

# **Основи на турбомашини**

**А. Гајик, Љ. Крсмановиќ**

## Содржина

### Глава 3

3. Основи на струењето.....	3. 1
3.1 Струење низ турбомашини и процес на размена на енергијата .....	3.1
3.2 Структура на струењето низ турбомашините .....	3.2
3.3 Равенка на континуитет .....	3.7
3.4 Ојлерова равенка за движење .....	3.9
3.5 Бернулиев интеграл на Ојлеровата равенка. Енергетска равенка .....	3.12
3.6 Разменета енергија. Единечна работа на струјата .....	3.14
3.7 Закон за импулс. Работа на коло (техничка работа). Ојлерова равенка за турбомашина .....	3.16
3.8 Триаголници на брзини .....	3.23
3.9 Проширена Ојлерова равенка. Забрзано и забавено струење. Степен на реакција .....	3.25

### Глава 4

4. Струење на невискозен флуид кај турбомашините .....	4.1
4.1 Решетка од профили и профили.....	4.1
4.2 Особини на струење околу профилот и низ решетката .....	4.5
4.3 Рамнинско струење околу профил и низ решетка .....	4.8
4.4 Просторно радијално-аксијални струења .....	4.12
4.5 Струење низ ротациони решетки.....	4.17

## **Глава 5**

5. Струење на вискозен флуид кај турбомашините .....	5.1
5.1 Отпор на профилот .....	5.1
5.2 Сили кои дејствуваат на профилот.....	5.2
5.3. Скренување на струјата во решетката.....	5.10
5.4. Занесување на флуидната струја .....	5.16

## **Глава 6**

6. Профилирање на лопатки.....	6.1
6.1. Појдовни податоци.....	6.1
6.2. Поле на брзини во машините.....	6.2
6.3. Радијално цилиндрични лопатки.....	6.4
6.5. Радијално-аксијални закривени лопатки.....	6.13
6.6. Проектирање на радијално-аксијални лопатки.....	6.18
6.7. Проектирање на аксијални закривени лопатки .....	6.24

## **Глава 7**

7. Работни својства на турбомашините .....	7.1
7.1 Степен на корисно дејство .....	7.1
7.4 Влијание на димезиите (размерот) .....	7.7
7.5 Работни криви. Топографски дијаграми.....	7.9
7.6 Работна област.....	7.13
7.7 Брзоодост .....	7.15

### **3. Основи на струењето**

#### **3.1 Струење низ турбомашини и процес на размена на енергијата**

Работниот процес во турбомашините потполно се одредува од карактеристиките на работниот флуид и од условите на струење низ подвижните и неподвижните делови. За аналитичко дефинирање на појавите се користи векторската равенка на движење (која во општ случај се сведува на три скаларни равенки), равенката на континуитет, енергетската равенка, равенката на состојба, равенката за количеството на движење и моментот на количеството на движење како и изразите за одредување на отпорот на триење.

Кога ќе се земе во предвид дека струењето низ турбомашините е просторно, а низ работното коло на турбомашините е и нестационарно, и кога процесите се постојани, може да се согледа целата сложеност на проблемот. Современите методи за решавање на овие сложени задачи не можат да дадат егзактно решение во затворен облик. Поради тоа, се наметнува потреба за систематизирање и шематизирање на задачите и условите за решавање, со што се создаваат можности да се дојде до решенија кои не отстапуваат од стварните, преку некои однапред дефинирани точности. Но, ваквите постапки не можат да дадат сосема сигурни податоци, поради што се наметнува потребата од експериментални истражувања.

Сложеноста, високата цена на чинење и времето на траење на експерименталните истражувања условиле потреба за изнаоѓање на методи за генерализација на експерименталните податоци, како би се овозможило да бидат применливи и на други, слични услови, без нови мерења. На тој начин е дојдено до законите од теорија на сличност.

Во ова поглавје ќе се посвети поголемо внимание на проблемите за определување на струењето низ турбомашините, а теорија на сличност ќе биде изложена подоцна.

### 3.2 Структура на струењето низ турбомашините

Низ турбомашините струи вискозен, компресибилен или некомпресибилен флуид, струењето е просторно, т.е. тродимензионално. При теоретско определување на струењето најдобро е да се усвои поларно - цилиндричен или ортогонален криволиниски координатен систем, поради осно-симетричноста на граничните површини на струјниот простор. При проучување на струењето низ неподвижните делови, системот е врзан за куќиштето на машината, што значи е фиксен, или за работното коло при што системот е ротационен, во зависност од тоа дали се бараат апсолутните или релативните брзини.

Решавањето на струењето би требало да се базира на разгледувањето и земање во предвид на сите сили кои дејствуваат во струјниот простор, според тоа и вискозните сили, при што во тој случај задачата уште повеќе се комплицира. Поради тоа, со претходна анализа се елиминираат влијанијата кои помалку дејствуваат на самата структура на струењето, и се доаѓа до упростени модели на струења кои, во помала или поголема мера, отстапуваат од стварните струења, но, овозможуваат реална анализа на процесот. Во ова упростување најпрво се занемарува вискозноста и се усвојува претпоставка дека се работи за струење на идеален, невискозен флуид. Понатаму, најчесто се занемарува и компресибилноста на флуидот, ако промената на густина во текот на целиот процес, или во дел од процесот, не е толку голема. Овие претпоставки, особено занемарувањето на вискозноста ефикасно го упростуваат решавањето на задачите.

Меѓутоа, факт е дека при струење на реален флуид се јавува триење поради што настанува дисипација на механичката енергија во топлинска. Без оценување на влијанието на триење невозможно е да се определат отпорите при струење и степенот на корисно дејство. Овој недостаток се отстранува со дополнителни пресметки, така што, во струјното поле определено за невискозен флуид, се пресметуваат загубите како последица на триењето.

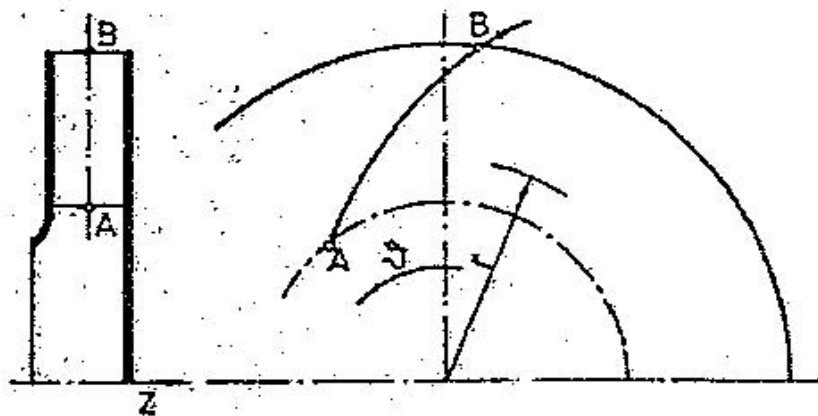
За понатамошно олеснување на решавањето на задачите допринесуваат и претпоставките со кои сликата на струење се сведува на попрост, полесен

облик за определување. Тоа се постигнува со усвојување на модел на еднодимензионално, дводимензионално или тродимензионално струење.

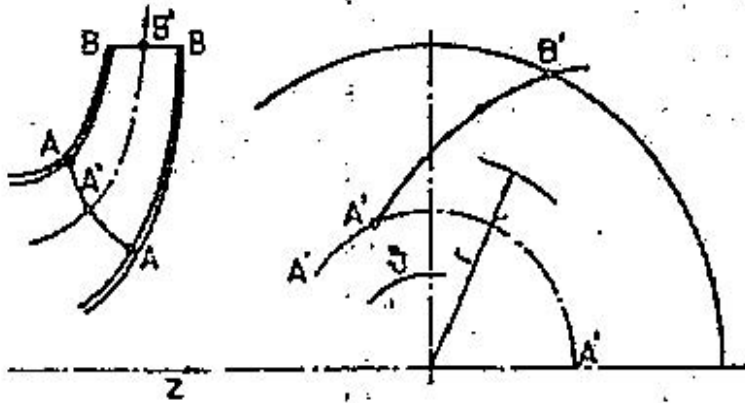
**Еднодимензионално струење.** - При еднодимензионалното струење сите струјни параметри (брзини, притисоци, а кај компресибилен флуид и густина) зависат само од една координата, на пример од координатата  $q_1$  на усвоениот координатен систем  $(q_1, q_2, q_3)$ . Во тој случај изводите на сите наведени големини по координатите  $q_2$  и  $q_3$  ќе бидат еднакви на нула:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{c}}{\partial q_2} = 0 & \quad \frac{\partial \bar{c}}{\partial q_3} = 0 \\ \frac{\partial p}{\partial q_2} = 0 & \quad \frac{\partial p}{\partial q_3} = 0 \\ \frac{\partial \rho}{\partial q_2} = 0 & \quad \frac{\partial \rho}{\partial q_3} = 0 \end{aligned} \quad 3.1$$

Пример за еднодимензионално струење е прикажан на слика 1.1 каде брзините се менуваат само со радиусот ( $r$ ), а не зависат од аголот на ротација ( $\theta$ ) ниту од надолжната оска ( $z$ ). Струјницата АВ го претставува целото струјно поле и таа се поместува по должината на оската  $z$  или со завртување за агол  $\theta$  се доведува во положба на било која струјница од струјното поле и се поклопува со неа.



Слика 3.1 Еднодимензионално струење



Слика 3.2 Дводимензионално струење  
независно од аголот  $\theta$

**Дводимензионално струење.** - Кај ова струење струјните параметри зависат само од две координати, нивните изводи по една од координатите, на пример  $q_3$ , се еднакви на нула.

Тогаш е:

$$\frac{\partial \check{c}}{\partial q_3} = 0 \quad ; \quad \frac{\partial p}{\partial q_3} = 0 \quad ; \quad \frac{\partial \rho}{\partial q_3} = 0 \quad . \quad 3.2$$

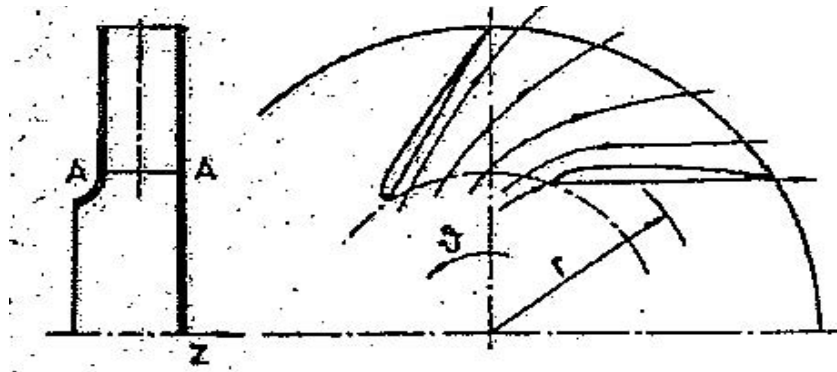
Овие струења се прикажани на сликите 3.2 и 3.3. Во првиот случај, секоја струјница пренесена од некоја точка  $A'$ , која се наоѓа на контурата  $AA$  од влезната површина на колото, е различна, но сите струјници пренесени од било која точка на кругот кој настанува со ротација на точката  $A'$  околу оската на колото ( $z$ ), меѓусебно се поклопуваат. Сите тие лежат на осно-симетрична струјна површина, одредена со меридијанската контура  $A'B'$ , од тука следува:

$$\check{c} = \check{c}(r, z) \quad ; \quad \frac{\partial \check{c}}{\partial \theta} = 0 \quad . \quad 3.2'$$

Во вториот случај промените на струјните параметри се определени со аголот на ротација ( $\theta$ ) и радиусот ( $r$ ), а не зависат од надолжната координата ( $z$ ), од каде е:

$$\check{c} = \check{c}(r, \theta) \quad ; \quad \frac{\partial \check{c}}{\partial z} = 0 \quad . \quad 3.2''$$

**Тродимензионално струење.** При реалните струења низ турбомашините брзините и притисоците, а кај компресибилените флуиди и густината, зависат



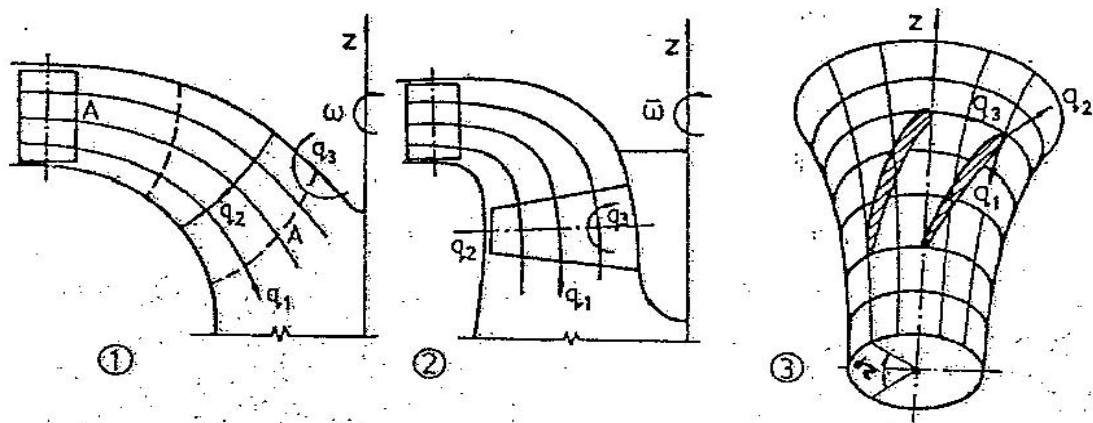
Слика 3.3 Дводимензионално струење независно од надолжната координата  $z$

од сите три координати, независно од тоа како е избран координатниот систем. Стварните струјни површини не се ротациони.

За пресметка на реалното струење низ турбомашините потребно е формирање на равенката за движење во општ облик, земајќи ги во предвид и отпорите од триење. Во тој случај, се јавуваат потешкотии од теоретска гледна точка поради неможноста за соодветно аналитичко изразување на сите влијанија, особено на вискозноста, како и со потешкотии од практична гледна точка заради сложеноста на равенките чие нумеричко решавање во голема мера е отежнато, а понекогаш дури и невозможно.

Меѓутоа, методите за пресметка на просторното струење привлекуваат се поголем интерес за практична примена при проектирање на машините. Ова е секако условено со зголемените потреби за усовршување на методите за пресметка и со развојот на брзите сметачки машини со што се создадени можности, досега макотрпното и долготрајно нумеричко решавање, да се изведе на побрз и полесен начин. Но, со тоа не се отстранети веќе споменатите теоретски потешкотии, особено оние кои се однесуваат на влијанието на триењето. Заради тоа, скоро секогаш, решавањето на задачите од областа на струењето низ турбомашините во прво приближување, се сведува на занемарување на влијанието на триењето. Значајно намалување на потешкотиите при решавање и забрзување на постапката за решавање на овие задачи се постигнува со раздвојување на просторното струење на две дводимензионални компоненти на струењето, како што е прикажано на сл. 3.4.





Слика 3.4 Просторно струење низ турбина  
1-радијално-осна, 2-осна, 3-струјна површина A-A

Кај просторното струење, прикажано на слика 3.4, генерализираните координати се избрани така да  $q_1$  се совпаѓа со меридијанските струјници,  $q_2$  се совпаѓа со ортогоналната траекторија на тие струјници, а  $q_3$  е ротациона координата. Ако при решавање на задачите се занемари струењето по должина на координатата  $q_2$ , а тоа струење е со послаб интензитет во однос на брзината по должина на координатите  $q_1$  и  $q_3$  - задачата за определување на просторното струење може да се раздели на две задачи со кои се определуваат компонентните струења чиј збир го определува бараното струење. Првото компонентно струење е меридијанско и лежи во рамнина  $(q_1, q_2)$ , за  $q_3 = \text{const}$ . Линиите  $q_1$  од струењето се генератриси на ротационите струјни површини од просторното струење. Осно-симетричните струјни површини се добиени поради занемарување на брзините по должина на координатата  $q_2$ . Брзините по вака настанатите струјни површини имаат, покрај веќе определените, при решавање на првиот дел на задачата, компоненти по должина на координатата  $q_2$  уште и ротациони компоненти по должина на координатата  $q_3$ . Дводимензионалното струење по осно-симетричните струјни површини не е осно-симетрично (слика 3.3), туку брзините се менуваат во зависност од  $q_3$ , а се остварува кај радијално-аксијални работни кола (слика 3.4-1 и 3) во слојот на променливите, а кај аксијалните (слика 3.4-2) или чисто радијалните, со константна дебелина (слика 3.1). Тоа се пресметува во другиот дел на задачата.

Двете компонентни струења многу полесно се определуваат доколку се занемари влијанието на триење. Струјните отпори и загубите кои зависат од нив, се пресметуваат во третата фаза од пресметката, која се базира на струење определено без да се земе влијанието на триење.

