

Ю.С. Ющенко

Загальна та річкова гідравліка



Міністерство освіти і науки України
Чернівецький національний університет
імені Юрія Федьковича

Ю. С. Ющенко

ЗАГАЛЬНА ТА РІЧКОВА ГІДРАВЛІКА

Навчальний посібник



Чернівці
Чернівецький національний університет
імені Юрія Федьковича
2023

УДК 556.06 + 551.49 + 28.081
Ю-985

Рецензенти:

О. Г. Ободовський, доктор географічних наук, професор, професор кафедри гідрології та гідроекології Київського національного університету імені Тараса Шевченка;

Я. О. Мольчак, доктор географічних наук, професор, заслужений діяч науки і техніки України, академік УЕАН, професор кафедри екології Луцького національного технічного університету

Ющенко Ю. С.

Ю-985

Загальна та річкова гідравліка : навч. посіб. Чернівці : Чернівець. нац. ун-т ім. Ю. Федьковича, 2023. 342 с.

ISBN 978-966-423-812-7

У даному посібнику розглянуто всі питання, які відповідають програмі навчальної дисципліни «Загальна та річкова гідравліка», що належить до обов'язкової, фундаментальної підготовки гідрологів та гідротехніків. Охоплено питання предмета, основ гідростатики та гідродинаміки, рівномірного, нерівномірного та неусталеного руху, а також питання, пов'язані із застосуванням відповідних закономірностей як до опису руху води у технічних системах, так і у відкритих водотоках.

Для студентів вищих навчальних закладів за спеціальністю 103 «Науки про Землю» та інших спеціальностей.

УДК 556.06+551.49+28.081

ISBN 978-966-423-812-7

© Чернівецький національний університет
імені Юрія Федьковича, 2023

© Ю. С. Ющенко, 2023

ЗМІСТ

| | |
|--|-----------|
| Вступ | 12 |
| Розділ 1. Предмет та історія розвитку гідравліки, гідродинаміки, річкової гідравліки..... | 13 |
| 1.1. Предмет гідравліки та річкової гідравліки | 13 |
| 1.2. Формування основ гідростатики | 14 |
| 1.3. Формування уявлень про внутрішній опір рідин та газів | 16 |
| 1.4. Формування основ класичної гідродинаміки та гідравліки..... | 17 |
| Розділ 2. Основні відомості про рідини..... | 21 |
| 2.1. Динаміка газу та рідини як складові фізики суцільного середовища..... | 21 |
| 2.2. Густина та стисливість рідин | 23 |
| 2.3. В'язкість рідин..... | 25 |
| 2.4. Поверхневий натяг води і капілярні явища | 28 |
| 2.5. Особливі стани крапельної рідини | 32 |
| Розділ 3. Основи гідростатики | 35 |
| 3.1. Поняття про тиск і його властивості | 35 |
| 3.2. Диференціальні рівняння спокою рідини | 38 |
| 3.3. Основне рівняння гідростатики та його інтегрування | 39 |
| 3.4. Види тиску та співвідношення між ними | 40 |
| 3.5. Поняття про напір і його види | 42 |
| 3.6. Сполучені посудини і закон Паскаля | 43 |
| 3.7. Сила тиску і гідравлічний прес | 45 |
| 3.8. Обчислення сили тиску на нахилені поверхні | 47 |
| Розділ 4. Основні положення гідродинаміки та види руху рідини..... | 50 |
| 4.1. Задачі гідродинаміки та гідравліки | 50 |
| 4.2. Аналітичні методи опису руху рідини..... | 51 |
| 4.3. Диференціальні рівняння руху ідеальної рідини | 53 |
| 4.4. Три простих види руху мікрооб'ємів частинок рідини..... | 57 |
| 4.5. Складні основні види руху рідини | 58 |
| 4.6. Елементи та характеристики потоків | 60 |
| 4.7. Класифікація видів руху потоків рідини | 65 |

| | |
|--|------------|
| Розділ 5. Рівняння нерозривності та Д. Бернуллі | 66 |
| 5.1. Рівняння нерозривності | 66 |
| 5.2. Рівняння Бернуллі для елементарного струменя ідеальної та реальної рідини..... | 71 |
| 5.3. Аналіз рівняння Д.Бернуллі | 73 |
| 5.4. Рівняння Д.Бернуллі для потоку рідини | 76 |
| | |
| Розділ 6. Поняття про рух реальної рідини і втрати напору | 78 |
| 6.1. Поняття про гідравлічний опір | 78 |
| 6.2. Основне рівняння усталеного рівномірного руху рідини..... | 80 |
| 6.3. Рівняння Нав`є – Стокса | 82 |
| | |
| Розділ 7. Режими руху рідини | 83 |
| 7.1. Історія досліджень режимів руху рідини та основні положення про них | 83 |
| 7.2. Моделі і закономірності турбулентного руху рідини | 89 |
| 7.3. Турбулентність у газово-рідинній оболонці Землі | 94 |
| 7.4. Турбулентність і гідродинамічні структури..... | 95 |
| 7.5. Втрати напору по довжині і розподіл швидкостей течії у потоці в умовах ламінарного усталеного рівномірного руху рідини..... | 97 |
| | |
| Розділ 8. Втрати напору у турбулентних потоках рідини в умовах усталеного рівномірного руху..... | 103 |
| 8.1. Модель турбулентного потоку..... | 103 |
| 8.2. Формули Вейсбаха і Вейсбаха –Дарсі..... | 106 |
| 8.3. Коефіцієнт гідравлічного опору турбулентних потоків рідини..... | 107 |
| 8.4. Формула Шезі та її застосування..... | 110 |
| | |
| Розділ 9. Місцеві та повні втрати напору у трубах..... | 116 |
| 9.1. Місцеві та повні втрати напору у трубах..... | 116 |
| 9.2. Коефіцієнт опору системи | 122 |
| | |
| Розділ 10. Витікання рідини через отвори та з-під затворів..... | 124 |
| 10.1. Види та особливості витікання рідини | 124 |
| 10.2. Витікання з малого отвору з тонкою стінкою в атмосферу при постійному напорі..... | 127 |
| 10.3. Траєкторія струменя..... | 130 |

| | |
|--|------------|
| 10.4. Витікання з малого отвору під рівень | 131 |
| 10.5. Витікання рідини з великих отворів при постійному напорі | 132 |
| 10.6. Витікання з-під затвору (щита) у горизонтальному лотку | 133 |
| Розділ 11. Напірний рух рідини у трубах..... | 136 |
| 11.1. Основні поняття і формули для гідравлічного розрахунку простого трубопроводу при рівномірному напірному русі рідини..... | 136 |
| 11.2. Гідравлічний розрахунок сталевих та чавунних труб..... | 137 |
| 11.3. Гідравлічний розрахунок трубопроводу при послідовному з'єднанні труб різного діаметра..... | 139 |
| 11.4. Гідравлічний розрахунок трубопроводу при паралельному з'єднанні труб | 139 |
| 11.5. Гідравлічний розрахунок трубопроводу при змінах витрати вздовж шляху подачі води..... | 140 |
| 11.6. Поняття про гідравлічний розрахунок розподільчих водопровідних мереж | 141 |
| Розділ 12. Рівномірний рух води у відкритих призматичних руслах | 144 |
| 12.1. Загальні відомості про рух води у відкритих руслах | 144 |
| 12.2. Гідравлічні елементи поперечного перерізу каналів..... | 146 |
| 12.3. Гідравлічно найбільш вигідні поперечні профілі каналів | 149 |
| 12.4. Технічні вимоги до каналів та задачі з їх розрахунку, проектування.... | 151 |
| Розділ 13. Основні відомості про усталений нерівномірний рух води у відкритих призматичних руслах..... | 154 |
| 13.1. Поняття про нерівномірний рух | 154 |
| 13.2. Питома енергія перерізу і опис станів нерівномірного потоку у відкритому призматичному руслі..... | 156 |
| 13.3. Параметр кінетичності і число Фруда..... | 159 |
| Розділ 14. Аналітичний опис плавномірного руху води у відкритих призматичних руслах | 162 |
| 14.1. Диференціальне рівняння нерівномірного плавномірного руху води у відкритих призматичних руслах..... | 162 |
| 14.2. Дослідження форм (видів) вільної поверхні потоків при нерівномірному русі у призматичних руслах | 166 |

| | |
|--|------------|
| 14.3. Загальні зауваження стосовно інтегрування диференціального рівняння нерівномірного руху води у призматичному руслі | 171 |
| Розділ 15. Витікання через водозливи..... | 174 |
| 15.1. Загальні відомості про водозливи..... | 174 |
| 15.2. Класифікація водозливів | 175 |
| 15.3. Загальне рівняння водозливів | 177 |
| 15.4. Непідтоплений прямий прямокутний водозлив з тонкою стінкою | 179 |
| 15.5. Підтоплений прямий прямокутний водозлив з тонкою стінкою | 180 |
| 15.6. Врахування бічного стиснення водозливу з тонкою стінкою | 181 |
| 15.7. Непідтоплений прямий прямокутний водозлив із широким порогом . | 182 |
| 15.8. Підтоплений водозлив із широким порогом..... | 185 |
| 15.9. Гідрологічні витратоміри | 187 |
| Розділ 16. Гідравлічний стрибок | 190 |
| 16.1. Поняття про гідравлічний стрибок..... | 190 |
| 16.2. Основне рівняння досконалого стрибка | 193 |
| 16.3. Стрибова функція та її аналіз..... | 194 |
| 16.4. Визначення сполучених глибин досконалого стрибка у призматичному руслі | 195 |
| 16.5. Втрати енергії у гідравлічному стрибку | 198 |
| 16.6. Довжина досконалого гідравлічного стрибка | 199 |
| Розділ 17. Сполучення б'єсів гідротехнічних споруд | 201 |
| 17.1. Основні положення | 201 |
| 17.2. Визначення сполучених глибин | 204 |
| 17.3. Визначення розрахункової витрати..... | 205 |
| 17.4. Гасіння енергії у нижньому б'єфі гідротехнічної споруди..... | 205 |
| Розділ 18. Рух підземних вод (фільтрація)..... | 206 |
| 18.1. Види та основні характеристики руху підземних вод | 206 |
| 18.2. Водопроникність ґрунтів і порід. Основний закон ламінарної фільтрації .. | 208 |
| 18.3. Рівномірний та плавномірний режим фільтрації | 211 |
| 18.4. Диференціальне рівняння нерівномірного плавномірного руху ґрунтових вод (у циліндричному руслі)..... | 212 |
| 18.5. Розрахунок кривих підпору та спаду в умовах сталого плавномірного руху ґрунтових вод (плоска задача) | 215 |

| | |
|---|------------|
| 18.6. Розрахунок притоку ґрунтових вод до колодязя..... | 216 |
| 18.7. Розрахунок водозбірної галереї | 218 |
| Розділ 19. Загальні відомості про рух води у річках та гідравліка квазірівномірного руху води у річках | 219 |
| 19.1. Загальні відомості про рух води у річках | 219 |
| 19.2. Гідравліка квазірівномірного руху води у річках..... | 223 |
| Розділ 20. Гідравліка нерівномірного руху води у річках..... | 228 |
| 20.1. Загальні положення..... | 228 |
| 20.2. Диференціальне рівняння усталеного нерівномірного руху води у річках | 223 |
| 20.3. Приклади побудови кривих вільної поверхні в умовах усталеного нерівномірного руху води у річках | 231 |
| Розділ 21. Основні відомості про неусталений рух води у річках..... | 233 |
| 21.1. Поняття про неусталений рух потоків рідини..... | 233 |
| 21.2. Диференціальні рівняння неусталеного повільнозмінного руху рідини.. | 238 |
| 21.3. Поняття про інтегрування системи рівнянь неусталеного руху та розв'язання задач його опису..... | 240 |
| Розділ 22. Річкова турбулентність | 242 |
| 22.1. Статистичні дослідження і спектральна теорія турбулентності | 242 |
| 22.2. Дифузійна теорія турбулентності | 244 |
| 22.3. Спектральна теорія турбулентності і структури руслового потоку | 246 |
| 22.4. Застосування спектральної теорії до аналізу енергії річкової турбулентності..... | 249 |
| Розділ 23.Рух твердих домішок і річковий алювій | 255 |
| 23.1. Загальні відомості про річкові наноси та алювій..... | 255 |
| 23.2. Основні характеристики річкових наносів | 259 |
| 23.3. Гідравлічна крупність і дві основні категорії річкових наносів | 260 |
| 23.4. Загальна характеристика зважених наносів | 264 |
| 23.5. Спостереження за зваженими наносами..... | 267 |
| 23.6. Розрахунки витрат і стоку зважених наносів | 268 |
| 23.7. Загальні відомості про захоплені (придонні) наноси | 270 |
| 23.8. Розрахунок витрат захоплених наносів | 275 |

| | |
|---|------------|
| 23.9. Структурний транспорт наносів | 280 |
| 23.10. Закономірності розподілу і трансформації крупності придонних наносів | 283 |
| 23.11. Транспортуюча здатність потоків, сумарні витрати, стік і відклади річкових наносів | 288 |
| Розділ 24. Руслові потоки і система потік - русло | 295 |
| 24.1. Дослідження кінематичних структур турбулентних руслових потоків | 295 |
| 24.2. Поняття та загальні відомості про поверхневі водотоки суходолу | 298 |
| 24.3. Поняття про річкову систему потік – русло | 303 |
| 24.4. Грядовий рух річкових наносів і струминна система потік – русло..... | 307 |
| Розділ 25. Заплави річок | 321 |
| 25.1. Загальні відомості про заплави | 321 |
| 25.2. Генезис, будова і рельєф заплав | 327 |
| 25.3. Морфометрія заплав..... | 330 |
| 25.4. Водно-гідравлічний режим заплав | 331 |
| 25.5. Класифікація заплав..... | 334 |
| 25.6. Гідравліка заплав..... | 337 |
| Список літератури | 340 |
| Контрольні запитання..... | 341 |

УМОВНІ ПОЗНАЧЕННЯ

- B – ширина потоку по вільній поверхні
 b – ширина трапецевидного русла по дну
 C – швидкісний множник (коефіцієнт Шезі)
 c – швидкість розповсюдження хвилі
 d_k – глибина водобійного колодязя
 E – енергія
 E_0 – модуль пружності
 E_k – кінетична енергія
 $E_{\text{п}}$ – потенціальна енергія
 \mathcal{E} – питома енергія перерізу
 $F_{\text{тр}}$ – сила внутрішнього тертя
 Fr – число Фруда
 G – сила тяжіння
 g – прискорення сили тяжіння
 H – геометричний напір
 H_p – п'єзометричний напір
 H_0 – гідродинамічний напір (із врахуванням швидкісного напору)
 h – глибина потоку
 h_l – втрати питомої енергії (втрати напору) по довжині
 h_m – місцеві втрати питомої енергії (втрати напору)
 h_p – п'єзометрична висота
 h_V – швидкісний напір
 h_W – втрати питомої енергії (втрати напору) сумарні
 $h_{\text{кр}}$ – критична глибина
 h_c – глибина потоку у стиснутому перерізі
 $h_0, h_{\text{п}}$ – глибина потоку нормальна (побутова)
 $h' \text{ і } h'', h_1 \text{ і } h_2$ – глибини потоку сполучені (взаємні)
 I, I_e – гідравлічний похил
 I_p – п'єзометричний похил
 J_x – момент інерції (відносно осі x)
 $J_{\text{ц}}$ – момент інерції (відносно осі, що проходить через центр ваги)
 i_0 – похил дна русла
 K – витратна характеристика
 k – коефіцієнт фільтрації
 L, ℓ – довжина

M, m – маса
 m_k, m – коефіцієнт закладання відкосу
 m – коефіцієнт витрати водозливу
 n – коефіцієнт шорсткості
 P – висота перепаду, греблі, водозливу
 P – сила
 p_a – атмосферний тиск
 p – повний тиск у точці
 p_0 – зовнішній тиск у точці
 p_M – надлишковий або манометричний тиск у точці
 $p_{\text{вак}}$ – вакуумметричний тиск
 Q – витрата
 q – питома витрата (на одиницю ширини потоку)
 R – гідравлічний радіус
 r – геометричний радіус
 Re – число Рейнольдса
 T, t – час
 T – температура, К
 t° – температура, $^\circ\text{C}$
 u_* – динамічна швидкість
 u – швидкість місцева
 \bar{u} – осереднена місцева швидкість
 u' – пульсаційна складова місцевої швидкості, тобто $u = \bar{u} + u'$
 u, v – середня швидкість у перерізі
 u_{min} – швидкість мінімальна незамулююча
 $u_{\text{доп}}$ – швидкість допустима нерозмиваюча
 $u_{\text{в.к}}$ – верхня критична швидкість
 $u_{\text{н.к}}$ – нижня критична швидкість
 W – швидкісна характеристика
 X, Y, Z – проекції зовнішніх сил на осі декартових координат
 y – показник степеня у формулі М. М. Павловського
 z – геометрична висота (відмітка точки)
 $\Delta z, z$ – перепад (різниця відміток горизонтів води) верхнього і нижнього б'єфів
 α – коефіцієнт кінетичної енергії потоку (коефіцієнт Коріоліса)
 α_0 – коефіцієнт кількості руху потоку (коефіцієнт Буссінеска)
 α, β – кут
 γ – питома вага

Δ – висота виступу шорсткості
 δ – товщина шару рідини
 ε – коефіцієнт стиснення потоку
 ζ – коефіцієнт втрат
 χ – змочений периметр
 λ – коефіцієнт гідравлічного тертя (коефіцієнт Дарсі)
 μ – динамічний коефіцієнт в'язкості
 ν – кінематичний коефіцієнт в'язкості
 ρ – густина (об'ємна маса)
 τ – дотична напруга
 φ – коефіцієнт швидкості
 Ω – площа перерізу посудини (ємкості)
 ω – площа живого перерізу
 $\omega_x, \omega_y, \omega_z$ – компоненти вихору (кутові швидкості)
 w – гідравлічна крупність наносів

ВСТУП

Дисципліна «Загальна та річкова гідравліка» є однією з основних, базових у підготовці гідрологів та гідрометеорологів. Вона тісно пов'язана з вивченням загальних фундаментальних дисциплін, як-от «Математика», «Фізика», а також з іншими дисциплінами власне професійної підготовки. Цей посібник підготовлено на основі лекцій, що читаються професором Юрієм Сергійовичем Ющенком понад десять років. Написання і публікація видання має на меті ознайомити студентів з основними теоретичними положеннями курсу, включаючи важливі розрахункові формули та методи. Він покликаний дати студентам знання та навички, необхідні для виконання практичних задач, стосовно аналізу статички та динаміки рідини (води). Він пов'язаний із такими дисциплінами професійної підготовки, як «Основи гідротехніки та гідромеліорації», «Гідрометрія та облік стоку», «Руслознавство і динаміка руслових потоків» та ін.

Курс «Загальна та річкова гідравліка» вивчають протягом двох семестрів. Побудова курсу, послідовність і логіка викладу навчального матеріалу загалом відповідає класичним курсам гідравліки, а також загальної та річкової гідравліки. Останні розділи пов'язують цей курс із такими предметами, як «Руслознавство» та «Динаміка руслових потоків». Наведена у посібнику термінологія також відповідає усталеній у гідравліці.

Автор висловлює подяку рецензентам: Олександрю Григоровичу Ободовському та Ярославу Олександровичу Мольчаку за важливу і кропітку роботу з редагуванням та оптимізації змісту курсу. Щиро вдячний також кандидату географічних наук Яні Анатоліївні Поп'юк, а також Марині Іванівні Вудвуд за допомогу в підготовці тексту курсу та створенні електронної версії.

РОЗДІЛ 1

ПРЕДМЕТ ТА ІСТОРІЯ РОЗВИТКУ ГІДРАВЛІКИ, ГІДРОДИНАМІКИ, РІЧКОВОЇ ГІДРАВЛІКИ

1.1. Предмет гідравліки та річкової гідравліки

У підручниках з гідравліки та річкової гідравліки це питання також розглядають як «визначення науки «Гідравліка». За підручником І.П. Спіцина та В.О. Соколової, гідравліка – це наука про закони руху і рівноваги рідин та про способи, методи застосування знань цих законів в інженерній практиці.

Багато дослідників, науковців, зокрема Р.Р. Чугаєв, ототожнюють «технічну (прикладну) механіку рідини» («технічну гідромеханіку») з «Гідравлікою». Підкреслюють, що вона відрізняється від «Теоретичної гідромеханіки» своїми задачами; методами та способами їх розв’язання. Водночас існує думка і про те, що від загальної гідравліки відрізняється інженерна. Так, у підручнику Ю.М. Константінова та О.О. Гіжи зазначено, що «сучасна інженерна гідравліка базується на технічній механіці рідини і є прикладною наукою, яка розглядає розрахунки різних інженерних споруд, де протікає вода».

Загалом слово «гідравліка» утворено з двох грецьких слів, що означають «вода» та «труба/канал/струмінь». Цей термін виник у зв’язку із формуванням особливої науково-прикладної, науково-інженерної школи технічної механіки рідини у Франції у другій половині XVIII століття. Гідравліка отримала потужний розвиток у XIX – XX століттях. Зокрема, виділився напрямок гідравліки відкритих русел. Відповідно до цього у 30-х роках XX століття з’являються підручники та монографії з «Річкової гідравліки». У європейських, англомовних країнах також сформовані подібні дисципліни, як-от Fluvial Hydraulics. У російськомовному та

українськомовному середовищі (науковій і навчальній літературі) також важливе значення має дисципліна «Динаміка руслових потоків». Її запропонував у 30-х роках ХХ століття М.А. Веліканов.

Загалом технічна механіка рідини (гідравліка) і теоретична механіка рідини; річкова гідравліка та динаміка руслових потоків не від'єднані, а розвиваються у тісній взаємодії та взаємному збагаченні знань. Згідно з Р.Р. Чугаєвим, у гідравліці для вирішення практичних питань широко використовуються певні припущення, що спрощують схему/модель явища або процесу. Тому і рішення носять наближений характер. Часто вони базуються на експериментальних даних. Використовують відповідні емпіричні чи напівемпіричні формули, підходи. Спрощення проявляються також в увазі лише до головних характеристик досліджуваного явища та у використанні умовних осереднених величин.

Методи теоретичної механіки рідини відрізняються складністю. Тому тут розв'язуються лише відносно прості задачі, хоча і з великою точністю. Натомість у технічній механіці рідини наближено вирішується широке коло складних прикладних питань через застосування спрощених методів. Слід також зауважити, що для виконання багатьох завдань широко застосовуються методи гідравлічного моделювання, що базуються на теорії подібності. В останні десятиліття дедалі ширше застосовують методи математичного моделювання. У моделях можуть поєднуватися як строгі теоретичні підходи, так і певні припущення, емпіричні коефіцієнти тощо.

1.2. Формування основ гідростатики

Уявлення про тиск достатньо добре і чітко представлені вже у праці Архімеда «Про тіла, що плавають». На її початку автор наводить таке твердження (аксіому): «Рідина має таку природу, що з її частинок, розташованих на одному рівні та прилеглих одна до одної, менше стиснуті виштовхуються більш стиснутими, і що загалом частинки стискаються рідиною, котра знаходиться над ними за відвісом, якщо тільки рідина не стискається у певній посудині

чимось іншим, ззовні». Закладені Архімедом основи гідростатики використовуються і донині. У XV столітті дослідження, пов'язані з тиском води, провів Леонардо да Вінчі. У XVI столітті пояснення гідростатичного парадоксу наводив Джованні Батиста Бенедетті (1585 р., «Різні математичні та фізичні міркування»). Але значно більш повна праця належить Симону Стевіну: «Начала статички» (Лейден, 1586 р.). Він показав, що сила тиску на дно посудини довільної форми залежить тільки від висоти стовпа рідини та площі основи. Тобто тиск залежить тільки від стовпа рідини.

Досліди з тиском проводив також Галілео Галілей (початок XVII ст.). Становлення гідростатики завершив Блез Паскаль (перша половина – середина XVII ст.). Він описав закони розподілу тиску в рідині, розробив методи його розрахунку, описав властивості тиску, обґрунтував роботу гідравлічного преса, дав пояснення у питанні про вакуум.

Загалом, питання про вакуум було значною мірою пов'язане зі становленням уявлень про газу, атмосферу, атмосферний тиск. Від часів Давнього Світу вважали, що Природа «боїться» (не терпить) пустоти. Тому, якщо звідкись відкачати воду або повітря, то буде відбуватися всмоктування інших її порцій. Це було використано при конструюванні деяких механізмів. (Наприклад: пожежна машина, помпа Ктезибія).

Учень Галілея – Еванджеліста Торічеллі – від учителя знав, що відкачану всмоктуючим насосом воду можна підняти лише до висоти 18 ліктів (10,3 м). Далі насос не спрацьовував. Він провів ряд дослідів з водою та ртуттю і прийшов до думки про те, що це явище пов'язане з тиском атмосфери. Зокрема, він спостерігав зміни висоти стовпа ртуті при змінах погодних умов. Водночас, виявив зв'язок висоти стовпа рідини з її густиною, а також досліджував вакуум («торічеллієва пустота»).

Пізніше досліди з вакуумом проводили Блез Паскаль і Отто Геріке. Останній також розробив повітряний насос.

На завершення зауважимо, що питання про вакуум виявилось одним із найскладніших у фізиці й розробляється до нині.

1.3. Формування уявлень про внутрішній опір рідин та газів

Опір відрізняє реальні механічні рухи від ідеальних. Первинні уявлення про опір для відносно твердих тіл, що рухаються відносно повітря або води, поступово формувалися через спостереження та досліди. Ще Галілео Галілей та Едм Маріотт показали, що важкі тіла падають дещо швидше, ніж легкі. Було також виявлено, що швидкість падіння тіл вирівнюється, стабілізується через деякий час. У другій частині своєї праці «Математичні начала натуральної філософії» (1687 р.) І. Ньютон розглянув механічний рух у середовищі, що створює опір. Він вважав, що при значній в'язкості середовища (наприклад, води) та відносно невеликих швидкостях руху опір пропорційний до них у першому степені. (Подібне стверджував і спостерігав ще Галілей).

А для значно менш в'язкого повітря і більших швидкостей руху опір пропорційний їм у другому степені. Формально це відображається так:

$$F_{\text{тертя } 1} = \mu * S * \left| \frac{dU}{dn} \right|, \quad (1.1)$$

$$F_{\text{тертя } 2} = k * v^2. \quad (1.2)$$

Пізніше, у XIX столітті, виявлено, що перший вид залежності притаманний ламінарному руху (або ламінарному режиму обтікання твердого тіла), а другий – турбулентному.

Саме поняття в'язкості формувалося, наповнювалося змістом дуже поступово. Важливими стали праці Джорджа Габріеля Стокса у середині XIX століття. У 1845 році він запропонував теорію в'язкості рідин і математичну теорію руху в'язкої рідини. Надалі теорія в'язкості інтенсивно розвивалась, доповнювалась, стала невід'ємною складовою гідродинаміки.

1.4. Формування основ класичної гідродинаміки та гідравліки

Перші елементи гідродинаміки, як і гідростатики, були закладені ще у період Давнього Світу. Зокрема, у Давньому Римі, де існували великі системи водопостачання (сам Рим: 9 водогонів та водопровід загальною довжиною ~436 км), сформувався перший уявлення про вплив на рух води поперечних перерізів потоків, поздовжніх похилів, внутрішнього опору у трубах. Інженер-будівельник Фронтін (40-103 рр.) писав, що кількість води, яка надійшла у трубу, повинна дорівнювати кількості, що витікає з неї (зародок уявлень про нерозривність руху води).

Великі наукові експериментальні, інженерні дослідження в Епоху Відродження провів Леонардо да Вінчі (на жаль, його праці пролежали в архівах аж до ХІХ століття...). Він вивчав аеродинаміку літальних апаратів, області завихрень у рідині, витікання води через отвори та водозливи, відбиття та інтерференцію хвиль та ін. Його тепер заслужено вважають одним з фундаторів гідравліки.

У період становлення класичної механіки твердого тіла, у ХVІІ столітті, гідродинаміка знаходилась лише у зародковому стані. На цей час були відомими лише праці стосовно принципу нерозривності руху рідини, гідрометрії, витікання з отворів та перших уявлень про внутрішній опір. Зокрема, достатньо чітко викладення принципу нерозривності руху рідини міститься у працях Бенедетто Кастеллі (1577 – 1644). Він же сформулював основи гідрометрії. Учень Галілея Торічеллі услід за да Вінчі вивчав витікання рідини з отворів. Він показав, що швидкість струменя має таку ж величину, що і тверде тіло, яке вільно падає з висоти рівня води у посудині, і дав відповідну формулу.

Власне основи теорії гідродинаміки сформовані вже у ХVІІІ столітті завдяки фундаментальному розвитку механіки загалом і у застосуванні до суцільного середовища зокрема. Вони, перш за все, пов'язані з працями Д. Бернуллі, Ж.Л. Д'Аламбера та Л. Ейлера.

Даніель Бернуллі (1700 – 1782) у 1738 році опублікував працю «Гідродинаміка, або Вчення про сили і рухи рідини». У ній були представлені розроблені ним фізичні основи механіки рідини. Він увів поняття роботи і пов'язав її з живою силою (тобто кінетичною енергією). Обґрунтував рівняння стаціонарного руху ідеальної рідини, пов'язане із принципом збереження механічної енергії (тепер – рівняння Бернуллі). Він виклав важливі ідеї кінетичної теорії газів, дотримувався гіпотези про те, що теплота є рухом дрібних частинок тіл. Виходячи з гіпотези молекулярної будови матерії, він першим дав теоретичне пояснення закону Бойля–Маріотта.

Леонард Ейлер (1707-1783) видатний математик, фізик, природознавець. Поряд з Д. Бернуллі є фундатором механіки рідини та газу (суцільного середовища). У 1736 році виклав основи перетворення механіки загалом з геометричної в аналітичну. У 1746 році встановив закон збереження моменту кількості руху. У 1755 р. опублікував працю з гідродинаміки «Загальні принципи руху рідини», де виклав основні закони та диференціальні рівняння механіки ідеальної рідини. Ейлер вирішив ряд важливих задач гідродинаміки, гідравліки, гідростатики; розробив теорію плавання суден.

Жан Леронд'Аламбер (1717-1783) у 1743 році видав «Трактат про динаміку», де сформулював відомий принцип опису динаміки замкнених механічних систем. Також він запропонував загальні правила складання диференціальних рівнянь руху будь-яких матеріальних систем. У 1774 році він видав трактат під назвою «Міркування про загальну причину вітрів». Там було викладено основи гідродинаміки. Також пояснювались припливи в океані та атмосфері.

Поряд із вченими-теоретиками Ейлером, Д. Бернуллі, Д'Аламбером та іншими, що сформулювали теоретичні, математичні основи механіки рідини у середині – другій половині XVIII століття, у Франції почала формуватись особлива школа вчених-інженерів, котрі стали розвивати прикладну механіку рідини. Вони ввели також викладання цієї науки у вищих технічних навчальних закладах. Яскравими представниками цієї школи були:

Піто (1695 – 1771) – інженер-гідротехнік, член Паризької академії наук; Шезі (1718 – 1798) – директор Французької школи мостів та доріг, сформулював параметри подібності потоків та обґрунтував формулу, що носить його ім'я; Борда (1733 – 1799) – військовий інженер, вивчав витікання рідин з отворів, визначив втрати напору при різкому розширенні потоків у трубах; Дюбуа (1734 – 1809) – інженер-гідротехнік та військовий інженер, опублікував узагальнюючу працю «Принципи гідравліки».

Серед вчених інших країн слід відзначити італійського професора Вентурі (1746 – 1822) та німецького вченого-інженера Вольмана (1757 – 1837).

Перший етап розвитку гідравліки характеризується винайденням і застосуванням відповідних вимірювальних приладів, застосуванням ідеї фізичного моделювання у процесах проектування інженерних споруд, ідеї теоретичної побудови наближених розрахункових залежностей та іншими здобутками.

У XIX столітті питання гідравліки та суміжні питання гідродинаміки набули значного розвитку. Наведемо перелік основних здобутків (за Р.Р. Чугаєвим). Були розроблені й розв'язані такі проблеми:

- основи теорії плавномірного нерівномірного руху рідини (води) у відкритих руслах (Беланже, Коріоліс, Сен-Венан, Дюпюї, Буден, Бресс, Буссінеск);
- гідравлічний стрибок (Бідоне, Беланже, Бресс, Буссінеск);
- експериментальне визначення параметрів, що входять до формули Шезі (Базен, Маннінг, Гангільє, Куттер);
- емпіричні та напівемпіричні формули для визначення гідравлічного опору (Кулон, Хаген, Сен-Венан, Пуазейль, Дарсі, Вейсбах, Буссінеск);
- відкриття двох режимів руху рідини (Хаген, Рейнольдс);
- рівняння руху реальної в'язкої рідини – рівняння Нав'є-Стокса, рівняння Рейнольдса (Стокс, Нав'є, Сен-Венан, Рейнольдс, Буссінеск);

- встановлення принципів і критеріїв гідродинамічної подібності (Коши, Річ, Фруд, Гельмгольц, Рейнольдс);
- основи вчення про рух ґрунтових вод (Дарсі, Дюпюї, Буссінеск);
- основи теорії хвиль (Герстнер, Сен-Венан, Річ, Фруд, Стокс, Гельмгольц, Базен, Буссінеск);
- питання витікання рідини через отвори та водозливи (Беланже, Кірхгоф, Базен, Буссінеск, Борда, Вейсбах);
- рух потоків з наносами (Фарг, Дюпюї);
- неусталений рух рідини (Сен-Венан, Буссінеск, Дюпюї).

У XIX – XX століттях гідродинаміка (механіка суцільного середовища) стала однією з фундаментальних галузей фізики – фізики суцільного середовища. Фактично сформувалася складна система окремих наук, напрямків досліджень, включаючи міждисциплінарні. У XX столітті ця система отримала потужний розвиток.

РОЗДІЛ 2

ОСНОВНІ ВІДОМОСТІ ПРО РІДИНИ

2.1. Динаміка газу та рідини як складові фізики суцільного середовища

Суцільне середовище – це механічна система, що володіє безмежною кількістю внутрішніх степенів вільності. Її рух описують скалярним полем щільності (густини) та векторним полем швидкостей. Якщо густина середовища приймається рівною певній константі, то воно називається нестисливим.

Фізика суцільного середовища – велика галузь (гілка) фізики, що вивчає макроскопічні властивості систем, які складаються з дуже великої кількості частинок. Водночас положення та підходи (методи) фізики суцільного середовища застосовуються і на мікрорівні (квантовому рівні). Основними розділами цієї галузі знань вважають: 1) механіку твердого тіла; 2) гідродинаміку та аеродинаміку; 3) електродинаміку суцільного середовища і фізику плазми.

В механіці суцільного середовища (МСС), на основі методів, розвинутих у теоретичній механіці, розглядають рух таких матеріальних тіл, що заповнюють простір неперервно, тобто нехтуючи їх молекулярною будовою. Неперервними вважають такі характеристики: густину, тиск, напруги, швидкості тощо. Припускають також, що лінійні розміри мікроб'ємів суцільного середовища значно більші, ніж розміри частинок, з яких воно складається.

Рівняння МСС відображають закони класичної механіки матеріальної точки у специфічній формі та із застосуванням особливого математичного апарату. Такі величини, як маса та сила, відображаються через питомі значення: густину, напруги, тиск.

Рідиною називають тіло, що володіє легкою рухомістю мікрооб'ємів – текучістю. Це прояв властивості тіл не чинити опір внутрішнім дотичним зусиллям (таким, що діють уздовж поверхонь зрушення) у стані спокою. Відповідно, рідина у стані спокою не може зберігати власну форму і набуває форму твердих обмежень (посудини).

Рідини поділяють на два основних класи:

1 – такі, що чинять значний опір стискаючим зусиллям – крапельні рідини;

2 – такі, що чинять незначний опір стискаючим зусиллям – стискувані рідини (гази).

У практиці досліджень досить часто перший клас називають просто рідиною, а другий – просто газом.

Ідеальною крапельною рідиною називають таку, в якій повністю відсутні напруги (тертя) і яка є абсолютно нестисливою.

Ідеальним газом називають такий, у якому середня відстань між молекулами набагато більша, ніж розміри молекул, і тому потенційною енергією взаємодії молекул можна знехтувати.

Стан реальних рідин і газів значно залежить від тиску, температури, домішок тощо. Існують також особливі (аномальні) рідини.

Для опису та аналізу руху тіл механіка рідин і газів використовує спеціальні поняття: мікрооб'єм, мікрострумінь, лінія току, поле фізичної величини тощо. Класичне значення сили у механіці замінюють питомим значенням на одиницю площі. Це пов'язано з тим, що дія сил не може бути сконцентрованою завдяки властивості текучості і передається в різних напрямках. При взаємодії рідини з твердими тілами загальна сила діє на площу взаємодії, обчислюється через інтегрування елементарних сил і належить до так званого центру дії.

Власне для рідини можна розглядати дію сили на поверхню (будь-яку) або на об'єм (масу). У таких умовах універсальним способом вираження сили є її відношення до площі взаємодії (сила,

що діє на одиницю площі) або до маси (прискорення). У першому випадку це тиск або дотична напруга (Н/м^2). Тиск вважають величиною скалярною (гідростатичний тиск). Він завжди діє нормально до обраної елементарної площадки. Гідродинамічний тиск певним чином враховує рух рідини, тобто він уже не однаковий у різних напрямках.

Як ми вже зазначали, рідина у стані спокою характеризується відсутністю внутрішніх напруг. Напруги виникають у рідині в умовах руху за рахунок дії в'язкості (реальна рідина). Вони діють по дотичній між поверхнями (шарами), що взаємодіють.

2.2. Густина та стисливість рідин

Густиною називають відношення маси тіла до його об'єму:

$$\rho = \frac{m}{V} \text{ (кг/м}^3\text{; г/см}^3\text{)}. \quad (2.1)$$

Для однорідної речовини густина виступає важливою її фізичною характеристикою. Також використовують поняття «питома вага»:

$$\gamma = \frac{P}{V} = \rho * g \text{ (кгс/м}^3\text{; гс/см}^3\text{)}, \quad (2.2)$$

де P – вага тіла.

Для прісної води у нормальних умовах густина змінюється з температурою:

| | | | | | |
|-----------------------|--------|--------|--------|--------|--------|
| $t, ^\circ\text{C}$ | 0 | +2 | +3,98 | +20 | +40 |
| $\rho, \text{кг/м}^3$ | 999,87 | 999,97 | 1000,0 | 998,23 | 992,24 |

Прісний лід при температурі 0°C і нормальному тиску характеризується густиною приблизно 917 кг/м^3 , що пов'язано з аномальними властивостями води.

На густину морської води, крім температури та тиску, впливає також солоність. У нормальних умовах морська вода характеризується переважно значеннями густини $1020 - 1030 \text{ кг/м}^3$.

Густина повітря у нормальних умовах становить:

$$\rho_{\text{пов}} \approx 1,299 \text{ кг/м}^3 \approx \frac{1}{800} \rho_{\text{води}}. \quad (2.3)$$

Оберненою до густини величиною є питомий об'єм:

$$v = \frac{1}{\rho}. \quad (2.4)$$

Властивість рідин зменшувати свій об'єм під дією зовнішнього тиску називають стисливістю. У кількісному відношенні її характеризують через:

$$1 - \text{коефіцієнт об'ємного стискання } K_p = \beta_V = -\frac{1}{V} * \frac{dV}{dp}; \quad (2.5)$$

$$2 - \text{модуль об'ємної пружності } K_V = E = \frac{1}{\beta_V} = -V \frac{dp}{dV}. \quad (2.6)$$

Для прісної води у нормальних умовах: $\beta_V \approx 4600 * 10^{-9} \text{ см}^3 / \text{ кгс}$.

Для прісної води у нормальних умовах $K_V \approx 2,2 * 10^9 \text{ Па}$. Це означає, що для зменшення об'єму вдвічі (на 100%) необхідно докласти зовнішній тиск у 2200 МПа. Для повітря (у нормальних умовах) розрізняють адіабатичний об'ємний модуль пружності ($\approx 1,42 * 10^5 \text{ Па}$) та об'ємний модуль пружності при постійній температурі ($\approx 1,01 * 10^5 \text{ Па}$).

Наведені залежності мають структуру, подібну до структури закону пружності Гука.

Для морської води також прийнято використовувати середній коефіцієнт стисливості (μ) для шару води від поверхні до певної глибини, котра характеризується тиском p . Розрахункова формула така:

$$v_p = v_0 (1 - \mu * p), \quad (2.7)$$

де $v_p = \frac{1}{\rho}$ – питомий об'єм на глибині P децибар; v_0 – питомий об'єм на поверхні моря.

Окрім густини та стисливості, рідини можна характеризувати такими властивостями, як розширення при нагріванні та опір розтягуючим зусиллям.

Розширення при нагріванні характеризують коефіцієнтом об'ємного розширення:

$$\beta_{t^0} = \frac{1}{V} * \frac{dV}{dt} \quad \left(\frac{1}{\text{град}} \right). \quad (2.8)$$

Для прісної води у нормальних умовах (у діапазоні від 0°C до +4°C) β_{t^0} – від’ємний. А при $t^0 > +4^\circ\text{C}$ змінюється від 0,00014 до 0,00066 $\frac{1}{\text{град}}$ (при $t^\circ\text{C}$ приблизно +100°C). Для ртуті $\beta_{t^0} \approx 0,00018$; для нафти $\approx 0,00366$.

Опір розтягуючим зусиллям (або напруги на розрив) – це величина, аналогічна до тих, що використовують у фізиці твердого тіла. Але для рідин її дуже важко визначати, оскільки необхідно створити рівномірно розподілені по поверхні рідкого тіла розтягуючі зусилля (рівномірний розподіл у всіх напрямках). Для води опір розтягуючим зусиллям настільки ж потужний, як і опір стисканню.

2.3. В’язкість рідин

Під час руху всередині рідини або газу виникають сили, що протидіють йому і перетворюють механічну енергію у теплову. Це сили внутрішнього тертя або в’язкості. Після припинення руху в’язкість зникає. Механізми в’язкості відрізняються для рідин та газів, а також в залежності від особливостей руху (перш за все швидкостей), від величини потоку, наявності різного роду хвиль та інших чинників. Основною схемою пояснення в’язкості та внутрішнього тертя є розгляд двох шарів рідини, що дотикаються і рухаються з різною швидкістю. Такий підхід запропонував І. Ньютон. Він вважав, що при не дуже великих швидкостях руху сила внутрішнього тертя пропорційна площі дотику шарів рідини або газу і модулю поперечного градієнту швидкості. Формально це записують так:

$$F_{\text{в.тер.}} = \mu \cdot S \cdot \left| \frac{du}{dn} \right|, \quad (2.9)$$

де $F_{\text{в.тер.}}$ – сила внутрішнього тертя; μ – коефіцієнт динамічної в’язкості (або коефіцієнт внутрішнього тертя, або динамічний коефіцієнт в’язкості); S – площа дотику шарів; $\left| \frac{du}{dn} \right|$ – модуль

градієнта швидкості. Ця схема виявилася принципово правильною і використовується для різних умов руху.

Зрушення одних частин рідини відносно інших може відбуватися у різних напрямках та умовах. Тому, узагальнено, в'язкість визначають як здатність рідин чинити опір деформаціям. Можна розрізнити об'ємну і тангенційну в'язкість. Перша з них – це властивість чинити опір розтягуючим зусиллям. Друга – зрушуючим зусиллям. У більшості задач опису руху рідини розглядають власне тангенційну в'язкість.

Якщо віднести силу тертя шарів до одиниці площі їх дотику, отримаємо питому силу, яку називають дотичною напругою:

$$\tau_{\text{в.тер}} = \frac{F_{\text{в.тер}}}{S} = \mu \cdot \left| \frac{du}{dn} \right|. \quad (2.10)$$

Поряд із коефіцієнтом динамічної в'язкості при розв'язанні задач гідродинаміки та гідравліки використовують коефіцієнт кінематичної в'язкості:

$$\nu = \frac{\mu}{\rho}, \quad (2.11)$$

Одиниці вимірювання μ : а) $\frac{\text{г}}{\text{см}\cdot\text{с}} = \frac{\text{дін}\cdot\text{с}}{\text{см}^2} = \text{пуаз (пз)}$; б) $\frac{\text{Н}\cdot\text{с}}{\text{м}^2} = \text{Па}\cdot\text{с}$ (система СІ). Одиниці вимірювання ν : а) $\frac{\text{см}^2}{\text{с}} = \text{стокс (Ст)}$; б) $\frac{\text{м}^2}{\text{с}}$ (система СІ). Використовують також такі одиниці, як мікропуаз (мпз) та сантістокс ($\text{сСт} = 1 \frac{\text{мм}^2}{\text{с}}$).

Для рідин коефіцієнти μ та ν з підвищенням температур зменшуються, а для газів – навпаки. Це вказує на різницю у механізмах формування в'язкості. У рідині при збільшенні температур відстані між молекулами збільшуються і сили взаємодії зменшуються. У газах переважає вплив збільшення швидкостей руху молекул або атомів, що сприяє збільшенню сил взаємодії. Динамічна в'язкість води в нормальних умовах становить приблизно $9 \cdot 10^{-4} \text{Па}\cdot\text{с}$, а повітря $18 \cdot 10^{-6} \text{Па}\cdot\text{с}$. При переході до кінематичної в'язкості співвідношення значно змінюється. Для води в умовах нормального атмосферного тиску Пуазейлем було запропоновано формулу

$$\nu = \frac{0,0178}{1 + -0,0337 t^\circ + 0,00022 (t^\circ)^2} \left(\frac{\text{см}^2}{\text{с}} \right). \quad (2.12)$$

Значення коефіцієнта кінематичної в'язкості у сантистоксах (10^{-2}Ст) наведені у табл. 2.1.

Таблиця 2.1

Значення коефіцієнта кінематичної в'язкості води ($\frac{\text{мм}^2}{\text{с}} = \text{сСт}$)

| t° | 0 | 5 | 10 | 12 | 15 | 20 | 30 | 40 | 50 |
|-----------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| ν | 1,78 | 1,52 | 1,31 | 1,24 | 1,14 | 1,01 | 0,81 | 0,66 | 0,55 |

Для порівняння наведемо дані про значення ν (при $t^\circ = 20^\circ\text{C}$) для інших рідин: анілін – 4,30; бензол – 0,74; гліцерин – 410; спирт етиловий – 1,51; ртуть – 0,111 (сСт).

Коефіцієнти в'язкості залежать від домішок у рідині. Наприклад, при температурі $+20^\circ\text{C}$ динамічна в'язкість прісної води становить $1,003 \cdot 10^{-3} \text{Па} \cdot \text{с}$, а солоної (при солоності 25‰) $1,052 \cdot 10^{-3} \text{Па} \cdot \text{с}$.

В'язкість можна визначити експериментально. Для цього використовують віскозіметри. У них реєструють час витікання заданого об'єму досліджуваної рідини при температурі $+20^\circ\text{C}$ і порівнюють із даними для дистильованої води. Співвідношення часу $\frac{t}{t_0}$ називають відносною в'язкістю. Існують також інші способи визначення та кількісного опису в'язкості.

Наведена інформація про в'язкість стосується молекулярних механізмів для більшості рідин (так званих ньютонівських). Водночас існують рідини з особливими властивостями (аномальні), для яких залежність внутрішніх дотичних напруг від коефіцієнта в'язкості та градієнту швидкості дещо відрізняється від схеми Ньютона. Зокрема, в них можуть існувати внутрішні напруги у стані спокою. Відомо також, що граничним випадком прояву в'язкості і внутрішнього тертя є аморфні (склоподібні) тверді речовини. Вважають, що переходу речовин із рідкого у склоподібний стан відповідають значення в'язкості $10^{11} - 10^{12} \text{Па} \cdot \text{с}$. Прикладом

перехідного стану можуть слугувати деякі бітуми, для яких $\mu = 10^8 - 10^9 \text{ Па} \cdot \text{с}$. Рух льоду також характеризують як в'язку течію. Оцінки в'язкості для нього становлять $10^{11} - 10^{14} \text{ Па} \cdot \text{с}$.

Поряд із молекулярними (дифузними) механізмами в'язкості у рідинах можуть функціонувати механізми, пов'язані з перемішуванням об'ємів різної величини. Це відбувається при відносному підвищенні швидкостей і переході до турбулентного режиму руху (див. тему 7). Для таких випадків також застосовують схему (гіпотезу) Ньютона. Але вона вже має дещо умовний характер. Коефіцієнт пропорційності при цьому називають коефіцієнтом турбулентності або віртуальної в'язкості, а також коефіцієнтом турбулентного обміну. Він у десятки і сотні тисяч разів більший, ніж коефіцієнт молекулярної в'язкості.

Із в'язкістю, внутрішнім тертям пов'язані процеси внутрішнього, гідравлічного опору. Механізми опору залежать від конкретних умов руху і включають як механізми в'язкості, так і інші процеси.

2.4. Поверхневий натяг води і капілярні явища

Відомо, що характер взаємодії між молекулами всередині твердих, рідких тіл і газів істотно відрізняється. На межі рідини та газу у плівці, що дорівнює радіусу молекулярної взаємодії, рівнодіюча сил взаємодії спрямована всередину рідини. (Для води радіус взаємодії у нормальних умовах становить приблизно $5 \cdot 10^{-8} \text{ м}$). Унаслідок цього утворюється ущільнена приповерхнева плівка, у якій молекули рідини втрачають частину кінетичної енергії, але набувають певної потенційної енергії (порівняно з молекулами всередині рідини). Для того, щоби дія всіх сил у приповерхневій плівці була збалансованою і вся система знаходилась у стані рівноваги її потенційна енергія повинна бути мінімальною. Процесу мінімізації потенційної енергії плівки відповідає процес стягування, зменшення її поверхні. У зв'язку із цим весь розгляданий комплекс явищ прийнято називати поверхневим натягом.

У кількісному відношенні поверхневий натяг можна описати двома шляхами (способами): як питому роботу (енергію) по «витягуванню» молекул із середини рідини і збільшенню площі поверхні або як питому силу, прикладену до одиниці довжини певного контура, який також збільшується або зменшується. Питома енергія, необхідна для виконання роботи по збільшенню площі поверхні рідини на одиницю, буде становити:

$$\sigma = \frac{A}{\Delta S}, \quad (2.13)$$

де A – виконана робота; ΔS – зміна площі поверхні рідини; σ – коефіцієнт поверхневого натягу (вимірюється у $\frac{\text{Дж}}{\text{м}^2}$ або $\frac{\text{ерг}}{\text{см}^2}$). Також σ можна визначити, намітивши довільний контур на поверхні рідини. Елементарна сила поверхневого натягу на елементарній ділянці контура (Δl) буде діяти по дотичній до поверхні і нормально до ділянки контура. (Нормальний напрямок пов'язаний із тим, що сили натягу рівномірно діють у різних напрямках і їх рівнодіюча може бути тільки нормальною. Ця властивість подібна до властивості гідростатичного тиску діяти нормально на обрану елементарну площадку). Отже, можемо також записати:

$$\sigma = \frac{F_{\text{пов.}}}{\Delta l} \left[\frac{\text{Н}}{\text{м}}; \frac{\text{дін}}{\text{см}} \right]. \quad (2.14)$$

Коефіцієнт поверхневого натягу певної рідини (води) залежить від її температури (енергії молекул), наявності домішок, властивостей тих тіл (середовища), з якими вона контактує. Для вільної поверхні прісної води (що контактує з повітрям) у діапазоні температур 0-35°C можна використовувати таку формулу:

$$\sigma = (75,64 - 0,15t^\circ) \cdot 10^{-3}, \left[\frac{\text{Н}}{\text{м}} \right]. \quad (2.15)$$

При зростанні мінералізації, солоності (зокрема, за рахунок NaCl) коефіцієнт поверхневого натягу води дещо збільшується.

Якщо розглянути межу двох напівсфер довільної сфери поверхневого натягу, то вони притягаються із силою

$$F_{\text{пов.}} = \sigma l = \sigma 2\pi R. \quad (2.16)$$

Ця сила притискає обидві півсфери по поверхні πR^2 .

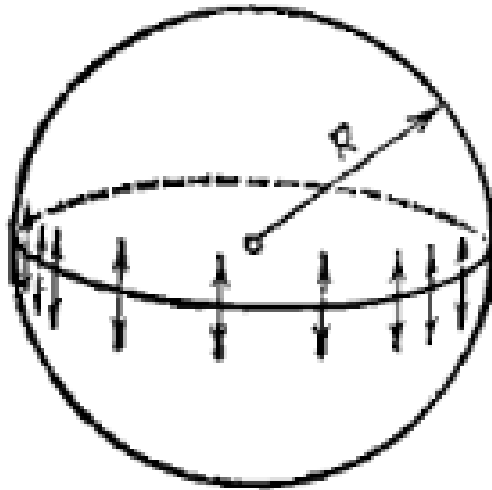


Рис. 2.1. Взаємодія двох напівсфер у сфері поверхневого натягу
 Таким чином, усередині сфери створюється додатковий тиск

$$\Delta p = \frac{F_{\text{пов.}}}{S} = \frac{\sigma 2\pi R}{\pi R^2} = \frac{2\sigma}{R}. \quad (2.17)$$

Якщо перейти до розгляду поверхонь більш складної форми, з різною кривизною, то додатковий тиск можна визначити за формулою Лапласа:

$$\Delta p = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad (2.18)$$

де R_1 та R_2 – радіуси кривизни взаємоперпендикулярних нормальних січень. (У геометрії $\frac{1}{2} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$ – це середня кривизна поверхні у заданій точці). Для циліндричної трубки $R_1 \rightarrow \infty$, $R_2 = R$.
 Тоді:

$$\Delta p = \frac{\sigma}{R}. \quad (2.19)$$

У фізиці також показано, що сила, пов'язана з додатковим тиском, завжди спрямована всередину ввігнутої частини поверхні розділу.

На межі рідини, твердого тіла і газу (трифазна поверхня розділу) поверхня рідини набуває форму, що також відповідає найменшій потенційній енергії всієї системи. Зокрема, у розрізі, нормальному до контура межі рідини та твердого тіла, виникає крайовий кут – кут всередині рідини між дотичними до поверхонь твердого тіла та рідини:

$$\cos \theta = \frac{\sigma_{т.г.} - \sigma_{т.р.}}{\sigma_{р.г.}}, \quad (2.20)$$

де $\sigma_{т.г.}$ – коефіцієнт поверхневого натягу на межі твердого тіла та газу; $\sigma_{т.р.}$ – на межі твердого тіла та рідини; $\sigma_{р.г.}$ – на межі рідини та газу. В залежності від особливостей взаємодії молекул ця рідина може змочувати або не змочувати тверде тіло. У випадку часткового змочування $\cos \theta > 0$, у випадку часткового незмочування $\cos \theta < 0$.

У вузьких трубках (капілярах) або між двома близько розташованими твердими поверхнями (пластинами) трифазні поверхні розділу з різних боків з'єднуються між собою, утворюючи цілісні ввігнуті або опуклі поверхні. Їх називають менісками. Додаткові сили, спрямовані у ввігнуту частину поверхні розділу рідина – газ, називають менісковими. Якщо капіляр і рідина у ньому з'єднані з певним об'ємом рідини (великим рідким тілом), то в залежності від змочування або незмочування капілярний тиск буде відрізнятися від тиску під плоскою поверхнею у більший або менший бік. У зв'язку із цим дія меніскової сили зміщує рідину в капілярі. У випадку вертикального підняття рідини врівноважують додатковий тиск і гідростатичний:

$$\rho g h = \frac{2\sigma}{R}, \quad (2.21)$$

де R – радіус кривизни меніска.

$$R = \frac{r}{\cos \theta}, \quad (2.22)$$

де r – радіус капіляра (рис. 2.2).

$$\rho g h = \frac{2\sigma \cos \theta}{r}, \quad (2.23)$$

Звідки:

$$h = \frac{2\sigma \cos \theta}{\rho g r}, \quad (2.24)$$

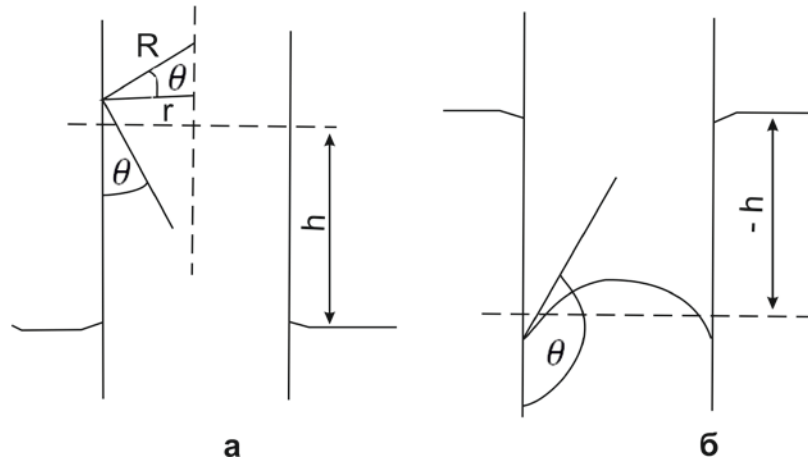


Рис. 2.2. Розташування менісків і дія меніскової сили у випадку змочування (а) та незмочування (б)

Закон прямої пропорційності висоти підняття рідини у капілярі коефіцієнту її поверхневого натягу та зворотної пропорційності радіусу каналу і густині називають законом Жюрена, а залежність (2.22) – формулою Жюрена.

Відірвана (підвішена) частина рідини у капілярі підлягає дії меніскових сил верхнього та нижнього менісків. Ці сили діють у протилежних напрямках. У таких випадках необхідно розглядати баланс усіх сил, що діють на цю частину рідини. Якщо рівнодіюча $F_{\text{рівн.}} \neq 0$, рідина буде рухатися.

Явища, пов'язані з поверхневим натягом, змочуванням, капілярністю, досить розповсюджені у природі. Тому їх вивченню та виявленню ролі у природних процесах приділяють значну увагу. До системи цих явищ належать капілярне підняття ґрунтових вод, капілярна волога зони аерації, рух води у капілярах рослин, капілярні хвилі, флотація дрібних твердих частинок на поверхні води тощо.

2.5. Особливі стани крапельної рідини

Крапельні рідини можуть бути однорідними (однофазними) та неоднорідними. Однорідні рідини бувають ньютонівські, неньютонівські й аномальні.

Неоднорідність рідини пов'язана з домішками твердої або газоподібної фази. Двофазні потоки з домішками газу можуть утворюватися за рахунок аерації при великих швидкостях руху потоку або за рахунок переходу частини води в пару. Двофазні потоки з домішками твердої речовини можуть утворюватися за рахунок захоплення твердих частинок або переходу частини води у кристалики льоду. Можуть існувати й трифазні потоки. Домішки змінюють фізичні властивості суміші.

Визначення ньютонівських, неньютонівських та аномальних рідин пов'язане з характером зв'язку між градієнтом швидкості й внутрішніми дотичними напругами (τ).

Цей зв'язок відображають за допомогою відповідних графіків.

Ньютонівська рідина характеризується прямою лінійною залежністю (рис. 2.3).

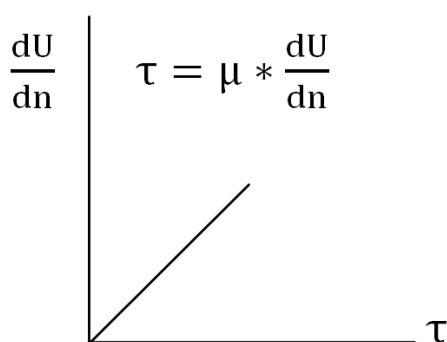


Рис. 2.3. Залежність $\tau = f\left(\frac{dU}{dn}\right)$, ньютонівська рідина

Неньютонівська рідина характеризується нелінійністю залежності на початковому відрізку до τ_0 (рис. 2.4).

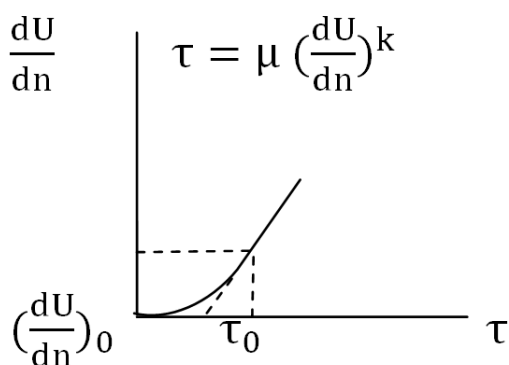


Рис. 2.4. Залежність $\tau = f\left(\frac{dU}{dn}\right)$, неньютонівська рідина

Аномальна рідина Бінгама характеризується прямою лінійною залежністю, але від деякого значення τ' , до якого існують внутрішні напруги у стані спокою (рис. 2.5.).

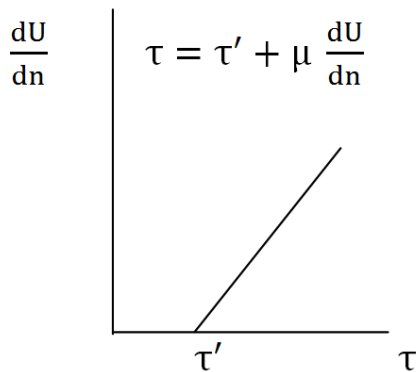


Рис. 2.5. Залежність $\tau = f\left(\frac{dU}{dn}\right)$, рідина Бінгама

Аномальна рідина Шведова (рис. 2.6.) характеризується нелінійною залежністю (τ'' - початок лінійної частини, області).

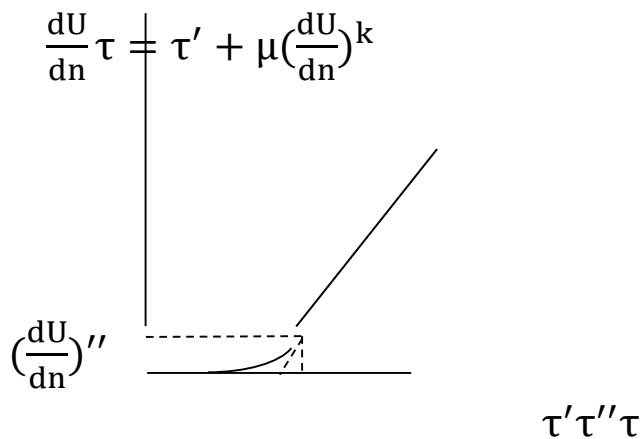


Рис. 2.6. Залежність $\tau = f\left(\frac{dU}{dn}\right)$, рідина Шведова

У природі до аномальних рідин відносять деякі селеві потоки.

РОЗДІЛ 3

ОСНОВИ ГІДРОСТАТИКИ

3.1. Поняття про тиск і його властивості

Основною властивістю рідин є текучість. Більшість з них не чинить опору зрушуючим зусиллям. Натомість для зміни об'єму необхідно докласти певні зовнішні зусилля (або рідина сама докладає їх і діє на зовнішнє середовище). Це пов'язано з дією всередині рідини пружних сил, які врівноважують зовнішні. Ця властивість пояснюється взаємодією між частинками рідини. Ці внутрішні сили (напруги) розповсюджуються всередині рідкого тіла рівномірно, оскільки середовище рухоме, однорідне, ізотропне (гр. *ізоc* – рівний, однаковий, подібний + *трос* – напрямок, характер. *Ізотропність* – однаковість фізичних властивостей у всіх напрямках, інваріантність, симетрія по відношенню до вибору напрямку). Ця сила внутрішньої реакції пропорційна прикладеним зовнішнім зусиллям, врівноважує їх. Її дію характеризують величиною, яку називають «тиск».

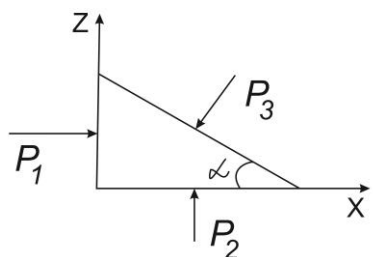
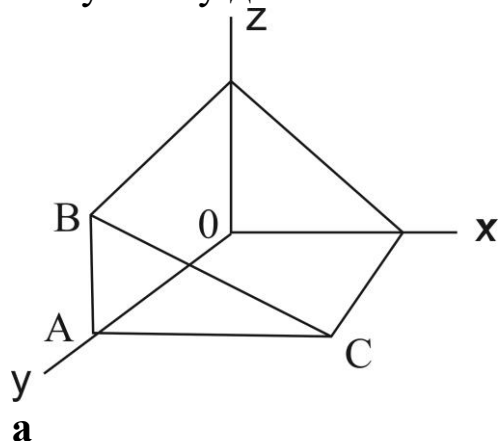
Розглянемо рідину у стані рівноваги, спокою. Виділимо у ній елементарну площадку ΔS . Частини рідини дотикаються по ній і діють одна на одну з рівними за величиною і протилежно спрямованими силами. Якщо уявити собі, що з одного боку площадки ми видалили рідину, то для збереження рівноваги на неї повинна діяти відповідна сила, спрямована строго по нормалі до цієї площадки (площини).

Таким чином, доходимо висновку, що рівнодіюча всіх сил, з якими рідина діє на довільну площадку ΔS , завжди спрямована по нормалі до неї. Сила на одиницю площі – це *тиск*:

$$p = \frac{\Delta f}{\Delta S} = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta f}{\Delta S} = \frac{df}{ds}. \quad (3.1)$$

Тиск – скалярна величина, оскільки вона не залежить від орієнтації площадки ΔS . Отже, і поле тиску скалярне (на відміну від поля градієнтів тиску). Для доказу скалярності тиску використовують так званий принцип отвердіння. Згідно з ним, будь-який об'єм рідини можна замінити, не порушуючи умов рівноваги, твердим тілом, з густиною такою ж, як і у рідини.

Виділимо біля певної точки уявний елементарний об'єм у вигляді прямої трикутної призми (рис. 3.1). На кожну її грань діє сила, що дорівнює добутку тиску на площу грані. При стягуванні розмірів призми поверхневі сили (тиску) зменшуються пропорційно характерним лінійним розмірам у другому степені, а об'ємні – у третьому. Тому дією останніх нехтуємо.

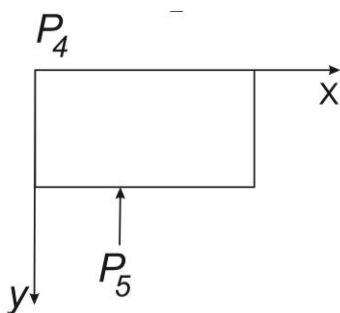


$$P_1 = p_1 \cdot S_1$$

$$P_2 = p_2 \cdot S_2$$

$$P_3 = p_3 \cdot S_3$$

б



$$P_4 = p_4 \cdot S_4$$

$$P_5 = p_5 \cdot S_5$$

в

Рис. 3.1. Довільна уявна пряма трикутна призма у рідині у стані спокою і сила тиску, що на неї діє:

а – загальний вигляд призми;

б – дія сил у площині x та z ;

в – дія сил у площині x та y .

Умови рівноваги запишемо за трьома ортогональними напрямками:

$$\left. \begin{aligned} p_1 \cdot S_1 &= p_3 \cdot S_3 \cdot \sin \alpha \\ p_2 \cdot S_2 &= p_3 \cdot S_3 \cdot \cos \alpha \\ p_4 \cdot S_4 &= p_5 \cdot S_5 \end{aligned} \right\} \quad (3.2)$$

Між площами поверхонь (граней) існують співвідношення:

$$\begin{aligned} S_1 &= S_3 \cdot \sin \alpha; \\ S_2 &= S_3 \cdot \cos \alpha; \\ S_4 &= S_5. \end{aligned}$$

Якщо підставити їх у (4.2), то отримаємо:

$$\left. \begin{aligned} p_1 &= p_2 = p_3 \\ p_4 &= p_5 \end{aligned} \right\} \quad (3.3)$$

Отже, внаслідок уявного стягування призми у точку всі тиски спрямовані на неї й урівноважені. А оскільки параметри та орієнтація призми були довільними – величина тиску не залежить від орієнтації площадки.

Як бачимо, тиск володіє двома основними властивостями:

1. Діє нормально до обраної елементарної площадки.
2. Величина тиску в певній «точці» не залежить від орієнтації площадки, тобто тиск розповсюджується у всіх напрямках однаково.

Скалярність тиску (незалежність від напрямку) можна пояснити також іншим способом. Сила тиску, що діє на елементарну площадку, є вектором. Але і орієнтація площадки виражається вектором, нормальним до неї. Таким чином відношення колінеарних векторів (тиск) є скаляром.

За міжнародною системою одиниць СІ, тиск вимірюють у Паскалях:

$$1 \text{ Па} = 1 \text{ н/м}^2.$$

Використовують також такі одиниці:

$$\begin{aligned} \text{фізична атмосфера (атм.)} &= 760 \text{ мм рт. ст.} \\ (1 \text{ мм рт. ст.} &\approx 133 \text{ Па} = 1,33 \text{ гПа} \\ 1 \text{ атм.} &\approx 1011 \text{ гПа}). \end{aligned}$$

3.2. Диференціальні рівняння спокою рідини

Для виводу рівнянь розглядають безмежно малу прямокутну призму і сили, що на неї діють (рис. 3.2).

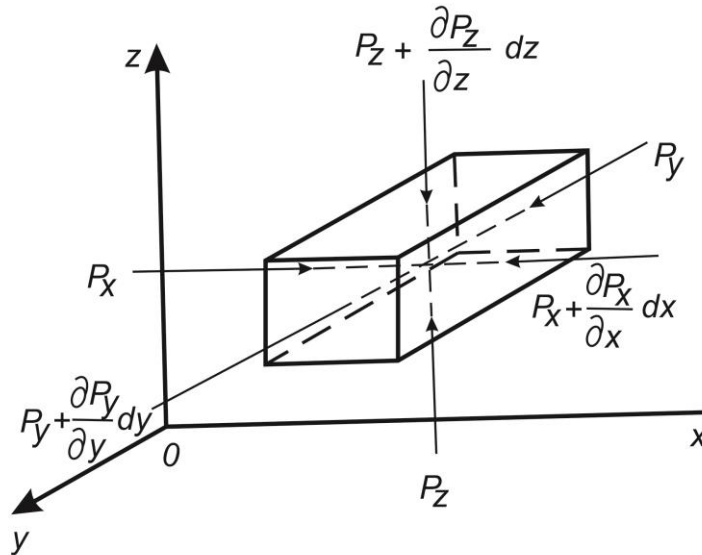


Рис. 3.2. Безмежно мала уявна прямокутна призма у рідині у стані спокою і сили, що на неї діють

У результаті відповідного аналізу отримують:

$$\left. \begin{aligned} x - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p_x}{\partial x} &= 0 \\ y - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p_y}{\partial y} &= 0 \\ z - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p_z}{\partial z} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (3.4a)$$

де x, y, z – одиничні об’ємні сили, що діють на призму за ортогональними напрямками; $\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p_i}{\partial n_i}$ – відповідні одиничні поверхневі сили тиску, які врівноважують об’ємні. Оскільки тиск у всіх напрямках однаковий, індексами можна знехтувати. Тоді отримують систему диференціальних рівнянь рівноваги або спокою рідини, запропоновану Л. Ейлером у 1755 році.

$$\left. \begin{aligned} x - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} &= 0 \\ y - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} &= 0 \\ z - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (3.4б)$$

Для умов рівномірного розподілу густини можемо перейти від об'ємних сил до масових. Для цього домножимо всі члени рівнянь на ρ . Кожне рівняння домножимо на відповідний повний диференціал відстані за напрямком.

$$\left. \begin{aligned} \rho X \cdot dx &= \frac{\partial p}{\partial x} dx \\ \rho Y \cdot dy &= \frac{\partial p}{\partial y} dy \\ \rho Z \cdot dz &= \frac{\partial p}{\partial z} dz \end{aligned} \right\} \quad (3.5)$$

Якщо тепер додати всі рівняння, отримаємо:

$$\rho(Xdx + Ydy + Zdz) = \frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz = dp. \quad (3.6)$$

Отже,

$$dp = \rho dW, \quad (3.7)$$

де dW – повний диференціал об'ємної сили. Це основне рівняння гідростатики у диференціальній формі.

3.3. Основне рівняння гідростатики та його інтегрування для умов дії тільки сили тяжіння

Розглянемо рівняння (3.7) у формі:

$$dp = \rho(Xdx + Ydy + Zdz) \quad (3.8)$$

У полі тяжіння Землі $Xdx = 0$; $Ydy = 0$.

Також питома масова сила тяжіння – це

$$Z = \frac{G}{m} = g.$$

Тому

$$dp = \rho g dz. \quad (3.9)$$

Інтегрування дає

$$p = \rho g z + C \quad (3.10)$$

На вільній поверхні рідини $z = 0$. Тоді $C = p_0$, де p_0 – тиск на поверхні. Переписуємо рівняння (3.10):

$$\boxed{p = \rho g h + p_0}, \quad (3.11a)$$

де h – глибина. Це основне рівняння гідростатичного тиску для умов Землі, записане в інтегральній формі. (Основне рівняння гідростатики). Для умов вільної поверхні отримуємо

$$\boxed{p = \rho g h + p_{\text{атм.}}} \quad (3.11б)$$

3.4. Види тиску та співвідношення між ними

З основного рівняння гідростатики випливає, що існують три основних види тиску:

1. p – повний або абсолютний гідростатичний тиск у певній точці

$$p = \rho gh + p_0 = \gamma h + p_0;$$

2. p_0 – зовнішній поверхневий тиск:

3. γh – надлишковий гідростатичний тиск або просто гідростатичний тиск у цій точці

$$\gamma h = p_{\text{над.}} = p_{\text{г/с.}}$$

Поряд із поняттям надлишкового гідростатичного тиску вводять поняття просто надлишкового тиску. Його називають *манометричним* (гр. *manos* – рідкий, розсипчастий, *metron* – міра). Це різниця між повним та атмосферним тиском.

$$p_m = p - p_a = (p_0 + \gamma h) - p_a. \quad (3.12)$$

$$\text{Якщо } p_0 = p_a, \text{ отримуємо } p_m = \gamma h \quad (3.13)$$

У випадку, коли $p_0 < p_a$, недостачу тиску називають *вакуумом*.

$$p_{\text{вак}} = p_a - p \quad (3.14)$$

Якщо з посудини з рідиною вивести трубку, зігнуту вверху, то рідина в ній буде підніматися до висоти h . Так можна виміряти тиск. Такі трубки називають *п'езометрами* (лат. *piezo* – тисну). Відкрита зверху трубка враховує дію атмосферного тиску і відображає манометричний тиск. Але якщо верхній кінець трубки запаяний і її попередньо заповнили рідиною, вона буде відображати повний тиск всередині рідини.

Згідно з рис. 3.3, повний тиск у точці А відображає п'езометр зліва від посудини (запаяний зверху, з вакуумом). Гідростатичний, манометричний тиск у точці А відображає відкритий п'езометр справа.

Висота $h = P_m / \gamma$ називається *п'езометричною*, висота $h_{\text{п}} = P / \gamma$ – *призведеною*.

$$h_{\text{п}} = h + h_{\text{атм.}} \quad (3.15)$$

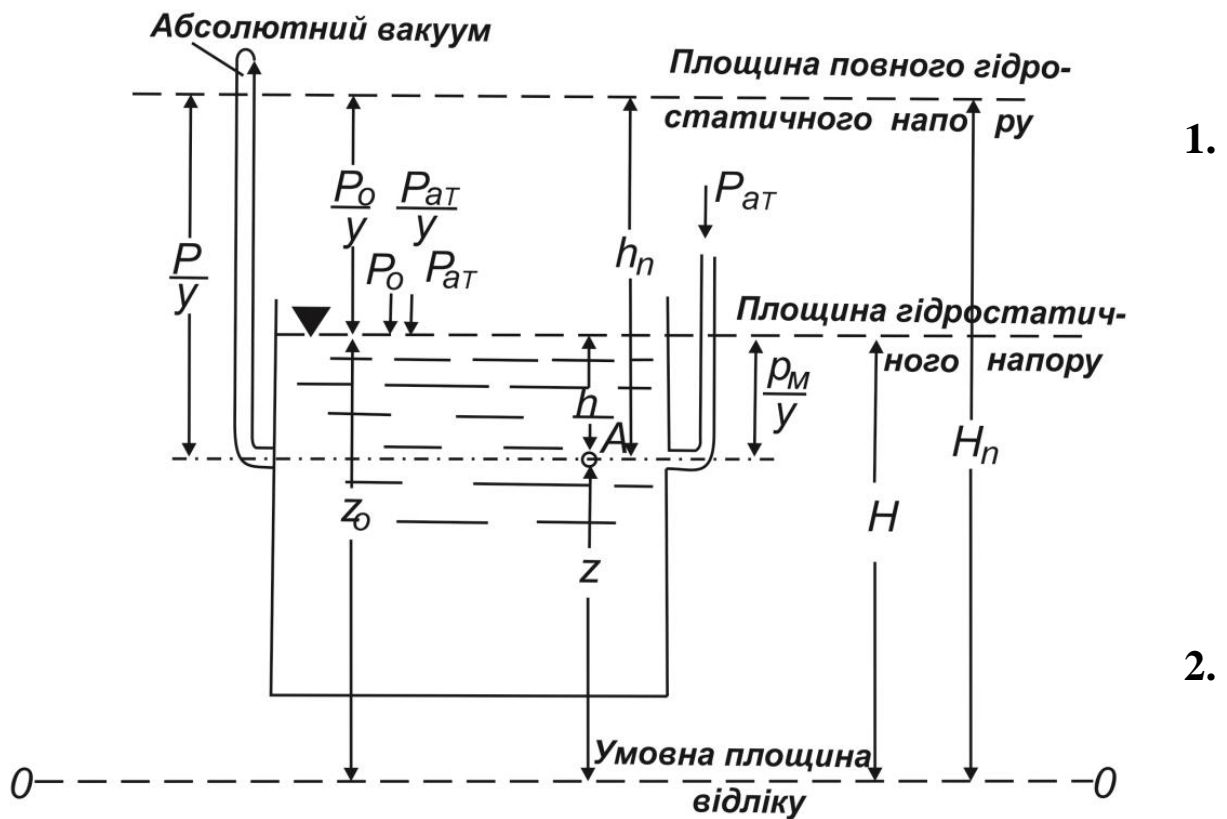


Рис. 3.3 Схема для відображення різних видів тиску та інших характеристик

1 – площина повного гідростатичного напору;

2 – площина гідростатичного напору;

3 – умовна площина відліку (нуль);

z – висота точки над площиною відліку (відмітка);

z_0 – висота вільної поверхні у посудині над площиною відліку;

*Поняття про напори буде розглянуто у питанні 5.

Можна розглянути закриту посудину, в якій $p_0 \neq p_a$. ($p_0 > p_a$) (рис. 3.4).

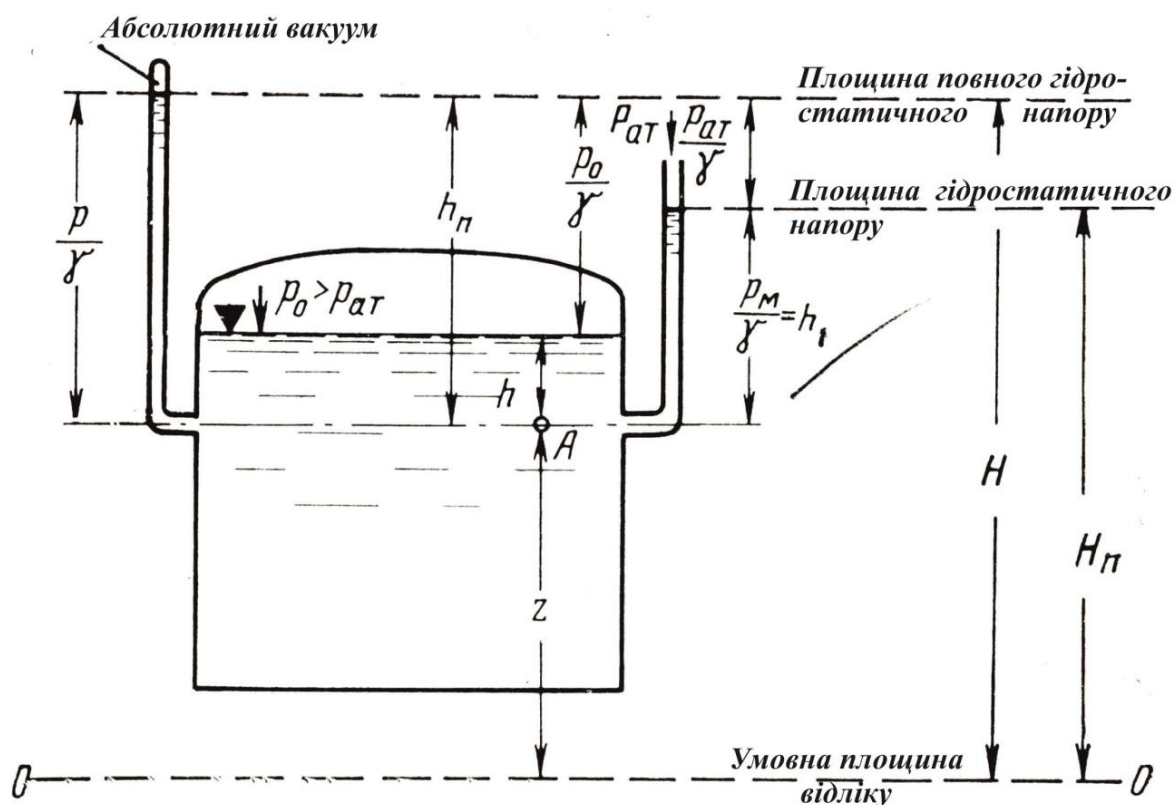


Рис. 3.4. Схема для відображення тиску у закритій посудині з $p_0 > p_a$

Для точки А:

$$p_0 + \gamma h = p_a + \gamma h_1 = p \quad , \quad (3.16a)$$

$$\text{звідки } \gamma h_1 = (p_0 + \gamma h) - p_a = p - p_a = p_m. \quad (3.16b)$$

Тепер уже h_1 – це п'езометрична висота, а p_m – манометричний тиск.

3.5. Поняття про напір і його види

Потенційна енергія тяжіння на Землі становить

$$E_{п} = mgh = \rho Vgh. \quad (3.17a)$$

На одиницю об'єму рідини це буде

$$E'_{п} = \rho gh = \gamma h. \quad (3.17b)$$

Тобто це тиск. А при $\gamma = const$ E' можна відображати за допомогою лінійної величини – h . У гідродинаміці та гідравліці таку величину називають «напір». Тобто *напір* – це питома потенційна енергія тиску. Поряд із нею розглядають питому потенційну енергію положення над площиною порівняння – z , *відмітку*. Разом ці дві величини утворюють повний гідростатичний напір:

$$H_{\Pi} = z + p/\gamma \quad (3.18)$$

Усі частинки рідини, що знаходяться на одному рівні (у стані спокою) володіють однакою питомою потенційною енергією H_{Π} . Горизонтальна площина, проведена на рівні H_{Π} , називається площиною повного гідростатичного напору.

Величина $H = z + p_m/\gamma$ називається гідростатичним або п'єзометричним напором. Вона відображає питому потенційну енергію із врахуванням протидії атмосфери.

П'єзометричний напір відрізняється від повного на висоту стовпа рідини, що відповідає атмосферному тиску $h_a = p_a/\gamma$. Горизонтальна поверхня, проведена на рівні H , називається площиною п'єзометричного напору. У вертикальних розрізах – це п'єзометрична лінія. Значення H однакоє для всіх точок певного рідкого тіла. Тому п'єзометрична лінія певним чином відображає його стан.

Відображення принципу збереження енергії у гідродинаміці та гідравліці із врахуванням введених понять про напори буде таким:

$$p/\gamma + z = H_{\Pi} = const, \quad (3.19a)$$

$$p_m/\gamma + z = H = const. \quad (3.19б)$$

Це основні рівняння гідростатики у напорах.

Для вимірювання гідростатичного тиску застосовують відповідні прилади: рідинні, механічні, електричні, комбіновані. Зокрема манометри вимірюють різницю між повним і атмосферним тиском. Вакуумметри вимірюють недостачу повного тиску до атмосферного. Диференціальні манометри (дифманометри) вимірюють різницю тиску у двох довільних точках (посудинах, трубах).

3.6. Сполучені посудини і закон Паскаля

Згідно з основним рівнянням гідростатики, зовнішній тиск діє однакою у всіх точках даного рідкого тіла. Цей закон було сформульовано на якісному рівні Б. Паскалем (у 1663 році): зовнішній тиск, докладений до поверхні рідини у стані спокою у замкненій посудині, передається усім частинкам рідини з однакою силою. Або, в іншому формулюванні: будь-яка зміна

тиску в рідині у стані спокою передається однаково у всі точки зайнятого нею простору.

Закон Паскаля певним чином відображає основне рівняння гідростатики і пояснює гідростатичний парадокс.

Із законом Паскаля пов'язаний також закон сполучених посудин: у відкритій системі посудин рівень рідини встановлюється однаковий.

Якщо у сполучених посудинах є дві рідини з різною питомою вагою, то напори над поверхнею розділу зворотно пропорційні питомій вазі (див. рис. 3.5).

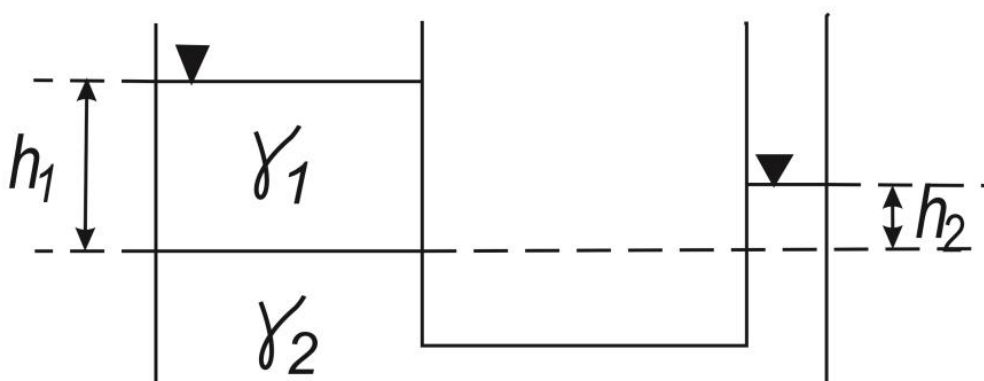


Рис. 3.5. Схема рівноваги рідин з різною питомою вагою у сполучених посудинах ($\gamma_2 > \gamma_1$)

$$p_a + \gamma_1 h_1 = p_a + \gamma_2 h_2. \quad (3.20a)$$

Це співвідношення записане для рівня поверхні розділу. З нього випливає:

$$h_1/h_2 = \gamma_2/\gamma_1. \quad (3.20б)$$

При однаковому тиску на вільну поверхню висоти двох різнорідних рідин над площиною розділу зворотно пропорційні до їх питомої ваги.

На цьому законі побудована дія ртутного дифманометра (рис. 3.6). Нехай він з'єднає дві труби з різним тиском рідини в них. (Тепер тиск заміняє дію різної питомої ваги).

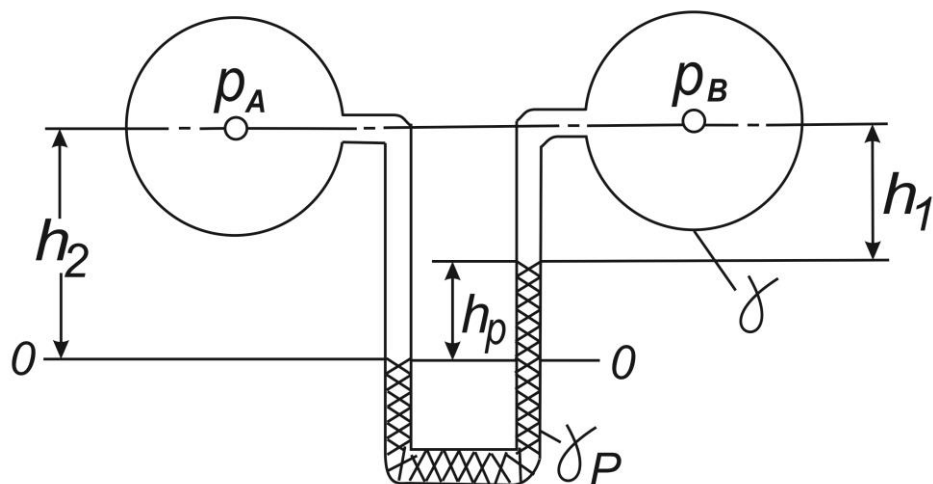


Рис. 3.6. Схема ртутного дифманометра

$$p_A + \gamma h_2 = p_B + \gamma h_1 + \gamma_p h_p, \quad (3.21a)$$

де γ – питома вага рідини у трубах; γ_p – питома вага ртуті; h_p – висота підняття ртуті над поверхнею розділу.

$$p_A - p_B = \gamma h_1 - \gamma h_2 + \gamma_p h_p = \gamma(h_1 - h_2) + \gamma_p h_p. \quad (3.21б)$$

Враховуючи, що $h_1 - h_2 = -h_p$, отримаємо

$$p_A - p_B = h_p(\gamma_p - \gamma). \quad (3.21в)$$

Отже, достатньо спостерігати лише за h_p .

3.7. Сила тиску і гідравлічний прес

Тиск, за визначенням, це відношення діючої сили до площі, на яку вона діє. Відповідно, сила дії гідростатичного тиску може бути знайдена як добуток тиску на площу поверхні. Але гідростатичний тиск змінюється з глибиною і форми поверхні можуть бути різними. У загальному випадку сила гідростатичного тиску – це інтеграл елементарних сил, що діють на елементарні площадки, з яких складається певна поверхня. Реально ж розглядають найбільш характерні формалізовані (схематизовані) випадки.

Знання про силу тиску і закони гідростатики використовують у гідравлічних машинах. Зокрема, це гідравлічний прес (рис. 3.7).

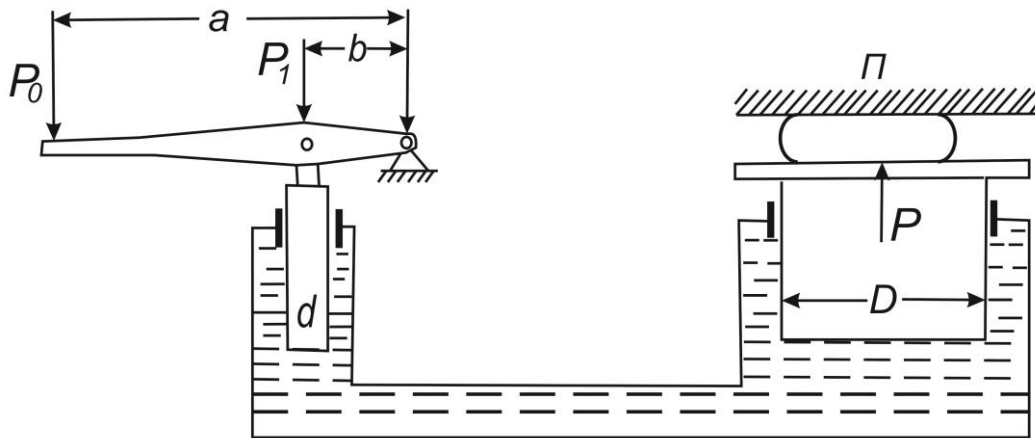


Рис. 3.7. Схема гідравлічного преса

За законом ричага, $P_0 \cdot a = P_1 \cdot b$.

Звідки

$$P_1 = P_0 \frac{a}{b} \quad (3.22)$$

Сила P_0 посилюється в a/b разів.

При цьому під малим поршнем тиск збільшується на величину

$$\Delta p = \frac{P_1}{\omega_1} = \frac{P_1}{\frac{\pi d^2}{4}} \quad (3.23)$$

Оскільки тиск передається по всій рідині однаково, на великий поршень діє сила

$$P = \Delta p \cdot \frac{\pi D^2}{4} \quad (3.24a)$$

або

$$P = \frac{P_1}{\frac{\pi d^2}{4}} \cdot \frac{\pi D^2}{4} = P_1 \cdot \left(\frac{D}{d}\right)^2 \quad (3.24b)$$

Загалом отримуємо

$$P = P_0 \cdot \left(\frac{a}{b}\right) \cdot \left(\frac{D}{d}\right)^2 \quad (3.25)$$

Сила P_0 підсилюється у $\left(\frac{a}{b}\right) \left(\frac{D}{d}\right)^2$ разів.

У реальних умовах враховують коефіцієнт корисної дії механізму:

$$P = \eta \cdot P_0 \cdot \left(\frac{a}{b}\right) \cdot \left(\frac{D}{d}\right)^2, \quad (3.26)$$

де $\eta = 0,80-0,85$.

3.8. Обчислення сили тиску на нахилені поверхні

Намітимо плоску фігуру довільної форми на зануреній у рідину нахиленій поверхні (рис. 3.8).

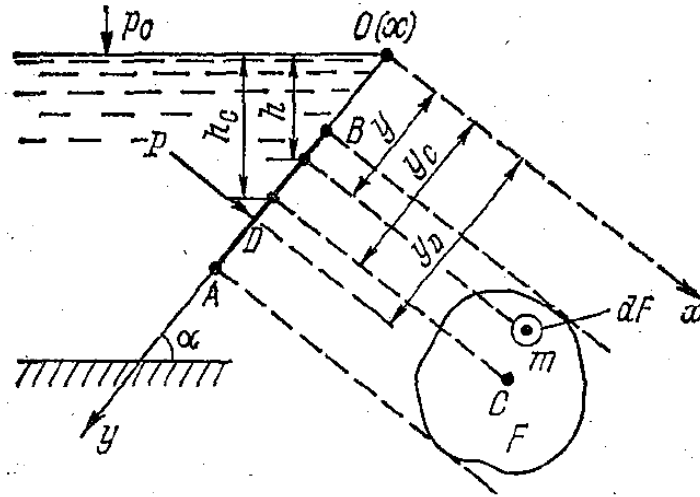


Рис. 3.8. Схема для визначення сили тиску на нахилену поверхню

Намітимо на цій фігурі довільну точку m . Вона заглиблена на величину h . Причому

$$h = y \cdot \sin \alpha.$$

Навколо точки m виділимо елементарну площадку dS . Сила повного (абсолютного) тиску на неї становить:

$$dP_A = p_a \cdot dS. \quad (3.27)$$

Або:

$$dP_A = (p_0 + \gamma h) dS = p_0 \cdot dS + \gamma y \sin \alpha dS \quad (3.28)$$

Інтегруємо цей вираз по всій площі фігури:

$$P_A = p_0 \int_S dS + \gamma \sin \alpha \int_S y dS. \quad (3.29)$$

Тут $\int_S dS = S$, а $\int_S y dS = y_c \cdot S = (St)_{0x}$,

де $(St)_{0x}$ – статичний момент плоскої фігури відносно осі $0x$; y_c – координата центра тяжіння цієї плоскої фігури.

Перепишемо (3.29) у такій формі:

$$P_A = p_0 \cdot S + \gamma \sin \alpha \cdot y_c \cdot S, \quad (3.30a)$$

або

$$P_A = p_0 \cdot S + \gamma h_c \cdot S, \quad (3.30б)$$

або

$$\boxed{P_A = (p_0 + \gamma h_c) \cdot S = (p_A)_c \cdot S} \quad (3.31)$$

де $(p_A)_c$ – абсолютний гідростатичний тиск у точці центра тяжіння фігури.

Цей вираз можемо переписати

$$P_A = P_0 + P \quad , \quad (3.32)$$

де P - сила надлишкового гідростатичного тиску.

Ми отримали величину сили тиску на фігуру. Але треба ще знати точку дії (точку, де ця сила докладається). Атмосферний тиск розповсюджується у всьому об'ємі рідини рівномірно. Тому точка дії відповідної сили (P_0) збігається із центром тяжіння фігури (точка C). Додатковий гідростатичний тиск збільшується з глибиною. Тому точка дії P буде розташована нижче точки C – точка D . Це центр тиску P , йому відповідають координати центру тиску y_D .

Для встановлення її положення використовують таку умову: сума моментів складових елементарних сил pds відносно осі Ox дорівнює моменту рівнодіючої сили P також відносно Ox .

$$\int_S (p \cdot dS) \cdot y = P \cdot y_D \quad (3.33)$$

Після перетворень отримують:

$$y_D = \frac{\int_S y^2 \cdot dS}{S_{yc}} = \frac{J_{0x}}{(St)_{0x}}, \quad (3.34)$$

де J_{0x} – момент інерції плоскої фігури відносно осі Ox .

Цю формулу можна переписати так

$$y_D = y_c + \frac{J_c}{S_{yc}} \quad (3.35a)$$

або

$$y_D = y_c + e, \quad (3.35b)$$

де e – ексцентриситет.

Силу тиску можна отримати також графічним способом – через використання епюр гідростатичного тиску. А центр тиску буде належати до центру тяжіння фігури епюри. Епюри будуть переважно для прямокутних плоских фігур (щоб адекватно уявити розподіл сили тиску по глибині).

Розглянемо деякі приклади.

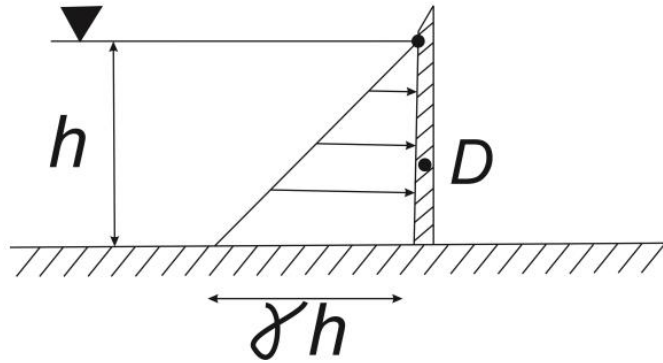


Рис. 3.9. Епюра розподілу тиску

Вектори тиску на елементарні (одичні) площадки (рис. 3.9) змінюються від нуля (на поверхні) до γh (на дні). Площа епюри становить:

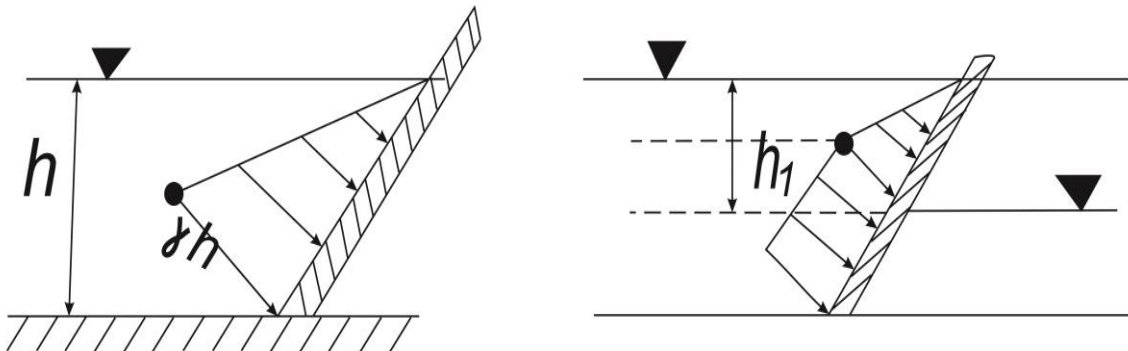
$$S_e = \frac{1}{2} h \cdot \gamma h = \frac{1}{2} \gamma h^2. \quad (3.36)$$

Якщо ширина прямокутної фігури становить b , то сила тиску буде:

$$P = S_e \cdot b. \quad (3.37)$$

Центр тяжіння трикутної епюри (і центр тиску D) знаходиться на висоті $\frac{1}{3} h$ від дна.

Розглядають також інші випадки (рис. 3.10):



- а. Тиск діє нормально до стінки чи щита б. У нижній частині зростання тиску рідиною у нижньому б'єфі

Рис. 3.10. Епюри розподілу тиску на щити

Більш загально питання розрахунку сили тиску розглядають у курсах гідравліки.

РОЗДІЛ 4

ОСНОВНІ ПОЛОЖЕННЯ ГІДРОДИНАМІКИ ТА ВИДИ РУХУ РІДИНИ

4.1. Задачі гідродинаміки та гідравліки

Виділяють дві основні задачі гідродинаміки: зовнішню та внутрішню. Зовнішня полягає у знаходженні сил, що діють на тіло, яке рухається всередині рідини. При цьому необхідно мати деякі відомості про рух. Внутрішня задача полягає у знаходженні гідродинамічних характеристик потоку, якщо задані сили, які діють на рідину. Особливим різновидом внутрішньої задачі у гідравліці є задача на побудову кривих вільної поверхні. До основних гідродинамічних характеристик потоків відносять: 1) швидкості мікрооб'ємів (u); 2) тиск (p) або напруги (τ).

