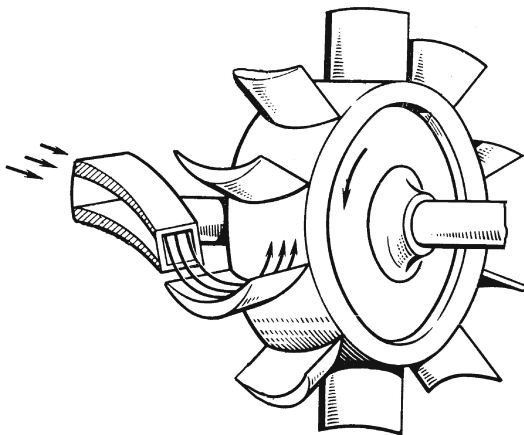


МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
Український державний морський технічний університет  
імені адмірала Макарова

Г.Ф.РОМАНОВСЬКИЙ, О.Я.ПАТЕНКО, В.М.ПАТЛАЙЧУК

## ТЕОРІЯ ТА РОЗРАХУНОК ПАРОВИХ І ГАЗОВИХ ТУРБІН

*Рекомендовано Міністерством освіти  
і науки України як навчальний посібник*



Миколаїв 2002

УДК 621.125  
ББК 39.455.13: 31.363  
Р 69

*Рекомендовано Міністерством освіти і науки України  
як навчальний посібник, лист № 14/18.2–1844 від 14.12.2001 р.*

Рецензенти:

В.І.Романов, доктор технічних наук, академік;  
А.П.Шевцов, доктор технічних наук, професор

**Романовський Г.Ф., Іпатенко О.Я., Патлайчук В.М.**

Р 69 Теорія та розрахунок парових і газових турбін: Навчальний посібник. – Миколаїв: УДМТУ, 2002. – 292 с.  
ISBN 5–87848–094–8

Подано відомості про будову та роботу парових і газових турбін. Розглянуто газодинамічні основи теорії турбін, течію робочого тіла в плоских турбінних решітках, теорію турбінного ступеня. Наведено основи розрахунку осьових турбінних ступенів та особливості розрахунку просторового потоку в турбінному ступені. Розглянуто умови застосування та особливості робочого процесу багаступінчастих турбін.

Для студентів технічних вузів, які навчаються за спеціальностями "Турбіни", "Суднові енергетичні установки та устаткування" та спорідненими енергетичними спеціальностями. Книга може бути корисною для інженерно-технічних працівників, що займаються проектуванням, створенням та експлуатацією турбінних двигунів.

УДК 621.125  
ББК 39.455.13: 31.363

ISBN 5–87848–094–8

© Романовський Г.Ф., Іпатенко О.Я.,  
Патлайчук В.М., 2002  
© Видавництво УДМТУ, 2002

## ПЕРЕДМОВА

---

Матеріали даного навчального посібника ґрунтуються на курсі лекцій з теорії парових та газових турбін, які читаються в Українському державному морському технічному університеті на машинобудівному факультеті.

Послідовно наведені загальні відомості про будову та роботу турбін, розглянуто газодинамічні основи теорії турбін і течію в плоских турбінних решітках; особливу увагу приділено теорії робочого процесу в одиничному турбінному ступені, розглянуто також особливості робочих процесів та умови застосування багатоступінчастих турбін.

У посібнику наведено основи розрахунку осьових турбінних ступенів та особливості профілювання лопаток ступенів з відносно довгими лопатками. У додатках наприкінці книги наведені числові приклади розрахунку ступенів газової та парової турбін на середньому діаметрі, приклади розрахунку закручення лопаток найпростішим способом, за законом сталості циркуляції та за умови  $\alpha_1 = \text{const}$ .

Навчальний посібник орієнтований також на самостійну роботу студентів, для чого наприкінці кожного розділу наведені контрольні завдання і питання.

Книга написана спільно д-ром техн. наук, проф. Г.Ф.Романовським, канд. техн. наук, доц. О.Я.Іпатенком, канд. техн. наук В.М.Патлайчуком.

Відзиви про книгу, зауваження та побажання надсилати за адресою:  
*54025, м. Миколаїв, просп. Героїв Сталінграда, 9, видавництво УДМТУ.*

## 1. ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ ПРО БУДОВУ І РОБОТУ ТУРБІН

### § 1.1. Будова та принцип дії найпростішої осьової турбіни

Турбіна являє собою ротативний двигун, призначений для перетворення в механічну роботу запасу потенціальної енергії підведеного ззовні робочого тіла.

Робочим тілом у парових і газових турбінах є відповідно водяна пара або газ (чи суміш газів), а запас його потенціальної енергії визначається надмірним тиском і температурою в початковому стані.

Розглянемо будову та принцип дії турбіни, конструктивна схема якої зображена на рис.1.1.

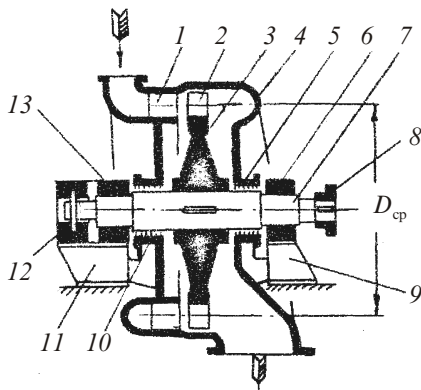


Рис.1.1. Схема будови найпростішої осьової турбіни

Основними елементами турбіни є сопловий апарат 1, утворений закріпленими нерухомо в корпусі 4 сопловими лопатками, і робочі лопатки 2 (робочий вінець), набрані по ободу диска 3. Диск виготовляється разом з валом 7 або окремо і потім жорстко з'єднується з ним. Вал і всі встановлені на ньому деталі утворюють обертову частину турбіни – ротор.

Положення ротора щодо корпусу фіксується опорними 6 і 13 та упорним 12 підшипниками. Підшипники встановлені в стільцях 9 і 11, з'єднаних з нижньою половиною корпусу. За допомогою стільців турбіна кріпиться до фундаменту. Корпус має патрубки для підведення робочого тіла (впускний) і для відведення (випускний, або вихлопний). У місцях виходу вала з корпусу для ізоляції внутрішніх порожнин від навколишнього середовища передбачені зовнішні ущільнення 5 і 10. Сукупність усіх нерухомих деталей утворює *статор* турбіни. Потужність, що розвивається турбіною, передається споживачу через фланець або сполучну муфту 8.

Сопловий апарат і робочий вінець утворюються лопатками спе-

ціального профілю і мають вигляд решіток лопаток. У цих решітках і здійснюється робочий процес.

Сукупність соплового апарата і розміщеного за ним робочого вінця разом з деталями, що несуть їх, складає *турбінний ступінь*. З цієї точки зору розглянута турбіна є одноступінчастою.

Перетворення потенціальної енергії робочого тіла в кінетичну відбувається внаслідок його розширення в міжлопаткових каналах. При цьому тиск робочого тіла зменшується, а швидкість відносно стінок каналів зростає. З огляду на це в подальшому поняття *розширення* і *перетворення потенціальної енергії в кінетичну* ототожнюються та вживаються як рівноцінні задля зручності.

Схема проточної частини ступеня та розгортка її циліндричного перерізу на середньому діаметрі на площину у вигляді решіток профілів показані на рис.1.2. Позначення характерних перерізів ступеня загальноновживані, а саме: 0 – перед сопловим апаратом; 1 – за сопловим апаратом (перед робочим вінцем); 2 – за робочим вінцем (за ступенем). Відповідними індексами будемо позначати і всі параметри в цих перерізах.

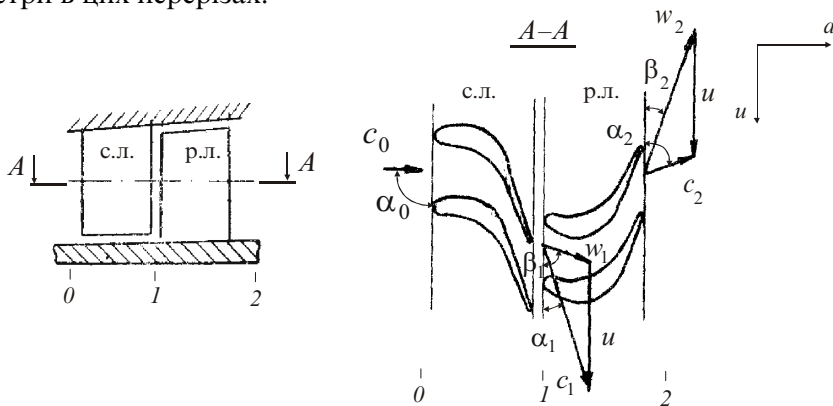


Рис.1.2. Схема турбінного ступеня

Будемо вважати, що всі параметри змінюються лише в межах решіток, а перед ступенем, за ним та в зазорі між решітками залишаються незмінними.

Робоче тіло в решітках бере участь у складному русі, тому будемо розрізняти його швидкості: *абсолютну*  $c$  – відносно нерухомих елементів турбіни (ступеня), *переносну*  $u$  – швидкість каналу відносно

но тих же нерухомих елементів, а також відносну  $w$  – швидкість відносно стінок каналу. При цьому згідно з законом механіки

$$\vec{c} = \vec{w} + \vec{u}. \quad (1.1)$$

Для нерухомої (соплової) решітки  $u = 0$ , і тому  $c = w$ ; для робочих решіток значення переносної швидкості має колова швидкість лопаток ( $u = \pi Dn$ , де  $D$  – діаметр перерізу, м;  $n$  – частота обертання ротора,  $\text{с}^{-1}$ ) і рівняння (1.1) використовується у повному вигляді.

При визначенні напрямів швидкостей потоку (кутів до фронтальної площини решітки) будемо вживати  $\alpha$  для абсолютних швидкостей і  $\beta$  для відносних.

До соплового апарата потік робочого тіла надходить з деякою абсолютною швидкістю  $c_0$  під кутом  $\alpha_0$ . У сопловому апараті робоче тіло розширюється, тиск його знижується, а швидкість зростає до  $c_1$ . Кут виходу потоку із соплової решітки ( $\alpha_1$ ) визначається формою профілів та їх розташуванням у решітці.

Потік газу з абсолютною швидкістю  $c_1$  і відповідною їй кінетичною енергією натікає на робочу решітку. У вхідному перерізі робочої решітки потік має відносну швидкість  $w_1$ , і згідно з рівнянням (1.1)

$$\vec{w}_1 = \vec{c}_1 - \vec{u}.$$

Виконання останнього співвідношення графічно зображене на перерізі робочої решітки (напрямок  $u$  збігається з напрямком руху робочих лопаток). Вектори  $c_1$ ,  $w_1$  та  $u$  утворюють так званий *вхідний трикутник швидкостей* для робочої решітки.

Відносна швидкість виходу газу з робочої решітки залежить від того, продовжується розширення в робочих каналах чи ні (якщо так, то  $w_2 > w_1$ ), а також у певній мірі від утрат енергії в каналах. Напрямок швидкості  $w_2$  (кут  $\beta_2$ ) визначається формою профілів робочих лопаток та розташуванням їх у решітці.

Згідно з рівнянням (1.1) абсолютна швидкість газу на виході зі ступеня  $c_2$  дорівнює сумі відносної  $w_2$  та переносної  $u$  швидкостей (див. вихідний трикутник швидкостей на рис.1.2);  $c_2 < c_1$ , що є результатом перетворення кінетичної енергії потоку в роботу.

При протіканні газу крізь решітку виникають сили, що діють на лопатки. Сумарна сила  $P$ , яка діє на робочі лопатки, може бути умовно розкладена на дві складові: *колову*  $P_u$  й *осьову*  $P_a$  (рис.1.3),

тому

$$P = \sqrt{P_u^2 + P_a^2}.$$

Колова складова і являє собою рушійну силу, яка здійснює корисну роботу в турбіні.

Сопловий апарат може розміщуватися по всьому колу або тільки на деякій його частині. Тоді ступінь називається *ступенем з частковим впуском робочого тіла*, або *парціальним*, і характеризується *мірою впуску*

$$e = \frac{l_{\text{акт}}}{\pi D_{\text{ср}}},$$

де  $D_{\text{ср}}$  – середній діаметр ступеня;  $l_{\text{акт}}$  – довжина активної дуги (дуги впуску) на середньому діаметрі.

Очевидно, що в ступенях з повним впуском робочого тіла  $e = 1$ .

При обертанні ротора парціального ступеня робочі лопатки поперемінно проходять активну зону, коли через них тече робоче тіло, що надходить із соплових каналів, і неробочу, коли вони взаємодіють із застійною речовиною. Тому парціальність викликає додаткові і часом дуже істотні втрати в ступені. Проте у ряді випадків вона застосовується в ступенях з малою витратою робочого тіла: при малих витратах і повному впуску ступінь може мати занадто короткі лопатки або малий діаметр, що призведе до втрат ще більших, ніж у парціальному ступені. До того ж при компонуванні турбіни малого діаметра можуть зустрітися конструктивні труднощі. Тому доцільно застосовувати парціальний ступінь більшого діаметра з лопатками прийнятної довжини замість ступеня з повним впуском.

Турбіна як тепловий двигун відрізняється від поршневих двигунів рядом істотних особливостей.

Основна особливість – *енергетична*. Вона полягає в подвійній трансформації енергії. Потенціальна енергія робочого тіла спочатку перетворюється в кінетичну енергію потоку, яка потім перетворюється в механічну енергію обертання ротора турбіни. При цьому

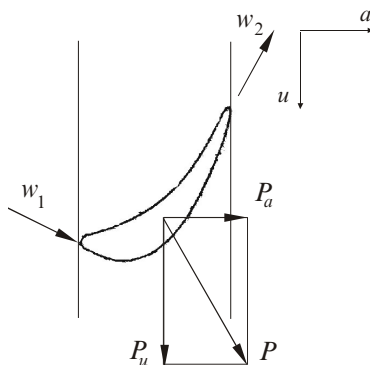


Рис.1.3. Складові аеродинамічної сили

швидкості потоку досягаються часом досить великі (до 500 м/с і вище). У поршневих же двигунах потенціальна енергія робочого тіла перетворюється в механічну роботу безпосередньо, внаслідок тиску його на поршень при розширенні в циліндрах, без набуття ним відчутних швидкостей.

Друга особливість турбіни – *кінематична*. Вона полягає в набутті ротором відразу обертального руху в результаті силової дії потоку на робочі лопатки. Турбіна на відміну від поршневих двигунів не потребує додаткових механізмів (таких, наприклад, як кривошипно-шатунний), що перетворюють зворотно-поступальний рух поршня в обертальний рух колінчастого вала.

Третя особливість – *безперервність робочого процесу*. Робочий процес відбувається в соплових і робочих каналах, завжди відкритих для робочого тіла, що безупинно рухається від вхідного до вихідного перерізу турбіни. Робочий процес не містить циклів або дискретних у часі періодів, характерних для поршневих двигунів\*). Ротор працюючої турбіни обертається зі сталою частотою.

Завдяки особливостям турбіни є можливість застосувати високі швидкості течії робочого тіла і руху деталей, тобто зробити машину швидкохідною, а отже з відносно невеликими габаритами та масою. Висока швидкохідність турбіни, однак, потребує в багатьох випадках використання знижуючої передачі між нею та споживачем, наприклад гребним гвинтом на судах.

## § 1.2. Активні та реактивні ступені

У залежності від організації процесів енергетичних перетворень розрізняють турбінні ступені активні, реактивні та активні з реакцією.

В *активному ступені* перетворення потенціальної енергії в кінетичну здійснюється повністю в сопловому апараті, а в робочій решітці відбувається тільки перетворення кінетичної енергії потоку в механічну роботу. Таким чином, у такому ступені процеси перетворення енергії розділені територіально: кожний з етапів перетворення здійснюється в своєму окремому елементі ступеня. Робота в робочій ре-

---

\*) Виняток становлять тільки турбіни газотурбінних двигунів, що працюють за циклом з ізохорним підведенням теплоти в камері згоряння. Проте в даний час такий тип двигунів практичного застосування не має.

шітці активного ступеня виконується внаслідок повороту потоку в міжлопаткових каналах, тобто в результаті активної дії протікаючої речовини. Звідси і сама назва ступеня. Активна дія потоку обумовлена виникненням відцентрових сил у робочому тілі при течії всередині криволінійного каналу.

У *реактивному ступені* перетворення потенціальної енергії в кінетичну відбувається приблизно однаковою мірою як у сопловому апараті, так і в робочій решітці. У робочій решітці, отже, поряд із перетворенням кінетичної енергії в роботу відбувається подальше розширення робочого тіла. Наслідком розширення робочого тіла в міжлопаткових каналах робочої речовини є реактивна сила, яка діє на лопатки. Робота в реактивному ступені здійснюється внаслідок повороту потоку та частково – реактивної дії струменя.

Проміжним типом ступеня є *активний ступінь з реакцією*. У такому ступені розширення робочого тіла здійснюється головним чином у сопловому апараті і лише невеликою мірою – у робочій решітці.

**Графіки тиску та швидкостей в ступенях.** Розглянемо, як змінюються параметри робочого тіла й потоку в ступенях названих типів, скориставшись позначеннями перерізів швидкостей та кутів із § 1.1.

Оскільки розширення робочого тіла відбувається тільки в сопловому апараті, з визначення активного ступеня випливає:

$$p_1 < p_0; \quad c_1 > c_0;$$

$$p_2 = p_1 \quad \text{і} \quad w_2 = w_1 \quad (\text{при відсутності втрат}).$$

На рис.1.4,*а* зображені графіки тиску  $p$  та швидкостей  $c$  і  $w$  активного ступеня. Коли розширення в робочій решітці не відбувається, тиск у ній сталий, а якщо відсутні втрати, то відносні швидкості також незмінні. У дійсному процесі швидкість виходу  $w_2$  трохи менша, ніж  $w_1$ .

Трикутники швидкостей активного ступеня будуються, як і в загальному випадку (див. § 1.1), з урахуванням зазначених вище співвідношень швидкостей даного ступеня.

Для реактивного ступеня характерні співвідношення:

$$p_1 < p_0; \quad c_1 > c_0;$$

$$p_2 < p_1; \quad w_2 > w_1.$$

Графіки тиску і швидкостей цього ступеня зображені на рис. 1.4, б. Тиск зменшується і в сопловому апараті, і в робочій решітці, а швидкості (відповідно абсолютна й відносна) зростають. При близьких кількостях потенціальної енергії, що перетворюється в кінетичну в сопловій і робочій решітках, швидкості виходу робочого тіла з них теж будуть близькими за величиною.

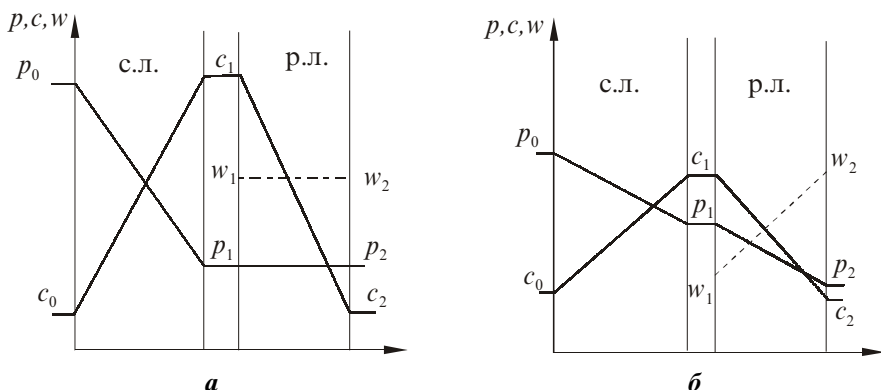


Рис. 1.4. Графіки зміни тиску та швидкостей за рухом потоку (уздовж ліній струму):

**a** – активний ступінь; **б** – реактивний ступінь

Трикутники швидкостей звичайно зображають із суміщеними вершинами та поворотом на  $90^\circ$  порівняно з рис. 1.2. У такому вигляді типові трикутники активного й реактивного ступенів подані на рис. 1.5. Там же наведені характерні співвідношення швидкостей та кутів.

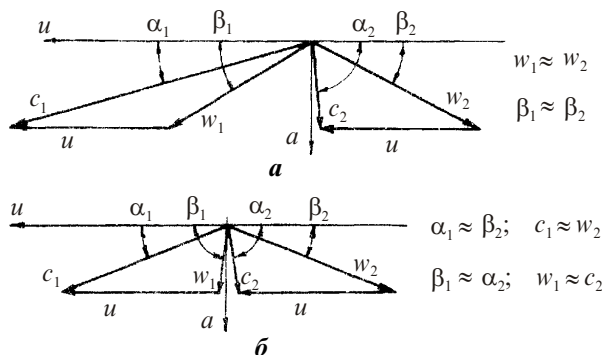


Рис. 1.5. Типові трикутники швидкостей:

**a** – активний ступінь;  
**б** – реактивний ступінь

Відлік кутів при побудові трикутників швидкостей здійснюється на вході до робочої решітки (переріз 1, див. рис. 1.2) від додатного напрямку осі  $u$ , а на виході (переріз 2) – від від'ємного.

**Форма профілів лопаток.** Той чи інший характер енергетичних перетворень у ступені забезпечується вибором відповідних профілів соплових та робочих лопаток. У турбінних ступенях можна виділити два явно виражені типи решіток: решітки, в яких здійснюється розширення робочого тіла, і решітки, в яких розширення відсутнє. До перших належать соплові решітки ступенів усіх типів і робочі решітки реактивних ступенів. До других – робочі решітки активних ступенів.

Для забезпечення значного розширення пари чи газу у першій групі решіток ширина каналів має зменшуватися в напрямі виходу (при дозвуковій течії). Тому профілі лопаток цих решіток мають явно виражену асиметричну форму з кутами виходу, значно меншими від кутів входу (рис. 1.6, *a*). Такі решітки мають назву *реактивних решіток*.

У робочих решітках активних ступенів, де розширення робочого тіла не відбувається, відносна швидкість потоку змінюється незначно, лише внаслідок утрат енергії. Тому ширина міжлопаткових каналів має залишатися приблизно однаковою, що забезпечується формою профілів лопаток, близькою до симетричної, з малою різницею між кутами входу та виходу (див. рис. 1.6, *б*). Це так звані *активні решітки*.

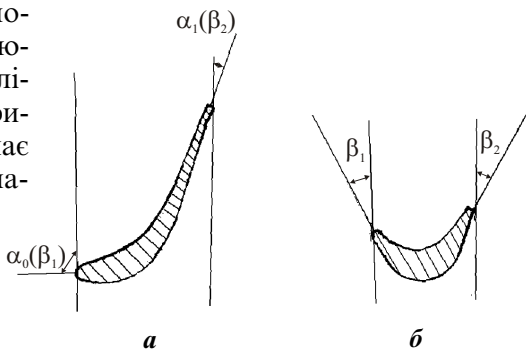


Рис. 1.6. Форма профілів лопаток:

*a* – реактивних решіток; *б* – активних решіток

**Активні ступені з реакцією.** Таким ступеням притаманні риси реактивних ступенів, але в меншій, ніж у них, мірі. Так, на графіках епюри тиску та швидкостей в робочій решітці нахилені до горизонталі, як і в реактивному ступені, але під значно меншим кутом (щось середнє між *a* і *б* на рис. 1.4). Трикутники швидкостей мають проміжний між *a* і *б* (див. рис. 1.4) вигляд, причому  $c_1 > w_2 > w_1 > c_2$  і

$\alpha_2 > \beta_1 > \beta_2 > \alpha_1$ . Проміжну форму між **a** і **б** (див. рис.1.6) мають і профілі робочих лопаток.

### § 1.3. Багатовінцеві активні ступені

Робота турбінного ступеня може бути ефективною тільки при певному відношенні колової швидкості  $u$  на середньому діаметрі вінця робочих лопаток до швидкості виходу потоку із сопел  $c_1$ . Для активного ступеня найвигідніше відношення швидкостей  $u/c_1$  близьке до 0,5, а для реактивного ступеня – до 1.

Чим більші задаються при проектуванні початкова температура робочого тіла і міра зниження тиску в турбіні, тим швидкість на виході із соплового апарата буде більшою. Щоб забезпечити при цьому найвигідніше відношення  $u/c_1$ , необхідно пропорційально збільшувати колову швидкість  $u$ . На практиці це досягається збільшенням середнього діаметра ступеня або частоти обертання ротора. Проте необхідно враховувати, що при обертанні ротора на його елементи діють відцентрові сили, які викликають появу напружень розтягу. Дані напруження зі збільшенням діаметра і частоти обертання будуть також зростати. Тому з погляду міцності величина запасу потенціальної енергії, яка перетворюється в механічну роботу в турбінному ступені, обмежена.

Якщо перероблювати в одиночному турбінному ступені великі кількості потенціальної енергії без збереження оптимального відношення швидкостей  $u/c_1$ , то це призведе до зменшення перетворення кінетичної енергії в механічну роботу в робочих каналах через збільшення втрат енергії. Вираженням цього будуть значні абсолютні швидкості  $c_2$  робочого тіла за ступенем та зниження ККД турбінного ступеня.

Один із шляхів поліпшення ККД активних ступенів, працюючих з великим запасом потенціальної енергії робочого тіла, полягає в застосуванні багатовінцевих робочих коліс (з двома-трьома робочими вінцями). При цьому частина кінетичної енергії потоку, який залишає перший робочий вінець, використовується для одержання корисної роботи в другому і третьому робочих вінцях. Для забезпечення необхідного напрямку потоку на вході до другого і наступних робочих вінців перед кожним із них у корпусі встановлюють додаткові нерухомі проміжні напрямні апарати.

Робочі вінці встановлюються на одному диску, і в залежності

від їх кількості ступінь називається відповідно *двовінцевим* або *три-вінцевим* на відміну від раніше розглянутих ступенів, які є *одновінцевими*. Історично такі ступені відомі як *двовінцеве* чи *тривнцеве колесо Кертіса* (за іменем американського інженера, що вперше створив подібну конструкцію в 1900 р.).

Багатовінцеві ступені виконують активними або з невеликою реакцією (тобто додатковим розширенням робочого тіла) в робочих і напрямних каналах.

Схема активного двовінцевого ступеня, профілі його лопаток і графіки тиску та швидкостей зображені на рис.1.7.

Як і в одновінцевому активному ступені, розширення газу відбувається тільки в соплових каналах. У робочих вінцях і в напрямному апараті розширення немає, тому тиск у каналах робочих і напрямної решіток залишається незмінним, тобто  $p_{11} = p_{21} = p_{12} = p_{22}$  і, отже,  $w_{21} = w_{11}$ ,  $w_{22} = w_{12}$  (друга цифра індексу відповідає номеру вінця робочих лопаток). У робочих каналах відбувається тільки перетворення кінетичної енергії потоку в механічну роботу, абсолютні швидкості в каналах робочих решіток зменшуються:  $c_{21} < c_{11}$ ,  $c_{22} < c_{12}$ . Вхідні і вихідні кути відповідних решіток приблизно однакові:  $\beta_{21} \approx \beta_{11}$ ,  $\alpha_{12} \approx \alpha_{21}$ ,  $\beta_{22} \approx \beta_{12}$ .

Використання кінетичної енергії та зниження абсолютної швидкості в робочих вінцях відбуваються наче за етапами, ступінчасто, тому такі ступені називають ще *колесами з відповідним числом сту-*

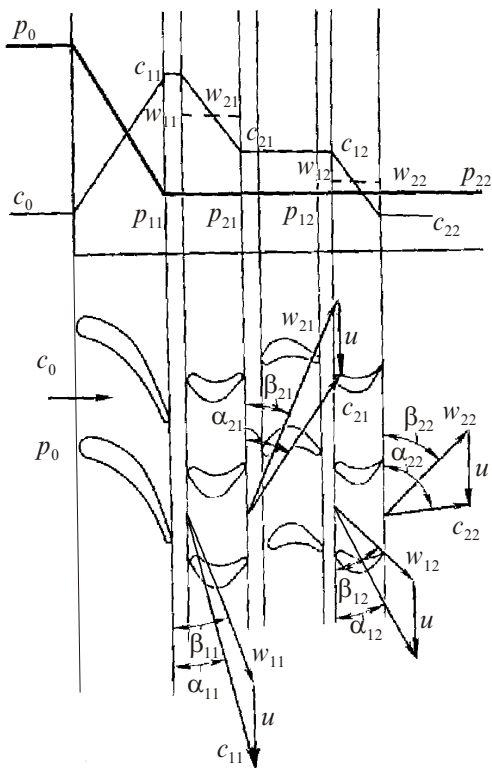


Рис.1.7. Графіки тиску та швидкостей і решітки профілів активного двовінцевого ступеня

пенів швидкості, а при окремому виконанні – *турбіною зі ступенями швидкості*.

Оскільки в проміжних напрямних апаратах багатовінцевих ступенів розширення робочого тіла незначне або відсутнє зовсім, то профілі лопаток цих апаратів виконуються подібними до профілів робочих лопаток активних решіток.

Оптимальне відношення швидкостей  $u/c_1$  для двовінцевого ступеня складає приблизно 0,25, для тривінцевого – 0,167. Це означає, що в порівнянні з одновінцевим активним ступенем необхідні колові швидкості (при однаковій кількості потенціальної енергії, що переробляється, і максимальному ККД) будуть менші приблизно в два і три рази відповідно.

Конструктивним варіантом ступеня, в якому реалізується процес,

аналогічний тому, що здійснюється в двовінцевому ступені, є *ступінь з повторним підведенням робочого тіла* (рис.1.8). Цей ступінь складається із соплового апарата й одного вінця робочих лопаток (перший ступінь швидкості). Пройшовши робочі лопатки, робоче тіло надходить у поворотну камеру, яка виконує роль проміжного напрямного апарата. З поворотної камери потік під кутом  $\alpha'_1$  попадає вдруге на робочі лопатки і виходить зі швидкістю  $c'_2$ , причому  $w_2 \approx w_1$ ,  $c'_1 \approx c_2$ ,  $w'_2 \approx w'_1$ ,  $c'_2 < c_2$ . У такий спосіб виконано два ступені швидкості [8].

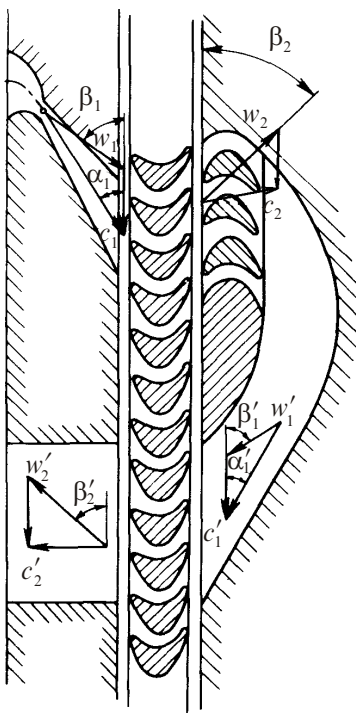


Рис.1.8. Схема ступеня з повторним підведенням робочого тіла

#### § 1.4. Багатоступінчасті турбіни зі ступенями тиску

У таких турбінах загальний перепад тиску поділяється на кілька частин, кожна з яких спрацьовується в своєму ступені – ступені тиску. Турбіна являє собою ряд розміщених один за одним на одному валу в спільному корпусі

ступенів, через які послідовно проходить робоче тіло. Загальна потужність турбіни дорівнює сумі потужностей всіх її ступенів.

Потенціальна енергія робочого тіла, яка припадає на один ступінь, значно менша за весь її запас у турбіні, тому чисельно менше і значення абсолютної швидкості  $c_1$ , порівняно з тою, яка була б при одноступінчастому варіанті турбіни. Отже, підбором числа ступенів можна забезпечити (при збереженні оптимального співвідношення  $u/c_1$ ) припустимі з погляду міцності колові швидкості.

У межах кожного зі ступенів робочий процес організується згідно з будь-яким із розглянутих вище принципів.

У загальному випадку багатоступінчаста турбіна складається із ступенів тиску, які можуть бути: активними одновінцевими (в тому числі й з реакцією), реактивними, активними дво- чи тривінцевими.

Схема багатоступінчастої активної турбіни зі ступенями тиску, а також графіки тиску та швидкостей наведені на рис.1.9. Турбіна складається з п'яти одновінцевих ступенів. Соплові лопатки першого ступеня закріплені в корпусі турбіни, соплові лопатки інших ступенів – у діафрагмах. Діафрагми різні, верхні половини їх установлені у кришці корпусу, а нижні – у корпусі турбіни. Найявніші діафрагми і дискового ротора є конструктивною ознакою

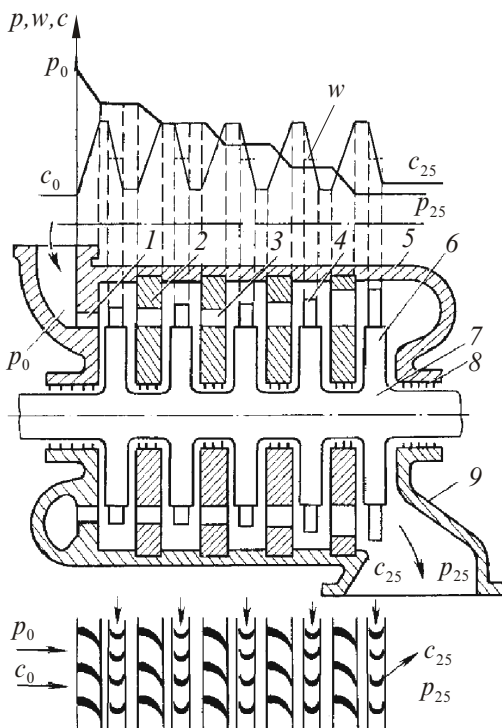


Рис.1.9. Схема багатоступінчастої активної турбіни зі ступенями тиску:

1,3 – соплові лопатки відповідно першого і третього ступенів; 2 – діафрагма; 4 – робочі лопатки; 5 – кришка корпусу; 6 – диск; 7 – вал; 8 – кінцеве ущільнення; 9 – корпус турбіни

активної багатоступінчастої турбіни. Така конструкція дозволяє скоротити втрати від витікання робочого тіла між сопловими решітками і ротором за рахунок зменшення діаметра ущільнення діафрагм.

Перша багатоступінчаста активна парова турбіна була створена в 1900 р. шведським інженером Густавом Лавалем шляхом подальшого вдосконалювання одноступінчастої активної турбіни.

Схема багатоступінчастої реактивної турбіни зображена на рис.1.10. Там же подані графіки тиску та швидкостей. Турбіна складається із чотирьох реактивних ступенів. Соплові лопатки закріплені в корпусі, робочі – на роторі. Особливістю реактивної турбіни є ротор барабанного типу.

У зв'язку з наявністю на робочих лопатках реактивної турбіни перепаду тиску, на її ротор діє значна осьова сила, що створює велике навантаження на упорний підшипник (на рисунку не показаний). Щоб розвантажити упорний підшипник і зменшити його розміри, в турбіні з боку впуску робочого тіла передбачено розвантажувальний пристрій – *думіс*. Він складається із поршня – частини ротора

збільшеного діаметра – та лабіринтового ущільнення між циліндричною поверхнею поршня та корпусом.

На поршень *думіса* з боку впуску робочого тіла діє більш високий тиск

$p_0$ , ніж тиск  $p_d$  з іншої сторони. Внаслідок цього виникає осьова сила, спрямована в бік, протилежний дії невраїнованих сил, що обумовлені перепадами тиску на робочих лопатках.

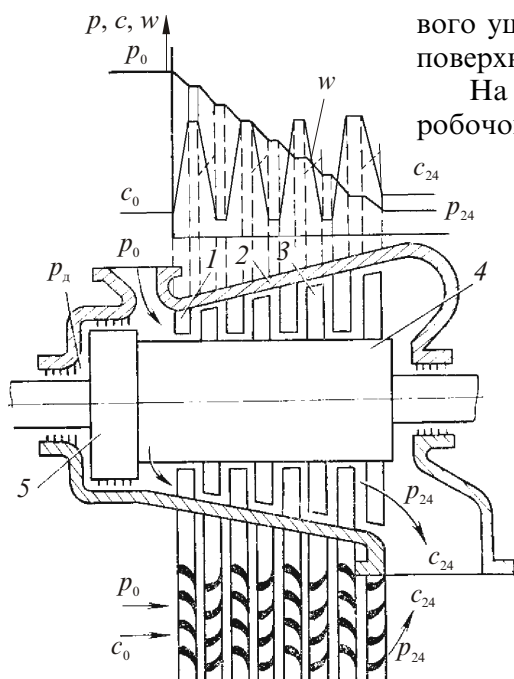


Рис.1.10. Схема багатоступінчастої реактивної турбіни зі ступенями тиску:

1 – соплові лопатки; 2 – корпус;  
3 – робочі лопатки; 4 – ротор; 5 – поршень *думіса*

Знижений тиск  $p_d$  в камері думіса досягається тим, що вона з'єднується трубопроводом або свердліннями в барабані з випускною частиною турбіни. Лабіринтове ущільнення сприяє зменшенню витоків робочого тіла через поршень думіса.

Конструкція реактивної багатоступінчастої парової турбіни вперше була запропонована в 1884 р. англійським інженером Парсонсом.

Достоїнством турбін зі ступенями тиску є те, що вони дозволяють спрацьовувати великі (теоретично будь-які) запаси потенціальної енергії при допустимих за умовами міцності колових швидкостях лопаток, забезпечуючи високі ККД.

### § 1.5. Радіальні турбіни

У розглянутих вище ступенях течія робочого тіла мала загальний напрям, що збігався з напрямом осі турбіни. Тому такі ступені й турбіни в цілому називаються *осьовими*.

У *радіальних ступенях* робоче тіло рухається в основному по радіусу турбіни. В залежності від напрямку руху (від периферії до центра або від центра до периферії) розрізняють *доцентрові* (рис.1.11,*а*) і *відцентрові* (див. рис.1.11,*б*) ступені.

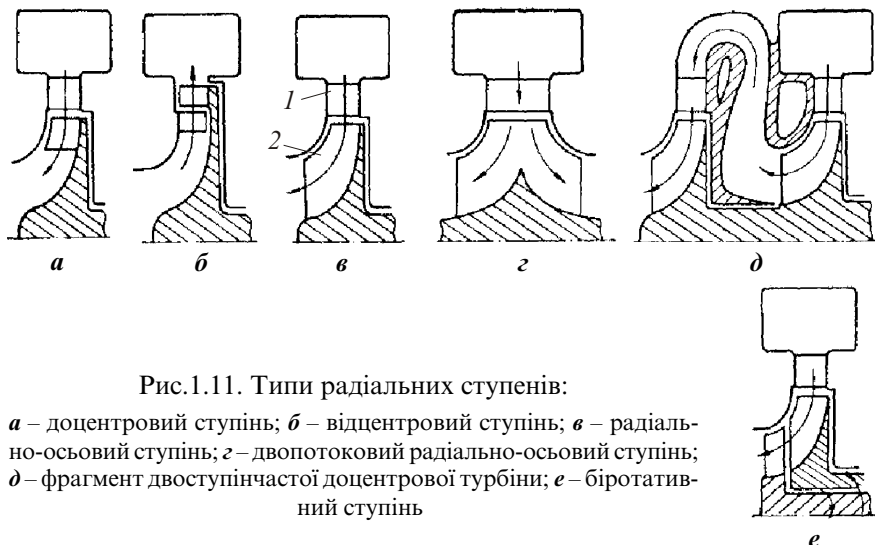


Рис.1.11. Типи радіальних ступенів:

*а* – доцентровий ступінь; *б* – відцентровий ступінь; *в* – радіально-осьовий ступінь; *г* – двопотоковий радіально-осьовий ступінь; *д* – фрагмент двоступінчастої доцентрової турбіни; *е* – біротативний ступінь

З радіальних ступенів найбільше значення для практики мають доцентрові ступені з осьовим напрямом виходу потоку з робочого колеса, що дістали назву *радіально-осьових* (див. рис.1.11,в). У цих ступенях в процесі перетворення енергії робоче тіло рухається спочатку в сопловому апараті 1 від периферії до центра, потім у міжлопаткових каналах робочого колеса 2, поступово змінюючи напрям руху на осьовий.

Радіально-осьові ступені бувають однопотокові чи двопотокові (див. рис.1.11,з), останні застосовують при збільшених витратах робочого тіла та обмеженні діаметра робочого колеса. Багатоступінчасті турбіни, що складаються з окремих радіально-осьових ступенів, виготовляють шляхом послідовного з'єднання декількох ступенів за допомогою зворотних напрямних апаратів (див. рис.1.11,д).

У радіальних ступенях подвійного обертання (див. рис.1.11,е) є два диски з лопатками, чи два колеса, що обертаються в протилежних напрямках (*біротативний ступінь*).

На рис.1.12 показані схеми лопаткових решіток доцентрового, відцентрового та радіально-осьового ступенів, а також їх трикутники швидкостей. У соплових апаратах радіальних ступенів розширення робочого тіла підлягає тим же законам, що і в осьових. За рахунок зниження тиску від  $p_0$  на вході до  $p_1$  на виході з решіток потік розганяється від швидкості  $c_0$  до швидкості  $c_1$ .

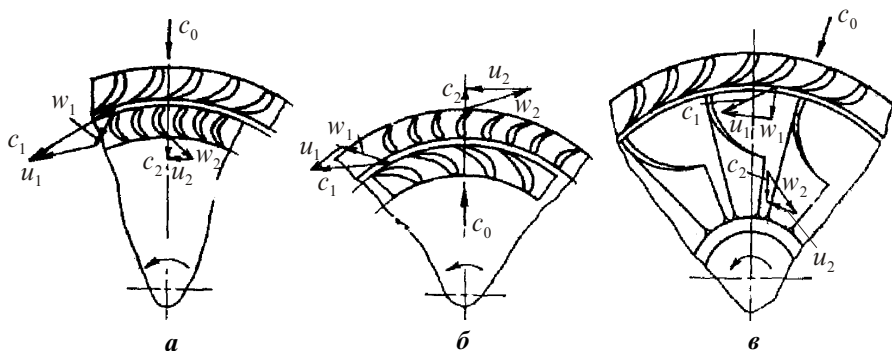


Рис.1.12. Схеми лопаткових решіток радіальних ступенів:

а – доцентровий ступінь; б – відцентровий ступінь; в – радіально-осьовий ступінь

Принципова відмінність робочого процесу в радіальних ступенях у порівнянні з осьовими полягає в тому, що перетворення енер-

гії в робочих каналах супроводжується зміною колової швидкості від  $u_1$  на вході до  $u_2$  на виході з решітки. Відносна швидкість  $w$  змінюється як у зв'язку з розширенням робочого тіла в робочому колесі, так і під дією інерційних (коріолісових) сил, що в доцентрових турбінах сповільнюють, а у відцентрових прискорюють течію в міжлопаткових каналах.

Відцентрові турбіни в порівнянні з доцентровими поширені значно менше через менший ККД і використовуваний теплоперепад. Певного поширення набули відцентрові парові багатоступінчасті турбіни, внаслідок того, що при значному збільшенні питомого об'єму пари необхідні площі прохідного перерізу каналів можна забезпечити тільки у випадку течії від центра до периферії.

### Контрольні завдання і питання

1. Поясніть принцип дії найпростішої осьової турбіни.
2. Охарактеризуйте особливості турбіни як двигуна.
3. У чому полягає конструктивна особливість парціального турбінного ступеня?
4. Охарактеризуйте принципи силової дії потоку на робочі лопатки.
5. Поясніть особливості силової дії потоку на лопатки активного ступеня.
6. Проаналізуйте особливості силової дії потоку на лопатки реактивного ступеня.
7. Чим пояснюється необхідність застосування багатовінцевих ступенів і багатоступінчастих турбін?
8. Проаналізуйте процеси перетворення енергії в багатовінцевому ступені.
9. Дайте характеристику багатоступінчастій турбіні зі ступенями тиску.
10. Які конструктивні особливості мають активні та реактивні турбіни зі ступенями тиску?
11. Назвіть основні типи радіальних турбінних ступенів.

## **2. ТЕРМОГАЗОДИНАМІЧНІ ОСНОВИ ТЕОРІЇ ТУРБІН**

---

### **§ 2.1. Основні рівняння усталеного одновимірного газового потоку**

Потік у каналах турбінних решіток має складну просторову структуру. Для аналізу таких потоків звичайно залучають спрощені моделі, достатньо точні для розв'язання певного кола конкретних завдань. Суттєвими перевагами цих моделей мають бути наочність і відносно проста досяжність результату.

У теорії турбін багато питань можуть бути вирішені на основі закономірностей найпростішого – *одновимірного* – усталеного газового потоку. В одновимірному потоці всі параметри робочого тіла і параметри руху залежать тільки від однієї просторової координати, відлічуваної в напрямі течії. Зміною параметрів у двох інших напрямках одновимірна теорія нехтує, вважаючи їх несуттєвими.

Характерною рисою одновимірного потоку є те, що в ньому будь-який параметр у розглянутому перерізі дозволяє, якщо відомі параметри в початковому перерізі, скласти повне уявлення про потік і стан робочого тіла в цьому перерізі. При цьому немає потреби знаходити значення просторової координати даного перерізу. Таким чином, закономірності течії для одновимірного газового потоку являють собою зв'язок тільки параметрів робочого тіла й потоку і не містять просторових координат.

Одновимірна модель може бути застосована до потоків у каналах з мало змінюваним поперечним перерізом і слабковигнутою віссю.

Одновимірна течія – ідеальна модель потоку. Однак у ряді випадків закономірності одновимірного газового потоку можуть бути застосовані і до реальної течії з нерівномірним розподілом параметрів у перерізах. При цьому для характеристики стану робочого тіла і потоку необхідно брати параметри, певним чином усереднені по перерізах.

Розглянемо основні рівняння робочого тіла стосовно до одновимірного газового потоку.

**Рівняння термодинамічного стану робочого тіла.** Залежність між фізичними параметрами газу має вигляд

$$pv = RT \quad \text{або} \quad p = \rho RT, \quad (2.1)$$

де  $p$  – абсолютний тиск, Па;  $v$  – питомий об'єм, м<sup>3</sup>/кг;  $R$  – газова стала, Дж/(кг·К);  $T$  – абсолютна температура, К;  $\rho = 1/v$  – густина газу, кг/м<sup>3</sup>.

Рівняння (2.1) було одержано для термодинамічно ідеальних газів, у яких газова стала залежить тільки від їхньої природи, але, незважаючи на це, вони широко застосовуються в розрахунках газових турбін для реальних газів, забезпечуючи прийнятний результат.

Газова стала може бути визначена за формулою

$$R = R_{\mu} / \mu,$$

де  $R_{\mu} = 8314$  Дж/(кмоль·К) – універсальна газова стала;  $\mu$  – молярна маса газу, кг/кмоль.

Для повітря газова стала  $R = 287,1$  Дж/(кг·К). Для газу – суміші продуктів згоряння з надлишковим повітрям, яка є робочим тілом у газових турбінах, – вона коливається в межах від 277,6 до 284,5 Дж/(кг·К) в залежності від коефіцієнта надлишку повітря.

Для розрахунку парових турбін рівняння (2.1) не застосовується, тому що газова стала водяної пари істотно залежить від тиску і температури. На практиці розрахунок параметрів стану пари виконують за допомогою таблиць водяної пари та діаграми  $h-s$ . У деяких випадках використовують напівемпіричні рівняння стану, що дозволяють з достатньою точністю визначати параметри для обмеженого діапазону значень температури і тиску.

У теорії турбін часто використовується залежність між газовою сталою  $R$ , теплоємністю газу  $c_p$  та показником ізоентропи  $k$ :

$$R = \frac{k-1}{k} c_p. \quad (2.2)$$

Ізобарна масова теплоємність визначає кількість теплоти, яку необхідно підвести до 1 кг робочого тіла для того, щоб підвищити його температуру на 1 К у процесі при сталому тиску. Теплоємність реальних газів залежить у загальному випадку від їх температури і тиску. Залежність теплоємності від температури  $t$  в розрахунках беруть лінійною у вигляді  $c_p = a + bt$ , де  $a$  і  $b$  – сталі, що визначаються родом газу. Залежністю  $c_p$  від тиску звичайно нехтують, як дуже слабкою.

Коли  $p = \text{const}$  і  $t = 0^\circ\text{C}$ , теплоємність повітря  $c_p = 1004 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$ . Теплоємність газу, одержаного при спалюванні палива, яке використовується в газотурбінних установках, за тих самих умов знаходиться в межах  $1007 \dots 1017 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$ . Менші значення відповідають коефіцієнтам надлишку повітря  $\alpha = 5$ , більші –  $\alpha = 2,7$ .

**Рівняння нерозривності (суцільності).** Умова нерозривності потоку виконується, якщо для всіх його перерізів

$$\frac{F w}{v} = G = \text{const}, \quad (2.3)$$

де  $F$  – площа поперечного перерізу каналу, перпендикулярного до вектора швидкості  $w$ ,  $\text{м}^2$ ;  $G$  – масова витрата робочого тіла,  $\text{кг}/\text{с}$ .

Таким чином, масова витрата робочого тіла для всіх перерізів каналу є величиною сталою. Логарифмуючи, а потім диференціюючи рівняння (2.3), одержуємо рівняння нерозривності в диференціальній формі

$$\frac{dF}{F} + \frac{dw}{w} - \frac{dv}{v} = 0.$$

Для нерухомого каналу, наприклад соплового,  $w = c$ , і тоді вихідне рівняння (2.3) має вигляд

$$\frac{F c}{v} = G = \text{const}. \quad (2.4)$$

**Рівняння термодинамічного процесу.** Під час течії робочого тіла в турбінному каналі його параметри змінюються. Зв'язок між параметрами в різних перерізах описується в загальному випадку рівнянням політропи

$$p v^n = \text{const}. \quad (2.5)$$

Показник політропи  $n$  для кожного випадку є величиною сталою і залежить від характеру процесу (наявність теплообміну, тертя і т.п.). Так, наприклад, для ізоентропійного процесу ( $s = \text{const}$ ) він дорівнює показнику ізоентропи ( $n = k$ ), для ізобарного ( $p = \text{const}$ ) процесу  $n = 0$ , для ізотермічного ( $T = \text{const}$ )  $n = 1$ .

Рівняння процесу можна записати також у вигляді залежності між температурою газу і питомим об'ємом шляхом заміни тиску у виразі (2.5) його значенням із рівняння стану ідеального газу (2.1):

$$\frac{RT}{v} v^n = \text{const},$$

звідки

$$T v^{n-1} = \text{const}. \quad (2.6)$$

Нарешті, виразивши подібним же чином питомий об'єм, знайдемо залежність між тиском і температурою

$$p \left( \frac{RT}{p} \right)^n = \text{const},$$

звідки

$$\frac{T^n}{p^{n-1}} = \text{const}. \quad (2.7)$$

**Рівняння енергії.** Нехай у деякому каналі (рис.2.1) реалізується одновимірна течія газу. Сам канал переміщується поступально щодо певної абсолютної системи координат зі сталою швидкістю ( $u = \text{const}$  – переносна швидкість).

Виділимо в деякий момент у потоці двома нескінченно близькими поперечними перерізами елементарну масу газу. Внаслідок близькості перерізів будемо у всій виділеній масі вважати сталими всі параметри газу і потоку.

За деякий проміжок часу  $dt$  виділена маса газу переміститься уздовж потоку. При цьому параметри газу і потоку зазнають змін залежно від умов течії.

Застосовуючи закон збереження і перетворення енергії до розглянутої маси газу, у загальному випадку течії з теплообміном, тер-

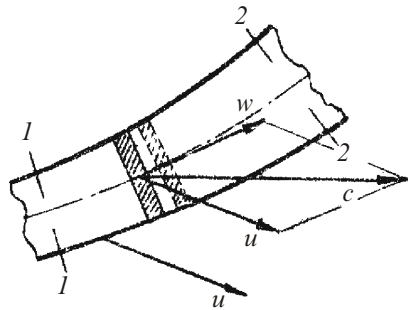


Рис.2.1. До рівняння енергії

тям і здійсненню роботи можна записати

$$dq + dq_r = dU + d\left(\frac{c^2}{2}\right) + d(pv) + dl_T + dl_r. \quad (2.8)$$

Тут  $dq$  – теплота, передана газу ззовні внаслідок теплообміну з навколишнім середовищем;  $dq_r$  – теплота тертя, еквівалентна роботі тертя; оскільки ця теплота сприймається газом так, ніби вона підводиться ззовні, то вона підсумовується з  $dq$ ;  $dU$  – зміна внутрішньої теплової енергії;  $d(c^2/2)$  – зміна кінетичної енергії;  $d(pv)$  – зміна внутрішньої механічної енергії, або робота витиснення, виконувана газом проти розподіленого по його поверхні тиску з боку навколишнього середовища (тиску газу на поверхні, що обмежують розглянуту масу);  $dl_T$  – зовнішня, або технічна, робота;  $dl_r$  – робота проти сил, що діють з боку стінок каналу по дотичній до них (робота тертя).

Через малу густину газу робота сил тяжіння в рівнянні енергії випущена. Усі члени в рівнянні (2.8) віднесені до 1 кг газу і виражені в Дж/кг.

Оскільки  $dq_r$  і  $dl_r$  чисельно рівні, рівняння енергії набуває вигляду

$$dq = dU + d\left(\frac{c^2}{2}\right) + d(pv) + dl_T. \quad (2.9)$$

Але, як відомо з термодинаміки,

$$dU + d(pv) = dh,$$

де  $h$  – ентальпія робочого тіла, Дж/кг. Ентальпія як сума внутрішніх теплової та механічної енергій являє собою повну внутрішню (потенціальну) енергію робочого тіла.

Отже, з рівняння (2.9) одержимо

$$dq = dh + d\left(\frac{c^2}{2}\right) + dl_T. \quad (2.10)$$

Вигляд рівнянь (2.9) і (2.10) не залежить від того, спостерігається тертя (і втрати енергії) при течії чи ні. Це не означає, що тертя не впливає на розвиток процесу течії. Це свідчить тільки про те, що сумарна енергія потоку при даній кількості підведеної ззовні тепло-

ти і даній величині зовнішньої роботи визначається цілком однозначно. Наявність тертя приводить тільки до перерозподілу енергії між окремими її складовими, а також позначається на величині ентропії газу  $s$ , яка наприкінці процесу у випадку тертя завжди більша, ніж була б при його відсутності.

Інтегруючи рівняння (2.10) для обмеженої ділянки потоку 1–2 (див. рис.2.1), після деяких перетворень одержуємо

$$\pm q \pm l_T = c_p (T_2 - T_1) + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2}. \quad (2.11)$$

У лівій частині рівняння (2.11) знак "+" береться при витраті ззовні теплоти або технічної роботи, а "-" у випадку відведення теплоти від газу або здійснення ним роботи.

Розглянуті вище рівняння записані в абсолютній системі координат.

Помістимо початок деякої нової системи координат, що рухається разом з виділеним елементом, у його центрі ваги. Тоді, розглядаючи елемент як нерухомий щодо цієї системи координат, рівняння енергії записуємо у вигляді першого закону термодинаміки для термодинамічного процесу зміни стану газу

$$dq + dq_r = dU + pdv = dh - vdp. \quad (2.12)$$

Для спостерігача, що рухається разом з виділеним елементом газу, енергетичний ефект руху елемента відчувався б тільки завдяки тертю як додаткове підведення деякої кількості теплоти  $dq_r$ , що відображено в лівій частині рівняння (2.12).

Зіставляючи рівняння (2.10) і (2.12), після заміни  $dq_r$  на  $dl_r$  і деяких перетворень одержуємо

$$vdp + d\left(\frac{c^2}{2}\right) + dl_T + dl_r = 0. \quad (2.13)$$

Це є узагальнене рівняння Бернуллі – рівняння збереження енергії в механічній формі. У цьому рівнянні теплота процесу не бере участь в явному вигляді.

У випадку енергоізолюваної течії ( $dq = 0$ ;  $dl_T = 0$ ) рівняння (2.10) і (2.13) набувають відповідно вигляду

$$dh + d\left(\frac{c^2}{2}\right) = 0, \quad (2.14)$$

$$vdp + d\left(\frac{c^2}{2}\right) + dl_r = 0. \quad (2.15)$$

Проінтегруємо рівняння (2.14) і (2.15) для ділянки потоку між перерізами 1 і 2.

З рівняння (2.14) одержимо

$$h_2 + \frac{c_2^2}{2} = h_1 + \frac{c_1^2}{2}. \quad (2.16)$$

Для газу, якщо для нього справедливе рівняння стану  $pv = RT$ , оскільки

$$h = c_p T = \frac{c_p}{R} pv = \frac{k}{k-1} pv,$$

остаточно одержимо

$$\frac{k}{k-1} p_2 v_2 + \frac{c_2^2}{2} = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 + \frac{c_1^2}{2}. \quad (2.17)$$

З рівняння (2.15) випливає

$$\int_1^2 vdp + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + l_r = 0. \quad (2.18)$$

В енергоізолюваному процесі з тертям параметри газу пов'язані рівнянням політропи  $pv^n = \text{const}$ , тому

$$\int_1^2 vdp = (\text{const})^{\frac{1}{n}} \int_1^2 p^{-\frac{1}{n}} dp = (\text{const})^{\frac{1}{n}} \frac{n}{n-1} \left( p_2^{\frac{n-1}{n}} - p_1^{\frac{n-1}{n}} \right).$$

Розкривши дужки, з урахуванням співвідношення

$$p_1 v_1^n = p_2 v_2^n = \text{const}$$

після підстановки в (2.18) і групування членів одержимо остаточно

$$\frac{n}{n-1} p_1 v_1 + \frac{c_1^2}{2} = \frac{n}{n-1} p_2 v_2 + \frac{c_2^2}{2} + l_r. \quad (2.19)$$

Рівняння (2.17) і (2.19) одержані для того ж випадку – енергоізолюваної течії з тертям.

Рівняння (2.17), як і (2.16), має однаковий вигляд для течії як з тертям, так і без нього. При наявності тертя змінюються тільки величини членів правої частини без зміни їхньої суми. У рівняння (2.19) робота тертя входить у явному вигляді, і, крім того, в множник при  $pv$  замість  $k$  входить показник політропи  $n$ , що залежить від  $k$  і величини втрат.

Поширюючи рівняння (2.17) і (2.19) на більш складні випадки течії, помічаємо:

якщо  $dl_T \neq 0$ , то в праві частини обох рівнянь увійде технічна робота  $l_T$ ;

якщо  $dq \neq 0$ , то в ліву частину (2.17) увійде теплота процесу  $q$ ; у рівнянні (2.19) це позначиться тільки на величині показника політропи  $n$ , який буде визначатися вже як величиною втрат від тертя, так і інтенсивністю теплообміну.

На підставі рівнянь (2.17) і (2.19) легко знайти вираз для роботи тертя (при відсутності теплообміну)

$$l_r = \left( \frac{n}{n-1} - \frac{k}{k-1} \right) (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \left( \frac{n}{n-1} - \frac{k}{k-1} \right) R (T_1 - T_2). \quad (2.20)$$

Рівняння енергії потоку можуть бути записані й у відносній системі координат, пов'язаній з каналом, що рухається. При цьому замість абсолютної  $c$  необхідно ввести відносну швидкість  $w$ , а технічну роботу взяти рівною нулю, тому що стосовно цієї системи канал нерухомий. Так, при відсутності теплообміну ( $dq = 0$ ) і поступальному русі каналу рівняння енергії у відносній системі координат має вигляд

$$dh + d\left(\frac{w^2}{2}\right) = 0. \quad (2.21)$$

Рівняння (2.21) придатне для робочих каналів осьових турбінних ступенів.

У той же час випадку  $dq = 0$  з рівняння (2.10) в абсолютній системі координат відповідає співвідношення

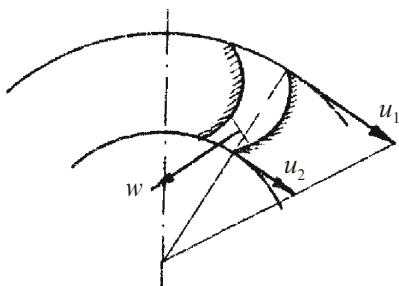
$$dh + d\left(\frac{c^2}{2}\right) + dl_T = 0. \quad (2.22)$$

Зіставляючи вирази (2.21) і (2.22), одержуємо формулу для технічної роботи

$$dl_T = d\left(\frac{w^2}{2}\right) - d\left(\frac{c^2}{2}\right)$$

або для обмеженої ділянки 1–2

$$l_T = \frac{c_1^2 - c_2^2}{2} + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2}. \quad (2.23)$$



Якщо переносна швидкість для різних точок каналу різна ( $u \neq \text{const}$ ), як, наприклад, у радіальних ступенях (рис.2.2), то замість рівняння (2.21) має бути записано

$$dh + d\left(\frac{w^2}{2}\right) = d\left(\frac{u^2}{2}\right),$$

Рис.2.2. Схема каналу в обертальному русі і тоді

$$l_T = \frac{c_1^2 - c_2^2}{2} + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} + \frac{u_1^2 - u_2^2}{2}. \quad (2.24)$$

Третій член у правій частині рівняння (2.24) являє собою роботу, одержану внаслідок дії додаткових інерційних сил – коріолісових.

Наведені вище рівняння енергії газового потоку застосовуються до каналів в елементах турбінних ступенів за певних умов. Для окремих випадків ці рівняння зведені до табл.2.1.

Таблиця 2.1. Рівняння енергії газового потоку для елементів турбінного ступеня

| Елемент ступеня                              |                                                | В абсолютній системі координат                                                                             | У відносній системі координат                                                                           |                                                                                                                                                                     |
|----------------------------------------------|------------------------------------------------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
|                                              |                                                |                                                                                                            | $u = \text{const}$<br>(осьові ступені)                                                                  | $u \neq \text{const}$<br>(радіальні та радіально-осьові ступені)                                                                                                    |
| Ступені охолоджуваних турбін ( $dq \neq 0$ ) | Нерухомі канали соплових та напрямних апаратів | $(dl_T = 0)$<br>$dq = dh + d\left(\frac{c^2}{2}\right)$<br>$vd p + d\left(\frac{c^2}{2}\right) + dl_r = 0$ | —                                                                                                       | —                                                                                                                                                                   |
|                                              | Канали робочих вінців                          | $dq = dh + d\left(\frac{c^2}{2}\right) + dl_T$<br>$vd p + d\left(\frac{c^2}{2}\right) + dl_T + dl_r = 0$   | $(dl_T = 0)$<br>$dq = dh + d\left(\frac{w^2}{2}\right) + vd p + d\left(\frac{w^2}{2}\right) + dl_r = 0$ | $(dl_T = 0)$<br>$dq = dh + d\left(\frac{w^2}{2}\right) - d\left(\frac{u^2}{2}\right) + vd p + d\left(\frac{w^2}{2}\right) - d\left(\frac{u^2}{2}\right) + dl_r = 0$ |
| Ступені неохолоджуваних турбін ( $dq = 0$ )  | Нерухомі канали соплових та напрямних апаратів | $(dl_T = 0)$<br>$dh + d\left(\frac{c^2}{2}\right) = 0$<br>$vd p + d\left(\frac{c^2}{2}\right) + dl_r = 0$  | —                                                                                                       | —                                                                                                                                                                   |

Продовж. табл. 2.1

| Елемент ступеня                                   | В абсолютній системі координат | У відносній системі координат                                                                             |                                                                                                                                                                            |
|---------------------------------------------------|--------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
|                                                   |                                | $u = \text{const}$<br>(осьові ступені)                                                                    | $u \neq \text{const}$<br>(радіальні та радіально-осьові ступені)                                                                                                           |
| Ступені<br>неохолоджуваних турбін<br>( $dq = 0$ ) | Канали робочих<br>вінців       | $(dl_r = 0)$<br>$dh + d\left(\frac{w^2}{2}\right) = 0$<br>$vd p + d\left(\frac{c^2}{2}\right) + dl_r = 0$ | $(dl_r = 0)$<br>$dh + d\left(\frac{w^2}{2}\right) = d\left(\frac{u^2}{2}\right) -$<br>$vd p + d\left(\frac{w^2}{2}\right) -$<br>$- d\left(\frac{u^2}{2}\right) + dl_r = 0$ |

## § 2.2. Параметри гальмування в абсолютному і відносному русі

У потоці розрізняють статичні і повні параметри робочого тіла. Статичні – це параметри, які характеризують термодинамічний стан робочого тіла, що рухається з деякою швидкістю. Щоб точно виміряти статичні параметри, вимірювальні прилади повинні переміщатися разом з потоком з такою ж швидкістю.

Якщо потік в якомусь перерізі загальмовувати таким чином, щоб швидкість його стала рівною нулю, то кінетична енергія відповідно до закону збереження енергії перетвориться в потенціальну, а параметри робочого тіла зміняться.

Параметри потоку, гіпотетично загальмованого в енергоізолюваному ( $dq = 0$ ;  $dl_r = 0$ ) процесі до нульової швидкості, називаються *повними параметрами*, або *параметрами гальмування*. Повні параметри позначають зірочкою (\*), наприклад:  $h^*$ ,  $T^*$ ,  $p^*$  і т.д.

Для будь-якого довільного перерізу повна ентальпія як повна енергія робочого тіла становить суму потенціальної та кінетичної енергій, тобто

$$h^* = h + \frac{c^2}{2}, \quad (2.25)$$

де  $h$  і  $c$  – статична ентальпія і швидкість потоку.

Перетворимо рівняння (2.25) з урахуванням того, що  $h = c_p T$ :

$$h^* = h \left( 1 + \frac{c^2}{2h} \right) = h \left( 1 + \frac{c^2}{2c_p T} \right),$$

а замінивши  $c_p$  із виразу (2.2), одержимо

$$h^* = h \left( 1 + \frac{c^2}{2 \frac{k}{k-1} RT} \right) = h \left( 1 + \frac{k-1}{2} \frac{c^2}{a^2} \right),$$

де  $a = \sqrt{kRT}$  – місцева швидкість звуку.

Враховуючи, що  $c/a = M$  – число Маха в абсолютному русі, остаточно для повної ентальпії запишемо

$$h^* = h \left( 1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right), \quad (2.26)$$

а розділивши обидві частини рівняння на  $c_p$ , одержимо повну температуру

$$T^* = T \left( 1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right). \quad (2.27)$$

З рівнянь (2.26) і (2.27) випливає, що ентальпія та температура гальмування не залежать від характеру процесу гальмування.

При ізоентропійному гальмуванні  $p v^k = \text{const}$  (див. також рівняння (2.6), (2.7))

$$\frac{p^*}{p} = \left( \frac{T^*}{T} \right)^{\frac{k}{k-1}},$$

а також

$$\frac{\rho^*}{\rho} = \left( \frac{p^*}{p} \right)^{\frac{1}{k}},$$

а отже повний тиск і повна густина загальмованого потоку можуть бути визначені в такий спосіб:

$$p^* = p \left( \frac{T^*}{T} \right)^{\frac{k}{k-1}} = p \left( 1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right)^{\frac{k}{k-1}},$$

$$\rho^* = \rho \left( \frac{p^*}{p} \right)^{\frac{1}{k}} = \rho \left( 1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right)^{\frac{1}{k-1}}.$$

Процес ізоентропійного гальмування і параметри гальмування на діаграмі  $h-s$  показано на рис.2.3.

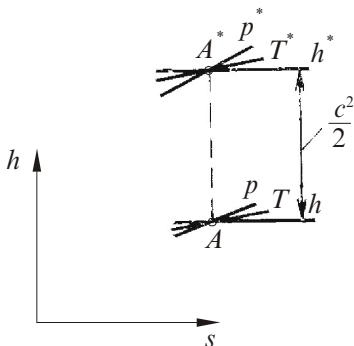


Рис.2.3. Повні параметри робочого тіла ( $A-A^*$  – процес гальмування)

У випадку іншого характеру гальмування в правій частині останніх формул у показник степеня замість  $k$  мав би увійти показник політропи  $n$ .

Надалі скрізь під параметрами гальмування будемо розуміти *параметри ізоентропійного гальмування*.

У випадку енергоізолизованого потоку, інтегруючи вираз (2.14), одержуємо для довільного перерізу

$$h + \frac{c^2}{2} = \text{const} = h_0^*,$$

де  $h_0^*$  – повна ентальпія в початковому перерізі каналу.

Таким чином, в енергоізолизованому потоці ентальпія і температура гальмування залишаються постійними.

В енергоізолизованому потоці без тертя (ізоентропійному) залишаються незмінними по довжині потоку й інші параметри гальмування. У потоці з тертям, яке враховується рівнянням (2.20),  $p^*$ ,  $\rho^*$  і  $v^*$  змінюються, однак при цьому

$$\frac{p^*}{\rho^*} = \text{const} \quad \text{і} \quad p^* v^* = \text{const}. \quad (2.28)$$

Останнє зручно ілюструвати за допомогою  $p-v$ -діаграми (рис.2.4).

Нехай в деякому каналі відбувається енергоізолизована течія газу з розширенням. При відсутності тертя ( $ds = 0$ ) процес між перерізами каналу зобразиться на діаграмі ізоентропою  $A_1-A_2$ . Стан загаль-

мованого потоку в будь-якому перерізі каналу буде позначатися однією й тією ж точкою  $A_1^*$  на перетині продовження ізоеанти  $A_1-A_2$  з ізотермою  $T_0^*$ , і тому всі параметри гальмування будуть залишатися незмінними.

У випадку течії з тертям ( $ds \neq 0$ ) зміна термодинамічного стану робочого тіла в каналі зобразиться політропою  $A_1-A_2'$ . Параметри гальмування в перерізах будуть визначатися відповідно точками  $A_1^*$  і  $A_2^*$ , що лежать на одній ізотермі  $T_0^*$ . Співвідношення (2.28) – рівняння цієї ізотерми.

Як видно з діаграми,  $p_2'^* < p_1^*$ . Зменшення повного тиску в енергоізолюваному потоці може служити мірою втрати енергії внаслідок тертя (так званої *втрати повного тиску*).

При наявності теплообміну або технічної роботи в потоці в загальному випадку змінюються всі параметри гальмування, у тому числі ентальпія і температура.

Так, з рівнянь (2.22) і (2.23) при здійсненні робочим тілом роботи в межах довільної ділянки  $l-2$  каналу (див. рис.2.1) одержимо

$$h_1 + \frac{c_1^2}{2} = h_2 + \frac{c_2^2}{2} + l_T,$$

або

$$h_1^* = h_2^* + l_T. \quad (2.29)$$

Як видно з рівняння (2.29), при здійсненні газом технічної роботи ентальпія і температура гальмування зменшуються. Якщо робота підводиться ззовні (як у компресорних каналах), ентальпія і температура гальмування підвищуються. Аналогічно впливає і теплообмін з навколишнім середовищем.

З формули (2.29) випливає, що

$$l_T = h_1^* - h_2^*.$$

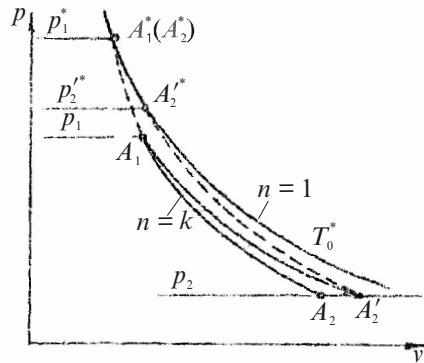


Рис.2.4. Зміна параметрів гальмування вздовж потоку

Останнє співвідношення має велике значення в теорії турбін. Відповідно до нього, робота 1 кг робочого тіла в турбіні чи окремому ступені (при відсутності охолодження) може бути знайдена як різниця ентальпій гальмування на початку і в кінці процесу розширення. Формула справедлива як для ідеальної турбіни, так і для реальної, у якій робочий процес супроводжується внутрішніми втратами (наприклад, від тертя).

Параметри гальмування можуть бути знайдені й у відносному русі:

$$h_w^* = h + \frac{w^2}{2}, \quad T_w^* = T + \frac{w^2}{2c_p}.$$

При ізоентропійному гальмуванні

$$h_w^* = h \left( 1 + \frac{k-1}{2} M_w^2 \right), \quad T_w^* = T \left( 1 + \frac{k-1}{2} M_w^2 \right),$$

$$p_w^* = p \left( 1 + \frac{k-1}{2} M_w^2 \right)^{\frac{k}{k-1}}, \quad \rho_w^* = \rho \left( 1 + \frac{k-1}{2} M_w^2 \right)^{\frac{1}{k-1}}.$$

Тут  $M_w = \frac{w}{a}$  – число Маха у відносному русі.

При відсутності теплообміну ентальпія і температура гальмування у відносному русі залишаються сталими, хоча в абсолютному русі вони змінюються. Якщо є втрати, тиск і густина гальмування у відносному русі убувають, але їхнє відношення  $p_w^* / \rho_w^*$  зберігає своє значення.

Параметри гальмування – це умовні (неіснуючі) параметри, що використовуються як засіб для спрощення аналізу та розрахунків.

### § 2.3. Ізоентропійна течія робочого тіла в соплових каналах

**Теоретична швидкість витікання із сопла.** Розглянемо течію газу в нерухомому соплі без тертя (теоретичний або газодинамічно ідеальний процес) та при відсутності теплообміну між газом і навколишнім середовищем (процес адіабатний).

Відповідно до визначення ентропії газу

$$ds = \frac{dQ}{T},$$

де  $dQ$  – загальна кількість теплоти, сприйнятої газом в елементарному процесі.

Оскільки в газовому потоці

$$dQ = dq + dq_r$$

(як ліва частина рівняння (2.8)), то у випадку адіабатної течії без тертя ( $dq = 0$ ;  $dq_r = 0$ )  $dQ = 0$  і  $ds = 0$ , а отже  $s = \text{const}$ .

Таким чином, адіабатний без тертя процес є ізоентропійним і описується рівнянням  $p v^k = \text{const}$ , або  $p/\rho^k = \text{const}$ .

Нехай параметри газу перед соплом  $p_0$ ,  $T_0$ ,  $v_0$ , швидкість  $c_0$ ; тиск за соплом  $p_1$  (рис.2.5). Будемо вважати, що розширення газу від  $p_0$  до  $p_1$  відбувається повністю в межах сопла, тобто сопло працює "нормально".

Інтегруючи рівняння енергії газового потоку для даного випадку (2.14), між перерізами 0 та 1 одержуємо

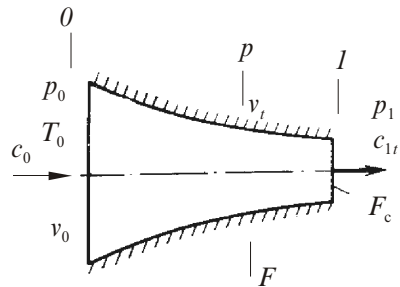


Рис.2.5. Схема соплового каналу

$$h_{1t} - h_0 + \frac{c_{1t}^2}{2} - \frac{c_0^2}{2} = 0, \quad (2.30)$$

де індекс  $t$  вказує на те, що розглядається теоретичний процес.

Теоретична швидкість виходу робочого тіла із сопла згідно з виразом (2.30)

$$c_{1t} = \sqrt{2 \left[ (h_0 - h_{1t}) + \frac{c_0^2}{2} \right]} = \sqrt{2 (h_0^* - h_{1t})}. \quad (2.31)$$

На рис.2.6 в координатах  $h-s$  (діаграма  $h-s$ ) лінія  $0-1_t$  зображає ізоентропійний процес розширення робочого тіла в соплі від почат-

кового  $p_0$  до кінцевого тиску  $p_1$ . Точка  $0^*$  – стан загальмованого потоку перед соплом;  $0-0^*$  – процес ізентропійного гальмування.

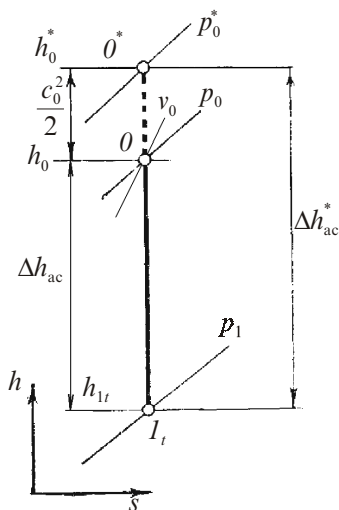


Рис.2.6. Ізоентропійний процес у соплових каналах

На діаграмі позначено:  $h_0 - h_{1t} = \Delta h_{ac}$  – ізоентропійний теплоперепад у соплі;

$h_0^* - h_{1t} = \Delta h_{ac} + \frac{c_0^2}{2}$  – повний наявний теплоперепад.

Ізоентропійний теплоперепад – це кількість потенціальної енергії, що переходить у кінетичну в процесі розширення в сопловому каналі.

З урахуванням уведених позначень

$$c_{1t} = \sqrt{2 \left( \Delta h_{ac} + \frac{c_0^2}{2} \right)} = \sqrt{2 \Delta h_{ac}^*}. \quad (2.32)$$

Рівнянням (2.32) зручно користуватися, коли для робочого тіла, наприклад водяної пари, є діаграма стану  $h-s$ .

Для газів, коли таких діаграм немає, але можливе застосування рівняння стану ідеального газу, теплоперепади можуть бути визначені через параметри. Для цього у формулі (2.31) для ентальпій треба скористатися підстановкою:  $h_0 = \frac{k}{k-1} p_0 v_0$ ,  $h_0^* = \frac{k}{k-1} p_0^* v_0^*$  і  $h_{1t} = \frac{k}{k-1} p_1 v_{1t}$ . Тоді для теоретичної швидкості виходу газу із сопла одержимо

$$c_{1t} = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_0 v_0 \left[ 1 - \left( \frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} + c_0^2, \quad (2.33)$$

або

$$c_{1t} = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_0^* v_0^* \left[ 1 - \left( \frac{p_1}{p_0^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \quad (2.34)$$

Цими формулами можна скористатися і для визначення швидкості  $c_t$  в будь-якому довільному перерізі. Для цього досить замість  $p_1$  підставити тиск  $p$  у цьому перерізі.

З рівняння нерозривності (2.4) для вихідного перерізу знаходимо теоретичну витрату газу через сопло

$$G_t = \frac{F_c c_{1t}}{v_{1t}}$$

або після підстановки  $c_{1t}$  із виразу (2.32) з урахуванням того, що в ізоентропійному процесі

$$v_{1t} = v_0^* \left( \frac{p_0^*}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}},$$

після деяких перетворень

$$G_t = F_c \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_0^*}{v_0^*} \left[ \left( \frac{p_1}{p_0^*} \right)^{\frac{2}{k}} - \left( \frac{p_1}{p_0^*} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}. \quad (2.35)$$

Користуючись рівнянням стану, виразам (2.33), (2.34) та (2.35) можна надати й іншого вигляду, так щоб до них входила початкова температура або густина газу.

**Критичні параметри при ізоентропійній течії. Форма сопла.** Встановимо зв'язок між тиском та площею поперечного перерізу.

Візьмемо у соплі (див. рис.2.5) будь-який довільний переріз, в якому тиск  $p$  і відповідні інші параметри, а площа перерізу  $F$ . Аналогічно рівнянню (2.35) для витрати в цьому перерізі можна записати

$$G_t = F \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_0^*}{v_0^*} \left[ \left( \frac{p}{p_0^*} \right)^{\frac{2}{k}} - \left( \frac{p}{p_0^*} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}, \quad (2.36)$$

зв'ідки

$$F = \frac{G_t}{\sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_0^*}{v_0^*} \left[ \left( \frac{p}{p_0^*} \right)^{\frac{2}{k}} - \left( \frac{p}{p_0^*} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}}.$$

Оскільки  $G_t$  – стала величина для всіх перерізів, то остання формула при фіксованих  $p_0^*$  і  $v_0^*$  виражає залежність між площею перерізу і тиском  $p$  або відношенням  $p/p_0^*$ . Позначимо  $p/p_0^* = \epsilon$ , тоді

$$F = \frac{G_t}{\sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_0^*}{v_0^*} \left( \epsilon^{\frac{2}{k}} - \epsilon^{\frac{k+1}{k}} \right)}} = F(\epsilon). \quad (2.37)$$

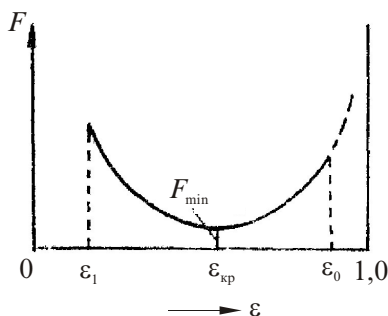


Рис.2.7. Характер зміни площі перерізу сопла за перепадом тиску

У межах сопла тиск змінюється від  $p_0$  до  $p_1$ , а відношення тисків  $\epsilon$  – від  $\epsilon_0$  до  $\epsilon_1$ . Кожному значенню тиску або  $\epsilon$  відповідає певна площа перерізу  $F$ . З попереднього аналізу неважко встановити характер функції (2.37). Як видно з рис.2.7, при достатньо малих значеннях  $\epsilon_1$ , тобто якщо розширення відбувається в межах широкого діапазону тисків, зі зменшенням  $\epsilon$  площа перерізу  $F$  спочатку зменшується, десь у певному місці досягає мінімуму, а далі поступово зростає.

Переріз сопла, що відповідає мінімуму площі поперечного перерізу  $F_{\min}$ , називається *критичним*. Критичними називаються і всі параметри робочого тіла й потоку в критичному перерізі.

Визначимо критичні параметри.

Критичне відношення тисків  $\epsilon_{\text{крт}} = \frac{p_{\text{крт}}}{p_0^*}$  знайдемо за умови

$$\frac{\partial F}{\partial \epsilon} = 0. \quad (2.38)$$

Екстремум функції  $F$  збігається з екстремумом комплексу в дужках у знаменнику (2.37), тому задача спрощується і замість виразу (2.38) одержуємо

$$\frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left( \varepsilon^{\frac{2}{k}} - \varepsilon^{\frac{k+1}{k}} \right) = 0.$$

Взявши похідну, одержимо рівняння для визначення  $\varepsilon_{крт}$

$$\frac{2}{k} \varepsilon_{крт}^{\frac{2}{k}-1} - \frac{k+1}{k} \varepsilon_{крт}^{\frac{k+1}{k}-1} = 0,$$

звідки

$$\varepsilon_{крт} = \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (2.39)$$

Таким чином, у теоретичному процесі критичне відношення тисків залежить тільки від показника ізоентропи, тобто від природи робочого тіла. Так, наприклад:

для повітря ( $k = 1,4$ )  $\varepsilon_{крт} = 0,528$ ;

для перегрітої водяної пари ( $k = 1,3$ )  $\varepsilon_{крт} = 0,546$ ;

для продуктів згоряння органічного палива (при  $k = 1,333$ )  $\varepsilon_{крт} = 0,540$ .