За определување на струењето околу потпорните и спроводните лопатки како и лопатките на работното коло кај турбомашините од голема помош е Теоријата на струење низ решетки од профили, на која и се посветува посебно поглавје заради исклучително големата важност.

### 3.3 Равенка на континуитет

Равенката на континуитет аналитички го изразува законот за одржување на масата, по кој одредена количина на материја  $d_m$  со густина  $\rho$  и волумен  $dV$ , може да ги менува и волуменот и густината, но, со задоволување на условот:

$$d_m = \rho * dV = \text{const.} \quad 3.4$$

Со диференцирање на претходната равенка по времето, водејќи сметка во општ случај густината  $\rho$  да зависи од координатите  $(x,y,z)$  и времето  $t$  и изводите на координатите по времето да се еднакви на брзините:

$$\frac{dx}{dt} = c_x; \quad \frac{dy}{dt} = c_y; \quad \frac{dz}{dt} = c_z;$$

се добива:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\vec{c}, \nabla \rho) + (\rho, \text{div } \vec{c}) = 0 \quad 3.5$$

или

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho, \vec{c}) = 0 \quad 3.5'$$

При стационарно струење отпаѓаат првите членови од претходните две равенки (3.5 и 3.5'), а за некопресибилен флуид, без разлика дали струењето е стационарно или не, се добива:

$$\text{div } \vec{c} = 0 \quad 3.5''$$

Кога равенките  $\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\vec{c}, \nabla \rho) + (\rho, \operatorname{div} \vec{c}) = 0$  или  $\operatorname{div} \vec{c} = 0$  ќе се изразат во Декартови координати  $(x, y, z)$ , ќе се добие:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + c_x \frac{\partial \rho}{\partial x} + c_y \frac{\partial \rho}{\partial y} + c_z \frac{\partial \rho}{\partial z} + \rho \left( \frac{\partial c_x}{\partial x} + \frac{\partial c_y}{\partial y} + \frac{\partial c_z}{\partial z} \right) = 0 \quad 3.6$$

или

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho c_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho c_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho c_z)}{\partial z} = 0 \quad 3.6'$$

За поларно-цилиндричен координатен систем  $(r, \theta, z)$ , ќе биде:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \left[ \frac{\partial}{\partial r} (\rho r c_r) + \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho r c_\theta) \right] + \frac{\partial(\rho c_z)}{\partial z} = 0 \quad 3.7$$

За некомп्रेसибилан флуид равенката (3.6') се сведува на:

$$\frac{\partial c_x}{\partial x} + \frac{\partial c_y}{\partial y} + \frac{\partial c_z}{\partial z} = 0 \quad 3.6''$$

а равенката 3.7 се сведува на:

$$\frac{\partial c_r}{\partial r} + \frac{c_r}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial c_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial c_z}{\partial z} = 0 \quad 3.7'$$

За еднодимензионално струење по должина на струјната цевка со променлив напречен пресек  $A$ , равенката на континуитетот гласи:

$$\rho A c = \dot{m} = \text{const.} \quad 3.8$$

што за некомпресибилна течност се сведува на:

$$A c = Q = \text{const.} \quad 3.8'$$

Во горните равенки масениот ( $\dot{m}$ ) и волуменскиот проток ( $Q$ ) се изразени во единица време.

### 3.4 Ојлерова равенка за движење

Спрема Њутновиот закон, применет за струење на флуидите, збирот на волуменските и површинските сили еднаков е на производот од масата и забрзувањето. За течност со волумен  $V$ , ограничена со површина  $A$ , волуменските сили се:

$$\int_V \rho \vec{F} dV$$

а површинските се:

$$\int_A p d\vec{A}$$

каде  $\vec{F}$  е единична волуменска сила, а  $p$  - притисок на единица површина.

Збирот на овие сили е:

$$\int_V \rho \vec{F} dV - \int_A p d\vec{A} = \int_V (\rho \vec{F} - \nabla p) dV$$

Производот од масата и забрзувањето за целиот волумен  $V$  е:

$$\int_V \rho \frac{d\vec{c}}{dt} dV$$

Со трансформирање на површинскиот интеграл во волуменски и со собирање на подинтегралните изрази, се добива:

$$\int_V \left( \rho \frac{d\vec{c}}{dt} - \rho \vec{F} + \nabla p \right) dV = 0$$

Ако горниот услов е исполнет за било кој волумен, тогаш ќе биде:

$$\frac{d\vec{c}}{dt} = \vec{F} - \frac{1}{\rho} \nabla p \quad 3.9$$

Горниот израз претставува Ојлерова равенка за движење на флуид во векторски облик.

Со развивање на изразот за извод на брзината се добива:

$$\frac{d\vec{c}}{dt} (\vec{c}, \nabla) \vec{c} = \vec{F} - \frac{1}{\rho} \nabla p$$

каде е:

$$(\vec{c}, \nabla) = c_x \frac{\partial}{\partial x} + c_y \frac{\partial}{\partial y} + c_z \frac{\partial}{\partial z}$$

со воведување на трансформацијата:

$$(\vec{c}, \nabla) \vec{c} = \frac{1}{2} \nabla c^2 - [\vec{c}, \text{rot } \vec{c}]$$

ќе се добие Ојлеровата равенка

$$\frac{\partial \vec{c}}{\partial t} + \frac{1}{2} \nabla c^2 - [\vec{c}, \text{rot } \vec{c}] = \vec{F} - \frac{1}{\rho} \nabla p \quad 3.10$$

која е посебно погодна за проучување на невртложни струења.

За баротропен флуид и конзервативни сили важат релациите:

$$\frac{1}{\rho} \nabla p = \nabla \int \frac{dp}{\rho}$$

и

$$\vec{F} = \nabla U$$

од тука Ојлеровата равенка се сведува на:

$$\frac{d\vec{c}}{dt} = \nabla \left( U - \int \frac{dp}{\rho} \right) \quad 3.11$$

од каде што следува дека забрзувањето  $(d\vec{c})/dt$  има потенцијал, бидејќи е дефинирано со градиентот на скаларната функција.

Од векторските Ојлери равенки 3.9 следуваат три скаларни равенки кои во систем  $(x, y, z)$  гласат:

$$\begin{aligned} \frac{dc_x}{dt} &= X - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} \\ \frac{dc_y}{dt} &= Y - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dy} \end{aligned} \quad 3.9'$$

$$\frac{dc_z}{dt} = Z - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz}$$

3.10

Кога ќе се развијат изводите на брзините по времето ќе се добијат:

$$\begin{aligned}\frac{\partial c_x}{\partial t} + c_x \frac{\partial c_x}{\partial x} + c_y \frac{\partial c_x}{\partial y} + c_z \frac{\partial c_x}{\partial z} &= X - \frac{\partial \rho}{\rho \partial x} \\ \frac{\partial c_y}{\partial t} + c_x \frac{\partial c_y}{\partial x} + c_y \frac{\partial c_y}{\partial y} + c_z \frac{\partial c_y}{\partial z} &= Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial y} \\ \frac{\partial c_z}{\partial t} + c_x \frac{\partial c_z}{\partial x} + c_y \frac{\partial c_z}{\partial y} + c_z \frac{\partial c_z}{\partial z} &= Z - \frac{\partial \rho}{\rho \partial z}\end{aligned}\quad 3.9''$$

Истите равенки напишани во поларно - цилиндричниот систем гласат:

$$\begin{aligned}\frac{\partial c_r}{\partial t} + c_r \frac{\partial c_r}{\partial r} + \frac{1}{r} c_\theta \frac{\partial c_r}{\partial \theta} + c_z \frac{\partial c_r}{\partial z} - \frac{1}{r} c_\theta^2 &= F_r - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial r} \\ \frac{\partial c_\theta}{\partial t} + c_r \frac{\partial c_\theta}{\partial r} + \frac{1}{r} c_\theta \frac{\partial c_\theta}{\partial \theta} + c_z \frac{\partial c_\theta}{\partial z} - \frac{1}{r} c_r c_\theta &= F_\theta - \frac{1}{\rho r} \frac{\partial \rho}{\partial \theta} \\ \frac{\partial c_z}{\partial t} + c_r \frac{\partial c_z}{\partial r} + \frac{1}{r} c_\theta \frac{\partial c_z}{\partial \theta} + c_z \frac{\partial c_z}{\partial z} &= F_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}\end{aligned}\quad 3.9'''$$

Систем од три Ојлерови равенки, напишани за три координатни оски содржат пет непознати кои треба да се определат. Тоа се трите компоненти на брзината, притисокот и густината. За затворање на системот потребни се уште две равенки. Тоа се равенка на континуитет (3.8) и равенка на состојба, која најчесто се зема во некој од следниве облици:

$$\begin{aligned}\rho &= \rho_0 = \text{const}; \\ \frac{p}{\rho_0} &= \frac{\rho}{\rho_0} \\ \frac{p}{\rho_0} &= \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^k\end{aligned}\quad 3.12$$

од кои првиот облик се однесува на течност, како некомп्रेसибилен флуид, другиот за изотермичка, а третиот за изентропска промена на состојбата на идеален компресибилен флуид.

### 3.5 Бернулиев интеграл на Ојлеровата равенка. Енергетска равенка.

Под определени услови Ојлеровата равенка може да се интегрира, како што е случај со баротропен флуид при стационарно струење во полето на конзервативни сили. Тогаш е:

$$\frac{1}{\rho} \nabla p = \nabla \int \frac{dp}{\rho}; \quad \frac{\partial \vec{c}}{\partial t} = 0; \quad \vec{F} = \nabla U$$

потоа со трансформација Ојлеровата равенка преминува во:

$$\nabla \left( \frac{c^2}{2} - U + \int \frac{dp}{\rho} \right) = [\vec{c}, \text{rot} \vec{c}] \quad 3.10'$$

Кога горната равенка ќе се помножи скаларно со векторскиот елемент на струјницата  $d\vec{c}$ , левата страна ќе се сведе на диференцијал, а десната ќе биде нула поради паралелноста на векторите  $\vec{c}$  и  $d\vec{c}$  од каде се добива:

$$d \left( \frac{c^2}{2} - U + \int \frac{dp}{\rho} \right) = 0 \quad 3.10''$$

по интегрирањето се добива:

$$\frac{c^2}{2} - U + \int \frac{dp}{\rho} = C = \text{const.} \quad 3.13$$

Равенката 3.13 претставува општ облик на Бернулиева равенка.

**Некомпресибилен флуид.** - Кога густината на флуидот е константна, а струењето е во полето на земјината тежа, следува дека:

$$U = -gz$$

и Бернулиевата равенка 3.13 се сведува на:

$$\frac{c^2}{2} + \frac{p}{\rho} + gz = \frac{c_0^2}{2} + \frac{p_0}{\rho} + gz_0 \quad 3.14$$

Ова е Бернулиева равенка во потесна смисла и го изразува законот за одржување на енергија, поради што се нарекува и енергетска равенка.

Константата  $C$  во равенката 3.13 или константниот израз од десната страна на равенката 3.14 се однесува само на едно струјно влакно, што значи дека во струјно поле на идеални некомпresибилени или компresибилни течности константата  $C$  може да има различна вредност за секоја струјница. Независно од тоа Бернулиевата равенка 3.14 се применува и за струјни текови со конечен пресек и тогаш се изразува со средните вредности на брзината и притисокот, а висините  $z$  се одредуваат според тежиштата на проточните пресеци.

**Компресибилен флуид.** - За компresибилен флуид, поради малата густина, се занемарува членот:

$$U = -gz$$

во однос на дејството на внатрешните еластични сили, со тоа равенката (3.10'') се сведува на:

$$d\left(\frac{c^2}{2} + \int \frac{dp}{\rho}\right) = 0 \quad 3.15$$

При интегрирање на оваа равенка треба да се знае законот за промена на густината по должина на струјницата. За изотермичко струење, за кое важи изразот од равенката 3.12, ќе се добие:

$$\frac{c^2 - c_0^2}{2} + \frac{p_0}{\rho_0} \ln \frac{\rho}{\rho_0} = 0 \quad 3.15'$$

Со воведување на равенка за брзина на звукот:

$$a_0 = \sqrt{\frac{p_0}{\rho_0}} \quad 3.15''$$

се добива:

$$\frac{c^2 - c_0^2}{2} + a_0^2 \ln \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right) = 0 \quad 3.16$$

или

$$\frac{c^2 - c_0^2}{2} + a_0^2 \ln \left(\frac{p}{p_0}\right) = 0 \quad 3.16'$$



За изентропско струење, дадено со третиот израз во равенката 3.12, ќе биде:

$$\frac{c^2 - c_0^2}{2} + \frac{k}{k-1} \left( \frac{p_0}{\rho_0} \right) \left[ \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] = 0 \quad 3.17$$

Со воведување на брзина на звук  $a_0$  и  $a$ , каде што:

$$a_0^2 = k \frac{p_0}{\rho_0} \quad ; \quad a^2 = k \frac{p}{\rho} \quad 3.17'$$

следува дека:

$$\frac{c^2}{2} + \frac{a^2}{k-1} = \frac{c_0^2}{2} + \frac{a_0^2}{k-1} = \text{const.} \quad 3.18$$

### 3.6 Разменета енергија. Единечна работа на струјата

Количината на енергија која е содржана во флуидот се менува со поминување низ турбомашината, се зголемува (пумпа, компресор, вентилатор) или се намалува (водна, парна и гасна турбина). Разликата на енергијата во влезниот и излезниот пресек на турбомашината, сведена на единица маса на флуидот претставува единечна работа на струјата.

За случај на некомп्रेसибилен флуид (пумпа и водна турбина) единечната работа на струјата е, слика 3.5:

$$Y = gh = \frac{p_{II} - p_I}{\rho} + g(z_{II} - z_I) + \frac{1}{2}(c_{II}^2 - c_I^2) \quad 3.19$$

Ознаките во равенката 3.19 и на сликата 3.5 се:  $Y$  - единечна работа на струјата,  $h$  - еквивалентна висина на столбот течност,  $\rho$  - густина,  $z$  - геодетска висина на влезен и излезен пресек,  $c$  - средна брзина во пресеците,  $g$  - земјино забрзување. Индексот  $I$  означува влез, а индексот  $II$  изез. По димензија единечната работа на струјата  $Y$  е сведена на единица маса, т.е.  $Nm/kg = J/kg$ .

Равенката за единечна работа 3.19 се применува и ги има следните ознаки: за пумпи (+) и за турбини (-).

Вредноста на разменетата енергија може да се изрази и со промена на притисокот. Ако равенката за единечна работа 3.19 се помножи со  $\rho$ , ќе се добие:

$$\Delta p = \rho Y = (p_{II} - p_I) + \rho g(z_{II} - z_I) + \frac{\rho}{2}(c_{II}^2 - c_I^2) \quad 3.19'$$

Овој облик посебно е погоден за определување на единечната работа на струјата кај вентилаторите, кај кои, поради малата промена на притисокот, густината се смета за константна, но во тој случај се занемаруваат членовите кои зависат од геодетската висина, од каде следува дека е:

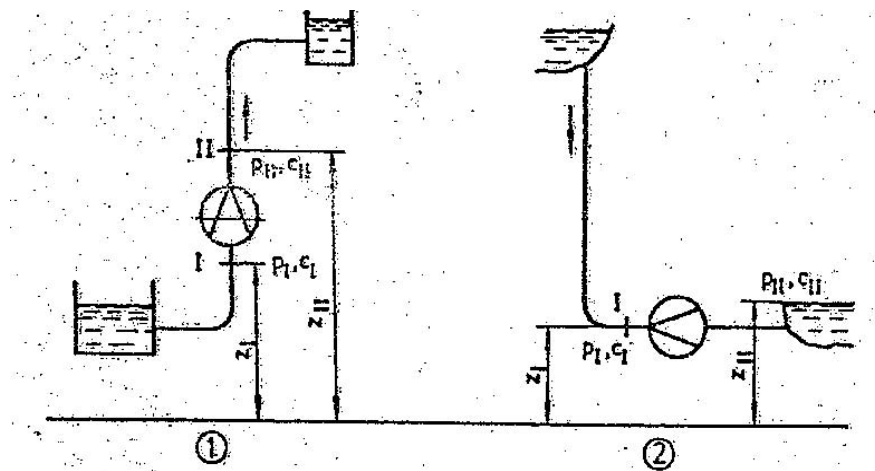
$$\Delta p = \rho Y = (p_{II} - p_I) + \frac{\rho}{2}(c_{II}^2 - c_I^2) \quad 3.19''$$

И величината  $\Delta p$  може да се интерпретира како единечна работа т.е. како работа по единица волумен, бидејќи димензијата на притисокот е  $N/m^2 = Nm/m^3 = J/m^3$ .

За топлински турбини (парни или гасни) и турбокомпресори единечната работа на струјата се изразува со изентропска промена на енталпијата од почетна состојба (1) до состојба (2) која одговара на излезниот притисок.