Гідравліка розв'язує задачі гідродинаміки у практичному відношенні. Її підходи враховують характер руху реальної рідини. Точкові або місцеві гідродинамічні характеристики заміняють осередненими, сумарними, а також віртуальними (розрахунковими, схематичними). Зокрема, це стосується гідродинамічного тиску. Для ідеальної рідини він збігається з гідростатичним. А для реальної – необхідно враховувати напруги, які він створює.

Запропоновано вводити деякий осереднений замінник реального тиску:

$$p = \frac{1}{3}(p_x + p_y + p_z) \quad (4.1)$$

Якщо розглядати рух рідини достатньо повно (у загальному випадку), то швидкості і тиск відрізняються у різних точках потоку та змінюються у часі. Тому записують:

$$\left. \begin{aligned} u_x &= f_1(x, y, z, t) \\ u_y &= f_2(x, y, z, t) \\ u_z &= f_3(x, y, z, t) \\ p &= f_4(x, y, z, t) \end{aligned} \right\} \quad (4.2)$$

де $u_x; u_y; u_z$ – проекції швидкості у заданій точці на осі координат (місцева або актуальна швидкість).

Знаходження таких функцій виявилось надзвичайно складною задачею. У гідродинаміці її розв’язують лише для окремих простих випадків. У гідравліці були запропоновані шляхи застосування кількох основних рівнянь, що базуються на законах збереження.

1. Рівняння нерозривності та нестисливості рідини у стані руху. (Деколи застосовують назву – рівняння балансу або збереження витрати рідини).
2. Рівняння балансу (збереження) питомої енергії) – рівняння Д. Бернуллі.
3. Рівняння збереження кількості руху.

Усі ці рівняння володіють високим ступенем загальності. Їх доповнюють розглядом інших рівнянь у залежності від конкретних задач.

4.2. Аналітичні методи опису руху рідини

Аналітичні методи опису руху рідини розвиваються починаючи від XVIII – XIX століть.

Метод Лагранжа

Розглядаємо рух частинок (мікрооб’ємів) рідини: $M_1; M_2 \dots M_n$. Тобто описуємо «історію» їх руху. У Декартовій системі координат розглядаємо траєкторії руху. Нескінченно малий крок часу будемо вважати моментом часу t . Тоді запишемо:

$$\left. \begin{aligned} x &= f_1(x_0, z_0, t) \\ z &= f_2(x_0, z_0, t) \end{aligned} \right\} \quad (4.3)$$

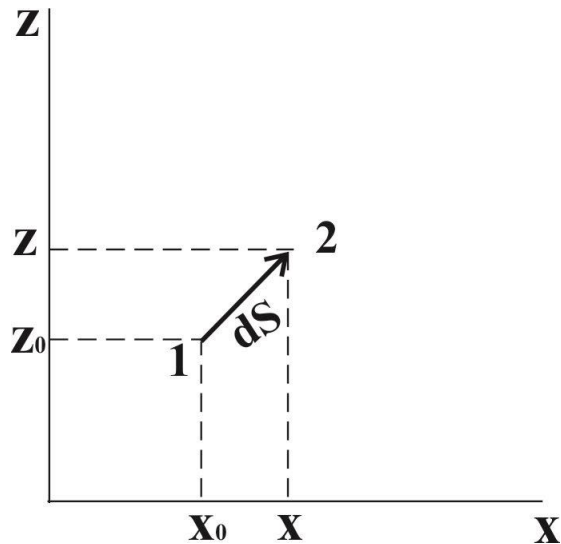


Рис. 4.1. Схема опису руху рідини за методом Лагранжа

Знаючи ці функції, можна описати рух частинки (рис. 4.1). Швидкість на відрізку dS буде:

$$u = \frac{dS}{dt} \quad (4.4)$$

Згідно з Лагранжем, про потік рідини загалом ми судимо через сукупний розгляд (знання) траєкторій руху рідких частинок.

При цьому важливо пам'ятати, що x та z – це реальні поточні координати. Тому і величини dx та dz можна розглядати як проекції шляху dS на відповідні осі. Тоді

$$u_x = \frac{dx}{dt}; \quad u_z = \frac{dz}{dt}. \quad (4.5)$$

Метод Ейлера

На відміну від метода Лагранжа, простежуємо не траєкторії окремих частинок у просторі та часі, а зміни векторів швидкостей у часі для «закріплених» точок простору (точок із певними координатами). Розглядаємо моменти часу t_1 і t_2 (рис. 4.2.).

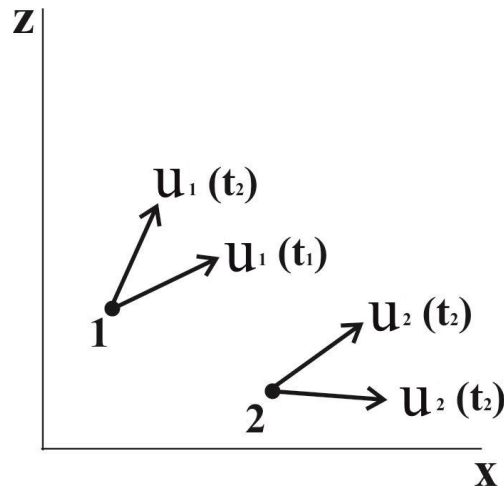


Рис. 4.2. Схема опису руху рідини за методом Ейлера

Згідно з методом Ейлера, потік загалом у даний момент часу може бути представлений векторним полем швидкостей, що належать до системи (сітки) «закріплених» точок. (Миттєвий стан поля швидкостей).

У цьому випадку координати x та z довільні. Тому dx та dz також не визначені. Отже, ми не можемо через них визначати проекції векторів швидкості на координати.

Змішаний метод

У гідравліці використовують також метод, який дозволяє поєднувати корисні риси та складові як методу Лагранжа, так і методу Ейлера. Розглядаємо проходження частинок рідини через задані точки простору за елементарні задані проміжки часу dt . При цьому вважаємо, що ми знаємо, простежуємо частинку траєкторії – шлях dS . Тоді його проекції на осі координат, dx та dz відомі і ми можемо визначати проекції вектора швидкості згідно з (4.5.).

4.3. Диференціальні рівняння руху ідеальної рідини

Розглянемо спочатку деякі основні положення, що стосуються опису руху рідини. Якщо розглядати проекції місцевої швидкості u на осі декартових координат, то записують:

$$u^2 = u_x^2 + u_y^2 + u_z^2 . \quad (4.6)$$

Повна похідна кожної зі складових місцевої швидкості може бути зображена у вигляді

$$\begin{aligned} \frac{du_x}{dt} &= \frac{\partial u_x}{\partial t} * \frac{dt}{dt} + \frac{\partial u_x}{\partial x} * \frac{dx}{dt} + \frac{\partial u_x}{\partial y} * \frac{dy}{dt} + \frac{\partial u_x}{\partial z} * \frac{dz}{dt} = \\ &= \frac{\partial u_x}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z} . \end{aligned} \quad (4.7)$$

$\frac{du_x}{dt}$ відображає зміни компоненти місцевої швидкості у часі, тому називається локальною похідною, або локальною складовою прискорення. Аналогічні рівняння записують за осями y та z .

$u_x \frac{\partial u_x}{\partial x}$; $u_y \frac{\partial u_x}{\partial y}$; $u_z \frac{\partial u_x}{\partial z}$ називаються конвективними похідними, або конвективними складовими прискорення. Аналогічні рівняння записують за осями « y » та « z ».

Гідродинамічний тиск розглядають за аналогією зі швидкістю і вважають, що

$$p = f(x, y, z, t).$$

Якщо розглядаємо $u = f(x, y, z)$ і $p = f(x, y, z)$, то рух вважається усталеним.

Розрізняють два види руху: вихровий і потенційний. Вихровий рух характеризується наявністю обертання частинок рідини на фоні поступального руху.

У загальному випадку компоненти місцевої швидкості можуть бути представлені так

$$\left. \begin{aligned} u_x &= u_{0x} + \frac{\partial F}{\partial x} + (\omega_y z - \omega_z y) \\ u_y &= u_{0y} + \frac{\partial F}{\partial y} + (\omega_z x - \omega_x z) \\ u_z &= u_{0z} + \frac{\partial F}{\partial z} + (\omega_x y - \omega_y x) \end{aligned} \right\} \quad (4.8)$$

Отже, загальний рух мікрочастинки рідини складається з трьох основних, простих видів руху:

- 1) поступального руху центру тяжіння (u_0);
- 2) деформаційного руху мікрочастинки з потенціалом швидкості F ($\frac{\partial F}{\partial x}$; $\frac{\partial F}{\partial y}$ та $\frac{\partial F}{\partial z}$ відображають деформацію);

3) обертowego руху з кутовими швидкостями (компонентами вихоря) ω_x , ω_y та ω_z .

При цьому

$$\left. \begin{aligned} \omega_x &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_z}{\partial y} - \frac{\partial u_y}{\partial z} \right) \\ \omega_y &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) \\ \omega_z &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_y}{\partial x} - \frac{\partial u_x}{\partial y} \right) \end{aligned} \right\} \quad (4.9)$$

А також

$$F = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial u_x}{\partial x} * x^2 + \frac{\partial u_y}{\partial y} * y^2 + \frac{\partial u_z}{\partial z} * z^2 + \left(\frac{\partial u_z}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial z} \right) * \right. \\ \left. * y * z + \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) * z * x + \left(\frac{\partial u_y}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial y} \right) * y * x \right] \quad (4.10)$$

Стосовно вихрового руху також вводять поняття «вихрової лінії», у кожній точці якої у дану мить вихор швидкості частинки рідини збігається з напрямком дотичної до неї. Частину потоку рідини, обмежену вихровими лініями, проведеними через всі точки будь-якого нескінченно малого простого замкненого контуру (що знаходиться всередині рідини), називають вихровою трубкою. Вона не може виходити за межі рідини, але може торкатися вільної чи твердої поверхні. Її січення не може перетворюватись на нуль.

У середині XVIII століття Л. Ейлер заклав основи математичного опису та аналізу руху рідини. Він склав базові диференціальні рівняння.

Спочатку ним були отримані диференціальні рівняння спокою рідини:

$$\left. \begin{aligned} x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= 0 \\ y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} &= 0 \\ z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (4.11)$$

де x , y та z – проекції сум усіх діючих об'ємних сил на осі координат.

Згідно з принципу Д'Аламбера рівняння руху можна отримати, якщо ввести у рівняння спокою сили інерції (віднесені до одиниці маси). Для них записують:

$$I_x = -1 \frac{du_x}{dt}; \quad I_y = -1 \frac{du_y}{dt}; \quad I_z = -1 \frac{du_z}{dt}, \quad (4.12)$$

де $\frac{du_x}{dt}$, $\frac{du_y}{dt}$, $\frac{du_z}{dt}$ – проекції прискорень на осі координат.

Тоді отримаємо

$$\left. \begin{aligned} x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= \frac{du_x}{dt} \\ y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} &= \frac{du_y}{dt} \\ z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= \frac{du_z}{dt} \end{aligned} \right\} \quad (4.13)$$

Це і є рівняння Ейлера для руху ідеальної рідини, опубліковані ним у 1755 році.

Прискорення у правій частині рівнянь розкривають так (через часткові похідні):

$$\left. \begin{aligned} \frac{du_x}{dt} &= u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_x}{\partial t} \\ \frac{du_y}{dt} &= u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_y}{\partial t} \\ \frac{du_z}{dt} &= u_x \frac{\partial u_z}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_z}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial t} \end{aligned} \right\} \quad (4.14)$$

Дев'ять часткових похідних проекцій швидкості по координатах у правій частині рівнянь мають певний фізичний зміст.

Три з них:

$$\frac{\partial u_x}{\partial x}; \quad \frac{\partial u_y}{\partial y} \quad \text{та} \quad \frac{\partial u_z}{\partial z}$$

називають прямими або поздовжніми. Вони описують поступальний рух рідини.

Інші шість похідних називають косими або поперечними. Вони описують кутові швидкості обертання частинки рідини у різних площинах.

Отримані у такому вигляді диференціальні рівняння Л. Ейлера поклали початок практичному вивченню руху рідини. Оскільки для відшукування чотирьох невідомих ($u_x; u_y; u_z$ та p) недостатньо трьох рівнянь – до них добавляють рівняння нерозривності ($\text{div}\bar{u} = 0$). Зокрема, з нього випливає, що компоненти швидкості не можуть одночасно збільшуватись у всіх трьох напрямках.

Рівняння Ейлера справедливі як для безвихрового (потенційного), так і для вихрового руху. Але в останньому випадку їх перетворюють через введення компонентів вихору. Перетворені рівняння називають рівняннями Громека – Лемба:

$$\left. \begin{aligned} x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= \frac{\partial u_x}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u^2}{2} \right) + 2(u_z \omega_y - u_y \omega_z) \\ y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} &= \frac{\partial u_y}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{u^2}{2} \right) + 2(u_z \omega_x - u_x \omega_z) \\ z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= \frac{\partial u_z}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{u^2}{2} \right) + 2(u_y \omega_x - u_x \omega_y) \end{aligned} \right\} \quad (4.15)$$

4.4. Три простих види руху мікрооб'ємів частинок рідини

Для твердих тіл характерні тільки два простих види руху: поступальний та обертовий. Для частинок рідини до них додається ще один – деформаційний.

Поняття про нього введено у середині ХІХ століття Г. Гельмгольцем.

Крім того, він вважав, що завдяки обертовим рухам частинок рідини її рух загалом можна умовно розглядати як рух нескінченної множини нескінченно малих дзиг, які зміщуються у просторі та змінюються у часі.

У схемах, де обертовий рух відсутній, розглядають тільки поступальний та деформаційний. По-іншому це називають відсутністю обертання головних осей деформації. Рух, коли головні осі деформації рухаються, зміщуються тільки поступально, називають *безвихровим*. Рух з обертанням частинок називають *вихровим*.

4.5. Основні складні види руху рідини

Рух значних мас (об'ємів) рідини завжди досить складний. Загалом прийнято виділяти спрямовані поступальні рухи (потоки, течії, струмені); коливні рухи (хвилі, коливання) та різні види перемішування. У дійсності можуть спостерігатись їх поєднання.

У гідравліці, тим більше у річковій, переважно розглядають потоки рідини. Такий рух, перш за все, може бути змінним або не змінним у часі та просторі. Якщо рух змінюється у часі (та просторі), його називають несталим (неусталеним). Якщо не змінюється – сталим (усталеним).

Для характеристики неусталеного руху уявімо собі рух окремих частинок у спрямованому потоці рідини (див. рис. 4.3).

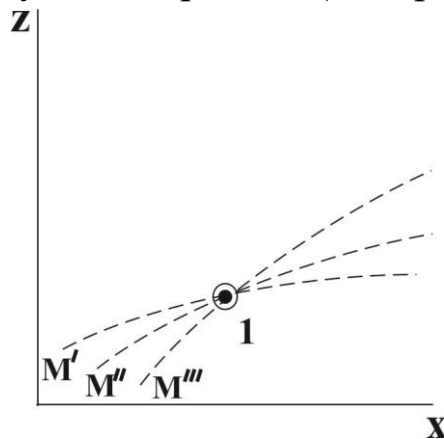


Рис. 4.3. Траєкторії мікрооб'ємів рідини в умовах неусталеного руху

Частинки M' , M'' , M''' проходить точку 1 у різні моменти часу, з різною швидкістю та різними траєкторіями. Подібна картина спостерігається і в інших точках потоку. При цьому

$$u = f_1(x, y, z, t). \quad (4.16)$$

У випадку усталеного руху траєкторії частинок, що проходять через певну точку потоку, зливаються в одну і є незмінними у часі. Тоді:

$$u = f_1(x, y, z), \quad (4.17)$$

$$\frac{\partial u_x}{\partial t} = \frac{\partial u_y}{\partial t} = \frac{\partial u_z}{\partial t} = 0. \quad (4.18)$$

У дійсних умовах, у гідравліці зустрічаються такі види руху, коли швидкості (та тиск) змінюються повільно. Такий вид руху називають повільнозмінним. Він володіє такими властивостями:

- 1) вектори швидкості скрізь спрямовані вздовж напрямку загального руху потоку рідини і не дорівнюють нулю (живий переріз плоский);
- 2) гідродинамічний тиск у поперечних перерізах потоку розподілений за гідростатичним законом;
- 3) компоненти швидкості по осях y та z дорівнюють нулю (рис.4.4).

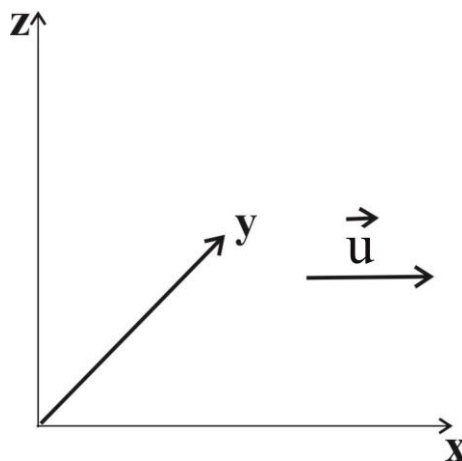


Рис. 4.4. Вектор швидкості в умовах повільнозмінного руху

Записують
$$\frac{du}{dt} = u \frac{du}{dx} + \frac{du}{dt} \quad (4.19)$$

Усталений рух, не змінний у просторі, називають рівномірним. Змінний у просторі – нерівномірним. Нерівномірний рух також може поєднуватись з неусталеним.

| | Усталений | Неусталений |
|---------------|-----------|-------------|
| Рівномірний | + | - |
| Нерівномірний | + | + |

У гідравліці прийнято описувати нерівномірний рух як такий, що характеризується змінами гідравлічних характеристик та

елементів поперечних перерізів потоків вздовж течії (по їх довжині).

Рівномірний рух характеризується незмінністю вздовж течії глибин, площ перерізів потоку, витрат, швидкостей у відповідних точках тощо. Відповідними називають точки, що належать до однієї уявної прямої лінії, паралельної до меж потоку.

Виділяють також плавноміний рух. Його характеризують такими ознаками:

- 1) у потоках, котрі звужуються або розширюються, кути сходження, розходження струменів повинні бути малі;
- 2) при русі у повороті потоку кривизна повинна бути незначною;
- 3) вектори швидкості окремих струменів не повинні значно відхилятися від загального напрямку руху.

4.6. Елементи та характеристики потоків

В умовах усталеного руху (у гідравліці та гідродинаміці) стабільні траєкторії руху частинок рідини називають лініями току. В умовах неусталеного руху вектори швидкостей і траєкторії руху нестабільні. Тому вводять поняття миттєвих ліній току, під якими розуміють такі лінії, до яких у кожній точці вектори швидкостей дотичні. При повільноміному русі миттєві лінії току вважаються відносно стабільними.

На основі поняття про лінії току вводять поняття елементарного струменя. Це сукупність ліній току, проведених через всі точки елементарної площадки поперечного перерізу потоку (рис. 4.5).

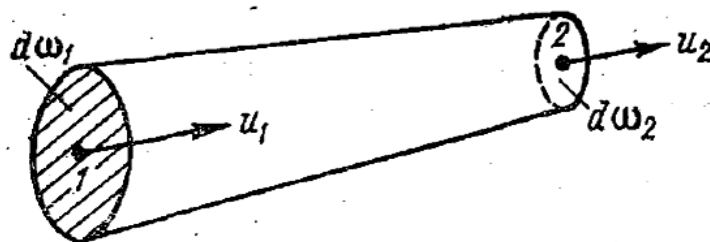


Рис. 4.5. Фрагмент елементарного струменя

Вважають також, що елементарний струмінь – це пучок ліній току, обмежений лініями, проведеними через всі точки нескінченно малого простого замкнутого контуру K . Це частина потоку рідини.

У випадку усталеного руху елементарні струмені володіють такими властивостями:

- 1) не змінюються у часі;
- 2) не мають обміну частинками рідини через бічні поверхні з сусідніми струменями;
- 3) величини u та p вважають однаковими у всіх точках елементарної площадки $\delta\omega$.

Користуючись поняттям про елементарний струмінь, характеризують рівномірний, плавномірний та різкозмінний рух. Перший із них також називають паралельноструменевим. (Властивості другого ми описали вище). Різкозмінний рух розглядають в особливих розділах гідравліки.

Поверхня всередині потоку, всюди нормальна до ліній току, називається його живим перерізом. При паралельноструменевому русі він плоский. При плавномірному – близький до плоского. Тому при проведенні розрахунків його замінюють розрахунковим плоским живим перерізом. У річках рух води завжди досить складний. Тому живим перерізом тут називають площину, всюди ортогональну до осереднених значущих векторів швидкостей у різних частинах потоку спрямованих вздовж загального напрямку течії. Так з розгляду виключаються області нульових та зворотних течій (мертві зони). У дійсності живий переріз замінюється на умовно-розрахунковий.

Повертаючись до розгляду елементарного струменя, можемо визначити його витрату – елементарну витрату:

$$Q_i = dQ = u * \delta\omega, \quad (4.20)$$

де u можна назвати місцевою, характерною для струменя швидкістю течії. У дійсності у турбулентному потоці завдяки проходженню через задану точку складної системи завихрень

миттєві швидкості постійно змінюються – пульсують як по величині, так і за напрямком. Тому записують:

$$u = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_1}^{t_2} u' dt, \quad (4.21)$$

де u' – миттєві швидкості.

Якщо розглядати зміни осередненої у часі місцевої швидкості вздовж певної лінії, то графік, що їх відображає, називають епюрою швидкостей. Зазвичай аналізують епюри розподілу швидкостей по глибині та по ширині потоку. Якщо площу епюри Ω_v поділити на довжину відрізка (наприклад, на глибину), то отримаємо осереднену швидкість на ньому v_c . Її також можна визначити, знаючи закон розподілу місцевих швидкостей вздовж відрізка. Наприклад:

$$v_c = \frac{1}{h} \int_0^h u dh. \quad (4.22)$$

Розподіл місцевих швидкостей течії у поперечному перерізі потоку відображають за допомогою ізотах (рис. 4.6).

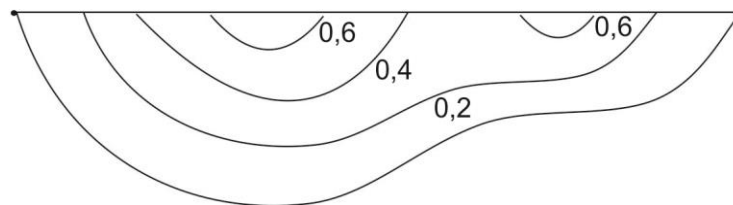


Рис. 4.6. Ізотахи у поперечному перерізі потоку

Маючи інформацію про розподіл швидкостей, можна досить точно визначати витрату рідини. (Нагадаємо, що витратою рідини називають її кількість, що проходить через певний живий переріз за одиницю часу).

Площу епюри розподілу швидкостей по глибині можна виразити як добуток середньої швидкості на вертикалі на глибину:

$$\Omega_v = v_i * h_i = q_i. \quad (4.23)$$

Цю величину називають одиничною витратою (m^2/c). Знаючи закон розподілу одиничних витрат по ширині потоку, можна визначити загальну витрату:

$$Q = \int_0^B q_i dB. \quad (4.24)$$

Її можна визначити й графічним способом, як площу епюри одиничних витрат (рис. 4.7):

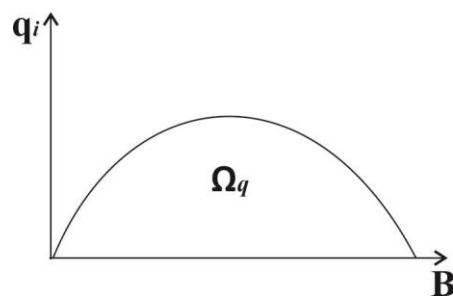


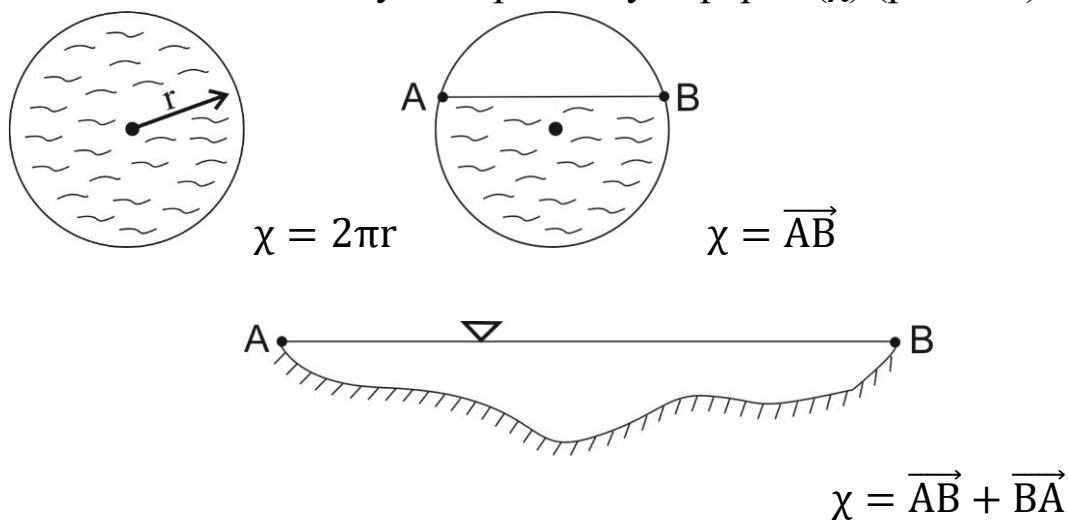
Рис. 4.7. Епюра одиничних витрат

Якщо загальну витрату поділити на площу живого перерізу потоку, то отримаємо середню швидкість його руху (Це деяка фіктивна величина).

В дійсності, стосовно відкритих водних потоків, для визначення загальної витрати використовують певні розрахунково-гідрометричні моделі.

Витрату можна визначати як об'ємну або масову величину. Зв'язок між ними у загальному випадку виявляється через інформацію стосовно розподілу густини.

На рух потоку можуть значно впливати тверді обмеження (стілки, ложе). Для кількісного відображення цього впливу вводять поняття змоченого периметра – довжини лінії контакту потоку з твердими обмеженнями у поперечному перерізі (χ) (рис. 4.8).



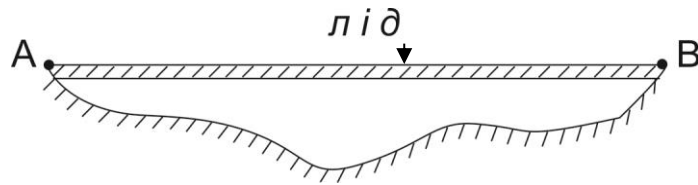


Рис. 4.8. Приклади визначення величини змоченого периметра

Якщо площу поперечного (живого) перерізу потоку поділити на змочений периметр, то отримаємо величину, котру називають гідравлічний радіус:

$$R = \frac{\omega}{\chi}. \quad (4.25)$$

Він певним чином відображає вплив на потік твердих стінок.

Для плоских потоків, до яких належить більшість річок, $B \gg h_c$ (рис. 4.9).



Рис. 4.9. Схема перерізу плоского потоку

Тому $\chi \rightarrow B$. І відповідно:

$$R = \frac{\omega}{\chi} \approx \frac{\omega}{B} = h_c. \quad (4.26)$$

Для каналів часто задають переріз трапецієподібної форми.

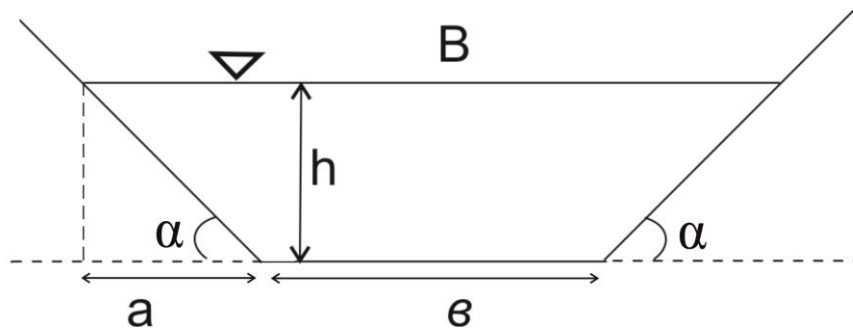


Рис. 4.10. Переріз трапецієподібного каналу

Береги каналів називають відкосами. Вони характеризуються коефіцієнтом закладання відкосу:

$$m = \text{ctg } \alpha = \frac{a}{h} \quad (4.27)$$

Тоді

$$\omega = \frac{B+b}{2} * h = \frac{(b+2a)+b}{2} * h = (b + a) * h = (b + mh) * h \quad (4.28)$$

а також

$$\chi = b + 2\sqrt{a^2 + h^2} = b + 2h\sqrt{1 + m^2} \quad (4.29)$$

Вводимо позначення: $m' = 2\sqrt{1 + m^2}$.

Тоді $\chi = b + m' h$, (4.30)

а також $R = \frac{bh + mh^2}{b + m' h}$. (4.31)

4.7. Класифікація видів руху потоків рідини

- 1) В залежності від загальних умов та характеру діючих сил:
 - а. Напірний
 - б. Безнапірний
 - в. Вільні струмені.
- 2) В залежності від стану потоку та особливостей динамічних процесів всередині нього:
 - а. Спокійні
 - б. Бурхливі.
- 3) В залежності від характеру змін елементів поперечного перерізу та гідравлічних характеристик вздовж потоку:
 - а. Рівномірний
 - б. Нерівномірний
 - в. Плавномірний (квазірівномірний).
- 4) В залежності від зміни характеристик руху в часі:
 - а. Усталений (стаціонарний)
 - б. Неусталений (нестационарний)
 - в. Повільномірний (квазістаціонарний).
- 5) В залежності від схематизованого розгляду основних рис поля швидкостей:
 - а. Плоско-паралельний
 - б. Осесиметричний (плоский)
 - в. Лінійний.
- 6) В залежності від співвідношення B/h :
 - а. Концентрований потік
 - б. Плоский потік ($B \gg h$).

РОЗДІЛ 5

РІВНЯННЯ НЕРОЗРИВНОСТІ ТА

Д. БЕРНУЛЛІ

5.1. Рівняння нерозривності

Крапельні рідини характеризуються незначною стисливістю і дуже великими напругами на розрив. Тому можна вважати, що їх густина зберігається в умовах руху рідини під дією сили тяжіння та не дуже високого тиску. Покажемо для таких умов, як зберігається маса рідини у мікроб'ємі потоку.

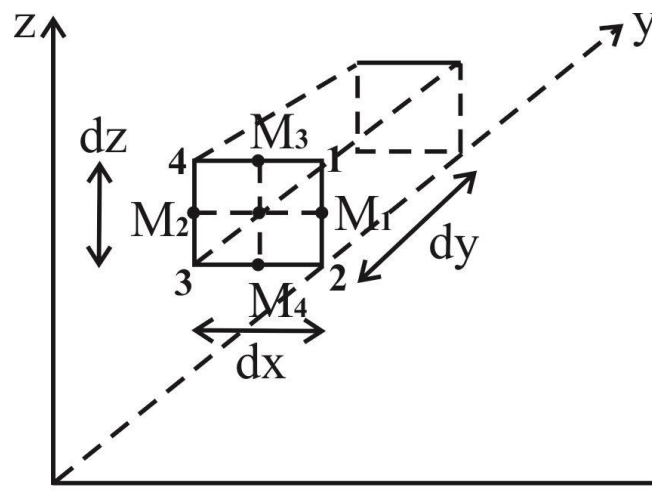


Рис. 5.1. Схема мікроб'єму потоку у вигляді прямокутної призми

Приймаємо, що для точки А швидкість руху рідини вздовж осі X дорівнює u_x . Тоді для точки M_1 можемо записати:

$$(u_x)_{M_1} = u_x + \frac{1}{2} \frac{\partial u_x}{\partial x} dx . \quad (5.1)$$

Для точки M_2 :

$$(u_x)_{M_2} = u_x - \frac{1}{2} \frac{\partial u_x}{\partial x} dx . \quad (5.2)$$

Об'єм рідини, що надходить у задану фігуру через бічну грань 3-4 за проміжок часу dt , становить:

$$\delta W_1 = \left(u_x - \frac{1}{2} \frac{\partial u_x}{\partial x} dx \right) * dy dz dt . \quad (5.3)$$

Аналогічно, об'єм рідини, що перетинає бічну грань 1-2 буде:

$$\delta W_2 = \left(u_x + \frac{1}{2} \frac{\partial u_x}{\partial x} dx \right) * dy dz dt . \quad (5.4)$$

Їх баланс становить:

$$\delta W_2 - \delta W_1 = \frac{\partial u_x}{\partial x} * dx dy dz dt \quad (5.5)$$

Аналогічно записуємо для інших граней мікроб'єму:

$$\delta W_4 - \delta W_3 = \frac{\partial u_y}{\partial y} * dx dy dz dt , \quad (5.6)$$

$$\delta W_6 - \delta W_5 = \frac{\partial u_z}{\partial z} * dx dy dz dt . \quad (5.7)$$

При збереженні густини рідини сумарний баланс для всіх граней мікроб'єму буде такий:

$$(\delta W_2 - \delta W_1) + (\delta W_4 - \delta W_3) + (\delta W_6 - \delta W_5) = 0 \quad (5.8)$$

Або
$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = \text{div} \vec{v} = 0 . \quad (5.9)$$

Це рівняння називають рівнянням нерозривності руху крапельної рідини у диференціальній формі.

Вираз $\text{div} \vec{v}$ називають дивергенцією вектора швидкості. Якщо він дорівнює нулю – всі рухи всередині виділеного об'єму збалансований і у ньому зберігається маса рідини. Нагадаємо також, що вирази $\frac{\partial u_x}{\partial x}; \frac{\partial u_y}{\partial y}; \frac{\partial u_z}{\partial z}$ називають поздовжніми частковими похідними швидкості руху. Вони описують власне поступальний рух. При цьому всередині об'єму можуть спостерігатись обертові та деформаційні рухи.

Розглянемо застосування рівняння нерозривності (та нестисливості) руху крапельної рідини для опису елементарного струменя (рис. 5.2).

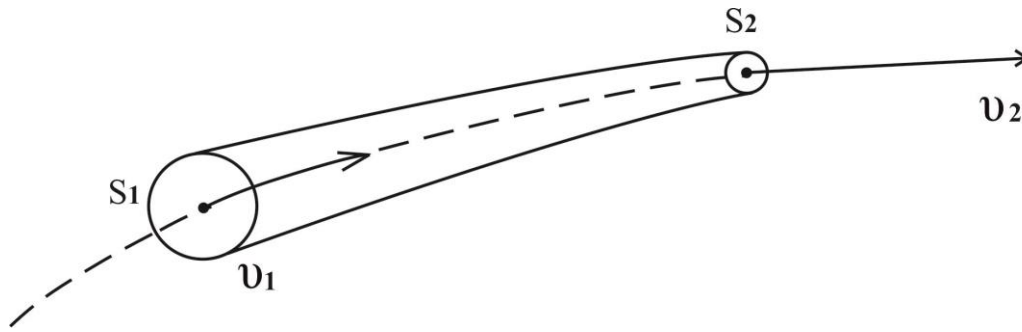


Рис. 5.2. Фрагмент елементарного струменя

Через вхідний переріз елемента струменя площею S_1 за період часу Δt у намічений об'єм надходить маса рідини $\rho S_1 v_1 \Delta t$. Через вихідний переріз витікає маса $\rho S_2 v_2 \Delta t$. Вони повинні бути однаковими. Тоді:

$$S_1 v_1 = S_2 v_2 . \quad (5.10a)$$

Або, для будь-яких перерізів,

$$S_i v_i = Q_i = \text{const} . \quad (5.10 б)$$

Витрата води вздовж потоку рідини зберігається. У випадку сталого руху цей закон зберігається і для всього потоку.

Для випадку неусталеного руху відкритого потоку рідини схему до виводу рівняння нерозривності можна розглянути в такому вигляді (рис. 5.3):

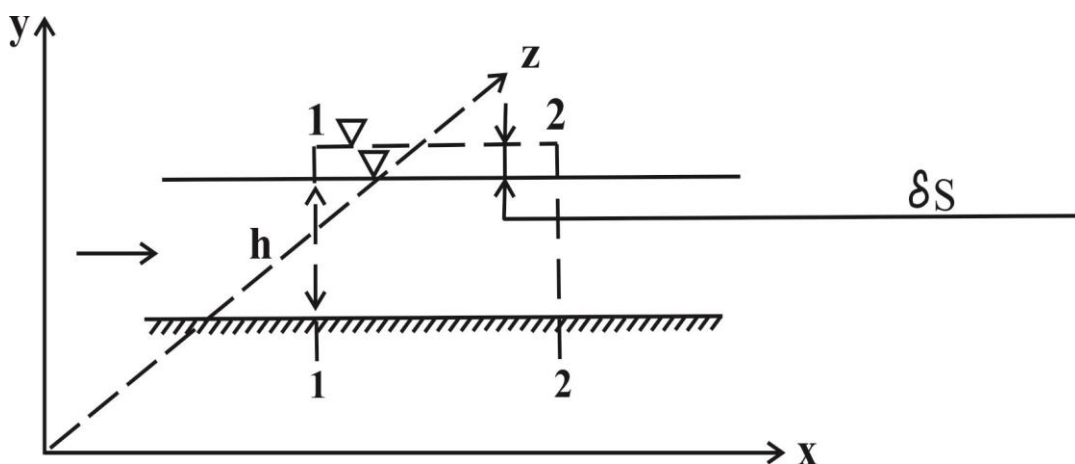


Рис. 5.3. Схема фрагмента потоку з вільною поверхнею до виводу рівняння нерозривності в умовах неусталеного руху

За безмежно малий проміжок часу dt рівень води зріс на величину δS . Оскільки глибина потоку h значно більша за цю величину, її приймаємо як осереднену в часі. Аналіз змін маси (об'єму) рідини всередині потоку між першим та другим перерізами приводить до такого рівняння:

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{1}{h} \frac{\partial S}{\partial t}, \quad (5.11)$$

де v_x та v_z – середні швидкості руху за відповідними осями. Якщо вісь x спрямувати за течією потоку, а контрольний об'єм збільшити до всієї ширини, то $\frac{dv_z}{dz} = 0$. При цьому v_x буде позначати середню швидкість потоку загалом, а h – середню глибину. Тоді рівняння (5.11) набуває вигляду

$$h \frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{\partial S}{\partial t}. \quad (5.12)$$

Якщо обидві частини даного рівняння домножити на ширину потоку B , то отримаємо:

$$\frac{\partial Q}{\partial x} = -B \frac{\partial S}{\partial t}. \quad (5.13)$$

У такому вигляді рівняння нерозривності широко використовується для вивчення неусталеного руху води у відкритих потоках. Для усталеного руху отримуємо:

$$\frac{\partial Q}{\partial x} = 0. \quad (5.14)$$

Рух газу відрізняється від руху крапельної рідини тим, що всередині досліджуваного об'єму потоку може спостерігатися зміна густини речовини. Це необхідно врахувати у балансі маси. В результаті відповідного аналізу отримують таке рівняння нерозривності:

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho * \operatorname{div}\vec{v} = 0. \quad (5.15)$$

Якщо розглянути повну похідну $\frac{d\rho}{dt}$:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + u_x \frac{\partial \rho}{\partial x} + u_y \frac{\partial \rho}{\partial y} + u_z \frac{\partial \rho}{\partial z},$$

то отримаємо:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_x}{\partial x} + \frac{\partial \rho u_y}{\partial y} + \frac{\partial \rho u_z}{\partial z} = 0, \quad (5.16)$$

або

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho * \vec{v}) = 0. \quad (5.17)$$

Якщо знехтувати локальною зміною густини газу (повітря) $\frac{\partial \rho}{\partial t}$, то отримаємо:

$$\frac{\partial \rho u_x}{\partial x} + \frac{\partial \rho u_y}{\partial y} + \frac{\partial \rho u_z}{\partial z} = \operatorname{div}(\rho * \vec{v}) = 0. \quad (5.18)$$

У такому вигляді рівняння нерозривності часто використовують для аналізу руху потоків повітря. І хоча воно стосується миттєвого руху, у випадках нехтування пульсаціями густини його застосовують і для аналізу осередненого руху.

Додаткова інформація.

- Якщо розглянути рух елементарного струменя з горизонтальною віссю, прискорення може бути пояснене лише дією сили тиску (рис. 5.4).

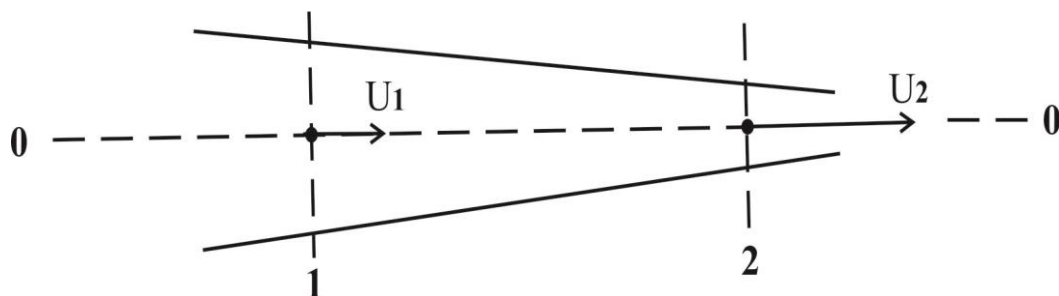


Рис. 5.4. Фрагмент елементарного струменя з горизонтальною віссю

Звідси висновок: тиск від перерізу 1 до перерізу 2 зменшується.

- Можна записати, виходячи із закону $S_1 v_1 = S_2 v_2$, що
-

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{S_2}{S_1} \quad (5.19)$$

Це обернена залежність. Її також називають правилом Бернуллі.

5.2. Рівняння Бернуллі для елементарного струменя ідеальної та реальної рідини

Для виведення цього рівняння розглядають баланс різних видів енергії та роботи, виконаної силами тяжіння та тиску відносно відрізу елементарного струменя ідеальної рідини (рис. 5.5). Рух вважаємо усталеним.

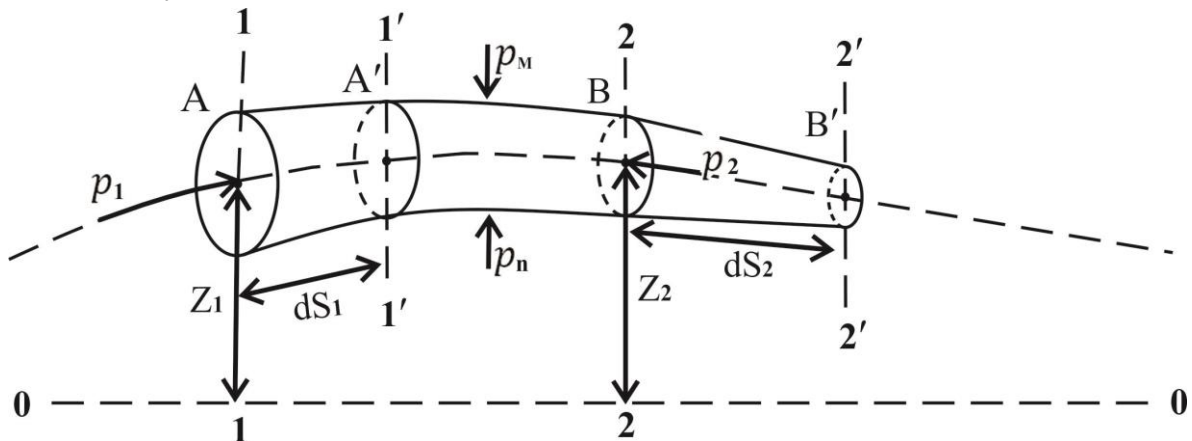


Рис. 5.5. Відрізок елементарного струменя ідеальної рідини

Нехай за час dt відрік AB змістився у положення $A'B'$ і, відповідно, трансформувався. При цьому перший переріз змістився на шлях dS_1 , а другий – на dS_2 . Очевидно, що $dS_1 = u_1 dt$ і $dS_2 = u_2 dt$, де u_1 та u_2 – поступальні швидкості у першому та другому перерізах. (Їх вважаємо незмінними, оскільки dS_1 та dS_2 – малі величини).

Зміна об'єму відріку буде становити:

$$dW = d\omega_1 u_1 dt = d\omega_2 u_2 dt = dq dt, \quad (5.20)$$

де $d\omega_1$ та $d\omega_2$ – площі перерізів; q – витрата рідини (залишається постійною згідно із законом нерозривності руху).

Далі будемо використовувати теорему про рівність змін енергії тіла сумі робіт, виконаних над ним зовнішніми силами.

Зміна кінетичної енергії становить:

$$\Delta E_k = \frac{dm u_2^2}{2} - \frac{dm u_1^2}{2}, \quad (5.21)$$

де dm – зміна маси тіла за рахунок переміщення.

$$dm = \rho dW = \rho dq * dt \quad (5.22)$$

Отже,

$$\Delta E_k = \frac{1}{2} \rho dt (d\omega_2 u_2^3 - d\omega_1 u_1^3) \quad (5.23)$$

Робота сили тяжіння – це водночас реалізація змін потенційної енергії.

$$A_G = \rho g dW (z_1 - z_2) \quad (5.24a)$$

або

$$\begin{aligned} A_G &= \rho g (dWz_1 - dWz_2) = \rho g (d\omega_1 u_1 dt * z_1 - d\omega_2 u_2 dt * z_2) = \\ &= \rho g dt (d\omega_1 u_1 z_1 - d\omega_2 u_2 z_2). \end{aligned} \quad (5.24б)$$

Робота сил гідродинамічного тиску становить:

$$A_p = p_1 * d\omega_1 * S_1 - p_2 * d\omega_2 * S_2 . \quad (5.25a)$$

Або

$$A_p = dt (u_1 * p_1 * d\omega_1 - u_2 * p_2 * d\omega_2). \quad (5.25б)$$

Робота сил зовнішнього тиску (на бічні поверхні) врівноважена, $A_{pn} = 0$.

Записуємо рівняння балансу:

$$\Delta E_k = A_G + A_p. \quad (5.26)$$

Представляємо відповідні вирази:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \rho dt (d\omega_2 u_2^3 - d\omega_1 u_1^3) &= \rho g dt (z_1 * u_1 * d\omega_1 - z_2 * u_2 * d\omega_2) + \\ dt (u_1 * p_1 * d\omega_1 - u_2 * p_2 * d\omega_2) \end{aligned} \quad (5.27)$$

Ділимо всі складові на $\rho g dW$. Враховуємо при цьому, що $\rho g dW = \rho g \omega_1 * u_1 * dt = \rho g \omega_2 * u_2 * dt$.

Отримуємо рівняння у питомих величинах, на одиницю ваги.

$$\frac{1}{2g} (u_2^2 - u_1^2) = (z_1 - z_2) + \frac{1}{\rho g} (p_1 - p_2), \quad (5.28a)$$

або

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \frac{u_2^2}{2g}, \quad (5.28б)$$

або

$$z + \frac{p}{\rho g} + \frac{u^2}{2g} = \text{const}. \quad (5.28в)$$

Це рівняння Д. Бернуллі. (У якісному вигляді описано ним у 1738 році).

Потік реальної рідини відрізняється від ідеальної роботою сил в'язкості. При цьому механічна енергія поступального руху витрачається на внутрішнє тертя і переходить у теплову (дисипація енергії). Якщо цей процес відбувається рівномірно на всьому протязі елементарного струменя, можемо записати:

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \frac{u_2^2}{2g} + h_f, \quad (5.29)$$

де h_f – питомі втрати механічної енергії на внутрішнє тертя.

5.3. Аналіз рівняння Д.Бернуллі

Спочатку розглянемо рух потоку з віссю, розташованою по його дну. Тоді замінимо відмітки z_1 та z_2 на глибини h_1 та h_2 . Якщо рух рівномірний, складові $\frac{u_1^2}{2g}$ та $\frac{u_2^2}{2g}$ збалансові. В результаті запишемо:

$$\frac{p_1}{\rho g} + h_1 = \frac{p_2}{\rho g} + h_2, \quad (5.30a)$$

або

$$(p_1 - p_2) = \rho g (h_2 - h_1), \quad (5.30б)$$

або

$$(p_1 - p_2) = \rho g h_2 - \rho g h_1. \quad (5.30в)$$

Очевидно, що $p_1 = \rho g h_1$ та $p_2 = \rho g h_2$. Тобто у цих умовах гідродинамічний тиск відповідає гідростатичному. Тиск розподілений у потоці за гідростатичним законом.

Якщо вісь потоку горизонтальна, то $z_1 = z_2$. Тоді:

$$\frac{\rho u_1^2}{2} + p_1 = \frac{\rho u_2^2}{2} + p_2. \quad (5.31)$$

Знову приходимо до висновку (як і в аналізі наслідків рівняння нерозривності) про те, що при зменшенні перерізу потоку та відповідному збільшенні швидкості течії тиск понижується. (Такий ефект використовують, зокрема, у пульверизаторах).

Розглянемо витікання рідини з отвору в посудині, вільне витікання в атмосферу (рис. 5.6).

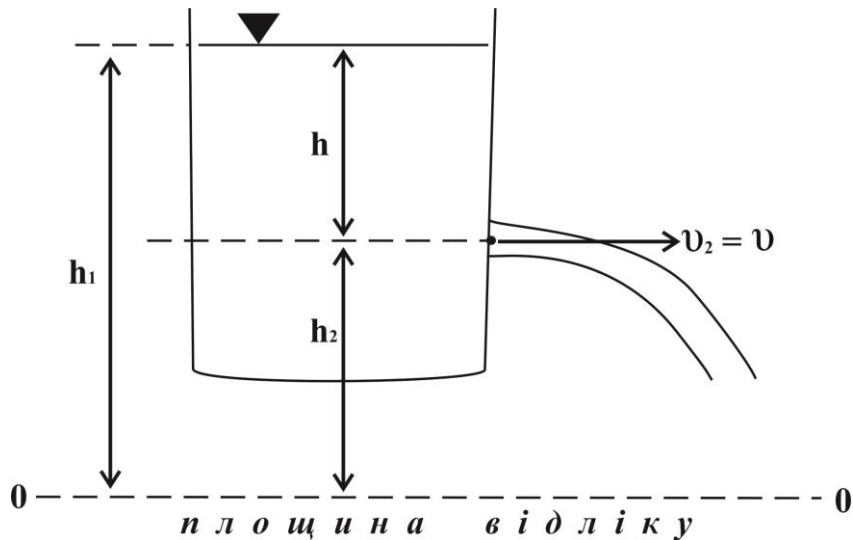


Рис. 5.6. Схема вільного витікання рідини з отвору в посудині

У цих умовах $z_1 = h_1$; $z_2 = h_2$; $v_1 = 0$ (на поверхні); $v_2 = v$.

Тиск атмосферний, врівноважений на поверхні рідини у посудині і у отворі, де вона витікає в атмосферу.

Отже, для поверхні (перший переріз) і для отвору (другий переріз) можемо записати:

$$h_1 = h_2 + \frac{v^2}{2g}. \quad (5.32)$$

Враховуючи, що $h_1 - h_2 = h$, отримуємо:

$$h = \frac{v^2}{2g}. \quad (5.33a)$$

Звідки:

$$v = \sqrt{2gh}. \quad (5.33b)$$

Цей вираз називають формулою Е. Торічеллі. Вона була виведена учнем Г. Галілея майже на 100 років раніше (та з інших міркувань, ніж рівняння Д. Бернуллі).

Геометрична інтерпретація рівняння Д. Бернуллі (рис. 5.7).

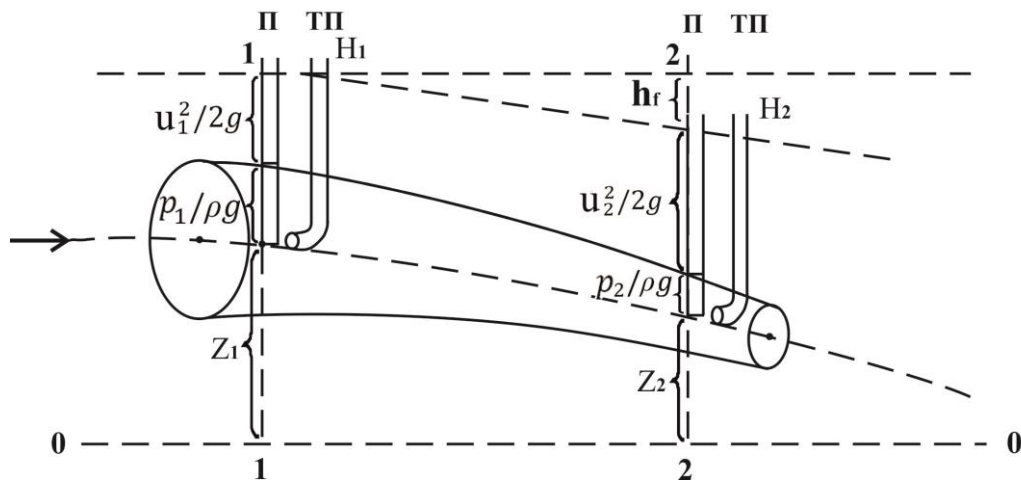


Рис. 5.7. Схема фрагмента елементарного струменя для геометричної інтерпретації рівняння Д. Бернуллі: П – п'езометр, відображає п'езометричну висоту, створену гідродинамічним тиском; ТП – трубка Піто, відображає швидкісний напір струменя

На рисунку відображено елементарний струмінь рідини, до якого умовно підключені п'езометри і трубки Піто, розташовані у першому і другому створах. З рисунка видно, що складові рівняння Бернуллі є певними напорами. (Нагадаємо, що напори відображають певні види питомої енергії рідини як у стані спокою, так і в русі).

Показник $p/\rho g$ відображає п'езометричний напір. Показник $p/\rho g + z$ відображає п'езометричну висоту над площиною відліку 0-0. Лінія, що відповідає цим показникам вздовж потоку, називається п'езометричною. У кожній «точці» вона характеризується п'езометричним похилом:

$$J_p = \frac{d(z + \frac{p}{\rho g})}{ds} \quad (5.34)$$

Показник $u^2/2g$ називають швидкісним напором. З цього виразу також отримують:

$$u = \sqrt{2gh_u}, \quad (5.35)$$

де h_u - швидкісний напір, котрий реєструє трубка Піто. Якщо врахувати опір, що виникає на вході у трубку, то:

$$u = k\sqrt{2gh_u}, \text{ або } h_u = \frac{1}{k} * \frac{u^2}{2g}. \quad (5.36)$$

Величина $z + p/\rho g + u^2/2g = H$ називається повним напором. Напори відображає напірна лінія НН. Відповідний похил називають гідрравлічним:

$$J = \frac{d(z+p/\rho g+u^2/2g)}{ds} = -\frac{dh_f}{ds}. \quad (5.37)$$

Для усталеного рівномірного руху $J = J_p$.

Розглянемо енергетичну інтерпретацію рівняння Д. Бернуллі.

У ньому $z + \frac{p}{\rho g} = E_{\Pi}$ – величина, що відображає потенційну енергію. Її називають потенційним напором.

$$E_{\Pi} = E_z + E_p \quad (5.38)$$

Це міра питомої потенційної енергії положення та тиску.

Швидкісний напір $\frac{u^2}{2g}$ відображає питому кінетичну енергію E_k .

Тоді:

$$H = E_z + E_p + E_k. \quad (5.39)$$

Вводять також нову форму запису рівняння Д. Бернуллі:

$$E_{z_1} + E_{p_1} + E_{k_1} = E_{z_2} + E_{p_1} + E_{k_2} + \Delta E_f. \quad (5.40)$$

Отже, рівняння Д. Бернуллі відображає закон збереження енергії.

5.4. Рівняння Д. Бернуллі для потоку рідини

При переході від розгляду елементарного струменя до всього потоку рідини необхідно враховувати не місцеві, а середні для цілих перерізів показники.

Для умов плавномірного руху гідродинамічний тиск розподілений у перерізах (по глибині) за гідростатичним законом. Тому для всього перерізу зберігається співвідношення (5.38):

$$E_{\Pi} = E_z + E_p.$$

І, таким чином, рівняння Д. Бернуллі для цілого потоку коректно буде застосовуватися тільки для умов рівномірного або квазірівномірного руху.

Величину питомої кінетичної енергії ми не можемо просто розповсюдити на весь переріз, оскільки в різних його точках місцеві швидкості різні. Тому нам треба врахувати вплив характеру розподілу швидкостей у живому перерізі потоку на середню кінетичну енергію січення. Для цього розглядають співвідношення кінетичної енергії, розрахованої як інтеграл із врахуванням місцевих значень швидкостей та через середню швидкість і вводять відповідний коректив:

$$\alpha = \frac{E_{\Sigma k_u}}{E_{k_u}}, \quad (5.41)$$

де α – коефіцієнт Коріоліса. $\alpha \geq 1$.

Тоді рівняння Д. Бернуллі для цілого потоку записують у такій формі:

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + h_f. \quad (5.42)$$

Виявлено, що для більшості прямолінійних турбулентних потоків $\alpha \approx 1,05 \div 1,10$.

РОЗДІЛ 6

ПОНЯТТЯ ПРО РУХ РЕАЛЬНОЇ РІДИНИ І ВТРАТИ НАПОРУ

6.1. Поняття про гідравлічний опір

Рух реальних рідин супроводжується роботою сил тертя. Це тертя відбувається всередині рідкого тіла завдяки рухомості його частинок і тому називається внутрішнім. Воно пов'язане з різними проявами в'язкості: молекулярної і турбулентної. Різні частини потоків рідини рухаються з різною швидкістю, тобто виникають поперечні градієнти швидкості і відповідні дотичні та нормальні напруги. І загалом потоки рухаються відносно певних зовнішніх меж, зокрема твердих. За рахунок процесів внутрішнього тертя, гальмування руху, механічна енергія передається на молекулярний рівень і переходить у теплову (як і при сухому терті твердих тіл). Говорять, що енергія у потоках рідини «розсіюється». Розсіювання механічної енергії рідини називають дисипацією.

Для опису процесів внутрішнього тертя рідини використовують також терміни: внутрішній опір, гідравлічний опір, втрати напору. Гідравлічний опір руху потоку рідини призводить до відповідних втрат напору. Таким чином: перший термін концентрує увагу на процесах опору, а другий – на їх результатах.

Надалі ми будемо розглядати (вивчати) втрати енергії (напору) потоками, що протікають у нерухомих руслах і зумовлені лише в'язкістю реальної рідини. Розрізняють два види такого роду втрат напору:

- 1 – втрати напору по довжині;
- 2 – місцеві втрати напору.

Перші розподіляються по всій довжині досліджуваної ділянки потоку рівномірно, при рівномірному русі, або дещо нерівномірно,

при плавноміньому русі. Їх позначаємо h_ℓ . Другі виникають в окремих місцях потоку завдяки тому, що в них потік зазнає певної, досить різкої, місцевої деформації. Кожну окрему місцеву втрату напору позначаємо h_m . У загальному випадку записують:

$$h_f = h_\ell + \sum h_m, \quad (6.1)$$

де h_f – повна втрата напору (на ділянці потоку).

В умовах усталеного рівномірного руху потоку робота зовнішніх сил, докладених до певного його відсіку (ділянки), завжди дорівнює роботі сил внутрішнього тертя. Можна сказати, що: величина втрати напору h_f - це міра тієї механічної енергії рідини, віднесеної до одиниці її ваги (питомої), котра завдяки роботі сил тертя, розподілених по довжині, а також сконцентрованих в окремих вузлах, переходить у теплову енергію (дисипує) і безповоротно втрачається потоком.

Чим більші сили тертя у рідині, тим більшою, при інших рівних умовах, стає величина h_f . Між роботою сил тертя у рідині і втратами напору існує певна залежність. У випадку усталеного рівномірного руху (а отже, при відсутності місцевих втрат напору) її називають основним рівнянням усталеного рівномірного руху реальної рідини.

У випадках нерівномірного чи неусталеного руху втрати напору обчислити досить важко. Тому досить часто користуються формулами для усталеного рівномірного руху, вводячи у них певні корективи.

6.2. Основне рівняння усталеного рівномірного руху рідини

Розглянемо рідке тіло циліндричної форми всередині потоку рідини.

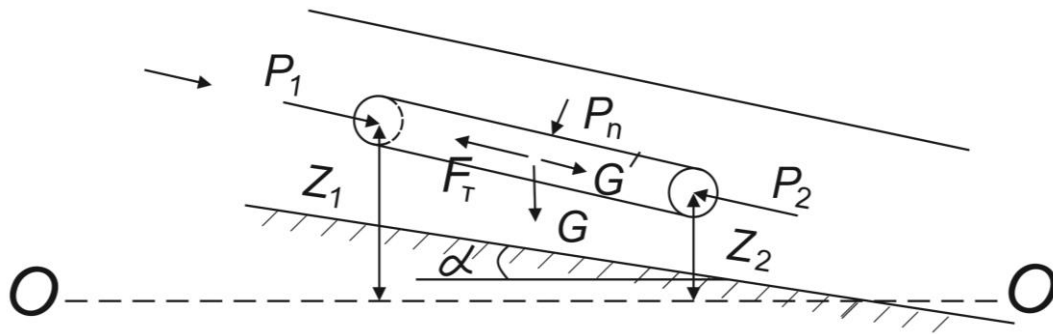


Рис. 6.1. До виводу рівняння. Або: сили, що діють на тіло циліндричної форми

Для того щоби виконувалися умови усталеного рівномірного руху, дія всіх сил на дане тіло повинна бути врівноважена.

Вздовж напрямку (осі) течії на тіло діє відповідна складова сили тяжіння Землі:

$$G' = G * \sin \alpha. \quad (6.2)$$

Сінус кута α можна представити як:

$$\sin \alpha = \frac{z_1 - z_2}{\ell}, \quad (6.3)$$

де ℓ - довжина тіла.

Тоді:
$$G' = m * g * \frac{z_1 - z_2}{\ell} \quad (6.4)$$

Сили тиску діють на торцеві та на бічну поверхню. Вони діють нормально до цих поверхонь. Сили бічного тиску взаємно збалансовані. А торцеві становлять:

$$\left. \begin{aligned} P_1 &= p_1 * \omega \\ P_2 &= p_2 * \omega \end{aligned} \right\} \quad (6.5)$$

де ω – площа торцевої грані.

Сила внутрішнього тертя породжується на бічних гранях тіла і рівномірно розповсюджується у всьому його об'ємі.

Таким чином отримуємо наступне рівняння балансу сил вздовж осі потоку:

$$G' + P_1 - P_2 - F_T = 0 \quad (6.6)$$

Розкриваємо значення сил:

$$mg * \frac{z_1 - z_2}{\ell} + p_1 \omega - p_2 \omega - F_T = 0 \quad (6.7)$$

Враховуємо, що $mg = \rho g \omega \ell = \gamma \omega \ell$.

$$\text{Тоді: } \gamma \omega \ell \frac{z_1 - z_2}{\ell} + p_1 \omega - p_2 \omega - F_T = 0 \quad (6.8)$$

Скорочуємо ℓ у першому члені рівняння і ділимо всі складові на $\gamma \omega$:

$$(z_1 - z_2) + \left(\frac{p_1}{\gamma} - \frac{p_2}{\gamma} \right) = \frac{F_T}{\gamma \omega} \quad (6.9)$$

У лівій частині рівняння (в умовах усталеного рівномірного руху) згідно рівняння Бернуллі для реальної рідини маємо h_f . Отже:

$$\frac{F_T}{\gamma \omega} = h_f = h_\ell, \quad (6.10)$$

де h_ℓ – втрати по довжині.

Представляємо F_T як $\tau_o \chi \ell$, де τ_o – напруги тертя на бічній поверхні тіла, χ – змочений периметр (у даному випадку просто периметр циліндра, тобто довжина кола), ℓ – довжина циліндра, $\chi \ell$ – площа бічної поверхні. Тоді:

$$\frac{\tau_o \chi \ell}{\gamma \omega} = h_\ell \quad (6.11)$$

Звідси отримуємо:

$$\frac{\tau_o}{\gamma} = \frac{h_\ell}{\ell} * \frac{\omega}{\chi} = J * R, \quad (6.12)$$

де J – гідравлічний похил, R – гідравлічний радіус. Рівняння (6.12), це і є основне рівняння усталеного рівномірного руху рідини.

Інший його запис такий:

$$h_f = h_\ell = \frac{\tau_o}{\gamma} * \frac{\ell}{R} \quad (6.13)$$

Така структура залежності (формули) виявилась досить загальною для гідравлічних процесів (для гідравліки).

6.3. Рівняння Нав'є – Стокса

Рівняння Ейлера стосувались руху ідеальної рідини. Для опису руху реальної рідини необхідно враховувати дію сил в'язкості. Для цього у рівняння вводять відповідні дотичні і нормальні напруги.

$$\left. \begin{aligned} x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= \frac{\partial u_x}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z} - \nu \left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} \right) \\ y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} &= \frac{\partial u_y}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_y}{\partial z} - \nu \left(\frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2} \right); \\ z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= \frac{\partial u_z}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_z}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_z}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} - \nu \left(\frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \right\} \quad (6.14)$$

Якщо врахувати вираз (4.7) і ввести у розгляд оператор Лапласа:

$$\Delta = \frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dy^2} + \frac{d^2}{dz^2}, \quad (6.15)$$

то рівняння Нав'є – Стокса можна записати у такому вигляді:

$$\left. \begin{aligned} x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= \frac{du_x}{dt} - \nu * \Delta * u_x \\ y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} &= \frac{du_y}{dt} - \nu * \Delta * u_y \\ z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= \frac{du_z}{dt} - \nu * \Delta * u_z \end{aligned} \right\} \quad (6.16)$$

Складові $\nu * \Delta * u_n$ відображають дію сил в'язкості віднесені до об'єму рідини з одиничною масою.

Ця система рівнянь вирішується, як і система Ейлера, спільно із рівнянням нерозривності. Їх аналіз дозволяє правильно зрозуміти природу руху рідини. Вони є одними з найважливіших у гідродинаміці і застосовуються у математичному моделюванні багатьох видів руху рідини та газу.

Існують також інші записи даної системи рівнянь. Для аналізу впливу деяких інших фізичних процесів (чинників), їх доповнюють відповідними рівняннями, чи вводять відповідні додаткові складові.

РОЗДІЛ 7

РЕЖИМИ РУХУ РІДИНИ

7.1. Історія досліджень режимів руху рідини та основні положення про них

Уявлення і знання про режими руху рідини формувались тривалий час і взаємопов'язані з розвитком гідродинаміки та гідравліки загалом, зокрема з поняттям про внутрішній опір, в'язкість. Турбулентні завихрення в атмосфері та воді спостерігали здавна. Першим із вчених на них звернув увагу Леонардо да Вінчі. (Але його праці пролежали в архівах до кінця XIX століття і не були відомі широкому загалу вчених того часу). Перші досліди, що виявили залежність опору від швидкості руху твердого тіла у рідкому/газовому середовищі, були проведені ще у час становлення класичної механіки у XVII столітті (Галілей, Маріотт). Зокрема, було показано, що важкі тіла падають у повітрі відносно швидше, ніж легкі. І. Ньютон вважав, що при значній в'язкості середовища і відносно невеликих швидкостях руху опір пропорційний останнім у першому степені. А для значно менш в'язкого повітря і більших швидкостей опір пропорційний останнім у другому степені. Ньютон запропонував вважати, що опір пропорційний поперечному градієнту швидкості та площі дотику шарів рідини. Таке положення пізніше назвали гіпотезою Ньютона. Для неї було запропоновано наступний формальний вираз:

$$\tau = \frac{T}{S} = \mu \left| \frac{dU}{dn} \right|, \quad (7.1)$$

де τ – дотична напруга тертя шарів рідини; T – сила тертя; S – площа дотику шарів; μ – динамічний коефіцієнт в'язкості; $\left| \frac{dU}{dn} \right|$ – модуль градієнта швидкості у напрямку нормальному до руху шарів.

У другій половині XVIII століття були закладені основи гідромеханіки, гідродинаміки та гідравліки. Основні рівняння

гідродинаміки стосувалися, перш за все, ідеальної рідини. Гідравліка будувалась на емпіричних залежностях. Вивчення в'язкості та внутрішнього опору реальних рідин виявилось досить складним завданням. Лише у 1845 році англійський вчений Дж. Г. Стокс запропонував теорію руху в'язкої рідини, математичну теорію руху в'язкої рідини.

У цей же час формувались уявлення про вихривий рух рідини (Г. Гельмгольц та ін.). У 1839 та 1854 роках німецьким вченим та інженером Г.Г.Л. Хагеном було відмічено, що існують два принципово різних режими руху рідини. Про це стверджували і французькі вчені Пуазейль та Дарсі. Із цим погоджувалися й інші вчені. Поступово сформувалася думка про два принципово (якісно) різні режими руху рідини:

1 – ламінарний (лат. *lamina* – шар): при якому рідина рухається шарами і між ними не відбувається перемішування мас рідини;

2 – турбулентний (лат. *turbulentus* – безладний): безладний, хаотичний зі складними формами перемішування мас рідини; характеризується розвитком складної системи вихорів.

Під час вивчення швидкостей течії річок було виявлено, що існують пульсації швидкості. Але це явище не могли правильно пояснити. Лише Ж.В. Буссінеск у 80-х роках XIX століття вказав на принципову важливість цього явища для аналізу руху рідини. У 1877 році він запропонував поділяти загальне поле швидкостей поступальних потоків на поле осереднених швидкостей і пульсаційні добавки.

Зародження теорії турбулентності і режимів руху рідини пов'язують з ім'ям англійського фізика та інженера О. Рейнольдса. У 1881 – 1883 роках він провів серію експериментів на спеціально сконструйованій дослідній установці (див. рис. 7.1 та 7.2).

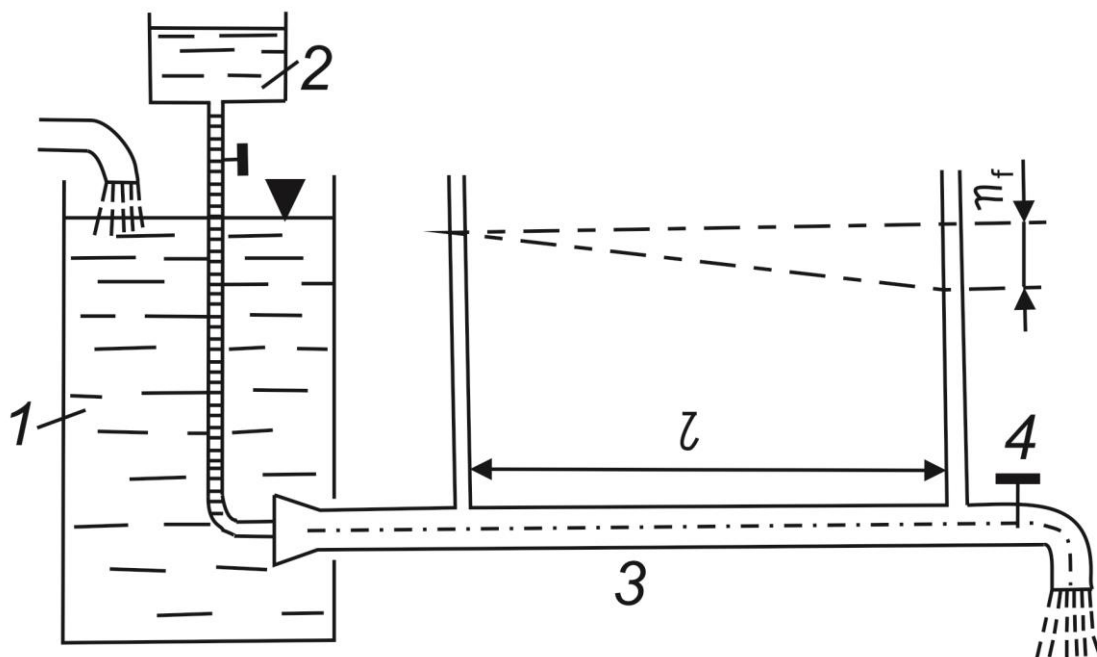


Рис. 7.1. Дослідна установка Рейнольдса:

1 – основний бак для подачі води;

2 – додатковий бак з темною рідиною-індикатором, з густиною близько 1;

3- основна скляна трубка з краном **4**;

* З баку **2** виходить вигнута додаткова трубка з краном для подачі рідини-індикатора.

l – довжина досліджуваної ділянки (між п'єзометрами);

h_f – втрати напору на внутрішнє тертя



Рис. 7.2. Розвиток турбулентності у воді: а – ламінарний режим;

б – турбулентний режим

В ході експерименту О. Рейнольдс виявив основні чинники зміни режиму руху рідини. Це в'язкість, швидкість і лінійні поперечні розміри потоку (гідрравлічний радіус). На основі обробки даних власних дослідів, а також деяких даних дослідів інших вчених (Пуазейль, Дарсі та ін.), а також теоретичного дослідження

Рейнольдс запропонував формулу для визначення критичної швидкості, при якій відбувається зміна режиму руху рідини:

$$v_k = \frac{v * k}{R}, \quad (7.2)$$

де v – кінематичний коефіцієнт в'язкості; R – гідравлічний радіус; k – деяке число (коефіцієнт пропорційності, критерій).

Досліди також показали, що критичні швидкості (v_k) відрізняються в умовах збільшення або зменшення швидкостей течії (при інших однакових умовах). Зокрема, при зменшенні перехід до ламінарного режиму спостерігається при менших значеннях. У зв'язку із цим було запропоновано розрізняти критичну швидкість верхньої межі $v_{к.в.}$ та нижньої межі $v_{к.н.}$.

Рейнольдсом також було показано, що різним режимам руху відповідають різні залежності втрат енергії від середньої швидкості.

Для ламінарного руху характерна залежність

$$h_f = K_l * v. \quad (7.3)$$

А для турбулентного:

$$h_f = K_t * v^n, \quad (7.4)$$

де $n \rightarrow 2$. (K_t виявився не постійною величиною).

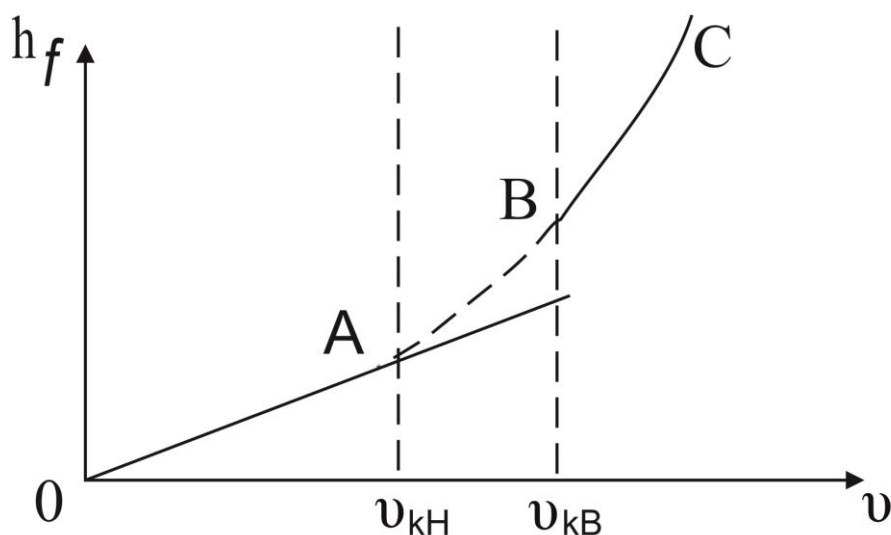


Рис. 7.3. Графік залежності втрат напору від швидкості потоку рідини

Область АВ на графіку (рис. 7.3) називається перехідною. У ній можуть спостерігатися обидва режими руху рідини (не одночасно). Для неї записують:

$$h_f = K_L * v + K_T * v^n. \quad (7.5)$$



Рис. 7.4. Епюри розподілу швидкостей течії по глибині : 1 – ламінарний рух; 2 – турбулентний рух

У відкритому ламінарному потоці епюра швидкостей на вертикалі може бути описана формулою параболи з горизонтальною віссю, розташованою на поверхні потоку. Для турбулентних потоків розподіл швидкостей точно не встановлений (логарифмічна крива, частина еліпсу, парабола або ін.). Але однозначно встановлено, що його специфікою є те, що на дні швидкість не дорівнює нулю, і форма більш плавна вирівняна, ніж при ламінарному русі (рис. 7.4).

Для кількісного аналізу досліджуваного явища О. Рейнольдс застосував метод розмірностей. Зробивши припущення, що v_k залежить від трьох величин – густини рідини (ρ), динамічного коефіцієнта в'язкості (μ) та лінійного розміру поперечного перерізу (D), можна записати:

$$v_k = k * \rho^x * \mu^y * D^z, \quad (7.6)$$

де a – невідомий безрозмірний коефіцієнт. У вигляді розмірностей записують:

$$\frac{L}{t} = \left(\frac{M}{L^3}\right)^x * \left(\frac{M}{L*t}\right)^y * (L)^z. \quad (7.7)$$

Якщо згрупувати показники степеня біля однорідних величин, отримаємо:

$$L * t^{-1} = M^{x+y} * L^{-3x-y+z} * t^{-y}. \quad (7.8)$$

Прирівнюємо показники степенів у лівій та правій частинах виразу:

$$\left. \begin{aligned} x + y &= 0 \\ -3 - y + z &= 1 \\ -y &= -1 \end{aligned} \right\} \quad (7.9)$$

Отримуємо: $y = 1$. Тоді $x = -1$. І тоді $z = -1$.

Підставляємо ці значення у (7.6):

$$v_k = k * \rho^{-1} * \mu^1 * D^{-1} = \frac{\mu * k}{\rho * D} = \frac{v * k}{D}. \quad (7.10)$$

Це відповідає запису (7.2). Надалі коефіцієнт «к» почали трактувати як критерій режимів руху рідини. У 1908 році К. Зоммерфельд запропонував називати його числом Рейнольдса.

$$Re = \frac{v * R}{\nu}, \quad (7.11)$$

де R – гідравлічний радіус.

Число (критерій) Рейнольдса розглядають як міру відношення кінетичної енергії даного елемента рідини (у стані руху) до роботи сил в'язкості. Чим менше це число, тим більшу відносну роль відіграють сили в'язкості.

Як і для критичної швидкості, розрізняють два критичних значення чисел Re : Re_k – нижнє критичне число; Re'_k – верхнє.

За дослідженнями самого Рейнольдса, $Re_k \approx 2000$. Надалі було показано, що для круглих труб $Re_k \approx 2400$. Стосовно Re'_k існують різні дані. Це число має більш складну природу. Для практичних розрахунків руху рідини у трубах часто приймають $Re'_k \approx 13000$. Водночас, оскільки у перехідній області неможливо повністю «гарантувати» ламінарний режим, її практично прийнято відносити до турбулентного режиму.

Слід також пам'ятати, що характерний лінійний розмір поперечного перерізу потоку в жорстких обмеженнях пов'язаний із дією останніх. Тому це не просто діаметр або інша величина, а гідравлічний радіус ($R = \omega / \chi$, де ω – площа поперечного перерізу; χ – змочений периметр-частина периметра, де потік дотикається до жорстких обмежень).

Для круглої труби $R = D/4$. А для плоского потоку $R \approx h_{\text{сер}}$ (середня глибина). Відповідно і дані про Re_k необхідно правильно трактувати. Для відкритих потоків:

$$Re_{kR} = Re_{kD}/4 \quad (7.12)$$

Отже, $Re_{kR} \approx 2400/4 = 600$.

За А.П. Зегжда, для каналів орієнтовно вважають:

$$Re_{kR} \approx 900 \div 1000.$$

Після опублікування праць О. Рейнольдса теорія турбулентності почала інтенсивно розвиватися. У теперішній час це одна з фундаментальних галузей фізики загалом.

7.2. Моделі й закономірності турбулентного руху рідини

У турбулентному потоці спостерігається явище пульсації місцевих швидкостей течії. Пульсації відбуваються і за величиною, і за напрямком. Зазвичай розглядають пульсації за трьома ортогональними напрямками (у Декатовій системі координат).

На рис. 7.5 зображено схематизований графік пульсації місцевої (актуальної) швидкості потоку за напрямком ОХ. Такий графік можна отримати за допомогою приладу, який досить детально вимірює місцеву швидкість.

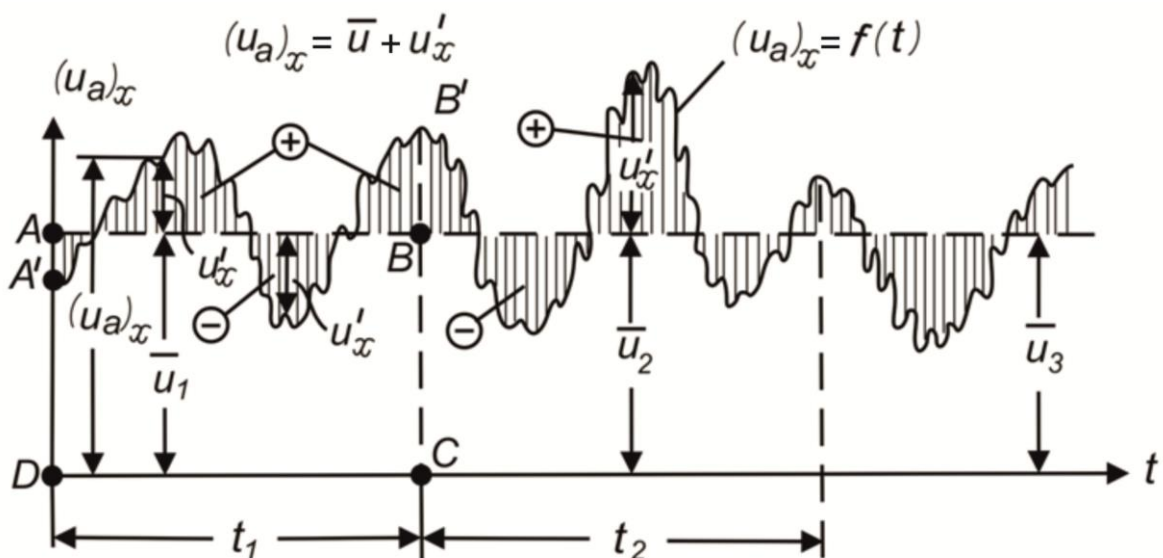


Рис. 7.5. Графік пульсацій швидкостей течії

Пульсації місцевої швидкості виникають завдяки перетину даної точки різноманітними турбулентними завихреннями. Водночас пульсує і гідродинамічний тиск. Якщо ми описуємо потік повністю осередненими характеристиками (швидкостей і тиску), то втрачаємо з розгляду турбулентний характер течії. Тобто це фіктивний потік з фіктивними характеристиками. З іншого боку, характер турбулентності настільки складний, що дуже детальний її опис також неможливий. Тому з часом виникла ціла система моделей, що описують турбулентний рух рідини. Зокрема, історично першими були пропозиції Рейнольдса та Буссінеска, які згодом назвали моделлю Рейнольдса – Буссінеска (Рейнольдс опублікував свій підхід у 1895 році, а Буссінеск у 1897 році). Розглядається уявний (фіктивний) потік рідини, частинки котрої рухаються зі швидкостями, рівними осередненим місцевим поздовжнім швидкостям, а гідродинамічний тиск також рівний осередненому місцевому. Цей потік називають осередненим. При переході до нього ми виключаємо з розгляду так зване «турбулентне перемішування», тобто нехтуємо поперечними пульсаціями. Для того, щоби компенсувати (врахувати) їх вплив, у модель запропоновано вводити турбулентні дотичні напруги τ_T . Їх визначають певним кількісним підбором, на напівемпіричній основі. Надалі розвиток даного підходу привів до формування так званої напівемпіричної теорії турбулентності.

Для аналізу осередненого потоку застосовують статистичні розрахунки і такі залежності:

$$U = \bar{U} + U', \quad (7.13)$$

де \bar{U} – осереднена місцева швидкість; U' – пульсація швидкості; U – реальна швидкість.

$$\left. \begin{aligned} U_x &= \bar{U}_x + U'_x, \\ U_y &= \bar{U}_y + U'_y, \\ U_z &= \bar{U}_z + U'_z \end{aligned} \right\} \quad (7.14)$$

Осереднення відбувається за час від t до $t+T$:

$$\bar{U} = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} U dt \quad (7.15)$$

Виконуються такі співвідношення:

$$\left. \begin{aligned}
 \bar{U} &= \sqrt{\bar{U}_x^2 + \bar{U}_y^2 + \bar{U}_z^2} \\
 U &= \sqrt{U_x^2 + U_y^2 + U_z^2} \\
 U' &= \sqrt{(U')_x^2 + (U')_y^2 + (U')_z^2}
 \end{aligned} \right\} (7.16)$$

Механізм турбулентного руху характеризують величинами $\overline{(U'_x)^2}$; $\overline{(U'_y)^2}$; $\overline{(U'_z)^2}$; $\overline{U'_x U'_y}$; $\overline{U'_x U'_z}$; $\overline{U'_y U'_z}$. Тут $\overline{(U'_x)^2} = \overline{U'_x U'_x}$.

Рівняння Рейнольдса являють собою застосування рівнянь Нав'є – Стокса до осередненого турбулентного потоку (модель Рейнольдса – Буссінеска):

$$\begin{aligned}
 \bar{U}_x \frac{\partial \bar{U}_x}{\partial x} + \bar{U}_y \frac{\partial \bar{U}_x}{\partial y} + \bar{U}_z \frac{\partial \bar{U}_x}{\partial z} &= X - \frac{1}{\rho} \frac{d\bar{p}}{dx} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\nu \frac{\partial \bar{U}_x}{\partial x} - \overline{(U'_x)^2} \right] + \\
 &+ \frac{\partial}{\partial y} \left[\nu \frac{\partial \bar{U}_x}{\partial y} - \overline{U'_x U'_y} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\nu \frac{\partial \bar{U}_x}{\partial z} - \overline{U'_x U'_z} \right]; \\
 \bar{U}_x \frac{\partial \bar{U}_y}{\partial x} + \bar{U}_y \frac{\partial \bar{U}_y}{\partial y} + \bar{U}_z \frac{\partial \bar{U}_y}{\partial z} &= y - \frac{1}{\rho} \frac{d\bar{p}}{dy} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\nu \frac{\partial \bar{U}_y}{\partial x} - \overline{U'_x U'_y} \right] + \\
 &+ \frac{\partial}{\partial y} \left[\nu \frac{\partial \bar{U}_y}{\partial y} - \overline{(U'_y)^2} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\nu \frac{\partial \bar{U}_y}{\partial z} - \overline{U'_y U'_z} \right]; \quad (7.17) \\
 \bar{U}_x \frac{\partial \bar{U}_z}{\partial x} + \bar{U}_y \frac{\partial \bar{U}_z}{\partial y} + \bar{U}_z \frac{\partial \bar{U}_z}{\partial z} &= Z - \frac{1}{\rho} \frac{d\bar{p}}{dz} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\nu \frac{\partial \bar{U}_z}{\partial x} - \overline{U'_x U'_z} \right] + \\
 &+ \frac{\partial}{\partial y} \left[\nu \frac{\partial \bar{U}_z}{\partial y} - \overline{U'_y U'_z} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\nu \frac{\partial \bar{U}_z}{\partial z} - \overline{(U'_z)^2} \right]
 \end{aligned}$$

Нагадаємо: знаки осереднення означають, що рівняння описують осереднений потік. Квадрати швидкості відображають енергію турбулентності, яка витрачається на турбулентну в'язкість.

Як бачимо, для опису законів руху турбулентного потоку рідини необхідно застосовувати апарат теорії імовірності, математичної статистики, статистичної фізики. Зокрема, це стосується так званої структурної теорії турбулентності (та її різновидів). Важливими математичними інструментами опису є кореляційні, спектральні функції, розподіли імовірностей та інші. Іншим шляхом розгляду,

опису турбулентності є дифузійна теорія. Вона базується на аналізі законів турбулентного перемішування.

Систему рівнянь Рейнольдса доповнюють рівнянням нерозривності, записаним у відповідній формі:

$$\frac{\partial \bar{U}_x}{\partial x} + \frac{\partial \bar{U}_y}{\partial y} + \frac{\partial \bar{U}_z}{\partial z} = 0 \quad (7.18)$$

Інтеграл рівнянь Рейнольдса для випадку рівномірного усталеного за умови розташування максимальної швидкості на поверхні потоку поздовжньо-однорідного (лінійного) поступального руху називають рівнянням Лорентца:

$$v \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} + U'v' = g * i * (h - y), \quad (7.19)$$

де $\frac{\partial \bar{U}}{\partial y}$ – градієнт осередненої швидкості течії по глибині; i – поздовжній похил потоку; U' – поздовжня складова пульсаційної швидкості; v' – поперечна складова пульсаційної швидкості; y – координата точки (відстань від поверхні). Перший член лівої частини рівняння відображає молекулярну в'язкість і ним можна знехтувати порівняно з турбулентною в'язкістю ($U'v'$). Тоді:

$$U'v' = g * i * (h - y) \quad (7.20a)$$

Якщо представити $U' * v' = k * U^2$, то отримаємо:

$$U^2 = \frac{g*i}{k} (h - y) = C^2 i (h - y), \quad (7.20b)$$

Що подібно до формули Шезі (див. тему 8).

Для опису всього осередненого потоку використовують залежність, аналогічну за структурою до гіпотези Ньютона:

$$\tau_T = A \frac{du}{dn}, \quad (7.21)$$

де τ_T – осереднена дотична турбулентна напруга; A – коефіцієнт турбулентного обміну (динамічний коефіцієнт турбулентної в'язкості, г/см*с).

Дослідження показують, що разом з рідиною (основним потоком) переміщуються різні субстанції: тепло, кількість руху, домішки. Такі явища, пов'язані з турбулентним перемішуванням, назвали турбулентною дифузією. Вона підкорюється певним закономірностям. Для розрахунку потоку субстанції

використовують коефіцієнт турбулентного обміну A . Загальна форма рівняння турбулентної дифузії така:

$$F(q) = -A \frac{dq}{dy}, \quad (7.22)$$

де $F(q)$ – потік субстанції за одиницю часу через одиницю площі; $\frac{dq}{dy}$ – вертикальний градієнт поля субстанції; A – коефіцієнт турбулентного обміну.

Застосовують також кінематичний коефіцієнт турбулентної в'язкості (обміну) або коефіцієнт турбулентності:

$$K_v = A/\rho, \quad (7.23)$$

тут індекс «v» – це віртуальний ($\text{см}^2/\text{с}$).

Знак мінус у (7.22) означає, що потік субстанції додатний у напрямку її зменшення. Тобто градієнт поля субстанції від'ємний.

Наведемо приклади застосування загального закону турбулентної дифузії.

Для потоку маси (води, домішок, $\text{г}/\text{см} * \text{с}^2$):

$$M = -A_q \frac{dq}{dy}, \quad (7.24)$$

де q – відносна об'ємна концентрація домішок ($\text{м}^3/\text{м}^3$).

Для потоку кількості руху ($\text{г}/\text{см} * \text{с}^2$):

$$\tau_{\text{турб.}} = -A_v \frac{dv}{dy}. \quad (7.25)$$

Для потоку тепла ($\text{кал}/\text{см}^2 * \text{с}$):

$$S = -A_\omega \frac{d\omega}{dy}. \quad (7.26)$$

Оскільки кількість тепла пов'язана з питомою теплоємністю речовини (C_p) (субстанції) та температурою (7.26), можна записати:

$$S = -A \frac{d(C_p * t^\circ)}{dy} = -C_p * A \frac{dt^\circ}{dy}, \quad (7.27)$$

тобто виразити через градієнт температури.

При використанні кінематичного коефіцієнта турбулентної в'язкості у формулах (7.24)-(7.27) виникає додатковий множник-густина (ρ).

7.3. Турбулентність у газово-рідинній оболонці Землі

Завдяки величезним лінійним розмірам атмосфери і океану турбулентність розвивається в них надзвичайно легко. Ламінарний режим руху може спостерігатися лише у так званих в'язких підшарах біля твердих поверхонь. Ці шари дуже тонкі, малопотужні. Так само і у річках або струмках, рух води завжди турбулентний.

Дослідження турбулентності атмосфери та океану розпочалися одразу після виходу праць Рейнольдса, Буссінеска та інших вчених. Однак характер турбулентності виявився досить складним. Турбулентність проявляється у надзвичайно широкому спектрі масштабів: від синоптичних вихорів діаметром у сотні та тисячі кілометрів до мікропроцесів на субмолекулярному рівні. Крім того, вона по-різному проявляється у різних шарах і частинах океану та атмосфери, біля контактних поверхонь і у вільному середовищі, у фронтальних зонах тощо. Все це викликало потужний розвиток досліджень турбулентності атмосфери та океану.

Крупномасштабні, синоптичні і подібні за розмірами вихорі у своєму розвитку тісно пов'язані з загальними процесами динаміки атмосфери та океану. Зокрема, це довгі хвилі і нестійкість. Процеси значно меншого масштабу відносять до відносно тонких шарів біля контактних поверхонь (зокрема, до приземного шару атмосфери) та до інших особливих умов. У зв'язку із цим досить часто поняття «турбулентність» розглядають саме у другому смислі. А великі утворення розглядають під терміном «вихорі».

Наведемо приклад із праці академіка О. М. Обухова «Погода і турбулентність» (тут розглядається питання про співвідношення відносно детермінованих динамічних процесів синоптичного масштабу, аналіз яких використовують для прогнозу погоди, та турбулентності). «Базуючись на спектральному зображенні турбулентності та деяких ідеях Річардсона, висунутих ним ще у 1921 році, можна очікувати, що «погода», яку розуміємо у певному сенсі, зі збільшенням терміну прогнозу буде поступово трансформуватись у «турбулентність». Поняття «макротурбулентність», імовірно, вперше

ввів Дефант, віднісши до неї циклони та антициклони з масштабами приблизно 1000 – 2000 км. Разом з тим це поняття до певної міри бентежить метеорологів, звиклих використовувати карти погоди для детального аналізу рухів такого масштабу. Однак наступний розвиток нашої науки показав, що поняття «макروتурбулентність» виявилось досить корисним для теоретичної кліматології та довготермінового прогнозу погоди».

В океані також відомий важливий клас рухів: формування великих вихрових збурень у полі течій. Вони мають горизонтальні масштаби близько сотень кілометрів, а часові – від декількох тижнів до декількох місяців. Ці вихорі багато у чому подібні до циклонів та антициклонів, що рухаються в атмосфері і за своїми властивостями відповідають синоптичній мінливості океану. Тому їх називають океанськими синоптичними або мезомасштабними вихорами. Їх енергія зіставна з енергією крупномасштабних течій в океані, а у деяких випадках на 1-2 порядки більша за енергію середніх течій. Мезомасштабні вихорі океану характеризуються великою різноманітністю та розподілом у просторі. Загалом їх поділяють на два основних види: 1) вихорі відкритого океану, що, ймовірно, виникають за рахунок нестійкості крупномасштабних течій; 2) фронтальні вихорі, які утворюються у системах струминних (фронтальних) течій типу Гольфстрім або Куросіо з меандр цих течій у вигляді «кілець» («рингів»), що періодично відриваються від них.

7.4. Турбулентність і гідродинамічні структури

Першопочаткові уявлення про турбулентність як суцільний хаос досить швидко почали доповнюватися розумінням того, що турбулентні рухи значною мірою структуровані. Сучасні підходи до аналізу структури турбулентності пов'язані з використанням потужних фізико-математичних методів, моделей, відповідного математичного апарату. Однак і методи візуалізації так званих кінематичних структур також широко використовуються (що мало початок ще у досліджах О. Рейнольдса).

Найперше звернули увагу на те, що турбулентні завихрення (вони теж є певними структурами) розрізняються за своїми масштабами. Виникло поняття про спектр масштабів турбулентності. Причому крупномасштабна і дрібномасштабна турбулентність характеризуються значними особливостями. Тому для їх опису використовують різні підходи.

Виявлено також, що турбулентний потік біля твердих обмежень структурується на основну, транзитну область і пристінну, приземну. Процеси в них також різняться. Біля твердої поверхні існує дуже тонкий так званий «в'язкий» нестійкий підшар, де течія умовно належить до ламінарного режиму. Поступово накопичувалося чимраз більше відомостей, знань про гідродинамічні структури, пов'язані з турбулентними течіями. У розумінні законів турбулентності спочатку розвивалась теорія передачі енергії турбулентних вихрових утворень від макромасштабу вниз, за спектром, аж до рівня теплової дисипації. Однак пізніше почали виявляти факти того, що ця закономірність не завжди виконується. Зокрема, було введено поняття про «від'ємну в'язкість», тобто передачу енергії від турбулентних утворень осередненому, загальному потоку. Значний вплив на розуміння процесів турбулентності здійснили дослідження нерівноважних процесів, відкритих дисипативних систем, виникнення порядку з хаосу та інші. Тепер турбулентність значною мірою описують як певну організованість руху. Існує багато різновидів цієї організованості, виникнення яких пов'язане з конкретними умовами. Зокрема, це стосується і річок. Особливості річкової турбулентності і пов'язаних з нею структур вивчаються також у курсах «Загальна гідрологія», «Основи динаміки гідросфери і атмосфери», «Руслознавство з основами динаміки руслових потоків» та інших.

7.5. Втрати напору по довжині і розподіл швидкостей течії у потоці в умовах ламінарного усталеного рівномірного руху рідини

Для циліндричного рідкого тіла всередині ламінарного потоку запишемо основне рівняння рівномірного руху:

$$\frac{\tau_{o\lambda}}{\gamma} = J_p * R, \quad (7.28)$$

де $\tau_{o\lambda}$ – дотичні напруги характерні для ламінарного потоку; J_p – п'єзометричний похил (оскільки швидкісним напором при ламірному русі нехтуємо). Згідно з гіпотезою та законом Ньютона, можемо записати:

$$\tau_{o\lambda} = \mu * \left| \frac{dU}{dr} \right| = -\mu * \frac{dU}{dr}, \quad (7.29a)$$

де r – радіус циліндра. Знак « $-$ » виникає у зв'язку із тим, що сила тертя діє проти руху рідини.

Запишемо також: $F_T = \tau_{o\lambda} * S_{\text{бічн.}} = \tau_{o\lambda} \ell. \quad (7.29б)$

Враховуємо, що $R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{\pi r^2}{2\pi r} = r/2$. Нехтуємо індексами біля τ .

І підставляємо (7.29a) у (7.28).

$$-\mu * \frac{dU}{dr} / \gamma = J_p * r/2 \quad (7.30a)$$

Або $dU = -\frac{\rho g J_p}{2\mu} * r * dr \quad (7.30б)$

Після інтегрування виразу (7.30б) отримуємо:

$$U = -\frac{\rho g J_p}{4\mu} r^2 + c, \quad (7.31)$$

де c – константа інтегрування. Її можна обчислити для умов $r = r_o$ (загальний радіус «труби», в якій відбувається ламінарний рух).

На твердих стінах $U \rightarrow 0$. Тоді:

$$c = \frac{\rho g J_p}{4\mu} * r_o^2 \quad (7.32)$$

Підставляємо (7.32) у (7.31):

$$U = -\frac{\rho g J_p}{4\mu} * r^2 + \frac{\rho g J_p}{4\mu} * r_o^2 \quad (7.33a)$$

Або: $U = \frac{\rho g J_p}{4\mu} (r_o^2 - r^2) \quad (7.33б)$

Це формула параболи.

При $r \rightarrow 0$ (стрижень, вісь) $U \rightarrow U_{max}$. Тоді:

$$U_{max} = \frac{\rho g J_p}{4\mu} r_o^2 \quad (7.34)$$

Якщо перейти від μ до ν та від r_o до d_o (або просто до d), отримаємо:

$$U_{max} = \frac{g J_p d^2}{16\nu} = \frac{\gamma}{16\mu} * J_p * d^2. \quad (7.35)$$

Дані залежності (параболи) описують розподіл швидкостей у ламінарному потоці у трубах, капілярах, судинах тощо (рис. 7.6).

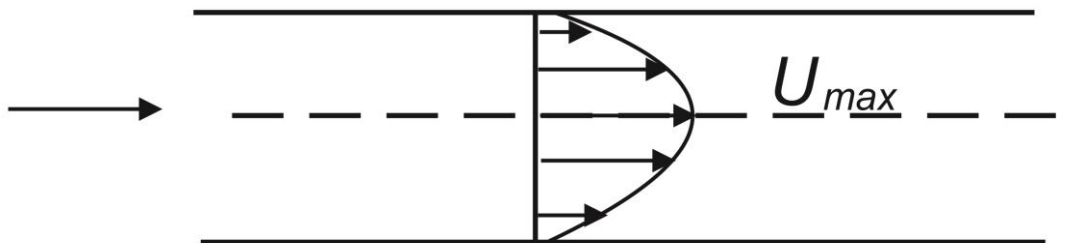


Рис. 7.6. Епюра розподілу швидкостей у капілярі з ламінарним рухом

Для вільних відкритих безнапірних ламінарних потоків використовують (застосовують) таку формулу:

$$U = \frac{gJ}{2\nu} (h^2 - z^2), \quad (7.36)$$

де h – глибина потоку; z – відстань від поверхні, J – поздовжній (геометричний, гідравлічний) похил вільної поверхні та дна.