Як видно з наведених даних, критичне відношення тисків для переважної більшості робочих тіл становить величину, близьку до 0,5 (трохи більшу за неї).

За відомого критичного відношення тисків легко знайти критичні параметри робочого тіла в ізоентропійному процесі:

$$p_{крт} = \varepsilon_{крт} p_0^* = \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}} p_0^*; \quad (2.40)$$

$$v_{крт} = \left( \frac{p_0^*}{p_{крт}} \right)^{\frac{1}{k}} v_0^* = \frac{v_0^*}{\left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}}}; \quad (2.41)$$

$$T_{крт} = \left( \frac{p_{крт}}{p_0^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} T_0^* = \frac{2}{k+1} T_0^*.$$

Критична швидкість визначиться за формулою (2.34), якщо замість  $p_1$  підставити  $p_{кр}$ .

Тоді

$$c_{крт} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_0^* v_0^* \left(1 - \varepsilon \frac{k-1}{k}\right)} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_0^* v_0^* \left(1 - \frac{2}{k+1}\right)} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} p_0^* v_0^*}. \quad (2.42)$$

Виразимо критичну швидкість через критичні параметри. Скориставшись рівняннями (2.40) і (2.41), знайдемо

$$p_0^* v_0^* = p_{крт} v_{крт} \frac{k+1}{2};$$

отже,

$$c_{крт} = \sqrt{k p_{крт} v_{крт}} = \sqrt{k R T_{крт}} = a_{крт},$$

де  $a_{крт}$  – швидкість звуку в газі при критичних параметрах.

Таким чином, критична швидкість у найбільш вузькому місці сопла при ізоентропійному процесі дорівнює місцевій швидкості звуку, а отже число Маха

$$M_{крт} = \frac{c_{крт}}{a_{крт}} = 1,0.$$

Критична витрата як витрата в критичному перерізі з рівняння (2.36)

$$G_{крт} = F_{\min} \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_0^*}{v_0^*} \left[ \left( \frac{p_{кр}}{p_0^*} \right)^{\frac{2}{k}} - \left( \frac{p_{кр}}{p_0^*} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}. \quad (2.43)$$

Після підстановки  $\frac{p_{кр}}{p_0^*} = \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}$  і перетворень

$$G_{крт} = F_{\min} \sqrt{k \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}} \frac{p_0^*}{v_0^*}}. \quad (2.44)$$

З викладеного випливають наступні висновки:

коли тиск за соплом  $p_1 > p_{крт}$  ( $\epsilon_1 > \epsilon_{крт}$ ), сопло має звужуватися (рис.2.8,*а*), швидкість потоку в ньому зростає від  $c_0$  до  $c_{1т}$ , швидкість звуку зменшується від  $a_0$  до  $a_{1т}$ , при цьому в кожному перерізі  $c_t < a_t$  ( $M_t < 1,0$ ) – потік дозвуковий;

коли тиск за соплом  $p_1 < p_{крт}$  ( $\epsilon_1 < \epsilon_{крт}$ ), сопло повинне мати ділянку, де воно звужується (найбільш вузьке місце – горловина сопла  $F_{min}$ ), та ділянку, де воно розширюється (див. рис.2.8,*б*); швидкість потоку  $c_t$  зростає, швидкість звуку зменшується, тому в горловині сопла  $c_t = a_t$  ( $M_{крт} = 1,0$ ), тобто відбувається перехід від дозвукової течії до надзвукової. Таке сопло в цілому має назву *розширеного сопла* (або *сопла Лаваля*);

при  $p_1 = p_{крт}$  справедливим є все те, що стосувалося випадку, коли  $p_1 > p_{крт}$ , з тією різницею, що у вихідному перерізі встановлюються критичні параметри, а графіки  $c_t$  і  $a_t$  перетинаються ( $M_{1т} = 1,0$ ), як це показано на рис.2.8,*а* штриховими лініями.

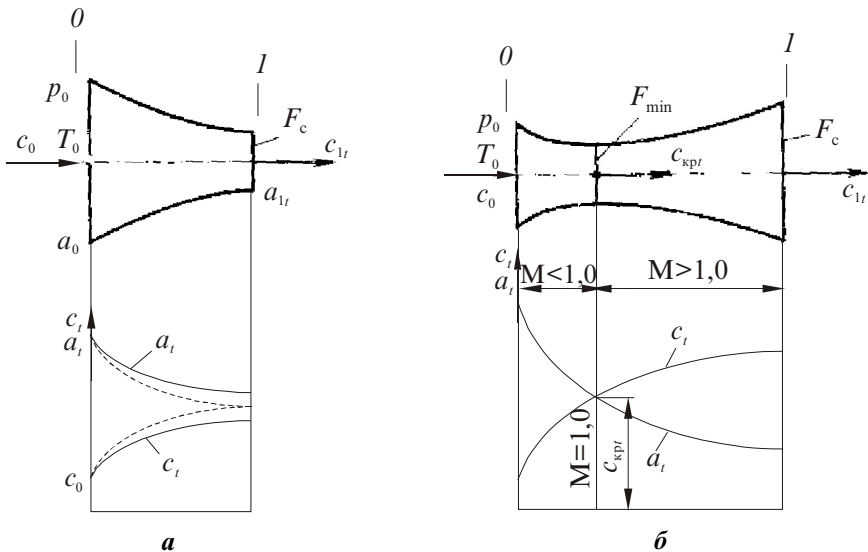


Рис.2.8. Форма соплового каналу:

*а* – при дозвуковому витіканні; *б* – при надзвуковому витіканні

Виявлену залежність форми сопла від відношення тисків  $p_1/p_0^*$  з фізичної точки зору можна пояснити різним характером зміни пито-

мого об'єму і швидкості потоку в дозвуковій та надзвуковій областях.

Справа в тому, що при дозвуковій течії ( $M_l < 1,0$ ) інтенсивність наростання швидкості більша, ніж питомого об'єму, у той час як у надзвуковій області ( $M_l > 1,0$ ) питомий об'єм зростає швидше.

Звужене сопло працює "нормально", тобто розширення газу закінчується у вихідному перерізі і в ньому встановлюються тиск  $p_1$  та всі відповідні до нього параметри, при всіх значеннях  $\varepsilon$ : від  $\varepsilon_0$  до  $\varepsilon_{кр}$ . Витрата робочого тіла зростає зі зменшенням  $\varepsilon_1$  і досягає найбільшої величини при  $\varepsilon_1 = \varepsilon_{кр}$  (критична витрата  $G_{кр}$ ). При подальшому зниженні  $\varepsilon_1$  в межах сопла нічого не змінюється, параметри у вихідному перерізі та витрата газу через сопло залишаються незмінними – критичними, а розширення газу від  $\varepsilon_{кр}$  до  $\varepsilon_1$  відбувається за межами сопла: сопло переходить в область "ненормальної" роботи, і ефективність його знижується.

Для розширеного сопла при "нормальній" його роботі, оскільки витрата робочого тіла однакова для всіх перерізів, порівнявши витрати у горловині сопла згідно з рівнянням (2.43) і у вихідному перерізі (2.35), одержимо

$$F_{\min} \sqrt{k \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}} \frac{p_0^*}{v_0^*}} = F_c \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_0^*}{v_0^*} \left( \varepsilon_1^{\frac{2}{k}} - \varepsilon_1^{\frac{k+1}{k}} \right)},$$

звідки

$$\frac{F_{\min}}{F_c} = \sqrt{\frac{2 \left( \varepsilon_1^{\frac{2}{k}} - \varepsilon_1^{\frac{k+1}{k}} \right)}{(k-1) \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}}}},$$

тобто

$$\frac{F_{\min}}{F_c} = F(\varepsilon_{1p}). \quad (2.45)$$

Цей вираз визначає умови "нормальної" роботи сопла Лавалю,

а саме: сопло з певним відношенням площ перерізів у горловині та вихідного "нормально" працює лише при одному відповідному – так званому розрахунковому  $\varepsilon_{lp}$  – відношенні тисків за соплом та перед ним.

Якщо умова (2.45) порушується, то сопло має або недостатню розширювальну здатність, або надлишкову і робота його погіршується. Внаслідок цього розширені сопла менше пристосовані до зміни режиму, ніж звужені. Особливо погіршується їх робота при підвищенні протитиску, бо це викликає появу стрибків ущільнення і відрив потоку від стінок.

**Використання в розрахунках газодинамічних функцій.** У розрахунках ізоентропійних процесів часто використовують *газодинамічні функції*, які являють собою залежності між безрозмірними параметрами в перерізі одновимірного потоку. Значення газодинамічних функцій наводяться в спеціальних таблицях, що істотно спрощує розрахунки.

Важливу роль у газодинамічних функціях відіграє *приведена швидкість*  $\lambda$ , під якою розуміють відношення швидкості потоку в розрахунковому перерізі до критичної швидкості, тобто

$$\lambda = \frac{c}{c_{кр}}. \quad (2.46)$$

Тут і далі біля параметрів у розрахунковому перерізі індекс  $t$  випущено для простоти, хоча, як було зазначено, розглядається ізоентропійний процес. Швидкість потоку в будь-якому перерізі соплового каналу згідно з виразом (2.31)

$$c = \sqrt{2(h_0^* - h)} = \sqrt{2c_p(T_0^* - T)} = \sqrt{\frac{2k}{k-1}RT_0^* \left(1 - \frac{T}{T_0^*}\right)}.$$

Критична швидкість із рівняння (2.42)

$$c_{крt} = \sqrt{\frac{2k}{k+1}p_0^*v_0^*} = \sqrt{\frac{2k}{k+1}RT_0^*}.$$

Після підстановки  $c$  та  $c_{кр}$  у вираз (2.46) одержимо

$$\lambda = \sqrt{\frac{k+1}{k-1} \left( 1 - \frac{T}{T_0^*} \right)}. \quad (2.47)$$

При русі в частині сопла, що звужується,  $\lambda > M$  (оскільки  $T > T_{кр}$ ); в частині, що розширюється,  $\lambda < M$  (оскільки  $T < T_{кр}$ ), а в критичному перерізі  $\lambda = M = 1$ .

Між числом Маха і приведеною швидкістю існує взаємозв'язок

$$M = \sqrt{\frac{\frac{2}{k+1} \lambda^2}{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2}}$$

і навпаки –

$$\lambda = \sqrt{\frac{k+1}{2}} \frac{M}{\sqrt{1 + \frac{k-1}{2} M^2}}.$$

Формула (2.47) встановлює зв'язок між параметрами загальмованого газу і газу, що рухається, тому що температура загальмованого газу в усіх перерізах сопла однакова і дорівнює  $T_0^*$ . Використовуючи цю обставину, знаходимо з формули (2.47) газодинамічні функції:

$$\tau(\lambda) = \frac{T}{T_0^*} = 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2; \quad \pi(\lambda) = \frac{p}{p_0^*} = \left( 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right)^{\frac{k}{k-1}};$$

$$\varepsilon(\lambda) = \frac{\rho}{\rho_0^*} = \left( 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right)^{\frac{1}{k-1}}.$$

Відповідно до рівняння нерозривності масова витрата газу через сопло  $G = \rho F c$ . Якщо в перерізі  $F$  досягаються критичні параметри ( $c_{кр}$  і  $\rho_{кр}$ ), то витрата газу стає максимальною:  $G_{\max} = \rho_{кр} F c_{кр}$ .

Відношення густини струму в потоці газу  $c\rho$  до максимально

можливої при ізоентропійній зміні стану газу  $c_{кр} \rho_{кр}$  називається *приведеною витратою* і має вигляд

$$q(\lambda) = \frac{c \rho}{c_{кр} \rho_{кр}} = \frac{G}{G_{\max}}. \quad (2.48)$$

Замінюємо  $\frac{\rho}{\rho_{кр}} = \frac{\rho}{\rho^*} \frac{\rho^*}{\rho_{кр}}$  у формулі (2.48) з огляду на раніше одержану формулу для  $\varepsilon(\lambda)$  і, враховуючи, що

$$\frac{\rho^*}{\rho_{кр}} = \left( \frac{T^*}{T_{кр}} \right)^{\frac{1}{k-1}} = \left( \frac{k+1}{2} \right)^{\frac{1}{k-1}},$$

знаходимо

$$q(\lambda) = \lambda \left[ \frac{k+1}{2} \left( 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right) \right]^{\frac{1}{k-1}}.$$

Значення  $q(\lambda)$ , так само як і  $\tau(\lambda)$ ,  $\pi(\lambda)$  та  $\varepsilon(\lambda)$ , наводяться в таблицях у залежності від приведеної швидкості  $\lambda$  для різних значень показника ізоентропії  $k$ .

Із формули (2.48) теоретична витрата газу через сопло  $G = q(\lambda) G_{\max}$ , а з урахуванням виразу (2.44) можна одержати

$$G = \sqrt{k \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}}} \frac{p_0^* F q(\lambda)}{\sqrt{R T_0^*}}.$$

## § 2.4. Дійсний процес течії в соплових каналах

**Дійсна швидкість витікання та втрати енергії в соплах.** Дійсний процес течії робочого тіла супроводжується втратами енергії внаслідок тертя, вихороутворень та ін. Відзначені втрати призводять до того, що частина кінетичної енергії в процесі розширення перетворюється в теплоту, яка сприймається самим робочим тілом ( $dq_r > 0$ ).

У результаті цього його ентальпія наприкінці дійсного процесу розширення більша, ніж наприкінці ізоентропійного, а дійсна швидкість витікання менша, ніж теоретична.

Для енергоізольованої течії в соплі у випадку тертя ( $dl_T = 0$ ;  $dq = 0$ ;  $dq_r > 0$  – адіабатний процес із тертям у нерухомих каналах) за аналогією з виразом (2.30), оскільки рівняння енергії газового потоку має такий же вигляд, як і при відсутності тертя, можна записати

$$h_1 - h_0 + \frac{c_1^2}{2} - \frac{c_0^2}{2} = 0, \quad (2.49)$$

де  $h_1$  і  $c_1$  – параметри наприкінці дійсної течії, при цьому порівняно з формулою (2.30)  $h_1 > h_{1t}$ , а  $c_1 < c_{1t}$ . Внаслідок зміни ентальпії температура наприкінці дійсного процесу більша, ніж наприкінці ізоентропійного ( $T_1 > T_{1t}$ ); процес течії є деяким політропним процесом ( $p v^n = \text{const}$ ), що відбувається зі збільшенням ентропії, оскільки  $ds = \frac{dq_r}{T} > 0$ .

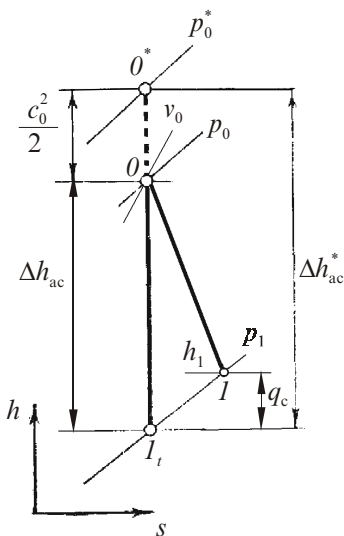


Рис.2.9. Дійсний процес розширення газу в соплових каналах

На діаграмі  $h-s$  дійсний процес розширення газу в соплових каналах умовно зображений лінією  $0-1$  (рис.2.9).

Оскільки кінетична енергія, одержана робочим тілом у соплах турбінного ступеня, підлягає перетворенню в механічну енергію на робочих лопатках, то її зменшення в дійсному процесі в порівнянні з ізоентропійним

$$q_c = \frac{c_{1t}^2}{2} - \frac{c_1^2}{2} \quad (2.50)$$

і являє собою втрати енергії в соплових каналах.

Порівнявши рівняння (2.49) і (2.30), одержимо

$$q_c = h_1 - h_{1t}. \quad (2.51)$$

У дійсному процесі швидкість у перерізах сопла неоднакова для всіх точок:

максимальна – в ядрі потоку, в пограничному (примежовому) шарі зменшується до нуля в стінці. Тому у формулах (2.49) і (2.50) під  $c_1$  слід розуміти деяку середню швидкість витікання. Ця швидкість взята визначальною кінетичної енергії потоку, тому її необхідно розглядати як середньоенергетичну швидкість.

Дійсну швидкість витікання пов'язують з теоретичною співвідношенням

$$c_1 = \varphi c_{1t}, \quad (2.52)$$

де  $\varphi$  – швидкісний коефіцієнт соплових каналів, який залежить від їхньої форми, стану поверхні, режиму течії та інших факторів і звичайно визначається дослідним шляхом ( $\varphi < 1,0$ ).

Використовуючи формули ізоентропійного процесу розширення і вводячи в них коефіцієнт  $\varphi$ , одержуємо наступні формули для дійсної швидкості витікання:

$$\begin{aligned} c_1 &= \varphi \sqrt{2 \Delta h_{ac} + c_0^2} = \varphi \sqrt{2 \Delta h_{ac}^*}; \\ c_1 &= \varphi \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_0 v_0 \left[ 1 - \left( p_1 / p_0 \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] + c_0^2} = \\ &= \varphi \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_0^* v_0^* \left[ 1 - \left( p_1 / p_0^* \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \end{aligned}$$

Після підстановки  $c_1$  з рівняння (2.52) у (2.50)

$$q_c = (1 - \varphi^2) \frac{c_{1t}^2}{2} = (1 - \varphi^2) \Delta h_{ac}^* = (1 - \varphi^2) \left( \Delta h_{ac} + \frac{c_0^2}{2} \right). \quad (2.53)$$

Оскільки з виразу (2.51)

$$h_1 = h_{1t} + q_c,$$

то для побудови дійсного процесу розширення в соплах на діаграмі  $h$ - $s$  необхідно від точки  $I_t$  – кінця ізоентропійного процесу розширення – відкласти вгору по ізоентропі втрати  $q_c$  і знайти точку  $I$  перетину ентальпії  $h_1$  з ізобарою  $p_1$ . Лінія  $0-I$  умовно буде зображати політропу розширення в сопловому каналі.

Відношення втраченої кінетичної енергії до наявного теплоспо

репаду називається коефіцієнтом утрат сопла

$$\zeta_c = \frac{q_c}{\Delta h_{ac}} = 1 - \varphi^2. \quad (2.54)$$

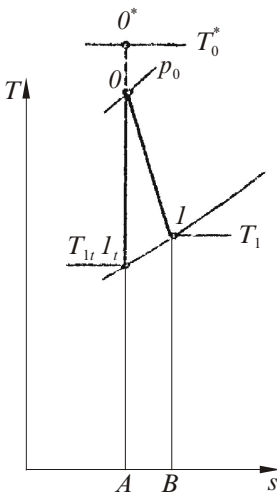


Рис.2.10. До визначення повернутої теплоти

**Повернута теплота при розширенні в соплах.** Утрати енергії в соплах на діаграмі  $T-s$  (рис.2.10) зображені площею  $I_1BAI_1$ , оскільки

$$h_1 - h_{1t} = c_p (T_1 - T_{1t}).$$

Робота тертя як теплота, надана газу в процесі, зображена площею  $01BA0$ .

Таким чином, виявляється, що втрати в соплах менші за роботу тертя. Частина теплоти тертя, сприйнятої робочим тілом, при подальшому розширенні газу знову встигає перетворитися в кінетичну енергію у цьому ж соплі. Ця частина теплоти тертя називається *повернутою теплотою першого роду* (площа  $01I_10$  на рис.2.10).

Кількість повернутої теплоти при незмінних параметрах гальмування перед соплом залежить від значення вхідної швидкості  $c_0$  і міри зниження тиску в самому соплі  $p_0/p_1$ . В окремому випадку при відсутності розширення в каналі (що відбувається, наприклад, у робочому вінці власне активного ступеня) повернута теплота дорівнює нулю, а втрати енергії – роботі тертя, тобто вся робота тертя втрачається. Без суттєвої похибки це можна припускати і у випадку розширення в каналі, якщо  $p_0/p_1 \leq 2$  [10].

## § 2.5. Показник політропи розширення при дійсному витіканні із сопла

Відповідно до § 2.1, при дійсному витіканні зв'язок між параметрами робочого тіла в межах сопла можна виразити рівнянням політропного процесу  $pv^n = \text{const}$ , де  $n$  – деяка стала, залежна від реальних умов течії.

Установимо залежність між показником політропи і коефіцієнтом втрат у соплі.

Кінетична енергія потоку за сопловими каналами на підставі § 2.3 і 2.4, виражена через параметри робочого тіла, при ізоентропійному витіканні

$$\frac{c_{1t}^2}{2} = h_0^* - h_{1t} = \frac{k}{k-1} (p_0 v_0 - p_1 v_{1t}) + \frac{c_0^2}{2}, \quad (2.55)$$

при дійсному витіканні

$$\frac{c_1^2}{2} = h_0^* - h_1 = \frac{k}{k-1} (p_0 v_0 - p_1 v_1) + \frac{c_0^2}{2}. \quad (2.56)$$

Віднімаючи за частинами з першого рівняння друге, знаходимо

$$\frac{c_{1t}^2}{2} (1 - \varphi^2) = \frac{k}{k-1} (p_1 v_1 - p_1 v_{1t}).$$

Після підстановки  $\frac{c_{1t}^2}{2}$  із рівняння (2.55) одержуємо

$$\left[ (p_0 v_0 - p_1 v_{1t}) + \frac{k-1}{k} \frac{c_0^2}{2} \right] \zeta_c = p_1 v_1 - p_1 v_{1t}$$

або

$$\left( 1 - \frac{p_1}{p_0} \frac{v_{1t}}{v_0} + \frac{k-1}{2} \frac{c_0^2}{k p_0 v_0} \right) \zeta_c = \frac{p_1}{p_0} \frac{v_1}{v_0} - \frac{p_1}{p_0} \frac{v_{1t}}{v_0}. \quad (2.57)$$

З рівнянь ізоентропи й політропи відповідно випливає:

$$\frac{v_{1t}}{v_0} = \left( \frac{p_0}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}}, \quad \frac{v_1}{v_0} = \left( \frac{p_0}{p_1} \right)^{\frac{1}{n}}.$$

Тоді, позначивши  $\frac{p_0}{p_1} = \chi$ , одержимо з рівняння (2.57) формулу

$$\left[ \left( 1 + \frac{k-1}{2} M_0^2 \right) - \frac{\chi^{\frac{1}{k}}}{\chi} \right] \zeta_c = \frac{\chi^{\frac{1}{n}}}{\chi} - \frac{\chi^{\frac{1}{k}}}{\chi},$$

звідки

$$\chi^{\frac{1}{n}} = \chi^{\frac{1}{k}} + \left[ \chi \left( 1 + \frac{k-1}{2} M_0^2 \right) - \chi^{\frac{1}{k}} \right] \zeta_c$$

і, отже,

$$n = \frac{\lg \chi}{\lg \left\{ \chi^{\frac{1}{k}} + \left[ \chi \left( 1 + \frac{k-1}{2} M_0^2 \right) - \chi^{\frac{1}{k}} \right] \zeta_c \right\}}. \quad (2.58)$$

У тому випадку, коли  $c_0 = 0$ , тобто  $M_0 = 0$ , формула (2.58) набуває вигляду

$$n = \frac{\lg \chi}{\lg \left[ \chi^{\frac{1}{k}} + \left( \chi - \chi^{\frac{1}{k}} \right) \zeta_c \right]}. \quad (2.59)$$

При зазначених умовах, як показують розрахунки, в області перепадів тисків, що звичайно виникають у соплах турбін, величина  $n$  мало залежить від  $\chi$ , і вираз (2.59) з достатньою точністю можна замінити більш простим

$$n = \frac{k}{1 + \zeta_c (k-1)}. \quad (2.60)$$

Для визначення показника політропи формула (2.59) рекомендується і при  $c_0 \neq 0$ , необхідно тільки допустити, що  $\chi = p_0^* / p_1$ . Політропа зі знайденим у такий спосіб показником степеня в цьому випадку дозволяє правильно визначити кінцеві параметри, але значно гірше відбиває дійсну зміну їх у межах сопла і тому мало придатна для аналізу.

З виразу (2.60) випливає, що  $n < k$ , а при відсутності втрат ( $\zeta_c = 0$ )  $n = k$  і процес стає ізоентропійним.

**Критичні параметри в дійсному процесі течії.** Використовуючи співвідношення політропного процесу, швидкість дійсної течії газу в довільному перерізі сопла з формули (2.56) записуємо у вигляді

$$c = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_0 v_0 \left[ 1 - \left( p / p_0 \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] + c_0^2},$$

або

$$c = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_0 v_0 \left( 1 - \epsilon'^{\frac{n-1}{n}} + \frac{k-1}{2} M_0^2 \right)}, \quad (2.61)$$

де  $n$  – показник політропи, знайдений із рівняння (2.58);  $\epsilon' = p / p_0$  – відношення тисків.

Площа довільного перерізу сопла, що відповідає тискові  $p$ ,

$$F = \frac{G v}{c} = \frac{G}{\sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_0}{v_0} \left[ \left( 1 + \frac{k-1}{2} M_0^2 \right) \epsilon'^{\frac{2}{n}} - \epsilon'^{\frac{n+1}{n}} \right]}}. \quad (2.62)$$

Називаючи, як і раніше, критичним мінімальний переріз сопла, знаходимо критичні параметри.

Умова для визначення критичного відношення тисків має вигляд

$$\frac{\partial F}{\partial \epsilon'} = 0,$$

або з виразу (2.62)

$$\frac{d}{d\epsilon'} \left[ \left( 1 + \frac{k-1}{2} M_0^2 \right) \epsilon'^{\frac{2}{n}} - \epsilon'^{\frac{n+1}{n}} \right] = 0.$$

Розв'язуючи це рівняння, знаходимо

$$\epsilon'_{\text{кр}} = \left( \frac{2}{n+1} \right)^{\frac{n}{n-1}} \left( 1 + \frac{k-1}{2} M_0^2 \right)^{\frac{n}{n-1}}. \quad (2.63)$$

З виразу (2.63) випливає, що відношення критичного тиску до тиску гальмування перед соплом

$$\epsilon_{\text{кр}} = \frac{p_{\text{кр}}}{p_0^*} = \frac{p_{\text{кр}}}{p_0} \frac{p_0}{p_0^*} = \epsilon'_{\text{кр}} \frac{1}{\left( 1 + \frac{k-1}{2} M_0^2 \right)^{\frac{k}{k-1}}}$$

або

$$\epsilon_{\text{кр}} = \left( \frac{2}{n+1} \right)^{\frac{n}{n-1}} \left( 1 + \frac{k-1}{2} M_0^2 \right)^{\frac{k-n}{(k-1)(n-1)}}. \quad (2.64)$$

При невеликій швидкості на вході, коли  $M_0 = 0 \dots 0,5$ , другим співмножником у правій частині рівняння (2.64) можна нехтувати, і тоді

$$\epsilon_{\text{кр}} = \left( \frac{2}{n+1} \right)^{\frac{n}{n-1}}. \quad (2.65)$$

Зіставляючи рівняння (2.65) і (2.39), оскільки  $n < k$ , неважко помітити, що критичне відношення тисків при дійсній течії чисельно більше, ніж при ізоентропійній, і, отже,

$$p_{\text{кр}} > (p_{\text{кр}})_{ds=0} = p_{\text{кр}t}.$$

Підставивши  $\epsilon'_{\text{кр}}$  замість  $\epsilon'$  у формулу (2.61), знайдемо критичну швидкість

$$\begin{aligned} c_{\text{кр}} &= \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_0 v_0 \left[ 1 - \frac{2}{n+1} \left( 1 + \frac{k-1}{2} M_0^2 \right) + \frac{k-1}{2} M_0^2 \right]} = \\ &= \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_0 v_0 \frac{n-1}{n+1} \left( 1 + \frac{k-1}{2} M_0^2 \right)}. \end{aligned} \quad (2.66)$$

Виразимо  $p_0 v_0$  через критичні параметри. З рівняння політропи

$$p_0 v_0 = p_{\text{кр}} v_{\text{кр}} \frac{1}{\epsilon'^{\frac{n-1}{n}}} = p_{\text{кр}} v_{\text{кр}} \frac{n+1}{2} \frac{1}{1 + \frac{k-1}{2} M_0^2}.$$

Після підстановки у вираз (2.66) одержимо

$$c_{\text{кр}} = \sqrt{k \frac{n-1}{k-1} p_{\text{кр}} v_{\text{кр}}} = \sqrt{\frac{n-1}{k-1}} a_{\text{кр}}.$$

Оскільки при розширенні  $n < k$ , критична швидкість при дійсній течії виявляється меншою від місцевої швидкості звуку, тобто  $M_{кр} < 1$ . Звукова швидкість у потоці досягається за горловиною сопла, вже в його частині, що розширюється.

Критична витрата при дійсній течії із формули (2.62) після підстановки  $\epsilon'_{кр}$  замість  $\epsilon'$  та  $F_{min}$  замість  $F$

$$G_{кр} = F_{min} \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_0}{v_0}} \times \\ \times \sqrt{\left[ \left( 1 + \frac{k-1}{2} M_0^2 \right)^{\frac{n+1}{n-1}} \left( \frac{2}{n+1} \right)^{\frac{2}{n-1}} - \left( \frac{2}{n+1} \right)^{\frac{n+1}{n-1}} \left( 1 + \frac{k-1}{2} M_0^2 \right)^{\frac{n+1}{n-1}} \right]}$$

або остаточно

$$G_{кр} = F_{min} \sqrt{k \frac{n-1}{k-1} \frac{p_0}{v_0} \left( \frac{2}{n+1} \right)^{\frac{n+1}{n-1}} \left( 1 + \frac{k-1}{2} M_0^2 \right)^{\frac{n+1}{n-1}}}.$$

При  $M_0 \ll 1$  приблизно

$$G_{кр} = F_{min} \sqrt{k \frac{n-1}{k-1} \frac{p_0^*}{v_0^*} \left( \frac{2}{n+1} \right)^{\frac{n+1}{n-1}}}.$$

## § 2.6. Розширення в косому зрізі сопла

До цього часу розглядалась течія робочого тіла в соплових каналах з прямим зрізом, коли вихідний переріз перпендикулярний осі каналу (див. рис.2.8). У реальних соплових апаратах вісь соплового каналу у вихідному перерізі нахилена до площини обертання робочого колеса під кутом  $\alpha_1 < 90^\circ$  (рис.2.11,а), чим забезпечується необхідний напрям потоку на вході до робочої решітки, але на виході із сопла утворюється *косий зріз ABC*. Переріз *AC* будемо називати *вихідним перерізом косого зрізу*, а *AB* – *останнім повним перерізом сопла*.

Косий зріз може не впливати на течію газу в соплі, і тоді розши-

рення закінчується в останньому повному перерізі. Але за певних умов косий зріз вступає в роботу як додаткова розширена ділянка сопла, де продовжується розширення робочого тіла.

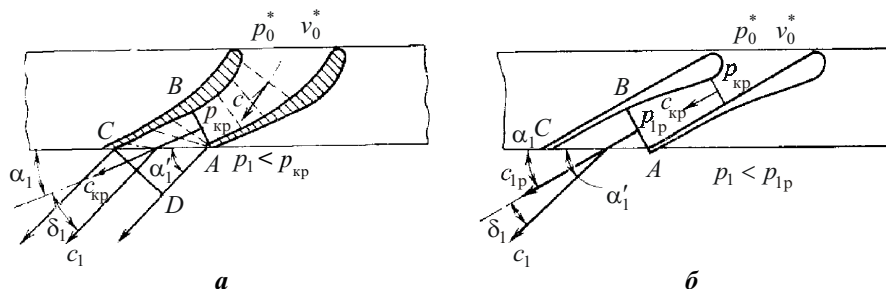


Рис.2.11. Розширення робочого тіла в косому зрізі:

*а* – звужене сопло; *б* – розширене сопло

У звужених соплах таке явище спостерігається, якщо тиск за соплом нижчий від критичного ( $p_1 < p_{кр}$ ), у розширених (див. рис.2.11,*б*) – коли тиск за соплом нижчий від розрахункового ( $p_1 < p_{1р}$ ), що відповідає останньому повному перерізу сопла.

Розширення в косому зрізі супроводжується поворотом потоку щодо осі каналу, в результаті чого кут виходу  $\alpha'_1$  робочого тіла з косого зрізу виявляється більшим від кута  $\alpha_1$  на величину  $\delta$  (див. рис.2.11), тобто  $\alpha'_1 = \alpha_1 + \delta$ , де  $\delta$  – кут відхилення потоку в косому зрізі.

Причина відхилення потоку в косому зрізі полягає в наступному. При наявності розширення в косому зрізі, наприклад звуженого сопла, в перерізі *AB* встановлюється критичний тиск  $p_{кр}$ , більший, ніж тиск  $p_1$  за соплом. У точці *A* розширення робочого тіла і зміна тиску від  $p_{кр}$  до  $p_1$  відбуваються майже миттєво, у той час як уздовж стінки *BC* тиск падає поступово. У результаті цього виникає різниця тисків, яка й відхиляє потік у бік меншого тиску.

Щоб знайти кут виходу потоку зі звуженого сопла при розширенні в косому зрізі, складемо рівняння нерозривності для перерізу сопла *AB* і перерізу *CD* за косим зрізом, який перпендикулярний швидкості  $c_1$  (див. рис.2.11,*а*):

$$F_{AB} c_{кр} = G v_{кр}; \quad F_{CD} c_1 = G v_1.$$

При незмінній висоті каналу

$$F_{AB} = F_{AC} \sin \alpha_1; \quad F_{CD} = F_{AC} \sin \alpha'_1.$$

Із записаних співвідношень випливає

$$\frac{F_{CD}}{F_{AB}} = \frac{c_{кр} v_1}{c_1 v_{кр}} = \frac{\sin \alpha'_1}{\sin \alpha_1},$$

звідки

$$\sin \alpha'_1 = \frac{c_{кр}}{c_1} \frac{v_1}{v_{кр}} \sin \alpha_1. \quad (2.67)$$

Формула (2.67) має назву *формули Бера*. Кут виходу потоку з косого зрізу розширеного сопла можна визначити за цією ж формулою, але замість швидкості  $c_{кр}$  і питомого об'єму  $v_{кр}$  слід підставити розрахункові параметри: швидкість  $c_{1p}$  і питомий об'єм  $v_{1p}$ , які відповідають тискові  $p_{1p}$  у перерізі  $AB$  такого сопла (див. рис.2.11,б).

У залежності від перепаду тисків  $\varepsilon_1 = p_1 / p_0^*$  (за умови, що  $\varepsilon_1 < \varepsilon_{кр}$ , якщо сопло звужене, і  $\varepsilon_1 < \varepsilon_{1p}$ , якщо розширене) розширення в косому зрізі може закінчуватися в одному з проміжних перерізів, розташованих між перерізами  $AB$  і  $AC$ , чи у вихідному перерізі косого зрізу (див. рис.2.11,а). Чим менший тиск за соплом (при незмінному початковому тиску), тим ближче до вихідного перерізу косого зрізу закінчується процес розширення. Тиск за соплом  $p_{1гр}$ , при якому розширення робочого тіла закінчується у вихідному перерізі косого зрізу  $AC$  (*граничний тиск*), відповідає повному використанню розширювальної здатності косого зрізу.

Визначимо розширювальну здатність косого зрізу звуженого сопла, для чого більш детально розглянемо явища, які супроводжують течію газу. Точка  $A$  є джерелом збудження слабких хвиль розрідження, що розповсюджуються в надзвуковому потоці вздовж характеристик, для яких властива сталість усіх параметрів. Збудження потоку в звуженому соплі при наявності тертя починається на деякій початковій характеристиці  $AK$  (рис.2.12), де швидкість досягає швидкості звуку, а закінчується на кінцевій характеристиці, яка відповідає тискові за соплом  $p_1$ . У межах збудженої зони течія відрізня-



або, вважаючи, що  $\sqrt{\frac{k-1}{n-1}} \approx 1,0$ ,

$$\left( \frac{p_1}{p_{кр}} \right)^{\frac{n+1}{n}} = \sin^2 \alpha_1. \quad (2.70)$$

Оскільки розглядається випадок, коли повністю використовується розширювальна здатність косого зрізу сопла, то  $p_1 = p_{1гр}$ , і тоді граничне відношення тисків з виразу (2.70) визначиться за формулою

$$\varepsilon_{к.з.гр} = \frac{p_{1гр}}{p_{кр}} = (\sin \alpha_1)^{\frac{2n}{n+1}}, \quad (2.71)$$

а для сопла з косим зрізом у цілому

$$\varepsilon_{1гр} = \frac{p_{1гр}}{p_0^*} = \varepsilon_{кр} (\sin \alpha_1)^{\frac{2n}{n+1}}.$$

Для косого зрізу сопла Лавалю при повному використанні розширювальної здатності за аналогією з рівнянням (2.68)

$$\frac{a_1}{c_{1п}} \frac{v_{1п}}{v_1} = \sin \alpha_1.$$

Після підстановки  $a_1$  та  $c_{1п}$  одержимо

$$\sqrt{\frac{kp_1 v_1}{\frac{2k}{k-1} p_0^* v_0^* \left[ 1 - \varepsilon_{1п}^{\frac{n-1}{n}} \right]}} \frac{v_{1п}}{v_1} = \sin \alpha_1,$$

а після перетворень остаточно

$$\varepsilon_{к.з.гр} = \left( \frac{2}{k-1} \right)^{\frac{n}{n+1}} \left[ \frac{1 - \varepsilon_{1п}^{\frac{n-1}{n}}}{\varepsilon_{1п}^{\frac{n-1}{n}}} \right]^{\frac{n}{n+1}} (\sin \alpha_1)^{\frac{2n}{n+1}} \quad (2.72)$$

і для всього сопла з косим зрізом

$$\varepsilon_{\text{igr.роз}} = \varepsilon_{\text{ip}} \varepsilon_{\text{к.з.гр}}.$$

З метою спрощення часто в наведених формулах замість  $n$  вживають  $k$ , що дещо ідеалізує процес, але на результат впливає не дуже суттєво.

Формули (2.71) і (2.72), як і формула Бера (2.67), є наближеними, але завдяки простоті набули практичного застосування.

З викладеного вище стосовно розширення газу в косому зрізі соплових каналів можна зробити наступні висновки:

розширювальна здатність косого зрізу, яка характеризується відношенням тисків  $p_{\text{кр}}/p_{\text{igr}} = 1/\varepsilon_{\text{к.з.гр}}$  для звуженого сопла і  $p_{\text{ip}}/p_{\text{igr}} = 1/\varepsilon_{\text{к.з.гр}}$  для розширеного, визначається в першу чергу кутом виходу  $\alpha_1$ , а також і відношенням тисків у розширеній частині самого сопла  $\varepsilon_{\text{ip}} = p_{\text{ip}}/p_0^*$ . Чим менший кут  $\alpha_1$ , тим більша розширювальна здатність косого зрізу; на неї впливають крім цього природа робочого тіла  $k$ , наявність і величина втрат  $\zeta_c$  або  $\varphi$ ;

розширювальна здатність косого зрізу звуженого сопла при однакових  $\alpha_1$  більша, ніж розширеного, а розширеного сопла тим більша, чим більше  $\varepsilon_{\text{ip}}$ ;

загальна розширювальна здатність розширеного сопла більша, ніж звуженого, і тим більша, чим менше  $\varepsilon_{\text{ip}}$ ;

при однакових відношеннях тисків  $\varepsilon_1 = p_1/p_0^*$  кут відхилення потоку в косому зрізі розширеного сопла менший, ніж звуженого.

Наявність косого зрізу позитивно відбивається на роботі сопел, розширюючи межі областей їх "нормальної" роботи. На рис.2.13 зображена діаграма режимів "нормальної" роботи сопел (заштриховані площі).

У лівій частині діаграми – сопла з прямим зрізом; звужене сопло нормально працює в області режимів, коли  $\varepsilon_1 = p_1/p_0^*$  лежить в інтервалі  $\varepsilon_{\text{кр}} \leq \varepsilon_1 \leq \varepsilon_0$ , розширене – за умови, що  $\varepsilon_1 = \varepsilon_{\text{ip}}$  (всі можливі режими зображені однією лінією). У правій частині – сопла з косим зрізом; область нормальної роботи звуженого сопла розширилась внаслідок дії косого зрізу, так що  $\varepsilon_{\text{igr.зв}} \leq \varepsilon_1 \leq \varepsilon_0$ , а у сопла розширеного з'явилась область в інтервалі  $\varepsilon_{\text{igr.роз}} \leq \varepsilon_1 \leq \varepsilon_{\text{ip}}$ .

Як видно з діаграми, завжди при  $\varepsilon_1 < \varepsilon_{\text{кр}}$  існує область  $\varepsilon_1$ , що

може бути реалізована як за допомогою розширеного сопла, так і з використанням звуженого з розширенням у косому зрізі.

Через більш високі швидкісні коефіцієнти звужених сопел перевагу слід віддавати другому варіантові, схиляючись до першого лише у випадках, коли кут відхилення потоку в косому зрізі звуженого сопла становитиме більше  $3...4^\circ$ . Частіше всього розширені сопла застосовуються в допоміжних парових турбінах, які використовують великі наявні теплоперепади.

Косий зріз покращує роботу сопел на змінних режимах завдяки можливості додаткового розширення.

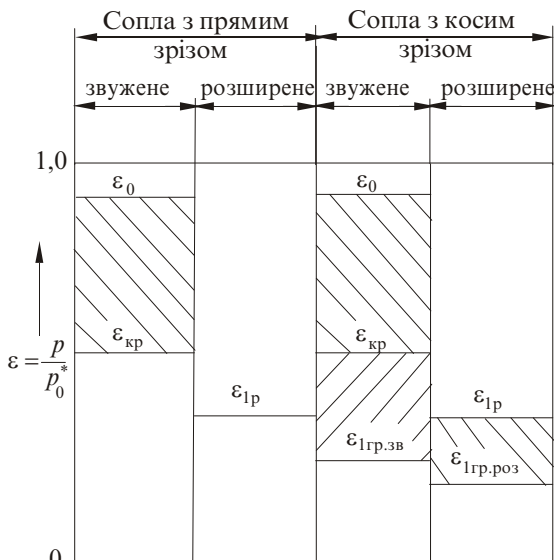


Рис.2.13. Діаграма режимів "нормальної" роботи сопел

## § 2.7. Течія в рухомих лопаткових каналах

Рівняння енергії газового потоку (див. табл.2.1) в каналах, які рухаються поступально ( $u = \text{const}$ ), у відносній системі координат, пов'язаній з самими каналами, мають такий же вигляд, як рівняння в абсолютній системі для нерухомих каналів ( $dl_T = 0$ ). Це означає, що потік відносно стінок каналів поводить себе так, ніби вони нерухомі. А якщо вихідні рівняння газового потоку схожі, то схожими мають бути і всі залежності та формули, що випливають із них.

Таким чином, для рухомих каналів – робочих каналів осьових ступенів – можуть бути застосовані всі формули та співвідношення, одержані для нерухомих соплових каналів, якщо розглядати потік у відносному русі. При цьому достатньо виконати такі дії:

всюди замість абсолютної швидкості  $c$  підставити відносну швидкість  $w$ ;

параметри загальмованого потоку визначати у відносному русі, на що вказує індекс  $w$  біля параметра;

замість індексів 0 і 1 на вході та виході з каналу взяти відповідно 1 і 2;

індекс  $c$  біля теплоперепадів, витрати та втрат замінити на  $p$ ; швидкісний коефіцієнт замість  $\phi$  позначити літерою  $\psi$ .

Як приклад наведемо кілька формул, записаних таким чином:

теоретична швидкість виходу газу з робочого каналу за аналогією з рівнянням (2.34)

$$w_{2t} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_{1w}^* v_{1w}^* \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_{1w}^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]};$$

дійсна швидкість виходу за аналогією з формулою (2.52)

$$w_2 = \psi w_{2t};$$

утрати енергії в робочому каналі відповідно до виразів (2.53) і (2.54)

$$q_p = (1 - \psi^2) \frac{w_{2t}^2}{2} = (1 - \psi^2) \Delta h_{ap}^* = (1 - \psi^2) \left( \Delta h_{ap} + \frac{w_1^2}{2} \right),$$

де  $\Delta h_{ap}$  – ізоентропійний теплоперепад у каналі;  $\Delta h_{ap}^*$  – повний наявний теплоперепад.

На рис.2.14 зображено процес у робочому каналі на діаграмі  $h-s$  для двох випадків: а) при значному розширенні робочого тіла в каналі; б) при відсутності розширення. У першому випадку процес принципово не відрізняється від процесу в сопловому каналі (див. рис.2.9). У другому випадку  $\Delta h_{ap} = 0$ , оскільки це є потенціальна енергія, яка перетворюється в каналі в кінетичну, а при відсутності розширення газу такого перетворення немає. Внаслідок цього точки 1 і 2, збігаються, і процес зображається відрізком ізобари 1–2.

У той час як у соплових каналах потенціальна енергія перетворюється в кінетичну і значно перевищує її на вході ( $\Delta h_{ac} \gg c_0^2/2$ ), у робочих каналах відношення  $\Delta h_{ap} / \frac{w_1^2}{2}$  може коливатися в широ-

ких межах, від величин, властивих для соплових каналів, до нуля (див. рис.2.13,б).

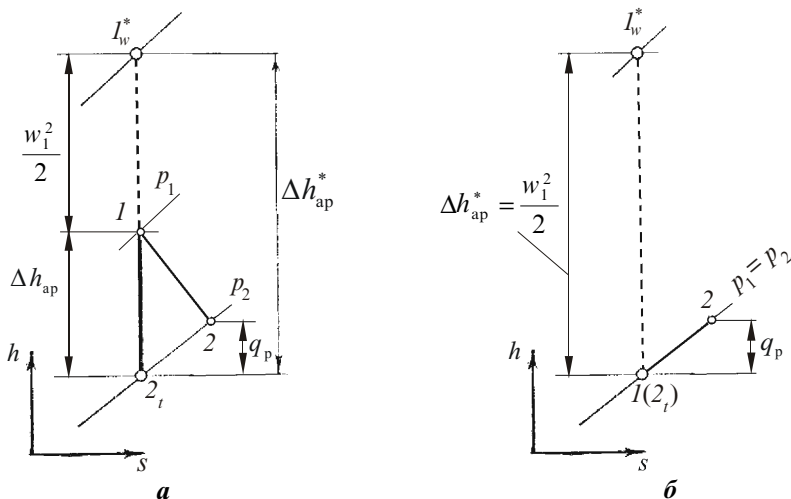


Рис.2.14. Процес розширення газу в робочому каналі  
( $1-2_1$  – теоретичний процес;  $1-2$  – дійсний процес):

***a*** – ступінь з  $\rho > 0$ ; ***b*** – ступінь з  $\rho = 0$

## Контрольні завдання і питання

1. Дайте характеристику одновимірного усталеного газового потоку.
2. Які рівняння одновимірного газового потоку найчастіше використовують у розрахунках турбінних ступенів?
3. Охарактеризуйте рівняння збереження енергії в механічній формі (узагальнене рівняння Бернуллі).
4. Дайте характеристику повним параметрам робочого тіла.
5. Поясніть, як визначають повні параметри робочого тіла за допомогою  $h$ - $s$ -діаграми.
6. Охарактеризуйте особливості розрахунку параметрів гальмування у відносному русі.
7. Поясніть, як розраховують теоретичну швидкість витікання потоку із сопла.
8. Дайте характеристику критичним параметрам потоку.
9. Які переваги і недоліки має застосування розширеної форми сопла?
10. Поясніть особливості розрахунку швидкості витікання потоку із сопла в дійсному процесі.

11. Яким чином здійснюється визначення показника політропи для дійсного процесу течії робочого тіла?
12. У чому полягають особливості визначення критичних параметрів потоку в дійсному процесі течії?
13. Проаналізуйте процес течії потоку в косому зрізі сопла.
14. Як визначається кут виходу робочого тіла з косого зрізу сопла?
15. Охарактеризуйте особливості течії потоку в рухомих лопаткових каналах.

### 3. ТЕЧІЯ В ПЛОСКИХ ТУРБІННИХ РЕШІТКАХ

---

#### § 3.1. Геометричні характеристики решіток осьових турбінних ступенів

В осьових ступенях соплові й робочі лопатки розташовуються в межах кільця, утвореного внутрішньою та зовнішньою циліндричними або злегка конічними обмежуючими поверхнями, а осі лопаток приблизно збігаються з радіусами. Тому такі решітки називають *кільцевими*.

Розгортки на площину циліндричних перерізів решіток лопаток утворюють *решітки профілів соплових і робочих лопаток*. На рис.3.1 зображено поздовжній і поперечний перерізи кільцевої решітки, а також решітки профілів на одному з діаметрів.

До числа геометричних характеристик ступеня і решіток звичайно належать:

*довжина лопаток (висота решітки)  $l$*  – відстань уздовж радіуса між кореневим перерізом лопатки і її верхньою біля вихідної кромки;  
*середній діаметр кільцевої решітки  $D_{\text{ср}}$*  – діаметр кола, що проходить через середини лопаток;

*середня лінія профілю* – геометричне місце центрів кіл, вписаних у профіль;

*хорда профілю  $b$*  – відстань між крайніми точками профілю, виміряна в напрямі спільної дотичної до вхідної та вихідної кромки з боку увігнутої поверхні;

висота підйому (прогин) середньої лінії профілю  $h$  – відстань між спільною дотичною до вхідної і вихідної кромки з боку увігнутої поверхні та рівнобіжною їй дотичною до середньої лінії профілю;

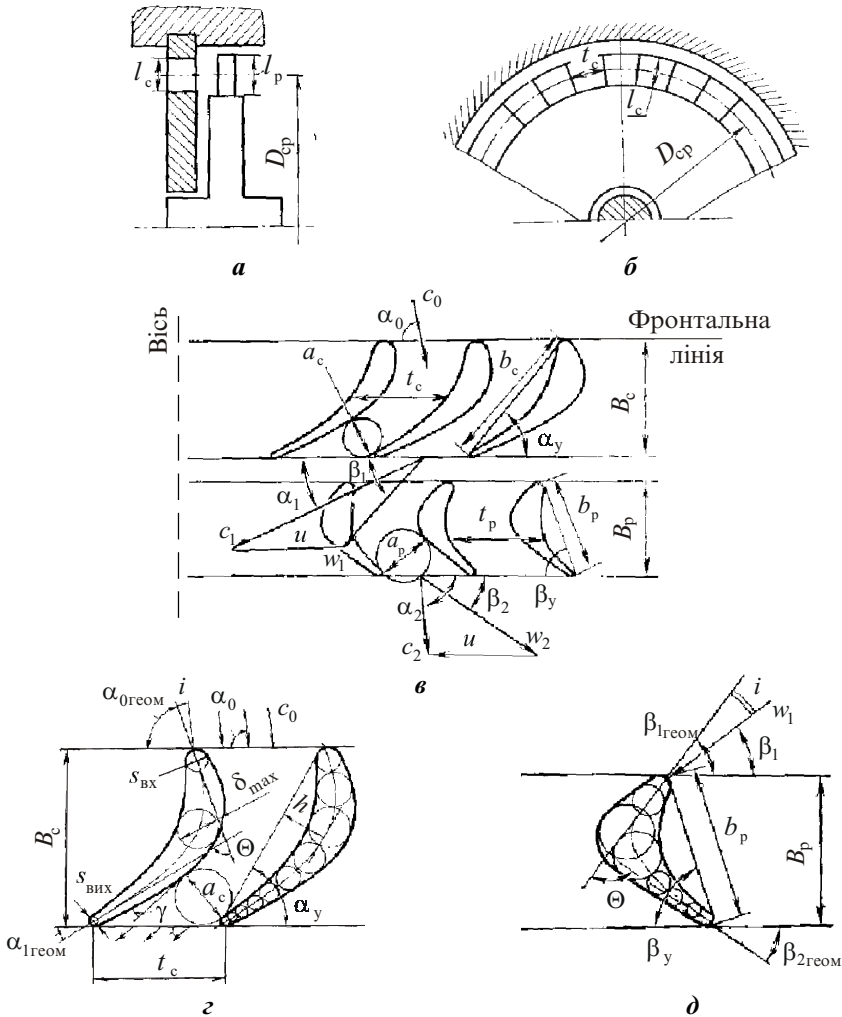


Рис.3.1. Геометричні характеристики турбінного ступеня:

**а** – поздовжній переріз; **б** – поперечний переріз решітки соплових лопаток; **в** – плоскі решітки соплових і робочих лопаток; **з** – профіль соплової лопатки; **д** – профіль робочої лопатки

*товщина профілю*  $\delta_{\max}$  – максимальний діаметр кола, що вписується в профіль;

*товщина вхідної і вихідної кромки*  $s_{\text{вх}}$  та  $s_{\text{вих}}$  – діаметри кіл, що утворюють відповідно вхідну і вихідну кромки профілю;

*кут відгину спинки*  $\gamma$  – кут між дотичними до спинки профілю в мінімальному перерізі каналу і до вихідної кромки;

*фронтальна лінія* – лінія, проведена через однойменні точки профілів;

*вісь решітки* – лінія, перпендикулярна до фронтальної лінії;

*кут установки профілю*  $\alpha_y(\beta_y)$  – кут між спільною дотичною до вхідної і вихідної кромки профілю з боку увігнутої поверхні та фронтальною лінією;

*ширина профілю*  $B$  – відстань між крайніми точками профілю, виміряна в напрямі осі решітки (осьовий розмір профілю лопатки);

*крок решітки*  $t$  – відстань між однойменними точками сусідніх профілів, виміряна в напрямі фронтальної лінії;

*ширина вихідного перерізу каналу*  $a$  – найменша відстань від вихідної кромки до опуклої поверхні (спинки) сусідньої лопатки;

*геометричні вхідний і вихідний кути профілю*  $\alpha_{0\text{геом}}$  і  $\alpha_{1\text{геом}}$  для соплової решітки та  $\beta_{1\text{геом}}$  і  $\beta_{2\text{геом}}$  для робочої решітки;

*кут згину профілю*  $\Theta$  – кут між дотичними до середньої лінії в крайніх її точках:

$$\Theta_c = 180^\circ - (\alpha_{0\text{геом}} + \alpha_{1\text{геом}}) \quad \text{і} \quad \Theta_p = 180^\circ - (\beta_{1\text{геом}} + \beta_{2\text{геом}}).$$

Вхідні і вихідні кути можуть бути постійними або змінними по довжині лопаток. У першому випадку лопатки називаються *циліндричними*, у другому – *гвинтовими*, чи *закрученими*. У ступенях з циліндричними лопатками крок решітки і ширина каналу у вихідному перерізі збільшуються від кореня до вершини пропорційно діаметру перерізу. У випадку гвинтових лопаток ширина каналу по висоті змінюється за більш складним законом, з урахуванням зміни конфігурації самого профілю.

Дійсні кути входу та виходу з решіток дещо відрізняються від геометричних. Дійсні кути входу  $\alpha_0$  та  $\beta_1$  визначаються умовами формування потоку перед решітками, а саме умовами виходу з попереднього ступеня та із соплового апарата даного ступеня відповідно. У загальному випадку дійсний кут входу не збігається з геомет-

ричним. Для оцінки умов натікання потоку на лопатки вводиться поняття *кута атаки*  $i$ . Кут атаки – це різниця між геометричним вхідним кутом лопатки і кутом входу потоку в канал, тобто  $i_c = \alpha_{0\text{геом}} - \alpha_0$  (або  $i_p = \beta_{1\text{геом}} - \beta_1$ ). Якщо  $i > 0$ , то кут атаки *додатний*; якщо  $i < 0$  – *від'ємний*. При  $i = 0$  вхід у лопатковий канал умовно називається *безударним*. При такому обтіканні лопаток утрати енергії в каналі решіток близькі до мінімальних.

Дійсні кути виходу потоку із соплової і робочої решіток  $\alpha_1$  і  $\beta_2$ , за даними досліджень течії потоку в решітках, незалежно від абсолютних розмірів лопаток, досить близькі за значеннями *ефективним кутам виходу*  $\alpha_{1\text{еф}}$  і  $\beta_{2\text{еф}}$ , які знаходяться за формулами

$$\alpha_{1\text{еф}} = \arcsin \frac{a_c}{t_c} \quad \text{і} \quad \beta_{2\text{еф}} = \arcsin \frac{a_p}{t_p}.$$

З огляду на мале розходження між дійсними й ефективними кутами можна вважати, що  $\alpha_1 \approx \alpha_{1\text{еф}}$  і  $\beta_2 \approx \beta_{2\text{еф}}$ .

До числа геометричних характеристик турбінного ступеня, крім абсолютних, належать також відносні характеристики. Так, для кільцевих решіток часто застосовується відношення середнього діаметра до довжини лопаток

$$\lambda = \frac{D_{\text{ср}}}{l}.$$

З інших відносних параметрів, що характеризують турбінні решітки, найбільш часто використовуються *відносний крок решітки*

$$\bar{t} = \frac{t}{b} \quad \text{або} \quad \bar{t}_B = \frac{t}{B},$$

*відносна довжина лопаток*

$$\bar{l} = \frac{l}{b} \quad \text{або} \quad \bar{l}_a = \frac{l}{a},$$

а також *відносний прогин середньої лінії профілю*  $h/b$ .

Відносні розміри решіток є критеріями їх геометричної подібності.

### § 3.2. Плоскі решітки турбінних лопаток

Протікаючи через решітки, потік робочого тіла (газу чи пари) у загальному випадку змінює швидкість і напрям свого руху. При цьому виникає сила взаємодії між потоком і решіткою. У рухомих решітках турбіни ця сила виконує роботу, а енергія речовини, що тече, при цьому зменшується. У нерухомих решітках енергетичний обмін не відбувається. Тут здійснюються тільки поворот потоку і перетворення енергії для одержання необхідної швидкості.

Потік робочого тіла в турбінних каналах має складну просторову структуру.

Теоретичне розв'язання задачі просторової течії в'язкої стисливої рідини в лопаткових решітках є завданням дуже складним. Тому звичайно йдуть шляхом дослідження спрощених моделей дійсного процесу, які зберігають його найбільш істотні риси, з наступним аналізом і врахуванням впливу другорядних факторів.

Так, наприклад, значно спрощується задача обтікання у випадку нескінченної *плоскої решітки*, тобто такої, у якій всі параметри по довжині лопаток залишаються сталими, а число лопаток і їхня довжина нескінченно великі.

У плоских решітках потік розглядається як плоский. У цьому випадку досить вивчити течію тільки в одному якому-небудь перерізі, перпендикулярному осі лопаток.

Перехід від кільцевої решітки до плоскої може бути здійснений на підставі гіпотези плоских перерізів, запропонованої М.Є.Жуковським у 1890 р. Відповідно до основних положень цієї гіпотези, для кільцевих решіток течія робочого тіла розглядається як рух концентричними шарами, причому течія в кожному шарі не впливає на сусідні шари. Таким чином, якщо навести два співвісні циліндричні перерізи кільцевої решітки на діаметрах  $D$  і  $D + \Delta D$  (де  $\Delta D$  дуже мале), а потім розгорнути на площину утворену кільцеву решітку, то одержимо плоску решітку малої висоти. Збільшуючи число лопаток і їхню довжину до нескінченності, одержуємо плоску решітку, що відповідає решітці профілів у циліндричному перерізі діаметром  $D$  кільцевої решітки.

Течія робочого тіла на будь-якому діаметрі  $D$  кільцевої решітки може, отже, розглядатися як течія у відповідній плоскій решітці. Однак це не поширюється на області потоку, близькі до кореня і периферії лопаток, де на течію впливають канали стінки.

Гіпотеза плоских перерізів потребує виправлення у випадку, коли решітки лопаток характеризуються малим відношенням  $\lambda = D_{\text{ср}}/l$  ( $< 10 \dots 12$ ), тобто для ступенів з відносно довгими лопатками. Тут відчувається істотна зміна колової швидкості вздовж лопаток і, отже, вплив відцентрових сил, що діють на частки робочого тіла.

### § 3.3. Сили, що діють у плоскій решітці при обтіканні її потоком газу

Виділимо в сталому потоці, що обтікає плоску решітку, яка в загальному випадку рухається поступально зі сталою швидкістю  $u$  в напрямі однойменної осі, деякий об'єм (рис.3.2), обмежений:

- а) поверхнями струму  $adi$  та  $bci$  на відстані кроку  $t$  одна від одної;
- б) двома фронтальними поверхнями  $ab$  і  $dc$  на такій відстані від решітки, при якій всі параметри вздовж цих поверхонь можна вважати сталими;
- в) двома площинами, рівнобіжними площині креслення, відстань між якими дорівнює довжині лопатки  $l$ .

Для дослідження силової взаємодії між потоком і решіткою скористаємося законом зміни кількості руху, застосувавши його до маси газу, яка міститься у виділеному об'ємі.

За деякий проміжок часу  $dt$  маса газу, що міститься в початковий момент у виділеному об'ємі, перейде в положення, обмежене на площині креслення фігурою  $a_1b_1c_1d_1$ .

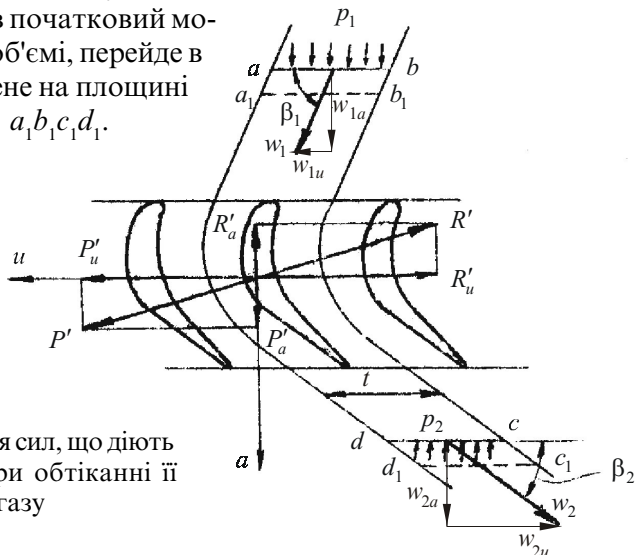


Рис.3.2. До визначення сил, що діють у плоскій решітці при обтіканні її потоком газу

Зміна кількості руху розглянутої маси газу за час  $d\tau$

$$d\vec{K} = \vec{K}_{a_1 b_1 c_1 d_1} - \vec{K}_{abcd} = \vec{K}_{cdd_1 c_1} - \vec{K}_{abb_1 a_1}.$$

Оскільки

$$\vec{K}_{cdd_1 c_1} = \vec{w}_2 dm_2, \quad \vec{K}_{abb_1 a_1} = \vec{w}_1 dm_1,$$

вважаючи, що внаслідок суцільності потоку  $dm_1 = dm_2 = dm$ , одержуємо

$$d\vec{K} = dm (\vec{w}_2 - \vec{w}_1), \quad (3.1)$$

де  $\vec{w}_1$  і  $\vec{w}_2$  – швидкості потоку перед і за решіткою.

Рівняння кількості руху у векторній формі запишеться у вигляді

$$d\vec{K} = (p_1 \vec{t}l + p_2 \vec{t}l + \vec{R}') d\tau. \quad (3.2)$$

Права частина рівняння (3.2) являє собою імпульс головного вектора зовнішніх сил, що діють на розглянуту масу газу. Тут  $p_1$  і  $p_2$  – тиск у перерізах  $ab$  і  $cd$ ;  $\vec{R}'$  – результуюча сила дії лопатки на потік. Сили, обумовлені тисками на поверхнях  $ad$  і  $bc$ , не ввійшли в рівняння, тому що їхня результуюча дорівнює нулю (ці сили приводяться в загальному випадку до моменту сил). У рівнянні (3.2) не враховані також масові сили (сили тяжіння і відцентрові) через малу густину газу.

Після підстановки  $d\vec{K}$  з виразу (3.1), вважаючи, що

$$\frac{dm}{d\tau} = G',$$

де  $G'$  – секундна масова витрата газу через решітку в межах одного кроку при висоті  $l$ , одержимо

$$G' (\vec{w}_2 - \vec{w}_1) = p_1 \vec{t}l + p_2 \vec{t}l + \vec{R}'. \quad (3.3)$$

Спроектуємо рівняння (3.3) на взаємно перпендикулярні напрямки  $u$  і  $a$ :

$$R'_u = G' (\bar{w}_{2u} - \bar{w}_{1u}), \quad R'_a = G' (\bar{w}_{2a} - \bar{w}_{1a}) - (p_1 - p_2)tl.$$

У цих формулах риски над проекціями швидкостей вказують на те, що дії в дужках слід виконувати алгебрично, тобто з урахуванням знаків проекцій.

Сила  $\vec{R}'$  – це дія лопатки на потік. Потік же діє на лопатку з рівною за величиною, але протилежно спрямованою силою  $\vec{P}'$ . При цьому

$$P'_u = G' ( \bar{w}_{1u} - \bar{w}_{2u} ), \quad (3.4)$$

$$P'_a = G' ( \bar{w}_{1a} - \bar{w}_{2a} ) + ( p_1 - p_2 ) t l. \quad (3.5)$$

Для всієї решітки скінченних розмірів, якщо витрата через неї  $G$ , кг/с, а число лопаток  $z$  при їх довжині  $l$ ,

$$P_u = G ( \bar{w}_{1u} - \bar{w}_{2u} ), \quad (3.6)$$

$$P_a = G ( \bar{w}_{1a} - \bar{w}_{2a} ) + ( p_1 - p_2 ) t l z. \quad (3.7)$$

З трикутників швидкостей на вході до решітки і на виході (рис.3.3) випливає, що

$$\bar{w}_{1u} - \bar{w}_{2u} = \bar{c}_{1u} - \bar{c}_{2u},$$

$$\bar{w}_{1a} - \bar{w}_{2a} = \bar{c}_{1a} - \bar{c}_{2a}$$

у першому випадку, оскільки  $\bar{w}_{1u} = \bar{c}_{1u} - \bar{u}$  і  $\bar{w}_{2u} = \bar{c}_{2u} - \bar{u}$ , у другому – оскільки  $\bar{w}_{1a} = \bar{c}_{1a}$  і  $\bar{w}_{2a} = \bar{c}_{2a}$ .

Тому рівняння (3.6) і (3.7) можна переписати у вигляді

$$P_u = G ( \bar{c}_{1u} - \bar{c}_{2u} ), \quad (3.8)$$

$$P_a = G ( \bar{c}_{1a} - \bar{c}_{2a} ) + ( p_1 - p_2 ) t l z. \quad (3.9)$$

У випадку нерухомої решітки  $w = c$  і формули для  $P_u$  та  $P_a$  одержуємо безпосередньо у вигляді рівнянь (3.8) і (3.9) при відповідних індексах біля швидкостей і тиску на вході й виході.

Формули (3.4)–(3.9) для складових сили дії потоку на лопатки

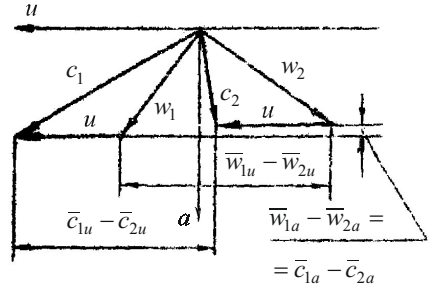


Рис.3.3. Трикутники швидкостей турбінного ступеня

вперше були виведені Леонардом Ейлером у 1754 р. для колеса гідравлічної турбіни і тому відомі за назвою *рівнянь Ейлера*.

Рівняння Ейлера справедливі як для ідеального (теоретичного), так і реального випадку обтікання решітки лопаток, оскільки при їх виведенні не робилося ніяких обмежень. Однак застосування їх передбачає визначення заздалегідь швидкостей потоку перед та за решіткою. Саме на цьому етапі розрахунку концентруються всі труднощі, обумовлені складністю реальної течії. Дійсні швидкості потоку можуть бути знайдені тільки на підставі детального аналізу течії газу в решітці та втрат енергії внаслідок необоротності процесу. Ця задача певною мірою тотожна відшукуванню швидкісних коефіцієнтів  $\phi$  і  $\psi$ .

### § 3.4. Теорема М.Є.Жуковського про сили, що діють на лопатку плоскої решітки в потоці

Для витрати газу через решітку в межах кроку  $t$  при висоті лопаток  $l$  можна записати

$$G' = \rho_1 \bar{w}_{1a} t l = \rho_2 \bar{w}_{2a} t l = \rho \bar{w}_a t l, \quad (3.10)$$

де  $\rho$  і  $\bar{w}_a$  – середня густина і середня осьова швидкість газу в решітці.

Якщо осереднення швидкостей (рис.3.4) робити відповідно до

умови  $\bar{w} = \frac{\bar{w}_1 + \bar{w}_2}{2}$ , то

$$\bar{w}_a = \frac{\bar{w}_{1a} + \bar{w}_{2a}}{2} \quad \text{і} \quad \bar{w}_u = \frac{\bar{w}_{1u} + \bar{w}_{2u}}{2}. \quad (3.11)$$

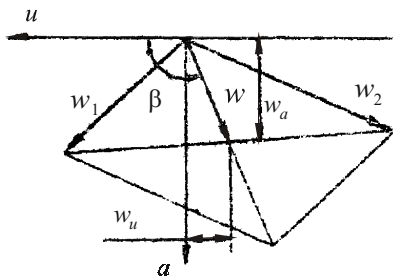


Рис.3.4. До теореми М.Є.Жуковського

Тоді з рівняння (3.10)

$$\rho = \rho_1 \frac{\bar{w}_{1a}}{\bar{w}_a} = \frac{2\rho_1 \bar{w}_{1a}}{\bar{w}_{1a} + \bar{w}_{2a}} = \frac{2\rho_1}{1 + \bar{w}_{2a} / \bar{w}_{1a}}$$

або остаточно

$$\rho = \frac{2\rho_1\rho_2}{\rho_1 + \rho_2}.$$

Підставивши значення  $G'$  з ви-

разу (3.10) у рівняння (3.4) і (3.5), одержимо

$$P'_u = \rho \bar{w}_a (\bar{w}_{1u} - \bar{w}_{2u}) t l, \quad (3.12)$$

$$P'_a = \rho \bar{w}_a (\bar{w}_{1a} - \bar{w}_{2a}) t l + (p_1 - p_2) t l. \quad (3.13)$$

Знайдемо циркуляцію швидкості по контуру  $abcd$ , що охоплює профіль (див. рис.3.2), взявши напрямок обходу проти годинникової стрілки.

На ділянках контуру

$$\Gamma_{ba} = t \bar{w}_{1u}, \quad \Gamma_{dc} = -t \bar{w}_{2u}, \quad \Gamma_{cd} = -\Gamma_{cb},$$

і, отже, шукана циркуляція

$$\Gamma = t (\bar{w}_{1u} - \bar{w}_{2u}). \quad (3.14)$$

З урахуванням останнього співвідношення формула (3.12) набуває вигляду

$$P'_u = \rho \bar{w}_a \Gamma l. \quad (3.15)$$

Перетворимо формулу (3.13) для сили  $P'_a$ . Для цього спочатку знайдемо різницю

$$\begin{aligned} w_1^2 - w_2^2 &= (w_{1a}^2 + w_{1u}^2) - (w_{2a}^2 + w_{2u}^2) = (w_{1a}^2 - w_{2a}^2) + (w_{1u}^2 - w_{2u}^2) = \\ &= (\bar{w}_{1a} + \bar{w}_{2a})(\bar{w}_{1a} - \bar{w}_{2a}) + (\bar{w}_{1u} + \bar{w}_{2u})(\bar{w}_{1u} - \bar{w}_{2u}). \end{aligned}$$

Враховуючи залежності (3.11), можна переписати останнє рівняння у вигляді

$$w_1^2 - w_2^2 = 2 \bar{w}_a (\bar{w}_{1a} - \bar{w}_{2a}) + 2 \bar{w}_u (\bar{w}_{1u} - \bar{w}_{2u}),$$

звідки

$$\bar{w}_a (\bar{w}_{1a} - \bar{w}_{2a}) = -\bar{w}_u (\bar{w}_{1u} - \bar{w}_{2u}) + \frac{w_1^2 - w_2^2}{2}.$$

Після підстановки у формулу (3.13) знайдемо

$$P'_a = -\rho \bar{w}_u (\bar{w}_{1u} - \bar{w}_{2u}) t l + \left[ (p_1 - p_2) + \rho \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} \right] t l$$

або, використовуючи рівняння (3.14),

$$P'_a = -\rho \bar{w}_u \Gamma l + \left[ (p_1 - p_2) + \rho \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} \right] t l. \quad (3.16)$$

Позначимо

$$P'_a = P'_{a1} + \Delta P'_a,$$

де

$$P'_{a1} = -\rho \bar{w}_u \Gamma l, \quad (3.17)$$

$$\Delta P'_a = \left[ (p_1 - p_2) + \rho \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} \right] t l. \quad (3.18)$$

Таким чином, дія на лопатку потоку, що обтікає решітку, зводиться до трьох сил:  $P'_u$ ,  $P'_{a1}$  і  $\Delta P'_a$  (рис.3.5).

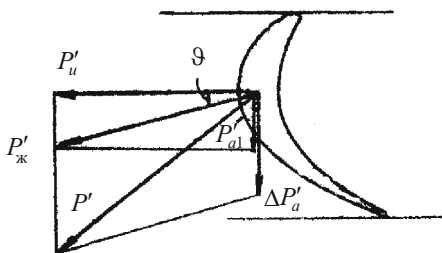


Рис.3.5. До визначення циркуляційної сили

Сили  $P'_{a1}$  і  $P'_u$ , як видно зі структури формул (3.15)–(3.17), мають однакову природу і визначаються через циркуляцію швидкості по замкнутому контуру, що охоплює профіль. Ці сили можна розглядати як відповідні проекції деякої сили  $\vec{P}'_j$ , абсолютна величина якої

$$P'_j = \sqrt{P_u'^2 + P_{a1}'^2} = \rho w \Gamma l. \quad (3.19)$$

Сила  $\vec{P}'_j$  має назву *циркуляційної сили*, чи *сили Жуковського*.

У підсумку результуюча сила дії потоку на лопатку

$$\vec{P}' = \vec{P}'_j + \Delta \vec{P}'_a.$$

Визначимо напрямок циркуляційної сили (див. рис.3.5):

$$\operatorname{tg} \vartheta = \frac{P'_{a1}}{P'_u} = -\frac{\bar{w}_u}{\bar{w}_a}.$$

Перепишемо останнє співвідношення у вигляді

$$\operatorname{tg} \vartheta \frac{\bar{w}_a}{\bar{w}_u} = -1.$$

Відношення  $\frac{\bar{w}_a}{\bar{w}_u}$  з урахуванням знаків проекцій – це тангенс кута  $\beta$  між віссю  $u$  і середньою швидкістю потоку в решітці  $\bar{w}$  (див. рис.3.4). Отже,

$$\operatorname{tg} \vartheta \operatorname{tg} \beta = -1.$$

Ця формула виражає умову ортогональності векторів  $\bar{P}'_ж$  і  $\bar{w}$ . Для одержання напряду циркуляційної сили необхідно вектор середньої швидкості повернути на  $90^\circ$  назустріч циркуляції.

Отримані результати складають зміст теореми М.Є.Жуковського, яка може бути сформульована в такий спосіб:

*У випадку плоскопаралельного обтікання газом решітки рівнодіюча всіх сил, що діють на лопатку,  $\bar{P}'$  дорівнює геометричній сумі циркуляційної сили  $\bar{P}'_ж$ , спрямованої по нормалі до геометричної півсуми швидкостей  $\bar{w}_1$  і  $\bar{w}_2$  перед і за решіткою, і додаткової осьової сили  $\Delta P'_a$ , спрямованої уздовж осі решітки.*

Природа циркуляційної і додаткової осьової сил різна. У той час як  $\bar{P}'_ж$  залежить від циркуляції швидкості і обертається в нуль при  $\Gamma = 0$  (див. вираз (3.19)), сила  $\Delta P'_a$  від циркуляції безпосередньо не залежить.

Розглянемо вираз (3.18). У випадку обтікання решітки нестисливою в'язкою рідиною в квадратних дужках одержуємо втрати повного тиску в решітці. Отже, у цьому випадку

$$\Delta P'_a = \Delta p_{\text{пот}} t l.$$

Якщо рідина нестислива й ідеальна (нев'язка), то  $\Delta P'_a = 0$  і на лопатку діє тільки циркуляційна сила Жуковського.

У самому загальному випадку, при обтіканні решітки в'язкою стислою рідиною, додаткова осьова сила залежить як від утрат у решітці, так і від стисливості газу.

### § 3.5. Потенціальна течія газу в решітці

Найпростішою і, внаслідок цього, досить повно теоретично розробленою є стала безвихрова течія у плоскій решітці невязкої нестисливої рідини, або так звана *потенціальна течія*.

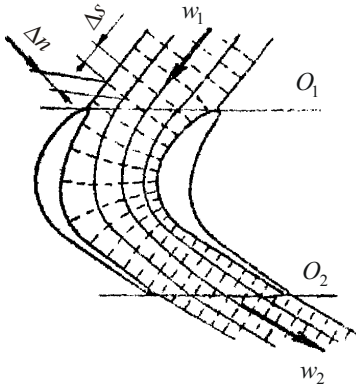


Рис.3.6. Схема потенціальної течії в решітці

Схема потенціальної течії в решітці наведена на рис.3.6. Суцільними лініями нанесені лінії струму  $\Psi = \text{const}$ , пунктиром — ізопотенціальні лінії  $\Phi = \text{const}$ . Лінії струму та ізопотенціальні лінії взаємно ортогональні.

Швидкість у довільній точці потоку спрямована по дотичній до лінії струму і визначається співвідношенням

$$w = \frac{d\Phi}{ds} = \frac{\Delta\Phi}{\Delta s}.$$

Якщо при побудові сітки брати  $\Delta\Phi = \Delta\Psi$ , то в кожній точці  $\Delta s = \Delta n$  і комірки в перспективі (при  $\Delta s \rightarrow 0$  і  $\Delta n \rightarrow 0$ ) прагнуть наблизитися до квадратів. У цьому випадку сітка наочно демонструє зміну швидкості течії в решітці: де сітка гущіша, там швидкість більша, і навпаки. Так, з рисунка видно, наприклад, що швидкості течії в середньому на спинці профілю більші, ніж на увігнутій поверхні. Оскільки при потенціальній течії нестисливої рідини для всього потоку справедливе рівняння Бернуллі у вигляді

$$p + \rho \frac{w^2}{2} = \text{const},$$

то відповідним чином по профілю буде розподілятися і тиск: де швидкість більша, там тиск менший.

Зразкова картина розподілу відносних швидкостей  $\bar{w} = \frac{w}{w_2}$  і від-

носних тисків  $\bar{p} = \frac{p - p_2}{\rho w_2^2 / 2}$  по поверхні профілю при потенціальному обтіканні конфузornoї решітки наведена на рис.3.7.

Як видно з кривої  $\bar{w}$ , на деякій частині спинки профілю швидкість течії може перевищувати швидкість за решіткою  $w_2$  ( $\bar{w} > 1$ ).

Тиск на спинці профілю менший, ніж на увігнутій поверхні, а на деякій її частині навіть менший, ніж  $p_2$ . Внаслідок різниці тисків на увігнутій поверхні і спинці виникає аеродинамічна сила дії потоку на лопатку. Оскільки при течії через решітку без тертя нестисливої рідини додаткова осьова сила дорівнює нулю, то очевидно, що рівнодіюча всіх сил тиску на профіль у розглянутому випадку дорівнює силі Жуковського, яку можна знайти через циркуляцію швидкості по будь-якому контуру, що охоплює профіль, у тому числі і по самому профілю.

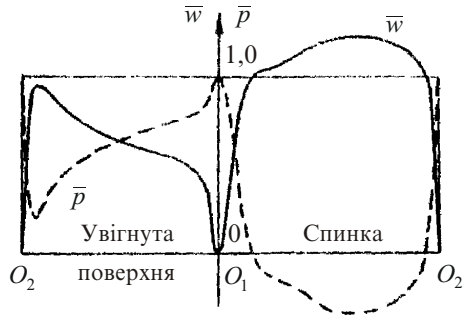


Рис.3.7. Розподіл відносних швидкостей і тисків по поверхні профілю

Розподіл швидкостей по профілю істотно залежить від його форми і міри звуження каналу, а також від геометричних і режимних параметрів решітки.

Зростання кривизни на опуклих ділянках профілю призводить до збільшення швидкості і навпаки. При стрибкоподібній зміні кривизни (в точках сполучення дуг кіл) теоретичні криві розподілу швидкостей і тисків зазнають розриву. На виступних кутах профілю швидкість теоретично зростає до нескінченності. З цієї причини обводи профілів прагнуть виконувати з плавно змінюваною кривизною.

Дослідження потенціального обтікання решіток профілів можливе як аналітичними, так і експериментальними методами. З аналітичних методів варто назвати вихровий метод, метод конформних відображень і каналні методи. Експериментальні методи вивчення потенціального обтікання базуються на різного роду аналогіях. Найбільшого поширення набув метод електрогідродинамічної аналогії (ЕГДА).

Дослідження потенціального обтікання мають важливе прикладне значення, оскільки вони дозволяють розрахувати пограничний шар при реальному обтіканні.

### § 3.6. Витрата робочого тіла через решітки та коефіцієнти витрати

Поширюючи викладене в § 2.3 і 2.4 відносно окремих міжлопаткових каналів на решітки лопаток, одержуємо:

для теоретичної витрати робочого тіла через соплову й робочу решітки зі звуженими каналами (при дозвуковій течії)

$$G_{ct} = F_c c_{1t} \rho_{1t}, \quad G_{pt} = F_p w_{2t} \rho_{2t}; \quad (3.20)$$

за аналогією з (3.20) для дійсної витрати

$$G_c = F_c c_1 \rho_1, \quad G_p = F_p w_2 \rho_2. \quad (3.21)$$

Тут  $F_c$  і  $F_p$  – площі вихідних перерізів, перпендикулярних напрямку потоку. При повному впуску

$$F_c = \pi D_{cp} l_c \sin \alpha_1; \quad F_p = \pi D_{cp} l_p \sin \beta_2.$$

У випадку критичної течії витрати визначаються аналогічно, але за параметрами критичного перерізу.

Дійсні витрати, розраховані за формулами (3.21), дещо відрізняються від фактичних витрат, які спостерігаються експериментально. Причини цього: нерівномірність полів швидкостей та інших параметрів у вихідному перерізі; неточність визначення втрат, що впливають на показник політропи; фізичні властивості робочого тіла та ін.

Тому в розрахунках для визначення дійсних витрат часто користуються *коефіцієнтами витрат*

$$\mu_c = \frac{G_c}{G_{ct}}; \quad \mu_p = \frac{G_p}{G_{pt}},$$

які мають бути знайдені попередньо експериментальним шляхом.