Кога промената на енталпијата ќе се изрази со тоталната големина на состојбата, се добива:

$$\pm Y = \pm \Delta i_s = i_1 - i_2' \quad 3.20$$



Слика. 3.5 Одредување на работата на струјата за пумпа -1 и турбина -2

Знакот плус важи за турбини, а минус за компресори. Ако при тоа, работниот флуид се однесува како идеален гас, ќе биде:

$$\pm \Delta i_s = p_1 / \rho \left[ 1 - (p_2 / p_1)^{\frac{k-1}{k}} \right] \quad 1.20'$$

### **3.7 Закон за импулс. Работа на коло (техничка работа).**

#### **Ојлерова равенка за турбомашини**

Пренесувањето или размената на енергија во работните кола на турбини, пумпи, компресори или вентилатори се остварува во услови на взаемно динамичко дејство помеѓу лопатките на работното коло и работниот флуид. Во текот на процесот на размена на енергија во работното коло на пумпи, компресори или вентилатори со дејство на лопатките на флуидот се зголемува енергетското ниво на течностите, што се манифестира со зголемување на притисокот и на кинетичката енергија на течноста. Во турбините пак, флуидот предава енергија на работното коло при што во флуидот се намалува притисокот и кинетичката енергија.

При проучување на процесот на размена на енергија во турбомашините, се смета дека процесот се остварува само во работното коло, каде под тој поим се подразбира просторот кој го опишува работното коло на турбомашина при ротација. Освен тоа, се поаѓа и од претпоставка дека струењето низ колото е стационарно, т.е. дека работните параметри на колото (проток, аголна брзина или брзина на ротација, моќност и единечна работа) не се менуваат во текот на времето.

Бидејќи за проучување на процесот на пренесување на енергија при струење низ работното коло не е важна насоката на процесот, т.е. дали колото дејствува како пумпа, компресор или вентилатор пренесувајќи енергија на флуидот, или како турбина предавајќи работа добиена од енергијата на флуидот, затоа понатаму ќе се користи терминот работно коло на турбомашина, кој не вклучува насока на пренесување на енергијата. За остварување на работен процес во колото исто така не е важно дали флуидот е компресибилен или некомпресибилен, вискозен или невискозен.

На слика 3.6 прикажано е работно коло на турбомашина. Работниот простор е ограничен со преден и заден диск и со влезни и излезни површини, чии контури се обележани како 0-0 и 3-3. Геометриските места на влезните и излезните рабови на лопатките, при ротација на колата, се површини чии меридијански пресеци се обележани со контурите 1-1 и 2-2. Контурите на влезните и излезните површини на работниот простор на колото (0-0 и 3-3) поместени се во однос на положбата на контурите на влезните и излезните рабови на лопатките (1-1 и 2-2), за да се избегне влијанието на конечниот број на лопатки врз струењето на влезните и излезните пресеци. Бидејќи, се смета дека изедначување на струењето се постигнува на многу кратко растојание, со доволна точност може да се земе дека е:

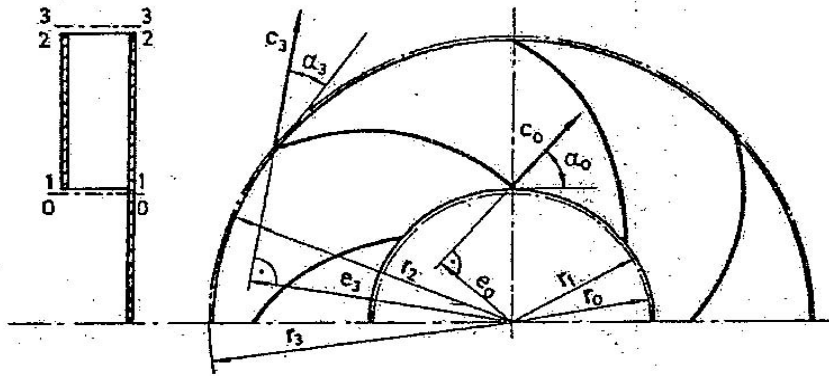
$$r_1 = r_0; \quad r_2 = r_3 \quad 3.21$$

Брзината со која флуидните честички се движат низ работниот простор ја менува насоката и интензитетот. Исто така, се менува и количината на движење како последица на моментот од надворешните сили кои дејствуваат на работното коло.

Врската помеѓу вредностите на количеството на движење или импулс на флуидните честички и моментот на надворешните сили, одредена е со законот за момент на количеството на движење, кој гласи: Изводот од моментот на количеството на движење на систем од материјални точки по времето, еднаков е на збирот од моментите на сите надворешни сили кои дејствуваат на системот.

Во дадениот случај интересна е само компонентата на моментот паралелна со оската на ротација на колото, поради што равенката се дава во скаларен облик. Врз основа на тоа, моментот на количеството на движење на влезот во работното коло е:

$$dM_0 = -\dot{m}c_0 e_0 dt = -\dot{m}c_0 r_1 \cos \alpha_0 dt \quad 3.22$$



Слика 3.6 Работно коло на турбомашина

а на излез од него е:

$$dM_3 = -\dot{m}c_3e_3dt = -\dot{m}c_3r_2\cos\alpha_3dt \quad 3.22'$$

Ознаките во горниот израз претставуваат:  $\dot{m}$  - масен проток,  $e_0$  и  $e_3$  - растојанија помеѓу нападните линии на брзините  $c_0$  и  $c_3$  од оската на ротација. При тоа е (слика 3.6):

$$e_0 = r_1\cos\alpha_0; \quad e_3 = r_2\cos\alpha_3,$$

каде  $r_1$  и  $r_2$  се полупречници на влезните и излезните површини, а  $\alpha_0$  и  $\alpha_3$  се агли кои брзините  $c_0$  и  $c_3$  ги зафаќаат со тангентите на круговите со радиуси  $r_1$  и  $r_2$ .

Моментот на количеството на движење  $dM_0$  на влез во колото, е даден со негативен знак, а моментот на количеството на движење  $dM_3$  на излез од колото е со позитивен знак. Моментот на надворешните сили е:

$$M = \frac{dM_3}{dt} + \frac{dM_0}{dt}$$

или 
$$M = \dot{m}(r_2c_3\cos\alpha_3 - r_1c_0\cos\alpha_0)$$

Со воведување на ознаките:

$$c_{3u} = c_3\cos\alpha_3 \quad \text{и} \quad c_{0u} = c_0\cos\alpha_0$$

каде:  $c_{3u}$  и  $c_{0u}$  се проекции на брзините  $c_3$  и  $c_0$  во правец на обемната брзина на колото, ќе се добие:

$$M = \dot{m}(r_2c_{3u} - r_1c_{0u}) \quad 3.23$$

Равенката 3.23 важи како за пумпно така и за турбинско работно коло, со тоа што моментот  $M$  за пумпа е позитивен, а за турбина негативен. Оваа равенка важи и кога колото е закочено, бидејќи и тогаш дејствуваат сили чиј момент е  $M$ .

Кога колото се движи со аголна брзина  $\omega$ , се добива моќност:

$$P = M\omega = \dot{m}\omega(r_2 c_{3u} - r_1 c_{0u})$$

Бидејќи обемните брзини на влез и излез во колото се:

$$u_1 = r_1 \omega \quad \text{и} \quad u_2 = r_2 \omega$$

следува:

$$P = \dot{m}(u_2 c_{3u} - u_1 c_{0u}) \quad 3.24$$

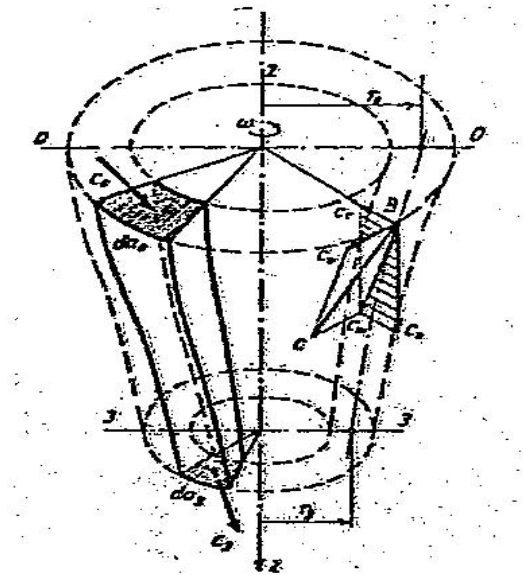
Количникот од моќноста и протокот претставува единечна работа на колото и се обележува со  $Y_k$  и претставува работа по единица маса разменета во работното коло:

$$Y_k = \frac{P}{\dot{m}} = u_2 c_{3u} - u_1 c_{0u}$$

Димензијата на  $Y_k$  е J/kg. Работата на колото може да се изрази и со еквивалентна висина на столбот течности ( $h_k$ ), следува:

$$Y_k = gh_k$$

Професорот Обрадовиќ [42] дава построг извод на Ојлеровата равенка, не поставувајќи услов за еднаквост на брзините по влезната површина 0-0 на работниот простор, што важи и за брзините по излезната површина 3-3. Поради тоа се издвојува само едно струјно влакно, слика. 3.7. Во тој случај брзините  $\vec{c}_0$  се исти во сите точки од елементарниот влезен пресек  $da_0$ , а брзините  $\vec{c}_3$  се исти во точките од излезниот пресек  $da_3$ .



Слика 3.7 Струјно влакно во коло на турбомашина

При премин на елементарна маса  $dm$  низ пресеците 0-0 и 3-3 од струјното влакно, слика 3.7, моментите на количеството на движење се определени со векторските производи:

$$[\vec{r}_0, \vec{c}_0] dm \quad \text{и} \quad [\vec{r}_3, \vec{c}_3] dm$$

Во изводот од моментот на количеството на движење ќе се појави само протокот, кој е еднаков на изводот на масата по време, а останатите фактори, како константни, остануваат непроменети. Моментот на надворешните сили е еднаков на изводот од моментот на количеството на движење, од каде е:

$$d\dot{M} = [\vec{r}_0, \vec{c}_0] dm \dot{m} - [\vec{r}_3, \vec{c}_3] dm \dot{m}$$

Со развивање на векторскиот производ се добива:

$$[\vec{r}, \vec{c}] = [\vec{r}, (\vec{c}_u + \vec{c}_r + \vec{c}_z)]$$

или

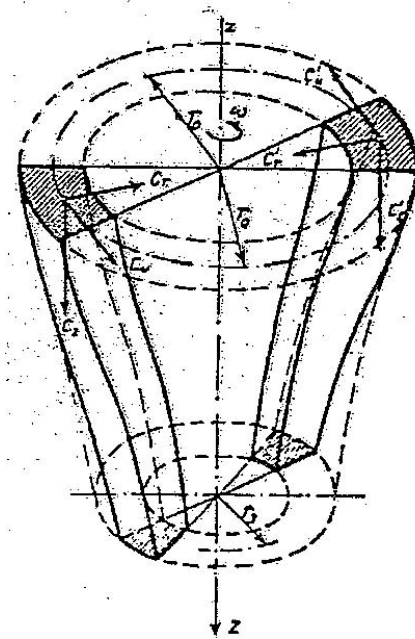
$$[\vec{r}, \vec{c}] = [\vec{r}, \vec{c}_u] + [\vec{r}, \vec{c}_z]$$

поради колинеарност на векторите  $\vec{r}$  и  $\vec{c}_r$ :

$$[\vec{r}, \vec{c}_r] = 0$$

Од претходно изложеното следува дека моментот  $d\vec{M}$  има две компоненти: едната  $d\vec{M}_z$  паралелна со оската  $z$  и другата  $d\vec{M}_t$  нормална на неа. Моментот  $\vec{M}_z$  делува околу оската  $z$  и предизвикува вртење на колото (турбина) или му се спротивставува (пумпа, компресор), додека моментот  $\vec{M}_t$  само тежи да го свитка вратилото и со тоа дополнително ги оптоварува лежиштата и предизвикува вибрации на машината.

Резултантната вредност на моментот  $\vec{M}_t$  се сведува на нула ако струењето е осно-симетрично и ако секои две влакна, едно спротивно на друго, (слика 3.8) се со ист интензитет и спротивна насока. Заради тоа, редовно се претпоставува дека струењето по влезната површина 0-0 и излезната 3-3 е осно - симетрично.



Слика 3.8 Две спротивни влакна во коло на турбомашина

Во тој случај, струењето во тенок слој по осно - симетрична површина со среден радиус на влез  $r_0$  и на излез  $r_3$ , слика 3.8, се сведува на:

$$d\vec{M} = d\vec{M}_z = [\vec{r}_0, \vec{c}_{0u}]dm - [\vec{r}_3, \vec{c}_{3u}]dm$$

што поради нормалноста на векторите  $\vec{r}$  и  $\vec{c}_u$  како и поради паралелноста на моментот  $d\vec{M}$  со оската  $z$  може да се изрази скаларно со:



$$dM = (r_o c_{ou} - r_3 c_{3u}) d\dot{m} \quad 3.27$$

При ротација на колото со аголна брзина  $\omega$  на овој момент му одговара моќност:

$$dP = (\vec{\omega}, d\vec{M}) = \omega(r_o c_{ou} - r_3 c_{3u}) d\dot{m}$$

или 
$$dP = (u_o c_{ou} - u_3 c_{3u}) d\dot{m} \quad 3.28$$

Вкупната моќност ќе се добие со интегрирање на горната равенка по пресеците  $A_o$  и  $A_3$

$$P = \iint_{A_o} (\omega r c_{ou}) d\dot{m} - \iint_{A_3} (\omega r c_{o3}) d\dot{m} \quad 3.29$$

Практично оваа постапка се применува за делење на машината на конечен број поединечни машини. Тогаш во равенките 3.27 и 3.28 наместо диференцијали ќе фигурираат мали, но конечни прирасти, а равенката 3.29 се сведува на двојна сума, ако наместо елементарни струјници се усвојат тенки струјни цевки. Но, ако поради усвоените претпоставки за осна симетричност, наместо тенки струјни цевки се набљудуваат тенки осно - симетрични струјни слоеви, распоредени по соодветни површини (слика 3.4 и 3.8) равенката 3.29 се решава со единечно сумирање.

При примена на ова постапка корисно е поединечните турбомашини да се формираат така да на секоја и одговара ист проток  $\Delta\dot{m}$  и ист момент  $\Delta M$ .

Равенката 3.25 се нарекува Ојлерова равенка за турбомашини. Таа е фундаменталната равенка за сите турбомашини (пумпи, компресори и турбини) и за секој вид на флуид (некомпресибилан и компресибилан, невискозен и вискозен). Спрема ознаките усвоени во равенката 3.25, единечната работа на коло  $Y_k$  е позитивна за пумпи, а негативна за турбини, а еднаква е со техничката работа.

Од равенката 3.25, единечната работа на колото изразена во J/kg не се менува во зависност од видот на флуидот (вода, масло, воздух). Протокот е исто така независен од видот на флуидот, ако се мери волуменскиот проток  $m^3/s$ . Додека пак, порастот на притисокот  $\Delta p$ , моментот  $M$ , моќноста  $P$  и масениот проток  $\dot{m}$ , зависат од густината на флуидот.

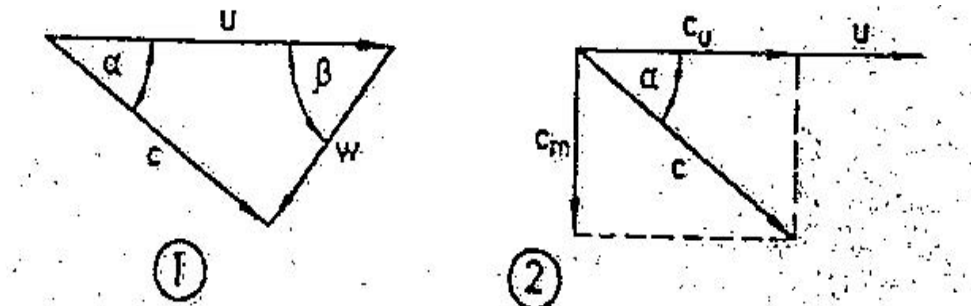
### 3.8 Триголници на брзини

Во секоја точка од работниот простор може да се дефинираат три брзини: брзина на ротација на колото  $\vec{u}$ , апсолутна брзина на флуидната честица  $\vec{c}$  (брзина во однос на неподвижен координатен систем врзан, на пример, за куќиштето на машината) и релативна брзина на таа иста флуидна честица  $\vec{w}$  (брзина во однос на колото). Меѓусебниот однос на овие брзини е определен со законот на релативно движење, по кој апсолутната брзина е еднаква на збирот од преносната и релативната брзина.

$$\vec{c} = \vec{u} + \vec{w} \quad 3.30$$

Во работниот простор на турбомашината преносната брзина е брзина на ротација на колото ( $\vec{u}$ ).

Графички прикажана релацијата 3.30, претставува триаголник на брзините (слика 3.9/1).