У таких потоках максимальна швидкість спостерігається біля поверхні. Тому епюра розподілу швидкостей по глибині чи графік розподілу швидкостей відображає лише одну гілку параболи (рис. 7.7):

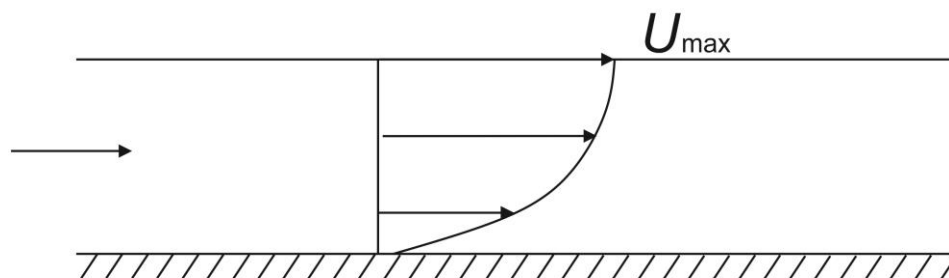


Рис. 7.7. Епюра розподілу швидкостей у відкритому потоці в умовах ламінарного руху

У 1840 році французький вчений Пуазейль запропонував залежність (формулу) для витрати ламінарного потоку рідини трубках круглого січення.

Спочатку запишемо для елементарного струменя:

$$dQ = U * d\omega = U * 2\pi r * dr \quad (7.37)$$

Підставляємо (7.37) у (7.33б):

$$dQ = \frac{\gamma}{4\mu} * J_p * (r_o^2 - r^2) * 2\pi r * dr \quad (7.38)$$

Інтегруємо вираз (7.38) по всій площі перерізу трубки:

$$Q = \frac{\pi}{2} * \frac{\gamma}{\mu} * J_p \int_{r=0}^{r=r_o} (r_o^2 - r^2)r * dr = \frac{\pi}{8} * \frac{\gamma}{\mu} * J_p * r_o^4 = \frac{\pi}{128} * \frac{\gamma}{\mu} * J_p * d^4, \quad (7.39)$$

Або можемо записати:

$$Q = M * J_p * d^4, \quad (7.40)$$

$$\text{де } M = \frac{\pi}{128} * \frac{\gamma}{\mu}.$$

Також можемо обчислити середню швидкість:

$$v = \frac{Q}{\omega} = \left(\frac{\pi}{8} * \frac{\gamma}{\mu} * J_p * r_o^4\right) / \pi * r_o^2 = \frac{\gamma}{8\mu} * J_p * r_o^2 = \frac{\gamma}{32\mu} * J_p * d^2 \quad (7.41)$$

Порівнюючи (7.41) з (7.35) бачимо, що $v = \frac{1}{2} v_{max}$.

$$\text{Підставляємо } J_p = \frac{h_f}{\ell}: \quad v = \frac{1}{32} * \frac{\gamma}{\mu} * \frac{h_f}{\ell} * d^2 \quad (7.42)$$

$$\text{Тоді: } h_f = 32 \frac{\mu}{\gamma} * \frac{\ell}{d^2} * v = 32 \frac{v}{g} * \frac{\ell}{d^2} * v \quad (7.43)$$

Це формула Пуазейля. З неї можна зробити деякі висновки. У випадку:

- 1) залежать від властивостей рідини, що враховується значеннями ν та μ ;
- 2) прямо пропорційні v у першому степені;
- 3) прямо пропорційні довжині ділянки ℓ ;
- 4) обернено пропорційні квадрату діаметра трубки d ;
- 5) h_f не залежить від шорсткості стінок.

Втрати також можна представити наступним чином:

$$h_f = 32 * \frac{\nu}{v*d} * \frac{\ell*v^2}{g*d} = \frac{64}{Re} * \frac{\ell}{d} * \frac{v^2}{2g} \quad (7.44)$$

Тоді перепишемо:

$$h_f = \lambda_{\text{лам.д}} \frac{\ell}{d} * \frac{v^2}{2g}, \quad (7.45)$$

де $\lambda_{\text{лам.д}}$ – коефіцієнт гідравлічного опору ламінарного потоку рідини у трубці. Разом із відношенням ℓ/d він характеризує витрати швидкісного напору (кінетичної енергії) на опір (внутрішнє тертя). Структура цієї формули подібна до структури (6.13) і теж носить загальний характер:

Записують:

$$J_p = \lambda_{\text{лам.д}} \frac{1}{d} * \frac{v^2}{2g} \quad (7.46)$$

В умовах квадратного перерізу трубки $\lambda_{\text{лам}} \approx \frac{57}{\text{Re}}$, а для рівностороннього трикутника $\lambda_{\text{лам}} \approx \frac{53}{\text{Re}}$.

Приклади ламінарного руху

Основним прикладом ламінарного руху в природі є фільтрація підземних вод у пористому середовищі. Уявимо собі трубку заповнену піском (рис. 7.8).

Площа її перерізу становить:

$$\omega_{\text{геом.}} = \frac{\pi D^2}{4} = \omega_{\text{пор.}} + \omega_{\text{част.}}, \quad (7.47)$$

де $\omega_{\text{пор.}}$ – сумарна площа перетину пор; $\omega_{\text{част.}}$ – сумарна площа перерізу частинок. Якщо розглядати дійсну середню поступальну швидкість руху води, то вона може бути розрахована через відповідну витрату (Q):

$$u' = \frac{Q}{\omega_{\text{пор.}}} \quad (7.48)$$

Поряд з цим говорять про швидкість фільтрації:

$$u = \frac{Q}{\omega_{\text{пор.}} + \omega_{\text{част.}}} \quad (7.49)$$

Як бачимо, u – фіктивна (уявна) швидкість, яка буде завжди менша за дійсну. Можна показати, що

$$u = n \cdot u' \quad (7.50)$$

де n – пористість ґрунту в безрозмірних одиницях.

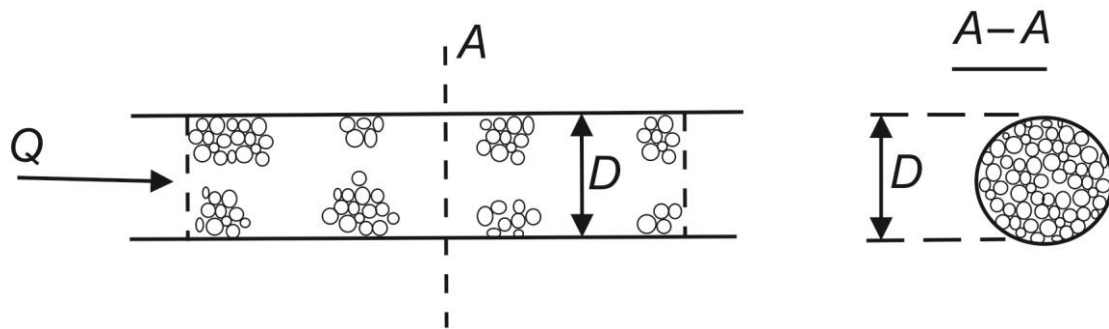


Рис. 7.8. Ламінарний рух води у пористому середовищі

У середині ХІХ століття були проведені дослідження з фільтрацією в пісках та глинах. Була встановлена формула, яку називають формулою Дарсі:

$$u = K \cdot I_p, \quad (7.51)$$

де I_p – гідрометричний похил у даній точці; K – коефіцієнт фільтрації. Він має розмірність швидкості і дорівнює швидкості фільтрації при $I_p = 1$. При визначеній (сталій) температурі в'язкість води $\nu = \text{const}$, а K – залежить тільки від характеристик ґрунту. Якщо порівнювати формулу Дарсі з формулами ламінарного руху води в трубах, то бачимо, що в ній немає величини d^2 . Це пов'язано з тим, що для цього ґрунту $d \rightarrow \text{const}$ і враховується коефіцієнт фільтрації автоматично.

Оскільки $Q = u \cdot (\omega_{\text{пор.}} + \omega_{\text{част.}})$, маємо:

$$Q = (\omega_{\text{пор.}} + \omega_{\text{част.}}) \cdot K I_p = \omega \cdot K \cdot I_p. \quad (7.52)$$

Це також формула Дарсі. Вона має певні межі застосування. Вважають, що, якщо прийняти $\nu = 0,01 \frac{\text{см}^2}{\text{с}}$, то формулу можна застосовувати в межах:

$$ud < 0,01 \div 0,07, \quad (7.53)$$

де d – середній діаметр частинок ґрунту в см; u – швидкість фільтрації в см/с. Якщо добуток ud перевищує дані значення, то фільтрація стає турбулентною.

Формулу Дарсі можна застосувати для аналізу сталого рівномірного руху ґрунтових вод. Якщо це безнапірний потік, то

$J_p = J$, де J – поздовжній похил вільної поверхні. Оскільки $\frac{\omega}{B} = h_c$, де B – ширина потоку, а h_c – середня глибина, отримуємо:

$$q = \frac{Q}{B} = \frac{\omega}{B} kJ = h_c kJ, \quad (7.54)$$

де q – так звана одинична витрата, тобто витрата на одиницю ширини потоку (витрата через вертикаль або на вертикалі). Одиниці вимірювання q – м²/с.

Можна також записати:

$$h_c = \frac{q}{kJ} \quad . \quad (7.55)$$

Аналогічні до розглянутих вище закономірності руху води використовуються у дослідженнях боліт.

Цікавим прикладом ламінарного руху є рух льодовиків. Перші спроби виміряти відповідні швидкості були зроблені ще у другій половині XVIII століття. Але дослідження можливості застосування законів ламінарного руху рідини відносять до першої половини XX століття. Можна записати:

$$v_l = K \cdot h_l^2 \cdot J_l, \quad (7.56)$$

де v_l – швидкість руху льодовика; h_l – його потужність (в метрах); J_l – поздовжній похил поверхні; K – розмірний емпіричний коефіцієнт. При такому підході найбільші швидкості руху спостерігаються у приповерхневих шарах. Нагадаємо також, що ламінарний рух льоду характеризується значними коефіцієнтами в'язкості.

Насправді рух льодовиків більш складний, тому, з одного боку, дослідження застосування законів ламінарного руху для них потребували значних зусиль і були суперечливими, а з іншого – ці закони мають певні обмеження застосування.

РОЗДІЛ 8

ВТРАТИ НАПОРУ У ТУРБУЛЕНТНИХ ПОТОКАХ РІДИНИ В УМОВАХ УСТАЛЕНОГО РІВНОМІРНОГО РУХУ

8.1. Модель турбулентного потоку

У темі 7 ми вже розглядали модель турбулентного потоку Рейнольдса – Буссінеска. І тут будемо застосовувати основні її положення. Нагадаємо, що істинна миттєва швидкість мікрочастинки рідини M_i у даній точці потоку та у даний момент часу називається місцевою або актуальною. Актуальні швидкості частинок рідини у заданій точці потоку змінюються постійно, як за величиною, так і за напрямком. В умовах усталеного руху вважають, що такі зміни стаціонарні і можна визначити середнє значення швидкості (перш за все поздовжньої компоненти). Різниця між актуальною та середньою швидкостями у даний момент часу називається її пульсацією. Тоді записують:

$$(U_a)_x = \bar{U} + U'_x, \quad (8.1)$$

де U'_x – пульсаційна добавка.

За рахунок того, що зміщення частинок потоку за осями y та z взаємно компенсуються, маємо $\bar{U}_y = 0$ та $\bar{U}_z = 0$.

Виходячи з подібних позицій, також вводять поняття про осереднений гідродинамічний тиск у заданій точці потоку \bar{p} .

У турбулентному потоці виникають турбулентні дотичні напруги. На пропозицію Буссінеска записують:

$$\tau_T = \mu_T * \left| \frac{dU}{dn} \right|, \quad (8.2)$$

де μ_T – динамічний коефіцієнт турбулентної в'язкості (або турбулентного обміну). Згідно з Л. Прандтлем,

$$\mu_T = \rho * \ell^2 * \frac{dU}{dn}, \quad (8.3)$$

де ℓ – довжина шляху перемішування. Для неї застосовують вираз

$$\ell = \kappa * y, \quad (8.4)$$

де y – відстань від твердої стінки до даної точки потоку, а κ – універсальна постійна Прандтля. Згідно з дослідями І. Нікурадзе, для круглих труб $\kappa \approx 0,4$.

Записують також:

$$\nu_T = \frac{\mu_T}{\rho} = \ell^2 * \frac{dU}{dn}, \quad (8.5)$$

де ν_T – кінематичний коефіцієнт турбулентної в'язкості.

Турбулентний потік характеризується складною внутрішньою будовою. Л. Прандтль запропонував схему його поділу на основну частину (турбулентне ядро) і пристінний шар (ламінарна плівка). У турбулентному ядрі спостерігаються інтенсивні пульсації швидкості і перемішування рідини. У ламінарній плівці рух близький до ламінарного. На твердій стінці швидкість дорівнює нулю. До зовнішньої межі плівки вона збільшується за лінійним законом і досягає значення:

$$U_{пл} \approx 11\sqrt{gR\mathcal{J}} \approx 11v_*, \quad (8.6)$$

де v_* – динамічна швидкість (певний стандартний множник, який за розмірністю відповідає швидкості; $v_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$).

У турбулентному ядрі потоку епюра швидкостей більш вирівняна. Її характеризує співвідношення $\frac{v_c}{v_{max}}$ 0,75÷0,90, при збільшенні Re від 2700 до $100 \cdot 10^6$. (Нагадаємо, що для ламінарного руху характерне співвідношення $\frac{v_c}{v_{max}} = 0,5$).

Епюру розподілу швидкостей у турбулентному потоці досить складно описати. Запропоновано різні закони змін швидкостей. Найбільш розповсюдженим у гідравліці вважають логарифмічний закон. Його можна записати так:

$$U = \frac{v_*}{\kappa} * \ln y + c, \quad (8.7)$$

де y – відстань даної точки від твердої стінки труби або від дна русла; c – постійна. (Для річок $c \approx 0,54$).

Якщо розглядати вхід потоку у трубу, то розвинутий турбулентний режим встановлюється не одразу. Тому виділяють початкову ділянку:

$$\ell_{\text{поч.}} = 0,64d * \text{Re}^{0,25}, \quad (8.8)$$

або $\ell_{\text{поч.}} \approx 10 \div 25d$ (при достатньо великих Re).

Ламінарний пристінний шар турбулентного потоку динамічний, нестабільний. Тут, на нерівностях твердих обмежень потоку, зароджуються і викидаються в основну товщу (турбулентне ядро) інтенсивні завихрення. Крім того, самі виступи шорсткості можуть бути більшими за товщину ламінарної плівки. Тоді вони безпосередньо впливають на збурення турбулентності потоку. У гідравліці та гідродинаміці потоків із твердими обмеженнями склалися уявлення про те, що шорсткість твердих стінок значно впливає на механізми втрат енергії, внутрішнє тертя. У зв'язку із цим було введено поняття про гідравлічно гладкі та шорсткі тверді обмеження.

Якщо висота виступів шорсткості Δ менша, ніж товщина ламінарної плівки $\Delta < \delta$ шорсткість слабо впливає на характер руху і втрати енергії. Такі стінки називають гідравлічно гладкими. У протилежному випадку, коли $\Delta > \delta$ стінки називають гідравлічно шорсткими. При $\Delta \approx \delta$ розглядають перехідну область гідравлічного опору.

Для оцінки δ використовують формулу

$$\delta \approx 30 \frac{d}{\text{Re}\sqrt{\lambda}}. \quad (8.9)$$

Як бачимо, чим більші Re та λ , тим відносно меншою буде товщина ламінарної плівки.

Дослідження також показали, що характер впливу шорсткості стінок залежить від величини потоку (d ; Рабо h). Було запропоновано також використовувати відносні показники $\frac{\Delta}{r}$ та $\frac{\Delta}{h}$, які

називають відносною шорсткістю. Обернені величини називають відносною гладкістю.

Для опису особливостей (типів) дії шорсткості використовують й умовну величину – еквівалентна шорсткість ($k_{\text{екв}}$ або $\Delta_{\text{екв}}$). Її визначають експериментально.

8.2. Формули Вейсбаха і Вейсбаха – Дарсі

При розгляді ламінарного руху (у попередній темі) ми встановили структуру формули, що носить досить загальний характер.

$$h_f = \lambda * \frac{\ell}{d} * \frac{v^2}{2g}. \quad (8.10)$$

На пропозицію Вейсбаха, у ХІХ столітті, застосовано спрощену структуру:

$$h_f = \zeta * \frac{v^2}{2g},$$

де ζ – коефіцієнт втрат. Вона вказує на те, що втрачається власне енергія швидкісного напору, тобто кінетична енергія потоку. (Нагадаємо, що кінцевим результатом є дисипація механічної енергії).

Формулу, що відповідає розгорнутій схемі (8.10), називають формулою Вейсбаха – Дарсі. Для круглих труб вона записується:

$$h_f = \lambda_T * \frac{\ell}{d} * \frac{v^2}{2g}, \quad (8.11)$$

де λ_T – коефіцієнт гідравлічного опору турбулентного потоку. Він належить до опорів рівномірно розподілених по довжині потоку (втрати по довжині). Тому можна записати $h_{f,\ell}$, або h_ℓ .

У гідравліці прийнято враховувати різницю у гідравлічному радіусі труб та відкритих потоків. Тому записують:

$$\text{для труб} \quad h_{f,\ell} = \lambda_T \frac{\ell}{d} * \frac{v^2}{2g}, \quad (8.12)$$

$$\text{для відкритих потоків} \quad h_{f,\ell} = \lambda_T \frac{\ell}{4R} * \frac{v^2}{2g}. \quad (8.13)$$

(Тоді можна порівнювати вплив λ_T).

8.3. Коефіцієнт гідравлічного опору турбулентних потоків рідини

Дослідження коефіцієнта гідравлічного опору (коефіцієнта Дарсі) турбулентних потоків рідини виявили досить складний характер законів його формування. Вони продовжуються донині. Це пов'язано зі складністю процесів турбулентності та самоорганізації турбулентних потоків.

Спочатку вважали, що λ є постійною величиною. Потім його ставили у залежність від u та d або від шорсткості твердих стінок. Для гладких труб у 1913 році Блазіус запропонував формулу

$$\lambda = \frac{0,3164}{Re_d^{0,25}}, \quad (8.14)$$

А у 1932 році Л. Прандтль запропонував:

$$1/\sqrt{\lambda} = 2 \lg(Re_d \sqrt{\lambda}) - 0,8. \quad (8.15)$$

$$\text{Або загальною: } 1/\sqrt{\lambda} = A + B \lg(Re_d \sqrt{\lambda}). \quad (8.16)$$

Для шорстких труб різними авторами також запропоновані інші формули.

Для виявлення загальних закономірностей у 30-х роках ХХ століття у Німеччині І. Нікурадзе проведено серію дослідів з рівномірно наклеєною у круглих трубах однозернистою шорсткістю. Основними чинниками він обрав Re_d та відносну шорсткість $\Delta_r = \Delta/r$ (чи обернену величину – відносну гладкість $r/\Delta = r/k$). Результати досліджень він відобразив на відповідному загальному графіку (рис 8.1).

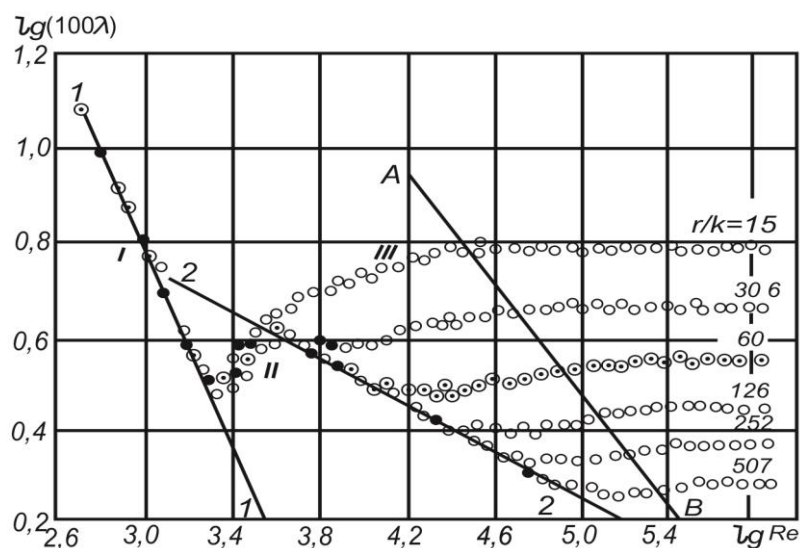


Рис. 8.1. Графік Нікурадзе

На цьому графіку область (або зона) точок I відповідає ламінарному режиму течії потоку води у круглій трубі. Формула залежності для лінії 1-1 $\lambda = \frac{64}{Re}$.

Область точок II відповідає перехідному, нестійкому режиму течії.

Область точок по лінії 2-2 відповідає гладкостінній моделі турбулентного потоку. Тут λ не залежить від r/k , а тільки від Re . Цю залежність описує формула Блазіуса (8.14).

Наступна область точок III заключена між лініями 2-2 та А-В. Це режим змішаної, перехідної моделі, або залежності для λ . Тут $\lambda_{пер.} = f(Re, \frac{r}{k})$. Нарешті, остання область, правіше лінії АВ – це зона так званого автомодельного квадратичного режиму опору. Тут λ не залежить від Re , $\lambda_{кв.} = f(r/k)$.

Проаналізувавши дані стосовно останньої області графіка, області квадратичного опору, І. Нікурадзе зміг надати власні числові значення коефіцієнтам у формулі Л. Прандтля (8.16):

$$1/\sqrt{\lambda} = 2\lg(r/k) + 1.74 . \quad (8.17)$$

Закономірності, виявлені для напірного руху рідини у трубах, потрібно було перевірити на предмет її справедливості для відкритих потоків. У зв'язку із цим А. Зегжда у 1938 році проведені досліді у відкритих лотках з прямокутним перерізом. Ним отримані дані, подібні до даних Нікурадзе (рис. 8.2).

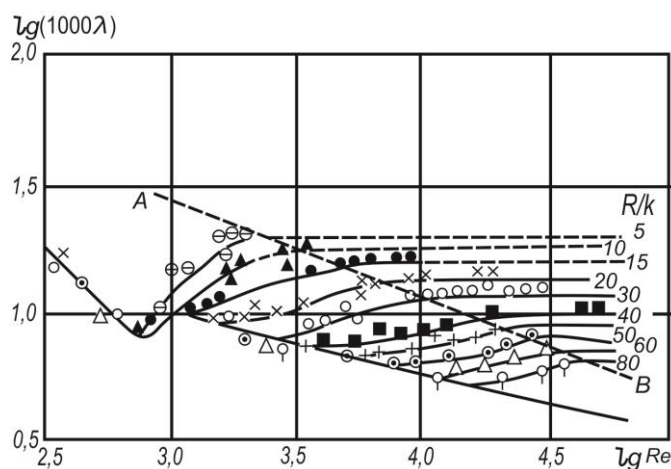


Рис. 8.2. Графік Зегжда
(тут R – гідравлічний радіус).

Водночас подібність тільки загальна. А числові значення та характер конкретних залежностей у перехідній зоні та зоні квадратичного опору досить відрізняються.

Надалі проведено велику кількість досліджень щодо виявлення уточнених та більш універсальних формул розрахунку коефіцієнта гідравлічного опору λ . Наведемо дві формули, які часто застосовують у розрахунках руху рідини по трубах. Формула Кольбрука – Уайта:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \lg \left(\frac{2,51}{\text{Re} \sqrt{\lambda}} + 0,27 \frac{d}{\Delta} \right). \quad (8.18)$$

Формула Альтшуля:

$$\lambda = 0,11 \left(\frac{\Delta}{d} + \frac{68}{\text{Re}} \right)^{0,25}. \quad (8.19)$$

Часто досить важливо виявити характер формування гідравлічного опору. Для гладкостінних умов застосовують нерівність:

$$\text{Re} < \text{Re}_{\text{к.гл.}} = 27 \left(\frac{d}{\Delta} \right)^{8/7}, \quad (8.20)$$

де $\text{Re}_{\text{к.гл.}}$ – критичне значення для гладкостінного опору.

Величини Δ виявляють певним способом. Для них складені відповідні таблиці.

Для виявлення умов квадратичного опору використовують нерівність

$$\text{Re} > \text{Re}_{\text{кв.}} \approx 21,6 \cdot C \cdot \frac{d}{\Delta}, \quad (8.21)$$

де C – коефіцієнт Шезі (див. питання 4).

Для перехідної області отримуємо:

$$27 \left(\frac{d}{\Delta} \right)^{8/7} < \text{Re}_{\text{пер.}} < 21,6 \cdot C \cdot \frac{d}{\Delta}. \quad (8.22)$$

8.4. Формула Шезі та її застосування

Формулу (8.13) можна переписати так:

$$v = \sqrt{\frac{8g}{\lambda_d}} * \sqrt{R_d \frac{h_\ell}{\ell}}. \quad (8.23)$$

Або зробивши заміни:

$$v = C * \sqrt{R_d J}, \quad (8.24a)$$

де C – коефіцієнт Шезі. Формулу (8.24a) називають формулою Шезі. Роблять також заміну:

$$v = W\sqrt{J}, \quad (8.24б)$$

де W – швидкісна характеристика, або модуль швидкості.

Відповідно до зробленої заміни:

$$\lambda_d = \frac{8g}{C^2}. \quad (8.25)$$

Формулу Шезі застосовують не тільки для труб і напірного руху, але і для відкритих потоків у руслах, каналах. Тоді враховуємо, що для них $R = \frac{1}{4} R_d$. Тоді:

$$\lambda_R = \frac{2g}{C^2}. \quad (8.26)$$

Формулу Шезі застосовують для розрахунків витрати води:

$$Q = \omega \cdot v = \omega \cdot C \cdot \sqrt{R J}. \quad (8.27)$$

Використовують також заміну $\omega C\sqrt{R} = K$. Це витратна характеристика, або модуль витрати.

Тоді

$$Q = K\sqrt{J}. \quad (8.28)$$

Шезі отримав свою формулу на основі проведених експериментів. Він вважав коефіцієнт C сталою величиною. Пізніше виявили, що це змінна величина, що залежить від певних чинників.

Для визначення (розрахунку) коефіцієнта Шезі запропоновано велику кількість формул та підходів. Розглянемо деякі найбільш важливі.

У 1869 році двоє шведських інженерів Гангільє та Куттер запропонували формулу, що базувалась на обробці даних вимірювання витрат води у каналах та річках:

$$C = \frac{23+0,00155/J + 1/n}{1+(23+0,00155/J) (n/\sqrt{R})}. \quad (8.29)$$

Ця формула досі використовується в інженерних розрахунках. До неї додається таблиця значень коефіцієнта шорсткості n для твердих обмежень потоку різного типу. У теперішній час ця таблиця значно розширена й деталізована.

В умовах $J > 0,5\text{‰}$ вплив похилу нівелюється. Тоді:

$$C = \frac{23+1/n}{1+23n/\sqrt{R}}. \quad (8.30)$$

У 1889 році німецький дослідник Маннінг запропонував спрощену формулу

$$C = \frac{1}{n} R^{1/6}. \quad (8.31)$$

У 1925 році Форхгеймер запропонував

$$C = \frac{1}{n} R^{1/5}. \quad (8.32)$$

А у 1926 році Павловський запропонував

$$C = \frac{1}{n} R^y. \quad (8.33)$$

Якщо переписати

$J = \frac{v^2}{C^2 R}$, причому $C = f(J)$, то J саморегулюється. Водночас при $J > 0,5\text{‰}$ (гірсько-передгірні умови), він (похил) залежить тільки від v , n та R (фактично n та h). Тобто на кожній ділянці в умовах активного руху потоку з характерною глибиною формується деякий характерний, визначальний « n ».

Для визначення степеня « y » Павловський запропонував відповідну формулу із врахуванням n та R . У спрощеному вигляді можна використати такий її варіант:

$$\text{при } R < 1 \text{ м } y = 1,5\sqrt{n}, \quad (8.34)$$

$$\text{при } R > 1 \text{ м } y = 1,3\sqrt{n}. \quad (8.35)$$

Формулу Павловського рекомендують для розрахунку відкритих русел при $0,1\text{ м} \leq R \leq 3,0\text{ м}$ для значень n від 0,011 до 0,04 (деколи її екстраполюють до $R = 5,0\text{ м}$).

У 1949 році Агроскін запропонував формулу логарифмічного типу, що носить напівемпіричний характер:

$$C = \frac{1}{n} + 17,72 \lg R. \quad (8.36)$$

Також вона записується як

$$C = 17,72 (k + \lg R), \quad (8.37)$$

$$\text{де } k = \frac{1}{17,72n}.$$

У 1965 році Агроскін та Штеренліхт запропонували уточнений вираз формули (8.36) з міркувань більшої її відповідності формулі Павловського.

$$C = \frac{1}{n} + (27,5 - 300n) \lg R. \quad (8.38)$$

Аналогічну формулу для значень $5 < R < 10\text{ м}$ у 60-х роках запропонував Талмаза за результатами обробки натурних вимірювань на річках і каналах.

$$C = \frac{1}{n} + (21 - 100n) \lg h. \quad (8.39)$$

У 1968 році Желєзняков, виходячи з логарифмічного закону розподілу швидкостей на вертикалі, запропонував узагальнену формулу

$$C = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{n} - \left(\frac{\sqrt{g}}{0,13} \right) (1 - \lg R) + \sqrt{\frac{1}{4} \left[\frac{1}{n} - \left(\frac{\sqrt{g}}{0,13} \right) (1 - \lg R) \right]^2 + \left(\frac{\sqrt{g}}{0,13} \right) \left(\frac{1}{n} + \sqrt{g} \lg R \right)} \right] \quad (8.40)$$

Наведена формула, на відміну від інших, справедлива у великому діапазоні глибин потоку і коефіцієнта шорсткості. Для спрощеного її використання запропоновано відповідну табл. 8.1.

Таблиця 8.1

Значення коефіцієнта С за формулою Желєзнякова

| R, м | Коефіцієнт шорсткості, n | | | | | | | | | |
|------|--------------------------|-------|-------|-------|-------|------|-------|-------|------|------|
| | 0,010 | 0,015 | 0,020 | 0,025 | 0,030 | ,040 | 0,050 | 0,080 | 0,10 | 0,20 |
| 0,1 | 81 | 49 | 35 | 26 | 21 | 14 | 11 | 5 | 4 | 1 |
| 0,2 | 86 | 54 | 39 | 30 | 24 | 17 | 13 | 7 | 5 | 2 |
| 0,3 | 90 | 57 | 41 | 32 | 26 | 19 | 14 | 8 | 6 | 2 |
| 0,4 | 92 | 60 | 43 | 34 | 28 | 20 | 16 | 9 | 7 | 3 |
| 0,5 | 94 | 61 | 45 | 35 | 29 | 21 | 17 | 10 | 8 | 3 |
| 0,6 | 96 | 63 | 46 | 37 | 30 | 23 | 17 | 10 | 8 | 4 |
| 0,7 | 97 | 64 | 47 | 38 | 31 | 23 | 18 | 11 | 9 | 4 |
| 0,8 | 98 | 65 | 48 | 38 | 32 | 24 | 19 | 12 | 9 | 4 |
| 0,9 | 99 | 66 | 49 | 39 | 33 | 24 | 19 | 12 | 10 | 5 |
| 1,0 | 100 | 67 | 50 | 40 | 33 | 25 | 20 | 13 | 10 | 5 |
| 1,2 | 102 | 68 | 51 | 41 | 35 | 26 | 21 | 13 | 11 | 6 |
| 1,4 | 103 | 69 | 53 | 42 | 36 | 27 | 22 | 14 | 11 | 6 |
| 1,6 | 104 | 71 | 54 | 43 | 37 | 28 | 23 | 15 | 12 | 7 |
| 1,8 | 105 | 72 | 55 | 44 | 37 | 29 | 23 | 15 | 13 | 7 |
| 2,0 | 106 | 72 | 55 | 45 | 38 | 29 | 24 | 16 | 13 | 7 |
| 2,5 | 108 | 74 | 57 | 47 | 40 | 31 | 26 | 17 | 14 | 8 |
| 3,0 | 110 | 76 | 59 | 48 | 41 | 32 | 27 | 18 | 15 | 9 |
| 3,5 | 111 | 77 | 60 | 49 | 42 | 33 | 28 | 19 | 16 | 10 |
| 4,0 | 112 | 78 | 61 | 51 | 43 | 34 | 29 | 20 | 17 | 11 |
| 4,5 | 113 | 79 | 62 | 51 | 44 | 35 | 30 | 21 | 18 | 12 |
| 5,0 | 114 | 80 | 63 | 52 | 45 | 36 | 30 | 22 | 19 | 12 |
| 5,5 | 115 | 81 | 64 | 53 | 46 | 37 | 31 | 22 | 19 | 13 |
| 6,0 | 116 | 82 | 64 | 54 | 46 | 37 | 32 | 23 | 20 | 13 |
| 6,5 | 117 | 82 | 65 | 54 | 47 | 38 | 32 | 24 | 20 | 14 |
| 7,0 | 117 | 83 | 66 | 55 | 48 | 39 | 33 | 24 | 21 | 14 |
| 7,5 | 118 | 84 | 66 | 56 | 48 | 39 | 33 | 25 | 21 | 15 |
| 8,0 | 119 | 84 | 67 | 56 | 49 | 40 | 34 | 25 | 22 | 15 |
| 8,5 | 119 | 85 | 67 | 57 | 49 | 40 | 34 | 25 | 22 | 16 |
| 9,0 | 120 | 85 | 68 | 57 | 50 | 41 | 35 | 26 | 23 | 16 |
| 9,5 | 120 | 86 | 68 | 58 | 50 | 41 | 35 | 26 | 23 | 16 |
| 10 | 121 | 86 | 69 | 58 | 51 | 41 | 36 | 27 | 24 | 17 |
| 11 | 122 | 87 | 70 | 59 | 52 | 42 | 36 | 27 | 24 | 18 |
| 12 | 122 | 88 | 70 | 60 | 52 | 43 | 37 | 28 | 25 | 18 |
| 13 | 123 | 89 | 71 | 60 | 53 | 44 | 38 | 29 | 26 | 19 |
| 14 | 124 | 89 | 72 | 61 | 54 | 44 | 38 | 29 | 26 | 19 |
| 15 | 124 | 90 | 72 | 62 | 54 | 45 | 39 | 30 | 27 | 20 |
| 16 | 125 | 91 | 73 | 62 | 55 | 45 | 40 | 30 | 27 | 20 |
| 17 | 126 | 91 | 73 | 63 | 55 | 46 | 40 | 31 | 28 | 21 |
| 18 | 126 | 92 | 74 | 63 | 56 | 46 | 41 | 31 | 28 | 21 |
| 19 | 126 | 92 | 74 | 64 | 56 | 47 | 41 | 32 | 29 | 22 |
| 20 | 127 | 93 | 75 | 64 | 57 | 47 | 41 | 32 | 29 | 22 |

Для визначення коефіцієнта шорсткості n розроблено, запропоновано ряд таблиць, що стосуються різних типів потоків. Зокрема, для русел річок і їх заплав часто використовують таблицю Й.Ф. Карасьова (табл. 8.2).

Таблиця 8.2

**Шкала шорсткості русел річок і заплав
(за Й.Ф.Карасьовим)**

| <i>n</i> | Характеристика русел і заплав | | |
|----------|---|--|--|
| | А. Рівнинні ріки | Б. Напівгірські і гірські ріки | В. Заплави |
| 0,020 | Прямолінійні русла каналізованих рік в щільних ґрунтах з тонким шаром мулуватих відкладів | - | - |
| 0,025 | Природні земляні русла в сприятливих умовах, чисті, прямі, зі спокійною течією | Природні відводи русел, висічені в скелях | Рівна чиста заплава з низькою травою без сільськогосподарського використання |
| 0,030 | Гравійно-галечникові русла в тих же умовах | Гравійно-галечникові русла в сприятливих умовах (чисті, прямі), $J = 0,8 \div 1,0\%$ | Рівна заплава під ріллею без посівів і пасовищ з низькою травою |
| 0,040 | Порівняно чисті русла постійних водотоків з деякими неправильностями в напрямках струменів, нерівностями дна та берегів, донних наносів | Земляні русла періодичних водотоків (сухих лугів) в сприятливих умовах. Правильні добре розроблені галечникові русла в нижній течії. $J = 3 \div 7\%$ | Рівна заплава, зайнята зрілими польовими культурами, пасовищем з високою травою та вирубками без пагонів, невелика кількість староріч і малих проток |
| 0,050 | Дуже засмічені русла великих і середніх рік, частково зарослі чи кам'яністі, з неспокійною течією. Чисті русла періодичних водотоків | Дуже засмічені кам'яністі русла з бурхливою течією. Періодичні водотоки з крупногалечниковим покриттям ложа, $J = 7 \div 15\%$ | Заплава, заросла рідкими чагарниками і деревами (навесні без листя), порізана староріччями |

| | | | |
|-------|---|---|---|
| 0,065 | Скельні русла великих і середніх рік. Русла періодичних водотоків, засмічені та зарослі | Галечниково-валунні русла з бурхливою течією. Засмічені періодичні водотоки, $J = 15 \div 20\%$ | Заплава під поодинокими чагарниками і деревами з листям чи вирубками з порослю, що розвивається |
| 0,080 | Річкові русла, значно зарослі, з промоїнами і нерівностями дна і берегів | Валунні русла в середній і верхній частинах басейну і періодичні водотоки з бурхливою течією та збуреною водною поверхнею, $J = 50 \div 90\%$ | Заплави, покриті чагарниками середньої та високої густоти (навесні без листя) |
| 0,100 | Русла річок, сильно зарослі, захищені стовбурами дерев та валунами | Русла водоспадного типу переважно у верхів'ях з крупно валунним ложем і бурхливою течією, $J = 90 \div 200\%$ | Заплави, зайняті лісом і чагарниками середньої і високої густоти з листям |
| 0,140 | Річки болотного типу (зарості, купини, в багатьох місцях майже стояча вода) | Русла водоспадного типу, захищені уламками порід і валунами, $J = 90 \div 200\%$ | Заплави, покриті лісом при затопленні гілок та густим верболозом |
| 0,200 | - | Русла зі завалами із валунів та уламків порід | Глухі, повністю зарослі, важко прохідні заплави тайгового типу |

РОЗДІЛ 9

МІСЦЕВІ ТА ПОВНІ ВТРАТИ НАПОРУ У ТРУБАХ

9.1. Місцеві та повні втрати напорів у трубах

Основною формулою для розрахунку місцевих втрат напорів є формула Вейсбаха. У ній швидкісний напір можна виражати через швидкість до або після перепони. У більшості випадків користуються другим значенням (v_2). Така інформація стосовно коефіцієнтів місцевих втрат (або опору) представлена у гідравлічних довідниках. У випадках використання даних, пов'язаних з v_1 , це окремо зазначають.

Запишемо загальний вираз для місцевих втрат напорів:

$$h_M = \zeta'_M * \frac{v_1^2}{2g} = \zeta_M * \frac{v_2^2}{2g} \quad (9.1)$$

В умовах усталеного руху застосування рівняння нерозривності означає збереження значення витрати $Q = v * \omega$. З рівняння (9.1) отримуємо:

$$\frac{\zeta'_M}{\zeta_M} = \frac{v_2^2}{v_1^2} \quad (9.2)$$

А з урахуванням $Q = const$:

$$\frac{\zeta'_M}{\zeta_M} = \frac{\omega_1^2}{\omega_2^2} \quad (9.3)$$

Теоретичне визначення коефіцієнтів місцевого опору можливе тільки для випадків різкого раптового розширення потоку. В інших випадках вони визначаються експериментально. Слід також враховувати, що ζ_M залежать від Re . Відносно стабільні значення досягаються при $Re > 5000 \div 10000$. При менших Re коефіцієнти ζ_M зростають.

Раптове розширення потоку (рис. 9.1).

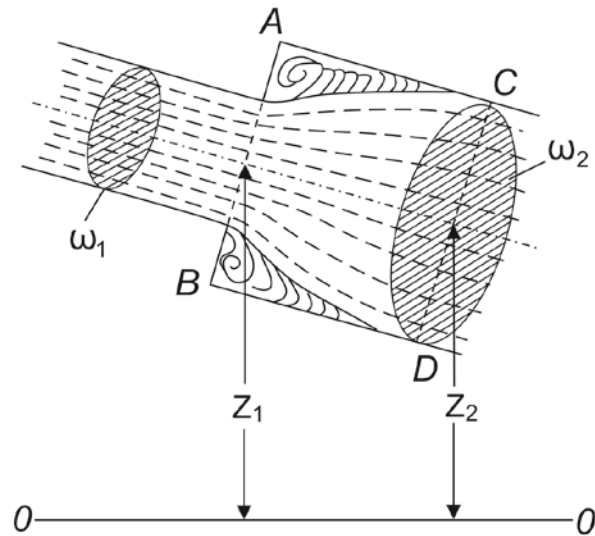


Рис. 9.1. Раптове розширення потоку

Рух вважаємо плавномінім. Записуємо рівняння Бернуллі для перерізів до та після ділянки розширення:

$$h_{p.p.} = \left(z_1 + \frac{P_1}{\gamma} + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} \right) - \left(z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} \right). \quad (9.4)$$

Застосовуючи теорему про кількість руху, отримуємо:

$$h_{p.p.} = \frac{v_2(\alpha_2' v_2 - \alpha_1' v_1)}{g} + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} - \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g}. \quad (9.5)$$

Приймаємо $\alpha_1' = \alpha_2' = \alpha_1 = \alpha_2 = 1$. Тоді:

$$h_{p.p.} = \frac{(v_1 - v_2)^2}{2g}. \quad (9.6)$$

Різницю $(v_1 - v_2)$ називають втраченою швидкістю. Тоді втрата напору при раптовому розширенні потоку дорівнює швидкісному напору, розрахованому за втраченою швидкістю (теорема Борда).

Формулу (9.6) можна переписати у вигляді:

$$h_{p.p.} = \left(1 - \frac{v_2}{v_1} \right)^2 * \frac{v_1^2}{2g}, \quad (9.7)$$

або

$$h_{p.p.} = \left(\frac{v_1}{v_2} - 1 \right)^2 * \frac{v_2^2}{2g}. \quad (9.8)$$

Із врахуванням $v_1 \omega_1 = v_2 \omega_2$ отримаємо:

$$h_{p.p.} = \left(1 - \frac{\omega_1}{\omega_2} \right)^2 * \frac{v_1^2}{2g}, \quad (9.9)$$

або

$$h_{p.p.} = \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} - 1 \right)^2 * \frac{v_2^2}{2g}. \quad (9.10)$$

Оскільки ω_1 та ω_2 відомі та незмінні, робимо заміни:

$$h_{p.p.} = \zeta'_{p.p.} * \frac{v_1^2}{2g}, \quad (9.11)$$

або

$$h_{p.p.} = \zeta_{p.p.} * \frac{v_2^2}{2g} \quad (9.12)$$

Раптове звуження потоку (рис. 9.2).

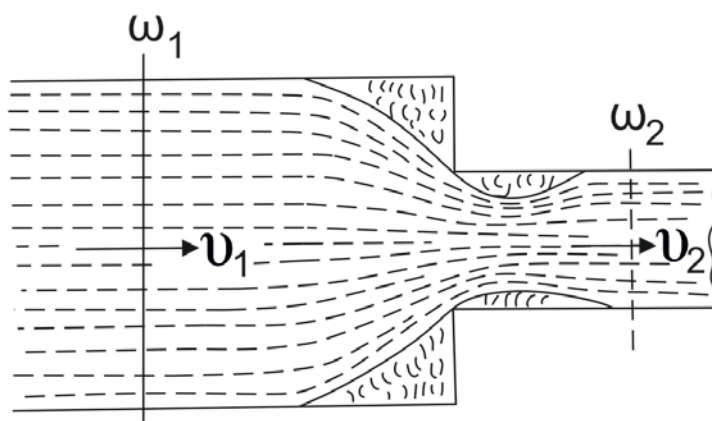


Рис. 9.2. Раптове звуження потоку

Рух складніший, ніж плавномірний. Тому користуються табл. 9.1.

Таблиця 9.1

| $\frac{\omega_2}{\omega_1}$ | 0,01 | 0,10 | 0,20 | 0,40 | 0,60 | 0,80 | 1,0 |
|-----------------------------|------|------|------|------|------|------|-----|
| $\zeta_{p.p.}$ | 0,50 | 0,45 | 0,40 | 0,30 | 0,22 | 0,12 | 0 |

Вхід потоку в трубу (рис. 9.3).

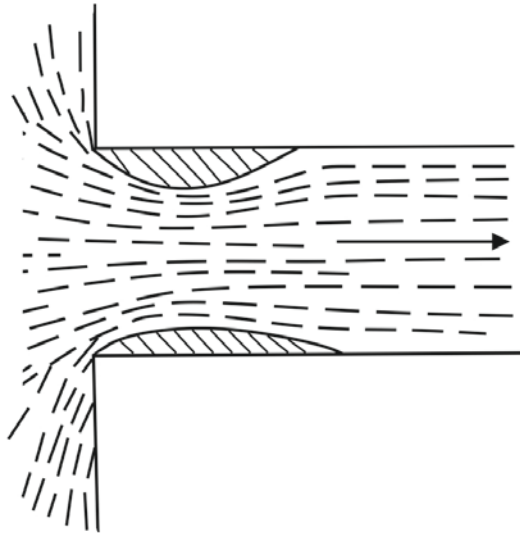


Рис. 9.3. Вхід потоку у трубу

Труба виходить з басейну. Характер втрат залежить від конфігурації (характеру) переходу до труби, характеру її кромки. Якщо вона гостра, то $\zeta_{\text{вх.}} = 0,5$. Якщо відносно заокруглена, то $\zeta_{\text{вх.}} = 0,25 \div 0,20$. При зовсім плавному вході $\zeta_{\text{вх.}} = 0,10 \div 0,05$. Якщо труба приєднана під кутом до горизонту і має різку кромку, то

$$\zeta_{\text{вх.}} = 0,5 + 0,303 \sin \beta + 0,226 \sin^2 \beta. \quad (9.13)$$

Вихід потоку із труби у басейн, ємність (рис. 9.4).

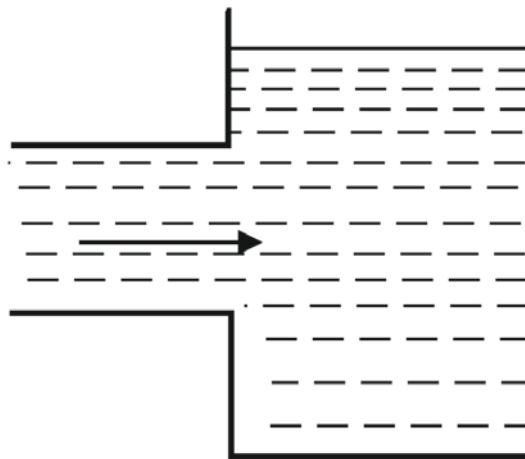


Рис. 9.4. Вихід потоку із труби

У даному випадку використовують вирази для раптового розширеного потоку. Зокрема,

$$\zeta'_{p.p.} = \left(1 - \frac{\omega_1}{\omega_2}\right)^2.$$

Але у цьому випадку $\omega_2 \gg \omega_1$. Тому $\zeta_{\text{вих.}} \rightarrow 1$ (9.14)

Поступове розширення потоку (рис. 9.5).

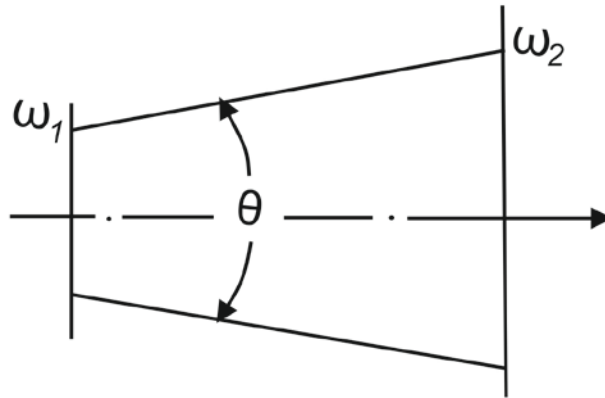


Рис. 9.5. Поступове розширення потоку

Сюди відносяться перехідні конуси та дифузори.

$$\zeta_{\text{диф.}} = k \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} - 1 \right)^2 \quad (9.15)$$

Коефіцієнт k залежить від кута розширення θ (табл. 9.2).

Таблиця 9.2

| θ | k | θ | k | θ | k | θ | k |
|----------|------|----------|------|----------|------|----------|------|
| 5° | 0,13 | 30° | 0,71 | 60° | 1,12 | 100° | 1,06 |
| 10 | 0,17 | 40 | 0,90 | 70 | 1,13 | 120 | 1,05 |
| 15 | 0,26 | 50 | 1,03 | 80 | 1,10 | 160 | 1,02 |
| 20 | 0,41 | | | 90 | 1,07 | | |

Поступове звуження потоку, конфузор (рис. 9.6).

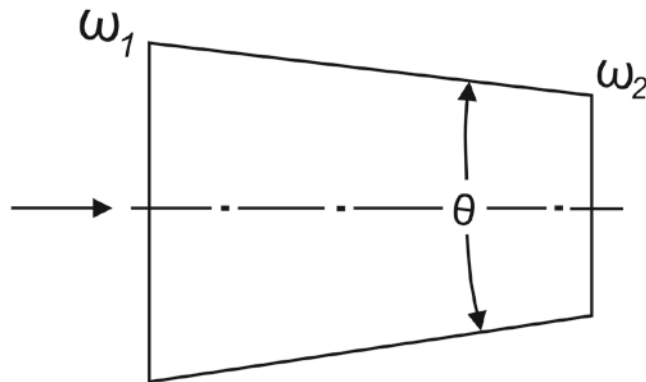


Рис. 9.6. Поступове звуження потоку

$$\zeta_{\text{конф.}} = \frac{\lambda}{8 \sin^2 \frac{\theta}{2}} * \frac{n^2 - 1}{n}, \quad (9.16)$$

де n – відношення площ перерізу до конфузора та за ним; λ – коефіцієнт Дарсі для руху у трубі.

Діафрагма

Це встановлена перпендикулярно до напрямку течії пластина з круглим отвором ω_0 у центрі. Коефіцієнт втрат діафрагми, що встановлена у трубі постійного січення, залежить від ω_0/ω (табл. 9.3).

Таблиця 9.3

| $\frac{\omega_0}{\omega}$ | 0,1 | 0,2 | 0,3 | 0,4 | 0,5 | 0,6 | 0,7 | 0,8 | 0,9 | 1,0 |
|---------------------------|-----|------|------|-----|------|------|------|------|------|-----|
| $\zeta_{\text{д.}}$ | 226 | 47,8 | 17,5 | 7,8 | 3,75 | 1,80 | 0,80 | 0,29 | 0,06 | 0,0 |

Засувка (рис. 9.7).

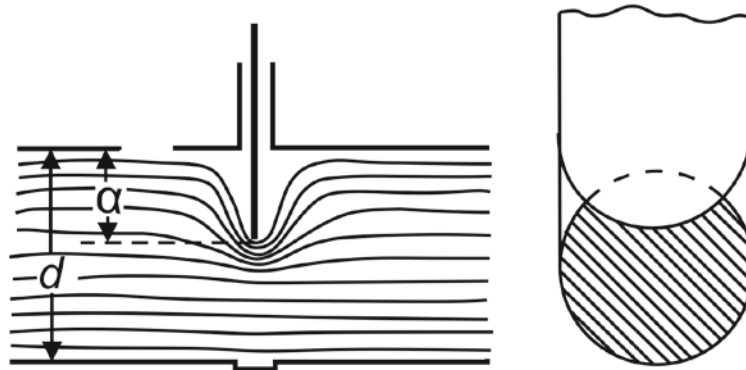


Рис. 9.7. Засувка

Коефіцієнт втрат залежить від ступеня закриття засувки a/d (табл. 9.4).

Таблиця 9.4

| $\frac{a}{d}$ | 1/4 | 3/8 | 1/2 | 5/8 | 3/4 | 7/8 |
|---------------------|------|------|------|------|------|------|
| $\zeta_{\text{з.}}$ | 0,26 | 0,81 | 2,06 | 5,52 | 17,0 | 97,8 |

Для прямокутних перерізів застосовують табл. 9.5.

Таблиця 9.5

| | | | | | | | | | |
|---------------|------|------|------|------|------|------|------|------|-----|
| $\frac{a}{d}$ | 0,1 | 0,2 | 0,3 | 0,4 | 0,5 | 0,6 | 0,7 | 0,8 | 0,9 |
| $\zeta_з.$ | 0,09 | 0,39 | 0,95 | 2,08 | 4,02 | 8,12 | 17,8 | 44,5 | 193 |

Кран (рис. 9.8).

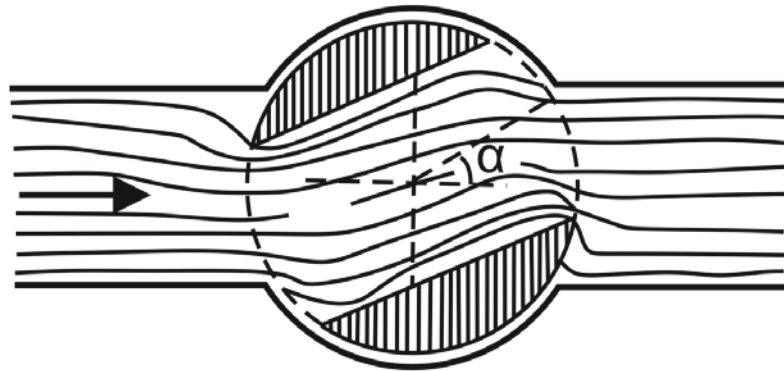


Рис. 9.8. Кран

Коефіцієнт втрат залежить від ступеня закриття крана (табл. 9.6).

Таблиця 9.6

| | | | | | | | | | |
|---------------|------|------|------|------|------|------|-----|-----|----------|
| α | 5° | 10° | 20° | 30° | 40° | 50° | 60° | 65° | 82,5° |
| $\zeta_{кр.}$ | 0,05 | 0,29 | 1,56 | 5,47 | 17,3 | 52,6 | 206 | 486 | ∞ |

Існують також інші випадки місцевих втрат напору (місцевого опору), дані про які наводяться у довідниках.

9.2. Коефіцієнт опору системи

У гідравлічних розрахунках місцеві втрати напору і втрати по довжині додаються:

$$h_f = \Sigma h_\ell + \Sigma h_M.$$

Якщо трубопровід має однаковий діаметр:

$$h_f = h_\ell + \sum_{i=1}^{i=k} h_{M_i} = \left(\zeta_\ell + \sum_{i=1}^{i=k} \zeta_{M_i} \right) \frac{v^2}{2g} = \zeta_{\text{сист.}} \frac{v^2}{2g}. \quad (9.18)$$

Якщо трубопровід складається з декількох (n) ділянок різного діаметру, то:

$$h_f = \sum_{i=1}^{i=n} h_{\ell_i} + \sum_{i=1}^{i=k} h_{M_i} \quad (9.19)$$

Припустимо, що є три ділянки, які характеризуються різними діаметрами, площами поперечного перерізу, швидкостями течії, довжинами. Тоді для втрат по довжині:

$$\sum_{i=1}^{i=3} h_{\ell_i} = \zeta_{\ell 1} \frac{v_1^2}{2g} + \zeta_{\ell 2} \frac{v_2^2}{2g} + \zeta_{\ell 3} \frac{v_3^2}{2g} = \lambda_1 \frac{l_1}{d_1} \frac{v_1^2}{2g} +$$

$$+ \lambda_2 \frac{l_2}{d_2} \frac{v_2^2}{2g} + \lambda_3 \frac{l_3}{d_3} \frac{v_3^2}{2g}. \quad (9.20)$$

Для зручності розрахунків прийнято виражати всі швидкості через одну, наприклад через v_3 . З рівняння нерозривності маємо:

$$v_1 = \omega_2 v_2 = v_3$$

$$v_1 = v_3 \frac{\omega_3}{\omega_1}; v_2 = v_3 \frac{\omega_3}{\omega_2}$$

Нехай також на кожній ділянці буде по два місцевих опори. Підставляємо ці вирази у (9.19). Із врахуванням місцевих опорів записуємо вираз для повних втрат системи:

$$h_f = \lambda_1 \frac{l_1}{d_1} \left(\frac{\omega_3}{\omega_1} \right)^2 \frac{v_3^2}{2g} + (\zeta_{M1} + \zeta_{M2}) \left(\frac{\omega_3}{\omega_1} \right)^2 \frac{v_3^2}{2g} + \lambda_2 \frac{l_2}{d_2} \left(\frac{\omega_3}{\omega_2} \right)^2 \frac{v_3^2}{2g} +$$

$$+ (\zeta_{M3} + \zeta_{M4}) \left(\frac{\omega_3}{\omega_2} \right)^2 \frac{v_3^2}{2g} + \lambda_3 \frac{l_3}{d_3} \frac{v_3^2}{2g} + (\zeta_{M5} + \zeta_{M6}) \frac{v_3^2}{2g} = \zeta_{\text{сист.}} \frac{v_3^2}{2g}. \quad (9.21)$$

РОЗДІЛ 10

ВИТІКАННЯ РІДИНИ ЧЕРЕЗ ОТВОРИ ТА З-ПІД ЗАТВОРІВ

10.1. Види та особливості витікання рідини

Питання витікання рідини стосується випадків отворів у стінках резервуарів, витоку з-під затворів гідротехнічних споруд, витікання з посудин через приєднані до отворів насадки, короткі труби тощо.

При розгляді витікання рідини через отвори та досить короткі патрубки-насадки вважають, що втрати напору складаються лише з місцевих.

При розгляді руху рідини у коротких трубах місцеві втрати і втрати по довжині співмірні. Тому враховують обидва цих види.

Умови витікання рідини схематизують за певними ознаками

- В залежності від тиску на виході;
 - 1) витікання в атмосферу;
 - 2) витікання під рівень.
- В залежності від напору:
 - 1) при постійному напорі;
 - 2) при змінному напорі.
- За видом отвору:
 - 1) за величиною (а – малі отвори; б – великі отвори);
 - 2) за товщиною стінки (а – з тонкою стінкою; б – з товстою стінкою).

При вивченні закономірностей витікання рідини враховують дію сили тяжіння, сил тиску, сил в'язкості і поверхневого натягу. Основні розрахункові характеристики (параметри умов витікання) стосуються центру отвору.

До категорії малих отворів відносять такі, діаметр або характерний вертикальний розмір котрих менший ніж $0,1 H$ ($0,1 H$ напору). Це дозволяє вважати поступальні швидкості мікроструменів у різних частинах потоку однаковими.

До категорії отворів з тонкою стінкою (рис. 10.1) відносять такі, у яких товщина стінки мала по відношенню до розміру отвору (орієнтовно $l \leq 3d$). Зауважують, що внутрішній край отвору не повинен бути заокругленим. У таких умовах струмінь, що витікає,

практично не торкається стінки і не зазнає прямого її впливу на свою форму та гідравлічні характеристики.

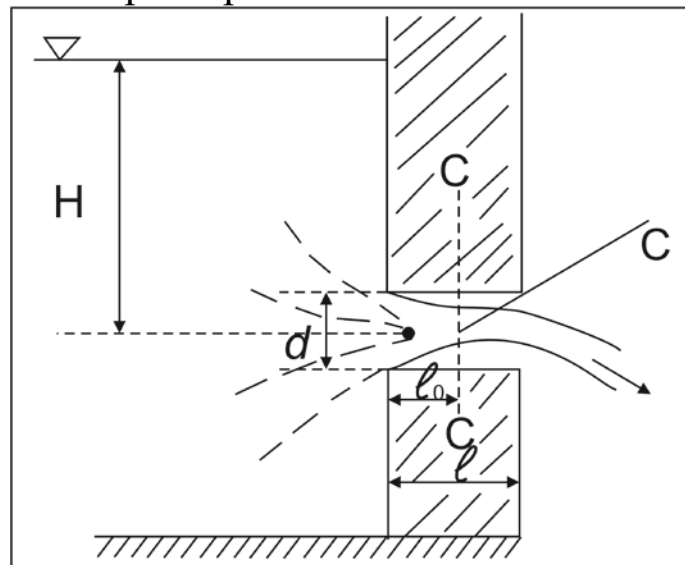


Рис. 10.1. Схема витікання рідини з посудини з тонкою стінкою
 С-С – стиснуте січення; ω_c – площа стиснутого січення

У випадку товстої стінки (рис. 10.2) струмінь може тимчасово або постійно торкатися її («прилипати»). Це впливає на його характеристики, на зміни пропускної здатності отвору. Такі умови близькі до умов насадків.

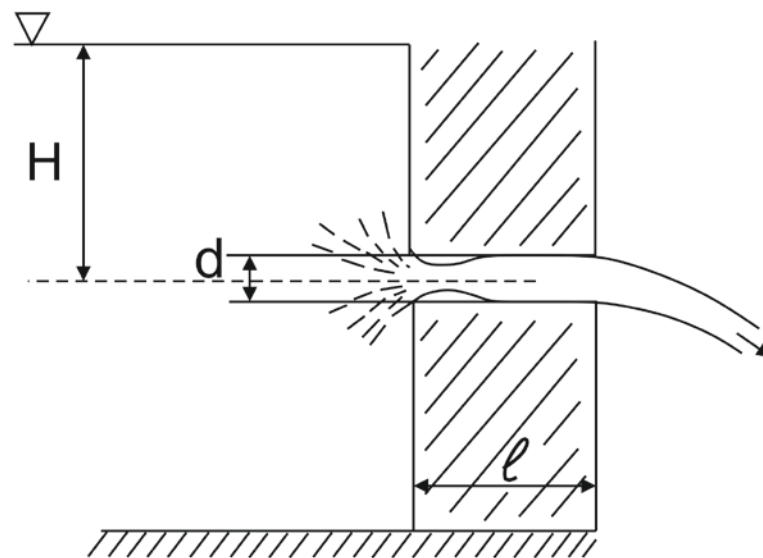


Рис. 10.2. Схема витікання рідини з посудини з товстою стінкою

Струмінь починає формуватися ще у межах посудини, з якої витікає. Тут траєкторії мікроструменів поступово сходяться. Одразу після проходження внутрішньої кромки отвору цей процес за інерцією продовжується. Надалі струмінь стабілізується, траєкторії стають паралельними.

Для круглого малого отвору з тонкою стінкою стиснення струменя спостерігається приблизно на відстані $l_0 \approx 0.5d$ від внутрішньої кромки отвору. Це січення називають стиснутим. Ступінь стиснення струменя характеризують коефіцієнтом стиснення:

$$\varepsilon = \frac{\omega_c}{\omega} < 1. \quad (10.1)$$

Бувають випадки, коли стиснення спостерігається не по всьому периметру січення струменя (рис. 10.3). Тоді стиснення називають неповним. Відповідні коефіцієнти стиснення більші, ніж при повному ($\varepsilon_{н.с.} > \varepsilon$).

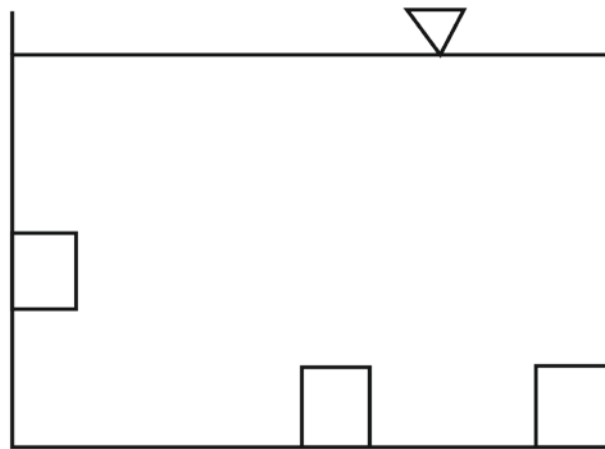


Рис. 10.3. Приклади умов неповного стиснення

Отвір також може знаходитись на різних відстанях від дна, бічних стінок посудини, поверхні рідини в ній (рис. 10.4).

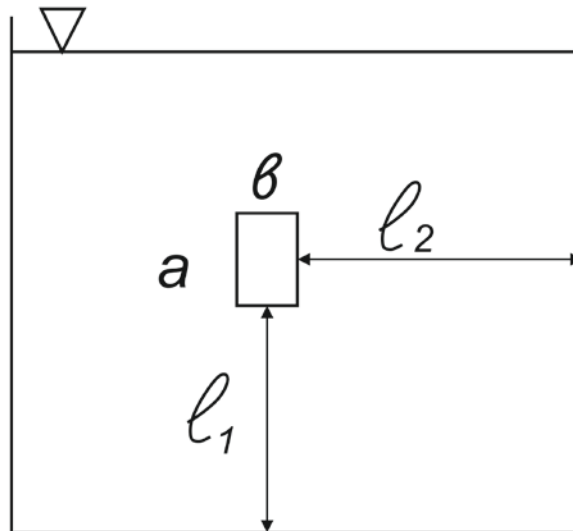


Рис. 10.4. Схема положення отвору у стінці посудини

Якщо $l_1 > 3a$ та $l_2 > 3b$ – траєкторії мікроструменів на виході з посудини не деформуються, не зміщуються. У таких умовах стиснення вважають досконалим. Якщо $l_1 \leq 3a$ або $l_2 \leq 3b$ – стиснення недосконале. Це призводить до збільшення ϵ .

10.2. Витікання з малого отвору з тонкою стінкою в атмосферу при постійному напорі

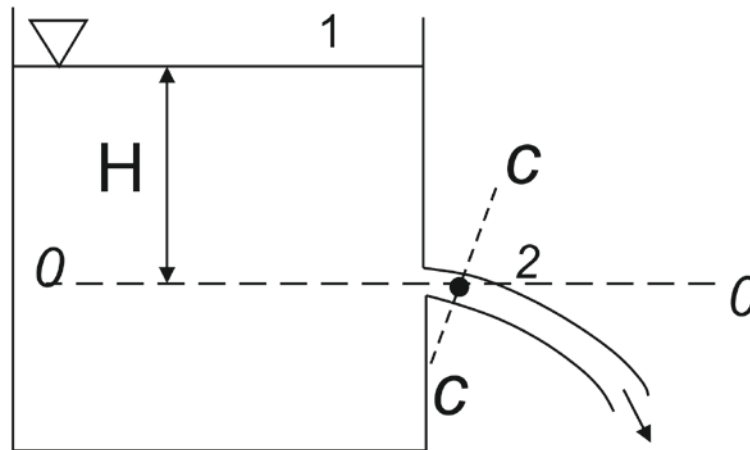


Рис. 10.5. Схема витікання рідини з малого отвору з тонкою стінкою в атмосферу при постійному напорі

Запишемо рівняння Д. Бернуллі для ділянки руху рідини (рис. 10.5) від вільної поверхні (точка 1) до стиснутого січення (точка 2). Площину порівняння для визначення енергії положення зручно проводити через центр тяжіння отвору (площина 0-0).

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{\zeta v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \frac{\zeta v_2^2}{2g} + h_f. \quad (10.2)$$

Приймаємо $z_1 = H$; $p_1 = p_{\text{атм.}}$; $v_1 = 0$; $z_2 \approx 0$; $p_2 = p_{\text{атм.}}$; $v_2 = v_c$; $h_f = \zeta \frac{v_c^2}{2g}$.

Тоді

$$H = \frac{\alpha v_c^2}{2g} + \zeta \frac{v_c^2}{2g}. \quad (10.3)$$

Звідки:

$$H = (\alpha + \zeta) \frac{v_c^2}{2g}. \quad (10.4)$$

Отже,

$$v_c = \sqrt{\frac{1}{\alpha + \zeta}} * \sqrt{2gH}. \quad (10.5)$$

Якщо потрібно врахувати швидкість (v_0) підходу рідини до отвору, то H використовують $H_0 = H + \frac{2v_0^2}{2g}$.

Вводимо коефіцієнт швидкості:

$$\varphi = \sqrt{\frac{1}{\alpha + \zeta}}. \text{ Тоді} \quad v_c = \varphi \sqrt{2gH} \quad (10.6)$$

φ завжди менше одиниці ($\varphi < 1$), оскільки $\alpha > 1$ та $\zeta > 0$.

Для ідеальної рідини $\alpha = 1$ та $\zeta = 0$.

Тоді

$$v_{c.ід.} = \sqrt{2gH} \quad (10.7)$$

(тобто $v_{c.ід.} > v_c$).

Це формула Е. Торічеллі, отримана ним у 1643 р. на основі проведення експериментів з витікання рідини через отвори.

Витрата рідини через отвір буде дорівнювати добутку на площу стиснутого живого перерізу ω_c :

$$Q = \omega_c * v_c = \varepsilon * \omega_c * \varphi * \sqrt{2gH} \quad (10.8a)$$

Вводимо коефіцієнт витрати μ :

$$Q = \mu * \omega \sqrt{2gH}, \quad (10.8b)$$

де $\mu = \varphi * \varepsilon$. $\mu < 1$ оскільки $\varphi < 1$ та $\varepsilon < 1$.

Коефіцієнти $\varepsilon, \varphi, \zeta$ та μ є основними гідравлічними характеристиками, що використовують для опису явища витікання рідини через отвори. Їх значення встановлюють дослідним шляхом. Коефіцієнти ε, φ та μ залежать від чисел Рейнольдса.

$$Re = \frac{\sqrt{2gH} * d}{\nu}. \quad (10.9)$$

При $Re > 100\,000$ (що у більшості випадків спостерігається на практиці) вони стають майже постійними

Для води: $\varphi \approx 0,97$; $\varepsilon \approx 0,62 - 0,64$; $\mu \approx 0,60 - 0,62$.

Коефіцієнт місцевих втрат ζ при збільшенні Re зменшується. (Від 1, при $Re \approx 100$ до 0,06, при $Re \geq 100\,000$).

При неповному стисненні коефіцієнт витрати збільшується:

$$\mu_{неп.} = \mu \left(1 + k \frac{n}{r}\right), \quad (10.10)$$

де r – периметр отвору; n – частина периметру, на якій немає стискання; k – коефіцієнт форми отвору (для круглих отворів $k \approx 0,13$; для прямокутних $k \approx 0,15$).

Недосконале стиснення також призводить до збільшення коефіцієнта витрати:

$$\mu_{\text{нед.}} = \mu [1 + 0.64 (\frac{\omega}{\Omega})^2], \quad (10.11a)$$

де Ω – змочена площа стінки, де знаходиться отвір (рис. 10.6).

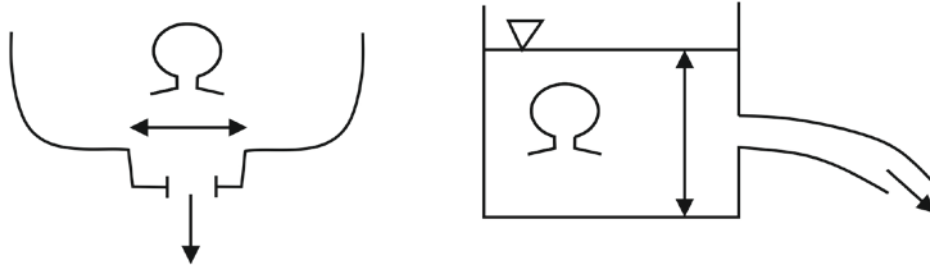


Рис. 10.6. Схеми до визначення коефіцієнту витрати в умовах недосконалого стиснення

У більш загальному вигляді записують:

$$\mu_{\text{нед.}} = \mu (1 + \frac{\tau}{100}), \quad (10.11b)$$

де $\tau = f (\frac{\omega}{\Omega})$.

Наприклад, для отвору при $\frac{\omega}{\Omega} = 0,1$ $\tau \approx 1,5$; при $\frac{\omega}{\Omega} = 0,2$ $\tau \approx 3,5$.

Якщо необхідно врахувати швидкість підходу рідини до отвору (v_0), то застосовують формулу

$$v_0 = \varphi_v * \sqrt{2gH_0} \quad (10.12a)$$

Використовуємо також спеціальні таблиці.

При витіканні струменя в атмосферу з малого отвору з тонкою стінкою відбувається зміна його перерізу з віддаленням від отвору (рис. 10.7).

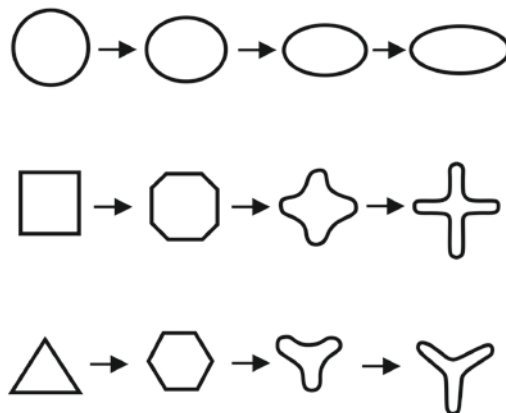


Рис. 10.7. Приклади інверсії струменя

Це явище називають інверсією струменя. Воно пояснюється дією сил поверхневого натягу.

10.3. Траєкторія струменя

У розрахунках витікання рідини з отворів практичний інтерес становить не тільки визначення їх пропускної здатності, але і опис траєкторії струменя (рис. 10.8). Запишемо проєкції вектора струменя у стиснутому січєнні на осі координат x та z :

$$\left. \begin{aligned} v_{cx} &= \bar{v}_c * \cos \theta \\ v_{cz} &= \bar{v}_c * \sin \theta \end{aligned} \right\} \quad (10.13)$$

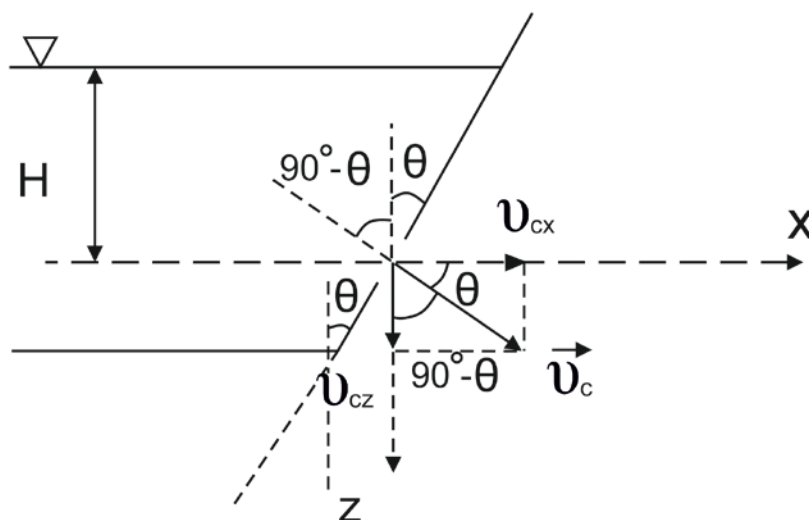


Рис. 10.8. Схема до аналізу траєкторії струменя

В умовах постійності напору H застосуємо рівняння механіки для опису руху матеріальної точки. Рух по горизонталі вважаємо рівномірним, а по вертикалі рівноприскореним (вільне падіння).

$$\left. \begin{aligned} x &= v_{cx} * t = (v_c * \cos \theta) * t \\ z &= v_{cz} * t + \frac{gt^2}{2} = (v_c * \sin \theta) * t + \frac{gt^2}{2} \end{aligned} \right\} \quad (10.14)$$

Вирішуємо систему (10.14) відносно z , виключаючи t :

$$z = x * \operatorname{tg} \theta + \frac{gx^2}{2v_c^2 \cos^2 \theta}, \quad (10.15)$$

де v_c визначаємо за формулою (10.6), $v_c = \varphi \sqrt{2gH}$.

Це рівняння параболи, що описує траєкторію струменя. Якщо отвір знаходиться у вертикальній стінці $\theta = 0$.

Тоді

$$z = \frac{gx^2}{2v_c^2} \quad (10.16)$$

$$\text{Якщо } z = z_0, \text{ то } x_0 = v_c \sqrt{2z_0/g}, \quad (10.17)$$

де x_0 – дальність польоту струменя (рис. 10.9).

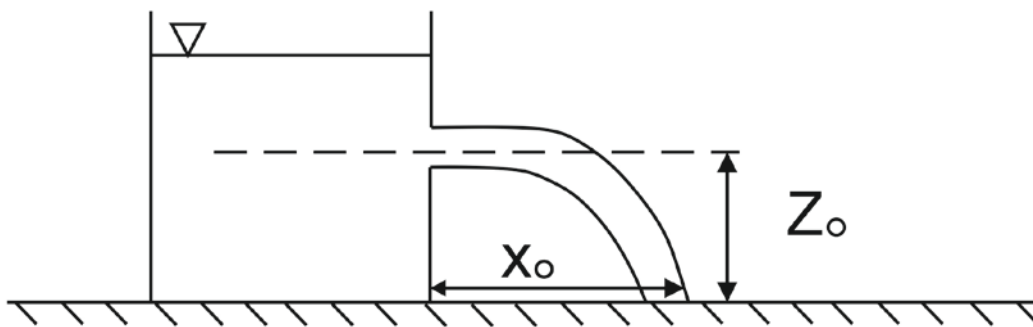


Рис. 10.9. Дальність польоту струменя

Траєкторію струменя необхідно знати при будівництві та експлуатації гідротехнічних, гідрометричних споруд для правильного обґрунтування кріплень дна нижнього б'єфу.

10.4. Витікання з малого отвору під рівень

Якщо знехтувати різницею швидкісних напорів і врахувати, що тиск на поверхню води у верхньому та нижньому резервуарі атмосферний, з рівняння Бернуллі отримаємо $h_f = z$. Водночас:

$$h_f = \Sigma \zeta \left(\frac{v_c^2}{2g} \right), \quad (10.18)$$

де $\Sigma \zeta$ – сумарний коефіцієнт місцевого опору у всій заданій системі рухів, від поверхні 1-1 до поверхні 2-2 (рис. 10.10).

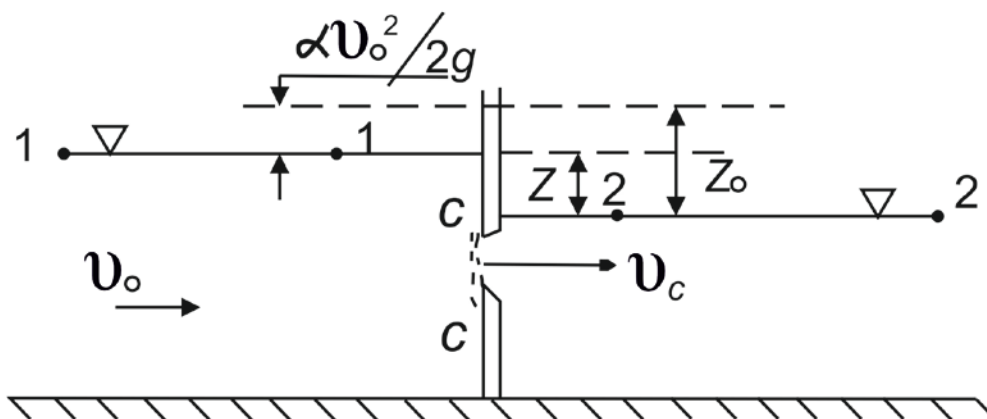


Рис. 10.10. Схема витікання з малого отвору під рівень

Втрати можна також розглянути на двох характерних ділянках руху: до отвору (січення с-с) та після. Тоді:

$$z = h_f = h_{f1} + h_{f2} = (\zeta_{1-c} + \zeta_{c-2}) \frac{v_c^2}{2g}, \quad (10.19)$$

h_{f1} пов'язані з формуванням струменя перед отвором, h_{f2} – з різким розширенням струменя після отвору.

Тому

$$\left. \begin{aligned} h_{f1} &= \zeta_c * \frac{v_c^2}{2g} \\ h_{f2} &= \frac{\alpha_c v_c^2}{2g} \end{aligned} \right\} \quad (10.20a)$$

Тоді

$$v_c = \frac{1}{\sqrt{\alpha_c + \zeta_c}} * \sqrt{2gz}, \quad (10.20б)$$

або

$$v_c = \varphi \sqrt{2gz}. \quad (10.20в)$$

$$\text{Також } Q = \varepsilon \varphi \omega \sqrt{2gz} = \mu \omega \sqrt{2gz}. \quad (10.21)$$

Якщо враховувати швидкість підходу води до отвору v_0 , то отримаємо:

$$v_c = \varphi \sqrt{2gz_0} \quad (10.22a)$$

та

$$Q = \mu \omega \sqrt{2gz_0}.$$

Числові значення коефіцієнтів переважно вважають такими: $\varphi = 0,97$; $\mu = 0,60 - 0,62$.

10.5. Витікання рідини з великих отворів при постійному напорі

У разі витікання рідини з великого отвору швидкості й тиск змінюються у різних його частинах. Тому описати весь рух через середні значення цих характеристик віднесені до центру тяжіння отвору, а також застосувати рівняння Бернуллі досить складно. У таких умовах формули для опису параметрів потоку отримують шляхом інтегрування витрат елементарних струменів. Зокрема, формула для визначення витрати має такий вигляд:

$$Q = \mu \omega \sqrt{2gH_c} \left[1 - \frac{1}{96} \left(\frac{a}{H_c} \right)^2 \right], \quad (10.23a)$$

де a – висота отвору; H_c – напір над центром тяжіння отвору.

Якщо $a \approx H_c$, вираз у квадратних дужках дуже слабо відрізняється від одиниці. Тоді:

$$Q = \mu \omega \sqrt{2gH_c}. \quad (10.23б)$$

Із врахуванням швидкості підходу рідини v_0 отримуємо:

$$Q = \mu \omega \sqrt{2gH_0}. \quad (10.23в)$$

А при витіканні під рівень

$$Q = \mu \omega \sqrt{2gz_0}. \quad (10.23г)$$

Середня швидкість струменя в отворі становить $v_c = Q/\omega$.

У практичних розрахунках за даними формулами використовують таблицю М.М. Павловського.

| № п/п | Вид отвору та характер стиснення струменя | Перший коефіцієнт витрати, μ | Другий коефіцієнт витрати, M |
|-------|---|----------------------------------|--------------------------------|
| 1 | 2 | 3 | 4 |
| 1. | Отвори середніх розмірів зі стисненням струменя з усіх боків | 0,65 | 2,88 |
| 2. | Отвори великих розмірів з недосконалим, але всебічним стисненням струменя | 0,70 | 3,10 |
| 3. | Донні отвори зі значним бічним стисненням струменя | 0,65-0,70 | 2,88-3,10 |
| 4. | Донні отвори з помірним бічним стисненням струменя | 0,70-0,75 | 3,10-3,32 |
| 5. | Донні отвори з плавними бічними підходами струменя | 0,80-0,85 | 3,54-3,77 |

$$*M = \mu \sqrt{2g} \approx 4,43\mu$$

10.6. Витікання з-під затвору (щита)

у горизонтальному лотку

У багатьох водозабірних, водовипускних, гідрометричних спорудах потоки води проходять через отвори, що перекриваються затворами або щитами. Їх піднімають на певну висоту над дном для пропуску необхідної витрати води. Як правило, отвори розташовують перед перепадом або в горизонтальному каналі. У другому випадку витікання може бути вільним (незатоплений отвір) або під рівень (затоплений отвір).

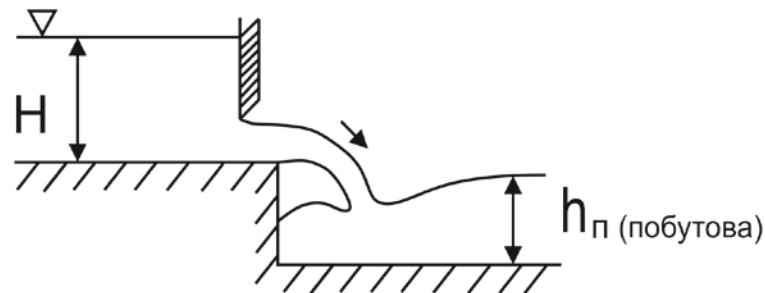


Рис. 10.11. Схема витікання струменя з-під затвору щита у горизонтальному лотку з перепадом

Розглянемо вільне витікання з-під затвору, щита перед перепадом (рис. 10.11).

Для отворів перед перепадом (стілкою падіння) справедливі формули щодо вільного витікання з великого отвору.

Для горизонтальних каналів (рис. 10.12) має місце співвідношення

$$h_c = \varepsilon' a, \quad (10.24)$$

де ε' – коефіцієнт вертикального стиснення струменя; a – висота підняття затвору.

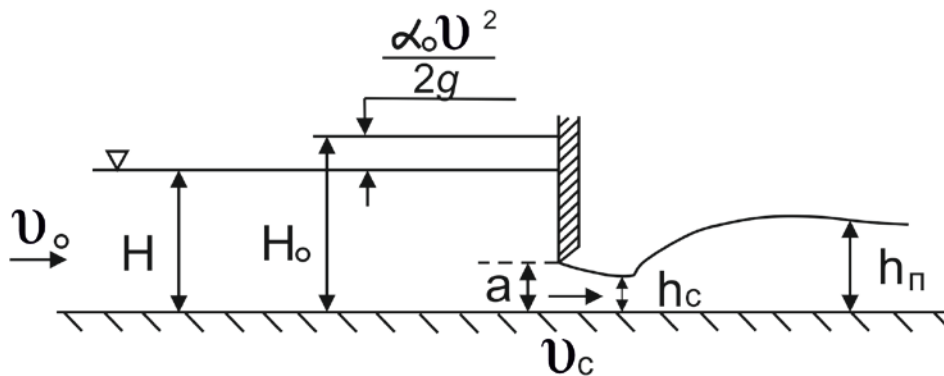


Рис. 10.12. Вільне витікання з-під затвору, щита у горизонтальному каналі

Теоретичні рішення М.Е. Жуковського та емпіричні дослідження показали, що ε' залежить тільки від a та H . Тому запропоновано таку таблицю:

| | | | | | | | | |
|----------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $\frac{a}{H}$ | 0,10 | 0,20 | 0,30 | 0,40 | 0,50 | 0,60 | 0,70 | 0,75 |
| ε' | 0,615 | 0,620 | 0,625 | 0,630 | 0,645 | 0,660 | 0,690 | 0,705 |

Запишемо рівняння Бернуллі для ділянки потоку від січення перед затвором до січення максимального стиснення:

$$H = h_c + \frac{\alpha_c v_c^2}{2g} + \Sigma \zeta \left(\frac{v_c^2}{2g} \right) = h_c + (\alpha_c + \Sigma \zeta) \frac{v_c^2}{2g} \quad (10.25)$$

Звідси:

$$v_c = \sqrt{\frac{1}{\alpha_c + \Sigma \zeta}} * \sqrt{2g(H - h_c)} = \varphi \sqrt{2g(H - h_c)} \quad (10.26)$$

Із врахуванням v_0 :

$$v_c = \varphi \sqrt{2g(H_0 - h_c)}. \quad (10.27)$$

Витрата води через прямокутний отвір шириною B буде становити:

$$Q = B * (\varepsilon' a) * \varphi * \sqrt{2g(H_0 - h_c)}. \quad (10.28)$$

Для вільного витікання $\varphi \approx 0,95 - 0,97$.

При витіканні під рівень (рис. 10.13):

$$Q = \mu * a * B \sqrt{2g(H_0 - h_z)}, \quad (10.29)$$

де h_z – глибина у січнні, де при вільному витіканні спостерігалось б найбільше стиснення; і така, що відраховується від центральної частини вальця підтоплення, нижче якої течія спрямована так, як і загальна.

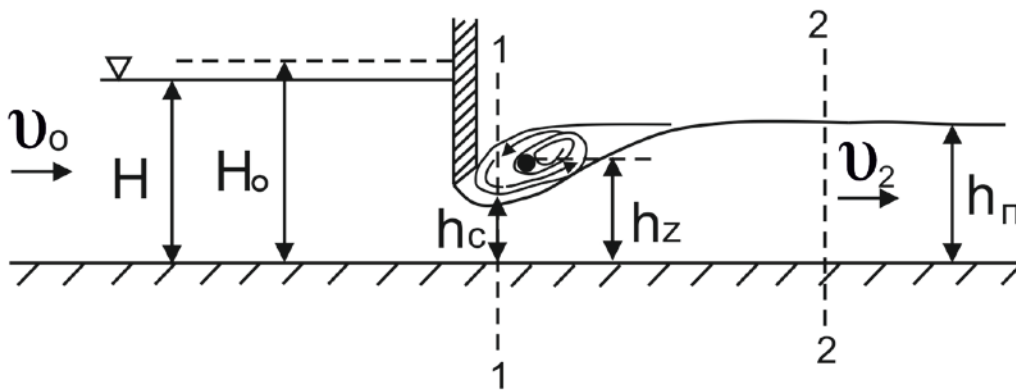


Рис. 10.13. Витікання з-під затвору, щита під рівень у горизонтальному каналі

Її визначають так:
$$h_z = \sqrt{h_p^2 - M \left(H_0 - \frac{M}{4} \right) + \frac{M}{2}}, \quad (10.30)$$

де

$$M = 4\mu^2 a^2 \frac{h_p - h_c}{h_p * h_c}, \quad (10.31)$$

де h_p – побутова (стабілізована) глибина у відвідному каналі. Значення $\mu = \varphi * \varepsilon'$ такі самі, як і при вільному витіканні.

РОЗДІЛ 11

НАПІРНИЙ РУХ РІДИНИ У ТРУБАХ

11.1. Основні поняття і формули для гідравлічного розрахунку простого трубопроводу при рівномірному напірному русі рідини

Напірний рух відбувається при заповненні рідиною всього січення трубопроводу. При такому русі будь-які зміни витрати рідини не викликають змін площ перерізу потоку, а призводять до змін тиску і швидкостей течії. Такий рух прийнято називати напірним. Простим трубопроводом називають такий, що складається з труб одного діаметра й не має відгалужень. Гідравлічно довгим трубопроводом називають такий, у якому втрати напору по довжині значно більші, ніж місцеві, якими в розрахунках нехтують.

Нехай по простому трубопроводу діаметром d і довжиною l проходить витрата рідини Q . Оскільки вона стала й досягає завершення цього трубопроводу, її називають транзитною.

Розглянемо випадок, коли початковий напір H повністю витрачається на втрати по довжині.

$$H = h_\ell, \quad (11.1)$$

Для ділянки довжиною l це означає:

$$J = \frac{h_\ell}{l} = \frac{H}{l}, \quad (11.2)$$

де J – гідравлічний похил.

Розрахунковою формулою гідравлічно довгого простого трубопроводу є формула Шезі:

$$v = C\sqrt{RJ}, \quad (11.3)$$

де $R = d/4$.

$$\text{Також } Q = \omega * v = \omega * C\sqrt{RJ}, \quad (11.4)$$

Позначимо:

$$\omega * C * \sqrt{R} = K. \quad (11.5)$$

Тоді

$$Q = K\sqrt{J}. \quad (11.6)$$

Величина K має розмірність витрати (J – безрозмірна) і являє собою витрату при гідравлічному похилі $J = 1$.

Для ділянок трубопроводів зі сталими значеннями ω ; C та R величина k також стала.

Її називають витратною характеристикою, або модулем витрати.

Запишемо:

$$J = \frac{Q^2}{K^2}, \quad (11.7)$$

Оскільки також $J = H/\ell$,

$$H = J * \ell = Q^2 \frac{\ell}{K^2}. \quad (11.8)$$

Позначимо $\frac{1}{K^2} = A$.

$$\text{Тоді } H = A * \ell * Q^2, \quad (11.9)$$

$$\text{або } J = A * Q^2. \quad (11.10)$$

Величину A називають питомим опором трубопроводу.

Наведені залежності є основними розрахунковими формулами простого трубопроводу при рівномірному русі рідини. Вони дозволяють розв'язувати такі задачі:

- 1) визначення Q при заданих ℓ ; d , H і характеристиках шорсткості (матеріалу) трубопроводу;
- 2) визначення необхідного напору H при заданих Q ; d ; ℓ і характеристиках матеріалу трубопроводу;
- 3) визначення необхідного діаметра d при заданих Q ; H ; ℓ і характеристик матеріалу трубопроводу.

11.2. Гідравлічний розрахунок сталевих і чавунних труб

У трубах можуть спостерігатися різні закономірності формування опору. Квадратична область настає при

$$Re > 21.6 * C * \frac{d}{\Delta} \quad (11.11)$$

Використовуючи також

$$Re_{\text{кв.}} = \frac{v_{\text{кв.}} * d}{\nu},$$

отримаємо:

$$v_{\text{кв.}} \geq 21.6 C \frac{\nu}{\Delta}. \quad (11.12)$$

Розрахунки показують, що, в залежності від характеру труб і температури води, це можуть бути швидкості \sim від 0,5 м/с до 5 м/с. Тобто важливо враховувати неквадратичну (доквадратичну)

залежність між опором та швидкостями течії, оскільки швидкості можуть бути меншими ніж 0,5 м/с.

Такого роду дослідження проведені Ф.А. Шевельовим. Зокрема, ним запропоновано співвідношення

$$C = \theta_1 * C_{\text{КВ.}} \quad (11.13)$$

Коефіцієнт θ_1 досліджено ним для різних видів труб (водопровідних). Уведено також позначення:

$$\theta_2 = \frac{1}{\theta_1^2}. \quad (11.14)$$

Ці коефіцієнти наведено у відповідних таблицях (наприклад, див. табл. 11.1).

Таблиця 11.1

Значення коефіцієнтів θ_1 та θ_2 для розрахунків у перехідній області опору при різних швидкостях v , м/с

| Вид труби | Коефіцієнт | 0,4 | 0,5 | 0,6 | 0,7 | 0,8 | 1,0 | 1,2 | 1,4 | 1,6 | 1,8 | 2,0 | 2,5 | 3,0 |
|--------------|------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| «Нормальні» | θ_1 | 0,92 | 0,94 | 0,95 | 0,96 | 0,97 | 0,98 | 0,99 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 |
| | θ_2 | 1,19 | 1,14 | 1,11 | 1,08 | 1,06 | 1,03 | 1,01 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 |
| Нові чугунні | θ_1 | 0,81 | 0,84 | 0,86 | 0,87 | 0,89 | 0,91 | 0,92 | 0,93 | 0,94 | 0,95 | 0,96 | 0,98 | 0,99 |
| | θ_2 | 1,51 | 1,42 | 1,36 | 1,32 | 1,28 | 1,22 | 1,18 | 1,15 | 1,12 | 1,10 | 1,08 | 1,05 | 1,03 |
| Нові сталеві | θ_1 | 0,91 | 0,92 | 0,93 | 0,94 | 0,95 | 0,95 | 0,96 | 0,97 | 0,97 | 0,98 | 0,98 | 0,99 | 0,99 |
| | θ_2 | 1,22 | 1,18 | 1,16 | 1,14 | 1,12 | 1,10 | 1,08 | 1,07 | 1,06 | 1,05 | 1,04 | 1,03 | 1,02 |

Згідно з формулою Агроскіна,

$$C_{\text{КВ.}} = \frac{1}{n} + 17,72 \lg R. \quad (11.15)$$

$$\text{Тоді } K_{\text{КВ.}} = \omega * C_{\text{КВ.}} * \sqrt{R} = \frac{\pi d^2}{4} * \left(\frac{1}{n} + 17,72 \lg \frac{d}{4} \right) \sqrt{\frac{d}{4}}. \quad (11.16)$$

Дані про $K_{\text{КВ.}}$ також наводяться у відповідних таблицях.

Для неквадратичного закону опору [при ω та $R = \text{const}$]:

$$\theta_1 = \frac{C}{C_{\text{КВ.}}} = \frac{\omega * C * \sqrt{R}}{\omega * C_{\text{КВ.}} * \sqrt{R}} = \frac{K}{K_{\text{КВ.}}}, \quad (11.17a)$$

$$K = \theta_1 * K_{\text{КВ.}} \quad (11.17b)$$

Отримуємо також:

$$Q = \theta_1 * K_{\text{КВ.}} * \sqrt{\frac{H}{\ell}}. \quad (11.18)$$

Підставляємо (11.17b) у (11.8) і отримуємо:

$$H = \theta_2 * Q^2 * \frac{\ell}{K_{KB.}^2} \quad (11.19)$$

Можна записати:

$$H = \theta_2 * Q^2 * L * \frac{1000}{K_{KB.}^2}, \quad (11.20)$$

де L – довжина трубопроводу у км.

11.3. Гідрравлічний розрахунок трубопроводу при послідовному з'єднанні труб різного діаметра

Трубопровід включає n ділянок різних труб. Вони характеризуються довжиною ℓ_i та діаметром d_i . Загальні втрати напору формуються як сума втрат по довжині кожної ділянки. На i -й ділянці, згідно з (11.19), маємо:

$$H_i = \theta_{2i} * Q^2 * \frac{\ell_i}{K_{KB.i}^2}. \quad (11.21)$$

Загалом:

$$H = \sum_{i=1}^n H_i, \quad (11.22)$$

або

$$H = Q^2 \sum_{i=1}^n \left(\theta_{2i} * \frac{\ell_i}{K_{KB.i}^2} \right) = Q^2 \sum_{i=1}^n \left(\theta_{2i} * L_i * \frac{1000}{K_{KB.i}^2} \right) = Q^2 \sum_{i=1}^n A_i \ell_i, \quad (11.23)$$

де $A_i = \frac{\theta_{2i}}{K_{KB.i}^2}$ – питомий опір кожної ділянки.

11.4. Гідрравлічний розрахунок трубопроводу при паралельному з'єднанні труб

Загальні втрати напору на ділянці АВ (рис. 11.1) становлять:

$$H = H_A - H_B. \quad (11.24)$$

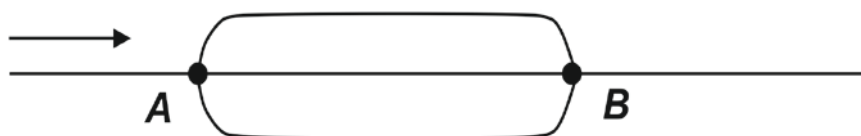


Рис. 11.1. Паралельне з'єднання трубопроводів

У кожній гілці трубопроводу вони однакові. Запишемо для будь-якої гілки:

$$Q_i = K_i \sqrt{\frac{H}{\ell_i}} = \frac{1}{\sqrt{A_i}} * \sqrt{\frac{H}{\ell_i}}. \quad (11.25)$$

$$\text{Також } Q = \sum_{i=1}^n Q_i \quad (11.26)$$

$$\text{Тоді } Q = \sum_{i=1}^n K_i \sqrt{\frac{H}{\ell_i}} = \sqrt{H} \sum_{i=1}^n K_i \sqrt{\frac{1}{\ell_i}} = \sqrt{H} \sum_{i=1}^n \left(\frac{1}{\sqrt{A_i \ell_i}}\right). \quad (11.27)$$

При заданих Q , ℓ_i та характеристиках труб можна обчислити H . Тоді за формулою (11.25) розраховують витрату Q_i у кожній гілці трубопроводу.

Використовують також інший спосіб розрахунку.

Розглядають відносні величини.

$\frac{Q_i}{Q_1}$, де Q_1 – витрата в обраній гілці трубопроводу.

$$\frac{Q_i}{Q_1} = \frac{K_i}{K_1} \sqrt{\frac{\ell_1}{\ell_i}} = \sqrt{\frac{A_1 \ell_1}{A_i \ell_i}}. \quad (11.28)$$

Для доквадратичної області опору записуємо:

$$\left. \begin{aligned} K_i &= \theta_{1i} * K_{KB,i} \\ K_1 &= \theta_{11} * K_{KB,1} \end{aligned} \right\} \quad (11.29)$$

Відомо також, що для нормальних труб: $\theta_1 = 0,99 * v^{0,09}$ (11.30)

$$\text{Тому } \frac{\theta_{1i}}{\theta_{11}} = \left(\frac{v_i}{v_1}\right)^{0,09} = \left(\frac{Q_i * d_1^2}{Q_1 * d_i^2}\right)^{0,09} = \left(\frac{Q_i}{Q_1}\right)^{0,09} * \left(\frac{d_1}{d_i}\right)^{0,18}, \quad (11.31)$$

$$\text{Тоді } \left(\frac{Q_i}{Q_1}\right)^{0,91} = \frac{K_{KB,i}}{K_{KB,1}} * \left(\frac{d_1}{d_i}\right)^{0,18} * \sqrt{\frac{\ell_1}{\ell_i}}. \quad (11.32)$$

Знаючи параметри труб, можемо розрахувати співвідношення між Q .