Тоді

$$G_c = \mu_c G_{ct}; \quad G_p = \mu_p G_{pt}.$$

Величина коефіцієнта витрати решіток  $\mu$  залежить від стану робочого тіла, геометричних характеристик профілів, відносних розмірів лопаток та інших факторів. Згідно з дослідними даними,

коефіцієнт витрати в соплових решітках газових турбін складає 0,96...0,97, а в робочих решітках – 0,92...0,96 в залежності від зігнутої профілю і відносної довжини лопаток (менші значення характерні для активних ступенів при відношенні довжини лопаток до хорди профілю, рівному 0,5...0,6, більші – для реактивних ступенів при значенні цього ж параметра, рівному 1,0).

У парових турбінах, що працюють на перегрітій парі, коефіцієнт витрати в сопловій і робочій решітках має приблизно те ж значення, що й у газових турбінах. У випадку вологої пари  $\mu$  в соплових решітках складає 1,01...1,03, а в робочих решітках коливається в межах 0,93...1,02 залежно від типу ступеня і вологості пари.

Значення коефіцієнта витрати  $\mu$  більше одиниці в соплових і робочих решітках реактивних ступенів при роботі на вологій парі пояснюється переохолодженням пари внаслідок швидкоплинності процесу розширення. Густина переохолодженої вологої пари наприкінці розширення виявляється більшою від її значення при рівноважному стані. З цієї причини дійсна витрата пари виявляється більшою від теоретичної.

### Контрольні завдання і питання

1. Назвіть головні геометричні характеристики решіток осьових турбінних ступенів.
2. Поясніть, які відносні розміри належать до числа геометричних характеристик турбінного ступеня.
3. У чому полягають основні положення гіпотези плоских перерізів і як вона використовується при аналізі течії робочого тіла?
4. Дайте характеристику силам, що діють у плоскій решітці при обтіканні її потоком газу, і поясніть особливості їх розрахунку.
5. Сформулюйте теорему М.Є. Жуковського про сили, що діють на лопатку плоскої решітки в потоці.
6. Охарактеризуйте поняття циркуляційної сили.
7. Дайте характеристику потенціальної течії газу в решітці.
8. Які методи використовуються для дослідження потенціального обтікання решіток профілів?
9. Поясніть, як визначаються витрати робочого тіла через решітки в теоретичному і дійсному процесах.
10. Дайте характеристику коефіцієнта витрати турбінної решітки.

## 4. ТЕОРІЯ ТУРБІННОГО СТУПЕНЯ

### § 4.1. Особливості реального обтікання решіток.

#### Класифікація втрат у решітках

При течії через плоскі решітки реального робочого тіла загальна картина потоку може істотно відрізнятись від розглянутої.

Унаслідок в'язкості робочого тіла на поверхнях профілів утворюється пограничний шар зі значними поперечними градієнтами швидкостей, в якому концентруються втрати енергії від тертя.

При сходженні з задньої кромки профілю завжди відбувається відрив потоку. Закромкова зона – зона інтенсивного вихрового руху. Пограничний шар, що збігає з профілю, разом з вихровою зоною утворює за профілем аеродинамічний слід. У міру віддалення від решітки в результаті обміну імпульсами відбувається загасання вихорів і вирівнювання потоку в межах аеродинамічного сліду й одночасно по всьому кроку решітки. Ці явища також викликають утрати кінетичної енергії.

У цілому потік у плоских решітках з нескінченно довгими лопатками умовно можна розділити на дві зони (рис.4.1): *ядро потоку*, де течію з відомим наближенням можна розглядати як потенціальну, і

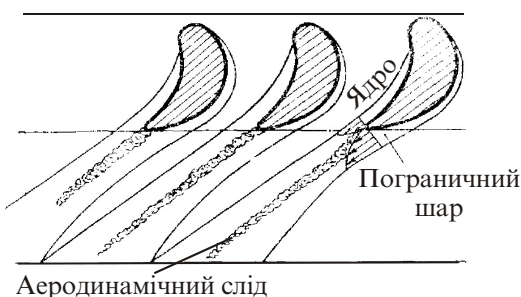


Рис.4.1. Структура потоку в турбінних каналах

*пограничний шар*, що переходить за решіткою в аеродинамічний слід. Товщина шару не перевищує звичайно 0,1 кроку решітки (тобто 1...3 мм), але саме в ньому проявляється в'язкість робочого тіла і саме він є причиною переважної більшості втрат кінетичної енергії.

На дифузійних ділянках каналу за певних умов може відбуватися відрив потоку від профілю ще до досягнення задньої кромки.

У випадку великих швидкостей потоку виявляється ефект стисливості газу. При цьому градієнти швидкостей уздовж ліній струму

збільшуються, зміщуються області максимальних і мінімальних швидкостей. При деяких значеннях  $M < 1$  основного потоку (дозвокова течія) локальні швидкості можуть перевищити місцеву швидкість звуку. Зворотний перехід швидкості в дозвукову супроводжується додатковими втратами, пов'язаними з утворенням стрибків ушільнення.

У кільцевих решітках з лопатками скінченної довжини є третя зона характерної течії – зона, в якій проявляється вплив стінок, що обмежують канал біля кінців лопаток. У цій зоні також є додаткові втрати енергії.

Ураховуючи викладене вище, втрати енергії в кільцевих решітках можна розділити на дві групи:

а) *профільні втрати* – такі, що виникають при обтіканні профільної частини лопаток;

б) *кінцеві втрати* – такі, що виникають при обтіканні потоком реального робочого тіла торцевих (зовнішньої і внутрішньої) поверхонь турбінних каналів.

Профільні втрати властиві плоскому обтіканню решіток – поза зоною впливу циліндричних поверхонь, що обмежують канал. До них належать:

а) утрати від тертя на профілях;

б) кромкові втрати;

в) утрати внаслідок відриву потоку від поверхні профілю;

г) хвильові втрати.

Обов'язковими у всіх випадках є втрати від тертя і кромкові, в той час як утрати від відриву потоку і хвильові виникають тільки за певних умов.

Кінцеві втрати обумовлені скінченною довжиною лопаток і є наслідком:

а) тертя в пограничному шарі на торцевих поверхнях каналу;

б) утворення вторинних, чи індукованих, течій в каналі між лопатками, викликаних нерівномірністю розподілу тиску по перерізу каналу (від парного вихору);

в) перетікання газу з увігнутої сторони лопатки на спинку через периферійну кромку (при наявності зазору між лопаткою і поверхнею, що обмежує канал).

Указані вище втрати властиві як нерухомим решіткам, так і тим, що обертаються. В останніх крім цього виникають ще втрати:

від радіальної течії газу;  
від нестационарності потоку, що набігає.

Кожна зі складових утрат у решітках може бути оцінена відповідним коефіцієнтом утрат

$$\zeta_i = \frac{q_i}{\Delta h_{ai}^*},$$

де  $q_i$  – абсолютна величина втрат енергії;  $\Delta h_{ai}^*$  ( $\Delta h_{ac}^*$  або  $\Delta h_{ap}^*$ ) – повний наявний теплоперепад у решітках (сопловій або робочій).

Сумарний коефіцієнт утрат у решітці

$$\zeta = \zeta_{\text{пр}} + \zeta_{\text{к}}, \quad (4.1)$$

де  $\zeta_{\text{пр}}$  – коефіцієнт профільних утрат;  $\zeta_{\text{к}}$  – коефіцієнт кінцевих утрат.  
Відповідно

$$\zeta_{\text{пр}} = \zeta_{\text{тр}} + \zeta_{\text{кр}} + \zeta_{\text{відр}} + \zeta_{\text{хв}}$$

і

$$\zeta_{\text{к}} = \zeta_{\text{тр}} + \zeta_{\text{п.в}} + \zeta_{\text{вит}},$$

де  $\zeta_{\text{тр}}$ ,  $\zeta_{\text{кр}}$ ,  $\zeta_{\text{відр}}$ ,  $\zeta_{\text{хв}}$ ,  $\zeta_{\text{п.в}}$  і  $\zeta_{\text{вит}}$  – коефіцієнти відповідних утрат.

Якщо профільні втрати складаються тільки з утрат тертя і кромкових, то формула (4.1) докладніше запишеться у вигляді

$$\zeta = \zeta_{\text{тр}} + \zeta_{\text{кр}} + \zeta_{\text{к}}. \quad (4.2)$$

Коефіцієнт корисної дії решітки

$$\eta = 1 - \zeta. \quad (4.3)$$

Швидкісний коефіцієнт соплової решітки

$$\varphi = \sqrt{1 - \zeta_c} = \sqrt{\eta_c},$$

робочої решітки

$$\psi = \sqrt{1 - \zeta_p} = \sqrt{\eta_p},$$

де сумарні коефіцієнти втрат і ККД відповідних решіток визначаються з рівнянь (4.2) і (4.3).

Для оцінки профільних утрат іноді користуються профільним ККД решітки

$$\eta_{\text{пр}} = 1 - \zeta_{\text{пр}}.$$

Тоді, наприклад, для соплових решіток

$$\varphi = \sqrt{\eta_{\text{пр.с}} - \zeta_{\text{к.с}}}.$$

#### § 4.2. Профільні втрати

**Характер обтікання решітки і структура пограничного шару.** Розглянемо структуру пограничного шару (рис.4.2,*а*) і розподіл швидкості та тиску в ньому. Потік розгалужується в точці 1 і, обтікаючи профіль, утворює тонкий ламінарний пограничний шар 2. Від області переходу 3 до вихідної кромки профілю шар 4 – турбулентний, але з тонким ламінарним підшаром 5. Товщина шару  $\delta$  поступово зростає. Схема переходу ламінарного пограничного шару в турбулентний показана на рис.4.2,*б*.

Швидкість у пограничному шарі товщиною  $\delta$  змінюється від

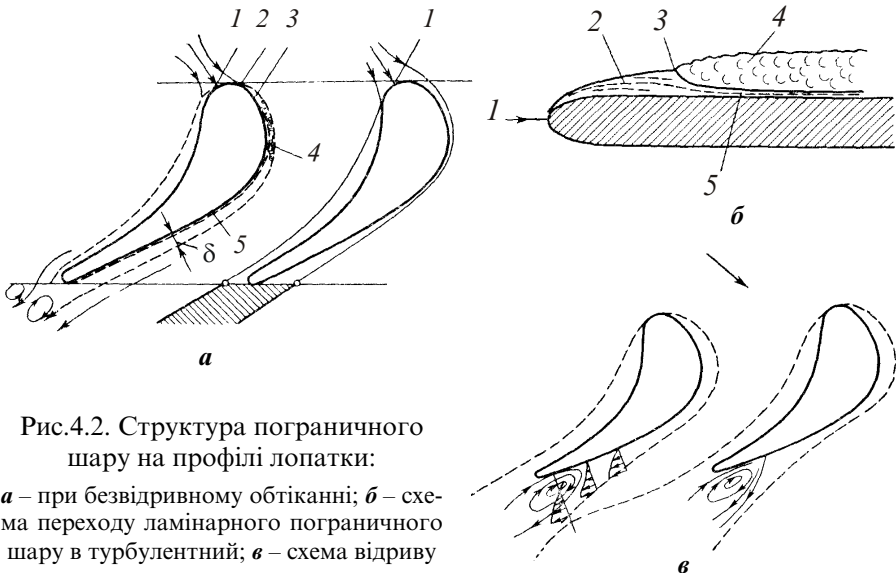


Рис.4.2. Структура пограничного шару на профілі лопатки:

*а* – при безвідривному обтіканні; *б* – схема переходу ламінарного пограничного шару в турбулентний; *в* – схема відриву

нуля на поверхні профілю до величини  $c_{\max}$  на відстані  $\delta$  від стінки. Епюри швидкостей у ламінарному 1 і турбулентному 2 пограничних шарах у порівнянні з течією без тертя 3 показані на рис.4.3,а. При турбулентному шарі втрати течії більші.

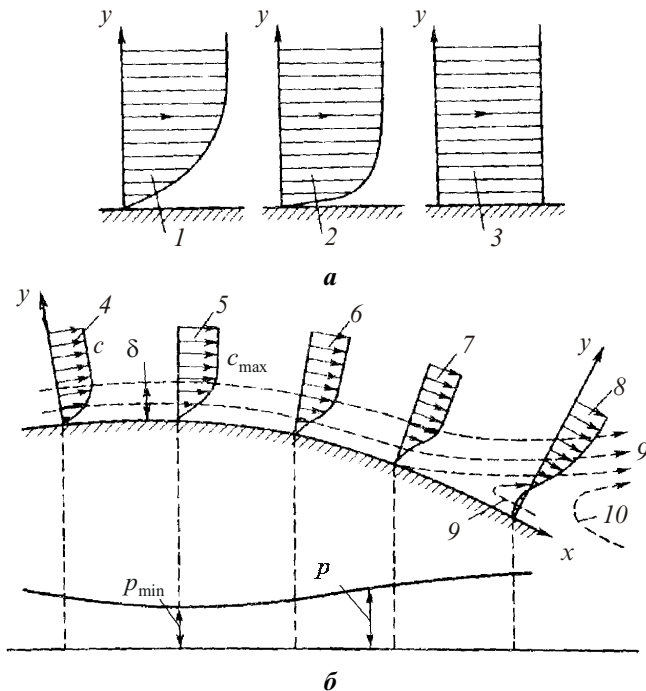


Рис.4.3. Розподіл швидкостей в пограничному шарі:

**a** – в поперечному напрямі; **б** – в поздовжньому напрямі; 1 – ламінарний шар; 2 – турбулентний шар; 3 – течія без тертя; 4 – епюра швидкості в області зниження тиску (розгін потоку); 5 – епюра швидкості в точці мінімального тиску і максимальної швидкості; 6, 7 – епюри швидкості в області зростання тиску (гальмування потоку); 8 – епюра швидкості в області відриву; 9, 10 – напрям потоку

Важливу роль відіграє розподіл тиску в потоці і на профілі. У теорії пограничного шару доведено, що тиск у напрямі, перпендикулярному стінці, практично не змінюється, тобто  $\frac{\partial p}{\partial y} = 0$ , де  $y$  – нормаль до стінки профілю в даній точці. Це важливо для експеримен-

тального вивчення розподілу тисків у потоці і розуміння механізму відриву пограничного шару.

Для соплових або реактивних робочих решіток властиве повільне зменшення тиску вздовж увігнутої поверхні профілю. В останній частині профілю зниження тиску відбувається трохи інтенсивніше.

Найбільш специфічно розширення газу (його розгін) відбувається вздовж спинки лопаток, де швидке зменшення тиску по профілю призводить до перерозширення потоку (тобто досягнення тиску, меншого від тиску за решіткою). У просторі за решіткою тиск більший, тому на вихідній ділянці відбувається стиснення потоку, що супроводжується зростанням статичного тиску. Оскільки енергія стиснення одержується з кінетичної енергії потоку, то на цій ділянці швидкість зменшується, потік гальмується.

Отже, у вихідній ділянці течія відбувається зі збільшенням тиску і спадом швидкості, як у дифузорі, у зв'язку з чим цей ефект і дістав назву *дифузорного*.

Сильний розвиток дифузорного ефекту може спричинити відрив пограничного шару. Дійсно, спад швидкості неминуче призводить до набрякання, стовщення пограничного шару, як показано штриховими лініями на ділянці 7–8 (див. рис.4.3,*б*). Але оскільки потік надходить з області меншого тиску в область більшого, створюються умови для прориву робочого тіла вздовж стінки проти течії, як показано штриховими стрілками 9 і 10. Так пограничний шар відокремлюється від стінки (виникає відрив потоку). В області відриву формується вихор (див. рис.4.2,*в*).

В активних решітках зберігається загальний характер розподілу тиску по профілю, однак при цьому відбувається різке спадання тиску вздовж вхідної ділянки спинки, яке потім сповільнюється. На увігнутій поверхні за вхідною кромкою профілю є тенденція до слабо вираженого дифузорного ефекту. Таке ж явище спостерігається і у випадку великих від'ємних кутів атаки. Звичайно це призводить до місцевого стовщення пограничного шару, але не до відриву, тому що на вхідній ділянці канал має форму, що звужується, і потік добре притискається до стінок.

У решітках сучасних аеродинамічних профілів при оптимальних кутах атаки і відносних кроках дифузорний ефект є слабо вираженим і до відриву не призводить. У старих профілів було по дві-три дифузорні ділянки із сильно розвинутим відривом, що спричиняв великі профільні втрати.

**Утрати від тертя на профілях.** Дані втрати виникають через в'язкість робочого тіла і шорсткість поверхні лопаток. При обтіканні лопатки в'язкою речовиною біля її поверхні, як уже відзначалося, утворюється пограничний шар, швидкість в якому змінюється від нуля на поверхні до швидкості ядра потоку на зовнішній границі шару. Рух часточок речовини з різною швидкістю і є причиною виникнення втрат від тертя в пограничному шарі. В ядрі потоку, де швидкості часточок мало відрізняються, утрати від тертя, як і інші аеродинамічні втрати, відсутні.

Утрати від тертя пов'язані в першу чергу із шорсткістю і числом Рейнольдса. Істотне значення має структура пограничного шару (ламінарного, змішаного чи турбулентного), але і вона також залежить від числа Рейнольдса і шорсткості.

У турбінних решітках за характерний розмір при визначенні  $Re$  беруть хорду профілю ( $b_c$  чи  $b_p$ ), за швидкість – теоретичну швидкість виходу потоку з решітки ( $c_1$  чи  $w_2$ ); коефіцієнт в'язкості визначають за станом робочого тіла наприкінці ізоентропійного розширення.

Відповідно для соплової і робочої решіток

$$Re_c = \frac{c_1 b_c}{\nu_1} \quad \text{і} \quad Re_p = \frac{w_2 b_p}{\nu_2}.$$

Чистота поверхні лопаток характеризується *відносною шорсткістю*  $\epsilon$ , яка дорівнює відношенню висоти нерівностей (горбків) до довжини хорди профілю.

Розрізняють три режими обтікання турбінних лопаток. Перший режим характеризується відсутністю впливу шорсткості на пограничний шар, що можливо при так званій *аеродинамічно гладкій поверхні* лопаток, коли висота горбків менша від напівтовщини ламінарного пограничного шару або ламінарного підшару (у випадку турбулентного шару). При цьому режимі діє ламінарний закон опору.

Для даного режиму течії характерна значна залежність опору від числа Рейнольдса, зі збільшенням якого коефіцієнт опору істотно зменшується.

Другий режим характеризується турбулентною течією у пограничному шарі при помірній шорсткості, порівнянній з товщиною ламінарного підшару, тому обтікання поверхні визначається як чис-

лом Рейнольдса, вплив якого істотно послаблюється, так і шорсткістю поверхні.

Третій режим течії виникає при обтіканні шорстких поверхонь, коли нерівності значно перевищують товщину ламінарного підшару (в п'ять-шість разів і більше). Коефіцієнт тертя визначається шорсткістю, але не залежить від числа Рейнольдса (так звана *область автомодельності*).

Якщо решітки обдуваються потоком з поступово зростаючим значенням  $Re$ , то течія послідовно пройде зазначені три режими. При коротких лопатках можливий перехід безпосередньо від першого режиму до третього. Положення точки переходу визначається шорсткістю. Чим вона менша, тим більше критичне значення  $Re$ , при якому відбувається перехід.

Досліди показують, що велика частина лопаткового апарата парових і газових турбін, за винятком останніх ступенів парових турбін, працює в зоні автомодельності за числом  $Re$ .

Розглянемо зміну коефіцієнта опору  $C_f$  при певному значенні відносної шорсткості, наприклад при  $\epsilon = 10^{-4}$ . При  $Re < 10^6$  пластина аеродинамічно гладка і залежність  $C_f$  від числа Рейнольдса визначається співвідношенням

$$C_{f1} = \frac{0,074}{Re^{0,2}}.$$

У діапазоні  $10^6 < Re < 10^7$  обтікання пластини відповідає другому режиму, оскільки  $C_f$  продовжує змінюватися в залежності від  $Re$ , хоча і менш інтенсивно. І, нарешті, при  $Re > 10^7$  настає третій режим, оскільки величина  $C_f$  не залежить від  $Re$ . Для цього режиму можна використовувати наближену формулу

$$C_{f3} = 0,048 \epsilon^{0,251}.$$

Для того щоб шорсткість не збільшувала коефіцієнт опору пластини, необхідно дотримуватися умови  $C_{f3} \leq C_{f1}$ , тобто  $0,048 \epsilon^{0,251} < \frac{0,074}{Re^{0,2}}$ , звідки визначається максимально допустима величина

$$\epsilon_{\max} \leq \frac{5,6}{Re^{0,8}}.$$

Згідно з даними праці [1], ця ж величина  $\epsilon_{\max}$  може бути взята при розгляді обтікання шорсткої поверхні турбінних лопаток. При зміні числа  $Re$  в межах  $10^5 \dots 10^6$ , в яких звичайно працюють лопатки турбін, величина  $\epsilon_{\max}$  складає  $16,8 \dots 2,67$  мкм. З урахуванням цього чистота обробки спинки лопаток повинна відповідати 7...8-му класу. Оскільки на увігнутій поверхні швидкості менші, ніж на спинці, то увігнуту поверхню можна обробляти з меншою чистотою (приблизно за 6-м класом).

Підвищена чистота обробки профілю доцільна як для зменшення втрат, так і з погляду міцності лопаток. Тому обробку всієї поверхні профілю виконують за 8...9-м класом чистоти.

Якщо втрати від тертя на профілі визначаються тільки шорсткістю поверхні (область автомодельності за  $Re$ ), то вони можуть бути підраховані за напівемпіричною формулою [1]

$$\zeta_{\text{шорст}} = (0,05 \dots 0,08) \epsilon^{0,25} \frac{b}{a},$$

де  $b$  – хорда профілю;  $a$  – ширина вихідного перерізу каналу.

Протягом експлуатації турбін шорсткість лопаток збільшується, оскільки відбуваються процеси ерозії і корозії, відкладення солей, продуктів згоряння та ін. Збільшення шорсткості призводить до зростання втрат від тертя і зменшення витрати робочого тіла в решітках, що негативно позначається як на ККД, так і на потужності турбіни. За дослідними даними, п'ятикратне збільшення відносної шорсткості лопаток зменшує ККД ступеня на 4...5 %. З огляду на викладене вище, в період експлуатації необхідно вживати всіх заходів для підтримки чистоти поверхні лопаток, не допускаючи їхнього забруднення.

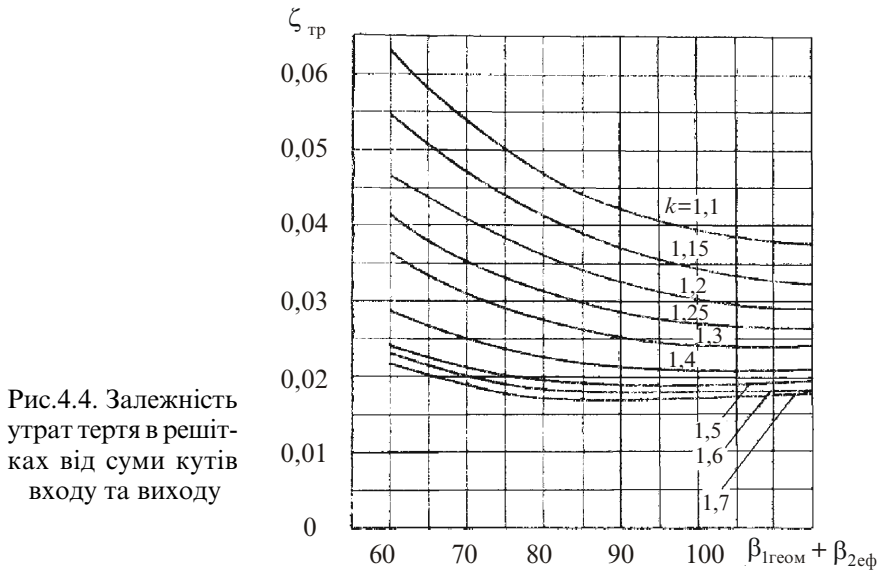
Утрати від тертя в загальному випадку залежать також від форми профілю, числа Маха, відносного кроку, початкової турбулентності потоку і кута атаки.

Вплив форми профілю виявляється в основному через кут зігнутості профілю  $\Theta = 180^\circ - (\beta_{1\text{геом}} + \beta_{2\text{геом}})$  (або суму кутів на вході в решітку і виході з неї  $(\beta_{1\text{геом}} + \beta_{2\text{геом}})$ ) і конфузорність решітки

$k = \frac{\sin \beta_{1\text{геом}}}{\sin \beta_{2\text{геом}}}$ . Для неохолоджуваних профілів, що обтікаються до-

звучовим потоком, зміна втрат від тертя в залежності від цих факто-

рів, відповідно до узагальнених експериментальних даних [1], характеризується кривими, зображеними на рис.4.4. Утрати від тертя зменшуються при зростанні  $k$  і суми кутів решітки. Таким чином, максимальні втрати спостерігаються в активних решітках з великим кутом повороту потоку, мінімальні – в реактивних з малим кутом повороту. Це пов'язано з особливостями течії потоку в активній і реактивній решітках.



В активних решітках швидкості на вході і виході практично рівні, у той час як у реактивних швидкість на вході завжди менша, ніж на виході. Тому при однаковій швидкості за решіткою середня швидкість потоку в активних решітках більша, а отже і втрати в ній більші, ніж у реактивній.

Продувки плоских решіток показують, що вплив числа Маха на втрати від тертя в них не можна оцінити якою-небудь певною залежністю, тому що він істотно залежить від геометричних параметрів решіток і умов їх обтікання. Відомі в літературі залежності  $\zeta_{тр} = f(M)$  одержані для певних решіток, тому придатні скоріше для використання при побудові характеристик турбіни, а не при проектувальному її розрахунку.

Коефіцієнт утрат від тертя зростає зі зменшенням швидкості ви-

ходу потоку з решітки і згідно з дослідженням [18]

$$\zeta_{\text{тр}} = \zeta_{\text{тр}0} (1 + \Delta\bar{\zeta}_{\text{тр}0}),$$

де  $\zeta_{\text{тр}0}$  – коефіцієнт утрат від тертя, визначений за графіками типу рис.4.4 і знайдений для приведеної швидкості витікання робочого

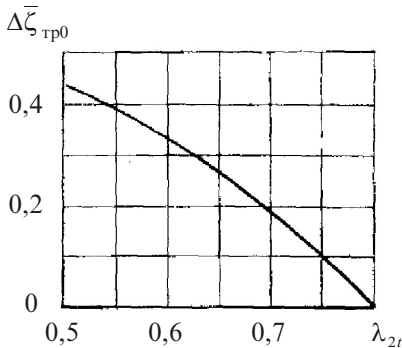


Рис.4.5. Залежність поправкового коефіцієнта від режиму роботи

тіла з решітки  $\lambda_{2l} = 0,8$ ;  $\Delta\bar{\zeta}_{\text{тр}0}$  – поправковий коефіцієнт, який залежить від приведеної швидкості на виході  $\lambda_{2l}$  ( $\lambda_{2l} = \lambda_{c_{1l}} = c_{1l}/c_{\text{кр}}$  для соплових решіток або  $\lambda_{2l} = \lambda_{w_{2l}} = w_{2l}/w_{\text{кр}}$  для робочих решіток), визначений графіком на рис.4.5.

При  $\lambda_{2l} < 0,5$  значно знижується ефект стисливості газу і коефіцієнт утрат від тертя в цьому діапазоні приведеної швидкості не залежить від  $\lambda_{2l}$ . Мінімальне значення  $\zeta_{\text{тр}}$  відповідає  $\lambda_{2l} \approx 0,9$ . Зростання  $\zeta_{\text{тр}}$  зі зменшенням приведеної швидкості

викликане зниженням градієнта тиску, а отже збільшенням товщини пограничного шару.

Збільшення втрат від тертя при  $\lambda_{2l} > 0,9$  обумовлене хвилювими втратами.

**Кромкові втрати.** Вихідна кромка лопатки має скінченну товщину, що визначається вимогами міцності лопатки, її опором корозії й ерозійній дії пари і вологи. Звичайно товщина вихідної кромки складає 0,3...1,5 мм, досягаючи нерідко 2 мм і більше. Менші значення відносяться до лопаток, що працюють в області перегрітої пари, більші – до лопаток газових турбін (з метою збільшення їхньої зносостійкості).

Коли потік досягає вихідної кромки, відбувається відрив пограничних шарів, що стікають зі спинки й увігнутої поверхні лопатки. Їхня взаємодія з потоком породжує вихори в просторі за кромкою з утворенням вихрового сліду (рис.4.6). Таким чином, відразу за решіткою потік уздовж кроку має істотно нерівномірну структуру: тиск, швидкість і кут виходу змінні.

У просторі за решіткою між перерізами  $l-l$  і  $l'-l'$  відбувається процес вирівнювання параметрів, змішання часток різних струмків, гальмування і гасіння кромкових вихорів, тобто процеси обміну енергією між вихровим слідом і ядром потоку. Це супроводжується втратами (що підтверджується, наприклад, зменшенням повного тиску в закромковій області (рис.4.7)), внаслідок чого середня кінетична енергія потоку зменшується. Сукупність цих утрат називається *кромковими втратами*.

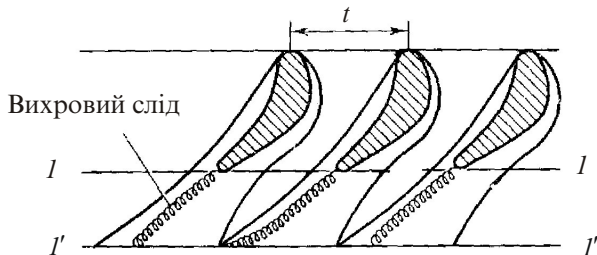


Рис.4.6. Вихровий слід за вихідними кромками лопаток

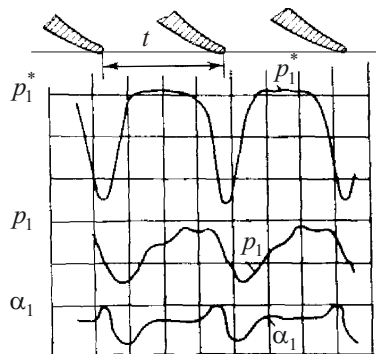


Рис.4.7. Зміна параметрів уздовж кроку безпосередньо за решіткою

У ряді випадків нерівномірний потік, що виходить із соплового апарата, може викликати резонансні височастотні коливання робочих лопаток. Для правильного призначення осьового зазору в ступені важливо знати, як змінюється нерівномірність потоку по мірі віддалення від вихідних кромek лопаток.

Для достатнього вирівнювання потоку, згідно з даними праці [14], потрібна осьова відстань  $y \approx (1,3 \dots 1,9)t$ . Втрати (96...98 %), пов'язані з вирівнюванням потоку за кромками скінченної товщини, зосереджені на відстані від вихідних кромek, що дорівнює шести-семи товщинам вихідної кромки.

На рис.4.8 показані експериментальні криві зміни кромкових

утрат і кута потоку на виході із соплових лопаток газової турбіни в залежності від  $x/b$ , де  $x$  – відстань по потоку від вихідних кромки,  $b$  – хорда профілю [1]. Осьова відстань при цьому  $y = x \sin \alpha_1$ . Як видно з рисунка, кут потоку майже стабілізується на відстані  $x/b = 1$ , де він задовільно відповідає величині  $\arcsin a/t$ .

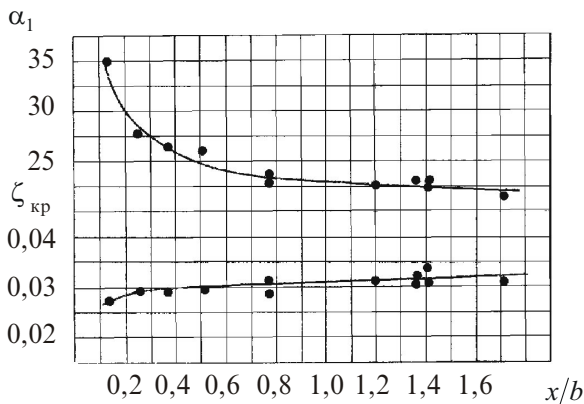


Рис.4.8. Зміна кромкових утрат і кута потоку на виході із соплової решітки на відстані від вихідних кромки

Існують різні методи й емпіричні формули для визначення кромкових утрат. Найбільшого поширення набули формули вигляду

$$\zeta_{\text{кр}} = k \frac{s_{\text{вих}}}{t \sin \alpha_1} = k \frac{s_{\text{вих}}}{a},$$

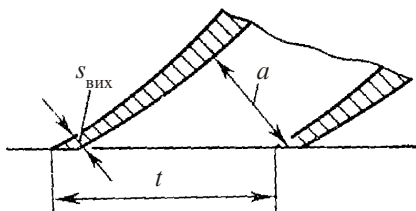


Рис.4.9. До визначення кромкових утрат

де  $s_{\text{вих}}$  – товщина вихідної кромки (рис.4.9);  $a$  – ширина вихідного перерізу каналу;  $k$  – емпіричний коефіцієнт.

Більшість авторів рекомендує  $k = 0,10 \dots 0,22$ . У випадку прямолінійних вихідних кромки, що було поширено в старих профілях, можливе  $k \approx 0,4$ .

Остання формула для визначення коефіцієнта кромкових утрат не задовольняє граничні умови, тому що  $\zeta_{\text{кр}} = 0$  при  $s_{\text{вих}} = 0$ , що не відповідає дійсності. Відомі також формули, що мають вільний член і тому позбавлені цього недоліку. Наприклад, для дозвукових про-

філів одержана емпірична формула двочленної структури [14]

$$\zeta_{\text{кр}} = 0,008 + \frac{s_{\text{вих}}}{a} (0,225 - 0,5 M_{2t}).$$

За цією формулою враховується залежність кромкових утрат також і від числа Маха  $M_{2t}$  на виході з решітки. Формула справедлива для  $s_{\text{вих}}/a \leq 0,2$  і  $M_{2t} \leq 1,0$ .

При великих швидкостях потоку ( $M_{2t} = 0,70 \dots 1,50$ ;  $Re \geq 4,0 \cdot 10^5$ ) для активних решіток дослідні дані узагальнені формулою

$$\zeta_{\text{кр}} = \frac{A}{\sqrt{1 + M_{2t}}} \frac{s_{\text{вих}}}{a}.$$

Для активних надзвукових решіток із міжлопатковими каналами, що розширюються, з округленими вихідними кромками дослідний коефіцієнт  $A = 0,57$ .

Наведені формули встановлюють лінійну залежність кромкових утрат від  $s_{\text{вих}}/a$  і деяке зниження їх із зростанням  $M_{2t}$ . При надзвукових швидкостях обтікання кромкові втрати менші, ніж при дозвукових, що обумовлено меншою різницею тисків по обидві сторони вихідної кромки і зниженням утрат змішання в закромковій зоні.

При товщині кромки  $s_{\text{вих}} = 1 \dots 2$  мм, яка звичайно застосовується в газових турбінах, кромкові втрати дорівнюють утратам від тертя і складають приблизно половину профільних утрат.

Дослідження турбінних решіток показують, що збільшення товщини вихідної кромки спричиняє не тільки зростання кромкових утрат, але й зміщення області практичної автомодельності за числом Рейнольдса в бік менших чисел  $Re$ .

В охолоджуваних газових турбінах при випуску повітря через вихідну кромку лопаток вона звичайно більш товста, ніж у неоохолоджуваних турбінах. Однак при цьому відбувається інтенсифікація закромкового сліду, що за наявності суцільної щілини у вихідній кромці веде до зменшення кромкових утрат [1]:

$$\Delta \zeta_{\text{кр}} = \alpha \zeta_{\text{кр}0} \sqrt[3]{\bar{c}_{\text{п}}} \sqrt{\frac{\Delta}{s_{\text{вих}}} \frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{г}}}},$$

де  $\alpha$  – коефіцієнт пропорційності, рівний 2,0...2,5;  $\zeta_{кр0}$  – кромкові втрати при нульовій витраті охолоджуючого повітря;  $\bar{c}_п = c_п / c_г$  – відношення швидкостей повітря і газу;  $\Delta/s_{вих}$  – відношення ширини щілини до сумарної товщини вихідної кромки;  $\rho_п$  і  $\rho_г$  – густина повітря і газу.

Графік функції  $\Delta\bar{\zeta}_{кр} = \frac{\Delta\zeta_{кр}}{\zeta_{кр0}}$  при  $\alpha = 2,5$  наведений на рис.4.10.

При середніх значеннях  $\bar{c}_п = 0,3...0,5$  і  $\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{s_{вих}} \frac{\rho_п}{\rho_г} = 0,3...0,4$  вели-

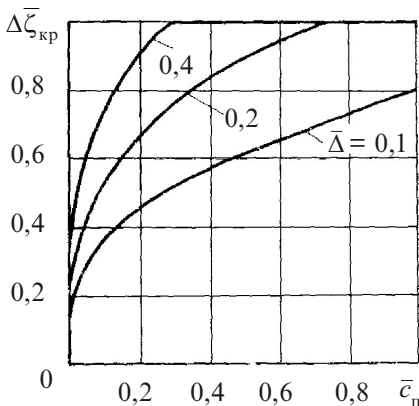


Рис.4.10. До визначення кромкових втрат в охолоджуваних решітках

чина  $\Delta\bar{\zeta}_{кр} \approx 1$ , тобто  $\Delta\zeta_{кр} \approx \zeta_{кр0}$ , а отже кромкові втрати практично зникають. Однак насправді через наявність у вихідній щілині перемичок та інших конструктивних елементів зниження кромкових утрат не таке значне.

Необхідно також урахувати, що у випадку припинення подачі охолоджуючого повітря, яке можливе на деяких режимах роботи газової турбіни, кромкові втрати різко зростуть через товсту вихідну кромку. Тому іноді застосовується випуск повітря не

через вихідну кромку, а на увігнуту сторону лопатки поблизу вихідної кромки, яка при цьому може бути тонкою. Однак тоді, по-перше, трохи погіршується охолодження вихідної кромки і, по-друге, з'являється небезпека, особливо при припиненні подачі охолоджуючого повітря, відриву потоку на уступі, який утворюється на увігнутій стороні профілю. Тому в даний час це застосовується головним чином у соплових решітках, де значне прискорення потоку робить малоюмовірним появу такого відриву.

**Втрати через відрив пограничного шару** виникають при великій нерівномірності розподілу тиску по контуру профілю. При цьому в окремих зонах профілю з'являються інтенсивні дифузорні ділянки зі значним стовщенням пограничного шару внаслідок пригальмову-

вання потоку зворотними течіями на поверхні лопатки. Найсприятливіші умови для відриву шару виникають при обтіканні потоком спинки лопатки на ділянці найбільшої кривизни профілю, а також поблизу вихідної кромки. Механізм утворення дифузornoї ділянки поблизу вихідної кромки лопатки був розглянутий вище.

Відрив пограничного шару в кілька разів збільшує профільні втрати, різко знижуючи ККД турбінного ступеня.

У турбінних решітках з якісними аеродинамічними профілями лопаток відрив пограничного шару виникає при кутах натікання потоку на лопатку, які значно відрізняються від оптимальних. При такому обтіканні розподіл тиску по контуру стає нерівномірним, виникають дифузornoї ділянки, яких при безударному вході потоку на лопатку не було.

Залежність коефіцієнта профільних утрат від кута  $\beta_1$  входу потоку показана на рис.4.11

для активних решіток з раніше застосовуваними профілями А-25/20, що мали прямолінійну ділянку на спинці у вхідній кромки лопатки (крива 1), і з сучасними профілями А-20М, у яких вхідна кромка має стовщення і плавні обриси (крива 2) [9]. Як впливає з рисунка, відхилення кута  $\beta_1$  від оптимального призводить до збільшення втрат у решітках, особливо при додатних кутах атаки ( $\beta_1 < \beta_{1\text{геом}}$ ).

Кут атаки змінює обтікання решітки, особливо в області вхідних кромок лопаток. Чим товща вхідна кромка і вища

конфужорність решітки  $k = \frac{\sin \beta_{1\text{геом}}}{\sin \beta_{2\text{геом}}}$ , тим менший вплив кута атаки

на ефективність решітки. Це пояснюється тим, що при товстій вхідній кромці менш чітко виявляється відмінність напрямку потоку від

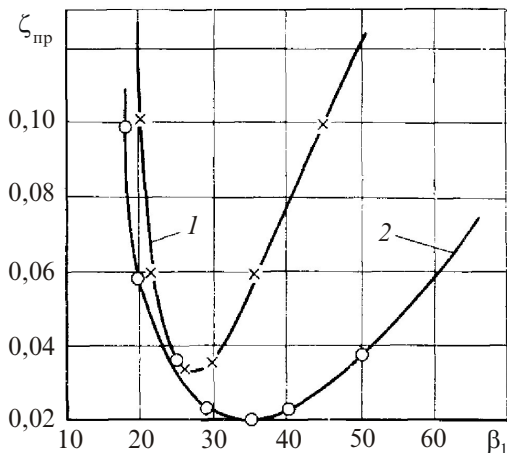


Рис.4.11. Залежність коефіцієнта профільних утрат від кута входу потоку для активних решіток

напрямку кромки і явище відриву менш інтенсивне. З іншого боку, конфузорність решітки сприяє локалізації цього відриву і швидкому заповненню каналу активним потоком. Однак стовщення вхідної кромки призводить до зниження ККД решіток на розрахунковому режимі. При малих кутах атаки, коли втрати відриву невеликі, профільні втрати в решітці можуть навіть зменшитися в порівнянні з безударним входом, якщо це супроводжується збільшенням ступеня конфузорності потоку або решітки.

Відрив потоку і пов'язаний з ним вихровий рух усередині міжлопаткового каналу являють собою настільки складне явище, що точне аналітичне визначення втрат виявляється неможливим.

У зв'язку з викладеним у практиці розрахунків набули поширення напівемпіричні й емпіричні формули, засновані на узагальненні експериментальних даних з дослідження великого числа решіток. Утрати через відрив можна оцінити, наприклад, за формулою [1]

$$\zeta_{\text{відр}} = 0,265 \left[ \frac{\sin(\beta_{1\text{геом}} - \beta_1) \sin \beta_2}{\sin \beta_1 \sin \beta_{1\text{геом}}} \right]^2.$$

Для визначення впливу кута атаки на профільні втрати можна скористатися узагальненою експериментальною залежністю віднос-

ної зміни профільних утрат у решітках  $\Delta \bar{\zeta}_{\text{пр}} = \frac{\Delta \zeta_{\text{пр}}}{1 - \zeta_{\text{пр}}}$  від відносного кута атаки  $\bar{i} = \frac{\beta_{1\text{геом}} - \beta_1}{\beta_{1\text{геом}}}$ , наведеною на рис.4.12 [1,18]. При додатних кутах атаки крива  $\Delta \bar{\zeta}_{\text{пр}} = f(\bar{i})$  більш крута, ніж при від'ємних (що узгоджується з експериментальними даними, див. рис.4.11). Це

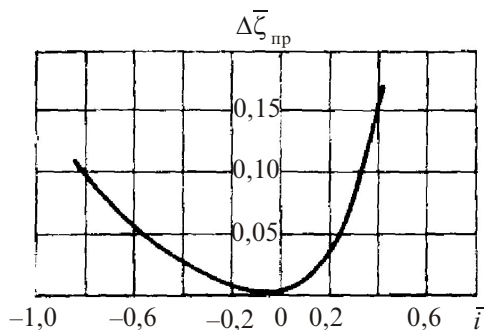


Рис.4.12. Залежність відносної зміни профільних утрат від відносного кута атаки

пояснюється тим, що при додатних кутах атаки (за старою термінологією, при "ударі в увігнуту поверхню лопатки") погіршується обтікання спинки лопатки, де швидкості і втрати великі, і збільшується швидкість на вході в решітку, а при від'ємних кутах (тобто при "ударі в спинку лопатки") погіршується обтікання увігнутої частини лопатки, де швидкості і втрати малі, і зменшується швидкість на вході в решітку. Звичайно при невеликих від'ємних кутах атаки ККД решітки навіть трохи зростає в порівнянні з ККД при нульовому куті атаки, особливо в активних решітках, що пояснюється збільшенням конфузорності потоку.

Згідно з працею [1], крива  $\Delta \bar{\zeta}_{\text{пр}} = f(\bar{i})$ , зображена на рис.4.12, добре апроксимується формулою

$$\Delta \bar{\zeta}_{\text{пр}} = a \left( 1 - \bar{\zeta}_{\text{пр}} \right) \left( \frac{\beta_{1\text{геом}} - \beta_1}{\beta_{1\text{геом}}} \right)^2,$$

де  $a = 1$ , якщо  $\beta_1 < \beta_{1\text{геом}}$  (додатні кути атаки);  $a = 0,15$ , якщо  $\beta_1 > \beta_{1\text{геом}}$  (від'ємні кути атаки).

У деяких випадках введення додатного кута атаки при розрахунку турбіни може виявитися навіть корисним, особливо в решітках з помірними кутами  $\beta_1$ , тому що сприяє підвищенню конфузорності в таких решітках. Узагальнена залежність для вибору кута атаки при проектувальному розрахунку, яка визначає втрати від тертя і відриву, наведена на рис.4.13 [1]. Як впливає з рисунка, решітки при  $\beta_1 < 70^\circ$  доцільно виконувати з додатними кутами атаки (до  $10^\circ$  при  $\beta_2 = 20^\circ$  і до  $5^\circ$  при  $\beta_2 = 30^\circ$ ). При  $\beta_1 = 70 \dots 100^\circ$  можна брати кути атаки  $i = -4 \dots +4^\circ$ . Доцільність застосування додатних кутів атаки підтверджена також експериментально. Найчастіше додатні кути атаки застосовують у кореневих перерізах решіток для збільшення конфузорності міжлопаткового каналу, яка в цих перерізах буває недостатньою.

На характер залежності втрат від кута

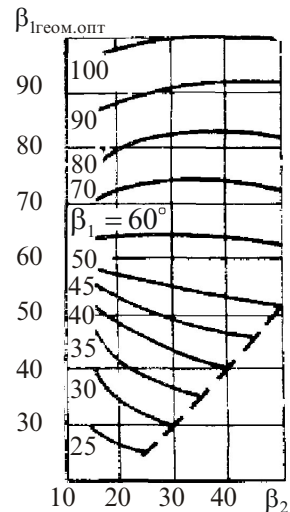


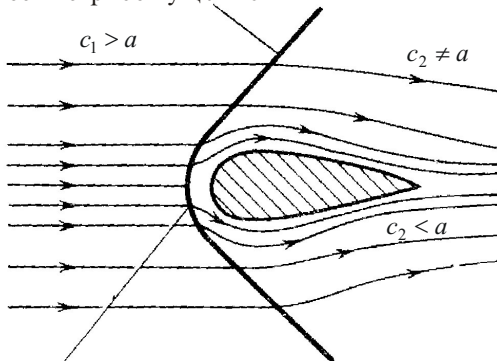
Рис.4.13. Узагальнена залежність для вибору кута атаки

атаки впливає відносний крок решітки. Зменшення відносного кроку поліпшує атакостійкість, збільшення погіршує її.

Число Маха при дозвукових течіях мало впливає на залежність утрат від кута атаки. Кут потоку на виході з решітки  $\beta_2$  практично не залежить від кута атаки в широкому діапазоні його зміни.

**Хвильові втрати** виникають у потоці, що рухається зі звуковою чи надзвуковою швидкістю, тобто при  $M \geq 1$ . Причиною цих утрат є те, що перехід надзвукової швидкості в дозвукову (наприклад, при обтіканні якого-небудь тіла (рис.4.14)) відбувається стрибкоподібно з утворенням тонкого шару стиснутого газу, який називається *стрибком ущільнення*.

Косий стрибок ущільнення



Прямий стрибок ущільнення

но з утворенням тонкого шару стиснутого газу, який називається *стрибком ущільнення*. В залежності від форми тіла і швидкості потоку стрибок ущільнення може бути *прямим* (плоским), якщо фронт його хвилі розташовується перпендикулярно швидкості потоку, або *косим*, якщо фронт хвилі складає з напрямом потоку гострий кут.

Рис.4.14. Обтікання тіла при  $M > 1,0$

На утворення стрибка ущільнення витрачається

кінетична енергія, яка в стрибку переходить у потенціальну, в результаті тиск і температура в шарі стиснутого газу підвищуються. Процес стискання в стрибку ущільнення відбувається з утратами, тому його утворення супроводжується зростанням ентропії. Швидкість і кінетична енергія потоку за стрибком ущільнення менші, ніж до нього. Особливо сильно зменшується швидкість у прямому стрибку ущільнення, при проходженні через який швидкість потоку стає дозвуковою. В косому стрибку ущільнення швидкість за ним може залишатися надзвуковою. Звідси випливає, що найбільші хвильові втрати виникають за прямих стрибків ущільнення. Щоб уникнути останніх, вхідну кромку обтічного надзвуковим потоком тіла треба виготовляти загостреною на відміну від краплеподібної форми, характерної для дозвукового потоку.

Таким чином, хвильові втрати в решітках виникають у випадках, коли надзвуковий потік переходить у дозвуковий. Це спостерігається при обтіканні надзвуковим потоком вхідної кромки робочих лопаток або вихідної кромки соплової лопатки (наприклад, у косому зрізі звуженого сопла). Стрибки ущільнення можуть виникати і при дозвуковій швидкості на виході з решіток, коли всередині каналу на деякій ділянці профілю внаслідок перерозширення потоку (конфузорна ділянка) місцева швидкість перевищує швидкість звуку (найчастіше при обтіканні потоком спинки лопатки). Перехід потоку з конфузорної ділянки в дифузорну призводить до утворення стрибка ущільнення і збільшення профільних утрат.

Взаємодія стрибків ущільнення з пограничним шаром спричиняє інтенсифікацію явищ відриву. Експериментальне дослідження надзвукових турбін показує, що значна частина міжлопаткового каналу в решітках таких турбін може бути зайнята зоною відриву.

Таким чином, профільні втрати залежать не тільки від числа Рейнольдса, але й від числа Маха. Значення числа  $M_{c1}^* = c_1 / a_1$  на виході із соплових решіток або числа  $M_{w2}^* = w_2 / a_2$  на виході з робочих решіток, при якому в певній частині профілю всередині каналу виникає стрибок ущільнення, називається *критичним*, а момент появи стрибка ущільнення – *хвильовою кризою*, що і визначило характерну назву даного виду втрат.

Для більшості сучасних турбінних решіток з каналами, що звужуються,  $M_{c1}^* = 0,90 \dots 1,00$  і  $M_{w2}^* = 0,80 \dots 0,95$  в залежності від форми профілю і геометричних розмірів решіток.

Досліди показали, що в області докритичних чисел Маха ( $M < M^*$ ) коефіцієнт профільних утрат  $\zeta_{\text{пр}}$  від числа  $M$  залежить мало. Коефіцієнт  $\zeta_{\text{пр}}$  у цій області дещо зменшується зі зростанням числа Маха. Однак з настанням хвильової кризи при  $M < M^*$  коефіцієнт  $\zeta_{\text{пр}}$  зі збільшенням числа Маха істотно зростає. Залежності коефіцієнта профільних утрат від числа  $M$  для соплових решіток показані на рис.4.15.

Розглянемо надзвукову течію газу в сопловій і робочій решітках.

Спектр швидкостей надзвукової течії в косому зрізі соплових решіток дуже складний і різноманітний і залежить від числа Маха потоку, а також від геометричних параметрів: форми спинки і вихідної кромки, кута  $\alpha_1$  і кроку решітки. Типова схема спектра над-

звукової течії у випадку, коли розширення потоку в основному закінчується в косому зрізі решітки, зображена на рис.4.16.

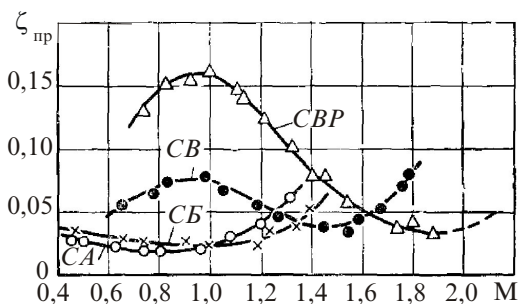


Рис.4.15. Залежність коефіцієнта профільних утрат від числа Маха в сопловій решітці:

CA – дозвуковий профіль для  $M = 0,3 \dots 0,9$ ; CB – навіколозвуковий профіль для  $M = 0,9 \dots 1,2$ ; CB' – надзвуковий профіль для  $M = 1,2 \dots 1,5$ ; CBP – для  $M > 1,5$

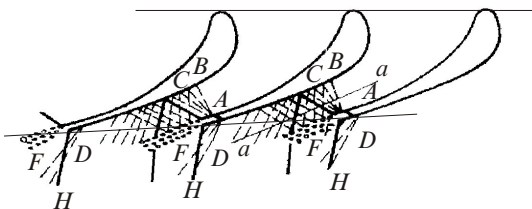


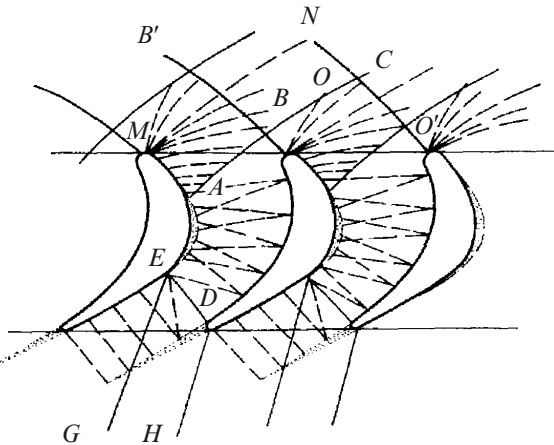
Рис.4.16. Схема спектра швидкостей надзвукової течії в косому зрізі соплової решітки

У дозвуковій частині каналу спрацьовується критичний перепад тисків, у результаті чого у вузькому перерізі встановлюється звукова швидкість. Подальше розширення потоку відбувається в системі первинних хвиль розрідження  $AB-AC$  і хвиль розрідження, відбитих від спинки профілю. Перерозширення потоку в первинних і відбитих хвилях розрідження (тиск на спинці за точкою  $C$  нижчий від тиску в нескінченності за решіткою) частково компенсується збільшенням тиску в косому стрибку ущільнення  $FC$ , який, відбиваючись від спинки і перетинаючи кромковий слід, іде в нескінченність, а також у криволінійному кромковому стрибку ущільнення  $FH$ , яким замикається система хвиль розрідження, що поширюються від точки  $D$ . Наступне відновлення тиску відбувається у хвилях стиснення, які виникають на початковій ділянці кромкового сліду і відбиваються від спинки сусідньої лопатки. У цілому описане явище перерозширення потоку і наступного відновлення тиску аналогічне тому, що спостерігається і при дозвукових течіях, коли перерозширення потоку на спинці компенсується дифузornoю ділянкою поблизу вихідної кромки.

Схема течії в робочій решітці, що обтікається надзвуковим потоком, подана на рис.4.17. Перед кожною лопаткою виникає від'єднана головна хвиля, що спирається на спинку сусідньої лопатки й іде в нескінченність. За нею, безпосередньо перед вхідною кромкою, існує невелика зона дозвукових швидкостей. Для забезпечення періодичності обтікання між двома сусідніми головними хвилями повинна бути течія розрідження, джерелом якої є вхідна кромка, що на спинці замикається криволінійним стрибком. Взаємодія ліній розрідження і головних хвиль призводить до того, що потік на певній відстані перед решіткою перетинається хвилями слабого розриву, які йдуть у нескінченність. Потік, наближаючись до решітки, спочатку перетинає ці лінії слабого розриву, а потім все більш інтенсивні ділянки головних хвиль і ліній розрідження. Перетинаючи головні хвилі, потік зазнає розривів швидкості, а проходячи через лінії розрідження, змінює свій напрям. Тому для того, щоб потік на вході мав напрям, який відповідає куту вхідних кромок, необхідно, щоб на нескінченності він мав додатний кут атаки.

Рис.4.17. Схема течії в робочій решітці, що обтікається надзвуковим потоком:

$ABC$  – від'єднана головна хвиля;  $OMO'$  – течія розрідження;  $B'B$  – лінія струму;  $MN$  – хвиля слабого розриву;  $DE$  – кінцевий стрибок ущільнення;  $EG$  – відбитий стрибок;  $DH$  – кромковий стрибок



У точці падіння головної хвилі на спинку профілю відбувається відрив пограничного шару, а в каналі за головною хвилею звичайно спостерігається змішана течія. Знову розганяючись у міру пересування по каналу до надзвукової швидкості, потік на виході зазнає косого стрибка ущільнення, який відбивається від спинки лопатки і далі перетинає закромковий слід. Крім того, виникає кромковий стрибок, який також іде вниз уздовж потоку.

Численними експериментальними дослідженнями з продувки соплових решіток з тонкими вихідними кромками встановлено, що при малих надзвукових швидкостях  $\lambda_{2l} < 1,3 \dots 1,4$  варто використовувати решітки з каналами, що звужуються, а при великих швидкостях – більш ефективні решітки з каналами, що розширюються за критичним перерізом і мають увігнуту стінку з боку спинки, зокрема спрофільовану за методом характеристик. У цьому випадку необхідне для заданої розрахункової швидкості  $\lambda$  розширення каналу (у циліндричній лопатці) визначається за формулою

$$a_{\text{кр}} / a = q(\lambda),$$

де  $a_{\text{кр}}$  та  $a$  – ширина каналу відповідно в критичному і вихідному перерізах.

У сучасних газових турбінах надзвукові швидкості в сопловому апараті насамперед з'являються в перших ступенях, звичайно найбільш навантажених. Оскільки вони охолоджуються, то їх сопловий апарат повинен мати товсті профілі з товстою вихідною кромкою. Якщо її товщина  $s_{\text{вих}}$  порівнянна з різницею  $a - a_{\text{кр}}$ , то додаткове розширення потоку за вихідними кромками призводить до помітного збільшення розрахункової швидкості  $\lambda$ , яку в цьому випадку слід визначати за формулою

$$q(\lambda) = \frac{a_{\text{кр}}}{a} \frac{1}{1 + s_{\text{вих}} / a}.$$

Отже, гранична величина  $\lambda$ , при якій можна обмежитися застосуванням решіток із каналами, що звужуються, зміщується в зону більших значень швидкостей у порівнянні з решітками, які мають тонкі вихідні кромки лопаток.

Згідно з експериментальними даними [1], для соплових апаратів з товстою вихідною кромкою лопаток (відношення  $s_{\text{вих}} / a \approx 0,2$ ) можна наближено виходити з наступного: при  $\lambda_{2l} < 1,3$  доцільно застосовувати решітки з каналами, що звужуються, і з кутом відгину вихідної ділянки спинки  $10 \dots 12^\circ$ ; в області  $1,3 < \lambda_{2l} < 1,5$  найбільш ефективні решітки з вихідною ділянкою спинки, яка має малий кут відгину або прямолінійна, і лише при  $\lambda_{2l} > 1,5$  варто застосовувати решітки з каналами, що розширюються.

Для трансзвукових робочих решіток також виявляється доціль-

ним застосування профілів з кутом відгину вихідної ділянки спинки  $10...12^\circ$ .

Таким чином, в області навіть помірних надзвукових швидкостей потоку (не говорячи вже про дозвукові швидкості) соплові і робочі решітки з опуклою вихідною ділянкою спинки профілів розглянутого типу виявляються більш ефективними, ніж решітки з прямолінійною спинкою профілю в косому зрізі.

### § 4.3. Кінцеві втрати

Кінцеві втрати обумовлені скінченною довжиною лопаток у решітці і виникають унаслідок явищ, характерних для областей, прилеглих до торцевих поверхонь, які обмежують канали біля кінців лопаток. До кінцевих належать утрати:

- від тертя в пограничному шарі на торцевих стінках каналів;
- від парного вихору;
- через витоки крізь радіальний зазор.

Розглянуті втрати враховуються коефіцієнтом кінцевих утрат  $\zeta_k$ .

**Утрати від тертя в пограничному шарі на торцевих поверхнях каналів** мають однакову природу з аналогічними втратами на профільних поверхнях. Як і останні, вони істотно залежать від шорсткості торцевих стінок і числа Рейнольдса. Значний вплив на них здійснюють також конструкція і форма торцевих поверхонь (форма маточини, бандаж чи корпус та ін.). Значення цих утрат у загальному балансі стає помітним лише в решітках з невеликою довжиною лопаток.

**Утрати від парного вихору (від вторинних течій).** На кожній із двох торцевих стінок (зовнішній і внутрішній) міжлопаткового каналу формується пограничний шар. Течія у ньому, як і на профільній частині лопатки, може бути ламінарною, турбулентною або змішаною.

Для кінцевих утрат вирішальне значення має наявність поперечного градієнта тиску в каналі між лопатками. Лінії струму скривлені. У будь-якому перерізі по довжині лопаток тиск на увігнутій поверхні лопатки більший, ніж на спинці сусідньої лопатки. Наприклад, у точці  $A$  тиск більший, ніж у точці  $B$  ( $p_A > p_B$ , рис.4.18,*a*). Проте потік динамічно врівноважений, тому що різниці тисків протидіє

відцентрова сила часток, що рухаються по криволінійних траєкторіях. Це справедливо для всієї середньої по довжині частини лопатки.

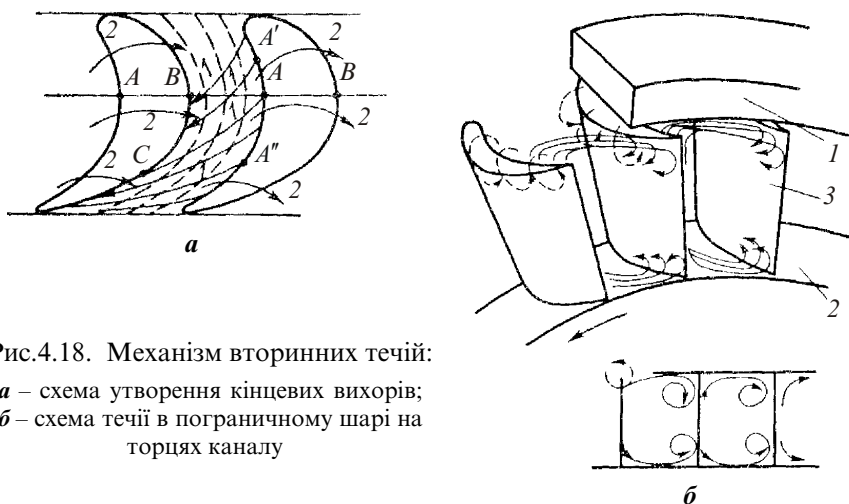


Рис.4.18. Механізм вторинних течій:

*a* – схема утворення кінцевих вихорів;

*б* – схема течії в пограничному шарі на торцях каналу

Інше положення поблизу торцевих стінок каналу. Допустимо, що поперечний переріз на рис.4.18,*a* проведено біля торцевої стінки всередині її пограничного шару. Швидкість у цьому шарі спадає до нуля на торцевій стінці. Разом зі швидкістю, але ще швидше, пропорційно її квадрату, знижується і відцентрова сила часток. Тим часом різниця статичних тисків  $p_A - p_B$  приблизно така ж, як у середній (по довжині лопатки) частині потоку. Отже, у пограничному шарі потік невірноважений у поперечному напрямі.

Невірноважена частка *A* зривається з увігнутої поверхні і переміщується в напрямі до точки *B*, але зносився потоком і попадає на спинку сусідньої лопатки в точку *C* нижче по потоку. Так само поводяться й інші частки *A'*, *A''* та ін. У результаті в пограничному шарі на торцевій стінці встановлюється коса течія, яка переносить робоче тіло з увігнутої стінки на опуклу спинку сусідньої лопатки. На спинці лопатки на її кінцях шар набухає і товщає; надлишок робочого тіла тече радіально вздовж спинки від кінців у напрямі середини. На увігнутій поверхні виникає компенсуюча течія – частки газу підтікають уздовж увігнутої поверхні до кінців лопатки.

Вторинні течії в кожному каналі за сприятливих умов (малий

відносний крок решітки, додатний кут атаки та ін.) формують два вихори, по одному поблизу кожної із торцевих стінок – так звані *парні вихори*, що обертаються в протилежних напрямках. На рис.4.18,б показано, що зовнішній вихор (у стінки корпусу 1) обертається за годинниковою стрілкою, а внутрішній (у ротора 2 турбіни) – проти годинникової стрілки. Вторинні течії і парні вихори поглинають кінетичну енергію потоку і тим самим збільшують утрати в решітці 3. Крім того, вони підсилюють нерівномірність параметрів і турбулентність потоку за решіткою, що в наступній решітці призводить до виникнення додаткових утрат.

Чим більша кривизна каналу, тим вторинні течії більш інтенсивні і більші відповідні втрати. Величина втрат від парного вихору, як і профільних утрат, в активній решітці виявляється значно більшою, ніж у реактивній.

При збільшенні кута  $\beta_1$  утрати від парного вихору зменшуються через зростання конфузорності течії і зниження різниці тиску на увігнутій та опуклій сторонах лопатки.

Для наближеної оцінки втрат у плоских решітках від вторинних течій (при довгих лопатках, коли не відбувається їхнє змикання) у пограничному шарі на торцевих стінках може бути використана напівемпірична формула [1]

$$\zeta_{п.в} = 2 \zeta_{пр} \frac{a}{l}.$$

Таким чином, за інших рівних умов величина  $\zeta_{п.в}$  насамперед обернено пропорційна довжині лопаток  $l$ , тобто втрати від парного вихору найбільш проявляються при використанні коротких лопаток. При заданій довжині лопаток ці втрати збільшуються зі зростанням профільних утрат  $\zeta_{пр}$  (оскільки їх природа однакова) і в рідких решітках (через збільшення різниці тисків на границях каналу).

У випадку великого розширення меридіанного профілю проточної частини втрати від парного вихору також можуть істотно зрости через зменшення просторової конфузорності каналу, що може спричинити навіть змикання вторинних течій, а також відрив потоку від торцевих стінок.

Для скорочення втрат від парного вихору в решітках турбін можуть бути використані наступні засоби:

а) зменшення ширини вузького перерізу міжлопаткового каналу  $a$  збільшенням числа лопаток (при незмінній чи зменшеній величині хорди профілю). Однак слід пам'ятати, що при цьому збільшаться кромкові втрати, а у випадку застосування більш вузьких лопаток, крім того, зростуть згинальні напруження в лопатках і кут розширення меридіанного профілю проточної частини, а також зменшаться числа Рейнольдса;

б) локалізація вторинних течій різними способами.

**Утрати через витоки крізь радіальний зазор.** Щоб уникнути торкання ротора і статора, між робочими лопатками та корпусом турбіни повинен бути певний радіальний зазор. Необхідна величина цього зазору в холодному стані визначається так, щоб не відбулося дотику лопаток до корпусу на робочих режимах і в разі зупинки двигуна (коли корпус уже холодний, а ротор ще гарячий). На сталих режимах роботи зазор менший від монтажного внаслідок більшої деформації в робочих умовах ротора в порівнянні зі статором. У зв'язку з цим велика увага приділяється створенню такої конструкції корпусу, яка дозволить йому "стежити" за деформацією ротора, щоб радіальний зазор залишався стабільним на всіх режимах роботи турбіни.

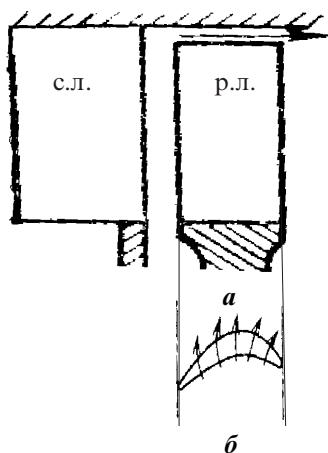


Рис.4.19. Схема перетікання газу крізь радіальний зазор:

$a$  – в осьовому напрямі;  
 $b$  – у коловому напрямі

Це дозволить зменшити величину монтажного зазору. В сучасних турбінах у залежності від їхніх розмірів і конструкції монтажний радіальний зазор коливається приблизно в межах 0,5...1,5 мм.

Течія газу в порожнині радіального зазору складна як сама по собі, так і через її взаємодію з парним вихором. Перетікання газу крізь радіальний зазор має двоякий характер. По-перше, через кільцевий переріз, що відповідає радіальному зазору, течуть периферійні струмки газу, які вийшли із соплового апарата (рис.4.19, $a$ ). Якби газ не мав в'язкості, то напрям цієї течії збігся б з напрямом потоку на виході із соплового апарата. Насправді ж унаслідок в'язкості і збільшення цих струмків основним потоком, що тече через ро-

боचे колесо, течія крізь радіальний зазор буде відбуватися під кутом трохи більшим. Умовно назвемо цю течію *перетіканням в осьовому напрямі*.

По-друге, через радіальний зазор відбувається перетікання газу з увігнутої сторони лопатки на опуклу (див. рис.4.19,б), що призводить до втрат, аналогічно індуктивному опору крила скінченного розмаху. Це перетікання відбувається приблизно в напрямі, перпендикулярному хорді профілю. Умовно назвемо описану течію *перетіканням у коловому (тангенціальному) напрямі*.

Коефіцієнтом кінцевих утрат враховуються втрати через витоки крізь радіальний зазор у коловому напрямі. Втрати від витоків в осьовому напрямі належать до камерних утрат ступеня і враховуються його внутрішнім ККД (див. далі § 4.12).

Відносна кількість газу, що перетече в коловому напрямі з увігнутої поверхні лопатки на опуклу (з урахуванням закону сталості циркуляції) [1],

$$\Delta \bar{G} = \frac{\Delta G}{G} = \frac{\mu B \delta z}{\pi D_{\text{cp}} l} \frac{\rho''}{\rho_{\text{cp}}} \frac{w_{\text{пер}}}{w_{2a}},$$

де  $\mu$  – коефіцієнт витрати через зазор, який можна взяти приблизно рівним 0,6;  $B$  – ширина профілю;  $\delta$  – радіальний зазор;  $z$  – число лопаток;  $D_{\text{cp}}$  – середній діаметр ступеня;  $l$  – довжина лопаток;  $\rho''$  і  $\rho_{\text{cp}}$  – густина газу в радіальному зазорі і на середньому діаметрі;  $w_{\text{пер}}$  – швидкість перетікання газу.

Відомо, що епіюру тисків, які діють на лопатку, можна умовно зобразити у вигляді прямокутника, сторона якого дорівнює різниці тисків загальмованого потоку перед решіткою і статичного за нею. У цьому випадку  $w_{\text{пер}} = w_2$  і відповідно  $w_{\text{пер}} / w_{2a} = 1 / \sin \beta_2$ .

Тоді величина  $\Delta \bar{G}$  набуває вигляду

$$\Delta \bar{G} \approx 0,6 \frac{\delta D''}{l D_{\text{cp}}} \left( \frac{b}{t} \right)'' \frac{\rho''}{\rho_{\text{cp}}} \frac{1}{\sin \beta_2}.$$

Перетікання робочого тіла крізь радіальний зазор зменшує крутий момент на валу турбіни і призводить до зниження її ККД.

Енергія робочого тіла, яке перетікає в коловому напрямі, в міжлопатковому каналі, звідки воно витікає, буде використана нерівно-

мірно. Енергія часток, що перетікають в області вхідної кромки, не перетворюється в корисну потужність на валу турбіни; чим ближче до вихідної кромки, тим енергія робочого тіла буде використовуватися в більшій мірі і, нарешті, в області вихідної кромки перетікання відбудеться лише після повного використання енергії часток у міжлопатковому каналі. Таким чином, можна вважати, що енергія половини тієї кількості робочого тіла, що перетече в коловому напрямі, може бути використана.

Утрати в радіальному зазорі можна істотно знизити шляхом застосування на лопатках бандажних пристроїв (стрічок або полиць), обладнаних лабіринтовим ущільненням. Тоді перетікання робочого тіла в коловому напрямі усувається цілком, а в осьовому суттєво зменшується.

Крім того, епюри параметрів потоку за ступенем у периферійній частині лопаток будуть більш рівномірними. У цілому використання бандажних пристроїв з ущільненням доцільне як для боротьби з низькочастотними коливаннями лопаток, так і для підвищення ККД ступеня.

Для регулювання турбіни іноді можливе застосування поворотного соплового апарата. У цьому і в деяких інших випадках між сопловими лопатками і корпусом може з'явитися радіальний зазор. Наявність його надзвичайно шкідливо позначається на ККД ступеня і тому неприпустима. Великий вплив цього зазору на ККД ступеня пояснюється тим, що периферійна частина робочих лопаток обтікається під великими від'ємними кутами атаки (турбіна гальмується), а також значними перетіканнями в коловому напрямі через малу величину кута  $\alpha_1$ .

Аналізуючи кінцеві втрати енергії в охолоджуваних газових турбінах, необхідно враховувати, що складна структура течії і неоднорідність потоку поблизу торцевих поверхонь каналу додатково збільшуються з надходженням охолодного повітря в проточну частину турбіни.

**Розподіл утрат по довжині лопатки.** У середній по довжині лопаток частині каналу течію можна вважати двовимірною. Тут переважно спостерігаються профільні втрати. Біля кінців лопаток завдяки вторинним течіям потік просторовий, тривимірний. У кінцевих областях сумуються профільні і кінцеві втрати, тобто тут має відбува-

тися істотне місцеве зростання втрат. Вирішальний вплив на величину кінцевих утрат справляють кривизна каналу і відносна довжина лопаток  $\bar{l} = l/b$ .

На рис.4.20,*a* показаний розподіл утрат по довжині (і по кроку) довгих ( $l/b > 10$ ) і слабковигнутих реактивних лопаток. Профільні втрати в середній області складають приблизно 5...6 % ( $\zeta_{\text{пр}} \approx$

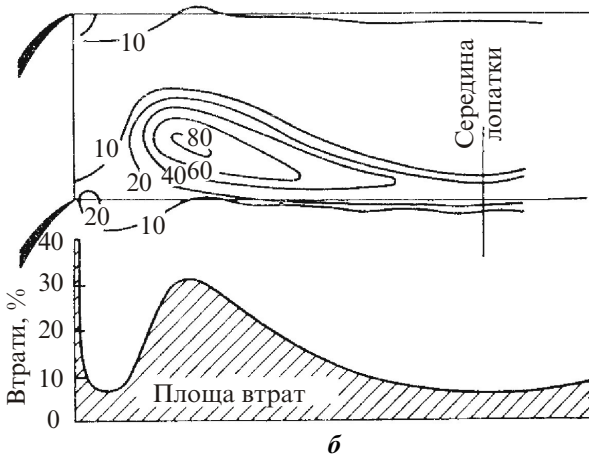
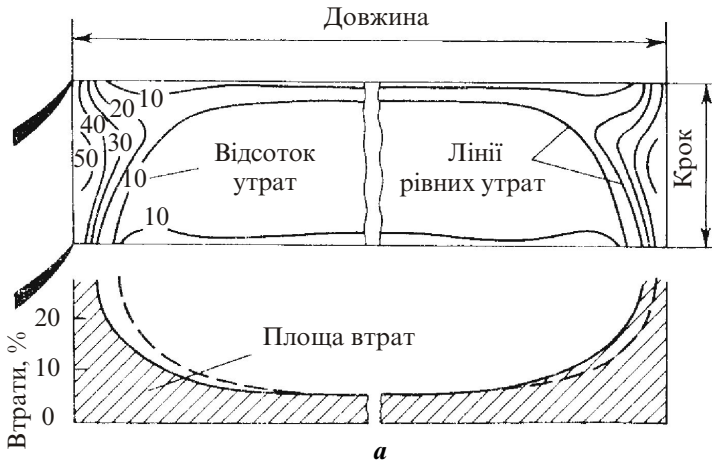


Рис.4.20. Лінії рівних утрат і площі втрат для реактивних лопаток (кореневий переріз – справа, периферійний – зліва):

*a* – довгі лопатки ( $l/b > 10$ ), профіль слабковигнутий, нульовий кут атаки;

*б* – профіль збільшеної кривизни ( $l/b = 4,45$ ),  $i = +10^\circ$

$\approx 0,05 \dots 0,06$ ), а загальні місцеві втрати до кінців монотонно зростають, досягаючи найбільших значень поблизу торцевих стінок, де сумуються втрати тертя і від вторинних течій; парний вихор тут не формується [14].

На рис.4.20,*б* показана аналогічна картина розподілу втрат уздовж сильно вигнутих лопаток ( $l/b = 4,45$ ). Тут формується парний вихор. У районі вихору місцеві втрати сягають 60...80 % від місцевої енергії потоку. Крива і площа втрат показують, що вплив вихору поширюється майже до середини висоти лопаток.

На рис.4.21,*а* можна бачити подібну криву місцевих утрат для плоских решіток активних профілів ( $l/b = 3,48$ ). У середній частині лопатки профільні втрати  $\zeta \approx 0,07$ , у кінцевих зонах вони місцями досягають 0,22 через накладення кінцевих утрат. Характерно, що максимум утрат розташовується на відстані  $(0,10 \dots 0,13) l$  від торцевої стінки (як і на рис.4.20,*б*). Ближче до стінки втрати знижуються,

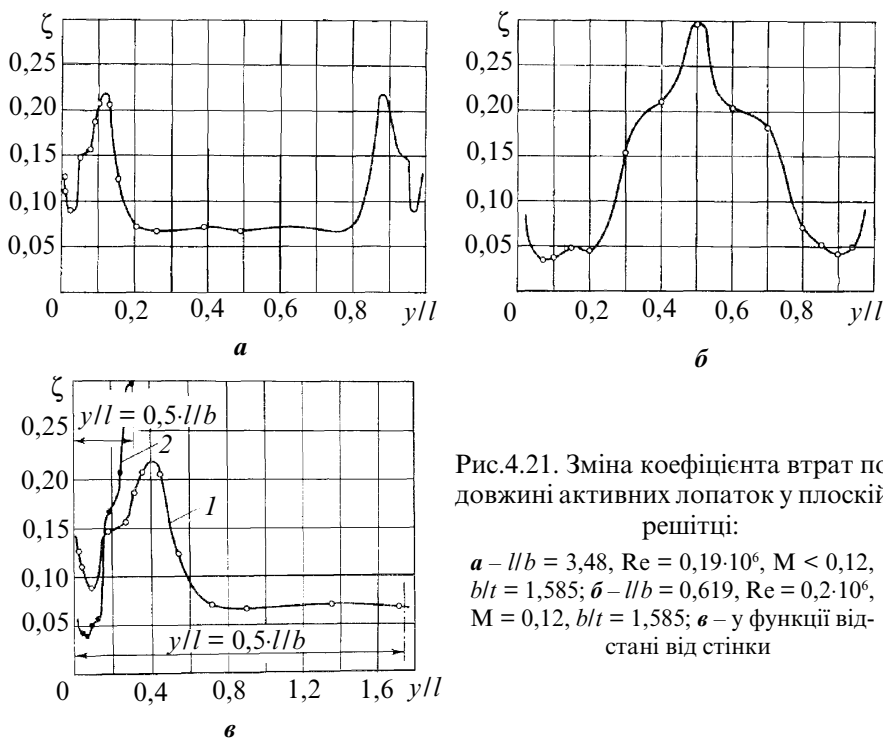


Рис.4.21. Зміна коефіцієнта втрат по довжині активних лопаток у плоскій решітці:

$a - l/b = 3,48$ ,  $Re = 0,19 \cdot 10^6$ ,  $M < 0,12$ ,  
 $b/t = 1,585$ ;  $б - l/b = 0,619$ ,  $Re = 0,2 \cdot 10^6$ ,  
 $M = 0,12$ ,  $b/t = 1,585$ ;  $в -$  у функції від-  
стані від стінки

а безпосередньо на стінці різко зростають унаслідок тертя на торцях каналу.

Просторові кінцеві ефекти захоплюють тим більшу частку потоку, чим коротші лопатки. При деякому відношенні  $l/b$ , яке можна назвати критичним  $\bar{l}_{кр}$ , починається взаємодія двох кінцевих областей, що призводить до різкого зростання втрат у середині висоти каналу (див. рис.4.21,*б*). Тут ті ж решітки, що і на рис.4.21,*а*, майже такі самі значення чисел Рейнольдса і Маха, але  $\bar{l} = 0,619$ , тобто  $\bar{l} < \bar{l}_{кр}$ . При цьому типі течії поділ утрат на профільні і кінцеві позбавляється змісту.

Крива на рис.4.21,*а* симетрична, а на рис.4.21,*б* несиметрична щодо середини лопатки ( $y/l = 0,5$ ). Це пояснюється впливом радіального зазору, який (див. рис.4.21,*а* і *б*) сильніший в коротких лопатках. Проте якщо відкласти місцеві втрати у функції відносної відстані від торцевої стінки, то і при коротких лопатках крива втрат (крива 2 на рис.4.21,*в*) стає симетричною, на відміну від кривої 1, яка побудована для параметрів рис.4.21,*а*.

Наведені дані вказують на існування принаймні трьох типів розподілу загальних утрат по висоті каналу. Перший тип показано на рис.4.20,*а*, другий – на рис.4.20,*б* та 4.21,*а*, третій – на рис.4.21,*б*. Який тип сформується в даних решітках, залежить від конкретного сполучення кривизни і взагалі форми профілю з відносною довжиною  $\bar{l}$  та режимними параметрами (кутом атаки, числами Маха, Рейнольдса та ін.).

Практичний інтерес становить питання про граничні значення  $l/b$ , при яких стуляються і взаємодіють кінцеві зони, тобто коли наявний третій тип течії (див. рис.4.21,*б*), найбільш небажаний, що спричиняє значні втрати. Згідно з даними праці [14], для активних лопаток

$$\bar{l}_{кр} \approx (4...6) \sqrt{\zeta_{пр}}.$$

Дана залежність зображена графічно на рис.4.22.

Щоб уникнути значної втрати енергії, відносну довжину лопаток прагнуть брати більшою, ніж  $\bar{l}_{кр}$ . На практиці ця умова часто застерігається тим, що абсолютна довжина лопаток у турбінному ступені повинна бути більше 12...15 мм<sup>\*)</sup>.

---

<sup>\*)</sup> У компресорному ступені, для якого також характерні подібні втрати, довжина лопаток повинна бути не менше 25...30 мм.