Слика 3.9 Триаголник на брзини

Брзините  $\vec{c}$  и  $\vec{u}$  зафаќаат агол  $\alpha$ , а брзините  $\vec{w}$  и  $-\vec{u}$  агол  $\beta$ . Проекција на брзината  $\vec{c}$  на правецот  $\vec{u}$  ја дава кружната компонента на брзината, означена со  $\vec{c}_u$ . Проекција на брзината  $\vec{c}$  во меридијанска рамнина на колото ја одредува проточната компонента на брзината. Таа е меридијанска брзина и се означува со  $\vec{c}_m$  (слика 3.9/2). Брзините  $\vec{c}_m$  и  $\vec{u}$ , меѓусебно се нормални.

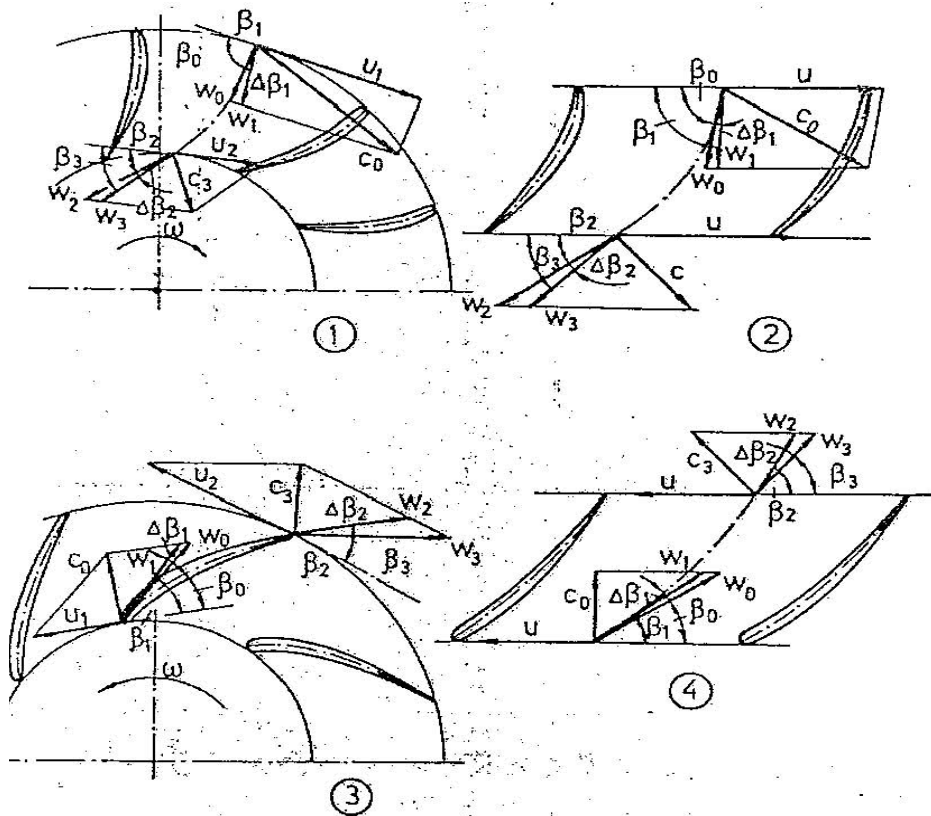
Триаголниците на брзини на влезниот и излезниот пресек на работното коло претставуваа појдовни елементи за проектирање на обликот на лопатките на работното коло.

На слика 3.10/1 даден е изглед на меѓулопатичниот простор на една радијална турбина (наместо лопатки прикажани се само средните линии) со

триаголниците на брзини на влез и излез. На слика 3.10/2 е прикажан меѓулопатичниот простор на осна турбина со триаголниците на брзини на влез и излез. Меѓулопатичен простор на радијална пумпа е прикажан на слика 3.10/3, а на аксијална пумпа на слика 3.10/4

Влезните триаголници ги формираат брзините  $u_1$ ,  $c_0$  и  $w_0$  со агли  $\alpha_0$  и  $\beta_0$ , а излезните брзините  $u_2$ ,  $c_3$  и  $w_3$  со агли  $\alpha_3$  и  $\beta_3$ .

Агли кои ги зафаќаат тангентите на средната линија на лопатките на влезот и на излезот со негативната насока на брзината на ротација ( $u$ ) се означени со  $\beta_1$  односно со  $\beta_2$ . Овие агли се разликуваат од агли  $\beta_0$  и  $\beta_3$ , а резултат на тоа е занесувањето на струењето на влез и излез. Занесувањето на струењето се определува во влезниот и излезниот пресек на работното коло, а условно се дефинира со аголот кој го заклопува векторот на средната релативна брзина, пресметан по пресек, со тангентата на средната линија на лопатката, повлечена во набљудуваниот пресек, слика 3.10.



Слика 3.10 Триаголници на брзини на влез и излез  
1-радијална турбина, 2-аксијална турбина, 3-радијална пумпа, 4-аксијална пумпа

### 3.9 Проширена Ојлерова равенка.

#### Забрзано и забавено струење. Степен на реакција.

Од триаголникот на брзините претставен на слика 3.9, со примена на косинусна теорема може да се определи интензитетот на брзината  $w$ :

$$w^2 = u^2 + c^2 - 2 * u * c * \cos\alpha = u^2 + c^2 - 2uc_u$$

Кога ова релација ќе се примени за влезниот и излезниот триаголник, ќе се добие:

$$w_0^2 = u_1^2 + c_0^2 - 2u_1c_{0u}$$

$$w_3^2 = u_2^2 + c_3^2 - 2u_2c_{3u}$$

Со одземање на овие равенки и со делење со 2, се добива:

$$u_2c_{3u} - u_1c_{0u} = \frac{1}{2}(u_2^2 - u_1^2) + \frac{1}{2}(w_0^2 - w_3^2) + \frac{1}{2}(c_3^2 - c_0^2)$$

од тука за единечна работа на колото, равенка 1.25, следува:

$$Y_k = \frac{1}{2}(u_2^2 - u_1^2) + \frac{1}{2}(w_0^2 - w_3^2) + \frac{1}{2}(c_3^2 - c_0^2) \quad 3.31$$

Равенките 3.31 и 3.25 ја дефинираат вредноста на разменетата енергија во работното коло, односно работата на колото, но, ја дава и структурата на таа енергија. Затоа и се нарекува проширена Ојлерова равенка.

Единечната работа на колото може да се изрази со промена на енергијата на притисокот ( $Y_{kp}$ ) и промена на кинетичката енергија ( $Y_{kd}$ ).

Тогаш е:

$$Y_k = Y_{kp} + Y_{kd} \quad 3.32$$

Разменетата кинетичка енергија ( $Y_{kd}$ ) зависи од апсолутните брзини:

$$Y_{kd} = \frac{1}{2}(c_3^2 - c_0^2) \quad 3.32'$$

а енергијата изразена со промена на притисокот е:

$$Y_{kp} = \frac{1}{2}(u_2^2 - u_1^2) + \frac{1}{2}(w_0^2 - w_3^2) \quad 3.32''$$

Односот на енергијата изразена со промената на притисокот ( $Y_{kp}$ ) и вкупно разменетата енергија ( $Y_k$ ) го одредува степенот на реакција на колото:

$$\theta = -\frac{Y_{kp}}{Y_k} = \frac{Y_k - Y_{kd}}{Y_k} = 1 - \frac{Y_{kd}}{Y_k} \quad 3.33$$

Условите за постигнување на добар степен на корисност се поволни ако знаците на сите собироци од десна страна на проширената Ојлерова равенка 3.31, се исти со знакот на работа на колото  $Y_k$ , што значи, дека е:

$$\text{за турбини} \quad u_1 \geq u_2; \quad w_3 \geq w_0; \quad c_0 > c_3, \quad 3.34$$

$$\text{а за пумпи} \quad u_1 \leq u_2; \quad w_3 \leq w_0; \quad c_0 < c_3, \quad 3.34'$$

Работните кола на турбомашините се радијални и аксијални (осни). Струењето низ радијалното коло е од оската кон периферијата-центрифугално, или од периферијата кон оската - центрипетално.

За да се исполнат наведените услови 3.34, работните кола на турбините се аксијални и центрипетални, со зголемување на релативните и успорување на апсолутните брзини од влезот до излезот. Поради порастот на релативните брзини, меѓулопатичниот простор за дозвучно струење се стеснува, така што струењето низ колото е слично со струење низ млазник. Тоа е конфузно. Струењето низ турбината е забрзано. Ова не е противречно со факотот дека при протекување на течноста низ турбината, струјата на кинетичката енергија се намалува, поради опаѓање на апсолутната брзина.

Работните кола на пумпите и компресорите или вентилаторите, исто така, можат да бидат аксијални, а кога се радијални, струењето е центрифугално, па обемната излезна брзина ( $u_2$ ) е поголема од влезната ( $u_1$ ). Релативната брзина  $w_3$  е помала од  $w_0$  или евентуално е еднаква на неа. Овие кола се забавени, а меѓулопатичните простори за дозвучно струење се прошируваат во насока на струење на флуидот - тие се дифузни.

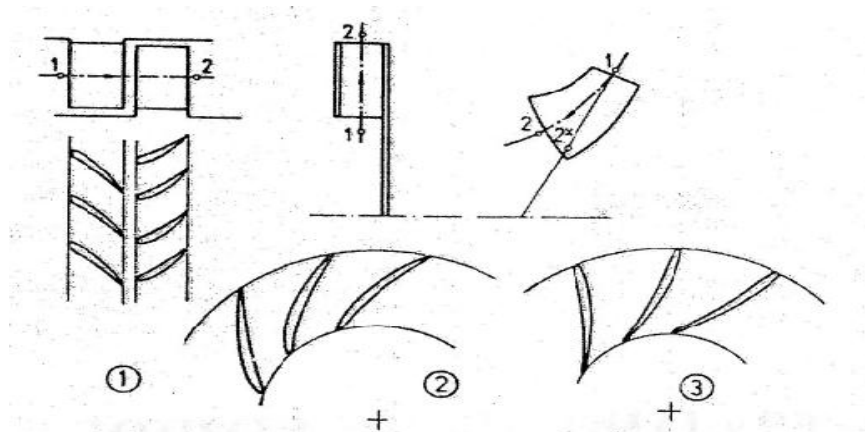
Загубите поради триење во работните кола зависат од интензитетот на релативните брзини и од карактерот на промените на тие брзини. Во принцип, при иста брзина се помали кај забрзано (турбинско) струење, отколку кај забавено (пумпно) струење.

## 4. Струење на невискозен флуид кај турбомашините

### 4.1. Решетка од профили и профили

Проучувањето на струењето низ колото на турбомашините во голема мера се олеснува ако траекториите на флуидните честички и контурата на лопатичните профили се претстават во рамнина. Тоа се постигнува со пресликување на осносиметричните струјни површини во рамнина. Ако струјните површини се коаксијално цилиндрични, како што е тоа случај кај аксијалните кола кај пумпите, турбините или компресорите, слика 4.1/1, пресликувањето се изведува со расекување на една струјна површина по изводницата и развивање во рамнина, слика 4.2. На тој начин секоја струјна површина одредена со радиусот на цилиндарот  $r$  дефинира соодветна рамнинска струјна слика. Лопатките на колото, кои најчесто се изведуваат во форма на аеродинамичен профил, се исцртуваат во рамнинската слика како права и периодична низа на идентични контури. Со продолжување на вака добиените слики на едната и другата страна до бесконечност, се добива права решетка од профили, слика 4.1/1.

Кај чисто радијалните кола, од кои едно е претставено на слика 4.1/2, решетката од профиле е кружна. Таква решетка ќе се добие и во случај кога струјните површини се конусни, со развивање на обвивката на конусот во рамнина. Меѓутоа, ако изводницата на струјните површини е крива линија, директното развивање во рамнина не може да се изведе, и во тој случај се применуваат приближни методи. На слика 4.1/3 претходно е пресликана изводницата 12 во изводница на конусот 12<sup>x</sup>, а потоа обвивката на тангентниот конус е развиен во рамнината. Точното пренесување на профилот во рамнина се постигнува со пресликување на два тангентни конуса или со претставување на лопатките во праволиниски рамнински систем  $(x,y)$  со нанесување на вредностите на криволиниските координати  $(q_1,q_3)$  по должина на оската, прикажани на слика 3.4.



Слика 4.1 Профилни решетки во турбомашините:

1. Аксијално коло со права решетка, 2. Радијално коло со кружна решетка и
3. Радијално-аксијално коло со приближно одредена кружна решетка

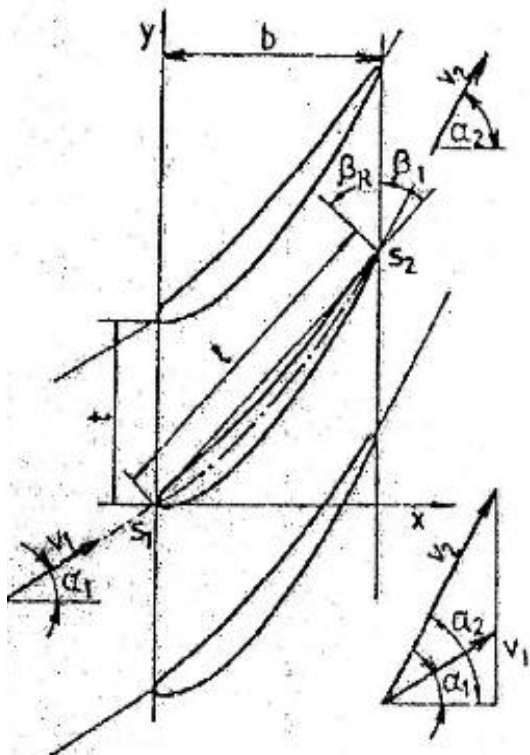
**Прави решетки** - Решетка од прави профили, слика 4.2, потполно е определена со обликот и големината на профилот, со нејзиниот чекор и наклонот во решетката. Формата на профилот е стандардизиран и податоците за нив се наоѓаат во прирачниците, при што сите димензии на профилот се определени, доколку се избере само една од нив, најчесто тоа е должината на профилот, односно должината на тетивата на профилот  $l$ . Чекорот на профилот  $t$  е одреден со растојанието на хомологните точки на соседните профили, а се дефинираат и со релативните големини: релативен чекор  $t/l$  или со густината на решетките  $l/t$ . Кога чекорот  $t$  неограничено расте, решетката се сведува на еден профил, а нејзината густина тежи кон нула. Наклонот се одредува со аголот на профилот на тетивата во однос на оската на решетката  $\beta$ , или со аголот на нормалата на тетивата во однос на оската на решетката  $\beta_R$ . Овие два агли се комплементарни, од каде:

$$\beta + \beta_R = \frac{\pi}{2} \quad (4.1.)$$

Покрај наведените големини дадена е и ширината на решетката  $b$  е:

$$b = l \cdot \sin \beta t \quad (4.2.)$$

Геометриската слика на решетката на профилот во потполност е дефинирана со три меѓусебно независни податоци, а тоа се: 1. Обликот и големината на профилот, 2. Чекорот  $t$  или неговите соодветни бездимензиски



Слика 4.2 Профил на права  
решетка

големини  $t/l$  или  $l/t$  и 3. Наклонот на профилот во решетката, одреден со аголот  $\beta_t$  или неговиот комплементарен агол  $\beta_R$ . Широчината на појасот на решетката  $b$ , одредена со равенката (4.2), не е независна големина.

Правата решетка остварува трајна промена на струјното поле трансформирајќи го рамнинското струење дефинирано со брзините  $v_1$  и аглите  $\alpha_1$  во друго рамнинско струење одредено со брзините  $v_2$  и аглите  $\alpha_2$ .

**Профили** - Обликот на профилот, слика 4.3, се одредува по теоретски пат или

емпириски. При теоретскиот пат обликот на контурите и средните линии на профилот се одредуваат со аналитички изрази. Средната линија на профилот е геометриско место на центарите на круговите впишани во контурата на профилот.

Средните линии, и кај теоретските и кај емпириските профили, најчесто се прави или кружни лакови. Средните линии кај емпириските профили можат да бидат и параболи, квадрати или од повисок ред.