11.5. Гідравлічний розрахунок трубопроводу при змінах витрати вздовж шляху подачі води

У реальних умовах роботи трубопроводів для водопостачання відбувається поступовий забір води з них. У найпростішому випадку приймаємо його як рівномірно розподілений вздовж шляху подачі води. Витрата, що поступово розподіляється, називається витратою неперервної роздачі (Q_p). Інтенсивність роздачі становить $\mathcal{I}_{Q_p} = Q_p / \ell$, де ℓ – шлях. Загальна витрата у трубопроводі складається з транзитної Q_T і Q_p . Для таких умов записують:

$$H = (Q_T^2 + Q_T * Q_p + \frac{1}{3} Q_p^2) \frac{\ell}{K^2} \quad (11.33)$$

А якщо $Q_T = 0$, то

$$H = \frac{1}{3} Q_p^2 \frac{\ell}{K^2}. \quad (11.34)$$

Отже, для Q_p потрібний напір утричі менший, ніж для транзиту води. Наближено приймають:

$$Q_T^2 + Q_T * Q_p + \frac{1}{3} Q_p^2 \approx (Q_T + 0,55Q_p)^2. \quad (11.35)$$

Вводимо поняття про розрахункову витрату:

$$Q_{\text{розрах.}} = Q_T + 0,55Q_p. \quad (11.36)$$

Тоді напір буде:

$$H = \frac{Q_{\text{розрах.}}^2}{K^2} * \ell = \theta_2 * \frac{Q_{\text{розрах.}}^2}{K_{\text{КВ.}}^2} * \ell. \quad (11.37)$$

Ця формула справедлива для будь-якого розподілу витрати.

11.6. Поняття про гідравлічний розрахунок розподільчих водопровідних мереж

Розподільчі водопровідні мережі бувають: а) розімкнуті або тупікові; б) замкнуті або кільцеві (рис. 11.2).

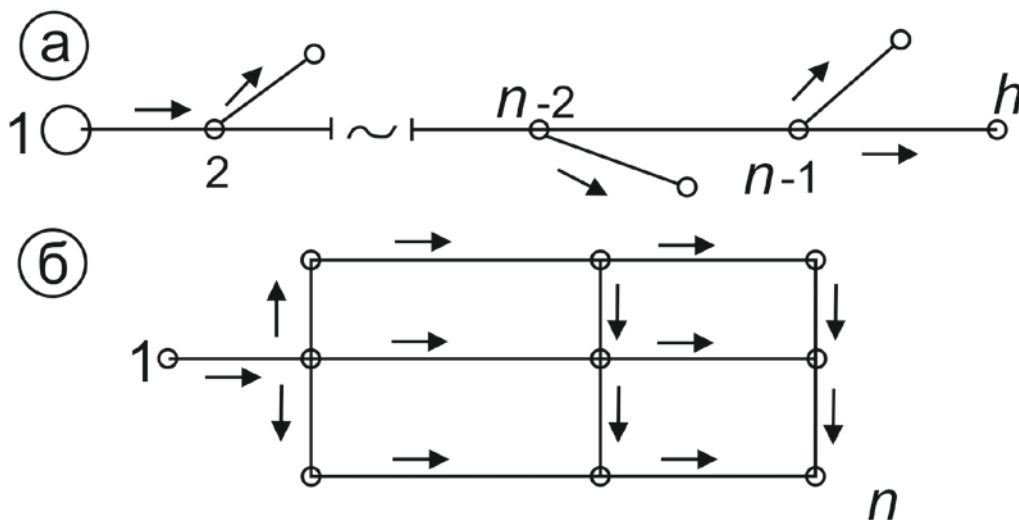


Рис. 11.2. Розімкнута (а) та замкнута (б) розподільні водопровідні мережі

У їх розрахунку виділяють два характерних випадки: 1) розрахунок нової мережі, коли відсутній наперед заданий напір у початковому пункті (відмітка рівня води у напірній вежі); 2) розрахунок із заданим напором у голові системи (при підключенні мережі до вже існуючого водонапірного пункту).

Вихідними даними для розрахунку виступають: довжини ділянок мережі, вузлові витрати води, витрати неперервної роздачі (на кожній ділянці – шляхові витрати), топографічні відмітки

місцевості у вузлах мережі, вільні напори. Останні ($H_{\text{вільн.}}$) – це різниця відміток п'єзометричної лінії та відміток трубопроводу у вузлових точках.

При розрахунку мережі обов'язково виконується умова

$$H_{\text{вільн.}} \geq (H_{\text{вільн.}})_{\text{доп.}}$$

де $(H_{\text{вільн.}})_{\text{доп.}}$ – необхідні мінімально допустимі, технологічно обґрунтовані вільні напори.

Розрахунок розімкненої сітки починається з магістральної лінії. Перш за все визначають розрахункові витрати на її ділянках. Надалі переходять до визначення діаметрів цих ділянок.

Якщо напір у голові системи не задано, використовують таблиці граничних, рекомендованих, економічно обґрунтованих витрат, або граничних швидкостей течії. Після призначення, таким чином, діаметрів ділянок мережі проводять розрахунок втрат на них і кінцеву ув'язку мережі. Розрахунок втрат починають з кінцевого пункту (вузла) мережі n . Там задані $(H_{\text{вільн.}})_{\text{доп. } n}$ та відмітка закладання трубопроводу $(z_3)_n$. Тоді відмітка п'єзометричної лінії буде становити:

$$(z_p)_n = (z_3)_n + (H_{\text{вільн.}})_{\text{доп. } n}$$

Потім визначають відмітку п'єзометричної лінії на вузлі $n - 1$:

$$(z_p)_{n-1} = (z_p)_n + H_{n-1}, \text{ де } H_{n-1} - \text{втрати напору між вузлами.}$$

Відмітка п'єзометричної лінії у водонапірній вежі буде:

$$(z_p)_1 = (z_p)_n + \sum_{i=1}^n H_i$$

Висота вежі (напір в ній) буде:

$$H_B = (z_p)_1 - z_B,$$

де z_B – відмітка трубопроводу на виході з неї.

Якщо при розрахунку буде виявлено, що у якомусь вузлі вільний напір буде менше допустимого, необхідно ввести корективи по збільшенню відміток п'єзометричної лінії.

При заданому напорі у голові системи можна відзначити загальні втрати напору вздовж магістралі:

$$H = (z_p)_1 - (z_3)_n + (H_{\text{вільн.}})_{\text{доп. } n}$$

Стає відомим і середній гідравлічний похил:

$$J_c = \frac{H}{\sum \ell_i}$$

Знаючи розрахункові Q_i на ділянках, можна визначати діаметри труб.

Розрахунок замкненої водопровідної мережі – це досить складна задача. Вона розв’язується методом поступового наближення. Детально її розглядають у курсах водопостачання. Складність задачі пов’язана з об’єктивною невизначеністю витрат води у різних частинах системи. Гідравлічні характеристики розраховують сумарно на ділянках руху води за годинниковою стрілкою і проти неї. Потім порівнюють отримані сумарні втрати: $h_{\text{тр}1}$ та $h_{\text{тр}2}$. Нев’язка між ними допускається до 5% та не більше ніж 0,2-0,5 м. Якщо вона більша, слід перерозподілити витрати на ділянках, спрямувавши дещо більші туди, де втрати виявились меншими, і навпаки.

РОЗДІЛ 12

РІВНОМІРНИЙ РУХ ВОДИ У ВІДКРИТИХ ПРИЗМАТИЧНИХ РУСЛАХ

12.1. Загальні відомості про рух води у відкритих руслах

Потоки води у відкритих руслах характеризуються наявністю вільної поверхні. Вільна поверхня – це поверхня контакту потоку з атмосферним повітрям. Отже,

- 1) тиск на ній скрізь дорівнює атмосферному;
- 2) рух води безнапірний.

Рух відбувається за рахунок дії проекції сили тяжіння на напрямок руху. Оскільки вода важча за повітря, вільна поверхня знаходиться зверху, а знизу потік обмежений твердою речовиною (ложем або твердим руслом). За періоди часу, коли нахил твердого русла зберігається, зберігається і проекція сили тяжіння на загальний напрямок руху. Отже, ми розглядаємо умови руху води, по твердих руслах на їхній межі з атмосферою під дією сили тяжіння.

Безнапірний рух у відкритих жорстких руслах принципово відрізняється від напірного, турбулентного у трубах тим, що відбувається певна саморегуляція потоку через взаємозв'язок таких взаємно залежних характеристик, як витрата води, середня швидкість, глибина та площа живого перерізу. Таким чином, безнапірний рух значно складніший, ніж напірний. Безнапірний рух може бути усталеним або неусталеним, рівномірним або нерівномірним. Нерівномірність руху може бути пов'язана зі змінами конфігурації і площі поперечного перерізу русла/потoku вздовж течії.

Для спрощення, схематизації задач гідравлічного розрахунку руху потоків води у відкритих руслах та розгляду власне рівномірного руху використовують поняття призматичного русла. Це русло з постійною формою перерізу вздовж течії. Найпростішими формами перерізу є прямокутна, трапецієподібна, параболічна, заокруглена. Призматичними переважно є штучні

відкриті русла: канали, лотки, неповністю заповнені труби. Природні відкриті русла характеризуються більш складними формами.

Враховуючи наведені загальні відомості формулюють умови рівномірного руху у відкритих руслах. Перш за все це стосується рівності:

$$I = I_{\Pi} = I_B, \quad (12.1)$$

де I – гідравлічний похил; I_{Π} – п'єзометричний; I_B – поздовжній похил вільної поверхні потоку.

П'єзометричний похил є постійним, незмінним, оскільки на всій вільній поверхні тиск зберігається на рівні атмосферного. Отже,

$I_{\Pi} = I_B$. Для того, щоб ці похили дорівнювали гідравлічному, необхідно щоби вздовж течії зберігалася величина швидкісного напору $\alpha v^2/2g$. Це можливо при виконанні таких умов:

1. $Q = \text{const}$.
2. Русло призматичне.
3. Глибина h незмінна вздовж потоку.
4. Поздовжній похил dna (i) незмінний вздовж потоку.
5. Шорсткість ложа незмінна вздовж потоку.
6. Місцевими опорами можна знехтувати ($h_f = h_l$).

Наслідками цих умов є:

1. $\omega = \text{const}$.
2. $\chi = \text{const}$.
3. $R = \text{const}$.
4. $I_B = i$, де i – поздовжній похил dna.

Достатньо точно такі умови можна дотримати лише у лабораторних умовах. У практичних випадках завжди спостерігаються певні відхилення. Тому прийнято розглядати «умовно рівномірний» або квазірівномірний рух. Найменші похибки гідравлічного розрахунку виникають для умов штучних призматичних русел.

Водночас слід відмітити, що розрахунковий апарат рівномірного руху досить широко використовують у гідрології та в інженерній діяльності загалом. Він застосовується навіть для виконання певних завдань опису нерівномірного або неусталеного руху (зокрема, задач врахування гідравлічного опору) через введення до формул рівномірного руху певних корективів.

Для характеристики втрат і гідравлічного опору рівномірних потоків у відкритих призматичних руслах прийнято використовувати формулу Шезі. Нагадаємо також, що для таких умов можна записати:

$$C = \sqrt{\frac{2g}{\lambda_R}} = \sqrt{\frac{2g}{\lambda}} \quad (12.2)$$

Саму ж формулу Шезі записують у такому вигляді:

$$v = C\sqrt{R_c * i} = C\sqrt{h_c * i}, \quad (12.3)$$

де h_c – середня глибина потоку; i – поздовжній похил dna. Відповідно записують:

$$Q = \omega * C\sqrt{R * i} \quad (12.4)$$

Використовують також витратну характеристику $K = \omega * C\sqrt{R}$.

12.2. Гідравлічні елементи поперечного перерізу каналів

У практиці найбільш вживаними формами поперечних перерізів (відповідно, і живих перерізів) каналів є трапецієподібні та параболічні. Що ж стосується прямокутної форми, то її можна розглядати як окремий випадок трапецієподібної.

Найбільш розповсюдженим перерізом каналів є трапецієподібний симетричний переріз (рис. 12.1).

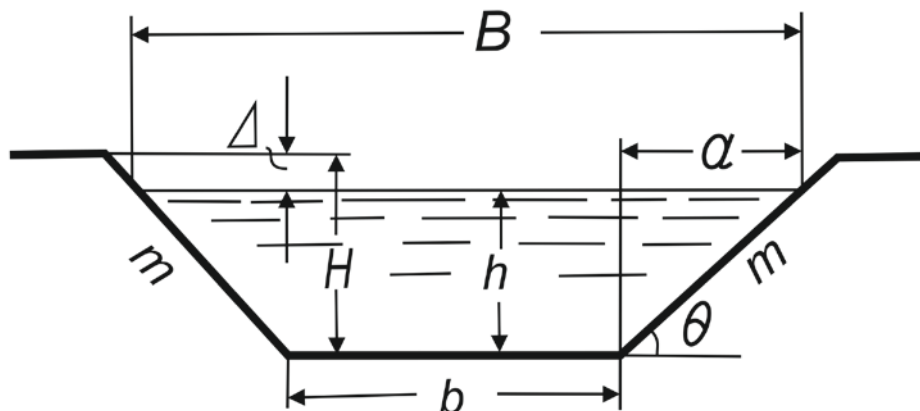


Рис. 12.1 Канал трапецієподібного поперечного перерізу:

b – ширина канала по дну; H – висота поперечного перерізу; h – глибина потоку; Δ – запас у дамбах; B – ширина потоку по урізу (поверхні) води; $\frac{a}{h} = \text{ctg } \alpha = m$ – коефіцієнт закладання відкосу.

Коефіцієнт закладання відкосу пов'язаний з особливостями ґрунту або матеріалу, з якого виконано відкіс. Для дрібного, глинистого піску він становить 3-4; для середнього піску 2-2,5; для гравію та гальки – 1-1,5.

Площа живого перерізу обчислюється так:

$$\omega = b * h + 2 * \frac{h*a}{2} \quad (12.5)$$

Оскільки $a = m*h$, то

$$\omega = b * h + mh^2 = (b + mh) * h = (b + a) * h. \quad (12.6)$$

Змочений периметр:

$$\chi = b + 2 \sqrt{h^2 + a^2} = b + 2 \sqrt{h^2 + h^2 m^2} = b + 2h \sqrt{1 + m^2} = b + m' h, \quad (12.7)$$

де $m' = 2\sqrt{1 + m^2}$.

Гідравлічний радіус:

$$R = \frac{b*h+mh^2}{b+m'h} \quad (12.8)$$

Ширина повільної поверхні:

$$B = b + 2mh \quad (12.9)$$

Уводять показник витягнутості поперечного перерізу:

$$\beta = \frac{b}{h} \quad (12.10)$$

та показник $\sigma = \frac{m_0 \cdot h}{b + mh}$, (12.11)

де $m_0 = m' - m$.

Другий важливий тип поперечного перерізу – параболічний (рис. 12.2).

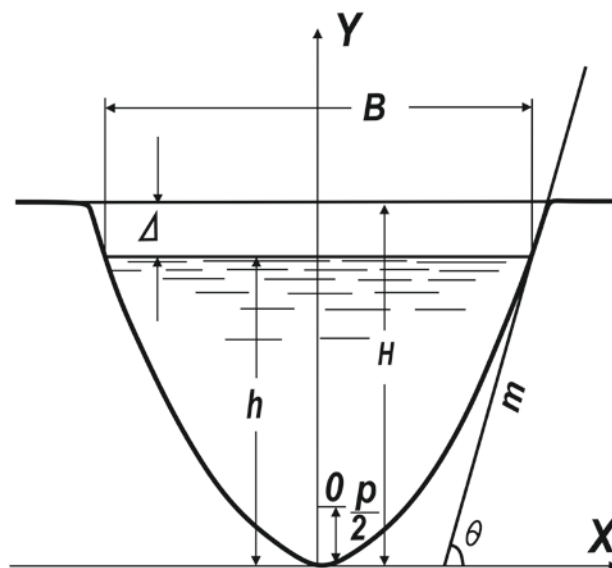


Рис. 12.2. Канал параболічного поперечного перерізу: p – параметр параболи; h – нормальна глибина наповнення; $\tau = h/p$ – відносна глибина; $m = 1/\sqrt{2\tau}$ – крутизна відкосу на урізі.

Основні гідравлічні елементи обчислюють за нижченаведеними формулами.

Площа живого перерізу:

$$\omega = \frac{2}{3} B h = \frac{4}{3} h \sqrt{2p} \sqrt{h}. \quad (12.12)$$

Оскільки

$$B = 2 \sqrt{2p} \sqrt{h}. \quad (12.13)$$

Довжина змоченого периметру буде становити:

$$\chi = p [\sqrt{2\tau(1+2\tau)} + \ln(\sqrt{2\tau} + \sqrt{1+2\tau})]. \quad (12.14)$$

Вираз у дужках позначають через N_i визначають за допомогою таблиць, задаючись значенням τ – відносної глибини (табл. 12.1).

Таблиця 12.1

| τ | N | τ | N | τ | N | τ | N |
|--------|------|--------|------|--------|------|--------|------|
| 0,001 | 0,09 | 0,15 | 1,15 | 0,55 | 2,44 | 0,95 | 3,48 |
| 0,01 | 0,28 | 0,25 | 1,54 | 0,65 | 2,71 | 1,05 | 3,72 |
| 0,04 | 0,57 | 0,35 | 1,85 | 0,75 | 2,97 | 1,15 | 3,97 |
| 0,08 | 0,82 | 0,45 | 2,16 | 0,85 | 3,23 | 1,25 | 4,19 |
| 0,10 | 0,93 | 0,50 | 2,30 | 0,90 | 3,34 | | |

Тоді $\chi = pN$. (12.15)

Гідралічний радіус:

$$R = \frac{2Bh}{3pN} \quad (12.16)$$

Для перерізів, у яких $B \gg h$ (плоскі русла), використовують спрощені співвідношення.

Трапецієподібний переріз:

$$\omega = B * h; \chi = B; R = h; B = b.$$

Параболічний переріз:

$$B = \chi; \omega = \frac{2}{3} B h; R = \frac{2}{3} h.$$

Для розрахунку руху води в каналах лінійні параметри виражають у метрах.

12.3. Гідравлічно найбільш вигідні поперечні профілі каналів

Завданням оптимального використання каналів є зменшення опорів (втрат) для досягнення максимальної пропускної здатності (максимальної витрати води). Для витрати використовуємо залежність

$$Q = \omega * v = \omega * C \sqrt{R * i}. \quad (12.17)$$

Якщо ми задаємо ω та i , то C і R , а отже і v , збільшуються при зменшенні χ . Для гідравлічного радіуса це прямо впливає з формули $R = \frac{\omega}{\chi}$. Для коефіцієнта Шезі це пов'язано як зі зменшенням впливу шорсткості ложа потоку при стягуванні χ , так і зі збільшенням R (виходячи з формул для обчислення C).

Таким чином, задача збільшення пропускної здатності каналів пов'язана із задачею знаходження **гідравлічно найвигіднішого поперечного профілю каналу**. Як ми вже показали для цього треба зменшувати величину змоченого периметра. Отже, гідравлічно найвигідніший переріз – це такий, для якого виконується умова $\chi = \min$ при $\omega = \text{const}$. Цій умові, перш за все, відповідає переріз у вигляді напівкола (або сегментний). Але такі канали не завжди вигідні економічно. Зокрема, через необхідність укріплення крутих або відповідних берегів. Із формули для опису трапецієподібного і параболічного призматичних русел випливає, що ці дві характеристики залежать від ширини (b та B) і глибини h (для трапецієподібного перерізу приймаємо $m = \text{const}$). Різні поєднання b та h при $\omega = \text{const}$ можуть давати різні значення χ . Задачі знаходження $\chi = \min$ відповідає тільки одна пара значень b та h .

Трапецієподібний канал. Питання про знаходження форми гідравлічно найвигіднішого перерізу зводиться до пошуку фігури з мінімальною довжиною периметра при заданій площі.

Із геометрії відомо, що такою фігурою є коло. Отже, ідеальним каналом гідравлічно найбільш вигідного перерізу був би напівкруглий канал. Практично це можливе тільки для лотків і безнапірних труб. Можна зробити висновок, що якщо канал повинен бути трапецієподібним, то потрібно придати йому форму половини правильного шестикутника зі співвідношенням $B = 2b$ при $m = \frac{\sqrt{3}}{3} \approx 0,58$. Однак витримати ці співвідношення в більшості випадків

неможливо через ряд міркувань. Тому стосовно каналів трапецієподібного перерізу задача формулюється так: яким повинно бути співвідношення між лінійними параметрами перерізу, щоби воно було гідравлічно найвигіднішим, якщо коефіцієнт закладення відкосу m заданий заздалегідь.

Запишемо вираз для ω та χ

$$\omega = bh + mh^2 = h^2(\beta + m), \quad (12.18)$$

$$\chi = b + m'h = h(\beta + m'). \quad (12.19)$$

Далі для пошуку χ_{\min} , користуючись прийомами вищої математики, проводимо диференціювання функцій (12.18) та (12.19). Отримуємо:

$$d\omega = h^2 d\beta + 2hdh(\beta + m) = 0, \text{ оскільки } \omega = \text{const}; \quad (12.20)$$

$$d\chi = hd\beta + (\beta + m') dh = 0, \text{ оскільки } \chi = \text{min}. \quad (12.21)$$

Ці рівності можна записати так:

$$h \frac{d\beta}{dh} + 2(\beta + m) = 0; \quad (12.22)$$

$$h \frac{d\beta}{dh} + (\beta + m') = 0. \quad (12.23)$$

Розв'язуючи їх спільно, отримуємо:

$$2(\beta + m) = \beta + m', \quad (12.24)$$

звідки $\beta = m' - 2m$.

Цей вираз відповідає вимозі гідравлічно найбільш вигідного профілю каналу. Тому в кінцевому результаті отримуємо:

$$\beta_{г.н.} = \frac{b_{г.н.}}{h_{г.н.}} = m' - 2m = m_0 - m = 2(\sqrt{1 + m^2} - m), \quad (12.25)$$

де індекси «г.н.» відповідають гідравлічно найвигіднішому перерізу.

Таким чином, щоб побудувати гідравлічно найбільш вигідний переріз трапецієподібного профілю при заданому m , потрібно отримати між b і h співвідношення, яке задовольняє формулу (12.25). Із формули (12.25) випливає, що при $m \geq 1$ гідравлічно найбільш вигідні є перерізи вузькі та глибокі. Наприклад, при $m = 2$ отримуємо $\beta_{г.н.} = 2(\sqrt{1 + 2^2} - 2) = 0,48$.

Користуючись формулою (12.25), отримуємо деякі додаткові співвідношення:

$$R_{г.н.} = \frac{\omega_{г.н.}}{\chi_{г.н.}} = \frac{h_{г.н.}^2(\beta_{г.н.} + m)}{h_{г.н.}(\beta_{г.н.} + m')} = \frac{h_{г.н.}(m' - m)}{2(m' - m)} = \frac{h_{г.н.}}{2}; \quad (12.26)$$

$$\sigma_{г.н.} = \frac{m_0 h_{г.н.}}{b_{г.н.} + m h_{г.н.}} = \frac{m_0}{\beta_{г.н.} + m} = \frac{m_0}{m_0 - m + m} = 1, \quad (12.27)$$

тобто гідравлічний радіус гідравлічно найбільш вигідного трапецієподібного перерізу рівний половині глибини, а характеристика перерізу σ при гідравлічно найбільш вигідного профілю дорівнює одиниці.

Відмітимо також, що прямокутний переріз буде гідравлічно найбільш вигідним, коли ширина у 2 рази перевищує глибину наповнення.

Для *параболічних перерізів*:

$$\tau_{г.н.} = 1,8856.$$

Тобто вони повинні бути порівняно вузькими та глибокими.

Поряд із наведеними прикладами аналітичного розв'язку задачі знаходження гідравлічно найбільш вигідного поперечного перерізу каналу існують графо-аналітичні способи (див, наприклад, підручник Ю.М. Константінова та О.О. Гіжі, 2002). Існують також задачі знаходження гідравлічно найбільш вигідних інших форм, зокрема складних форм перерізів.

Окрім пошуку гідравлічно найвигіднішого перерізу каналів, для оптимальної їх експлуатації, розв'язують задачі дотримання певних умов (технічних умов). Це умови обрання значень елементів поперечних перерізів, перш за все, коефіцієнтів закладення відкосів, а також обрання нерозмиваючих та незамулюючих швидкостей (щоби не було значного розмиву або, навпаки, замулення каналу). При проектуванні каналів виконують певні задачі з їх розрахунку, визначення характерних величин.

12.4. Технічні вимоги до каналів та задачі з їх розрахунку, проектування

Основна функція каналу – це пропуск певної кількості води (витрати). Поряд із питанням гідравлічно найбільш вигідного живого перерізу існують інші важливі технічні умови та вимоги. Вони стосуються загальної конструкції, певного перерізу, матеріалів. У випадках неукріплених каналів (без жорстко закріплених стінок та дна) на перший план виступає питання стійкості дна та відкосів. Це пов'язано з гідрофізичними процесами, зокрема механічним розмивом. У канали можуть попадати мінеральні та інші частинки – наноси. Вони можуть утворювати відклади, що призводить до замулення частин каналу і пониження ефективності його функціонування.

Для дотримання технічних умов проектування або реконструкції неукріплених каналів вирішують три основних види питань.

Елементи поперечних перерізів каналів

Зрошувальні канали проектуються переважно як трапецієподібні; осушувальні – як трапецієподібні або параболічні. Для трапецієподібних каналів розроблено спеціальні таблиці, згідно з якими обирають коефіцієнти закладання відкосів m . Вони залежать від глибини наповнення, витрати води, виду каналу, характеру ґрунту, у якому закладено канал (у виємці або між насипами).

При глибинах наповнення каналів $h > 3$ м відкоси розраховуються за нормами для земляних гребель.

Існують норми перевищення загальної висоти поперечного перерізу каналу $H_{над} h_{max}$. Вони враховують величину витрати води.

Найбільші допустимі нерозмиваючі швидкості течії води

Максимальні допустимі швидкості течії $u_{розмив}$ залежать від: 1) ґрунту і матеріалів; 2) розмірів живого перерізу; 3) наявності у водному потоці завислих частинок. Для визначення $u_{розмив}$ використовують спеціальні таблиці та формули [1975, с. 233]. Вочевидь фактична швидкість течії у каналі повинна бути: $u \leq u_{розмив}$.

Найменші допустимі замулюючі швидкості течії води

Позначаються $u_{замул}$. Реальні швидкості повинні їх перевищувати $u \geq u_{замул}$. Для їх визначення у першому наближенні застосовують формулу:

$$u_{замул} = A * Q^{0,2} [м/с] \quad (12.28)$$

Коефіцієнт A залежить від середньозваженої гідравлічної крупності наносів W_c . (Гідравлічна крупність частинки наносів – це середня швидкість її вільного падіння у стоячій воді (Див. тему 24). При $W < 1,5$ мм/сА = 0,33. При $W = 1,5 \div 3,5$ мм/сА = 0,44. При $W > 3,5$ мм/сА = 0,55.

Для окремої фракції наносів середня гідравлічна крупність становить

$$W_{фр.i} = \frac{W_{1i} + 3W_{2i}}{4}, \quad (12.29)$$

де W_{1i} – найменше значення у фракції; W_{2i} – найбільше.

Середня зважена гідравлічна крупність всієї суміші наносів становить:

$$W_c = \frac{\sum W_{фр.i} * P_i}{100\%},$$

де P_i – вміст фракції у % по вазі.

Задача визначення найбільше вигідного перерізу каналу при проектуванні поєднується з іншими задачами розрахунку каналів. Відомо, що гідравлічно найвигідніший поперечний профіль каналу не завжди економічно найбільш вигідний (враховуючи об'єми земляних та інших робіт). Тому існують методи розв'язання відповідної задачі. Очевидно, що оптимальна пропускна здатність пов'язана з найбільшими допустимими нерозмиваючими швидкостями течії ($v_{розмив.}$). Однак це питання досить неоднозначне у зв'язку зі складною турбулентною структурою водних потоків та закономірностями самоорганізації системи потік – русло. Загалом, проблематика створення і тривалої експлуатації оптимальних каналів досить широка і становить важливий напрямок науково-прикладних досліджень.

З метою систематизації задач з розрахунку каналів і у навчальних цілях прийнято виділяти основні їх типи. Наприклад, типізація може враховувати те, що коефіцієнт закладання відкосів m (у трапецієподібних каналів) та коефіцієнт шорсткості n у більшості випадків проектування відомі наперед (задаються). Тоді, згідно з формулою $Q = \omega * C * \sqrt{R * i}$, невідомими є Q , i , ω та R . Для аналізу зв'язків використовують також залежності, що описують поперечний переріз каналу. Відповідно вважають, що незалежних рівнянь для розв'язання задач розрахунку каналу два. Отже, є можливість знаходити два невідомих параметри. Ставлячи параметри попарно, отримуємо чотири типи задач. Перший тип: необхідно знайти Q та v (або i та v) при заданих інших величинах. Другий тип: треба знайти v та параметр живого перерізу при тому, що задані Q , i та один із параметрів перерізу. Третій тип: треба знайти параметри перерізу та v при заданих Q та i . Четвертий тип подібний до третього і відрізняється тим, що також задана v . У курсах гідравліки наводяться приклади розв'язування таких задач. Зокрема, способами поступового наближення, побудови додаткових графіків залежностей, підбору та іншими.

РОЗДІЛ 13

ОСНОВНІ ВІДОМОСТІ ПРО УСТАЛЕНИЙ НЕРІВНОМІРНИЙ РУХ ВОДИ У ВІДКРИТИХ ПРИЗМАТИЧНИХ РУСЛАХ

13.1. Поняття про нерівномірний рух

Нерівномірним називають такий рух потоку рідини, при якому характеристики руху змінюються вздовж течії. Можуть змінюватися площі, форми перерізу, глибини, ширини, швидкості течії тощо. Зміни можуть відбуватися різко або плавно. Для виявлення основних закономірностей нерівномірного руху спочатку розглядають плавнозмінний рух. Для нього характерні лише втрати по довжині.

У непризматичних руслах складної будови рух завжди нерівномірний. У призматичних руслах при $i \leq 0$, згідно з формулою Шезі та рівняння рівномірного руху, рівномірний рух також неможливий. При $i > 0$ причиною нерівного руху можуть бути зміни будови русла, місцеві перепони (зокрема штучні, інженерні споруди) або значні, різкі зміни характеристик шорсткості вздовж русла, зміни похилу дна.

Для непризматичних русел прийнято записувати $\omega = f(h; S)$, де S – відстань вздовж осі потоку, h – поточна середня глибина. Для призматичних русел при рівномірному русі $\omega = f(h)$ отже $\partial\omega/\partial S = 0$. А при нерівномірному $\partial\omega/\partial S \neq 0$.

При нерівномірному русі робота сил тяжіння вздовж потоку не врівноважується роботою сил тертя. Внаслідок цього відбуваються зміни питомої енергії потоку (напорів). Констатують незбіжність профілю вільної поверхні потоку та профілю дна ($J \neq i$). Профіль вільної поверхні стає криволінійним. Виділяють дві основні його форми:

1) крива підпору – глибина потоку в напрямку руху збільшується.

2) крива спаду – глибина потоку в напрямку руху зменшується.

Такі форми вільної поверхні можуть виникати при будь-яких значеннях похилу дна [1) $i > 0$; 2) $i = 0$; 3) $i < 0$]. У випадку перешкод у

руслі криві вільної поверхні також відрізняються на ділянках вище та нижче перешкоди.

Загалом виникає досить складна система основних різновидів (конфігурацій) нерівномірного руху. Його дослідження виконують через порівняння із рівномірним рухом. Зокрема, при заданих параметрах поперечного перерізу, шорсткості n , витраті Q та похилі дна $i_0 > 0$ завжди можна знайти h_0 , при якій буде виконуватися основне рівняння рівномірного руху. Можемо записати:

$$Q = \omega_0 C_0 \sqrt{R_0 I_0} = K_0 \sqrt{I_0}. \quad (13.1)$$

У теорії нерівномірного руху приймають: а) при $i > 0$; $i_0 = i$; б) при $i = 0$, $i_0 > 0$ (довільний додатній); в) при $i < 0$, $i_0 = |i|$.

Уводять поняття фіктивної витрати води. Це витрата при заданих ω та $i_0 > 0$.

$$Q_\phi = Q' = \omega C \sqrt{R i_0} = K \sqrt{i_0}, \quad (13.2)$$

де ω , C та R – величини, які відповідають певному, довільно заданому, наповненню русла (h_i), але не h_0 . Похили i_0 приймаються такими, як було вказано вище.

Дослідження нерівномірного руху потоків рідини показали, що вони можуть знаходитися у спокійному, критичному або бурхливому станах. Переходи між двома крайніми станами можуть бути стрибкоподібними. Тому їх дослідження (як різко нерівномірного руху і у зв'язку зі значними особливостями руху у різних станах) важливі у теоретичному та практичному відношенні. Важливим вивчення високошвидкісних потоків, що можуть існувати у технічних, штучних та природних умовах. Зокрема цікавим прикладом є потоки прориву, які також трактують як хвилі (паводки) прориву.

Спокійні потоки характеризуються плавною формою водної поверхні. Перепони вони обтікають спокійно, без різких збурень, утворюючи перед ними плавну лінію підйому рівнів. Такий характер течії, як правило, властивий рівнинним річкам.

Вільна поверхня бурхливих потоків відрізняється значною нерівністю, мінливістю, наявністю різких збурених гребенів (підвищень) перед перепоною і відповідними пониженнями за ними (рис. 13.1).

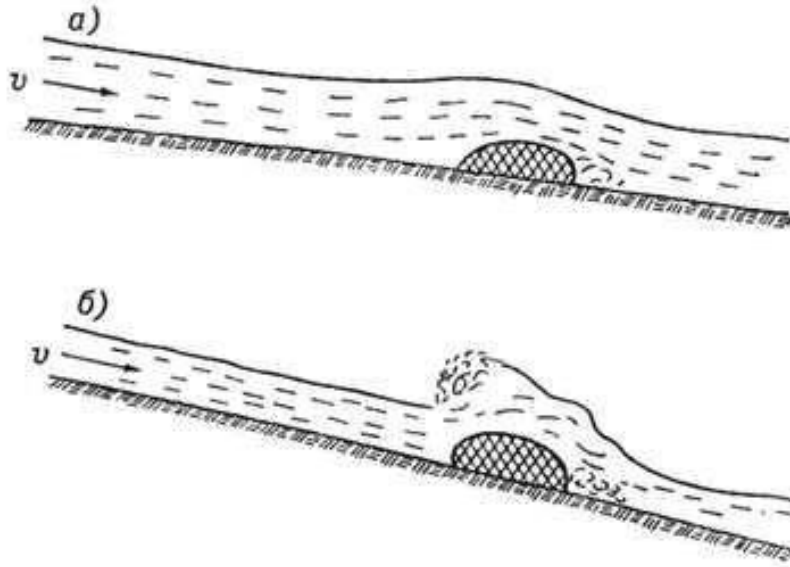


Рис. 13.1. Характер течії спокійних та бурхливих потоків

Різкі підвищення (підкидання води) називають гідравлічним стрибком. Вони утворюються у стрімких (бурхливих) потоках перед перешкодами або при різкому переході від стрімкого до спокійного потоку (різке зменшення похилу дна).

13.2. Питома енергія перерізу і опис станів нерівномірного потоку у відкритому призматичному руслі

При вивченні особливостей нерівномірного руху потоків у відкритих призматичних руслах необхідно враховувати (описувати) зміни питомої енергії потоку вздовж течії. Для цього вводять поняття про питому енергію січення (перерізу) потоку.

Згідно з рівнянням Бернуллі, повна енергія у будь-якому січенні становить:

$$E = Z + \frac{p}{\rho g} + \frac{\alpha v^2}{2g}. \quad (13.3)$$

Для того, щоб виключити вплив змін питомої енергії положення (за рахунок якої формується власне течія і кінетична енергія) приймаємо, що поверхня відліку відміток ($0' - 0'$) збігається з найнижчою точкою русла (рис. 13.2).

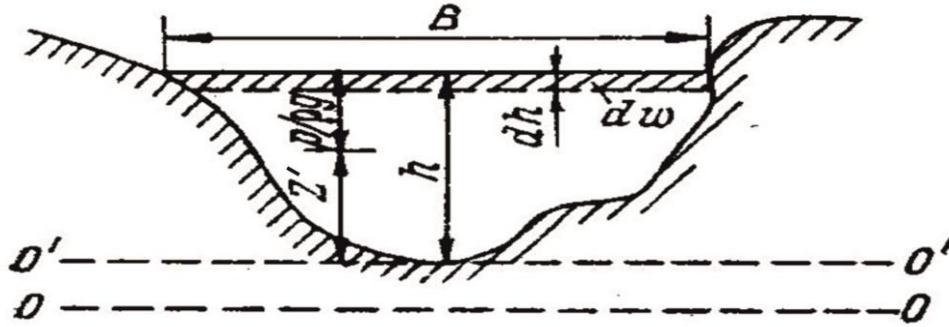


Рис. 13.2. Схема поперечного перерізу русла й потоку

Вводимо також поняття глибини наповнення русла – h . Це вже не глибина від поверхні, яка дорівнює $p/\rho g$, а сума цієї величини з відміткою z' , що завжди дорівнює глибині наповнення русла.

Тепер питома енергія січення буде становити:

$$\mathcal{E} = h + \frac{\alpha v^2}{2g} = h + \frac{\alpha Q^2}{2g\omega^2}. \quad (13.4)$$

Для рівномірного руху $\mathcal{E} = const$ вздовж течії потоку. А для нерівномірного $\mathcal{E} \neq const$. Як бачимо з рівняння (13.4), вона залежить від змін глибини наповнення русла та змін швидкісного напору. При вивченні нерівномірного руху стоїть задача опису положення (профілю) вільної поверхні, тому перш за все нас цікавить залежність $\mathcal{E} = f(h)$. Водночас, знаючи її, ми можемо визначити зміни швидкісного напору. Аналіз залежності проводять із використанням рівняння (13.4):

а) при $h \rightarrow 0$, ω також прямує до $0(\omega \rightarrow 0)$. Тоді у (4) друга складова правої частини рівняння $\frac{\alpha Q^2}{2g\omega^2} \rightarrow \infty$. Отже, і $\mathcal{E} \rightarrow \infty$.

б) при $h \rightarrow \infty, \mathcal{E} \rightarrow \infty$.

Враховуємо також, що з (13.4) \mathcal{E} не може бути меншою, ніж h , оскільки друга складова правої частини рівняння сутнісно додатна.

$$\text{Тому} \quad \mathcal{E} \geq h. \quad (13.5)$$

Таким чином, на графіку $\mathcal{E} = f(h)$ слід розглядати область $\mathcal{E} \geq h$ і залежність повинна мати мінімум у значеннях \mathcal{E} (рис. 13.3).

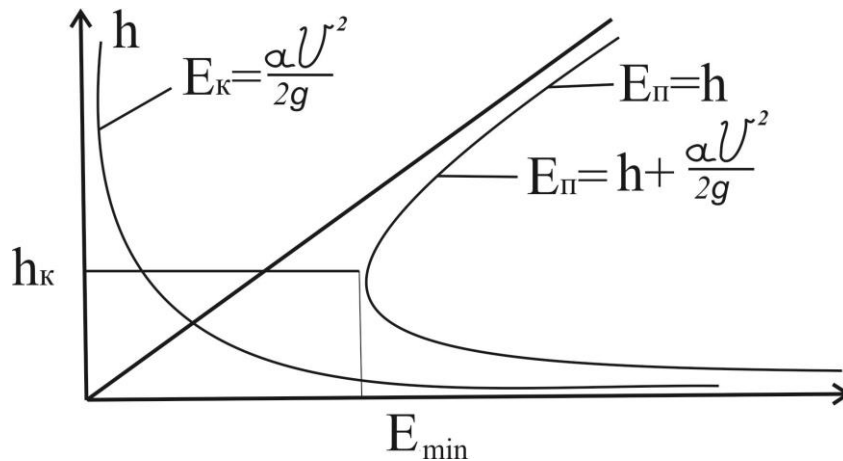


Рис. 13.3. Графік змін питомої енергії у перерізі потоку (при $Q = \text{const}$)

Треба відрізнити характер змін питомої енергії січення по довжині потоку та зміни питомої енергії потоку загалом. Остання може лише зменшуватися, а перша може як зменшуватися, так і збільшуватися.

Значенню E_{\min} відповідає одне (єдине) значення h , яке позначають h_k – критична глибина наповнення русла.

Точку, в якій E мінімальна, також називають критичною. Вона ділить залежність на дві гілки (області). При $h > h_k$ у перерізі потоку переважає потенційна енергія. Швидкості руху відносно невеликі. При $h < h_k$ – навпаки. Вважають, що у критичній точці спостерігається критичний стан потоку.

Можна встановити залежність, якою слід користуватися для визначення критичних характеристик потоку. Зауважимо, що у критичній точці $\frac{\partial E}{\partial h} = 0$. Відповідно запишемо:

$$\frac{\partial E}{\partial h} = 1 - \frac{\alpha Q^2}{g \omega^3} \cdot \frac{d\omega}{dh} = 0, \quad (13.6)$$

З рис. 2 видно, що $\frac{d\omega}{dh} = B$.

Тоді

$$1 - \frac{\alpha Q^2}{g \omega^3} \cdot B = 0, \quad (13.7)$$

Оскільки ця рівність справедлива для h_k , то і ω буде ω_k , і B буде B_k . Отже,

$$\frac{\alpha Q^2 B_k}{g \omega_k^3} = 1, \quad (13.8)$$

або

$$\frac{\alpha Q^2}{g} = \frac{\omega_k^3}{B_k}. \quad (13.9)$$

Це рівняння критичного стану потоку.

Поряд із поняттям критичної глибини h_k вводять поняття критичної швидкості v_k та критичного похилу i_k (поняття ω_k та B_k просто відповідають h_k у поперечному січенні).

$$v_k = \frac{Q}{\omega_k}, \quad (13.10)$$

або з рівняння критичного стану потоку

$$v_k = \sqrt{\frac{g\omega_k}{\alpha B_k}}. \quad (13.11)$$

При розгляді першого питання ми зазначили, що дослідження нерівномірного руху виконуються через порівняння з рівномірним. Зокрема, ввели поняття нормальної глибини, що відповідає похилу дна $i_0 > 0$. Очевидно також, що можна підібрати таке значення i_0 , при якому $h_0 = h_k$. Саме воно й називається критичним похилом.

Якщо підставити у рівняння критичного стану потоку формулу Шезі, то отримаємо:

$$C_k^2 R_k i_k = \frac{g\omega_k}{\alpha B_k}, \quad (13.12a)$$

або

$$i_k = \frac{g\omega_k}{\alpha B_k C_k^2 R_k}. \quad (13.12b)$$

Якщо підставити $R_k = \frac{\omega_k}{\chi_k}$, то

$$i_k = \frac{g\chi_k}{\alpha B_k C_k^2} \quad (13.13)$$

де i_k – це похил уявного рівномірного потоку при збереженні основних параметрів критичного січення (русла) та заданій витраті води Q .

У гідравліці розроблено методи визначення критичних характеристик потоку та розв'язання рівняння критичного стану.

13.3. Параметр кінетичності і число Фруда

Уведені поняття критичної глибини і критичного похилу можуть служити критеріями стану потоку.

Якщо середня глибина потоку h_c на даній ділянці більше h_k , то прийнято говорити про його спокійний стан (потік спокійний).

Якщо глибина потоку h_c на даній ділянці менше h_k , то прийнято говорити про бурхливий стан потоку (потік бурхливий).

У випадку, якщо $h_c = h_k$, маємо критичний стан потоку.

Якщо розглянути рівномірний потік із постійною глибиною вздовж течії із прямим похилом дна, то його стан можна визначати, зівставляючи величину i з величиною i_k . Відомо, збільшення i при рівномірному русі призводить до зменшення h (при $Q = \text{const}$). Тому вочевидь будуть мати місце такі нерівності:

$i < i_k$ – спокійний потік;

$i > i_k$ – бурхливий потік;

$i = i_k$ – критичний стан потоку.

Дивлячись на графік змін питомої енергії у перерізі потоку (рис. 13.3) бачимо, що спокійному стану потоку відповідає верхня, а бурхливому стану потоку – нижня гілка кривої $\mathcal{E} = f(h)$. Критичному стану потоку відповідає на графіку вершина кривої. Відповідно до графіка можна зробити висновок, що при спокійному стані потоку питома енергія січення збільшується зі збільшенням h , а при бурхливому стані потоку, навпаки, збільшення питомої енергії січення відбувається при зменшенні h .

Параметр кінетичності. Розглянемо відношення $\frac{\alpha Q^2 B}{g \omega^3}$. Після перетворень, це відношення можна виразити так:

$$\frac{\alpha Q^2 B}{g \omega^3} = \frac{\alpha v^2 B}{g \omega} = \frac{\alpha v^2}{g h_c} = \frac{2 \alpha v^2}{2 g h_c}, \quad (13.14)$$

де h_c – це середня глибина потоку в даному січенні. Останній дріб з енергетичної точки зору показує подвійне відношення питомої кінетичної енергії потоку до питомої потенційної енергії, вираженої через h_c .

У зв'язку з цим, у подальшому відношення $\frac{\alpha Q^2 B}{g \omega^3}$ будемо називати параметром кінетичності і позначати P_k , тобто

$$\frac{\alpha Q^2 B}{g \omega^3} = P_k. \quad (13.15)$$

Звертаючись до формул (13.8) та (13.9), бачимо, що при критичному стані потоку параметр кінетичності дорівнює одиниці:

$$P_k = 1. \quad (13.16)$$

Шляхом елементарних роздумів також можна отримати такі нерівності:

$P_k < 1$ – спокійний потік,

$P_k > 1$ – бурхливий потік.

Співвідношення кінетичної та потенційної енергії у гідравліці та гідродинаміці називають також числом Фруда. При цьому приймають $\alpha = 1$ і записують:

$$Fr = \frac{v^2}{gh}, \text{ або } Fr = \frac{v^2}{gR}. \quad (13.17)$$

Для бурхливих потоків $Fr > 1$, а для спокійних $Fr < 1$. Існують також трактування цього критерію, пов'язані з наявністю так званих стоячих хвиль на поверхні потоку. Відомо, що швидкості розповсюдження хвиль на мілкій воді, до якої відносять руслові потоки, становлять $c = \sqrt{gh}$. Тоді при $v > \sqrt{gh}$ утворюються збурені стоячі хвилі. Відповідно можна записати новий (інший) критерій збурення:

$$Fr' = \frac{v}{\sqrt{gh}}. \quad (13.18)$$

У критичній точці $Fr = Fr' = 1$.

Зауважимо, що в реальних умовах поперечні перерізи потоків самоформуються і розвиваються. Тому при вивченні бурхливості течії слід враховувати цей аспект.

Самі бурхливі потоки також можуть бути неоднаковими. При подальшому наростанні швидкостей і поздовжніх похилів русел настають умови, коли у потоці утворюються специфічні системи хвиль і мають місце специфічні явища (аерація потоку, кавітація та ін.). У природних умовах розвиток таких процесів у потоках зустрічається нечасто. Але у штучних водних об'єктах (гідротехнічних системах) має досить велике значення. Прикладами можуть слугувати водозливи висотних гребель, швидкотоки, стрімкі водоскидні гідротехнічні тунелі тощо. Кути їх нахилу можуть досягти $40\text{--}50^\circ$, а швидкості течії – $30\text{--}40$ м/с.

РОЗДІЛ 14

АНАЛІТИЧНИЙ ОПИС ПЛАВНОЗМІННОГО РУХУ ВОДИ У ВІДКРИТИХ ПРИЗМАТИЧНИХ РУСЛАХ

14.1. Диференціальне рівняння нерівномірного плавнозмінного руху води у відкритих призматичних руслах

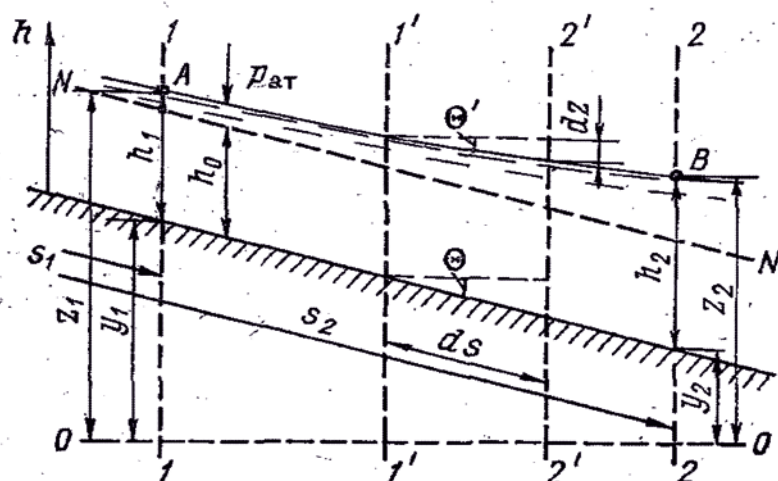


Рис. 14.1. Схема кривої підпору нерівномірного потоку

Розглянемо ділянку нерівномірного потоку від першого до другого перерізу.

У призматичному руслі зміни площ живого перерізу і швидкостей течії (при $Q = \text{const}$, рух усталений) відбувається вздовж течії зі змінами глибин.

$$\omega = f(h). \quad (14.1)$$

Отже, необхідно виявити закон цих змін, які відображають через величини поздовжніх похилів вільної поверхні, або $\frac{dh}{ds}$. На рисунку лінія AB – профіль вільної поверхні. Лінія NN – лінія нормальних глибин, що відповідає профілю вільної поверхні рівномірного потоку (при заданих параметрах та Q).

Оскільки рух вважаємо плавнозмінним, можемо записати рівняння Бернуллі для двох січень. П'єзометричні напори скорочуються (не враховуємо) оскільки рух вільний, безнапірний.

$$z_1 + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + h_f, \quad (14.2a)$$

або

$$z_1 - z_2 = \left(\frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} - \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} \right) + h_f. \quad (14.26)$$

Якщо зблизити січення на безмежно малу відстань dS , можемо переписати рівняння (14.26) у диференціальній формі:

$$-dz = \alpha d \left(\frac{v^2}{2g} \right) + dh_l. \quad (14.3)$$

При цьому зроблено заміну α_1 та α_2 на α , і v_1 та v_2 на v оскільки на відстані dS , вони практично не змінюються. h_f замінили на h_l , бо рух плавнозмінний.

Розділимо обидві частини рівняння (14.3) на dS .

$$-\frac{dz}{dS} = \alpha \frac{d \left(\frac{v^2}{2g} \right)}{dS} + \frac{dh_l}{dS} \quad (14.4)$$

З'ясуємо зміст складових даного рівняння. Розглянемо:

$$-\frac{dz}{dS} = \sin \theta' = j$$

Це похил вільної поверхні. З рисунка також видно, що

$\sin \theta' = -\frac{dz}{ds'}$. Але для безмежно малих величин приймаємо $dS = ds'$. Це також п'єзометричний похил, позаяк ми прийняли, що на відстані dS швидкість практично не змінюється. Знак мінус означає, що вздовж течії відмітки понижуються, тобто поздовжній похил додатний.

Зауважимо, що при нерівномірному русі профіль вільної поверхні криволінійний. Тому похил береться відносно дотичної до неї у певній точці.

Складова $\frac{d \left(\frac{v^2}{2g} \right)}{dS} = i_v$ – це також похил, який утворюється за рахунок реальних змін швидкісного напору на ділянці dS . Він відображає нерівномірність руху, за рахунок змін швидкості течії.

Складова $\frac{dh_l}{dS} = i_l$ – похил тертя. Для умов плавнозмінного руху маємо право застосовувати формулу Шезі.

Тоді

$$i_l = \frac{v^2}{C^2 R}. \quad (14.5)$$

Але, на відміну від рівномірного руху, v , C та R змінюється вздовж потоку. Тепер отримуємо з (4):

$$j = \alpha \frac{d \left(\frac{v^2}{2g} \right)}{dS} + \frac{v^2}{C^2 R}. \quad (14.6)$$

Це перша форма основного рівняння нерівномірного руху. Вона описує вільну поверхню, але не описує зміни глибини потоку вздовж течії. Розглянемо такі зміни.

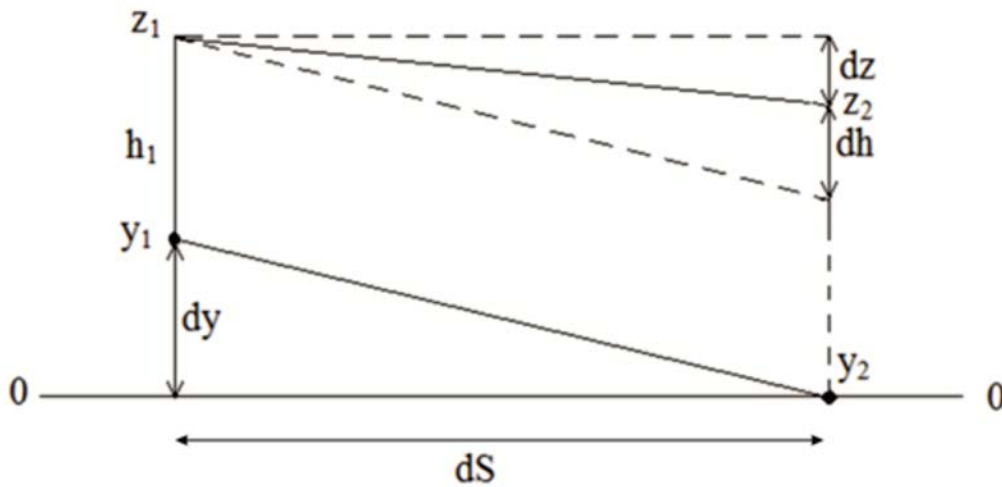


Рис. 14.2. Зміни характеристик вздовж фрагмента нерівномірного плавномірного потоку

З рис. 14.2 видно, що $dy = dh + dz$. Отже,

$$\frac{dy}{ds} = \frac{dh}{ds} + \frac{dz}{ds}, \quad (14.7a)$$

звідки:

$$\frac{dz}{ds} = \frac{dy}{ds} - \frac{dh}{ds} \quad (14.7b)$$

(Тут знаки відображають зменшення або збільшення величини.)

Або
$$j = i - \frac{dh}{ds}. \quad (14.8)$$

Підставимо (14.8) у (14.6):

$$i - \frac{dh}{ds} = \alpha \frac{d}{ds} \left(\frac{v^2}{2g} \right) + \frac{v^2}{C^2 R}, \quad (14.9)$$

або

$$i - \frac{dh}{ds} = \alpha \frac{d}{ds} \left(\frac{v^2}{2g} \right) + \frac{Q^2}{C^2 \omega^2 R} \quad (14.10)$$

Також:

$$\alpha \frac{d}{ds} \left(\frac{v^2}{2g} \right) = \alpha \frac{d}{ds} \left(\frac{Q^2}{\omega^2 2g} \right) = - \frac{\alpha Q^2}{g} \cdot \frac{1}{\omega^2} \cdot \frac{d\omega}{ds} \quad (14.11)$$

Враховуючи, що

$$\frac{d\omega}{ds} = \frac{\partial \omega}{\partial s} + \frac{\partial \omega}{\partial h} \cdot \frac{dh}{ds} = \frac{\partial \omega}{\partial s} + B \frac{dh}{ds}, \quad (14.12)$$

отримаємо:

$$i - \frac{dh}{ds} = - \frac{\alpha Q^2}{g} \cdot \frac{1}{\omega^2} \left(\frac{\partial \omega}{\partial s} + B \frac{dh}{ds} \right) + \frac{Q^2}{C^2 \omega^2 R} \quad (14.13)$$

Вирішуючи відносно $\frac{dh}{ds}$, отримаємо:

$$\frac{dh}{dS} = \frac{i - \frac{Q^2}{C^2 \omega^2 R} \left(1 - \frac{\alpha C^2 R}{g \omega} \frac{\partial \omega}{\partial S}\right)}{1 - \frac{\alpha Q^2}{g} \cdot \frac{B}{\omega^3}} \quad (14.14)$$

Це друга форма основного диференціального рівняння нерівномірного руху потоку рідини.

Це рівняння стосується загального випадку руху в непризматичному руслі й дозволяє описувати змін глибини потоку вздовж течії.

Для призматичного русла $\frac{d\omega}{dS} = 0$. Тоді:

$$\frac{dh}{dS} = \frac{i - \frac{Q^2}{C^2 \omega^2 R}}{1 - \frac{\alpha Q^2}{g} \cdot \frac{B}{\omega^3}} \quad (14.15a)$$

Враховуючи, що $C^2 \omega^2 R = K^2$, а знаменник включає Π_k , отримаємо:

$$\frac{dh}{dS} = \frac{i - \frac{Q^2}{K^2}}{1 - \frac{\alpha Q^2}{g} \cdot \frac{B}{\omega^3}} = \frac{i - \frac{Q^2}{K^2}}{1 - \Pi_k} \quad (14.15b)$$

При виводі диференціальних рівнянь нерівномірного руху ми приймали $i > 0$. Для потоку з $i = 0$ (14.15b) маємо:

$$\frac{dh}{dS} = - \frac{\frac{Q^2}{K^2}}{1 - \frac{\alpha Q^2}{g} \cdot \frac{B}{\omega^3}} = \frac{\frac{Q^2}{K^2}}{1 - \Pi_k} \quad (14.16)$$

Для $i < 0$:

$$\frac{dh}{dS} = \frac{i' + \frac{Q^2}{K^2}}{1 - \frac{\alpha Q^2}{g} \cdot \frac{B}{\omega^3}} = \frac{i' + \frac{Q^2}{K^2}}{1 - \Pi_k}, \quad (14.17)$$

де $i' = |i|$.

Рівняння (14.15b) у гідравліці також представляють як:

$$\frac{dh}{dS} = \frac{i \left[\frac{i}{i_0} - \left(\frac{K_0}{K} \right)^2 \right]}{1 - \Pi_k} = \frac{i \left[1 - \left(\frac{K_0}{K} \right)^2 \right]}{1 - \Pi_k}, \quad (14.18)$$

оскільки при $i > 0$ $i_0 = i$.

Аналіз рівняння (14.15b) показує, що чисельник та знаменник правої частини можуть набувати значення як додатні, так і від'ємні. Вони також можуть дорівнювати нулю. Якщо $i = 0$, отримаємо рівняння рівномірного руху ($\frac{dh}{dS} = 0$; $h = const$). Якщо $\Pi_k = 1$, отримуємо умову критичного стану потоку. Це також означає, що

$\frac{dh}{ds} = \infty$. Тобто відбувається різка зміна глибин на даній ділянці потоку.

14.2. Дослідження форм (видів) вільної поверхні потоків при нерівномірному русі у призматичних руслах

Розглянемо рівняння (14.8). Тут відношення $(\frac{K_0}{K})^2$ можна замінити на $(\frac{h_0}{h})^x$, де x – додатна величина, більша одиниці, що залежить від форми русла та ступеня його наповнення. Величина x теорії руху води у відкритих руслах називається *гідравлічним показником русла*. У гідравліці доводиться, що ця величина завжди більша одиниці.

Можемо записати:

$$\frac{dh}{ds} = \frac{i [1 - (\frac{h_0}{h})^x]}{1 - \Pi_k} \quad (14.19)$$

Додатне значення $\frac{dh}{ds}$ буде відповідати кривій підпору, а від'ємне – кривій спаду.

Аналіз кривих вільної поверхні нерівномірного потоку здійснюють через порівняння реальних глибин на досліджуваній ділянці з критичною і нормальною. Тобто форма поверхні залежить від відносного стану потоку (критичного та нормального-рівномірного руху).

Перш за все аналізуємо випадок із додатним похилом дна ($i > 0$).

Порівняння нормальної глибини $-h_n$ з критичною $-h_k$ дає три основних випадки:

а) $h_0 > h_k$, або $i < i_{кр}$. Стан руху спокійний:

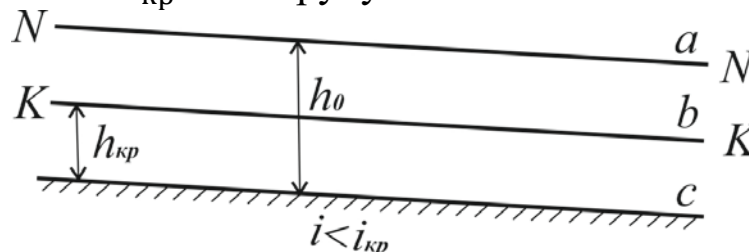


Рис. 14.3. Рівномірний потік спокійний

б) $h_0 < h_k$; або $i > i_{кр}$. Потік знаходиться у бурхливому стані:

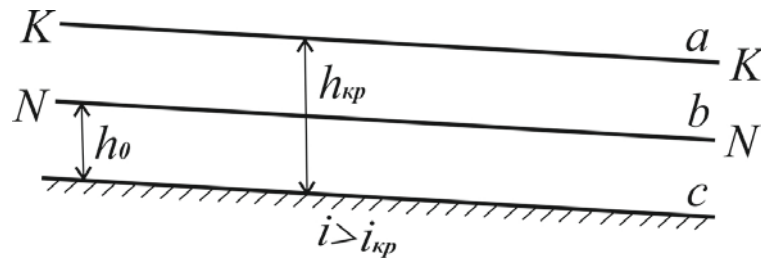


Рис. 14.4. Рівномірний потік бурхливий

в) $h_0 = h_k$; або $i = i_{кр}$. Потік знаходиться у критичному стані:

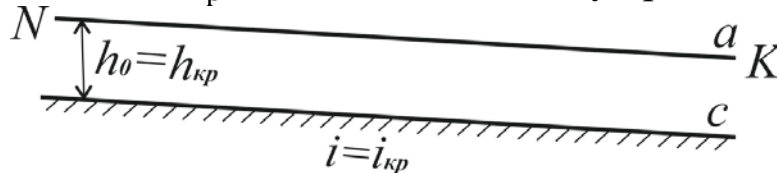


Рис. 14.5. Рівномірний потік у критичному стані

На наведених рисунках (14.3-14.5) $a, b, в$ – це окремі зони всієї можливої області формування кривих вільної поверхні потоку. Цим зонам відповідають основні випадки і умови формування кривих вільної поверхні плавноміernih потоків рідини. На рис. (14.3-14.5) лінія KK – лінія критичних глибин; NN – лінія нормальних глибин, NK – обидві лінії збігаються, а зона $в$ зникає.

Відносно трьох основних випадків розглядають варіанти умов формування кривої вільної поверхні:

Варіанта 1: $h > h_0 > h_{кр}$. Звертаємось до рівняння (14.19). Чисельник та знаменник правої частини додатні. $h_0 < h$, тобто вираз у дужках > 0 , також $i > 0$.

$П_k < 1$ (оскільки $h > h_{кр}$). Отже, $\frac{dh}{ds}$ – додатна величина. Утворюється крива підпору.

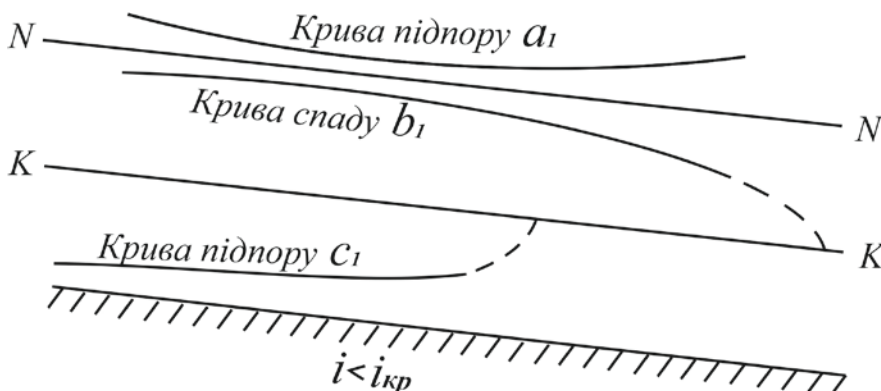


Рис. 14.6. Криві вільної поверхні при $h_0 > h_{кр}$

Крива підпору a_1 виникає за наявності перешкод руху спокійного потоку (таких, що зменшують площу його перерізу).

Варіант v_1 : $h_0 > h > h_{кр}$.

Чисельник рівняння (14.24) від'ємний ($\frac{h_0}{h} > 1$), а знаменник додатний ($h > h_{кр}$; $П_k < 1$). Таким чином, $\frac{dh}{ds}$ має від'ємне значення, утворюється крива спаду (рис. 14.6). Вона спостерігається при влаштуванні скидаючих споруд (перепадів, швидкотоків).

Варіант c_1 : $h_0 > h_{кр} > h$.

Чисельник та знаменник від'ємні. $\frac{dh}{ds}$ також додатні. Але потік уже бурхливий $П_k < 1$ (рис. 14.6). Така крива підпору спостерігається у нижніх б'єфах водозливних гребінь та при витіканні з-під затвору.

Варіант a_2 . Спостерігається у випадках, коли глибини починають перевищувати критичні $h > h_{кр} > h_0$

У даному випадку $\frac{h_0}{h} < 1$, отже, чисельник рівняння (14.19) додатній. $П_k < 1$, тому і знаменник додатний. Утворюється своєрідна крива підпору (рис. 14.7). Вона виникає при встановленні перепон у бурхливих потоках і переході їх до спокійних (рис. 14.8).

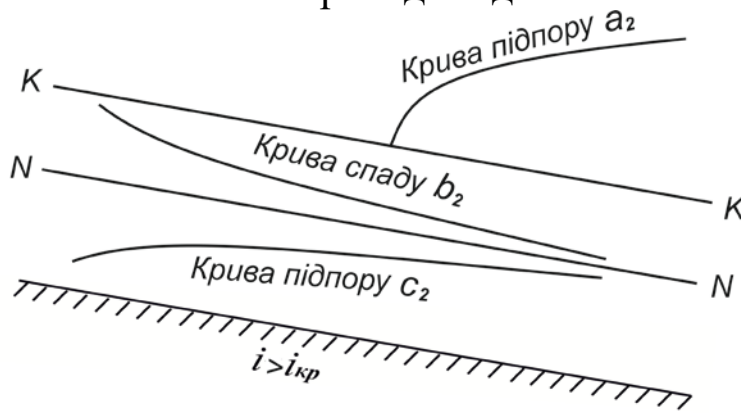


Рис. 14.7. Криві вільної поверхні $h_0 < h_{кр}$

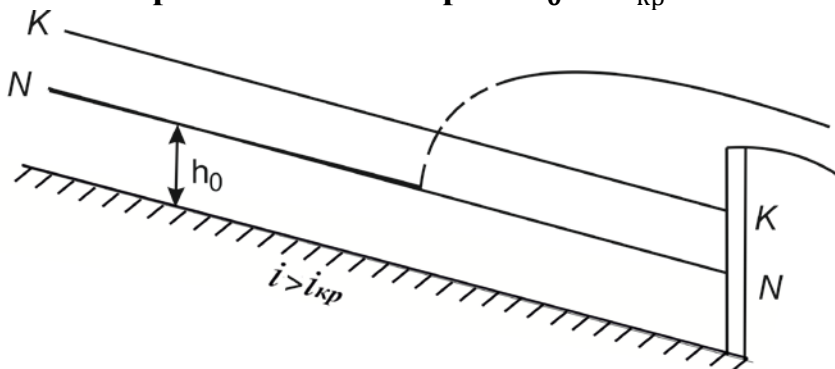


Рис. 14.8. Криві вільної поверхні при $h > h_{кр} > h_0$

Варіант В₂: $h_{кр} > h > h_0$.

При цьому $\frac{h_0}{h} < 1$ і $\Pi_k > 1$. $\frac{dh}{dS}$ від'ємне, виникає крива спаду b_2 (рис. 14.7, 14.9).

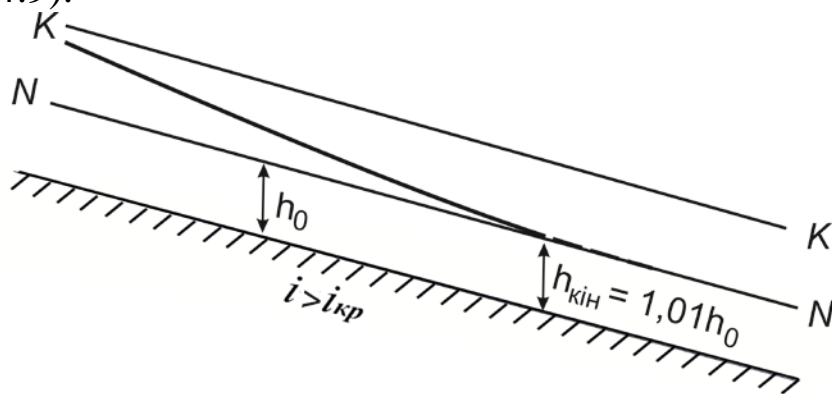


Рис. 14.9. Криві вільної поверхні при $h_{кр} > h > h_0$ у швидкотоках

Варіант с₂: $h_{кр} > h_0 > h$. Тобто $\frac{h_0}{h} > 1$ і $\Pi_k > 1$. $\frac{dh}{dS} > 0$. Виникає крива підпору c_2 (рис. 14.7). Такі криві виникають на швидкотоках при витіканні з-під затвору в головній частині споруди.

Варіант а₃ та с₃ зустрічаються дуже рідко. При $h_0 > h_{кр}$.

Знаки чисельника та знаменника у правій частині рівняння (14.19) завжди збігаються (тому що при $\frac{h_0}{h} > 1; \Pi_k > 1$). Виникають криві підпору (рис. 14.10), близькі до горизонтальних прямих.

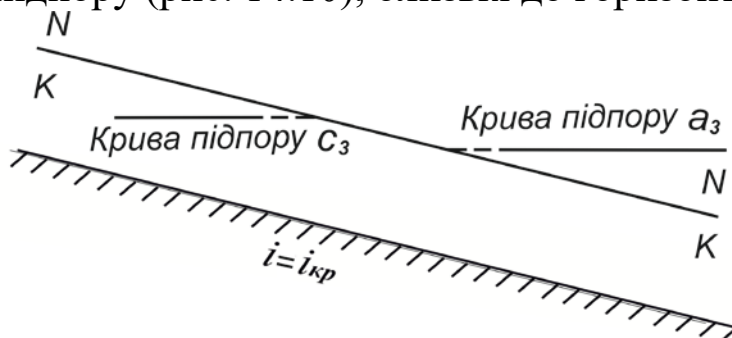


Рис. 14.10. Криві вільної поверхні при $h_0 > h_{кр}$

Для аналізу кривих вільної поверхні нерівномірних плавномірних потоків рідини при $i = 0$ використовують рівняння

$$\frac{dh}{dS} = \frac{-i_0 \left(\frac{K_0}{K}\right)^2}{1 - \Pi_k}, \quad (14.20)$$

де i_0 – будь-яка додатна величина

При $i < 0$ використовують рівняння

$$\frac{dh}{dS} = \frac{-|i| \left[1 + \left(\frac{K_0}{K}\right)^2\right]}{1 - \Pi_k} \quad (14.21)$$

Проводять заміну $(\frac{K_0}{K})^2$ на $(\frac{h_0}{h})^x$.

Чисельники цих рівнянь завжди від'ємні. Тому знак $\frac{dh}{ds}$ залежить від P_k . При $P_k > 1$ знаменник буде від'ємним, а $\frac{dh}{ds}$ – додатним (крива підпору). При $P_k < 1$, знаменник додатний, а $\frac{dh}{ds}$ – від'ємне (крива спаду).

На рис. 14.11 показано схеми, на яких лінія KK поділяє область можливого формування кривих вільної поверхні на дві зони.

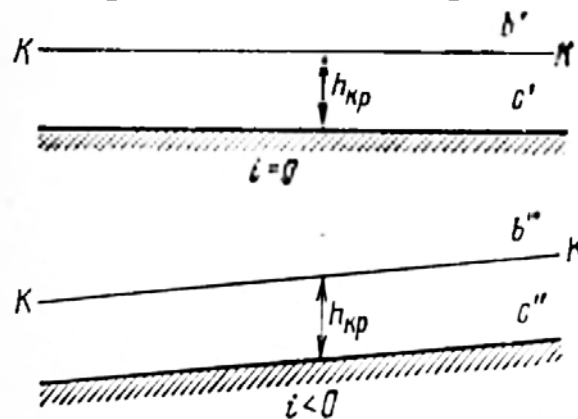


Рис. 14.11. Схеми можливих умов формування кривих вільної поверхні при $i = 0$ та $i < 0$

При $i = 0$ це зони b' та c' . При $i < 0$ це зони b'' та c'' . У зонах b' та b'' завжди формуються криві спаду, а в зонах c' та c'' – криві підпору (рис. 14.12).

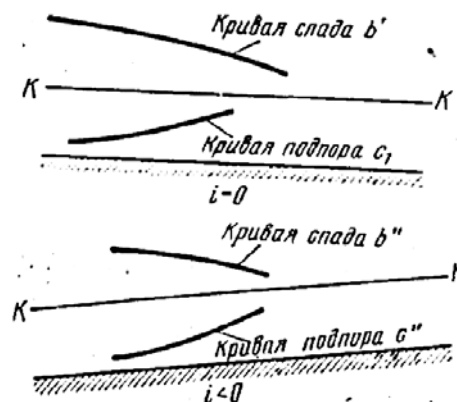


Рис. 14.12. Приклади кривих вільної поверхні при $i = 0$ та $i < 0$

Ці криві характеризуються значно меншою довжиною, ніж аналогічні криві b_1 та c_1 .

14.3. Загальні зауваження стосовно інтегрування диференціального рівняння нерівномірного руху води у призматичному руслі

Розглянемо рівняння (14.15б). Подамо знаменник у такому вигляді:

$$z = 1 - \frac{\alpha Q^2 B}{g \omega^3} = 1 - j \frac{K_0^2}{K^2}, \quad (14.22)$$

де $K_0 = \frac{Q}{\sqrt{i}}$; $K = \omega C \sqrt{R}$; $j = \frac{\alpha i C^2 B}{g \chi}$.

Чисельник представляємо відповідно до рівняння (14.18):

$$ч = i \left(1 - \frac{K_0^2}{K^2} \right). \quad (14.23)$$

Разом отримаємо:

$$\frac{dh}{dS} = i(1 - K_0^2/K^2)/(1 - jK_0^2/K^2) \quad (14.24)$$

Вводимо позначення $\frac{K}{K_0} = \kappa$ – відносний модуль витрати. Тоді

$$\frac{dh}{dS} = i(\kappa^2 - 1)/(\kappa^2 - j) \quad (14.25a)$$

або: $\frac{dS}{dh} = (\kappa^2 - j)/i(\kappa^2 - 1) \quad (14.25б)$

Похил j (пезометричний) залежить тільки від h . Відносний модуль витрати κ також. Тому:

$$\frac{\kappa^2 - j}{i(\kappa^2 - 1)} = f(h), \quad (14.26)$$

а також: $dS = \frac{1}{i} f(h) dh$

(14.27)

Інтеграл виразу (14.25б) між двома поперечними перерізами потоку в призматичному руслі буде

$$S = \frac{1}{i} \int_{h_1}^{h_2} f(h) dh \quad (14.28)$$

(В інших випадках записують $dS = f(h) dh$, тоді $S = \int_{h_1}^{h_2} f'(h) dh$).

Загалом задача полягає в дослідженні невизначеного інтеграла $\int_{h_1}^{h_2} f(h) dh$. Це стосується як $i > 0$, так і $i \leq 0$. Знаходження залежності між S та змінами h дозволяє по кроках описувати криву вільної поверхні при заданій лінії дна потоку води. Виявилось, що функція $f(h)$ досить складна. Тому розроблено цілий ряд наближених способів інтегрування рівняння нерівномірного руху (починаючи з ХІХ ст.), Зокрема, у 1914 р. Бахметевим, того ж року

Чарномським та 1924 р. Павловським. У сучасних умовах використовують способи розрахунку з використанням ЕОМ.

Наведемо короткий опис класичних способів інтегрування. Спосіб Бахметєва полягає у заміні складної залежності $f(h)$, пов'язаної із формулою Шезі простішою, що має вигляд

$$\left(\frac{K''}{K'}\right)^2 = \left(\frac{h''}{h'}\right)^x, \quad (14.29)$$

де h'' та h' – дві довільні середні глибини, взяті для заданих поперечних перерізів; K'' та K' – відповідні модулі витрати. Показник степеня x приймається постійним для умов даної ділянки русла ($x = const$). Його називають гідравлічним показником русла.

Далі вважають $K'' = K$; $A = \frac{K'}{(\sqrt{K'})^x} = const$. Тоді

$$K = A\sqrt{h^x}. \quad (14.30)$$

Логарифмуючи (14.29) також отримуємо

$$x = \frac{2 \lg K'' - 2 \lg K'}{\lg h'' - 2 \lg h'}. \quad (14.31)$$

Функції (14.30) та (14.31) певним чином використовують для реалізації різних варіантів способу інтегрування Бахметєва.

Розглянемо спосіб Павловського на прикладі $i > 0$. Перетворюємо рівняння (14.25а) наступним чином:

$$\frac{d\kappa}{a \cdot dS} = i(\kappa^2 - 1)(\kappa^2 - j), \quad (14.32)$$

де

$$a = \frac{d\kappa}{dh} \approx (\kappa_2 - \kappa_1)/(h_2 - h_1). \quad (14.33)$$

Тут h_1 та h_2 – глибини у різних перерізах потоку. Далі робиться припущення $a \approx const$. Рівняння (14.32) перетворюють на:

$$a i dS = d\kappa + (1 - j)d\kappa/(\kappa^2 - 1). \quad (14.34)$$

Його інтегрування дає:

$$a i \ell = \kappa_2 - \kappa_1 - (1 - j)[\Pi(\kappa_2) - \Pi(\kappa_1)], \quad (14.35)$$

де ℓ – відстань між перерізами 1 та 2; $\Pi(\kappa_1)$; $\Pi(\kappa_2)$ – функції Павловського. Вони певним чином розраховуються, або задаються таблично.

$$\Pi(\kappa) = \int d\kappa / (1 - \kappa^2) \quad (14.36)$$

Спосіб Чарномського полягає у безпосередньому розв'язуванні рівняння:

$$\frac{d\varepsilon}{d\ell} = i - i_f, \quad (14.37)$$

де ε – питома енергія січення.

Його замінюють на наближене рівняння

$$\frac{\Delta \varepsilon}{\ell} = i - \bar{i}_f, \quad (14.38)$$

де \bar{i}_f – середнє значення похилу тертя між двома перерізами.

Для будь-яких сусідніх перерізів 1 та 2 записуємо:

$$\ell_{1-2} = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{i - \bar{i}_{f_{1-2}}}. \quad (14.39)$$

Послідовність розрахунків така:

1. Встановлюється принципний тип форми кривої вільної поверхні.
2. Призначається початковий переріз.
3. Задаються наступні перерізи з відомими h_i та ω_i (відстані між ними ще не відомі).
4. Обчислюється питома енергія потоку в перерізах $\varepsilon_i = h_i + \frac{\alpha Q^2}{2g\omega_i^2}$. (14.40)
5. Для кожного розрахункового перерізу встановлюється похил тертя i_{fi} :

$$i_{fi} = \frac{Q^2}{\omega_i^2 W_i^2}, \quad (14.41)$$

де $W = C\sqrt{R}$ – швидкісна характеристика (м/с).

Для ділянки 1-2 середній похил тертя беруть як середнє арифметичне між i_{f_1} та i_{f_2} .

6. Обчислюють відстань між перерізами (послідовно, по кроках).
7. На основі заданих h_i та обчислених $\ell_{i-(i+1)}$ описують криву вільної поверхні потоку.

Цей спосіб застосовують за умови, що Q , C_i та ω_i – відомі. Площа перерізу ω_i відома, бо h_i задаються. Тому його також називають гідрометричним.

РОЗДІЛ 15 ВИТІКАННЯ ЧЕРЕЗ ВОДОЗЛИВИ

15.1. Загальні відомості про водозливи

Ділянка споруди, що перегороджує безнапірний потік, характеризується певною будовою і через неї відбувається перелив води під дією сили тяжіння. Це називається водозливом. А власне рух потоку на ділянці даної споруди називається витіканням через водозлив.

Водозливи широко застосовуються у гідротехніці у вигляді гребель, шлюзів-регуляторів, водовипускних споруд, а також у гідрометрії (тоді разом із лотками їх називають гідрологічними витратомірами).

У гідравліці щодо водозливів встановилися певні терміни та позначення.

Припідняту частину гідротехнічної споруди, де відбувається власне перелив води, називають порогом водозливу, й верхню кромку – гребенем (рис. 15.1).

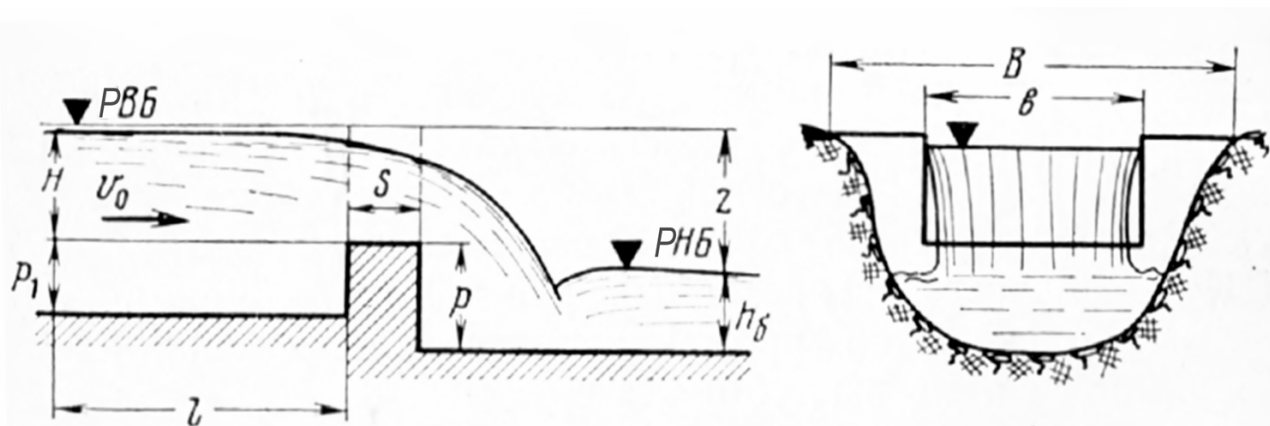


Рис. 15.1. Приклад схем перерізів водозливу з основними його параметрами

Геометричний напір над водозливом H при пропуску витрати Q є різницею відміток вільної поверхні перед водозливом (у верхньому б'єфі) та порогу водозливу.

Деколи враховують швидкість підходу потоку U_0 .

$$\text{Тоді} \quad H_0 = H + \frac{\alpha U_0^2}{2g}, \quad (15.1)$$

де H_0 – повний напір над водозливом. Напори вимірюють на відстані $l \geq 3H$ від верхньої кромки порогу; S – ширина (товщина) водозливної стінки (порогу) по верху; P_1 та P висоти порогу водозливу (над дном) з боку верхнього та нижнього б'єфів; h_n – побутова глибина – глибина на ділянці потоку за спорудою (у нижньому б'єфі) на такій відстані, де рівень вільної поверхні встановлюється; Z – геометричний перепад на водозливі (різниця рівнів води у верхньому та нижньому б'єфі); Z_0 – повний перепад на водозливі.

$$Z_0 = Z + \frac{\alpha U_0^2}{2g}. \quad (15.2)$$

15.2. Класифікація водозливів

Була запропонована академіком М. Павловським у 20-х – 30-х роках ХХ століття.

1. В залежності від форми та розмірів січення водозливної стінки (порогу).

а) Водозливи з гострим ребром (тонкою стінкою). $S < 0,5 H$. Не впливає на форму струменя води при переливі (рис. 15.2).

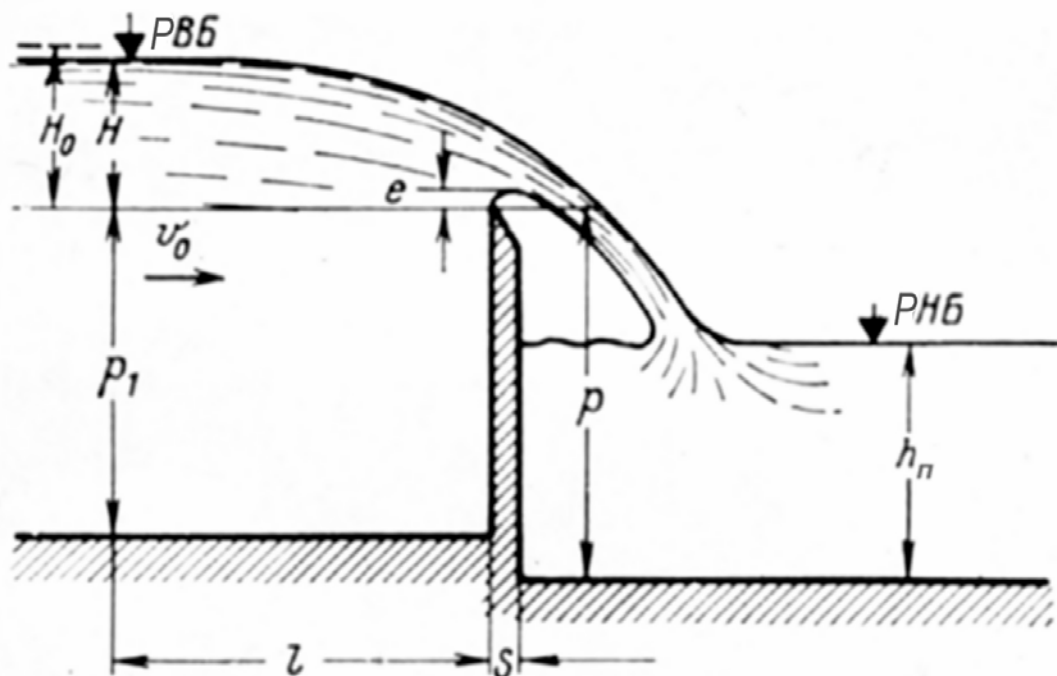


Рис. 15.2. Водозлив з гострим ребром (тонкою стінкою)

б) Водозливи з широким порогом ($2H < S < 10H$). На основній ділянці порогу потік має характер

паралельноструменевої течії, але втратами напорів по довжині порогу можна знехтувати (рис. 15.3).

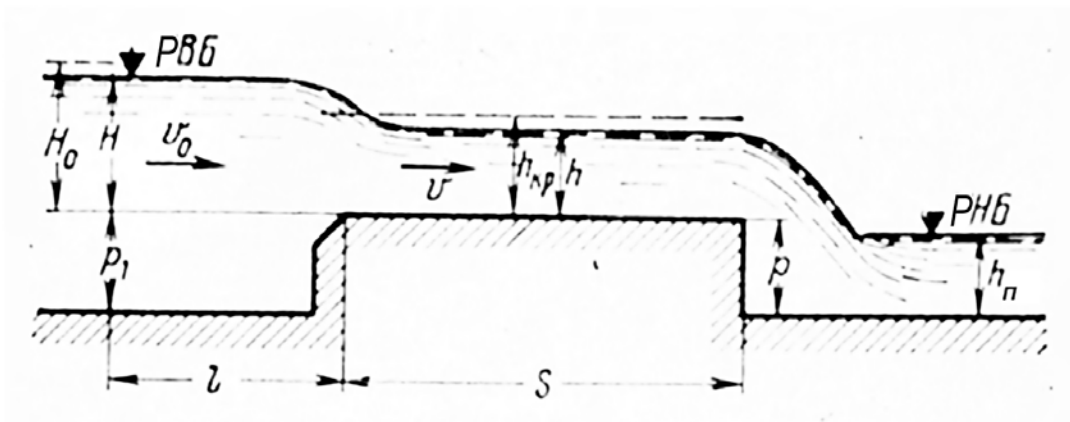


Рис. 15.3. Водозливи з широким порогом

в) Водозливи практичного профілю ($0,5H < S < 2H$) (рис. 15.4).

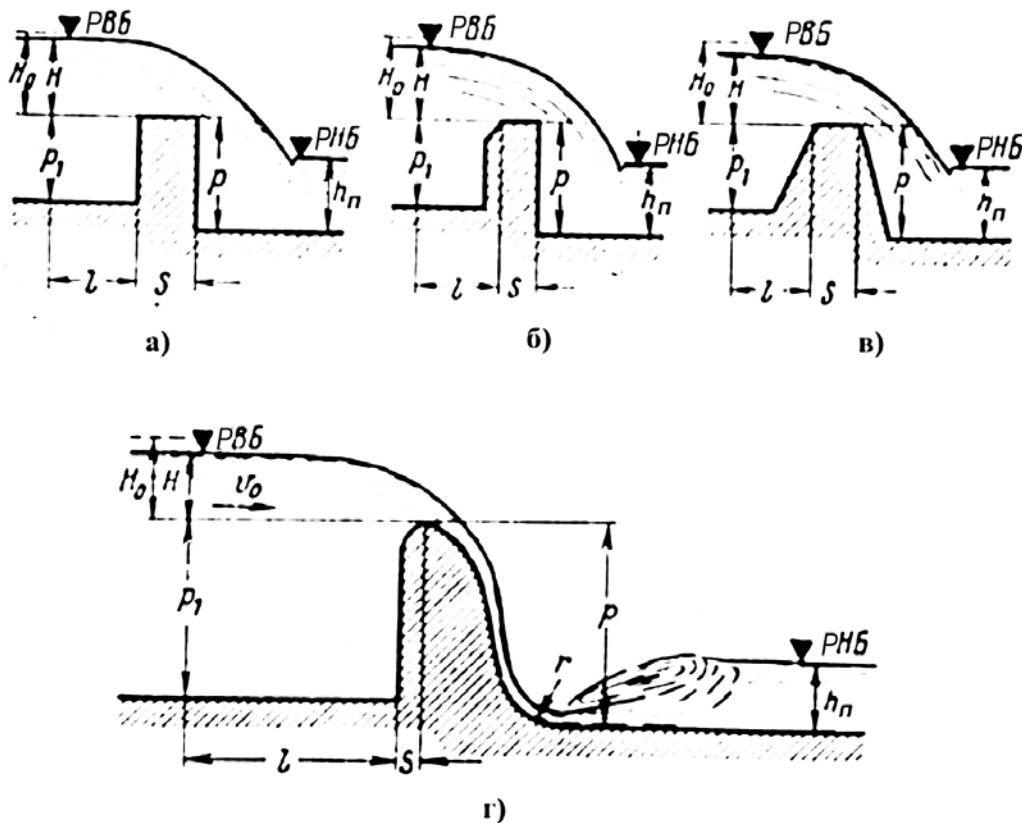


Рис. 15.4. Приклади водозливів практичного профілю зі стінкою прямолінійного обрису: а-б – прямокутний; в – трапецієподібний; г – трикутний профіль і водозливи з криволінійною низовою гранню

2. В залежності від форми водозливного отвору

- а) з прямим;
- б) з трапецієподібним;
- в) з трикутним;
- г) з криволінійним.

3. В залежності від обрисів у плані (вид зверху).

- а) прямолінійно поперечні;
- б) прямолінійно косі;
- в) бічні;
- г) полігональні;
- д) криволінійні;
- е) замкнені.

4. За умовами підходу потоку до водозливу (в залежності від співвідношення) B/b):

а. Без бічного стиснення $B \approx b; B/b \rightarrow 1$

б. З бічним стисненням $B > b, B/b \gg 1$.

5. За умовами сполучення спадаючого струменя з нижнім б'єфом.

а. Непідтоплені (рівень у нижньому б'єфі не впливає на Q та H).

б. Підтоплені.

15.3. Загальне рівняння водозливів

Строгого теоретичного рішення опису руху потоку води через водозлив не розроблено. Це пов'язано із тим що:

- 1) рух потоку не можна віднести до плавномірного, і рівняння Бернуллі неможливо застосувати;
- 2) неможливо строго описати втрати енергії на водозливі у зв'язку зі складним характером гідравлічного опору.

Натомість водозливи досить добре вивчені експериментально.

Вони також характеризуються добре вираженим зв'язком між витратою та рівнем води (напором H).

Для аналізу закономірностей можна застосувати метод розмірностей. Отримані результати (формули) були перевірені на практиці й показали високу точність. Логіка застосування методу така:

1. Вважаємо, що пропускна здатність водозливів (Q) залежить від їх ширини b , напору у верхньому б'єфі (H), швидкості підходу потоку (U_0) та прискорення вільного падіння (g).

2. Відповідно записуємо: $Q = f(b \cdot H \cdot v_0 \cdot g)$. (15.3a)

Робимо заміну:

$$H_0 = H + \frac{\alpha v_0^2}{2g}$$

Тоді $Q = K \cdot b^x \cdot H_0^y \cdot g^z$ (15.3б)

3. Записуємо розмірності величин, що входять до цього рівняння:

$$[Q] = L^3 T^{-1}$$

$$[b] = L^1$$

$$[H_0] = L^1$$

$$[g] = L^1 T^{-2}$$

4. Записуємо рівняння (15.3б) у розмірностях:

$$L^3 T^{-1} = L^x \cdot L^y \cdot (L \cdot T^{-2})^z. \quad (15.4)$$

Прирівнюємо показники при однорідних величинах.

$$\left. \begin{aligned} x + y + z &= 3 \\ -2z &= -1 \end{aligned} \right\} \quad (15.5)$$

Звідси: $z = 1/2$

Вважаємо також $x=1$, оскільки $Q \sim b^1$

Тоді $y = 3 - 1 - 1/2 = 3/2$.

5. Записуємо кінцеве рівняння:

$$Q = K \cdot b \cdot \sqrt{g} \cdot H_0^{3/2} \quad (15.6a)$$

Зробимо заміну. Перепишемо:

$$Q = \frac{K}{\sqrt{2}} \cdot b \cdot \sqrt{2g} \cdot H_0^{3/2}$$

Тоді $Q = m \cdot b \cdot \sqrt{2g} \cdot H_0^{3/2}$ (15.6б)

Це рівняння для невідтоплених водозливів будь-яких типів.

Коефіцієнт m враховує особливості водозливів і називається коефіцієнтом витрати водозливу.

Записують:

$$Q = m_0 \cdot b \cdot \sqrt{2g} \cdot H^{3/2}. \quad (15.7)$$

Тут v_0 враховується у коефіцієнті m_0 . При підтопленні водозливу при заданому напорі H , витрата води зменшується. Це прийнято враховувати коефіцієнтом підтоплення водозливу $\sigma_{\Pi} < 1$.

$$\text{Тоді:} \quad Q = \sigma_{\Pi} \cdot m \cdot b \cdot \sqrt{2g} \cdot H_0^{3/2}, \quad (15.8a)$$

$$\text{або} \quad Q = \sigma_{\Pi} \cdot m_0 \cdot b \cdot \sqrt{2g} \cdot H^{3/2}. \quad (15.8б)$$

15.4. Непідтоплений прямий прямокутний водозлив з тонкою стінкою

Водозливи з тонкою стінкою застосовують для вимірювання витрати води у відкритому руслі. Водомірами можуть слугувати так звані досконалі водозливи, оскільки течія у такому випадку стійка і похибка визначення витрати води не перевищує 1%.

Досконалим називають непідтоплений водозлив із тонкою вертикальною стінкою без бічного стиснення та з вільним струменем (тиск навколо струменя дорівнює атмосферному).

Загалом для водозливів з тонкою вертикальною стінкою можливі випадки коли струмінь: а – вільний, б – підтоплений, в – приєднаний до ребра (рис. 15.5).

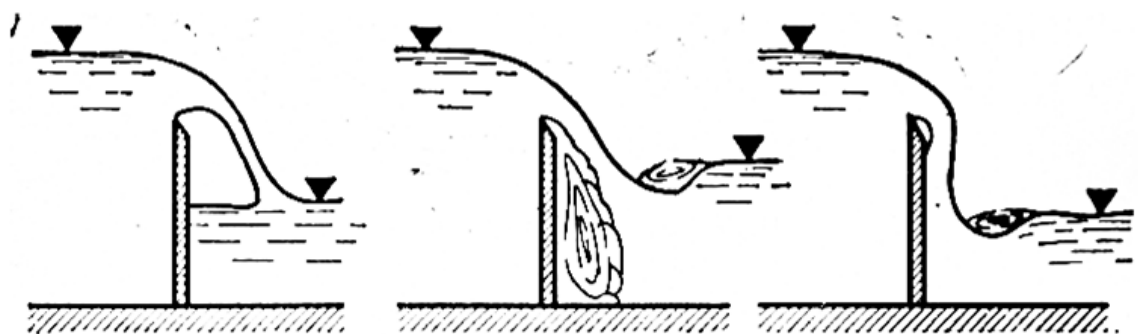


Рис. 15.5. Водозливи з тонкою вертикальною стінкою: а – вільний, б – підтоплений, в – приєднаний до ребра

Для визначення витрати води через водозлив з тонкою стінкою зазвичай користуються формулою (15.7). Коефіцієнт m_0 визначають за емпіричними формулами. Наприклад, формула Базена:

$$m_0 = \left(0,405 + \frac{0,0027}{H}\right) \cdot \left[1 + 0,55 \left(\frac{H}{H+p_1}\right)^2\right], \quad (15.9)$$

формула Ребока:

$$m_0 = 0,403 + 0,053 \frac{H}{p_1} + \frac{0,0007}{H}. \quad (15.10)$$

Складові формули $\frac{0,0027}{H}$ та $\frac{0,0007}{H}$ відображають вплив поверхневого натягу. Напір H виражають у метрах. Формули перевірені експериментально. У діапазонах значень характеристик водозливів: $b = 0,2 \div 2\text{м}$, $p_1 = 0,24 \div 1,13\text{м}$, $H = 0,05 \div 1,24\text{м}$. Вони дають похибку менше 1%.

Використовують також спрощену формулу Р.Чугаєва:

$$m_0 = 0,402 + 0,054 \frac{H}{p_1}. \quad (15.11)$$

Вона рекомендована для

$$p_1 > 0,5H \text{ та } H \geq 0,1\text{м}.$$

За всіма формулами для визначення m_0 розроблені таблиці (задаємо H та $P \dots$ і отримуємо m_0)

Для водозливів з тонким ребром різних форм використовують додаткові поправочні коефіцієнти (на які домножують коефіцієнт витрати) або спеціальні формули. Зокрема, для нахилених стінок нахил за течією збільшує коефіцієнт витрати, а проти течії – зменшує. Поправочні коефіцієнти залежать від кута нахилу.

Усі відповідні формули, таблиці, графіки наводяться у гідравлічних довідниках.

15.5. Підтоплений прямий прямокутний водозлив з тонкою стінкою

Водозлив вважають підтопленим (рис. 15.6), якщо одночасно виконуються такі дві умови:

- 1) рівень нижнього б'єфу вищий, ніж ребро водозливу;
- 2) за гребнем водозливу виконується співвідношення

$$\frac{z}{p} < \left(\frac{z}{p}\right)_{\text{кр}}. \quad (15.12)$$

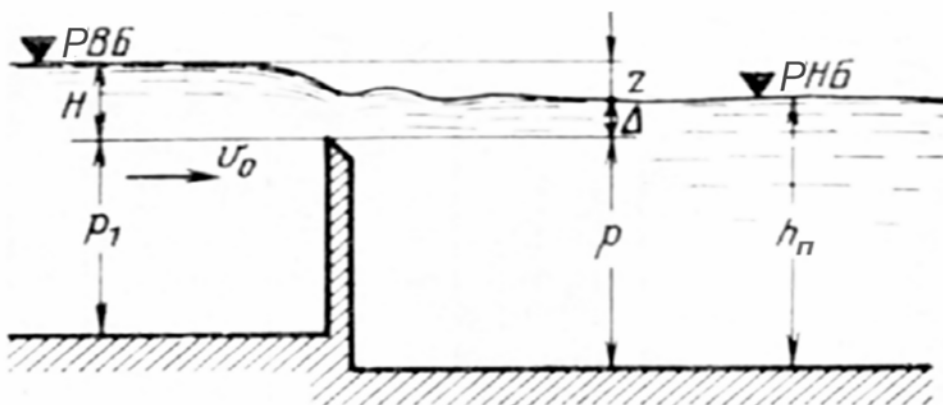


Рис. 15.6. Підтоплений водозлив

Витрату визначають за формулою (85). Коефіцієнт підтоплення σ_{Π} визначають за емпіричною залежністю Базена:

$$\sigma_{\Pi} = 1,05 \left(1 + 0,2 \frac{\Delta}{p}\right) \cdot \sqrt[3]{\frac{z}{H}} \quad (15.13)$$

із використанням відповідного графіка $\left[\left(\frac{z}{p}\right)_{\text{кр}} = f\left(\frac{H}{p}\right)\right]$ (рис. 15.7).

