} = \alpha_d^2 \alpha_v = \alpha_z^2 \alpha_v = 59.1^2 \cdot 7.68 = 26800(21900);$$

Նույն ձևով կատարված է մասշտաբների ընտրությունը և որոշված են մոդելի չափերը ներքին խցի դատարկման պայմանից ըստ λ_p -ի առավելագույն արժեքի՝ $\lambda_p = 0.0167$ (արդյունքները տրված են փակագծերի մեջ): Մեր կողմից կատարված փորձնական ուսումնասիրությունները հնարավորություն տվեցին, օգտագործելով աղավաղված երկրաչափական մասշտաբները, կատարել Շամբի հիդրոէլեկտրակայանի հավասարակշռող աշտարակի աշխատանքային պայմանների և բնորոշ մեծությունների ուսումնասիրություն և նախագծային տվյալների ճշտում:

Օրինակ 6.2: Շրի Լանկա հանրապետությունում կառուցվող Սամանու-Վեզա հիդրոէլեկտրակայանի նախագծման ժամանակ հիդրավլիկական մոդելավորման ենթարկվեց ճնշման թունել-հավասարակշռող ավազան համալիրը: Մոդելավորման ժամանակ (5.17) համալիրը փակելու համար բացի α_λ -ի, α_d -ի, $\alpha_z = 1$ մասշտաբների ընտրումից լրացուցիչ բնորոշվեց $\alpha_D = \alpha_d$ պայմանը:

Այս դեպքում ըստ (6.17)-ից կստանանք.

$$\alpha_i = \alpha_z = \frac{\alpha_d \alpha_\lambda^{-1}}{\alpha_\lambda}$$

$$\alpha_i = \alpha_v = \alpha_v = \alpha_i^{1/2} = \alpha_d^{1/2} \cdot \alpha_\lambda^{-1/2}, \quad (6.19)$$

Մոդելի վրա թունելի տրամագիծը որոշվեց անել $d_\lambda = 0.096$ մ, իսկ բնօրինակում այն հավասար է՝ $d_p = 3.8$ մ: Հետևաբար, $\alpha_d = \frac{d_p}{d_\lambda} = \frac{3.8}{0.096} = 40$: Առաջին օրինակի ձևով աստիճանական մոտեցումով

որոշվեց $\lambda_\lambda = 0.029$:

Հաշվարկի միջոցով որոշվեցին α_λ -ի արժեքները՝ $\alpha_\lambda = 0.503$ վերին խցի համար և $\alpha_\lambda = 0.661$ ներքին խցի համար:

Ապա ելնելով (5.19)-ից, որոշվեցին մյուս մասշտաբները.

$$\alpha_z = \alpha_i = \alpha_d \alpha_\lambda^{-1} = 40 \cdot 0.503^{-1} = 80(60.6),$$

$$\alpha_i = \alpha_v = \alpha^{1/2} = 80^{1/2} = 8.95(7.78),$$

$$\alpha_Q = \alpha_d^2 \alpha_v = 40^2 \cdot 8.95 = 14300(12450),$$

$$\alpha_w = \alpha_d^2 \alpha_z = 40^2 \cdot 80 = 128000(97000);$$

ՕՂՏԱԴՈՐՈՎԱԾ ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՑԱՆԿ

1. Богомолов А. И. и др. — Высокоскоростные потоки со свободной поверхностью. — М.: Стройиздат, 1979, 344 с.
2. Дульнев В. Б. — Установившееся неравномерное движение жидкости в открытых непрямоугольных руслах заданной формы. ДАН СССР, т. 96, № 4, 1954, 5 с.
3. Емцев Б. Т. — Двухмерные бурные потоки. — М., Энергия, 1967, 212 с.
4. Курганов А. М., Дупляк В. Д. — Гидравлический расчет водопропускных сооружений. — Киев. Будивильник, 1982, 96 с.
5. Շախմատով Չ. Մ. — Հիդրավիկայի, «Լույս», 1973, 480 էջ:
6. Овсепян В. М. — Возможные формы кривых свободной поверхности в непрямоугольных руслах. сб. трудов ЕрПИ 6—9, серия «строительство» 1955, 81—97 с.
7. Овнанян Р. А. — Распределение воздуха по глубине аэрированного потока. Изв. АН Арм. ССР, серия ТН, XXIII, № 4, 1970, 54—57 с.
8. Слесский С. М. — Гидравлические расчеты высоконапорных гидротехнических сооружений. — М.: Энергия, 1979, 336 с.
9. Навоян Х. А. — Примеры гидравлических расчетов водопропускных сооружений. — Киев.: Будивильник, 1975, 148 с.
10. Токмаджян В. О. — О гидравлическом расчете каналов с криволинейным дном. Изв. АН Арм. ССР, серия ТН, т. XXXI, № 3, 1978, 29—33 с.
11. Токмаджян В. О. — Расчет нецилиндрической нижней камеры уравнительного резервуара ГЭС, сб. н. тр. «Вопросы гидравлики». — М.: Гидромел. ин-т, вып. 4, 1971, 231—239 с.
12. Токмаджян В. О., Карапетян Г. И. — К гидравлическому расчету шахтного водослива. Изв. АН Арм. ССР, серия ТН, т. XXX, № 5, 1978, 33—39 с.
13. Токмаджян В. О., Мартиросян Р. Г. — Влияние коэффициента сопротивления на масштаб гидравлического моделирования. Изв. АН Арм. ССР. СТН XXXVII, № 3, 1984, 32—35 с.