Облиците на емпириските контури на профилот се дефинираат со систем на дискретни точки, погусто распоредени околу предните и задните ивици на профилот, а поретко по средината. Овие податоци се даваат во релативни вредности, кои претставуваат однос на дадената должина и должината на профилот. Испакнатата или задната контура е дадена со функцијата:

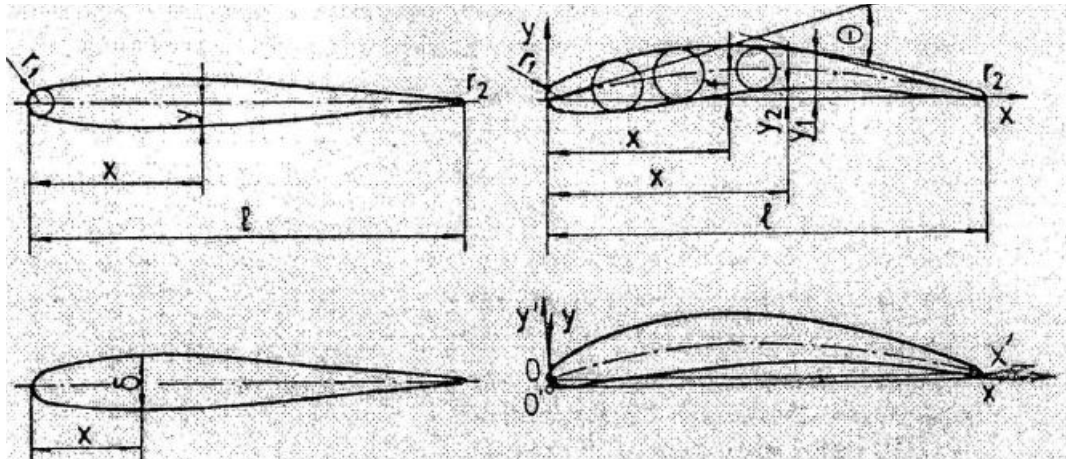
$$y_1/l = f_1(x/l),$$

а вдлабнатата или градната контура со функцијата:

$$y_2/l = f_2(x/l).$$



Координатниот систем се поставува, зависно од конвенцијата усвоена при изработката на нормативите, така што оската  $x$  е по должина на тетивата на средната линија на профилот, а оската  $y$  е нормална на неа или оската  $x'$  е по должина на подножната тангента, а оската  $y'$  е нормална на неа, слика 4.3.



Слика 4.3 Аеродинамичен профил

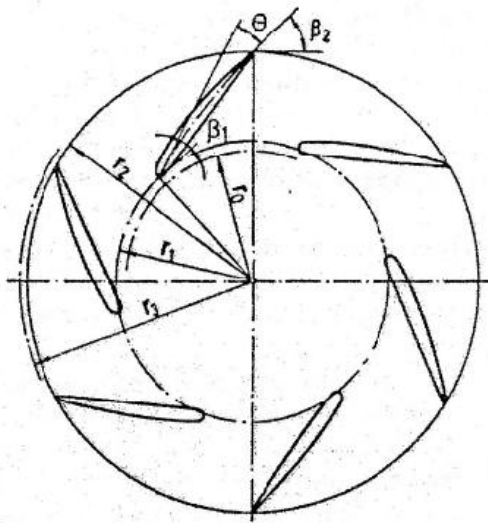
Кај симетричен профил, големините  $y_1$  и  $y_2$  се меѓусебно еднакви, но се со спротивни знаци, а средната линија е права.

За точно одредување на обликот на профилот важни се и следните податоци: радиусите на заоблување на врвовите и краевите ( $r_1, r_2$ ), максимална дебелина  $\delta_{\max}$  и нејзиното растојание  $x$  од врвот на профилот, максималниот наклон на средната линија  $f_{\max}$  со соодветната надолжна кота, кривината на профилот одредена со аголот  $\theta$  кој го склопуваат тангентите повлечени низ почетната и крајната точка на средната линија.

Конструкцијата на средната линија е објаснета, треба само да се додаде дека таа се повлекува од центарот до центарот на круговите од кривината на краевите на профилот, а нејзините продолжетоци од контурите на профилот се тангенти повлечени во центрите на овие кругови. Така добиените пресеци на средната линија со контурата на профилот ја дефинираат неговата предна и задна точка. Тетивата која ги спојува овие точки ја одредува должината на профилот ( $l$ ).

Наместо збир од точки, за дефинирање на емпириските профили можат да се применат сегменти на кружните лакови, кои меѓусебно се допираат.

**Кружни решетки** - Кружните решетки со  $N$  идентични профили



Слика 4.4 Кружна решетка кај  
вентилатор

возможно е да се конструираат со  
сукцесивно ротирање на еден од нив  
околу средиштето за агол  $2\pi / N$ . Тој агол  
претставува период или чекор на  
кружната решетка. На слика 4.4  
прикажана е кружна решетка на еден  
вентилатор. Таа е потполно определена  
ако се познати радиусите на влезниот и  
излезниот круг кои го ограничуваат  
венецот на решетките, обликот,  
должината ( $l$ ) и бројот на профили  $N$ . На  
тој начин се познати и аглите кои ги  
заклопуваат тангентите повлечени низ

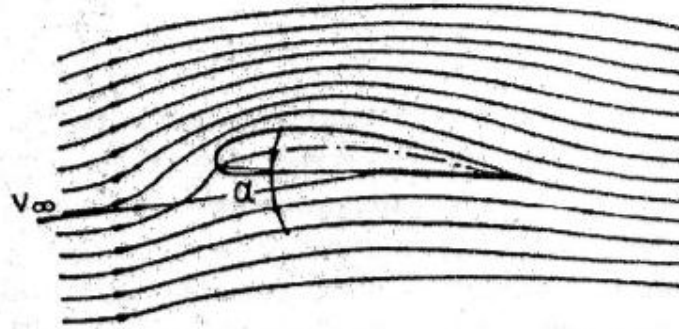
почетната и крајната точка на средната линија на профилот со тангентите од  
круговите со радиуси на  $r_1$  и  $r_2$ . Тоа се аглите  $\beta_1$  и  $\beta_2$ . Истовремено е познат и  
аголот на кривината на профилот  $\theta$ , дефиниран на ист начин како и за  
поединечниот профил.

При проучување на струењето низ вртлива кружна решетка се смета  
дека подрачјето на изедначено струење е во близина на влезот и излезот, на  
самите кругови со радиуси  $r_0$  и  $r_3$ , кои многу малку се разликуваат од  $r_1$  и  $r_2$ .

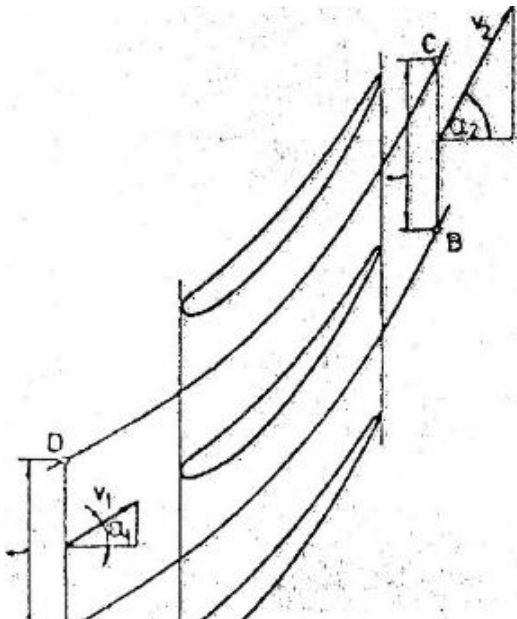
#### 4.2. Особини на струење околу профилот и низ решетката

**Струење околу профилот** - При теоретско определување на струењето  
на невискозен флуид околу профилот се прифаќа ставот дека секоја струјница  
може да се замени со цврсти совршено глатки видови, а при тоа во струјното  
поле ништо да не се промени. Ако затворената струјница се замени со цврст  
сид, односно цврста контура, ќе се добие струење околу тело потопено во  
флуидна струја. Ова е основа при теоретското определување на струењето  
околу цврсти контури. Покрај теоретско, се применува и емпириско  
определување на струењето околу профил, кое е засновано на  
експериментални истражувања.

Со анализирање на струењето околу профилот се заклучува дека пореметувањето на паралелното струење - какво што е струењето далеку од профилот - најизразено е во близина на самата контура, а се губи со оддалечувањето од неа. Теоретски, влијанието на профилот на струјното поле се протега до бесконечност, а практично исчезнува на растојанија сразмерни со должината на профилот.



Слика 4.5 Струење околу профилот



Слика 4.6 Циркулација на брзините околу профилот во решетката

Струјното поле, а со тоа и текот на струењето околу профилот, зависи од обликот на профилот и аголот  $\alpha$  кој брзината во бесконечно далечни точки во просторот ( $\vec{v}_\infty$ ) го заклопува со тетивата на профилот. Тој агол се нарекува нападан агол. Обликот на струјницата, слика 4.5, не зависи од интензитетот на брзината во бесконечноста, но брзините по должина на струјницата се менуваат сразмерно со бесконечната брзина.

**Струење низ решетка и циркулација на брзината** - Струјната слика на токот на идеалниот флуид низ решетката на профилот се карактеризира со значителна разлика во однос на струењето околу еден профил, самостојно поставен во паралелна струја. Додека брзините бесконечно далеку пред и

позади профилот се исти, независно од обликот на профилот и нападниот агол, дотогаш брзините пред и позади решетката се, општо гледано, различни и меѓусебно еднакви само во некои посебни случаи. Заради тоа потребно е брзините и на нив припадните агли различито да се означат за подрачјата пред и позади решетката. На слика 4.6. на брзините и аглите бесконечно далеку пред решетката додаден е индекс 1, а на брзините и аглите зад решетките индекс 2. Струењето на доволна оддалеченост пред решетката е рамномерно и паралелно, со брзината  $(v_1, \alpha_1)$ , а зад решетката исто така рамномерно и паралелно, но со брзина  $(v_2, \alpha_2)$ . При тоа аглите  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  се различни.

За некомп्रेसибилно струење, од равенката на континуитетот следи дека е:

$$v_1 \cos \alpha_1 = v_2 \cos \alpha_2 \quad (4.3)$$

а од нееднаквоста на аглите  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  следи нееднаквост на компонентите на брзината паралелни со оската на решетки, од каде е:

$$v_1 \sin \alpha_1 \neq v_2 \sin \alpha_2. \quad (4.4)$$

Резултат на овие нееднаквости е во постоењето на циркулацијата на брзините  $\Gamma$  по должината на контурата на профилот во решетката, од каде е:

$$\Gamma = \int_C (\vec{v}, d\vec{s}) \quad (4.5)$$

каде  $C$  ја означува контурата на профилот,  $\vec{v}$  е брзина во некоја точка од контурата,  $d\vec{s}$  е елемент од лакот на контурата. Но, бидејќи во подрачјето надвор од контурата на профилот нема нови виори, вредноста на циркулацијата нема да се промени, ако контурата  $C$  се замени со некоја поширока, под услов проширената контура да не опфаќа и други профили. Заради периодичноста на струењата најпогодно е новата контура да се ограничи со две должини  $AD$  и  $BC$  паралелни со оската на решетката, а по должина е еднаква со чекорот  $t$  и со две идентични ступјеници  $AB$  и  $DC$  така што се меѓусебно оддалечени за чекор  $t$ . Со ваков избор на новите контури за пресметување на циркулацијата на брзината, равенката (4.5) ќе премине во облик:

$$\Gamma = \int_{AB} (\vec{v}, d\vec{s}) + \int_{BC} (\vec{v}, d\vec{s}) + \int_{CD} (\vec{v}, d\vec{s}) + \int_{DA} (\vec{v}, d\vec{s}) \quad (4.6)$$

Заради идентичност на струјниците  $AB$  и  $CD$  со интегрирање по нивната должина се добиваат исти вредности, но со спротивни знаци, при што тие два интеграла во збирот даваат нула. Со интегрирање по должина на  $BC$  и  $DA$  се добива:

$$\int_{BC}(\vec{v}, d\vec{s}) = \int_{BC} v_2 \sin \alpha_2 \cdot dt = t v_2 \sin \alpha_2$$

и 
$$\int_{DA}(\vec{v}, d\vec{s}) = \int_{DA} v_1 \sin \alpha_1 \cdot dt = -t v_1 \sin \alpha_1,$$

При што равенката (4.6) се сведува на:

$$\Gamma = t (v_2 \sin \alpha_2 - v_1 \sin \alpha_1) \quad (4.7)$$

Од горната равенка следува дека при постоење на циркулација на брзината околу профилот во решетката се остварува струјно скршнување со промена на интензитетот, а во некои случаи и на знакот, на брзината  $v_2 \sin \alpha_2$ , во однос на брзината  $v_1 \sin \alpha_1$ . При тоа, компонентите на брзината нормални на оската на решетката остануваат меѓусебно еднакви, што е во согласност со равенката (4.3). Според равенката (4.7) брзината  $v_2 \sin \alpha_2$  е поголема од  $v_1 \sin \alpha_1$  ако циркулацијата е позитивна. Во случај кога циркулацијата ќе го промени знакот ситуацијата е обратна. При тоа, треба да се има во предвид дека знакот во изразот (4.7) зависи и од насоката на заобиколување на контурите при интегрирање. Претходно изложената постапка за заобиколување на контурите е претставена во математичка насока, спротивно од насоката на движење на стрелките на часовникот.

Во посебен случај, при одредена вредност на аголот  $\alpha_1$ , се остварува струење при кое е:  $v_1 = v_2$  и  $\alpha_1 = \alpha_2$ , при што циркулацијата е еднаква на нула.

### 4.3. Рамнинско струење околу профил и низ решетка

**Профили** - За определување на струењето на некомп्रेसибилен флуид околу профил со познат облик и дефинирани димензии се применуваат равенките за потенцијално струење. Најчесто задачата се решава со определување на струјните и еквипотенцијалните функции или нивните нумерички вредности. Определување на струјна функција која формира

затворена контура, која се поклопува со контурата на профилот, под услов таа функција да ја определува брзината во последниот врв на профилот еднаква на нула, тогаш е решена задачата за определување на струењата околу профилот.

Во постапката за решавање се применуваат аналитичките функции со комплексни променливи. Еквипотенцијалната функција е реален, а струјната функција имагинарен дел од аналитичката функција, која истовремено претставува комплексен потенцијал на струењето.

Решението се добива ако се тргне од познато струење околу било каква затворена контура, потоа да се најде функцијата на пресликување која на конформен начин ја трансформира познатата контура во профил на бараниот облик. Другиот начин за добивање решение се состои во определување на резултантното струење кое настанува кога, наместо истражуваниот профил, се постави низа континуирано или дискретно распоредени сингуларни струења, типови на извори, понори, вртлози и двопола, кои суперпонирани со паралелното струење даваат струење околу контурата на профилот. Првата од наведените методи носи назив *метода на конформно пресликување*, а другата метода на сингуларитет или *метода на интегрална равенка*. Тие многу често се применуваат, самостојно или комбинирано. Кај комбинираната примена еден дел од задачата се решава, на пример, со пресликување, а другиот со метод со сингуларитети.

**Рамнинско струење низ права решетка** - Струењето низ решетката на профилот се решава, во принцип, на ист начин и со исти средства како и околу еден профил. Само што, во овој случај, функциите кои го определуваат струјното поле, а тоа се струјната функција  $\psi$  и потенцијалната брзина  $\phi$ , ќе бидат периодични. Заради тоа за комплетно решавање е доволно да се одреди струењето во појасот на еден чекор од решетката. Всушност, доволно е да се определи брзината бесконечно далеку пред и зад решетките и брзината по контурата на профилот, за задачата да се смета дека е решена.

Теоретските постапки за определување на струењето низ решетки од профили со примена на аналитички функции на комплексно променливи, претставуваат моќно и многу ефикасно средство. Значењето на овие методи,

без оглед на големата сложеност на пресметките и практично неможноста за добивање на решенија во конечен облик, расте се повеќе, благодарение, во прв ред, на развојот и непрекинатото усовршување на брзите сметачки машини.

Како што е познато од Механика на флуиди секоја рамнинаска задача за определување на потенцијалното струење, може да се решава директно, со изнаоѓање на потенцијални мрежи кои ги сочинуваат функциите  $\psi$  и  $\varphi$ , и истото важи и за струењето низ решетки. Со диференцирање на струјните функции по координатите, се добиваат компонентите на брзините:

$$v'_x = \frac{\partial \psi}{\partial y}; \quad v'_y = \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (4.8)$$

а за случај на потенцијално струење исполнет е условот:

$$v_x = \frac{\partial \varphi}{\partial x}; \quad v_y = -\frac{\partial \varphi}{\partial y} \quad (4.9)$$

од каде следуваат познатите Коши-Раманови (Cauchy-Riemann) равенки:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{\partial \psi}{\partial y} \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial y} = -\frac{\partial \psi}{\partial x}$$

Од Коши-Рамановите равенки следи дека функциите  $\varphi$  и  $\psi$  се хармониски и спрегнати, бидејќи кога едната од нив е позната, другата се одредува со директно интегрирање. Тие ја задоволуваат Лапласовата (Laplace) равенка:

$$\Delta \varphi = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 0 \quad (4.11)$$

$$\Delta \psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = 0$$

и ја дефинираат аналитичката функција на комплексните променливи  $z = x + iy$

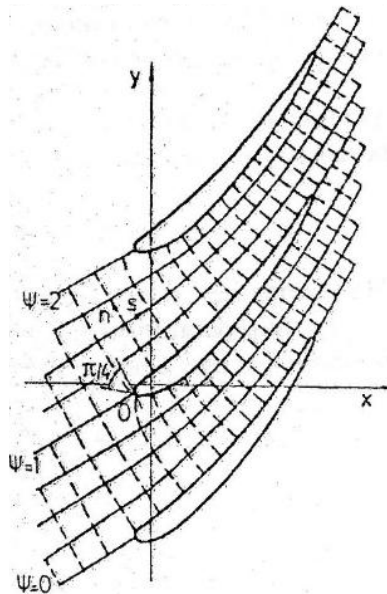
$$w(z) = \varphi(x, y) + i \psi(x, y). \quad (4.12)$$

Почетните услови за определување на струењето низ позната решетка од профили се утврдуваат со задавање на брзини бесконечно далеку пред решетката  $(v_1, \alpha_1)$  и со определување на положбата на задната нулта точка. Аголот  $\alpha_1$  може да има произволна вредност од областа на поволни нападни

агли. За брзината  $v_1$  препорачливо е да се избере вредност која одговара на единечен проток низ еден меѓулопатичен простор и слој на единечна висина, што е еквивалентно со единечната висина на лопатката. Во тој случај е:

$$t v_1 \cos \alpha_1 = 1 \quad \text{или} \quad v_1 = \frac{1}{t \cos \alpha_1}$$

За така избрана брзина практично е да една струјница, која во себе содржи профил на лопатка, има вредноста  $\psi = 0$ . Тогаш на струјницата која го опфаќа следниот профил и одговара вредност  $\psi = 1$ , бидејќи протокот низ полето кое одговара на појасот помеѓу двете струјници е еднаков на разликата од вредностите на струјните функции на тие струјници.