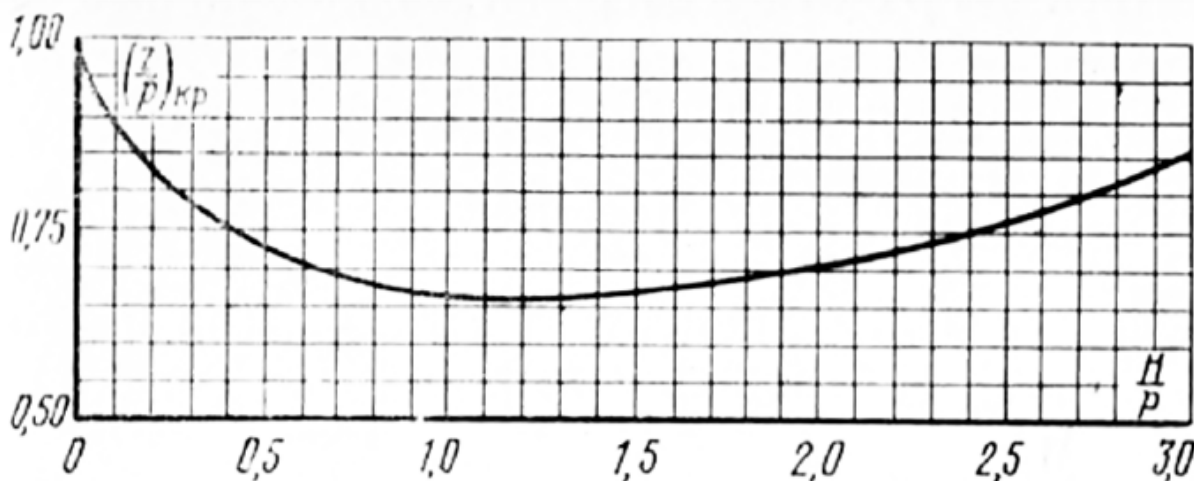


Рис. 15.7. Графік для визначення критичного відносного перепаду на підтопленому водозливі

15.6. Врахування бічного стиснення водозливу з тонкою стінкою

Якщо $b < B$, то за рахунок бічного стиснення струменя на водозливі витрата (пропускна здатність) зменшується, порівняно із водозливом без стиснення. У зв'язку із цим вводять новий коефіцієнт витрати $m_c < m_0$

Тоді:
$$Q = m_c \cdot b \sqrt{2g} \cdot H^{3/2}. \quad (15.14)$$

Для розрахунку m_c використовують емпіричну залежність

$$m_c = \left[0,405 + \frac{0,0027}{H} - 0,03 \left(\frac{B-b}{B}\right)\right] \cdot \left[1 + 0,55 \left(\frac{b}{B}\right)^2 \cdot \left(\frac{H}{H+p_1}\right)^2\right]. \quad (15.15)$$

15.7. Непідтоплений прямий прямокутний водозлив із широким порогом

Умови протікання потоку над порогом водозливу істотно впливають на його пропускну здатність (рис. 15.8). (Гребінь порогу вважаємо горизонтальним).

Форми вільної поверхні (повздовжній профіль) залежать від умов входу потоку у водозлив (рис. 15.9, 15.10).

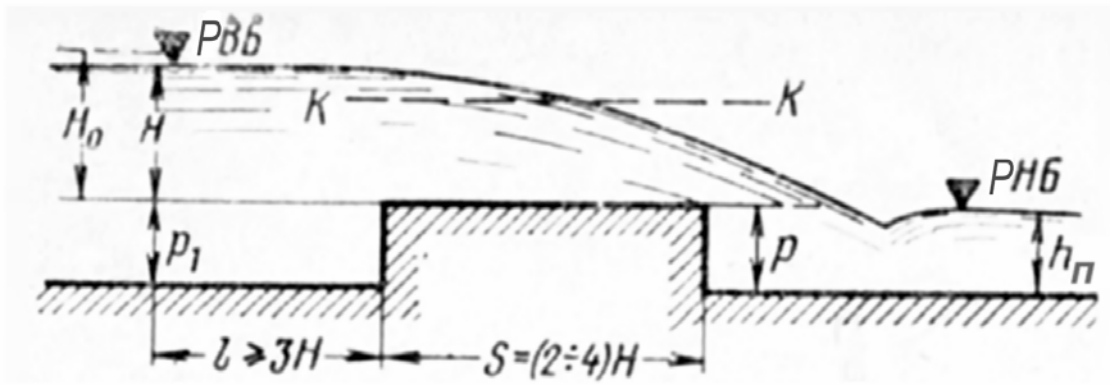


Рис. 15.8. Непідтоплений водозлив із широким порогом: плавномірна форма (течія)

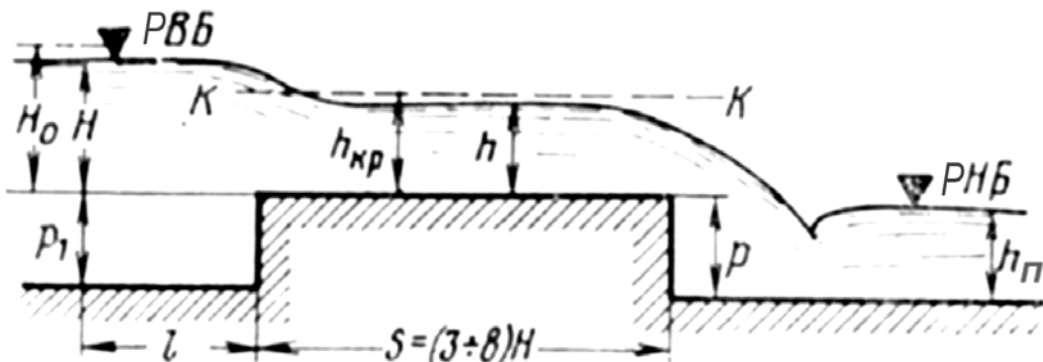


Рис. 15.9. Непідтоплений водозлив із широким порогом: форма з двома перепадами (на вході та на виході з порогу)

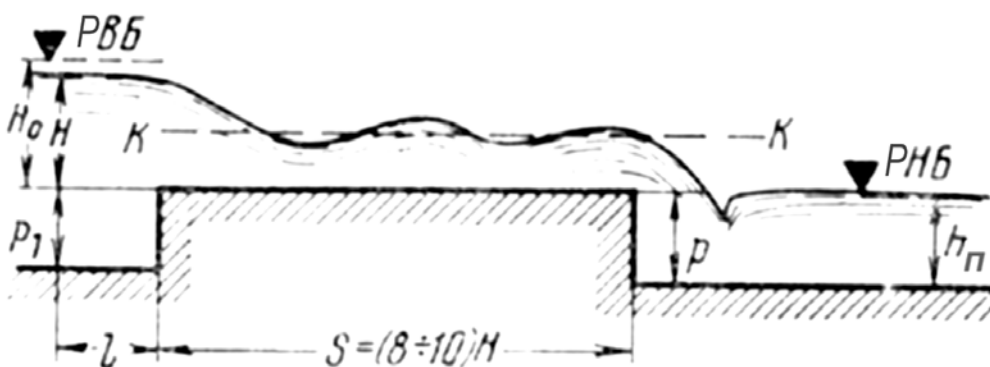


Рис. 15.10. Непідтоплений водозлив із широким порогом: форма хвилеподібної течії

В усіх випадках на порозі непідтопленого водозливу спостерігається ділянка з глибинами $h < h_{кр}$. Однак за рахунок плавномінності руху над порогом даного типу водозливу можемо застосувати рівняння Бернуллі. Запишемо його для січення перед водозливом та на порозі, враховуючи, що тиск зберігається.

$$H + \frac{\alpha_0 v_0^2}{2g} = h + \frac{\alpha v^2}{2g} + \sum \zeta \frac{v^2}{2g}. \quad (15.16)$$

Робимо заміну:

$$H_0 = h + \frac{\alpha v^2}{2g} + \sum \zeta \frac{v^2}{2g} \quad (15.17)$$

$$H_0 - h = \frac{v^2}{2g} (\alpha + \sum \zeta) \quad (15.18)$$

$$v^2 = \frac{1}{\alpha + \sum \zeta} (H_0 - h) \cdot 2g \quad (15.19)$$

$$v = \frac{1}{\sqrt{\alpha + \sum \zeta}} \cdot \sqrt{2g(H_0 - h)} = \varphi \sqrt{2g(H_0 - h)}, \quad (15.20)$$

де φ – коефіцієнт швидкості.

$$Q = h \cdot b \cdot v = \varphi \cdot b \cdot h \cdot \sqrt{2g(H_0 - h)}. \quad (15.21)$$

Експериментальними дослідженнями показано, що:

$$h < \frac{2}{3} H_0 \text{ та } h < h_{кр}.$$

У зв'язку із цим запропоновано зробити заміну $k = \frac{h}{H_0}$. Тоді:

$$Q = \varphi \cdot k \sqrt{1 - k} \cdot b \cdot \sqrt{2g} \cdot H_0^{3/2} = m \cdot b \cdot \sqrt{2g} \cdot H_0^{3/2}, \quad (15.22)$$

де m – коефіцієнт витрати.

$$m = \varphi \cdot k \cdot \sqrt{1 - k}. \quad (15.23)$$

Пропускна здатність водозливу з широким порогом залежить від опорів на вході у поріг. Зокрема, на основі дослідів встановлено, що такі опори залежать, перш за все, від форми входу на поріг, його відносної висоти P_1/H , шорсткості та відношення b/B .

Для умов $b = B$ складено таблицю для визначення коефіцієнта витрати із врахуванням конфігурації порогу.

Таблиця 15.1

| Форма водозливу | | $\frac{p_1}{H}$ | | | | | |
|-----------------|----------------------|-----------------|-------|-------|-------|-------|-------|
| | | 0,2 | 0,6 | 1,0 | 2,0 | 4,0 | 6,0 |
| | | 0,366 | 0,350 | 0,342 | 0,333 | 0,327 | 0,325 |
| | $\text{ctg } \theta$ | 0,372 | 0,361 | 0,365 | 0,349 | 0,345 | 0,344 |
| | 0,5 | 0,377 | 0,370 | 0,367 | 0,363 | 0,361 | 0,360 |
| | 1,0 | 0,382 | 0,379 | 0,377 | 0,375 | 0,374 | 0,374 |
| | 2,0 | | | | | | |
| | $\frac{f}{H}$ | 0,374 | 0,363 | 0,358 | 0,353 | 0,349 | 0,348 |
| | 0,05 | 0,376 | 0,367 | 0,363 | 0,358 | 0,365 | 0,354 |
| | 0,10 | 0,377 | 0,370 | 0,367 | 0,363 | 0,361 | 0,360 |
| | $\geq 0,2$ | | | | | | |
| | $\frac{r}{H}$ | 0,374 | 0,364 | 0,359 | 0,354 | 0,350 | 0,349 |
| | 0,05 | 0,377 | 0,370 | 0,366 | 0,363 | 0,360 | 0,359 |
| | 0,2 | 0,380 | 0,376 | 0,374 | 0,371 | 0,370 | 0,369 |
| | 0,6 | 0,382 | 0,380 | 0,378 | 0,377 | 0,376 | 0,376 |
| | ≥ 1 | | | | | | |

Зміни пропускної здатності водозливу при бічному стисненні потоку $b/B < 1$ також враховуються через коефіцієнт витрати m . Для цього складені відповідні таблиці. Використовують також формули В.В. Смилова.

Для водозливу з неплавним входом, без заокруглень:

$$m = 0.30 + \frac{0,08 \cdot b \cdot H}{\Omega_{в.б}}, \quad (15.24)$$

де $\Omega_{в.б}$ – площа живого перерізу потоку у верхньому б'єфі перед водозливом.

Для входу конічної форми:

$$m = 0.30 + \frac{0,08 \cdot b \cdot H}{1 + 2 \text{ctg} \alpha \cdot \frac{H}{b}}, \quad (15.25)$$

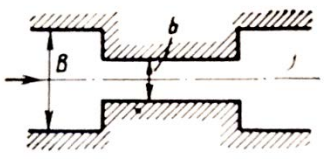
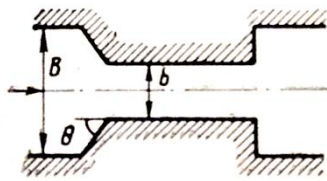
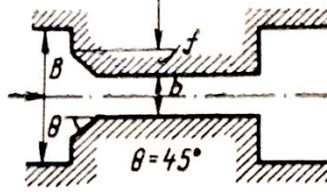
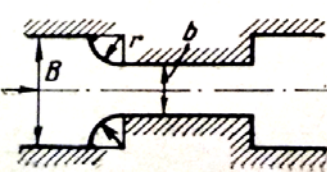
де α – кут конуса.

Для входу із заокругленням у формі раструба застосовують характерні значення $m = 0.35 \div 0.36$.

Для водозливів з $p_1 = 0$ запропоновано використовувати табл. 15.2.

Таблиця 15.2

Значення коефіцієнта витрати m для водозливів із широким порогом при $p_1=0$

| Форма входу в плані | | $\frac{b}{B}$ | | | | | | |
|---|-----------------------------------|---------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| | | 0,9 | 0,8 | 0,6 | 0,4 | 0,2 | 0,1 | 0 |
|  | | 0,367 | 0,355 | 0,340 | 0,330 | 0,324 | 0,322 | 0,320 |
|  | $\frac{c \cdot i \cdot \theta}{}$ | | | | | | | |
| | 0,5 | 0,373 | 0,365 | 0,366 | 0,350 | 0,346 | 0,344 | 0,343 |
| | 1,0 | 0,375 | 0,369 | 0,361 | 0,356 | 0,352 | 0,351 | 0,350 |
| | 2,0 | 0,376 | 0,370 | 0,363 | 0,358 | 0,355 | 0,354 | 0,353 |
| | 3,0 | 0,375 | 0,369 | 0,361 | 0,356 | 0,352 | 0,351 | 0,350 |
|  | $\frac{f}{b}$ | | | | | | | |
| | 0,05 | 0,372 | 0,364 | 0,364 | 0,347 | 0,343 | 0,341 | 0,340 |
| | 0,10 | 0,374 | 0,366 | 0,357 | 0,351 | 0,348 | 0,346 | 0,346 |
| | $\geq 0,2$ | 0,375 | 0,369 | 0,361 | 0,356 | 0,352 | 0,351 | 0,350 |
|  | $\frac{r}{b}$ | | | | | | | |
| | 0,05 | 0,371 | 0,362 | 0,350 | 0,343 | 0,338 | 0,337 | 0,335 |
| | 0,20 | – | – | 0,360 | 0,355 | 0,351 | 0,350 | 0,349 |
| | 0,40 | – | – | – | 0,362 | 0,359 | 0,358 | 0,357 |
| | $\geq 0,50$ | – | – | – | 0,364 | 0,362 | 0,361 | 0,360 |

15.8. Підтоплений водозлив із широким порогом

Водозлив із широким порогом вважається непідтопленим, тобто рівень нижнього б'єфу не впливає на пропускну здатність водозливу тоді, коли на порозі існує ділянка потоку з бурхливою течією (...бурхливий стан, тобто $h < h_{кр}$). Перевищення рівня нижнього б'єфу (РНБ) над порогом водозливу (Δ) до певної межі не впливає на характер витікання. Критичне значення $K_2 = \frac{\Delta}{H_0}$, при перевищенні якого відбувається підтоплення, його визначають в залежності від коефіцієнта витрати непідтопленого водозливу.

| | | | | | |
|-----------|-------|-------|-------|-------|-------|
| m | 0,32 | 0,34 | 0,35 | 0,36 | 0,385 |
| φ | 0,956 | 0,970 | 0,976 | 0,983 | 1,0 |
| K_2 | 0,88 | 0,84 | 0,83 | 0,81 | 0,67 |

Попередньо можна вважати, що підтоплення настає при плавному вході, якщо $K_2 > 0,75$; при неплавному вході, якщо $K_2 > 0,85$.

На початковій стадії підтоплення над порогом спостерігається течія з утворенням стоячої хвилі. Зі збільшенням K_2 (ступеня підтоплення) утворюється форма вільної поверхні з двома перепадами (рис. 15.11). Перший перепад вказує на місцеві витрати енергії на вході, а другий (зворотний) – на перехід частини кінетичної енергії у потенційну при зменшенні швидкості за водозливом (перепад відновлення).

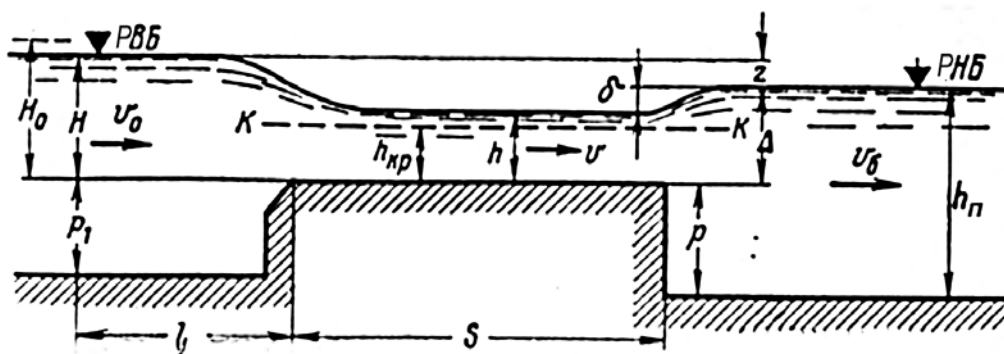


Рис. 15.11. Підтоплений водозлив із широким порогом: форма вільної поверхні з двома перепадами

Вплив підтоплення враховують у формулі витрати для водозливів з широким порогом через відповідний коефіцієнт:

$$\sigma_{\text{п}} = f(\varepsilon; \Delta/H_0), \quad (15.26)$$

де $\varepsilon = v \cdot \Delta / \Omega_{\text{нб}}$ – коефіцієнт відносного розширення потоку за водозливом. Його задають таблично.

Таблиця 15.3

Значення коефіцієнта підтоплення $\sigma_{\text{п}}$ для водозливу з широким порогом

| $\frac{\Delta}{H_0}$ | ε | | | | | | | | |
|----------------------|---------------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| | 1 | 0,8 | 0,7 | 0,6 | 0,5 | 0,4 | 0,3 | 0,2 | 0 |
| 0,75 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 |
| 0,78 | 0,97 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 0,97 |
| 0,80 | 0,95 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 0,95 |
| 0,82 | 0,92 | 0,99 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 0,99 | 0,92 |
| 0,84 | 0,89 | 0,97 | 0,99 | 1 | 1 | 1 | 0,99 | 0,97 | 0,89 |
| 0,86 | 0,85 | 0,94 | 0,96 | 0,99 | 1 | 0,99 | 0,96 | 0,94 | 0,85 |
| 0,88 | 0,81 | 0,90 | 0,93 | 0,97 | 0,96 | 0,97 | 0,93 | 0,90 | 0,81 |
| 0,90 | 0,75 | 0,84 | 0,88 | 0,92 | 0,91 | 0,92 | 0,88 | 0,84 | 0,75 |
| 0,92 | 0,69 | 0,78 | 0,82 | 0,85 | 0,84 | 0,85 | 0,82 | 0,78 | 0,69 |
| 0,94 | 0,61 | 0,70 | 0,73 | 0,76 | 0,75 | 0,76 | 0,73 | 0,70 | 0,61 |
| 0,96 | 0,51 | 0,59 | 0,62 | 0,65 | 0,64 | 0,65 | 0,62 | 0,59 | 0,51 |
| 0,98 | 0,36 | 0,44 | 0,46 | 0,49 | 0,48 | 0,49 | 0,46 | 0,44 | 0,36 |

15.9. Гідрологічні витратоміри

Водозливи використовують з метою обліку кількості води, що протікає у каналі, річці або іншому потоці. Разом із так званими гідрометричними лотками їх називають гідрологічними витратомірами. Вони дозволяють оцінювати (реєструвати) витрати води з точністю до 2-5%, не витрачаючи на вимірювання багато часу, або взагалі в автоматичному режимі. Водночас обмеженням можливостей їх використання є величина потоку і, відповідно, споруди.

Для вимірювання витрат води застосовують водозливи переважно з тонкою стінкою. Вони повинні працювати у непідтоплюваному режимі. На підході до водозливу потік повинен бути обмежений руслом певної конфігурації, каналом. Певним способом закріплюють, облаштовують нижній б'єф. Біля водозливу ставлять пристрій для вимірювання рівнів води. Так створюють цілу комплексну гідрометричну споруду (рис. 15.12).

До основних типів власне водозливів, що застосовуються у гідрометрії, відносять прямокутні без бічного стиснення та зі стисненням, трапецієподібні, трикутні, параболічні та радіальні.

Витрату води, що протікає через прямокутний водозлив, визначають за стандартною формулою

$$Q = m_0 \cdot v \cdot \sqrt{2g} \cdot H^{3/2}, \quad (15.27)$$

де m_0 – коефіцієнт витрати, який визначають через напір H та висоту порогу водозливу у верхньому б'єфі P_1 .

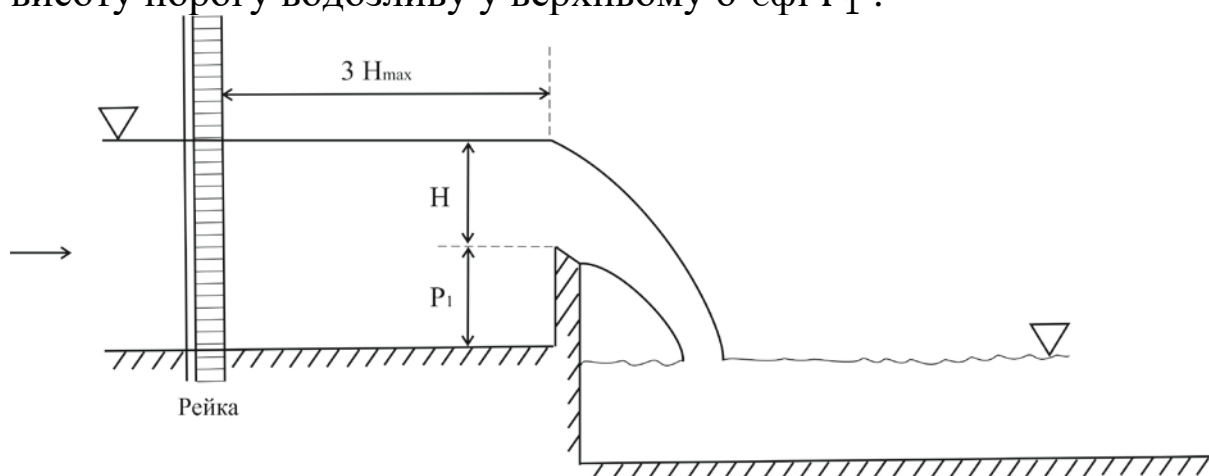


Рис. 15.12. Схема поздовжнього перерізу ділянки водозливу на малому водотоці

Витікання має бути вільним. Рівень води у нижньому б'єфі повинен бути нижчим відмітки ребра водозливу не менше ніж на 0.1 м. Рівні води вимірюються на відстані $3H_{max}$ від ребра. У верхньому б'єфі облаштовується й канал правильної призматичної форми довжиною $l \geq 8H_{max}$ (H_{max} – максимальний рівень поверхні води над ребром водозливу за багаторічний період).

Область оптимального застосування водозливу становить $0,05\text{м} \leq H \leq 1,0\text{м}$.

Трапецієподібний водозлив (рис. 15.13) має таку ж область застосування. Його найбільш розповсюджені параметри такі: $m = 0,25$; $v = 3:4H_{max}$.

Трикутні водозливи (рис. 15.13) характеризуються $\alpha = 20 \div 120^\circ$ Найбільш розповсюджені з $\alpha = 90^\circ$. При $\alpha = 20^\circ$ область застосування $0,05\text{м} \leq H \leq 0,5\text{м}$. При $\alpha = 90^\circ$ до 1.0 м.

Загальна формула для визначення витрати води:

$$Q = \frac{8}{15} \cdot \mu \sqrt{2g} \cdot \text{tg} \frac{\alpha}{2} \cdot H^{5/2}, \quad (15.28)$$

де μ – коефіцієнт витрати (приблизно 0,6).

Для трикутних водозливів з $\alpha = 90^\circ$ застосовують таку формулу:

$$Q = 1,4 \cdot H^{5/2}. \quad (15.29)$$

Параболічні та радіальні водозливи дозволяють найбільш точно визначати малі витрати води.

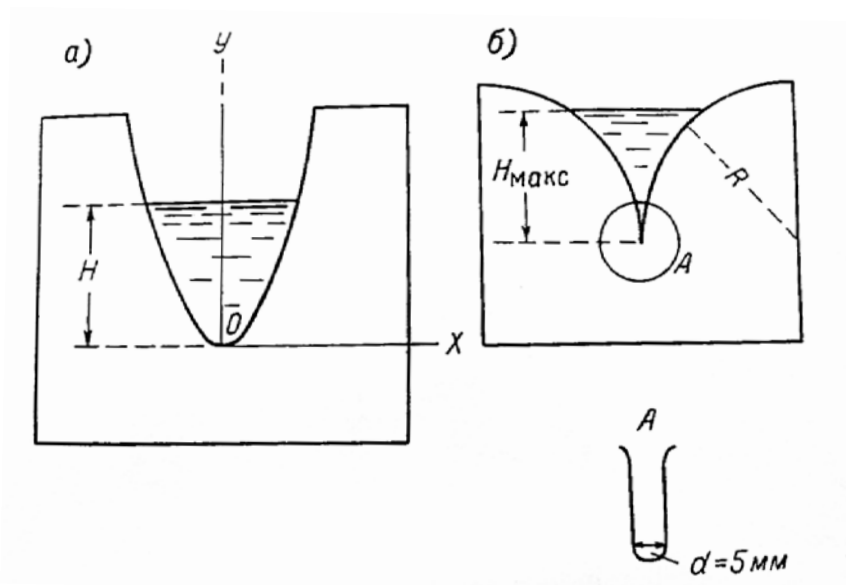


Рис. 15.13. Схема трапецієподібного (а) та трикутного (б) водозливів

Гідрометричні лотки являють собою короткі канали, обладнані порогом певної конструкції, що діє подібно до водозливу з широким порогом. Їх влаштовують для вимірювання витрат води на невеликих постійних або тимчасових водотоках.

Як приклад наведемо схему гідрометричного лотка Паршала.

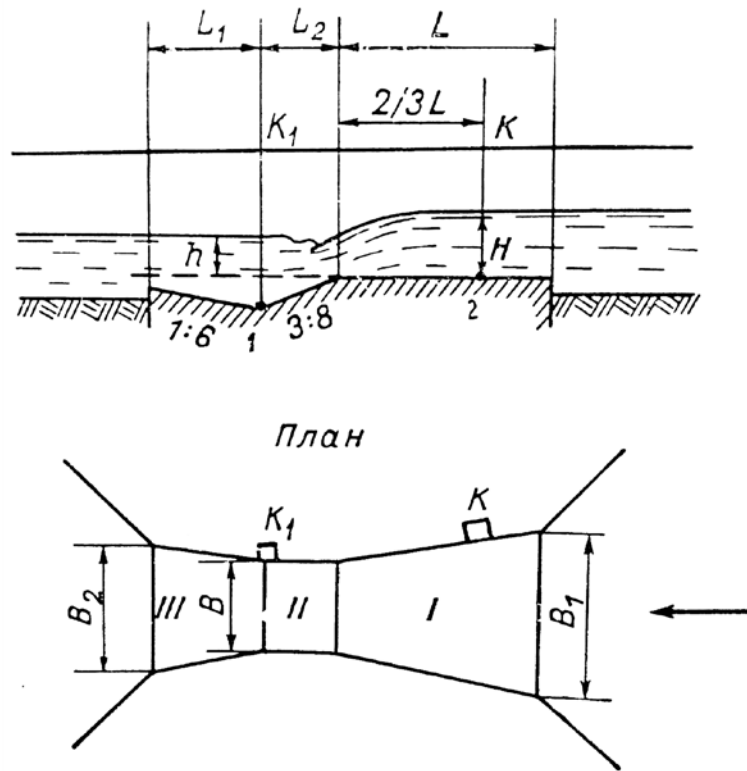


Рис. 15.14. Схема гідрометричного лотка типу Паршала.

K та K_1 – місце колодязів для самописців рівнів води

З цього прикладу видно, що витрата визначається через зв'язок не тільки з H , але і з h ; $Q = f(H; h)$.

Точність вимірювання дещо менша витрат води лотками (3-5%), ніж на водозливах із гострим ребром, але вони мають певні переваги. По-перше, вони досить вільно пропускають придонні захоплені наноси. По-друге, незначний підпір у верхньому б'єфі дозволяє несуттєво впливати загалом на гідрологічний режим водотоку. Особливо це важливо для водотоків зі значними похилами дна. Крім того, лотки дозволяють вимірювати значно більші витрати води, ніж водозливи.

РОЗДІЛ 16

ГІДРАВЛІЧНИЙ СТРИБОК

16.1. Поняття про гідравлічний стрибок

При вивченні нерівномірного руху води у відкритих водотоках ми ввели поняття критичної глибини h_k , що відповідає мінімуму питомої енергії січення. Перехід через неї вказує на зміну спокійного або бурхливого стану потоку. Цій межі також відповідає:

$$Fr = \Pi_k = \frac{v^2}{gh} = 1.$$

Розглянемо приклади різко змінного нерівномірного руху потоку рідини.

1. Перехід від спокійної течії до бурхливої:

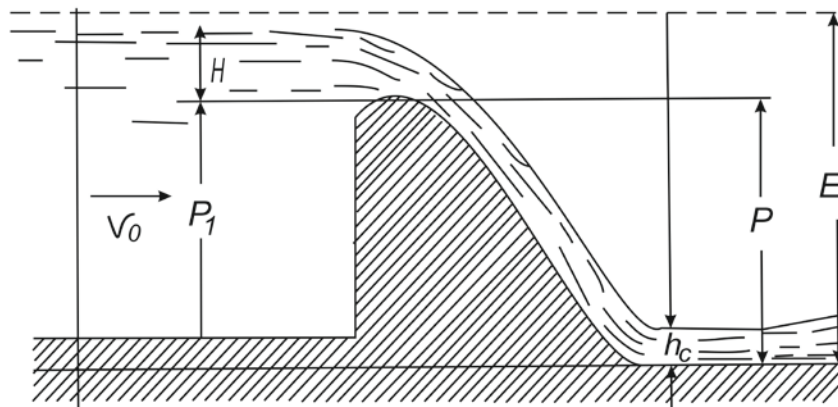


Рис. 16.1. Гідравлічний водоспад

2. Перехід від бурхливої до спокійної.

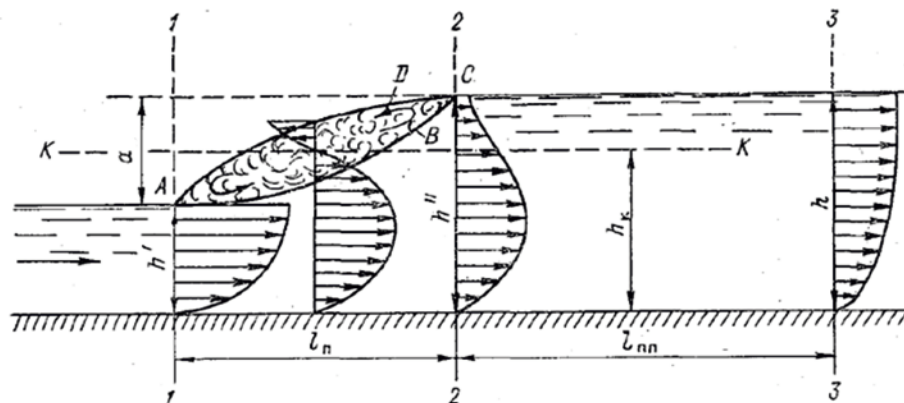


Рис. 16.2. Гідравлічний стрибок та післястрибкова зона (h' та h'' – сполучені або взаємні глибини; a – висота стрибка)

Стрибок характеризують певною структурою течії.

Нижню зону називають транзитним струменем. Верхня зона – це аерований водяний валець зі зворотним напрямком течії (зона турбулентних завихрень, вальців; водяний валець).

Гідравлічний стрибок (ГС) викликає різкі зміни у швидкісному режимі течії, значні місцеві втрати енергії. Тому питома енергія січення до стрибка завжди більша, ніж після. Досліджено також, що закон розподілу тиску в зоні стрибка відрізняється від гідростатичного (різко змінний рух).

Рухи у верхній та нижній зонах ГС не ізольовані. Через динамічно пульсуючу поверхню розділу відбувається обмін масами води та кількістю руху.

За ГС виділяють післястрибкову зону, де ще відчувається його вплив. Вона характеризується підвищеним рівнем турбулентності.

До основних різновидів стрибка відносять:

1. Досконалий стрибок (рис. 16.2). Виникає у руслі з постійним похилом і рівномірною відносно невеликою шорсткістю. Для нього характерно $a = h'' - h' > h' (h'' > 2h')$. Добре виражена зона вальця.

2. Хвилястий стрибок $a < h'$. Відсутній поверхневий валець (рис. 16.3).

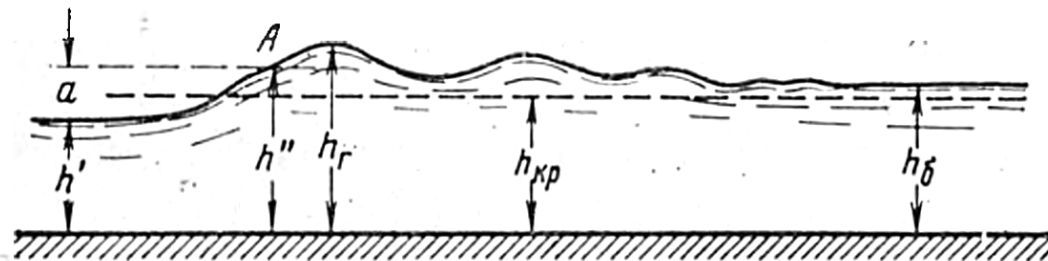


Рис. 16.3. Хвилястий стрибок

3. Підпертий стрибок (рис. 16.4). Виникає у руслі, що має уступ (або стінку). Має розвинуту поверхневу зону турбулентності.

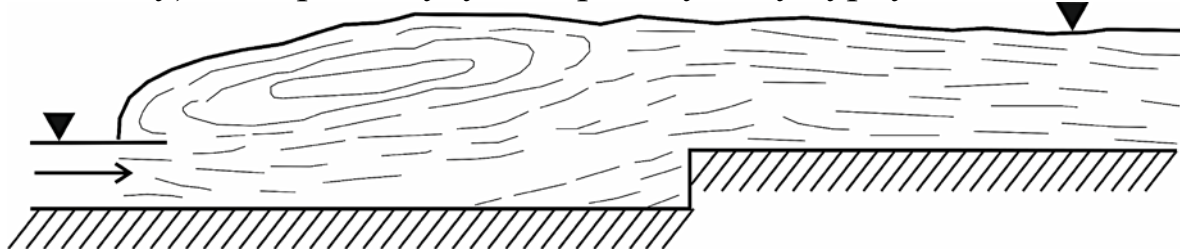


Рис. 16.4. Підпертий стрибок

4. Підтоплений стрибок також має розвинуту поверхневу зону (16.5).

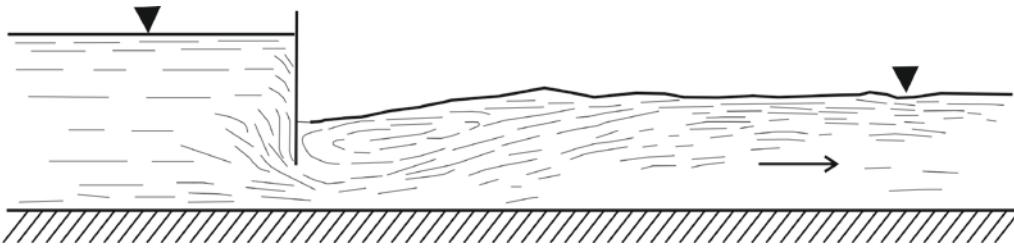


Рис. 16.5. Підтоплений стрибок

5. Поверхневий стрибок (рис. 16.6). Має розвинутий придонний валець.

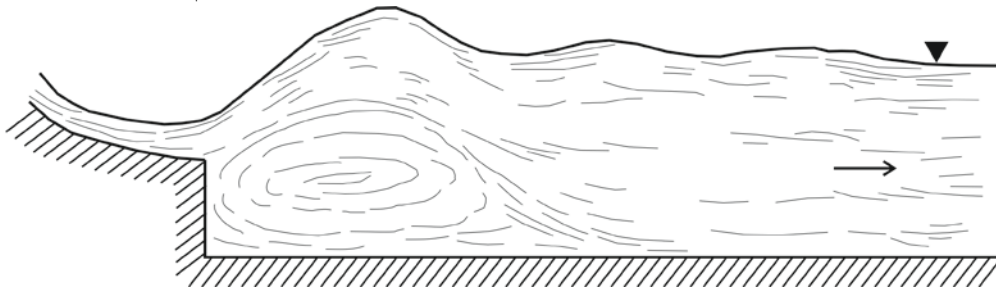


Рис. 16.6. Поверхневий стрибок

Характерними прикладами стрибка (рис. 16.7) можуть бути такі:

- а) при витіканні з-під щита;
- б) після перетікання через водозлив;
- в) при різкому зменшенні поздовжнього похилу дна.

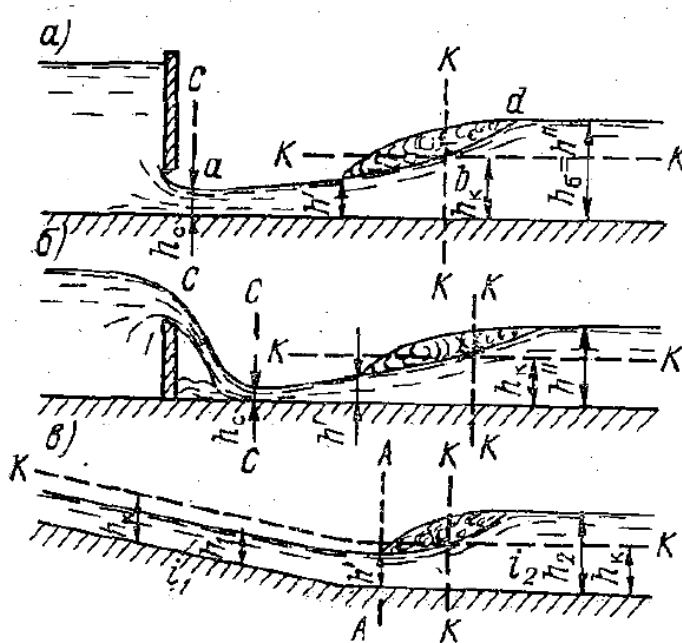


Рис. 16.7. Приклади гідравлічних стрибків

16.2. Основне рівняння досконалого стрибка

Для опису динаміки потоку на ділянці стрибка необхідно виявити закон переходу від стану з меншою глибиною до стану з більшою. Початком стрибка вважають такий переріз потоку перед ним, де ще зберігається характерна структура плавномінного бурхливого потоку. Завершенням стрибка вважають переріз, де встановлюється спокійний рух потоку, який можна також назвати плавномінним. Фактично це перерізи перед та за зоною вальця (рис. 16.8).

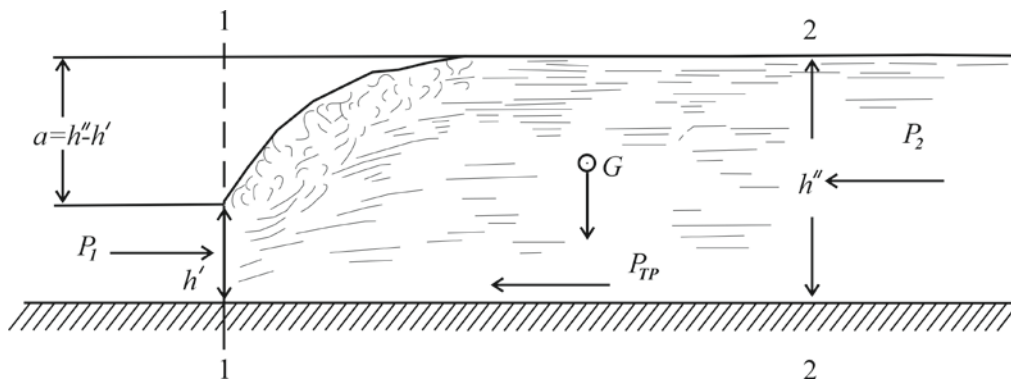


Рис. 16.8. Перерізи перед і за зоною вальця

Глибини в першому та другому перерізах (h' та h'') називають взаємними або сполученими. Різниця між ними – це висота стрибка: $a = h'' - h'$.

Для встановлення закону зв'язку між сполученими глибинами застосовують теорему про зміну кількості руху (Проекція прирощення кількості руху матеріальної системи в одиницю часу на певний напрямок дорівнює сумі проєкцій усіх діючих зовнішніх сил на цей самий напрямок).

Для потоку рідини кількість руху в одиницю часу становить

$$\rho Qv = \rho \omega v^2.$$

Тому можемо записати:

$$\Delta(KP) = \rho Q(\alpha'_2 v_2 - \alpha'_1 v_1) = \rho \alpha'_2 \omega_2 v_2^2 - \rho \alpha'_1 \omega_1 v_1^2, \quad (16.1)$$

де α'_1 і α'_2 – коефіцієнти Буссінеска у першому та другому перерізах.

На виділеному відрізку потоку діють такі сили:

1. Сила тяжіння G_1 .

2. Сила тертя, що діє на зовнішній твердій межі потоку F_T .
3. Сили гідродинамічного тиску P_1 та P_2 .

Проекція сили тяжіння на напрямок руху потоку переважно дуже мала. Нехтуємо також F_T через малу довжину виділеного відсіку.

Сили тиску записують як:

$$P_1 = \gamma h'_{ц.т} \omega_1 \text{ та } P_2 = \gamma h''_{ц.т} \omega_2, \quad (16.2)$$

де ц.т – центр тяжіння перерізу. Тоді запишемо:

$$\rho \alpha'_2 v_2^2 \omega_2 - \rho \alpha'_1 v_1^2 \omega_1 = \gamma h'_{ц.т} \omega_1 - \gamma h''_{ц.т} \omega_2 \quad (16.3)$$

Приймаємо $\alpha'_1 = \alpha''_1$, а також $\rho = \gamma/g$. Тоді

$$\frac{\alpha' Q^2}{g \omega_1} + h'_{ц.т} \omega_1 = \frac{\alpha' Q^2}{g \omega_2} + h''_{ц.т} \omega_2. \quad (16.4)$$

Це основне рівняння досконалого гідравлічного стрибка (також допустимо $\alpha' \approx 1,02 \approx 1$).

16.3. Стрибкова функція та її аналіз

Якщо Q та форма русла задані, то в рівнянні (16.4) невідомі тільки глибини. Відповідно вводять поняття стрибкової функції. Вводимо позначення:

$$\theta(h) = \frac{\alpha' Q^2}{g \omega} + h_{ц.т} \omega \quad (16.5)$$

Тоді $\theta(h') = \theta(h'')$. (16.6)

Якщо глибина потоку (при $Q = const$) зменшується, то перша складова правої частини рівняння (16.5) буде збільшуватися.

Адже $\omega = Bh$ зменшується (знаменник). При $h \rightarrow 0$: $\frac{\alpha' Q^2}{g \omega} \rightarrow \infty$; $h_{ц.т} \omega \rightarrow 0$. Разом отримуємо: $\theta(h) \rightarrow \infty$. І навпаки, при $h \rightarrow \infty$: $\frac{\alpha' Q^2}{g \omega} \rightarrow 0$, але $h_{ц.т} \omega \rightarrow \infty$. Разом: $\theta(h) \rightarrow \infty$. Значить, як і енергія січення, стрибкова функція повинна мати мінімум.

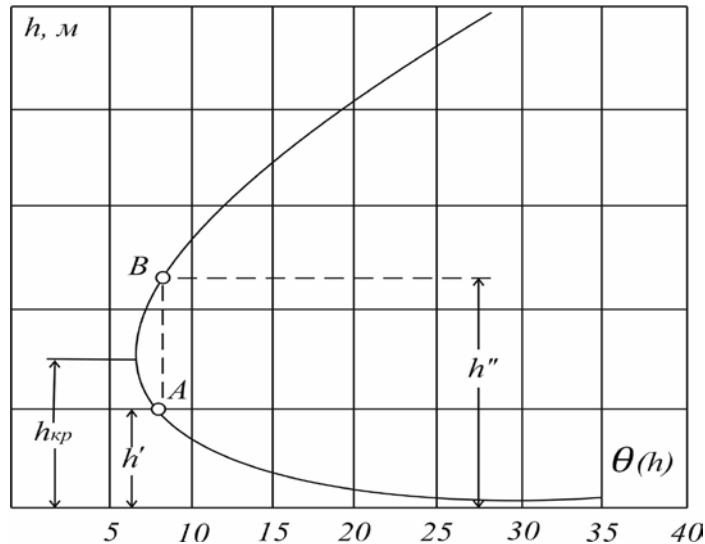


Рис. 16.9. Стрибкова функція

У гідравліці показано, що мінімум стрибкової функції спостерігається при

$$\frac{\alpha' Q^2}{g\omega} \cdot B = 1. \quad (16.7)$$

Це відповідає стану $\Pi_K = 1$. Наведений аналіз функції справедливий для досконалого стрибка у призматичному руслі.

16.4. Визначення сполучених глибин досконалого стрибка у призматичному руслі

Основне рівняння гідравлічного стрибка дозволяє вираховувати одну з глибин через відому іншу:

- а) методом підбору;
- б) за графіком стрибкової функції.

Графіки стрибкової функції отримують для перерізів русел різної форми та для переходу від відомої h' до h'' і навпаки.

Першим аналізують найбільш простий випадок русла прямокутного перерізу. Перетворення основного рівняння досконалого гідравлічного стрибка дає такі співвідношення:

$$h'' = \frac{h'}{2} (\sqrt{1 + 8\Pi_K''} - 1), \quad (16.8)$$

$$h' = \frac{h''}{2} (\sqrt{1 + 8\Pi_K''} - 1). \quad (16.9)$$

Для прямокутного русла також отримують:

$$\Pi_K' = \left(\frac{h_{кр}}{h'}\right)^3, \quad (16.10)$$

$$\Pi''_K = \left(\frac{h_{кр}}{h''}\right)^3, \quad (16.11)$$

а також:

$$h_{кр} = \sqrt[3]{\frac{\alpha' Q^2}{g b^2}} = \sqrt[3]{\frac{\alpha' q^2}{g}}. \quad (16.12)$$

Після підстановок отримуємо

$$h'' = \frac{h'}{2} \left[\sqrt{1 + 8 \left(\frac{h_{кр}}{h'}\right)^3} - 1 \right] \quad (16.13)$$

$$h' = \frac{h''}{2} \left[\sqrt{1 + 8 \left(\frac{h_{кр}}{h''}\right)^3} - 1 \right] \quad (16.14)$$

Загалом для призматичних русел позначимо:

$$\frac{h'}{h''} = K_1; \quad \frac{h''}{h'} = K_2. \quad (16.15)$$

Для визначення цих співвідношень побудовано графіки функцій $K_2 = f(\Pi'_K; \sigma_1)$ і $K_1 = f(\Pi''_K; \sigma_2)$ (рис. 16.10-16.11).

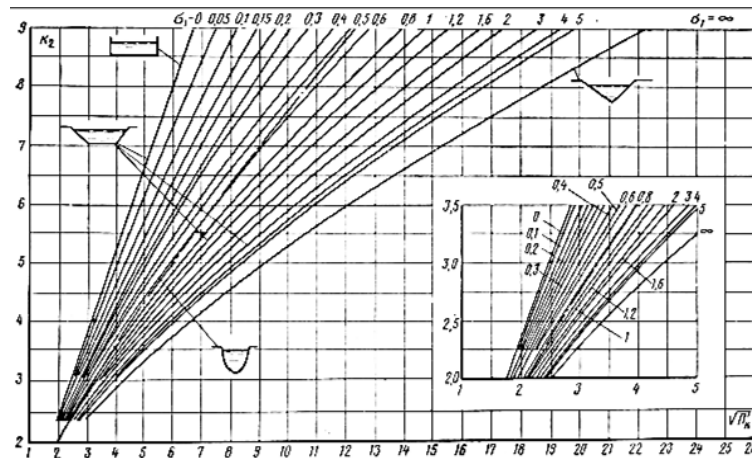


Рис.16.10. Графік для визначення другої сполученої глибини h'' при відомій першій h'

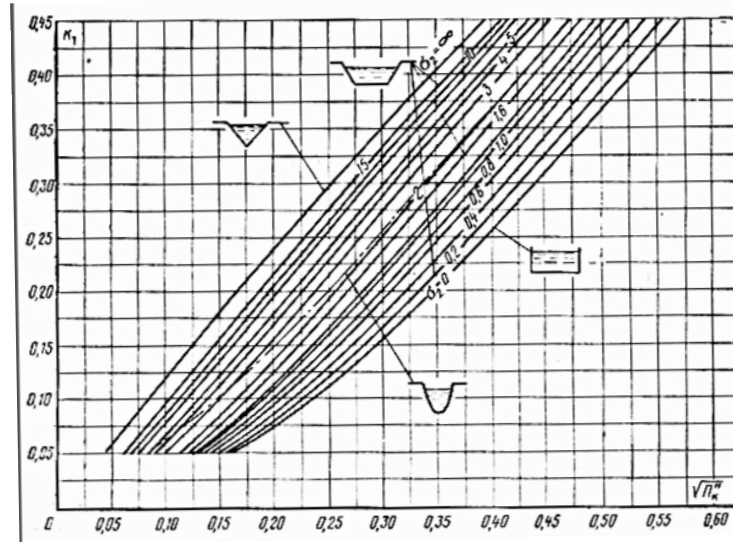


Рис. 16.11. Графік для визначення першої сполученої глибини h' при відомій другій h''

На цих графіках σ – параметр форми русла. Перший із них використовують для визначення другої сполученої глибини за відомою першою, а другий – навпаки. Коефіцієнти σ відповідають різним перерізам русел. Вони змінюються від $\sigma = 0$ у руслах прямокутного перерізу до $\sigma \rightarrow \infty$ у руслах трикутного перерізу. У трапецієподібних призматичних руслах $\sigma_1 = \frac{mh'}{b} > 0$ та $\sigma_2 = \frac{mh''}{b} > 0$. Для параболітичних русел використовують штрих-пунктирну лінію.

При застосуванні графіків також необхідно задавати $\sqrt{\Pi'_k}$ та $\sqrt{\Pi''_k}$.

Для цього задіюють нижченаведені формули. Прямокутне русло:

$$\sqrt{\Pi'_k} = \frac{h_{кр}}{h'} \sqrt{\frac{h_{кр}}{h'}} \quad (16.16a)$$

$$\sqrt{\Pi''_k} = \frac{h_{кр}}{h''} \sqrt{\frac{h_{кр}}{h''}} \quad (16.16b)$$

Трикутне :

$$\sqrt{\Pi'_k} = \sqrt{\frac{2\alpha'}{gh'}} \cdot \frac{Q}{m(h')^2}, \quad (16.17a)$$

$$\sqrt{\Pi''_k} = \sqrt{\frac{2\alpha'}{gh''}} \cdot \frac{Q}{m(h'')^2}, \quad (16.17b)$$

де m – коефіцієнт пропорційності (закладання відкосів).

Трапецієподібне:

$$\sqrt{\Pi'_K} = \frac{Q}{bh'(1+\sigma_1)} \sqrt{\frac{\alpha'(1+2\sigma_1)}{h'g(1+\sigma_1)}}. \quad (16.18a)$$

$$\sqrt{\Pi'_K} = \frac{Q}{bh''(1+\sigma_2)} \sqrt{\frac{\alpha'(1+2\sigma_2)}{h''g(1+\sigma_2)}}. \quad (16.18b)$$

Параболічне:

$$\sqrt{\Pi'_K} \approx 0,65 \cdot \sqrt{\frac{\alpha'}{gp}} \cdot \frac{Q}{(h')^2} \quad (16.19a)$$

$$\sqrt{\Pi''_K} \approx 0,65 \cdot \sqrt{\frac{\alpha'}{gp}} \cdot \frac{Q}{(h'')^2}, \quad (16.19b)$$

де p – параметр параболи.

Для визначення сполучних глибин також можна користуватися формулами А. Н. Рахманова:

$$k_1 = \frac{1,2}{k_2} - 0,2 \quad (16.20)$$

$$k_2 = \frac{1}{0,167 + 0,834 k_1}, \quad (16.21)$$

де $k_1 = \frac{h'}{h_k}$; $k_2 = \frac{h''}{h_k}$.

Ці формули при $k_2 \leq 5$ зазвичай дають похибку менше 7%.

Досконалий гідравлічний стрибок детально досліджений у гідравлічних лотках. В цих умовах легко отримувати стрибок заданої форми. За даними проф. М. Д. Чертоусова складено графік залежності між $K_2 = \frac{h''}{h'}$ та $\sqrt{\Pi'_K}$. Залежність майже прямолінійна.

16.5. Втрати енергії у гідравлічному стрибку

Розглянемо гідравлічний стрибок у призматичному руслі з горизонтальним дном ($i = 0$).

Складемо рівняння Бернуллі для першого та другого перерізів:

$$h' + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} = h'' + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + h_f, \quad (16.22)$$

звідки

$$h_f = (h' - h'') + \left(\frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} - \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} \right) \quad (16.23)$$

Враховуємо також, що $v_1 = \frac{Q}{\omega_1}$; $v_2 = \frac{Q}{\omega_2}$; для прямокутного русла $\omega_1 = h' \cdot b$; $\omega_2 = h'' \cdot b$; Тоді при $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$ отримаємо:

$$h_f = \frac{(h'' - h')^3}{4h'h''} \quad (16.24)$$

Для призматичних русел загалом при $i = 0$ втрати енергії h_f можуть бути визначені графоаналітичним способом (рис. 16.12). Адже у такому випадку ми можемо площину порівняння провести по дну потоку і питома енергія потоку буде збігатися з питомою енергією січення. Це дає змогу суміщати графіки питомої енергії січення $\mathcal{E} = f(h)$ та стрибкову функцію $\theta = f(h)$. Для h' та h'' значення $\mathcal{E}(h)$ неодинакові. Тоді $\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2 = \Delta\mathcal{E} = h_f$.

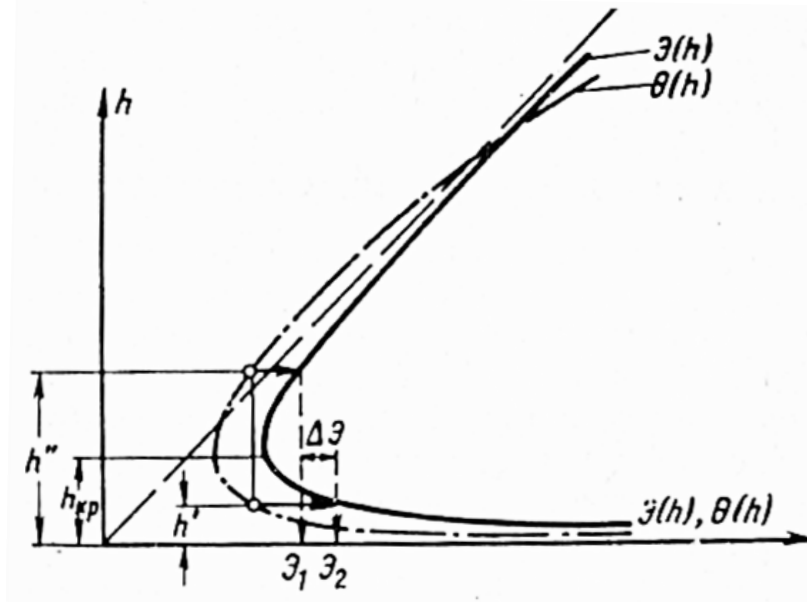


Рис. 16.12. Суміщений графік стрибкової функції $\theta = f(h)$ та питомої енергії перетину $\mathcal{E} = f(h)$

Досвід показує, що значення цих втрат дуже великі, значно більші, ніж при плавномітному русі. Вони також значно зростають при збільшенні $(h'' - h')$. Адже залежать від $(h'' - h')^3$.

16.6. Довжина досконалого гідравлічного стрибка

При розрахунках конструкції нижнього б'єфу гідротехнічних споруд необхідно знати (оцінювати) довжину гідравлічного стрибка ($l_{\text{стр}}$), під якою розуміють відстань між перерізом, де він починається (з глибиною h') та перерізом після зони вальця, де встановлюється глибина h'' . Питання оцінки $l_{\text{стр}}$ не має теоретичного вирішення. Тому запропоновано ряд емпіричних формул.

Формула Павловського:

$$l_{\text{стр}} = 2,5(1,9h'' - h'). \quad (16.25)$$

Формула Чертоусова:

$$l_{\text{стр}} = 10,3h'(\sqrt{\Pi_{\text{к}'}} - 1)^{0,81}. \quad (16.26)$$

Формула Айвазяна:

$$l_{\text{стр}} = \left(3 + \frac{19}{\sqrt{\Pi_{\text{к}'}}} - \frac{30}{\sqrt{\Pi_{\text{к}'}}}\right)(h'' - h'). \quad (16.27)$$

У трапецієподібному руслі оцінку можна виконати за наближеною формулою:

$$l_{\text{стр}} = 5h'' \left(1 + 4\sqrt{\frac{B_2 - B_1}{B_1}}\right), \quad (16.28)$$

де B_1 та B_2 – ширини по урізу до та після стрибка.

Для раціонального проектування нижнього б'єфу поряд з оцінкою довжини самого стрибка бажано оцінювати довжину післястрибкової ділянки ($l_{\text{п.стр}}$), на якій пульсації швидкості і тиску затухають до величин, що притаманні спокійному плавномітному руху потоку. Для цього рекомендовано формулу Чертоусова:

$$l_{\text{п.стр}} \approx (2,5 \div 3)l_{\text{стр}}. \quad (16.29)$$

РОЗДІЛ 17

СПОЛУЧЕННЯ Б'ЄФІВ ГІДРОТЕХНІЧНИХ СПОРУД

17.1. Основні положення

Струмені води, що переливаються через водозливи гідротехнічних споруд, можуть мати різні види сполучення із потоком води у нижньому б'єфі. Переважно там виникає гідравлічний стрибок. Найменшу глибину струменя біля підніжжя гідротехнічної споруди називають стиснутою. Вона менша від критичної. Побутова глибина потоку після стрибка більша за критичну.

$$h_c < h_{кр}; h_{п} > h_{кр} \quad (17.1)$$

У такому випадку існують три види сполучення струменя з потоком нижнього б'єфу.

1) $h_c'' = h_{п}$ (h_c'' – друга сполучена глибина гідравлічного стрибка, яка тепер сполучена зі стиснутою глибиною).

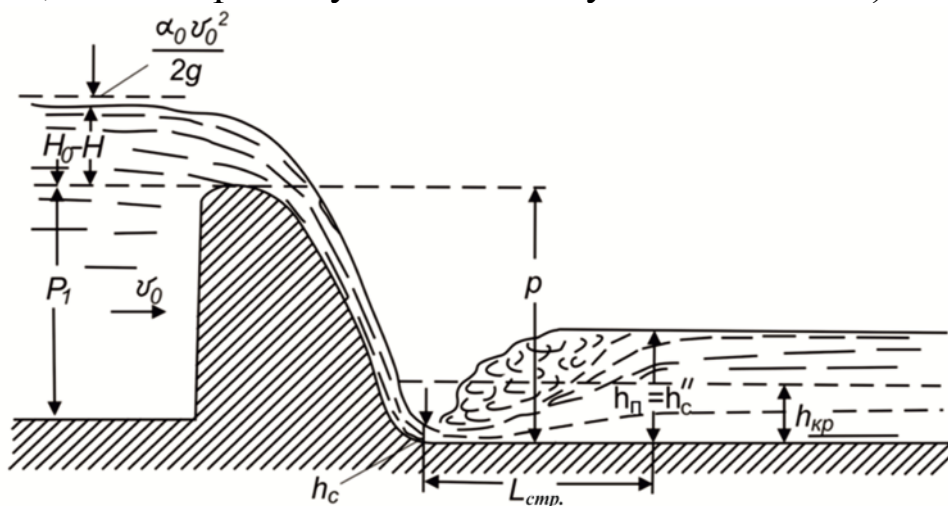


Рис. 17.1. Граничне положення стрибка

Для цього типу сполучення енергія потоку у стиснутому сиченні перевищує енергію побутового потоку рівно на величину втрат у стрибку. Спостерігається також граничне положення стрибка – його початок відповідає стиснутому сиченню.

2) $h_c'' > h_{п}$.

Має місце сполучення з відігнаним стрибком

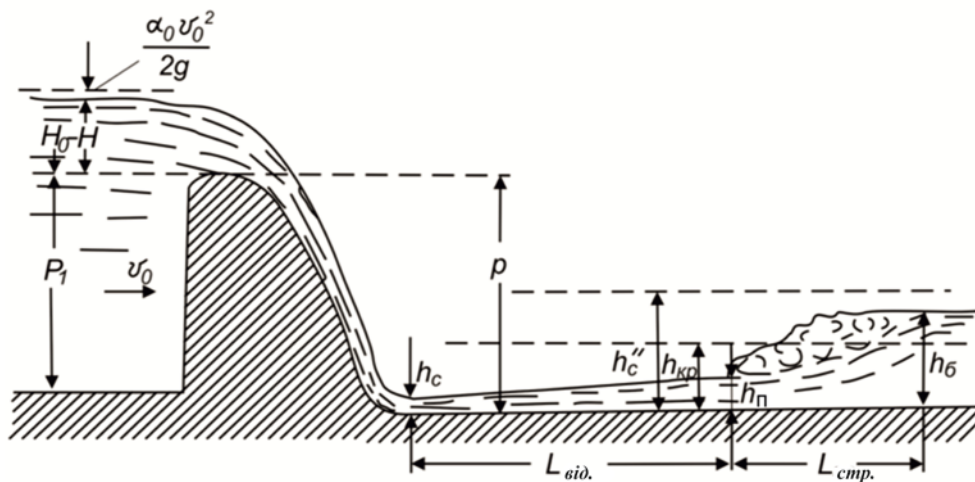


Рис. 17.2. Відігнаний стрибок: $L_{від.}$ – довжина кривої підпору

На шляху відгону стрибка спостерігаються додатково втрати енергії. Тут потік має вільну поверхню у вигляді кривої підпору. Реально сполученими будуть h_c' та $h_{п.}$

3) $h_c'' < h_{п.}$. Спостерігаються різні види підтоплення та зміни форми стрибка. Співвідношення енергії стиснутого січення й побутового потоку різні.

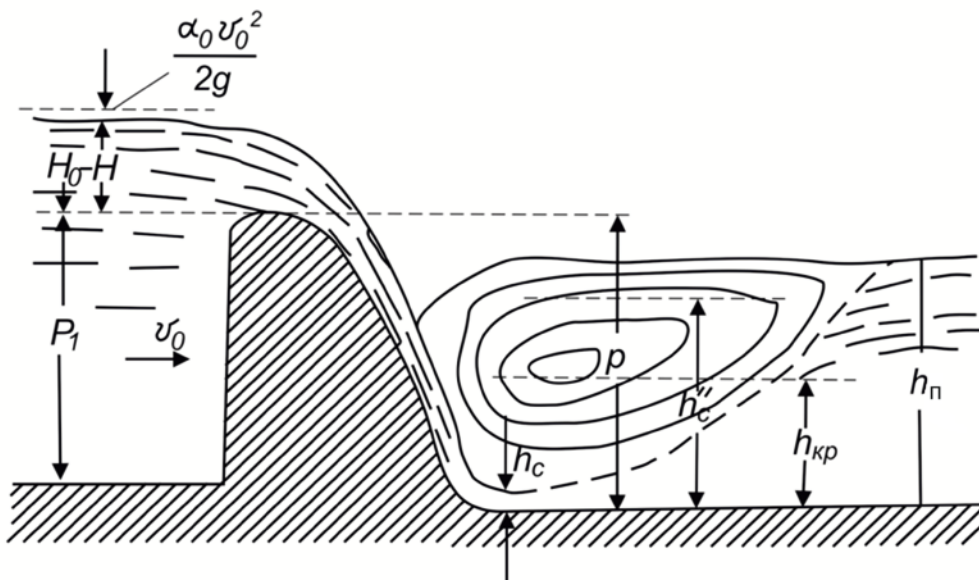


Рис. 17.3. Насунутий стрибок

Вид стрибка при $h_c'' < h_{п.}$ залежить від величини параметра кінетичності при побутовій глибині:

- а) при $П_{кп} \leq 0,375$ – досконалий стрибок;
- б) при $П_{кп} > 0,375$ – стрибок-хвиля.

Для всіх трьох розглянутих випадків $h_{п} < p$.

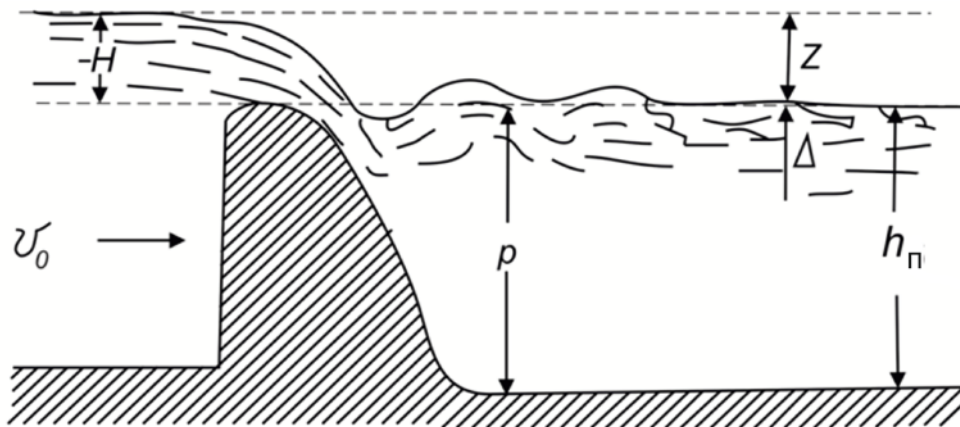


Рис. 17.4. Стрибок-хвиля

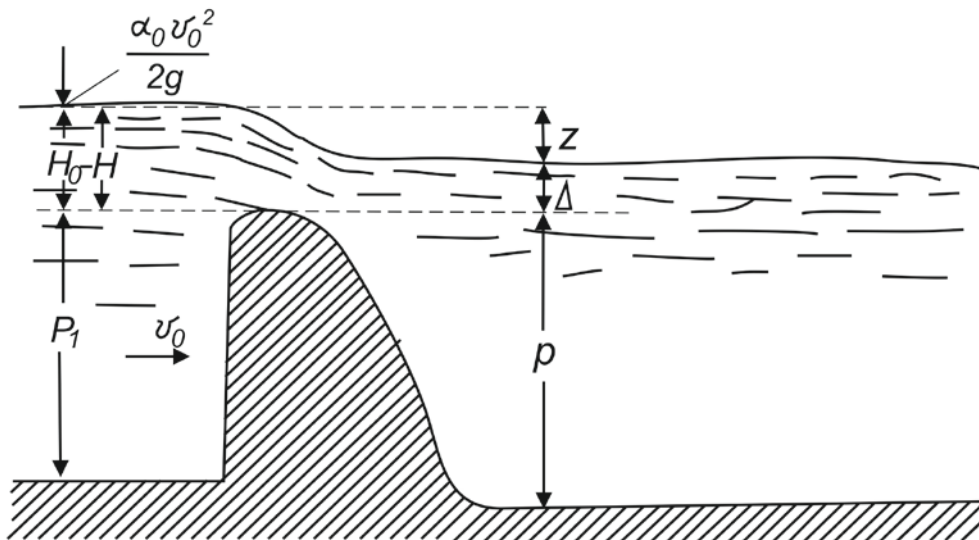


Рис. 17.5. Затоплений водозлив

При $h_{п} > p$ сполучення у нижньому б'єфі набуває форму або стрибка-хвилі (рис. 17.4) або затопленого водозливу (рис. 17.5).

17.2. Визначення сполучених глибин

Глибина h_c переважно відома. Тому необхідно визначити h_c'' та $h_{п}$.

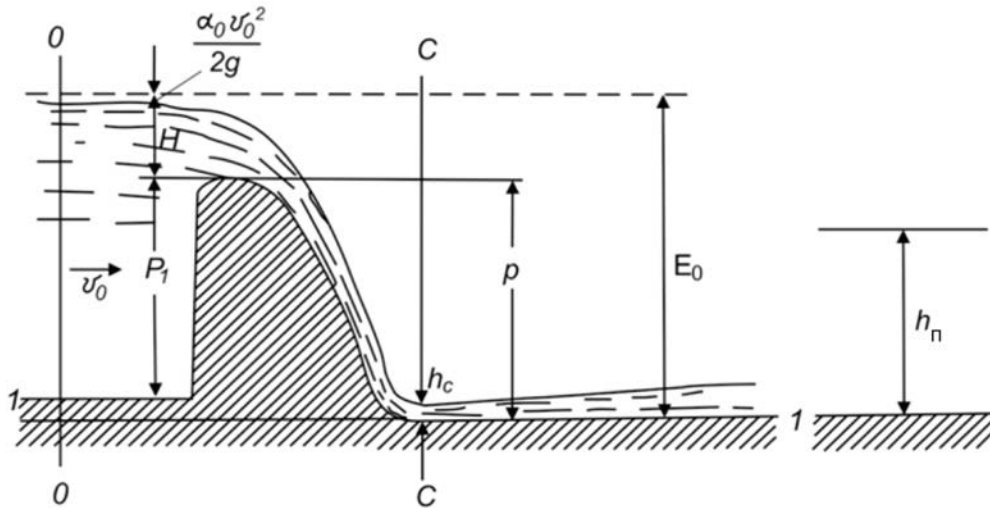


Рис. 17.6. Схема для розрахунку h_c (1-1– площина порівняння)

У верхньому б'єфі енергія буде:

$$E_0 = H + P + \frac{\alpha_0 v_0^2}{2g}. \quad (17.2)$$

Виходячи з рівняння Бернуллі для верхнього створу і створу найбільшого стиснення, отримують:

$$h_c = \frac{q}{4\sqrt{2g(E_0 - h_c)}}, \quad (17.3)$$

де $q = \frac{Q}{b}$.

Для розв'язання цього рівняння запропоновано стандартні таблиці та графіки.

Наприклад, згідно зі способом І.І. Агроскіна, застосовують такі функції:

1. Обчислюємо значення додаткової функції.

$$\Phi(\tau_c) = \frac{q}{\varphi(E_0)^{\frac{3}{2}}}, \quad (17.4)$$

де φ – коефіцієнт швидкості (призначаємо).

2. За даними про $\Phi(\tau_c)$ та заданих φ з відповідної таблиці знаходимо коефіцієнти τ_c та τ_c'' .

3. Обчислюємо глибини:

$$h_c = \tau_c \cdot E_0, \quad (17.5)$$

$$h_c'' = \tau_c'' \cdot E_0. \quad (17.6)$$

Вищенаведені формули стосуються умов досконалого стрибка та прямокутного русла.

Для інших випадків користуються іншими рівняннями та методами.

17.3. Визначення розрахункової витрати

Розрахунковою вважають витрату води, при якій встановлюється найгірші (найбільш інтенсивні) умови у нижньому б'єфі. Тобто функція $a = h_c'' - h_n$ максимальна.

Практично для різних витрат води знаходять h_c'' та h_n , а також a . На основі цього будують графік $a_i = f(Q_i)$. За максимальним значенням a на графіку знаходять Q_p .

17.4. Гасіння енергії в нижньому б'єфі гідротехнічної споруди

Розглянемо питому енергію верхнього б'єфу E_0 , питому енергію нижнього б'єфу E та зміни енергії ΔE . Величина ΔE – це енергія, що гаситься при сполученні б'єфів.

$$\Delta E = \Delta E_1 + \Delta E_2 + \Delta E_3, \quad (17.7)$$

де ΔE_1 – втрати енергії на водозливів; ΔE_2 – втрати енергії на ділянці відгону стрибка (кривої підпору); ΔE_3 – втрати енергії власне у стрибку.

З практики відомо, що бажано скоротити довжину ділянки відгону стрибка. Для цього застосовують штучну шорсткість, а також використовують спосіб штучного збільшення глибини потоку одразу за водозливом (водобійний колодязь, водобійна стінка, комбінований водобійний колодязь).

РОЗДІЛ 18

РУХ ПІДЗЕМНИХ ВОД (ФІЛЬТРАЦІЯ)

18.1. Види та основні характеристики руху підземних вод

Дослідження руху підземних вод розпочалися у другій половині XVIII століття (французькі гідравліки). Протягом XIX століття такі дослідження значно розвинулись. Це пов'язано з працями А. Дарсі та Ж. Дюпюї. У 1870 році німецький учений А. Тім удосконалив формулу Дюпюї. У 1886 році австрійський вчений Ф. Форхгеймер уперше широко застосував методи вищої математики для вивчення руху підземних вод. У 1889 році акад. Жуковський М.Є. запропонував основи сучасної теорії фільтрації, включаючи основні рівняння.

Вода у водопроникних породах знаходиться, утримується в різних станах: гігроскопічна, плівкова, капілярна, гравітаційна. Власне у гідравліці підземних вод розглядають переважно останню. Вона рухається у пористому середовищі під дією сили тяжіння (гравітації Землі). В залежності від місцевих гідрогеологічних умов можуть утворюватися різноманітні потоки підземних вод. Зокрема, використовують поняття «грунтовий потік». Відносно нього можна розглядати основні види руху потоків. Основними характеристиками підземних потоків є швидкість фільтрації, вертикальні розміри («глибини»), гідродинамічний та гідростатичний тиск, витрати води. Якщо ці характеристики змінюються у часі та просторі (є функціями x ; y ; z ; t), рух ґрунтового потоку вважають неусталеним. Якщо це функції тільки координат – рух усталений. Рух вважається безнапірним, якщо у вільному пористому середовищі над потоком тиск повітря дорівнює атмосферному (потік має вільну поверхню). Напірний рух відбувається, коли потік підземних вод затиснутий між водонепроникними (водотривалими) пластами або у системі тріщин.

Рух вважають рівномірним, якщо поздовжній похил (гідравлічний похил) потоку збігається з похилом водотривкого ложа. При цьому характеристики фільтраційного потоку не змінюються вздовж течії.

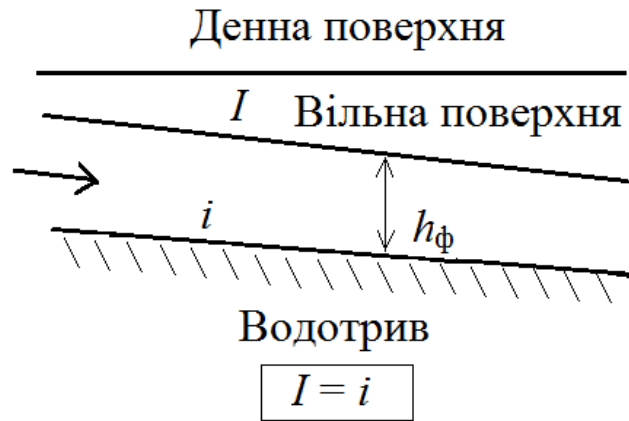


Рис. 18.1. Схема вільної фільтрації

У реальних умовах частіше зустрічаються випадки нерівномірного руху підземних потоків. Вони пов'язані зі змінами форм перерізу потоку вздовж течії, змінами фільтраційних властивостей порід, зворотним похилом ложа ($i \leq 0$); дренажем та іншими умовами.

Вільна поверхня фільтраційного потоку називається *депресійною поверхнею*, а її профіль – *кривою депресії*.

Особливістю фільтрації підземних вод є те, що фільтраційні потоки не завжди лінійно витягнуті, а можуть мати більш складний просторовий характер. Але для їх опису, аналізу все одно розглядають певні лінії току та розрізи.

Фільтрація підземних вод відбувається переважно у ламінарному режимі і з порівняно невеликими швидкостями. Тому в аналізі такого руху нехтують швидкісним напором. Відповідно рівняння Бернуллі набуває вигляд:

$$H = \frac{P}{\rho \times g} + z \quad (18.1)$$

При цьому H називають *п'єзометричним напором* (або просто напором), а відношення $\frac{P}{\rho \times g}$ – *п'єзометричною висотою*. Відповідно до наведеного, напірна лінія (лінія повних напорів) збігається з п'єзометричною ($P-P$). Можна записати:

$$I_p = I. \quad (18.2)$$

Гідравлічний похил збіжний із п'єзометричним.

Підземні фільтраційні потоки не бувають бурхливими ($h_k \rightarrow 0$).

При напірному русі п'єзометрична лінія розташована вище лінії поверхні потоку (верхнього обмеження). Тому при описі напірних потоків використовують поняття п'єзометричної кривої.

При визначенні основних гідродинамічних характеристик фільтраційного потоку необхідно враховувати напрямки руху на різних ділянках. Падіння напору та гідравлічний похил потоку визначаються строго у напрямку руху, ширина потоку – в поперечному (нормальному) напрямку. Напрямок руху потоку характеризується лініями току. В умовах усталеної фільтрації вони збігаються з траєкторіями частинок води, а в умовах неусталеної дають миттєву картину токів. Лінії, перпендикулярні до ліній токів, є лініями рівних напорів. Їх називають *еквіпотенціалами*, а їх проекції на горизонтальну площину – *гідроізогіпси* (для ґрунтових вод) або *гідроізон'єзами* (для напірних вод). Система еквіпотенціалей та ліній току утворює гідродинамічну сітку (сітку руху підземних вод).

Загалом потоки підземних вод можуть бути одновимірними (лінійними або плоскопаралельними); двовимірними (плоскими) та тривимірними (просторовими). Особливим видом двовимірних потоків є радіальні (доцентрові та відцентрові).

У розрахунках (моделюванні) руху підземних вод дуже часто використовують спрощуючі схеми (схематизацію). Зокрема, це стосується плавномірного, квазірівномірного руху. Поряд із цим існує теорія нерівномірного та неусталеного руху. Окрім теорії фільтрації вивчають закони інфільтрації (вертикальної фільтрації) і закони турбулентного руху підземних вод у тріщинах або у крупнопористому середовищі.

18.2. Водопроникність ґрунтів та порід. Основний закон ламінарної фільтрації

Фільтраційне середовище може мати різні властивості, що впливають на процес фільтрації. Зокрема, якщо фільтраційні властивості по всіх напрямках однакові, середовище називають ізотропним. Якщо ні – анізотропним. Якщо ізотропне середовище в межах потоку характеризується також незмінністю у просторі – його називають однорідним. Неоднорідність водоносних горизонтів проявляється у змінах фільтраційних параметрів в плані (по площі) та у розрізі (по глибині).

Через весь переріз фільтраційного потоку в одиницю часу проходить певна витрата води. Її відношення до площі перерізу називають *швидкістю фільтрації*:

$$v = \frac{Q}{\omega} \quad (18.3)$$

Це фіктивна величина. Адже реально вода рухається не через весь переріз, а тільки через пори, тобто частину перерізу. Для того, щоби отримати задану витрату, необхідно, щоби вода рухалася з більшими реальними швидкостями мікроструменів. Для виявлення співвідношення між дійсним та фіктивним рухом аналізують такі характеристики середовища, як порізність та пористість. Коефіцієнт порізності визначають так:

$$n_W = \frac{W}{V}, \quad (18.4)$$

де W – об'єм пор у пробі ґрунту; V – загальний об'єм проби.

Коефіцієнт пористості записують як

$$n_\omega = \frac{\omega_\Pi}{\omega}, \quad (18.5)$$

де: ω_Π – площа пор у розрізі ґрунту; ω – площа розрізу загалом.

Для умовно однорідного середовища ці величини збігаються (n). Тому використовують просто поняття пористості (активної пористості).

Пористість пісків становить приблизно 0,3-0,4, а глини 0,4-0,5 і більше. Це пояснюється тим, що глини складаються з дуже дрібних, але вуглуватих, складної форми частинок. (Водночас слід відмітити, що пори у глинах дуже дрібні, мікроскопічні; через них важко рухається вода).

Оскільки $\omega_\Pi = n \times \omega$, можемо записати:

$$v_g = \frac{Q}{n \cdot \omega}, \quad (18.6)$$

а також:
$$v = v_g \cdot n \quad (n < 1) \quad (18.7)$$

У 1856 році французький інженер-гідравлік А. Дарсі в ході експериментальних досліджень установив, що для ламінарної фільтрації витрата Q пропорційна площі перерізу потоку і різниці рівнів на ділянці потоку:

$$Q = k \frac{H_1 - H_2}{L} \cdot \omega = k \frac{\Delta H}{L} \omega, \quad (18.8)$$

де k – певний коефіцієнт фільтрації. Він залежить від характеристик пористого середовища (породи). Вважаємо, що величина $\Delta H/L$ – це гідравлічний похил. Тоді:

$$Q = k \cdot I \cdot \omega, \quad (18.9a)$$

або
$$v = k \cdot I. \quad (18.9b)$$

Обидва вирази називають формулою або законом Дарсі. Вона справедлива власне для ламінарної фільтрації. Наступні

дослідження показали, що цей закон має свою область застосування. Зокрема, у глинистих породах фізично зв'язана вода практично повністю перекриває переріз порових каналців. Тому для створення (початку) руху необхідно перевищити деякий поріг – початковий градієнт напору I_0 . Тоді записують:

$$v = k (I - I_0) \quad (18.10)$$

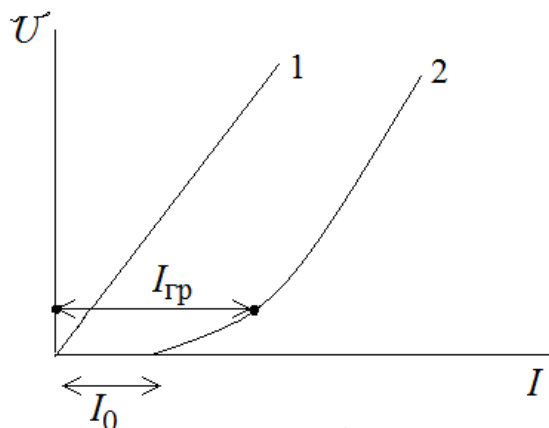


Рис. 18.2. Залежність швидкості фільтрації від гідравлічного похилу (1 – піщані породи; 2 – глинисті породи)

Існує також $I_{гр}$ – граничний похил, вище якого стає справедливим закон Дарсі (між I_0 та $I_{гр}$ залежність нелінійна).

У диференціальній формі закон Дарсі можна записати так:

$$-\frac{dH}{dL} = \frac{v}{k}, \quad (18.11)$$

$\frac{dH}{dL}$ – від’ємна величина (через падіння H).

Коефіцієнт фільтрації k кількісно характеризує водопроникність гірських порід. Він дорівнює швидкості фільтрації при напірному градієнті, що дорівнює одиниці. Орієнтовні його значення такі:

| № п/п | Порода | k , м/доба |
|-------|-------------------------|---------------------|
| 1 | Глиниста порода | $10^{-4} - 10^{-3}$ |
| 2 | Суглинок | $10^{-2} - 10^{-1}$ |
| 3 | Супісок | 0,1–0,5 |
| 4 | Пісок глинистий | 0,5–1,0 |
| 5 | Пісок дрібнозернистий | 1–5 |
| 6 | Пісок середньозернистий | 5–15 |
| 7 | Пісок крупнозернистий | 15–50 |
| 8 | Пісок з галькою | 50–100 |
| 9 | Галечник | 100–200 |

Для виконання проектних розрахунків k визначають експериментально, у лабораторних умовах, на відібраних зразках порід. Визначають також коефіцієнт водопровідності породи (T). Він відображає здатність водоносного горизонту потужністю h та шириною 1 м фільтрувати воду в одиницю часу при напірному градієнті, що дорівнює одиниці. Це ще один кількісний показник водопроникності гірських порід.

Лінійний закон фільтрації Дарсі може бути порушений у крупнозернистих (крупнопористих) породах. Вважають, що при дійсних швидкостях руху мікропотоків рідини понад 1000 м/добу (для пісків – це швидкість фільтрації приблизно 300 м/добу) розвивається турбулентний режим руху. Нагадаємо, що для перехідного режиму використовують формулу

$$I = av + bv^2, \quad (18.12)$$

а для розвинутого турбулентного –

$$I = bv^2. \quad (18.13)$$

У гідрогеології отримала розповсюдження формула Шезі–Краснопольського:

$$v = k_K \times \sqrt{I}, \quad (18.14)$$

де k_K – коефіцієнт турбулентної фільтрації, що визначається експериментально (у польових умовах).

18.3. Рівномірний і плавномірний режими фільтрації

Для рівномірної фільтрації $I = I_p = i$. Тому можемо записати:

$$v = ki, \quad (18.15a)$$

або $Q = \omega ki \quad (18.15b)$

Для плоскої задачі (плоского потоку) на одиницю ширини отримаємо:

$$q = h_0 \cdot k \cdot i. \quad (18.16)$$

Розглянемо реальні лінії току, криву депресії та живі перерізи плавномірного нерівномірного фільтраційного потоку.

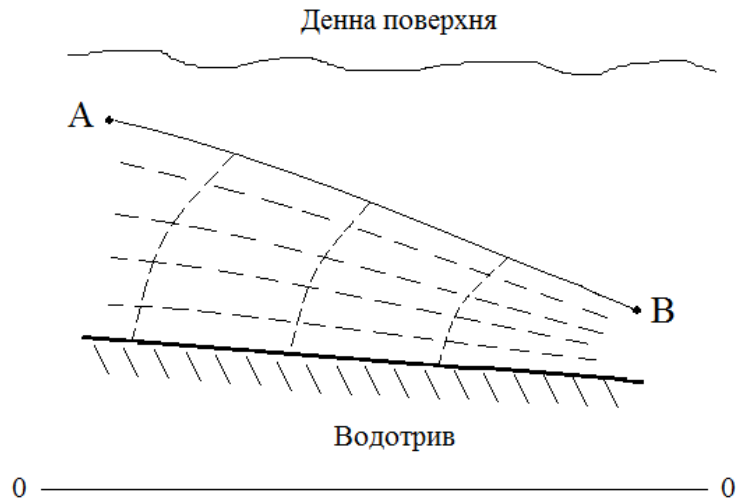


Рис. 18.3. Нерівномірний фільтраційний потік (вертикальний розріз), АВ – крива депресії

У кожному реальному живому перерізі $H = z + \frac{p}{\gamma} = const.$ Тобто це лінії рівного напору. У розрахунковій моделі плавномірного руху (фільтрації) живі перерізи вважають плоскими і вертикальними. Вважають також, що швидкості фільтрації розподілені в них рівномірно, а п'єзометричний похил можна замінити похилом вільної поверхні. Описану розрахункову схему відображає закон Дюпюї:

$$v = -k \frac{dH}{dL}. \quad (18.17)$$

18.4. Диференціальне рівняння нерівномірного плавномірного руху ґрунтових вод (у циліндричному руслі)

Розглянемо співвідношення геометричного та гідравлічного похилів при нерівномірному русі ґрунтових вод.

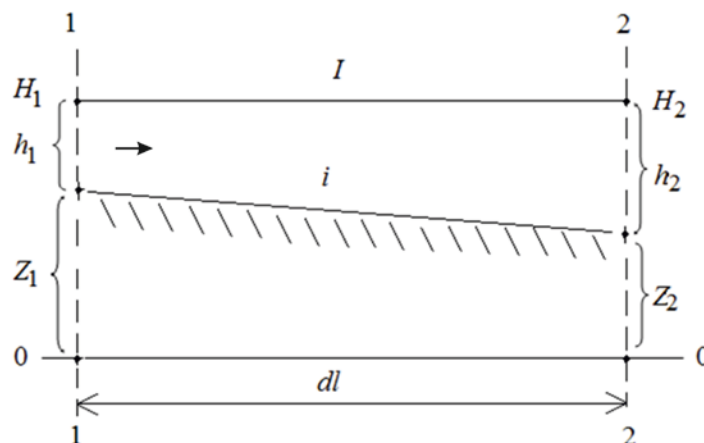


Рис. 18.4. Зміни гідравлічних характеристик вздовж фільтраційного потоку

$$\left. \begin{aligned} I &= -\frac{dH}{dl}; \\ i &= -\frac{dz}{dl} \end{aligned} \right\} \quad (18.18)$$

$$I = -\frac{(h_2+z_2)-(h_1+z_1)}{dl} = -\frac{z_2-z_1}{dl} - \frac{h_2-h_1}{dl} = i - \frac{dh}{dl}. \quad (18.19)$$

Отже,

$$Q = k \cdot \omega \cdot \left(i - \frac{dh}{dl}\right). \quad (18.20)$$

Це перший вид основного рівняння (Q') нерівномірного плавномірного руху ґрунтових вод.

Тепер введемо поняття фіктивної витрати води, яка відповідає рівномірному руху при деякому додатному похилі дна i' . Множимо праву та ліву частини рівняння (18.20) на цей похил.

$$Q \cdot i' = \omega \cdot k \cdot i' \left(i - \frac{dh}{dl}\right), \quad (18.21a)$$

$$\text{або} \quad Q \cdot i' = Q' \left(i - \frac{dh}{dl}\right). \quad (18.21б)$$

Після перетворень отримуємо:

$$dh = i' \left(\frac{i}{i'} - \frac{Q}{Q'}\right) dl. \quad (18.22)$$

Це рівняння використовують для дослідження форм вільної поверхні ґрунтового потоку (кривих депресії). Розглядаємо три основних випадки, як і для нерівномірного руху поверхневих потоків: а) $i > 0$; б) $i < 0$; в) $i = 0$.

а) Додатний (прямий) похил підстильного (водонепроникного) шару.

При $i > 0$ $i' = i$.

$$\Delta h = i \left(1 - \frac{Q}{Q'}\right) \Delta l, \quad (18.23)$$

де $Q' = k\omega i$ – змінна величина, що залежить від глибини h у кожному перерізі.

(Для рівномірного руху $Q' = Q$).

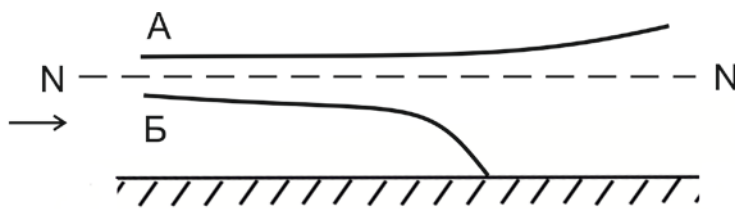


Рис. 18.5. Криві депресії при $i > 0$

Зона А. $h > h_0$

→ $\omega > \omega_0$

→ $Q' > Q$

→ $(1 - \frac{Q}{Q'}) > 0 \rightarrow \Delta h > 0$ (збільшення глибин вздовж потоку)

→ крива підпору.

Зона Б. $h < h_0$

→ $\omega < \omega_0$

→ $Q' < Q$

→ $(1 - \frac{Q}{Q'}) < 0 \rightarrow \Delta h < 0$ (зменшення глибин вздовж потоку)

→ крива спаду (рис. 18.5).

б) Зворотний від'ємний похил підстильного шару ($i < 0$).

$$i' = |i|; \Delta h = -|i| (1 - \frac{Q}{Q'}) \Delta l; \Delta h < 0. \quad (18.24)$$

Це крива спаду (рис. 18.6)

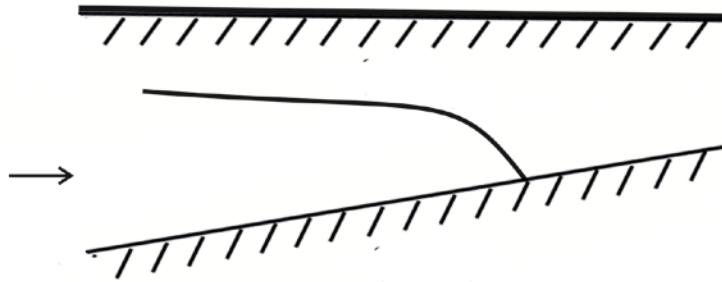


Рис. 18.6. Крива депресії при $i < 0$

(*У верхній частині крива депресії асимптотично наближується до горизонтальної лінії).

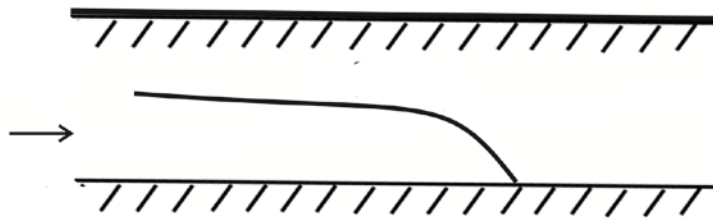


Рис. 18.7. Крива депресії при $i = 0$

в) $i = 0 \quad \Delta h = -i' \frac{Q}{Q'} \Delta l < 0. \quad (18.25)$

Це також крива спаду (рис. 18.7).

18.5. Розрахунок кривих підпору та спаду в умовах сталого плавномірного руху ґрунтових вод (плоска задача)

Згідно з розрахунком одиничної витрати для плоского потоку,

$$\frac{Q}{b} = q = kh_0i. \quad (18.26)$$

В умовах $i > 0$ для нерівномірного руху

$$q = k \cdot h \cdot I \quad (18.27a)$$

Враховуючи (18.19),

$$q = k \cdot h \cdot \left(i - \frac{dh}{dl}\right). \quad (18.27б)$$

Тоді

$$k \cdot h_0 \cdot i = k \cdot h \left(i - \frac{dh}{dl}\right), \quad (18.28a)$$

або
$$h_0 \cdot i = h \cdot \left(i - \frac{dh}{dl}\right). \quad (18.29б)$$

Розділимо рівняння (18.29б) на $h_0 \cdot i$:

$$1 = \frac{h}{h_0} - \frac{h}{h_0 i} \cdot \frac{dh}{dl} = \frac{h}{h_0} - \frac{1}{i} \cdot \frac{h}{h_0} \cdot h_0 \cdot \frac{dh}{dl h_0} = \frac{h}{h_0} - \frac{1}{i} \cdot \frac{h}{h_0} \cdot h_0 \cdot \frac{d\frac{h}{h_0}}{dl} \quad (18.29в)$$

Введемо позначення $\frac{h}{h_0} = \eta$ (18.30)

Тоді

$$1 = \eta - \frac{1}{i} \cdot h_0 \cdot \eta \cdot \frac{d\eta}{dl}, \quad (18.31)$$

або

$$\eta - 1 = \frac{1}{i} \cdot h_0 \cdot \eta \cdot \frac{d\eta}{dl}. \quad (18.32a)$$

Звідки

$$\frac{idl}{h_0} \cdot (\eta - 1) = \eta \cdot d\eta, \quad (18.32б)$$

або

$$\frac{idl}{h_0} = \frac{\eta}{\eta-1} \cdot d\eta. \quad (18.32в)$$

Інтегруємо (18.32в) вздовж потоку від перерізу 1 до 2:

$$\frac{il}{h_0} = \int_{\eta_1}^{\eta_2} \frac{\eta}{\eta-1} \cdot d\eta \quad (18.33a)$$

$$\frac{il}{h_0} = \eta_2 - \eta_1 + \ln \frac{\eta_2-1}{\eta_1-1}, \quad (18.33б)$$

де $\eta_2 = \frac{h_2}{h_0}$; $\eta_1 = \frac{h_1}{h_0}$.

Переходимо від натуральних до десяткових логарифмів:

$$\frac{il}{h_0} = \eta_2 - \eta_1 + 2,3lg \frac{\eta_2-1}{\eta_1-1}. \quad (18.34)$$

Це рівняння кривої депресії при $\eta > 1$ (підпір).

При $\eta < 1$ (крива спаду):

$$\frac{il}{h_0} = \eta_2 - \eta_1 + 2,3lg \frac{1-\eta_2}{1-\eta_1}. \quad (18.35)$$

Для зворотного похилу дна ($i < 0$):

$$\frac{|i|l}{h'_0} = \eta_1 - \eta_2 + 2,3lg \frac{1+\eta_2}{1+\eta_1}, \quad (18.36)$$

де h'_0 – фіктивна нормальна глибина, яка стосується випадку, якби витрата Q була спрямована у зворотному напрямку (тобто за похилом дна).

$$h'_0 = \frac{Q}{b \cdot k \cdot |i|} = \frac{q}{k \cdot |i|}. \quad (18.37)$$

При $i < 0$ $\eta = \frac{h}{h'_0}$.

Для $i = 0$:

$$l = \frac{k}{2q} (h_1^2 - h_2^2). \quad (18.38)$$

18.6. Розрахунок притоку ґрунтових вод до колодязя

Розрізняють артезіанські та ґрунтові колодязі.

Вони можуть бути досконалими й недосконалими. Досконалим називають колодязь, який перетинає весь водоносний горизонт і досягає водотривкого ложа (водотриву).

Розрахунок досконалого артезіанського колодязя

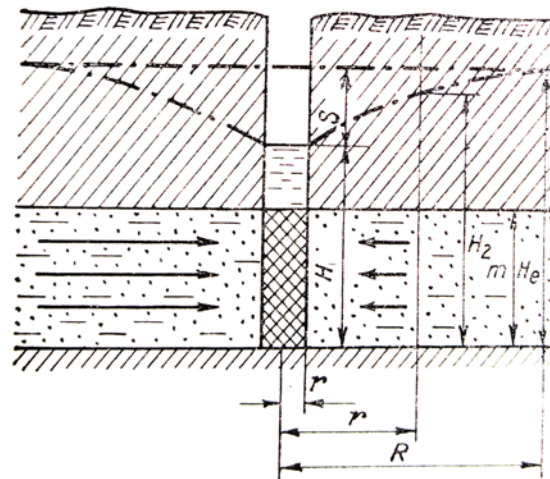


Рис. 18.8 Схема досконалого артезіанського колодязя: (t – потужність водоносного пласта (вважаємо постійною); H_e – природний напір в артезіанському горизонті); m – потужність водоносного пласта).

При відкачці води з колодязя починається приплив до нього води. Рівень у колодязі понижується. Артезіанський пласт може

давати (забезпечувати) певну максимальну витрату води, яку називають *дебіт*. Він залежить від коефіцієнта фільтрації k , потужності пласта t і радіуса колодязя r_0 . Якщо відкачувати воду з витратами $Q_i \leq Q_{\text{дебіт}}$, припливний рух води буде сталим.

При цьому навколо колодязя встановлюється (уявна) депресійна воронка п'єзометричних рівнів (висот), яку описують за допомогою показників H та r (відстань від осі, центру колодязя). Вводять також поняття радіуса впливу колодязя R_0 .

Криві депресії описують рівнянням:

$$H_0 - H = \frac{Q}{2\pi k \cdot m} \lg\left(\frac{R}{r}\right), \quad (18.39)$$

де h_0 – глибина води у колодязі.

Для визначення дебіту колодязя застосовують формулу

$$Q = 2,73 \frac{kmS}{\lg \frac{R}{r}}, \quad (18.40)$$

де $S = H_0 - H$ – глибина відкачки води.

Оскільки $2,73 k \cdot m / \lg \frac{R}{r} = A = \text{const}$, записують $Q = A S$. Отже, дебіт артезіанського колодязя (свердловини) в умовах такої фільтрації зростає прямо пропорційно S .

Розрахунок досконалого ґрунтового колодязя

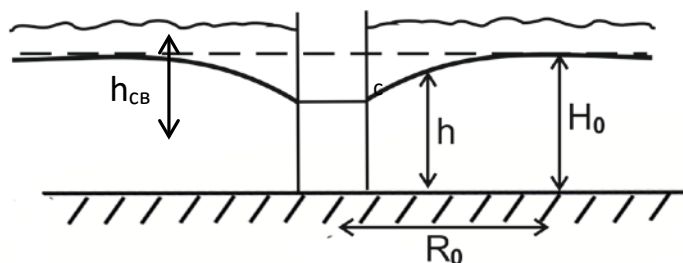


Рис. 18.9. Схема (розріз) досконалого ґрунтового колодязя (свердловини) ($h_{\text{св}}$ – глибина у свердловині; h – глибина на певній відстані від свердловини, довільна).