14. Токмаджян В. О. — К построению кривых свободной поверхности в непрямоугольных руслах. — Изв. АН Арм. ССР, серия ТН, т. XXV, № 3, 1973, 33—38 с.
15. Токмаджян О. В. — Дифференциальное уравнение неравномерного движения жидкости с переменными параметрами по длине — Изв. высш. уч. заведений, Энергетика, 1983, № 9, 122—124 с.
16. Токмаджян О. В., Хачатрян Л. Г. — Гидравлический расчет водосбросного тракта Гетикского водохранилища на р. Чичхан. — Гидротехническое строит. 1985, № 9.
17. Токмаджян О. В. — Гидравлический расчет бокового водослива в непрямоугольном русле. — Изв. АН Арм. ССР, серия ТН, т. 36, № 3, 1983, 38—41 с.
18. Токмаджян О. В. — Расчет неравномерного движения жидкости в открытых руслах с заданной свободной поверхностью. — Изв. АН Арм. ССР, серия ТН, том XXXV, № 2, 1982, 40—45 с.
19. Токмаджян О. В. — Неравномерное движение жидкости в безнапорных трубах круглого сечения. — Изв. АН Арм. ССР, серия ТН, том XXXV, № 6, 1982, 36—40 с.
20. Токмаджян О. В., Хачатрян Э. А., Адилханян А. Г. — Гидравлический расчет траншейного водосброса с постоянным уклоном дна. — Изв. выс. учеб. заведений, Энергетика, № 7, 1984, Минск, 102—105 с.
21. Саноян В. Г., Хубларян М. Г. — Теоретическое исследование шахтного водосброса типа «Маргаритка». — Изв. АН Арм. ССР, серия Ф—М наук, XIII, № 6, 1960.
22. Симакон Г. В. — Сифонные водосбросы. — Л.: 1974, ЛПИ.
23. Руднев С. С. — Боковые водосбросы. — М. — Л.: Госэнергоиздат, 1941, 120 с.
24. Чоу В. Т. — Гидравлика открытых каналов. — М.: Стройиздат, 1969, 464 с.
25. Քոմիտասյան Չ. Հ., Տադևյան Ի. Ե. — Հիդրավիկայի խնդիրները «Լույս», 1982, 184 էջ:
26. Ղաշադյան Ս. Մ., Բաղ Տոնեբերի Հիդրավիկայի խնդիրները: «Լույս», 1982 թ., 260 էջ:
27. Лятхер В. М., Прудовский А. М. — Гидравлическое моделирование, — М.: Энергоиздат, 1984, 392 с.
28. Chambarjan H. H. On waves in inclined open channels XI congress international association for hydraulic reserch 1965, 14.
29. Koloseus H. I., Ahmed D. Circular Hydraulic Jump. Journal of the Hydraulics Division. ASCA. vol 95, N HVI, proc. Paper. 6367. January, 1969.
30. Maputa Al. Asupra discutiei ecuatilor de mogelere ale oscilatiilor in castelele de echilibru. "Hidrotehnica", Vol. 5, N12, 1960, 413-418. Bucuresti.

Հեղուկի աճի և անհատականության կապում առաջացած շարժումը ըստ երկարության փոփոխական բնութագրող մեծություններ ունեցող բաց ջրանցքներում

3.1. Հեղուկի շարժման հիմնական դիֆերենցիալ հավասարումը և նրա վերլուծությունը	61
3.2. ՀՄ-ի կիրառումով հեղուկի շարժման դիֆերենցիալ հավասարման ինտեգրման մի քանի հարցերի մասին	65
3.3. Պրիզմատիկ ջրանցքներում ազատ մակերևույթի կորերի կառուցումը հաստատուն ելքի և թեքության դեպքում	68
3.4. Ոչ պրիզմատիկ ջրանցքներում ազատ մակերևույթի կորերի կառուցումը հաստատուն ելքի և թեքության դեպքում	77
3.5. Պրոֆիլում կոր հատակով և հաստատուն ելքով ջրանցքների հաշվարկը	84
3.6. Հեղուկի անհատականության շարժումը ոչ ճնշումային խողովակներում	91
3.7. Ջրանցքների հաշվարկը ըստ տրված ազատ մակերևույթի կորի	95
3.8. Ազատ մակերևույթի կորերի հնարավոր ձևերը ոչ պրիզմատիկ հուններում	98
3.9. Հատակագծում կորագիծ հատվածներ ունեցող ջրանցքների (վիրաժների) հաշվարկը	100