Слика 4.7 Потенцијална мрежа на струење низ решетката

Со ваков избор на интензитет на брзината не се нарушува севкупноста на решението, бидејќи со менување на интензитетот на брзината  $v_1$  се менува, во ист сооднос, и интензитетот на сите брзини во струјното поле, притоа задржувајќи го аголот на наклонот.

Положбата на последната запирна точка (нулта точка) одредена е со ставот за глатко опструјување од контурата, по кој последната нулта точка е на местото со најмал радиус на кривината, или на врвот, ако профилот е шилест. Овој став го формулирале Жуковски и Чаплигин (Joukowsky, Tchapliguine) 1909 година, а независно од нив Кута (Kutta) 910 година.

Кога за вака определени почетни услови, се нацрта мрежата на струјници и еквипотенцијалните линии, се добива нулто решение кое понатаму со нумерички постапки на постојани приближувања се дотерува сè додека равенките (4.10) не бидат задоволени со однапред утврдена течноост. На сликата 4.7 прикажана е потенцијалната мрежа на струењето низ решетка од прави профили.

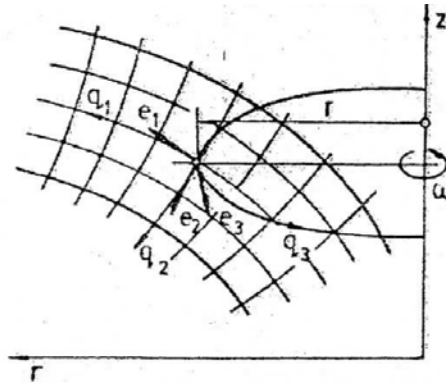


Постапката како што може да се види е доста едноставна, но, за да се добие задоволувачко решение треба да се извршат голем број нумерички испитувања за секој степен на приближување, и тие се многу (обично по 10 - 15). Затоа, овие методи се опишуваат, во прв ред, од поучни причини, бидејќи овозможува многу сликовито прикажување на струјното поле. За практично решавање се применуваат други многу брзи и ефикасни постапки. Меѓу нив треба посебно да се потенцира методот на комформно пресликување и методот на сингуларитети. Вториот метод се нарекува уште и метод на интегрални равенки. Овие методи во суштина не се разликуваат од соодветните постапки, кои беа изложени при решавање на струењето околу еден профил. Принципиелната разлика е само во тоа што бараното решение е периодично, при што структурата на равенките дополнително се усложнува, и затоа за добивање на решение пресметковните постапки се долготрајни.

Секоја од наведените методи има свои предности и недостатоци, поради што често се применуваат комбинирани, како што беше тоа случај кај еден профил.

#### **4. 4. Просторно радијално-аксијални струења**

Општо гледано, струењето во сите турбомашини е просторно т.е. брзините во секоја точка од струјниот простор зависат од сите три просторни координати, не зависно од изборот на координатниот систем. Класификација на струењето и добивање на шематски струјни слики, кои одговараат на едnodимензионално, дводимензионално и тродимензионално струење, образложено е во делот 3.2. Тука ќе се врши разгледување на принципите за определување на просторните струења, кои со шематски приказ преку струјни слики и соодветен избор на координатниот систем, може да се раздвојат на две дводимензионални компоненти на струењето, како што е прикажано на слика 3.4 и 4.11



Слика 4.11 Дефинирање на ортогоналните криволиниски координати во ради-аксијален струен простор

Компонентните струења се, слика 4.11, по меридијанска рамнина определени со координатите  $(q_1, q_2)$  за  $q_3 = \text{const}$ , и по осносиметричните ротациони површини создадени со ротација на линијата  $q_1$  околу оската на струјниот простор. Одвојување на струењето е возможно, заради занемарување на брзината по должина на координатната оска  $q_2$ .

При определување на ова струење се тргнува од општата Ојлерова равенка на движење дадена во облик (1.9), и од равенката на континуитет (1.5) или во облик (1.5'') кој се однесува на некомп्रेसибилан флуид. Ојлеровата равенка (1.9) е дадена за стационарно струење, и најчесто се усвојуваат услови флуидот да е идеален (струење без триење) и во струјното поле да нема вртлози (потенцијално струење). Меѓутоа, постојат и решенија за струење со триење (при ламинарни отпори или квадратен закон на триење).

**Меридијанско струење.** - За случај на чисто меридијанско осносиметрично струење, без кружни компоненти на брзината, решавањето на задачата се сведува на определување на мрежата на струјните ( $\Psi$ ) и еквипотенцијалните ( $\phi$ ) линии. Бидејќи функциите  $\phi$  и  $\Psi$  се хармониски и ја задоволуваат Лапласовата равенка, доволно е да се реши една од двете равенки, која во поларно-цилиндричниот координатен систем  $(r, \theta, z)$  гласи:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} = 0 \quad (4.32)$$

Решението е еднозначно кога контурите на струјниот простор се познати. На слика 4.12 тие контури обележани се со  $i$ -и и  $e$ -е. Струењето низ целиот простор е без ротациони компоненти. Мрежата на струјните и еквипотенцијалните линии, која претставува решение на задачата, се определува со последователни приближувања што е вообичаена постапка за определување на потенцијалната мрежа.

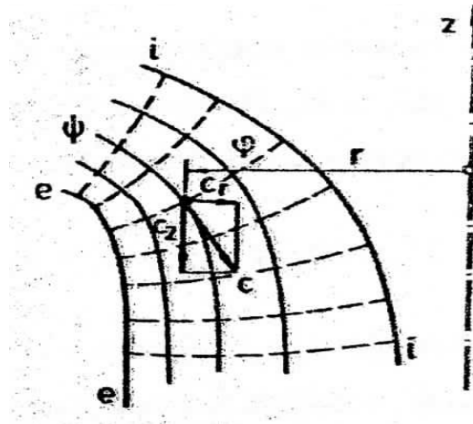
Брзините се тангенти на струјната линија, а нивните радијални  $C_r$  и аксијални компоненти  $C_z$  се:

$$c_r = \frac{\partial \varphi}{\partial r} = \frac{l}{r} \cdot \frac{\partial \Psi}{r \partial z}; \quad c_z = \frac{\partial \varphi}{\partial z} = -\frac{l}{r} r \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial r} \quad (4.33)$$

За случај на струење низ осно-симетричен простор кога постојат и кружни компоненти на брзината, равенките за определување на струењето стануваат значително сложени. При тоа, треба да се има во предвид дека при струење низ простор со фиксни лопатки (коло за усмерување) или ротирачки лопатки (коло на турбомашина), струјните слики во сите меридијански рамнини не се исти. Затоа со решавање на задачата се бара просечно струење, кое одговара на реалното, по протокот и разменетата енергија. Просечното струење се однесува на еден меѓулопатичен простор, бидејќи се смета дека струењето помеѓу сите лопатки е исто.

Иако со воведување на просечно струење задачата значително се поедноставува, сепак струењето е значително посложено од чисто осно- симетрично струење. Сложеноста е условена од влијаето на кружните компоненти на брзината и од намалувањето на проточниот пресек заради конечната дебелина на лопатките. При решавање на задачите треба да се води сметка дека кружната брзина се менава во зависност од обликот на лопатката и аголната брзина на колото. За да се добие решение, неопходно е дефинирање на обликот и димензиите на лопатката.

Покрај наведеното, дополнително отежнување претставува и поврзаноста на равенките за определување на меридијанското струење и струењето по осно-симетрични ротациони струјни површини, бидејќи и во едните и во другите фигурираат кружните компоненти на брзината. Затоа неопходно е овие две задачи да се решаваат паралелно, а решението се добива со последователни приближувања.



Слика 4.12 Меридијанско струење околу  
радијално-аксијални простори

Честопати определувањето на меридијанскиот пресек на струењето се заснова на решавање на осно-симетричната задача, дефинирана со равенките (4.32) и (4.33). Во тој случај линиите  $\Psi$  и  $\varphi$  определени во овој дел од задачата, одговараат на координатните линии ( $q_1, q_2$ ) од генерализираниот координатен систем во кој се решава струењето по ротационите неразвиени осно-симетрични површини. Меридијанската брзина:

$$C_m = \sqrt{C_r^2 + C_z^2} \quad (4.34)$$

определена во првиот дел од задачата, претставува средна вредност на брзината по должина на координатата  $q_1$  во другиот дел од задачата. Брзините по должина на координатата  $q_2$  се еднакви на нула. Брзините по лаците  $q_3$  се определува во другиот дел од задачата.

**Струење по осносиметрични површини** - овие површини се сечат со лопатките на машината (усмерувачки или подвижни) и ја формираат решетката на профилот. При решавање на струењето се набљудува бесконечно тенок слој со променлива дебелина, ограничен со две соседни ротациони струјни површини.

За определување на струењето се препорачува претходно дефинираниот криволиниски ортогонален систем ( $q_1, q_2, q_3$ ). Основните равенки од кој се добива решение на задачата се равенките на континуитет и равенките кои го дефинираат условот за невртложност, а тие се:

$$\frac{\partial}{\partial \cdot q_1} (H_2 H_3 C_1) + \frac{\partial}{\partial q_2} (H_2 H_3 C_1) = 0 \quad (4.35)$$

$$\frac{\partial}{\partial \cdot q_1} (H_3 C_3) + \frac{\partial}{\partial q_2} (H_1 C_1) = 0 \quad (4.36)$$

Во горните равенки  $c_1$  и  $c_2$  се брзини по должина на координатната линија  $q_1$  и  $q_3$ , а  $H_1, H_2$  и  $H_3$  се Ламеови (Lame) коефициенти. За струење по ротациона површина  $q_2 = const$ , Ламеовите коефициенти се:

$$H_1 = 1; \quad H_2 = \frac{\Delta(q_1)}{\Delta(0)} = h(q_1); \quad H_3 = \frac{r}{r_0} \quad (4.37)$$

Овдека  $\Delta(q_1)$  е елементарна дебелина на слојот помеѓу две соседни струјни површини, а  $\Delta(0)$  е дебелина на слојот на референтниот влезен круг со радиус  $r_0$ . Величината  $h(q_1)$  е релативна дебелина на слојот.

Равенката (4.35) ја дефинира струјната функција  $\Psi$  така што е:

$$H_2 H_3 c_1 = \frac{\partial \Psi}{\partial q_1}; \quad H_1 H_2 c_3 = \frac{\partial \Psi}{\partial q_3} \quad (4.38)$$

Исто така, со равенката (4.36) се одредува потенцијалот  $\varphi$  од каде е:

$$H_3 H_3 = \frac{\partial \varphi}{\partial q_3}; \quad H_1 c_1 = \frac{\partial \varphi}{\partial q_1} \quad (4.39)$$

Струењето по криволиниска површина која настанува како резултат на ротација на контурата  $q_1$  околу  $z$  оската, може конформно да се преслика во рамнина  $(x, y)$  на слика 4.13, со воведување на трансформацијата:

$$dx = dq_3; \quad dy = \frac{H_1}{H_3} dq_1$$

од каде следува:

$$x = q_3; \quad y = \int_0^{q_1} \frac{H_1}{H_3} d \cdot q_1 \quad (4.40)$$

На новото струење во рамнината  $(x, y)$  одговараат брзините  $v_x$  и  $v_y$ , а нивната врска со брзините  $c_1$  и  $c_3$  е:

$$v_x = \frac{r}{r_0} c_3; \quad v_s = \frac{r}{r_0} c_1 \quad (4.41)$$

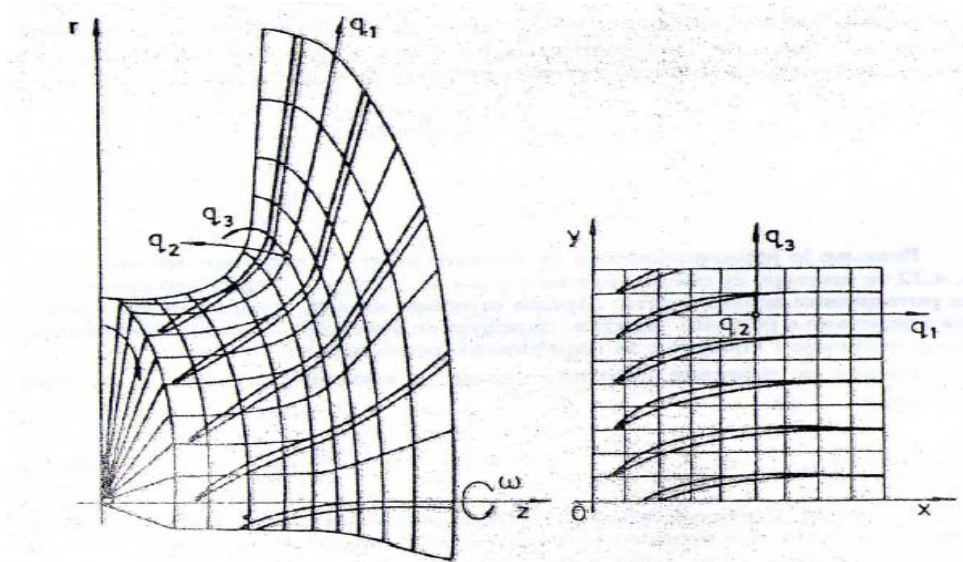
На сруењето во рамнината  $(x, y)$  одговараат струјната функција  $\Psi$  и потенцијалот  $\varphi$  одредени се равенките:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} - \frac{\partial \ln h}{\partial y} \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial y} = 0 \quad (4.42)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} - \frac{\partial \ln h}{\partial y} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial y} = 0 \quad (4.43)$$

Брзините  $v_x$  и  $v_y$  се одредени со релацијата:

$$V_x = \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{1}{h} \frac{\partial \Psi}{\partial y} \quad ; \quad V_y = \frac{\partial \varphi}{\partial y} = -\frac{1}{h} \frac{\partial \Psi}{\partial x} \quad (4.44)$$



Слика 4.13 Пресликување на неразвиени ротациони рамни површин

Равенките (4.22) и (4.43) претставуваат основа за определување на струењето низ решетките од профили на осно-симетрична површина во слој со променлива дебелина. Тие за  $h = \text{const}$  се сведуваат на Коши - Римановите равенки.

#### 4.5. Струење низ ротациони решетки

Се разгледуваат два карактеристични случаи на струење низ ротациони решетки. Тие се, првото, струење низ аксијални кола и права решетка од профили и второто, струење низ радијално и радијално-аксијални кола и нивните соодветни решетки на профилот.