Для визначення загальної величини кінцевих утрат може бути використана формула [14]

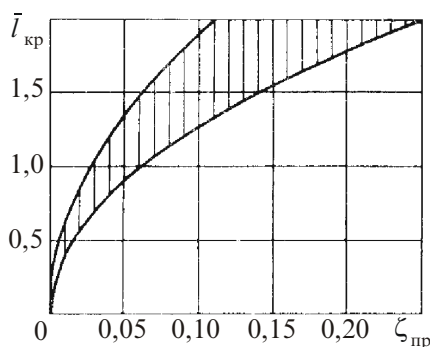


Рис.4.22. До визначення критичної відносної довжини лопаток

$$\zeta_k = C \frac{t_2 \sin \beta_2}{l_2} \approx C \frac{a}{l_2},$$

де  $t_2$  і  $l_2$  – крок і довжина лопатки на виході;  $a$  – ширина вихідного перерізу каналу;  $C \approx 0,07 \dots 0,18$  – дослідний коефіцієнт.

Може також використовуватися формула

$$\zeta_k = C_1 \frac{b}{l} = \frac{C_1}{\bar{l}},$$

де  $C_1 \approx 0,01$  для соплових і реактивних робочих лопаток при  $\bar{l} > 0,3$  і  $C_1 = 0,02 \dots 0,03$  для активних лопаток при  $\bar{l} > 0,7$ .

У наведених формулах взаємозв'язок кінцевих і профільних утрат безпосередньо не відбивається. Однак такий взаємозв'язок є, тому що кінцеві втрати значною мірою залежать від поперечного перепаду тисків у каналі, а останній – від кривизни каналу, кута повороту потоку, форми профілю, кута атаки, числа Рейнольдса й інших режимних параметрів, від яких залежать і профільні втрати.

#### § 4.4. Утрати від взаємодії решіток і нестационарності потоку

Дослідження профільних і кінцевих утрат в аеродинамічних трубах здійснюється продувкою плоских ізольованих решіток стаціонарним потоком. Дійсні умови течії потоку в турбінних решітках відрізняються від тих, які створюються в аеродинамічних трубах. У турбінних ступенях решітки є кільцевими, а їхні лопатки обтікаються нестационарним потоком.

Нестационарність потоку в турбінних решітках обумовлена наявністю вихрового сліду за вихідними кромками лопаток. Унаслідок вихрового сліду (див. § 4.3) тиск і швидкість потоку за решітками змінюються по кроку, при цьому в зоні вихрового сліду тиск і швидкість менші, ніж у ядрі потоку.

Через малий осьовий зазор між сопловими і робочими лопатками в ступенях турбіни нестационарність потоку на виході із соплових решіток обумовлює нестационарність потоку і на вході в робочі решітки. Відповідно змінними по кроку будуть і параметри перед сопловими решітками.

Дослідження, здійснені в експериментальних турбінах, показують, що обтікання лопаток нестационарним потоком призводить до несприятливих змін у розподілі тисків по контуру профілю і, як наслідок, до зростання профільних і кінцевих утрат у решітках. Ці додаткові втрати енергії, викликані зміною параметрів і швидкості потоку перед решіткою через кромковий слід, називаються *втратою енергії від кромкової нестационарності*. Ці втрати більші в робочих решітках, ніж у соплових.

Крім кромкової нестационарності потоку, в кільцевих решітках турбінного ступеня, особливо обертових, існує *радіальна нерівномірність параметрів* у потоці, обумовлена зміною по довжині лопаток геометричних розмірів решітки (кроку, ширини каналу), а також колової швидкості та ін. Радіальна нерівномірність параметрів спричиняє несиметричність пограничних шарів на стінках каналу та появу додаткових вторинних течій, що призводять до зростання втрат у решітках.

Згідно з даними дослідження [9], збільшення коефіцієнта втрат у робочих решітках турбінного ступеня через кромкову і радіальну нестационарність може складати 0,03...0,14 у залежності від відношення  $D_{\text{ср}}/l$ , закручення лопатки тощо, у порівнянні з утратами в плоских решітках з тими ж профілями робочих лопаток.

Утрати в обертових решітках від радіальної течії робочого тіла і від нестационарності потоку, що набігає, можуть бути враховані множенням суми профільних і кінцевих утрат на коефіцієнт більше одиниці. Однак у практиці теплових розрахунків їх звичайно визначають разом з деякими іншими втратами в ступені *коефіцієнтом неврахованих утрат*.

#### § 4.5. Вплив геометричних параметрів решіток на втрати в них

**Крок решітки.** Відносний крок решітки впливає не тільки на втрати в ній, але й на її масу, напруження в дисках і лопатках, розміщення замків в ободі, форму меридіонального профілю проточної

частини та іноді на можливість застосування бандажних пристроїв. Крім того, обраний крок решітки реалізується не однозначно, тому що може бути здійснений при різному сполученні числа лопаток і довжини хорди профілю. І, нарешті, обираючи відносний крок кільцевих решіток, треба враховувати умови їх роботи не тільки в середньому, але й у кінцевих перерізах. Тому задача правильного вибору кроку решітки, яка розпадається фактично на дві – вибір числа лопаток і їхньої ширини – в кільцевих решітках із заданим середнім діаметром і довжиною лопаток є складною комплексною проблемою. Звичайно вона розв'язується в такий спосіб. Відносна довжина лопаток  $l/b$  обирається, виходячи з узагальнених статистичних даних. В охолоджуваних лопатках газових турбін їхня ширина повинна бути достатньою для розміщення порожнин, по яких циркулює охолодне повітря, а неохолоджувані лопатки повинні бути по можливості вузькими для зниження маси турбіни, але без збитку для їхньої міцності і технологічності. Тоді задача вибору відносного кроку зводиться до вибору числа лопаток. Згідно з викладеним звичайно прагнуть застосувати те мінімальне число лопаток, при якому втрати в решітках практично не відрізняються від тих (трохи менших), що відповідають оптимальному числу лопаток.

Наявність оптимального числа лопаток багато в чому пояснюється двояким впливом відносного кроку решітки на втрати тертя. У густих решітках ці втрати більші через більшу поверхню тертя робочого тіла об лопатки. В рідких решітках утрати зростають через збільшення навантаження на профіль. Це призводить до зростання швидкості на спинці і відповідно дифузорового ефекту в області вихідної кромки.

Величина оптимального відносного кроку  $\bar{t}_{\text{opt}}$  залежить також від кромкових утрат: зі збільшенням  $\zeta_{\text{кр}}$  величина  $\bar{t}_{\text{opt}}$  зростає.

Збільшення кроку призводить до зростання тиску на увігнутій поверхні профілю і зниження тиску на спинці. Це, з одного боку, спричиняє збільшення кінцевих утрат, з іншого боку – сприяє відриву потоку на спинці, де різниця тиску на виході з решітки і мінімального тиску зростає. Крім того, зниження тиску на спинці при збільшенні кроку може викликати появу хвильових утрат.

Очевидно, для кожного типу решіток повинен існувати оптимальний крок, при якому ККД решітки досягає максимуму. Величина цього кроку визначається за умови такого оптимального наванта-

ження профілю, коли втрати мінімальні і відрив потоку відбувається тільки на вихідній кромці, а хвильові втрати відсутні.

У реактивних решітках навантаження на профіль невелике і основний вплив на ККД  $\eta = 1 - \zeta = f(\bar{t})$  здійснює величина поверхні тертя. Тому в цих решітках дані залежності більш положисті, ніж в активних, а мінімум утрат зміщується в область більших значень відносного кроку. Характерні залежності  $\eta = f(\bar{t})$  для активної і реактивної решіток наведені на рис.4.23. З цього рисунка випливає, що криві  $\eta = f(\bar{t})$  в області малих значень відносного кроку крутіші, ніж в області  $\bar{t} > \bar{t}_{\text{opt}}$ . Різке зніження ефективності активних решіток в області  $\bar{t} < \bar{t}_{\text{opt}}$  пояснюється тим, що в густих активних решітках не тільки збільшується поверхня тертя, але й може з'явитися дифузорність у міжлопатковому каналі, яка призводить до відриву пограничного шару [1].

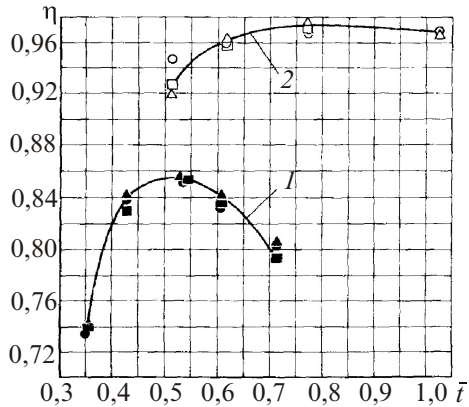


Рис.4.23. ККД активної (1) і реактивної (2) решіток у залежності від відносного кроку

Дотепер немає досить надійних узагальнених даних навіть щодо залежності профільних утрат у решітках від їх відносного кроку, особливо стосовно охолоджуваних решіток. Експериментальні дані, відомі з цього питання, не є переконливими, оскільки одержані шляхом розсунення профілів у решітках, при якому змінюється кут потоку на виході з решітки. Підтримка постійним цього кута відповідною зміною кута установки профілів також не є достатньою для одержання коректної залежності  $\zeta_{\text{пр}} = f(\bar{t})$ , тому що кожній величині  $\bar{t}$  відповідає свій оптимальний профіль. У такій постановці експеримент істотно ускладнюється і здорожується, однак тільки в цьому випадку можна одержати достовірні дані щодо залежності  $\zeta_{\text{пр}} = f(\bar{t})$ .

Згідно з теоретичним дослідженням [1], величина  $\bar{t}_{\text{opt}}$  в основному залежить від швидкостей і кутів потоку на вході до решітки і виході з неї, тобто від кута повороту потоку та реактивності решітки, а

також від відношення довжин дуг на увігнутій і опуклій поверхнях лопатки  $S_{\text{вигн}}/S_{\text{сп}}$ .

Для практичного ж застосування зручна формула

$$\bar{t}_{\text{opt}} = K \left[ \frac{180}{180 - (\beta_1 + \beta_2)} \frac{\sin \beta_1}{\sin \beta_2} \right]^{1/3} (1 - \bar{\delta}_{\text{max}}), \quad (4.4)$$

де  $\bar{\delta}_{\text{max}} = \frac{\delta_{\text{max}}}{b}$  – відносна товщина профілю;  $K$  – коефіцієнт пропорційності.

У цій формулі перший множник у квадратних дужках відбиває вплив кута повороту потоку, другий множник – реактивності, а множник у круглих дужках – вплив відношення  $S_{\text{вигн}}/S_{\text{сп}}$ . Як випливає з формули (4.4), оптимальний відносний крок решітки збільшується при зменшенні кута повороту потоку, зростанні реактивності і зменшенні відносної товщини профілю.

Для оцінки збільшення втрат у решітках при відхиленні від оптимального кроку можна користатися залежністю, одержаною в ході узагальнення експериментальних даних щодо продукви плоских решіток і наведеною на рис.4.24 [1].

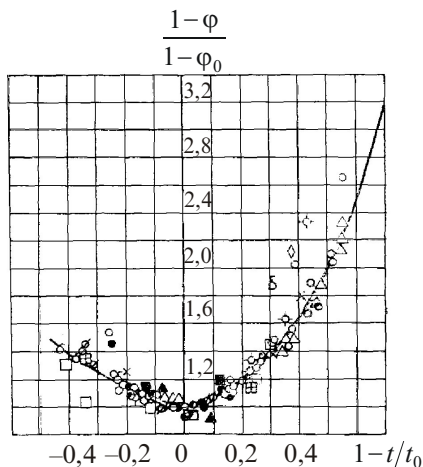


Рис.4.24. Графік залежності відносної втрати швидкості в решітках від відносної зміни їх кроку

На цьому графіку по осі абсцис відкладена відносна зміна кроку решітки, а по осі ординат – відносна зміна втрати швидкості. При такому наведенні дані стосовно активних і реактивних решіток щільно розташовуються на одній кривій. Причому видно, що при відхиленні від оптимального відносного кроку втрати в області густих решіток нарастають помітніше, ніж в області рідких решіток. Це дозволяє застосовувати, практично без збитку для ККД турбіни, решітки, в яких перевищення відносного кроку в порівнянні з  $\bar{t}_{\text{opt}}$  може досягати 10 % і більше.

При виборі величини кроку треба враховувати конструкцію

лопаткового замка з погляду його міцності і можливості розміщення необхідного числа лопаток на диску.

**Кут повороту потоку в решітці.** При збільшенні кута повороту потоку в решітці, тобто зменшенні суми кутів  $\beta_1 + \beta_2$ , зростає різниця тисків між увігнутою стороною лопатки та її спинкою. При цьому збільшується довжина дифузornoї ділянки на спинці, зростає небезпека відриву потоку і збільшуються кінцеві втрати внаслідок інтенсифікації вторинних течій. Тому ККД решітки  $\eta = 1 - \zeta$  зі зменшенням суми кутів  $\beta_1 + \beta_2$  або кутів  $\alpha_0 + \alpha_1$  також зменшується.

Підвищення конфузornості решітки послабляє вплив кута повороту, тому що сприяє безупинному наростанню швидкості в міжлопатковому каналі і стійкості течії.

**Ширина лопатки.** Скорочення (до відомої межі) ширини лопатки  $B$  призводить до збільшення відносної довжини лопаток  $\bar{l}$ , що викликає зменшення кінцевих утрат. Профільні ж утрати при цьому через зменшення числа Рейнольдса можуть зрости. В результаті при довільному зниженні ширини лопаток сумарний коефіцієнт утрат може навіть збільшитися. Це свідчить про наявність оптимальної ширини решітки, яка залежить і від режиму роботи.

Вибираючи ширину робочих лопаток, необхідно пам'ятати про те, що зменшення ширини спричиняє збільшення числа лопаток і може викликати труднощі в розміщенні їх на диску. Крім того, у вузьких лопатках з міцнісних і технологічних міркувань не завжди вдається витримати оптимальні товщини вхідної і вихідної кромки.

Лопатки газових турбін виконуються в перших ступенях із шириною  $B \approx (0,25 \dots 0,40)l$ , в останніх ширина може складати всього  $0,15l$  [18]. У допоміжних газових турбінах через малу висоту лопаток  $B/l \approx 1$ .

**Вхідна і вихідна кромки.** При дозвукових швидкостях доцільно скругляти вхідну кромку не дуже малим радіусом. Так, оптимальний радіус заокруглення вхідної кромки повинен знаходитися в межах  $(0,025 \dots 0,040) b$  [18].

За результатами експериментальних досліджень активних профілів, у яких радіус заокруглення вхідної кромки змінювався від  $0,07\delta_{\max}$  до  $0,33\delta_{\max}$ , де  $\delta_{\max}$  – максимальна товщина профілю, найвигоднішими виявилися радіуси від  $0,15\delta_{\max}$  до  $0,33\delta_{\max}$ . Для ступенів,

що працюють переважно на змінному відношенні  $u/c_1$ , бажано вибирати великий радіус заокруглення, тому що зі збільшенням радіуса вхідної кромки ККД решітки стає більш стійким до зміни кута атаки (див. § 4.2).

У решітках, що працюють на надзвуковій швидкості входу, вхідну кромку варто виконувати загостреною в такій мірі, в якій це допускають вимоги міцності. Вихідна кромка лопаток повинна бути виконана можливо більш тонкою. Наприклад, у лопатках потужних газових турбін з хордою профілю 50...100 мм товщина  $s_{\text{вих}}$  вихідної кромки складає звичайно 1,0...1,5 мм. Радіус заокруглення вихідної кромки робочих лопаток у таких турбінах складає (0,015...0,020)  $b$ . Більш низькі цифри не завжди можливі з міркувань міцності. Для соплових лопаток можна допустити радіус заокруглення рівним (0,007...0,015)  $b$ .

**Бандаж і з'єднувальний дріт.** З викладеного в § 4.3 видно, що застосування бандажних пристроїв на робочих решітках ліквідує кінцеві втрати, викликані витоками крізь радіальний зазор у коловому напрямі. Крім того, бандаж дозволяє ущільнити радіальний зазор і, отже, істотно зменшити осьові перетікання робочого тіла крізь нього, спричинені різницею тисків по обидва боки решітки.

Згідно з експериментальними даними [18], при відносній величині радіального зазору  $\delta/l = 0,02$  ККД необандаженого ступеня на 2,5 % менший, а при  $\delta/l = 0,03$  на 4 % менший, ніж у ступеня, лопатки якого виконані з бандажем.

Для відстройки від резонансу при вібрації лопатки іноді прошивають дротовим зв'язком. Застосування такого зв'язку (діаметром 3 мм) знизило ККД ступеня приблизно на 1 % [18].

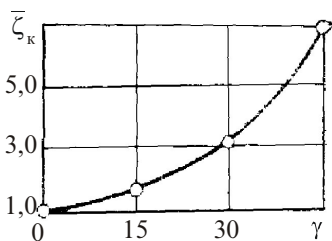


Рис.4.25. Графік впливу конусності решітки на додаткові втрати

**Конусність решітки.** Турбінні ступені з великою мірою розширення робочого тіла мають у меридіанному перерізі конічну форму, яка характеризується кутами розкриття проточної частини біля кореня  $\gamma_k$  і на периферії  $\gamma_n$ . Скіс потоку призводить до додаткових аеродинамічних утрат. На рис.4.25 наведена залежність відносного коефіцієнта кінцевих утрат від кута розкриття проточної час-

тини, що дозволяє оцінити додаткові втрати, викликані конусністю ступеня. Тут  $\bar{\zeta}_\kappa = \frac{\zeta_\kappa}{\zeta_{\kappa 0}}$  – відносний коефіцієнт кінцевих утрат, де  $\zeta_{\kappa 0}$  – кінцеві втрати при  $\gamma = 0$  [18].

На підставі досвіду доведення газових турбін кути  $\gamma_\kappa$  й  $\gamma_\pi$  в сусідніх решітках не повинні розрізнятися більше ніж на  $8...12^\circ$ . При цьому забезпечується плавність обводів проточної частини і практично відсутні додаткові втрати [18].

#### § 4.6. Ступінь з відносно короткими лопатками. Міра реактивності

Ступенями з відносно короткими лопатками вважають ступені, у яких  $\lambda = D_{\text{ср}} / l \geq 10...12$ , тобто коли довжина лопаток порівняно з середнім діаметром є досить малою. Якщо при цьому лопатки мають постійний профіль, то зміною параметрів решітки і потоку по радіусу можна нехтувати. Обтікання соплової і робочої решіток розглядається як обтікання плоских решіток з параметрами, що відповідають середньому діаметру ступеня, і обмеженою довжиною лопаток. Розрахунок ступеня спрощується, тому що виконується тільки для перерізу на середньому діаметрі. Швидкісні коефіцієнти визначаються як середні по довжині лопаток з урахуванням профільних та кінцевих утрат.

Розглянемо процес розширення робочого тіла в ступені, схема якого наведена на рис.4.26,*а*. За контрольні поверхні, як і раніше, візьмемо перерізи: 0 – перед сопловим апаратом; 1 – у зазорі між сопловим апаратом і робочою решіткою; 2 – за ступенем.

Нехай стан робочого тіла перед ступенем визначається параметрами  $p_0$ ,  $v_0$ , початкова швидкість робочого тіла  $c_0$ ; тиск у перерізах 1 і 2 відповідно  $p_1$  і  $p_2$ ; колова швидкість на середньому діаметрі  $u$ . Характеристики решіток ( $\alpha_1$ ,  $\beta_2$ ,  $\phi$  та  $\psi$ ) будемо вважати відомими.

На рис.4.26,*б* точка 0 – стан робочого тіла перед ступенем, 0\* – стан загальмованого потоку там же; лінія 0–1<sub>і</sub> – ізоентропійний, а 0–1 – дійсний процес розширення робочого тіла в сопловому апараті.

При цьому  $\Delta h_{\text{ac}}$  – ізоентропійний теплоперепад у сопловій решітці;  $\Delta h_{\text{ac}}^* = \Delta h_{\text{ac}} + \frac{c_0^2}{2}$  – наявний теплоперепад;  $q_c$  – втрати енергії в сопловому апараті.

Дійсна швидкість виходу робочого тіла із соплового апарата на підставі § 2.4

$$c_1 = \varphi c_{1t} = \varphi \sqrt{2(h_0^* - h_{1t})} = \varphi \sqrt{2\Delta h_{ac}^*}$$

або, коли розрахунок виконується без використання  $h-s$ -діаграми, визначається за однією з формул через параметри робочого тіла.

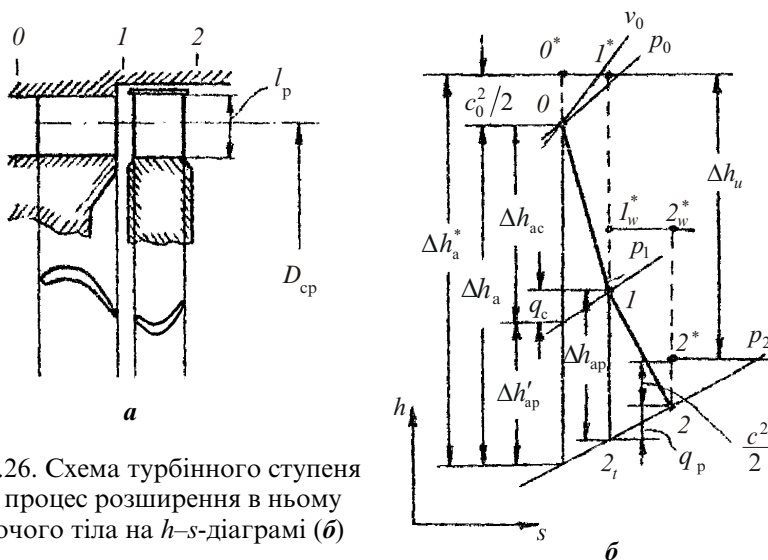


Рис.4.26. Схема турбінного ступеня (а) і процес розширення в ньому робочого тіла на  $h-s$ -діаграмі (б)

Утрати енергії в сопловій решітці

$$q_c = (1 - \varphi^2) \Delta h_{ac}^* = (1 - \varphi^2) \frac{c_{1t}^2}{2}.$$

За відомими  $c_1$ ,  $u$  і  $\alpha_1$  можна побудувати вхідний трикутник швидкостей, з якого визначається відносна швидкість входу потоку до робочого каналу  $w_1$  та її напрям  $\beta_1$ . Кут входу потоку  $\beta_1$  при розрахунках ступенів використовується для підбору робочих решіток.

Величини  $w_1$  і  $\beta_1$  можуть бути знайдені і без геометричної побудови за очевидними співвідношеннями:

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{c_1 \sin \alpha_1}{c_1 \cos \alpha_1 - u}, \quad w_1 = \frac{c_1 \cos \alpha_1 - u}{\cos \beta_1}.$$

Точка  $I$  на  $h$ - $s$ -діаграмі визначає статичні параметри робочого тіла за сопловою решіткою, тобто на вході до робочої решітки. При цьому робоче тіло має абсолютну швидкість  $c_1$  і відносну  $w_1$ . Стан загальмованого потоку в абсолютному й відносному русі для перерізу  $I$  зображений відповідно точками  $I^*$  і  $I_w^*$ . При цьому  $h_1^* = h_1 + \frac{c_1^2}{2}$ ;  
 $h_{1w}^* = h_1 + \frac{w_1^2}{2}$ .

У випадку розширення робочого тіла в робочій решітці  $p_2 < p_1$ . Умовний процес розширення потоку зображений лінією  $I-2$ .

У даному випадку  $\Delta h_{ap}$  – ізоентропійний теплоперепад у робочій решітці;  $w_1^2/2$  – кінетична енергія потоку на вході до робочої решітки у відносному русі;  $\Delta h_{ap}^* = \Delta h_{ap} + \frac{w_1^2}{2}$  – наявний теплоперепад у робочій решітці.

Дійсна відносна швидкість виходу робочого тіла з робочої решітки за аналогією зі швидкістю  $c_1$

$$w_2 = \psi w_{2t} = \psi \sqrt{2(h_{1w}^* - h_{2t})} = \psi \sqrt{2\Delta h_{ap}^*} = \psi \sqrt{2\left(\Delta h_{ap} + \frac{w_1^2}{2}\right)}.$$

Утрати енергії в робочій решітці

$$q_p = (1 - \psi^2) \Delta h_{ap}^* = (1 - \psi^2) \frac{w_{2t}^2}{2}$$

або, оскільки  $w_{2t} = \frac{w_2}{\psi}$ ,

$$q_p = \frac{1 - \psi^2}{\psi^2} \frac{w_2^2}{2}.$$

За відомими  $w_2$ ,  $u$  і  $\beta_2$  можна побудувати вихідний трикутник швидкостей, з якого знаходиться абсолютна швидкість виходу робочого тіла з решітки (за ступенем)  $c_2$  та її напрям  $\alpha_2$ . Очевидно, що

$$\operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{w_2 \sin \beta_2}{w_2 \cos \beta_2 - u}, \quad c_2 = \frac{w_2 \cos \beta_2 - u}{\cos \alpha_2}.$$

На  $h$ - $s$ -діаграмі на виході зі ступеня стан робочого тіла зображений точкою 2, стан загальмованого потоку у відносному й абсолютному русі відповідно точками  $2_w^*$  і  $2^*$ , для яких  $h_{2_w}^* = h_2 + \frac{w_2^2}{2}$  і  $h_2^* = h_2 + \frac{c_2^2}{2}$ . У цілому для ступеня розрізняють:  $\Delta h_a$  – ізоентропійний теплоперепад,  $\Delta h_a^* = \Delta h_a + \frac{c_0^2}{2}$  – повний наявний теплоперепад.

Процес енергетичних перетворень у турбінному ступені можна охарактеризувати мірою *реактивності* ступеня

$$\rho = \frac{\Delta h_{ap}}{\Delta h_a^*},$$

тобто відношенням ізоентропійного теплоперепад, що припадає на робочу решітку, до всього наявного теплоперепад ступеня.

З визначення міри реактивності випливають очевидні співвідношення (з урахуванням того, що  $\Delta h_{ap} \approx \Delta h'_{ap}$ , див. рис.4.26,б):

$$\Delta h_{ap} = \rho \Delta h_a^* = \rho (\Delta h_{ac}^* + \Delta h_{ap}),$$

$$\Delta h_{ac}^* = (1 - \rho) \Delta h_a^*,$$

звідки

$$\Delta h_{ap} = \frac{\rho}{1 - \rho} \Delta h_{ac}^* = \frac{\rho}{1 - \rho} \frac{c_{1t}^2}{2} = \frac{\rho}{1 - \rho} \frac{c_1^2}{2 \varphi^2},$$

$$\Delta h_a^* = \frac{1}{1 - \rho} \frac{c_{1t}^2}{2} = \frac{1}{1 - \rho} \frac{c_1^2}{2 \varphi^2}.$$

Оскільки

$$\Delta h_{ap} = \frac{1}{2} \left( \frac{w_2^2}{\psi^2} - w_1^2 \right) \quad \text{і} \quad \Delta h_a^* = \Delta h_{ac}^* + \Delta h_{ap} = \frac{c_1^2}{2 \varphi^2} + \frac{1}{2} \left( \frac{w_2^2}{\psi^2} - w_1^2 \right),$$

то

$$\rho = \frac{\frac{w_2^2}{\psi^2} - w_1^2}{\frac{c_1^2}{\varphi^2} + \frac{w_2^2}{\psi^2} - w_1^2}.$$

Остання формула дозволяє визначити міру реактивності ступеня безпосередньо із трикутників швидкостей, якщо оцінити швидкісні коефіцієнти  $\varphi$  та  $\psi$ . Звідси також виходить, що ступені з подібними трикутниками швидкостей при рівних  $\varphi$  та  $\psi$  мають однакову міру реактивності і навики.

Поряд з розглянутою величиною  $\rho$  іноді для визначення реактивності використовують

$$\rho_{\tau} = \frac{\Delta h_{\text{ap}}}{\Delta h_a},$$

що має назву *термодинамічної міри реактивності*. Між  $\rho_{\tau}$  і  $\rho$  існує простий зв'язок

$$\frac{\rho_{\tau}}{\rho} = \frac{\Delta h_{\text{ap}}}{\Delta h_a} \frac{\Delta h_a^*}{\Delta h_{\text{ap}}} = \frac{\Delta h_a + \frac{c_0^2}{2}}{\Delta h_a} = 1 + \frac{c_0^2/2}{\Delta h_a}.$$

Звичайно, якщо швидкість  $c_0$  не дуже велика,  $\rho_{\tau} \approx \rho$ , і при  $c_0 = 0$   $\rho_{\tau} = \rho$ .

Якщо  $\rho = 0$  (а також  $\rho_{\tau} = 0$ ), то турбінний ступінь називається *активним*. При  $0 < \rho \leq 0,3$  ступінь *активний з реакцією*. Якщо  $\rho > 0,3$ , то ступінь називають *реактивним*.

Слід зазначити, що ступені з  $\rho > 0,5$  та  $\rho = 0$  застосовують рідко.

#### § 4.7. Колова робота ступеня

Оскільки в ступенях з відносно короткими лопатками решітки розглядаються як плоскі, то до них можна застосовувати рівняння Ейлера на середньому діаметрі і знайти осьову та колову сили, що діють на лопатки (див. § 3.3).

У нерухомих решітках діючі зусилля призводять до появи напружень у лопатках і несучих елементах конструкції. У робочих решітках, крім цього, колове зусилля є рушійним, тому що завдяки йому на роторі виникає обертальний момент і ступінь здатен здійснювати певну роботу.

Для осьового турбінного ступеня величина цього обертального моменту визначається як добуток колової складової  $P_u$  аеродина-

мічної сили на половину середнього діаметра ступеня (плече прикладення сили):

$$M = P_u \frac{D_{\text{ср}}}{2}.$$

Знаючи колову силу і кутову швидкість обертання ротора  $\omega$ , можна знайти секундну роботу колової сили (потужність), яка дорівнює енергії обертання колеса,

$$L_u = M \omega = P_u \frac{D_{\text{ср}}}{2} \omega = P_u u.$$

Це робота, яку здійснює за 1 с вся маса робочого тіла, що протікає через решітку.

З урахуванням рівнянь Ейлера

$$L_u = Gu(\bar{w}_{1u} - \bar{w}_{2u}) = Gu(\bar{c}_{1u} - \bar{c}_{2u}).$$

Питома робота на робочих лопатках, тобто здійснювана 1 кг робочого тіла, що пройшло через решітку, дістала назву *колової роботи ступеня*

$$\begin{aligned} l_u &= \frac{L_u}{G} = P_u \frac{u}{G} = u(\bar{w}_{1u} - \bar{w}_{2u}) = u(\bar{c}_{1u} - \bar{c}_{2u}) = \\ &= u(c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2), \end{aligned} \quad (4.5)$$

де  $G$  – масова секундна витрата робочого тіла.

З трикутників швидкостей турбінного ступеня за теоремою косинусів знаходимо

$$w_1^2 = c_1^2 + u^2 - 2uc_1 \cos \alpha_1;$$

$$w_2^2 = c_2^2 + u^2 - 2uc_2 \cos(180^\circ - \alpha_2) = c_2^2 + u^2 + 2uc_2 \cos \alpha_2,$$

звідки

$$uc_1 \cos \alpha_1 = \frac{1}{2}(c_1^2 + u^2 - w_1^2) \quad \text{і} \quad uc_2 \cos \alpha_2 = \frac{1}{2}(w_2^2 - c_2^2 - u^2).$$

Після підстановки цих рівнянь у формулу (4.5) одержимо

$$l_u = \frac{c_1^2 - c_2^2}{2} + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2}. \quad (4.6)$$

Отримана для колової роботи формула (4.6) збігається з виразом для технічної роботи (2.24), виведеним із загального рівняння енергії газового потоку. Це не випадково, тому що тут колова робота – технічна робота при течії газу в рухомих міжлопаткових каналах робочого колеса.

Колову роботу в ступені можна також визначити, використовуючи формулу для технічної роботи в робочому каналі

$$l_T = h_1^* - h_2^*.$$

Оскільки при відсутності теплообміну в сопловому апараті  $h_1^* = h_0^*$ , то дане рівняння можна переписати у вигляді

$$l_u = h_0^* - h_2^* = \Delta h_u. \quad (4.7)$$

Величина  $\Delta h_u$ , яка називається *коловим теплоперепадом*, може бути визначена безпосередньо з  $h$ - $s$ -діаграми (див. рис.4.26,б).

З формули (4.7) випливає, що на коловій роботі істотно позначається величина вихідної енергії робочого тіла

$$q_{\text{вих}} = \frac{c_2^2}{2}.$$

Ця енергія в одиничному ізолюваному ступені не використовується і є для нього втратою.

Безпосередньо з процесу, зображеного на  $h$ - $s$ -діаграмі, неважко помітити, що

$$\Delta h_u \approx \Delta h_a^* - q_c - q_p - q_{\text{вих}}. \quad (4.8)$$

Наближеність у рівнянні (4.8) обумовлена деяким розходженням між величинами  $\Delta h_{\text{ар}}$  і  $\Delta h'_{\text{ар}}$  внаслідок повернення теплоти. Повернута теплота виявляється в даному випадку в збільшенні ізоентропійного теплоперепаду в робочій решітці внаслідок утрат у сопло-

вому апараті в порівнянні з випадком, коли ці втрати були б відсутні.

#### § 4.8. Коловий ККД осьового ступеня

Ефективність перетворення енергії в ступені визначають *коло-вим ККД ступеня*, що являє собою відношення колової роботи до наявної роботи ступеня (наявна робота еквівалентна наявному теплоперепаду):

$$\eta_u = \frac{l_u}{\Delta h_a^*} = \frac{\Delta h_u}{\Delta h_a^*}. \quad (4.9)$$

З урахуванням формули (4.8) для колового теплоперепаду

$$\begin{aligned} \eta_u &= \frac{\Delta h_u}{\Delta h_a^*} \approx \frac{\Delta h_a^* - q_c - q_p - q_{\text{вих}}}{\Delta h_a^*} = \\ &= 1 - \frac{q_c + q_p + q_{\text{вих}}}{\Delta h_a^*} = 1 - \xi_c - \xi_p - \xi_{\text{вих}}, \end{aligned} \quad (4.10)$$

де  $\xi_c$ ,  $\xi_p$  і  $\xi_{\text{вих}}$  – відносні втрати.

З викладеного вище випливає, що коловий ККД ступеня враховує:

втрати кінетичної енергії в сопловому апараті  $q_c$ ;

втрати в робочій решітці  $q_p$ ;

втрати енергії з вихідною швидкістю  $q_{\text{вих}}$ .

Ці втрати називають *коловими втратами* турбінного ступеня.

Підставимо у формулу для колового ККД (4.9) значення колової роботи з рівняння (4.6). З огляду на те, що наявний теплоперепад ступеня

$$\Delta h_a^* = \frac{\Delta h_{ac}^*}{(1-\rho)} = \frac{c_{1t}^2}{2(1-\rho)},$$

одержуємо

$$\eta_u = \frac{c_1^2 - c_2^2 + w_2^2 - w_1^2}{c_{1t}^2} (1-\rho). \quad (4.11)$$

З вихідного трикутника швидкостей за теоремою косинусів

$$c_2^2 = w_2^2 + u^2 - 2w_2 u \cos \beta_2.$$

Підставимо знайдені залежності для  $c_2^2$  і  $w_1^2$  у формулу (4.11). Після спрощення одержимо

$$\eta_u = 2(1-\rho) \frac{u(c_1 \cos \alpha_1 - u + w_2 \cos \beta_2)}{c_{1t}^2}.$$

Оскільки

$$\begin{aligned} w_2 &= \psi w_{2t} = \psi \sqrt{2(\Delta h_{\text{ap}} + w_1^2 / 2)} = \psi \sqrt{\frac{2\rho}{1-\rho} \Delta h_{\text{ac}}^* + w_1^2} = \\ &= \psi \sqrt{\frac{\rho}{1-\rho} c_{1t}^2 + w_1^2} = \psi \sqrt{\frac{\rho}{1-\rho} c_{1t}^2 + c_1^2 + u^2 - 2c_1 u \cos \alpha_1}, \end{aligned}$$

то

$$\begin{aligned} \eta_u &= 2\varphi^2(1-\rho) \times \\ &\times \frac{u \left( c_1 \cos \alpha_1 - u + \psi \cos \beta_2 \sqrt{\frac{\rho}{1-\rho} c_{1t}^2 + c_1^2 + u^2 - 2c_1 u \cos \alpha_1} \right)}{c_1^2}. \end{aligned}$$

Розділимо в правій частині почленно чисельник на знаменник. Тоді, позначивши

$$v_1 = \frac{u}{c_1}, \quad (4.12)$$

остаточно одержимо

$$\begin{aligned} \eta_u &= 2\varphi^2 v_1 (1-\rho) \times \\ &\times \left( \cos \alpha_1 - v_1 + \psi \cos \beta_2 \sqrt{\frac{\rho}{(1-\rho)\varphi^2} + 1 + v_1^2 - 2v_1 \cos \alpha_1} \right). \quad (4.13) \end{aligned}$$

Отже, коловий ККД ступеня являє собою функцію ряду безроз-

мірних величин: геометричних, аеродинамічних і режимних параметрів ступеня, тобто

$$\eta_u = f(\alpha_1, \beta_2, \varphi, \psi, \rho, v_1).$$

Швидкісні коефіцієнти сучасних решіток  $\varphi$  і  $\psi$  та кут  $\alpha_1$  змінюються звичайно в невеликих інтервалах:  $\varphi = 0,95 \dots 0,98$ ,  $\psi = 0,93 \dots 0,97$  (чим ближче значення цих параметрів до одиниці, тим однозначно вищий коловий ККД),  $\alpha_1 = 8 \dots 30^\circ$  ( $\cos \alpha_1 = 0,87 \dots 0,99$ ). Кут  $\beta_2$  при розрахунках у кожному випадку відповідає обраній робочій решітці. Тому вплив на ККД цих параметрів не може бути визначальним.

У цьому зв'язку найбільший інтерес становить дослідження впливу на ККД ступеня режимних параметрів  $\rho$  і  $v_1$ .

Варіантними розрахунками за формулою (4.13) при фіксованих значеннях параметрів, які мало впливають, задаючи  $\rho$  і варіюючи  $v_1$ , неважко встановити наступне:

при фіксованих значеннях  $\rho$  коловий ККД суттєво залежить від  $v_1$ ;

параметричні криві  $\eta_u = f(v_1)$  мають параболічний характер з максимумом ККД при деякому значенні  $v_1 = v_{\text{опт}}$ ;

зі збільшенням  $\rho$  максимум ККД зміщується в бік більших  $v_1$ , тобто  $v_{\text{опт}}$  зростає.

Величина  $v_1 = u/c_1$  дістала назву *швидкісної характеристики ступеня* і є одним із важливих параметрів, що визначають ККД турбінного ступеня.

Більш детальний аналіз функції (4.13) у загальному вигляді ускладнений, тому розглянемо окремі випадки турбінних ступенів.

**Активні ступені** ( $\rho = 0$ ;  $\Delta h_{\text{ар}} = 0$ ;  $\Delta h_{\text{ас}}^* = \Delta h_{\text{а}}^*$ ). У таких ступенях розширення в робочій решітці відсутнє ( $p_2 = p_1$ ). Швидкість виходу робочого тіла з робочої решітки

$$w_2 = \psi \sqrt{2 \left( \Delta h_{\text{ар}} + \frac{w_1^2}{2} \right)} = \psi w_1. \quad (4.14)$$

На рис.4.27 зображено процес на  $h$ - $s$ -діаграмі в такому ступені, звідки видно, що при  $\rho = 0$  приблизна рівність (4.8) перетворюється в точну.

Колова робота ступеня з рівняння (4.5)

$$l_u = u(c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2) = u(c_1 \cos \alpha_1 + w_2 \cos \beta_2 - u),$$

але з виразу (4.14)  $w_2 = \psi w_1$ , а з вхідного трикутника швидкостей

$$w_1 = \frac{c_1 \cos \alpha_1 - u}{\cos \beta_1},$$

тому після перетворень

$$l_u = u(c_1 \cos \alpha_1 - u) \left( 1 + \psi \frac{\cos \beta_2}{\cos \beta_1} \right).$$

Наявні теплоперепади всього ступеня і соплового апарата збігаються, тобто

$$\Delta h_a^* = \Delta h_{ac}^* = \frac{c_{1t}^2}{2}.$$

Таким чином, для колового ККД активного ступеня можна записати

$$\eta_u = \frac{l_u}{\Delta h_a^*} = \frac{2u(c_1 \cos \alpha_1 - u) \left( 1 + \psi \frac{\cos \beta_2}{\cos \beta_1} \right)}{c_{1t}^2},$$

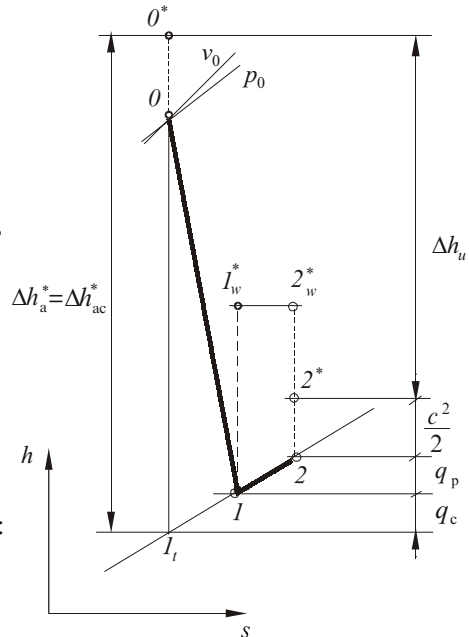


Рис.4.27. Процес у ступені з  $\rho = 0$ :

0-1 – у сопловому апараті;

1-2 – у робочій решітці

але  $c_{1r} = c_1/\varphi$ , тому остаточно одержимо

$$\eta_u = 2\varphi^2 \frac{u}{c_1} \left( \cos\alpha_1 - \frac{u}{c_1} \right) \left( 1 + \psi \frac{\cos\beta_2}{\cos\beta_1} \right)$$

або, враховуючи формулу (4.12),

$$\eta_u = 2\varphi^2 v_1 (\cos\alpha_1 - v_1) \left( 1 + \psi \frac{\cos\beta_2}{\cos\beta_1} \right). \quad (4.15)$$

З формули (4.15) видно, що коловий ККД активного ступеня при значеннях  $v_1 = 0$  і  $v_1 = \cos\alpha_1$  обертається в нуль ( $\eta_u = 0$ ). Очевидно, що при деякому оптимальному значенні характеристики  $v_1 = v_{\text{опт}}$  ККД ступеня набуває максимального значення.

Для знаходження оптимального значення характеристики дослідимо функцію  $\eta_u = f(v_1)$  на екстремум. Узявши від неї похідну по  $v_1$  та зрівнявши її до нуля, одержимо

$$\frac{\partial \eta_u}{\partial v_1} = 2\varphi^2 (\cos\alpha_1 - 2v_{\text{опт}}) \left( 1 + \psi \frac{\cos\beta_2}{\cos\beta_1} \right) = 0,$$

звідки

$$v_{\text{опт}} = \left( \frac{u}{c_1} \right)_{\text{опт}} = \frac{\cos\alpha_1}{2}. \quad (4.16)$$

При  $\alpha_1 = 0$  згідно з формулою (4.16)  $v_{\text{опт}} = 0,5$ . У дійсності ж кут виходу потоку із соплової решітки  $\alpha_1 = 8...30^\circ$ , тому оптимальне значення характеристики активного ступеня  $v_{\text{опт}}$  дещо менше, ніж 0,5.

Найбільше значення колового ККД активного ступеня, тобто при  $v_1 = v_{\text{опт}}$ , з рівняння (4.15)

$$\eta_{u\text{max}} = \frac{\varphi^2 \cos^2 \alpha_1}{2} \left( 1 + \psi \frac{\cos\beta_2}{\cos\beta_1} \right). \quad (4.17)$$

З формул (4.16) і (4.17), коли, наприклад,  $\alpha_1 = 12^\circ$ ,  $\beta_1 = 25^\circ$ ,  $\beta_2 = 21^\circ$ ,  $\varphi = 0,965$  і  $\psi = 0,95$ , одержуємо  $v_{\text{опт}} = 0,489$  і  $\eta_{u\text{max}} = 0,881$ .

Графічна залежність колового ККД активного ступеня від швидкісної характеристики показана на рис.4.28. Крім сталості швидкісних коефіцієнтів  $\varphi$  і  $\psi$  та кута  $\alpha_1$  при побудові кривої  $\eta_u = f(v_1)$  передбачалося, що кожному значенню  $v_1$  відповідає свій профіль робочих лопаток, який забезпечує безударний вхід потоку в робочу решітку, причому  $\beta_2 = \beta_1$ . У зв'язку з цим наведена залежність  $\eta_u = f(v_1)$  відрізняється від аналогічної залежності, яку можна одержати під час дослідження турбіни. В останньому випадку профіль робочих лопаток не змінюється і лопатки при різних значеннях характеристики  $v_1$  обтікаються з певними кутами атаки, тоді як безударний вхід можливий тільки на одному (розрахунковому) режимі.

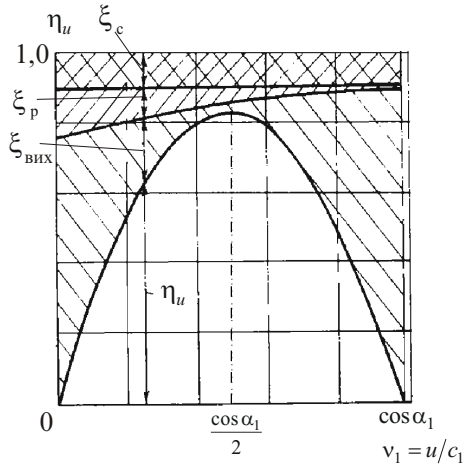


Рис.4.28. Залежність колового ККД та відносних утрат активного ступеня від швидкісної характеристики

Виразимо коловий ККД через наявний теплоперепад ступеня і колові втрати, розділивши почленно рівняння (4.8) на  $\Delta h_a^*$ , врахувавши формулу (4.10):

$$\eta_u = 1 - \frac{q_c + q_p + q_{\text{вих}}}{\Delta h_a^*} = 1 - \xi_c - \xi_p - \xi_{\text{вих}}, \quad (4.18)$$

де  $\xi_c, \xi_p$  і  $\xi_{\text{вих}}$  – відносні втрати в сопловій і робочій решітках та з вихідною швидкістю.

При  $\rho = 0$

$$\xi_c = \frac{q_c}{\Delta h_a^*} = \frac{q_c}{\Delta h_{ac}^*} = \zeta_c = 1 - \varphi^2;$$

$$\xi_p = \frac{q_p}{\Delta h_a^*} = \frac{(1 - \psi^2) \Delta h_{ap}^*}{\Delta h_a^*} = \frac{(1 - \psi^2) w_1^2}{2 \Delta h_a^*};$$

$$\xi_{\text{вих}} = \frac{q_{\text{вих}}}{\Delta h_a^*} = \frac{c_2^2 / 2}{\Delta h_a^*},$$

де  $\xi_c = \frac{q_c}{\Delta h_{ac}^*}$  – коефіцієнт утрат у сопловій решітці.

Заслугує на увагу залежність окремих колових утрат від  $v_1$  (див. рис.4.28).

З виразу для  $\xi_c$  видно, що при незмінному значенні  $\phi$  втрати в сопловій решітці активного ступеня не залежать від швидкісної характеристики ступеня.

Для з'ясування характеру залежності від  $v_1$  втрат  $\xi_p$  і  $\xi_{\text{вих}}$  на рис.4.29 зображені трикутники швидкостей активного ступеня, побудовані при сталій швидкості  $c_1$  і різних  $v_1 = u/c_1$ . Із цих трикутників видно, що при збільшенні  $v_1$  швидкість входу до робочої решітки  $w_1$  зменшується, а кут входу  $\beta_1$  зростає.

Якщо в усіх випадках забезпечується безударний вхід у решітку, то через зменшення зігнутості профілю збільшується швидкісний коефіцієнт робочої решітки  $\psi$ , а це разом із зниженням швидкості  $w_1$  сприяє зменшенню втрат  $\xi_p$ .

На рис.4.28 поле над кривою  $\eta_u$  зображає сумарні колові втрати в ступені. Якщо від горизонталі  $\eta_u = 1,0$  згідно з виразом (4.18) відкласти втрати в сопловій решітці  $\xi_c$ , а потім у робочій  $\xi_p$ , то відрізки між нижньою кривою  $\xi_p$  і кривою ККД при кожному значенні  $v_1$  будуть відповідати втратам з вихідною швидкістю. Таким чином, максимум ККД ступеня майже збігається з мінімумом утрат з вихідною швидкістю. А мінімуму втрат з

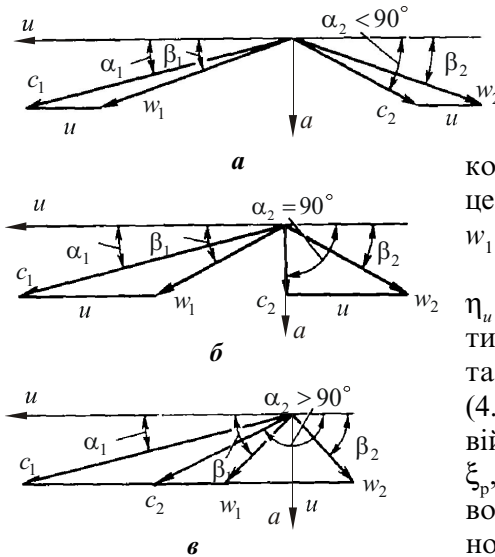


Рис.4.29. Трикутники швидкостей активного ступеня при різних значеннях швидкісної характеристики:

**а** – при  $v_1 < v_{\text{лопт}}$ ; **б** – при  $v_1 = v_{\text{лопт}}$ ;

**в** – при  $v_1 > v_{\text{лопт}}$

вихідною швидкістю (при мінімальній швидкості  $c_2$ ), як свідчать трикутники швидкостей, відповідає осьовий напрям виходу потоку зі ступеня.

Отже, максимум ККД ступеня досягається при  $\alpha_2 = 90^\circ$ . Найбільше впливають на ККД втрати з вихідною швидкістю.

Крім відношення  $v_1 = u/c_1$  на коловий ККД справляють вплив кут виходу потоку із соплової решітки  $\alpha_1$  та коефіцієнти швидкості  $\phi$  і  $\psi$ . Зменшення кута  $\alpha_1$  сприяє зростанню колового ККД. Однак дуже малі кути  $\alpha_1$  застосовувати недоцільно, тому що, крім конструктивних труднощів і збільшення нерівномірності потоку за сопловою решіткою, зменшення  $\alpha_1$  приводить до зростання втрат у робочій решітці і зниження швидкісного коефіцієнта  $\psi$  через великий кут повороту потоку в каналах робочої решітки. У даний час кут  $\alpha_1$  не беруть меншим  $8...9^\circ$ . Залежність колового ККД від  $v_1$  при різних кутах  $\alpha_1$  наведена на рис.4.30. Оптимальна характеристика ступеня  $v_{1\text{опт}}$  зі зменшенням  $\alpha_1$  дещо збільшується.

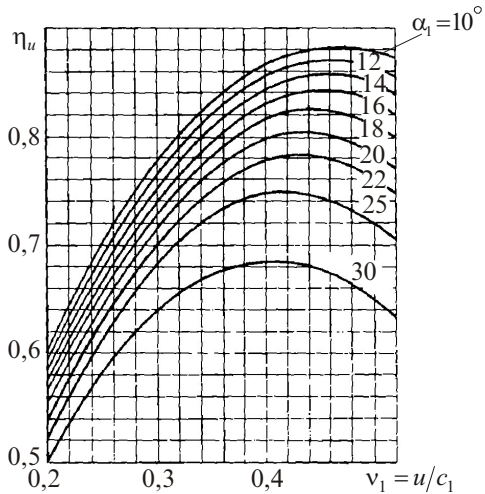


Рис.4.30. Залежність колового ККД активного ступеня від характеристики при різних кутах  $\alpha_1$

Зменшення коефіцієнтів  $\phi$  і  $\psi$  знижує коловий ККД, причому більший вплив мають утрати в сопловій решітці, оскільки коефіцієнт швидкості  $\phi$  входить у формулу (4.15) в квадраті.

**Реактивні ступені.** Із численного ряду реактивних ступенів з різною мірою реактивності особливий інтерес становить ступінь, для якого властиві співвідношення:

$$w_2 = c_1; \quad c_2 = w_1; \quad \beta_2 = \alpha_1; \quad \alpha_2 = \beta_1.$$

Очевидно, це окремий випадок, коли в співвідношеннях до трикутників швидкостей (див. рис.1.5,б) приблизні рівності перетворюю-

ються в точні. При цьому трикутники швидкостей симетричні відносно осі  $a$ , а решітки профілів соплових та робочих лопаток можуть бути ідентичними, лише повернутими одна відносно іншої. Такі ступені називаються *конгруєнтними*. В конгруєнтному ступені можна вважати  $\psi = \varphi$ , а якщо ще  $w_1 = c_0$  (цілком реально для проміжних ступенів), то термодинамічна міра реактивності  $\rho_T = 0,5$ . Це означає, що кількості потенціальної енергії, яка перетворюється в кінетичну, однакові в робочій і сопловій решітках.

Колову роботу ступеня запишемо у вигляді

$$l_u = u(c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2) = u(c_1 \cos \alpha_1 + w_2 \cos \beta_2 - u).$$

Оскільки  $c_1 = w_2$  і  $\alpha_1 = \beta_2$ , то

$$l_u = u(2c_1 \cos \alpha_1 - u).$$

Наявний теплоперепад реактивного ступеня

$$\Delta h_a^* = \frac{c_{1t}^2}{2} + \frac{w_{2t}^2 - w_1^2}{2} = \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{c_1}{\varphi} \right)^2 + \left( \frac{w_2}{\psi} \right)^2 - w_1^2 \right].$$

При  $\psi = \varphi$  і  $w_2 = c_1$

$$\Delta h_a^* = \frac{1}{2} \left[ 2 \left( \frac{c_1}{\varphi} \right)^2 - w_1^2 \right].$$

Із трикутника швидкостей

$$w_1^2 = c_1^2 + u^2 - 2c_1 u \cos \alpha_1,$$

і тоді

$$\Delta h_a^* = \frac{1}{2} \left[ 2 \left( \frac{c_1}{\varphi} \right)^2 - c_1^2 + u(2c_1 \cos \alpha_1 - u) \right].$$

Отже, для колового ККД ступеня можна записати

$$\eta_u = \frac{l_u}{\Delta h_a^*} = \frac{2u(2c_1 \cos \alpha_1 - u)}{2 \left( \frac{c_1}{\varphi} \right)^2 - c_1^2 + u(2c_1 \cos \alpha_1 - u)}$$

або, розділивши чисельник і знаменник на  $c_1^2$ ,

$$\eta_u = \frac{2\varphi^2 v_1 (2\cos\alpha_1 - v_1)}{2 - \varphi^2 + \varphi^2 v_1 (2\cos\alpha_1 - v_1)}. \quad (4.19)$$

Залежність (4.19) має характер, подібний до залежності (4.15). Так, якщо  $v_1 = 0$  та  $v_1 = 2\cos\alpha_1$ , то  $\eta_u = 0$ , а на середині цього інтервалу при  $v_1 = v_{\text{опт}}$  досягає максимального значення  $\eta_{u\text{max}}$  (рис.4.31).

Отже,

$$v_{\text{опт}} = \left( \frac{u}{c_1} \right)_{\text{опт}} = \cos\alpha_1. \quad (4.20)$$

Таким чином, оптимальна характеристика реактивного конгруентного ступеня в два рази більша, ніж активного. Коли  $\alpha_1 = 0$ ,  $v_{\text{опт}} = 1,0$ . Якщо  $\alpha_1 = 8...25^\circ$ , то  $v_{\text{опт}}$  трохи менше 1,0.

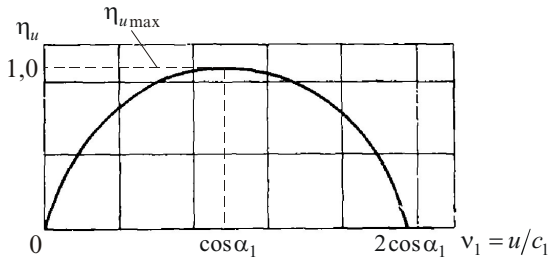


Рис.4.31. Залежність колового ККД конгруентного ступеня від швидкісної характеристики

З трикутників швидкостей при  $\alpha_2 = 90^\circ$  випливає, що  $c_1 \cos\alpha_1 = u$ , звідки  $u/c_1 = \cos\alpha_1 = v_{\text{опт}}$ .

Максимальному значенню колового ККД конгруентного ступеня відповідають, як і в активному ступені, осьовий вихід потоку з робочих каналів та мінімальні втрати енергії з вихідною швидкістю.

Підставляючи у формулу (4.19) замість  $v_1$  оптимальне значення характеристики  $v_{\text{опт}} = \cos\alpha_1$ , після перетворень знайдемо залежність для максимального колового ККД конгруентного ступеня

$$\eta_{u\text{max}} = \frac{2\varphi^2 \cos^2 \alpha_1}{2 - \varphi^2 + \varphi^2 \cos^2 \alpha_1} = \frac{2\varphi^2 \cos^2 \alpha_1}{2 - \varphi^2 \sin^2 \alpha_1}.$$

Для випадку, коли, наприклад,  $\alpha_1 = 12^\circ$ ,  $\varphi = \psi = 0,965$ , одержуємо  $v_{\text{опт}} = 0,978$  і  $\eta_{u\text{max}} = 0,91$ .

Зіставлення з даними аналогічного прикладу для активного сту-

пеня свідчить про те, що в реактивному ступені є можливості одержання трохи більших значень колового ККД, ніж в активному. Це пояснюється зниженими втратами в реактивній робочій решітці внаслідок менших кутів повороту потоку.

Для ступеня з довільною мірою реактивності оптимальне значення швидкісної характеристики  $v_{\text{опт}}$  можна знайти за наближеною формулою

$$v_{\text{опт}} = \frac{\cos \alpha_1}{2(1-\rho)}. \quad (4.21)$$

Очевидно, що оптимальне значення швидкісної характеристики буде тим вище, чим більша міра реактивності в ступені і менший кут  $\alpha_1$  виходу потоку із соплових каналів. При  $\rho = 0$  і  $\rho = 0,5$  з формули (4.21) впливають окремі формули (4.16) і (4.20).

**Багатовінцеві активні ступені.** Схему будови і принцип роботи багатовінцевого ступеня було розглянуто в § 1.3. Процес на діаграмі  $h-s$  у двовінцевому активному ступені ( $\rho = 0$ ) та трикутники швидкостей зображені на рис.4.32 і 4.33. Для такого ступеня характерні співвідношення кутів:

$$\beta_{21} \approx \beta_{11}; \quad \alpha_{12} \approx \alpha_{21}; \quad \beta_{22} \approx \beta_{12}.$$

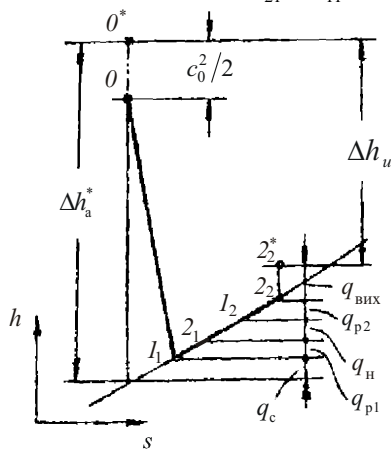


Рис.4.32. Процес розширення в двовінцевому ступені на  $h-s$ -діаграмі

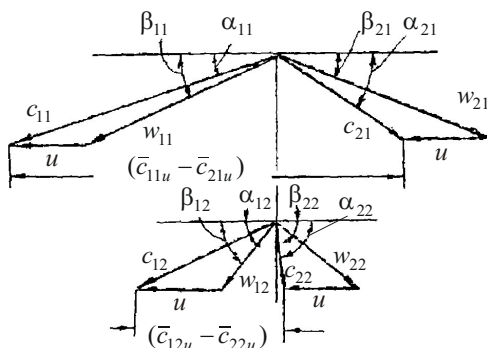


Рис.4.33. Трикутники швидкостей двовінцевого ступеня

Дотримуючись позначень перерізів відповідно до рис.1.7, для швидкостей потоку можна записати:

$$c_{11} = \varphi \sqrt{2 \Delta h_{ac}^*} = \varphi \sqrt{2 \Delta h_a^*}; \quad w_{21} = \psi_1 w_{11};$$

$$c_{12} = \psi_n c_{21}; \quad w_{22} = \psi_2 w_{12},$$

а також для колових утрат:

$$q_c = (1 - \varphi^2) \Delta h_{ac}^*; \quad q_{p1} = \frac{1 - \psi_1^2}{\psi_1^2} \frac{w_{21}^2}{2};$$

$$q_n = \frac{1 - \psi_n^2}{\psi_n^2} \frac{c_{12}^2}{2}; \quad q_{p2} = \frac{1 - \psi_2^2}{\psi_2^2} \frac{w_{22}^2}{2}; \quad q_{вих} = \frac{c_{22}^2}{2}.$$

Тут  $\varphi$ ,  $\psi_1$ ,  $\psi_n$  та  $\psi_2$  – швидкісні коефіцієнти відповідних решіток.

У випадку реактивності в будь-яких вінцях швидкості виходу із них визначаються з урахуванням ізоентропійних теплоперепадів, а на  $h$ - $s$ -діаграмі утворюються сходинки з пониженням тиску у відповідних вінцях, як це відбувається в робочому вінці одновінцевого активного ступеня з реакцією.

Колова робота ступеня визначається як сума колових робіт обох робочих вінців, тобто

$$l_u = u [(\bar{c}_{11u} - \bar{c}_{21u}) + (\bar{c}_{12u} - \bar{c}_{22u})]. \quad (4.22)$$

З рис.4.33 видно, що робота в першому вінці двовінцевого ступеня приблизно втричі перевищує роботу другого вінця.

Перетворимо праву частину виразу (4.22) аналогічно тому, як це робилося у випадках активного та реактивного ступенів, так щоб із швидкостей залишилися тільки  $c_{11}$  та  $u$ .

Спочатку, користуючись трикутниками швидкостей, запишемо

$$(\bar{c}_{11u} - \bar{c}_{21u}) + (\bar{c}_{12u} - \bar{c}_{22u}) = (c_{11} \cos \alpha_{11} + c_{21} \cos \alpha_{21}) + \\ + (c_{12} \cos \alpha_{12} + c_{22} \cos \alpha_{22}),$$

а потім перетворимо окремі доданки, використавши співвідношен-

ня між швидкостями і попередньо позначивши:

$$\frac{\cos \beta_{21}}{\cos \beta_{11}} = n; \quad \frac{\cos \alpha_{12}}{\cos \alpha_{21}} = m; \quad \frac{\cos \beta_{22}}{\cos \beta_{12}} = n'.$$

Одержимо формули:

$$\begin{aligned} c_{21} \cos \alpha_{21} &= w_{21} \cos \beta_{21} - u = \psi_1 w_{11} \cos \beta_{11} \frac{\cos \beta_{21}}{\cos \beta_{11}} - u = \\ &= \psi_1 (c_{11} \cos \alpha_{11} - u) \frac{\cos \beta_{21}}{\cos \beta_{11}} - u = n \psi_1 (c_{11} \cos \alpha_{11} - u) - u; \\ c_{12} \cos \alpha_{12} &= \psi_{\text{н}} c_{21} \cos \alpha_{21} \frac{\cos \alpha_{12}}{\cos \alpha_{21}} = m \psi_{\text{н}} c_{21} \cos \alpha_{21} = \\ &= m \psi_{\text{н}} (w_{21} \cos \beta_{21} - u) = m \psi_{\text{н}} [n \psi_1 (c_{11} \cos \alpha_{11} - u) - u] = \\ &= nm \psi_1 \psi_{\text{н}} (c_{11} \cos \alpha_{11} - u) - m \psi_{\text{н}} u; \\ c_{22} \cos \alpha_{22} &= w_{22} \cos \beta_{22} - u = \psi_2 w_{12} \cos \beta_{12} \frac{\cos \beta_{22}}{\cos \beta_{12}} - u = \\ &= n' \psi_2 (c_{12} \cos \alpha_{12} - u) - u = \\ &= n' \psi_2 [nm \psi_1 \psi_{\text{н}} (c_{11} \cos \alpha_{11} - u) - m \psi_{\text{н}} u - u] - u. \end{aligned}$$

Тоді

$$\begin{aligned} [(\bar{c}_{11u} - \bar{c}_{21u}) + (\bar{c}_{12u} - \bar{c}_{22u})] &= (c_{11} \cos \alpha_{11} + c_{21} \cos \alpha_{21}) + \\ &+ (c_{12} \cos \alpha_{12} + c_{22} \cos \alpha_{22}) = c_{11} \cos \alpha_{11} + n \psi_1 (c_{11} \cos \alpha_{11} - u) - u + \\ &+ nm \psi_1 \psi_{\text{н}} (c_{11} \cos \alpha_{11} - u) - m \psi_{\text{н}} u + n' \psi_2 [nm \psi_1 \psi_{\text{н}} (c_{11} \cos \alpha_{11} - u) - \\ &- m \psi_{\text{н}} u - u] - u = ac_{11} \cos \alpha_{11} - bu, \end{aligned}$$

де коефіцієнти

$$a = 1 + n\psi_1 + nm\psi_1\psi_n + mn'n'\psi_1\psi_n\psi_2;$$

$$b = 2 + n\psi_1 + m\psi_n + n'\psi_2 + nm\psi_1\psi_n + mn'\psi_n\psi_2 + mn'n'\psi_1\psi_n\psi_2.$$

Таким чином,

$$\eta_u = \frac{2u(ac_{11}\cos\alpha_{11} - bu)}{c_{11t}^2}$$

або

$$\eta_u = 2\varphi^2 v_1 (a\cos\alpha_{11} - bv_1). \quad (4.23)$$

Узявши похідну з виразу (4.23) і зрівнявши її до нуля, знайдемо оптимальне значення швидкісної характеристики двовінцевого ступеня при  $\rho = 0$ , що відповідає максимальному значенню колового ККД,

$$v_{\text{опт}} = \frac{a\cos\alpha_{11}}{2b}.$$

Отже, максимальний коловий ККД ступеня

$$\eta_{u\text{max}} = \frac{a^2\varphi^2\cos^2\alpha_{11}}{2b}.$$

Аналогічні формули для ККД та оптимального значення швидкісної характеристики можуть бути отримані для ступенів із трьома і більше вінцями. При цьому коефіцієнти  $a$  і  $b$  будуть включати додаткові члени, які містять швидкісні коефіцієнти та відношення косинусів кутів наступних вінців.

Як показують розрахунки, у всіх випадках

$$\frac{a}{b} \approx \frac{1}{z}, \quad (4.24)$$

де  $z$  – число робочих вінців багатовінцевого ступеня.

Це співвідношення виконується точно при відсутності втрат у робочих і напрямних решітках ( $\psi_1 = \psi_n = \psi_2 = 1$ ) та рівності вхідних і вихідних кутів кожної з робочих і проміжних напрямних решіток ( $m = n = n' = 1$ ).

З урахуванням формули (4.24)

$$v_{\text{лопт}} = \frac{\cos \alpha_{11}}{2z}.$$

З наведеного виразу випливає, що для активного двовінцевого ступеня оптимальне значення швидкісної характеристики в два рази менше, ніж для активного одновінцевого, і при  $\alpha_{11} = 0$   $v_{\text{лопт}} = 0,25$ .

У багатовінцевих ступенях, як і в одновінцевих, максимуму колового ККД відповідає осьовий вихід потоку з робочих лопаток останнього вінця або близький до осьового.

Для реального двовінцевого ступеня при  $\alpha_{11} = 15^\circ$ ,  $\varphi = 0,965$ ,  $\psi_1 = \psi_n = \psi_2 = 0,95$  і рівних кутах входу й виходу з решіток

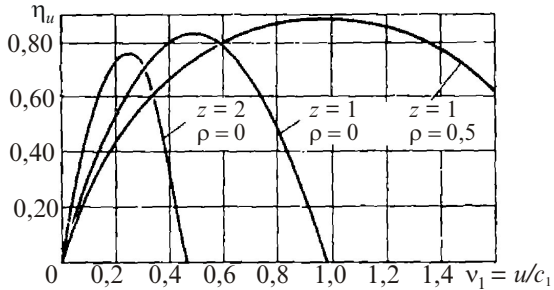
$$v_{\text{лопт}} = 0,241 \quad \text{і} \quad \eta_{\text{итmax}} = 0,76.$$

З наведеного прикладу видно, що максимально досяжний ККД двовінцевого активного ступеня істотно нижчий від ККД одновінцевих ступенів. Зі збільшенням числа вінців максимально досяжний ККД ще більше знижується. Основна причина цього полягає у великих утратах енергії в робочих і проміжних напрямних решітках через їх більшу кількість.

Наявність невеликої реактивності в багатовінцевих активних ступенях сприяє деякому зростанню ККД, але при цьому підвищується оптимальна величина швидкісної характеристики. Для двовінцевого ступеня сумарна міра реактивності всіх вінців ( $\rho_\Sigma = \sum \Delta h_{\text{ав}} / \Delta h_{\text{а}}^*$ , де  $\Delta h_{\text{ав}}$  – ізоентропійні теплоперепади в окремих робочих решітках і проміжному напрямному апараті) допускається не більше 0,20.

На рис.4.34 подані узагальнені залежності (за певних середніх  $\alpha_{11}$ ,  $\varphi$  і  $\psi$ ) колового ККД від швидкісної характеристики для ступенів різних типів: одновінцевих ( $z = 1$ ) активного і реактивного ступенів, а також двовінцевого активного ( $z = 2$ ). Для всіх ступенів цього класу криві мають такий же характер і розташовуються так само між кривими  $\rho = 0$  та  $\rho = 0,5$ , ближче до однієї або другої, залежно від  $\rho$ . Оптимальна характеристика  $v_{\text{лопт}}$  та максимальний коловий ККД також набувають проміжних значень між крайніми, що відповідають  $\rho = 0$  і  $\rho = 0,5$ .

Рис.4.34. Залежність колового ККД ступенів різних типів від швидкісної характеристики



#### § 4.9. Форми швидкісної характеристики. Характеристичне рівняння ступеня

У теорії турбін та практиці розрахунків поряд із швидкісною характеристикою  $v_1 = u/c_1$  використовують інші її форми, а саме:

$v = u/c_{1t}$  – відношення колової швидкості до теоретичної швидкості виходу газу із соплової решітки;

$v_{ад} = u/c_{ад}$ , де  $c_{ад}$  – умовна (фіктивна) швидкість витікання, розрахована для всього наявного теплоперепад ступеня в теоретичному процесі, тобто  $c_{ад} = \sqrt{2 \Delta h_a^*}$ .

Усі три характеристики однозначно пов'язані між собою:

$$v = \frac{u}{c_{1t}} = \frac{u}{c_1 / \varphi} = \varphi v_1;$$

$$v_{ад} = \frac{u}{\sqrt{2 \Delta h_a^*}} = \frac{u}{\sqrt{\frac{2 \Delta h_{ac}^*}{1-\rho}}} = \frac{u \sqrt{1-\rho}}{c_{1t}} = v \sqrt{1-\rho} = \varphi v_1 \sqrt{1-\rho}.$$

Для ступеня з  $\rho = 0$   $v_{ад} = v$ .

Аналогічні співвідношення властиві і для оптимальних значень цих характеристик, тому для кінцевого результату немає різниці, якою з них користуватися в розрахунках. Характеристики  $v_1$  та  $v$  рівноцінні, в той час як  $v_{ад}$  дещо зручніша для порівняння ступенів з різною мірою реактивності.

Наявний (теоретичний) теплоперепад ступеня, що працює за

оптимальних умов,

$$\Delta h_a^* = \frac{\Delta h_{ac}^*}{1-\rho} = \frac{c_{1t}^2}{2(1-\rho)} = \frac{u^2}{2\varphi^2 v_{\text{опт}}^2 (1-\rho)}.$$

Оскільки для одновінцевих ступенів  $v_{\text{опт}} = \frac{\cos \alpha_1}{2(1-\rho)}$ , то

$$\Delta h_a^* = \frac{2u^2 (1-\rho)}{\varphi^2 \cos^2 \alpha_1},$$

звідки одержимо характеристичне рівняння турбінного ступеня

$$\frac{\Delta h_a^* \varphi^2 \cos^2 \alpha_1}{2u^2 (1-\rho)} = 1,0.$$

Це рівняння при певних  $\varphi$  та  $\alpha_1$  визначає умови одержання максимального колового ККД ступеня через зв'язок між основними величинами  $\Delta h_a^*$ ,  $u$ ,  $\rho$ . Таким чином, щоб забезпечити оптимальні умови роботи ступеня, достатньо можна взяти лише дві із цих величин, а третя має визначатися з одержаного рівняння.

Узагальнене характеристичне рівняння для ступенів усіх типів (враховуючи багатовінцеві активні) можна записати у вигляді

$$\frac{\Delta h_a^* \varphi^2 \cos^2 \alpha_1}{2z^2 u^2 (1-\rho)} = 1,0,$$

де  $z$  – число робочих вінців.

#### § 4.10. Внутрішні втрати в ступені

*Внутрішніми втратами* називають утрати, що впливають на стан робочого тіла, яке протікає в ступені. Внутрішні втрати складає різниця між роботою ідеального ступеня, який працює без утрат, і роботою, виконуваною на валу дійсним ступенем. Оскільки внутрішні втрати впливають на стан робочого тіла, то вони повинні знаходити відображення на  $h$ - $s$ -діаграмі.

Внутрішні втрати в турбінному ступені поєднують у дві основні

групи:

колові втрати (див. § 4.8), до яких належать утрати в сопловій і робочій решітках, а також утрати з вихідною швидкістю ( $q_c$ ,  $q_p$  і  $q_{\text{вих}}$ ); додаткові внутрішні втрати, які часто називають також *камерними*; вони виникають як наслідок конструктивних особливостей ступенів або умов їхньої роботи.

До камерних найчастіше відносять утрати:

від витоків крізь ущільнення діафрагм;

від витоків крізь периферійні зазори;

від тертя дисків і бандажа об газ;

від неповноти впуску;

від вологості пари (в парових турбінах);

від охолодження гарячих деталей ступеня (в газових турбінах);

інші втрати (обумовлені різними конструктивними, технологічними чи експлуатаційними відступами від розрахункової схеми ступеня).

У той час як колові втрати завжди спостерігаються в будь-якому ступені, камерні втрати виникають у залежності від конкретних умов роботи ступенів і конструктивного виконання та не є обов'язковими.

Основну частку всіх внутрішніх утрат складають колові втрати.

Камерні втрати оцінюють за допомогою коефіцієнтів утрат

$$\xi_i = \frac{q_i}{\Delta h_a^*},$$

де  $q_i$  – абсолютна величина відповідної камерної втрати, Дж/кг.

#### § 4.11. Утрати від витоків крізь ущільнення діафрагм

У багатоступінчастих активних турбінах ротор має дискову конструкцію, а соплові апарати проміжних ступенів установлюються в діафрагмах, які мають у місцях проходу крізь них вала лабіринтові ущільнення. Це викликано тим, що в активних ступенях на сопловий апарат діє значний перепад тисків і при барабанній конструкції ротора в зазорі між сопловими лопатками та ротором відбувалися б неприпустимо великі витoki робочого тіла.

На рис.4.35 наведені три найбільш характерні схеми течії робочого тіла в проміжних ступенях з діафрагмами.

Схема *а* типова для ступенів без розвантажувальних отворів у дисках, схема *б* – для ступенів з відносно великими витокami крізь ущільнення діафрагм і з розвантажувальними отворами в дисках, схема *в* – для ступенів з розвантажувальними отворами в дисках та ефективним ущільненням осьового зазору між сопловими апаратами і робочими вінцями. Наведені схеми не враховують усі можливі випадки, що ускладнює точне визначення втрат від перетікання робочого тіла крізь ущільнення діафрагм, оскільки з усіх витрат із прийнятною точністю можуть бути знайдені тільки  $G$  і  $G_{у.д}$ .

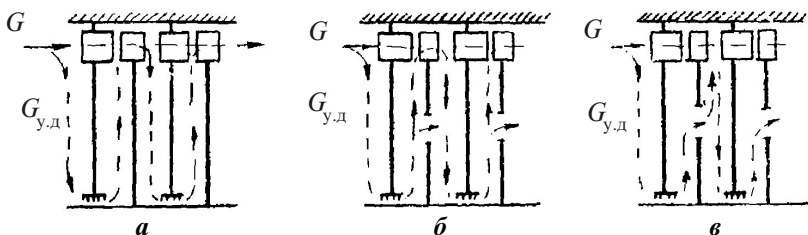


Рис.4.35. Схеми течії робочого тіла в проміжних ступенях з діафрагмами

Найпростіше і з достатньою точністю розраховуються втрати в ступені, що працює за схемою *в* і в якому робота здійснюється робочим тілом у кількості  $G - G_{у.д}$ , а стан останнього за ступенем визначається змішуванням робочого тіла, яке пройшло крізь решітки ступеня, і робочого тіла, яке протікло спочатку через ущільнення діафрагми, а потім через розвантажувальні отвори. Для цього випадку втрати роботи на робочих лопатках ступеня

$$G_{у.д} l_u = q_{у.д} G,$$

де  $q_{у.д}$  – втрати, віднесені до 1 кг робочого тіла, що підводиться до ступеня.

Таким чином,

$$q_{у.д} = \frac{G_{у.д}}{G} l_u. \quad (4.25)$$

Коефіцієнт утрат від перетікання крізь ущільнення діафрагм

$$\xi_{у.д} = \frac{q_{у.д}}{\Delta h_a^*} = \frac{G_{у.д}}{G} \eta_u. \quad (4.26)$$

Ентальпія робочого тіла за ступенем після змішування визначиться з рівняння

$$G h_2 = (G - G_{y.d}) h_{2u} + G_{y.d} h_0^*,$$

де  $h_{2u}$  – ентальпія за ступенем при наявності тільки колових утрат.  
Звідси

$$h_2 = \frac{(G - G_{y.d}) h_{2u} + G_{y.d} h_0^*}{G} = h_{2u} + \frac{G_{y.d}}{G} (h_0^* - h_{2u}) = h_{2u} + q_{y.d},$$

тобто в результаті втрат ентальпія газу за ступенем підвищується.

Наведена методика розрахунку може бути застосована з деякими припущеннями і для інших схем течії газу в ступені. Наприклад, у схемах **а** і **б** варто допустити, що газ, який надходить через осьовий зазор на робочі лопатки, не збільшує корисну роботу.

Для оцінки втрат від витоків за формулами (4.25) і (4.26) необхідно попередньо визначити витрату газу крізь ущільнення діафрагми  $G_{y.d}$ .

У турбінних ступенях для зниження розглянутих витоків найчастіше застосовують безконтактні лабіринтові ущільнення різноманітного конструктивного виконання. Схему будови і принцип дії лабіринтового ущільнення зображено на рис.4.36.

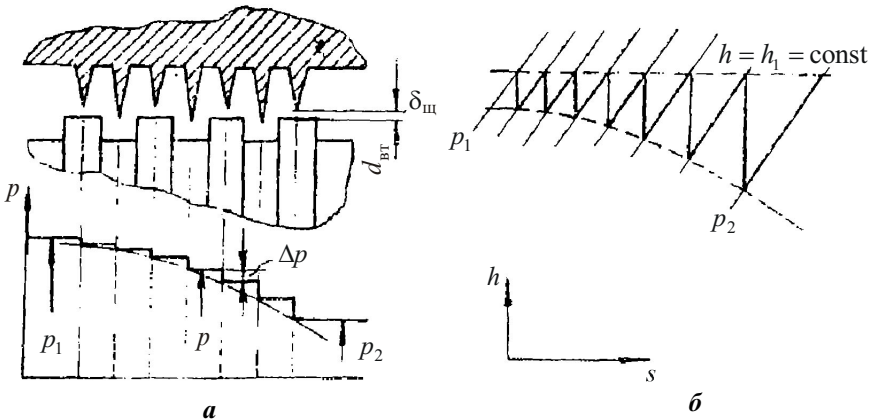


Рис.4.36. Схема лабіринтового ущільнення (**а**) і процес течії в ньому на  $h-s$ -діаграмі (**б**)

Весь перепад тисків у такому ущільненні  $p_1 - p_2$  розподіляється між окремими лабіринтовими камерами. Течію газу крізь ущільнення можна розглядати як процеси, що послідовно чергуються: розширення в щілинах і гальмування внаслідок ударів об стінки та вихороутворення в наступних за щілинами розширювальних камерах.

На  $h-s$ -діаграмі показана зміна стану газу, який тече крізь ущільнення, для випадку відсутності втрат при розширенні в щілинах і повному гасінні кінетичної енергії в розширювальних камерах. Вузлові точки на верхній межовій лінії  $h_1 = \text{const}$  відповідають станам газу в камерах, на нижній кривій (*крива Фанно*) – станам на виході з щілин. Вертикальні відрізки на  $h-s$ -діаграмі відповідають ізоентропійному розширенню в щілинах, похилі – ізобарному гальмуванню в камерах.

Зі збільшенням числа щілин в ущільненні зменшуються перепади тисків у кожній із щілин. Це приводить до зменшення швидкостей газу в щілинах, а отже, і витрати газу.

Наближена теорія лабіринтового ущільнення, розроблена А.Стодолою, набула поширення в практиці турбобудування. Визначення витоку газу крізь лабіринтове ущільнення ґрунтується на наступних припущеннях:

швидкість, набута газом при проходженні крізь лабіринтову щілину, цілком гальмується в лабіринтовій камері;

у межах одного лабіринту газ береться нестисливим.

Відповідно до рівняння нерозривності для будь-якої щілини справедлива залежність

$$G v = f c.$$

При сталій течії, нехтуючи різницею кільцевих площ щілин, можна записати

$$\frac{G}{f} = \frac{c}{v} \quad (4.27)$$

для всіх щілин ущільнення. Тут  $v$  – питомий об'єм на виході з щілини;  $c$  – набута в щілині швидкість.

Оскільки питомий об'єм газу внаслідок розширення зростає від щілини до щілини, то для збереження рівності (4.27) у кожній наступній щілині швидкість течії повинна бути більшою, ніж у попередній. Оскільки швидкість у щілині не може перевищити критичну, а мак-

симальна швидкість досягається в останній щілині, то критична швидкість може бути досягнута тільки в ній. У всіх інших щілинах швидкість течії завжди докритична.

Розглянемо випадок, коли в останній щілині ущільнення течія докритична.