Ջրհեռ կառուցվածքների հիդրավիկական հաշվարկները

4.1. Ընդհանուր տեղեկություններ ջրհեռ կառուցվածքների վերաբերյալ	110
4.2. Արագահոսների հաշվարկը	112
4.3. Խրամուղային ջրհեռի հաշվարկը	124
4.4. Կողային ջրհեռների հաշվարկը	131
4.5. Սիֆոնային ջրհեռների հաշվարկը	148
4.6. Հորանային ջրհեռի հաշվարկը	155
4.7. «Մարգարիտայի» հաշվարկը	164
4.8. Հեղուկի կլոր շիթի տարածումը կոնական մակերևույթի վրա	171

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Ներածություն	3
Հիմնական նշանակումներ	7

Հիդրոտեխնիկական կառուցվածքների հիդրավիկական հաշվարկների հատուկ հարցերը

1.1. Ջրանցքի կտրվածքի հիդրավիկական բնութագրող մեծությունները	10
1.2. Էներգիայի կորուստների որոշումը	16
1.3. Ճնշման բաշխումը ջրանցքի կենդանի կտրվածքում	21
1.4. Ճնշման բաշխումը շրջանային պրոֆիլով ջրանցքներում	24
1.5. Կտրվածքի տեսակարար էներգիան	28
1.6. Կավիտացիայի երևույթը	33
1.7. Աերացիայի երևույթը	42

Հեղուկի հավասարաչափ շարժումը ջրանցքներում

2.1. Ընդհանուր տեղեկություններ ջրանցքների վերաբերյալ	48
2.2. Ջրի հավասարաչափ շարժումը բաց հուններում	51
2.3. Արագույթությունների բաշխումը կենդանի կտրվածքում	53
2.4. Ջրանցքների հաշվարկի հիմնական դեպքերը	54
2.5. Հիդրավիկական նպատակահարմար կտրվածք	56
2.6. Թուլատրելի արագությունները ջրանցքներում	58
2.7. Խոտակալված ջրանցքների հիդրավիկական հաշվարկը	60

Հեղուկի երկչափ բուռն շարժումը

**ՋՐԱՆՑՔՆԵՐԻ ԵՎ ՋՐՀԵՌԻ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐԻ
ՀԻՂՐԱՎԼԻԿԱԿԱՆ ՀԱՇՎԱՐԿՆԵՐ**

Ձեռնարկ պոլիտեխնիկական ինստիտուտի «Հիդրոտեխնիկական շինարարություն» մասնագիտության ուսանողներին համար

5.1. Հեղուկի երկչափ շարժման հավասարումները 176

5.2. Շեղ հիդրավիկական թռիչք 180

Հիդրավիկական մոդելավորում

Մասն. խմբագիր՝ Կ. Գ. Ազատյան
Խմբագիր՝ Ս. Պ. Հախբջանյան
Նկարիչ՝ Ա. Ռ. Օհանյան
Գեղ. խմբագիր՝ Վ. Ա. Զրադացյանյան
Տեխն. խմբագիր՝ Ա. Կ. Տոնոյան
Վերստուգող սրբագրիչ՝ Վ. Ա. Թովմասյան

6.1. Ընդհանուր աեղեկություններ հիդրավիկական մոդելավորման վերաբերյալ 185

6.2. Մոդելավորման մասշտաբների որոշումը ըստ Ֆրուդի և Ռեյնոլդսի չափանիշների 194

6.3. Աղավաղված երկրաչափական մասշտաբներով մոդելավորում 195

Օգտագործված գրականության ցանկ 202

Բովանդակություն 204

ИБ № 2537

Հանձնված է շարվածքի՝ 5. 03. 88 թ.: Ստորագրված է տպագրության՝ 15. 12. 1988 թ.:

ՎՖ № 01970

Չափեր՝ 60×90^{1/16}: Թուղթ՝ տպ. № 2: Տառատեսակը՝ զրբի սովորական: Տպագրությունը՝
բարձր: Պայմ. 13,0 մամ., տպ. 13,0 գուն. թ. օտ., հրատ 11,81 մամ.: Տպաքանակը՝ 1000:
Պատվեր՝ 472: Գինը՝ 80 կոպ.:

«Լույս» հրատարակչություն, Երևան-9, Կիրովի 19 ա.:

Издательство «Луйс», Ереван-9, ул. Кирова 19а

ՀՍՍՀ հրատարակչությունների, պոլիգրաֆիայի և զրբի տպերի գործերի պետական
կոմիտեի № 1 տպարան, Երևան-10, Ալավերդյան 65:

Типография № 1 Госкомитета Арм. ССР по делам издательства, полиграфии
и книжной торговли. Ереван-10, ул. Алавердяна, 65.