При проучување на струењето низ рамни неподвижни решетки, прави или кружни, се одредува поле на апсолутни брзини. Таквото струење добро се сложува со струењето низ осносиметричните простори на турбомашина со усмерувачки лопатки. При струење низ работното коло, ротационата брзина ( $u$ ) е преносна брзина, а флуидните честички се движат во однос на работното коло со релативна брзина ( $w$ ), а во однос на куќиштето со апсолутна брзина ( $c$ ). Врската на овие брзини се определува со примена на законот за релативно движење, од каде е:

$$\vec{c} = \vec{u} + \vec{w} \quad (4.45)$$

**Аксијално коло.** – На аксијалното коло одговараат прави решетки на профилот, а на ротацијата на колото со константна аголна брзина  $\omega$  одговара транслаторно движење на решетката со брзина  $u = r \cdot \omega$

Циркулацијата на брзина околу лопатките се пресметуваат со апсолутна ( $c$ ) или релативна брзина ( $w$ ) и ќе биде, спрема равенката (4.7)

$$\Gamma_c = t(c_{3u} - c_{ou}) \quad (4.46)$$

$$\text{и} \quad \Gamma_w = t(w_{3u} - w_{ou}) \quad (4.47)$$

Брзините  $v_2 \sin \alpha_2$  и  $v_1 \sin \alpha_1$  од равенката (4.7) заменети се во равенките (4.46) со компонентите на брзината  $C$  паралелни со брзината на ротација на колото  $u$ , земени бесконечно далеку пред и зад решетката:

$$v_2 \sin \alpha_2 = c_{3u} \quad \text{и} \quad v_1 \sin \alpha_1 = c_{ou}$$

Бидејќи брзината на ротација на колото истовремено е и брзина на транслација на правата решетка, за пресметка на циркулацијата со релативните брзини заменети во равенката (4.47) се добива:

$$v_2 \sin \alpha_2 = w_{3u} \quad \text{и} \quad v_1 \sin \alpha_1 = w_{ou}$$

Врз база на равенката ( 4.45 ) и слика 4.14 се добива:

$$\begin{aligned} c_u + w_u &= u \\ c_u &= u - w_u \end{aligned} \quad (4.48)$$

Врз база на равенката (4.48) од равенката (4.46) следи:

$$\Gamma_c = t [(u - w_{3u}) - (u - w_{ou})] = t(W_{ou} - W_{3u}) = -\Gamma_w \quad (4.49)$$

Поради ист интензитет на циркулацијата на брзините  $\Gamma_c$  и  $\Gamma_w$  може за определување на релативното струење низ аксијално коло и права решетка од профили, да се пресмета струењето низ неподвижни решетки со брзини во бесконечност еднакви со брзините на релативното струење.

**Радијални и радијално-аксијални кола.** - Со аналогна постапка, која е применета за трансформација на равенките (4.7) во (4.6) и (4.47), може од равенката (4.15) да се добие израз за определување на циркулацијата на апсолутните и релативните брзини околу лопатките на радијално коло. Тие се:

$$\Gamma_c = t_2 C_{3u} - t_1 C_{ou} \quad (4.50)$$

$$\Gamma_w = t_2 C_{3u} - t_1 W_{ou} \quad (4.51)$$

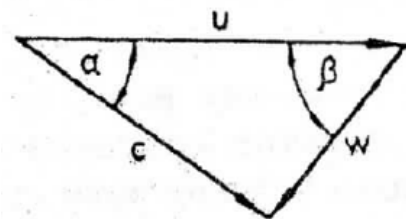
За да се добие равенката (4.50) и равенката (4.15) е применета следната замена:

$$v_{3\varphi} = w_{3u} ; v_{0\varphi} = c_{ou}$$

а за равенката (4.51) :

$$v_{3\varphi} = w_{3u} ; v_{0\varphi} = c_{ou}$$

Брзините со индекс нула, теоретски, се однесуваат на простор кој е бесконечно далеку од колото, а практично, поради многу брзо изедначување на брзините по чекорот, на брзините непосредно пред колото. Брзините со индекс 3, теоретски, се бесконечно далеку, а практично непосредно позади колото. Чекорите  $t_1$  и  $t_2$  се однесуваат на влезниот и излезниот пресек на колото.



Слика 4.14 Триаголник на брзини

Поради врската на брзините ( $u$ ,  $w$ ,  $c$ ) дадена со релацијата (4.48), равенката (4.50) преминува во облик:

$$\Gamma_c = t_2 \cdot c_{3u} - t_1 \cdot c_{ou} = t_2(u_2 - w_{3u}) - t_1(u_1 - w_{ou})$$

каде што е:

$$\Gamma_c = (t_2 \cdot u_2 - t_1 \cdot u_1) + (t_1 w_{3u} - t_1 w_{ou})$$



$$\Gamma_c = (t_2 u_2 - t_1 u_1) - \Gamma_w \quad 4.52$$

Од горе изложеното следува дека циркулацијата на апсолутните и релативните брзини околу лопатките на радијалното коло немаат иста вредност. Поради тоа невртложното апсолутното струење низ колото е:

$$\text{rot } \vec{c} = 0 \quad (4.53)$$

$$\text{вртложното релативно струење е: } \text{rot } \vec{w} = 2 \vec{\omega} \quad (4.54)$$

Струјната функција на апсолутното струење  $\psi_c$  ја задоволува Лапласовата (Laplace) равенка:

$$\Delta \psi_c = 0 \quad (4.55)$$

а струјната функција на релативното струење  $\psi_w$  се добива при решавање на Поеасоновата (Poisson) равенка:

$$\Delta \psi_w = -2\omega \quad (4.56)$$

За пресметка на релативните брзини во радијални или радијално-аксијални работни кола, треба да се реши равенката (4.56), која е Поеасонов тип и го дефинира вртложното струење, што е значително посложено отколку потенцијалното.

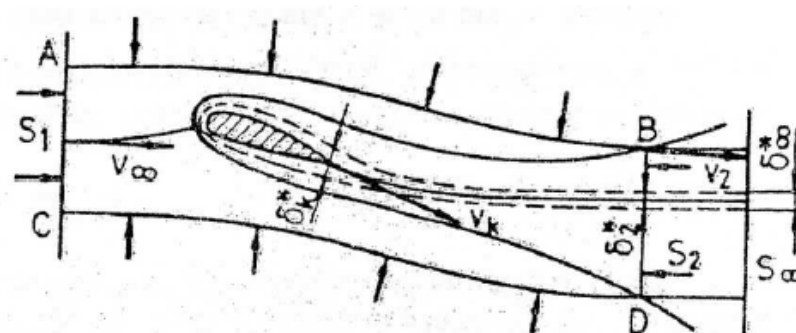
Постојат и заобиколни постапки кои овозможуваат добивање на решение со помалку тешкотии. Една од нив е постепено решавање на три компонентни струења во полето на апсолутните брзини. Прво е апсолутното струење низ неподвижна решетка. Второто е струењето на истиснување со кое се бараат тангенцијалните компоненти на апсолутната брзина по должина на контурата на профилот, кога работното коло на машината се врти со константна аголна брзина во мирна течност. Третото струење е исто така истиснување, но со него се бараат компонентите на апсолутната брзина нормални на контурата на профилот. До резултантните вредности на апсолутните брзини се доаѓа со суперпонирање на овие струења, водејќи сметка притоа на почетните и граничните услови.

Кога ќе се определат апсолутните брзини, лесно е да се најдат и релативните преку релацијата за релативно движење, равенка (4.45), бидејќи брзините на ротација се познати во секоја точка од контурата на профилот. Тие се одредени со  $\vec{u} = r \cdot \vec{\omega}$ .

## 5. Струење на вискозен флуид кај турбомашините

### 5.1 Отпор на профилот

За пресметка на силата на отпорот на профилот во рамнинско струјно поле се разгледуваат две, спрема распоредот на притисок, еквивалентни струења, види слика 5.1. Едното е реално струење на вискозен флуид, со формирање на граничен слој околу профилот и вртложен траг позади него, а второто е теоретско струење на идеална невискозна течност околу полутело, прикажано на слика 5.1 со испрекинати линии.



Слика 5.1 Граничен слој околу профилот

За да се определат силите кои дејствуваат на профилот, се издвојува ограничен струен појас, далеку пред профилот, со површината  $S_1$  нормална на брзината  $v_\infty$ , а позади него со површината  $S_2$  нормална на брзината  $v_\infty$ . Горната и долната граница на струјниот појас ја сочинуваат струјниците АВ и CD. Кога на границите на вака избраниот појас се примени теоремата за количеството на движење, напишана по должина на x-оската паралелна со брзината  $v_\infty$ , се добива, за вискозно струење:

$$\rho \int_{S_1} v^2 \cdot dy - \rho \int_{S_2} v^2 \cdot dy - R_x = 0, \quad (5.1)$$

а за струење на невискозна течност:

$$\rho \int_{S_1} v^2 \cdot dy - (S_2 - b_2^*) \rho v_2^2 - R_{ix} = 0, \quad (5.2)$$

Во горните равенки  $R_x$  е отпор на профилот со вискозен флуид, а  $R_{ix}$  е отпор на профилот со идеален флуид. Силата X е иста за двата случаи и претставува компонента на силата по X-оска која дејствува нормално на граничната струјна

површина и го изразува влијанието на околната течност. Брзината  $v_2$  одговара на потенцијалното струење по пресекот  $S_2$ , надвор од слојот со дебелина  $\delta_2^*$  каде  $\delta_2^*$  е дебелина на истиснување, прикажана со:

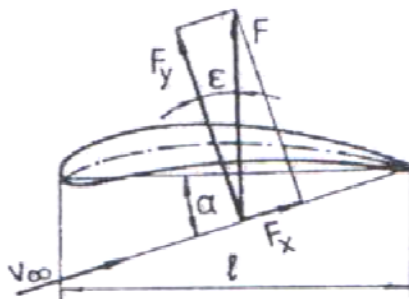
$$\delta_2^* = \int_{S_2} \left(1 - \frac{v}{v_\infty}\right) dy \quad (5.3)$$

Од горната равенка, со примена на изразот за пресметка на граничниот слој [38] се добива израз за определување на коефициент на отпор на профилот:

$$\zeta_x = 2 \left(\frac{v_k}{v_\infty}\right)^{3.2} \cdot \frac{\delta_k^{**}}{l} \quad (5.4)$$

За примена на горната равенка треба да се знае брзината  $v_\infty$ , бесконечно далеку од профилот, брзината на потенцијалното струење  $v_k$ , дебелината на падот на импулсот  $\delta_k^{**}$ . Двете вредности со индекс  $k$  се однесуваат на задната ивица на профилот. Дебелината  $\delta_k^{**}$  се определува со мерење или со пресметка.

## 5.2 Сили кои дејствуваат на профилот



Слика 5.2 Сили кои дејствуваат на профилот

**Осамен профил** – Кога цилиндричен профил се наоѓа во паралелна струја на идеален флуид, поставен со изводниците нормално на струјната рамнина, се појавува узгонска сила со кој течноста и телото делуваат взаемно едно со друго. Таа сила, за единечна висина на профилот и за циркулација на брзината определена спрема ставот на Кута-Жуковски (Kutta, Jukowsky-Жуковски), слика 5.22, изнесува:

$$F_y = \rho v_\infty \Gamma \quad (5.5)$$

и е нормална на брзината  $v_\infty$ . Значењето на ознаките е следна:  $v_\infty$  – брзина бесконечно далеку од профилот,  $\Gamma$  – циркулација на брзината,  $\rho$  – густина на флуидот.

За реален флуид силата на узгон е иста и обично се изразува во следната форма:

$$F_y = \zeta_y \frac{\rho}{2} v_\infty^2 l \quad (5.6)$$

каде е:  $l$  – должина на тетивите на профилот, слика 5.2 како и делот 4.1 и слика 4.3.

Од изразот (5.5) и (5.6) следува врската на коефициентот на узгон  $\zeta_y$  и циркулацијата  $\Gamma$ , од каде е:

$$\Gamma = \frac{1}{2} \zeta_y v_\infty l \quad (5.7)$$

При струење на вискозен флуид на профилот дејствува и силата на отпорот  $F_x$  определена со коефициентот на отпорот  $\zeta_x$ , од каде е:

$$F_x = \zeta_x \frac{\rho}{2} v_\infty^2 l \quad (5.8)$$

Момент за резултантната сила  $F$ , пресметан за челната точка на профилот е:

$$M = \zeta_m = \frac{\rho}{2} v_\infty^2 l^2 \quad (5.9)$$

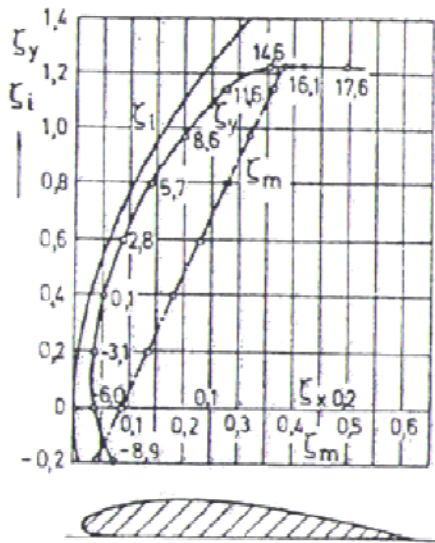
каде  $\zeta_m$  – е коефициент на моментот.

Коефициентите на узгон, отпорите и моментите, за даден профил, зависат од нападниот агол  $\alpha$ , (тоа е агол на нагибот на брзината  $v_\infty$  спрема тетивата на профилот), слика 5.2 и ширината (распон) или висината на профилот ( $B$ ). Распонот се мери по должина на изводницата нормална на рамнината со која се дефинира контурата на профилот. Распонот на профилот се изразува и бездимензиски со односот на должината и висината на профилот.

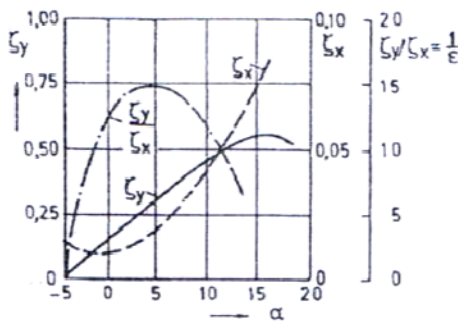
$$\lambda = l/B \quad (5.10)$$

На слика 5.3 покажана е зависноста на коефициент на узгон и отпорот за профил од збирката Гетинген број 593, распон  $\lambda = 5$ . Ваквото претставување го воведува Лилијентал (Lilienthal), поради што дијаграмот се нарекува Лилиенталова полара. На него со кругови и бројки се означени вредностите на нападните агли. Линијата црта-точка ја прикажува кривата на коефициентот на моментот. На слика 5.4 прикажан е друг начин на претставање на карактеристиките на профилот, со цртање на криви на коефициентите на узгон, отпор и односот на тие коефициенти во зависност од нападниот агол.

Во аеродинамичките лаборатории обично се определува карактеристиката на профилот за стандардно утврдени распони на профилот, а тоа се  $\lambda = 5$  или  $\lambda = 6$ . За



Слика 5.3 Полара на профилот



Слика 5.4 Карактеристика на профилот

За определување на коефициентот на отпор на бесконечен профил треба од коефициентот на отпор на конечен распон да се одземе индуцираниот отпор. Кога карактеристиките се прикажани на Лилијантоловата полара, доволно е директно да се прочита разликата на апцисата на поларите и кривите на индуцирани отпори  $\zeta_i$  слика 5.3.

Односот на коефициентот на отпорот и узгонот  $\varepsilon = \zeta_x/\zeta_y$  го дефинира квалитетот на профилот и се нарекува финеса на профилот. Колку финесата е помала, помал е уделот од триење при струење околу профилот. Sprema слика 5.2 односот на коефициентот на отпорот и узгонот еднаков е со тангентата на аголот ( $\varepsilon$ ) помеѓу силата на узгон ( $F_y$ ) и резултантната сила ( $F$ ), од каде е:

пресметка на процесите во турбомашините меродавни се карактеристиките на бесконечно долги профили на кои им одговара  $B = \infty$ . Може со доволна точност да се земе дека зависноста на коефициентот на узгон ( $\zeta_y$ ) и нападниот аголот ( $\alpha$ ) не се менува при премин од профил со конечен распон на бесконечно широки профили. Меѓутоа, коефициентот на отпор на профилот со конечен распон е поголем, бидејќи покрај отпорот на **триење на профилот дејствува и отпорот кој се** должи на преливањето на флуидот преку крајниот раб. Ова преливање го нема кога профилот е бесконечен или кога е со конечна должина, но заглавен е во главчината и надворешниот венец на колото на турбомашината. Отпорите кои се јавуваат при преливањето се определуваат од коефициентот на индуциран отпор  $\zeta_i$ , кои со голема точност се определуваат со релацијата:

$$\zeta_i = \frac{1}{\pi\lambda} \zeta_y^2 \quad (5.11)$$

$$tg \varepsilon = \frac{\zeta_x}{\zeta_y} \approx \varepsilon \quad (5.12)$$

поради малиот агол  $\varepsilon$ , лакот на аголот се изедначува со тангентата. На слика 5.4 вртана е покрај кривите  $\zeta_x$  и  $\zeta_y$  и кривата на инверзна вредност на финесата  $1/\varepsilon$ .