Витрату газу крізь будь-яку щілину ущільнення (уподібнюючи її до сопла) можна виразити формулою

$$G = \mu f \frac{p}{\sqrt{RT}} \sqrt{\frac{2k}{k-1} \left[ \left( \frac{p - \Delta p}{p} \right)^{\frac{2}{k}} - \left( \frac{p - \Delta p}{p} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}, \quad (4.28)$$

де  $p$  і  $T$  – параметри газу в камері перед щілиною (швидкість взята рівною нулю);  $\Delta p$  – спад тиску в щілині;  $\mu$  – коефіцієнт витрати, який враховує неізоентропійність розширення в щілинах.

Формулу (4.28) легко перетворити до вигляду

$$G^2 = \mu^2 f^2 \frac{p^2}{RT} \frac{2k}{k-1} \left[ \left( \frac{p - \Delta p}{p} \right)^{\frac{2}{k}} - \left( \frac{p - \Delta p}{p} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right].$$

Розкладаючи в квадратних дужках двочлени за правилом бінома Ньютона й обмежуючись через малість відношення  $\Delta p/p$  двома членами в кожному розкладі, одержуємо

$$G^2 = \mu^2 f^2 \frac{p^2}{RT} \frac{2k}{k-1} \left[ 1 - \frac{2}{k} \frac{\Delta p}{p} - 1 + \frac{k+1}{k} \frac{\Delta p}{p} \right]$$

або

$$G^2 = \mu^2 f^2 \frac{2p}{RT} \Delta p. \quad (4.29)$$

Записавши формулу (4.29) для всіх послідовно розташованих щілин ущільнення та підсумувавши ліві і праві частини всіх рівнянь, знайдемо

$$\sum_1^z G^2 = \sum_1^z \mu^2 f^2 \frac{2p}{RT} \Delta p$$

або з урахуванням сталості частини вхідних величин

$$zG^2 = \mu^2 f^2 \frac{2}{RT} \sum_1^z p \Delta p$$

(тут температуру  $T$  на лінії  $h = \text{const}$  також взято сталою).

Замінімо в правій частині суму інтегралом

$$\sum_1^z p \Delta p = - \int_{p_1}^{p_2} p dp,$$

що відповідає умові  $z \rightarrow \infty$ . Знак "мінус" у правій частині пояснюється розходженням знаків  $\Delta p$  і  $dp$  за змістом.

Після інтегрування одержимо

$$zG^2 = \mu^2 f^2 \frac{2}{RT} \frac{p_1^2 - p_2^2}{2},$$

звідки

$$G = \mu f \sqrt{\frac{p_1^2 - p_2^2}{zRT}}$$

або, підставивши  $RT = p_1 v_1$ ,

$$G = \mu f \sqrt{\frac{p_1^2 - p_2^2}{z p_1 v_1}}. \quad (4.30)$$

Коефіцієнт витрати  $\mu$  залежить від конструкції лабіринту, яка впливає на міру гасіння швидкості в камері, від форми і кроку гребенів. У загальному випадку коефіцієнт витрати враховує не тільки втрати при розширенні в щілині, але й можливе використання швидкості газу, набутої в попередній щілині, тому він може відрізнятись від одиниці як у меншу, так і в більшу сторону (наприклад, у прямо-токовому ущільненні).

Запишемо коефіцієнт витрати у вигляді добутку:

$$\mu = \mu' K,$$

де  $K$  – коефіцієнт, який враховує конструкцію лабіринтового ущіль-

нення. На рис.4.37 показано різні типи лабіринтових ущільнень і наведено значення  $K$  для них, отримані на основі експериментальних досліджень [18]. Коefіцієнт  $\mu'$  залежить від форми гребеня і дорівнює 0,7...0,9. Менші значення відносяться до гребенів з гострими кромками, більші – до заокруглених.

Якщо в останній щілині досягається критична швидкість, рівняння (4.30) справедливе тільки для  $(z-1)$ -щілин:

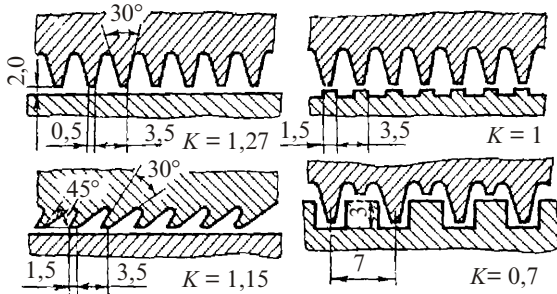


Рис.4.37. Схеми лабіринтових ущільнень різних типів

$$G = \mu f \sqrt{\frac{p_1^2 - p_{z-1}^2}{(z-1) p_1 v_1}}, \quad (4.31)$$

де  $p_{z-1}$  – тиск перед останньою щілиною.

Витрата крізь ущільнення, з іншого боку, як критична витрата крізь останню щілину

$$G = G_{\text{кр}} = \mu f \sqrt{k \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}} \frac{p_{z-1}}{v_{z-1}}}. \quad (4.32)$$

Зрівнюючи праві частини рівнянь (4.31) і (4.32) та допускаючи, що коефіцієнти витрати однакові, одержуємо

$$\frac{p_1^2 - p_{z-1}^2}{(z-1) p_1 v_1} = k \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}} \frac{p_{z-1}}{v_{z-1}}.$$

Помноживши в правій частині чисельник і знаменник на  $p_{z-1}$ , з урахуванням рівності  $p_{z-1} v_{z-1} = p_1 v_1$  (на лінії  $h = \text{const}$ ) одержимо

$$p_1^2 - p_{z-1}^2 = m(z-1) p_{z-1}^2,$$

де

$$m = k \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}},$$

і, отже,

$$p_{z-1}^2 = \frac{p_1^2}{1 + m(z-1)}.$$

Підставляючи знайдене значення  $p_{z-1}^2$  у рівняння (4.31), знаходимо

$$G = G_{\text{кр}} = \mu f \sqrt{\frac{p_1^2 \left[ 1 - \frac{1}{m(z-1)+1} \right]}{(z-1)p_1 v_1}} = \mu f \sqrt{\frac{p_1}{\left( z + \frac{1}{m} - 1 \right) v_1}}.$$

У залежності від природи робочого тіла останнє рівняння набуває конкретного вигляду:

при  $k = 1,4$

$$G = G_{\text{кр}} = \mu f \sqrt{\frac{p_1}{(z+1,1)v_1}};$$

при  $k = 1,3$

$$G = G_{\text{кр}} = \mu f \sqrt{\frac{p_1}{(z+1,5)v_1}}.$$

Критична течія в останній щілині виникає в тому випадку, коли тиск за ущільненням

$$p_2 \leq p_{2\text{кр}},$$

де  $p_{2\text{кр}}$  – критичний тиск для даного ущільнення.

Критичний тиск можна знайти, застосувавши для останньої щілини рівняння

$$p_{2\text{кр}} = \varepsilon_{\text{кр}} p_{z-1}.$$

Використовуючи наведене вище співвідношення для  $p_{z-1}^2$ , одер-

жуємо

$$p_{2\text{кр}} = \varepsilon_{\text{кр}} \frac{p_1}{\sqrt{1+m(z-1)}}.$$

Для окремих випадків:

при  $k = 1,4$  ( $\varepsilon_{\text{кр}} = 0,528$ )

$$p_{2\text{кр}} = \frac{0,77 p_1}{\sqrt{z+1,1}};$$

при  $k = 1,3$  ( $\varepsilon_{\text{кр}} = 0,546$ )

$$p_{2\text{кр}} = \frac{0,85 p_1}{\sqrt{z+1,5}}.$$

Як впливає з останніх формул, критичний тиск за ущільненням залежить не тільки від  $p_1$  (що властиве для сопла), але й від числа щілин.

У формули для визначення витрати газу крізь ущільнення входять:  $f$  – кільцева площа щілини,  $\text{м}^2$ ;  $p$  – тиск,  $\text{Па}$ ;  $v$  – питомий об'єм,  $\text{м}^3/\text{кг}$ .

Кільцева площа щілини

$$f = \pi d_{\text{вт}} \delta_{\text{щ}},$$

де  $d_{\text{вт}}$  – діаметр втулки, на якому встановлюється ущільнення;  $\delta_{\text{щ}}$  – радіальний зазор (див. рис.4.36).

Очевидно, що чим меншими будуть діаметр, на якому встановлюється ущільнення, і радіальний зазор, тим менші будуть утрати від витоків крізь дане ущільнення.

Тиски  $p_1$  і  $p_2$  при розрахунку витоків крізь ущільнення діафрагм беруть рівними тискам перед і за сопловим апаратом, що є лише деяким наближенням до дійсності, оскільки при цьому не враховується вплив обертання дисків на параметри газу в зазорах між дисками і діафрагмами.

### § 4.12. Утрати від витоків крізь периферійні зазори

Вплив радіальних зазорів у проточній частині на ККД може виявлятися двома шляхами.

По-перше, крізь радіальний зазор між робочими лопатками і корпусом відбувається перетікання робочого тіла з увігнутої поверхні лопатки на спинку цієї ж лопатки в коловому напрямі (див. § 4.3). Таке перетікання відносять до кінцевих явищ у решітках і враховують швидкісними коефіцієнтами.

По-друге, крізь радіальні зазори при наявності перепаду тисків у решітках відбувається перетікання деякої кількості робочого тіла в напрямі, близькому до осевого, без здійснення корисної роботи. Це призводить до додаткових внутрішніх утрат, які не враховуються каловим ККД.

У власне активних ступенях і активних з невеликою мірою реактивності перетікання крізь зазори в осевому напрямі відсутні або мізерно малі, тим більше, що робочі вінці в таких ступенях, як правило, покриваються бандажем, який дозволяє добре ущільнювати радіальні зазори.

Утрати від перетікання крізь зазори в проточній частині активних ступенів з мірою реактивності  $\rho > 0,15 \dots 0,20$  і реактивних можуть бути враховані в такий спосіб.

**Активні ступені з реакцією.** Типова схема конструктивного оформлення активного ступеня з обандаженими лопатками зображена на рис.4.38. Передбачено осьове ущільнення з зазором  $\delta_a$  і радіальні

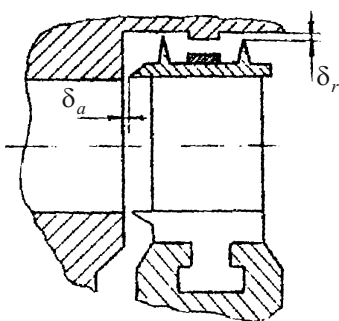


Рис.4.38. Схема активного ступеня з обандаженими лопатками

ущільнення з зазором  $\delta_r$  кількістю  $z$  (за числом ущільнювальних гребенів).

Кількість газу, що перетікає крізь периферійне ущільнення, у загальному випадку можна записати у вигляді

$$G_{\text{заз}} = \mu w_{\text{заз}} \frac{f_{\text{заз}}}{v_p},$$

де  $\mu$  – коефіцієнт витрати;  $w_{\text{заз}}$  і  $v_p$  – відповідно швидкість і питомий об'єм газу на виході з зазору;  $f_{\text{заз}}$  – кільцева площа зазору.

Швидкість  $w_{\text{ззз}}$  – умовна, визначається через ізоентропійний теплоперепад у робочій решітці, тобто

$$w_{\text{ззз}} = \sqrt{2 \Delta h_{\text{ар}}},$$

а коефіцієнт витрати зазорів

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{z}},$$

де  $z$  – загальна кількість щілин ущільнення бандажа, включаючи й осьовий зазор.

Утрати в ступені від перетікання газу крізь зазори

$$q_{\text{ззз}} = \frac{G_{\text{ззз}}}{G} \Delta h_u,$$

а коефіцієнт утрат

$$\xi_{\text{ззз}} = \frac{q_{\text{ззз}}}{\Delta h_a^*} = \frac{G_{\text{ззз}}}{G} \eta_u.$$

При дисковій конструкції ротора, яка характерна для даних ступенів, коефіцієнт утрат від витоків крізь зазори облопачування може бути визначений за формулою [21]

$$\xi_{\text{ззз}} = \frac{\left(1 + \frac{1}{\lambda}\right) \delta_c}{l_c \sin \alpha_1} \sqrt{\rho + \frac{1,8}{\lambda}} \eta_u, \quad (4.33)$$

де  $\delta_c$  – еквівалентний зазор;  $\lambda = D_{\text{ср}}/l_p$  – відношення середнього діаметра ступеня до довжини робочих лопаток;  $l_c$  – довжина соплових лопаток;  $\alpha_1$  – кут виходу потоку із соплового апарата;  $\rho$  – міра реактивності на середньому діаметрі.

Еквівалентний зазор, що входить до виразу (4.33), для ступеня з оббандаженими робочими лопатками обчислюється за формулою

$$\delta_c = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{(\mu_a \delta_a)^2} + \frac{z}{(\mu_r \delta_r)^2}}}, \quad (4.34)$$

де  $\delta_a$  і  $\delta_r$  – осьовий і радіальний зазори в ущільненнях бандажа;  $\mu_a$  і  $\mu_r$  – коефіцієнти витрат, які можна брати: для осьового зазору  $\mu_a = 0,5$ , для радіальних зазорів (при відношенні зазору до товщини гребеня біля вершини  $\delta_r/\Delta = 1 \dots 3$ )  $\mu_r = 0,80 \dots 0,75$ ;  $z$  – число радіальних зазорів.

Якщо робочі лопатки не мають бандажа, то еквівалентний зазор визначається як

$$\delta_e = 0,75 \delta_r. \quad (4.35)$$

**Реактивні ступені** виконуються без діафрагм, а соплові лопатки встановлюються безпосередньо в корпусі або у вставній обоймі. При цьому неминучі радіальні зазори між сопловими лопатками і ротором та між робочими лопатками і корпусом.

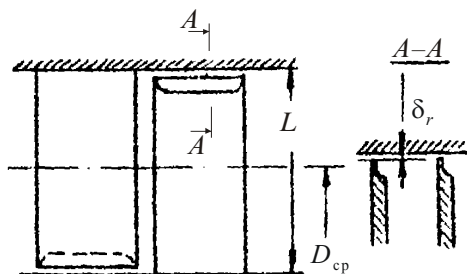


Рис.4.39. Схема реактивного ступеня з необбандаженими лопатками

Часто лопатки реактивних ступенів не мають бандажів, а вільна периферійна кромка скошується і загострюється, що дозволяє зменшити радіальні зазори до мінімуму без загрози для безпечної роботи решіток (рис.4.39).

Утрати від перетікання крізь зазори ущільнення такого ступеня можна визначити, зробивши такі припущення:

в зазорах робочих лопаток течія газу осьова;

в зазорах газ розширюється до тих же тисків, що й у вінцях, і набуває такої ж за величиною швидкості;

газ, що виходить із зазору соплових лопаток, унаслідок обертання ротора має той же напрям, що й у каналах робочих лопаток, і, проходячи через робочий вінець, здійснює там корисну роботу.

При таких припущеннях вплив зазорів може враховуватися так званим *волюметричним коефіцієнтом*

$$\eta_v = \frac{\pi D_{ср} L \sin \alpha_1 - \pi D_{ср} \delta_r}{\pi D_{ср} L \sin \alpha_1} = 1 - \frac{\delta_r}{L} \frac{1}{\sin \alpha_1},$$

де  $L$  – відстань по радіусу між ротором і статором.

### Утрати від перетікання крізь зазори

$$q_{\text{заз}} = (1 - \eta_v) \Delta h_u,$$

а коефіцієнт утрат

$$\xi_{\text{заз}} = (1 - \eta_v) \eta_u = \frac{\delta_r}{L \sin \alpha_1} \eta_u. \quad (4.36)$$

Для обандажених вінців з осьовим ущільненням (рис.4.40,*а*) у наведені формули замість радіального зазору підставляється осьовий зазор  $\delta_a$ , а замість  $L$  – висота лопаток  $l_p$ . Якщо по бандажу є додаткові пристрої, що ущільнюють (див. рис.4.40,*б*), розрахунок можна виконувати за тими ж формулами, але замість зазору слід брати еквівалентний зазор

$$\delta_e = \frac{\delta_r}{\sqrt{z}}.$$

Для розрахунку втрат від витоків крізь радіальні зазори в реактивних турбінах можна також скористатися формулою [21]

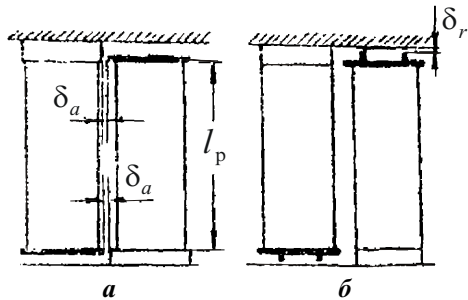


Рис.4.40. Схеми реактивних ступенів з ущільненнями:

*а* – осьовим; *б* – радіальним

$$\xi_{\text{заз}} = \frac{2\delta_e}{l_c \sin \alpha_1} \sqrt{1 + \frac{1,8}{\lambda}} \eta_u, \quad (4.37)$$

де еквівалентний зазор  $\delta_e$  у випадку обандажених соплових і робочих лопаток (див. рис.4.40) знаходиться за формулою (4.34), а для ступенів з лопатками без бандажів (див. рис.4.39) – за формулою (4.35).

Порівняння формул (4.36) і (4.37) показує, що за інших рівних умов остання дає числові значення втрат трохи більші.

У практиці для визначення втрат від витоків у реактивному ступені з необандаженими лопатками іноді використовують емпіричну формулу [9]

$$\xi_{\text{ззз}} = 1,72 \frac{\delta_r^{1,4}}{l}$$

або

$$\xi_{\text{ззз}} = 3,1 \frac{\delta_r}{l}.$$

У наведених формулах  $\delta_r$  і  $l$  – середні значення відповідно радіального зазору та висоти лопаток у ступені. Дані формули враховують сумарні втрати від витоків у радіальних зазорах соплових і робочих лопаток.

Необхідно уточнити, що формули для визначення втрат крізь радіальні зазори соплових і робочих лопаток, як і взагалі для всіх утрат, є наближеними. Вони не враховують багато факторів, які супроводжують реальні процеси в ступенях.

Як видно з наведених у цьому розділі формул, основним фактором, що визначає втрати від витоків крізь радіальні зазори в турбінному ступені, є відносний зазор  $\delta_r/l$ .

Унаслідок обмежень абсолютної величини зазорів конструктивними можливостями щодо забезпечення надійності турбіни, відносні зазори і, отже, втрати від витоків залежать у першу чергу від довжини лопаток. Чим більша довжина лопаток ступеня, тим меншими можуть бути втрати від витоків крізь зазори.

Необхідно відзначити ефективність застосування бандажних пристроїв у турбінних ступенях. Так, застосування бандажа цілком виключає тангенціальні (колові) перетікання в радіальному зазорі з увігнутої поверхні лопатки на спинку й усуває пов'язані з цим утрати з числа кінцевих у решітках. Крім того, конструкція додаткових ущільнень по бандажу дозволяє одночасно трохи знизити і втрати від перетікання в осьовому напрямі.

Особливо ефективне застосування бандажа в робочих решітках активних ступенів з невеликою довжиною лопаток, де перетікання робочого тіла з увігнутої поверхні лопаток на спинку може істотно знизити швидкісний коефіцієнт  $\psi$ .

Застосування бандажів у реактивних ступенях дозволяє підвищити економічність в основному за рахунок зменшення витоків в осьовому напрямі, для чого бандаж забезпечується двома-трьома ущільнювальними гребенями.

### § 4.13. Утрати від тертя дисків і бандажа

Утрати від тертя дисків і бандажа виникають в активних турбінних ступенях з дисковою конструкцією ротора. При обертанні турбінного диска в камері, утвореній нерухомими стінками, наприклад, сусідніх діафрагм у проміжному ступені (рис.4.41,*а*), внаслідок в'язкості робочого тіла з'являються сили опору, що протидіють обертанню. На подолання цих сил затрачується робота, на величину якої зменшується корисна робота, що здійснюється на робочих лопатках ступеня.

Сили опору обертанню диска обумовлені тертям на вільних поверхнях диска і бандажа.

На рис.4.41,*б* показана епюра швидкостей потоку, що виникає між диском і нерухомою поверхнею. Біля поверхні диска і нерухомої поверхні в епюрі швидкостей спостерігаються підвищені градієнти. В середній частині камери швидкості потоку  $c_{\text{ср}}$  дорівнюють приблизно половині колової швидкості диска. Поблизу диска в зоні великих швидкостей внаслідок дії відцентрових сил виникає течія від центра до периферії, а біля нерухомої стінки з'являється компенсуюча течія в напрямку від периферії до центра. Таким чином, утворюється циркуляційна течія, на підтримку якої витрачається додаткова енергія, що відводиться від диска.

Утрати від тертя диска можна оцінити в такий спосіб. Нехтуючи впливом циркуляційної течії в меридіональному перерізі камери і вважаючи, що сила тертя пропорційна квадрату різниці швидкостей, записуємо умову рівності сил тертя на поверхні диска і на нерухомій поверхні для елементарного кільця, радіус якого  $r$ , а шири-

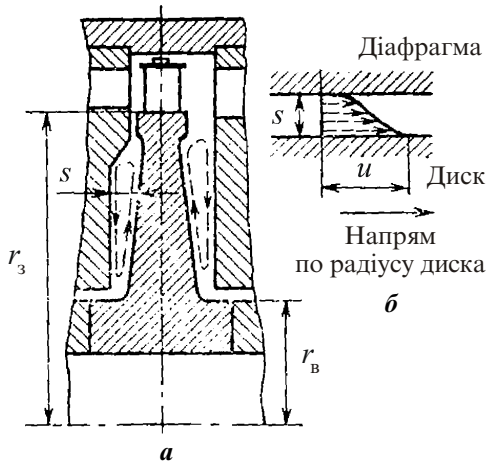


Рис.4.41. Схема течії робочого тіла в камері турбінного диска:

*а* – поздовжній переріз по камері диска; *б* – епюра швидкостей в зазорі між діафрагмою і диском

на  $dr$ ,

$$dR = K_c 2\pi r dr \frac{c_{cp}^2}{2\nu} = K_d 2\pi r dr \frac{(u - c_{cp})^2}{2\nu}.$$

Тут  $K_c$  і  $K_d$  – коефіцієнти тертя відповідно на нерухомій поверхні (стінці) і на поверхні диска;  $\nu$  – питомий об'єм газу в камері. Якщо  $K_c = K_d$ , то  $c_{cp} = u - c_{cp}$  і  $c_{cp} = u/2$ .

Потужність тертя як добуток сили на колову швидкість при тому, що тертя відбувається з обох сторін диска, для елементарного кільця визначається у вигляді

$$dN_{тр} = 2u dR,$$

а для всього диска

$$N_{тр} = \int_{r_B}^{r_3} 2u dR = 2 \int_{r_B}^{r_3} K_c 2\pi r dr \frac{c_{cp}^2}{2\nu}.$$

Проінтегрувавши та врахувавши, що  $u = \omega r$ , де  $\omega$  – кутова швидкість, а  $c_{cp} = u/2$ , одержимо

$$N_{тр} = 2K_c \frac{2\pi u_3^5}{40\omega^2\nu} \left[ 1 - \left( \frac{r_B}{r_3} \right)^5 \right].$$

Відкинувши у квадратних дужках  $(r_B / r_3)^5$ , як малу величину, порівняно з одиницею, після простих перетворень з урахуванням, що  $2r_3 = D_3$ , формулі можна надати вигляду

$$N_{тр} = K_c \frac{\pi}{20} \frac{u_3 D_3^2}{2\nu}$$

або, замінивши для зручності розрахунку зовнішній діаметр диска і колову швидкість на зовнішньому діаметрі  $D_3$  і  $u_3$  середнім діаметром ступеня та коловою швидкістю на середньому діаметрі  $D_{cp}$  і  $u$ , зважаючи на близькість їх значень, остаточно одержимо

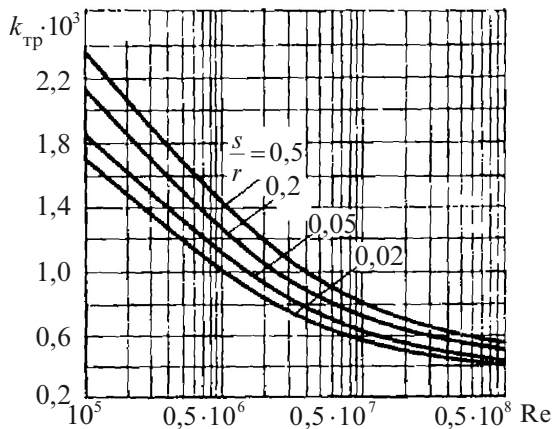
$$N_{тр} = k_{тр} \frac{u^3 D_{cp}^2}{2\nu}.$$

Коефіцієнт  $k_{\text{тр}}$  у цій формулі залежить від режиму течії в камері, тобто від числа Рейнольдса, шорсткості поверхні диска, осьової відстані між диском і нерухомою стінкою камери (вплив меридіональних струмів у камері), наявності розвантажувальних отворів у диску та ін.

На рис.4.42 наведена експериментальна залежність коефіцієнта  $k_{\text{тр}}$  від числа Рейнольдса і відносного зазору  $s/r$  [21]. Вона описується формулою

$$k_{\text{тр}} = 2,5 \cdot 10^{-2} (s/r)^{0,1} \text{Re}^{-0,2}.$$

Рис.4.42. Залежність коефіцієнта  $k_{\text{тр}}$  від числа Рейнольдса і відносного зазору  $s/r$



Для ступенів парових турбін звичайно  $k_{\text{тр}} = (0,45 \dots 0,80) \cdot 10^{-3}$ . Потужністю тертя бандажа в практичних розрахунках часто нехтують.

Відношення потужності тертя диска до теоретичної потужності ступеня складає відносні втрати від тертя диска:

$$\xi_{\text{тр}} = \frac{N_{\text{тр}}}{G \Delta h_a^*} = \frac{k_{\text{тр}} u^3 D_{\text{сп}}^2}{2 v G \Delta h_a^*}. \quad (4.38)$$

Замінивши відповідно до рівняння нерозривності для соплових каналів добуток

$$vG \approx F_c c_{1t} = F_c \sqrt{1 - \rho} c_{\text{ад}},$$

а також з огляду на те, що наявний теплоперепад ступеня пов'язаний

з фіктивною швидкістю  $c_{ад}$  співвідношенням

$$\Delta h_a^* = c_{ад}^2 / 2,$$

перетворимо рівняння (4.38) до вигляду

$$\xi_{тр} = k_{тр} \frac{D_{ср}^2}{F_c \sqrt{1-\rho}} \left( \frac{u}{c_{ад}} \right)^3$$

або, виразивши площу вихідного перерізу соплових каналів як

$$F_c = \pi D_{ср} l_c \sin \alpha_1,$$

отримаємо

$$\xi_{тр} = \frac{k_{тр}}{\pi} \frac{D_{ср}}{l_c \sin \alpha_1 \sqrt{1-\rho}} \left( \frac{u}{c_{ад}} \right)^3. \quad (4.39)$$

Згідно з даними праці [24], втрати від тертя дисків можна оцінити за формулою

$$\xi_{тр} = K_{т} \frac{D_{ср}}{l_c \sin \alpha_1 \sqrt{1-\rho}} \frac{\rho_{ср}}{\rho_1} \left( \frac{u}{c_{ад}} \right)^3, \quad (4.40)$$

де  $K_{т} = (0,58...1,15) \cdot 10^{-3}$  – коефіцієнт, що залежить від конструктивного оформлення ступеня (менші значення відповідають меншим осьовим розмірам камери між диском і діафрагмою);  $\rho_{ср} = 0,5(\rho_1 + \rho_2)$ , де  $\rho_1$  і  $\rho_2$  – густина робочого тіла до і після робочого колеса. У ступенях з малою реактивністю  $\rho_{ср} \approx \rho_1$ .

Як видно з формули (4.40), втрати від тертя зростають із збільшенням відношення  $D_{ср}/l_p$  і особливо  $u/c_{ад}$ .

#### § 4.14. Утрати від неповноти впуску

Парціальне (часткове) підведення робочого тіла застосовується у випадках, коли об'ємна витрата робочого тіла невелика, тобто в турбінах малої потужності. У ступенях з парціальним впуском робоче тіло до робочої решітки надходить не по всьому колу, а тільки на деякій його частині – *дузі впуску* (див. § 1.1).

Застосування неповного впуску викликає появу додаткових утрат у турбінному ступені, до яких відносять *вентиляційні, крайові й додаткові втрати від тертя дисків і бандажа*.

**Вентиляційні втрати.** У випадку часткового впуску в каналах робочих лопаток за межами дуги впуску відсутній активний потік робочого тіла. Ці канали заповнюються "застійним" робочим тілом з камери, в якій обертається диск.

Під дією відцентрових сил у лопаткових каналах робоче тіло переміщується від кореня лопаток до периферії. На заміну робочого тіла біля коренів лопаток з боків надходить компенсуюча маса газу. Таким чином, у каналах виникають циркуляційні течії, а з несиметричними профілями – і осьове переміщення робочого тіла (рис.4.43,*а*). Ці втрати дістали назву *вентиляційного ефекту*, а втрати, пов'язані з ним, – *вентиляційних утрат*.

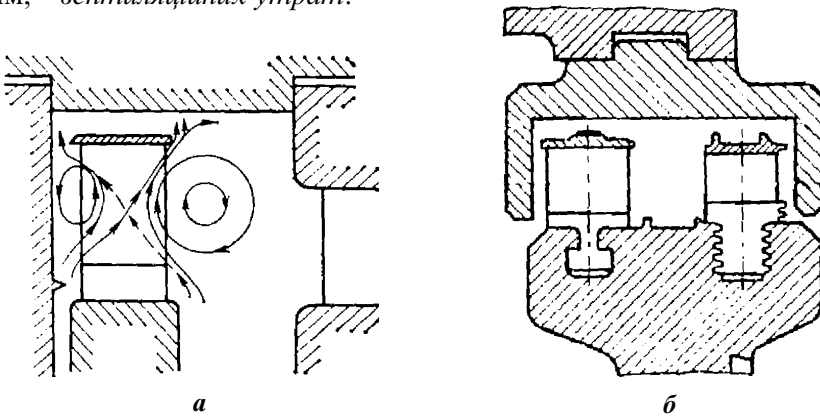


Рис.4.43. Схема вентиляційних течій в парціальному ступені (*а*) та захисний кожух двовінцевого ступеня (*б*)

Як і при визначенні втрат від тертя дисків, у розрахунках вентиляційних утрат вихідною є потужність, необхідна для створення та підтримки вентиляційного ефекту.

Для розрахунку потужності вентиляції запропоновано ряд емпіричних формул, одержаних шляхом складання на базі теоретичного аналізу структурної формули, а потім експериментального визначення коефіцієнтів.

Одна з таких формул [14] має вигляд

$$N_{\text{в}} = k_{\text{в}} D_{\text{ср}} l_{\text{р}} \left( \frac{u}{100} \right)^3 \rho_{\text{ср}} (1 - e), \quad (4.41)$$

де  $e$  – міра впуску.

Коефіцієнт вентиляційних утрат  $\xi_{\text{в}}$  можна знайти з виразу (4.41) шляхом таких же перетворень, як і при одержанні формули (4.40) для коефіцієнта втрат від тертя. У результаті одержимо

$$\xi_{\text{в}} = \frac{k_{\text{в}}}{\sin \alpha_1} \frac{1 - e}{e} \frac{l_{\text{р}}}{l_{\text{с}}} \left( \frac{u}{c_{\text{ад}}} \right)^3. \quad (4.42)$$

Коефіцієнт  $k_{\text{в}}$  рекомендовано [15,17] брати в межах  $(2,4 \dots 6,2) \cdot 10^{-2}$ .

Вентиляційні втрати суттєво залежать від розмірів та форми камери, в якій рухаються лопатки на неактивній частині дуги. Тому ефективним засобом зменшення вентиляційних утрат є встановлення на цій частині дуги захисного кожуха (див. рис.4.43,б), який обмежує простір, де можуть розвиватися вторинні течії вентиляційного ефекту.

У багатовінцевих ступенях утрати від вентиляційного ефекту підсумовуються за всіма робочими вінцями.

Формула (4.42) в загальному випадку, при наявності захисного кожуха з відносною довжиною прикритої ним дуги  $e_{\text{кож}}$  і  $z$  робочих вінців багатовінцевого ступеня, має вигляд

$$\xi_{\text{в}} = \frac{z k_{\text{в}}}{\sin \alpha_1} \frac{1 - e - 0,5 e_{\text{кож}}}{e} \frac{l_{\text{р}}}{l_{\text{с}}} \left( \frac{u}{c_{\text{ад}}} \right)^3. \quad (4.43)$$

**Крайові втрати** обумовлені явищами на краях дуги впуску. До їх складу включають утрати, викликані:

частковим заповненням каналів робочих решіток при вході і виході з активної дуги, а також розмивом потоку і додатковими вихорами на границях дуг;

витратами енергії на "вибивання" з робочих каналів при їхньому вході в активну дугу малорухомого газу і надання йому прискорення;

витратами енергії через підсмоктування робочого тіла з прико-

реневого осьового зазору між сопловою і робочою решітками або через витоки в зазор у коловому напрямку.

Для з'ясування природи цих утрат розглянемо схему течії робочого тіла в парціальному ступені (рис.4.44). На правому кінці дуги впуску застійне робоче тіло міжлопаткового каналу при русі його на границі активного потоку витісняється струменем активного робочого тіла (по границі  $C$ ); при цьому в каналі виникають вихрові течії. На виштовхування застійного газу й утворення вихорів витрачається енергія активного газу. Крім того, на правому кінці дуги впуску з зазору між діафрагмою і робочими лопатками підсмоктується застійний газ (потік  $A$ ), на що також витрачається додаткова енергія потоку.

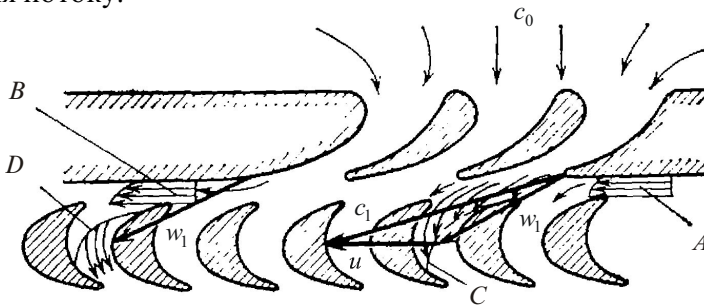


Рис.4.44. До визначення крайових утрат

На лівому кінці дуги впуску при виході міжлопаткового каналу з-під активного струменя робочого тіла в канал підсмоктується застійне робоче тіло з зазору внаслідок інерційного впливу активного газу, що залишився в каналі й відокремлений від підсмоктуваного газу границею  $D$ . Крім того, на лівому кінці з соплового каналу виникають витоки активного газу в меридіональний зазор між діафрагмою і робочими лопатками внаслідок прилипання струменя робочого тіла до стінки діафрагми (потік  $B$ ). Як на підсмоктування, так і на витоки витрачається енергія активного робочого тіла.

Для зниження витоків робочого тіла в меридіональні зазори в парціальному ступені розрахункова міра реактивності вибирається невеликою ( $\rho = 0,02 \dots 0,06$ ).

Таким чином, крайові втрати енергії в парціальному ступені визначаються рядом взаємозалежних явищ на кінцях соплових сегментів. Ці втрати пропорціональні кількості застійного робочого тіла,

що виштовхується і підсмоктується, тобто пропорціональні ширині й висоті робочих лопаток  $B_p$  і  $l_p$ . На крайові втрати впливає також відношення швидкостей  $u/c_{ад}$ , число пар кінців активних дуг (не зімкнутих) і коловий ККД  $\eta_u$ .

Найбільш поширена формула для визначення крайових утрат при  $e > 0,3$  має вигляд

$$\xi_{кр} = 0,25 \frac{B_p l_p}{F_c} \frac{u}{c_{ад}} i \eta_u, \quad (4.44)$$

де  $i$  – число пар кінців дуг впуску.

Для двовінцевого ступеня в чисельнику добуток  $B_p l_p$  змінюється на суму добутків ширини на довжину робочих лопаток обох робочих вінців  $\sum B_p l_p$ .

Під  $F_c$  у формулі (4.44) розуміють площу вихідних перерізів усіх соплових каналів, через які тече робоче тіло, перпендикулярних до швидкості  $c_1$ :

$$F_c = e \pi D_{cp} l_c \sin \alpha_1.$$

Для ступеня з повним впуском  $i = 0$  і, отже,  $\xi_{кр} = 0$ .

Для одновінцевого ступеня з мірою впуску  $e = 0,02 \dots 0,30$  [15]

$$\xi_{кр} = k_{кр} \frac{B_p}{D_{cp} \sin \alpha_1} \frac{u}{c_{ад}}, \quad (4.45)$$

де

$$k_{кр} = \frac{A}{e} + \frac{B}{e + C} + D.$$

Коефіцієнти, що входять до формули (4.45): при  $e \leq 0,1$   $A = 0,00965$ ;  $B = 0,229$ ;  $C = 0,0143$ ;  $D = -0,555$ ; при  $e > 0,1$   $A = 0,0221$ ;  $B = 1,455$ ;  $C = 0,532$ ;  $D = -0,973$ .

З крайовими втратами від витоків робочого тіла в зазор між сопловою і робочою решітками пов'язані обмеження міри реактивності парціальних ступенів. Звичайно на середньому діаметрі міра реактивності в парціальних ступенях не перевищує 0,06.

**Додаткові втрати від тертя дисків і бандажа.** Візьмемо два зовсім однакові активні ступені, що працюють за однакових умов при

однакових параметрах, які відрізняються лише тим, що в одному з них впуск робочого тіла повний ( $e = 1,0$ ), а в другому частковий ( $e < 1,0$ ).

З достатньою точністю можна вважати, що витрати робочого тіла пропорціональні мірам впуску, тобто

$$G = eG^{e=1},$$

а потужності тертя дисків однакові:

$$N_{\text{тр}} = N_{\text{тр}}^{e=1}.$$

Тоді абсолютні втрати, віднесені до 1 кг робочого тіла, будуть обернено пропорціональними, а саме

$$q_{\text{тр}} = \frac{q_{\text{тр}}^{e=1}}{e},$$

і в такій же залежності будуть і коефіцієнти втрат від тертя дисків:

$$\xi_{\text{тр}} = \frac{\xi_{\text{тр}}^{e=1}}{e}. \quad (4.46)$$

Запишемо коефіцієнт тертя в парціальному ступені як суму:

$$\xi_{\text{тр}} = \xi_{\text{тр}}^{e=1} + \Delta\xi_{\text{тр}},$$

де  $\Delta\xi$  назвемо додатковими втратами від тертя дисків у парціальному ступені.

Замінивши  $\xi_{\text{тр}}$  з рівняння (4.46), одержимо

$$\frac{\xi_{\text{тр}}^{e=1}}{e} = \xi_{\text{тр}}^{e=1} + \Delta\xi_{\text{тр}},$$

звідки

$$\Delta\xi_{\text{тр}} = \left( \frac{1}{e} - 1 \right) \xi_{\text{тр}}^{e=1}.$$

Використавши для коефіцієнта втрат від тертя дисків у ступені з повним впуском  $\xi_{\text{тр}}^{e=1}$  формулу (4.39), остаточно для додаткових утрат

від тертя диска і бандажа, викликаних парціальністю ступеня, одержимо

$$\Delta \xi_{\text{тр}} = K_{\text{т}} \frac{1-e}{e} \frac{D_{\text{ср}}}{l_{\text{с}} \sin \alpha_1 \sqrt{1-\rho}} \frac{\rho_{\text{ср}}}{\rho_1} \left( \frac{u}{c_{\text{ад}}} \right)^3. \quad (4.47)$$

Такий підхід до визначення втрат від тертя в парціальному ступені (див. формули (4.46), (4.47)) як суми втрат у ступені з повним впуском і додаткових утрат від парціальності виправданий бажанням виділити в окрему групу внутрішні втрати, пов'язані з неповнотою впуску. Але по суті він умовний і дещо штучний. Справа в тому, що фізично втрати від тертя (потужність  $N_{\text{тр}}$ ) не залежать від того, яка є міра впуску в ступені, а зростання коефіцієнта втрат від тертя  $\xi_{\text{тр}}$  є результатом опосередкованого впливу зміни витрати робочого тіла. Упевнитися в цьому легко, якщо зіставити два схожі ступені – з повним впуском і з частковим – за однакових  $D_{\text{ср}}$  і параметрів робочого тіла, а також рівних корисних потужностей.

Оскільки парціальні турбіни і ступені малопотужні з невеликою витратою робочого тіла, а внаслідок цього мають досить короткі лопатки, то зміною зовнішнього діаметра диска при переході від повного впуску до часткового можна нехтувати і вважаємо, що потужності тертя будуть однаковими, тобто

$$N_{\text{тр}} = N_{\text{тр}}^{e=1}.$$

При однакових корисних потужностях у межах впливу на ККД камерних утрат можна вважати однаковими і витрати робочого тіла:

$$G = G^{e=1}.$$

Тоді однаковими будуть абсолютні втрати в розрахунку на 1 кг робочого тіла ( $q_{\text{тр}} = q_{\text{тр}}^{e=1}$ ), а також коефіцієнти втрат ( $\xi_{\text{тр}} = \xi_{\text{тр}}^{e=1}$ ), тобто введення парціального впуску при сталій потужності ступеня не змінює коефіцієнта втрат від тертя диска.

Оскільки парціальний впуск застосовується тільки в активних ступенях, для яких характерна дискова конструкція ротора, то в деяких методиках утрати від тертя дисків об'єднують з вентиляційними та розраховують за спільною формулою як *утрати від тертя і вентиляції*.

Однією з перших дослідних залежностей для визначення втрат потужності від тертя і вентиляції була формула, запропонована А.Стодолю,

$$N_{\text{т.в}} = 0,735 \left[ 1,46 D_{\text{ср}}^2 + 0,83 A(1-e) D_{\text{ср}} l_p^{1,5} \right] \left( \frac{u}{100} \right)^3 \rho_{\text{ср}} \text{ кВт}, \quad (4.48)$$

де  $A$  – коефіцієнт, який береться рівним 1,0 при обертанні робочих лопаток спинкою вперед; 2,8 – при обертанні їх кромками вперед.

Перший член у квадратних дужках формули (4.48) враховує втрати потужності від тертя, другий – від вентиляції. При повному впуску ( $e = 1,0$ ) другий член відсутній.

Для багатовінцевих ступенів у другому доданку формули слід підставити  $\sum l_p^{1,5}$  замість  $l_p^{1,5}$  для всіх робочих вінців.

При застосуванні противентиляційного захисного кожуха в круглих дужках після  $e$  має бути ще один від'ємник  $0,5e_{\text{кож}}$ .

Формула Стодоли (4.48) справедлива при невеликих колових швидкостях (60...100 м/с).

**Оптимальна величина міри впуску.** Для забезпечення необхідної витрати робочого тіла площа вихідного перерізу соплового апарата має складати певну величину. Оскільки

$$F_c = e \pi D_{\text{ср}} l_c \sin \alpha_1,$$

то при фіксованих  $D_{\text{ср}}$  і  $\alpha_1$  треба забезпечити

$$e l_c = \text{idem},$$

звідки видно, що міра впуску і довжина лопаток – величини обернено пропорціональні. Збільшення міри впуску спричиняє зменшення довжини лопаток. З величинами  $e$  і  $l_c$  пов'язані вентиляційні, крайові та кінцеві втрати в сопловій та робочій решітках. При цьому  $e$  і  $l_c$  впливають на втрати по-різному. Так, із зменшенням  $e$  вентиляційні та крайові втрати зростають, але збільшується також  $l_c$ , що приводить до зменшення кінцевих утрат у решітках. Таким чином, одні втрати зі зменшенням  $e$  зростають, інші – зменшуються. Це приводить до того, що існує оптимальна для кожного конкретного випадку міра впуску, за якої сумарні втрати будуть мінімальними, а ККД ступеня – максимальним.

Поблизу оптимального значення міри впуску  $e_{\text{опт}}$  сума втрат у ступені змінюється незначно, тому можливі невеликі відхилення обраної міри впуску від її оптимального значення.

Наближені значення  $e_{\text{опт}}$  складають [21]:

для одновінцевого ступеня

$$e_{\text{опт}} = (0,5 \dots 0,7) \sqrt{el_c};$$

для двовінцевого ступеня

$$e_{\text{опт}} = (0,29 \dots 0,34) \sqrt{el_c}.$$

Тут довжину соплових лопаток  $l_c$  беруть у сантиметрах.

При проектуванні турбін більш точні значення  $e_{\text{опт}}$  можуть бути одержані, наприклад, варіантними розрахунками.

У ступенях із сопловим регулюванням максимальне значення парціальності  $e_{\text{max}} = 0,8 \dots 0,9$  залежно від конструкції соплових сегментів і числа перегородок між ними. Для проміжних ступенів, якщо оптимальна міра  $e_{\text{опт}} > 0,7$ , також часто беруть  $e = 1,0$ , щоб виключити великі динамічні навантаження на робочі лопатки, які виникають у парціальних ступенях.

#### § 4.15. Утрати від вологості пари

Утрати від вологості виникають у ступенях турбіни, через які тече волога пара. Для суднових і стаціонарних конденсаційних турбін – це останні ступені, для турбін атомних установок, що працюють на насиченій або слабкоперегрітій парі, – це практично всі ступені турбіни.

Волога пара є двофазним середовищем, тобто в сухій насиченій парі (парова фаза) зважені частки води (рідка фаза). Течія вологої пари в турбінному ступені супроводжується рядом специфічних явищ.

У сопловій і робочій решітках відносно великі частки води рухаються з відставанням від парової фази, при цьому швидкість крапель води істотно менша за швидкість пари. Відношення швидкості крапель води до швидкості пари  $c_{\text{вол}}/c_1$  називається *коефіцієнтом ковзання*.

Для потоку в турбінному ступені при течії вологої пари можна побудувати трикутники швидкостей парової фази і крапель води

(рис.4.45). Оскільки швидкість крапель вологи на виході із соплових решіток в абсолютному русі мала, відносна швидкість крапель на вході до робочих лопаток спрямована під великим кутом до їх вхідних кромek і велика за значенням. Від ударів крапель вологи у вхідну кромку лопатки з боку її спинки утворюється гальмівний момент на роторі і, отже, виникають утрати енергії в ступені. З другого боку, ці удари призводять до руйнування матеріалу лопаток, яке називається ерозійним зносом.

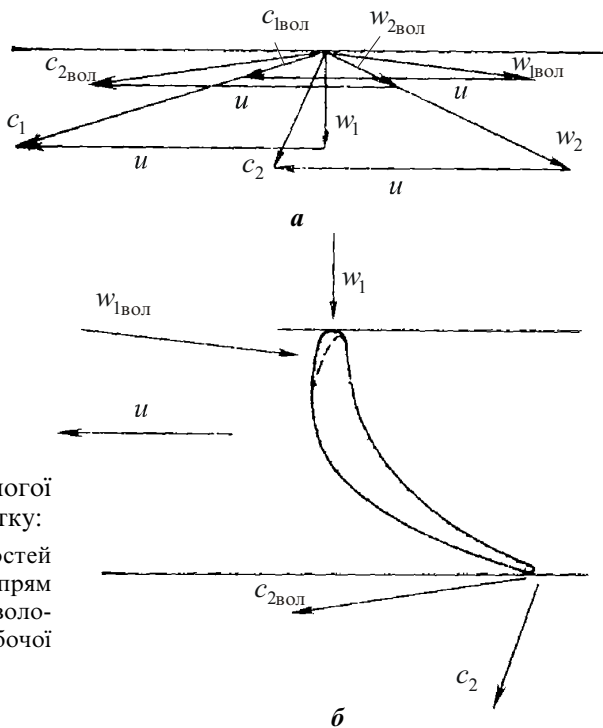


Рис.4.45. Натікання вологої пари на робочу решітку:

**а** – трикутники швидкостей для пари і вологи; **б** – напрям потоку пари та краплин вологи відносно профілю робочої лопатки

У той же час при течії вологої пари в турбінному ступені можна відзначити такі явища.

При розширенні пари від перегрітого стану поблизу лінії насичення ( $x = 1,0$ ) можливе її переохолодження. Це явище характеризується тим, що в парі не виникають краплі вологи, немає конденсації, яка повинна відбуватися, якщо розглядати цей процес розширення

на  $h$ - $s$ -діаграмі. Переохолоджена пара знаходиться в несталому стані, коли температура пари нижча від температури насичення. При розширенні пари з переохолодженням наявний теплоперепад у решітках нижчий, ніж при рівноважному розширенні з утворенням вологи за умови однакових тисків до і після решіток. Відносна різниця таких теплоперепадів називається *коефіцієнтом утрат від переохолодження*

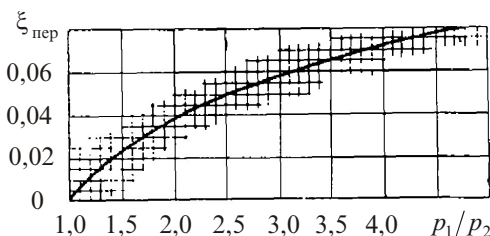


Рис.4.46. Коефіцієнт утрат від переохолодження в залежності від відношення тисків до і після робочих каналів

$$\xi_{\text{пер}} = \frac{\Delta h_a^* - \Delta h_{a.\text{пер}}^*}{\Delta h_a^*}.$$

Значення  $\xi_{\text{пер}}$  в залежності від відношення тисків до і після робочих каналів наведені на рис.4.46.

При певному граничному переохолодженні пара з несталого стану переходить у рівноважний з конденсацією частини пари й утворенням дрібнодисперсної вологи. У режимах, коли число Маха близьке до одиниці, спостерігається поява адиабатних стрибків ущільнення, які можуть бути стаціонарними або нестаціонарними. Нестаціонарні стрибки ущільнення, які переміщуються вгору і вниз по потоку, можуть становити небезпеку з погляду вібраційної надійності лопаткового апарата.

Осідаючі краплі вологи на поверхнях лопаток і торцевих стінках каналу решіток утворюють рідку плівку, яка, взаємодіючи з пограничним шаром парового потоку, збільшує втрати енергії. Рідка плівка, стікаючи з вихідних кромek лопаток, дробиться, що призводить до появи великих крапель (великодисперсної вологи). Краплі рідини зриваються також з поверхні плівки.

У каналах решіток краплі можуть збільшуватися в розмірах внаслідок конденсації пари, дробитися під дією аеродинамічних сил потоку і через зіткнення, випаровуватися й коагулювати.

Траєкторія крапель вологи в каналі решіток залежить від їхньої величини. Дрібні краплі вологи діаметром менше 1,0...1,5 мкм у потоці рухаються по лініях струму парової фази (дрібнодисперсна волога). Великі краплі рухаються з відхиленням від ліній струму паро-

вої фази. Це відхилення тим більше, чим крупніші краплі. Дуже великі краплі (діаметром більше 50...100 мкм) рухаються, практично не відхиляючись під дією парового потоку.

Перераховані особливості не відображають усе різноманіття явищ при течії вологої пари.

Для турбінного ступеня характерна нерівномірність розподілу вологості по кроку і довжині лопаток (рис.4.47). Збільшення міри вологості від кореня до вершини лопаток пов'язане з впливом відцентрових сил на частки вологи як у каналах соплової і робочої решіток, так і в зазорах між вінцями. Як показують досліди, розподіл вологості по висоті лопаток залежить від відношення швидкостей  $u/c_{ад}$ . При збільшенні цього відношення зростає і міра вологості на периферії.

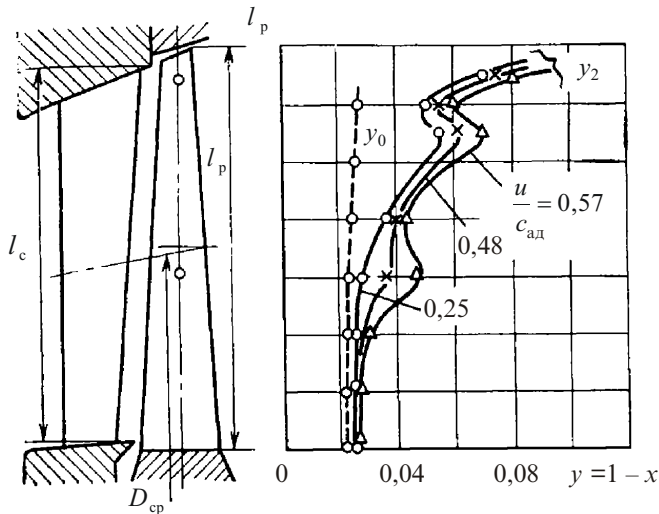


Рис.4.47. Розподіл вологості по довжині лопаток ступеня ( $D_{cp}/l_p = 2,75$ )

Таким чином, утрати енергії від вологості в турбінному ступені містять такі основні складові:

втрати від удару крапель вологи з боку спинки робочих лопаток як результат гальмівної дії часток вологи;

втрати від переохолодження пари;

втрати від розгону крапель вологи паровим потоком;

втрати в пограничному шарі, пов'язані з утворенням рідкої плівки на поверхнях каналів;

втрати від збільшення розмірів кромкового сліду за рахунок дроблення плівки при сходженні її з вихідних кромок лопаток.

Складність явищ при течії вологої пари не дозволяє розробити методику точного розрахунку втрат енергії від вологості пари. Основними факторами, що впливають на втрати від вологості в ступені, є міра сухості перед і за ступенем  $x_0$  та  $x_2$ , відношення швидкостей  $u/c_{ад}$ , а також дисперсність вологи. Указані фактори входять до напівемпіричної формули [21]

$$\xi_{вол} = 2 \frac{u}{c_{ад}} [0,9(1 - x_0) + 0,35(x_0 - x_2)], \quad (4.49)$$

де перший член враховує втрати від великодисперсної вологи, яка утворилася в попередньому ступені і визначається сухістю перед ступенем  $x_0$ , а другий член – втрати від дрібнодисперсної вологи, яка утворилася в ступені і дорівнює різниці міри сухості до і після ступеня. Коефіцієнти 0,9 і 0,35 перед цими членами показують, що вплив великодисперсної вологи на втрати енергії значно більший від впливу дрібнодисперсної вологи. Формула (4.49) може бути використана для розрахунку ступенів, які працюють в області невисоких тисків.

Для наближеної оцінки втрат від вологості пари можна скористатися також формулою

$$\xi_{вол} = a \left( 1 - \frac{x_0 + x_2}{2} \right).$$

Як показують результати експериментальних досліджень, коефіцієнт  $a$  в цій формулі може змінюватися в широких межах – від 0,4 до 1,4 і більше – в залежності від конструкції, параметрів та умов роботи ступеня. Для попередніх розрахунків коефіцієнт  $a$  беруть рівним 0,8...0,9.

#### § 4.16. Утрати від охолодження

Охолодження гарячих деталей газових турбін окрім конструктивних ускладнень завжди вимагає для свого функціонування витрат енергії. Тому введення охолодження можна вважати виправданим лише в тому випадку, коли одержуваний при цьому виграш (за рахунок підвищення початкової температури газу перед турбіною)

у порівнянні з неохолоджуваним низькотемпературним варіантом істотно перебиває додаткові витрати енергії, що з'являються.

Найбільшого поширення в газотурбінних двигунах набула відкрита (незамкнена) проточна система охолодження деталей газових турбін. Охолоджувачем є стиснуте повітря, яке відбирається з відповідних ступенів компресора.

До додаткових утрат енергії в охолоджуваних газотурбінних двигунах належать:

аеродинамічні профільні втрати, які знаходять вираження у зменшенні швидкісних коефіцієнтів  $\varphi$  і  $\psi$ ;

термодинамічні втрати, які зменшують наявний теплоперепад; втрати енергії, що виникають при змішуванні охолоджувача, який скидається в проточну частину турбіни, з газом;

витрати потужності на підготовку і прокачування охолоджувача через систему охолодження\*).

Величина додаткових утрат залежить від витрат охолодного повітря, глибини охолодження і тієї кількості теплоти, яку потрібно відвести від деталей для забезпечення заданого рівня їхніх температур.

**Додаткові профільні втрати при охолодженні** з'являються з ряду причин, що мають різну фізичну природу. Одна з головних полягає в змушеному відступі від тієї оптимальної геометрії профілю і лопаткових решіток, які були теоретично й дослідно відпрацьовані для неохолоджуваних ступенів. Це стосується радіусів вхідної і вихідної кромки, кроку, ширини та максимальної товщини профілю, а також місць випуску охолоджувача в проточну частину. В результаті швидкісні коефіцієнти соплових і робочих решіток зменшуються. Для раціонально спроектованих решіток можна брати  $\Delta\varphi_{\text{охл}} = \varphi - \varphi_{\text{охл}} = 0,005...0,007$ ;  $\Delta\psi_{\text{охл}} = \psi - \psi_{\text{охл}} = 0,006...0,008$ . При глибокому рідинному охолодженні  $\Delta\psi_{\text{охл}} = 0,010...0,012$ .

Ще більше зростають додаткові профільні втрати, коли лопатки виконують із пористих матеріалів або з великим числом перфорацій. При виході з них повітря пограничний шар набухає і втрати помітно збільшуються.

Дослідні дані показують також, що відведення теплоти від по-

---

\*) Останні з наведених утрат більшою частиною не належать до внутрішніх утрат ступеня і враховуються при визначенні ККД всього газотурбінного агрегату.

граничного шару соплових лопаток, неминує при охолодженні, викликає деяке збільшення втрат від тертя. Однак величина цих утрат навіть при порівняно глибокому охолодженні досить мала. У всякому разі, при повітряному охолодженні соплових лопаток їх можна не враховувати. В робочих каналах ці втрати зростають більш істотно. Це пояснюється зміною густини пограничного шару, що в сильному полі дії відцентрових сил приводить до інтенсифікації вторинних течій.

**Термодинамічні втрати в охолоджуваних решітках** обумовлені відведенням теплової енергії від газу в процесі його руху в сопловому і робочому каналах, що викликає зниження наявної роботи та зменшення швидкості витікання. Цей процес відбувається і на параметрах газу за решітками.

На рис.4.48 показаний процес розширення газу в охолоджуваній сопловій решітці на тепловій діаграмі. Суцільними лініями  $\theta-l_t$  і  $\theta-l$  зображені процеси розширення газу без охолодження (ізоентропійний і дійсний відповідно), пунктирними лініями  $\theta-l_{t\text{охл}}$  і  $\theta-l_{\text{охл}}$  – процеси розширення газу з охолодженням. Видно, що температура

газу на виході з решіток знижується: у дійсному процесі з  $T_1$  до  $T_{1\text{охл}}$ , в теоретичному з  $T_{1t}$  до  $T_{1t\text{охл}}$ .

Теплота охолодження, яка відводиться через стінки соплових лопаток, зображена на діаграмі площами  $\theta l_{t\text{охл}} ab\theta$  (теоретичний процес) та сумою площ  $\theta l l_{t\text{охл}} 0$  і  $l l_{\text{охл}} cd l$  (дійсний процес). Теплота, обумовлена відповідно площами  $l l_{t\text{охл}} ab l_t$  і  $l l_{\text{охл}} cd l$ , не від-

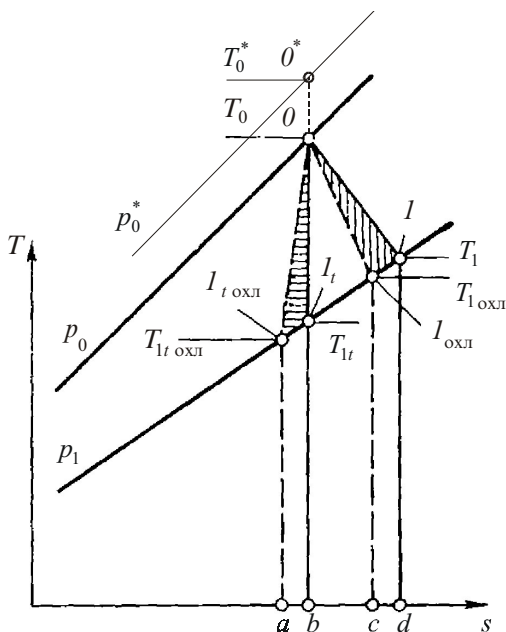


Рис.4.48. Процес розширення газу в охолоджуваній сопловій решітці

бивається на наявному теплоперепаді газу, а лише знижує його температуру на виході з решіток. Заштриховані площі трикутників  $0I_1I_{\text{охл}}$  і  $0I_1I_{\text{охл}}$  позначають відведене тепло, яке викликає зменшення кінетичної енергії газу, що витікає із соплових каналів.

Величина теплової енергії, яка відводиться від газу в систему охолодження, залежить від глибини охолодження, конфігурації решіток, розподілу коефіцієнтів тепловіддачі й температур по профілю та інших факторів.

При викиді охолодного повітря в проточну частину термодинамічні втрати істотно зростають через викликане змішуванням зменшення температури робочого тіла.

Необхідно відзначити, що додаткові термодинамічні втрати в системах повітряного охолодження, які використовують у даний час у газотурбінних двигунах, невеликі і ними при розрахунках іноді нехтують. Однак зі збільшенням глибини охолодження величина цих утрат істотно зростає.

**Додаткові втрати енергії від змішування газу з охолоджувачем** виникають при випуску охолодного повітря в проточну частину турбіни через щілини або отвори на поверхні лопатки. Використавши рівняння енергії і кількості руху, можна одержати формулу

$$\xi_{\text{зм}} \approx \sum \bar{G}_{ni} \left( \frac{c_{ri}}{c_r} \right)^2 \left( 1 - \frac{c_{ni}}{c_{ri}} \cos \theta_i \right)^2, \quad (4.50)$$

де знак  $\Sigma$  означає підсумовування за всіма місцями випуску повітря (крім вихідної кромки, втрати за якою враховуються окремо);  $\bar{G}_{ni}$  – відносна витрата повітря через дане місце його випуску;  $c_{ni}$  і  $c_{ri}$  – швидкість повітря на виході з даного отвору та середня швидкість газу в цьому ж перерізі каналу;  $c_r$  – швидкість газу за решітками (при відсутності охолодного повітря);  $\theta_i$  – кут між віссю отвору і поверхнею лопатки [1].

Як видно з формули (4.50), втрати від змішання знижуються при зменшенні кута  $\theta$  (бажано, щоб він не перевищував  $30...35^\circ$ ). Оскільки швидкість газу на спинці більша, ніж на увігнутій стороні профілю, то втрати змішання на спинці більші (не говорячи вже про більшу можливість відриву потоку на цій стороні профілю при вдуванні охолодного повітря). І, нарешті, чим ближчий отвір до виходу з ре-

шіток, тим утрати змішання більші через зростання  $c_{\Gamma i}$ . Виконані експериментальні дослідження [1] показують, що перфорація вхідної кромки лопатки практично не приводить до збільшення втрат у решітках, перфорація на увігнутій стороні профілю спричиняє незначне збільшення втрат, а на спинці викликає помітне збільшення втрат, особливо у випадку розташування отворів в області максимальної кривизни спинки.

**Додаткові витрати енергії на підготовку і прокачування повітря** через систему охолодження складаються з двох частин. Перша з них спостерігається тільки при охолодженні робочих лопаток і пояснюється збільшенням енергії обертального руху повітря в міру переміщення його від радіуса подачі до периферії лопаток (*насосний, або компресорний, ефект*). У розрахунку на 1 кг/с охолоджувача

$$q_{об} \approx k(u_i^2 - u_{вх} c_{u вх}), \quad (4.51)$$

де  $k$  – коефіцієнт, який враховує компенсацію втрат: при випуску в радіальний зазор  $k = 0,75...0,80$  через зменшення втрат від витоків; при випуску з кромок  $k = 0,6...0,7$  через реакцію струменя, що збільшує колове зусилля на лопатках. У першому випадку  $u_i = u_{пер}$  (колова швидкість на периферії лопаток), у другому  $u_i = u_{ср}$  (на середньому діаметрі). У формулі (4.51)  $u_{вх}$  і  $c_{u вх}$  – колова швидкість і колова складова швидкості повітря на вході.

При розрахунках витрати енергії на *компресорний ефект* відносять до внутрішніх утрат ступеня.

Друга складова – витрати потужності на стиснення повітря в компресорі – складає найбільшу частку всіх утрат від охолодження. Відібране з компресора повітря після охолодження гарячих деталей вводиться в газовий тракт турбіни і при подальшому розширенні частково компенсує роботу, витрачену на його стиснення. Тому втрати роботи в розрахунку на 1 кг/с охолоджувача

$$q_{охл} = q_{вitr} - q_{повер} = q_{вitr} (1 - \mu_{п}),$$

де  $\mu_{п} = q_{повер} / q_{вitr}$  – коефіцієнт повернутої роботи.

В охолоджуваних газотурбінних двигунах з раціонально спроектованою системою охолодження  $\mu_{п}$  досягає 0,6...0,8.

Відповідно до розрахунків [18], кожен відсоток повітря, яке відбирається з компресора на охолодження газотурбінного двигуна, знижує його питому потужність на 1,2...1,6 % і збільшує питому витрату палива на 0,4...0,7 % у порівнянні з ідеальним випадком (без утрат на охолодження при однаковій початковій температурі газу).

Проте, хоча додаткові втрати, викликані охолодженням, помітно знижують питомі показники газотурбінного двигуна, кінцева вигода від підвищення температури газу перед турбіною, як правило, виявляється істотною.

Витрати на стиснення охолодного повітря в компресорі відносять до додаткових утрат від охолодження двигуна в цілому і враховують у процесі теплового розрахунку газотурбінних двигунів (ГТД).

### § 4.17. Інші втрати

Крім розглянутих вище, у ступені може бути ще ряд внутрішніх утрат, які не підлягають кількісній оцінці при теплових розрахунках. До таких утрат можна віднести:

- втрати від протікання крізь стики між соплами збірних соплових апаратів і стики напівдіафрагм;

- втрати, пов'язані з відхиленнями дійсних геометричних розмірів деталей проточної частини від проектних;

- втрати, обумовлені викривленням геометричних форм профілів у місці переходу робочої частини лопаток у хвостовик, через загострення безбандажної лопатки на вершині та ін.;

- втрати від з'єднувального дроту;

- втрати від нестационарності потоку і радіальних течій (див. § 4.4);

- втрати, пов'язані з неточністю кількісної оцінки розрахованих тим чи іншим способом внутрішніх утрат.

Істотний вплив на втрати має експлуатаційний стан турбіни. Спрацювання елементів проточної частини, її забруднення, порушення геометрії лопаток при складанні й розбиранні турбіни, зміна зазорів через осідання ротора, короблення корпусу призводять до зростання внутрішніх утрат.

Дійсна сумарна величина наведених внутрішніх утрат, які раніше не були враховані, може бути знайдена лише шляхом зіставлення результатів розрахунку з даними випробування побудованого зразка. Як показують подібного роду зіставлення, для головних судно-



ньою роботою  $l_i$ . Вона чисельно дорівнює внутрішньому перепаду ентальпій (теплоперепаду)  $\Delta h_i$ , який знаходиться за допомогою  $h$ - $s$ -діаграми і дорівнює різниці ентальпій загальмованого стану перед і за ступенем з урахуванням усіх внутрішніх утрат, тобто

$$l_i = \Delta h_i = h_0^* - h_2^* = \Delta h_u - \sum q_{i \text{ кам}},$$

де  $\Delta h_u$  – коловий теплоперепад ступеня, або

$$l_i = l_u - \sum q_{i \text{ кам}}. \quad (4.52)$$

Під внутрішнім ККД турбінного ступеня розуміють відношення внутрішньої роботи до наявної, або відношення внутрішнього перепаду ентальпій до наявного теплоперепаду ступеня, тобто

$$\eta_i = \frac{l_i}{\Delta h_a^*} = \frac{\Delta h_i}{\Delta h_a^*}.$$

З урахуванням формули (4.52)

$$\eta_i = \frac{l_u - \sum q_{i \text{ кам}}}{\Delta h_a^*} = \eta_u - \sum \xi_{i \text{ кам}}, \quad (4.53)$$

де  $\eta_u$  – коловий ККД ступеня;  $\sum \xi_{i \text{ кам}}$  – сума коефіцієнтів камерних утрат.

Якщо внутрішній ККД ступеня визначається дослідним шляхом за вимірними тисками і температурами на початку та в кінці процесу розширення, то необхідні для розрахунку значення внутрішнього й наявного теплоперепадів можна визначити за формулами

$$\Delta h_i = c_p (T_0^* - T_2^*) = \frac{k}{k-1} R (T_0^* - T_2^*)$$

і

$$\Delta h_a^* = \frac{k}{k-1} R T_0^* \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_0^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right].$$

Отже,

$$\eta_i = \frac{T_0^* - T_2^*}{T_0^* \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_0^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}.$$

Якщо масова витрата робочого тіла через ступінь –  $G$ , кг/с, то ступінь розвиває внутрішню потужність

$$N_i = G \Delta h_i = G \Delta h_a^* \eta_i.$$

Внутрішній ККД враховує колові й камерні внутрішні втрати. Колові втрати складають приблизно 80...95 % усіх внутрішніх утрат ступеня.

Як показано в § 4.8, для колового ККД вирішальне значення має швидкісна характеристика  $u/c_{ад}$  (або  $u/c_1$ ). Звертаючись до формул § 4.10–4.17, переконуємося, що і більшість камерних утрат також залежить від  $u/c_{ад}$ . Особливо значна ця залежність у втрат, пов'язаних з парціальним впуском робочого тіла.

На рис.4.50 зображено залежності  $\eta_u$  та  $\sum \xi_{i \text{ кам}}$  від швидкісної характеристики, наведено графік функції  $\eta_i = f(u/c_{ад})$ , побудований згідно з рівнянням (4.53).

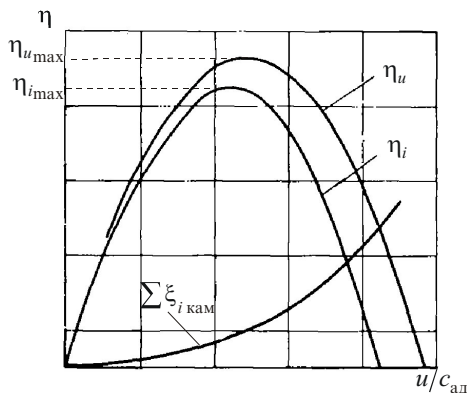


Рис.4.50. Залежність колового і внутрішнього ККД та камерних утрат ступеня від швидкісної характеристики

Оскільки значна частина камерних утрат зростає зі збільшенням характеристики  $u/c_{ад}$ , то максимум функції  $\eta_i = f(u/c_{ад})$  зміщається відносно максимуму функції  $\eta_u = f(u/c_{ад})$  у бік менших значень характеристики ступеня. Цей зсув для ступеня з повним впуском невеликий, тому оптимальна характеристика такого ступеня може бути визначена за максимумом функції  $\eta_u = f(u/c_{ад})$ . При парціальному впуску встановлене за коловим

ККД значення оптимальної характеристики слід зменшити на 8...10 %.

Вище були наведені майже всі внутрішні втрати, які зустрічаються на практиці, але не всі ці втрати присутні в будь-якому ступені. В розрахунках ступенів турбін виділяють найбільш істотні втрати і визначають їх за формулами або на підставі спеціальних експериментів. Незначні втрати входять до складу неврахованих, які покриваються розрахунковими запасами. В міру уточнення природи і величини втрат розрахункові запаси знижуються.

#### § 4.19. Визначення довжини лопаток соплової і робочої решіток

При дозвукових швидкостях течії робочого тіла важливим розміром решіток є довжина лопаток у вихідному перерізі.

Узявши деякий фронтальний переріз за решітками, де потік можна вважати рівномірним, рівняння нерозривності через середні значення параметрів запишемо у такому вигляді:

для соплових решіток

$$G_c = \epsilon \rho_1 \pi D_{cp} l_c c_1 \sin \alpha_1, \quad (4.54)$$

для робочих решіток

$$G_p = \epsilon \rho_2 \pi D_{cp} l_p w_2 \sin \beta_2. \quad (4.55)$$

Густини робочого тіла у вихідних перерізах решіток  $\rho_1$  і  $\rho_2$  можуть бути визначені за допомогою  $h$ - $s$ -діаграми або розраховані із застосуванням рівняння процесу в решітках. Відносно витрат, які входять у рівняння (4.54) і (4.55), слід мати на увазі наступне.

Для активних ступенів витрата через соплову решітку

$$G_c = G - G_{y.d},$$

де  $G$  – кількість робочого тіла, що підводиться до ступеня;  $G_{y.d}$  – масова витрата крізь ущільнення діафрагми.

Для цих же ступенів витрата через робочу решітку при наявності розвантажувальних отворів у диску (припускаючи, що весь витік крізь ущільнення діафрагми відбувається через розвантажувальні отвори)

$$G_p = G_c - G_{зав},$$

де  $G_{\text{ззз}}$  – витоки крізь радіальний зазор при наявності реактивності в ступені.

Якщо розвантажувальних отворів немає,

$$G_p = G - G_{\text{ззз}}.$$

Таким чином, довжини вихідних кромek лопаток можуть бути знайдені безпосередньо зі співвідношень (4.54) і (4.55):

$$l_c = \frac{G_c}{e \rho_1 \pi D_{\text{cp}} c_1 \sin \alpha_1}$$

і

$$l_p = \frac{G_p}{e \rho_2 \pi D_{\text{cp}} w_2 \sin \beta_2}.$$

У реактивних ступенях сумарна витрата через решітки й радіальний зазор однакова для соплових і робочих вінців і дорівнює витраті робочого тіла через ступінь  $G$ . Припускаючи, що швидкість течії в зазорі дорівнює швидкості виходу з решіток, але має осьовий напрям, можна записати (вважаючи, що міра впуску для таких ступенів завжди  $e = 1$ )

для соплового вінця

$$G = G_c + G_{\text{ззз.с}} = \rho_1 \pi D_{\text{cp}} l_c c_1 \sin \alpha_1 + \rho_1 \pi (D_{\text{cp}} - l_c) \delta_c c_1,$$

для робочого вінця

$$G = G_p + G_{\text{ззз.р}} = \rho_2 \pi D_{\text{cp}} l_p w_2 \sin \beta_2 + \rho_2 \pi (D_{\text{cp}} - l_p) \delta_p w_2.$$

З наведених співвідношень

$$l_c = \frac{G}{\rho_1 \pi D_{\text{cp}} c_1 \sin \alpha_1 \left[ 1 + \frac{D_{\text{cp}} - l_c}{D_{\text{cp}}} \frac{\delta_c}{l_c \sin \alpha_1} \right]} \quad (4.56)$$

і

$$l_p = \frac{G}{\rho_2 \pi D_{\text{cp}} w_2 \sin \beta_2 \left[ 1 + \frac{D_{\text{cp}} + l_p}{D_{\text{cp}}} \frac{\delta_p}{l_p \sin \beta_2} \right]}. \quad (4.57)$$

Задача визначення довжин лопаток розв'язується в два етапи. Спочатку, вважаючи зазори  $\delta_c$  і  $\delta_p$  рівними нулю, за формулами (4.56) і (4.57) визначають довжини лопаток у першому наближенні, тобто без урахування впливу зазорів. Потім відповідно до знайдених  $l_c$  і  $l_p$  беруть величини радіальних зазорів і за тими ж формулами, але вже в повному вигляді знаходять уточнені довжини лопаток.

Можна більш достовірно визначити довжину лопаток, скориставшись формулами § 3.6, якщо відомі коефіцієнти витрат решіток  $\mu_c$  і  $\mu_p$ .

#### § 4.20. Порівняльна оцінка й області застосування осевих турбінних ступенів

Порівняємо ступені різних типів з точки зору забезпечення їх оптимальних умов роботи.

Запишемо характеристичне рівняння для конкретних випадків: для активного ступеня ( $A: z = 1; \rho = 0$ )

$$\frac{\Delta h_{aA}^* \varphi^2 \cos^2 \alpha_1}{2u_A^2} = 1;$$

для реактивного ступеня ( $R: z = 1; \rho = 0,5$ )

$$\frac{\Delta h_{aR}^* \varphi^2 \cos^2 \alpha_1}{u_R^2} = 1;$$

для двовінцевого активного ступеня ( $A2: z = 2; \rho = 0$ )

$$\frac{\Delta h_{aA2}^* \varphi^2 \cos^2 \alpha_{11}}{8u_{A2}^2} = 1.$$

При однакових у всіх випадках  $\alpha_1$  та  $\varphi$  взаємозв'язок наявних теплоперепадів і колових швидкостей набуває вигляду

$$\frac{\Delta h_{aA}^*}{2u_A^2} = \frac{\Delta h_{aR}^*}{u_R^2} = \frac{\Delta h_{aA2}^*}{8u_{A2}^2}. \quad (4.58)$$

Звідси видно, що при однаковій коловій швидкості ( $u_A = u_R =$

$= u_{A2}$ ) наявні (теоретичні) теплоперепади, які можуть бути використані в цих ступенях за умови забезпечення максимального колового ККД, мають відповідати співвідношенню

$$\Delta h_{aA2}^* = 4 \Delta h_{aA}^* = 8 \Delta h_{aR}^* .$$

Це означає, що з точки зору можливостей ефективного використання наявного теплоперепаду один двовінцевий активний ступінь рівноцінний чотирьом активним одновінцевим або восьми реактивним ступеням. Отже, при заданому загальному наявному теплоперепаді турбіни має бути відповідна кількість ступенів залежно від їх типу.

Якщо наявні теплоперепади у всіх ступенях однакові ( $\Delta h_{aA2}^* = \Delta h_{aA}^* = \Delta h_{aR}^*$ ), то знову з рівняння (4.58) одержимо необхідне співвідношення між коловими швидкостями

$$u_R = \sqrt{2} u_A = \sqrt{8} u_{A2} .$$

Таким чином, із розглянутих ступенів найбільшої колової швидкості потребує реактивний ступінь, найменшої – двовінцевий активний.

З викладеного вище випливає, що активна турбіна з одновінцевими ступенями має приблизно вдвічі менше ступенів, ніж реактивна. Однак через те, що реактивні ступені мають меншу осьову ширину, ніж активні, завдяки відсутності діафрагм, суттєвої різниці в загальній довжині активної і реактивної турбін не спостерігається. Застосування двовінцевих ступенів може набагато скоротити осьовий габарит турбіни.

Виконаємо порівняння осьових ступенів за ефективністю. На рис.4.34 для порівняння були наведені графічні залежності колового ККД активного, реактивного і двовінцевого активного ступенів від відношення швидкостей  $v_1 = u/c_1$ , побудовані для рівних (одних і тих же) значень  $\alpha_1$  і  $\varphi$ . Із зіставлення кривих випливає, що за даних умов коловий ККД реактивного ступеня на 2...3 % вищий, ніж ККД активного ступеня. Останнє пояснюється меншими втратами енергії в робочій решітці реактивного ступеня через малу зігнутість профілю робочої лопатки.

Іншою перевагою реактивного ступеня є більш полого залежність колового ККД від швидкісної характеристики. Внаслідок цього

го він зберігає високе значення ККД у широкому діапазоні зміни характеристики  $\nu_1$ , в той час як в активному ступені ККД більш чутливий до зміни відношення швидкостей  $u/c_1$ .

Коловий ККД враховує тільки колові втрати, тому для більш повної оцінки економічних показників ступенів варто порівняти їх внутрішні ККД, які враховують і інші втрати в ступенях. При цьому достатньо, крім колових, урахувати втрати від тертя дисків і від витоків робочого тіла в ступенях, тому що за рівних умов інші внутрішні втрати приблизно однакові.

Утрати від тертя дисків в активному ступені складають приблизно 0,5...1,5 %, збільшуючись із зростанням початкового тиску, діаметра дисків, частоти обертання ротора. В реактивному ступені втрати від тертя практично відсутні.

Витоки в активному ступені відбуваються в ущільненні діафрагми. В периферійних зазорах через малий перепад тисків витоки робочого тіла невеликі, особливо при наявності на лопатках бандажа з ущільнювальними гребенями. Завдяки розвинутому ущільненню діафрагм, малому діаметру вала і невеликому зазору в ущільненні втрати від витоків в активному ступені навіть при високих параметрах робочого тіла не перевищують 2...3 %.

У реактивному ступені внаслідок великого діаметра ротора під сопловими лопатками і периферійного діаметра робочих лопаток, а також великих радіальних зазорів, утрати від витоків істотно більші, ніж в активному. Особливо великі втрати (до 10...15 % і більше) від витоків у реактивному ступені при високому тиску і невеликій витраті робочого тіла. Внутрішній ККД реактивного ступеня за цих умов виявляється нижчий, ніж активного.

В області низьких тисків, де втрати від витоків невеликі, реактивний ступінь має більш високий внутрішній ККД, ніж активний.

Отже, активні ступені мають переваги при високому тиску робочого тіла і малих витратах його, а реактивні – коли низький тиск і великі витрати.

Максимальний ККД двовінцевого активного ступеня, як видно з рис.4.34, значно нижчий від ККД одновінцевих ступенів через утрати в додаткових робочому вінці і проміжному напрямному апараті. Подальше збільшення числа робочих вінців призводить до зменшення оптимального значення швидкісної характеристики, тобто розширює можливості використання великих наявних теплоперепадів,

але економічність чимдалі погіршується. З цієї причини тривінцеві ступені зараз практично не використовуються.

Що стосується двовінцевих ступенів, то їх застосовують тоді, коли треба спрацювати великий теплоперепад при можливо менших габаритах і не дуже жорстких вимогах щодо економічності. В даний час двовінцеві ступені застосовують в основному як привід допоміжних механізмів (живильних, вантажних насосів тощо). Раніше вони широко застосовувалися в парових турбінах в ролі першого (регулювального) ступеня багатоступінчастих турбін, як ступені зменшеного ходу в корабельних турбоагрегатах, а також у турбінах заднього ходу.

#### § 4.21. Особливості робочого процесу в радіальному ступені

У проточній частині радіального ступеня течія робочого тіла має радіальний напрям (див. § 1.5). Це призводить до того, що коллові швидкості на вході і виході з робочої решітки різні і робочому процесу внаслідок цього властиві деякі особливості.

Як приклад розглянемо радіальний доцентровий ступінь (рис.4.51). Процес розширення в ступені на  $h-s$ -діаграмі та трикутники швидкостей наведені на рис.4.52.