Розглядаємо природні рівні ґрунтових вод. Потужність ґрунтового горизонту становить H_0 . Під час відкачки встановлюється реальна депресійна воронка. Сталій рух припливу вод встановлюється при $Q = \text{const}$. При цьому витрата також не

повинна перевищувати дебіт колодязя. Криві депресії описують рівнянням

$$h_i^2 - H_0 = 0,73 \frac{Q}{k} \lg \frac{R_0}{r}, \quad (18.41)$$

Дебіт визначають за формулою

$$Q = 1,36 \frac{k(H_0^2 - h_{CB}^2)}{\lg \frac{R_0}{r}}, \quad (18.42)$$

Емпіричні та напівемпіричні залежності для визначення радіусу впливу зазвичай дають дуже наближені його значення. Як показує практика радіус впливу при роботі одиничних свердловин (колодязів) змінюється в досить широких межах: від 100 – 500 м у безнапірних водоносних горизонтах, що складені рихлими зернистими відкладами (у тріщинуватих породах до 1000 м), та від 250 до 1500 м у напірних водоносних горизонтах.

18.7. Розрахунок водозбірної галереї

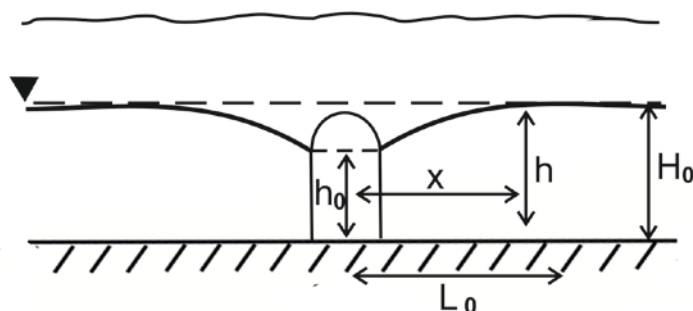


Рис. 18.10 Схема (розріз) водозбірної галереї

Застосовуємо рівняння Дюпюї: $\frac{q}{k} = \frac{h_1^2 - h_2^2}{2l}$. Розглядаємо одиничну витрату q одnobічного притоку (для $i = 0$).

$$\frac{2q}{k} \cdot x = h^2 - h_0^2. \quad (18.43)$$

Для $h = H_0$ та $x = L_0$ (границя впливу водозбірної галереї)

$$q = \frac{k(H_0^2 - h_0^2)}{2L_0} \quad (18.44)$$

Позначимо довжину галереї через l_0 . Тоді повна витрата припливу води буде:

$$Q = 2ql_0 = \frac{kl_0(H_0^2 - h_0^2)}{L_0}. \quad (18.45)$$

РОЗДІЛ 19

ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ

ПРО РУХ ВОДИ У РІЧКАХ і ГІДРАВЛІКА

КВАЗІРІВНОМІРНОГО РУХУ ВОДИ В РІЧКАХ

19.1. Загальні відомості про рух води у річках

Як і у всіх відкритих водотоках, потік води у річках рухається завдяки дії складової сили тяжіння, спрямованої вздовж похилу вільної поверхні. В умовах розгляду нерівномірного руху він може збігатися або не збігатися зі знаком повздовжнього похилу дна. Природні русла річок практично ніколи не відносять до призматичних. Вони мають складну будову (морфологію), яка, до того ж, знаходиться у постійному розвитку. Річковий потік відноситься до плоских. Проте і стосовно річкових потоків застосовують закони рівномірного руху, на чому ми зупинимося пізніше.

Окрім основної діючої сили, на частинки води і наносів у річках діє цілий ряд інших сил. Зокрема, відмітимо сили інерційного характеру: відцентрова $F_{\text{від.}} = \frac{mv^2}{r}$; сила Коріоліса $\vec{K} = 2\rho[\vec{c} \times \vec{\omega}]$, або скорочено $K = 2mv\omega \cdot \sin \varphi$, де \vec{c} – вектор швидкості тіла; $\vec{\omega}$ – вектор швидкості руху тіла разом з добовим обертанням Землі (вектор кутової швидкості); v – лінійна швидкість тіла, ω – кутова швидкість обертання Землі; φ – широта місцевості.

Наступними надзвичайно важливими силами є сили тертя, гідравлічного опору. Вони породжуються, як на твердих межах, так і всередині потоку. Закони їх формування у річках пов'язані із законами самоорганізації руслових потоків (систем потік – русло; СПР).

Об'єми води, що знаходяться на певній (відносній або абсолютній) висоті, володіють запасом механічної потенційної енергії. За рахунок течії вона переходить у механічну кінетичну енергію, а за рахунок внутрішнього тертя остання поступово переходить у теплову (відбувається її дисипація – розсіювання).

Енергію поверхневих водних потоків визначає перепад висот на ділянках їх течії. Розглянемо деяку ділянку довжиною L (км), на якій відмітки дна потоку зменшуються від H_1 (м) до H_2 (м). За певний період Δt по ній протікає об'єм води W (м³). Його вага становить γW (кг), де γ – питома вага води $\left(\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}\right)$. Для прісної води її значення

можна вважати $\gamma = 1000 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$. Отже, робота, що виконується силою тяжіння, або енергія потоку на даній ділянці за період часу Δt становитиме

$$A = E = \gamma W \cdot (H_1 - H_2). \quad (19.1)$$

Одиниці вимірювання будуть такі:

$$\left[\frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \right] \cdot [\text{м}^3] \cdot [\text{м}] = [\text{кг} \cdot \text{м}]. \quad (19.2)$$

Якщо підставити значення γ , то отримаємо:

$$A = 1000 W (H_1 - H_2). \quad (19.3)$$

Перейдемо від роботи до потужності потоку:

$$N = \frac{A}{\Delta t} = 1000 \frac{W}{\Delta t} (H_1 - H_2) = 1000 Q (H_1 - H_2), \quad (19.4)$$

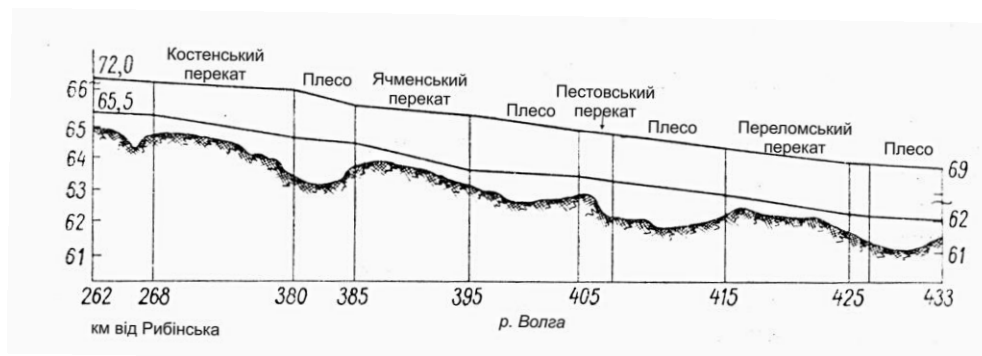
де Q – середня витрата потоку. Якщо тепер перейти до потужності на 1 км довжини, то отримаємо:

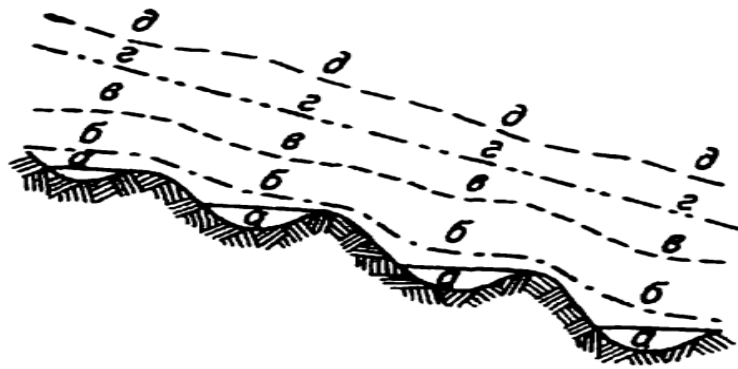
$$N' = 1000 Q \frac{H_1 - H_2}{L} = 1000 Q \cdot i, \quad (19.5)$$

де N' – питома (кілометрова) потужність; i – середній поздовжній похил дна на ділянці річки, що виражається в м/км або ‰. Величину N' називають також живою силою потоку. Вона відіграє надзвичайно велику роль у транспортуванні наносів і розвитку річкових русел та заплав (тобто в усьому комплексі ерозійно-акумулятивних процесів).

Віднесення руху річкового потоку до рівномірного або нерівномірного значно залежить від детальності, схеми його розгляду. Вздовж річок, як правило, спостерігаються циклічні, повторювані зміни форми русла. Якщо звертати увагу на деталі будови, то рух потоку слід вважати нерівномірним. Але якщо осереднювати характер течії на ділянці значної довжини, то його допустимо віднести до квазірівномірного. Зокрема, досить характерне є чергування плес і перекатів. Така схема профілю річки розглядається у багатьох випадках (рис. 19.1).

а





б

Рис. 19.1. Схеми поздовжніх профілів дна та вільної поверхні річки: а – приклад поздовжнього профілю рівнинної річки; б – схема зміни профіля вільної поверхні при різних наповненнях русла

Рух потоку ближче до нерівностей дна відрізняється від руху частини потоку над ними. Співвідношення цих двох складових (областей руху) змінюється при переході від умов межени до умов паводку чи повені. Разом зі зростанням рівнів води змінюється поздовжній профіль вільної поверхні, який вважають інформативним, тонким індикатором характеру процесів всередині потоку. Він вирівнюється зі зростанням рівнів води, що означає зменшення впливу на нього придонної області та формування більш чітко вираженого транзитного струменя. Останній в умовах розмивного русла сам стає активним чинником розвитку донних форм, які відображають основні закономірності його самоорганізації та гідродинамічного морфогенезу. Така схема процесу, разом із твердженням М.А. Великанова про зародження звивин /меандр на основі прямолінійної цілісної конфігурації руслового потоку, дозволяє виділяти роль цілісного активного, річкового струменя як основну у процесах функціонування СПР та у формуванні особливого квазірівномірного руху.

Транзитний струмінь відображають також графіки розподілу швидкостей течії. Зокрема, це епюри їх розподілу по глибині (рис. 19.2).

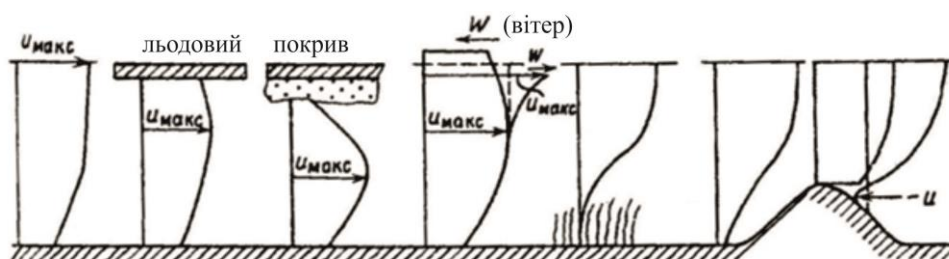


Рис. 19.2. Епюри швидкостей течії річки в різних умовах протікання

У нормальних умовах відкритого русла середня швидкість течії спостерігається переважно на відстані $0,4h$ від дна. Тобто у нижній частині потоку швидкості зростають (при віддалені від дна) більш інтенсивно, ніж в основній частині, що також є відображенням транзитної вирівняної, більш однорідної течії (відомо також, що висоти розвинутих донних гряд, боковиків, осередків становлять до $0,33h$). Річковий струмінь також фіксується ізотами у поперечних перерізах річкових потоків (рис. 19.3).

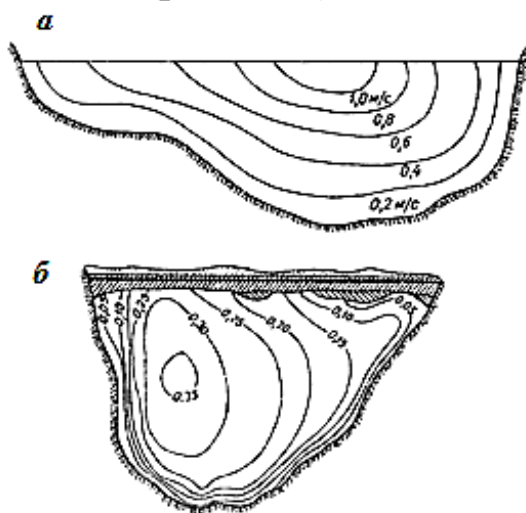


Рис. 19.3. Ізотами в поперечному перерізі річки:
а – вільне русло; б – льодостав

Описана основна, дещо ідеалізована схема течії води у річках, насправді у більшості випадків завуальована, прихована складною будовою русел, дією складної системи чинників функціонування СПР. У гідравліці річок її доповнюють інші схеми.

Загалом рух води у річках надзвичайно різноманітний: від бурхливої течії на гірських ділянках до спокійної на рівнинних; від водоспадів до так званих «антирічок»; від селів до потоків з малою кількістю наносів тощо. Водночас, навіть на ділянках найбільш спокійної течії, та навіть змінної течії, рух потоку води у річках завжди турбулентний, оскільки числа Рейнольдса не бувають менше $10000 \div 20000$, що значно перевищує критичні значення. Таким чином, турбулентний режим стосується як спокійного, так і бурхливого стану потоку. У спокійному стані турбулентні завихрення майже не помітні, а при бурхливому – яскраво виражені. Ще однією важливою особливістю є поєднання руху руслового і заплавного /заплавних потоків.

19.2. Гідравліка квазірівномірного руху води в річках

З питання 1 випливає, що квазірівномірний рух води у річках відрізняється від руху у відкритих призматичних руслах умовами прояву пов'язаними із самоорганізацією руслових потоків, СПР. Відповідно трактуються й умови застосування рівнянь та розрахункових формул рівномірного руху. Для достатньо довгих ділянок, що включають послідовність (ланцюг) основних руслових форм, отримуємо послідовне чергування зон місцевого зменшення та збільшення глибин і середніх швидкостей течії. Усереднено по ділянці вони взаємно компенсуються так, що не спостерігається виразної загальної тенденції спрямованих змін. Також бажано щоби ділянка була безприточною або відносно безприточною. У такому випадку середній поздовжній похил вільної поверхні J дорівнює середньому поздовжньому похилу дна i .

Особливістю цієї схеми квазірівномірного руху є також розв'язання задач розрахунку з певною точністю, котра залежить як від осереднення параметрів потоків і русла, так і від точності їх визначення. Остання є питанням гідрометрії, організації гідрологічних спостережень.

Для коротких ділянок зміни ω , v_c , h , I та n уздовж осі потоку повинні бути меншими, ніж задана величина похибки. Повинна виконуватися й умова $I_c \approx i_0$. Переважно це стосується відносно прямолінійних ділянок русла з відносно простою будовою, близькою до призматичних русел.

Основним типом задач, що розв'язуються в цілях опису рівномірного руху води у річках, є визначення витрати води Q через середню швидкість течії v_c при заданому рівні наповнення русла. Останній може бути заданий/позначений на графіку поперечного перерізу русла та заплави.

Між глибинами (рівнями води) в річках і витратами існує певний зв'язок. Якщо скористатися формулою Шезі, то витрату води в річці можна обчислити так:

$$Q = \omega \cdot v = B \cdot h \cdot C \sqrt{h \cdot I}, \quad (19.6)$$

звідки

$$h = \left(\frac{Q}{B \cdot C \sqrt{I}} \right)^{2/3}. \quad (19.7)$$

Якщо замість глибин взяти рівні, то формально таку нелінійну залежність можна записати як $H = f(Q)^n$. Але, оскільки більш

масові спостереження на річках ведуть саме за рівнями води, в гідрології прийнято говорити про залежність $Q = f(H)$. Її графічне відображення називають кривою витрат. При однорідних умовах протікання потоку на певній ділянці річки (у створі, перерізі) ця залежність досить стійка. Її доповнюють кривими швидкостей і площ (рис. 19.4), оскільки $Q = v \cdot \omega$. Криві витрат використовують для підрахунків стоку води в річках. Відхилення від кривої витрат (мінливість залежності) можуть бути пов'язані із впливом льодових явищ на характер течії потоку, водної рослинності, деформацій русла, тимчасових підпорів та інших факторів. Для їх врахування розроблені спеціальні методи. Описана система залежностей також допомагає аналізувати особливості потоку й русла на кожній ділянці спостережень.

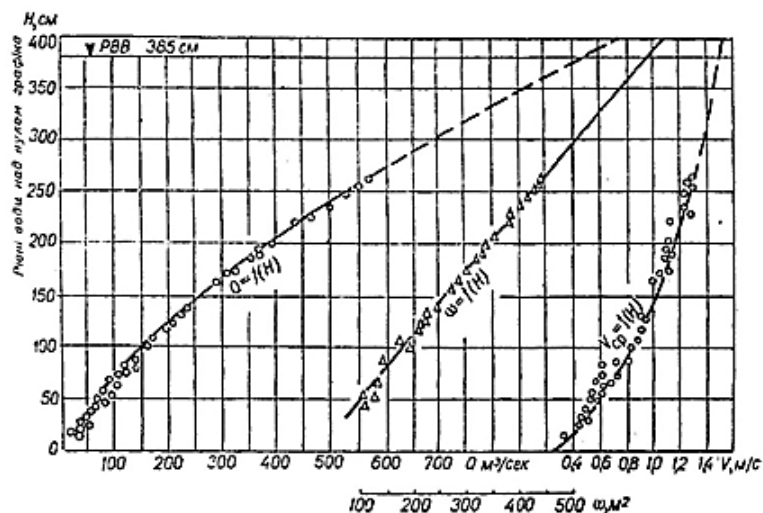


Рис. 19.4. Криві витрат, швидкостей і площ

Основні відомості про застосування формули Шезі, визначення коефіцієнтів Шезі та шорсткості були наведені у темі 12. Тут наведемо інформацію методичного характеру, що стосується власне річок.

За А.В. Караушевим, рівняння рівномірного руху річкового потоку (рівняння Шезі) можна записати так:

$$I = \frac{v_c^2}{h_c \cdot C^2} \quad (19.8)$$

Усі ці величини середні для розрахункової ділянки річки. Якщо підставити $v_c = Q/\omega$, то отримаємо:

$$I = \frac{Q^2}{\omega^2 \cdot h_c \cdot C^2} \quad (19.9)$$

Згадаємо, що модуль витрати $K = C \cdot \omega \cdot \sqrt{h_c}$. Тому

$$I = \frac{Q^2}{K^2}, \quad (19.10)$$

а також
$$Q = K \cdot \sqrt{I} \quad (19.11)$$

А. В. Караушев вважав, що у деяких випадках можна прийняти $I = const$ при змінах рівня та витрати води на даній ділянці річки. Це дозволяє будувати й екстраполювати криві витрат за залежністю $K = f(H)$.

Загалом у гідрології запропоновано цілий ряд методів користування формулою Шезі для побудови та екстраполяції кривих витрат. Вони базуються на пошуку відносно сталих величин або простих тісних зв'язків. Перш за все вважають, що при значних наповненнях русла (рівнях води), що відповідають активному стану саморегуляції, самоорганізації СПР певні комплекси гідравлічних характеристик потоку стабілізуються.

Зокрема, за А. В. Караушевим, також можна використати формулу Маннінга і записати:

$$Q = \frac{\sqrt{I}}{n} \cdot h_c^{5/3} \cdot B = K_* \cdot h_c^{5/3} \quad (19.12)$$

Коефіцієнт K_* можна розраховувати за вимірними Q, h_c та B . Він може змінюватись у невеликому діапазоні значень і тоді осереднюється. Далі крива витрат будується за геометричними характеристиками h_c та B , взятими з поперечного перерізу річки при різних рівнях H .

Ще на початку ХХ століття для екстраполяції кривих витрат вверх був запропонований спосіб Дж. Стівенса. Згідно з ним вважають, що при значних наповненнях русла добуток $C \cdot \sqrt{I} \rightarrow const$. Тоді витрата води також стає функцією геометричних характеристик поперечного перерізу:

$$Q = f(\omega \cdot \sqrt{h_c}) \quad (19.13)$$

Ця залежність вважається досить тісною та прямолінійною.

У курсах гідрометрії також пропонується будувати графіки $C = f(H)$ на основі попередніх вимірювань і екстраполювати їх вверх. За наявності даних про похили I можна розраховувати витрату води $Q = \omega \cdot C \cdot \sqrt{h_c \cdot I}$.

Для оцінки не зафіксованих безпосередніми вимірюваннями максимальних витрат води у річках застосовують також метод досліджень міток рівнів високих вод (РВВ). Комплекс польових досліджень включає вибір ділянки річки, нівелювання поперечних

та поздовжніх профілів, детальний опис та фотофіксацію характеристик русла і заплави, що впливають на вибір коефіцієнта шорсткості n , а також інші види робіт.

За Й.Ф. Карасьовим, також слід враховувати розпластаність (або сконцентрованість) руслового потоку V/h , вплив звивистості русла, хвилі на поверхні стрімких потоків та інші чинники. Вони були враховані у розробці Державного гідрологічного інституту «Методические указания управления гидрометслужбы № 92: Определение максимальных расходов воды по меткам уровней высоких вод». Ленинград: Гидрометеиздат, 1979. 48 с.

У той самий час в УкрНДГМІ П. М. Лютиком були підготовлені роз'яснення стосовно «Визначення максимальних витрат води річок Карпат по мітках рівня високих вод». Вони є діють в Україні донині. Згідно з ними методичні вимоги для вибору ділянки річки такі:

- а) відсутність деформації русла та перемінного похилу;
- б) наявність прямолінійного русла без різких змін його морфометричних характеристик;
- в) найменша ширина заплави з однорідною підстильною поверхнею або відсутність заплави;
- г) паралельність течії у заплаві та руслі річки;
- д) віддаленість ділянок від мостових переходів і гідротехнічних споруд.

На основі комплексу експедиційних досліджень для розрахункової ділянки будують поперечні профілі вище міток РВВ, поздовжні профілі вільної поверхні потоку у руслі та на заплаві, систематизують дані про шорсткість підстильної поверхні. За розрахункове рівняння, на основі формул Шезі та Павловського приймають:

$$Q = \omega \cdot \frac{1}{n} \cdot h_c^x \cdot \sqrt{h_c \cdot I} \quad (19.14)$$

На основі вивчення даних спостережень на річках Карпат запропоновано таблицю для визначення коефіцієнта шорсткості n та показника степеня x (табл. 1). Розрахунок ведеться окремо для характерних частин русла та заплави. Сума отриманих часткових витрат води дає загальну витрату.

Таблиця 1

Коефіцієнти n та x у формулі $Q = \omega \cdot \frac{1}{n} \cdot h_c^x \cdot \sqrt{h_c \cdot I}$

| № п/п | Характеристика потоку | n | x |
|----------|---|-----------------|-----------|
| 1 | Схили басейнів гірських водотоків | 0,400- 0,200 | 0,50-0,45 |
| 2 | Періодично діючі гірські водотоки схилів, які часто переходять у селеві потоки | 0,200- 0,133 | 0,45-0,41 |
| 3 | Малі гірські водотоки з валунно-скелястим, дуже захаращеним руслом | 0,133- 0,100 | 0,41-0,37 |
| 4 | Гірські водотоки з валунним руслом, порожисті, з погано розробленою заплавою | 0,100- 0,080 | 0,37-0,33 |
| 5 | Гірські водотоки з валунно-галечниковим руслом та з порослими лісом і чагарником берегами | 0,080- 0,067 | 0,33-0,31 |
| 6 | Гірські річки з галечниковим руслом та стійкими берегами, які поросли лісом і чагарником | 0,067- 0,050 | 0,31-0,28 |
| 7 | Гірські річки з піщано-галечниковим руслом та відносно усталеними берегами, які поросли лісом | 0,050- 0,040 | 0,28-0,25 |
| 8 | Річки на передгірських ділянках з піщано-галечниковим, слабостійким руслом, незначно порослими берегами. | 0,040- 0,033 | 0,25-0,23 |
| 9 | Річки на передгірських та рівнинних ділянках з піщано-галечниковим, з добре розробленим прямим руслом, та стійкими берегами, що не поросли. | 0,033- 0,025 | 0,23-0,20 |
| 10 | Річки на рівнинних ділянках з піщаним, добре розробленим руслом, виключно сприятливими умовами та стійкими берегами, що не поросли | 0,025- 0,020 | 0,20-0,17 |

РОЗДІЛ 20

ГІДРАВЛІКА НЕРІВНОМІРНОГО РУХУ ВОДИ У РІЧКАХ

20.1. Загальні положення

На відносно довгих ділянках русел річок нерівномірний рух може бути пов'язаний із дією підпорів (криві підпору) або пониженими рівнями водоприйомника (криві спаду). Поздовжній похил при цьому, як правило, додатний (прямий). Підпори можуть виникати у випадках побудови гребель, загат, утворення заторів, зажорів, підвищеного рівня водоприйомника тощо. Водоприйомниками виступають ділянки річок, куди впадає дана річка: окремі плеса, відносно вище розташованих переكاتів; озера, моря тощо. В них також можуть спостерігатися тимчасово понижені рівні. Тоді на даній річці (її ділянці) виникає крива спаду. Вона також виникає перед водоспадами.

Основні методи гідравлічного розрахунку нерівномірного руху води у річках базуються на спрощених версіях рівнянь нерівномірного усталеного руху. Задачі розрахунку полягають у проектуванні кривих вільної поверхні. Вибір методу розрахунку залежить від конкретних умов на ділянці і якості, повноти необхідної вихідної інформації.

При проектуванні кривої вільної поверхні на ділянці річки необхідно оперувати деякими осередненими значеннями гідравлічних елементів потоку. Для цього загальну неоднорідну ділянку поділяють на часткові, більш однорідні. Однорідність стосується поперечних перерізів (конфігурація), шорсткості, профілю вільної поверхні у природних умовах (без явно виражених перегинів). Якщо профілі вільної поверхні не відомі (не спостережені), то керуються тільки даними про площі поперечного перерізу. Для цього також будують графік їх змін вздовж потоку, $\omega = f(S)$. Однорідними вважають ділянки, на яких площі майже не змінюються, або такі, де площі попарно монотонно зростають та зменшуються (може бути і декілька таких пар змін). На вибір однорідних ділянок впливають також розгалуження русел (острови), наявність значних масивів заплави, впадіння допливів. Важливий також вибір довжини розрахункових ділянок. На нього впливають і однорідність, і величина перепаду вільної поверхні Δ . Переважно дотримуються вимоги $\Delta \leq 0,5 \div 1,0$ м.

Задача проектування вільної поверхні полягає у визначенні відміток рівнів води у поперечних перерізах річки на межах

розрахункових (однорідних) ділянок ($m; m + 1; m + 2; \dots$). Зазвичай заданими є витрата води і початкова відмітка рівня z_m . Як правило, відлік ділянок і перерізів ведеться проти течії.

Для кожної ділянки вирішується питання про те, як можна визначити відмітку на її верхній межі, якщо відомі відмітка на нижній і витрата. Для вирішення цього питання використовують два основних методи: 1) заміна реального русла фіктивним призматичним з метою наближених, оціночних розрахунків; 2) метод безпосереднього сумування із використанням основного диференціального рівняння нерівномірного руху води. Другий метод реалізується за допомогою аналітичних, графоаналітичних та графічних способів. Відносно точне рішення для річок (природних русел) може бути отримане лише за наявності достатньо детальних даних про форми поперечного та поздовжнього профілів, коефіцієнти шорсткості, очікувані витрати води, криві витрат.

Особливою групою задач аналізу нерівномірного руху води у річках є аналіз станів потоку та відповідних особливостей функціонування СПР за допомогою визначення чисел Фруда та із застосуванням інших методів. Зокрема, на певних ділянках річок можуть спостерігатися умови, коли потік у поперечному перерізі неоднорідний і не можна осереднювати його характеристики. Може утворюватися й центральний бурхливий струмінь, який певним чином поєднується з периферійними зонами докритичного стану потоку. Це призводить до особливої самоорганізації турбулентності, гідродинамічної структури потоку. Дослідженнями також встановлено, що застосовуючи формулу $Fr = \frac{v}{\sqrt{gh}}$, часто отримуємо бурхливий стан потоку гірських річок при $Fr \approx 0,8 - 0,85$. Можливо, на це впливають прийняті умови $\alpha = 1$ та $h = R$.

20.2. Диференціальне рівняння усталеного нерівномірного руху води у річках

Основне диференціальне рівняння нерівномірного руху природного водотоку, річки записують у такій формі:

$$-dz = (1 + \zeta)d\left(\frac{\alpha v^2}{2g}\right) + \frac{Q^2}{K^2} * dS, \quad (20.1)$$

де dz – зміна відмітки; ζ – коефіцієнт втрат; dS – диференціал шляху. Його отримують на основі загального рівняння усталеного нерівномірного руху у формі:

$$-dz = \alpha d\frac{v^2}{2g} + dh_\ell. \quad (20.2)$$

При цьому ми нехтували місцевими втратами напору. Але для річок їх бажано враховувати. Тому

$$-dz = dh_v + dh_\ell + dh_m. \quad (20.3)$$

Другу складову правої частини приймаємо:

$$dh_\ell = \frac{v^2}{c^2 R} dS = \frac{Q^2}{K^2} * dS. \quad (20.4)$$

Для місцевих втрат записуємо:

$$dh_m = \zeta d\left(\frac{\alpha v^2}{2g}\right) = \zeta dh_v. \quad (20.5)$$

Інтегрування цього рівняння проводять між відмітками z_m та z_{m+1} . Повна форма рівняння в інтегральній формі така:

$$\Delta = z_m - z_{m+1} = Q^2 \left[(1 + \zeta) \frac{\alpha}{2g} \left(\frac{1}{\omega_{m+1}^2} - \frac{1}{\omega_m^2} \right) + \frac{\ell}{\bar{K}^2} \right], \quad (20.6)$$

де ℓ – довжина ділянки; \bar{K} – середня по ділянці витратна характеристика.

Скорочена форма рівняння така:

$$\Delta = Q^2 \left[\frac{\alpha}{2g} \left(\frac{1}{\omega_{m+1}^2} - \frac{1}{\omega_m^2} \right) + \frac{\ell}{\bar{K}^2} \right] \quad (20.7)$$

Використовують також спрощену форму:

$$\Delta = \ell \frac{Q^2}{\bar{K}^2}, \text{ або } \frac{\Delta}{\ell} = \mathcal{J} = \frac{Q^2}{\bar{K}^2}. \quad (20.8)$$

Коефіцієнт втрат ζ на ділянці задають через відповідну корекцію коефіцієнта шорсткості, від якого залежить \bar{K} . Розрахунок \bar{K}^2 можна провести так:

$$\bar{K}^2 = \frac{1}{2} (K_m^2 + K_{m-1}^2). \quad (20.9)$$

За А.В. Караушевим, інший спосіб запису рівняння нерівномірного руху в інтегральній формі такий:

$$\Delta z = \frac{\alpha}{2g} (\Delta v_c^2) + \frac{v_c^2}{c^2 h_c}, \quad (20.10)$$

де $\frac{\alpha}{2g} (\Delta v_c^2)$ – зміна швидкісного напору на ділянці. Якщо ділянки обрані так, що на них змінами швидкісного напору можна знехтувати – знову приходимо до спрощеної форми рівняння:

$$\mathcal{J} = \frac{v_c^2}{c^2 h_c} = \frac{Q^2}{K^2}. \quad (20.11)$$

Звідси отримуємо запис, що відповідає рівнянню нерозривності:

$$\mathcal{J} * \bar{K}^2 = Q^2 = const. \quad (20.12)$$

Записують:

$$\mathcal{J} = \frac{\ell}{\Delta z} = \frac{Q^2}{\bar{K}^2}, \quad (20.13)$$

$$\text{або} \quad \Delta z = \frac{\ell}{\bar{K}^2} * Q^2 = F * Q^2, \quad (20.14)$$

де F – модуль опору (функція середньої відмітки рівня на ділянці). Цю формулу вважають основною розрахунковою. Вона відповідає спрощеній формі основного рівняння усталеного нерівномірного руху води у річках в інтегральній формі.

Поняття про модуль опору $\frac{\Delta z}{Q^2} = F$ було введено Павловським. Бернадський і Рахманов показали, що F на однорідних ділянках рівнинних річок не залежить від похилу вільної поверхні, а тільки від відмітки рівня \bar{z} .

$$F = f(\bar{z}), \quad (20.15)$$

$$\text{де } \bar{z} = \frac{1}{2}(z_m + z_{m+1}).$$

Це твердження є сутністю постулату інваріантності (незмінності) модуля опору на ділянці. Імовірно, це пов'язано із законами саморегуляції СПР.

Модуль опору задають у вигляді графіка функції $F = f(\bar{z})$, котрий можна побудувати за поздовжніми профілями вільної поверхні при різних Q_i (рівнях наповнення русла) або за кривими $Q = f(\bar{z})$. Ці два способи можуть бути використані за наявності відповідних даних гідрометричних спостережень. У випадку їх відсутності проводять гідравлічні розрахунки за формулою

$$F = \ell / \bar{K}^2, \quad (20.16)$$

де $K = \omega C \sqrt{R} \approx \omega C \sqrt{h_c}$. Тобто для цього треба мати дані про коефіцієнти шорсткості n .

20.3. Приклади побудови кривих вільної поверхні в умовах усталеного нерівномірного руху води у річках

Спосіб Рахманова.

Задано Q та z_{m+1} в кінці розрахункової ділянки. Задаємо довільно \bar{z} . За графіком $F = f(\bar{z})$ для даної ділянки знаходимо F . Далі знаходимо $\Delta = F Q^2$. Тоді $\bar{z}' = z_{m+1} + \Delta/2$. Якщо \bar{z}' та \bar{z} збігаються (в межах заданої похибки), то $z_m = \bar{z}' + \Delta/2$. Якщо не збігаються – використовують метод послідовного наближення. Далі аналогічно, по кроках, розраховують всю криву вільної поверхні.

Спосіб Павловського (графічний)

Базується на використанні рівняння $\Delta = Q^2 \ell / \bar{K}^2$ та постулаті інваріантності модуля опору. Задано Q та z_{m+1} . Будують суміщений графік $F_i = f(z_i)$ (рис. 20.1).

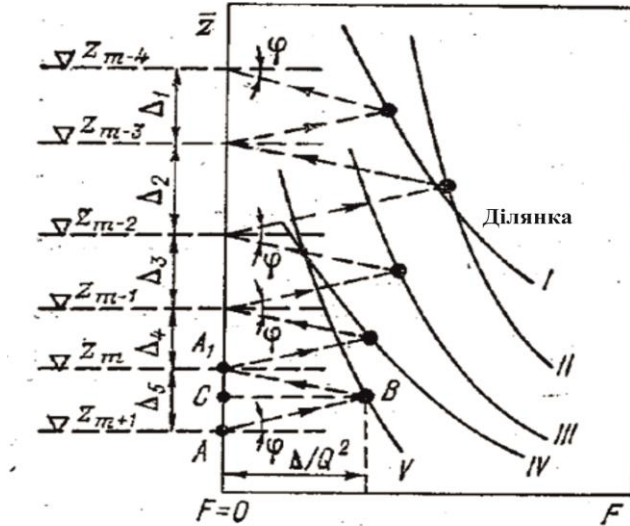


Рис. 20.1. Визначення відміток вільної поверхні за способом Павловського

Із точки А під кутом φ проводимо пряму до перетину з кривою V, яка відповідає даній (останній вздовж кривої вільної поверхні) розрахунковій ділянці. Приймаємо умову, що

$$\operatorname{tg} \varphi = Q^2 / 2 \quad (20.17)$$

З рисунка також видно, що:

$$\operatorname{tg} \varphi = AC / BC = AC / F = AC * Q^2 / \Delta. \quad (20.18)$$

Якщо прирівняти праві частини цих рівнянь, то

$$AC = \Delta / 2.$$

Якщо тепер із точки В ми проведемо пряму під кутом φ до горизонталі, то при перетині з віссю ординат отримаємо z_m . Далі, по кроках, повторюють побудови і для інших ділянок. Для прийняття кута φ важливо враховувати масштаби горизонтальної та вертикальної шкал. Тоді

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{Q^2 \text{в}}{2 \text{а}}, \quad (20.19)$$

де а – масштаб вертикальної шкали; в – масштаб горизонтальної шкали.

РОЗДІЛ 21

ОСНОВНІ ВІДОМОСТІ ПРО НЕУСТАЛЕНИЙ РУХ ВОДИ У РІЧКАХ

21.1. Поняття про неусталений рух потоків рідини

Розглядаємо повільнозмінний рух потоку рідини. Для нього:

$$\frac{\partial v}{\partial t} \neq 0; \frac{\partial Q}{\partial t} \neq 0.$$

У випадку напірного руху у трубах при цьому величина перерізу потоку ω не змінюється. А у випадку руху потоку у відкритому руслі змінюється. Таким чином, $Q = f(t, S)$ і $\omega = f(t, S)$ – функції часу та відстані. Відповідно до цього, $v = f(t, S)$.

Процеси неусталеного руху виявляються подібними до хвильових. Тому розроблено відповідні їх класифікації. Наведемо приклад класифікації для відкритих водотоків. Порушення сталого руху переважно можна розглядати як наслідок зміни витрати води у так званому створі збурення. Його вважають джерелом хвилі або системи хвиль. Хвилі неусталеного руху переносять значні маси води у напрямку свого руху. Тому їх називають хвилями переміщення (на відміну від переважно коливних хвиль).

Хвилі переміщення поділяють на неперервні (довгі) та перервні (короткі). Відповідно сам неусталений рух називають повільнозмінним та швидкозмінним (різкозмінним).

Неперервні хвилі переміщення характеризуються видовженим, плавним повздожнім профілем. Їх довжини у багато разів перевищують глибину потоку. Гідравлічні параметри змінюються плавно у часі та вздовж хвилі. Тому місцевими втратами напору можна знехтувати.

Розрізняють хвилі одного спрямування (односпрямовані) і «повні» (різноспрямовані). У першому випадку рівні води тільки зростають або тільки зменшуються.

Хвиля, що розповсюджується вниз за течією потоку, називається прямою. Проти течії – зворотною (низхідна та висхідна). При зростанні рівнів води хвиль називають додатною (хвиля підвищення); при зменшенні – від'ємною (хвиля пониження). Додатна і від'ємна хвилі можуть бути як прямими, так і зворотними.

Перший тип хвиль (додатні прямі) називають хвилею наповнення (рис. 21.1), другий (від'ємна пряма) – хвилею відливу (рис. 21.2), третій (додатна зворотна) – хвилею підпору (рис. 21.3), четвертий (від'ємна зворотна) – хвилю зливу (рис. 21.4).

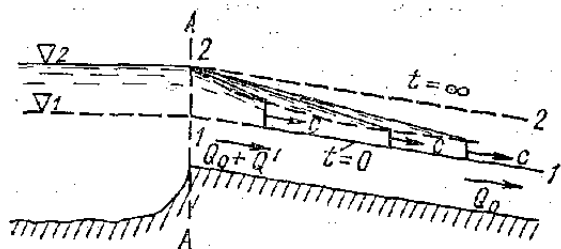


Рис. 21.1. Пряма додатна хвиля (хвиля наповнення)

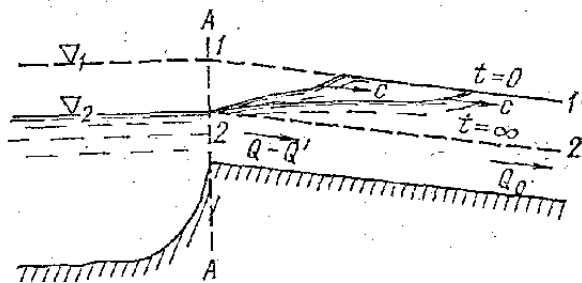


Рис. 21.2. Пряма від'ємна хвиля (хвиля відливу)

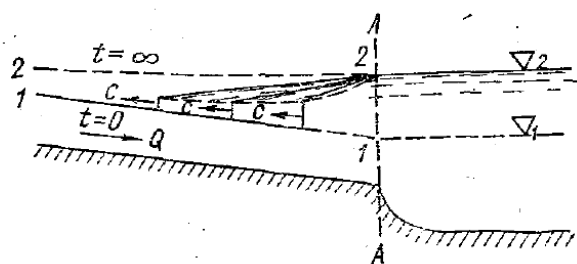


Рис. 21.3. Зворотна додатна хвиля (хвиля підпору)

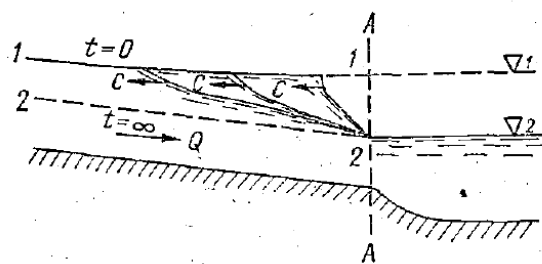


Рис. 21.4. Зворотна від'ємна хвиля (хвиля зливу)

У напірних трубопроводах також можуть виникати хвилі несталого руху. Один з їх видів називають гідравлічним ударом. У технічному відношенні з ними пов'язана робота гідравлічного тарану (Детальніше про це дивись у підручниках з гідравліки).

Власне у поверхневих водотоках суходолу, річках зустрічаються не всі хвилі. Найбільш характерні хвилі паводків або повеней. Це поєднання прямих додатної та від'ємної хвиль – цілісна складна (повна) хвиля. Тобто розглянуті вище категорії хвиль слід віднести до простих, а хвиля паводку складна (повна).

Неусталена течія у гирлових приморських ділянках річок являє собою чергування хвиль підпору та зливу за рахунок дії припливів. Лобова частина хвилі підпору досить різко виражена і в умовах сильного припливу може досягати декількох метрів у висоту та швидко просуватися проти течії річки. (На Амазонці вона називається «поророка» – «вода, що гримить, гуркоче»). При наступному розповсюдженні хвилі зливу відбувається падіння рівнів води, збільшення похилів вільної поверхні і швидкостей течії річки.

Важливим і небезпечним різновидом хвиль у річках є хвилі прориву. Вони є перервними з різко вираженою лобовою, фронтальною частиною, котра дуже швидко просувається вздовж течії. Фронтальний вал може бути значної висоти і володіє великою руйнівною силою.

Всі види хвиль неусталеного руху описують, ідентифікують системою ознак та критеріїв. Для формального опису хвиль використовують спеціальні характеристики: C_ϕ – швидкість розповсюдження фронту хвилі; C_r – швидкість гребеня хвилі; C_Q – швидкість добігання даної витрати; ξ – висота хвилі; l – довжина хвилі; $\Delta Q = Q - Q_0$ – зміна витрати води порівняно з початковою (хвильова витрата) та інші.

Задачею розрахунку хвилі (несталого руху), перш за все, є визначення залежностей $Q = f_1(t, S)$ та $h = f_2(t, S)$. Разом із тим визначаються й інші характеристики хвиль. Для розв'язання цієї задачі розроблено ряд методів. Переважно вони реалізуються у рамках математичного моделювання хвиль переміщення.

Несталий рух води у річці під час проходження паводку або повені прийнято називати хвилею (паводку або повені). Якщо абстрагуватись від інших аспектів, а розглядати лише просторово-часову картину хвилі – її можна називати кінематичною. Вона належить до категорії довгих прямих повних хвиль переміщення. До цієї ж категорії відносять хвилі попусків води через гідровузли.

При просуванні позовж течії такі хвилі поступово розпластуються (рис. 21.5), стають виположеними. Досліджено, що швидкість переміщення гребеня хвилі більша, ніж її основи («підшви»). У зв'язку із цим лобовий схил хвилі стає чимраз крутішим, вона трансформується (рис. 21.6). Досить чітко виражені хвилі виникають унаслідок короткочасних попусків води з водосховищ через гідровузли. Приклад їх трансформації показано на рис. 21.7.

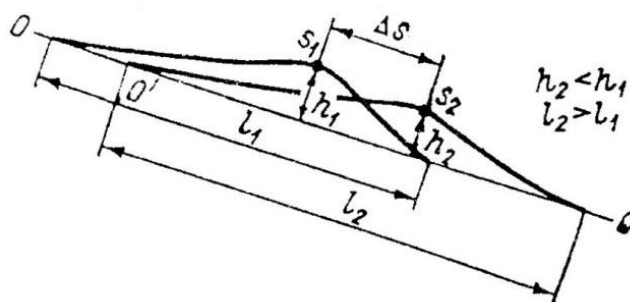


Рис. 21.5. Схема руху паводкової хвилі

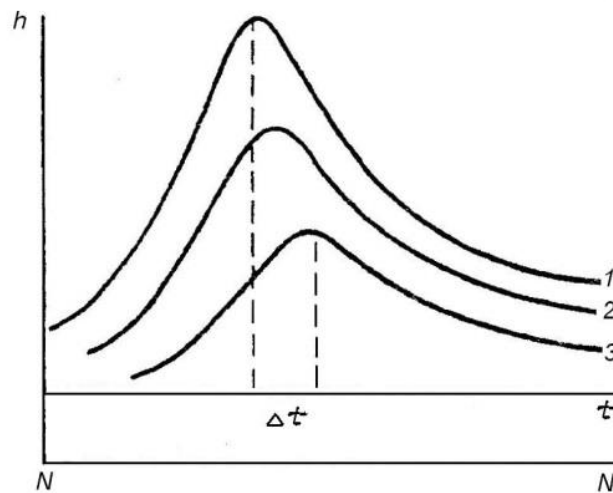


Рис. 21.6. Хід паводкової хвилі в часі:
1 – верхня течія річки; 2 – середня; 3 – нижня

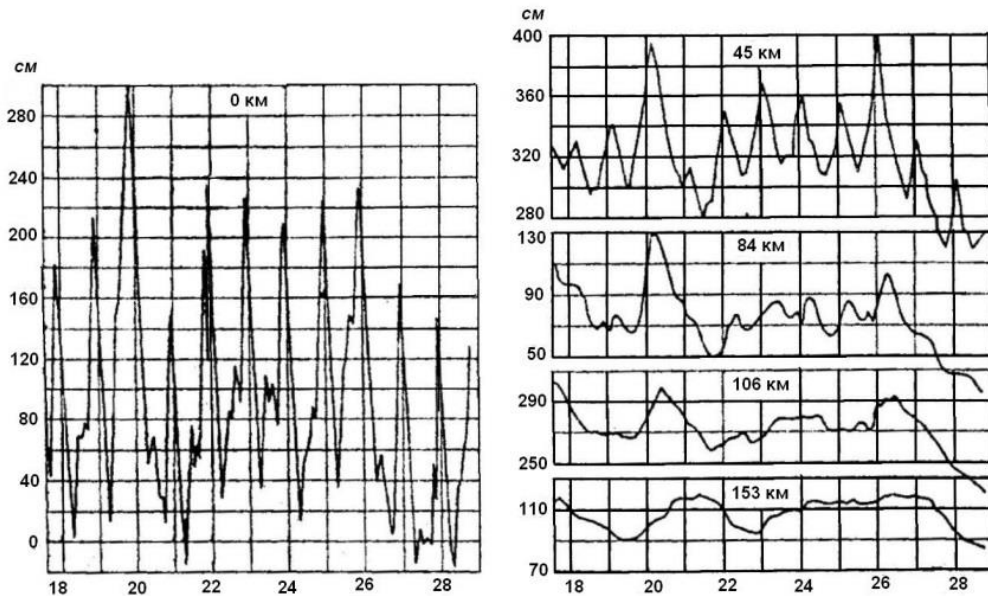


Рис. 21.7. Розпластування хвилі попуску з водосховища

Збільшені поздовжні похили на фазі підйому паводкової хвилі призводять, відповідно до формули Шезі, до збільшених швидкостей. На спаді паводку спостерігається зворотна картина. Тому при однаковому (заданому) рівні води, а отже, однаковій площі перерізу потоку, витрати на підйомі будуть більші. Це відображається на кривих витрат у вигляді характерних петель (рис. 21.8). Таке явище пов'язане з особливостями несталого руху води загалом, що пояснюється виникненням додаткових прискорень та зміною системи діючих сил.

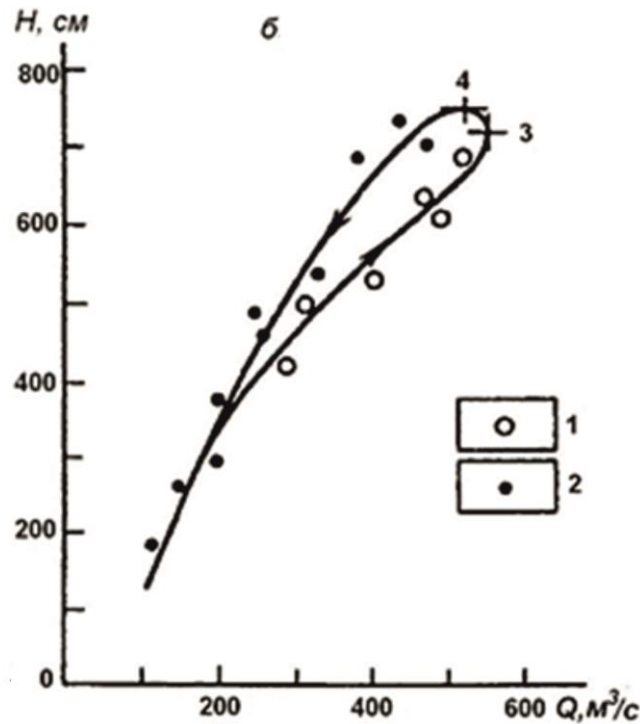


Рис. 21.8. Петля кривої витрат: 1 – підйом паводку або повені; 2 – спад; 3 – максимум швидкостей і витрат води; 4 – максимум рівнів води

Насправді рух паводкових хвиль ще складніший. На нього впливають характер розташування і водність приток, зміни характеру русла та заплави, акумуляція частини води при затопленні заплави та інші фактори. Особливі умови руху паводкових хвиль спостерігаються на ділянках втікання річкового потоку в озеро або водосховище.

Якщо розглядати роботу гідровузлів, то під час попуску води у верхньому б'єфі утворюється довга зворотна від'ємна хвиля. Вона не належить до хвиль переміщення.

21.2. Диференціальні рівняння неусталеного повільнозмінного руху рідини

Рівняння нерозривності

Розглянемо ділянку тіла хвилі зі зміною положення вільної поверхні від АВ у момент часу t_0 до A_1B_1 у момент часу $t_1 = t_0 + dt$ (рис. 21.9).

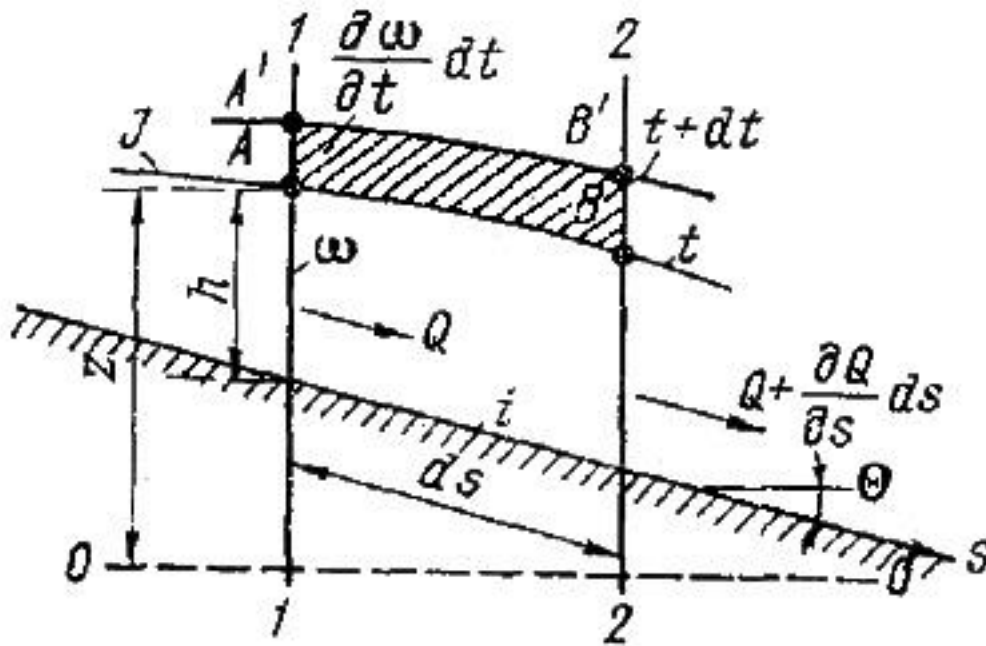


Рис. 21.9. До виводу рівнянь неусталеного руху відкритого потоку

Елементарний приріст об'єму dV можна визначити як

$$dV = Q \cdot dt - \left(Q + \frac{\partial Q}{\partial s} ds \right) dt = - \frac{\partial Q}{\partial s} dS dt, \quad (21.1)$$

де $\left(Q + \frac{\partial Q}{\partial s} ds \right)$ – витрата у другому перерізі.

Тобто зміну витрати між перерізами ми помножили на dt і отримали зміну об'єму води на ділянці (також це різниця між об'ємом, що надходив на ділянку, та об'ємом, що вийшов з неї).

З іншого боку,

$$dV = \left(\frac{\partial \omega}{\partial t} dt \right) dS. \quad (21.2)$$

Якщо вважати воду нестисливою, то

$$- \frac{\partial Q}{\partial s} dS dt = \left(\frac{\partial \omega}{\partial t} dt \right) dS, \quad (21.3)$$

або
$$\frac{\partial Q}{\partial s} + \frac{\partial \omega}{\partial t} = 0 \quad (21.4)$$

Це рівняння нерозривності в умовах неусталеного руху води у відкритому руслі.

Якщо на ділянці річки слід враховувати бічну приточність $+q'$ (або відточність $-q'$), то

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial S} = q'. \quad (21.5)$$

Це рівняння водного балансу ділянки річки, яке використовують у гідрологічних розрахунках.

Рівняння динамічної рівноваги

Баланс сил, що діють на виділений елемент елементарного струменя неусталеного потоку зміни, порівняно з усталеним потоком, полягає в іншому записі (іншій величині) сили гідродинамічного тиску, що діє на нижній (замикаючий) переріз

$$dP_2 = \left(p + \frac{\partial P}{\partial S} dS \right) d\omega, \quad (21.6)$$

а також у врахуванні сил інерції:

$$dF_i = \rho dS d\omega \frac{du}{dt}. \quad (21.7)$$

В результаті отримують основне диференціальне рівняння неусталеного руху для елементарного струменя:

$$\frac{\partial}{\partial S} \left(z + \frac{P}{\rho g} + \frac{u^2}{2g} \right) = - \frac{\tau}{\rho g} \frac{d\chi}{d\omega} - \frac{1}{g} \frac{\partial u}{\partial t}. \quad (21.8)$$

Для переходу до опису всього потоку інтегрують по площі перерізу відповідні величини. Для інтегралів $\int_{\omega} u^2 d\omega$ отримують два вирази, що вміщують перший (α) та другий (α_0) корективи швидкості. Другий коректив також називають коефіцієнтом Буссінеска, а перший – коефіцієнтом Коріюліса. Перший – коректив кінетичної енергії; другий – коректив кількості руху потоку. Разом записують:

$$\frac{\partial}{\partial S} \left(z + \frac{P}{\rho g} + \frac{\alpha v^2}{2g} \right) = - \frac{\partial h_\ell}{\partial S} - \frac{\alpha_0}{g} \frac{\partial v}{\partial t}. \quad (21.9)$$

Це основне диференціальне рівняння неусталеного повільно змінного руху цілого потоку.

Множимо ліву та праву частини рівняння (21.9) на dS та інтегруємо на відріжку між перерізами 1-1 та 2-2:

$$z_1 + \frac{P_1}{\rho g} + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{P_2}{\rho g} + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + h_\ell + h_i, \quad (21.10)$$

де $h_i = \frac{\alpha_0}{g} \int_S^{S_2} \frac{\partial v}{\partial t} dS$ – інерційний напір.

Він може бути як додатний (в умовах прискореного руху) так і від'ємний (в умовах уповільненого руху).

Приймаємо
$$h_\ell = \frac{\partial h_\ell}{\partial S} = \frac{v^2}{c^2 R} = \frac{Q^2}{K^2} \quad (21.11)$$

Враховуємо також, що величина $\partial z / \partial S$ визначає похил вільної поверхні j . Тоді

$$j = \frac{\partial}{\partial S} \left(\frac{\partial v^2}{2g} \right) + \frac{v^2}{c^2 R} + \frac{\alpha_0}{g} \frac{\partial v}{\partial t}, \quad (21.12a)$$

або
$$j = i_v + i_\ell + i_i \quad (21.12b)$$

Далі врахуємо, що $j = i - \partial h / \partial S$

Тоді:
$$i - \partial h / \partial S = \frac{\alpha v}{g} \cdot \frac{\partial v}{\partial S} + \frac{\alpha_0}{g} \cdot \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{Q^2}{K^2} \quad (21.13)$$

Це основне диференціальне рівняння неусталеного повільнозмінного руху води у відкритому руслі (рівняння динамічної рівноваги для елементарного струменя). Аналіз рівняння було виконано Сен-Венаном. Тепер систему рівняння динамічної рівноваги та рівняння нерозривності прийнято загалом називати рівняннями Сен-Венана.

$$\left. \begin{aligned} i - \partial h / \partial S &= \frac{\alpha v}{g} \frac{\partial v}{\partial S} + \frac{\alpha_0}{g} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{Q^2}{K^2} \\ \partial \omega / \partial t + \partial Q / \partial S &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (21.14)$$

21.3. Поняття про інтегрування системи рівнянь неусталеного руху та розв'язання задач його опису

Задачею розрахунку неусталеного одновимірного руху води у відкритих руслах є визначення характеристик хвиль і виявлення залежностей $Q = f(t, S)$ та $h = f(t, S)$.

При виводі системи рівнянь неусталеного руху було прийнято ряд припущень:

1. Розглядається одновимірний (осьовий) неусталений рух.
2. Рух плавно та повільнозмінний, що дозволяє нехтувати місцевими втратами напору.
3. Приймається гіпотеза довгої хвилі – довжина набагато більша за глибину. При цьому густина води постійна. Це дозволяє приймати гідростатичний закон розподілу тиску по глибині.
4. Сили опору враховані при виводі рівняння динамічної рівноваги у такому вигляді, як і для рівномірного руху.
5. Поздовжній похил дна приймаємо меншим за критичний.

Найчастіше у річках та інших поверхневих водотоках зустрічаються умови порушення двох перших припущень. Тоді слід розглядати планові (двовимірні) різкозмінні потоки. Особливі підходи розроблені (і удосконалюються) для опису руху надкритичних, бурхливих потоків.

Складності розв'язання системи рівнянь Сен-Венена пов'язані з тим, що вона є системою нелінійних диференціальних рівнянь гіперболічного типу. Розроблено багато методів рішення, які умовно поділяють на дві великі групи: строгі та спрощені методи (деколи вирізняють проміжну групу моделі дифузійної та кінематичної хвилі, для яких розроблено потужну базу обчислювальних алгоритмів).

Строгі методи базуються на безпосередньому розв'язанні системи диференціальних рівнянь із застосуванням числових методів (методів числового аналізу). Тепер вони втілені у потужних математичних моделях.

Спрощені методи не передбачають безпосереднього інтегрування системи диференціальних рівнянь. Вони використовують спрощені моделі. Переважно це перехід до лінійних диференціальних рівнянь. При цьому також спрощуються система вихідної інформації.

Серед строгих методів опису неусталеного руху переважають нелінійні. Але застосовують також методи лінеаризації системи Сен-Венена.

РОЗДІЛ 22

РІЧКОВА ТУРБУЛЕНТНІСТЬ

22.1. Статистичні дослідження і спектральна теорія турбулентності

Одним із важливих поштовхів для вивчення турбулентності загалом було накопичення фактів щодо пульсації швидкостей у річкових потоках. Тому вивчення річкової турбулентності фактично відбувалося одночасно із лабораторними і теоретичними дослідженнями. Важливим був також взаємозв'язок з дослідженнями турбулентності атмосфери, океану, турбулентності потоків у штучних руслах. Одним з перших, хто поєднав теоретичні і технічні дослідження з дослідженнями турбулентності річок, руслових потоків, був М.А. Великанов. З часом він створив цілу школу досліджень річкової (руслової) турбулентності. Розвивалися й інші школи досліджень турбулентності руслових потоків, зокрема школа В.М. Маккавєєва.

Концептуальні наукові погляди на турбулентність загалом еволюціонували від сприйняття її як простого відносно однорідного хаосу до виявлення структурованості і далі до законів самоорганізації. Це стосується і річкової турбулентності. Це відбилося на методах досліджень та опису турбулентності. Вони певною мірою поєднують статистичний опис, відповідні рівняння; експериментальні, натурні дані; дані про кінематичні структури і дані моделювання.

Багато дослідників у рамках статистичної концепції турбулентності користуються трирівневою моделлю спектра пульсації швидкостей течії. Її запропонував Л. Річардсон у 1921 році, а розвинули Андрій Миколайович Колмогоров та Олександр Михайлович Обухов. Вони заклали основи спектральної теорії турбулентності. Спектр розбивають на три основних інтервали: 1) інтервал низьких частот (великих розмірів), де відбувається здійснюється відбір енергії від осередненого руху на розвиток турбулентних завихрень – «виробництво турбулентності»; 2) інтервал

середніх частот, для якого характерна передача енергії по спектру від низьких до високих частот; 3) інтервал високих частот, де відбувається розсіювання, дисипація механічної енергії. Лінійні розміри збурень, що стосуються високих та низьких частот, характеризують із застосуванням поняття про внутрішній та зовнішній масштаби турбулентності: внутрішній масштаб ℓ_ν визначає розміри найменших високочастотних вихорів, залежить від фізичних властивостей рідини (ν – коефіцієнт кінематичної в'язкості) і не має прямого зв'язку з геометрією течії, потоку. Зовнішній масштаб турбулентності (ℓ) визначає розміри найбільших вихорів і при достатньо великих числах Рейнольдса залежить тільки від геометрії (розмірів) течії. За виразом О.М. Обухова, великі вихорі «повинні якимось пристосуватися до розмірів та форми русла».

Згідно з першою гіпотезою подібності Колмогорова, всі статистичні характеристики високочастотної турбулентності повністю визначаються трьома величинами: 1) густиною рідини ρ ; 2) її в'язкістю μ (або ν); 3) середньою швидкістю дисипації енергії турбулентності в одиниці маси рідини $\bar{\varepsilon}_T$. Для внутрішнього масштабу турбулентності отримують:

$$\ell_\nu = \left(\frac{\nu^3}{\bar{\varepsilon}_T}\right)^{1/4}. \quad (22.1)$$

Середню швидкість дисипації енергії на вертикалі руслового потоку оцінюють як

$$(\bar{\varepsilon}_T)_c = g \cdot J \cdot U. \quad (22.2)$$

Для потоків з невеликими числами Фруда ℓ_ν має порядок десятих частин міліметра, що відповідає перенесенню рівнинними річками частинок піску та менших.

Згідно з другою гіпотезою подібності Колмогорова, в області середніх частот, що називають інерційним інтервалом спектра турбулентних пульсацій, статистичні характеристики руху не залежать від ρ та ν і повністю визначаються ε_T . Друга гіпотеза дозволяє судити про неоднорідність поля пульсацій швидкостей та про характер енергетичного спектра в інерційному інтервалі. Це відображається у вигляді законів «двох третин» і «п'яти третин».

$$\overline{(\Delta v)^2} \sim (\bar{\varepsilon}_T \cdot \Delta x)^{2/3}, \quad (22.3)$$

де Δv – різниця абсолютних значень миттєвих швидкостей у двох точках потоку, розташованих на відстані Δx .

$$\varphi(k) = \bar{\varepsilon}_T^{2/3} \cdot k^{-5/3}, \quad (22.4)$$

де $\varphi(k)$ – спектральна функція; k – хвильові числа.

Наведені співвідношення дійсні для всіх турбулентних течій з достатньо великими числами Re .

22.2. Дифузійна теорія турбулентності

Поряд із статистичною, структурною, концепцією досліджень турбулентних потоків розвивався динамічний підхід. Його також називають теорією турбулентного перемішування, або дифузійною теорією. В її основі лежать ідеї турбулентного перенесення кількості руху, зважених речовин і тепла, сформульовані у 1915 році Дж. Тейлором та у 1917 – 1925 роках В. Шмідтом. Надалі, для випадків потоків у трубах та обтікання пластин, цю теорію розвинули представники Геттінгенської школи, яку започаткували Л. Прендтль та Т. Карман, а для руслових потоків В.М. Маккавєєв та А.В. Караушев. Основи останнього напрямку сформульовані В.М. Маккавєєвим у 1931 році. Ним запропоновані диференціальні рівняння руху турбулентного потоку, використання яких надалі дало можливість розв'язувати ряд задач річкової гідравліки. Вони мають такий вигляд:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dv_x}{dt} &= X - \frac{g}{\gamma} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{g}{\gamma} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(A \frac{\partial v_x}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A \frac{\partial v_x}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(A \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) \right]; \\ \frac{dv_y}{dt} &= Y - \frac{g}{\gamma} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{g}{\gamma} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(A \frac{\partial v_y}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A \frac{\partial v_y}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(A \frac{\partial v_y}{\partial z} \right) \right]; \\ \frac{dv_z}{dt} &= Z - \frac{g}{\gamma} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{g}{\gamma} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(A \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A \frac{\partial v_z}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(A \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \right]. \end{aligned} \right\} \quad (22.5)$$

де A – коефіцієнт турбулентного обміну, або * коефіцієнт віртуальної в'язкості, у загальному випадку різний у різних частинах потоку; v – осереднені у часі швидкості у точці потоку.

Якщо прийняти $A = \text{const}$, то отримуємо феноменологічні рівняння Буссінеска:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dv_x}{dt} &= X - \frac{g}{\gamma} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{g}{\gamma} A \left[\frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} \right]; \\ \frac{dv_y}{dt} &= Y - \frac{g}{\gamma} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{g}{\gamma} A \left[\frac{\partial^2 v_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial z^2} \right]; \end{aligned} \right\} \quad (22.6)$$

$$\frac{dv_z}{dt} = Z - \frac{g}{\gamma} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{g}{\gamma} A \left[\frac{\partial^2 v_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right].$$

Ці рівняння аналогічні системі Нав'є – Стокса, наведеній у попередній темі, але із заміною віртуальної в'язкості A на молекулярну (фізичну) ν .

На основі системи В.М. Маккавєєва, А. В. Караушевим також були отримані рівняння турбулентної дифузії, турбулентної теплопровідності та інші. Загальне рівняння турбулентної дифузії має вигляд:

$$\frac{ds}{dt} = \frac{g}{\gamma} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(A \frac{\partial s}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A \frac{\partial s}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(A \frac{\partial s}{\partial z} \right) \right] - w \frac{\partial s}{\partial y}. \quad (22.7)$$

де $\frac{ds}{dt}$ – перенесення (дифузія) субстанції; w – гідравлічна крупність наносів. (Якщо розглядаються не наноси, то $w \rightarrow 0$).

Відповідно, можемо записати рівняння для теплопровідності. Зокрема при $A = \text{const}$:

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{g}{\gamma} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(A \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(A \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) \right] \quad (22.8)$$

$$\text{де } \frac{d\theta}{dt} = \frac{\partial \theta}{\partial t} + v_x \frac{\partial \theta}{\partial x} + v_y \frac{\partial \theta}{\partial y} + v_z \frac{\partial \theta}{\partial z};$$

Тут θ – температура.

Для розв'язання практичних задач річкової гідравліки В.М. Маккавєєв запропонував формулу розрахунку A :

$$A = \frac{\gamma h v_c}{2mC} \quad (22.9)$$

де m – параметр Базена; h – глибина потоку; v_c – середня швидкість на вертикалі; C – коефіцієнт Шезі на вертикалі.

Пізніше А.В. Караушев змінив цю формулу, припускаючи

$$A \cong \frac{\gamma h}{M C}$$

де M – функція коефіцієнта Шезі.

$$\text{При } 10 \leq C \leq 60: M = 0,7C + 6$$

$$\text{При } C > 60: M = 48 = \text{const}$$

Тоді:

$$A = \frac{\gamma h v}{M C} \quad (22.11)$$

Цей вираз стосується місцевої швидкості та відповідних значень інших параметрів. Однак допустимо переходити й до осереднених значень на вертикалі, у поперечному перерізі та для ділянки потоку:

$$A_c = -\frac{\gamma h_c v_c}{M C} \quad (22.13)$$

А.В. Караушев вважав, що параметр Базенам залежить від коефіцієнта Шезі:

$$m = \frac{M}{2} = 0.35 + 3. \quad (22.14)$$

22.3. Спектральна теорія турбулентності і структури руслового потоку

Дослідженнями Д.І. Грінвальда, С. Іюкосі та інших виявлено справедливість закону «п'яти третин» для річок. Пізніше Д.І. Грінвальд і В.І. Никора запропонували нову концепцію річкової турбулентності в ув'язці з характером рельєфу русла.

Стосовно інтервалу низьких частот ми вже зазначали, що, відповідно до спектральної теорії турбулентності, тут здійснюється відбір енергії від осередненого руху на розвиток турбулентних завихрень. Найбільші вихорі повинні бути співмірними з розміром потоку, розмірами і формою русла. Насправді процеси на «вершині» ієрархії турбулентності потоків рідини виявляються ще складнішими й пов'язаними з розвитком гідродинамічних, кінематичних структур, про що вже йшлося у темі 7 і буде детальніше розглянуто нижче. Це стосується як річок, руслових потоків на твердому розмивному ложі, такі і струминних течій атмосфери та океану. Щодо досліджень власне річкової турбулентності, то співмірність макрозвихрень з розмірами руслового потоку, перш за все, трактується як пропорційність глибині (h). Водночас існує і масштаб ширини потоку, масштаб його основних форм (форму всього русла). Дослідження цього найвищого масштабу пов'язані з теорією руслового процесу.

М.А. Веліканов вважав, що турбулентність великого масштабу залежить від форми потоку і визначає його швидкісну структуру та кінетичну енергію. Вона відіграє головну (найпершу) роль у динаміці руслових потоків. Найбільші вихорі він розглядав як «вальці», що «котяться» за течією. Їх поздовжні розміри визначаються так:

$$\ell_0 = \frac{U_m}{\omega_0}, \quad (22.15)$$

де U_m – середня швидкість ядра потоку; ω_0 – частота проходження вальців через точку спостережень (s^{-1}). Співвідношення глибини потоку і довжини вальців називається числом Строухала (Струхаля):

$$Sh = \frac{h}{\ell_0} = \frac{h \cdot \omega_0}{U_m}. \quad (22.16)$$

Для даних умов потоку та русла воно повинно зберігатися постійним. За даними Мінського, Грінвальда та Веліканова, воно становить приблизно 0,7. Отримано й інші значення (значно менші), тобто довжина вальців значно більша.

М.А. Веліканов вважав, що, згідно зі спектральною теорією турбулентності, великі вихорі («вальці») визначають кінетичну енергію потоку, а гідравлічний опір переважно пов'язаний із високими частотами та шорсткістю русла, що переважно їх породжує. Він відмічав, що «крупномасштабна турбулентність залежить від форми русла, і тому ми логічно зобов'язані зіставити пульсації низьких частот із раніше введеними нами вторинними течіями, що також відображають у собі форму русла».

Починаючи від 60 – 70-х років ХХ століття дослідження співмірних структур русел річок та турбулентних і структурних утворень потоку значно розвинуті. Зокрема, у Державному гідрологічному інституті досліджені «вальці» і мікроформи русел. Досліди А.Б. Клавена привели до висновку про те, що швидкісне поле потоку в гідравлічному лотку заповнене вихрьовими утвореннями різних розмірів та різної форми, розташованими «безсистемно» і більше сконцентрованими у нижній половині потоку. Невеликі придонні завихрення з вертикальними розмірами 0,1 – 0,2 h мають еліпсоподібну форму. Горизонтальна вісь у 2-3 рази більша за вертикальну. Зі збільшенням розмірів вихорі стають більш витягнутими. Найбільші вихорі у розмірі співмірні з глибиною потоку. Їх довжина досягає 6 – 10 h і більше. Вони включають у себе пари менших і значну кількість дрібних, що за формою найбільш заокруглені. Найбільші вихорі мають вищу та заокруглену верхову частину і дещо понижену та загострену низову (Рис 22.1).



Рис. 22.1. Схема кінематичної структури руслового турбулентного потоку за А. Б. Клавером (1982, с. 172)

Усі зареєстровані великі завихрення мали напрямок орбітальних швидкостей, відповідний до їхнього перекочування по дну («вальці» за Великановим). Водночас орбітальні (лінійні) швидкості були меншими за середню швидкість потоку. Це означає, що вальці також ковзають, цілісно зсуваються за течією, а не лише перекочуються.

Науковцями Державного гідрологічного інституту проведено дослідження турбулентності річкових потоків. На їх основі отримані характерні співвідношення характеристик пульсації швидкостей течії з динамічною швидкістю $v_* = \sqrt{ghJ}$. Зокрема:

- 1) для найбільших по глибині вертикальних пульсацій:

$$v'_{max} = 1,75v_*; \quad (22.17)$$

- 2) для найбільших осереднених по глибині вертикальних пульсацій:

$$v'_{c.h.max} = 1,28v_*; \quad (22.18)$$

- 3) для осереднених по глибині та у часі вертикальних пульсацій:

$$v'_{c.max} = 0,41v_* . \quad (22.19)$$

Тривалі спостереження за змінами швидкості течії на річках показали наявність квазіперіодичних коливань наднизьких частот. Їх пов'язують з особливими процесами самоорганізації річкової турбулентності. Існують різні гіпотези, що пояснюють механізми (фізико-математичні моделі) таких процесів та утворень. Їх поздовжні величини співмірні з шириною цілісного річкового потоку і можуть досягати 10 В. Ці співвідношення подібні до таких самих, що застосовуються для опису основних (домінантних) руслових форм, руслових форм головного порядку.

Розвиток досліджень річкової турбулентності привів до формування та поглиблення різних її моделей, включаючи зв'язок із гідродинамічною нестійкістю та структурами розмивного дна. Має місце також вивчення когерентних структур турбулентного руслового

поток. Д. Грінвальд та В. Никора запропонували виділяти макро-, мезо- та мікротурбулентність річок, що відповідають: 1) макро- та мезоформам річкових русел (згідно гідроморфологічної теорії); 2) мікроформам; 3) рівню окремих частинок наносів.

Одна з гіпотез макротурбулентності (зовнішнього масштабу турбулентності) пов'язує її з вихорями із квазівертикальною, або нахиленою віссю, що утворюють специфічні ланцюги. Такі ланцюги подібні до хвильової самоорганізації потоку. Вони ж спостерігаються і у струменевих течіях океану та атмосфери. У річках вони проявляються ще й у вигляді вторинних течій та циркуляцій, що вже давно вивчаються гідрологами, гідротехніками, інженерами водних шляхів та іншими спеціалістами, науковцями.

22.4. Застосування спектральної теорії до аналізу енергії річкової турбулентності

Одним із головних питань теорії річкової турбулентності є питання про втрати енергії, гідравлічний опір, про генерацію та дисипацію енергії турбулентності. Згідно з теорії локально-ізотропної турбулентності Колмогорова – Обухова, спектр пульсації швидкості для течії з достатньо великими числами Рейнольдса та одним, постійно діючим в обмеженій смузі низьких частот джерелом турбулентної енергії, поділяється на три основних діапазони частот. У першому, низькочастотному, діапазоні відбувається генерація енергії турбулентності за рахунок відбору енергії від осередненого руху. Діапазон середніх частот (другий) характеризується переносом енергії за каскадом частот від більших виходів до дедалі дрібніших практично без втрат і без генерації енергії. Цей діапазон отримав назву «інерційний інтервал». У третьому діапазоні – високих частот на рух дрібних завихрень (за розмірами близьких до внутрішнього масштабу турбулентності) суттєво впливає фізична (молекулярна) в'язкість рідини. Завдяки цьому вся передана їм енергія від вихорів інерційного інтервалу перетворюється на теплоту – дисипує. Цей діапазон отримав назву «в'язкий інтервал». Згідно з цією моделлю, швидкість переносу енергії по каскаду частот дорівнює швидкості дисипації у в'язкому інтервалі.

Стосовно власне руслових потоків шлях застосування спектральної теорії турбулентності розробляв М.А. Веліканов та його школа. Нагадаємо, що низькі частоти він пов'язував із «вальцями». Він також вважав, що «крупномасштабна турбулентність залежить від форми русла» і її слід зіставляти із вторинними течіями, які теж пов'язані із формою русла. Зокрема він стверджував, що меандрування руслових потоків пов'язане не з якимись особливостями загального руху, а саме із проявом вторинних течій зумовлених з низькими частотами. Це твердження подібне до твердження О.М. Обухова стосовно макровихорів атмосфери та океану (див. тему 7). Високі частоти за М.А. Велікановим відповідають гідравлічному опору потоку. Вони значно залежать від шорсткості ложа. Тут посилено продукуються малі вихорі.

Надалі такі підходи розвивали представники школи М.А. Веліканова та інші вчені. Зокрема, Д. Грінвальд та В. Никора запропонували розглядати макро-, мезо- та мікромасштаби річкової турбулентності у зв'язку з ієрархічною структурою річкового русла. Макромасштаби (низькі частоти) пов'язані з макро- і мезоформами, співмірними із загальною шириною руслового потоку. Середні частоти (мезомасштаб турбулентності, інерційний інтервал) функціонують у взаємовідповідності із мікроформами русла та крупними частинками наносів (галька, валуни...). Мікромасштаб, або високі частоти пов'язані її дрібними частинками наносів та процесами у в'язкому інтервалі.

Вони також показали, що реальний спектр річкової турбулентності характеризується кількома «зонами енергопостачання». Поряд з осередненим рухом важливим джерелом породження енергії завихрень є вихорі, що заряджуються у придонній області потоку і пов'язані як з мікрорівнем процесів, так і з обтіканням донних град – мікроформ (мезомасштаб вихорів).

Аналіз процесів зародження турбулентності біля твердих обмежень (зокрема ложа руслового потоку) – це важлива сфера наукових досліджень. Стосовно потоків із наносами, багато дослідників акцентували на існуванні завихрень, котрі захоплюють їх маси і ніби «спливають» до поверхні, утворюючи динамічні плями

більш мутної води. Механізми зародження вихорів і захоплення та «викиду» частинок наносів із придонної області також є важливим питанням досліджень. У наступній темі буде наведено приклад дослідження В.С. Боровкова.

Притік енергії турбулентності можна оцінювати через різницю швидкості дисипації у сусідніх інтервалах спектру пульсацій швидкості:

$$P_{i+1} = \bar{\varepsilon}_{i+1} - \bar{\varepsilon}_i. \quad (22.20)$$

Конкретні градації P_i Д. Грінвальд та В. Никора назвали зонами енергопостачання. Перша зона енергопостачання (P_1) знаходиться в області масштабів, близьких до ширини руслового потоку (B). Друга зона (P_2) відповідає масштабам довжин донних гряд-мікроформ, третя (P_3) – масштабам висот мікроформ, або висот крупних донних відкладів, нерівностей.

Генерація турбулентної (пульсаційної) енергії витрачається на процеси дисипації. Розрахунки показують, що величини загальної дисипації механічної енергії збільшується при переході від потоків з рівним дном ($\bar{\varepsilon} \approx 10^{-2} \div 10^{-1} \text{ см}^2/\text{с}^3$) до потоків з грядовим дном ($\bar{\varepsilon} \approx 10^{-1} \div 10^1 \text{ см}^2/\text{с}^3$) та з галечно-валунним ($\bar{\varepsilon}$ досягає $50 \text{ см}^2/\text{с}^3$). Особливості розподілу дисипації енергії по глибині річкових потоків відображають через показники $\eta = \frac{z}{H}$ (z – висота точки над дном, H – глибина на вертикалі) та $\bar{\varepsilon}H/v_*^3$.

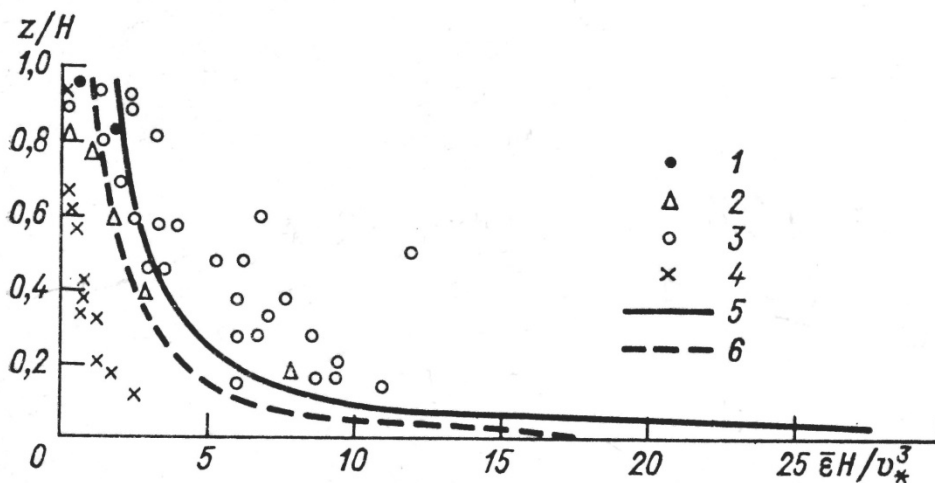


Рис. 22.2. Розподіл дисипації енергії по глибині річкових потоків

Як бачимо, основні втрати формуються у придонній області потоку.

Важливо також відмітити, що формування донних гряд – це спосіб саморегуляції руслового потоку, системи потік – русло. Адже разом зі збільшенням генерації P збільшується і опір та зменшуються середні швидкості течії. На цьому наголошував також К.В. Грішанін. «Для того, щоби залишатися статистично стабільною, річка повинна мати здатність гасити свого потенційну енергію (зберігати постійний рівень ентропії), не виходячи при цьому за межі певного діапазону малих за абсолютною величиною швидкостей течії». Можна застосувати вираз для швидкості породження енергії одиницею маси води:

$$\frac{d\eta}{dt} = \frac{gI_f U}{T}, \quad (22.21)$$

де I_f – гідравлічний похил; U – місцева середня швидкість течії; T – абсолютна температура. Із цього виразу видно, що умова малих значень швидкості течії при заданому повздовжньому похилі на ділянці річки відповідає умові малої швидкості породження ентропії. Це також узгоджується з постулатом М. Веліканова про мінімальну швидкість дисипації енергії, постулатом Л. Леопольда та В. Лангбейна про мінімальну швидкість породження ентропії в русловому потоці та, за умови стаціонарної, постулатом (принцип) І. Пригожина про відповідність найменшої швидкості породження ентропії стаціонарному стану відкритої дисипативної системи. Грішанін відмічав, що за рахунок дії донних гряд опір русла збільшується у 3-5 разів. А якщо і цього «виявляється замало» система потік – русло користується «крупномасштабними засобами гасіння енергії» – меандруванням, розгалуженнями, великими грядами, що займають всю ширину потоку.

Порівняння формули $(\frac{d\eta}{dt} = \frac{gI_f U}{T})$ з формулою $(\bar{\epsilon}_c) = gIU$ показує, що швидкість породження ентропії – це відношення $\bar{\epsilon}_c/T$, тобто відносна швидкість дисипації енергії. Враховуючи відносно невеликий діапазон змін T у річках можна вважати характер цих двох величин подібним. Також можемо оцінити й величини $\bar{\epsilon}_c$ за умовно, застосувавши їх для всього потоку, а не тільки до вертикалі. (Загалом

для наближених оцінок та виявлення принципів схем явищ і процесів у дослідженнях річок часто використовують переходи від виразів залежностей для точок до вертикалей і до всього потоку). Швидкості течії річок під час паводків і повеней переважно змінюються у відносно невеликому діапазоні: від 1-1,5м/с до 5-7м/с, (саме під час значних паводків або повеней відбувається активне руслоформування, тобто система прямує до квазістаціонарного стану). Повздовжні похили змінюються більше: від 0,00002 до 0,02. Тоді отримуємо $\bar{\varepsilon}_c \approx 0,02 \text{ см}^2/\text{с}^3 \div 140 \text{ см}^2/\text{с}^3$, що принципово відповідає даним, отриманим В Никорою.

Швидкість дисипації енергії турбулентності повинна бути певним чином пов'язана з турбулентним гідравлічним опором (втратами енергії на опір). О.Обухов запропонував для інерційного інтервалу зв'язок такого вигляду: $K(L) = a_1 \varepsilon^{-\frac{1}{3}} L^{\frac{4}{3}}$, де $K(L)$ – коефіцієнт турбулентної дифузії «хмар» інертної домішки (L – орієнтований розмір «хмар»); $a_1 \approx 0,12$. (Надалі було виявлено, що графіки зв'язку $\lg K(L) = f \lg(L)$ мають по кілька сходинок відповідно до зон енергопостачання спектра турбулентності). Для річок орієнтований діапазон $K(L)$ становить (за В. Никорою) 10 – 1000 $\text{см}^2/\text{с}$.

Нагадаємо, що згідно з А.В. Караушевим, коефіцієнт турбулентного обміну можна визначати за формулою $A = \gamma \frac{hv}{MC}$. Якщо перейти до коефіцієнта турбулентної в'язкості, то отримуємо:

$$K = g \frac{hv}{MC}. \quad (22.22)$$

Для річок можемо отримати оцінки $K = 100 \div 5000 \text{ см}^2/\text{с}$.

Зауважимо також, що знаменник у формулі А. В. Караушева $\sim C^2$, а для квазірівномірного режиму річок $\lambda = \frac{2g}{C^2}$. Отже,

$$K \sim \lambda hv. \quad (22.23)$$

Тобто маємо певний зв'язок між коефіцієнтами турбулентності і гідравлічного опору.

Хоча загальної теорії річкової турбулентності ще не створено можна розглядати важливі підходи до узагальнень, які однозначно й сутнісно стосується також теорії руслового процесу.

Згідно з Д. Грінвальдом та В. Никором, до основних властивостей річкової турбулентності слід віднести:

1) ієрархічну структурність спільну зі структурністю русел, руслового процесу, що, зокрема, виражається в ієрархії зон енергопостачання у спектрі пульсуючих швидкостей;

2) дискретність та можливість існування когерентних структур;

3) просторово-часову модуляцію (як можливий механізм формування дискретності), що проявляються як у стаціонарних, так і у нестаціонарних умовах;

4) наявність у спектрах швидкості широкого діапазону частот, що відповідають кільком інерційним інтервалам.

Щодо класифікації турбулентних рухів, то стосовно низьких частот (макروتурбулентності) Д. Грінвальд та В. Никора дійшли висновку, що амплітуда цих коливань більша, ніж всіх інших. Їх слід розглядати як такі, що здійснюють просторово-часову модуляцію більш високочастотних коливань.

Водночас слід зауважити, що фізичні механізми (закони) розвитку низькочастотних коливань і самоорганізації систем потік – русло ще досліджуються. Зокрема, В. Коваленко зауважив, що у річках може спостерігатись ефект «від'ємної в'язкості», близький до ефекту параметричної генерації хвиль. Це вказує на можливість узгодити два шляхи пояснення низькочастотних пульсацій швидкості: і як модуляцію, і як гідравлічні автоколивання. В. Коваленко та Й. Карасьов показали, що квазірівномірний режим річок за рахунок гідродинамічної нестійкості та самоорганізації потоку насправді ніби «дрижить», тобто складається з певних самоорганізованих складових.

РОЗДІЛ 23

РУХ ТВЕРДИХ ДОМІШОК І РІЧКОВИЙ АЛЮВІЙ

23.1. Загальні відомості про річкові наноси та алювій

У приповерхневій частині літосфери відбуваються процеси утворення, перенесення, акумуляції і трансформації твердого рихлоуламкового мінерального матеріалу. В основі цих процесів лежить складна взаємодія системи ендегенних та екзогенних чинників. Утворення рихлоуламкового матеріалу, перш за все, зумовлене процесами вивітрювання. Основним агентом перенесення твердого матеріалу є текучі води. З ними пов'язана система флювіальних процесів. Загалом говорять про ерозію або про систему ерозійно-акумулятивних процесів у басейні річки. Вважають, що у верхніх ланках руслової мережі переважає ерозія, уздовж річок – транспорт твердого матеріалу, а в пониженнях чи передгір'ях – акумуляція. Розрізняють схилу і власне річкову ерозію. Отже, основним джерелом наносів у річках є схилова ерозія, включаючи діяльність схилових водотоків. Самі річки можуть перемивати власні відклади і розмивати власне ложе. Але такі джерела наносів усе ж менш значущі, вторинні. Транзитні потоки наносів починаються ще у силових водотоках, об'єднуються і стабілізуються в річках. Особливим джерелом наносів у річках є локальні ділянки підмиву корінних схилів долин або схилів терас. Деколи вони значно впливають на характер руслового процесу.

Ерозію ми вже розглядали. Поряд із цим використовується поняття корозії – руйнування, розмив твердої породи шляхом безпосереднього впливу на неї частинок наносів, що переносяться водним потоком.

У табл. 24.1 наведено приклад класифікації рихлоуламкових порід.

Як бачимо, неокатаними можуть бути тільки грубоуламкові породи. (На дрібні частинки процеси окатування не розповсюджуються).

Таблиця 23.1

Незцементовані уламкові та глинисті осадові гірські породи

| Група порід | Розмір уламків, мм | Окатані | Неокатані |
|---|--|--|----------------------------|
| 1 | 2 | 3 | 4 |
| Грубоуламкові (псефіти, <i>pséphos</i> – камінчик) | > 200 200–10 10–2 | Валуни Галька, галечник Гравій | Брили Щебінь Жорства |
| Піщані (псаміти, <i>psamos</i> – пісок) | 2–1 1–0,5 0,5–0,25 0,25–0,1 0,1–0,05 | Грубозернисті піски Крупнозернисті Середньозернисті Дрібнозернисті Тонкозернисті | |
| Алеврити | 0,05–0,005 | Алеврити, леси | |
| Пеліти | < 0,005 | Глини, аргіліти | |

Переміщення уламкового матеріалу у природі здійснюється завдяки різним процесам та агентам екзогенного впливу. Це денудація, ерозія, абразія, гравітаційні процеси тощо. Денудація (лат. *denudation* – відслонення, оголення) – сукупність процесів зносу та переносу продуктів руйнування гірських порід. Уламкові гірські породи – це осадові гірські породи, що повністю чи переважно складаються з уламків різних гірських порід і мінералів. Розрізняють пухкі й зцементовані уламкові гірські породи. За розмірами уламків їх поділяють на грубоуламкові (псефіти), піщані (псаміти), пилуваті (алеврити) й глинисті (пеліти) породи. У зцементованих уламкових гірських породах зв'язуючою речовиною служать карбонати (кальцит, доломіт), оксиди кремнію (опал, халцедон, кварц), оксиди заліза (лімоніт, гетит та ін.), глинисті мінерали і ряд інших мінералів. Уламкові гірські породи часто містять органічні залишки: цілі раковини або їх уламки – детрит моллюсків, коралів, стовбури та гілки дерев і т. п. Зцементовані грубоуламкові породи це: конгломерати, брекчії, гравеліти тощо. Глинисті породи можуть бути як хімічного, так і фізичного (уламкового) походження. Виділяються також уламкові гірські породи змішаного складу. До них відносять суглинки і супісок. Агентами розмиву і переносу частинок порід виступають текучі води, вітер, льодовики, течії у водоймах та хвилі, осипи, зсуви, опливини та інші. Внаслідок їх діяльності утворюються пухкі відклади певного типу. Відклади водних потоків, річок прийнято

називати алювієм (лат. *alluvio* – нанос), відклади схилових водотоків або загалом відклади під схилами гір – пролювієм, відклади від осипів, зсувів тощо – колювієм.

Складна система процесів, що відбуваються з наносами у річках, має одним із наслідків формування товщ алювіальних відкладів. Їх будова характеризується певними закономірностями. Склад алювію, його літологічні, текстурні та інші особливості пов'язані з характером порід, що складають водозбори, типом вивітрювання й умовами транспортування частинок. Алювіальні відклади переважно спостерігаються в долинах річок. Існують також залишки давніх, похованих долин.

У долинах річок перших порядків наноси не завжди окатані, особливо в горах. Вниз за течією ступінь окатаності поступово зростає. У руслах малих гірських річок спостерігаються й брили, котрі, хоча і мають окатаний вигляд, не належать до алювію, оскільки переміщуються гравітаційними процесами або селями. Дослідження показують, що до алювію, який у сучасних умовах бере активну участь у функціонуванні річкових СПР, орієнтовно відносять частинки діаметром $d \leq 300$ мм. На іншому «полюсі» знаходяться суглинки та глини, що можуть брати участь у формуванні заплав. У певних умовах вони значно спресовуються, набуваючи властивостей важко розмивних порід.

Загалом на рівнинних річках алювій переважно добре відсортований за крупністю зерен і характеризується складною будовою шарів. Шаруватість спостерігається й у передгір'ях. Гірські відклади найменш сортовані, складаються переважно з крупного матеріалу, часто не окатаного. Голоценовий алювій називають сучасним. Існують також давні, поховані алювіальні відклади, відклади змішаного походження.

Найкраще вивчено алювій рівнинних річок. За Є. Шанцером, найбільш характерною особливістю будови заплави є чітка вираженість двох основних горизонтів. В основі залягає товща навкіс шаруватих пісків з галькою. Це руслові відклади певного віку. Верхній горизонт залягає на хвилястій, нерівній поверхні нижнього. Це тонкі паралельні шари тонкозернистого матеріалу (глина, суглинок, супісок). Два основні горизонти також називаються русловою й заплавною фаціями алювію. Гідравлічне сортування придонних наносів призводить до того, що у

плесовихлощинах, підваллях гряд поступово накопичуються найбільші фракції. Загалом при активному русі гряд утворюються косі шари різних фракцій. Ці процеси та явища лежать в основі механізму формування руслової фації алювію. Там, де немає активних річкових струменів, та у зв'язку з особливостями бічних зміщень русел відкладаються фракції дрібних, завислих наносів. Вони утворюють відклади намулу, який може обсихати, ущільнюватися, заростати. Так формується заплавна фація алювію.

Згідно з В. Ламакіним, шари з продуктів руйнування корінних порід (схилів долини, дна русла) називаються перлювієм (лат. *perluo* – промиваю). За ознакою динамічних умов утворення Ламакін також запропонував виділяти види алювію: 1) інстративний (той, що встелює ложе); 2) перстративний (той, що перестелює); 3) констративний (той, що настелюється). Перший з них відповідає умовам врізання, другий – умовам динамічної рівноваги системи потік-русло і переважання транспорту (балансу) наносів, третій – умовам акумуляції. Останній вид алювію найбільш потужний. У його розрізі чергуються руслові, заплавні і старичні фації.

Найбільш крупний, грубоуламковий матеріал може відсортуватися і накопичуватися на найбільших глибинах. Тут, за рахунок бічних зміщень головного струменя, утворюється заглиблений шар самовимощення («бронювання») русла, який називають базальним горизонтом (від *basis* – основа) річок.

Гідравлічне сортування частинок алювію відбувається не тільки в русловій частині системи потік – русло – заплава (СПРЗ), але і в межах заплав. Це пов'язано з різними морфологічно-гідравлічними умовами їх осадження. Виділяють кілька різновидів заплавної фації: 1) прируслових валів; 2) притерасну; 3) внутрішню; 4) старичну. В межах притерасної частини заплави заплавна фація може поєднуватися з болотними відкладами.

Потужність алювіальних відкладів пов'язана з глибинами в руслі та висотою підйомів рівнів води. На рівнинних річках повинен залишатися запас глибин затоплення поверхні заплави, мінімально необхідний для підтримування транзитних потоків води. На гірських річках і біля виходу з гір, за рахунок динамічності СПР, поверхня руслової фації може досягати максимальних рівнів води. Водночас тут не виражені плесові лощини. На ділянках верхньої течії гірських річок та на малих річках на формування заплави

можуть впливати селеві паводки. Це призводить до особливостей заплавних відкладів, включаючи їх склад і морфологію.

23.2. Основні характеристики річкових наносів

Річкові наноси можна класифікувати за різними ознаками: 1) розмірами частинок (зерен, гранул); 2) формою; 3) гідравлічною крупністю; 4) походженням; 5) мінералогічним та хімічним складом (що залежить від складу материнських гірських порід); 6) питомою вагою; 7) кольором; 8) радіоактивністю тощо. Особливим видом наносу є нанос з деревини – деревний нанос. На функціонування СПР річок може впливати й надходження інших видів уламкових порід – селеві виноси, еолові наноси та відклади, морена, пролювій, колювій тощо.

Лінійні розміри частинок наносів характеризуються умовним середнім діаметром (d). Це величина, що стосується рівновеликої за об'ємом кулеподібної частинки, розраховується або визначається певним способом. Її також називають крупністю наносів.

Річкові наноси завжди являють собою суміш частинок різної крупності. Для опису механічного (гранулометричного) складу суміші наносів проводять відбір проб і поділ їх на фракції – сукупності частинок певної крупності (у заданому інтервалі значень). Визначають вміст фракцій у пробі у відсотках по вазі. Так отримують можливості статистичного аналізу та опису, а також графічного відображення складу проб. Для цілей проведення гідрометричних спостережень за наносами прийнята нижченаведена шкала фракцій (табл. 23.2)

Таблиця 23.2

Гідрологічна класифікація річкових наносів за їх крупністю

| Під-фракції | Фракції, мм | | | | | | |
|-------------|-------------|--------|--------|---------|-----------------------|-------------|--------|
| | Валуни | Галька | Гравій | Пісок | Супісок, к, пил | Намул | Глина |
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
| Крупні | >100 | 100–50 | 10–5 | 1–0,5 | 0,1–0,05 | 0,01–0,005 | <0,001 |
| Середні | >100 | 50–20 | 5–2 | 0,5–0,2 | – | – | <0,001 |
| Дрібні | >100 | 20–10 | 2–1 | 0,2–0,1 | 0,05–0,01 | 0,005–0,001 | <0,001 |

Найбільш крупні наноси (приблизно понад 300–500 мм) також називають брилами.

Окрім методу відбору проб, для проведення аналізу гранулометричного складу крупних наносів досить часто використовують фотографічний метод. За необхідності, проводять аналіз форми та мінералогічного складу наносів тощо.

За формою наноси поділяють на брилоподібні та пластинчасті. Форма частинок поступово змінюється під дією процесу окатування, за рахунок зіткнень. Частинки наносів можуть і розколюватися. В залежності від мінералогічного, хімічного складу наноси у твердому тілі мають різну густину (ρ_n). Загалом вона змінюється від майже 1,0 до 5,0–6,0 г/см³. Найбільш характерною, розповсюдженою вважають питому вагу 2,65 г/см³. Вона характерна для силікатів. Якщо ж розглядати відклади річкових наносів (наноси в «пухкому тілі»), то густина переважно становить $\rho_{\text{відкл}} = 2,0$ г/см³.

Концентрацію наносів у воді прийнято називати мутністю (каламутністю). Основна одиниця вимірювання – г/м³.

$$M = S = \frac{10^6 m}{V}, \quad (23.1)$$

де m – маса наносів у пробі (г); V – об'єм проби (мл).

Кількість наносів, яку потік переносить через живий переріз за одиницю часу, називають витратою наносів:

$$P_s = S \cdot Q \cdot 10^{-3} (\text{кг/с}). \quad (23.2)$$

Кількість наносів, яку потік переносить через живий переріз за певний період часу, називають їх стоком W_s . (Основна одиниця вимірювання – т/рік).

Якщо віднести стік наносів до площі водозбору, отримаємо модуль стоку наносів:

$$\mu_s = \frac{W_s}{F_B} (\text{т/км}^2 \cdot \text{рік}). \quad (23.3)$$

23.3. Гідравлічна крупність і дві основні категорії річкових наносів

У турбулентному річковому потоці на рух частинок наносів значно впливають вертикальні складові пульсації швидкостей течії. Ті з пульсацій, що спрямовані вгору, підкидають, прискорюють частинки наносів. Надалі вони в певний спосіб осаджуються, а найменші підтримуються в товщі потоку постійно. Для аналізу,

опису таких складних процесів руху наносів використовують величину, яку назвали їх гідравлічною крупністю. Це швидкість рівномірного падіння частинки наносів у стоячій воді (w). Її зручно порівнювати з вертикальними пульсаціями швидкостей течії. Вважають, що заміна умов впливу потоку води на наноси умовами їх осідання у стоячій воді припустима, оскільки процес взаємодії частинок з водою є подібним.

Дослідженням гідравлічної крупності присвячено багато наукових праць. Загалом вона залежить від: ваги частинки (об'єму та питомої ваги), форми частинки, молекулярної в'язкості рідини. Остання залежить від температури води.

Для опису форми частинок наносів використовують різні способи, формули. Наприклад:

$$\theta = \frac{2V^{\frac{2}{3}}}{l \cdot b}, \quad (23.4)$$

де V – об'єм частинки; l – довжина найбільшого січення (найбільший лінійний розмір); b – ширина найбільшого січення.

$$\theta = \frac{d^2}{l \cdot b}, \quad (23.5)$$

де d – діаметр частинки, розрахований як середнє арифметичне з трьох взаємно перпендикулярних вимірювань (довжини, ширини, висоти).

$$f = \left(\frac{d_s}{d_m}\right)^2, \quad (23.6)$$

де d_s – діаметр кулі, еквівалентної даній частинці за поверхнею; d_m – за об'ємом.