Абсолютна швидкість виходу потоку із соплового апарата визначається, як і для осьового ступеня, за формулою

$$c_1 = \varphi \sqrt{\Delta h_{ac}^*}.$$

Оскільки швидкість перед ступенем звичайно невелика, то можна припустити, що  $c_0 = 0$  і наявний теплоперепад соплового апарата дорівнює ізентропійному, тобто

$$\Delta h_{ac}^* = \Delta h_{ac}.$$

Рівняння енергії для каналу, який бере участь в обертальному русі (див. § 2.1), може бути записане у вигляді

$$dh + d\left(\frac{w^2}{2}\right) = d\left(\frac{u^2}{2}\right).$$

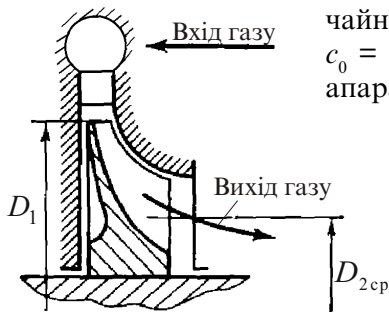


Рис.4.51. Схема радіального доцентрового ступеня

Після перетворень інтеграла даного рівняння відносна швидкість виходу потоку з робочої решітки

$$w_2 = \psi w_{2t} = \psi \sqrt{2 \Delta h_{ap} + w_1^2 - (u_1^2 - u_2^2)}$$

або

$$w_2 = \psi \sqrt{2 (\Delta h_{ap}^* - \Delta h_{кор})}, \quad (4.59)$$

де  $\Delta h_{кор} = \frac{u_1^2 - u_2^2}{2}$  – теплоперепад, що відповідає частині енергії, яка перетворюється в механічну роботу за рахунок дії коріолісових сил;  $u_1$  і  $u_2$  – колові швидкості на вході і виході з робочої решітки.

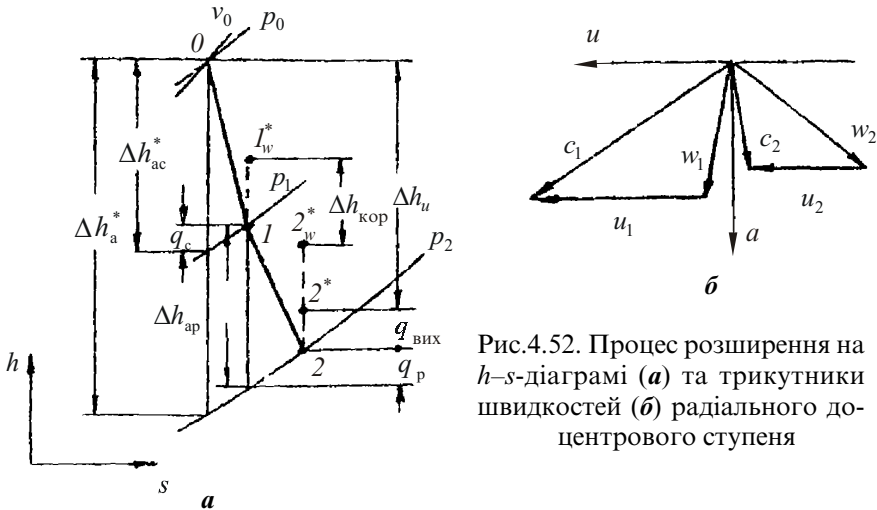


Рис.4.52. Процес розширення на  $h-s$ -діаграмі (а) та трикутники швидкостей (б) радіального до-центрового ступеня

Утрати в сопловій решітці визначаються за формулою

$$q_c = (1 - \varphi^2) \frac{c_{1t}^2}{2} = (1 - \varphi^2) \Delta h_{ac}^*;$$

втррати в робочій решітці

$$q_p = \frac{1 - \psi^2}{\psi^2} \frac{w_2^2}{2} = (1 - \psi^2) (\Delta h_{ap}^* - \Delta h_{кор});$$

втрати енергії з вихідною швидкістю

$$q_{\text{вих}} = \frac{c_2^2}{2}.$$

Колова робота ступеня за умови, що колові швидкості на вході до решітки і на виході з неї різні,

$$l_u = u_1 \bar{c}_{1u} - u_2 \bar{c}_{2u} = u_1 c_1 \cos \alpha_1 + u_2 c_2 \cos \alpha_2. \quad (4.60)$$

Оскільки з трикутників швидкостей за теоремою косинусів

$$2u_1 c_1 \cos \alpha_1 = c_1^2 + u_1^2 - w_1^2$$

і

$$-2u_2 c_2 \cos \alpha_2 = c_2^2 + u_2^2 - w_2^2,$$

то рівняння (4.60) можна перетворити до вигляду

$$l_u = \frac{c_1^2 - c_2^2}{2} + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} + \frac{u_1^2 - u_2^2}{2}, \quad (4.61)$$

що збігається з рівнянням (2.24).

Члени рівняння (4.61) характеризують роботу, одержувану на валу робочого колеса: перший – за рахунок зміни кінетичної енергії в абсолютному русі; другий – в результаті зміни кінетичної енергії у відносному русі; третій – внаслідок дії коріолісових сил – це робота, отримана в результаті безпосереднього перетворення потенціальної енергії в роботу в робочому колесі. Здійснення частини роботи за рахунок дії коріолісових сил є специфічною особливістю робочого процесу радіальних турбін.

Коловий ККД радіального доцентрового ступеня, як і осьового,

$$\eta_u = \frac{l_u}{\Delta h_a^*}.$$

З огляду на те, що  $\Delta h_a^* = c_{\text{ад}}^2 / 2$ , одержуємо

$$\eta_u = \frac{2(u_1 \bar{c}_{1u} - u_2 \bar{c}_{2u})}{c_{\text{ад}}^2} = \frac{2u_1}{c_{\text{ад}}} \left( \frac{\bar{c}_{1u}}{c_{\text{ад}}} - \chi \frac{\bar{c}_{2u}}{c_{\text{ад}}} \right),$$

де  $c_{ад} = \sqrt{2 \Delta h_a^*}$  – умовна швидкість витікання із соплової решітки;

$\chi = \frac{u_2}{u_1} = \frac{D_{2ср}}{D_1}$  – міра радіальності ступеня, яка дорівнює відношенню середнього діаметра у вихідному перерізі до зовнішнього діаметра робочого колеса (див. рис.4.51).

Використовуючи очевидні залежності, що впливають з рівняння енергії і трикутників швидкостей, одержуємо

$$c_1/c_{ад} = \varphi \sqrt{1-\rho}, \quad c_{1u}/c_{ад} = \varphi \cos \alpha_1 \sqrt{1-\rho}$$

і

$$\frac{c_{2u}}{c_{ад}} = \frac{w_2 \cos \beta_2 - u_2}{c_{ад}} = \frac{w_2 \cos \beta_2}{c_{ад}} - \chi \frac{u_1}{c_{ад}}.$$

З урахуванням раніше отриманого виразу для швидкості  $w_2$  знаходимо

$$\begin{aligned} \frac{w_2}{c_{ад}} &= \psi \sqrt{\frac{\Delta h_{ар}}{\Delta h_a^*} + \left( \frac{w_1}{c_{ад}} \right)^2} + \frac{u_2^2 - u_1^2}{c_{ад}^2} = \\ &= \psi \sqrt{\rho + \varphi^2 (1-\rho) + \chi^2 \left( \frac{u_1}{c_{ад}} \right)^2} - 2 \varphi \frac{u_1}{c_{ад}} \cos \alpha_1 \sqrt{1-\rho}. \end{aligned}$$

Тоді формулу для визначення колового ККД можна переписати у вигляді

$$\eta_u = 2 \frac{u_1}{c_{ад}} \left[ \varphi \cos \alpha_1 \sqrt{1-\rho} - \chi^2 \frac{u_1}{c_{ад}} + \psi \chi \cos \beta_2 \Theta \right], \quad (4.62)$$

де

$$\Theta = \sqrt{\rho + \varphi^2 (1-\rho) + \chi^2 \left( \frac{u_1}{c_{ад}} \right)^2} - 2 \varphi \frac{u_1}{c_{ад}} \cos \alpha_1 \sqrt{1-\rho}.$$

Формула (4.62) свідчить, що коловий ККД радіального ступеня залежить від тих же параметрів, що і ККД осевого ступеня, а також

від геометричного параметра  $\chi = D_{2cp}/D_1$ , який для осьового ступеня дорівнює одиниці.

Розрахунки за допомогою формули (4.62) при значеннях  $\alpha_1 = 15^\circ$ ;  $\varphi = 0,97$ ;  $\psi = 0,9$ ;  $\beta_2 = 45^\circ$  свідчать, що значення колового ККД радіального доцентрового ступеня досягає 0,88...0,92, тобто на 2...3 % вище, ніж в осьовому реактивному ступені.

Для доцентрових ступенів характерне обмеження мінімальної міри реактивності. Це пояснюється тим, що відцентрові сили в робочому колесі спрямовані назустріч потоку. Мінімально допустиму міру реактивності можна знайти з умови відсутності дифузійної течії в робочих каналах

$$\frac{w_2}{\psi} \geq w_1. \quad (4.63)$$

Оскільки

$$\Delta h_{ap} = \rho \Delta h_a^* = \rho \frac{c_{ад}^2}{2},$$

то з виразу (4.59)

$$\left( \frac{w_2}{\psi} \right)^2 = \rho c_{ад}^2 + w_1^2 - u_1^2 + u_2^2.$$

З рівняння (4.63) одержуємо

$$\rho_{\min} c_{ад}^2 + w_1^2 - u_1^2 + u_2^2 = w_1^2$$

або

$$\rho_{\min} = \left( \frac{u_1}{c_{ад}} \right)^2 (1 - \chi^2).$$

Мінімальне значення міри реактивності складає приблизно 0,25...0,35.

Звичайно доцентрові ступені мають міру реактивності 0,45...0,52 і оптимальне відношення швидкостей  $u_1/c_{ад} = 0,65...0,72$ . У цьому випадку кут входу потоку на робочі лопатки близький до  $90^\circ$ , тому вхідні кромки лопаток виконують радіальними.

Крім зазначених колових утрат у радіальних ступенях виникають також додаткові внутрішні втрати (від витоків крізь зазори, від тертя диска), які не враховуються коловим ККД.

На  $h-s$ -діаграмі додаткові внутрішні втрати враховуються аналогічно камерним утратам в осьовому ступені (див. рис.4.49).

Доцентрові радіальні турбіни при невеликих потужностях виявляються більш економічними, ніж турбіни осьового типу. Основні фактори, які сприяють цьому, такі:

- менші втрати у вхідних патрубках, тому що в доцентровій турбіні потік у спіральному та тороїдальному патрубках не змінює напрямку від радіального до осьового;

- менші втрати в сопловому апараті у випадку застосування клиноподібних профілів (або безлопаткового напрямного апарата) за рахунок зменшення кінцевих утрат у решітках, що особливо відчутно при невеликій висоті каналів;

- зменшення втрат у робочому колесі: хоча швидкісний коефіцієнт робочого колеса  $\psi$  значно нижчий, ніж в осьових турбінах, завдяки перетворенню частини потенціальної енергії в роботу під дією коріолісових сил безпосередньо, минаючи форму кінетичної енергії, відносна величина втрат у колесі менша;

- менші втрати з вихідною швидкістю завдяки меншим відносним швидкостям у робочому колесі і можливому подальшому їх зменшенню внаслідок застосування вихідного патрубка у вигляді дифузора.

Крім цього доцентрові радіально-осьові турбіни мають ще ряд переваг у порівнянні з осьовими турбінами, а саме:

- простоту застосування регульованого соплового апарата і здійснення реверса турбіни;

- більший запас потенціальної енергії, що використовується в одному ступені, завдяки більшим коловим швидкостям, які допускаються з точки зору міцності;

- простоту виготовлення робочих коліс завдяки малому числу лопаток;

- більш просту конструкцію та компоновку турбіни.

У той же час до недоліків доцентрових турбін порівняно з осьовими слід віднести:

- трохи більший діаметр корпусу;

труднощі створення багатоступінчастих турбін і турбін великої потужності;

підвищений ерозійний знос стінок каналів.

Пріоритетними областями застосування доцентрових турбін є:

наддувні агрегати дизелів;

газотурбінні двигуни малої потужності;

динамічні перетворювачі енергії;

холодильні турбоагрегати й установки для поділу повітря.

Як приклад застосування доцентрових ступенів у головних суднових турбінах можна назвати перший ступінь багатоступінчастої парової турбіни атомного криголама "Арктика".

### Контрольні завдання і питання

1. Наведіть класифікацію втрат у турбінному ступені.
2. Проаналізуйте причини виникнення профільних утрат.
3. Поясніть, які фактори впливають найбільш суттєво на величину профільних утрат.
4. Дайте характеристику кінцевих утрат у турбінному ступені.
5. Як розподіляються втрати в ступені по довжині лопаток?
6. Проаналізуйте вплив геометричних параметрів решіток на втрати в них.
7. Дайте характеристику міри реактивності ступеня.
8. За допомогою яких співвідношень можна визначити колову роботу ступеня?
9. Дайте характеристику колового ККД турбінного ступеня.
10. Проаналізуйте вплив швидкісної характеристики на коловий ККД активних, реактивних та багатовіцевих ступенів.
11. Які форми швидкісної характеристики використовують при розрахунку турбінних ступенів?
12. Охарактеризуйте камерні втрати в ступені.
13. Поясніть схему будови та принцип дії лабіринтового ущільнення.
14. За допомогою яких рівнянь можна визначити витoki робочого тіла крізь лабіринтове ущільнення?
15. Поясніть методику визначення втрат від витоків крізь периферійні зазори для різних конструктивних оформлень турбінного ступеня.
16. Дайте характеристику втратам від неповноти впуску робочого тіла.
17. Поясніть, чим викликана поява додаткових утрат у ступені, який працює на вологій парі.
18. Проаналізуйте причини появи додаткових утрат енергії в охолоджуваному ступені.
19. Дайте характеристику внутрішньому ККД і потужності ступеня.
20. За допомогою яких рівнянь визначається довжина лопаток соплових і робочих решіток?

21. Дайте порівняльну оцінку активного, конгруентного та двовінцевого активного ступенів.
22. Проаналізуйте особливості робочого процесу в радіальному ступені.

## 5. ОСНОВИ РОЗРАХУНКУ ОСЬОВИХ ТУРБІННИХ СТУПЕНІВ

---

### § 5.1. Вихідні дані

Вихідними для розрахунку турбінного ступеня є такі дані\*):

1. *Тип робочого тіла*. Робочим тілом для турбін газотурбінних двигунів відкритого типу звичайно є продукти згоряння вуглеводневих палив різного виду; в турбінах двигунів, що працюють за замкнутим циклом, застосовуються повітря, гелій, азот, вуглекислий газ.

Робочим тілом для парових турбін, як правило, є водяна пара.

2. *Витрата робочого тіла*  $G$ , кг/с.

3. *Параметри робочого тіла перед ступенем*: для газів, продуктів згоряння і перегрітої пари – статичний  $p_0$  чи повний  $p_0^*$  тиск (Па) і відповідно статична  $T_0$  чи повна  $T_0^*$  температура (К); для вологої пари – тиск  $p_0$  або  $p_0^*$  і міра сухості пари  $x_0$ .

4. *Швидкість робочого тіла на вході в ступінь*  $c_0$ , м/с (у випадку задання статичних параметрів перед ступенем).

5. *Статичний тиск за ступенем*  $p_2$ , Па.

6. *Частота обертання ротора*  $n$ , об/хв, або *середній діаметр ступеня*  $D_{\text{ср}}$ , м (можливе одночасне задання величин  $D_{\text{ср}}$  і  $n$  у ролі вихідних даних).

### § 5.2. Визначення теплофізичних характеристик робочого тіла

При розрахунку ступеня газової турбіни для заданого робочого тіла визначаються деякі теплофізичні характеристики, до яких нале-

---

\*) При написанні цього розділу використані матеріали праць [5] і [6].

жать ізобарна масова теплоємність  $c_p$ , Дж/(кг·К), показник ізоентропії  $k$  та індивідуальна газова стала  $R$ , Дж/(кг·К). При цьому звичайно користуються графічними залежностями від температури теплоємності  $c_p = f(T)$  і комплексу  $m = \frac{k-1}{k} = f(T)$  або табличними даними.

Значення величин  $c_p$  і  $m$  розраховуються для середньої температури процесу розширення в ступені

$$T_{cp} = \frac{T_0 + T_{2t}}{2},$$

де  $T_{2t}$  – температура наприкінці теоретичного ізоентропійного розширення газу в ступені.

Значенням  $T_{2t}$  можна також задаватися з умови

$$T_{2t} = T_0 - (80 \dots 120) \text{ К}$$

з наступним уточненням після знаходження величини наявного теплоперепаду ступеня  $\Delta h_a^*$ :

$$T_{2t} = T_0^* - \frac{\Delta h_a^*}{c_p}.$$

Газова стала робочого тіла може бути визначена за формулою

$$R = \frac{k-1}{k} c_p = c_p m.$$

Дійсні значення теплоємності  $c_p$  і комплексу  $m = \frac{k-1}{k}$  для повітря, продуктів згоряння дизельного палива та природного газу наведені на рис. 1Д і 2Д\*).

Дані теплофізичні характеристики входять до аналітичних залежностей для визначення параметрів робочого тіла в характерних перерізах ступеня газової турбіни.

При автоматизованих розрахунках ступенів газових турбін використовують відомі апроксимаційні залежності теплофізичних характеристик від температури, в ролі якої беруть середньоарифметичну температуру процесу.

\*) Усі рисунки, які позначені цифрою та літерою "Д", наведені в додатку.

### § 5.3. Розрахунок ступеня на середньому діаметрі

Розрахунок турбінних ступенів супроводжується побудовою процесу на  $h$ - $s$ -діаграмі (рис.5.1).

У випадку ступеня газової турбіни, коли розрахунки виконуються за формулами, побудова процесу має ілюстративну мету. На діаграмі необхідно зобразити точки, які характеризують стан робочого тіла в розрахункових перерізах ступеня 0, 1, 2 і стан загальмованого потоку в цих перерізах в абсолютному  $0^*$ ,  $1^*$ ,  $2^*$  й відносному  $1_w^*$  і  $2_w^*$  русі (див. також § 4.18). Слід позначити теплоперепади в решітках і ступені (ізоентропійні й повні наявні), колові втрати, а також сумарні камерні втрати та внутрішній теплоперепад ступеня. Діаграму будують у довільному масштабі по горизонталі, витримуючи співвідношення відрізків уздовж осі  $h$ , які більш-менш відповідають розрахунковим.

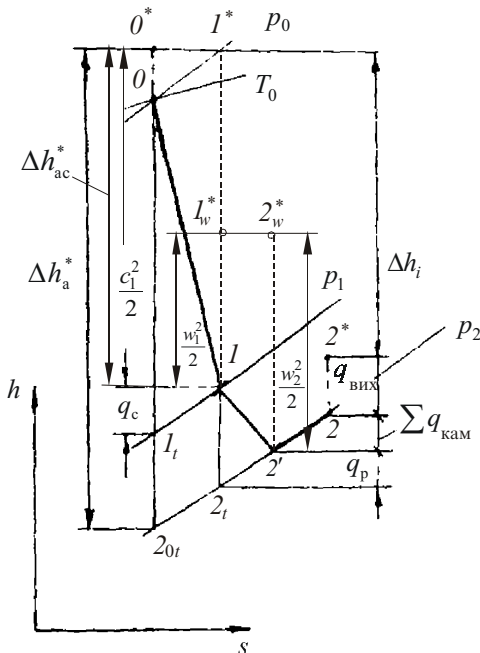


Рис.5.1. Процес розширення в турбінному ступені

Готова стандартна діаграма  $h$ - $s$  використовується безпосередньо для визначення параметрів пари в розрахункових перерізах ступенів парових турбін, а через них і теплоперепадів, тому побудова процесу в ступені на  $h$ - $s$ -діаграмі є органічно пов'язаною з самим розрахунком. Викопіювання процесу з діаграми додається до розрахунку.

Розрахунок ступеня складається з послідовного розрахунку процесів у сопловому апараті і в робочій решітці. У результаті цих розрахунків визначаються:

для соплового апарата – абсолютна швидкість виходу  $c_1$  і втрати енергії  $q_c$ ;

для робочої решітки – відносні швидкості входу  $w_1$  і виходу  $w_2$ , абсолютна швидкість виходу зі ступеня  $c_2$  та втрати енергії  $q_p$ .

Одночасно визначаються кути входу та виходу потоку з решіток, будуються трикутники швидкостей.

На завершення цього етапу розрахунку знаходяться колова робота ступеня і коловий ККД, а також довжина соплових і робочих лопаток.

Швидкості потоку в решітках розраховуються за формулами § 2.4 та 2.7 для ступеня парової турбіни через наявні теплоперепади, для газової – через параметри робочого тіла.

Процеси в решітках на діаграмі будуються в такій послідовності: 1) з точки початку процесу (0 або 1) проводиться ізоентропа до тиску кінця процесу в решітці; 2) з точки кінця ізоентропійного процесу (1<sub>і</sub> або 2<sub>і</sub>) відкладається вгору втрата енергії ( $q_c$  або  $q_p$ ) і проводиться горизонтальна лінія; 3) точка перетину цієї горизонтальної лінії з ізобарою кінця процесу в решітці (1 або 2') з'єднується з точкою початку процесу. Лінія 0–1 або 1–2' – це умовна лінія дійсного процесу в решітці.

Під час здійснення розрахунків першого етапу необхідно взяти ряд параметрів і визначальних величин.

Геометричні і режимні параметри ступенів у значній мірі визначаються типом робочого тіла та його параметрами.

Так, наприклад, параметри продуктів згоряння на вході в перший ступінь турбін суднових і стаціонарних газотурбінних двигунів складають: тиск  $p_0^* = 1...3$  МПа, температура  $T_0^* = 1100...1600$  К – для двигунів відкритого циклу; тиск  $p_0^* = 4...8$  МПа і температура  $T_0^* = 900...1200$  К – для двигунів, що працюють за замкнутим циклом.

Тиск на виході з останнього ступеня турбінної частини  $p_2 = 0,103...0,110$  МПа для двигунів відкритого циклу і  $p_2 = 0,8...2,0$  МПа для двигунів замкнутого циклу.

Параметри пари на вході до соплового апарата першого ступеня парової турбіни високого тиску знаходяться в таких межах: тиск  $p_0^* = 5...10$  МПа, температура  $T_0^* = 740...830$  К. Параметри пари на вході до соплового апарата першого ступеня турбін низького тиску:  $p_0^* = 0,3...0,6$  МПа,  $T_0^* = 420...520$  К. Тиск пари на виході з останнього ступеня турбін низького тиску  $p_2 = 0,005...0,006$  МПа.

Вигляд проточної частини ступеня визначається рядом конструк-

тивних, технологічних вимог, а також умовами компоновання ступеня в складі двигуна. Найбільшого поширення в газових турбінах набули ступені з постійним середнім діаметром. Проточна частина ступенів парових турбін найчастіше має циліндричні обмежуючі поверхні; в той же час в останніх ступенях турбін низького тиску можуть застосовуватися конічні обмежуючі поверхні, сумарний кут розкриття проточної частини в цьому випадку, як правило, не перевищує  $20...25^\circ$ .

До числа основних параметрів, які беруться в процесі розрахунку, належать: відношення середнього діаметра до довжини робочих лопаток (віяловість ступеня)  $\lambda = D_{\text{ср}}/l_p$ , міра реактивності на середньому діаметрі  $\rho$ , кут виходу потоку із соплових каналів  $\alpha_1$  та швидкісні коефіцієнти соплової  $\phi$  і робочої  $\psi$  решіток. Значення  $\lambda$  задають для ступенів газових турбін, як правило, у діапазоні  $3,5...30$ , причому менші значення характерні для останніх ступенів, більші – для перших. Для ступенів парових турбін  $\lambda$  беруть у межах  $20...40$  для перших ступенів турбін високого тиску і  $7...9$  для останніх;  $12...20$  беруть для перших ступенів турбін низького тиску і  $3,5...4,0$  – для останніх.

Величина віяловості ступеня уточнюється в процесі термогазодинамічного розрахунку після визначення середнього діаметра  $D_{\text{ср}}$  і довжини робочих лопаток  $l_p$ . Величина міри реактивності, визначена за уточненою величиною  $\lambda$ , не повинна перевищувати міру реактивності, розраховану за раніше взятим значенням.

Кут виходу потоку із соплових каналів  $\alpha_1$  беруть для ступенів газових турбін у межах  $12...20^\circ$ , причому менші значення – для перших ступенів, більші – для останніх. У парових турбінах рекомендовані значення кута  $\alpha_1 = 11...14^\circ$  для ступенів турбін високого тиску,  $12...14^\circ$  для перших ступенів турбін низького тиску і  $24...30^\circ$  для останніх ступенів турбін низького тиску.

Для визначення швидкісних коефіцієнтів  $\phi$  і  $\psi$  використовують рекомендації, згідно з якими досконалі в аеродинамічному відношенні профілі забезпечують одержання для соплових решіток  $\phi = 0,950...0,975$ ; для робочих решіток ступенів газових турбін  $\psi = 0,94...0,97$ ; для парових турбін  $\psi = 0,90...0,95$ .

Одним з важливих параметрів, що визначають ефективність турбінного ступеня, є швидкісна характеристика ступеня  $v_{\text{ад}} = u/c_{\text{ад}}$

( $v_1 = u/c_1$  або  $v_i = u/c_{1i}$ ), оптимальна величина якої забезпечує мінімум утрат енергії в ступені  $i$ , отже, досягнення максимального ККД. Оптимальне значення безрозмірної характеристики можна знайти за формулою

$$v_{\text{ад.опт}} = \frac{\varphi \cos \alpha_1}{2\sqrt{1-\rho}}.$$

Вибір основних параметрів ступеня повинен здійснюватися так, щоб забезпечувалася міцність найбільш напружених його елементів, до числа яких належать робочі лопатки.

Величина сумарних напружень, що виникають при роботі турбіни в кореневому (найбільш навантаженому) поперечному перерізі робочих лопаток, на стадії попереднього розрахунку може бути оцінена за формулою

$$\sigma = \sigma_p \left( 1 + \frac{\sigma_{\text{зг}}}{\sigma_p} \right),$$

де  $\sigma_p$  – напруження розтягу, що виникають під дією відцентрових сил;  $\sigma_{\text{зг}}$  – напруження згину. Відношення  $\sigma_{\text{зг}}/\sigma_p$  відповідно до рекомендацій беруть рівним 0,1...0,2.

Напруження розтягу в робочій лопатці, змінного по довжині перерізу, можуть бути оцінені за формулою

$$\sigma_p \approx 1,4\rho_m \frac{u^2}{\lambda},$$

де  $\rho_m$  – густина матеріалу лопатки,  $\text{кг/м}^3$ ;  $u$  – колова швидкість,  $\text{м/с}$ .

$$\text{Для лопатки сталого перерізу } \sigma_p \approx 2,0\rho_m \frac{u^2}{\lambda}.$$

Розрахункова температура матеріалу робочих лопаток

$$T_{\text{розр}} = T_0^* - \Delta T_w,$$

де

$$\Delta T_w \approx \frac{u^2}{2c_p} \left( \frac{2\varphi\sqrt{1-\rho}\cos\alpha_1}{v_{\text{ад}}} - 1 \right).$$

Залежно від температури і терміну служби робочих лопаток (звичайно 10000...30000 год для газових турбін і 80000...100000 год для парових турбін) обирається матеріал, характеристики тривалої міцності якого можуть забезпечити одержання прийнятних значень коефіцієнта запасу міцності

$$n_b = \frac{\sigma_{\text{тр}}}{\sigma}.$$

Для робочих лопаток парових і газових турбін коефіцієнт запасу міцності береться рівним 1,5...2,0. У випадку, коли необхідний запас міцності не забезпечується, удаються до зниження температури лопаток за рахунок охолодження їх або зменшують колову швидкість, що можливо досягти зниженням частоти обертання ротора або зменшенням середнього діаметра ступеня.

Після оцінки міцнісного стану лопаток знаходять критичне відношення тисків  $p_{\text{кр}}/p_0^*$  (див. § 2.3). Коли відношення тисків у соплах  $p_1/p_0^*$  менше від критичного, то за сопловими каналами виникає надзвуковий режим течії, що обумовлює необхідність визначення кута відхилення потоку при розширенні в косому зрізі (див. § 2.6). При надзвуковому витіканні необхідно уточнити швидкісні коефіцієнти за існуючими атласами і нормальми.

Визначаючи критичне відношення тисків для перегрітої пари, показник ізоентропи  $k$  беруть рівним 1,3, для сухої насиченої пари – 1,135. При розрахунку процесів витікання вологої пари величина показника ізоентропи може бути одержана із залежності

$$k = 1,035 + 0,1x_{\text{ср}},$$

де

$$x_{\text{ср}} = \frac{x_0 + x_1}{2}.$$

У випадку, коли процес частково відбувається в області перегрітої пари та частково – в області вологої, показник ізоентропи береться як для сухої насиченої пари.

При визначенні критичного відношення тисків звичайно нехтують утратами в соплі та обчислюють його як для ізоентропійної течії.

Довжина вихідної кромки соплових лопаток знаходиться з рівняння нерозривності.

У перших ступенях парових турбін високого тиску довжина вихідної кромки соплової лопатки може виявитися менше 12...15 мм. У цьому випадку виникає необхідність введення парціального впуску пари. Міра впуску звичайно береться з умови забезпечення мінімально допустимої довжини лопаток. Для ступеня з парціальним впуском повинна бути уточнена швидкісна характеристика

$$v_{\text{ад.опт}} = \left( \frac{u_1}{c_{\text{ад}}} \right)_{\text{опт}} \approx \frac{\varphi \cos \alpha_1}{2\sqrt{1-\rho}} - \Delta \left( \frac{u_1}{c_{\text{ад}}} \right).$$

Зокрема, при зменшенні міри впуску до 0,25 величина  $\Delta(u_1/c_{\text{ад}})$  складає 0,07...0,09.

Визначення довжини вихідної кромки робочих лопаток можна здійснити двома способами. Згідно з першим способом вона визначається за відомою довжиною соплової лопатки з ескізу проточної частини, виходячи з умови забезпечення плавності її обрисів. Тоді кут  $\beta_2$  визначається з рівняння нерозривності для взятої довжини лопаток. Відповідно до другого способу довжина робочої лопатки знаходиться з рівняння нерозривності для вихідного перерізу ступеня за взятим кутом виходу потоку з робочих лопаток  $\beta_2$ .

Більш розповсюдженим у розрахунках ступенів газових турбін є перший спосіб. Побудову ескізу проточної частини ступеня розпочинають після визначення довжини вихідної кромки соплових лопаток. Кут розкриття проточної частини  $\gamma$  береться рівним 4...20°, причому менші значення – для перших ступенів турбін високого тиску, більші – для останніх ступенів турбін низького тиску.

Порядок побудови ескізу проточної частини наступний. Спочатку проводиться вертикальний відрізок  $AC$ , довжина якого відповідає довжині вихідної кромки соплових лопаток (рис.5.2,*a*). Потім через кінці цього відрізка проводяться дві лінії  $KP$  і  $MN$ , кут між якими дорівнює взятому куту розкриття проточної частини. Після цього на відстані осьового зазору  $s$ , величину якого для ступенів турбін газотурбінних двигунів беруть 5...20 мм (менші значення – для перших ступенів і малих довжин соплових лопаток), паралельно відрізку  $AC$  проводиться відрізок  $DE$  і від нього відкладається

осьова ширина робочої лопатки, що знаходиться із графічної залежності  $l_p/B_p = f(\lambda)$  (рис.3Д). Потім перпендикулярно лінії, що відповідає зовнішньому обводу проточної частини, відкладається радіальний зазор  $\delta_r$ , який береться рівним  $(0,005 \dots 0,010) l_p$ . У результаті даних побудов визначається довжина вихідної кромки робочої лопатки  $l_p$ .

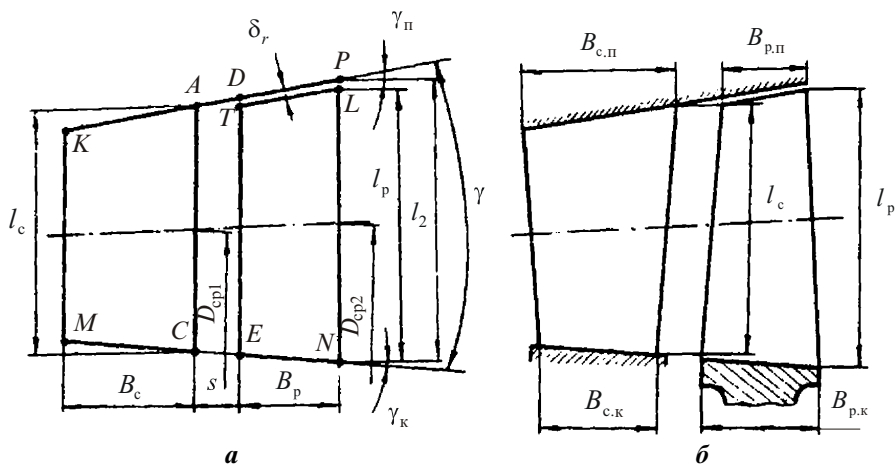


Рис.5.2. Побудова ескізу проточної частини ступеня

З ескізу проточної частини видно, що довжина вихідної кромки робочої лопатки може бути визначена також за геометричною залежністю

$$l_p = l_c + (s + B_p)(\operatorname{tg} \gamma_{\pi} + \operatorname{tg} \gamma_k) - \delta_r,$$

де  $\gamma_{\pi}$  і  $\gamma_k$  – кути розкриття проточної частини на периферії та біля кореня лопаток.

У той же час довжина робочих лопаток з огляду на графічну залежність  $l_p/B_p = f(\lambda)$  може бути знайдена за формулою

$$l_p = (l_p/B_p) B_p.$$

Зіставивши два останні рівняння, після перетворення одержимо формулу для визначення необхідної осьової ширини робочих лопа-

$$B_p = \frac{l_c + s(\operatorname{tg} \gamma_n + \operatorname{tg} \gamma_k) - \delta_r}{\left(l_p/B_p\right) - \operatorname{tg} \gamma_n - \operatorname{tg} \gamma_k}.$$

Оскільки осьова ширина лопаток звичайно змінна від кореня до периферії, то при меридіональному профілюванні (див. рис.5.2,б) рекомендовано брати відношення ширини в периферійному перерізі  $B_n$  до ширини в кореновому перерізі  $B_k$  для соплових лопаток  $B_n/B_k = 1,05 \dots 1,30$ ; для робочих –  $B_n/B_k = 0,9 \dots 0,7$ .

Довжина вихідної кромки робочих лопаток ступенів парових турбін визначається трохи інакше. В цьому випадку береться згідно з рекомендаціями величина сумарного перекриття  $\Delta = \Delta_n + \Delta_k$  (рис.5.3), а потім вибирається

$$l_p \geq l_c + \Delta.$$

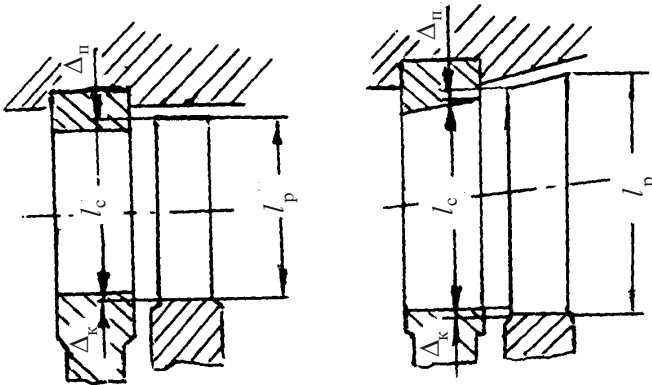


Рис.5.3. До визначення довжини робочих лопаток

Іноді спочатку беруть кут виходу з робочої решітки  $\beta_2$ , що можна зробити, орієнтуючись на кут  $\beta_1$  та міру реактивності ступеня, пам'ятаючи, що  $\beta_2 < \beta_1$ . Після цього визначають довжину робочих лопаток і оцінюють її прийнятність з точки зору плавності обводів проточної частини.

Наступний етап розрахунку – визначення камерних утрат і остаточних показників ступеня.

При розрахунку камерних утрат у ступені необхідно брати до уваги його особливості і конструктивне виконання: спосіб підведення робочого тіла – повний або частковий, наявність або відсутність бандажа, наявність і місце розташування зазорів, їхній тип (відкритий чи закритий зазор) і величину та ін.

У розглянутій методиці взята рівність витрат робочого тіла через соплову і робочу решітки витраті через ступінь. Для більш точних розрахунків витрати через решітки слід перевірити з урахуванням витоків крізь ущільнення діафрагм, периферійний і кореневий зазори.

При розрахунку високотемпературного ступеня з охолоджуваними лопатками додаткові втрати, викликані охолодженням, можуть бути в спрощеній постановці враховані зменшенням величини швидкісних коефіцієнтів  $\phi$  і  $\psi$  на 0,015...0,020 у порівнянні з їхніми значеннями для неоохолоджуваних решіток.

Розрахунок закінчується визначенням внутрішнього ККД і потужності ступеня.

Приклади розрахунку осьового ступеня газової і парової турбін на середньому діаметрі наведені в табл. 1Д і 2Д\*).

У § 4.6–4.19, де розглядалися осьові ступені з відносно короткими лопатками, вважалося, що середній діаметр ступеня – це стала величина, а тому колова швидкість також залишається незмінною, тобто  $u_2 = u_1$ .

У реальних ступенях, в залежності від характеру обводів проточної частини в меридіональному перерізі, а тим більше в ступенях з відносно довгими лопатками поширені випадки, коли середні діаметри ступеня на вході до робочої решітки та на виході з неї дещо відрізняються один від одного, і тоді  $u_2 \neq u_1$ . У цьому разі ступінь, залишаючись осьовим, набуває певних рис, характерних для радіального ступеня.

При проектуванні таких ступенів за невеликої різниці діаметрів іноді розрахунок виконують як при сталому середньому діаметрі, за який беруть середній діаметр на виході з робочої решітки (тобто  $D_{\text{ср}} = D_{\text{ср}2}$ ).

Більш точний результат дає врахування різниці діаметрів і колових швидкостей при обчислюванні швидкості виходу робочого тіла з робочої решітки  $w_2$  та колової роботи  $l_u$ , як у розрахунках раді-

\*) Усі таблиці, позначені цифрою та літерою "Д", наведено в додатку.

ального ступеня за формулами (4.59) та (4.60). Це показано в наведених прикладах розрахунку (див. табл.1Д і 2Д).

### Контрольні завдання і питання

1. Назвіть дані, які є вихідними для розрахунку турбінного ступеня.
2. Поясніть методику визначення теплофізичних характеристик робочого тіла.
3. Назвіть вірогідні значення параметрів робочого тіла на вході й виході зі ступенів сучасних парових та газових турбін.
4. Поясніть методику перевірки на міцність робочих лопаток турбін.
5. Яким чином здійснюється визначення довжин вихідних кромок соплових та робочих лопаток у розрахунку ступеня?

## 6. ОСОБЛИВОСТІ РОЗРАХУНКУ ПРОСТОРОВОГО ПОТОКУ В СТУПЕНІ

### § 6.1. Ступінь з відносно довгими лопатками

Раніше при розгляді роботи турбінного ступеня допускалося, що колова швидкість, геометричні параметри решіток і параметри робочого тіла по довжині робочих лопаток залишаються незмінними. При такому допущенні потік у ступені буде плоскопаралельним і розрахунок його можна виконувати за параметрами робочого тіла та геометричними розмірами на середньому діаметрі, а обрані для середнього перерізу профілі соплових і робочих лопаток брати такими ж і для інших перерізів лопаток. Тому ступені, розраховані й побудовані за умови плоскопаралельного потоку, мають циліндричні лопатки (постійного по радіусу профілю).

Сталість параметрів по радіусу може бути допущена, коли довжина робочих лопаток досить мала порівняно з середнім діаметром, тобто при великих значеннях  $\lambda = D_{\text{ср}} / l_p$ . Розрахунок ступенів за умови плоскопаралельного потоку прийнятний при  $\lambda \geq 10 \dots 12$ .

Ступені з  $\lambda < 10 \dots 12$  називають *ступенями з відносно довгими*

лопатками, або ступенями великої віяловості. У таких ступенях потік має чітко виражену просторову структуру, тому розрахунок їх і побудова за умови плоскопаралельного потоку із циліндричними лопатками призводять до появи втрат, пов'язаних із порушенням сприятливих умов обтікання лопаток, і до помітного зниження ККД ступеня порівняно з одержаним на середньому діаметрі. Ці втрати дістали назву *віялових утрат*.

Найперше, що визначає просторову структуру потоку в ступені великої віяловості, – це зміна колової швидкості по довжині лопаток. Відношення колових швидкостей на периферії й у кореновому перерізі лопаток через віяловість  $\lambda$

$$\frac{u_{\text{п}}}{u_{\text{к}}} = \frac{D_{\text{п}}}{D_{\text{к}}} = \frac{D_{\text{ср}} + l_{\text{п}}}{D_{\text{ср}} - l_{\text{п}}} = \frac{\lambda + 1}{\lambda - 1}.$$

Графічне відображення цієї залежності наведено на рис. 6.1. Очевидно, що при великих значеннях  $\lambda$  відношення швидкостей  $u_{\text{п}}/u_{\text{к}}$  невелике і зміною колової швидкості по довжині лопаток можна нехтувати. Проте, коли  $\lambda = 10 \dots 12$ , то  $u_{\text{п}}/u_{\text{к}} \approx 1,2$ , тому не враховувати це вже неможливо, якщо мати на увазі, що в останніх ступенях парових і газових турбін звичайно  $\lambda = 3,5 \dots 4,0$ .

Крім зміни колової швидкості на формування просторової структури потоку в ступені суттєво впливає зміна уздовж радіуса параметрів робочого тіла в зазорах між решітками лопаток. У першу чергу це стосується тиску.

Нааявність колових складових швидкостей робочого тіла (в загальному випадку –  $c_{0u}$ ,  $c_{1u}$ ,  $c_{2u}$ ) призводить до виникнення відцентрових сил, які діють на частки речовини в радіальному напрямі. Якщо при цьому радіальні складові швидкостей відсутні, то, очевидно, в потоці діють ще певні сили, які врівноважують відцентрові сили. Такі сили є наслідком перерозподілу тиску в зазорі по радіусу: тиск має зростати від кореня робочих лопаток до периферії.

Якщо частки газу мають радіальні складові швидкості, тобто

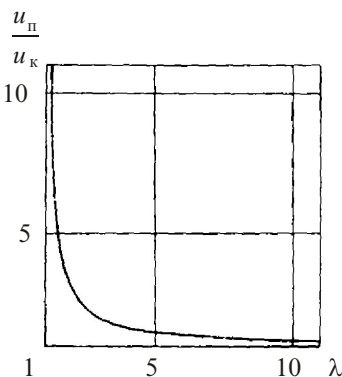


Рис. 6.1. Зміна колової швидкості через віяловість  $\lambda$

лінії струменя в меридіональному перерізі не рівнобіжні осі ступеня, з'являються додаткові сили, спрямовані від периферії до центра або від центра до периферії, які послаблюють або посилюють нерівномірність розподілу тиску, викликану дією відцентрових сил.

Отже, причиною зміни тиску по довжині лопаток є закручення потоку, яке призводить до появи колової складової швидкості. Очевидно, що при осьовому напрямі руху тиск у зазорі буде незмінним.

Потік у ступені сильно закручений в зазорі між сопловою і робочою решітками (малий кут  $\alpha_1$ ), тому там спостерігається суттєва зміна тиску вздовж радіуса.

У загальному випадку закручення потоку відбувається і за робочою решіткою (при неоптимальних значеннях характеристики  $v_1 = u/c_1$  кут виходу робочого тіла  $\alpha_2 \neq 90^\circ$ ), тому тиск за ступенем також є змінною величиною. Проте нерівномірність тиску за ступенем порівняно невелика, що пояснюється малою швидкістю виходу з робочої решітки  $c_2$  і її складовою  $c_{2u}$ . Мало змінюється і тиск перед ступенем, коли закручення потоку перед ним буде несуттєвим. При близьких до осьового напрямках потоку перед соплами та за робочими лопатками тиск перед ступенем і за ним, а отже, і наявний перепад ентальпій у ступені залишаються по довжині лопаток незмінними. Оскільки тиск у зазорі між сопловими й робочими лопатками збільшується від кореневого перерізу до периферії, міра реактивності ступеня по радіусу зростає (рис.6.2).

Зміна міри реактивності по радіусу призводить до того, що в кореновому перерізі робочих лопаток вона виявляється нижчою, ніж на середньому діаметрі. Отже, якщо на середньому діаметрі взяти  $\rho = 0$ , то в кореновому перерізі (і в усіх інших, де  $D < D_{\text{ср}}$ ) реактивність є від'ємною.

При від'ємній реактивності тиск за робочою решіткою більший, ніж перед нею, в решітці виникає дифузorna течія з вихровими зонами, можливі зривні явища. Це все призводить до зростання втрат енергії в ступені і тому є небажаним.

Щоб уникнути негативних на-

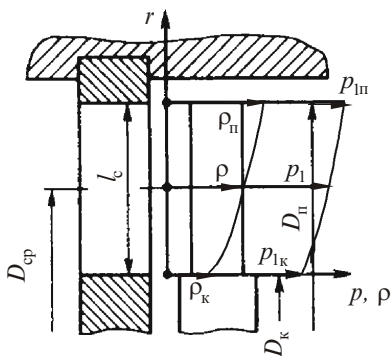


Рис.6.2. Зміна тиску за сопловими каналами та міри реактивності ступеня по довжині лопаток

слідків від'ємної реактивності у кореновому перерізі, міра реактивності повинна завжди бути трохи більше нуля. Звичайно беруть  $\rho_k \geq 0 \dots 0,2$ . Виходячи з цього, визначають необхідну міру реактивності на середньому діаметрі ступеня.

Для ступенів з лопатками постійного профілю зв'язок міри реактивності на середньому діаметрі та в кореновому перерізі можна описати приблизною формулою [14]

$$\rho_{cp} = 1 - (1 - \rho_k) \left( \frac{\lambda - 1}{\lambda} \right)^2.$$

Часто також користуються спрощеною формулою [21]

$$\rho_{cp} = \rho_k + \frac{1,8}{\lambda + 1,8}.$$

На рис.6.3 показано вхідні трикутники швидкостей для трьох перерізів ступеня з урахуванням зміни колової швидкості та міри реактивності по довжині робочих лопаток. Соплові й робочі лопатки ступеня взято циліндричними. Міра реактивності збільшується від коренового перерізу до вершини лопатки, тому швидкість  $c_1$  виходу потоку із соплових каналів до вершини лопаток зменшується. Кут виходу потоку  $\alpha_1$  у всіх перерізах залишається незмінним.

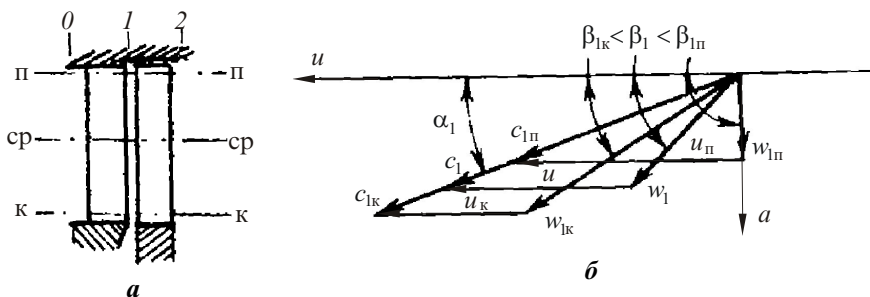


Рис.6.3. Характерні перерізи ступеня (а) та вхідні трикутники швидкостей (б)

Як це видно з трикутників швидкостей, кут  $\beta_1$  входу відносної швидкості  $w_1$  в робочу решітку збільшується від коренового перерізу до периферії ( $\beta_{1п} > \beta_1 > \beta_{1к}$ ). Тому, якщо на середньому діаметрі

вхід у робочу решітку безударний, у всіх перерізах потік надходить у решітку з від'ємним (при  $\beta_1 > \beta_{\text{геом}}$ ) або додатним (при  $\beta_1 < \beta_{\text{геом}}$ ) кутом атаки. З рисунка також видно, що змінюється не тільки кут  $\beta_1$  – напрям швидкості  $w_1$ , але й сама відносна швидкість входу, яка від кореня до вершини лопаток зменшується.

Таким чином, застосування циліндричних лопаток у ступенях з малим відношенням  $\lambda$  призводить до неоптимальних умов обтікання вхідних кромek лопаток, появи відривних зон через великі кути атаки, радіальних перетікань потоку в каналах, що істотно знижує ККД турбінного ступеня.

Необхідно також урахувувати збільшення втрат через відхилення відносного кроку решіток від свого оптимального значення, що буде виникати у всіх перерізах ступеня, крім розрахункового (як правило, середнього).

Отже, стає очевидною необхідність проектування ступенів з малим відношенням  $\lambda$  для зменшення віялових утрат, ураховуючи просторову структуру потоку.

Поліпшити роботу ступеня можна, якщо лопатки виготовити зі змінним уздовж радіуса профілем, тобто застосувати *закручені* лопатки.

## § 6.2. Найпростіший спосіб закручення лопаток

Застосування закручених лопаток дозволяє зменшити втрати, що виникають через неоптимальність кута атаки і кроку вздовж радіуса, узгодити на кожному радіусі профілі соплових і робочих лопаток з характером роботи ступеня (реактивність, число Маха та ін.), істотно зменшити радіальні перетікання в одних випадках або раціонально організувати їх в інших.

Закрученню лопаток будь-яким способом передуює розрахунок ступеня на середньому діаметрі як ступеня з відносно короткими лопатками, тому на цей час усі дані щодо середнього діаметра вже відомі. Побудовані вже й трикутники швидкостей для середнього діаметра.

Найпростіший спосіб закручення лопаток ураховує зміну тільки колової швидкості по їх довжині. Він впливає безпосередньо з розгляду трикутників швидкостей ступеня, побудованих для ряду перерізів лопаток. При цьому всі параметри робочого тіла в харак-

терних перерізах ступеня 0, 1, 2 беруть сталими по довжині лопаток і рівними параметрам на середньому діаметрі. Соплові лопатки мають постійний профіль, закручуються тільки робочі.

Наслідком незмінності параметрів робочого тіла по довжині лопаток є сталість теплоперепадів у цілому в ступені  $\Delta h_a^*$  й у кожній з решіток  $\Delta h_{ac}^*$  і  $\Delta h_{ap}$ . Постійною за величиною і напрямом, таким чином, залишається і швидкість виходу із соплового апарата  $c_1$ .

Вхідні трикутники швидкостей при переході від одного перерізу до іншого деформуються тільки внаслідок зміни колової швидкості  $u$ .

Визначаючи швидкість виходу з робочої решітки  $w_2$ , враховують зміну вхідної швидкості  $w_1$  при сталому ізоентропійному теплоперепаді в робочій решітці  $\Delta h_{ap}$ .

На рис.6.4 зображені трикутники швидкостей для трьох перерізів: кореневого (к), на середньому діаметрі (ср) та біля периферії лопаток (п).

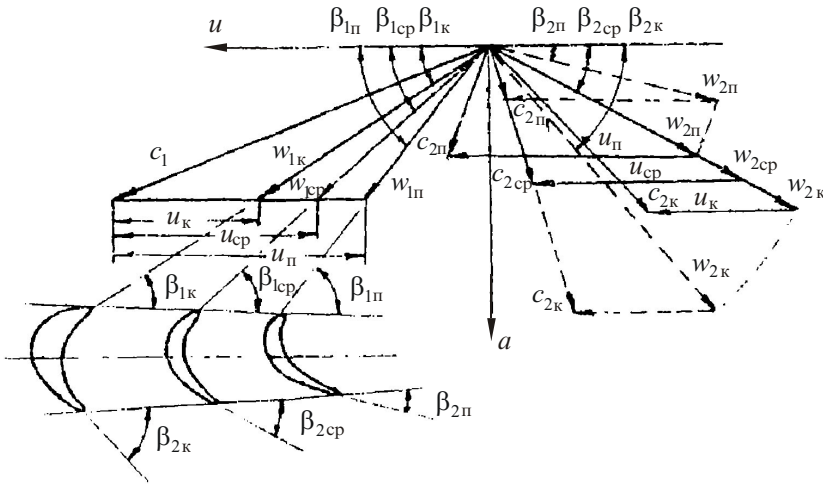


Рис.6.4. Трикутники швидкостей при найпростішому способі закручення лопаток

Із вхідних трикутників швидкостей видно, що для забезпечення безударного входу потоку в робочий вінець необхідно кут  $\beta_1$  біля кореня зробити меншим, а біля вершини – більшим, ніж на середньому діаметрі, тобто геометричний вхідний кут робочої решітки повинен зростати від кореня до вершини лопаток.

У правій частині рис.6.4 суцільними лініями показано вихідні трикутники швидкостей при збереженні кута  $\beta_2$  постійним по довжині лопаток. Швидкість виходу залежить від зміни вхідної швидкості  $w_1$ . Абсолютна швидкість потоку за ступенем  $c_2$  в цьому випадку істотно змінює величину і напрям, тобто потік виявляється закрученим.

Для усунення закручення потоку за ступенем доцільно зробити змінним по довжині лопаток також і вихідний кут  $\beta_2$ . Вихідні трикутники для такого випадку позначені штриховими лініями. Як впливає з побудов, вихідний кут робочої решітки від кореня до вершини повинен зменшуватися.

Під трикутниками швидкостей на рисунку показано профілі робочої лопатки для розглянутих перерізів. При цьому осьова ширина профілю зменшується до вершини. Таким чином зменшують напруження в лопатках від відцентрових сил.

Розрахунок закручення цим способом полягає в знаходженні значень кута  $\beta_1$  в різних перерізах. Такий спосіб закручення лопаток, заснований на досить наближених припущеннях, дозволяє при малих  $\lambda$  істотно знизити віялові втрати, однак, не вичерпує можливості подальшого підвищення ефективності турбінного ступеня.

Приклад розрахунку закручення лопаток найпростішим способом (при сталості кута  $\beta_2$ ) наведено в табл.3Д.

### § 6.3. Рівняння радіальної рівноваги часток газу

Розглянутий найпростіший спосіб закручення лопаток (див. § 6.2) ураховує зміну тільки колової швидкості. Більш досконалі методи, що враховують зміну по радіусу також і параметрів робочого тіла, засновані на використанні рівняння радіальної рівноваги часток газу.

Наявність колових складових швидкостей течії (див. § 6.1) призводить до виникнення відцентрових сил і перерозподілу тисків у міжвінцевих перерізах: від кореня до периферії тиск повинен зростати.

На перерозподіл тисків впливає також характер течії в меридіональному перерізі. Якщо лінії струму в цьому перерізі мають деяку кривизну, то з'являються додаткові сили, які збільшують або зменшують нерівномірність розподілу тисків, викликану відцентровими силами.

При вивченні просторового потоку в ступені в першу чергу розглядають поля швидкостей і тисків у характерних перерізах 0, 1 і 2 (рис.6.5).

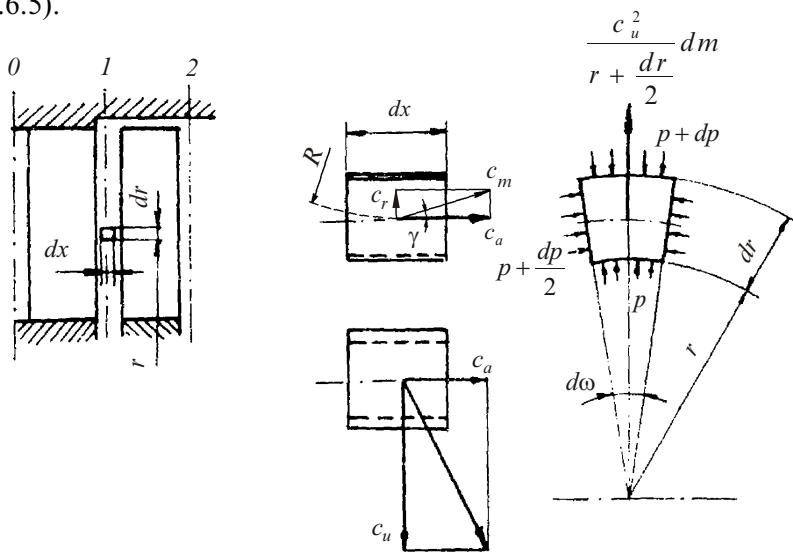


Рис.6.5. До виводу рівняння радіальної рівноваги

Визначимо умови радіальної рівноваги часток газу для якогось із указаних перерізів. Виділимо в потоці елементарну частку газу, обмежену двома циліндричними коаксіальними поверхнями з радіусами  $r$  і  $r + dr$ , двома фронтальними площинами на відстані  $dx$  одна від одної та двома меридіональними перерізами, що утворюють між собою кут  $d\omega$ .

Абсолютна швидкість частки в загальному випадку може бути розкладена на три складові: колову  $c_u$ , осьову  $c_a$  і радіальну  $c_r$ , при цьому

$$c^2 = c_u^2 + c_a^2 + c_r^2 = c_u^2 + c_m^2,$$

де  $c_m = \sqrt{c_{1a}^2 + c_{1r}^2}$  – меридіональна складова швидкості.

На частку газу у радіальному напрямі діють:

відцентрова сила (на рис.6.5 спрямована вгору)

$$\frac{c_u^2}{r + dr/2} dm = \frac{c_u^2}{r + dr/2} \rho \left( r + \frac{dr}{2} \right) d\omega dr dx;$$

сила від тиску на внутрішню поверхню (угору)

$$p r d\omega dx;$$

сила від тиску на зовнішню поверхню (вниз)

$$(p + dp)(r + dr) d\omega dx;$$

сила від тиску на бічні грані (угору)

$$2 \left( p + \frac{dp}{2} \right) dr dx \sin \frac{d\omega}{2};$$

сила, обумовлена радіальним прискоренням (напрям залежить від знака кривизни ліній струму),

$$dm \frac{dc_r}{d\tau} = \rho \left( r + \frac{dr}{2} \right) d\omega dr dx \frac{dc_r}{d\tau}.$$

Умова рівноваги всіх сил, що діють на частку, запишеться у вигляді

$$\begin{aligned} \rho \left( r + \frac{dr}{2} \right) d\omega dr dx \frac{c_u^2}{r + dr/2} + p r d\omega dx - (p + dp)(r + dr) d\omega dx + \\ + 2 \left( p + \frac{dp}{2} \right) dr dx \sin \frac{d\omega}{2} \mp \rho \left( r + \frac{dr}{2} \right) d\omega dr dx \frac{dc_r}{d\tau} = 0. \end{aligned} \quad (6.1)$$

Перед останнім членом у лівій частині рівняння знак "мінус" береться, якщо лінія струму розташована опуклістю вниз (див. рис.6.5), а знак "плюс" – якщо опуклістю вгору.

Розкриємо дужки і зведемо подібні члени, допустивши через малість кута  $d\omega$ , що  $\sin \frac{d\omega}{2} \approx \frac{d\omega}{2}$ . З рівняння (6.1) знайдемо

$$\rho dr c_u^2 - r dp - \frac{dr}{2} dp \mp \rho r dr \frac{dc_r}{d\tau} \mp \rho \frac{(dr)^2}{2} \frac{dc_r}{d\tau} = 0$$

або, відкинувши члени більш високого порядку малості, після де-

яких перетворень

$$\rho \frac{c_u^2}{r} - \frac{dp}{dr} \mp \rho \frac{dc_r}{d\tau} = 0. \quad (6.2)$$

Формула (6.2) – це рівняння радіальної рівноваги часток газу в загальному вигляді.

Рівнянню рівноваги можна надати й іншого вигляду. З рис.6.5 випливає, що

$$c_r = c_m \sin \gamma.$$

Тоді

$$\frac{dc_r}{d\tau} = \frac{dc_m}{d\tau} \sin \gamma + c_m \cos \gamma \frac{d\gamma}{d\tau}. \quad (6.3)$$

Якщо миттєвий радіус кривизни лінії струму –  $R$ , то

$$c_m = R \frac{d\gamma}{d\tau},$$

звідки

$$\frac{d\gamma}{d\tau} = \frac{c_m}{R}.$$

Після підстановки в рівняння (6.3), а потім у (6.2) одержимо

$$\frac{dp}{dr} = \rho \left( \frac{c_u^2}{r} \mp \frac{dc_m}{d\tau} \sin \gamma \mp \frac{c_m^2}{R} \cos \gamma \right). \quad (6.4)$$

Тут сила, обумовлена радіальним прискоренням, замінена двома силами: інерційною, яка викликана зміною меридіональної швидкості і пропорційна  $\frac{dc_m}{d\tau} \sin \gamma$ , і відцентровою, що обумовлена кривизною лінії струму і пропорційна  $\frac{c_m^2}{R} \cos \gamma$ .

Для деяких окремих випадків рівняння рівноваги набуває спрощеного вигляду. Так, при  $R \rightarrow \infty$ , тобто коли поверхні струму є конічними, з виразу (6.4)

$$\frac{dp}{dr} = \rho \left( \frac{c_u^2}{r} \mp \frac{dc_m}{d\tau} \sin \gamma \right).$$

При  $R \rightarrow \infty$  і  $\gamma = 0$ , коли частки рухаються по коаксіальних циліндричних поверхнях,

$$\frac{dp}{dr} = \rho \frac{c_u^2}{r} \quad (6.5)$$

або

$$\frac{dp}{\rho} - c_u^2 \frac{dr}{r} = 0. \quad (6.6)$$

Останній випадок має в практиці найбільше значення, тому що звичайно кривизна ліній струму невелика і її можна не враховувати, а кут  $\gamma$  досить малий.

Рівняння (6.5) є підтвердженням того, що при відсутності колових складових швидкості градієнт тиску по довжині лопаток дорівнює нулю, тобто тиск у перерізі сталий.

Стосовно конкретних перерізів рівняння (6.6) можна переписати в такому вигляді:

для перерізу 1

$$\frac{dp_1}{\rho_1} - c_{1u}^2 \frac{dr}{r} = 0; \quad (6.7)$$

для перерізу 2

$$\frac{dp_2}{\rho_2} - c_{2u}^2 \frac{dr}{r} = 0. \quad (6.8)$$

Нехтуючи роботою тертя в лопаткових каналах, з рівняння Бернуллі одержуємо:

для соплового апарата ( $dl_r = 0$ ,  $dl_T = 0$ )

$$\frac{dp_1}{\rho_1} = -c_1 dc_1;$$

для робочих лопаток ( $dl_T = dl_u \neq 0$ ,  $dl_r = 0$ )

$$\frac{dp_2}{\rho_2} = -c_2 dc_2 - dl_u.$$

Після підстановки у формули (6.7) і (6.8) одержимо

$$c_1 dc_1 + c_{1u}^2 \frac{dr}{r} = 0, \quad (6.9)$$

$$c_2 dc_2 + c_{2u}^2 \frac{dr}{r} + dl_u = 0. \quad (6.10)$$

Диференціальні рівняння радіальної рівноваги (6.9) і (6.10) можуть бути проінтегровані лише за певних додаткових умов. Рівняння в інтегральному вигляді визначають характер зміни геометричних параметрів решіток і параметрів потоку по довжині лопаток (або по радіусу) і, отже, можуть бути основою для закручення лопаток.

Залежно від додаткових умов, які беруться при інтегруванні диференціальних рівнянь радіальної рівноваги, одержують математичний вираз того чи іншого закону закручення лопаток з урахуванням зміни параметрів робочої речовини вздовж радіуса. Хоча законів закручення може існувати багато, практичного застосування набули лише деякі з них.

#### § 6.4. Закручення лопаток за законом сталості циркуляції

Уперше закручення лопаток методом сталості циркуляції було застосовано академіком М.Є.Жуковським для профілювання повітряних гвинтів і лопаток вентиляторів. Згодом цей метод був розроблений професором В.В.Уваровим стосовно довгих лопаток парових і газових турбін. Незважаючи на те, що метод заснований на використанні рівнянь потенціального потоку нестисливої рідини, він широко застосовується в практиці конструювання проточних частин турбін.

У даному випадку як додаткову умову при інтегруванні рівняння радіальної рівноваги газу беруть

$$c_{1a} = \text{const}, \quad (6.11)$$

що відповідає рівномірному полю осьових швидкостей у зазорі між сопловими і робочими лопатками.

Перед ступенем, а також за ним візьмемо напрям потоку осьовим (тобто  $\alpha_0 = \alpha_2 = 90^\circ$  і  $c_{1u} = c_{2u} = 0$ ), а поля всіх параметрів рівномірними. При цьому наявний теплоперепад у ступені  $\Delta h_a^*$  по довжині лопаток буде зберігатися однаковим.

Оскільки

$$c_1^2 = c_{1a}^2 + c_{1u}^2,$$

то за умови (6.11)

$$c_1 dc_1 = c_{1u} dc_{1u}.$$

Після підстановки в рівняння (6.9) одержимо

$$c_{1u} dc_{1u} + c_{1u}^2 \frac{dr}{r} = 0,$$

звідки

$$\frac{dc_{1u}}{c_{1u}} + \frac{dr}{r} = 0.$$

Інтегруючи останнє рівняння, одержуємо

$$c_{1u} r = \text{const}. \quad (6.12)$$

Між довільним радіусом і кроком решітки існує зв'язок

$$2\pi r = zt,$$

де  $z$  – число лопаток.

Тоді замість умови (6.12) можна записати

$$c_{1u} \frac{zt}{2\pi} = \text{const}$$

або, беручи до уваги, що  $z/2\pi$  – величина стала,

$$c_{1u} t = \text{const}.$$

Але при осьовому вході до ступеня ( $c_{0u} = 0$ )  $c_{1u} t$  – циркуляція швидкості по контуру, що охоплює профіль лопатки соплової решітки (див. § 3.4). При осьовому виході зі ступеня ( $c_{2u} = 0$ )  $c_{1u} t$  – циркуляція швидкості по контуру, який охоплює профіль лопатки робочої решітки, тільки зі зворотним знаком. Таким чином, умова (6.12) відповідає сталості по довжині лопаток циркуляції швидкості за контурами, які охоплюють профілі лопаток соплової і робочої решіток.

На цій підставі таке закручення лопаток називають *закрученням за законом сталості циркуляції*.

Умови (6.11) і (6.12) забезпечують безвихрову течію у всьому просторі міжвінцевого зазору ступеня й описують рух вільного вихору. Тому в науковій літературі цей метод закручення також іноді називають *закрученням за законом вільного вихору*.

Знайдемо зміну параметрів ступеня по радіусу у випадку закручення за законом сталості циркуляції.

Запишемо умову (6.12) для довільного радіуса  $r$  і середнього радіуса ступеня  $r_{\text{cp}}$  у вигляді

$$c_{1u}^2 r^2 = c_{1u\text{cp}}^2 r_{\text{cp}}^2$$

або

$$(c_1^2 - c_{1a}^2) r^2 = (c_{1\text{cp}}^2 - c_{1a}^2) r_{\text{cp}}^2.$$

Розв'язавши рівняння щодо швидкості  $c_1$ , знайдемо

$$c_1^2 = \left( \frac{r_{\text{cp}}}{r} \right)^2 (c_{1\text{cp}}^2 - c_{1a}^2) + c_{1a}^2.$$

Введемо позначення:

$$\frac{c_1}{c_{1\text{cp}}} = \bar{c}_1; \quad \frac{r}{r_{\text{cp}}} = \bar{r}.$$

Тоді з урахуванням того, що  $\frac{c_{1a}}{c_{1\text{cp}}} = \text{const} = \sin \alpha_{1\text{cp}}$ ,

$$\bar{c}_1^2 = \frac{1}{\bar{r}^2} [1 + (\bar{r}^2 - 1) \sin^2 \alpha_{1\text{cp}}].$$

Наявні теплоперепади в сопловій решітці у довільному перерізі і на середньому радіусі

$$\Delta h_{\text{ac}}^* = \frac{c_1^2}{2\varphi^2} \quad \text{та} \quad \Delta h_{\text{ac, cp}}^* = \frac{c_{1\text{cp}}^2}{2\varphi_{\text{cp}}^2}.$$

Якщо допустити сталість по радіусу швидкісного коефіцієнта  $\varphi$ , то

$$\frac{\Delta h_{\text{ac}}^*}{\Delta h_{\text{ac, cp}}^*} = \frac{c_1^2}{c_{1\text{cp}}^2} = \bar{c}_1^2.$$

Для розподілу міри реактивності по довжині лопаток одержимо залежність

$$\rho = 1 - \frac{\Delta h_{ac}^*}{\Delta h_a^*} = 1 - (1 - \rho_{cp}) \frac{\Delta h_{ac}^*}{\Delta h_{ac, cp}^*}.$$

З урахуванням попередніх формул остаточно одержимо

$$\rho = 1 - \frac{1 - \rho_{cp}}{\bar{r}^2} [1 + (\bar{r}^2 - 1) \sin^2 \alpha_{lcp}]. \quad (6.13)$$

Отже, зі збільшенням відносного радіуса  $\bar{r}$  міра реактивності зростає.

З рівняння (6.13) можна одержати формулу для визначення міри реактивності на середньому діаметрі при заданій реактивності в кореневому перерізі:

$$\rho_{cp} = 1 - (1 - \rho_k) \frac{\bar{r}_k^2}{1 + (\bar{r}_k^2 - 1) \sin^2 \alpha_{lcp}}. \quad (6.14)$$

З огляду на те, що

$$\bar{r}_k = \frac{r_k}{r_{cp}} = \frac{\lambda - 1}{\lambda},$$

формула (6.14) перетворюється до вигляду

$$\rho_{cp} = 1 - (1 - \rho_k) \frac{(\lambda - 1)^2}{\lambda^2 + (1 - 2\lambda) \sin^2 \alpha_{lcp}}.$$

**Швидкісна характеристика**

$$v_1 = \frac{u}{c_1} = \frac{u_{cp}}{c_{lcp}} \frac{c_{lcp}}{c_1} \frac{u}{u_{cp}} = \left( \frac{u}{c_1} \right)_{cp} \frac{\bar{r}^2}{\sqrt{1 + (\bar{r}^2 - 1) \sin^2 \alpha_{lcp}}}$$

також зростає від кореня до вершини лопаток.

Характерною рисою даного виду закручення є те, що відношення  $u/c_1$  в будь-якому перерізі лопаток залишається оптимальним, коли воно обране найвигіднішим в одному перерізі, оскільки збільшення  $u/c_1$  зі зростанням радіуса відповідає підвищенню міри реак-

тивності. Насправді при  $c_{2ucp} = 0$  закручення потоку за робочим колесом відсутнє по всій довжині лопатки.

Кут виходу із соплового апарата на довільному радіусі повинен відповідати умові

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{c_{1a}}{c_{1u}} = \frac{rc_{1a}}{rc_{1u}} = \frac{rc_{1a}}{r_{cp} c_{1ucp}}.$$

Оскільки  $c_{1a} = c_{1acp}$ , а  $\frac{c_{1acp}}{c_{1ucp}} = \operatorname{tg} \alpha_{1cp}$ , то

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \bar{r} \operatorname{tg} \alpha_{1cp}.$$

Для кута входу в робочу решітку можна записати

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{c_{1a}}{c_{1u} - u} = \frac{rc_{1a}}{rc_{1u} - ru} = \frac{rc_{1a}}{r_{cp} c_{1ucp} - ru}.$$

Виразивши  $u$  через колову швидкість на середньому радіусі  $u_{cp}$  і розділивши чисельник і знаменник правої частини на  $r_{cp} c_{1ucp}$ , знайдемо

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{\bar{r} \operatorname{tg} \alpha_{1cp}}{1 - \frac{u_{cp}}{c_{1ucp}} \bar{r}^2}$$

або

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{\bar{r} \operatorname{tg} \alpha_{1cp}}{1 - \left( \frac{u}{c_1} \right)_{cp} \frac{\bar{r}^2}{\cos \alpha_{1cp}}}.$$

Параметри за робочою решіткою в розрахунку довгих лопаток згідно з законом сталості циркуляції визначають, допускаючи незмінність статичного тиску вздовж радіуса в зазорі за робочими лопатками, тобто

$$\frac{dp_2}{dr} = \rho_2 \frac{c_{2u}^2}{r} = 0$$

або

$$c_{2u} = 0.$$

За цієї умови забезпечується сталість колової роботи вздовж радіуса:

$$l_u = u(\bar{c}_{1u} - \bar{c}_{2u}) = 2\pi n c_{1u} r = \text{const},$$

де  $n$  – частота обертання ротора,  $\text{с}^{-1}$ .

Якщо ентальпія гальмування перед сопловими каналами  $h_0^*$  стала по довжині лопаток, то умова сталості роботи вздовж радіуса приводить до висновку про те, що ентальпія гальмування за робочими лопатками  $h_2^*$  також незмінна. Оскільки статичний тиск  $p_2 = \text{const}$ , то при незмінних значеннях швидкісних коефіцієнтів  $\phi$  і  $\psi$  повинні бути незмінними втрати з вихідною швидкістю, тобто і сама вихідна швидкість за робочими лопатками в цьому випадку також незмінна по довжині лопаток ( $c_2 = c_{2a} = \text{const}$ ).

Кут виходу з робочої решітки  $\beta_2$  за таких умов можна знайти зі співвідношення

$$\text{tg}\beta_2 = \frac{c_{2a}}{u} = \frac{c_{2a}}{u_{\text{cp}} \frac{r}{\bar{r}}} = \frac{\text{tg}\beta_{2\text{cp}}}{\bar{r}}.$$

Трикутники швидкостей ступеня з лопатками, закрученими розглянутим способом, для трьох характерних перерізів зображені на рис.6.6.

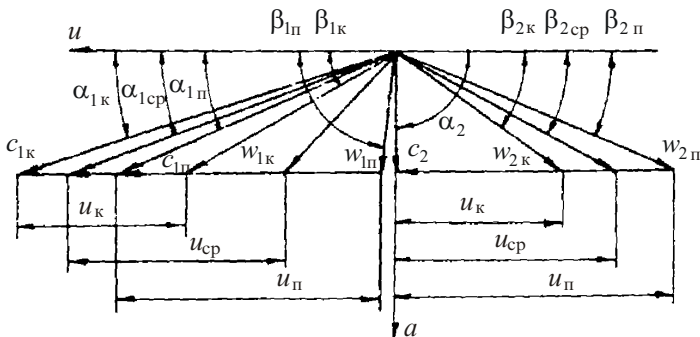


Рис.6.6. Трикутники швидкостей при закрученні лопаток за законом сталості циркуляції

Міру реактивності ступеня на кожному радіусі можна також обчислити за швидкостями газу, знайденими з трикутників швидкостей:

$$\rho = \frac{\left(\frac{w_2}{\psi}\right)^2 - w_1^2}{\left(\frac{c_1}{\varphi}\right)^2 + \left(\frac{w_2}{\psi}\right)^2 - w_1^2} = \frac{1}{1 + \frac{\psi^2 c_1^2}{\varphi^2 (w_2^2 - \psi^2 w_1^2)}}.$$

При закрученні лопаток за законом сталості циркуляції густина і тиск робочого тіла в міжвінцевому зазорі, а також реактивність ступеня інтенсивно зростають від кореня до периферії. Збільшуються від кореня до периферії вихідний кут соплових лопаток  $\alpha_{1\text{геом}}$  і вхідний кут робочих лопаток  $\beta_{1\text{геом}}$ , причому  $\alpha_1$  може зрости в 1,3... ...2 рази, а  $\beta_1$  – у 4...6 разів. Кут  $\beta_{2\text{геом}}$  зменшується до периферії на кілька градусів.

При такій зміні кутів може статися, що у кореневій області  $\beta_1 < \beta_2$ , а це небажано. На периферії профіль втрачає кривизну і може виродитися в пластину при  $\beta_1 \approx 180^\circ - \beta_2$ .

На рис.6.7 показано характер зміни по радіусу деяких параметрів ступеня при закрученні за законом сталості циркуляції.

Приклад розрахунку закручення лопатки за цим законом наведено в табл.4Д.

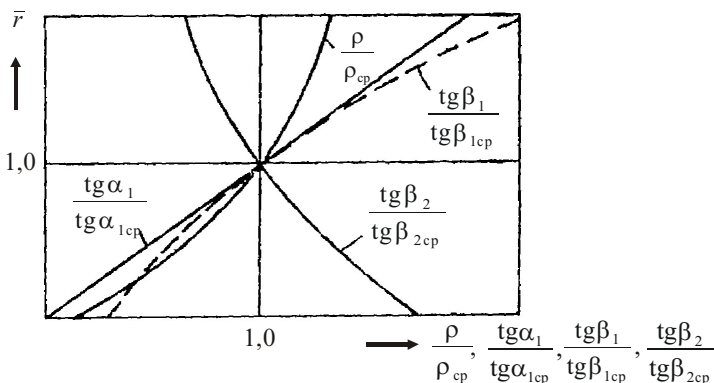


Рис.6.7. Зміна по радіусу параметрів ступеня при закрученні лопаток за законом сталості циркуляції

### § 6.5. Закручення лопаток за умови $\alpha_1 = \text{const}$

Закон сталості циркуляції вимагає значного закручення соплових і особливо робочих лопаток, що істотно ускладнює технологію їхнього виготовлення. Тому при малій віяловості ступенів часто застосовують простіші методи, що здешевлює виробництво без суттєвого погіршення економічності. Серед цих методів слід відзначити метод, в якому беруть незмінним по довжині лопаток кут виходу потоку із соплових каналів ( $\alpha_1 = \text{const}$ ).

Цей метод закручення є доцільним, оскільки надає можливість виготовляти соплові лопатки незакрученими.

Кут  $\alpha_1$  визначає дійсний середній напрям потоку в зазорі між сопловими й робочими лопатками. Оскільки величина цього кута залежить від відношення  $a_c/t_c$  (див. § 3.1), змінного по радіусу, то геометричний кут  $\alpha_{\text{геом}}$  при  $\alpha_1 = \text{const}$  не буде залишатися незмінним.

Вважаючи незначною зміну кута  $\alpha_1$  по радіусу в решітці із широких лопаток постійного профілю, можна розрахувати параметри потоку в перерізі  $l$  (між сопловими й робочими лопатками), застосовуючи рівняння, наведені нижче.

У випадку вузьких довгих соплових лопаток з постійним профілем по довжині зміна кута  $\alpha_1$  близька до закону  $\text{tg}\alpha_1 = \bar{r} \text{tg}\alpha_{\text{лр}}$ . Для збереження постійним кута  $\alpha_1$  по довжині лопаток у такій решітці соплову лопатку потрібно підкрутити.

Закон закручення лопаток з постійним кутом  $\alpha_1$  також, як і попередній метод, широко застосовується в практиці турбобудування. Його розглядають у припущенні циліндричності ліній струму.

Розглянемо ступінь, перед яким (у перерізі  $\theta$ ) швидкість має осьовий напрям і поле швидкостей рівномірне. Оскільки колова складова швидкості відсутня, то й тиск у перерізі по радіусу однаковий. Якщо взяти до того ж сталість температури  $T_0^*$ , то і всі інші параметри в цьому перерізі будуть незмінні.

Взявши до уваги, що  $c_{1u} = c_1 \cos \alpha_1$ , з рівняння радіальної рівноваги часток газу (6.9) після почленного ділення на  $c_1^2$  одержимо

$$\frac{dc_1}{c_1} + \cos^2 \alpha_1 \frac{dr}{r} = 0.$$

Узявши як додаткову при інтегруванні рівняння рівноваги умо-

ву  $\alpha_1 = \text{const}$ , одержимо

$$\ln c_1 + \cos^2 \alpha_1 \ln r = \text{const},$$

звідки

$$c_1 r^{\cos^2 \alpha_1} = \text{const}.$$

Сталу знайдемо з умови на середньому діаметрі ступеня

$$\text{const} = c_{1\text{cp}} r_{\text{cp}}^{\cos^2 \alpha_1}.$$

Таким чином,

$$c_1 r^{\cos^2 \alpha_1} = c_{1\text{cp}} r_{\text{cp}}^{\cos^2 \alpha_1},$$

звідки на довільному радіусі

$$c_1 = c_{1\text{cp}} \left( \frac{r_{\text{cp}}}{r} \right)^{\cos^2 \alpha_1} = \frac{c_{1\text{cp}}}{\bar{r}^{\cos^2 \alpha_1}}. \quad (6.15)$$

Як видно з рівняння (6.15), швидкість виходу із соплового апарата зменшується від кореня до вершини лопаток. Отже, зменшується і теплоперепад у соплових каналах.

Кут входу в робочу решітку можна встановити побудовою вхідних трикутників швидкостей для різних перерізів за знайденими вище швидкостями  $c_1$  або зі співвідношення

$$\text{tg} \beta_1 = \frac{c_1 \sin \alpha_1}{c_1 \cos \alpha_1 - u} = \frac{\text{tg} \alpha_1}{1 - \left( \frac{u}{c_1} \right)_{\text{cp}} \frac{\bar{r}^{1+\cos^2 \alpha_1}}{\cos \alpha_1}}.$$

Вхідний кут  $\beta_1$  від кореня лопаток до вершини збільшується. Із вхідного трикутника швидкостей відносна швидкість

$$w_1 = c_1 \frac{\sin \alpha_1}{\sin \beta_1}. \quad (6.16)$$

Наявний теплоперепад у сопловому апараті та міру реактивності ступеня на довільному радіусі можна знайти за формулами:

$$\Delta h_{\text{ac}}^* = (1 - \rho_{\text{cp}}) \frac{\Delta h_{\text{a}}^*}{\bar{r}^{2 \cos^2 \alpha_1}}, \quad \rho = 1 - \frac{\Delta h_{\text{ac}}^*}{\Delta h_{\text{a}}^*} = 1 - \frac{\rho_{\text{cp}}}{\bar{r}^{2 \cos^2 \alpha_1}}.$$

Для визначення параметрів на виході з робочої решітки необхідно задати додаткові умови. Можна, наприклад, взяти  $c_{2u} = 0$ . У цьому випадку швидкість виходу  $c_2$  буде мати осьовий напрям, тиск за ступенем  $p_2$  буде постійним по довжині лопаток, однаковим по радіусу буде і теплоперепад на ступінь. Тоді неважко знайти для довільного радіуса

$$w_2 = \psi \sqrt{2\rho\Delta h_a^* + w_1^2},$$

де  $w_1$  – відносна швидкість із рівняння (6.16), а потім кут

$$\beta_2 = \arccos \frac{u}{w_2},$$

який зменшується від кореня до вершини.

Абсолютна швидкість виходу, залишаючись осьовою за напрямом, зменшується від кореня до периферії:

$$c_2 = \sqrt{w_2^2 + u^2 - 2w_2u \cos \beta_2}.$$

Колова робота

$$l_u = u(\bar{c}_{1u} - \bar{c}_{2u}) = uc_{1u} = 2\pi n c_{1cp} r_{cp}^{\cos^2 \alpha_1} \cos \alpha_1 r^{\sin^2 \alpha_1},$$

де  $n$  – частота обертання ротора,  $c^{-1}$ .