Використовують також відношення ортогональних лінійних розмірів частинок до розрахункового середнього діаметра. Ще раз нагадаємо, що форма залежить від ступеня окатаності частинок. Неокатані частинки характеризуються більш складними формами. Для окатаних наносів рекомендована формула (23.4).

Швидкість рівномірного падіння твердої частинки у стоячій воді можна описати, виходячи з аналізу діючих сил. Різниця ваги і виштовхуючої сили (сили Архімеда) буде такою:

$$P = \frac{4}{3}\pi r^3 g(\rho - \rho_v), \quad (23.7)$$

де P – діюча сила; ρ – густина частинки; ρ_v – густина води.

Сила гідравлічного опору

$$F_T = k\pi r^2 \cdot w^n, \quad (23.8)$$

де πr^2 – поперечний розмір частинки; w – її гідравлічна крупність (швидкість руху); k – коефіцієнт пропорційності, що, як і гідравлічна крупність загалом, залежить від ваги частинки, її форми та в'язкості рідини. Прирівнюємо ці дві сили:

$$\frac{4}{3}\pi r^3 g(\rho - \rho_B) = k\pi r^2 \cdot w^n, \quad (23.9)$$

$$dg(\rho - \rho_B) = \frac{3}{2}k\pi \cdot w^n, \quad (23.10)$$

приймаємо, $\rho_B = 1$, $\frac{3}{2}k\pi g = \beta$.

$$d(\rho - 1) = \beta \cdot w^n, \quad (23.11)$$

$$w = \sqrt[n]{\frac{1}{\beta} \cdot d \cdot (\rho - 1)}. \quad (23.12)$$

З дослідів відомо, що для частинок $d_c < 2$ мм можна прийняти:

$$w = \sqrt[1,2]{\frac{d(\rho-1)}{0,007}}. \quad (23.13)$$

Для частинок з $d_c > 2$ мм:

$$w = \sqrt{\frac{d(\rho-1)}{0,00064}}. \quad (23.14)$$

Відома також формула Хазена (для $d_c < 0,2$ мм):

$$d = 0,00255\sqrt{w}. \quad (23.15)$$

Якщо звернути увагу на характер осадження частинок у воді (турбулентний, перехідний і ламінарний режим), то застосовують нижченаведені формули.

Турбулентний режим (орієнтовно частинки з $d_c > 1,5$ мм):

$$w = K_T \sqrt{\frac{g(\rho - \rho_B)}{\rho} \cdot d}. \quad (23.16)$$

Ламінарний режим (орієнтовно частинки з $d_c < 0,15$ мм):

$$w = \frac{g(\rho - \rho_B)d^2}{18\rho\nu}, \quad (23.17)$$

де ν – коефіцієнт кінематичної в'язкості.

Частинки наносів можуть рухатись у річковому потоці трьома основними способами: 1) у зваженому стані тривалий час у товщі потоку; 2) підстрибуванням (сальтаціями); 3) ковзанням або перекочуванням по дну. Очевидно, що перший спосіб властивий дрібним частинкам. Такі наноси прийнято називати зваженими або завислими. Більш крупні частинки рухаються переважно другим або третім способом. Вони концентруються у придонній області потоку. Тому їх називають придонними або захопленими (періодично

захоплюються турбулентним потоком). Завислі та захоплені наноси – це дві основні категорії річкових наносів. Для них розроблено й застосовуються різні методи досліджень.

Особливості руху наносів залежать, перш за все, від співвідношення їх гідравлічної крупності та значень вертикальних (спрямованих вгору) пульсацій швидкостей, а також від співвідношення зрешуючих та середніх швидкостей течії. А.В. Караушев запропонував таку гідродинамічну класифікацію:

Таблиця 23.3

Категорії наносів за А.В. Караушевим

| Категорія | Назва | Співвідношення параметрів наносів і потоку |
|-----------|---------------------------|--|
| I | Стійко зважені | $w < v'_c$ |
| II | Нестійко зважені | $v'_c < w < v'_{max}$ |
| III | Захоплені | $w \geq v'_{max}; v_0 < v_c$ |
| IV | Донні відклади (нерухомі) | $v_0 > v_c$ |

Тут v'_c – середнє значення вертикальної пульсації швидкості; v'_{max} – максимальне значення вертикальної пульсації швидкості; v_0 – початкова (зрешуюча) швидкість течії, при якій частина наносів зрешується з місця; v_c – середня (місцева) швидкість течії.

Опис пульсації швидкостей турбулентного річкового потоку – важлива і складна задача динаміки руслових потоків. Її розв’язують як з теоретичних позицій, так і експериментально. Зокрема, А.Б. Клавемом запропоновано такі співвідношення.

Для осередненого в часі та за глибиною потоку значення вертикальної компоненти пульсації швидкості:

$$v'_c = 0,41 v_{дин.}, \quad (23.18)$$

де $v_{дин}$ – динамічна швидкість;

$$v_{дин} = \sqrt{ghI}. \quad (23.19)$$

Для осередненого тільки за глибиною максимального значення вертикальної компоненти:

$$v'_{c\ max} = 1,28 \cdot v_{дин}. \quad (23.20)$$

Для найбільшого можливого значення (при даному гідравлічному режимі в зоні інтенсивної турбулентності – на відстані $0,15/0,4 h$ від дна):

$$v'_{max} = 1,75 \cdot v_{дин}. \quad (23.21)$$

Запропоновані також інші підходи. Наприклад, за А.В. Караушевим,

$$v'_{c max} = \frac{v}{\sqrt{N}}, \quad (23.22)$$

де

$$N = \frac{(0,7c+6) \cdot c}{g} \text{ при } 10 \leq C \leq 60, \quad (23.23)$$

$$v'_{max} = \frac{3v_c}{\sqrt{N}} = 3v'_{c max}. \quad (23.24)$$

З розробками в галузі досліджень турбулентності руслових потоків, річок загалом пов'язані сучасні теорії руху наносів. При цьому поділ наносів за режимом обтікання (ламінарний, перехідний, турбулентний) виявляється принципово важливим для аналізу процесів функціонування СПР річок. Це впливає на особливості динаміки руслових форм, структурного транспорту наносів, гідравлічних процесів загалом.

23.4. Загальна характеристика зважених наносів

Зваженими(завислими) наносами називають такі, що тривалий час знаходяться у товщі потоку і переносяться ним на далекі відстані. Аналіз механізму їх транспорту включає як питання відриву від дна (ложа потоку), так і підтримки в товщі потоку. Механіка процесу підлягає законам функціонування турбулентного руслового потоку та гідромеханіки загалом.

На частинку наносів, розташовану на дні, діють підйомна сила і сила лобового тиску. Підйомна сила виникає за рахунок різниці швидкостей над частинкою та під нею. Згідно з рівнянням Бернуллі, у зоні більших швидкостей виникають області пониженого тиску, а малих – підвищеного. У тилівій зоні частинки за рахунок відриву мікроструменів утворюється область пониженого тиску. Такий розподіл тиску можна відобразити графічно (рис. 23.1):

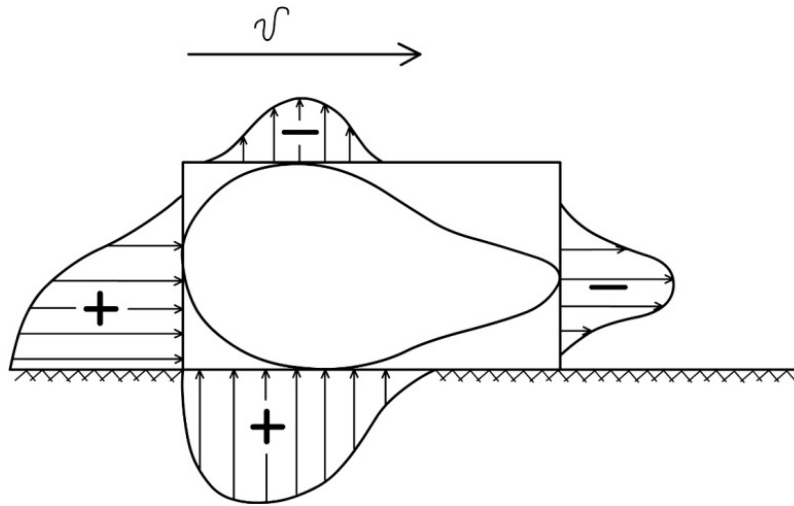


Рис. 23.1. Схема розподілу тиску навколо частинки наносів на дні потоку

Підйомна сила може діяти і після відриву частинок від дна, адже існує загальний градієнт швидкості, спрямований вгору. Описана схема носить загальний, дещо абстрагований характер. Насправді в турбулентному русловому потоці слід, перш за все, розглядати поведінку турбулентних, вихрових індивідуумів і пов'язані з ними особливості швидкісного поля, системи діючих сил. (Питання дії вертикальних складових пульсацій швидкості ми розглядали при введенні поняття про категорії наносів через порівняння з гідравлічною крупністю).

Детальними дослідженнями у лабораторних умовах так званого придонного в'язкого підшару виявлено, що течія тут нестационарна, нестійка, пульсуюча. Тут відмічають чергування періодів прискорення та сповільнення течії, що зумовлює плямистість на поверхні ґрунту. Плями сповільненої рідини більш швидкі шари відхиляють від твердої поверхні. Відбувається придонне зародження завихрень, що викидаються в товщу потоку. Подібні процеси ще більшого масштабу виникають у зв'язку з функціонуванням донних гряд. Нарешті безпосередньо в річках можна спостерігати виходи до вільної поверхні крупних завихрень із підвищеною концентрацією наносів (що видно через характер руху та колір). Отже, процеси викидання вихорів з придонної області вгору впливають на транспорт річкових наносів. Найменші масштаби завихрень становлять десятки частини міліметра. Глинисті,

суглинисті і частково суглинисті частинки, навіть малі завихрення, можуть захоплювати цілими групами, мікромасами.

Загальний потік частинок зважених наносів, спрямований до поверхні, компенсується низхідними рухами частин потоку води, завихреннями, а також гравітаційним осіданням частинок. Потоки у вертикальній площині супроводжуються рухом уздовж течії річки і разом створюють транспорт наносів. Очевидно, що, чим крупніші частинки, тим на меншу висоту вони можуть підніматися. Так виникає характерний нерівномірний розподіл концентрації наносів по глибині річкового потоку. Це прямо пов'язано з характером, інтенсивністю річкової турбулентності, що понижується від дна до поверхні, а також з крупністю наносів.

Загалом, характер річкової турбулентності надзвичайно складний і залежить від багатьох умов (природних та антропогенних чинників). Відповідно складний і характер транспортування річками або штучними водними потоками наносів.

Якщо на ділянці річки не спостерігається спрямований розмив чи намив дна, кажуть про рівноважний стан потоку з наносами. Він зберігається вздовж ділянки і пов'язаний з балансом транзитних наносів та балансами захоплення й осідання різних фракцій.

Для опису механізмів руху завислих наносів запропоновано дві теорії – дифузійну та гравітаційну. Перша з них розвинута в 30-х роках ХХ століття В.М. Маккавєєвим і пізніше його учнем А.В. Караушевим. Вона базується на аналогії між турбулентною дифузійною рідиною та наносів, що розглядаються як деяка неперервно розподілена в потоці субстанція з питомою вагою більше одиниці. При цьому пульсації зважених частинок ототожнюються з пульсаціями рідини. Виходячи з цього, вводиться припущення, що коефіцієнти турбулентного обміну рідини та наносів однакові. На турбулентний перенос, пов'язаний із пульсаціями швидкостей, накладається осадження наносів згідно з їх гідравлічною крупністю. Відносна однорідність турбулентної дифузії пов'язана переважно з численними дрібними завихреннями. Але в потоці існують і більш крупні турбулентні утворення. Тому з часом виявили, що висновки та методи дифузійної теорії більше стосуються частинок наносів з $d \leq 0,2$ мм. Закономірності розподілу в потоці більш крупних наносів, рух яких пов'язаний із пульсаціями низьких частот, необхідно описувати іншими способами.

Крупні частинки володіють значною інерцією і відстають у своїх рухах від рідини. Враховуючи обмеження, властиві дифузійній теорії, М.А. Великанов запропонував гравітаційну (у 40–50-х роках ХХ століття). У ній враховується робота, яку виконує потік по зважуванню наносів. Вона дорівнює різниці між загальною енергією потоку та роботою сил опору. Розв'язання задачі про транспортуючу здатність потоку й розподіл наносів здійснюється на основі рівняння балансу енергії потоку з наносами при сталій їх концентрації.

23.5. Спостереження за зваженими наносами

Концентрація зважених наносів визначається шляхом відбору проб води. Прилади для відбору проб води на мутність називаються батометрами. Вони бувають миттєвого наповнення та тривалого наповнення. Перевага надається другим, оскільки ними досягається осереднення пульсуючої мутності. До них відносять: батометр-пляшку на штанзі, у грузі, відбірники проб води зі зваженими наносами та інші.

Найбільш досконалим приладом вважають вакуумний батометр. У режимі інтеграції він може бути застосований на глибинах від 1 до 5 м на рівнинних та гірських річках при швидкостях течії до 2,5 м/с. При швидкостях до 0,5 м/с він застосовується до глибини 20 м. Принцип дії приладу базується на всмоктуванні води за допомогою створення розрідження повітря у вакуумній камері. Швидкість всмоктування повинна бути близькою до швидкості течії води в річці. Прилад слід розташовувати над поверхнею води на висоті до 3–4 м. Окрім вакуумної камери, він включає насос та водозабірну трубку зі змінними насадками.

До більш сучасних методів вимірювання каламутності води відносять оптичний. Він дозволяє зручно вести вимірювання тривалий час, стежачи за змінами каламутності. Відповідні прилади називають фотомутномірами або консистометрами.

Для підрахунку стоку завислих наносів необхідно виконувати періодичні вимірювання їх витрати, а також відбирати одиничні та контрольні проби. Вимірювання витрати завислих наносів здійснюється одночасно з вимірюванням витрат води. Воно полягає у відборі проб води на мутність в основному гідрометричному

створі на всіх швидкісних вертикалях одночасно з визначенням швидкості течії.

На рівнинних річках вимірювання проводяться 20–25 разів протягом року, а на гірських з паводковим режимом – 30–40 разів. Виділяють такі способи вимірювання витрати завислих наносів: багатоточковий (детальний), основний, сумарний, інтеграційний, скорочений. Вимірювання проводять за стандартними методами та із використанням відповідних приладів.

Одиничними називають проби води на каламутність, які відбирають щоденно в одному постійному місці гідроствора. Вони мають задовольняти вимогу збереження співвідношення між каламутністю одиничних проб та середньою в живому перерізі річки.

Контрольні одиничні проби води на мутність беруть у тому ж місці гідроствора, що й одиничні під час вимірювання витрати. Вони потрібні для контролю та уточнення зв'язку між одиничною мутністю та середньою мутністю всього потоку води.

Виконують також відбір проб на крупність зважених наносів (орієнтовно 4–14 разів на рік). Проби доставляють на гідрологічні станції чи в центри з гідрометеорології, де їх фільтрують. Фільтри з наносами відправляють у спеціалізовані лабораторії на аналіз складу наносів.

23.6. Розрахунки витрат і стоку зважених наносів

Аналітичний спосіб розрахунку витрати зважених наносів застосовують у випадках її вимірювання основним, скороченим, сумарним або інтеграційним способами.

Спочатку знаходять одиничні витрати наносів у точках:

$$\alpha = S_i \cdot v_i \left(\frac{\Gamma}{\text{м}^3} \cdot \frac{\text{м}}{\text{с}} = \frac{\Gamma}{\text{м}^2 \cdot \text{с}} \right), \quad (23.25)$$

де S – мутність; v – швидкість течії в даній точці спостережень.

Далі розраховують середню одиничну витрату наносів на вертикалі:

$$\alpha_c = 0,5 (\alpha_{0,2} + \alpha_{0,8}) \text{ або } \alpha_c = \alpha_{0,5}. \quad (23.26)$$

Загальну витрату наносів розраховують за формулою, аналогічною до розрахунку витрати води:

$$P_s = 0,001 (K \cdot \alpha_1 \cdot f_0 + \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2} \cdot f_1 + \dots + K \cdot \alpha_n \cdot f_n), \quad (23.27)$$

де P_s – витрата наносів у кг/с; K – береговий коефіцієнт; $\alpha_1 \dots \alpha_n$ – середні одиничні витрати наносів на швидкісних вертикалях; $f_1 \dots f_n$ – площі відсіків живого перерізу.

При відборі проб сумарним або інтеграційним способом одразу отримують середню на вертикалі мутність. Тоді в розрахунку витрати наносів використовують ці дані та дані про часткові витрати води:

$$P_s = 0,001 \cdot (S_1 \cdot q_0 \cdot \frac{S_1+S_2}{2} \cdot q_1 + \dots S_n \cdot q_n), \quad (23.28)$$

де: S_1 – мутність на першій вертикалі; S_2 – на другій і т.д.; q_1 – часткова витрата води (м³/с) у першому відсіку; q_2 – у другому і т.д.

Графічний спосіб розрахунку витрати зважених наносів застосовують у випадку їх вимірювання детальним способом. Спочатку будують епюри розподілу одиничних витрат наносів по глибині на швидкісних вертикалях (p_i , г/м³·м/с = г/м²с). Далі знаходять середні одиничні витрати наносів на вертикалях (p_c). Потім будують епюру розподілу середніх одиничних витрат наносів (p_c) по ширині річки. Наступний крок – побудова епюри розподілу елементарних витрат наносів по ширині. Елементарні витрати наносів розраховують як $p_{c.в.} = p_c \cdot h$ (г/м²с · м = г/м · с). Площа епюри – це інтеграл елементарних витрат по ширині, тобто загальна витрата (P_s , г/м · м = г/с).

Задача розрахунку стоку зважених наносів розв'язується через визначення середніх добових їх витрат. У залежності від характеру й повноти вихідної інформації її розв'язують двома способами:

1) за даними про щоденні каламутність і витрати води (основний спосіб);

2) на основі залежності між витратами води та зважених наносів, $P_s = f(Q)$.

Для деталізації основного способу використовують такі дані:

- щоденні значення мутності одиничних проб води;
- щоденні витрати води;
- зв'язки між середньою мутністю потоку та мутністю на вертикалі відбору одиничних проб, $S_c = f(S_{од.})$.

Щоденні значення мутності розраховують або приймають відповідно до кількості строків відбору проб на добу (однострокові, двострокові, багатострокові спостереження).

За графіками зв'язку $S_c = f(S_{од.})$ визначають S_c за кожен добу. Середню добову витрату зважених наносів розраховують як добуток:

$$P_s = S_c \cdot Q_{с.доб.} \quad (23.29)$$

Для реалізації способу використання залежності $P_s = f(Q)$ необхідна досить детальна інформація фактичних вимірювань у різні фази водного режиму річки. Характер зв'язків буває досить складним. На них слід позначати хронологічний хід характеристик (рис. 23.2).

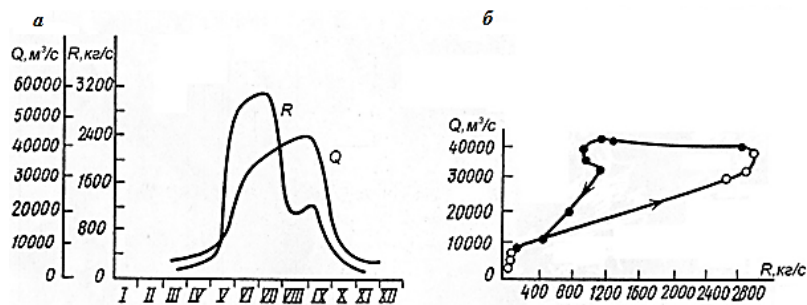


Рис. 23.2. Типові графіки змін витрат води наносів (а) та зв'язку між ними (б) [7]

23.7. Загальні відомості про захоплені (придонні) наноси

Характер руху захоплених наносів значно складніший і більш різноманітний, ніж завислих. Основними видами руху є сальтації, кочення та ковзання. Сальтації відбуваються завдяки захопленню частинок наносів завихреннями, які зароджуються біля ложа потоку і викидаються в основну його товщу. Тому наноси можна назвати захопленими (рис. 23.3).

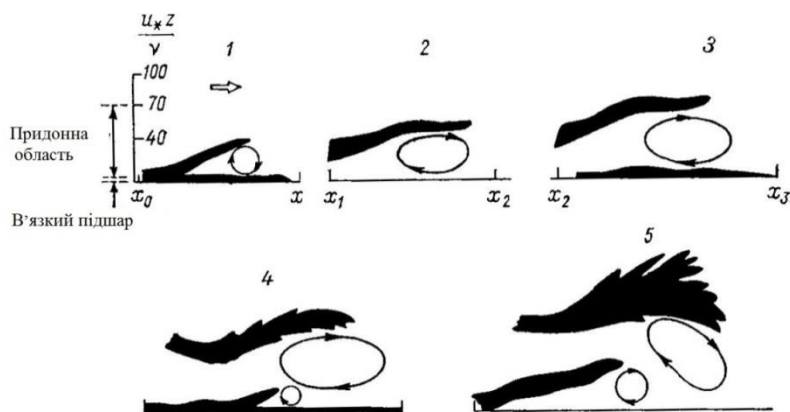


Рис. 23.3. Нестационарна течія у в'язкому підшарі (за В.С. Боровковим)

Інші частинки потік ніби тягне по дну. Тому їх можна назвати тягненими. Ці процеси відбуваються переважно на придонній ділянці потоку.

Поділ потоку на придонну і транзитну ділянки, а наносів – на придонні та завислі (транзитні) може бути дещо відносним. Зі збільшенням інтенсивності течії і транспорту наносів змінюються їх механізми. Характерним індикатором функціонування придонної ділянки є донні гряди. У нормальному (докритичному) режимі їх висоти можуть досягати третини глибини потоку. Але у критичному і надкритичному режимах (при $Fr \geq 1$) вони руйнуються або перетворюються на антидюни, а придонна зона розростається, стає більш динамічною. У селевих потоках складно виділити дві ділянки, а також розрізнити захоплені та зважені наноси.

Крупні наноси рухаються лише під час проходження значних паводків або повеней (активні стани СПР). При зменшенні швидкостей течії на спаді паводку вони зупиняються і формують донні відклади. Під останніми розуміють приповерхневий шар алювіальних відкладів у руслах загалом. Ще одним подібним терміном є руслоформуєчі наноси. Його використовують для опису характеру наносів, що відображають умови та особливості функціонування СПР на певній ділянці течії. За певних умов, на спаді паводку найбільш крупні фракції придонних наносів, при достатній їх кількості, можуть швидко і щільно осідати, зупинитися, ніби бронюючи ложе потоку. Такі відклади називають шарами самовимощення. В інших випадках, в умовах переважання фракцій дрібніших наносів, крупні частинки слабо переносяться потоком і під дією власної ваги поступово занурюються в донні відклади. На певній їх глибині може утворитися так званий базальний горизонт. Малорухомі відклади з крупних частинок наносів на поверхні ложа потоку (русла річки) можуть також утворюватися внаслідок особливих умов, процесів. Це осипання з прилеглих корінних схилів долини чи тераси, виноси селевих потоків, перенесення примерзлих до криги уламків. В умовах суворого холодного клімату останній процес може призводити до бронювання цілих ділянок русел.

Цілком очевидно, що основним чинником руху наносів є нахил місцевості (поздовжні похили русел), відповідна реалізація потенційної енергії, перехід її у кінетичну, тобто у швидкості течії.

Гірські потоки можуть зрушувати валуни та брили, рівнинні – переважно пісок. Збільшення крупності руслоформуєчих наносів спостерігається і на ділянках місцевого збільшення похилів руслових потоків. При зростанні кутів нахилу змінюються механізми функціонування СПР – реалізуються надкритичні режими, проявляються селеві процеси. М.І. Маккавєєвим також введено поняття про аблювіальний ефект – зрушення достатньо крупних частинок наносів під власною вагою за рахунок значних похилів і підмиву потоком нижче розташованих частинок, які ніби підпирали перші.

Уперше залежність максимальної крупності частинок наносів від швидкості потоків води у першій половині ХІХ ст. описав Ері (закон Ері). Сучасна схема пояснення цього закону така:

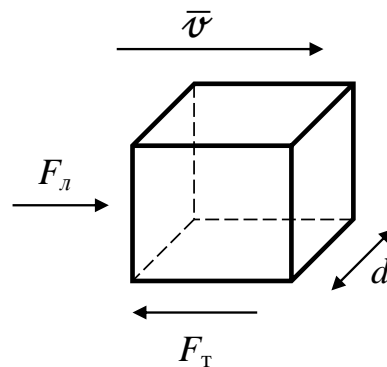


Рис. 23.4. Схема зрушення придонної частинки наносів:

F_L – сила лобового тиску на частинку наносів; F_T – сила тертя спокою

$$F_L = \gamma_B \cdot k \cdot d^2 \cdot \frac{v^2}{2g}, \quad (23.30)$$

де k – коефіцієнт пропорційності.

$$F_T = (\gamma_H - \gamma_B) d^2 \varphi, \quad (23.31)$$

де φ – коефіцієнт тертя спокою; γ_H – питома вага частинок наносів.

Обидві сили утворюють моменти, баланс між якими відповідає умовам початку руху частинки. Ричаги відносно центру мас становлять $d/2$ – відстань від бічних поверхонь. Оскільки в момент зрушення $\varphi \rightarrow 0$, момент сили опору частинки залежить тільки від її ваги.

$$\gamma_B \cdot k \cdot d^3 \frac{v^2}{4g} = (\gamma_H - \gamma_B) d^4 \cdot \frac{1}{2}, \quad (23.32)$$

звідки

$$d = \left[\frac{k \cdot \gamma_B}{(\gamma_H - \gamma_B) \cdot 2g} \right] \cdot v^2. \quad (23.33)$$

Для ваги частинки отримуємо:

$$\gamma_H d^3 = \gamma_H \left[\frac{k \cdot \gamma_B}{(\gamma_H - \gamma_B) \cdot 2g} \right]^3 \cdot v^6, \quad (23.34)$$

або

$$\gamma_H d^3 = A \cdot v^6. \quad (23.35)$$

Це співвідношення називають законом Ерї.

Крупність транспортованих потоком наносів, згідно з (23.33), залежить від квадрату швидкості течії, що відповідає кінетичній енергії потоку.

Наведена схема стосується питання (задач) опису динамічних та кінематичних умов зважування (зрушення, відриву) частинок незв'язного донного ґрунту (алювію, донних відкладів). Способи розв'язання цієї задачі поступово розвиваються, поглиблюються. Відповідно змінюються і схеми діючих сил. Наприклад, згідно з В.С. Боровковим, сила тяжіння, що діє на частинку, становить:

$$F_G = \sigma_G \left(\frac{\rho_H}{\rho_B} - 1 \right) \frac{\pi d^3}{6}. \quad (23.36)$$

Сила лобового тиску

$$F_x = \rho \cdot d_x \cdot C_D \cdot \frac{\pi d^2}{4} - \frac{u_k^2}{2}, \quad (23.37)$$

де C_D – коефіцієнт гідродинамічного опору; $u_k = \bar{u}_k + u'$ – актуальна (миттєва) швидкість на рівні вершин виступів шорсткості.

Підйомна сила:

$$F_z = \rho \alpha_z C_{\Pi} \frac{\pi d^2}{4} \cdot \frac{u_k^2}{2}, \quad (23.38)$$

де C_{Π} – коефіцієнт підйомної сили.

Сила зчеплення з іншими частинками:

$$F_{\sigma} = \sigma_p \cdot \frac{\pi d^2}{4}. \quad (23.39)$$

Сила гідростатичного притискання (пригрузки):

$$F_p = \rho g h \alpha_p \frac{\pi d^2}{4}. \quad (23.40)$$

Аналіз діючих сил показав, що умова рівноваги – відрив частинки – залежить від співвідношення критичної швидкості течії $u_{кр}$ і гідравлічної крупності частинки. У свою чергу співвідношення $\frac{u_{кр}}{W}$ залежить від гідравлічного опору зернистої поверхні:

$$\frac{u_{кр}}{W} = 0,42 \sqrt{\lambda_S}. \quad (23.41)$$

Водночас слід враховувати, що на реалізацію даної умови впливають ще й інші чинники: характер рельєфу дна, вміст дрібнозернистих зважених частинок у воді тощо. Інший тип задач опису відриву і транспорту наносів пов'язаний з умовами зв'язного або скельного ґрунту. Загалом закони транспорту наносів носять складний стохастичний ієрархічний характер і є складовою функціонування СПР загалом.

Спостереження за стоком придонних наносів повинні враховувати складні механізми їх транспорту. У зв'язку з цим методи спостережень і, відповідно, прилади, засоби постійно вдосконалюються, а точність не завжди достатня.

Найпростішими приладами для відбору проб захоплених наносів є різноманітні батометри. Точність таких спостережень невисока, оскільки вони вносять збурення у потік, ними треба детально охопити різні складові рельєфу дна. Розроблено також реєстратор руху наносів (РРН). Це металева штанга круглого перерізу, що встановлюється у потік вертикально і реєструє удари частинок наносів. Імпульс від ударів у вигляді пружних коливань передається по металу і приймається п'єзоелементом, який перетворює енергію коливань в електричну. Сигнали п'єзоелемента обробляє аналізатор імпульсів. (Або здійснюється запис сигналів, а потім обробка).

Особливою групою сучасних методів спостережень за придонними наносами є трасерні. Для цього у потік запускають у певний спосіб помічені частинки – трасери. Вони повинні мати певну вагу і структуру, подібну до натуральних. Мічення здійснюється за допомогою люмінесцентних фарбників, радіоактивних ізотопів або із застосуванням феромагнітних матеріалів. Відповідно до цього використовують певну методику спостережень і апаратуру. Загалом трасери розміщуються на дні потоку в певному початковому створі. Далі реєструють їх просування вниз за течією. Можна реєструвати зміни концентрації трасерів у часі при проходженні ними контрольного створу. Спостереження за трасерами можуть поєднуватися зі спостереженнями за донними грядками. Сучасні прилади й обладнання дозволяють детально фіксувати зміни донного рельєфу і створювати відповідні комп'ютерні відображення – моделі. Хоча такі спостереження більш придатні для рівнинних річок.

Найкращими способами визначення стоку придонних наносів є об'ємний та сумарний. При застосуванні об'ємного способу всі транспортовані наноси (за період часу Δt) акумулюються в певній ємності (пастці). Але він придатний лише для малих потоків. Існують також способи встановлення донних пасток.

Сумарний спосіб передбачає періодичне обстеження тіл занесення водосховищ.

Окрім вивчення стоку придонних наносів, ведеться спостереження за донними відкладами, перш за все, за їх гранулометричним складом. Прилади для відбору проб, переважно під водою, називають дночерпачами, відбірниками проб або донними щупами. На ділянках річок, де в межень значна частина русла звільняється з-під води, а донні відклади складаються з крупних фракцій (насамперед це гірські річки), застосовують фотографічний метод. На наноси ставлять рамку розмірами $1 \text{ м} \times 1 \text{ м}$, поділену решіткою (з натягнутих дротів або інших матеріалів) на квадрати $10 \text{ см} \times 10 \text{ см}$. Робиться кілька фотографій у різних частинах русла. Потім проводиться їх обробка. Можна просто фотографувати рейку.

Дослідження складу та кількості наносів виконується не тільки спеціалізованими службами моніторингу середовища, але і досить часто при практичних потребах або науковими установами. Важливою складовою їх вивчення є лабораторний експеримент.

23.8. Розрахунок витрат захоплених наносів

У випадках, коли застосовується вимірювання витрат придонних наносів за допомогою батометрів, їх елементарна витрата на вертикалі становить

$$p_{\text{зх}} = \frac{m}{tl}, \quad (23.42)$$

де m – маса наносів, кг; t – час відбору проб, с; l – ширина вхідного отвору батометра, м.

Загальна витрата:

$$P_{\text{зх}} = 0,5p_{\text{зх}}b_0 + 0,5p_{\text{зх}}b_N + \sum_{i=1}^N 0,5(p_{\text{зх}i} + p_{\text{зх}i+1})b_i, \quad (23.43)$$

де b_0 та b_N – відстані між крайніми витратами та урізами берегів або межами смуги руху наносів; b_i – відстань між i та $i + 1$ вертикалями; $p_{\text{зх}i}$ – витрата захоплених наносів на i -й вертикалі. Витрату також можна визначити графічним способом – як площу епюри елементарних витрат по ширині.

За наявності даних про виміряні витрати захоплених наносів їх середні добові значення визначають через зв'язки $P_{зх} = f(Q)$ або $P_{зх} = f(Q, x)$, де x – гідравлічна характеристика ділянки потоку та русла (швидкість, похил тощо). Зв'язки можуть бути досить складними.

Спосіб розрахунку витрати придонних наносів з урахуванням параметрів донних гряд буде розглянуто при вивченні структурного транспорту наносів.

У гідрології розроблено досить багато методів розрахунку витрат захоплених наносів. Частина з них базується на схемах зрушування, зважування частинок донних наносів (відкладів). Із закону Ері випливає:

$$K\sqrt{d} = v, \quad (23.44)$$

де K – коефіцієнт пропорційності, що дорівнює приблизно 5,0. Надалі було виявлено, що це співвідношення справедливе лише для досить крупних частинок, більших, ніж товщина придонного шару потоку (в'язкого підшару). Враховуючи це і спираючись на результати лабораторних експериментів з частинками $d = 0,1-0,5$ мм, М.А. Великанов запропонував формулу

$$\frac{v^2}{gd} = 15 + \frac{6}{d}, \quad (23.45)$$

або

$$v = 3,14\sqrt{15d + 0,006}. \quad (23.46)$$

Вона також має свої обмеження. Зокрема, при $v \leq 0,24$ не пересуваються навіть найдрібніші частинки.

Дослідженнями В.М. Гончарова, І.І. Леві та інших учених визначено критичні швидкості течії. Зокрема, розглянуто поняття про кризові (критичні) умови стійкості зерен на дні руслового потоку, критичну середню швидкість течії на вертикалі, незрушуючу (нижню граничну) критичну швидкість та зриваючу (верхню граничну) критичну швидкість. Згідно з теоретичною схемою В.М. Гончарова, рівняння для критичної швидкості враховує як умови кризи стійкості частинки безпосередньо на дні потоку, так і характер профілю швидкостей плоского потоку по глибині.

$$v_{кр} = \lg \frac{8,8h}{d} \sqrt{\frac{2g(\gamma_n - \gamma)d}{\alpha\gamma}}. \quad (23.47)$$

Для найменшої зриваючої швидкості та її співвідношення з незрушуючою отримано:

$$v_3 = \lg \frac{8,8h}{d} \sqrt{\frac{2g(\gamma_H - \gamma)d}{1,75\gamma}} = 1,41v_H. \quad (23.48)$$

Пропорційність цих швидкостей відносної гладкості потоку – h/d – відображає переважно вплив глибини.

У спрощеному вигляді в багатьох схемах задіюють поняття «нерозмиваючі швидкості» потоку (v_0). Для них запропоновано багато формул, а також відповідні таблиці.

У гідравліці та гідротехніці, по відношенню до функціонування каналів (див. тему 12), використовують поняття мінімальної (незамулюючої) та максимальної (нерозмиваючої) допустимої швидкості. Тут також вдаються до відповідних формул і таблиць (наведені в нормативних документах та довідниках). Зокрема, для $v_{\text{доп.}}$ при $\frac{h}{d} \leq 600$ застосовують формулу Студеничникова:

$$v_{\text{доп.}} = 3,6 \sqrt[4]{\frac{h}{d}}, \text{ м/с}, \quad (23.49)$$

при $\frac{h}{d} > 600$ – формулу Латишенкова:

$$v_{\text{доп.}} = 5 \cdot d^{0,3} \cdot h^{0,2}, \text{ м/с}. \quad (23.50)$$

Вона подібна до формули Шамова:

$$v_{\text{в.гр.}} = 6,0 \cdot d^{\frac{1}{3}} \cdot h^{\frac{1}{6}}. \quad (23.51)$$

$$v_H = v_{\text{в.гр.}} \approx 0,62v_{\text{в.гр.}} = 3,7 \cdot d^{\frac{1}{3}} \cdot h^{\frac{1}{6}}. \quad (23.52)$$

Для розрахунку власне витрати придонних наносів досить розповсюджене використання схеми

$$p_{\text{зх}} = G = v_{\text{нан.}} \cdot \gamma_H \cdot d \cdot m, \quad (23.53)$$

де $v_{\text{нан.}}$ – швидкість руху наносів; m – динамічний коефіцієнт суцільності руху наносів. Ця схема відображає транспорт наносів у шарі товщиною, що приблизно дорівнює d .

Приймають:

$$v \sim v_c - v_H, \quad (23.54)$$

де v_c – середня швидкість на вертикалі.

За Гончаровим,

$$m = m_0 \left(\frac{v_c}{v_3}\right)^3, \quad (23.55)$$

де m_0 – відносний статичний коефіцієнт суцільності заповнення відкладів частинками наносів.

Більш детальні дослідження показали, що

$$m = m_0 \left(\frac{v}{v_3}\right)^3 \cdot \left(\frac{d}{h}\right)^n. \quad (23.56)$$

Для елементарної витрати придонних (захоплених) наносів отримуємо:

$$p_{3x} = m_0 \cdot \gamma_H \cdot d (v_c - v_H) \left(\frac{v_c}{v_3}\right)^3 \cdot \left(\frac{d}{h}\right)^n, \quad (23.57)$$

де p_{3x} – у кг/с · м.

Замінімо v_3 на $1,6 v_H$ і позначимо

$$\left(\frac{1}{1,6}\right)^3 \cdot m_0 \cdot \gamma_H \cdot d = k. \quad (23.58)$$

Тоді

$$p_{3x} = k (v_c - v_H) \left(\frac{v_c}{v_3}\right)^3 \cdot \left(\frac{d}{h}\right)^n. \quad (23.59)$$

За даними Г.І. Шамова,

$$p_{3x} = 0,95 \cdot \sqrt{d} \cdot (v_c - v_H) \cdot \left(\frac{v_c}{v_3}\right)^3 \cdot \left(\frac{d}{h}\right)^{\frac{1}{4}}, \quad (23.60)$$

де B, h, d – у м; v – у м/с; p_{3x} – у кг/с · м.

Вона рекомендована для $d = 0,1 \div 2$ мм.

Загальна витрата буде:

$$P_{3x} = \int_0^B p_{3x}, \quad (23.61)$$

або при рівномірному розподілі p_{3x} по ширині потоку:

$$P_{3x} = B \cdot p_{3x}. \quad (23.62)$$

При цьому також виконується відсікання фракцій нерухомих наносів.

$$d_{\text{гран}} = 0,012 \frac{v^3}{h}. \quad (23.63)$$

За методом В.М. Гончарова,

$$P_{3x} = 1,2 \cdot B \cdot (1 + \varphi) \cdot v_{\text{ГН}} \cdot d_c \cdot \left(\frac{v_c}{v_{\text{ГН}}}\right)^{\frac{13}{3}}, \quad (23.64)$$

де $v_{\text{ГН}}$ – гранична незрушуюча швидкість; d_c – середнє значення крупності наносів у суміші; φ – параметр. (P_{3x} – у кг/с, інші розмірності такі ж, як і у формулі Шамова. Принципу розмірностей тут не дотримано).

$$v_{\text{ГН}} = \lg 8,8 \frac{h}{d_{95}} \cdot \sqrt{\left(\frac{2g(\rho_H - \rho)}{3,5\rho}\right) d_c}, \quad (23.65)$$

де d_{95} – діаметр крупних частинок, дрібніше яких у загальній пробі вміщується 95 %.

Значення φ залежить від d_c .

| | | | | | | | | | | |
|------------|------|-----|------|------|------|------|------|------|------|------|
| d_c , мм | 0,06 | 0,1 | 0,2 | 0,4 | 0,6 | 0,8 | 1,0 | 1,2 | 1,5 | >1,5 |
| φ | 15,8 | 7,3 | 3,25 | 2,09 | 1,67 | 1,42 | 1,25 | 1,15 | 1,15 | 1,00 |

Якщо в суміші наносів на дні є фракції, що не зрушуються при даних швидкостях течії, їх слід виключати з розгляду.

Для розрахунку витрат захоплених наносів гірських та напівгірських річок ($\bar{d} = 2 \div 200$ мм) можна застосовувати метод В.В. Романовського.

$$P_{зх} = 0,01B \cdot d \cdot \rho_{в.н.} \cdot \alpha \cdot (v_c - v_0 \sqrt{\frac{f}{f_0}}) \cdot \left(\frac{v_c}{v_0} \cdot \frac{w_{\max}}{w}\right), \quad (23.66)$$

де d – середньозважений діаметр наносів, що рухаються у придонній області потоку; $\rho_{в.н.}$ – густина відкладів наносів (у пухкому тілі); α – перехідний коефіцієнт від середньої швидкості потоку до придонної; v_0 – початкова швидкість зсуву (тягнення) потоком частинок розміром d ; f – коефіцієнт динамічного тертя частинок об підстильну поверхню дна; f_0 – коефіцієнт статичного тертя частинок об підстильну поверхню дна; w_{\max} – максимальна вертикальна пульсація швидкості потоку; w – гідравлічна крупність частинок, що залежить від d та коефіцієнта форми частинок θ . Початкова швидкість v_0 та перехідний коефіцієнт α залежать від певних гідравлічних параметрів потоку, коефіцієнт статичного тертя – від величини і форми частинок, коефіцієнт динамічного тертя – від співвідношення v/v_0 та форми частинок.

Для гірських річок, складених найбільш крупним матеріалом, при відносних гладкостях $h/d < 15$ і так званій безструктурній формі руху придонних наносів можна використовувати формулу, розроблену вченими Киргизького НДІ водного господарства.

$$P_{зх} = k \frac{\gamma_n v}{\sqrt{g}} \cdot \sqrt{d} \cdot \left(\frac{v}{v_{з.н.}}\right)^3 \cdot (v - v_{з.н.}) \cdot \left(\frac{d}{h}\right)^{\frac{1}{m}}, \quad (23.67)$$

де $v_{з.н.} = 0,7v_0$; v_0 – швидкість потоку, при якій припиняється масове транспортування донних наносів (нерозмиваюча); k – коефіцієнт, що враховує форму частинок (для брилоподібних, окатаних $k = 0,0018$; для пластинчатих $k = 0,0012$); $\gamma_n = 2650$ кг/м³; $m = 1,5 + 0,314 \cdot C/\sqrt{g}$, де C – коефіцієнт Шезі на розрахунковій вертикалі.

23.9. Структурний транспорт наносів

Відносно збалансований транспорт наносів річковими потоками, із врахуванням неминучого періодичного осадження частинок на дно, означає, що процеси взмиву й акумуляції чергуються, взаємно доповнюються. Їх розподіл у просторі та часі означає утворення динамічних розмивних та акумулятивних форм – руслових форм і морфологічних елементів заплав. Ці форми називають проявом структурного транспорту наносів. Виявлено, що характер організації руху наносів, перш за все, залежить від співвідношень v/v_0 ; v/w або критеріїв стійкості. Особливою, найбільш важливою складовою структурного транспорту наносів є їх грядовий рух. Вивчення донних гряд – один із найважливіших напрямків досліджень річкових СПР, експериментальних СПР, СПР ПВС загалом. Схему руху донних гряд в умовах спокійної течії наведено на рис. 23.5.

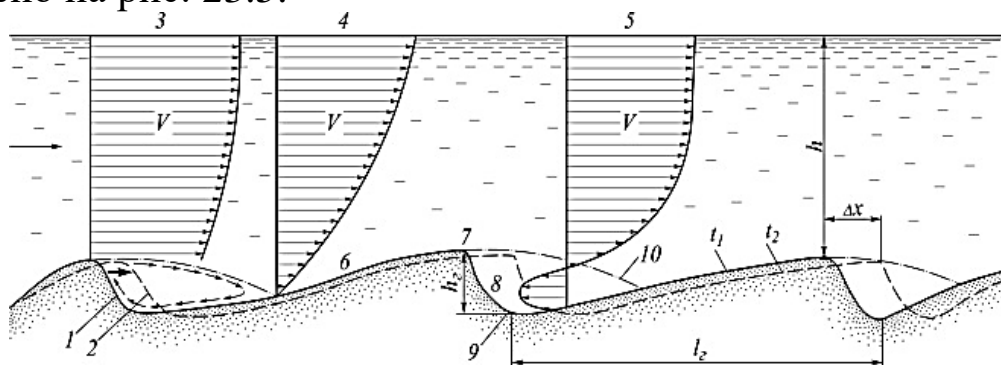


Рис. 23.5 Схеми руху придонних (захоплених) наносів у вигляді донних гряд:

*1 і 2 – послідовні положення гряд у моменти часу t_1 та t_2 ;
3, 4, 5 – епюри розподілу швидкостей течії; 6 – напірний скат гряди;
7 – гребінь гряди; 8 – тиловий скат; 9 – підвалля; 10 – межа коловоротної області; l_1 та h_1 – довжина та висота гряди відповідно*

Вважають допустимим оцінювати витрати придонних наносів через параметри донних гряд: довжина (крок) гряди – l_r ; висота гряди – h_r ; крутизна гряди – $K_r = h_r/l_r$; коефіцієнт повноти форми гряди – $\alpha = S/h_r l_r$, де S – площа перерізу гряди. Швидкість переміщення гряди розраховують за формулою

$$C_r = \frac{\Delta x}{\Delta t}, \quad (23.68)$$

де Δx – зміщення гребеня гряди за період часу Δt .

Для опису руху гряд по ширині річки призначають кілька поздовжніх профілів. На них періодично фіксують положення гряд і

визначають швидкість їх руху. Елементарну витрату придонних наносів визначають за формулою

$$p_{\Gamma} = \alpha \cdot \rho_{\text{відкл}} \cdot \bar{h}_{\Gamma} \cdot \bar{C}_{\Gamma}, \quad (23.69)$$

де α – коефіцієнт повноти форми гряди (приймається 0,5–0,6); $\rho_{\text{відкл}}$ – щільність (густина) наносів у гряді, у «пухкому тілі»; $\bar{h}_{\Gamma} \cdot \bar{C}_{\Gamma}$ – добуток середніх значень висоти і швидкості руху гряди для серії гряд у профілі (бажано охопити 20–30 гряд). Загальну витрату P_{Γ} визначають за такою такою формулою, як і при вимірюваннях батометром.

Експериментальні й натурні дослідження дозволили виділити основні форми організації, структури руху придонних наносів. Вони змінюються зі зростанням загальних та придонних швидкостей течії потоку, а також залежать від крупності наносів. За Н.С. Знаменською, основні закони розвитку донних гряд проявляються при зростанні витрат води, яке в річках, як правило, супроводжується зростанням витрат придонних наносів. Якщо розглядати процеси інтенсифікації транспорту частинок наносів, то першим видом є зрушення невеличкого їх шару на поверхні дна – перша гладка фаза. Наступний вид транспорту – це плоскі гряди малої крутизни, розташовані лініями поперек потоку. При наступній інтенсифікації виникають численні, дещо хаотично розташовані дрібні донні гряди – рифелі. Вони можуть бути різної величини. При досягненні величин, співмірних із шириною потоку, виникають перекошені та круті гряди (рис. 23.6).

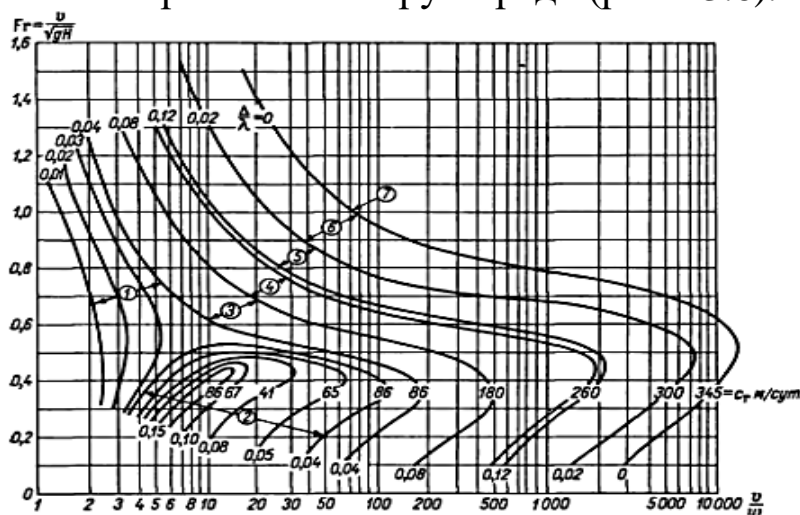


Рис. 23.6. Класифікація гряд за Н.С. Знаменською в залежності від числа Фруда та співвідношення середньої швидкості течії і гідралічної крупності наносів.

*Ізолінії відповідають певній крутизни та швидкості руху гряд.
1 – плоскі гряди; 2 – рифелі; 3 – перекошені гряди; 4 – круті гряди;
5 – змив, руйнація гряд; 6 – друга гладка фаза; 7 – антидюни*

Наступне збільшення інтенсивності руху призводить до руйнації гряд і виникнення так званої другої гладкої фази. Орієнтовні значення чисел Фруда при цьому становлять 1,0. При переході до бурхливої течії у потоці (СПР) можуть виникати специфічні, досить динамічні форми – анти дюни та ін. Вони характерні для гірських річок, часто складаються з гальки та валунів. При цьому напірний скат короткий і крутий, на нього річкові струмені ніби натикаються (рис. 23.7). Загалом транспорт наносів на гірських річках має значну специфіку порівняно з рівнинними.

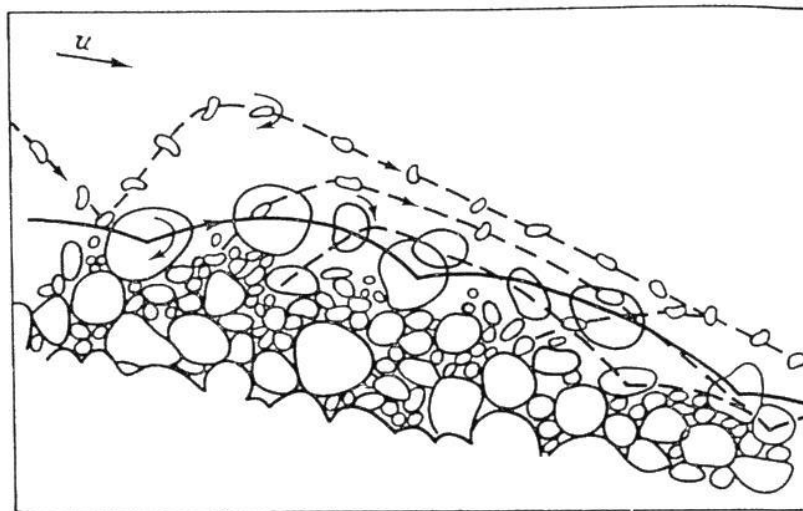


Рис. 23.7. Схеми руху придонних наносів у гірській річці у вигляді антидюн

Згідно з гідроморфологічною теорією руслового процесу, масові дрібні гряди називають мікроформами річкового русла, а гряди, що займають усю ширину русла або співмірні з нею, – мезоформами. До останніх відносять перекошені гряди (боковики), круті гряди (осередки та стрічкові).

Інколи значне збільшення витрат води, порівняно з тими, що відповідають утворенню крупних гряд-мезоформ, може призвести до зміни розміру всього русла. Схема такого процесу також запропонована Н.С. Знаменською. Ця схема, зокрема, відображає існування закономірного зв'язку між величиною цілісних мезоформ та активного цілісного струменя, якому вони відповідають.

23.10. Закономірності розподілу і трансформації крупності придонних наносів

На ділянках водотоків, де русловий потік може достатньо активно впливати на донні відклади, проявляється взаємозв'язок між його енергійністю, характером турбулентної течії та складом донних наносів. Під час руху потоку з вільною поверхнею реалізується потенційна енергія. Враховуючи, що більшість ПВС можна вважати плоскими, можна оцінити середню питому потужність на вертикалі:

$$\varepsilon = \frac{N'}{B} = \rho g \frac{Q}{B} i = \rho \frac{\omega v}{B} i = \rho g h v i. \quad (23.70)$$

Енергійність і турбулентність річок змінюється від гір до рівнин. Порівняємо достатньо велику гірську та рівнинну річки. Витрати паводків або водопіль на гірських річках сягають 500–1000 м³/с і дещо більше, на великих рівнинних – 40000–100000 м³/с. Саме під час цих фаз водного режиму СПР активно функціонує і впливає на придонні наноси. Водночас похили зменшуються від 10–5 ‰ до 0,1–0,05 ‰. Таким чином, загальна кілометрова потужність практично зберігається. Але на донні наноси впливає потужність на вертикалі. Для гірських річок можна орієнтовно прийняти $h = 3\text{--}4$ м, $v = 3\text{--}4$ м/с, для рівнинних $h = 30\text{--}40$ м, $v = 1\text{--}2$ м/с. Відповідно, показники потужності на вертикалі зменшуються в десятки разів. При цьому крупність наносів зменшується орієнтовно від 100 мм до 0,5–0,1 мм, тобто значно більше, ніж потужність. Це відповідає нелінійним зв'язкам у системі потік – русло (зокрема, між швидкістю течії і крупністю наносів) та особливостям змін характеристик турбулентності. Якщо тепер порівняти гірські річки із селевими потоками, то за рахунок значного збільшення похилів і тому, що необхідно враховувати вже густину суміші води з наносами, потужність буде достатньою для переміщення досить великих брил.

Існують також нелінійні зв'язки між Q_p ; d_c та I_0 (руслоформуючими витратами води, середнім діаметром руслоформуючих наносів і поздовжнім похилом днища долини або смуги руслоформування):

$$I_0 = f(Q_p^n \cdot d_c^m). \quad (23.71)$$

Цей зв'язок, зокрема, вказує на те, що на ділянках виходу корінних порід, де крупність руслоформуючих наносів зростає, або

в інших випадках зовнішнього впливу на СПР, що призводять до зростання значень d_c , повинні зростати й I_0 . Це спостерігається на річках.

Наноси, що надходять у русла річок, можуть бути різної величини, форми, ступеня окатаності, мінералогічного складу. У горах це галька, валуни, брили. Такі наноси з'являються і на рівнинних річках, де вони перетинають виходи кристалічного фундаменту або морени давніх льодовиків, а також у каньйонах.

У верхів'ях гірських річок наноси частіше неокатані. На різних річках вони можуть бути різної величини. Місця скупчення брил і великих валунів, як у горах, так і на рівнині, переважно пов'язані з виходом корінних порід. Тобто вони якщо і рухаються, то на невеликі відстані. При цьому зазнають процесів «місцевого» окатування. Загалом найбільші фракції масово розповсюдженого (такого, що суцільною масою рухається по руслу) алювію характеризується величиною приблизно 100–300 мм. При переході до передгір'їв та рівнини крупність донних наносів поступово зменшується, орієнтовно до 5 мм. У межах рівнин вони можуть бути різної величини, але переважають піски. Для ділянок річок у межах низовин середня їх величина може становити 0,1–0,2 мм. Менші частинки рідко формують русла. Вони характерні для річок, подібних до Хуанхе (після перетину Лесового плато), що пов'язано з особливостями місцевих умов. Глинисті, суглинисті русла відносять до русел у зв'язних породах. Вони характеризуються значною специфікою формування твердого стоку.

Під час руху частинки наносів складно взаємодіють. Відбуваються процеси розколювання, окатування, що залежать як від складу, міцності порід, так і від гідравлічних умов у потоках. Найбільша інтенсивність процесів руйнування, стирання спостерігається в умовах гірських річок із крупними наносами. У середині ХХ століття розпочалися дослідження таких процесів. Зокрема, Штернберг виходив із пропорційності стирання силам тертя

$$\frac{dP}{dx} = -C\varphi P, \quad (23.72)$$

де P – вага частинок; x – зміна координати (шлях); C – константа; φ – коефіцієнт, що враховує тертя і форму частинок.

Після інтегрування отримуємо:

$$P = P_0 e^{-C\varphi x}. \quad (23.73)$$

Якщо враховувати, що вага пропорційна діаметру у третьому степені, то

$$d = d_0 e^{\frac{-C\varphi x}{3}} = d_0 e^{-ax}. \quad (23.74)$$

За даними Штернберга, параметр a залежить від характеру порід, з яких складаються частинки. Для вапняків $a = 4,4 \times 10^{-6} \text{ м}^{-1}$, для гранітів – $2,2 \times 10^{-6} \text{ м}^{-1}$. Згідно з Карасьовим, подібний закон можна віднести до розмиву та подрібнення зв'язних ґрунтів. Він отримав дані для делювіального суглинку $a = 573 \times 10^{-5} \text{ м}^{-1}$, для ґрунтового дрібнозему – $175 \times 10^{-5} \text{ м}^{-1}$. Аналогічні залежності розглянуті також іншими авторами (Мірцхулава, Боровков та ін.). Так, Веліканов, Мірцхулава та інші автори відмічають, що процеси змін характеристик суміші частинок підлягають більш складним закономірностям, включаючи їх статистичний характер.

Зміни величини руслоформуєчих наносів пов'язані не тільки з процесами подрібнення та окатування. Частина крупних фракцій може поступово осідати й повільно формувати алювіальні відклади на днищах долин річок. Саме спільна дія всіх цих процесів лежить в основі взаємозв'язку між крупністю та показниками питомої потужності. Спрямовані зміни вздовж течії річок найкраще простежуються на ділянках вільного саморозвитку СПР у передгір'ях (у межах алювіальних рівнин) або загалом уздовж течії річок у випадках увігнутого поздовжнього профілю. Коли поздовжній профіль має сходинки (місцеві базиси ерозії) або загалом опуклий, описаний зв'язок проявляється не тільки у зменшенні, а й у збільшенні діаметра.

У 50–60-х роках ХХ століття проведено ряд експериментальних досліджень щодо подрібнення та перетирання різних фракцій наносів. Зокрема, Н.В. Разуміхін дійшов висновку, що найбільшому механічному стиранню підлягають фракції дрібного гравію, а найбільшому подрібненню – фракції дрібної гальки. Найменше стирається середній та крупний гравій. Пізніше, дослідженнями 70–80-х років із біохімічного вивітрювання, що супроводжує механічні процеси взаємодії частинок наносів, доведено його найбільшу інтенсивність для середнього та крупного гравію. Це призводить до значного пониження імовірності формування природних гравійних русел, оскільки загалом у ділянці його фракцій поєднуються максимуми механічного перетирання та біохімічного вивітрювання.

Дослідники МДУ (Р.В. Лодіна та ін.) виявили зв'язок між d_c та елементарною потужністю одиниці об'єму потоку $\rho g v I$, Дж/м³с. Залежність має нелінійний характер, що відрізняється для крупного алювію та пісків. У діапазоні переважання гравію залежність не виражена (рис. 23.8). Очевидно, це пов'язано зі складними перебудовами в організації придонного шару СПР і турбулентності загалом.

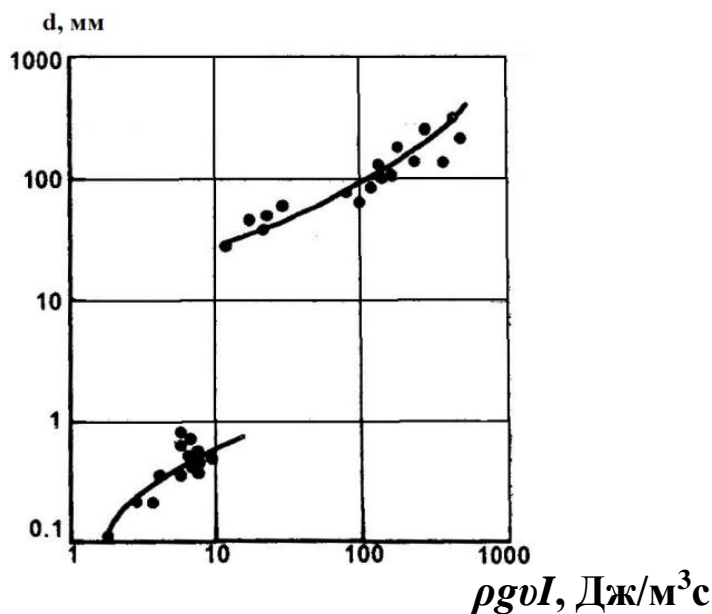


Рис. 23.8. Зв'язок середньозваженого діаметра руслових наносів р. Терек із питомою потужністю потоку (за Р.В. Лодіною та ін.)

За тривалі проміжки часу формуються системи алювіальних відкладів. Натомість сучасними процесами можуть прориватися й трансформуватися давні утворення. Відклади особливих речовин – це розсипи. Закономірностям формування розсипів присвячена ціла галузь досліджень на межі гідравліки, гідрології річок (водотоків), геоморфології та геології. Розсипи пов'язані з мінералами або самородними елементами з $\rho_x \geq \rho_n$. Це може бути дорогоцінне каміння, метали, інші речовини. Розсипом називають частину алювіальних відкладів, де закономірно підвищена концентрація корисного компонента.

Особливості розподілу крупності руслового алювію впливають на процеси руслоформування на ділянках водотоків. Зокрема, узагальнено розглядають таку категорію, як стійкість річкового русла. Альтернативна категорія рухомості. Перший показник стійкості запропонував В.М. Лохтін (згодом – число Лохтіна):

$$L = \eta = \frac{d}{i}. \quad (23.75)$$

Пізніше М.А. Великанов запропонував показник

$$\eta = \frac{gd}{v_d^2}, \quad (23.76)$$

де v_d – придонна швидкість потоку. В.М. Маккавєєв запропонував

$$\eta = k \frac{d}{hi}. \quad (23.77)$$

М.І. Маккавєєв запропонував також

$$\eta' = \frac{d}{Bi}. \quad (23.78)$$

Поняття стійкості по відношенню до всього русла значно складніше, ніж по відношенню до придонних наносів, і якісно відрізняється від останнього. Це стійкість цілісної самоорганізованої системи. Такого роду дослідження поки що недостатньо розвинуті.

Поєднання вивчення закономірностей функціонування СПР та закономірностей транспортування і перевідкладення наносів можна також простежити на прикладі методу Крессера. Він запропонований у 60-х роках ХХ століття і полягає у відображенні на одному графіку інтегральних (кумулятивних) кривих гранулометричного складу завислих та придонних наносів. За такими графіками можна судити про взаємозв'язок між придонними та завислими наносами, співвідношення між ними. М.Є. Кондратьєв вважав, що стік завислих наносів підлеглий по відношенню до стоку придонних, оскільки дрібні фракції є заповнювачем між крупними. Тому розмиви дна значно впливають на сумарний стік наносів, а їх баланс – один із важливих механізмів саморегуляції СПР. Пізніше З.Д. Копаліані виділив основні типи кривих Крессера (рис. 23.8).

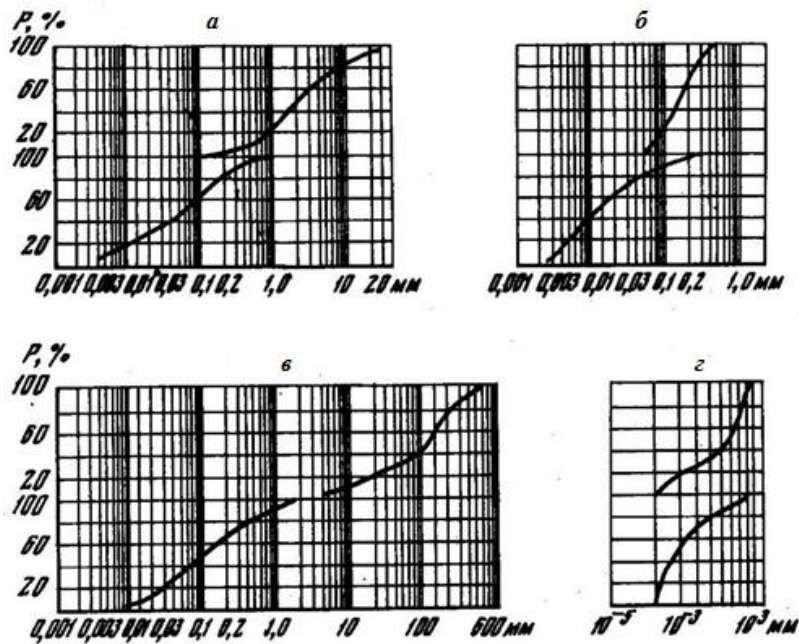


Рис. 23.8. Типи кривих Крессера (за З.Д. Копаліані).
Взаємний обмін зваженими та придонними наносами:
а – слабкий; б – активний; в – відсутній; г – повний

23.11. Транспортуюча здатність потоків, сумарні витрати, стік і відклади річкових наносів

Згідно з гідрологічним словником О.І. Чеботарьова, транспортуюча здатність потоку (ТЗП) – це гранична витрата наносів, яку здатний транспортувати потік. ТЗП залежить від гідравлічних характеристик потоку (похил, швидкості, глибини тощо) та складу наносів, тобто визначається конкретними місцевими умовами на ділянці потоку. Якщо реальна витрата (надходження) наносів більша, ніж ТЗП, то відбувається процес осадження, акумуляції частини з них. В умовах недостачі наносів потік починає розмивати ложе і береги. Багато дослідників також пов'язують поняття ТЗП із поняттям незамулюючої швидкості потоку, тобто такої, коли транспортується максимальна кількість наносів, але не відбувається спрямована їх акумуляція.

Постановка питання про вивчення транспортуючої здатності потоків пов'язана з двома основними обставинами: 1) механізми транспорту придонних наносів і поділу наносів на придонні та завислі виявляються дуже складними; 2) у практичному відношенні часто необхідно оцінювати сумарний стік та баланс наносів.

Отже, ТЗП тісно пов'язана із сумарною витратою наносів або загальною середньою мутністю потоку.

М.А. Веліканов звертає увагу на те, що будь-яка статистична теорія наносів не вирішує в загальній формі питання про абсолютні значення мутності, мова може йти тільки про розподіл по вертикалі відносних її значень. Це означає необхідність використання фактичного матеріалу по конкретних ділянках водотоків, оскільки фактичний розподіл наносів по вертикалі залежить не лише від кінематичної структури потоку, а й значною мірою від наявності в руслі річки наносів, що можуть бути зваженими, їх кількості та фракційного складу. Спостерігаються ділянки річок із великими швидкостями течії і ТЗП, але складені крупними наносами. Тут реальна мутність буде незначною. Тоді як, на ділянках з повільною течією, але з дрібними донними наносами мутність може бути великою. Для застосування положень гравітаційної теорії руху наносів М.А. Веліканов звертається до аналізу умов граничного насичення потоків наносами, що виникають у випадках саморозмиву наносів та гідротранспорту наносів.

Транспорт наносів загалом пов'язується автором з енергобалансом турбулентного потоку та характеристиками турбулентності. Розроблено відповідні методи розрахунку і формули. Зокрема, роботу потоку по підтримці частинок усіх наносів у його товщі на одиницю об'єму пропонується розраховувати за формулою

$$T = g(\rho_s - \rho)Sw, \quad (23.79)$$

де S – концентрація наносів у пухкому тілі (відкладах); w – гідравлічна крупність, що відповідає середньому діаметру фракції. (Загальна робота розраховується як сума робіт по зважуванню фракцій).

А.В. Караушев пов'язував ТЗП із висновками дифузійної теорії руху наносів щодо характеру розподілу мутності по глибині потоку (вертикалі). «Якщо фактична витрата зважених наносів у потоці дорівнює його транспортуючій здатності, то осадження та взмив наносів у придонному шарі врівноважується, а епюра мутності набуває форми рівноважної кривої, що описується експоненційною формулою». Від мутності робиться перехід до витрат наносів:

$$P_s = qkN \frac{v_h^2}{h} \Gamma, \quad (23.80)$$

де q – витрата води на вертикалі (одинична); N – деяке характеристичне число; Γ – так званий гідромеханічний параметр; k

– коефіцієнт, який при відносному об’ємному відображенні мутності дорівнює 0,000057, а при ваговому (г/м^3) – 150; v_h – середня швидкість на даній вертикалі. Значення гідромеханічного параметра задаються номограмами або таблично, як функція коефіцієнта Шезі. Отже, ТЗП (за А. Караушевим) нелінійно залежить від опору й енергійності потоку (СПР).

За К.В. Грішаніним, відкритий потік, при заданих глибині та швидкості течії, може переносити кількість зважених частинок заданої гідравлічної крупності, що не перевищує певної межі. Витрата твердих домішок, відповідна даній границі, називається ТЗП, а відповідний вміст твердої фази (середній у живому перерізі) – критичною концентрацією або критичною мутністю. Розглянувши найбільш обґрунтовані, на його думку, формули критичної концентрації та повної витрати наносів К.В. Грішанін дійшов висновку про основну роль таких чинників: 1) кінетичність потоку (число Фруда – $Fr = \frac{v^2}{gR} = \frac{v^2}{gh}$); 2) рухомість частинок ($\frac{v_*}{w} = \frac{\sqrt{ghi}}{w}$); 3) гідравлічний опір русла (C/\sqrt{g}).

Він також запропонував залежність між останніми двома чинниками (ступенем їх впливу), що дозволяє замінити один другим. На основі цього виведена спрощена узагальнююча формула

$$S \sim Fr \left(\frac{v_*}{w_0} \right)^{1,25}, \quad (23.81)$$

де w_0 відповідає середньому діаметру суміші наносів, що рухаються. (Нагадаємо, що перш за все тут розглядаються завислі наноси).

Згідно з В.С. Боровковим, ТЗП може бути досліджена лише на основі детального вивчення руху твердих частинок у річковому потоці. Його придонна область найбільш сильно насичена змитими частинками. Тому саме її треба вивчати насамперед. На основі детального аналізу таких процесів, включаючи особливості плямистого масового взмиву, він дійшов висновку про значний вплив коефіцієнта гідравлічного опору (третьої степінь) на ТЗП.

Якщо для річок питання ТЗП так і не вирішено остаточно у практичному відношенні, то для каналів розроблено та запропоновано більш апробовані підходи. Це пов’язано з можливостями регулювати, задавати значну частину характеристик і параметрів потоків та русел. Загалом підходи до розв’язання практичних задач стосовно розмивних (незакріплених) каналів

можна поділити на кілька груп: 1) подібні до розробок по річках; 2) теорія режиму (режимних каналів); 3) граничної захоплюючої сили (сили, що тягне); 4) допустимих (незамулюючих) швидкостей.

Особливим питанням визначення ТЗВ та сумарної витрати наносів є розгляд руху селей та селевих паводків на річках. В таких умовах, очевидно, досягається величина транспорту наносів, близька до найбільшої. Як приклад наведемо формулу КиргНДІВГ, рекомендовану для умов $i > 0,01$ (похил дна в абсолютних одиницях) і катастрофічних паводків або повеней (повторюваність до 10 разів на 100 років):

$$T = P_S = Q_t = 7000Q\left(\frac{h}{d}\right)^{0,7} \cdot i^{2,2}. \quad (23.82)$$

На відміну від інших дослідників, М.Є. Кондратьєв наголошував на необхідності розглядати не тільки і не стільки детальні механізми транспорту частинок наносів, скільки функціонування СПР загалом як складної ієрархічно побудованої системи. При цьому на кожному рівні функціонування виявляються власні закони, які не можна звести до законів нижчих рівнів. У зв'язку із цим питання про ТЗП він запропонував розглядати крізь призму здатності природних потоків до саморегуляції. Звернувшись до аналізу формул витрати придонних наносів, дійшов висновку про широкі можливості потоку змінювати свою транспортуючу здатність шляхом зміни відношення глибини потоку до його ширини. Науковець вважав, що при недостатці наносів русло заглиблюється і стає вузьким, а при надлишку – наноси відкладаються, глибина зменшується, ширина збільшується. Очевидно також, що при цьому змінюється кінематична структура, характер турбулентності руслового потоку. Отже, транспорт наносів (перш за все руслоформуючих) слід розглядати як структурне вираження процесів руслоформування і через вивчення відповідних законів. Саме такий підхід розвинула Н.С. Знаменська, базуючись на детальних дослідженнях донних гряд та їх ролі в розвитку русел, функціонуванні СПР.

Підсумуємо вищевикладене. Основними чинниками, параметрами СПР, з якими пов'язують ТЗП і сумарну витрату наносів, є гідравлічний опір (витрати енергії, енергобаланс); рухомість – стійкість русла; динамізм або кінетичність потоку (числа Фруда – параметр кінетичності). Категорії рухомості

виражають або через гідравлічну крупність наносів $\frac{v_*}{w} = \frac{\sqrt{ghi}}{w}$, або через відносну геометричну крупність $\frac{hi}{d}$. При цьому враховується і енергетика потоку, і відносність дій крупності при різних глибинах. Згідно з К.В. Грішаніним, перші два чинники взаємозалежні й взаємозамінні. Тому структура загальної залежності спрощується. Можна порівняти:

за Грішаніним,

$$S \sim Fr \left(\frac{v_*}{w_0} \right)^{1,25}, \quad (23.83)$$

згідно зі Знаменською та Клейном,

$$C_{ppm} = 10000 Fr^4 \left(\frac{hi}{d} \right)^2. \quad (23.84)$$

Перша формула стосується переважно дрібних наносів, друга – придонних, включно з найбільшими.

Очевидно, що з кінетичністю потоку і втратами енергії взаємопов'язані характер турбулентності, внутрішньої самоорганізації аж до критичних і надкритичних станів. Відомо, що основні спрямовані зміни опору й кінетичності річок відбуваються при переході від рівнинних ділянок до гірських. Так само змінюються і критерії рухомості – стійкості. Шукані найбільш загальні закономірності повинні охоплювати такі зміни.

Як можна побачити з наведеного огляду, співвідношення ролі та процесів транспортування завислих придонних наносів досить складне. Водночас воно важливе як у теоретичному, так і у практичному відношенні. Тому дане питання намагалися вирішувати ще від середини ХХ століття.

За схемою І.Ф. Карасьова, відношення витрат захоплених і завислих наносів ($P_{зх}/P_{зв}$) найбільше у деякий момент після початку руху гряд. Тобто воно різко зростає від початку руху окремих донних частинок до утворення гряд (при збільшенні значень параметра v/v_0 до 1,7). Потім поступово зменшується (при зростанні v/v_0 до 10). Значно виражена залежність від параметра d/h (від 0,0001 до 0,01). Очевидно, що згідно з наведеними даними, такі висновки стосуються передусім піщаних і частково гравійно-галькових русел. Для гірських річок залежності можуть бути іншими. Зростання v/v_0 до $> 2-3$ означає перехід до рівнинних річок, де частка завислих наносів, безумовно, зростає.

Дослідження гірських річок Киргизії (К. Артамонов, А. Крошкін) засвідчили, що співвідношення $P_{зх}/P_{зв}$ при $i > 40 \text{ ‰}$ може досягати 2–3, а при $i = 8\text{–}15 \text{ ‰}$ – 0,15–0,45, при $i = 2\text{–}5 \text{ ‰}$ – 0,02–0,15.

У рівнинних річках це співвідношення може становити десятки та соті.

Огляд та аналіз такого роду досліджень виконав також З.Д. Копаліані. Він виявив, що витрата придонних наносів тісно пов'язана з рухом донних гряд. Витрату завислих наносів слід оцінювати на основі вимірювань. Співвідношення витрат на вертикалі $p_{зх}/p_{зв}$ залежить від чисел Фруда (у вигляді v/\sqrt{gh}), власне мутності зважених частинок та частково від відносної висоти через (h_T/h) . Від мутності залежність зворотна, що загалом відповідає географічній закономірності переходу до річок, насичених дрібними наносами. Діапазон змін $p_{зх}/p_{зв}$ дуже великий: від 0,001 до майже 1000.

Транспортування наносів поверхневими водотоками суходолу призводить до формування різних видів їх відкладів як у межах суходолу, так і в межах Світового океану. Більш точні й повні спостереження за мутністю річок пов'язані із завислими, дрібними частинками. Саме переважно вони виносяться в океани та моря. Оцінки стоку придонних наносів передбачають розрахунки, спостереження за донними грядами, а також обстеження різних форм відкладів (конусів виносу, алювіальних рівнин, дельт, тіл занесення водосховищ тощо). Менш розповсюджені методи оцінки об'єктів розмиву, ерозії поверхні суходолу (новоутворених від'ємних ерозійних форм).

Спостережена мутність річок змінюється у великому діапазоні значень. Середні багаторічні величини добре корелюють із геоморфологічними та кліматичними умовами у басейнах річок. Річки перезволожених територій і в межах кристалічних щитів характеризуються мутністю води менше 10 г/м^3 . Для низовин лісостепу та степу вона зростає до $100\text{–}250 \text{ г/м}^3$. На річках у межах височин цієї зони досягає $250\text{–}500$ і навіть 1000 г/м^3 . Це стосується й зволожених гір. У період паводків або повеней мутність річок тут становить $20\text{–}40$ тис. г/м^3 . У посушливих районах може бути різною. У сприятливих умовах гір та передгір'їв з потужними корами вивітрювання та відкладами дрібнозернистого матеріалу мутність

може зростати до 10–100 тис. г/м³. А якщо розглядати неосереднені величини, то значно більше. У такі періоди, при концентрації твердої фази понад 100 кг/м³, річки стають подібними до селевих потоків.

За сучасними даними, загальний стік наносів річок у Світовий океан, найбільш імовірно, становить 18–22 млрд т/рік. Із них стік придонних – до 2–3 %. При загальній площі суходолу 159 млн км² отримуємо середній модуль твердого стоку 125,8 т/км² · рік. Очевидно, що він значно змінюється по території. Для зволжених низовин він менше 5 т/км² · рік, а для гір може досягати 200 та більше. У басейнах річок з найбільшою мутністю становить тисячі тонн із квадратного кілометра на рік.

Особливим видом наносів є деревний. Він пов'язаний переважно з гірськими умовами, а також з антропогенним впливом (вирубка лісу, молевий сплав тощо). Ним спричинені й особливі явища на поверхневих водотоках, річках: навали деревини, затори з неї, відклади топляку тощо.

Для обліку стоку наносів, аналізу розмиву русел, накопичення відкладів алювію та вирішення інших питань складають баланси наносів.

РОЗДІЛ 24

РУСЛОВІ ПОТОКИ І СИСТЕМА ПОТІК-РУСЛО

24.1. Дослідження кінематичних структур турбулентних руслових потоків

Кінематика розглядає геометричну, просторову картину руху без врахування мас і діючих сил. Кінематика турбулентного потоку означає відображення картини руху різного роду вихорів та інших утворень на фоні і у взаємозв'язку із загальною картиною руху. Такого роду дослідження проводяться вже понад 100 років за допомогою фотофіксації, кінозйомки руху індикаторів та забарвлювачів. (Однак найперші дослідження вихорів і течій здійснив ще Леонардо да Вінчі. Він відображав їх на рисунках на основі власних спостережень). Поступово сформувалося поняття про кінематичну структуру руслового потоку. По відношенню до окремих типів структур говорять про кінематичні/гідродинамічні структури потоку. Вони характеризуються певними розмірами, формами параметрами.

Наявні дві протилежні концепції кінематики вихрового потоку. Перша з них запропонована Людвігом Прандтлем. Згідно з нею, турбулентний потік складається з численних «молей» («вихрових складових»), що безладно перемішуються один відносно одного у поперечному до загальної течії напрямку. Порядок розмірів цих «молей» значно менший від поперечних розмірів потоку, наприклад від глибини.

Друга концепція вводить поняття про ієрархію турбулентних структур. Це пов'язано як з дослідженнями пульсацій швидкостей, на чому ми вже зауважували при розгляді першого питання, так і з безпосереднім відображенням кінематичних структур.

Особливості кінематичної структури річкових потоків почали вивчати ще до активного застосування теорії турбулентності. Одним з перших це зробив наприкінці XIX століття відомий російський інженер-гідротехнік та дослідник М.С. Лесявський. У доповіді на 3-му з'їзді російських діячів з водних шляхів у 1896 році він написав: «...форма русла знаходиться у тісному взаємозв'язку з

розташуванням та швидкостями різних струменів, і тому для повного вивчення руху води у річках з рухомим ложем необхідно, паралельно із вивченням річкових струменів, виконувати дослідження змін у конфігурації русла».

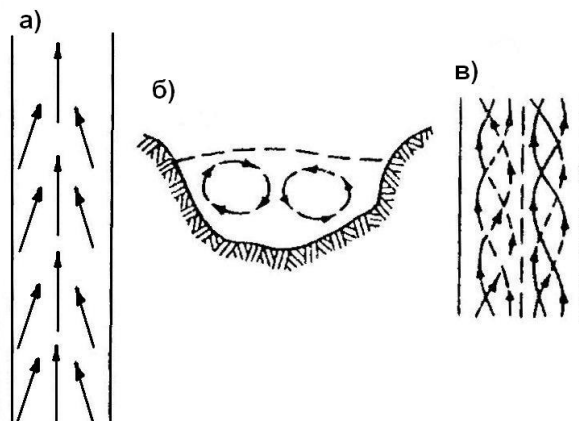


Рис. 24.1. Схеми циркуляції водних потоків (за М. Лелявським)

Іншим напрямком вивчення кінематичної структури руслових потоків був аналіз поперечної циркуляції води. Перш за все це стосувалось повороту русла і дії сили Коріоліса. Але надалі почала складатися загальна картина поперечних циркуляцій, що відображали й основні струмені. Зокрема, і результати експериментальних досліджень О.І. Лосієвського.

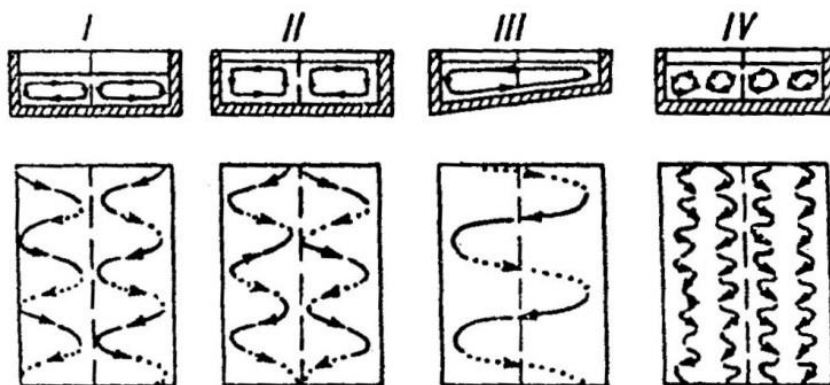


Рис. 24.2. Схеми циркуляційних течій (за О. Лосієвським)

Принципово важливий внесок у дослідження кінематичної структури руслового потоку зробив М.А. Великанов. Його дослідження кінематичної структури органічно пов'язані як із вивченням річкової турбулентності, так і з постулатом про взаємодію потоку та русла. Він розглядав поняття «вторинних течій» як основне, більш широке у порівнянні з поняттям «поперечних циркуляцій». «Перше, що ми повинні зробити, приступаючи до аналізу

швидкісного поля власне руслового потоку, це виділити у ньому із загального первинного поступального руху ті вторинні рухи, що пов'язані зі складністю форм його русла і є характерною ознакою, що відрізняє природні потоки від схематизованих призматичних потоків, що вивчаються у технічній гідравліці».

Стосовно поперечних циркуляцій М.А. Веліканов стояв на принциповій позиції про те, що вони властиві будь-якому односпрямованому потоку. Він писав, що багато хто просто констатує наявність звивин річок та відповідних циркуляцій. Але ж циркуляції розвиваються й у прямолінійних потоках. Це було засвідчено рядом експериментальних досліджень, перш за все О.І. Лосієвського. «Поперечна циркуляція у річковому потоці є одним з основних чинників, які зумовлюють морфологічний тип річкового русла».

Він писав: «... поперечна циркуляція може бути стійкою лише тоді, коли вона єдина [цілісна], але чим ширше [плоскіше] січення, тим менша імовірність появи у ньому лише однієї циркуляції; завжди мінімум дві або чотири, або більше; причому на прямій ділянці із січенням, близьким до прямокутного, обов'язково парна кількість». Отже, тут ідеться про внутрішній поділ потоку на окремі струмені.

Базуючись на результатах вивчення річкової, руслової турбулентності, М.А. Веліканов запропонував виділяти низькочастотні пульсації (крупномасштабні турбулентні утворення) в особливі структурні форми течії. У зв'язку із цим все поле швидкостей ділиться на три категорії, складові: 1 – поле осереднених у часі швидкостей, осереднений рух; 2 – поле структурних відхилень; 3 – поле випадкових пульсацій.

«У русловому потоці структурні утворення відіграють провідну роль...». «Весь потік в цілому можна уявляти таким, що складається з майже періодично повторюваних макроформ, розміри котрих мають порядок поперечних розмірів самого потоку». М.А. Веліканов підкреслював їх роль у взаємодії потоку та русла. Принципово важливим було й питання: «... чи можна відносити поперечну циркуляцію (за своєю природою) до основного руху... чи вона є лише однією із вторинних течій, пов'язаних з пульсаціями низьких частот?». М.А. Веліканов з усією визначеністю наполягав на другій позиції. Тобто він пов'язував циркуляції із структурами макротурбулентності потоку, їх особливою організацією. Таку організованість він простежував також у структурі русла.

Особливим аспектом розгляду кінематичної картини, структури руслового потоку є аналіз характеру поздовжнього профілю вільної поверхні. Адже у гідравліці вважають, що характер вільної поверхні адекватно відображає особливості течії загалом і, перш за все, величини внутрішнього опору (якщо не розглядати особливі типи хвиль на поверхні, наприклад вітрові). М.А. Великанов вважав, що: «Плановому чергуванню плес і перекатів... вочевидь повинно відповідати і чергування більш крутих похилів на перекатах та більш пологих на плесах. Це впливає з найпростіших гідравлічних міркувань: на плесах наявний упорядкований рух з меншими опорами, а на перекатах безладний з більшими опорами». При збільшенні витрат і підвищенні рівнів води профіль вільної поверхні вирівнюється. М.А. Великанов це пов'язував з особливостями змін характеру опорів. Але також на це впливає формування транзитної течії, яка менше залежна від мінливості опорів ложа, «згладжує», видозмінює їх вплив. У поєднанні з положенням про виникнення меандрування з прямолінійного русла, тобто за наявності одного загального річкового струменя, приходимо до уявлення про те, що він також транзитний відносно незалежний у гідроморфологічному і гідродинамічному розумінні від придонної ділянки потоку.

24.2. Поняття та загальні відомості про поверхневі водотоки суходолу

Частина атмосферних опадів може стікати по поверхні суходолу. Це відбувається у вигляді різноманітних водних потоків. Якщо виключити з розгляду мікропотоки на поверхні рослин, у сніговому покриві, у льодовиках, рух твердої фази льодовиків і частину потоків антропогенного походження – отримаємо сукупність об'єктів, що, власне, й називають поверхневими водотоками суходолу (ПВС). Їх розвиток характеризується певними закономірностями: системно-гідродинамічними, гідролого-геоморфологічними, гідролого-геолого-географічними, земної еволюції (та акваеволюції).

На відносно припіднятих і вирівняних частинах (поверхнях) суходолу, де розпочинається стікання води, може функціонувати сітка водних мікрооб'єктів, яку відносять до категорії мікрогідрографічної. Оскільки навіть пологі схили впливають на спрямоване стікання води – мікропотоки переважають над

мікроводами. Униз за схилами поступово розвиваються і починають переважати водотоки, сконцентровані у струмені – струминні ПВС.

Концентрація у струмені, перш за все, пов'язана з гідродинамічними законами самоорганізації турбулентних потоків. Зокрема, у струменях зменшується внутрішній опір руху. Натомість вивільнена енергія може спрямовуватися на розмив та перенесення твердих частинок ґрунту, внаслідок чого формується мікроруслло, або справжнє русло. Так виникає система потік – русло (СПР) струминного роду. На неї розповсюджуються загальні закони функціонування складних саморегульованих систем, як-от закон нелінійності зв'язків, впливів та відгуків. Одним з проявів дії цього закону у турбулентних струменях є закон їх об'єднання (неперетину) при зустрічі, контакті. У природі загалом (атмосфера, океан, суходіл) не спостерігається перетину турбулентних струменів. Імовірно, на об'єднання спрямовані самоорганізаційні процеси. Для умов суходолу це також означає закономірне переважання процесів об'єднання русел, від'ємних лінійних форм рельєфу. Іншим аспектом прояву загального закону нелінійності є закон нелінійного зростання еродуючої або транспортуючої здатності струменевих ПВС зі зростанням витрат води, що, зокрема, проявляється і при об'єднанні потоків. Це також сприяє закріпленню поєднань вироблених ними лінійних від'ємних форм рельєфу. (Зауважимо, що цей закон проявляється і за рахунок зростання мінливості витрат води, амплітуд їх змін).

Системно-гідродинамічні закони первинні й залежать, насамперед, від властивостей неперервного середовища. У даному випадку – води або води з домішками. Вони носять досить загальний характер. Але проявляються у найрізноманітніших природних умовах. Для струминних СПР це означає адаптацію до них. Поверхневі руслові потоки можуть поєднуватися з підповерхневими, наприклад підрусловими. Існують також підземні потоки або ділянки підземної течії потоків.

Загалом різноманіття динаміки струминних ПВС досить велике. Особливо це стосується мікропотоків, малих схилових потоків. Тут на рух можуть впливати сили поверхневого натягу, надкритичні режими (при числах Фруда > 1 можуть спостерігатися стоячі хвилі, косі хвилі, явища аерації тощо). Особливою динамікою

характеризуються селеві потоки, потоки прориву. На річках також особливі водоспади, пороги. Водночас навіть організоване стягування потоків у струмені – явище більш загального характеру, закон вищого рівня. Процеси динаміки потоків загалом можна розглядати на різних просторових та якісних рівнях.

Розвиток та діяльність ПВС підлягають також ряду гідролого-геоморфологічних закономірностей. Перш за все, завдяки закону об'єднання та здійсненню ерозійно-транспортно-аккумулятивної роботи ПВС в межах схилу. У верхній частині схилу утворюється водозбірна лійка, у середній – канал стоку, у нижній – конус виносу (рис. 23.5).

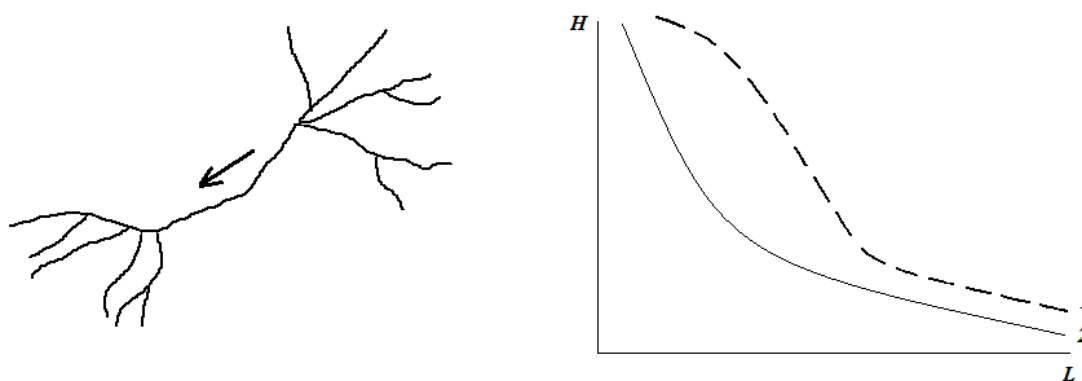


Рис. 24.5. Схема елементарного ерозійно-транспортно-аккумулятивного комплексу поверхневого водотоку суходолу:

1 – профіль схилу; 2 – вироблений профіль поверхневого водотоку

Цей комплекс (геосистема) включає систему потоків та їхніх русел – елементарну струминно-руслову систему, що є його активною частиною, першоосною. Така самоорганізована структура існує в різних просторових масштабах. Це можуть бути: мікрооб'єкти на схилах; яри і струмки, що перетинають цілий місцевий схил; системи селєвих потоків і найбільші річки з верхів'ями, основною течією та дельтами. Отже, ерозія ґрунтів завжди завершується відкладанням перенесеного матеріалу. Тому також говорять про ерозійно-аккумулятивні комплекси.

Іншою гідролого-геоморфологічною закономірністю є зміна ролі струминних ПВС у процесах формування рельєфу поверхні суходолу. Найменші з них переважно підкорені місцевим, локальним умовам підстильної поверхні. Їх ерозійна діяльність слабо виражена. Нижче за схилами її прояви стають дедалі більш помітними. У відповідних умовах можуть розвиватися яри. Але все

одно вони прив'язані до місцевих схилів. Натомість навіть первинні долини річок передбачають наявність двох протилежних схилів, що належать до основних місцевих форм рельєфу. Діяльність і долини річок перших порядків переважно підкорені місцевим формам рельєфу, а долини вище 4 – 5 порядків можуть їх розрізати, перетинати. Вони стають консеквентними, основними, «стовбурними»; перетинають різні геоморфологічні райони. На ділянках зменшення кутів нахилу місцевості, зокрема в гирлових областях, днища долин переважно стають більш розлогими, деколи долини зникають або стають інверсійними. Але завдяки формуванню значних алювіальних відкладів роль річок у розвитку рельєфу залишається значною.

Ця закономірність у деяких випадках може доповнюватися значною сукупною роллю діяльності невеликих водотоків у формуванні місцевого рельєфу, наприклад бедлендів та інших утворень.

Діяльність ПВС загалом відносять до найбільш потужних екзогенних чинників формування рельєфу суходолу. З нею може бути порівняна лише роль материкових зледенінь.

З основними якісними переходами вздовж течії ПВС пов'язані їх основні, якісно відмінні різновиди, що мають власні особливості функціонування. Основними переходами можна вважати: 1) виникнення струминних ПВС; 2) розвиток ярів та балок; 3) розвиток первинних річкових долин; 4) перехід до основних, стовбурних долин; 5) перехід в зони завершення долин, перш за все гирлові. Відмітимо, що в ході їх вивчення сформувались певні наукові дисципліни: ерозіознавство, селезнавство, ряд дисциплін, які вивчають річки, гідрологія гирлових областей тощо). Водночас слід зазначити, що межі цих груп об'єктів не завжди чітко виражені. Наприклад, схилі потоки в областях достатнього та надмірного зволоження можуть існувати практично весь рік, тому їх важко назвати тимчасовими. Натомість річки, які характеризують як постійні водотоки, в умовах посушливого клімату можуть пересихати, мати течію лише частину року. Межа між балками та річковими долинами також не завжди чітко виражена. Процеси на тимчасових водотоках, зокрема селі, можуть захоплювати верхню течію річок. Отже, існують об'єкти перехідного, змішаного характеру.

Наступною важливою гідролого-геоморфологічною закономірністю функціонування струминних ПВС, що тісно пов'язана із законами їх об'єднання та посилення ерозійно-транспортуючої здатності, є утворення систем дендричного виду. Оскільки у таких системах стік води збирається в один потік, територію, охоплену цим процесом, називають водозбором (або басейном), межі водозборів називають вододілами. Такого роду об'єкти характеризуються великим діапазоном абсолютних розмірів: від мікрооб'єктів до найбільших річкових систем. Вони розвиваються і побудовані за певними законами. Перш за все це взаємопов'язаність та спрямованість саморозвитку дендричної системи та басейну. Спрямованість пов'язана з додатним зворотним зв'язком, що полягає у підсиленні процесів формування стоку води за рахунок врізання водотоків у підстильну поверхню, збільшенні витрат води в них і відповідному наступному зростанні їх ерозійно-транспортуючої здатності. Басейни являють собою специфічні форми рельєфу. На мікрорівні вони мають простішу будову, а на макрорівні це складні комплекси.

Найбільш відомим поняттям, пов'язаним з дендричною структурою ПВС, є річкові системи (РС). У гідрологічних дослідженнях використовують поняття систем первинних водотоків (первинної гідрографічної сітки) в межах схилів. Долини річок об'єднані у річково-долинні системи (РДС). У геоморфології розглядають також загальну систему ліній току, тальвегів; флювіальні геоморфологічні системи, флювіальні басейнові системи тощо.

Роль ПВС у процесах розвитку рельєфу суходолу є головною серед екзогенних чинників, окрім умов зледеніння або спустелювання. Їх діяльність проявляється у найрізноманітніших природних умовах. Це означає і різноманіття створюваних форм. Поверхневі об'єкти можуть у певний спосіб поєднуватися з підземними. Наприклад, із підрусловими потоками, ділянками підземної течії. При цьому гідродинамічні закони, закони самоорганізації флювіальних систем, систем потік – русло реалізуються згідно із зовнішніми природними умовами. Системи водотоків та вироблених ними форм рельєфу можна розглядати як певні структури (зокрема просторові, територіальні).

Функціонування поверхневих водотоків суходолу – частина загальних геологічних, географічних, еволюційних процесів. Басейнові геосистеми є важливими складовими біосфери, географічної оболонки. У зв'язку із цим існують та вивчаються гідролого-геолого-

географічні та гідролого-еволюційні закони їх розвитку. Так, природні умови впливають на процеси стокоформування, ерозійно-транспортно-акумулятивні процеси, функціонування систем потік – русло. Геолого-географічні закономірності враховують у класифікуванні ПВС. Їх розвиток характеризується як поступовістю, циклічністю, періодичністю, так і різкими змінами, катастрофічними явищами. Останнє пов'язане з особливостями формування стоку води, а також із дією інших чинників (прориви гребель, селі, зсуви тощо).

Територіальні структури вироблені діяльністю ПВС являють собою первинні, абіогенні ландшафти. Вони впливають на мікроклімат, мезоклімат, розподіл тепла та вологи. Отже, вони виступають першоосновою екосистем суходолу та ландшафтів загалом. Виникає їх басейнова структура, конфігурація. Розглядають басейнові геосистеми.

Гідродинамічні, гідролого-геоморфологічні закони функціонування ПВС, будови та розвитку басейнових систем поєднуються з біологічними та геоеволюційними, включаючи діяльність людини. Їх вивчення – актуальна задача гідрології.

24.3 Поняття про річкову систему потік – русло

Річки – класичний об'єкт досліджень гідрології та багатьох інших наук. Вище ми вже відмічали, що річкові СПР відносять до роду струминних. Водночас різноманіття і складність їх динаміки та морфології надзвичайно великі. Саме тому єдина теорія річкових СПР поки що не створена. Натомість отримали розвиток різні напрямки досліджень, наукові школи, науки. Зокрема, це: динаміка руслових потоків, річкова гідравліка, Fluvial Hydraulic, вчення про річкові наноси, теорії руслового процесу, вчення про заплави, про гирла річок та інші. Запропоновано розглядати комплекс наук – руслознавство.

Історично та об'єктивно у дослідженнях річкових СПР застосовують два основних підходи, методи: гідродинамічний (або гідравлічний) та морфологічний (гідроморфологічний). Вони строго не роз'єднані і певною мірою можуть поєднуватись. Їх застосовують у дослідженнях і власне річкового потоку, і руху твердих домішок-наносів, і розвитку форм русел.

Відомо, що процеси самоорганізації відкритих динамічних систем супроводжуються виникненням відносно стійких форм (морфогенезом). Отже, існує об'єктивна основа застосування

гідроморфологічного підходу у вивченні струминних СПР у цілому й річкових зокрема. Об'єктивно слід розрізняти: закони власне даного роду самоорганізації; закони адаптації систем даного роду до конкретних умов. Важливо систематизувати дані про різноманіття множини досліджуваних об'єктів, а також їх місце у геосистемах загалом.

Стягування потоків у компактні, цілісні струмені є проявом головного процесу самоорганізації гідродинамічної системи даного роду. З досліджень вільних струменевих течій атмосфери та океану відомо, що їх розвиток характеризується ефектом так званої «від'ємної в'язкості». Струмінь володіє додатковою енергією поступального механічного руху. В умовах уповільнення, руйнування вона певною мірою витрачається. Ці процеси супроводжуються гідроморфологічними проявами (проявами гідроморфогенезу). Є два основних види втрати активності струменя: меандрування та розгалуження на менші струмені. Отже, можемо говорити про такі основні, загальновідомі форми струминних СПР: 1) цілісна прямолінійна; 2) звивиста цілісна меандрова; 3) розгалуження. Саме з них і розпочиналися класифікації річкових русел. Їх можна назвати генералізованими або головними морфологічними типами (ГМТ) струминних СПР. Уся еволюція струменів відбувається у складному турбулентному середовищі і є особливим видом процесів турбулентності. Річкові струмені – це також прояв упорядкування турбулентності. Існують гідроморфологічні ознаки, що вказують на однорідність процесів самоорганізації струменів атмосфери, океану, річок, експериментальних руслових потоків. Останнє твердження можна прийняти як постулат у дослідженнях річкових СПР.

Водночас необхідно розглядати значну специфіку умов розвитку струменів на поверхні суходолу. Вони змінюються від жорстких обмежень до достатньо вільних, від водоспадів до антирічок, від потоків практично без домішок до селевих. Тому необхідно послідовно виявляти прояви і закони власне струминної самоорганізації (починаючи від ГМТ), а також бачити змішані, перехідні, особливі форми.

Гідрологічні, географічні явища та процеси не підкорюються таким самим досить чітко вираженим законам, як фізичні або технічні. Геосистеми, географічні об'єкти виникають за рахунок дії досить гнучких процесів самоорганізації, що адаптуються до

конкретних умов, взаємодіють, утворюють перехідні форми. За таких обставин важливо виявляти сутність головного процесу такого роду самоорганізації. Виходячи з постулату про роль цілісних однорідних самоорганізованих струменів, у цій темі буде звернуто увагу на такі дослідження.

Русло – це форма. Тому дослідження русел за своїм змістом завжди були морфологічними. Оскільки об'єктом, який володіє цією формою і створює її, є потік, дослідження можна назвати гідроморфологічними. Такими вони і були по суті від самих початків вивчення річкових русел.

Проблема вивчення потоків з деформованими межами була також поставлена у гідродинаміці на початку ХХ століття М.А. Великанов, який запропонував назвати цей напрямок «Динамікою руслових потоків». Надалі він увів у науку постулат про взаємодію потоку та русла. З сучасних позицій це означає постулат про існування особливої гідродинамічної самоорганізованої системи потік – русло (СПР).

Пошук законів функціонування річкових СПР з часом привів до ідеї руслового процесу. Під такою назвою вийшла монографія М.В. Великанова (1958) та колективна монографія за редакцією М.Є. Кондратьєва (1959). Згодом роботи колективу Державного гідрологічного інституту отримали назву гідроморфологічної теорії руслового процесу.

Важливим її постулатом було поєднання, синтез гідродинамічного, гідрологічного та геоморфологічного аспектів досліджень. М.Є. Кондратьєв поставив за мету вести пошук найбільш загальних схем будови та розвитку русел, що відповідають сутності руслового процесу. В результаті створено типізацію руслового процесу. У монографії 1959 року виділяли чотири основних типарусел: 1) річки, що вільно меандрують; 2) річки з обмеженим меандруванням; 3) однорукавні немеандруючі річки; 4) розгалужені русла. Як бачимо, фактично це ГМТ. Удосконалена типізація опублікована у 60-х роках. На рис. 23.6 наведена схема типізації. Всі типи ув'язані в систему на базі певних принципів уявлень про русловий процес. Зокрема, «провідною ознакою вважалася звивистість русла, яка тісно пов'язана зі здатністю потоку транспортувати наноси». Значне надходження твердого матеріалу (наносів) потребує для його транспортування використання всього можливого позовжнього похилу річки, що досягається її спрямленням. При наступному збільшенні

навантаженості наносами потік втрачає глибину та збільшує ширину. Це характерно для руслової багаторукавності. Отже, критичний (граничний) похил, що відповідає однорукавному прямолінійному руслу, розділяє всі інші річки на дві великі групи: при надлишку поздовжнього похилу виникає меандрування з усіма його різновидами, а при недостатці утворюються широкі неглибокі (розгалужені) потоки у відносно прямолінійних руслах.

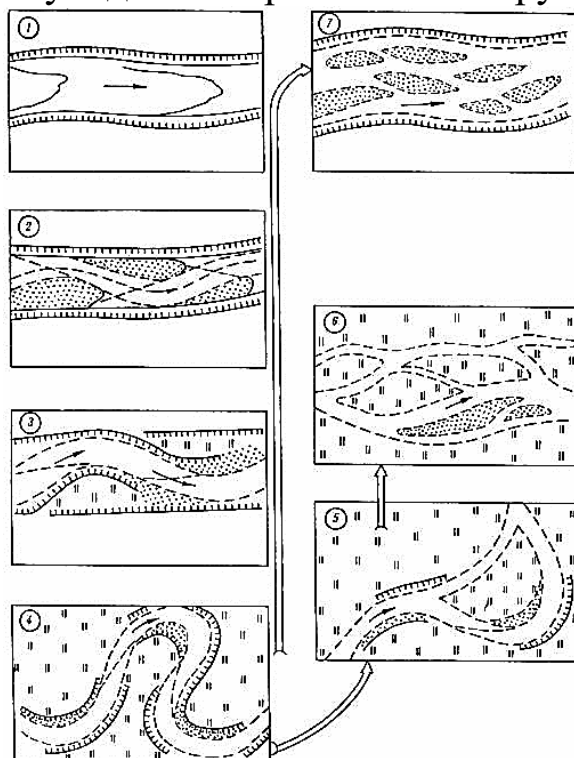


Рис. 24.6. Схема типізації руслового процесу (за М.Є. Кондратьєвим та І.В. Поповим): 1 – стрічково-грядовий процес; 2 – боковиковий; 3 – обмежене меандрування; 4 – вільне меандрування; 5 – незавершене меандрування; 6 – заплавна багаторукавність; 7 – руслова багаторукавність

Як бачимо, у центрі всієї системи процесів поставлені прямолінійні однорукавні русла, яким, за схемою типізації, відповідають стрічково-грядові та боковикові. Ці два типи руслового процесу полягають у періодичному зміщенні вниз за течією крупних гряд – мезоформ. І хоча дану типізацію завжди відносять до рівня макроформ, М.Є. Кондратьєв у 1982 році написав: «Вивчення мезоформ є шляхом до розкриття основних закономірностей власне руслового процесу і до розуміння його логіки».

Такий висновок підтверджується і багатьма іншими дослідженнями. Зокрема, відомий погляд М.А.Веліканова на зародження звивин з прямолінійного русла завдяки особливостям внутрішньої структури потоку також був доповнений експериментальними та натурними даними. Схематично це відображено на рис. 23.7.

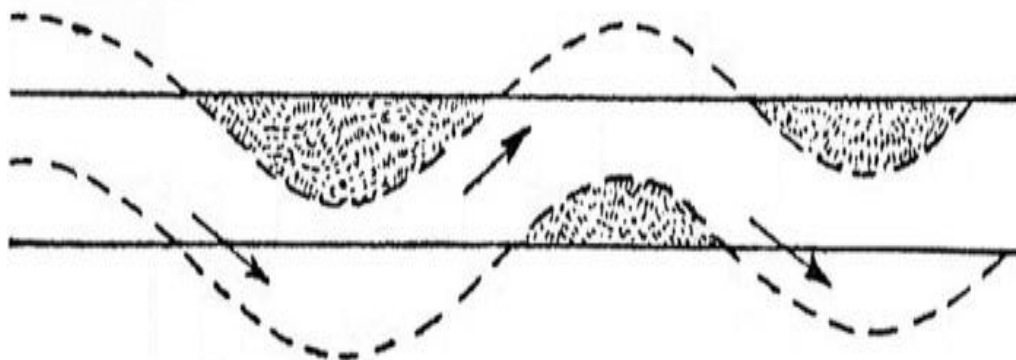


Рис. 24.7. Початкова стадія розвитку макроформ (звивин) русла з боковиків (за М.А. Велікановим)

За участю гряд зароджуються й розгалужені русла. Ділення річкової СПР розпочинаються з виникнення осередка на межі двох струменів. Надалі цей процес може примножуватися. Зокрема, це показано відомими експериментами Л. Леопольда та М. Вольмана.

24.4. Грядовий рух річкових наносів і струминна система потік – русло

Дослідженням грядового руху наносів та його ролі у русловому процесі присвячені праці Н. С. Знаменської. Стосовно розвитку СПР річок нею у 70-х роках було запропоновано враховувати в аналізі руслового процесу фази активного впливу потоку та успадкування вироблених форм (активні і пасивні процеси). Відповідну схему типізації руслового процесу наведено на рис. 23.8.

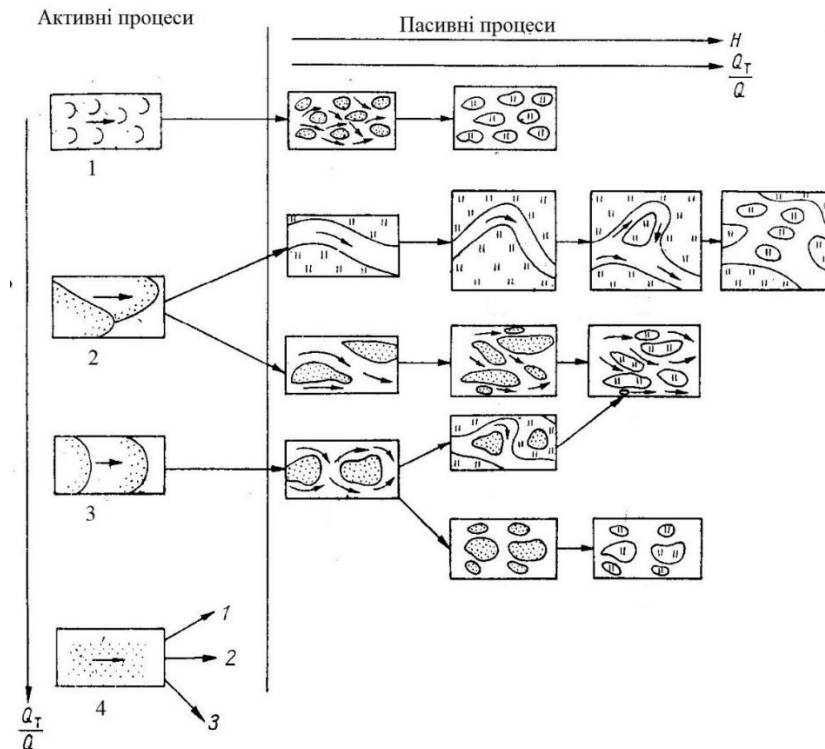


Рис. 24.8. Типізація руслового процесу за Н.С. Знаменською
 1 – осередковий тип (мікроформи); 2 – боковиковий тип (перекошені гряди); 3 – стрічково-грядовий тип (круті гряди); 4 – блукаючі річки (друга гладка фаза)

У 80-х роках у цю схему було введено процес подвоєння величини гряд-мезоформ у зв'язку зі збільшенням розмірів (витрати) активного потоку-струменя (рис. 24.9).

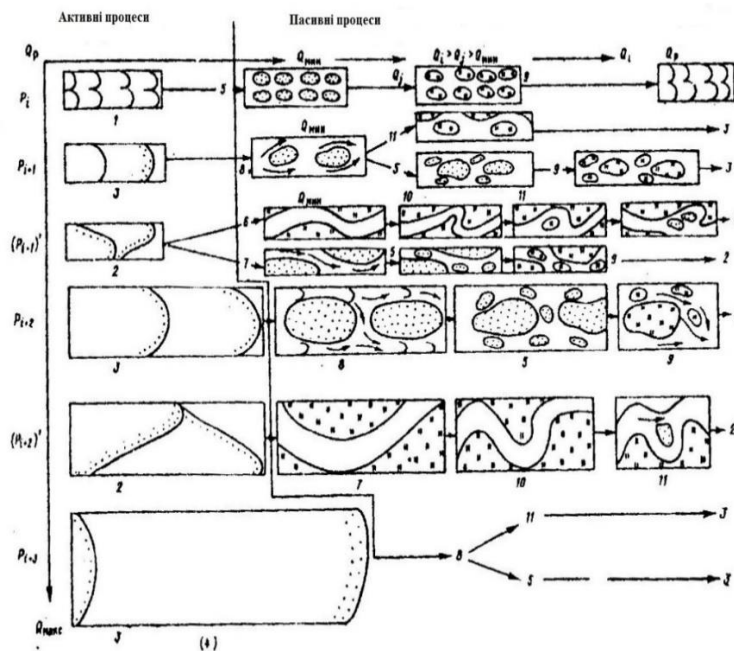


Рис. 24.9 Схема змін структурного транспорту наносів і розвитку руслових форм для активних та пасивних процесів (за Н.С. Знаменською)

Нею запропоновано розглядати процеси формування головного рельєфу русла, процеси його успадкування та відповідних структурних змін як єдині закономірності формування річкових русел, пов'язані з функціонування цілісноструминної СПР. Зокрема, вона вважала, що: «головною формою переносу основної кількості рухомих частинок донних наносів є зміщення структурних грядових утворень різної конфігурації та розмірів. В залежності від величини витрати води та гідравлічних характеристик річкового потоку гряди можуть збільшувати свої розміри, прискорювати рух або призупинятися з наступним поступовим розмивом. Вони можуть також змінювати свою форму та положення відносно берегів» [1]. Досліджуючи мікроформи, Н. С. Знаменська встановила, що вони визначаються турбулентністю потоку та у свою чергу значно впливають на гідравлічний опір. Зі збільшенням витрат води збільшення гряд відбувається стрибкоподібно. «Процес збільшення гряд переважно відбувається шляхом подвоєння їх довжини та ширини. Гідравлічний опір при цьому може відносно зменшуватися за рахунок зменшення крутизни та з'єднання окремих струменів потоку». Процес збільшення грядових форм можна розглядати доти, коли вони починають займати цю ширину русла. Витрата води, яка їх активно формує і рухає, називається руслоформуючою. Швидкісне поле потоку досягає найбільшої однорідності і характеризується наявністю цілісного струменя. Такі форми можна назвати головним рельєфом русла. «На спаді паводку або повені завершується активна фаза розвитку головного рельєфу русла і відбувається перехід до пасивної фази». Головні форми успадковуються та ускладнюються за рахунок вторинних. Цілісний потік також руйнується на окремі струмені, які вимушено обтікають успадковані форми. Руслоформуючі витрати формуються на річках досить рідко. Тому переважно ми спостерігаємо русло складної конфігурації: розгалужені, звивисті. З ними пов'язують розвиток макроформ русла – комплексних форм.

Ми вже зазначали, що процеси подвоєння розмірів гряд – мезоформ відображають закономірний їх зв'язок з розмірами всієї СПР. Такого роду гідроморфологічні залежності загальновідомі й розроблялись протягом двадцятого століття. Перш за все вони стосуються зв'язків витрат води, кроків основних форм русел,

ширин та глибин руслового потоку. Загальний вид залежності між кроками форм та витратами води: $L = K_1 Q^n$. Якщо кроки відносити до активних мезоформ, а витрати – до активного струменя, що їх створює $n \approx 0,67$. Графік такої залежності наведено на рис. 24.10.

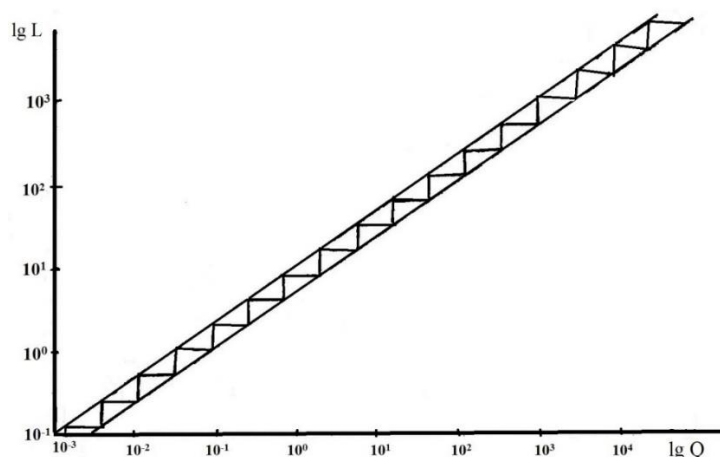


Рис. 24.10. Графік узагальненої залежності між кроками активних руслових форм та руслоформуєчими витратами води у річках та за експериментальними даними. (Витрати води подано в м³/с; крок форм в метрах)

Він побудований із врахуванням даних по річках, а також експериментальних даних. На ньому відображено схему подвоєння розмірів СПР Н.С. Знаменської. Також можна показати, що для меандруючих річок, для яких більш характерні пасивні умови руслоформування і менша вираженість активного струменя, кроки форм стають меншими (рис. 24.11).

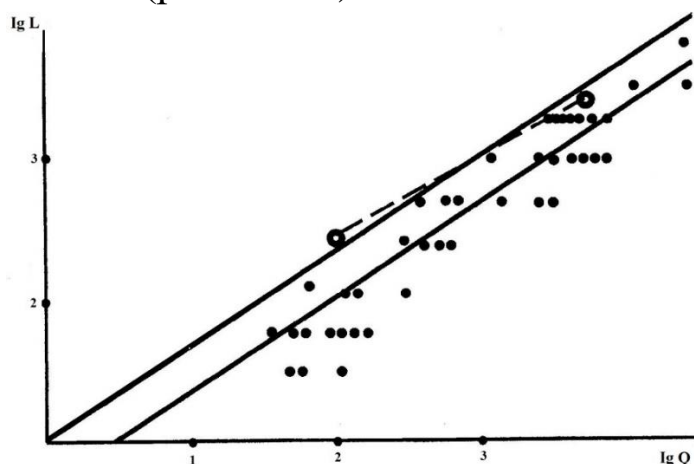


Рис. 23.11. Порівняння залежності $L = K_1 Q^n$ з даними про кроки невимушених річкових звивин (пунктирною лінією показано залежність для піщаних русел за даними Р.С. Чалова)

Область активного транзитного струменя у русловому потоці розташована над придонною. Остання виступає у ролі «рідкого ложа». Основні процеси морфогенезу здійснюються власне у відносно вільному струмені. Вільні струмені (струминні течії) формуються також в океані та атмосфері. Можна зробити припущення, що процеси їх самоорганізації подібні до таких же у річках або у лабораторних умовах. Ці течії створюють відповідні власні русла. Вони зароджуються у певних умовах завдяки інтенсифікації поступального руху. А в інших умовах інтенсивність руху послаблюється, вони починають меандрувати. Дані про кроки руслових форм, поперечні розміри і швидкості поступального руху струминних течій показують, що вони не протирічать залежності $L = K_1 Q^{0,67}$ (рис. 24.12). Відхилення вправо від основного графіка пов'язані з тим, що дані стосуються меандр-звивин і, можливо, відносної глибини (вертикальні розміри).

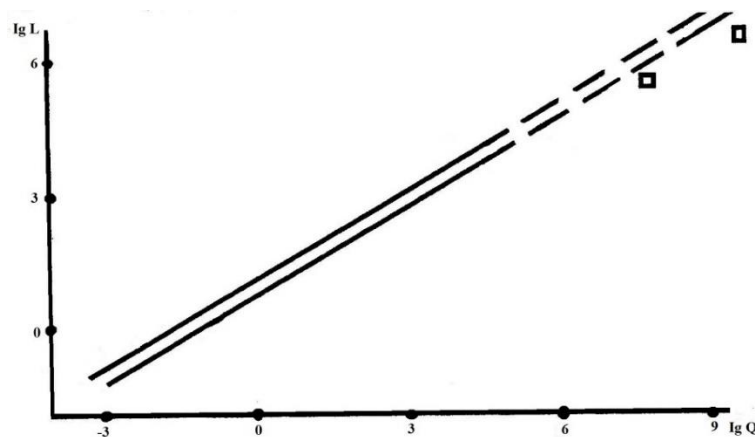


Рис. 24.12. Порівняння залежності $L = K_1 Q^n$ з даними про Гольфстрім і струминні течії атмосфери

Базуючись на подібності морфології струменів атмосфери, океану, річок, експериментальних потоків, будемо вважати, що ми розглядаємо СПР одного роду самоорганізації. Більш детальні дослідження пов'язані із застосуванням методів гідродинаміки (геофізичної гідродинаміки), динаміки руслових потоків. Цей рід СПР можна назвати геоструминним. Для його розвитку необхідними є умови інтенсифікації течії до досягнення певного діапазону поступальних швидкостей. Інтенсифікація здійснюється на різних контактних поверхнях (у контактних зонах). Для річок це контакт із пухкою твердою нахиленою поверхнею суходолу; для умов океану – притиснення до берегів; для умов атмосфери – межа різних

повітряних мас, атмосферних утворень. Пристосування геоструминної СПР до різних природних умов є її адаптаціями. Їх можна певним чином класифікувати. Одним з загальних процесів адаптації є зміни відносної глибини, розпластаності руслового потоку. У гідрології відома залежність виду $h = kB^{1/2}$. Вона запропонована В. Глушковим. Пізніше, на його честь, запропоновано вираз $\sqrt{B}/h = \Gamma$ називати числами Глушкова. Вони об'єктивно відображають один з проявів закону нелінійності зв'язків між характеристиками СПР. За їх допомогою можна порівнювати розпластаність СПР в різних умовах. Зокрема, для струменів річок характерні значення $\Gamma = 2-3$; у випадках меандрування цілісні річкові струмені можуть додатково стягуватися ($\Gamma = 1-2$); для струменів океану $\Gamma = 0,3-0,4$; а для атмосфери $\Gamma = 0,1-0,2$. Це вказує на вплив ступеня вільності умов самоорганізації, меншого вертикального стискування у полі гравітації Землі.

Іншим важливим показником морфології СПР є співвідношення між кроком руслових форм та шириною русла. Цим співвідношенням відповідають характерні форми русла в плані. Чим більше співвідношення $S = L/B$, тим більш відносно витягнутим, стягнутим є русло. Важливо відмітити те, що ці характеристики однакові для річок і струминних течій океану та атмосфери. Це підтверджує думку про зменшення чисел Глушкова за рахунок збільшення глибини при однаковій ширині.

Адаптації геоструминної СПР відбуваються, перш за все, за видом контактної зони або поверхні. Можемо виділити підрід на розмивній твердій поверхні. Основними тут є річкові струминні СПР. Розглянемо для них характерні умови адаптації. Поверхня суходолу постійно руйнується. Основним чинником денудації виступають потоки води. Швидкість процесів денудації залежить від протиерозійної стійкості гірських порід. Стосовно сучасних річкових СПР це означає, що у пухких породах струмені виробляються швидко і функціонують достатньо вільно, а у твердих скельних – дуже повільно і у специфічних формах, котрі можуть виходити за межі можливостей адаптації даного роду СПР. Загалом цей чинник адаптації можна назвати ступенем розмивності порід або жорсткістю обмежень.

Другим важливим чинником, який взаємопов'язаний із першим і доповнює його, є кількість та характеристики наносів. Він значно

впливає на характер турбулентності потоків і процеси формування їх внутрішньої структури та опору.

Ми розглянули особливості виду контактної поверхні, що впливає на можливості розвитку цілісного активного струменя. Другою умовою є достатні швидкості. Для ПВС вони, перш за все, залежать від поздовжніх похилів. Цей чинник корелює з першими двома. Не буває водоспадів у пухких породах. А останні накопичуються переважно в межах рівнин та низовин. І загалом всі три основних чинника (жорсткість обмежень, наноси та похили) певним чином взаємопов'язані. Водночас вони діють у різноманітних природних умовах, утворюючи конкретні поєднання.

Для класифікування річкових струминних СПР залишаємо поза розглядом випадки руйнації даного роду самоорганізації системи, що, зокрема, передбачає і достатню величину похилів та швидкостей, і розглядаємо дію перших двох чинників послідовно. Степінь жорсткості обмежень прийнято враховувати у категоріях вимушених та вільних русел. Однак у природі досить часто зустрічаються русла змішаного типу, де поєднуються виходи корінних порід з особливими формами структурного транспорту наносів. Врахуємо, що умови вільного розвитку русел означають, що він відбувається у власних відкладах, тобто в алювіальному середовищі. Виходячи з наведеного, можна виділяти три основні групи струминних річкових СПР: 1 – структурні русла – СР (з переважанням форм дії корінних порід); 2 – структурно-алювіальні русла – СтАР; 3 – алювіальні русла – АР.

Групи можна поділяти на класи в залежності від особливостей дії цього чинника. Найбільш важливими та розповсюдженими гірськими породами, що досить жорстко обмежують розвиток річкових СПР, є: 1 – скельні; 2 – глинисті; 3 – конгломерати і валунні суглинки. Відповідні класи назвемо: 1 – скельні структурні русла (ССР); 2 – глинисті структурні русла (ГСР); 3 – конгломератні структурні русла (КСР). У групі вільного руслоформування класи виділяються за характером алювію. Це: 1 – крупноалювіальні русла (КАР); 2 – піщані алювіальні русла (ПАР); 3 – супіщані алювіальні русла (САР). Вибір категорій зумовлений режимом осадження частинок наносів у стоячій воді (турбулентний, перехідний і ламінарний). Він проявляється і у процесах їх транспортування у річках, впливає на характер структурного транспорту, тобто на всю СПР.

Класи структурно-алювіальних русел можна отримати через поєднання класів першої та третьої груп (табл. 24.1).

Таблиця 24.1

КласиСтАР

| Класи СР \ Класи АР | ССР | ГСР | КСР |
|---------------------|----------|----------|----------|
| КАР | сКАР | м (гКАР) | кКАР |
| ПАР | м (сПАР) | гПАР | кПАР |
| САР | - | гСАР | м (кСАР) |

* м – малорозповсюджені види русел

Виключно скельні русла можуть мати різний вигляд: водоспади, пороги, скельні лотки тощо. Глинисті русла досить характерні для малих річок. Їх форма переважно компактна, нерозгалужена, часто звивиста. Менше розповсюджені русла у конгломератах. І для таких умов більш імовірним є формування структурно-алювіальних русел. Загалом різноманіття структурно-алювіальних русел досить велике. Наприклад, специфічними є глинисті піщані СтАР з дефіцитними формами. Не всякі СтАР можуть узагалі виникати. Зокрема, це стосується скельних супіщаних СтАР. Малорозповсюджені скельні піщані, конгломератні супіщані, глинисті крупноалювіальні. Морфологія та умови функціонування алювіальних СПР також значно відрізняється за класами. Русла з валунів характеризуються значними похилами, в них своєрідно виражені руслові форми, тут переважають надкритичні стани потоку (і СПР загалом). Супіщані русла (СПР) надзвичайно динамічні, нестійкі, потік насичений наносами. В них зважені та придонні наноси майже не відрізняються.

Класи річкових русел (СПР) поділяються на підкласи. Для цього використовуються відповідні критерії. Вони вже значною мірою пов'язані з формами (морфологією) русел. Найбільш важливими з позицій морфодинаміки і у практичному відношенні є підкласи класів алювіальних русел. Очевидно, що для них необхідно враховувати, перш за все, особливості транспорту наносів, які залежать від умов у басейнах, умов на конкретних ділянках річок і змінюються вздовж течії.

У руслознавстві прийнято вважати, що вздовж річок утворюються ланцюги так званих морфологічно однорідних ділянок. Їх також можна назвати однорідними ділянками русел та заплавам. Саме на них морфогенез СПР отримує конкретний вираз за переважаючими

формами русел. Продовжуючи таксономічний ряд класифікації, можемо сказати, що тут проявляються типи або види русел. Водночас їх різноманіття може бути досить великим, оскільки навіть підкласів є десятки. Виникає протиріччя між класифікацією і типологією. Один із постулатів теорії руслового процесу М.А. Веліканова констатує обмеженість різноманіття морфологічних комплексів русел (форм русел). (Обмеженість різноманіття, типовість морфології відомі і в інших науках. Вона пов'язана з конвергентністю форм, глибинною самоподібністю процесів морфогенезу певного роду). Цей постулат широко використовують у руслознавчих дослідженнях. Зокрема в рамках гідроморфологічної теорії запропоновано не класифікацію, а саме типізацію. М.Є. Кондратьєв вважав, що теорію слід будувати для обмеженої кількості основних схем. Фактично йдеться про деталізацію проявів ГМТ у річкових СПР. Подібні схеми розроблені також школою М.І. Маккавєєва – Р.С. Чалова. Водночас слід відмітити, що підходи різних шкіл децю відрізняються.

Загалом серед алювіальних русел річок значно переважають звивисті та розгалужені. Цілісні прямолінійні русла відносно мало розповсюджені. Це пов'язано із тим, що для їх формування повинні скластися умови досить тонкого балансу між трьома головними чинниками: обмеженнями, наносами і похилами.

У потребах класифікування річкових СПР ми не розглядали прямо чинник поздовжніх похилів, констатуючи його скорельованість із першими двома. Однак для аналізу функціонування системи, зокрема її енергетики, слід розглянути дані про нього. Залежності вигляду $I = K_2 d^m \cdot Q^n$ є досить розповсюдженими, відомими. Узагальнено $n \rightarrow -0,33$. На рис. 24.13 наведено графік такої залежності побудований на основі даних про функціонування СПР річок і деяких гідравлічних моделей, створених у лабораторних умовах.

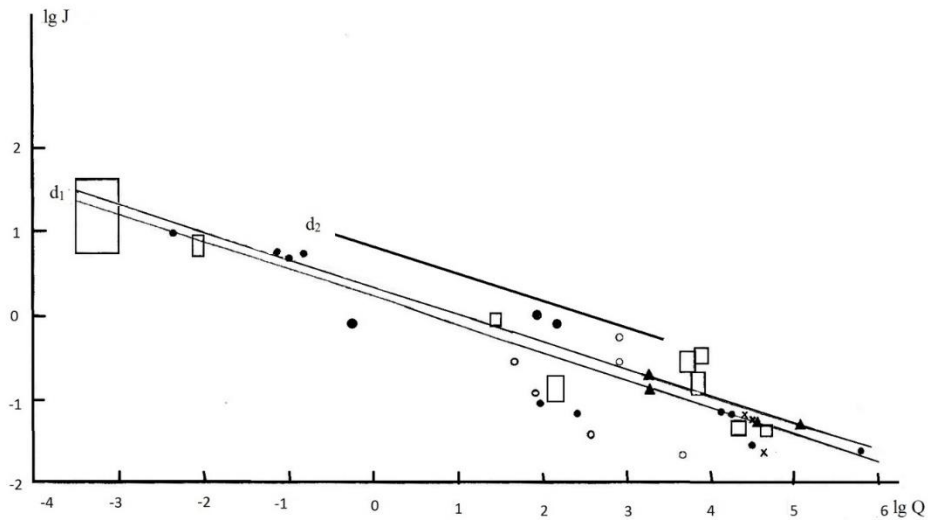


Рис. 24.13. Графік залежності між поздовжніми похилами, витратами води і діаметром донних наносів. (Витрати води виміряні у м³/с; поздовжні похили у проміле). Позначеннями показано групи даних, що стосуються річок, експериментальних потоків, каналів). Середні діаметри русло формуючих наносів: $d_1 \approx 5$ мм, $d_2 \rightarrow 300$ мм.

Ці дані стосуються алювіальних СПР і, перш за все, процесів функціонування активного цілісного струменя. Вище лінії d_2 залежність поступово вироджується, оскільки власне алювіальні русла рідко характеризуються середнім значенням $d > 100 \div 200$ мм. Крупновалунно-брилові русла більше відносяться до структурно-алювіальних. Для структурних русел взагалі втрачається зміст показника середнього діаметра наносів. Нижче основної лінії залежності (d_1) розташовані дані про канали з малими похилами і річки з надзвичайно пасивними процесами руслоформування. На поздовжні похили також, до певної міри, впливає кількість транспортованих наносів.

Якщо об'єднати залежності $L = K_1 \cdot Q^{2/3}$ та $I = K_2 \cdot Q^{-1/3}$ отримаємо рівняння:

$$K \cdot L = Q \cdot I. \quad (24.23)$$

Його можна назвати основним рівнянням геоструминного руслоформування річок. Воно відображає найбільш загальний механізм функціонування геоструменів в умовах суходолу.

Добуток $Q \cdot I$ відображає питому енергію руху потоку і, водночас, інтенсивність процесів її дисипації, що принципово важливо для відкритої дисипативної системи. Цей показник широко використовується у гідрологічних, руслознавчих дослідженнях. З

ним пов'язують особливості, різновиди СПР. Запропоновано метод QI – діаграм. Хоча вони переважно мають регіональний характер.

Виходячи з рівняння СПР (24.23) регулює інтенсивність процесів дисипації при заданому рівні QI через коефіцієнт K та крок основних, активних руслових форм L . (Величина QI формується на ділянках річок за тривалі проміжки часу і є осереднено досить стійкою). Можемо записати:

$$K = \frac{QI}{L}. \quad (24.24)$$

Якщо прийняти одиниці вимірювання Q у $\text{м}^3/\text{с}$, а L у м , то отримаємо $[K] = \text{м}^2/\text{с}$. Це відповідає одиницям вимірюванням коефіцієнту віртуальної в'язкості турбулентного потоку. Через збільшення L опір зменшується, і навпаки. При цьому змінюється характер морфогенезу, так, як це було показано згідно зі схемами грядового руху наносів Н.С. Знаменської. Зменшення кроку L означає перехід СПР до меандрування або до розгалужень. При цьому гідравлічний опір збільшується.

Орієнтовні дані стосовно $Q_{р.ф.}$, I , L для річок відомі. Розрахунки показують, що найменші значення отримуємо для великих рівнинних річок, $K = 3 \div 5 \text{ см}^2/\text{с}$. Для малих рівнинних річок $K \approx 10 \div 30 \text{ см}^2/\text{с}$. Для гірських річок різної величини отримуємо $K \approx 100 \div 300 \text{ см}^2/\text{с}$. (Вочевидь, в умовах гір процес самоорганізації даного роду менше впливає на формування турбулентної в'язкості порівняно із впливом шорсткості ложа).

Отримані дані можемо порівняти з даними стосовно K згідно з В. Никорою та Д. Грінвальдом, а також за формулою А. Караушева (24.16), наведеними у питанні 1. Дані Никори та Грінвальда стосуються до структур масштабу, пропорційного глибині і ширині потоку. Дані за формулою Караушева стосуються до внутрішніх структур потоку («молей»). Отже, цей перехід до самоорганізації турбулентного потоку характеризується зменшенням K у понад 10 разів. Перехід до струминної самоорганізації призводить до зменшення K ще в декілька разів. Як результат, вищому рівню самоорганізації відповідає менша віртуальна (турбулентна) в'язкість. Цьому сприяє зростання упорядкованості структури турбулентного потоку. Найвища самоорганізація, упорядкованість проявляється саме при досягненні умов цілісного активного геоструменя.

Якщо взяти до розгляду залежність (24.22) і підставити у формулу (24.24) розкрити $Q = B h v$, отримаємо:

$$\lambda h v \sim \frac{B h v I}{L} = \frac{h v I}{S}. \quad (24.25)$$

Звідки:

$$\lambda \sim \frac{1}{S}, \quad (24.26)$$

де, нагадаємо, $S = \frac{L}{B}$ – витягнутість СПР у плані. Якщо врахувати стабільність середніх похилів на однорідних ділянках, отримаємо: $\lambda \sim \frac{1}{S}$. Збільшення витягнутості (спрямлення) сприяє зменшенню опору. Це ще один прояв геоструминної самоорганізації.

Існування досить загальних закономірностей, що описують струминні, і зокрема річкові, СПР означає дійсну самоподібність таких систем. Важливо, що вона охоплює об'єкти різного абсолютного розміру, масштабу. Однорідність і самоподібність є основою моделювання. При цьому слід враховувати, що, використовуючи положення теорії подібності, необхідно брати до уваги ті критерії, які не змінюються для різного масштабу системи і враховують характер нелінійних зв'язків у ній. Прикладом прояву загального закону нелінійності зв'язків у системах є закон нелінійного зростання транспортуючої здатності річкових руслових потоків при їх об'єднанні. З позицій геоструминного руслоформування він пояснюється за допомогою залежності $h \sim \sqrt{B}$. Тобто при злитті ширина зростає відносно більше, ніж глибина (за умови збереження числа Глушкова, що в однорідних умовах повинно мати місце). При цьому нелінійно збільшується площа контакту потоку з дном на одиницю довжини, тобто цей контакт посилюється. Саме це призводить до активізації транспорту наносів. У дослідженнях з теорії руслового процесу, динаміки руслових потоків, теорії моделювання СПР розробці критерії самоподібності приділено значну увагу. Разом з аналізом гідроморфологічних зв'язків, залежностей це важливий напрямок досліджень.

Якщо перейти від головних процесів самоорганізації струминної річкової СПР до більш детального її розгляду, то, перш за все, привертає увагу її просторова ієрархічна структура. СПР характеризується власним простором, власною організацією простору. Це проявляється в ієрархічній підпорядкованості

елементів. На найнижчому щаблі розглядають рух окремих частинок наносів та відповідних турбулентних, динамічних процесів у потоці; більш високий рівень займають мікроформирусел; далі – мезоформи і найвищий рівень – це макроформи, що включають молоді, сучасні елементи заплави. Є пропозиції розглядати також рівні комплексних мегоформ, морфологічно однорідних ділянок, поздовжніх профілів річок. Однак тут виникає питання про час (період) їх формування і відношення до функціонування сучасних СПР. Імовірно, ці утворення слід розглядати як наслідки (підсумок) функціонування СПР річок за тривалі проміжки часу і як геоморфологічні (гідроморфологічні) територіальні структури. Стосовно сучасної просторової структури річкових СПР відзначають відповідність загальним законам будови і функціонування складних систем: специфіки кожного рівня, емерджентності, ієрархічної підлеглості аж до рівня прояву головного процесу системи.

Ще одним важливим чинником особливостей функціонування річкових СПР є мінливість витрат і рівнів води (водний режим). Він впливає на те, що активність руслоформування може суттєво змінюватися. По відношенню до струминного руслоформування це означає активізацію струменів під час проходження значного паводку або повені. Надалі, при зменшенні витрат води, вироблені активні, більш крупні форми успадковуються і переробляються потоком (або іншими агентами). Загалом дослідженням впливу різних діапазонів витрат води на руслоформування на конкретних ділянках річок присвячено багато наукових праць. Запропоновано різні методики кількісного опису такого впливу. В основу багатьох з них покладено оцінку витрат придонних наносів або наносів загалом. При цьому застосовують поняття руслоформуючих витрат ($Q_{p/\phi}$) або їх діапазонів. У розумінні струминного руслоформування $Q_{p/\phi}$ – це витрата відповідного струменя (діапазон витрат). У деяких випадках можуть виникати і руслоруйнуючі витрати води.

Підсумовуючи опис струминних річкових СПР, можемо відзначити, що вони підлягають законам розвитку складних відкритих динамічних систем загалом; в них, через систему адаптацій (із врахуванням головних чинників), проявляється рід геоструменевого руслоформування; але, водночас, існують також

інші види самоорганізації, процеси динаміки СПР; існує значне різноманіття процесів руслоформування та розвитку окремих руслових форм.

Різноманіття процесів руслоформування річок пов'язане з різноманіттям природних умов. Його можна розглядати як через класифікації, відповідно до основних чинників, так і ширше, із врахуванням дії додаткових чинників. Існує цілий напрямок досліджень (або частина руслознавства), присвячений вивченню географічних закономірностей розвитку русел. Важливим напрямком є й антропогенне руслознавство.

РОЗДІЛ 25

ЗАПЛАВИ РІЧОК

25.1. Загальні відомості про заплави

Заплави загалом – це вирівняні частини поверхні суходолу, які можуть періодично затоплюватися водою водних об'єктів. Переважно це річкові заплави. Хоча можуть бути також заплави озер, потоків у балках тощо. У періоди зледеніння відбувалися особливі гідрологічні процеси, формувалися значні затоплені території флювіогляціального або озерно-постгляціального характеру. Заплави, порівняно з руслом, формуються за більш тривалі проміжки часу, під дією більшого набору чинників та процесів. Вони можуть бути ерозійні, цокольні, але у більшості випадків акумулятивні, алювіальні. Завдяки значним відмінностям заплави від русла утворюється більш складна, ніж система потік – русло (СПР...), потік – русло – заплава (СПРЗ). Особливості її функціонування будуть розглянуті в даному підрозділі. У більшості випадків заплави формуються завдяки поступовим бічним зміщенням русел річок. Таке розуміння їх генезису сформувалося поступово, в ході тривалих досліджень. Загалом наука про заплави на перших етапах розвивалась окремо від науки про річкові русла та потоки. Поступово виникла комплексна наука – заплавознавство.

Річкові долини розвиваються, формуються тривалий час. Протягом нього змінюються тектонічні рухи, клімат, можуть розвиватися і впливати материкові зледеніння, відбуватися річкові перехоплення, трансгресії і регресії морів тощо. В умовах тектонічних опускань або стабільності і відносно стабільного клімату на ділянці річки переважає бічна ерозія, бічні зміщення русла, формується розширене плоске днище долини, заповнене алювієм. Розвинуте днище (сучасна долина) вміщує комплекс молодих терас. Найнижчою і наймолодшою, такою, що розвивається протягом останнього геологічного періоду часу, є заплава. Вона ще не вийшла з-під впливу річки і періодично затоплюється річковими водами.

Ми навели загальноприйняту спрощену схему введення поняття про річкові тераси та заплави. Насправді ці питання складні, а процеси та чинники різноманітні. Дослідження показують, що у більшості випадків сучасні заплави складені алювієм голоценового віку (рис.25.1, 25.2).

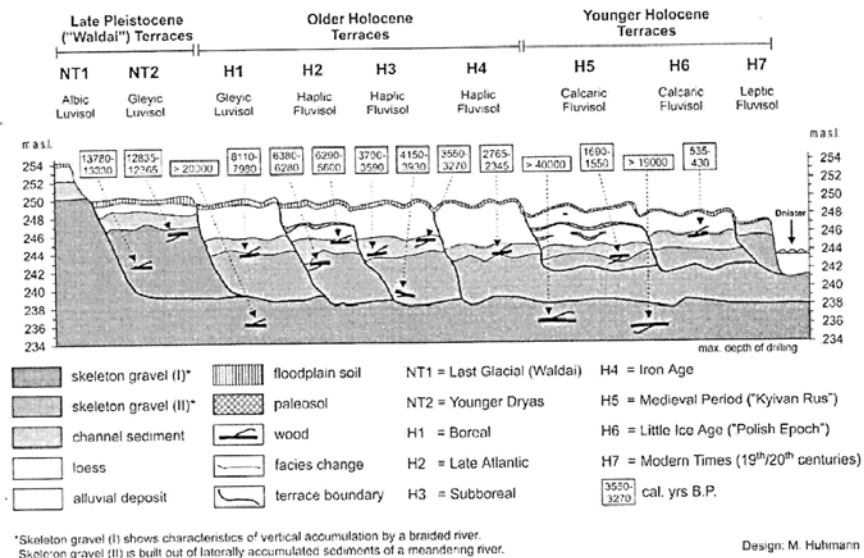


Рис. 25.1. Розріз днища долини р. Дністер біля м. Миколаїв, згідно досліджень М. Хухмана та співавторів

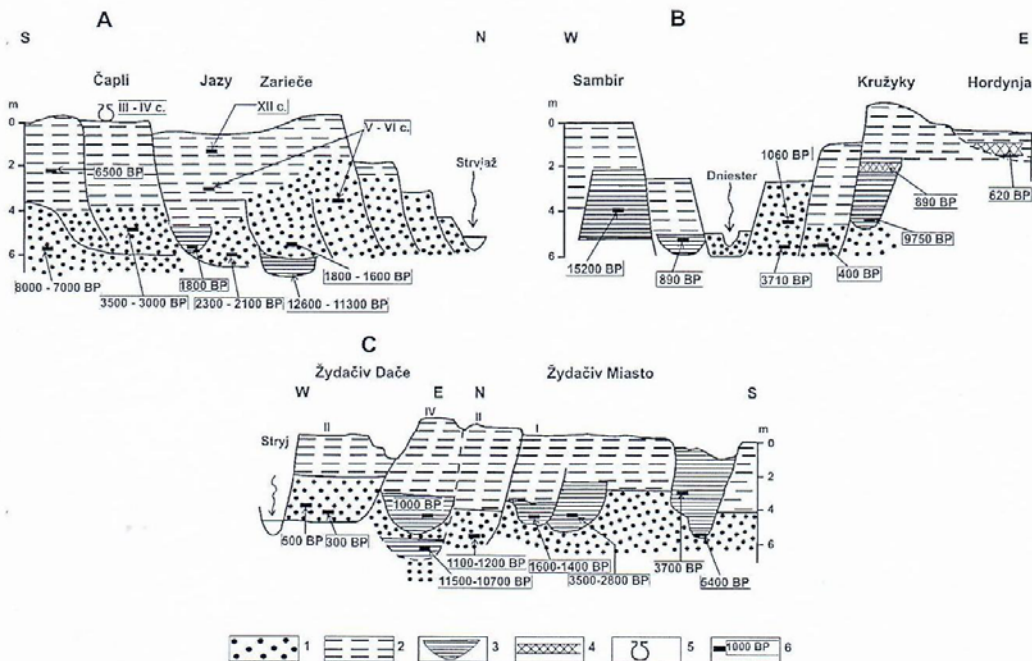


Рис. 25.2. Розрізи днища долин річок Стрв'яз (А), Дністер (В) та Стрий (С) згідно досліджень Петра Гебца та співавторів

Ширини заплав корелюють із величиною (порядком) річки та її долини. Водночас для однакових порядків ширина може значно змінюватися залежно від місцевих геоморфологічних умов. Це також впливає на тип руслового процесу, отже, і на розвиток заплав (рис. 3).

У деяких випадках ширини заплав досягають десятків кілометрів. Значними особливостями характеризуються умови інверсійних долин, інверсійного положення річкового русла. Тут річкові води разом із наносами можуть періодично проривати системи берегових валів і затоплювати нижчерозташовані низовинні території. Останні стають ніби «псевдозаплавами». Яскравим прикладом таких процесів є річка Хуанхе, котра в минулому змінювала положення свого русла на сотні кілометрів і затоплювала великі території.

Ступінь, глибина затоплення заплав, а також їх відносна висота над руслом річки залежать від особливостей гідрологічного режиму на даній ділянці, від амплітуд зміни рівнів води. Такі амплітуди деколи складають десятки метрів. Відповідно висота заплави становить 10 м і більше. На малих річках висота заплави сягає 0,5 м.

М.І. Маккавєєв вважав, що середня висота прируслової частини заплав рівнинних річок співмірна з середньою багаторічною висотою повені. На великих річках максимальні амплітуди рівнів води спостерігаються в середній течії. У бік гирла відбувається їх зменшення. Для гірсько-передгірних річок амплітуди зростають із віддаленням від гір, оскільки зменшуються швидкості течії.

Структура і рельєф русла та заплави можуть бути достатньо простими або складними. У першому випадку їх межа чітко виражена. У другому перехід розмитий, складний, елементи заплави існують у межах русла, а елементи русла ускладнюють будову заплави. В межах заплави та русла також можуть зберігатися останці терас. У деяких випадках заплава має східчасту будову, складається з елементів різного віку. Розмитою буває й межа заплави та першої надзаплавної тераси. Загалом для опису структури та параметрів заплави проводяться комплексні дослідження, що включають визначення віку й опис товщ алювію.

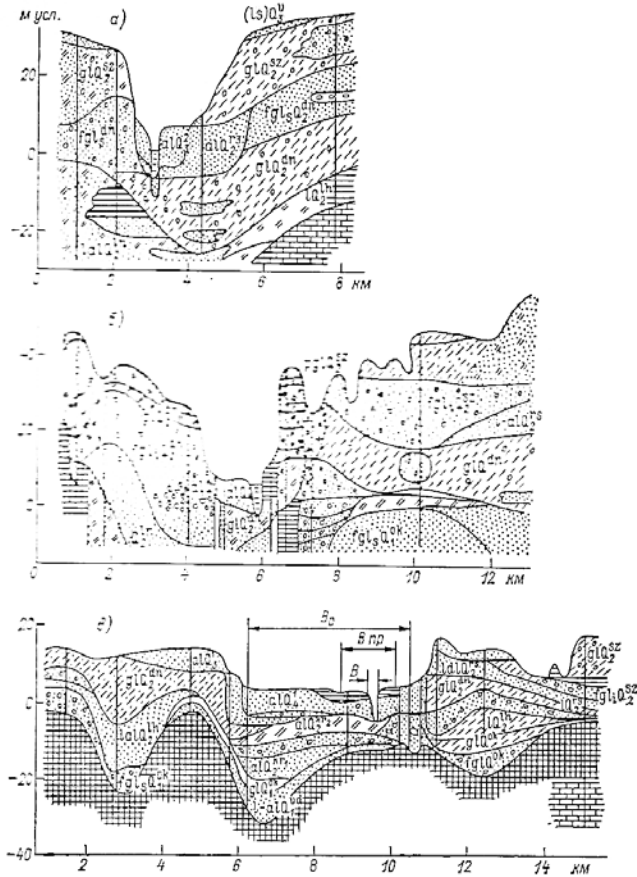


Рис. 25.3. Розрізи долини р. Дніпро на різних ділянках течії згідно досліджень Г.І. Горецького (а – боковиковий тип руслового процесу, б – обмежене меандрування, в – вільне меандрування)

Складна система процесів, що відбуваються з наносами у річках, має одним із наслідків формування товщ алювіальних відкладів. Їх будова характеризується певними закономірностями. Склад алювію, його літологічні, текстурні та інші особливості пов'язані з характером порід, що складають водозбори, типом вивітрювання й умовами транспортування частинок. Алювіальні відклади переважно спостерігаються в долинах річок. Існують також залишки давніх, похованих долин.

У долинах річок перших порядків наноси не завжди окатані, особливо в горах. Вниз за течією ступінь окатаності поступово зростає. У руслах малих гірських річок спостерігаються й брили, котрі, хоча і мають окатаний вигляд, не належать до алювію, оскільки переміщуються гравітаційними процесами або селями. Дослідження показують, що до алювію, який у сучасних умовах бере активну участь

у функціонуванні річкових СПР, орієнтовно відносяться частинки діаметром $d \leq 300$ мм. На іншому «полюсі» знаходяться суглинки та глини, що можуть брати участь у формуванні заплав. У певних умовах вони значно спресовуються, набуваючи властивостей важко розмивних порід.

Загалом на рівнинних річках алювій переважно добре відсортований за крупністю зерен і характеризується складною будовою шарів. Шаруватість спостерігається й у передгір'ях. Гірські відклади найменш сортовані, складаються переважно з крупного матеріалу, часто не окатаного. Голоценовий алювій називають сучасним. Існують також давні, поховані алювіальні відклади, відклади змішаного походження.

Найкраще вивчено алювій рівнинних річок. За Є. В. Шанцером (рис. 4), найбільш характерною особливістю будови заплави є чітка вираженість двох основних горизонтів. В основі залягає товща навкіс шаруватих пісків з галькою. Це руслові відклади певного віку. Верхній горизонт залягає на хвилястій, нерівній поверхні нижнього. Це тонкі паралельні шари тонкозернистого матеріалу (глина, суглинки, супісок).

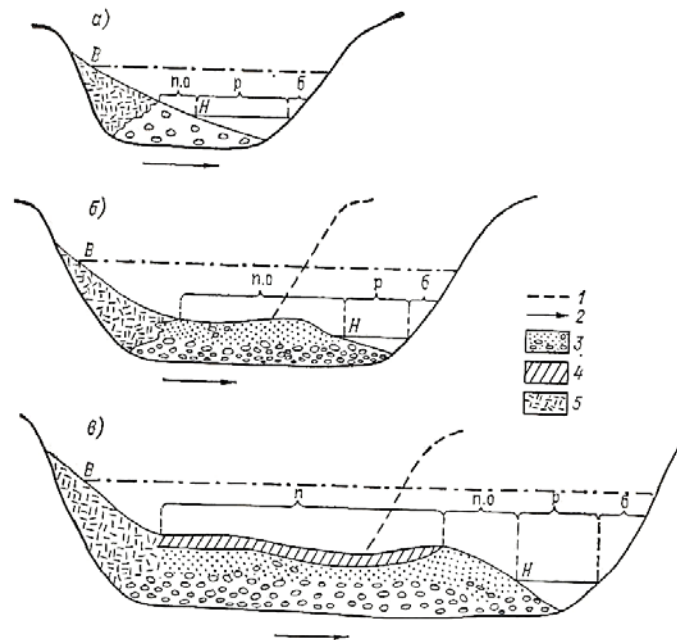


Рис. 25.4. Схема формування алювіальних товщ дна річкової долини за Є. В. Шанцером (1 – межі старого русла; 2 – напрямок бічного зміщення руслового потоку; 3 – русловий алювій; 4 – заплавної алювій; 5 – колювій)

Два основні горизонти також називаються русловою й заплавною фаціями алювію. Гідравлічне сортування придонних наносів призводить до того, що у плесових лощинах, підваллях гряд поступово накопичуються найбільші фракції. Загалом при активному русі гряд утворюються косі шари різних фракцій. Ці процеси та явища лежать в основі механізму формування руслової фації алювію. Там, де відсутні активні річкові струмені, та у зв'язку з особливостями бічних зміщень русел відкладаються фракції дрібних, завислих наносів. Вони утворюють відклади намулу, який може обсихати, ущільнюватися, заростати. Так формується заплавна фація алювію.

Згідно з В. Ламакіним, шари з продуктів руйнування корінних порід (схилів долини, дна русла) називаються перлювієм (лат. *perluo* – промиваю). За ознакою динамічних умов утворення Ламакін також запропонував виділяти види алювію: 1) інстративний (той, що встелює ложе); 2) перстративний (той, що перестелює); 3) констративний (той, що настелюється). Перший з них відповідає умовам врізання, другий – умовам динамічної рівноваги системи потік-русло і переважання транспорту (балансу) наносів, третій – умовам акумуляції. Останній вид алювію найбільш потужний. У його розрізі чергуються руслові, заплавні і старичні фації.

Найбільш крупний, грубоуламковий матеріал може відсортовуватися і накопичуватися на найбільших глибинах. Тут, за рахунок бічних зміщень головного струменя, утворюється заглиблений шар самовимощення («бронювання») русла, який називають базальним горизонтом (від *basis* – основа) річок.

Гідравлічне сортування частинок алювію відбувається не тільки в русловій частині системи потік-русло-заплава (СПРЗ), але і в межах заправ. Це пов'язано з різними морфологічно-гідравлічними умовами їх осадження. Виділяють кілька різновидів заплавної фації: 1) прируслових валів; 2) притерасну; 3) внутрішню; 4) старичну. В межах притерасної частини заплави заплавна фація може поєднуватися з болотними відкладами.

Потужність алювіальних відкладів пов'язана з глибинами в руслі та висотою підйомів рівнів води. На рівнинних річках повинен залишатися запас глибин затоплення поверхні заплави, мінімально

необхідний для підтримування транзитних потоків води. На гірських річках і біля виходу з гір, за рахунок динамічності СПР, поверхня руслової фації може досягати максимальних рівнів води. Водночас тут не виражені плесові лощини. На ділянках верхньої течії гірських річок та на малих річках на формування заплави можуть впливати селеві паводки. Це призводить до особливостей заплавних відкладів, включаючи їх склад та морфологію.

Найбільш загальне та вживане визначення заплави таке: частина днища річкової долини, вкрита рослинністю, яка затоплюється під час повеней чи паводків. Додають, що вона формується внаслідок планових (бічних) переміщень русла. Тобто це форма рельєфу, пов'язана з функціонуванням СПР за достатньо тривалі проміжки часу.

25.2. Генезис, будова і рельєф заплави

Різноманіття процесів виникнення заплави на основі бічних зміщень річкових русел описують певними схемами. Класичною вважають схему, що враховує розвиток звивин вільного меандрування. У 1951 році Є. В. Шанцер показав, що гривиста заплава формується за рахунок заростання прируслових відмілин (валів) біля опуклих берегів звивин. Шорсткість зарослих найвищих частин пляжів різко зростає, що призводить до зменшення швидкості течії і додаткового осадження наносів. Починає формуватися та зростати у висоту прирусловий (береговий) вал – майбутня грива заплави. Пізніше запропоновані інші схеми генезису елементів заплави. Зокрема, І.В. Попов виходив із типізації руслового процесу згідно з гідроморфологічною теорією. Він, водночас, відмічав несуперечливість цих схем із розробками Шанцера та Єленевського. Основними різновидами річкових заплави вважають заплави меандруючих і розгалужених (острівні) річок. Саме ці типи процесу пов'язані з акумуляцією алювію, розвитком акумулятивних форм. Вони, у свою чергу, поділяються на різновиди щодо особливостей розвитку русел. Як одиниці типізації розглядають ділянки, котрі характеризуються достатньо повним комплексом морфологічних елементів спільного походження, однаковою порядком

напластування алювіальних товщ, закономірним водно-гідравлічним режимом. Такі ділянки називають заплавним масивом.

Поряд з елементами, утвореннями сучасних заплав існують успадковані. Вони мають свою специфіку.

Теорія, схеми генезису та основи класифікації заплав поступово розвиваються. Сформовано ряд наукових шкіл. Зокрема, школа Московського державного університету (праці М.І. Маккавєєва, Р.С. Чалова, О.В. Чернова та інших учених).

Для розвинутих заплав рівнинних річок прийнято виділяти три характерні частини: прируслову, центральну й притерасну. Перша з них підвищена і складається із систем берегових валів, на яких зростає чагарникова та деревна рослинність. Центральна заплава характеризується меншими відносними висотами, вирівняною поверхнею. Вона переважно вкрита лучною рослинністю, розвинутою деревиною. Притерасна заплава найбільш віддалена від русла, понижена, часто заболочена. Тут відкладається найменше наносів і можуть виклинюватися з-під схилів ґрунтові води. Дану схему деталізував М.І. Маккавєєв. Відповідно до місцевих умов генезису він виділив п'ять характерних фацій (підфацій) заплав: 1) фація прируслової заплави; 2) фація центральної заплави; 3) фація заток-затонів; 4) локальні фації старичного алювію; 5) фація руслового алювію.

Описані частини заплав водночас є елементами їх рельєфу та ландшафтної будови. В їх межах виділяють елементи нижчих ієрархічних рівнів. Загалом розвиваються складні заплавно-руслові комплекси. Важливими елементами заплав є верхові та низові прорви. Перші утворюються внаслідок концентрації потоків води під час наводнень у пониженнях між валами-гривами і місцевого розмиву, другі – через розмив у найнижчих частинах заплавного масиву під час спаду рівнів води. За рахунок потужного функціонування верхових прорв на центральній заплаві можуть формуватися поля виносу наносів.

Генезис і розвиток заплав підкорюється дії певних чинників та законів. Згідно зі схемами генезису, первинними є руслові процеси. При переході від русла до заплави роль активного потоку відсувається в минуле, поступово понижується. По мірі відступання руслового потоку вбік та формування берегових валів тут вже не проходить

основний, активний струмінь, а в умовах виникнення осередків-островів струмінь розділяється (рис. 25.5, 25.6).

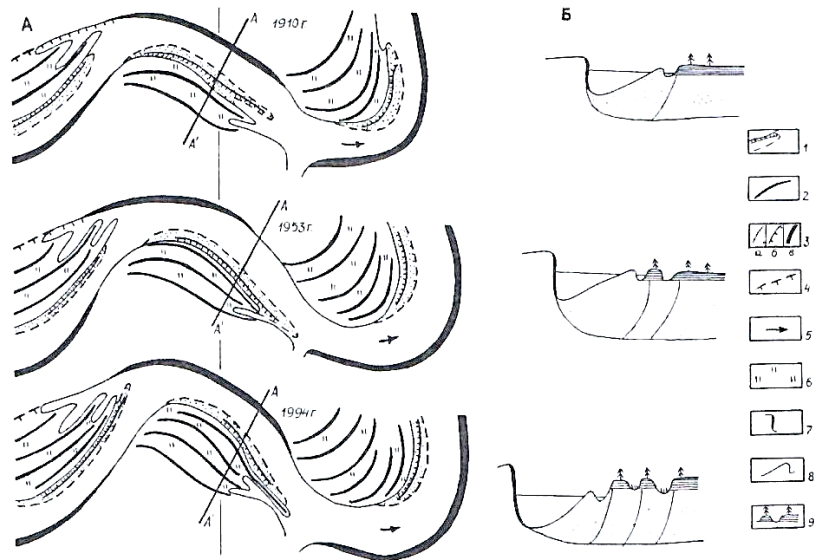


Рис. 25.5 Схема утворення сегментно-гривистої заплави в умовах меандрування річки за Р.С. Чаловим

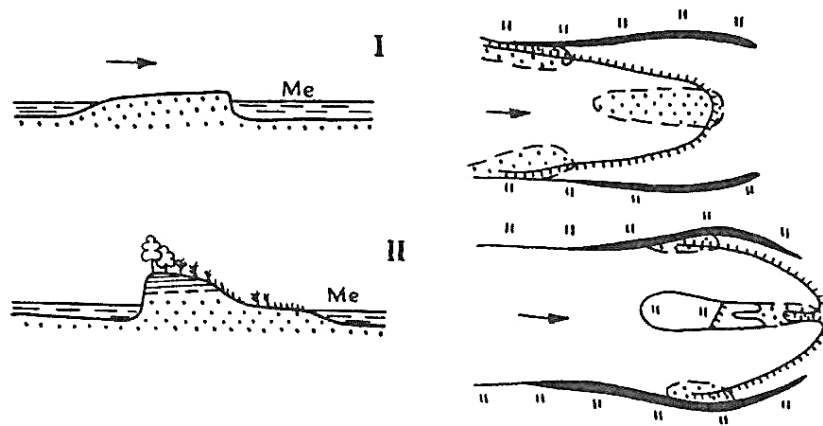


Рис. 25.6. Схема утворення улоговинно-острівної заплави за О.В. Черновим

Є периферичні ділянки заплав, куди вода лише зрідка повільно надходить. З іншого боку, для їх формування необхідно, щоби на даній ділянці річкової долини досить тривалий час зберігалися умови відсутності глибинної ерозії. Це означає, що чинники формування заплав також слід розглядати за більші періоди часу, ніж динамічних, активних сучасних русел. Нарешті, заплава не може формуватися без

наявності алювію (виключаючи з розгляду специфічні випадки формування локальних цокольних заплав). Там, де наносів багато, берегові вали і центральна заплава швидше і більше зростають у висоту. В екстремальних випадках (наприклад, на р. Хуанхе, на ділянках проходження селей тощо) берегові вали швидко стають майже не затоплюваними і до певної міри обмежують бічні зміщення русел. В інших випадках наносів мало, відносні висоти заплави теж малі, вона затоплюється на значну глибину, утворюються ніби тимчасові місцеві озера. Загалом баланс наносів на ділянці русла та заплави за період часу Δt пов'язаний із такими чинниками: загальним стоком наносів по річці, швидкістю бічних зміщень її русла, неотектонічними рухами. Складні цикли останніх можуть призводити до формування кількох горизонтів похованих ґрунтів.

Поряд з основними групами чинників на розвиток заплав впливають додаткові, особливі. Це схиліві процеси, еолові процеси, мерзлота, дія підземних вод, заростання, заболочування тощо. Особливою групою чинників виступають антропогенні. Заплави розглядають як молодий річковий ландшафт (МРЛ), особливі екосистеми, геосистеми.

25.3. Морфометрія заплав

До основних морфометричних показників заплав відносять:

- загальну ширину заплави та русла $B_p + B_z$;
- їх співвідношення $\frac{B_p}{B_z}$ або $\frac{B_p+B_z}{B_p}$;
- ширину заплавного масиву $B_{з.м.}$;
- довжину меандра звивини річки, що відповідає заплавному масиву S_m ;
- крок масиву чи меандра λ_m ;
- площі перерізу руслової та заплавної частин потоку ω_p та ω_z ;
- кут між геометричними або динамічними осями потоку в руслі й основним потоком по заплаві α ;
- відносні висоти частин заплави над руслом h_z та ін.

Усі морфометричні показники наводяться, стосуються певних рівнів води: рівнів певної забезпеченості, рівнів брівок берегових валів тощо. Дані, отримані по однорідних величинах в однорідних генетичних,

морфологічних умовах, можна піддавати статистичній обробці та аналізу.

У ході досліджень заплав виявлено, що мають місце закономірні зв'язки між їхніми морфометричними показниками та закономірності змін показників:

- 1) відносна ширина знаходиться у прямій залежності від витрати води під час повені (величини, порядку річки);
- 2) існує тісний прямий зв'язок між S_m і λ_m ;
- 3) існує прямий зв'язок між середніми рівнями повеней і відносними висотами заплав, враховуючи характер руслового процесу (наприклад, для меандруючих річок відносні висоти на 0,5–1,5 м більші, ніж для немеандруючих);
- 4) існують тісні зв'язки між відносними висотами різних частин елементів заплав;
- 5) відносні висоти заплав зменшуються від середньої до нижньої течії великих рівнинних річок.

Має свою специфіку й морфометрія заплав гірських і напівгірських річок. Це пов'язано з особливостями стоку наносів, руслових процесів, геологотектонічних умов, із впливом додаткових чинників, зокрема селей.

25.4. Водно-гідралічний режим заплав

Найбільш загальні, характерні риси процесу затоплення заплав (переважно на прикладі добре вираженого заплавного масиву) відображають у наступній схемі. Перша фаза – це затоплення низових частин заплавних масивів, переважно через низові прорви. Утворюється повільна зворотна течія, вода заходить на заплаву. Під час цієї фази затоплюються значні ємності заплав, що зменшує інтенсивність зростання витрат води в основному руслі. Спостерігаються також місцеві течії, що залежать від особливостей рельєфу заплави. Транзитний потік через заплавний масив відсутній.

Під час другої фази затоплення за рахунок підняття рівнів води в руслі вода починає надходити на заплаву через верхові прорви. Загалом виникають застійні зони та зони повільної течії. В умовах заплавної багаторукавності або незавершеного меандрування

зафіксовано інтенсивні транзитні течії вздовж великих проток. Наприкінці даної фази починається перелив через брівки валів і розмив нових верхових прорв.

Третя фаза спостерігається при найвищих рівнях води і характеризується утворенням загального наскрізного русло-заплавного потоку. Заплава затоплена, за винятком окремих елементів рельєфу. Діяльність прорв знівельована, не активна. Під час цієї фази русловий і заплавний потоки взаємодіють.

Четверта фаза настає на спаді повені або паводку. Заплава поступово спорожнюється, осушується. Найпізніше вода покидає низові частини масивів. Витікання води відбувається через низові прорви, які активно розмиваються.

Водно-гідравлічний режим заплав є частиною гідрологічного режиму загалом і тісно взаємопов'язаний з іншими його складовими, зокрема з гідроморфологічним режимом (формуванням рельєфу). Важливими показниками водно-гідравлічного режиму є частота, тривалість затоплення заплав та інші. Такі показники відносять до різних у висотному відношенні елементів заплав. Для понижених ділянок частота затоплення становить 70–100 % (майже щороку), для поверхонь прируслових валів – приблизно 40 % (1 раз на 2–3 роки). Показники також варіюють у зв'язку з природними умовами. На деяких гірських чи передгірних річках так звана висока заплава може затоплюватися лише у 20–30 % випадків.

Тривалість затоплень у низовинах чи плавнях досягає кількох місяців і навіть півроку. Затоплення високої заплави може тривати кілька днів. Для рівнинних річок тривалість переважно становить від двох до шести декад.

Важливою кількісною характеристикою функціонування СПРЗ є відносна витрата води через заплаву $Q_3/(Q_p + Q_3)$. Вона залежить від зміни рівнів води. Впливають також місцеві умови (B_3/B_p тощо). Максимально вона досягає 50–85 %.

Заплави не тільки пропускають, а й акумулюють воду. Об'єм акумуляції може становити 35–78 % об'єму повені чи паводку. (Для інверсійних умов іноді 100 %). При цьому збільшуються витрати на випаровування та інфільтрацію, вони можуть сягати 5–10 %.

Особливим гідравлічним явищем, характерним для СПРЗ, є взаємодія руслового та заплавного потоків. Його почали вивчати ще у 40-х роках ХХ століття (Г.В. Железняков та ін.). Воно отримало назву «кінематичний ефект» (рис. 25.7, 25.8, 25.9).

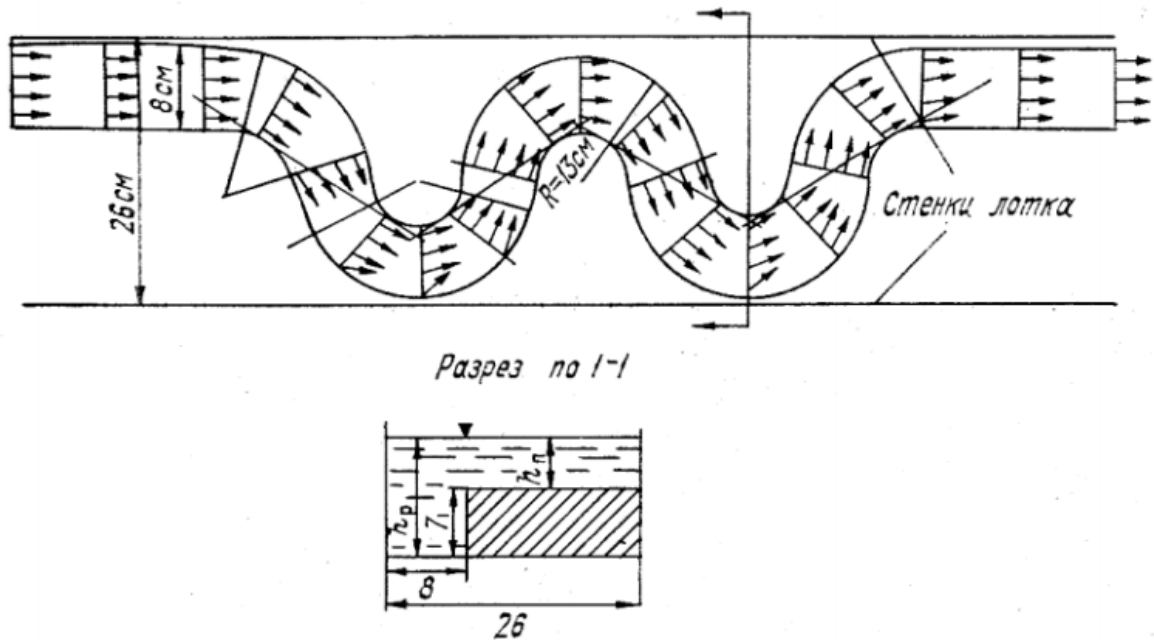


Рис. 25.7. Схема установки М.О. Ржаніцина

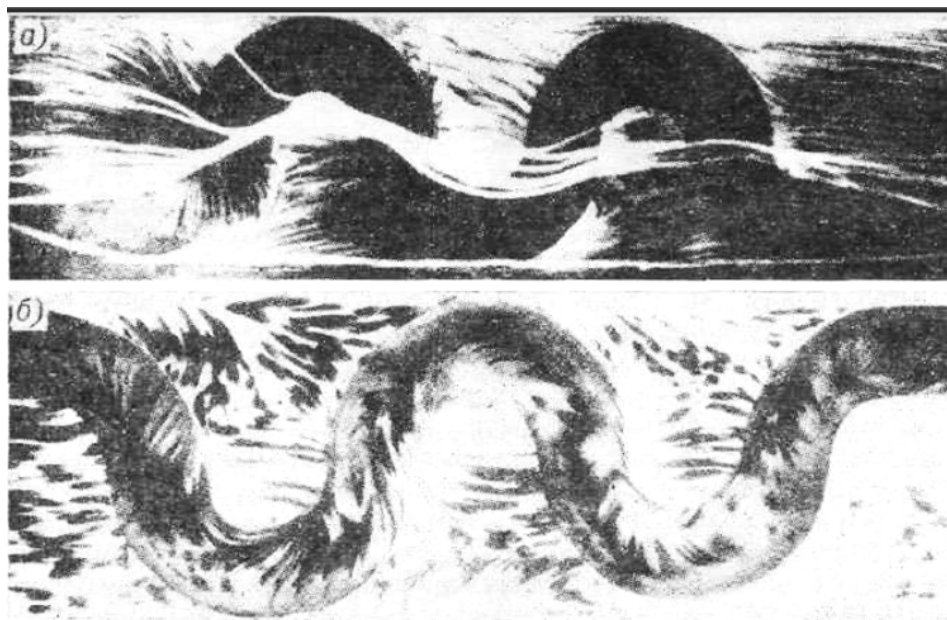


Рис. 25.8. Схема течій за даними М.О. Ржаніцина: а – поверхневі течії; б – донні течії

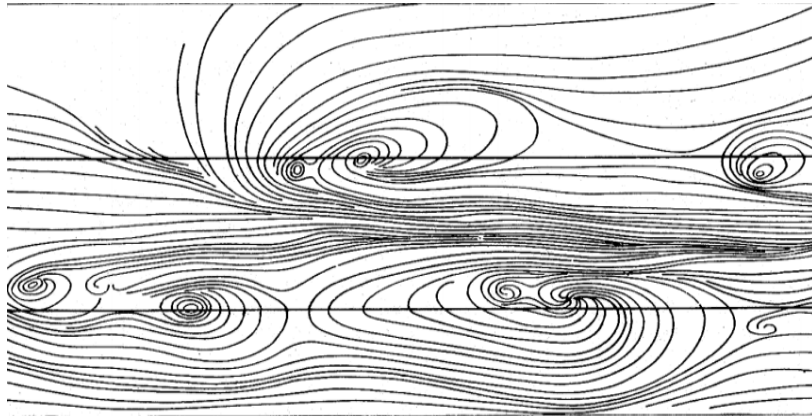


Рис. 25.9. Вихорі, що утворюються на межі розділу руслового і заплавного потоків. (Досліди Р.Х. Селліна)

При взаємодії потоків утворюються специфічні завихрення, котрі сприяють збільшенню опору і втрат енергії. Також виникають особливості кінематики потоків, що впливає на транспорт, осадження наносів та інші процеси. Характер кінематичного ефекту істотно залежить від кута α між напрямками руслового і заплавного потоків.

25.5. Класифікація заплав

Початки класифікації заплав відносять до XIX століття. Першу достатньо розгорнуту класифікацію запропонував Р.А. Єленевський (1936 р.). Він виділив два блоки: А – нерозвинуті заплави; Б – розвинуті заплави.

До блоку А ним віднесено такі види заплав: 1 – надморенна; 2 – надкорінна; 3 – давньоозерноторф'яна; 4 – озерно-плавнева; 5 – лиманна; 6 – гірська (галькова). (Плавні – це заболочені, часто затоплювані, порізані протоками, озерами-старицями понижені передгірлові ділянки СПРЗ, вкриті густою рослинністю).

Блок Б включає групи та підгрупи заплав:

Б.а. Обваловано-рівнинні заплави: 1 – височинно-рівнинні; 2 – понижено-рівнинні; 3 – тайгово-аласні; 4 – ярково-делювіальні. (Аласи – плоскі заокруглені просадочні пониження в зоні багаторічної мерзлоти, покриті лучною рослинністю та озерами. Термін взято з якутської мови).

Б.б. Сегментно-гривисті заплави: 1 – гривисто-проносні; 2 – підвищено-глинисто-гривисті; 3 – понижені суглинисто-гривисті;

4 – крупногривисті піщані; 5 – прихованогривисті болотні; 6 – сходинково-гривисті; 7 – останцево-гривисті. (*Гриви* – витягнуті підвищення в рельєфі заплав, сформовані на основі берегових валів).

Б.в. Острівні заплави: 1 – проточно острівні довгозаплавні; 2 – крупноострівні короткозаплавні; 3 – останцево-острівні.

Б.г. Дельтові заплави: 1 – плавневі; 2 – стародельтові.

Найбільше значення для розвитку заплав Єленевський надавав так званому «алювіальному процесу». Це процес накопичення заплавної фації алювію, що залежить від місцевих умов рельєфу, водного режиму, розвитку рослинності. В залежності від нього формуються характерні особливості мікрорельєфу заплав, складу та будови алювіальних товщ. Основні чинники, покладені в основу класифікацій, Єленевський називав геоморфологічними.

Є.В. Шанцер звернув увагу на те, що заплави формуються не лише завдяки особливостям заплавного (алювіального) процесу, а перш за все під впливом руслового процесу, бічних зміщень русла. Тому він запропонував класифікацію вищого рангу (1951 р.), яка упорядковує види (типи) заплав Єленевського (рис. 25.10).

У праці «Русло ріки та ерозія в її басейні» М.І. Маккавєєв запропонував враховувати у класифікації заплав місцеві гідролого-геоморфологічні умови.

1. Заплави районів розвитку бічної ерозії:
 - а) однобічні;
 - б) двобічні.
2. Заплави біля впадіння приток.
3. Заплави районів переважання глибинної ерозії.
4. Заплави пригирлових ділянок та дельт.

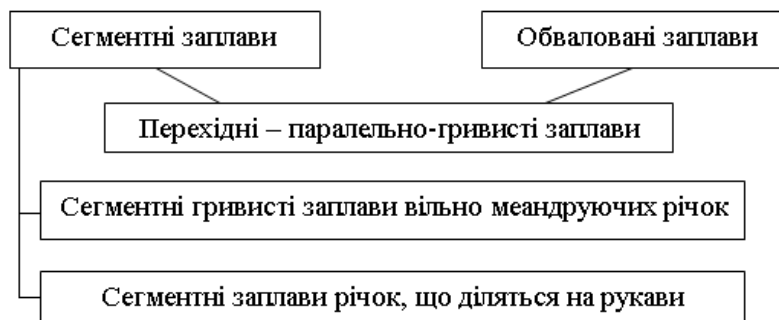


Рис. 25.10. Класифікація заплав за Є.В. Шанцером

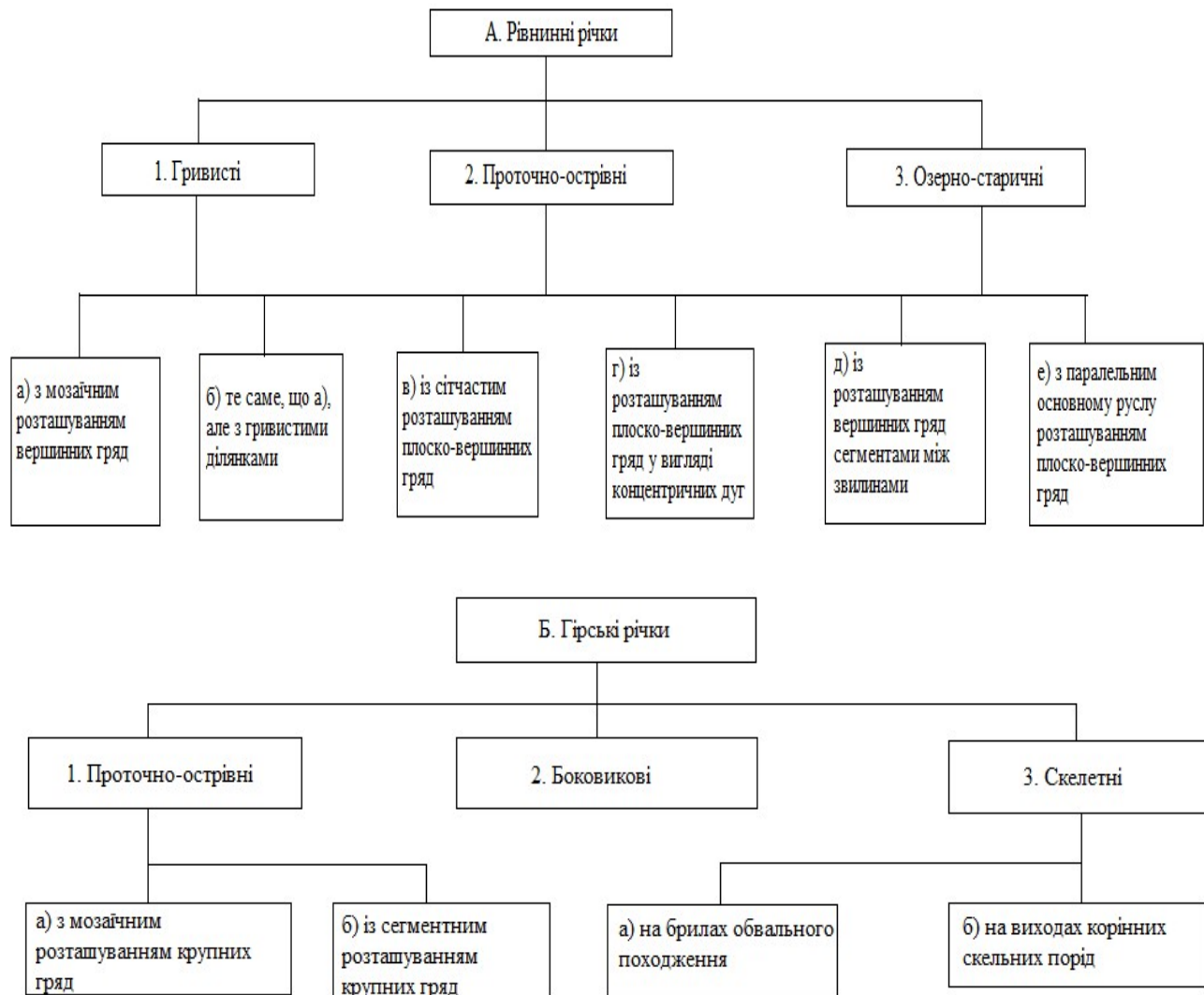


Рис. 25.12. Схема класифікування заплав за Р.С. Чаловим

25.6. Гідравліка заплав

Предмет досліджень гідрології, гідравліки та гідродинаміки заплав надзвичайно складний. Заплави затоплюються під час повеней або паводків. Тобто рух річкового потоку у цей час може бути неусталеним. Також він нерівномірний та просторово неоднаковий. Заплави мають складну будову, рельєф, характер поверхні (рослинності, наносів). Отже рух потоку надзвичайно складний. Крім того, спостерігається так-званий «кінематичний ефект» – особливу взаємодію руслового та заплавного потоків.

За М.Б.Баришніковим до основних проблем гідрології та гідравліки річкових заплав відносяться:

1. Розробка схем динаміки затоплення та спорожнення заплав.
2. Удосконалення опису трансформації хвиль неусталеного руху на річках із заплавами.
3. Розрахунок акумулюючої та регулюючої здатності заплав.
4. Визначення частоти та періодичності затоплення заплав.
5. Розробка методик спостережень за заплавними потоками.
6. Розробка методик розрахунку профілів вільної поверхні потоків води над заплавами та пропускної здатності заплав.

Задачі опису усталеного нерівномірного просторового руху води у річках із заплавами у науковій та навчальній літературі позначають терміном «планові задачі». Неусталений рух описують з використанням двовимірних рівнянь Сен-Венана. Методи їх вирішення почали розробляти ще у 20-х–30-х роках 20 століття. Тепер широко застосовують сучасні математичні моделі. Тут наведемо спрощену схему гідравлічних розрахунків заплав.

У розрахунку пропускної здатності заплав виділяють задачу поділу на сектори (відсіки) з різною шорсткістю підстильної поверхні. Загальна витрата річкового потоку представляється як сума витрат у секторах заплави. Коефіцієнти шорсткості заплави значно більші, ніж русла. Тим не менше деколи користуються також наближеним розрахунком використовуючи формулу для приведенного коефіцієнта шорсткості:

$$n_{\text{пр}} = \left(\frac{\chi_1 n_1^2 + \chi_2 n_2^2 + \dots + \chi_n n_n^2}{\chi_1 + \chi_2 + \dots + \chi_m} \right) \quad (25.1)$$

При цьому важливою є умова:

$$R_1 \approx R_2 \approx \dots R_m \approx R, \quad (25.2)$$

де R_i – гідравлічні радіуси секторів.

Особливим питанням у таких розрахунках є врахування впливу кінематичного ефекту на межах секторних потоків. За рахунок нього гальмується швидкість потоку навіть в основному руслі.

Для розрахунків пропускної здатності заплав (русла і заплавою) запропоновано цілий ряд методів. Зокрема можуть використовувати

систему диференціальних рівнянь руху (динамічної рівноваги) та нерозривності потоку у відкритому руслі зі змінною витратою.

Окрім задач розрахунку пропускної здатності для заплав вирішують задачі побудови кривої вільної поверхні в умовах нерівномірного руху. Оскільки такі розрахунки завжди наближені рекомендується застосування спрощеної формули диференціального рівняння усталеного нерівномірного руху:

$$\Delta = Z_m - Z_{m+1} = Q^2 l / \bar{K}^2, \quad (25.3)$$

де Z – відмітки вільної поверхні потоку; Δ - зміна відміток на розрахунковій ділянці; $\bar{K} = \omega * C * \sqrt{R}$ – витратна характеристика (модуль витрати)

Розбивка потоку на русловий і заплавний сектори дає:

$$\Delta_p = Q_p^2 l_p / \bar{K}_p^2 \text{ та } \Delta_3 = Q_3^2 l_3 / \bar{K}_3^2 \quad (25.4)$$

Якщо розглядаємо певний заплавний масив, то:

$$\Delta_p \approx \Delta_3 \approx \Delta \quad (25.5)$$

Тоді:

$$Q_{\text{заг.}} = \bar{K} \sqrt{\Delta / l} \quad (25.6)$$

де

$$\bar{K} = \bar{K}_p + \bar{K}_3 \sqrt{l_p / l_3} \quad (25.7)$$

У випадку двобічної заплави:

$$\bar{K} = \bar{K}_p + \bar{K}_{\text{л.з.}} \sqrt{l_p / l_{\text{л.з.}}} + \bar{K}_{\text{пр.з.}} \sqrt{l_p / l_{\text{пр.з.}}} \quad (25.8)$$

де $\bar{K}_{\text{л.з.}}$ – коефіцієнт для лівобічної заплави; $\bar{K}_{\text{пр.з.}}$ – коефіцієнт для правої заплави.

Використання \bar{K} дає:

$$\Delta = Q^2 l / \bar{K}^2. \quad (25.9)$$

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

Основна

1. Дідур В. А., Журавель Д. П., Палішкін М. А., Міщенко А. В., Борхаленко Ю.О. Гідравліка: підручник, Рівне: РДТУ 2015. 546 с.
2. Константинов Ю. М., Гіжа О. О. Технічна механіка рідини і газу. Київ : Вища школа, 2002. 277 с.
3. Константинов Ю. М., Гіжа О. О. Інженерна гідравліка: підручник для студентів вищих навчальних закладів. Київ : Видавничий дім «Слово». 2006. 432 с.
4. Науменко І. І. Гідравліка: підручник. Рівне : РДТУ, 2001. 361 с.
5. Рогалевич Ю.П. Гідравліка: Підручник. Київ: Вища школа, 2010. 431 с.

Додаткова

1. Возняк Л. В., Гімер П. Р., Мердух М. І., Паневник О. В. Гідравліка : навчальний посібник. Івано-Франківськ, 2012. 327 с.
2. Кравчук А. М., Кравчук О. А. Спеціальні питання гідравліки систем водопостачання і водовідведення: навч. посібник. Київ КНУБА, 2020. 175 с.
3. Методичні вказівки до практичних занять, виконання лабораторних робіт, розрахунково-графічного завдання та самостійного вивчення навчальної дисципліни «Спеціальні питання гідравліки систем водопостачання та водовідведення» (для студентів 3–4 курсів денної і заочної форм навчання спеціальності 192 – Будівництво та цивільна інженерія) / Харків. нац. ун–т міськ. госп–ва ім. О. М. Бекетова; уклад. Т. О. Шевченко. Харків : ХНУМГ ім. О. М. Бекетова, 2019. 56 с.
4. Струтинський С. В. Основи гідравліки: навч. посібник. НТУУ «КПІ». URL : <https://ela.kpi.ua/handle/123456789/1702>.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

Т 1.

1. Дайте визначення предмету структури і охарактеризуйте основи гідравліки.
2. Розкрийте основні етапи формування теорії гідравліки.
3. Як формувались уявлення про внутрішній опір рідин і газів?
4. Дайте характеристику особливостей формування основ класичної гідравліки та гідродинаміки.

Т 2.

1. Дайте характеристику механіки суцільних середовищ і основних понять, які вводяться для опису рідини.
2. Розкрийте поняття про густину і стисливість рідини, поясніть способи їх кількісного опису.
3. Розкрийте поняття в'язкості рідини та поясніть способи її кількісного опису.
4. Розкрийте поняття про явище поверхневого натягу і поясніть способи його кількісного опису.
5. Розкрийте поняття про змочування та капілярні явища, поясніть способи їх кількісного опису.
6. Назвіть та охарактеризуйте особливі стани крапельних рідин.

Т 3.

1. Дайте визначення поняття тиск і охарактеризуйте його основні властивості.
2. Ким було запропоновано систему диференціальних рівнянь стану спокою рідини і у чому їх сутність?
3. Як отримують основне рівняння гідростатики в інтегральній формі в умовах дії сили тяжіння Землі?

4. Розкрийте поняття манометричного тиску і поясніть особливості його визначення в різних умовах.
5. Охарактеризуйте основні види тиску та співвідношення між ними.
6. Введіть поняття про напір і охарактеризуйте основні його види.
7. Розкрийте зміст закону Паскаля і поясніть його застосування для випадку сполучених посудин.
8. Що таке сила тиску і як вона змінюється у гідравлічному пресі?
9. Як обчислити сили тиск на нахилену поверхню за допомогою епюри тиску?

Т 4.

1. Розкрийте зміст основних задач гідродинаміки і поясніть основні відмінності підходів гідродинаміки та гідравліки.
2. Чим відрізняються метод Лагранжа та метод Ейлера для опису руху рідини? У чому полягає зміст змішаного методу?
3. Розкрийте зміст основних положень гідродинаміки щодо кількісного опису руху рідини і назвіть три простих види руху.
4. Розкрийте зміст основних диференціальних рівнянь опису руху ідеальної рідини.
5. Введіть поняття про основні складні види руху потоків рідини і розкрийте їх зміст.
6. Які елементи виділяють для опису руху потоків рідини?
7. За допомогою яких характеристик описують потоки рідини і як їх розраховують?
8. Опишіть основні характеристики потоків рідини з плоским і трапецієподібним перерізом.

Т 5.

1. Розкрийте зміст різних форм запису рівняння нерозривності (для різних умов).
2. У чому полягає правило Бернуллі і як його обґрунтувати за допомогою аналізу рівняння нерозривності?
3. Розкрийте зміст рівняння Д. Бернуллі для елементарного струменя рідини із врахуванням роботи діючих сил.
4. Як трансформується рівняння Д. Бернуллі у випадках співпадіння осі потоку і дна; горизонтальності осей та витікання з отвору?
5. Дайте геометричну та енергетичну інтерпретацію рівняння Д. Бернуллі.

Т 6.

1. Розкрийте поняття про гідравлічний опір і внутрішнє тертя у потоках рідини.
2. Розкрийте зміст основного рівняння рівномірного руху потоку рідини із врахуванням діючих сил.

Т 7.

1. Дайте характеристику історії досліджень режимів руху рідини, зокрема, досліджень О. Рейнольдса.
2. Розкрийте фізичний зміст співвідношення двох режимів руху рідини і дайте характеристику кількісного критерію переходу між ними.
3. Розкрийте зміст і основні положення моделі турбулентного потоку Рейнольдса – Буссінеска.
4. Як описують турбулентний потік за допомогою понять дотичних турбулентних напруг та коефіцієнту турбулентного обіму?
5. Опишіть основні прояви процесів турбулентності у газово-рідинній оболонці Землі.
6. Охарактеризуйте зв'язок гідродинамічних структур потоків рідини з турбулентністю.

Т 8.

1. Розкрийте зміст моделі турбулентного потоку Рейнольдса – Буссінеска та зміст пропозиції розглядати турбулентну в'язкість.
2. Розкрийте зміст моделі турбулентного потоку Л. Прандтля та її застосування для його аналізу.
3. Запишіть і розкрийте зміст формул Вейсбаха і Вейсбаха – Дарсі для різних умов.
4. Розкрийте зміст результатів досліджень коефіцієнту Дарсі та основних формул для його розрахунку.
5. Розкрийте зміст формули Шезі та її основних складових.
6. Як визначають коефіцієнти Шезі та шорсткості?

Т 9.

1. Як визначають місцеві втрати напору при раптовому розширенні потоку?
2. Розкрийте зміст основних способів та методів визначення місцевих втрат напору.
3. Як визначають коефіцієнт опору системи?

Т 10.

1. Назвіть основні види витікання рідини з отворів та охарактеризуйте його особливості.
2. Розкрийте основні особливості витікання через малий отвір в атмосферу.
3. Як описують траєкторію струменя рідини, що витікає з малого отвору в атмосферу?
4. Розкрийте основні закономірності витікання води з малого отвору під рівень.
5. Розкрийте основні закономірності води з великих отворів при постійному напорі.
6. Охарактеризуйте основні види витікання з-під затворів та розкрийте їх закономірності.

Т 11.

1. Розкрийте основні поняття про гідравлічний розрахунок простого трубопроводу при рівномірному напірному русі рідини та наведіть формули для його розрахунку.
2. Дайте характеристику гідравлічного розрахунку напірного руху у сталевих та чавунних трубах.
3. У чому особливість гідравлічного розрахунку трубопроводу при послідовному з'єднанні труб різного діаметру, при паралельному з'єднанні труб?
4. Як розраховують напірний рух у трубах при змінах витрати вздовж шляху подачі води?
5. Уведіть основні поняття про розрахунок розподільчих водопровідних мереж.

Т 12.

1. Опишіть характерні ознаки та особливості рівномірного руху води у відкритих призматичних руслах.
2. Опишіть основні елементи характерних поперечних перерізів каналів.
3. Розкрийте основний зміст поняття про найбільш вигідний поперечний переріз каналу.
4. Охарактеризуйте основні групи технічних вимог до проектування земляних каналів та задачі їх розрахунку.

Т 13.

1. Розкрийте поняття про нерівномірний рух, його характеристики та методи вивчення.
2. Введіть поняття про енергію січення нерівномірного потоку.
3. Як застосовують поняття енергії січення та рівняння Д. Бернуллі для виведення рівняння критичного стану потоку?
4. Введіть поняття про критичну швидкість і критичний похил нерівномірного потоку.

5. Введіть і поясніть поняття про основні стани нерівномірного потоку.
6. Якими параметрами описують основні стани нерівномірного потоку?

Т 14.

1. Яку задачу і як вирішує перша форма основного рівняння нерівномірного плавномірного руху води у відкритих призматичних руслах?
2. Яку задачу і як вирішує друга форма основного рівняння нерівномірного плавномірного руху води у відкритих призматичних руслах?
3. Як трансформують диференціальні рівняння нерівномірного руху води для випадків $i < 0$ та $i = 0$?
4. Поясніть основні принципи потоків при дослідженні форм вільної поверхні потоків при нерівномірному русі у призматичних руслах.
5. Як вирішуються задачі інтегрування диференціального рівняння нерівномірного руху води у призматичних руслах?

Т 15.

1. Введіть поняття про водозливи і їх основні характеристики.
2. На основі яких ознак проводять класифікацію водозливів?
3. На основі яких підходів і передумов виводять загальне рівняння водозливів?
4. Охарактеризуйте особливості роботи та розрахунку непідтопленого прямого прямокутного водозливу з гострим ребром.
5. Охарактеризуйте особливості роботи та розрахунку підтопленого прямого прямокутного водозливу з гострим ребром.
6. В чому полягає відмінність непідтопленого та підтопленого прямого прямокутного водозливу з гострим ребром та як враховується бічне стиснення водозливу з гострим ребром?
7. Охарактеризуйте особливості роботи та розрахунку непідтопленого прямого прямокутного водозливу з широким порогом.
8. Охарактеризуйте особливості роботи та розрахунку підтопленого прямого прямокутного водозливу з широким порогом.

9. Введіть поняття про гідрологічні витратоміри та охарактеризуйте основні їх різновиди.

Т 16.

1. Розкрийте поняття про гідравлічний стрибок та основні його види.
2. Розкрийте сутність і метод виведення основного рівняння досконалого гідравлічного стрибка.
3. Введіть поняття про стрибкову функцію та проаналізуйте її.
4. Як визначають сполучені глибини досконалого стрибка у призматичному руслі?
5. Проаналізуйте втрати енергії у гідравлічному стрибку.
6. Як визначають довжину досконалого гідравлічного стрибка

Т 17.

1. Дайте характеристику особливостей сполучення верхнього та нижнього б'єфів гідротехнічних споруд у зв'язку з різними видами гідравлічного стрибка у нижньому б'єфі.
2. Порівняйте особливості визначення сполучених глибин в умовах сполучення б'єфів та в умовах гідравлічного стрибка.
3. Як враховують можливості оптимізації сполучення б'єфів через визначення розрахункової витрати та аналіз гасіння енергії.

Т 18.

1. Назвіть основні види руху підземних вод і опишіть їх основні кількісні характеристики.
2. За допомогою яких понять і термінів описують характер фільтрації підземних вод?
3. Які чинники впливають на фільтрацію підземних вод?
4. Дайте характеристику основних закономірностей фільтрації підземних вод.
5. Як застосовують закони рівномірної фільтрації до опису плавномірної?

6. Поясніть основні принципи опису нерівномірного плавномірного руху ґрунтових вод.

7. Як проводять розрахунок кривих підпору та спаду в умовах сталого плавномірного руху ґрунтових вод?

8. Як розраховують притоки ґрунтових вод до колодязя?

9. Як розраховують водозбірну галерею?

Т 19.

1. Охарактеризуйте сили, що впливають на річковий потік і енергію, якою він володіє.

2. Дайте загальну характеристику квазірівномірного річкового потоку.

3. Охарактеризуйте основну схему гідравлічного опису квазірівномірного руху води в річках, враховуючи зв'язки між рівнями і витратами води.

4. Дайте характеристику рівнянь, що описують квазірівномірний рух води в річках та їх застосування.

5. Розкрийте сутність методу визначення максимальних витрат води за рівнями високих вод.

Т 20.

1. Розкрийте зміст схематизації нерівномірного руху води у річках, основні задачі його опису і методи їх вирішення.

2. Дайте характеристику диференціального рівняння усталеного нерівномірного руху води у річках та модуля опору.

3. Охарактеризуйте способи побудови кривих вільної поверхні в умовах усталеного нерівномірного руху води у річках.

Т 21.

1. У чому полягають основні особливості неусталеного руху води у річках порівняно з нерівномірним?

2. Дайте характеристику основних видів неусталеного руху води у річках у вигляді різних хвиль.

3. Охарактеризуйте особливості руху паводкової хвилі у річках.

4. Дайте характеристику системи рівнянь Сен – Венана.
5. Розкрийте поняття про інтегрування системи рівнянь неусталеного руху води у річках та вирішення задач його опису.

Т 22.

1. Розкрийте зміст статистичного опису та основні положення спектральної теорії турбулентності.
2. Дайте характеристику основних понять дифузійної теорії річкової турбулентності та її рівнянь.
3. Опишіть характеристики кінематичної структури річкової турбулентності та відповідні характеристики пульсації швидкостей.
4. Як описують зміни турбулентної енергії у річкових потоках із застосуванням спектральної теорії?
5. Як описують коефіцієнт турбулентної дифузії через застосування різних підходів до розгляду річкової турбулентності?

Т 23.

1. Як класифікують річкові наноси і характеризують їх гранулометричний склад?
2. Як характеризують форму, густину і кількість наносів?
3. Розкрийте поняття гідравлічної крупності наносів та опишіть способи її розрахунку.
4. Охарактеризуйте основні категорії річкових наносів.
5. Опишіть механізми руху зважених наносів у річковому потоці.
6. Як розподіляються зважені наноси у річковому потоці і завдяки яким чинникам?
7. Охарактеризуйте основні теорії руху зважених наносів.
8. Як розраховують витрати та стік зважених наносів?
9. Охарактеризуйте основні закономірності руху захоплених наносів.
10. Як проводять спостереження за захопленими наносами?
11. Розкрийте основні закономірності структурного транспорту наносів.

Т 24.

1. Охарактеризуйте основні результати досліджень кінематичних структур руслового потоку.
2. Введіть поняття про поверхневі водотоки суходолу та розкрийте основні закономірності їх функціонування, структури, розвитку та діяльності.
3. Розкрийте поняття про річкову систему потік-русло та основні закони її самоорганізації.
4. Розкрийте поняття про струминну (геоструминну) систему потік-русло та роль активного струменя у річках.
5. Які основні залежності описують функціонування струминної системи потік-русло?
6. Як можна застосовувати знання про струминну СПР до класифікації річкових русел?

Т 25.

1. У чому полягає специфіка задач досліджень гідравліки заплав?
2. Охарактеризуйте основні закономірності генезису заплав.
3. Дайте характеристику основних рис рельєфу заплав.
4. Охарактеризуйте основні морфометричні характеристики заплав.
5. Охарактеризуйте основні фази водно-гідравлічного режиму заплав.
6. Розкрийте основний зміст спрощеного гідравлічного розрахунку заплав.

Навчальне видання

Юрій Сергійович Ющенко

ЗАГАЛЬНА ТА РІЧКОВА ГІДРАВЛІКА

Навчальний посібник

Літературний редактор

О. В. Лукул

Технічне редагування

О. М. Кудрінська

Підписано до друку 27.11.2023. Формат 60x84/16.

Електронне видання.

Ум.-друк. арк. 18,7. Обл.-вид. арк. 20,1. Зам. Н-084.

Видавництво та друкарня Чернівецького національного університету
імені Юрія Федьковича

58002, Чернівці, вул. Коцюбинського, 2

e-mail: ruta@chnu.edu.ua

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК №891 від 08.04.2002 р.