З наведеної формули видно, що колова робота по довжині лопаток трохи зростає.

Трикутники швидкостей ступеня з лопатками, закрученими розглянутим способом, для трьох характерних перерізів зображені на рис.6.8.

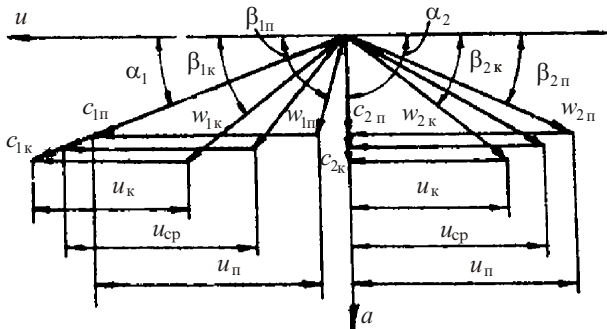


Рис.6.8. Трикутники швидкостей при закрученні лопаток за умови  $\alpha_1 = \text{const}$

Приклад розрахунку закручення лопаток за умови  $\alpha_1 = \text{const}$  наведено в табл.5Д.

### § 6.6. Закручення лопаток за умови $\rho c_a = \text{const}$

У ступенях великої віяловості підвищення тиску в зазорі між сопловими й робочими лопатками від кореня до вершини призводить до перерозподілу витрати через одиницю площі між периферійними та кореневими перерізами каналів і в результаті цього до радіальних перетікань робочого тіла від кореня до периферії і скривлення ліній струму в меридіональній площині. Це спричиняє збільшення втрат енергії в ступені.

Радіальні переміщення часток у міжвінцевому зазорі будуть тим більшими, чим менший кут виходу  $\alpha_1$ , тобто чим сильніше закручений потік за соплами, і менший параметр віяловості  $\lambda$ . Особливо значні такі переміщення при  $\lambda \leq 5$ .

Найменші (теоретично нульові) радіальні перетікання забезпечує закон закручення потоку за умови  $\rho c_a = \text{const}$ , де  $\rho$  – густина газу, що відповідає сталості питомої масової витрати вздовж радіуса<sup>\*)</sup>.

Закручення за даним законом передбачає одержання строго циліндричної течії. Для цього необхідно виконати умову

$$\rho_1 c_{1a} = \text{const}.$$

Разом з умовами  $\rho_0 c_{0a} = \text{const}$  і  $\rho_2 c_{2a} = \text{const}$  це має забезпечити відсутність радіальних перетікань у межах зазорів перед ступенем, між решітками і за ступенем.

Закон зміни густини газу вздовж радіуса в міжвінцевому зазорі, визначений за умови ізоентропійної течії, для розглянутого способу закручення можна записати у вигляді

$$\bar{\rho}_1 = \frac{\rho_1}{\rho_{1k}} = \left[ 1 + \left( 1 - \frac{r_k^2}{r^2} \right) \left( \frac{T_0^*}{T_{1k}} - 1 \right) \cos^2 \alpha_{1k} \right]^{\frac{1}{k-1}}, \quad (6.17)$$

де  $\rho_{1k}$ ,  $T_{1k}$ ,  $\alpha_{1k}$  – параметри кореневого перерізу радіусом  $r_k$ , який в даному випадку взятий у ролі вихідного.

<sup>\*)</sup> Для всіх розглянутих вище законів закручення властиве радіальне зміщення ліній струму при проходженні через лопаткові віңці.

З огляду на те, що

$$\rho_1 c_{1a} = \rho_{1к} c_{1ак},$$

закон зміни осьової складової швидкості знайдемо за формулою

$$\bar{c}_{1a} = \frac{c_{1a}}{c_{1ак}} = \frac{1}{\bar{\rho}_1};$$

для колової складової швидкості

$$\bar{c}_{1u} = \frac{c_{1u}}{c_{1ук}} = \frac{1}{\cos \alpha_{1к}} \sqrt{1 - \left(1 - \frac{r_{к}^2}{r^2}\right) \cos^2 \alpha_1 - \frac{\sin^2 \alpha_{1к}}{\bar{\rho}_1^2}}.$$

Для кута виходу потоку із соплових каналів можна записати

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{\operatorname{tg} \alpha_{1к}}{\bar{\rho}_1 \bar{c}_{1u}},$$

а для кута входу потоку в робочу решітку –

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{\operatorname{tg} \alpha_{1к}}{\bar{\rho}_1 \left[ \bar{c}_{1u} - \left( \frac{u}{c_1} \right)_{к} \frac{r}{r_{к} \cos \alpha_{1к}} \right]}.$$

Відносну швидкість входу в робочу решітку можна розрахувати за формулою

$$w_1 = \frac{c_1 \cos \alpha_1 - u}{\cos \beta_1},$$

де колова швидкість на довільному радіусі

$$u = u_{к} \frac{r}{r_{к}},$$

а абсолютна швидкість виходу із соплового апарата

$$c_1 = \sqrt{c_{1u}^2 + c_{1a}^2}.$$

Параметри, що характеризують закручення потоку за ступенем,

визначаються зі схожих формул, отриманих для умови

$$\rho_2 c_{2a} = \text{const}.$$

Зміну міри реактивності по довжині лопаток (коли вхідна кінетична енергія мала в порівнянні з енергією на виході із соплових каналів) можна оцінити за формулою

$$\rho = 1 - (1 - \rho_k) \left[ 1 - \left( 1 - \frac{r_k^2}{r^2} \right) \cos^2 \alpha_{1k} \right].$$

Аналіз формули (6.17) свідчить, що густина робочого тіла в міжвинцевому зазорі зростає від кореня до периферії, оскільки завжди  $r/r_k > 1$  і  $T_0^* > T_{1k}$ . Приріст густини (і тиску) газу в зазорі тим більший, чим більший спад температури в соплах. На це впливає і геометрія решіток: чим більші  $\alpha_{1k}$  і  $r/r_k$  (тобто чим більша віяловість лопаток), тим більшим буде приріст густини.

Осьова складова швидкості при цьому методі закручення зменшується до периферії. Інтенсивність зменшення  $c_{1a}$  суттєво залежить від зниження температури в соплах: чим більше знижується температура, тим значніше зменшується  $c_{1a}$  до периферії.

Ще істотніше зниження колової складової  $c_{1u}$  уздовж радіуса. Оскільки  $c_1 = \sqrt{c_{1u}^2 + c_{1a}^2}$ , то очевидне значне зменшення абсолютної швидкості від кореня до периферії. Відповідно зменшується і наявний теплоперепад у соплах  $\Delta h_{ac}^* = c_1^2 / (2\varphi^2)$ . Реактивність, навпаки, зростає до периферії, як і при раніше розглянутих способах закручення.

Кут виходу із соплових каналів  $\alpha_1$  збільшується від кореня до периферії тим інтенсивніше, чим більший спад температури в соплах. Кут  $\beta_1$  істотно збільшується від кореня до периферії, де він може стати в кілька разів більшим, ніж біля кореня.

Спосіб закручення лопаток за законом сталості питомої масової витрати в даний час застосовується для ступенів потужних стаціонарних парових турбін, які характеризуються значною віяловістю ( $\lambda = 3,0 \dots 2,5$ ) [21,23].

### § 6.7. Порівняння різних способів закручення лопаток

Ступені, спроектовані згідно з різними законами закручення лопаток, відрізняються характером зміни геометричних характеристик уздовж радіуса, зміною режимних параметрів, технологічністю виготовлення, а також економічністю процесу перетворення енергії, тобто ККД.

Розглянемо основні відмінності ступенів з лопатками, закрученими найбільш поширеними способами.

**Кут закручення соплових лопаток.** Кут  $\alpha_1$  підлягає найбільшим змінам за умови  $c_{1u}r = \text{const}$ , де його тангенс змінюється пропорційно радіусу. При закрученні за законом  $\alpha_1 = \text{const}$  кут  $\alpha_1$  по радіусу не змінюється. Метод закручення  $rc_a = \text{const}$  займає в цьому порівнянні проміжне положення: при одних комбінаціях параметрів закон зміни  $\alpha_1$  близький до закручення, коли  $c_{1u}r = \text{const}$ ; при інших  $\alpha_1$  змінюється незначно.

**Вхідний кут робочих лопаток**  $\beta_1$  різко зростає по радіусу, найбільше змінюючись при закрученні за законом  $c_{1u}r = \text{const}$ .

Інтенсивність зміни кута  $\beta_1$  по висоті решітки створює певні труднощі для профілювання лопаток. Тому часто допускають на вершині від'ємний, а біля кореня додатний кути атаки, щоб кут  $\beta_{1\text{геом}}$  не змінювався в таких широких межах, як кут  $\beta_1$ . Додатний кут атаки в кореневому перерізі виявляється доцільним і тому, що дійсний кут  $\beta_1$  завжди більший від розрахункового. Тому при проектуванні турбінного ступеня в корені лопаток розрахунковий кут  $\beta_{1к}$  допускають на  $5...7^\circ$  менший від кута  $\beta_{2к}$ , а профілюють лопатку з кутом  $\beta_{1\text{геом.к}} = \beta_{2к}$ .

**Зміна реактивності вздовж радіуса.** Зіставлення розрахункових залежностей, наведених у попередніх розділах, показує, що за рівних умов порівняння зміна реактивності вздовж радіуса практично однакова в ступенях, закручених за законами  $c_{1u}r = \text{const}$  і  $rc_a = \text{const}$ . У випадку закручення за умови  $\alpha_1 = \text{const}$  зростання реактивності буде трохи більшим, а тому витоки крізь радіальний зазор більші, ніж при двох інших методах. Будуть також незначні розходження в температурі лопаток, в осьовому навантаженні на ротор тощо.

Для приблизного визначення міри реактивності на довільному радіусі  $r$  закручених лопаток можна скористатися формулою

$$\rho = 1 - (1 - \rho_{\text{cp}}) \left( \frac{r_{\text{cp}}}{r} \right)^2,$$

де  $r_{\text{cp}}$  і  $\rho_{\text{cp}}$  – середній радіус ступеня та міра реактивності на цьому радіусі.

Оскільки

$$\frac{r_{\text{cp}}}{r_{\text{к}}} = \frac{D_{\text{cp}}}{D_{\text{к}}} = \frac{D_{\text{cp}}}{D_{\text{cp}} - l_{\text{п}}} = \frac{\lambda}{\lambda - 1};$$

$$\frac{r_{\text{cp}}}{r_{\text{п}}} = \frac{D_{\text{cp}}}{D_{\text{п}}} = \frac{D_{\text{cp}}}{D_{\text{cp}} + l_{\text{п}}} = \frac{\lambda}{\lambda + 1},$$

то для міри реактивності в кореновому і периферійному перерізах одержимо

$$\rho_{\text{к}} = 1 - (1 - \rho_{\text{cp}}) \left( \frac{\lambda}{\lambda - 1} \right)^2$$

і

$$\rho_{\text{п}} = 1 - (1 - \rho_{\text{cp}}) \left( \frac{\lambda}{\lambda + 1} \right)^2,$$

а для їх різниці

$$\Delta\rho = \rho_{\text{п}} - \rho_{\text{к}} = (1 - \rho_{\text{cp}}) \frac{4\lambda^3}{(\lambda^2 - 1)^2}.$$

**Технологічність.** З погляду технологічності і трудомісткості виготовлення закручення за законом сталості циркуляції трохи складніше, тому що відрізняється більшими кутами закручення профілів соплових і робочих лопаток.

Відсутність закручення соплових лопаток за найпростішого способу і за законом  $\alpha_1 = \text{const}$  визначає трохи меншу складність і вартість виготовлення ступеня.

**ККД ступеня.** Економічність ступеня має вирішальне значення при зіставленні різних способів закручення.

Неможливо встановити аналітичними розрахунками ефективність того чи іншого методу закручення лопаток, тому єдиним методом порівняння різних ступенів є експериментальні дослідження.

Накопичений в цьому плані досвід показує наступне.

Більш прості у виготовленні ступені з закрученими тільки робочими лопатками є в той же час, як правило, менш економічними.

При переході до складніших способів закручення інтенсивність зменшення віялових утрат знижується. Найпростіший спосіб закручення зменшує віялові втрати приблизно на дві третини в порівнянні зі ступенем із циліндричними лопатками. І лише в межах однієї третини, що залишилася, можливе зниження втрат за рахунок удосконалювання методу закручення.

Ефект від застосування закручення лопаток істотно залежить від величини  $\lambda$ , зростаючи з її зменшенням. Так, при  $\lambda < 5$  закручення дає дуже відчутний ефект, у той час як при  $\lambda > 10 \dots 12$  (залежно від конкретних характеристик ступеня) закручення практично не збільшує ККД. Коли  $10 > \lambda > 5$ , різниця в ККД між ступенями із закрученням при  $c_{1u}r = \text{const}$ ,  $\alpha_1 = \text{const}$  і  $\rho c_a = \text{const}$  стає малоістотною.

Порівняно висока ефективність методу закручення лопаток за законом сталості циркуляції, який дозволяє до мінімуму звести втрати від віяловості, визначила його найбільше поширення, особливо в ступенях з  $\lambda < 5$ .

У тих випадках, коли вимоги до економічності ступеня не дуже жорсткі, з метою спрощення конструкції та зниження вартості виготовлення перевагу варто віддавати більш простим способам закручення.

Закручення при  $\alpha_1 = \text{const}$  буває доцільним і в охолоджуваних ступенях газових турбін, тим більше, що звичайно в цих ступенях  $\lambda > 5$ .

Збереження величини колової роботи по довжині лопаток у випадку закручення за законом сталості циркуляції при постійному наявному теплоперепаді визначає сталість колового ККД, так що він для ступеня в цілому наближується до ККД, розрахованого на середньому діаметрі для середніх значень швидкісних коефіцієнтів решіток.

ККД ступенів, закручених за методами  $c_{1u}r = \text{const}$  і  $\rho c_a = \text{const}$ ,

практично збігається у всьому діапазоні  $\lambda$  при оптимальній швидкісній характеристиці й у широкій області поблизу оптимального режиму. Необхідно враховувати, що закручення за законом сталості питомої витрати в ступенях великої віяловості забезпечує меншу закрученість соплових і особливо робочих лопаток у порівнянні з законом сталості циркуляції.

Оцінку віялових утрат можна зробити, виходячи з наступних положень.

У результаті експериментальних досліджень ступенів з різними способами закручення лопаток при  $\lambda = 5$  були одержані такі значення коефіцієнтів віялових утрат [6]:

у ступені з циліндричними лопатками  $\zeta_\lambda = 0,06$ ;

при найпростішому способі закручення (з урахуванням зміни тільки колової швидкості)  $\zeta_\lambda = 0,02$ ;

при закрученні за умови  $\alpha_1 = \text{const}$   $\zeta_\lambda = 0,05$ .

Допустивши, що співвідношення  $\zeta_\lambda$  при різних способах закручення зберігаються такими ж і при інших значеннях  $\lambda$ , і взявши для коефіцієнта віялових утрат у випадку циліндричних лопаток формулу [6]

$$\zeta_\lambda = 0,42 \left( \frac{1}{\lambda} - 0,08 \right),$$

можна одержати:

при найпростішому способі закручення

$$\zeta_\lambda = 0,42 \left( \frac{1}{\lambda} - 0,08 \right) \frac{0,02}{0,06} = 0,14 \left( \frac{1}{\lambda} - 0,08 \right);$$

при закрученні за умовою  $\alpha_1 = \text{const}$

$$\zeta_\lambda = 0,42 \left( \frac{1}{\lambda} - 0,08 \right) \frac{0,005}{0,06} = 0,035 \left( \frac{1}{\lambda} - 0,08 \right).$$

Між трьома основними методами закручення (за умов  $c_{1u} r = \text{const}$ ,  $\alpha_1 = \text{const}$  і  $\rho c_a = \text{const}$ ) є розходження у величині кутів, реактивності і технологічності, у досяжному ж ККД ступеня розходження малоістотні. Тому велике значення має сформована практика і технологія на даному турбобудівному заводі, наявність устаткування

ня та технологічного оснащення. Цим пояснюється значне поширення методів  $c_{1u}r = \text{const}$  і  $\alpha_1 = \text{const}$ . Метод  $\rho c_a = \text{const}$ , обґрунтований пізніше, застосовується в даний час рідше.

Крім розглянутих, застосовують й інші методи, спрямовані на поліпшення тих чи інших властивостей ступенів з довгими лопатками. Наприклад, для зменшення градієнта реактивності по довжині лопаток (у тому числі й безградієнтний ступінь) застосовують метод, при якому кут  $\alpha_1$  зменшується від кореня до периферії та ін.

### § 6.8. Профілювання лопаток турбін

Метою даного етапу проектування турбіни є побудова профільної частини лопаток, тобто практична реалізація отриманих при газодинамічному розрахунку кутів входу й виходу потоку з лопаткових вінців для забезпечення високих ККД і колової роботи, а також необхідної витрати робочого тіла.

Профілювання лопаток полягає в побудові решіток профілів для декількох обраних контрольних перерізів по радіусу, включаючи розрахунковий (звичайно середній) переріз, після чого решітки в зазначених перерізах сполучаються між собою плавними переходами малої кривизни.

Сучасні методи проектування решіток можуть бути об'єднані в три основні групи [16]:

підбір профілів зі спеціальних атласів, які містять добре відпрацьовані експериментальними й теоретичними методами решітки профілів;

проектування решіток профілів шляхом вигину спеціального аеродинамічного профілю;

профілювання решіток шляхом безпосередньої побудови спинки, увігнутої поверхні, вхідної і вихідної кромок профілю.

З указаних найкращим є перший шлях, оскільки він дозволяє не тільки використовувати готовий профіль, але й заздалегідь знати його характеристики (аеродинамічні характеристики профілів наводяться в атласах у функції ряду геометричних і режимних параметрів). Проте в більшості випадків це не вдається зробити через велику кількість вимог, яким повинен відповідати профіль. Тому вибір решіток профілів обмежений, а рівень їхньої ефективності часто визначається часом їх створення.

При проектуванні решіток за другим напрямом профіль одержують шляхом розподілу товщини вздовж його середньої лінії, тобто нарощуванням спеціального симетричного профілю. Такий підхід до профілювання базується на теорії обтікання крил і в основному використовується в компресоробудуванні. Недоліком такого способу профілювання є те, що через вимоги міцності в реальних умовах доводиться відходити від форми аеродинамічного профілю, який згинається. Корекція профілю призводить, як правило, до погіршення його аеродинамічних характеристик.

Третій напрям проектування використовується при профілюванні турбінних решіток і базується на теорії течії робочого тіла в каналах. Це привело до того, що в турбобудуванні профілюється не окремий профіль, як це відбувається в другому випадку, а міжлопатковий канал у цілому.

Профілювання соплових і робочих лопаток парових та газових турбін може виконуватися графічним та розрахунковим (аналітичним) способами. При цьому для опису спинки й увігнутої поверхні профілю використовуються відомі криві: параболи, гіперболи, лемніскати, поліноми  $n$ -го степеня, гіперболічні спіралі, дуги кіл і ряд інших кривих [16].

**Аналітичні методи профілювання.** Сутність даних методів побудови профілю в плоских решітках і пера лопатки в цілому полягає в тому, що розрахунковим шляхом (з використанням електронно-обчислювальної техніки) одержують профіль, який має необхідні параметри. При цьому для аналітичного опису обводів профілю можуть використовуватися різні криві, наприклад, такі, що описуються степеневими поліномами типу [1]

$$y = \sum_{i=0}^n a_i x^i,$$

в яких показник степеня можна брати в межах  $n = 3 \dots 7$ .

Таким чином, основною задачею розглянутого методу профілювання є визначення коефіцієнтів полінома  $a_i$ , що відповідають заданим геометричним параметрам профілю.

У ролі параметрів для побудови профілю використовуються такі величини: геометричні кути профілю на вході в решітку і виході з неї  $\beta_{1\text{геом}}$  і  $\beta_{2\text{геом}}$ , кут установки профілю  $\beta_y$ , осьова ширина решітки  $B$ ,



значення функцій  $y_{\text{сп}}$  і  $y_{\text{вігн}}$  в точках  $x = 0$  та  $x = 1$ :

$$y_{2\text{сп}} = 2 \frac{r_2}{B} \frac{\cos \frac{\varphi_2}{2}}{\sin \beta_2 + \sin \frac{\varphi_2}{2}}; \quad y_{2\text{вігн}} = 0;$$

$$y_{1\text{сп}} = \text{ctg} \beta_y; \quad y_{1\text{вігн}} = \text{ctg} \beta_y - 2 \frac{r_1}{B} \frac{\cos \frac{\varphi_1}{2}}{\sin \beta_1 + \sin \frac{\varphi_1}{2}};$$

значення перших похідних функцій  $y_{\text{сп}}$  і  $y_{\text{вігн}}$  в точках  $x = 0$  та  $x = 1$  (що дорівнюють  $\text{tg} \beta_{2\text{сп}}$ ,  $\text{tg} \beta_{1\text{сп}}$ ,  $\text{tg} \beta_{2\text{вігн}}$  і  $\text{tg} \beta_{1\text{вігн}}$ );  
різниця кутів нахилу дотичних до спинки в точках  $A$  і  $B$

$$\arctg y'_{\text{сп}}(B) - \arctg y'_{\text{вігн}}(A) = \Delta;$$

відстань між точками  $C$  і  $B$ , що дорівнює ширині вихідного перерізу каналу  $a$ ;

різниця  $\int_0^1 y_{\text{сп}} dx - \int_0^1 y_{\text{вігн}} dx$ , яка приблизно дорівнює площі перерізу;

діаметр кола, вписаного в профіль, центр якого знаходиться на перпендикулярі, встановленому до прямої, що рівнобіжна хорді і дотична до спинки профілю, приблизно рівний  $\delta_{\text{max}}$ .

Отримана система з 12 рівнянь дозволяє визначити функції  $y_{\text{сп}}$  і  $y_{\text{вігн}}$ , після чого залишається замкнути задачу за допомогою вписування кіл з радіусами  $r_1$  і  $r_2$ , дотичних до кривих  $y_{\text{сп}} = f(x)$  і  $y_{\text{вігн}} = f(x)$ . Далі перевіряють відповідність утвореного профілю заданим умовам і в разі потреби вносять корективи (наприклад, зміною кута установки профілю  $\beta_y$ ). Аеродинамічна якість профілю перевіряється шляхом розрахунку розподілу швидкостей на ньому.

Подібним шляхом будуються профілі для всіх заданих перерізів і перевіряється форма отриманої профільної частини, зокрема щодо взаємного розташування центрів ваги перерізів у просторі.

**Графічні методи профілювання.** Поряд з аналітичними методами профілювання лопаток, що набули в останні роки значного поширення, застосовують також графічні.

Для забезпечення мінімальних профільних утрат (включаючи кромкові) при побудові профілів турбінної лопатки в кожному контрольному перерізі необхідно дотримуватись основних правил [2,4].

1. Відносний крок профілів у решітках повинен бути можливо ближчим до оптимального. Проте при побудові профільної частини лопаток, особливо з малим значенням параметра  $\lambda$ , часто виникає необхідність відступати від  $\bar{t}_{\text{опт}}$ , причому в корневих перерізах – у бік зменшення ( $\bar{t} < \bar{t}_{\text{опт}}$ ), а в периферійних – у бік збільшення ( $\bar{t} > \bar{t}_{\text{опт}}$ ). При відхиленні  $\bar{t}$  від  $\bar{t}_{\text{опт}}$  варто враховувати не тільки зміну профільних утрат, але й зміну кута виходу потоку  $\alpha_1(\beta_2)$ .

2. Кути атаки  $i = \beta_{\text{ігеом}} - \beta_1$  на розрахунковому режимі обираються диференційовано: для середніх (розрахункових) перерізів робочих лопаток можна брати  $i = \pm 2^\circ$  (відповідно  $\beta_{\text{ігеом}} = \beta_1 \pm 2^\circ$ ), для корневих –  $i \leq +12^\circ$  ( $\beta_{\text{ігеом}} \leq \beta_1 + 12^\circ$ ), для периферійних перерізів можна допускати кути атаки  $i$  від  $-2$  до  $-6^\circ$  (тобто  $\beta_{\text{ігеом}} \geq \beta_1 - 2 \dots 6^\circ$ ).

Для соплових лопаток на розрахунковому режимі можна допускати кути атаки до  $\pm 10^\circ$  (відповідно  $\alpha_{0\text{геом}} = \alpha_0 \pm 10^\circ$ ), що практично не буде позначатися на профільних утратах.

3. Вихідний кут профілю  $\alpha_{1\text{ігеом}}(\beta_{2\text{геом}})$  обирається рівним куту  $\alpha_1(\beta_2)$  або трохи меншим (на  $1 \dots 1,5^\circ$ ). Деяке збільшення  $\alpha_{1\text{ігеом}}(\beta_{2\text{геом}})$  у порівнянні з  $\alpha_1(\beta_2)$  допускається лише для корневих перерізів лопаткових вінців через відносно велику товщину вихідних кромок.

4. Міжлопатковий канал у кожному з перерізів має бути конфузним на всій довжині. Якщо неможливо виконати цю вимогу з міцнісних чи технологічних причин, то можна допускати невелику місцеву дифузорність каналу (у межах 5 %), бажано в зоні максимальної кривизни на спинці лопатки.

5. Спинку профілю варто окреслювати лінією, яка має плавні зміни кривизни, для чого можна використовувати відрізки парабол другого порядку або лемніскати Бернуллі. При цьому за вузьким перерізом кривизна спинки профілю має забезпечувати кут відгину  $\gamma$  (рис.6.10) в межах  $5 \dots 15^\circ$  у залежності від числа Маха  $M_{c_2}$  (менші значення  $\gamma$  повинні відповідати більшим числам Маха).

Щоб не порушувати величину вже обраного значення мінімального прохідного перерізу решітки  $a$  й уникнути появи місцевої дифузорності на підході до нього, необхідно при профілюванні до-

тримуватись умови

$$\gamma > \varphi_2.$$

6. При заданих значеннях кута установки профілю  $\beta_y$  й осьової ширини решітки  $B$  її хорда  $b$  може бути з достатньою мірою точності (в межах допусків на обробку лопатки) визначена за формулою

$$b = \left[ \frac{1}{\sin \beta_y} + 0,054 \left( 1 - \frac{1}{\sin \beta_y} \right) \right] B.$$

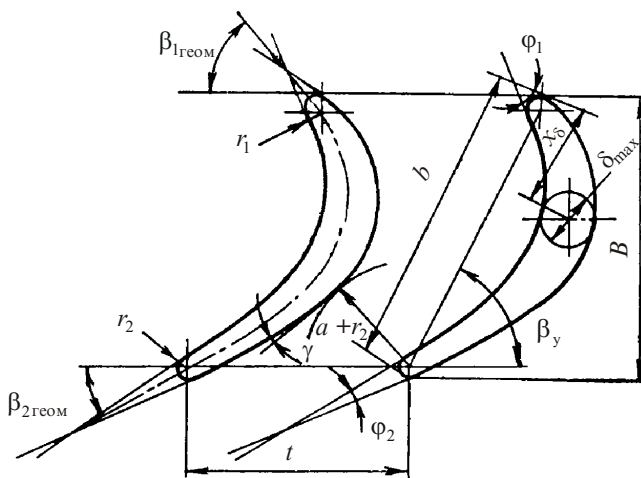


Рис.6.10. До визначення геометричних параметрів профілю

У першому наближенні кут установки профілю для середніх і зовнішніх перерізів лопатки можна брати рівним куту нахилу вектора середньої геометричної швидкості  $w_m$  для кореневих перерізів ступеня, який можна побудувати в такий спосіб. Провівши під кутами  $\beta_1$  і  $\beta_2$  вектори швидкостей  $w_1$  і  $w_2$  (рис.6.11), поділимо навпіл замикаючу лінію  $mn$ . Цим визначається величина кута  $\beta_m$ , під яким нахилений вектор середньоекономічної швидкості. Величину цього кута беремо за кут установки профілю  $\beta_y$ .

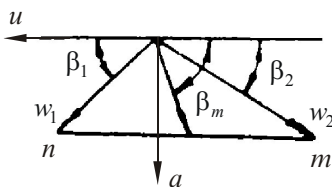


Рис.6.11. До визначення кута установки профілю

Досить високу точність дає формула

$$\beta_y = 57,84 - 0,3929\beta_{\text{геом}} + 0,8221\beta_{2\text{геом}}.$$

7. Максимальна відносна товщина профілю  $\bar{\delta}_{\text{max}} = \delta_{\text{max}} / b$  (див. рис.6.10) обирається з урахуванням вимог економічності, міцності і технологічності. У периферійних перерізах відносну товщину профілю менше чотирьох відсотків застосовувати не рекомендується, тобто  $\delta_{\text{max}} \geq (0,040 \dots 0,045) b$ .

Відомо, що для зменшення навантажень, які діють з боку відцентрових сил, профільну частину робочих лопаток від кореня до периферії стоншують. При цьому відношення площ периферійного і кореневого перерізів лопатки  $\mu_{\text{п}} = F_{\text{п}} / F_{\text{к}}$  може складати від 1,0 до 0,20.

Для корневих перерізів робочих лопаток з причин міцності в багатьох випадках, особливо при малих значеннях  $\lambda$ , доводиться збільшувати товщину, а отже, зменшувати відносний крок у порівнянні з оптимальним, з відповідним збільшенням утрат.

Вибравши товщину кореневого перерізу  $\delta_{\text{max}}$ , можна за допомогою формули [2]

$$F = 0,77 b \delta_{\text{max}}$$

оцінити площі для периферійного й кореневого перерізів робочої лопатки та їхнє співвідношення, після чого виконати попередню перевірку напружень у лопатці. Якщо одержані незадовільні результати, товщину кореневого перерізу можна скорегувати.

У кореновому перерізі максимальна товщина профілю не повинна перевищувати величину

$$\delta_{\text{max}} = t(1 - \sin \beta_{2\text{еф}}),$$

де  $\beta_{2\text{еф}}$  – ефективний кут виходу потоку з каналів (див. § 3.1).

8. Відстань, виміряну по хорді, від вхідної кромки до центра кола максимального діаметра  $\delta_{\text{max}}$  (див. рис.6.10), вписаного в профіль, можна визначити із залежності

$$x_{\delta} = (0,25 \dots 0,40) b.$$

Відносна відстань визначиться як  $\bar{x}_{\delta} = x_{\delta} / b$ .

9. Вихідну кромку профілів прагнуть робити як можна тоншою, тому що зі зменшенням радіуса заокруглення  $r_2$  вихідної кромки

(див. рис.6.10) знижуються кромкові втрати. Проте, враховуючи вимоги достатньої міцності і жорсткості пера лопатки, необхідно обирати від  $r_2 = (0,003...0,08)\delta_{\max}$  у кореневих перерізах до  $r_2 = (0,08...0,16)\delta_{\max}$  у периферійних із плавним його зменшенням по довжині лопатки.

За матеріалами статистики соплових і робочих лопаток різних турбін, можна брати  $r_2 = (0,005...0,025)b$ .

10. Радіус вхідної кромки  $r_1$  (див. рис.6.10) береться звичайно більший за  $r_2$ . Різниця між ними тим більша, чим ширший діапазон кутів атаки на вході в решітку при змінних режимах роботи. Зібраний статистичний матеріал указує на широкий діапазон фактичних значень радіуса заокруглення  $r_1 = (0,008...0,081)b$ .

Для наближеної оцінки можна також рекомендувати формулу

$$r_1 = (0,115...0,385)\delta_{\max}.$$

Більш точні результати дає статистична залежність [2]

$$r_1 = (0,0527 \sin \beta_{1\text{геом}} + 0,0071 \sin \beta_{2\text{геом}} + \\ + 0,236 \bar{\delta}_{\max} - 0,053) \delta_{\max} + 0,18 r_2.$$

Найбільше допустиме значення  $r_1$  визначає умова, за якою діаметр кола, яке вписується у вхідну частину міжлопаткового каналу, буде більше  $(1,05...1,10)a$ .

11. Ширина вихідного перерізу лопаткового каналу визначається за формулою

$$a = t \sin \beta'_2,$$

де  $\beta'_2 = \beta_2 - \Delta\beta_2$ , а кут відставання потоку  $\Delta\beta_2$  визначається за графіками або за якою-небудь з емпіричних формул, наприклад [2]

$$\Delta\beta_2 = 4,13 + 26,66 \bar{\delta}_{\max} - 0,2759\gamma - 4,28\bar{t}.$$

Меншу точність дає формула

$$\Delta\beta_2 = 14,47 - 0,1625\gamma - 16,3\bar{t},$$

ще меншу

$$\Delta\beta_2 = 3,46 - 0,2011\gamma.$$

Кути у формули підставляються в градусах.

12. Кути загострення кромки на вхідній і вихідній частинах профілю можна визначити за формулами, отриманими на підставі статистичної обробки великої кількості даних [2]:

$$\varphi_1 \approx 3,51 \arctg \frac{\delta_{\max} / 2 - r_1}{\bar{x}_\delta L_{\text{пр}} - r_1}; \quad \varphi_2 \approx 2,16 \arctg \frac{\delta_{\max} / 2 - r_2}{(1 - \bar{x}_\delta) L_{\text{пр}} - r_2},$$

де довжина розгортки профілю з дуже малою похибкою

$$L_{\text{пр}} = (1,32 - 0,125\beta_{1\text{геом}} - 0,176\beta_{2\text{геом}} + 0,367\bar{\delta}_{\max})b.$$

Кут  $\varphi_2$  не слід допускати більше  $5...6^\circ$ , щоб уникнути помітного зростання профільних утрат.

Розглянемо найбільш розповсюджені графічні способи побудови профілів.

**Побудова профілю за дугами параболи.** Порядок побудови профілю такий.

1. Проводяться дві рівнобіжні лінії  $AA$  і  $CC$  на відстані ширини решітки  $B$  (рис.6.12). Радіусом  $r_2$  проводяться на відстані кроку  $t$  два кола, дотичні до лінії  $CC$ . Через центри цих кіл під кутом  $\beta_{2\text{геом}}$  проводимо пряму  $mt$ . Визначивши кут загострення  $\varphi_2$ , проводимо

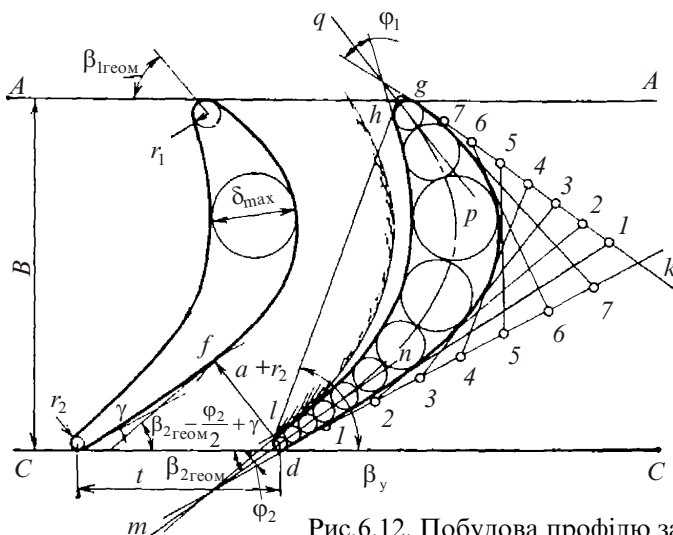


Рис.6.12. Побудова профілю за дугами параболи

під кутом  $\varphi_2/2$  дотичні до кола вихідної кромки, які одночасно є дотичними до спинки й увігнутої сторони профілю в їх кінцевих точках  $d$  і  $l$ .

2. Задавшись кутом відставання потоку  $\Delta\beta_2$  (з наступним його коректуванням), визначаємо кут решітки  $\beta'_2 = \beta_2 - \Delta\beta_2$  і ширину вихідного перерізу каналу  $a$ . Радіусом  $r_2 + a$  з центра кола вихідної кромки проводимо дугу, яка при подальшій побудові профілю повинна торкнутися спинки в деякій точці  $f$ . Цю точку знаходимо шляхом проведення дотичної до дуги кола радіусом  $r_2 + a$  під кутом  $\beta_{2\text{геом}} - \varphi_2/2 + \gamma$  до лінії  $CC$ , де  $\gamma$  – обраний кут відгину спинки за вихідним перерізом.

3. Обчисливши кут установки профілю  $\beta_y$ , проводимо дотичну (хорду профілю) до кола вихідної кромки під кутом  $\beta_y$  до лінії  $CC$ , а також проводимо радіусом  $r_1$  дугу вхідної кромки, дотичну до лінії  $AA$  і хорди профілю.

4. Через центр дуги вхідної кромки проводимо пряму  $pq$  під кутом  $\beta_{\text{геом}}$  до лінії  $AA$ . Визначивши кут загострення вхідної кромки  $\varphi_1$ , проводимо під кутом  $\varphi_1/2$  до прямої  $pq$  дотичні до кола вхідної кромки, які одночасно є дотичними до спинки й увігнутої поверхні профілю в їх початкових точках  $g$  і  $h$ .

5. Далі шляхом креслення плавних кривих потрібно одержати обводи профілю, які проходять через точки  $d, f, g, l, h$ . Найчастіше в ролі таких кривих використовують дуги параболи другого степеня. Продовжуємо дотичні, проведені в точках  $d$  і  $g$ , до їх перетину в точці  $k$ . Ділимо відрізки  $dk$  і  $gk$  на рівне число частин, нумеруємо точки в тому порядку, як це зазначено на рис.6.12, і з'єднуємо однойменні точки прямими. Крива, дотична до цих прямих, являє собою параболу. Якщо вона не пройшла через точку  $f$ , то трохи змінюємо напрям дотичних  $dk$  і  $gk$  або кут установки профілю доти, поки параболу не пройде через точку  $f$ .

6. Окреслюємо увігнуту поверхню профілю. Для цього проводимо плавну криву, дотичну до кіл вхідної і вихідної кромки у точках  $h$  і  $l$ .

Побудувавши профіль, слід перевірити, чи одержана задана максимальна товщина  $\delta_{\text{max}}$  (або площа перерізу), і в разі потреби внести відповідні корективи в кути загострення профілю.

7. Перевіряємо форму отриманого міжлопаткового каналу. Для цього проводимо дуги кіл радіусом  $a$  з центрів, розташованих на



кривою. Найчастіше це дуги двох кіл. Далі з точки  $E$  описуємо коло діаметром  $\delta_{\max}$ , дотичне до спинки профілю на відстані  $x_8 = (0,25 \dots 0,40)b$  від центра дуги вхідної кромки. З точки  $l$  будуємо перпендикуляр до лінії  $ml$ . Шляхом підбору знаходимо радіус  $R_b$ , яким із центра  $O$  описується дуга, дотична до лінії  $ml$  (у точці  $l$ ) і до кола діаметром  $\delta_{\max}$ . З точки  $h$  будуємо перпендикуляр до лінії  $qh$ , точка перетину якого  $O'$  з лінією  $OE$  є центром дуги радіусом  $R'_b$ , що стикається з дугою радіусом  $R_b$  та колом радіусом  $r_1$  (у точці  $h$ ).

**Побудова профілю за допомогою лекал.** На попередніх етапах проектування виправдав себе спосіб побудови профілю, який використовує сполучення дуг кіл і плавних ліній, зафіксованих на спеціально підготовлених серії лекал. Основною вимогою для графічної побудови профілю є відсутність стрибків кривизни при сполученні окремих його ділянок (монотонна зміна кривизни).

Рекомендуємо наступний порядок побудови профілю цим способом.

На прямій  $AB$  (рис.6.14,*а*) відкладаємо відрізок, рівний кроку  $t$ , з кінців якого проводимо два кола радіусом  $r_2$ . З точки  $O_2$  проводимо дугу радіусом  $r_2 + a$ , до якої потім проводиться дотична під кутом  $\beta_{2c} = \beta_{2\text{геом}} - \varphi_2/2$ . Далі за допомогою лекала з монотонно змінюваною кривизною проводимо ділянку  $c_2n$  спинки профілю біля його вихідної кромки, при цьому перевіряємо отримане значення кута відгину  $\gamma$  за загальними рекомендаціями, наведеними вище.

З точки  $O_2$  (див. рис.6.14,*а,б*) проводимо дугу радіусом  $b - r_2$  і пряму  $O_2F$  під кутом установки  $\beta_y$  до перетину з цією дугою. Із центра  $O_1$ , розташованого на прямій  $O_2F$ , радіусом  $r_1$  проводимо коло, дотичне до дуги радіусом  $b - r_2$ .

Для побудови вхідної ділянки спинки профілю з точки  $O_1$  (див. рис.6.14,*б,в*) проводимо пряму під кутом  $\beta_{1\text{геом}}$  до прямої  $CD$ , що рівнобіжна  $AB$  (передньому фронту решітки). Проводимо дотичну  $c$  до кола радіусом  $r_1$  під кутом  $\varphi_2/2$  до напрямку потоку на вході і з точки дотику цієї прямої з колом будуємо перпендикуляр. На цьому перпендикулярі в точці  $T$  розташовуємо центр дуги  $R_c$ , за допомогою якої окреслюємо вхідну частину спинки профілю. Коли не вдається домогтися плавного сполучення цієї дуги з кривою  $c_2n$ , то його одержують варіюванням  $\beta_y$  або кута окреслення кривої  $c_2n$  шляхом використання додаткових лекальних кривих.

Для побудови увігнутої поверхні профілю з точки  $f$  (див. рис. 6.14, в, з) проводимо дотичну  $kk$  до кола радіусом  $r_1$ . На перпендикулярі до цієї дотичної з центра  $O_1$  розташовуємо центр дуги, якою окреслюється вхідна ділянка профілю з увігнутої його сторони. Ця дуга повинна торкатися кола радіусом  $\delta_{\max}/2$ , центр  $E$  якого розташовується на відстані  $x_\delta$  від вхідної кромки.

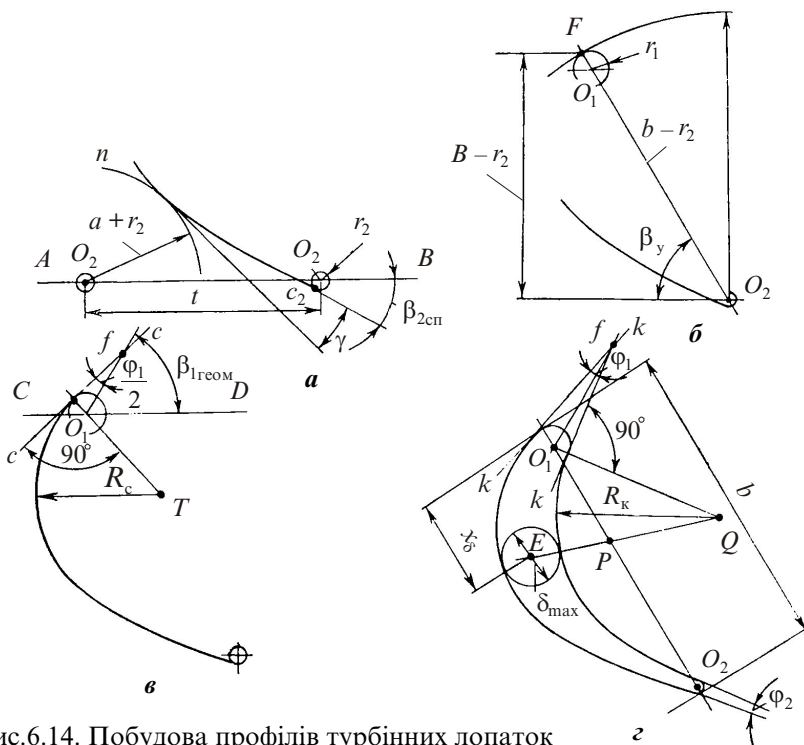


Рис. 6.14. Побудова профілів турбінних лопаток за допомогою лекальних кривих та дуг кіл

Через центр  $E$  і точку  $T$ , що є центром дуги радіусом  $R_c$ , проводимо пряму до перетину з прямою, перпендикулярною  $kk$ . Точка перетину  $Q$  буде центром дуги радіусом  $R_k$ . Дугу радіусом  $R_k$  сполучаємо за допомогою лекала з колом радіусом  $r_2$  на вихідній кромці. При цьому перевіряємо припустимий кут загострення  $\varphi_2$ , який у всіх випадках для дотримання умови збереження ширини вихідного перерізу каналу  $a$  повинен бути менший від кута відгину  $\gamma$ .

Побудовані графічним способом профілі лопаток потім перевіряємо на дотримання достатньої міри конфузорності міжлопаткового каналу. Для цього рівновіддалено від кривої внутрішнього профілю будуємо криву на відстані  $a$  (по всьому контуру) та аналізуємо характер зони, що залишилася, з погляду міри її конфузорності (див. також п.7 першого способу).

Усі викладені вище графічні методи розглядалися на прикладі реактивного профілю. Аналогічно профілюються й активні решітки. У цьому випадку середня частина спинки та увігнутої поверхні профілю можуть бути окреслені дугами кіл, які найчастіше проводяться з одного центра. Міжлопатковий канал має приблизно постійну ширину.

**Побудова профільної частини лопаток.** Необхідна кількість контрольних перерізів по радіусу, для яких здійснюється побудова профілів одним з розглянутих вище способів, визначається відносними й абсолютними розмірами профільної частини лопатки і звичайно складає три-сім, у це число обов'язково входять кореневий, середній і периферійний перерізи. Крім того, з урахуванням застосовуваних технологічних процесів обробки додатково будуються профілі лопатки в двох крайніх перерізах, які знаходяться за межами її профільної частини.

Крайніми є звичайно перерізи, віддалені на 2...4 мм від радіальних границь потоку, тому що профільна частина лопатки переходить у замкову частину з великим радіусом заокруглення, а на периферії обандажена лопатка характеризується значними радіусами заокруглення при переході від пера до бандажа, необандажена лопатка на периферії часто загострюється.

З метою більш надійного контролю точності обробки профільної частини лопатки відстань між окремими перерізами не слід брати більше 25...30 мм, особливо для сильно закручених робочих лопаток.

Проектування профільної частини лопатки починається з побудови решітки профілів для її кореневого, середнього і периферійного перерізів, після чого будуються графіки зміни по довжині лопатки таких основних геометричних параметрів решітки:  $b$ ,  $t$ ,  $B$ ,  $r_1$ ,  $r_2$ ,  $\beta_{1\text{геом}}$ ,  $\beta_{2\text{геом}}$ ,  $\beta_y$  та ін. Використовуючи зазначені графіки, окреслюють або коректують профілі в інших проміжних контрольних перерізах лопатки.

Отримана в результаті подібної побудови геометрична форма профільної частини лопатки повинна відповідати вимогам міцності і бути при цьому досить технологічною, тобто допускати її виготовлення високопродуктивними і не занадто дорогими способами. Тому наступним етапом побудови профільної частини є визначення центрів ваги профілів у контрольних перерізах та узгодження їхнього розташування щодо осі  $z$  лопатки (рис.6.15), що повинно забезпечити необхідні умови міцності\*).

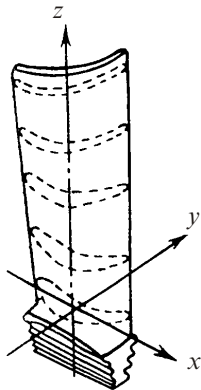


Рис.6.15. До побудови профільної частини лопатки

Початок координат розташовують у центрі ваги кореневого перерізу, а осі  $x$ ,  $y$ ,  $z$  орієнтують так, як це показано на рис.6.15.

Після остаточного орієнтування профілів у кожному з контрольних перерізів щодо осей  $x$ ,  $y$ ,  $z$  і коректування\*\*<sup>)</sup> їх геометричних параметрів з погляду відповідності вимозі плавності сполучення по всій довжині лопатки визначаються координати профілів по осі  $y$ . При цьому вісь  $y$  поділяється на рівні ділянки, крім вхідної і вихідної кромки, для яких обираються менші інтервали. Оскільки профіль на зазначених ділянках має велику кривизну, плавність обрису окремих кривих додатково перевіряється їх кресленням у збільшеному масштабі (до 50:1).

У деяких випадках плавність зміни кривизни профілю спинки лопатки перевіряється за допомогою визначення других різниць координат, тобто так, щоб друга похідна в місцях сполучення окремих ділянок не мала розривів. Для контрольної перевірки профільної частини лопатки іноді будують графіки зміни координати  $y$  для

\*) При суміщенні профілів намагаються зробити так, щоб центри ваги всіх перерізів лежали на одній радіальній лінії, проведеній із центра вала через вісь замка та центр ваги кореневого перерізу. Іноді центр ваги лопатки в цілому зміщують відносно вказаної вище радіальної лінії в сторону спинки. Цим створюється згинальний момент від відцентрової сили, протилежний за напрямом моменту від дії газодинамічної сили, що приводить до їх часткової компенсації і розвантаження пера лопатки від згинальних напружень.

\*\*) Коректування координат профілів у проміжних контрольних перерізах може проводитись також у зв'язку з технологічними процесами обробки профільної частини лопатки, наприклад із фрезеруванням за копірами, обкаткою циліндричним або фасонним різальним інструментом за одним чи за двома плоскими копірами та ін.

однакових значень  $x$  у кожному з обраних контрольних перерізів (для відповідної координати  $z = \text{const}$ ).

### Контрольні завдання і питання

1. Дайте характеристику ступеня з відносно довгими лопатками.
2. Назвіть фактори, які визначають просторову структуру потоку в ступені великої віяловості.
3. За допомогою яких залежностей можна оцінити зв'язок міри реактивності на середньому діаметрі і в кореновому перерізі?
4. Дайте характеристику найпростішому способу закручення лопаток.
5. Проаналізуйте рівняння радіальної рівноваги часток газу.
6. Поясніть методика закручення лопаток за законом сталості циркуляції.
7. Дайте характеристику методу закручення лопаток за умови  $\alpha_1 = \text{const}$ .
8. Поясніть основні особливості закручення лопаток за умови  $\rho c_a = \text{const}$ .
9. Порівняйте найбільш поширені способи закручення лопаток.
10. Охарактеризуйте сучасні методи проектування турбінних решіток.
11. Назвіть основні правила, яких необхідно дотримуватись при побудові профілів турбінних лопаток.
12. Поясніть методика побудови профілю лопатки за дугами параболи.
13. Як здійснюється побудова профілю лопатки за допомогою лемніска?
14. Поясніть, як здійснюється побудова турбінних профілів за допомогою лекал.

## 7. БАГАТОСТУПІНЧАСТІ ТУРБИНИ

### § 7.1. Умови застосування

Як свідчить характеристичне рівняння (див. § 4.9), запас потенціальної енергії, що може бути перетворений з максимальною ефективністю в механічну роботу в турбінному ступені заданого типу, залежить від колової швидкості. Чим більший наявний тепловий перепад ступеня, тим більшою повинна бути швидкість.

Збільшення колової швидкості спричиняє зростання відцентрових навантажень, що діють на елементи ротора при роботі турбіни, і зростання в них напружень розтягу. Тому за вимогами міцності

колові швидкості в ступені обмежуються, як правило, величиною 280...400 м/с, а отже, обмежуються і теплоперепади, які спрацьовуються в одному ступені.

Повний наявний теплоперепад у турбіні залежить від початкових параметрів робочого тіла і кінцевого тиску та в більшості випадків значно перевищує теплоперепад, припустимий для одного ступеня. В таких випадках застосовуються багатоступінчасті турбіни.

Багатоступінчасті турбіни зі ступенями тиску здатні переробляти практично не обмежений запас потенціальної енергії. Застосування таких турбін у паротурбінних установках створює додаткові можливості підвищення їх ККД унаслідок використання проміжного перегріву пари і регенеративних відборів для підігрівання живильної води.

Перехід від одноступінчастої турбіни до багатоступінчастої має сенс навіть тоді, коли й в одноступінчастому варіанті можна забезпечити оптимальні умови роботи, що відповідають характеристичному рівнянню (див. § 4.9) і вимогам міцності. Таке рішення дозволяє збільшити загальний ККД турбіни завдяки особливостям багатоступінчастих турбін або внаслідок зниження швидкостей робочого тіла, якщо б, наприклад, в одноступінчастій турбіні виникали надзвукові швидкості.

Усе, що було викладено в попередніх розділах для окремого ступеня, властиве і для кожного ступеня багатоступінчастої турбіни. Проте в роботі таких турбін є деякі особливості, пов'язані із взаємодією ступенів.

Необхідно також урахувати, що застосування багатоступінчастої конструкції пов'язане з обважненням турбіни і збільшенням її довжини. Наявність певного числа ступенів ускладнює конструкцію, технологію виготовлення і трудомісткість. До того ж при великому числі ступенів може виникнути необхідність поділу турбіни на кілька окремих корпусів (циліндрів), встановлення додаткових опор та ін.

## § 7.2. Особливості багатоступінчастих турбін

У багатоступінчастих турбінах загальний наявний перепад ентальпій  $\Delta H_a^*$  спрацьовується послідовно в так званих *ступенях тиску*. Число цих ступенів залежить від загального теплоперепаду турбіни  $\Delta H_a^*$  і перепаду ентальпій  $\Delta h_a$ , який спрацьовується окремими ступенями, тобто від їх типу.

У § 1.4 зазначалося, що ступені тиску в багатоступінчастій турбіні можуть бути одновінцевими активними або реактивними, активними з реакцією, а також багатовінцевими активними (головним чином двовінцевими). Залежно від типу ступенів, турбіни в цілому є трьох видів: активні, реактивні і змішаного типу.

З огляду на матеріал § 6.1–6.3 доцільно розглянути питання щодо класифікації турбінних ступенів та можливостей реалізації на практиці їх типів під дещо іншим кутом зору.

Насамперед, аналіз роботи турбінного ступеня в широкому діапазоні характеристики вیاєлює дає підстави для таких висновків:

міра реактивності по довжині робочих лопаток змінюється тим більше, чим менше  $\lambda = D_{\text{ср}}/l_p^*$ . Так, при  $\lambda = 4 \dots 5$  різниця між мірою реактивності на периферії та в прикореневих перерізах лопатки  $\Delta\rho = 0,70 \dots 0,56$ ;

збільшення міри реактивності від кореня робочих лопаток до периферії змушує на середньому діаметрі брати додатну реактивність тим більшу, чим менше  $\lambda$ , щоб запобігти виникненню від'ємної реактивності в прикореневих перерізах. Мінімальні значення  $\rho_{\text{ср}}$  для ступенів при вказаних  $\lambda = 3,5 \dots 5,0$  відповідно становлять приблизно  $0,49 \dots 0,36$ ;

якщо дотримуватися класифікації турбінних ступенів і термінології § 4.6, то активних ступенів з  $\rho_{\text{ср}} = 0$  не існує. Навіть при дуже відносно коротких лопатках, наприклад при  $\lambda = 40$ ,  $\rho_{\text{ср}}$  має бути приблизно  $0,05$ . Оскільки суто активних ступенів немає, то активними називають ступені активні з реакцією, відкидаючи для скорочення слова "з реакцією";

визначальною слід вважати міру реактивності на середньому діаметрі ступеня. Тоді, взявши за реактивні ступені з  $\rho_{\text{ср}} \geq 0,3$ , з'ясуємо, що ступені з  $\lambda \leq 7,0$  (приблизно) можуть виконуватися лише реактивними, при  $\lambda > 7,0$  – як активними, так і реактивними. Менші значення  $\lambda$  характерні для останніх ступенів турбіни, тобто для області низьких тисків, у той час як великі  $\lambda$  – для області високих тисків;

вибір типу і міри реактивності ступенів при проектуванні багатоступінчастих турбін звужується: при  $\lambda \leq 7,0$  ступені реактивні ( $\rho_{\text{ср}} \geq 0,3 \dots 0,5$ ), при  $\lambda > 7,0$  активні ( $\rho_{\text{срmin}} \leq \rho_{\text{ср}} < 0,3$ ) або реактивні ( $0,3 \leq \rho_{\text{ср}} \leq 0,5$ ). Міри реактивності  $\rho_{\text{ср}} > 0,5$  звичайно намагаються

---

\*За винятком спеціально спроектованого безградієнтного ступеня, який практичного застосування не набув.

уникати, тому що це пов'язане з надмірним зменшенням оптимального наявного теплоперепаду і зростанням утрат від витоків газу через периферійні зазори;

навіть за цих умов поділ ступенів на активні та реактивні в більшості випадків умовний, тому що в межах одного й того ж ступеня на деякій частині довжини робочих лопаток реалізується активний принцип роботи, а на іншій – реактивний.

Що стосується двовінцевих активних ступенів, то використання їх у потужних багатоступінчастих турбінах обмежене. Вони застосовуються в парових турбінах суднових та стаціонарних у ролі регулювального ступеня для спрацювання якомога більшого теплоперепаду і зменшення тим самим кількості нерегульованих наступних ступенів, а також у суднових парових турбоагрегатах як ступені заднього ходу, а в корабельних і як ступені малих ходів з метою зменшення маси та габаритів агрегату.

Двовінцеві ступені завжди розташовуються в зоні високого тиску, тому відносна довжина лопаток мала (великі  $\lambda$ ) і міра реактивності невелика. Підвищення реактивності в проміжному напрямному апараті призвело б до поступової трансформації двовінцевого ступеня в два активні ступені, а підвищення реактивності в обох робочих вінцях і напрямному апараті – в два реактивні ступені. І в першому, і в другому випадку це спричинило б зменшення наявного теплоперепаду, який може бути ефективно спрацьованим, або підвищення колової швидкості, що звело б нанівець переваги, які спонукали до застосування двовінцевого ступеня.

Особливостями багатоступінчастих турбін, які потребують окремого розгляду, є використання вихідної енергії та повернута теплота другого роду.

### **§ 7.3. Використання вихідної енергії ступенів**

За певних умов у багатоступінчастих турбінах вихідна кінетична енергія, яка є втратою для даного ступеня, може бути використана в наступному ступені як кінетична енергія на вході до його соплового апарата. Безпосереднє використання кінетичної енергії виходу потоку з попереднього ступеня в наступному без проміжного перетворення її в теплову підвищує ККД багатоступінчастої турбіни, тому що веде до зменшення втрат, пов'язаних з необоротністю процесу.

Використання вихідної енергії може бути повним або частковим. Для найкращого використання необхідна рівність середніх діаметрів сусідніх ступенів, малий осьовий зазор між ними, а також узгодження геометричного кута входу в соплову решітку наступного ступеня з кутом виходу потоку з попереднього ступеня, тобто забезпечення кута атаки, близького до нуля. Остання умова звичайно може бути забезпечена тільки для певного режиму роботи багатоступінчастої турбіни. При зміні режиму зростає неузгодженість і використання вихідної енергії погіршується.

У загальному випадку з вихідної кінетичної енергії ступеня  $q_{\text{вих}} = \frac{c_2^2}{2}$  в наступному ступені використовується тільки її частина  $\lambda_{\text{вих}} \frac{c_2^2}{2}$ , а решта  $(1 - \lambda_{\text{вих}}) \frac{c_2^2}{2}$  не використовується і перетворюється в теплоту. Коефіцієнт використання вихідної енергії  $\lambda_{\text{вих}}$  у залежності від конкретних умов набуває значень від 0 до 1,0.

У реактивних турбінах звичайно беруть  $\lambda_{\text{вих}} = 1,0$ . У розрахунках активних турбін часто допускають, що використовується тільки осьова складова вихідної швидкості  $c_{2a}$ . Тоді

$$\lambda_{\text{вих}} \frac{c_2^2}{2} = \frac{c_{2a}^2}{2}$$

і, отже,

$$\lambda_{\text{вих}} = \left( \frac{c_{2a}}{c_2} \right)^2 = \sin^2 \alpha_2. \quad (7.1)$$

З урахуванням відповідних позначень для  $(k-1)$ -го і  $k$ -го ступенів можна записати

$$\lambda_{\text{вих}(k-1)} \frac{c_{2(k-1)}^2}{2} = \frac{c_{0k}^2}{2}.$$

Таким чином, розрахункова вхідна швидкість

$$c_{0k} = c_{2(k-1)} \sqrt{\lambda_{\text{вих}(k-1)}},$$

а з урахуванням формули (7.1)

$$c_{0k} = c_{2a(k-1)}.$$

Використання вихідної енергії ускладнюється або навіть стає неможливим у випадках:

різкої зміни середнього діаметра при переході від одного ступеня до іншого (наприклад, після регулювального ступеня в парових турбінах);

наявності проміжного відбору або підведення робочого тіла (внаслідок збільшення осевого зазору, а також неминучого порушення структури потоку);

при переході до іншої міри впуску в наступному ступені.

У цих випадках беруть  $\lambda_{\text{вих}} = 0$ . Коефіцієнт використання вихідної енергії дорівнює нулю і для останнього ступеня турбіни.

У розрахунках беруть  $c_0 = 0$  також для першого ступеня парової турбіни і відособленої групи її ступенів.

На рис.7.1 показане стикування процесів двох сусідніх ступенів: **а** – з повним використанням вихідної енергії попереднього ступеня в наступному; **б** – із частковим використанням вихідної енергії; **в** – без використання вихідної енергії.

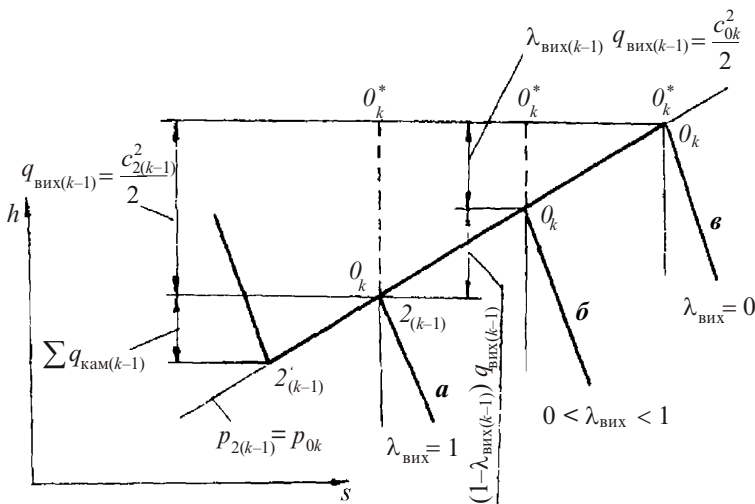


Рис.7.1. Стикування процесів у сусідніх ступенях

### § 7.4. Способи оцінки ефективності проміжних ступенів

На рис.7.2 зображений процес зміни стану робочого тіла в проміжному  $k$ -му ступені багатоступінчастої турбіни. У ступені частково використовується вихідна енергія попереднього  $(k-1)$ -го ступеня  $\lambda_{\text{вих}(k-1)} q_{\text{вих}(k-1)}$ , а частина вихідної енергії даного ступеня  $\lambda_{\text{вих}k} q_{\text{вих}k}$  використовується в  $(k+1)$ -му ступені.

На діаграмі  $\Delta h_a^*$  і  $\Delta h_i$  – відповідно наявний і внутрішній теплорепад;  $mn$  – частина лінії умовного процесу в турбіні, яка проходить через точки дійсного стану робочого тіла перед і за кожним зі ступенів.

Внутрішній ККД ступеня відповідно до § 4.18

$$\eta_i = \frac{\Delta h_i}{\Delta h_a^*}$$

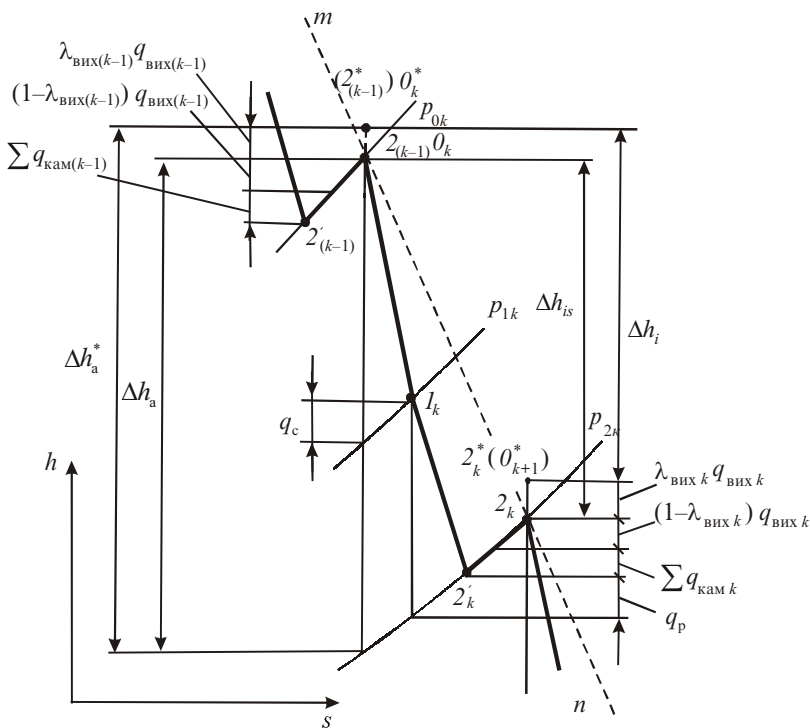


Рис.7.2. Процес у проміжному ступені багатоступінчастої турбіни

або з достатньою точністю

$$\eta_i = \frac{\Delta h_a + \lambda_{\text{вих}(k-1)} q_{\text{вих}(k-1)} - q_c - q_p - q_{\text{вих}k} - \sum q_{\text{кам}k}}{\Delta h_a + \lambda_{\text{вих}(k-1)} q_{\text{вих}(k-1)}}. \quad (7.2)$$

Рівняння (7.2) для визначення ККД можна використовувати тільки тоді, коли в результаті детального розрахунку ступеня вже відомі характеристики решіток і є трикутники швидкостей.

На перших стадіях проектування, коли детальних розрахунків ще не проведено, але є умовний процес розширення в багатоступінчастій турбіні (лінія *mn*) або такий процес ще необхідно побудувати, стає важливим заздалегідь оцінити якість ступенів.

Для цього можна використати так званий *уявний ККД* ступеня, під яким розуміють відношення уявного використаного теплоперепаду до ізоентропійного теплоперепаду ступеня:

$$\eta_{is} = \frac{\Delta h_{is}}{\Delta h_a}. \quad (7.3)$$

Уявний використаний теплоперепад визначається як різниця ентальпій робочого тіла на вході і виході зі ступеня, які знаходять за статичними параметрами. Якщо вихідна енергія в багатоступінчастій турбіні не використовується, то уявні внутрішній теплоперепад і ККД рівні дійсним. При використанні вихідної енергії  $\eta_{is} > \eta_i$ .

Установимо зв'язок між  $\eta_{is}$  і  $\eta_i$ . Відповідно до взятих позначень перепишемо рівняння (7.3) у вигляді

$$\eta_{is} = \frac{\Delta h_a - q_c - q_p - \sum q_{\text{кам}k} - (1 - \lambda_{\text{вих}k}) q_{\text{вих}k}}{\Delta h_a}. \quad (7.4)$$

Зіставивши формули (7.4) і (7.2), одержимо

$$\frac{\eta_{is}}{\eta_i} = \frac{\Delta h_a - q_c - q_p - \sum q_{\text{кам}k} - (1 - \lambda_{\text{вих}k}) q_{\text{вих}k}}{\Delta h_a + \lambda_{\text{вих}(k-1)} q_{\text{вих}(k-1)} - q_c - q_p - q_{\text{вих}k} - \sum q_{\text{кам}k}} \times \\ \times \frac{\Delta h_a + \lambda_{\text{вих}(k-1)} q_{\text{вих}(k-1)}}{\Delta h_a}.$$

Якщо

$$q_{\text{вих}(k-1)} = q_{\text{вих}k} = q_{\text{вих}}; \quad \lambda_{\text{вих}(k-1)} = \lambda_{\text{вих}k} = \lambda_{\text{вих}},$$

то

$$\Delta h_{is} = \Delta h_i$$

і тоді

$$\eta_{is} = \eta_i \left( 1 + \frac{\lambda_{\text{вих}} q_{\text{вих}}}{\Delta h_a} \right).$$

Міру досконалості проточної частини турбінного ступеня часто оцінюють так званим *лопатковим ККД*, який враховує тільки втрати в сопловій і робочій решітках і являє собою характеристику якості решіток,

$$\eta_{\text{л}} = \frac{\Delta h_a - q_c - q_p}{\Delta h_a}.$$

Як видно з рівняння (7.4), лопатковий ККД виявляється рівним уявному внутрішньому ККД проміжного ступеня багатоступінчастої турбіни при повному використанні вихідної енергії ( $\lambda_{\text{вих}k} = 1,0$ ) і за умови, що камерні втрати відсутні.

Аеродинамічну досконалість лопаткового апарата можна оцінювати також за допомогою *адіабатного ККД*, який визначається так само, як і лопатковий, тільки замість ізоентропійного теплоперепад у формулу підставляється наявний теплоперепад ступеня:

$$\eta_{\text{ад}} = \frac{\Delta h_a^* - q_c - q_p}{\Delta h_a^*}.$$

У практиці розрахунків турбін газотурбінних двигунів, особливо для ступенів, вихідна енергія яких використовується, також знаходить застосування *ККД за повними (загальмованими) параметрами*

$$\eta_u^* = \frac{\Delta h_u}{\Delta h_a^* - q_{\text{вих}}} \quad \text{або} \quad \eta_i^* = \frac{\Delta h_i}{\Delta h_a^* - q_{\text{вих}}},$$

де  $q_{\text{вих}}$  – вихідна енергія ступеня.

### § 7.5. Повернута теплота в багатоступінчастих турбінах

Як відзначалося в § 2.4, при течії робочого тіла в турбінному каналі не вся робота тертя втрачається. Частина її – *повернута теплота першого роду* – вже в самому каналі знову перетворюється в кінетичну енергію, яка може бути надалі використана.

У багатоступінчастій турбіні також спостерігається подібне явище: загальні внутрішні втрати навіть без використання вихідної енергії виявляються меншими від суми внутрішніх утрат окремих ступенів. Це пояснюється тим, що частина теплоти втрат окремого ступеня використовується для перетворення в корисну роботу в наступних ступенях, тобто діє механізм *повернутої теплоти другого роду*.

Сутність повернутої теплоти в багатоступінчастій турбіні легко усвідомити за допомогою ентропійних діаграм. На діаграмах  $h-s$  і  $T-s$  (рис.7.3) зображений процес зміни стану робочої речовини в триступінчастій турбіні. Для спрощення будемо вважати, що швидкість на вході в перший ступінь дорівнює нулю ( $c_0 = 0$ ), а лінія, що з'єднує точки  $\theta_1$  і  $2_T$ , проходить через точки початку і кінця процесу в кожному ступені.

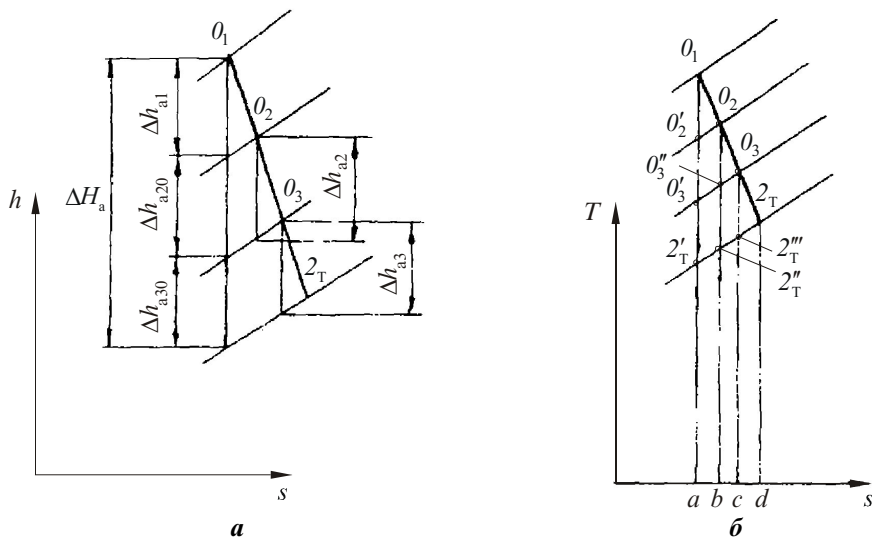


Рис.7.3. Процес у багатоступінчастій турбіні:

$a$  – на  $h-s$ -діаграмі;  $b$  – на  $T-s$ -діаграмі

Унаслідок того, що ізобари на  $h$ - $s$ -діаграмі розходяться при збільшенні ентропії, одержуємо такі залежності для ізоентропійних перепадів другого і третього ступенів:

$$\Delta h_{a2} = \Delta h_{a20} + \delta h_{a2} \quad \text{і} \quad \Delta h_{a3} = \Delta h_{a30} + \delta h_{a3}.$$

Додатки до ізоентропійних перепадів зображені площами на діаграмі  $T$ - $s$ :

$$\delta h_{a2} = \text{пл. } 0_2'0_20_3''0_3'0_2' \quad \text{і} \quad \delta h_{a3} = \text{пл. } 0_3'0_32_T'''2_T'0_3'.$$

Сума ізоентропійних теплоперепадів окремих ступенів

$$\begin{aligned} \sum \Delta h_a &= \Delta h_{a1} + \Delta h_{a2} + \Delta h_{a3} = \\ &= \Delta h_{a1} + \Delta h_{a20} + \Delta h_{a30} + \delta h_{a2} + \delta h_{a3} = \Delta H_a + Q. \end{aligned}$$

У цій формулі

$$Q = \delta h_{a2} + \delta h_{a3} \equiv \text{пл. } 0_2'0_20_3''0_32_T'''2_T'0_2'$$

являє собою повернуту теплоту. Таким чином, сума ізоентропійних теплоперепадів окремих ступенів багатоступінчастої турбіни більша від загального ізоентропійного теплоперепаду на величину повернутої теплоти другого роду.

Як впливає з діаграми  $T$ - $s$ , внутрішні втрати першого ступеня (пл.  $0_2'0_2ba0_2'$ ) частково використовуються на збільшення ізоентропійного теплоперепаду другого ступеня (пл.  $0_2'0_20_3''0_3'0_2'$ ), частково – на збільшення теплоперепаду третього ступеня (пл.  $0_3'0_3''2_T'2_T'0_3'$ ). Внутрішні втрати другого ступеня (пл.  $0_3''0_3cb0_3''$ ) частково використовуються на збільшення ізоентропійного теплоперепаду третього ступеня (пл.  $0_3''0_32_T'''2_T''0_3''$ ). Отже, найбільшу частку в повернуту теплоту вносить перший ступінь, найменшу – передостанній. Внутрішні втрати останнього ступеня цілком втрачаються і для всієї турбіни.

Відношення суми ізоентропійних теплоперепадів окремих ступенів до ізоентропійного теплоперепаду всієї турбіни

$$R = \frac{\sum \Delta h_a}{\Delta H_a} = \frac{\Delta H_a + Q}{\Delta H_a} = 1 + \frac{Q}{\Delta H_a}$$

має назву *коефіцієнта повернутої теплоти* багатоступінчастої турбіни.



$$\eta_{iT} = \frac{\Delta H_i}{\Delta H_a^*},$$

де внутрішній теплоперепад турбіни

$$\Delta H_i = \sum_{k=1}^z \Delta h_{ik},$$

а наявний теплоперепад

$$\Delta H_a^* = \Delta H_a + \frac{c_{01}^2}{2}.$$

Установимо зв'язок між ККД турбіни в цілому і ККД її окремих ступенів. Для внутрішніх теплоперепадів одержуємо

$$\begin{aligned} \Delta h_{i1} &= \Delta h_{a1}^* \eta_{i1} = \left( \Delta h_{a1} + \frac{c_{01}^2}{2} \right) \eta_{i1}; \\ \Delta h_{i2} &= \Delta h_{a2}^* \eta_{i2} = (\Delta h_{a2} + \lambda_{\text{вих}1} q_{\text{вих}1}) \eta_{i2}; \\ \Delta h_{i3} &= \Delta h_{a3}^* \eta_{i3} = (\Delta h_{a3} + \lambda_{\text{вих}2} q_{\text{вих}2}) \eta_{i3}; \\ &\dots \\ \Delta h_{ik} &= \Delta h_{ak}^* \eta_{ik} = (\Delta h_{ak} + \lambda_{\text{вих}(k-1)} q_{\text{вих}(k-1)}) \eta_{ik}; \\ &\dots \\ \Delta h_{iz} &= \Delta h_{az}^* \eta_{iz} = (\Delta h_{az} + \lambda_{\text{вих}(z-1)} q_{\text{вих}(z-1)}) \eta_{iz}. \end{aligned}$$

Склавши ліві і праві частини записаних рівнянь за умови, що внутрішні ККД ступенів однакові і рівні деякому середньому значенню  $\eta$ , одержимо

$$\Delta H_i = \left( \sum_{k=1}^z \Delta h_{ak} + \frac{c_{01}^2}{2} + \sum_{k=1}^{z-1} \lambda_{\text{вих}k} q_{\text{вих}k} \right) \eta_i,$$

а ККД турбіни з урахуванням коефіцієнта повернутої теплоти

$$\eta_{iT} = \frac{\left( R \Delta H_a + \frac{c_{01}^2}{2} + \sum_{k=1}^{z-1} \lambda_{\text{вих}k} q_{\text{вих}k} \right) \eta_i}{\Delta H_a + \frac{c_{01}^2}{2}}. \quad (7.5)$$

Зважаючи на те, що в багатоступінчастих турбінах вхідна кінетична енергія  $c_{01}^2/2$  досить мала в порівнянні з  $\Delta H_a$  і що близькі за значенням величини  $c_{01}^2 \eta_i/2$  та  $c_{01}^2/2$  входять як додати відповідно до чисельника і знаменника, не допускаючи значної помилки, можна ці величини з формули виключити.

Тоді після простих перетворень

$$\eta_{iT} = R \left( 1 + \frac{\sum_{k=1}^{z-1} \lambda_{\text{вих}k} q_{\text{вих}k}}{R \Delta H_a} \right) \eta_i = R \left( 1 + \frac{\sum_{k=1}^{z-1} \lambda_{\text{вих}k} q_{\text{вих}k}}{\sum_{k=1}^z \Delta h_{ak}} \right) \eta_i .$$

Якщо вважати, що для всіх ступенів ізоентропійні теплоперепади  $\Delta h_a$  однакові, а також однакові від першого до  $(z-1)$ -го ступеня  $\lambda_{\text{вих}}$  і  $q_{\text{вих}}$ , то одержуємо

$$\eta_{iT} = R \left( 1 + \frac{z-1}{z} \frac{\lambda_{\text{вих}} q_{\text{вих}}}{\Delta h_a} \right) \eta_i .$$

Зробимо заміну

$$\frac{q_{\text{вих}}}{\Delta h_a} = \frac{q_{\text{вих}}}{\Delta h_a^* - \lambda_{\text{вих}} q_{\text{вих}}} = \frac{\xi_{\text{вих}}}{1 - \lambda_{\text{вих}} \xi_{\text{вих}}} ,$$

де  $\xi_{\text{вих}} = \frac{q_{\text{вих}}}{\Delta h_a^*}$  – коефіцієнт утрат ступеня з вихідною швидкістю.

Таким чином, формула (7.5) перетворюється до вигляду

$$\eta_{iT} = R \left( 1 + \frac{z-1}{z} \frac{1}{\frac{1}{\lambda_{\text{вих}} \xi_{\text{вих}}} - 1} \right) \eta_i .$$

Отриману формулу використати для безпосереднього визначення ККД турбіни важко, але вона наочно відображає зв'язок між  $\eta_{iT}$  і  $\eta_i$ . Як видно, внутрішній ККД багатоступінчастої турбіни більший від середнього внутрішнього ККД її окремих ступенів. Це є наслід-

ком використання вихідних швидкостей і дії механізму повернутої теплоти. З цієї ж формули також випливає:

при незмінному ККД ступенів ККД турбіни підвищується із збільшенням їх числа внаслідок збільшення множника  $\frac{z-1}{z}$  та коефіцієнта повернутої теплоти  $R$ ;

збільшення коефіцієнта використання вихідної енергії сприяє поліпшенню ККД турбіни;

збільшенню ККД турбіни сприяє також (при незмінному значенні  $\lambda_{\text{вих}}$ ) зростання коефіцієнта втрат з вихідною швидкістю, якщо при цьому не відбувається погіршення ККД ступенів (наприклад, за рахунок зменшення втрат у решітках  $q_c$  і  $q_p$ ). Однак такий випадок є малоймовірним.

Підвищення ККД окремих ступенів завжди приводить до поліпшення ККД усієї турбіни, хоча коефіцієнт повернутої теплоти  $R$  при цьому зменшується. Тоді ККД турбіни і ступенів чисельно зближуються. Таким чином, збільшення коефіцієнта  $R$  вигідне тільки тоді, коли воно досягається внаслідок підвищення кількості ступенів турбіни.

Так само, як для окремого ступеня, для турбіни в цілому також можна визначити ККД за повними (загальмованими) параметрами:

$$\eta_{iT}^* = \frac{\Delta H_i}{\Delta H_a^* - q_{\text{вих}z}}.$$

Цей ККД набув поширення в розрахунках газових турбін.

### § 7.7. Ефективна потужність і ККД турбоагрегату

На  $h$ - $s$ -діаграмі (рис.7.5) показаний процес зміни стану пари в судовому двокорпусному турбозубчатому агрегаті, схема якого зображена на рис.7.6.

На діаграмі  $h$ - $s$  точки  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $D$ ,  $E$  і  $F$  визначають стан пари відповідно перед маневровим пристроєм, у сопловій коробці першого ступеня турбіни високого тиску (ТВТ), за останнім ступенем ТВТ, перед першим ступенем турбіни низького тиску (ТНТ), за останнім ступенем ТНТ, на вході до конденсатора.

Лінії  $AB$ ,  $CD$  і  $EF$  відповідають процесам дроселювання пари при перетіканні в маневровому пристрої, парових вхідних і регулю-

вальних органах, у ресивері між ТВТ і ТНТ та у вихлопному патрубку ТНТ при перегітці в конденсатор;  $BC$  і  $DE$  – процеси розширення пари в ТВТ і ТНТ.

На діаграмі  $\Delta H_0$ ,  $\Delta H_a$  і  $\Delta H_i$  – ізоентропійні теплоперепади в турбоагрегаті і власне в турбіні та внутрішній теплоперепад у турбоагрегаті. Кінетична енергія пари перед турбоагрегатом взята рівною нулю, тобто  $\Delta H_0^* = \Delta H_0$  і  $\Delta H_a^* = \Delta H_a$ .

Ефективний ККД турбоагрегату являє собою відношення ефективної потужності (потужності на вихідному фланці зубчастої передачі) до теоретичної потужності турбоагрегату:

$$\eta_e = \frac{N_e}{N_0}.$$

Ефективний ККД враховує всі втрати в турбоагрегаті, які супроводжують вироблення корисної потужності.

У турбоагрегаті без проміжних відборів пари теоретична потуж-

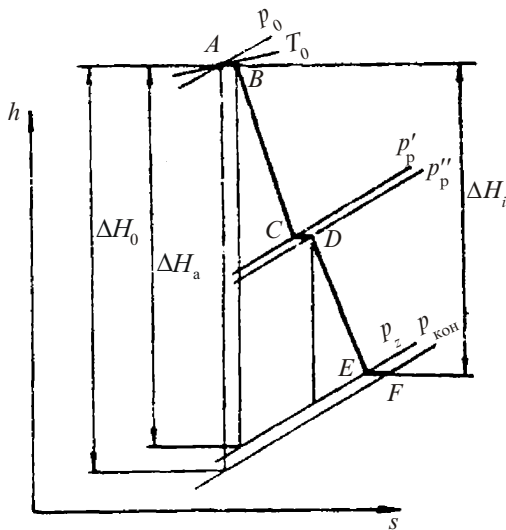


Рис.7.5. Процес зміни стану пари в паровому двокорпусному турбоагрегаті

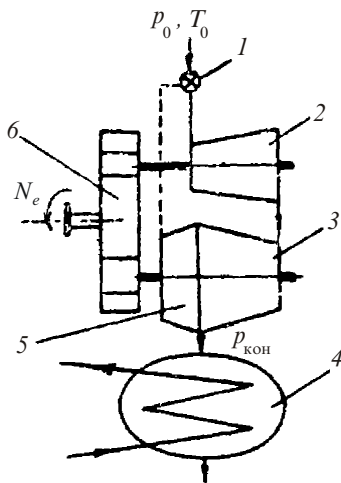


Рис.7.6. Схема компоновки суднового парового турбоагрегату:  
1 – маневровий пристрій; 2 – ТВТ;  
3 – ТНТ; 4 – конденсатор; 5 – турбіна заднього ходу, яка вбудована в ТНТ; 6 – зубчаста передача

ність

$$N_0 = G \Delta H_0 ,$$

де  $G$  – витрата пари на турбоагрегат, тобто кількість пари, що підводиться в одиницю часу до маневрового пристрою. Отже, для ефективної потужності можна записати

$$N_e = G \Delta H_0 \eta_e . \quad (7.6)$$

Утрати, які враховуються ефективним ККД, можна розділити на внутрішні і зовнішні. *Внутрішніми* називаються втрати в турбоагрегаті, що впливають на стан пари і відображаються на  $h$ - $s$ -діаграмі.

До внутрішніх утрат в агрегаті належать:

втрати в турбінах (у процесах  $BC$  і  $DE$ , див. рис.7.5);

втрати дроселювання при перетіканні пари в регулювальних органах і сполучних елементах (у процесах  $AB$ ,  $CD$  і  $EF$ );

втрати, обумовлені витоками пари, які повертаються в проточну частину турбін. Так, наприклад, частина витоків крізь зовнішнє ущільнення ТВТ з боку впуску звичайно повертається в ресивер і виконує додаткову роботу в ТНТ. Оскільки ця пара в ущільненні дроселюється, то, змішуючись з основним потоком, вона впливає на стан робочого тіла на початку процесу в ТНТ і на сам процес.

Внутрішні втрати в турбоагрегаті враховуються внутрішнім ККД агрегату

$$\eta_{iTA} = \frac{\Delta H_i}{\Delta H_0} .$$

Помноживши і розділивши праву частину останнього рівняння на  $\Delta H_a$ , запишемо

$$\eta_{iTA} = \frac{\Delta H_i}{\Delta H_a} \frac{\Delta H_a}{\Delta H_0} = \eta_{iT} k_{др} ,$$

де  $\eta_{iT}$  – внутрішній ККД власне турбін;  $k_{др}$  – коефіцієнт, що враховує втрати в агрегаті, пов'язані з дроселюванням пари.

*Зовнішні втрати* – це втрати, що не впливають на стан пари в турбоагрегаті. Зображення процесу на діаграмі не залежить ні від величини, ні від самого існування цих утрат.

До зовнішніх утрат належать у першу чергу механічні втрати: на тертя в підшипниках турбіни і витрати на привід навішених елементів системи регулювання і захисту (враховуються *механічним ККД турбіни*  $\eta_m$ );

на тертя в підшипниках і між зубцями зубчастої передачі (враховуються *коефіцієнтом корисної дії редуктора*  $\eta_p$ );

на холосте обертання непрацюючих ступенів, наприклад, у турбінах заднього ходу при роботі агрегату на передній хід (враховуються коефіцієнтом  $\eta_{з.х.}$ ).

Усі механічні втрати в цілому враховуються *механічним ККД турбоагрегату*

$$\eta_{мТА} = \eta_m \eta_p \eta_{з.х.}.$$

Зовнішні втрати, крім механічних, включають також утрати від безповоротних витоків пари з турбоагрегату. До таких витоків належать витоки крізь ущільнення штоків маневрового пристрою і соплових клапанів, від продування турбін (головним чином в останніх ступенях, де підвищена вологість пари), витоки крізь кінцеві ущільнення турбін. Утрати від них виявляються через зменшення дійсної витрати пари в наступних ступенях.

Так, наприклад, у турбоагрегаті без проміжних відборів пари при відсутності безповоротних витоків внутрішня потужність агрегату склала б  $G\Delta H_i$ . У дійсності ж внаслідок витоків внутрішня потужність буде меншою:

$$N_i = G\Delta H_i - \sum G_{\text{вит}} \Delta H_{\text{вит}}^{\text{нед}}.$$

Сума добутків витоків пари на недовикористаний ними внутрішній теплоперепад являє собою недоотриману через витоки внутрішню потужність.

Останнє рівняння звичайно перетворюється до вигляду

$$N_i = G\Delta H_i (1 - \xi_{\text{вит}}),$$

де  $\xi_{\text{вит}} = \frac{\sum G_{\text{вит}} \Delta H_{\text{вит}}^{\text{нед}}}{G\Delta H_i}$  – коефіцієнт, що враховує втрати від безповоротних витоків пари.

Ефективну потужність турбоагрегату можна визначити, вихо-

дячи з внутрішньої потужності та враховуючи механічні втрати, тобто

$$N_e = N_i \eta_{\text{мТА}}$$

або згідно з останніми формулами

$$N_e = G \Delta H_0 \eta_{\text{іТА}} (1 - \xi_{\text{внт}}) \eta_{\text{мТА}}.$$

Порівнюючи отримане рівняння з формулою (7.6), для ефективного ККД турбоагрегату одержуємо

$$\eta_e = \eta_{\text{іТА}} (1 - \xi_{\text{внт}}) \eta_{\text{мТА}}$$

або

$$\eta_e = \eta_{\text{іТА}} \eta_{\text{зовн}},$$

де  $\eta_{\text{іТА}}$  і  $\eta_{\text{зовн}}$  – внутрішній і зовнішній ККД турбоагрегату.

У розгорнутому вигляді

$$\eta_e = \eta_{\text{іТА}} (1 - \xi_{\text{внт}}) \eta_{\text{м}} \eta_{\text{р}} \eta_{\text{з.х}}.$$

### Контрольні завдання і питання

1. Поясніть умови застосування багатоступінчастих турбін.
2. Дайте характеристику особливостям багатоступінчастих турбін.
3. Проаналізуйте умови використання вихідної енергії ступенів.
4. Поясніть, за допомогою яких показників здійснюється оцінка ефективності проміжних турбінних ступенів.
5. Дайте характеристику уявного, лопаткового та ККД за повними (загальмованими) параметрами.
6. Проаналізуйте використання повернутої теплоти в багатоступінчастих турбінах.
7. Дайте характеристику коефіцієнта повернутої теплоти.
8. Проаналізуйте зв'язок ККД турбіни із ККД окремих її ступенів.
9. Дайте характеристику внутрішнім та зовнішнім утратам у турбоагрегаті.
10. Поясніть, як визначається ефективна потужність та ККД турбоагрегату.

---

**СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ**

---

1. Абианц В.Х. Теория авиационных газовых турбин. – М.: Машиностроение, 1979. – 246 с.
2. Аронов Б.М., Жуковский М.И., Журавлев В.А. Профилирование лопаток авиационных газовых турбин. – М.: Машиностроение, 1975. – 192 с.
3. Артемов Г.А., Горбов В.М., Романовский Г.Ф. Судовые установки с газотурбинными двигателями. – Николаев: УГМТУ, 1997. – 233 с.
4. Газотурбинные установки. Конструкции и расчет: Справочное пособие / Под общ. ред. Л.В.Арсеньева и В.Г.Тырышкина. – Л.: Машиностроение, 1978. – 232 с.
5. Горбов В.М. Расчет турбинных ступеней: Учеб. пособие. – Николаев: НКИ, 1980. – 65 с.
6. Горбов В.М., Ипатенко А.Я. Расчет осевых ступеней судовых турбин: Учеб. пособие. – Николаев: НКИ, 1986. – 54 с.
7. Дьяченко Б.С., Романовский Г.Ф., Лятис Ю.А. Тепловой расчет паровой турбины на ЭВМ: Учеб. пособие. – Николаев: НКИ, 1980. – 56 с.
8. Егоров Б.В., Пасс А.И. Судовые турбины. – Л.: Судостроение, 1981. – 144 с.
9. Зайцев В.И., Грицай Л.Л., Моисеев А.А. Судовые паровые и газовые турбины. – М.: Транспорт, 1981. – 312 с.
10. Ипатенко О.Я. Основы теорії робочого процесу в парових та газових турбінах: Навч. посібник. – Миколаїв: УДМТУ, 1999. – Ч.1. – 54 с.
11. Ипатенко О.Я. Основы теорії робочого процесу в парових та газових турбінах: Навч. посібник. – Миколаїв: УДМТУ, 1999. – Ч.2. – 38 с.
12. Ипатенко А.Я. Работа трения и возвращенное тепло при течении сжимаемой среды // Труды НКИ. – Николаев: НКИ, 1976. – Вып.112. – С.15–18.
13. Ипатенко А.Я. Рабочий процесс в турбинной ступени: Учеб. пособие. – Николаев: НКИ, 1980. – 44 с.
14. Курзон А.Г. Теория судовых паровых и газовых турбин. – Л.: Судостроение, 1970. – 592 с.
15. Левенберг В.Д. Судовые турбоприводы. – Л.: Судостроение, 1983. – 328 с.
16. Левенберг В.Д., Борисенко В.Д., Гильмутдинов Л.А. Аналитическое профилирование турбинных решеток для системы автоматизированного проектирования: Учеб. пособие. – Николаев: НКИ, 1980. – 51 с.
17. Левенберг В.Д., Романовский Г.Ф. Потери и КПД малорасходных турбинных ступеней: Учеб. пособие. – Николаев: НКИ, 1978. – 65 с.
18. Локай В.И., Максutowa М.К., Стрункин В.А. Газовые турбины двигателей летательных аппаратов. – М.: Машиностроение, 1979. – 447 с.

19. Марочник сталей и сплавов / Под общ. ред. *В.Г.Сорокина*. – М.: Машиностроение, 1989. – 640 с.
20. *Масленков С.Б.* Стали и сплавы для высоких температур. – М.: Машиностроение, 1991. – 546 с.
21. Паровые и газовые турбины / Под ред. *А.Г.Костюка, В.В.Фролова*. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 352 с.
22. *Розенберг Г.Ш., Ткачев Н.М., Кострыкин В.Ф.* Центростремительные турбины судовых установок. – Л.: Судостроение, 1973. – 213 с.
23. *Холицевников К.В., Емин О.Н., Митрохин В.Т.* Теория и расчет авиационных лопаточных машин. – М.: Машиностроение, 1986. – 432 с.
24. Элементы теории судовых турбин в примерах и задачах, вопросах и ответах: Учеб. пособие / *В.Д.Левенберг, А.М.Антонов, В.М.Горбов, А.Я.Ипатенко*. – Николаев: НКИ, 1988. – 65 с.

**ДОДАТОК****Таблиця 1Д. Термогазодинамічний розрахунок осьового ступеня газової турбіни на середньому діаметрі**

| Найменування параметра                                                                 | Спосіб визначення                                                               | Числове значення          |
|----------------------------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------|---------------------------|
| 1. Робоче тіло<br>(продукти згоряння дизельного палива)                                | Вихідні дані                                                                    | —                         |
| 2. Витрата робочого тіла $G$ , кг/с                                                    | Вихідні дані                                                                    | 45,0                      |
| 3. Статичні параметри на вході до ступеня:<br>тиск $p_0$ , Па<br>температура $T_0$ , К | Вихідні дані<br>Вихідні дані                                                    | $1250 \cdot 10^3$<br>1250 |
| 4. Швидкість потоку на вході до ступеня<br>$c_0$ , м/с                                 | Вихідні дані                                                                    | 120,0                     |
| 5. Статичний тиск за ступенем $p_2$ , Па                                               | Вихідні дані                                                                    | $820 \cdot 10^3$          |
| 6. Частота обертання ротора $n$ , об/хв                                                | Вихідні дані                                                                    | 8500                      |
| 7. Коефіцієнт надлишку повітря $\alpha$                                                | Вихідні дані                                                                    | 4,5                       |
| 8. Температура робочого тіла за ступенем<br>$T'_{2t}$ , К                              | Береться з подальшим уточненням<br>$T_0 - (80 \dots 120)$                       | 1132                      |
| 9. Середня температура процесу в ступені<br>$T_{cp}$ , К                               | $0,5 (T_0 + T'_{2t})$                                                           | 1191                      |
| 10. Теплоємність робочого тіла $c_p$ ,<br>Дж/(кг·К)                                    | Рис.1Д                                                                          | 1110                      |
| 11. Комплекс $m = \frac{k-1}{k}$                                                       | Рис.1Д                                                                          | 0,238                     |
| 12. Показник ізоентропи $k$                                                            | $\frac{1}{1-m}$                                                                 | 1,312                     |
| 13. Газова стала $R$ , Дж/(кг·К)                                                       | $c_p m$                                                                         | 264,2                     |
| 14. Швидкість звуку на вході до ступеня<br>$a_0$ , м/с                                 | $\sqrt{kRT_0}$                                                                  | 657,7                     |
| 15. Число Маха на вході до ступеня $M_0$                                               | $c_0 / a_0$                                                                     | 0,182                     |
| 16. Повні параметри на вході до ступеня:<br>тиск $p_0^*$ , Па                          | $p_0 \left( 1 + \frac{k-1}{2} M_0^2 \right)^{\frac{k}{k-1}}$                    | $1277 \cdot 10^3$         |
| температура $T_0^*$ , К                                                                | $T_0 \left( 1 + \frac{k-1}{2} M_0^2 \right)$                                    | 1256                      |
| 17. Найявний тепловперепад ступеня $\Delta h_a^*$ ,<br>Дж/кг                           | $c_p T_0^* \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_0^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]$ | 138742                    |

## Продовж. табл. ІД

| Найменування параметра                                                                                             | Спосіб визначення                                                                                        | Числове значення |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------------|
| 18. Температура газу за ступенем $T_{2t}$ , К                                                                      | $\frac{c_p T_0^* - \Delta h_a^*}{c_p}$                                                                   | 1131             |
| 19. Теоретична швидкість за сопловими каналами, яка визначається за наявним теплоперепадом ступеня, $c_{ад}$ , м/с | $\sqrt{2\Delta h_a^*}$                                                                                   | 526,8            |
| 20. Віяловість ступеня $\lambda = D_{cp2} / l_p$                                                                   | Береться 3,5...30 та уточнюється після обчислення довжини робочої лопатки                                | 8,3              |
| 21. Міра реактивності ступеня в кореневому перерізі $\rho_k$                                                       | Береться 0,03...0,05                                                                                     | 0,04             |
| 22. Міра реактивності ступеня на середньому діаметрі $\rho$                                                        | $\rho_k + \frac{2\lambda - 1}{\lambda^2}$                                                                | 0,266            |
| 23. Кут виходу потоку із соплової решітки $\alpha'_1$ , град                                                       | Береться 11...20                                                                                         | 14,0             |
| 24. Швидкісний коефіцієнт соплової решітки $\phi$                                                                  | Береться 0,95...0,975                                                                                    | 0,96             |
| 25. Наявний теплоперепад у соплових каналах $\Delta h_{ac}^*$ , Дж/кг                                              | $\Delta h_a^* (1 - \rho)$                                                                                | 101837           |
| 26. Швидкість виходу потоку із соплової решітки $c_1$ , м/с                                                        | $\phi \sqrt{2\Delta h_{ac}^*}$                                                                           | 433,2            |
| 27. Характеристика ступеня $v_{ад} = u_1 / c_{ад}$                                                                 | $\frac{\phi \cos \alpha'_1}{2\sqrt{1-\rho}}$                                                             | 0,544            |
| 28. Колова швидкість на середньому діаметрі за сопловими каналами $u_1$ , м/с                                      | $c_{ад} v_{ад}$                                                                                          | 286,6            |
| 29. Середній діаметр ступеня на виході із соплової решітки $D_{cp1}$ , м                                           | $\frac{60u_1}{\pi n}$                                                                                    | 0,644            |
| 30. Розрахункова температура робочих лопаток $T_{розр}$ , К                                                        | $T_0^* - \frac{u_1^2}{2c_p} \times \left( \frac{2\phi \sqrt{1-\rho \cos \alpha'_1}}{v_{ад}} - 1 \right)$ | 1184             |
| 31. Марка матеріалу (ЭИ929)                                                                                        | Береться із [19,20]                                                                                      | —                |

## Продовж. табл. 1Д

| Найменування параметра                                                                | Спосіб визначення                                                                                               | Числове значення   |
|---------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------------|
| 32. Густина матеріалу лопаток $\rho_m$ , кг/м <sup>3</sup>                            | Визначається в залежності від обраної марки матеріалу                                                           | 8500               |
| 33. Границя тривалої міцності матеріалу $\sigma_{тр}$ , Па                            | Визначається в залежності від обраної марки матеріалу та розрахункової температури лопаток                      | $75 \cdot 10^6$    |
| 34. Напруження розтягу в кореневому перерізі робочих лопаток $\sigma_p$ , Па          | $(1,4 \dots 2,0) \rho_m \frac{u_1^2}{\lambda}$                                                                  | $117,7 \cdot 10^6$ |
| 35. Сумарні максимальні напруження в робочій лопатці $\sigma$ , Па                    | $\sigma_p \left( 1 + \frac{\sigma_{зг}}{\sigma_p} \right)$ ,<br>де $\sigma_{зг}/\sigma_p \approx 0,1 \dots 0,2$ | $129,5 \cdot 10^6$ |
| 36. Запас міцності профільної частини робочих лопаток $n_b$                           | $\sigma_{тр}/\sigma$                                                                                            | 0,58               |
| 37. Перевірка умови (перевірка не виконується)                                        | $n_b \geq 1,5 \dots 2,0$                                                                                        | —                  |
| 38. Розрахункова температура робочих лопаток з урахуванням охолодження $T_{розр}$ , К | Береться                                                                                                        | 1070               |
| 39. Границя тривалої міцності матеріалу $\sigma_{тр}$ , Па                            | Визначається в залежності від обраної марки матеріалу та розрахункової температури лопаток                      | $195 \cdot 10^6$   |
| 40. Запас міцності профільної частини робочих лопаток $n_b$                           | $\sigma_{тр}/\sigma$                                                                                            | 1,51               |
| 41. Перевірка умови (перевірка виконується)                                           | $n_b \geq 1,5 \dots 2,0$                                                                                        | —                  |
| 42. Утрати енергії в соплових каналах $q_c$ , Дж/кг                                   | $(1 - \varphi^2) \Delta h_{ac}^*$                                                                               | 7984               |
| 43. Статичні параметри робочого тіла за сопловою решіткою:<br>тиск $p_1$ , Па         | $p_0^* \left[ 1 - \frac{\Delta h_{ac}^*}{c_p T_0^*} \right]^{\frac{k}{k-1}}$                                    | $909 \cdot 10^3$   |

## Продовж. табл.1Д

| Найменування параметра                                                                                                                        | Спосіб визначення                                                                                                                                                            | Числове значення   |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------------|
| температура $T_1$ , К                                                                                                                         | $T_0^* - \frac{c_1^2}{2c_p}$                                                                                                                                                 | 1171               |
| густина $\rho_1$ , кг/м <sup>3</sup>                                                                                                          | $\frac{p_1}{RT_1}$                                                                                                                                                           | 2,94               |
| 44. Критичне відношення тисків $p_{кр}/p_0^*$                                                                                                 | $\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}$                                                                                                                                 | 0,544              |
| 45. Відношення тисків у соплах $\varepsilon_1$                                                                                                | $p_1/p_0^*$                                                                                                                                                                  | 0,712              |
| 46. Кут виходу потоку із соплових каналів з урахуванням розширення в косому зрізі $\alpha_1$ , град:<br>при $(p_1/p_0^*) \geq (p_{кр}/p_0^*)$ | $\alpha_1'$                                                                                                                                                                  | 14,0               |
| при $(p_1/p_0^*) < (p_{кр}/p_0^*)$                                                                                                            | $\arcsin \left( \sin \alpha_1' \times \sqrt{\frac{k-1 \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}}}{2 \frac{2}{\varepsilon_1^k} - \varepsilon_1^{\frac{k+1}{k}}}} \right)$ | —                  |
| 47. Швидкість звуку на виході із соплової решітки $a_1$ , м/с                                                                                 | $\sqrt{kRT_1}$                                                                                                                                                               | 637,1              |
| 48. Число Маха на виході із соплових каналів $M_1$                                                                                            | $c_1/a_1$                                                                                                                                                                    | 0,680              |
| 49. Довжина вихідної кромки соплових лопаток $l_c$ , м                                                                                        | $\frac{G}{\rho_1 \pi D_{cp1} c_1 \sin \alpha_1}$                                                                                                                             | 0,072              |
| 50. Кут розкриття проточної частини $\gamma = \gamma_{п} + \gamma_{к}$ , град                                                                 | Береться 4...20                                                                                                                                                              | 8,0<br>(4,0 + 4,0) |
| 51. Осьовий зазор у ступені $s$ , м                                                                                                           | Береться<br>0,005...0,020                                                                                                                                                    | 0,010              |
| 52. Ширина соплових лопаток $B_c$ , м                                                                                                         | Рис.3Д                                                                                                                                                                       | 0,035              |
| 53. Відношення довжини до ширини робочих лопаток $l_p/B_p$                                                                                    | Рис.3Д                                                                                                                                                                       | 2,75               |

## Продовж. табл. 1Д

| Найменування параметра                                                                                           | Спосіб визначення                                                                                  | Числове значення |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------------------|------------------|
| 54. Ширина робочих лопаток $B_p$ , м                                                                             | З ескізу проточної частини (див. рис.5.2)                                                          | 0,028            |
| 55. Радіальний зазор $\delta_r$ , м                                                                              | Береться $(0,005...0,010)l_p$                                                                      | 0,0004           |
| 56. Довжина вихідної кромки робочих лопаток $l_p$ , м                                                            | З ескізу проточної частини (див. рис.5.2) $l_2 - \delta_r$                                         | 0,077            |
| 57. Середній діаметр на виході з робочої решітки $D_{cp2}$ , м                                                   | $D_{cp1} + 2(s + B_p) \times \times \operatorname{tg} \frac{\gamma_{\pi} - \gamma_{\kappa}}{2}$    | 0,644            |
| 58. Колова швидкість на середньому діаметрі вихідного перерізу робочої решітки $u_2$ , м/с                       | $\frac{\pi D_{cp2} n}{60}$                                                                         | 286,6            |
| 59. Віяловість ступеня $\lambda$                                                                                 | $D_{cp2} / l_p$                                                                                    | 8,36             |
| 60. Мінімально допустима при знайденій величині $\lambda$ міра реактивності на середньому діаметрі $\rho_{\min}$ | $\rho_{\kappa} + \frac{2\lambda - 1}{\lambda^2}$                                                   | 0,265            |
| 61. Перевірка умови *)                                                                                           | $\left  \frac{\rho - \rho_{\min}}{\rho_{\min}} \right  \cdot 100 \% \approx$<br>$\approx 0...5 \%$ | 0,4 %            |
| 62. Кут установки соплових лопаток $\alpha_y$ , град                                                             | $\alpha_y = f(\alpha_0 - \alpha_1)$ за рис.4Д                                                      | 38,0             |
| 63. Хорда профілю соплової лопатки $b_c$ , м                                                                     | $\frac{B_c}{\sin \alpha_y}$                                                                        | 0,057            |
| 64. Відносний крок соплової решітки $\bar{t}_c = t_c / b_c$                                                      | Береться 0,75...0,90                                                                               | 0,80             |
| 65. Відносна швидкість входу потоку в робочі канали $w_1$ , м/с                                                  | $\sqrt{c_1^2 + u_1^2 - 2u_1c_1 \cos \alpha_1}$                                                     | 169,9            |
| 66. Кут входу потоку в робочі канали у відносному русі $\beta_1$ , град                                          | $\arcsin \frac{c_1 \sin \alpha_1}{w_1}$                                                            | 38,1             |
| 67. Швидкісний коефіцієнт робочої решітки $\psi$                                                                 | Береться 0,94...0,97                                                                               | 0,95             |

\*) Тут  $\rho$  – міра реактивності на середньому діаметрі ступеня, визначена в п.22 цієї таблиці.

## Продовж. табл. IД

| Найменування параметра                                                              | Спосіб визначення                                                        | Числове значення |
|-------------------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------|------------------|
| 68. Ізоентропійний теплоперепад у робочій решітці $\Delta h_{ap}$ , Дж/кг           | $\rho \Delta h_a^*$                                                      | 36767            |
| 69. Наявний теплоперепад у робочій решітці $\Delta h_{ap}^*$ , Дж/кг                | $\Delta h_{ap} + \frac{w_1^2}{2}$                                        | 51200            |
| 70. Відносна швидкість виходу потоку з робочих каналів $w_2$ , м/с                  | $\psi \sqrt{2 \left( \Delta h_{ap}^* - \frac{u_1^2 - u_2^2}{2} \right)}$ | 304,0            |
| 71. Утрати енергії в робочій решітці $q_p$ , Дж/кг                                  | $(1 - \psi^2) \frac{w_2^2}{2\psi^2}$                                     | 4992             |
| 72. Статичні параметри потоку на виході з робочої решітки:<br>температура $T_2$ , К | $T_1 - \frac{w_2^2 - w_1^2 + u_1^2 - u_2^2}{2c_p}$                       | 1142             |
| густина $\rho_2$ , кг/м <sup>3</sup>                                                | $\frac{p_2}{RT_2}$                                                       | 2,72             |
| 73. Швидкість звуку на виході з робочої решітки $a_2$ , м/с                         | $\sqrt{kRT_2}$                                                           | 629,2            |
| 74. Число Маха на виході з робочої решітки $M_{w_2}$                                | $w_2 / a_2$                                                              | 0,483            |
| 75. Кут виходу потоку з робочої решітки $\beta_2$ , град                            | $\arcsin \frac{G}{\rho_2 \pi D_{cp2} w_2 l_p}$                           | 20,4             |
| 76. Кут установки профілів робочої решітки $\beta_y$ , град                         | Рис.4Д                                                                   | 63,5             |
| 77. Хорда профілю робочих лопаток $b_p$ , м                                         | $\frac{B_p}{\sin \beta_y}$                                               | 0,031            |
| 78. Відносний крок робочої решітки $\bar{t}_p = t_p / b_p$                          | $0,4 \rho + 0,6$                                                         | 0,706            |
| 79. Абсолютна швидкість виходу потоку з робочої решітки $c_2$ , м/с                 | $\sqrt{w_2^2 + u_2^2 - 2u_2 w_2 \cos \beta_2}$                           | 106,0            |
| 80. Утрати енергії з вихідною швидкістю $q_{вих}$ , Дж/кг                           | $c_2^2 / 2$                                                              | 5616             |

## Продовж. табл. 1Д

| Найменування параметра                                                                           | Спосіб визначення                                                                                                 | Числове значення    |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---------------------|
| 81. Кут виходу потоку зі ступеня $\alpha_2$ , град                                               | $\arccos \frac{w_2 \cos \beta_2 - u_2}{c_2}$                                                                      | 90,9                |
| 82. Колові складові абсолютних швидкостей:<br>за сопловою решіткою $c_{1u}$ , м/с                | $c_1 \cos \alpha_1$                                                                                               | 420,3               |
| за робочою решіткою $c_{2u}$ , м/с                                                               | $c_2 \cos \alpha_2$                                                                                               | -1,7                |
| 83. Колова робота ступеня $l_u$ , Дж/кг                                                          | $u_1 c_{1u} + u_2 c_{2u}$                                                                                         | 119971              |
| 84. Коловий ККД ступеня $\eta_u$                                                                 | $\frac{l_u}{\Delta h_a^*}$                                                                                        | 0,865               |
| 85. Характеристики ущільнення діафрагми:<br>число щілин $z$                                      | Вибирається з конструкції ущільнення                                                                              | 4                   |
| коефіцієнт витрати $\mu$                                                                         | Береться (див. § 4.11)                                                                                            | 0,88                |
| радіальний зазор $\delta_{щ}$ , м                                                                | Береться (див. § 4.11)                                                                                            | 0,0004              |
| діаметр втулки $d_{вт}$ , м                                                                      | Вибирається з конструкції ущільнення                                                                              | 0,350               |
| кільцева площа щілини $f$ , м <sup>2</sup>                                                       | $\pi d_{вт} \delta_{щ}$                                                                                           | $4,4 \cdot 10^{-4}$ |
| 86. Витоки крізь ущільнення діафрагми $G_{y.d}$ , кг/с                                           | $\mu f \sqrt{\frac{p_0^2 - p_1^2}{z R T_0}}$                                                                      | 0,289               |
| 87. Коефіцієнт утрат від витоків крізь ущільнення діафрагми $\xi_{y.d}$                          | $\frac{G_{y.d}}{G} \eta_u$                                                                                        | 0,0055              |
| 88. Характеристики периферійних зазорів:<br>осьовий зазор в ущільненні по бандажу $\delta_a$ , м | Вибирається з конструкції ущільнення                                                                              | 0,0015              |
| коефіцієнт витрати осьового зазору $\mu_a$                                                       | Береться (див. § 4.12)                                                                                            | 0,5                 |
| коефіцієнт витрати радіального зазору $\mu_r$                                                    | Береться (див. § 4.12)                                                                                            | 0,8                 |
| число ущільнювальних гребенів радіального зазору $z$                                             | Вибирається з конструкції ущільнення                                                                              | 2                   |
| 89. Еквівалентний радіальний зазор $\delta_e$ , м                                                | Для обандажених робочих лопаток<br>$\frac{1}{\sqrt{\frac{1}{(\mu_a \delta_a)^2} + \frac{z}{(\mu_r \delta_r)^2}}}$ | $2,2 \cdot 10^{-4}$ |

## Продовж. табл. 1Д

| Найменування параметра                                                              | Спосіб визначення                                                                                                                                            | Числове значення    |
|-------------------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---------------------|
| 89. Еквівалентний радіальний зазор $\delta_c$ , м                                   | Для робочих лопаток без бандажа $0,75\delta_r$                                                                                                               | $2,2 \cdot 10^{-4}$ |
| 90. Коефіцієнт утрат від витоків крізь периферійні зазори $\xi_{\text{заз}}$        | $\frac{\left(1 + \frac{1}{\lambda}\right)\delta_c}{l_c \sin \alpha_1} \sqrt{\rho + \frac{1,8}{\lambda}} \eta_u$                                              | 0,0098              |
| 91. Середня густина потоку в робочих каналах $\rho_{\text{cp}}$ , кг/м <sup>3</sup> | $0,5(\rho_1 + \rho_2)$                                                                                                                                       | 2,83                |
| 92. Коефіцієнт $K_T$                                                                | Береться (див. § 4.13)                                                                                                                                       | $0,7 \cdot 10^{-3}$ |
| 93. Коефіцієнт утрат від тертя диска і бандажа о робоче тіло $\xi_{\text{тр}}$      | $K_T \frac{D_{\text{cp1}}}{l_c \sin \alpha_1 \sqrt{1 - \rho}} \times$<br>$\times \frac{\rho_{\text{cp}}}{\rho_1} \left( \frac{u_1}{c_{\text{ад}}} \right)^3$ | 0,0047              |
| 94. Внутрішній ККД ступеня $\eta_i$                                                 | $\eta_u - \xi_{y.d} - \xi_{\text{заз}} - \xi_{\text{тр}}$                                                                                                    | 0,845               |
| 95. Внутрішній теплоперепад ступеня $\Delta h_i$ , Дж/кг                            | $\Delta h_a^* \eta_i$                                                                                                                                        | 117237              |
| 96. Внутрішня потужність ступеня $N_i$ , Вт                                         | $G \Delta h_i$                                                                                                                                               | $5275,7 \cdot 10^3$ |

Таблиця 2Д. Термогазодинамічний розрахунок осьового ступеня парової турбіни на середньому діаметрі

| Найменування параметра                              | Спосіб визначення                | Числове значення  |
|-----------------------------------------------------|----------------------------------|-------------------|
| 1. Робоче тіло (водяна пара)                        | Вихідні дані                     | —                 |
| 2. Витрата робочого тіла $G$ , кг/с                 | Вихідні дані                     | 37                |
| 3. Статичні параметри на вході до ступеня:          |                                  |                   |
| тиск $p_0$ , Па                                     | Вихідні дані                     | $1500 \cdot 10^3$ |
| температура $T_0$ , К                               | Вихідні дані                     | 620               |
| міра сухості $x_0$                                  | За $h-s$ -діаграмою водяної пари | 1,0               |
| 4. Швидкість потоку на вході до ступеня $c_0$ , м/с | Вихідні дані                     | 100,0             |

## Продовж. табл.2Д

| Найменування параметра                                                                                                 | Спосіб визначення                                                         | Числове значення  |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------|-------------------|
| 5. Статичний тиск за ступенем $p_2$ , Па                                                                               | Вихідні дані                                                              | $1000 \cdot 10^3$ |
| 6. Частота обертання ротора $n$ , об/хв                                                                                | Вихідні дані                                                              | 5000              |
| 7. Кінетична енергія робочого тіла на вході до ступеня $\Delta h_{вх}$ , Дж/кг                                         | $c_0^2/2$                                                                 | 5000              |
| 8. Повні параметри пари перед ступенем:<br>тиск $p_0^*$ , Па                                                           | За $h-s$ -діаграмою водяної пари                                          | $1527 \cdot 10^3$ |
| температура $T_0^*$ , К                                                                                                | За $h-s$ -діаграмою водяної пари                                          | 622,6             |
| 9. Наявний теплоперепад ступеня $\Delta h_a^*$ , Дж/кг                                                                 | За $h-s$ -діаграмою водяної пари                                          | 113000            |
| 10. Теоретична швидкість пари за сопловими каналами, яка визначається за наявним теплоперепадом ступеня $c_{ад}$ , м/с | $\sqrt{2\Delta h_a^*}$                                                    | 475,4             |
| 11. Віяловість ступеня $\lambda = D_{ср2}/l_p$                                                                         | Береться 3,5...40 та уточнюється після обчислення довжини робочої лопатки | 25                |
| 12. Міра реактивності ступеня в кореневому перерізі $\rho_k$                                                           | Береться 0,03...0,05                                                      | 0,04              |
| 13. Міра реактивності ступеня на середньому діаметрі $\rho$                                                            | $\rho_k + \frac{2\lambda - 1}{\lambda^2}$                                 | 0,118             |
| 14. Кут виходу потоку із соплової решітки $\alpha'_1$ , град                                                           | Береться 10...30                                                          | 14,0              |
| 15. Швидкісний коефіцієнт соплової решітки $\varphi$                                                                   | Береться 0,95...0,975                                                     | 0,96              |
| 16. Наявний теплоперепад у соплових каналах $\Delta h_{ас}^*$ , Дж/кг                                                  | $\Delta h_a^* (1 - \rho)$                                                 | 99666             |
| 17. Швидкість виходу пари із соплової решітки $c_1$ , м/с                                                              | $\varphi \sqrt{2\Delta h_{ас}^*}$                                         | 428,6             |
| 18. Характеристика ступеня $v_{ад} = u_1/c_{ад}$ :<br>з повним впуском                                                 | $\frac{\varphi \cos \alpha'_1}{2\sqrt{1-\rho}}$                           | 0,496             |

## Продовж. табл.2Д

| Найменування параметра                                                        | Спосіб визначення                                                                                                | Числове значення  |
|-------------------------------------------------------------------------------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-------------------|
| з парціальним впуском                                                         | $\frac{\varphi \cos \alpha'_1}{2\sqrt{1-\rho}} - \Delta \left( \frac{u_1}{c_{ад}} \right)$                       | —                 |
| 19. Колова швидкість на середньому діаметрі за сопловими каналами $u_1$ , м/с | $c_{ад} v_{ад}$                                                                                                  | 235,8             |
| 20. Середній діаметр ступеня на виході із соплової решітки $D_{ср1}$ , м      | $\frac{60u_1}{\pi n}$                                                                                            | 0,900             |
| 21. Розрахункова температура робочих лопаток $T_{розр}$ , К                   | За $h-s$ -діаграмою як температура загальмованого потоку у відносному русі на вході в робочу решітку (див. п.51) | 586               |
| 22. Марка матеріалу (ЭИ802)                                                   | Береться із [19,20]                                                                                              | —                 |
| 23. Густина матеріалу лопаток $\rho_m$ , кг/м <sup>3</sup>                    | Береться в залежності від обраної марки матеріалу                                                                | 7850              |
| 24. Границя тривалої міцності матеріалу (для 100000 год) $\sigma_{тр}$ , Па   | Береться в залежності від обраної марки матеріалу та розрахункової температури лопаток                           | $685 \cdot 10^6$  |
| 25. Напруження розтягу в кореневому перерізі робочих лопаток $\sigma_p$ , Па  | $(1,4 \dots 2,0) \rho_m \frac{u_1^2}{\lambda}$                                                                   | $24,4 \cdot 10^6$ |
| 26. Сумарні максимальні напруження в робочій лопатці $\sigma$ , Па            | $\sigma_p \left( 1 + \frac{\sigma_{зг}}{\sigma_p} \right),$<br>де $\sigma_{зг}/\sigma_p \approx 0,1 \dots 0,2$   | $26,9 \cdot 10^6$ |
| 27. Запас міцності профільної частини робочих лопаток $n_b$                   | $\sigma_{тр}/\sigma$                                                                                             | 25,5              |
| 28. Перевірка умови (перевірка виконується)                                   | $n_b \geq 1,5 \dots 2,0$                                                                                         | —                 |
| 29. Утрати енергії в соплових каналах $q_c$ , Дж/кг                           | $(1 - \varphi^2) \Delta h_{ac}^*$                                                                                | 7814              |
| 30. Статичні параметри пари за сопловою решіткою:<br>тиск $p_1$ , Па          | За $h-s$ -діаграмою водяної пари                                                                                 | $1050 \cdot 10^3$ |

## Продовж. табл.2Д

| Найменування параметра                                                                               | Спосіб визначення                                                                                                                                                        | Числове значення |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------------|
| температура $T_1$ , К                                                                                | За $h-s$ -діаграмою водяної пари                                                                                                                                         | 575              |
| питомий об'єм $v_1$ , м <sup>3</sup> /кг                                                             | За $h-s$ -діаграмою водяної пари                                                                                                                                         | 0,246            |
| міра сухості $x_1$                                                                                   | За $h-s$ -діаграмою водяної пари                                                                                                                                         | 1,0              |
| 31. Критичне відношення тисків $p_{кр}/p_0^*$                                                        | $\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}$                                                                                                                             | 0,546            |
| 32. Відношення тисків у соплах $\varepsilon_1$                                                       | $p_1/p_0^*$                                                                                                                                                              | 0,688            |
| 33. Кут виходу потоку із соплових каналів з урахуванням розширення в косому зрізі $\alpha_1$ , град: |                                                                                                                                                                          |                  |
| при $(p_1/p_0^*) \geq (p_{кр}/p_0^*)$                                                                | $\alpha'_1$                                                                                                                                                              | 14,0             |
| при $(p_1/p_0^*) < (p_{кр}/p_0^*)$                                                                   | $\arcsin \left( \sin \alpha'_1 \times \sqrt{\frac{k-1}{2} \frac{\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}}}{\varepsilon_1^k - \varepsilon_1^{\frac{k+1}{k}}}} \right)$ | —                |
| 34. Міра впуску $e$                                                                                  | Береться                                                                                                                                                                 | 1,0              |
| 35. Довжина вихідної кромки соплових лопаток $l_c$ , м                                               | $\frac{G v_1}{e \pi D_{cp1} c_1 \sin \alpha_1}$                                                                                                                          | 0,031            |
| 36. Осьовий зазор у ступені $s$ , м                                                                  | Рис.5Д                                                                                                                                                                   | 0,005            |
| 37. Ширина соплових лопаток $B_c$ , м                                                                | Береться 0,02...0,07                                                                                                                                                     | 0,024            |
| 38. Ширина робочих лопаток $B_p$ , м                                                                 | Рис.6Д, 7Д                                                                                                                                                               | 0,022            |
| 39. Ширина діафрагми $B_d$ , м                                                                       | $B_c + (0,01...0,03)$                                                                                                                                                    | 0,04             |
| 40. Перекриття робочих лопаток:                                                                      |                                                                                                                                                                          |                  |
| біля кореня $\Delta_k$ , м                                                                           | $0,013 l_c + (3...5) \cdot 10^{-4}$                                                                                                                                      | 0,0007           |
| на периферії $\Delta_n$ , м                                                                          | $0,013 l_c + (10...15) \cdot 10^{-4}$                                                                                                                                    | 0,0014           |
| повне перекриття $\Delta$ , м                                                                        | $\Delta_k + \Delta_n$                                                                                                                                                    | 0,0021           |
| 41. Радіальний зазор $\delta_r$ , м                                                                  | Береться $(0,005...0,010) l_p$                                                                                                                                           | 0,0004           |

## Продовж. табл.2Д

| Найменування параметра                                                                                          | Спосіб визначення                                                                      | Числове значення |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------|------------------|
| 42. Довжина вихідної кромки робочих лопаток $l_p$ , м                                                           | $l_c + \Delta$                                                                         | 0,033            |
| 43. Середній діаметр на виході з робочої решітки $D_{cp2}$ , м                                                  | З ескізу проточної частини (див. рис.5.3)                                              | 0,900            |
| 44. Колова швидкість на середньому діаметрі вихідного перерізу робочої решітки $u_2$ , м/с                      | $\frac{\pi D_{cp2} n}{60}$                                                             | 235,8            |
| 45. Віяловість ступеня $\lambda$                                                                                | $D_{cp2} / l_p$                                                                        | 27,2             |
| 46. Мінімально допустима при знайденій величині $\lambda$ міра реактивності на середньому діаметрі $\rho_{min}$ | $\rho_k + \frac{2\lambda - 1}{\lambda^2}$                                              | 0,113            |
| 47. Перевірка умови <sup>*)</sup>                                                                               | $\left  \frac{\rho - \rho_{min}}{\rho_{min}} \right  \cdot 100 \% \approx 0...5 \%$    | 4,4 %            |
| 48. Кут установки соплових лопаток $\alpha_y$ , град                                                            | Береться 40...55° або визначається за характеристиками стандартних профілів            | 45               |
| 49. Хорда профілю соплової лопатки $b_c$ , м                                                                    | $\frac{B_c}{\sin \alpha_y}$                                                            | 0,034            |
| 50. Відносний крок соплової решітки $\bar{t}_c = t_c / b_c$                                                     | Береться 0,75...0,90 або визначається за характеристиками стандартних профілів решіток | 0,80             |
| 51. Відносна швидкість входу потоку в робочі канали $w_1$ , м/с                                                 | $\sqrt{c_1^2 + u_1^2 - 2u_1c_1 \cos \alpha_1}$                                         | 207,8            |
| 52. Кут входу потоку в робочі канали у відносному русі $\beta_1$ , град                                         | $\arcsin \frac{c_1 \sin \alpha_1}{w_1}$                                                | 29,9             |
| 53. Швидкісний коефіцієнт робочої решітки $\psi$                                                                | Береться 0,90...0,95 або визначається за характеристиками стандартних профілів         | 0,94             |

<sup>\*)</sup> Тут  $\rho$  – міра реактивності на середньому діаметрі ступеня, визначена в п.13 цієї таблиці.

## Продовж. табл.2Д

| Найменування параметра                                                                                 | Спосіб визначення                                                              | Числове значення |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------|------------------|
| 54. Ізоентропійний теплоперепад у робочій решітці $\Delta h_{ap}$ , Дж/кг                              | $\rho \Delta h_a^*$                                                            | 13334            |
| 55. Наявний теплоперепад у робочій решітці $\Delta h_{ap}^*$ , Дж/кг                                   | $\Delta h_{ap} + \frac{w_1^2}{2}$                                              | 34924            |
| 56. Відносна швидкість виходу потоку з робочих каналів $w_2$ , м/с                                     | $\psi \sqrt{2 \left( \Delta h_{ap}^* - \frac{u_1^2 - u_2^2}{2} \right)}$       | 248,4            |
| 57. Утрати енергії в робочій решітці $q_p$ , Дж/кг                                                     | $(1 - \psi^2) \frac{w_2^2}{2\psi^2}$                                           | 4064             |
| 58. Статичні параметри потоку на виході з робочої решітки:<br>питомий об'єм $v_2$ , м <sup>3</sup> /кг | За $h$ - $s$ -діаграмою водяної пари                                           | 0,257            |
| температура $T_2$ , К                                                                                  | За $h$ - $s$ -діаграмою                                                        | 570              |
| міра сухості $x_2$                                                                                     | За $h$ - $s$ -діаграмою водяної пари                                           | 1,0              |
| 59. Кут виходу потоку з робочої решітки $\beta_2$ , град                                               | $\arcsin \frac{G v_2}{e \pi D_{cp2} w_2 l_p}$                                  | 24,2             |
| 60. Кут установки профілів робочої решітки $\beta_y$ , град                                            | Береться 78...85° або визначається за характеристиками стандартних профілів    | 82               |
| 61. Хорда профілю робочих лопаток $b_p$ , м                                                            | $\frac{B_p}{\sin \beta_y}$                                                     | 0,024            |
| 62. Відносний крок робочої решітки $\bar{t}_p = t_p / b_p$                                             | Береться 0,60...0,85 або визначається за характеристиками стандартних профілів | 0,075            |
| 63. Абсолютна швидкість виходу потоку з робочої решітки $c_2$ , м/с                                    | $\sqrt{w_2^2 + u_2^2 - 2 u_2 w_2 \cos \beta_2}$                                | 102,2            |
| 64. Утрати енергії з вихідною швидкістю $q_{вих}$ , Дж/кг                                              | $c_2^2 / 2$                                                                    | 5227             |
| 65. Кут виходу потоку зі ступеня $\alpha_2$ , град                                                     | $\arccos \frac{w_2 \cos \beta_2 - u_2}{c_2}$                                   | 95,1             |

## Продовж. табл.2Д

| Найменування параметра                                                  | Спосіб визначення                              | Числове значення    |
|-------------------------------------------------------------------------|------------------------------------------------|---------------------|
| 66. Колові складові абсолютної швидкості:                               |                                                |                     |
| за сопловою решіткою $c_{1u}$ , м/с                                     | $c_1 \cos \alpha_1$                            | 415,9               |
| за робочою решіткою $c_{2u}$ , м/с                                      | $c_2 \cos \alpha_2$                            | -9,1                |
| 67. Колова робота ступеня $l_u$ , Дж/кг                                 | $u_1 c_{1u} + u_2 c_{2u}$                      | 95923               |
| 68. Коловий ККД ступеня $\eta_u$                                        | $\frac{l_u}{\Delta h_a^*}$                     | 0,849               |
| 69. Характеристики ущільнення діафрагми:                                |                                                |                     |
| число щілин $z$                                                         | Вибирається з конструкції ущільнення           | 5                   |
| коефіцієнт витрати $\mu$                                                | Береться (див. § 4.11)                         | 0,88                |
| радіальний зазор $\delta_{щ}$ , м                                       | Береться (див. § 4.11)                         | 0,0004              |
| діаметр втулки $d_{вт}$ , м                                             | Визначається з конструкції ущільнення          | 0,35                |
| кільцева площа зазору $f$ , м <sup>2</sup>                              | $\pi d_{вт} \delta_{щ}$                        | $4,4 \cdot 10^{-4}$ |
| 70. Питомий об'єм пари перед ступенем $v_0$ , м <sup>3</sup> /кг        | За $h-s$ -діаграмою водяної пари               | 0,186               |
| 71. Витоки крізь ущільнення діафрагми $G_{у.д}$ , кг/с                  | $\mu f \sqrt{\frac{p_0^2 - p_1^2}{z p_0 v_0}}$ | 0,351               |
| 72. Коефіцієнт утрат від витоків крізь ущільнення діафрагми $\xi_{у.д}$ | $\frac{G_{у.д}}{G} \eta_u$                     | 0,0080              |
| 73. Характеристики периферійних зазорів:                                |                                                |                     |
| осьовий зазор в ущільненні по бандажу $\delta_a$ , м                    | Визначається з конструкції ущільнення          | 0,0015              |
| коефіцієнт витрати осьового зазору $\mu_a$                              | Береться (див. § 4.12)                         | 0,5                 |
| коефіцієнт витрати радіального зазору $\mu_r$                           | Береться (див. § 4.12)                         | 0,75                |
| число ущільнювальних гребенів радіального зазору $z$                    | Вибирається з конструкції ущільнення           | 2                   |

## Продовж. табл.2Д

| Найменування параметра                                                                             | Спосіб визначення                                                                                                                                                                                                                                                                                                 | Числове значення     |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------------------|
| 74. Еквівалентний радіальний зазор $\delta_e$ , м                                                  | Для обандажених робочих лопаток<br>$\frac{1}{\sqrt{\frac{1}{(\mu_a \delta_a)^2} + \frac{z}{(\mu_r \delta_r)^2}}};$ для робочих лопаток без бандажа $0,75 \delta_r$                                                                                                                                                | $2,0 \cdot 10^{-4}$  |
| 75. Коефіцієнт утрат від витоків крізь зазори $\xi_{\text{зав}}$                                   | Для ступеня з дисковим ротором<br>$\frac{\left(1 + \frac{1}{\lambda}\right) \delta_e}{l_c \sin \alpha_1} \sqrt{\rho + \frac{1,8}{\lambda}} \eta_u;$ для ступеня з барабаним ротором<br>$\frac{2 \delta_e}{l_c \sin \alpha_1} \sqrt{1 + \frac{1,8}{\lambda}} \eta_u$                                               | 0,0205               |
| 76. Середній питомий об'єм потоку в робочих каналах $v_{\text{ср}}$ , м <sup>3</sup> /кг           | $0,5(v_1 + v_2)$                                                                                                                                                                                                                                                                                                  | 0,251                |
| 77. Коефіцієнт $K_T$                                                                               | Береться (див. § 4.13)                                                                                                                                                                                                                                                                                            | $0,58 \cdot 10^{-3}$ |
| 78. Коефіцієнт утрат від тертя диска і бандажа $\xi_{\text{тр}}$ (для дискової конструкції ротора) | $K_T \frac{D_{\text{ср1}}}{l_c \sin \alpha_1 \sqrt{1-\rho}} \frac{v_1}{v_{\text{ср}}} \left( \frac{u_1}{c_{\text{ад}}} \right)^3$                                                                                                                                                                                 | 0,0089               |
| 79. Утрати від парціального впуску: крайові $\xi_{\text{кр}}$                                      | При $e > 0,3$<br>$0,25 \frac{B_p l_p}{e \pi D_{\text{ср1}} l_c \sin \alpha_1} \frac{u_1}{c_{\text{ад}}} i \eta_u,$ де $i$ – число дуг впуску;<br>при $e = 0,02 \dots 0,30$<br>$k_{\text{кр}} \frac{B_p}{D_{\text{ср1}} \sin \alpha_1} \frac{u_1}{c_{\text{ад}}},$ де $k_{\text{кр}}$ визначається згідно з § 4.14 | —                    |

## Продовж. табл.2Д

| Найменування параметра                                   | Спосіб визначення                                                                                                                        | Числове значення    |
|----------------------------------------------------------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---------------------|
| вентиляційні $\xi_v$                                     | $\frac{k_v}{\sin \alpha_1} \frac{1-e}{e} \frac{l_p}{l_c} \left( \frac{u_1}{c_{ад}} \right)^3$ ,<br>де $k_v$ визначається згідно з § 4.14 | —                   |
| додаткові від тертя диска і бандажа $\Delta \xi_{тр}$    | $\left( \frac{1}{e} - 1 \right) \xi_{тр}$                                                                                                | —                   |
| 80. Утрати від вологості пари $\xi_{вол}$                | $2 \frac{u_1}{c_{ад}} [0,9(1-x_0) + 0,35(x_0-x_2)]$                                                                                      | —                   |
| 81. Внутрішній ККД ступеня $\eta_i$                      | $\eta_u - \xi_{у.д} - \xi_{зав} - \xi_{тр} - \xi_{кр} - \xi_v - \Delta \xi_{тр} - \xi_{вол}$                                             | 0,812               |
| 82. Внутрішній теплоперепад ступеня $\Delta h_i$ , Дж/кг | $\Delta h_a^* \eta_i$                                                                                                                    | 91756               |
| 83. Внутрішня потужність ступеня $N_i$ , Вт              | $G \Delta h_i$                                                                                                                           | $3395,0 \cdot 10^3$ |

## Таблиця 3Д. Розрахунок закручення лопаток найпростішим способом

Вихідні дані (з розрахунку ступеня на середньому діаметрі):

$D_{ср2} = 0,644$  м;  $l_p = 0,077$  м;  $u_{2ср} = 286,6$  м/с;  $\alpha_1 = 14^\circ$ ;  $c_1 = 433,2$  м/с;  $(u/c_1)_{ср} = 0,662$ ;  $\psi = 0,95$ ;  $\Delta h_{ар} = 36767$  Дж/кг;  $\beta_2 = 20,4^\circ$ ;  $\lambda = D_{ср2}/l_p = 8,36$

| Найменування параметра        | Спосіб визначення                        | Характерні перерізи |                        |                      |
|-------------------------------|------------------------------------------|---------------------|------------------------|----------------------|
|                               |                                          | біля кореня лопаток | на середньому діаметрі | на периферії ступеня |
| 1. Радіус перерізу $r$ , м    | За відомими значеннями $D_{ср2}$ і $l_p$ | 0,284               | 0,322                  | 0,361                |
| 2. Відносний радіус $\bar{r}$ | $\frac{2r}{D_{ср2}}$                     | 0,880               | 1,000                  | 1,120                |
| 3. Колова швидкість $u$ , м/с | $u_{2ср} \bar{r}$                        | 252,2               | 286,6                  | 321,0                |

## Продовж. табл.3Д

| Найменування параметра                                     | Спосіб визначення                                                                                                      | Характерні перерізи |                        |                      |
|------------------------------------------------------------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---------------------|------------------------|----------------------|
|                                                            |                                                                                                                        | біля кореня лопаток | на середньому діаметрі | на периферії ступеня |
| 4. Кут входу потоку до робочої решітки $\beta_1$ , град    | $\arctg \frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{1 - \left( \frac{u}{c_1} \right)_{\text{cp}} \frac{\bar{r}}{\cos \alpha_1}}$ | 32,0                | 38,1                   | 46,6                 |
| 5. Відносна швидкість входу до робочої решітки $w_1$ , м/с | $\frac{c_1 \sin \alpha_1}{\sin \beta_1}$                                                                               | 197,8               | 169,9                  | 144,2                |
| 6. Відносна швидкість виходу з робочої решітки $w_2$ , м/с | $\psi \sqrt{2 \Delta h_{\text{ap}} + w_1^2}$                                                                           | 318,9               | 304,0                  | 291,8                |
| 7. Абсолютна швидкість потоку за ступенем $c_2$ , м/с      | $\sqrt{w_2^2 + u^2 - 2 u w_2 \cos \beta_2}$                                                                            | 120,6               | 106,0                  | 112,3                |
| 8. Кут виходу потоку зі ступеня $\alpha_2$ , град          | $\arccos \frac{w_2 \cos \beta_2 - u}{c_2}$                                                                             | 67,2                | 90,9                   | 115,0                |
| 9. Коефіцієнт віялових утрат $\xi_\lambda$                 | $0,14 \left( \frac{1}{\lambda} - 0,08 \right)$                                                                         |                     | 0,0055                 |                      |

## Таблиця 4Д. Розрахунок закручення лопаток за законом сталості циркуляції

Вихідні дані (з розрахунку ступеня на середньому діаметрі):

$D_{\text{cp2}} = 0,644$  м;  $l_p = 0,077$  м;  $u_{2\text{cp}} = 286,6$  м/с;  $\alpha_{1\text{cp}} = 14^\circ$ ;  $c_{1\text{cp}} = 433,2$  м/с;  $(u/c)_{1\text{cp}} = 0,662$ ;  $\alpha_{2\text{cp}} = 90,9^\circ$ ;  $c_{2\text{cp}} = 106$  м/с;  $\beta_{2\text{cp}} = 20,4^\circ$ ;  $w_{2\text{cp}} = 304,0$  м/с;  $\varphi = 0,96$ ;  $\psi = 0,95$

| Найменування параметра        | Спосіб визначення                               | Характерні перерізи |                        |                      |
|-------------------------------|-------------------------------------------------|---------------------|------------------------|----------------------|
|                               |                                                 | біля кореня лопаток | на середньому діаметрі | на периферії ступеня |
| 1. Радіус перерізу $r$ , м    | За відомими значеннями $D_{\text{cp2}}$ і $l_p$ | 0,284               | 0,322                  | 0,361                |
| 2. Відносний радіус $\bar{r}$ | $\frac{2r}{D_{\text{cp2}}}$                     | 0,880               | 1,000                  | 1,120                |
| 3. Колова швидкість $u$ , м/с | $u_{2\text{cp}} \bar{r}$                        | 252,2               | 286,6                  | 321,0                |

## Продовж. табл. 4Д

| Найменування параметра                                               | Спосіб визначення                                                                                                                                                                    | Характерні перерізи |                        |                      |
|----------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---------------------|------------------------|----------------------|
|                                                                      |                                                                                                                                                                                      | біля кореня лопаток | на середньому діаметрі | на периферії ступеня |
| 4. Абсолютна швидкість виходу потоку із соплової решітки $c_1$ , м/с | $\frac{c_{1cp}}{\bar{r}} \sqrt{1 + (\bar{r}^2 - 1) \sin^2 \alpha_{1cp}}$                                                                                                             | 489,0               | 433,2                  | 389,7                |
| 5. Кут виходу потоку із соплового апарата $\alpha_1$ , град          | $\arctg(\bar{r} \operatorname{tg} \alpha_{1cp})$                                                                                                                                     | 12,4                | 14,0                   | 15,6                 |
| 6. Характеристика ступеня $u / c_1$                                  | $\left(\frac{u}{c_1}\right)_{cp} \frac{\bar{r}^2}{\sqrt{1 + (\bar{r}^2 - 1) \sin^2 \alpha_{1cp}}}$                                                                                   | 0,516               | 0,662                  | 0,824                |
| 7. Кут входу потоку до робочої решітки $\beta_1$ , град              | $\arctg \frac{\bar{r} \operatorname{tg} \alpha_{1cp}}{1 - \left(\frac{u}{c_1}\right)_{cp} \frac{\bar{r}^2}{\cos \alpha_{1cp}}}$                                                      | 24,9                | 38,1                   | 62,7                 |
| 8. Відносна швидкість входу до робочої решітки $w_1$ , м/с           | $\frac{c_{1cp} \sin \alpha_{1cp}}{\sin \beta_1}$                                                                                                                                     | 248,9               | 169,9                  | 117,9                |
| 9. Кут виходу потоку з робочої решітки $\beta_2$ , град              | $\arctg \frac{c_{2cp} \sin \alpha_{2cp}}{\bar{r} u_{2cp} + \frac{c_{2cp} \cos \alpha_{2cp}}{\bar{r}}}$                                                                               | 22,9                | 20,4                   | 18,4                 |
| 10. Відносна швидкість виходу з робочої решітки $w_2$ , м/с          | $\frac{w_{2cp} \sin \beta_{2cp}}{\sin \beta_2}$                                                                                                                                      | 272,3               | 304,0                  | 335,7                |
| 11. Кут виходу потоку зі ступеня $\alpha_2$ , град                   | При $\alpha_{2cp} < 90^\circ$<br>$\arctg(\bar{r} \operatorname{tg} \alpha_{2cp})$ ;<br>при $\alpha_{2cp} > 90^\circ$<br>$180^\circ - \arctg(\bar{r} \operatorname{tg} \alpha_{2cp})$ | 91,0                | 90,9                   | 90,8                 |
| 12. Абсолютна швидкість потоку за ступенем $c_2$ , м/с               | $\frac{w_{2cp} \sin \beta_{2cp}}{\sin \alpha_2}$                                                                                                                                     | 106,0               | 106,0                  | 106,0                |
| 13. Міра реактивності $\rho$                                         | $\frac{\left(\frac{w_2}{\Psi}\right)^2 - w_1^2}{\left(\frac{c_1}{\Phi}\right)^2 + \left(\frac{w_2}{\Psi}\right)^2 - w_1^2}$                                                          | 0,072               | 0,265                  | 0,402                |

**Таблиця 5Д. Розрахунок закручення лопаток за умови  $\alpha_1 = \text{const}$** 

Вихідні дані (з розрахунку ступеня на середньому діаметрі):

$D_{\text{ср}2} = 0,644$  м;  $l_p = 0,077$  м;  $u_{2\text{ср}} = 286,6$  м/с;  $\alpha_1 = 14^\circ$ ;  $c_{1\text{ср}} = 433,2$  м/с;  $\rho_{\text{ср}} = 0,265$ ;  $\Delta h_a = 138742$  Дж/кг;  $(u/c_1)_{\text{ср}} = 0,662$ ;  $\lambda = D_{\text{ср}2}/l_p = 8,36$ ; додаткова умова:  $\alpha_2 \approx 90^\circ$

| Найменування параметра                                                           | Спосіб визначення                                                                                                                  | Характерні перерізи |                        |                      |
|----------------------------------------------------------------------------------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---------------------|------------------------|----------------------|
|                                                                                  |                                                                                                                                    | біля кореня лопаток | на середньому діаметрі | на периферії ступеня |
| 1. Радіус перерізу $r$ , м                                                       | За відомими значеннями $D_{\text{ср}2}$ і $l_p$                                                                                    | 0,284               | 0,322                  | 0,361                |
| 2. Відносний радіус $\bar{r}$                                                    | $\frac{2r}{D_{\text{ср}2}}$                                                                                                        | 0,880               | 1,000                  | 1,120                |
| 3. Колова швидкість $u$ , м/с                                                    | $u_{2\text{ср}} \bar{r}$                                                                                                           | 252,2               | 286,6                  | 321,0                |
| 4. Абсолютна швидкість виходу потоку із соплової решітки $c_1$ , м/с             | $\frac{c_{1\text{ср}}}{\bar{r} \cos^2 \alpha_1}$                                                                                   | 488,6               | 433,2                  | 389,4                |
| 5. Наявний тепловий перепад у сопловому апараті $\Delta h_{\text{ас}}^*$ , Дж/кг | $(1 - \rho_{\text{ср}}) \frac{\Delta h_a^*}{\bar{r}^2 \cos^2 \alpha_1}$                                                            | 129727              | 101975                 | 82380                |
| 6. Кут входу потоку до робочої решітки $\beta_1$ , град                          | $\arctg \frac{\text{tg} \alpha_1}{1 - \left( \frac{u}{c_1} \right)_{\text{ср}} \frac{\bar{r}^{1+\cos^2 \alpha_1}}{\cos \alpha_1}}$ | 28,1                | 38,1                   | 59,0                 |
| 7. Відносна швидкість входу до робочої решітки $w_1$ , м/с                       | $\frac{c_1 \sin \alpha_1}{\sin \beta_1}$                                                                                           | 251,0               | 169,9                  | 109,9                |
| 8. Міра реактивності $\rho$                                                      | $1 - \frac{\Delta h_{\text{ас}}^*}{\Delta h_a^*}$                                                                                  | 0,065               | 0,265                  | 0,406                |
| 9. Відносна швидкість виходу з робочої решітки $w_2$ , м/с                       | $\psi \sqrt{2\rho \Delta h_a^* + w_1^2}$                                                                                           | 270,4               | 304,0                  | 335,5                |
| 10. Кут виходу потоку з робочої решітки $\beta_2$ , град                         | $\arccos \frac{u}{w_2}$                                                                                                            | 21,1                | 19,5                   | 16,9                 |

## Продовж. табл. 5Д

| Найменування параметра                                 | Спосіб визначення                               | Характерні перерізи |                        |                      |
|--------------------------------------------------------|-------------------------------------------------|---------------------|------------------------|----------------------|
|                                                        |                                                 | біля кореня лопаток | на середньому діаметрі | на периферії ступеня |
| 11. Абсолютна швидкість потоку за ступенем $c_2$ , м/с | $\sqrt{w_2^2 + u^2 - 2uw_2 \cos \beta_2}$       | 97,3                | 101,5                  | 97,5                 |
| 12. Коефіцієнт віялових утрат $\xi_\lambda$            | $0,035 \left( \frac{1}{\lambda} - 0,08 \right)$ |                     | 0,0014                 |                      |

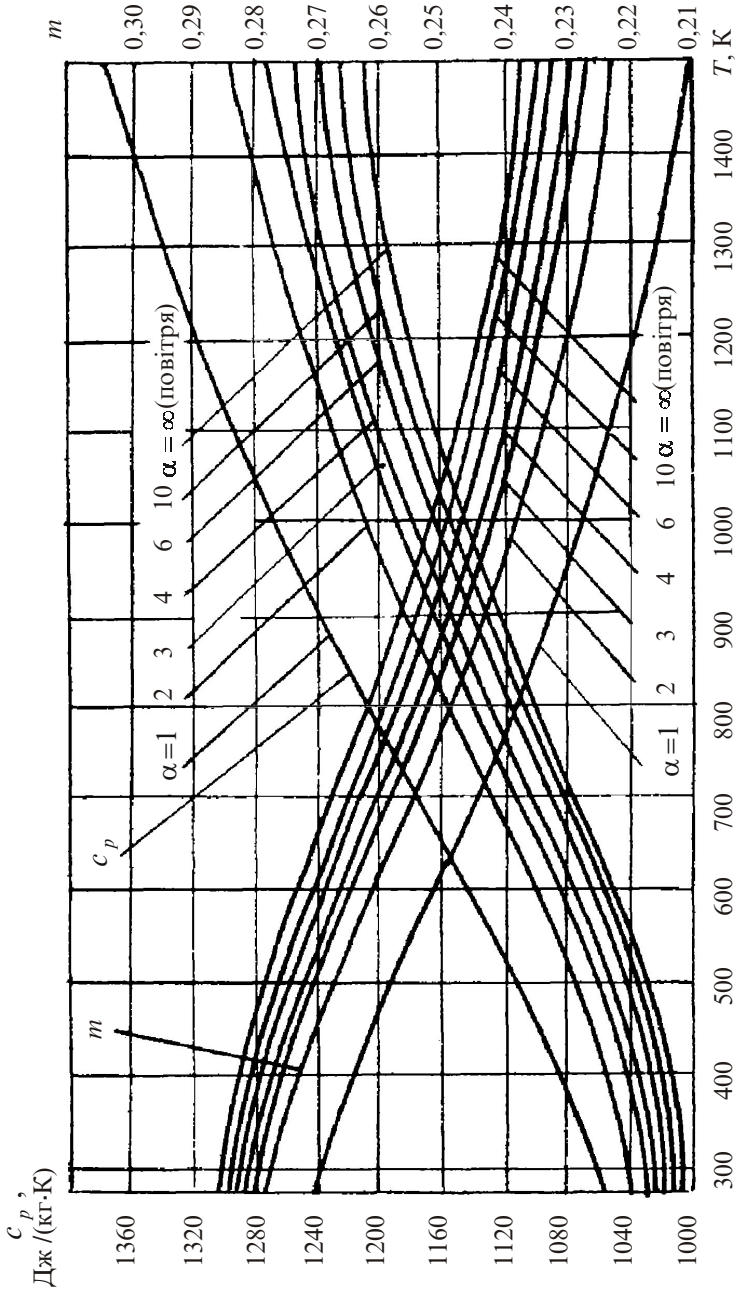


Рис.1Д. Питома теплоємність і комплекс  $m$  для повітря та продуктів згоряння дизельного палива

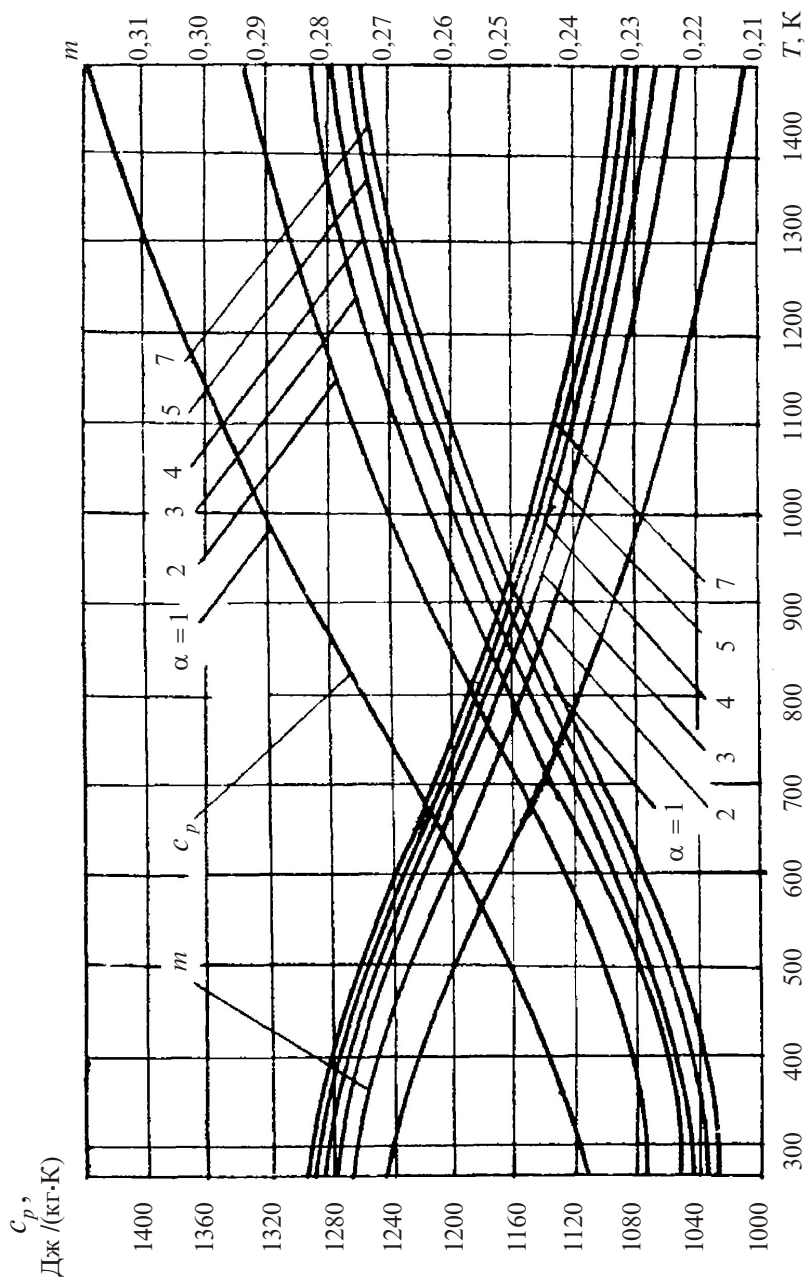


Рис.2Д. Питома теплоємність і комплекс  $m$  для повітря та продуктів згоряння природного газу

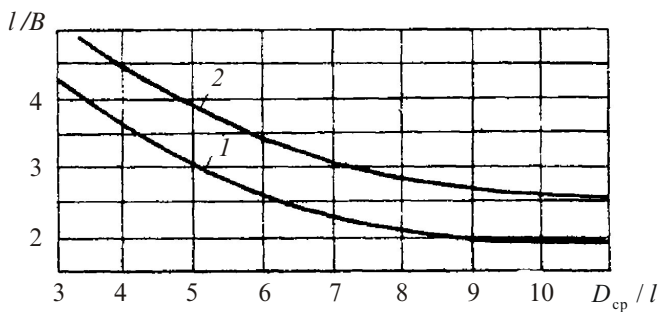


Рис.3Д. До вибору ширини лопаток газових турбін:

1 – соплові лопатки; 2 – робочі лопатки

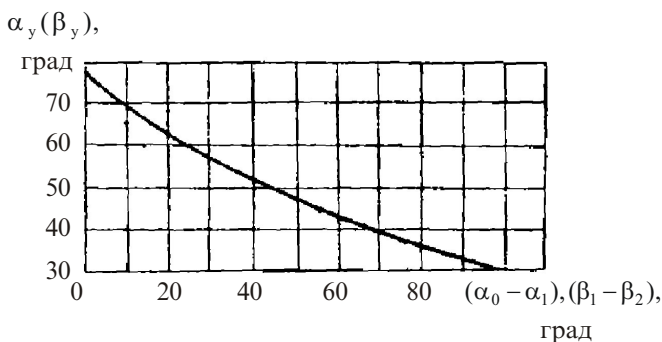


Рис.4Д. До визначення кута установки профілю

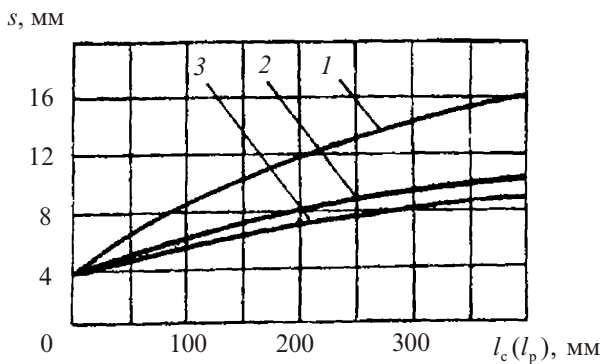


Рис.5Д. Осьові зазори в ступені:

1 – активний ступінь при  $l/B > 10$ ; 2 – активний ступінь при  $l/B < 10$ ;  
3 – реактивний ступінь

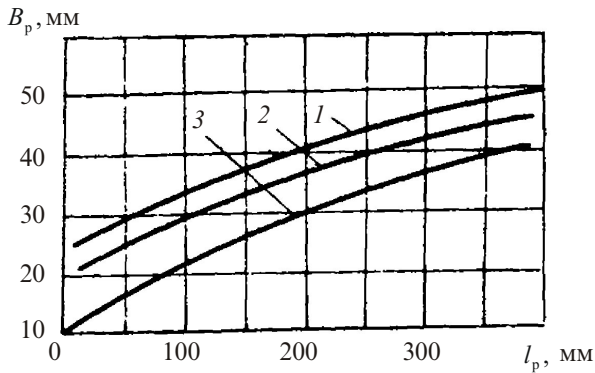


Рис.6Д. Осьова ширина робочих лопаток активного ступеня парової турбіни:

1 – при  $u = 220$  м/с; 2 – при  $u = 180$  м/с; 3 – при  $u = 150$  м/с

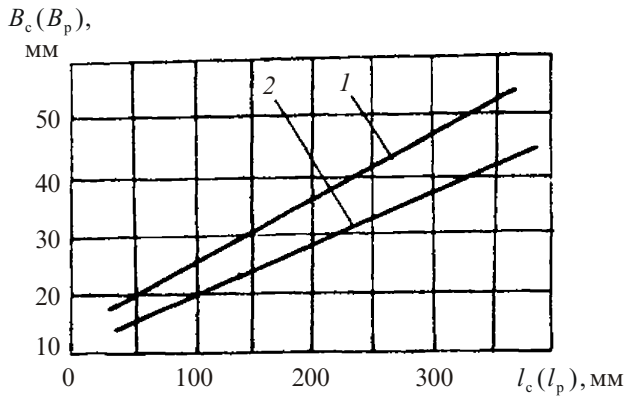


Рис.7Д. Осьова ширина реактивного вінця:

1 – при  $u = 200$  м/с; 2 – при  $u = 150$  м/с

|                                                                                             |     |
|---------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| Передмова .....                                                                             | 3   |
| 1. Загальні відомості про будову і роботу турбін .....                                      | 4   |
| § 1.1. Будова та принцип дії найпростішої осьової турбіни .....                             | 4   |
| § 1.2. Активні та реактивні ступені .....                                                   | 8   |
| § 1.3. Багатовінцеві активні ступені .....                                                  | 12  |
| § 1.4. Багатоступінчасті турбіни зі ступеннями тиску .....                                  | 14  |
| § 1.5. Радіальні турбіни .....                                                              | 17  |
| 2. Термогазодинамічні основи теорії турбін .....                                            | 20  |
| § 2.1. Основні рівняння усталеного одновимірного газового потоку .....                      | 20  |
| § 2.2. Параметри гальмування в абсолютному і відносному русі .....                          | 30  |
| § 2.3. Ізоентропійна течія робочого тіла в соплових каналах .....                           | 34  |
| § 2.4. Дійсний процес течії в соплових каналах .....                                        | 45  |
| § 2.5. Показник політропи розширення при дійсному витіканні із сопла .....                  | 48  |
| § 2.6. Розширення в косому зрізі сопла .....                                                | 53  |
| § 2.7. Течія в рухомих лопаткових каналах .....                                             | 59  |
| 3. Течія в плоских турбінних решітках .....                                                 | 62  |
| § 3.1. Геометричні характеристики решіток осьових турбінних ступенів .....                  | 62  |
| § 3.2. Плоскі решітки турбінних лопаток .....                                               | 66  |
| § 3.3. Сили, що діють у плоскій решітці при обтіканні її потоком газу .....                 | 67  |
| § 3.4. Теорема М.Є.Жуковського про сили, що діють на лопатку плоскої решітки в потоці ..... | 70  |
| § 3.5. Потенціальна течія газу в решітці .....                                              | 74  |
| § 3.6. Витрата робочого тіла через решітки та коефіцієнти витрати .....                     | 76  |
| 4. Теорія турбінного ступеня .....                                                          | 78  |
| § 4.1. Особливості реального обтікання решіток. Класифікація втрат у решітках .....         | 78  |
| § 4.2. Профільні втрати .....                                                               | 81  |
| § 4.3. Кінцеві втрати .....                                                                 | 101 |

|                                                                              |     |
|------------------------------------------------------------------------------|-----|
| § 4.4. Утрати від взаємодії решіток і нестационарності потоку                | 110 |
| § 4.5. Вплив геометричних параметрів решіток на втрати в них                 | 111 |
| § 4.6. Ступінь з відносно короткими лопатками. Міра реактивності             | 117 |
| § 4.7. Колова робота ступеня                                                 | 121 |
| § 4.8. Коловий ККД осьового ступеня                                          | 124 |
| § 4.9. Форми швидкісної характеристики. Характеристичне рівняння ступеня     | 139 |
| § 4.10. Внутрішні втрати в ступені                                           | 140 |
| § 4.11. Утрати від витоків крізь ущільнення діафрагм                         | 141 |
| § 4.12. Утрати від витоків крізь периферійні зазори                          | 150 |
| § 4.13. Утрати від тертя дисків і бандажа                                    | 155 |
| § 4.14. Утрати від неповноти впуску                                          | 158 |
| § 4.15. Утрати від вологості пари                                            | 166 |
| § 4.16. Утрати від охолодження                                               | 170 |
| § 4.17. Інші втрати                                                          | 175 |
| § 4.18. Внутрішні ККД і потужність ступеня                                   | 176 |
| § 4.19. Визначення довжини лопаток соплової і робочої решіток                | 179 |
| § 4.20. Порівняльна оцінка й області застосування осьових турбінних ступенів | 181 |
| § 4.21. Особливості робочого процесу в радіальному ступені                   | 184 |
| 5. Основи розрахунку осьових турбінних ступенів                              | 191 |
| § 5.1. Вихідні дані                                                          | 191 |
| § 5.2. Визначення теплофізичних характеристик робочого тіла                  | 191 |
| § 5.3. Розрахунок ступеня на середньому діаметрі                             | 193 |
| 6. Особливості розрахунку просторового потоку в ступені                      | 202 |
| § 6.1. Ступінь з відносно довгими лопатками                                  | 202 |
| § 6.2. Найпростіший спосіб закручення лопаток                                | 206 |
| § 6.3. Рівняння радіальної рівноваги часток газу                             | 208 |
| § 6.4. Закручення лопаток за законом сталості циркуляції ..                  | 213 |
| § 6.5. Закручення лопаток за умови $\alpha_l = \text{const}$                 | 220 |
| § 6.6. Закручення лопаток за умови $\rho c_a = \text{const}$                 | 223 |
| § 6.7. Порівняння різних способів закручення лопаток                         | 226 |

|                                                                  |     |
|------------------------------------------------------------------|-----|
| § 6.8. Профілювання лопаток турбін .....                         | 230 |
| 7. Багатоступінчасті турбіни .....                               | 245 |
| § 7.1. Умови застосування .....                                  | 245 |
| § 7.2. Особливості багатоступінчастих турбін .....               | 246 |
| § 7.3. Використання вихідної енергії ступенів .....              | 248 |
| § 7.4. Способи оцінки ефективності проміжних ступенів .....      | 251 |
| § 7.5. Повернута теплота в багатоступінчастих турбінах .....     | 254 |
| § 7.6. ККД турбіни та його зв'язок із ККД окремих ступенів ..... | 256 |
| § 7.7. Ефективна потужність і ККД турбоагрегату .....            | 259 |
| Список літератури .....                                          | 264 |
| Додаток .....                                                    | 266 |

РОМАНОВСЬКИЙ Георгій Федорович  
ІПАТЕНКО Олександр Якович  
ПАТЛАЙЧУК Володимир Миколайович

## ТЕОРІЯ ТА РОЗРАХУНОК ПАРОВИХ І ГАЗОВИХ ТУРБІН

*Навчальний посібник*

Редактор М.Д.Белікчі  
Дизайн обкладинки Д.Старощук  
Комп'ютерна правка та верстка Т.М.Чередніченко  
Ілюстрації В.М.Патлайчук, А.Бідніченко  
Коректор Н.О.Шайкіна

---

Підписано до друку 17.05.02. Формат 60×84/16. Папір офсетний.  
Ум. друк. арк. 17. Обл.-вид. арк. 18,3. Тираж 300 прим.  
Вид. № 30. Зам. № 128. Ціна договірна.

---

Видавництво УДМТУ, 54002, м.Миколаїв, вул. Скороходова, 5