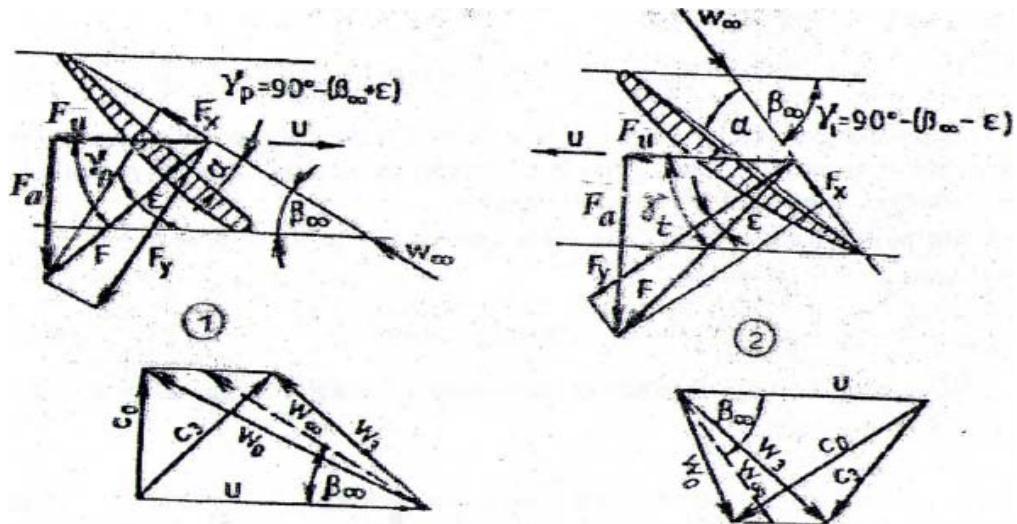
**Решетка од профили - Решетка од профили - Решетката од профили**, како што е наведено во делот 4.2 и на слика 4.6, за разлика од осамениот профил остварува трајна промена во полето на брзини. Затоа на брзината  $v_0$ , бесконечно далеку пред решетката и одговара брзината  $v_3$ , бесконечно далеку зад неа. За осамените профили брзините  $v_0$  и  $v_3$  се взаемно еднакви и се означуваат со  $v_\infty$ .

При проучување на неподвижните решетки, брзините  $v_0$  и  $v_3$  треба да се заменат со  $c_0$  и  $c_3$ , а за подвижните решетки со  $w_0$  и  $w_3$ . За решетките под брзини во бескрајно далечни точки се подразбира условна брзина:

$$\vec{v}_\infty = \frac{1}{2} (\vec{v}_0 + \vec{v}_3)$$

која се заменува, спрема претходно наведените конвнции со  $c_\infty^r$  или  $w_\infty^r$ . Брзината  $w_0$  и  $w_3$  заклопуваат со негативната насока на брзинита ( и ) агли  $\beta_0$  и  $\beta_3$ , а брзината  $w_\infty$  агол  $\beta_\infty$ . Покрај тоа, треба да се има во предвид дека резултантната сила  $F$  зафаќа различни агли  $\gamma$  со челото на решетката, во компресорско и турбинското коло слика 5.5 и агли  $\beta_\infty$  и нападните агли  $\alpha$  и во двата случаи се исти.

Коефициентот на отпор во решетката  $\zeta_{sr}$  е поголем од коефициентот на отпор на осамениот профил  $\zeta_x$ , затоа што брзините на струење околу профилот во решетката, при исти останати услови се поголеми. Факторот на зголемување на отпорот зависи од густината и нагибот на решетката и нападниот агол (односно од соодветните вредности на узгонот), што је прикажано на слика 5.6.



Слика 5.5 Дејство на силите врз лопатка и триаголници на брзини:  
1. Компресор, 2. Турбина

За пресметка на коефициентот на отпор може да се користи и равенката на Проскура:

$$k_x = \frac{\zeta_{xR}}{\zeta_x} \quad (5.13)$$

за 
$$k_x = 1 + \zeta_x \left( \frac{\zeta_{xR}^2}{\zeta_x} \right) \cdot \left( \frac{l}{t} \right) \quad (5.13)'$$

Значење на ознаките:  $\zeta_{xR}$ ,  $\zeta_x$  - коефициенти на отпор и узгон во решетката,  $\zeta_x$  - коефициент на отпор на осамен профил,  $\frac{l}{t}$  густина на решетката,  $k_x$  - коефициент на корекција. За нападни агли од  $-4^\circ$  до  $+4^\circ$  се зема дека е:

$$\zeta_x = 0,03K 0,04 \quad (5.13)''$$

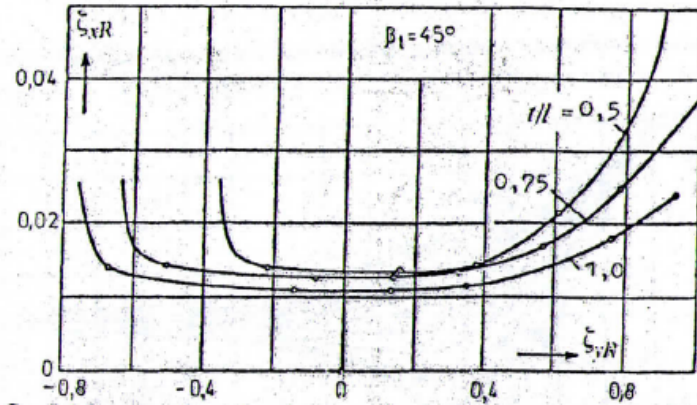
За нападни агли помали од  $-4^\circ$  и поголеми од  $+4^\circ$  пресметката не е сигурна. За решетка од профили коефициентот на узгон  $\zeta_{yR}$  некогаш е поголем, а некогаш помал од коефициентот  $\zeta_y$  на осамениот профил, и може да се напише:

$$\zeta_{yR} = k \cdot \zeta_y \quad (5.14)$$

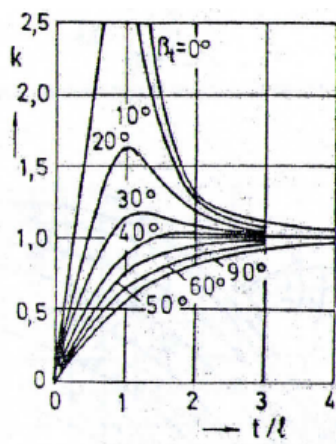
За решетка која ја сочинуваат рамни плочи Вајниг (Weinig) го определил со пресметување на потенцијалното струење, слика 5.7 односот на коефициент на узгон во решетка на рамни плочи и коефициент за една рамна плоча. Соодветниот дијаграм за односот на коефициентот на узгон за текни кружно-лачни плочи, кога

се во решетка или се сами, даден е на слика 5.8. Флуидот доаѓа од бесконечност со правец на тетивите. Односот на овие коефициенти е  $k_1$ , и тој е:

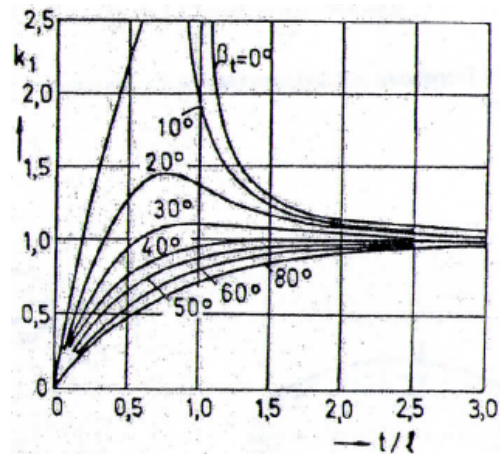
$$\zeta_{yR} = k_1 \cdot \zeta_y \quad \text{за } \alpha = 0 \quad (5.14)$$



Слика 5.6 Зависност на коефициентот на отпор во решетката ( $\zeta_{xR}$ ) од узгонот ( $\zeta_c$ ), и чекорот ( $t/l$ ) при константен нагиб на профилот ( $\beta_t$ )



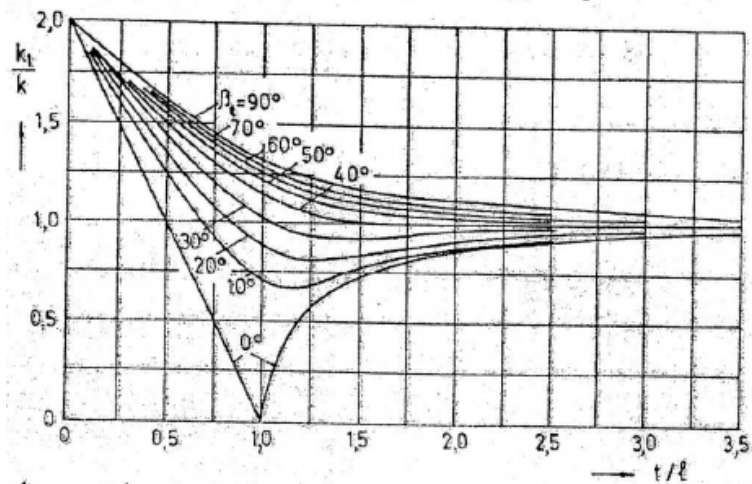
Слика 5.7 Однос на коефициентот на узгон во решетка  $\zeta_{yR}$  и осамена плоча  $\zeta_y$  е  $k = \zeta_y / \zeta_{yR}$



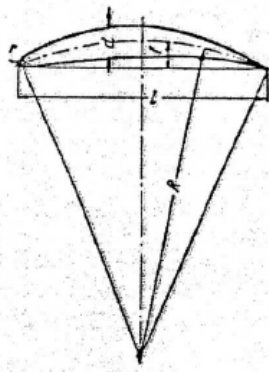
Слика 5.8 Однос на коефициентот на узгон на кружен лак во решетка и кога е сам  $k = \zeta_y / \zeta_{yR}$ , при нулта нападен агол

Односот на коефициентите  $k_1/k$  зависи од нагибот на профилот  $\beta$  и релативниот чекор ( $t/l$ ) и прикажан е на слика 5.9. При проектирање на лопатките на турбомашините, особено аксијалните турбокомпресори, се усвојува кружно-лачна средна линија, слика 5.10 околу која се нанесува дебелината, спрема дебелината на некој симетричен профил, а понекогаш дебелината се нанесува по искуство на конструкторот.

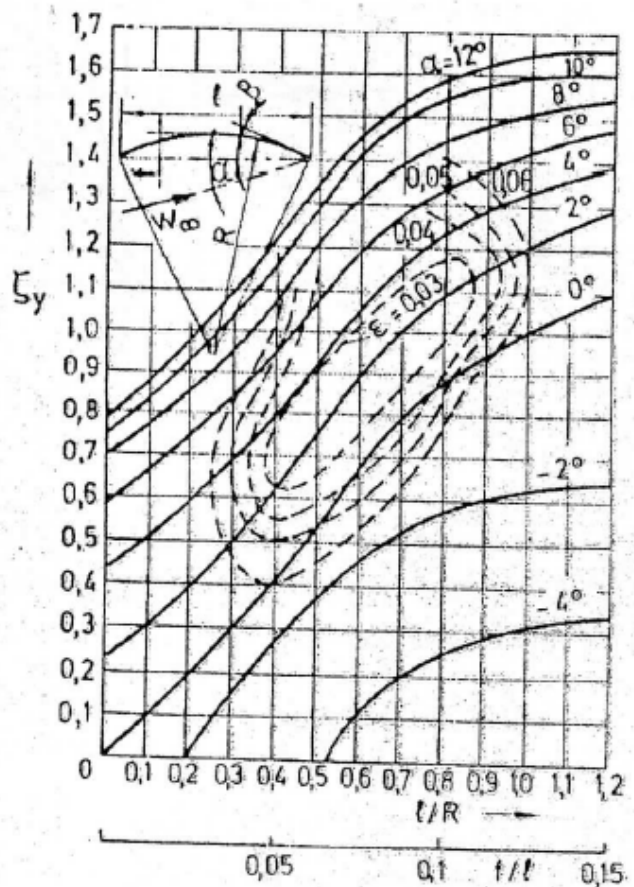




Слика 5.9 Споредба на коефициентите  $k_1$  и  $k$  во зависност од нагибот и релативниот чекор.



Слика 5.10 Конструкција на профилот околу кружно-лачната средна линија



Слика 5.11 Коефициент на узгон и финесата на кружно-лачните лопатки

Во тој случај коефициентот на узгон се зема како за тенка кружно-лачна плоча со примена на формулата:

$$\zeta_y = 2\pi \sin \left( \alpha + \frac{\beta}{2} \right) = 2\pi \left( \alpha + \frac{f}{2} \right) = 2\pi \left( \alpha + \frac{f}{4R} \right) = 2\pi\alpha + \pi\beta \quad (5.15)$$

Значењето на ознаките е, слика 5.11:  $\alpha$  нападен агол,  $\beta$  агол на тангента на врвот на лопатката и тетивите,  $f$  девијација (искривеност) на лопатките,  $l$  должина на тетивите,  $R$  радиус на кривината. Вредностите на аглиите  $\alpha$  и  $\beta$  се во лачна мерка.

За рамна плоча  $R$  е бескрајно голамо, т.е.  $l/R = 0$  и  $\beta = 0$ , равенката (5.15) се сведува на:

$$\zeta_y = 2\pi \sin \alpha \approx 2\pi\alpha \quad (5.15)'$$

Кога брзината  $v_\infty$  е паралелна со тетивите на кружниот лак, тогаш ќе биде  $\alpha = 0$ , од (5.15) се добива:

$$\zeta_y = 2\pi \sin \frac{\beta}{2} \approx 4\pi \frac{f}{l} = \frac{\pi l}{R} = \pi\beta \quad (5.15)''$$

Од равенките (5.15), (5.15)', (5.15)'' следува дека коефициентот на узгон на кружно-лачна плоча е еднаков на коефициентот на узгон на рамна плоча, за даден нападен агол и кружно-лачна плоча за нулта нападен агол.

Коефициентот на узгон на кружно-лачна плоча, пресметан спрема равенката (5.15) е прикажан на слика 5.11. Вредностите за рамна плоча, како граничен случај на кружниот лак, се по должината на ординатата  $l/R = 0$ .

Дијаграмот на слика 5.1 се користи за профилирани лопатки со кружно-лачна или слична на неа средна линија - за која нема соодветни податоци - само кога средната линија е малку закривена, а нападните агли се мали.

Узгонскиот коефициент даден со равенката (5.15) или со дијаграмот слика 5.11, треба да се коригира со коефициентите на корекција  $k$  и  $k_1$  кога се применуваат во решетките. За рамни плочи корекцијата се изведува спрема равенката (5.14), со примена само на коефициентот  $k$ , а за решетките со кружен лак корекцијата се врши со примена на двата коефициента спрема формата:

$$\zeta_{yR} = k2\pi\alpha + k_1 4\pi \frac{f}{l}$$

или

$$\zeta_{yR} = k2\pi\alpha + k_1 \frac{\pi l}{2R} \quad (5.16)$$

Методата за пресметка на узгонската сила не е погона за многу закривени профили со кои се остваруваат големи скренувања на флуидната струја. Подобри резултатите се постигнуваат со еднодимензиска пресметка на струењето и геометриската конструкција на лопатките.

### 5.3. Скренување на струјата во решетката

Пресметката на струењето низ решетка со цел за дадена решетка и позната брзина далеку пред неа  $(v_1, \alpha_1)$  да се определи брзината околу профилот и брзината далеку зад решетката  $(v_2, \alpha_2)$  е многу сложена и тогаш кога се изведува врз основа на претпоставката за идеален и нестислив флуид. Покрај тоа ваквата пресметка не дава доволно сигурни податоци за сите типови на решетки. Заради тоа е корисно, врз основа на познавањата кои се базираат на експериментални испитувања на струењето низ решетка и врз основа на теоретски пресметки на тие струења, однапред да се усвојат некои параметри на струењето низ разгледуваната решетка. Тоа ќе послужи како основа за детална пресметка, а во некои случаи ќе овозможи успешно изведување на упростена постапка при пресметка на работното коло.

Погоре во текстот е наведено дека за дадена решетка и позната брзина  $(v_1, \alpha_1)$  струењето околу профилот и зад решетката е еднозначно определено. Брзините по контурата на профилот се менуваат континуирано, при тоа, во две точки тие се еднакви на нула. Тоа се предната и задната нулта точка. Предната нулта точка, кај поволните струења (кои се интересни за процесите во турбомашините) е во зоната на врвот на профилот, нејзината точна положба зависи од аголот  $\alpha_1$ . Условно се зема дека струењето е безударно кога предната нулта точка се совпаѓа со точката во која тангентата повлечена низ врвот на средната линија на профилот, ја сече контурата. Општо земено, нормалата на контурата на профилот, повлечена низ предната нулта точка ( $s_1$ ) слика 5.12, не отстапува многу од насоката на брзината во бесконечност, во првото приближување се зема дека тие две линии се паралелни. Затоа кај струењето, кое се нарекува безударно, тангентата повлечена низ врвот на средната линија на профилот и брзината бесконечно далеку пред профилот се сметаат за паралелни.

Задната нулта точка, согласно со ставот на Кута-Жуковски, се совпаѓа со точката на продорот низ контурата на тангентата на профилот повлечена низ крајната точка на средната линија. Бесконечно далеку позади решетката правецот на тангентата се разликува од правецот на брзината. Тоа значи дека на брзината  $(v_2, \alpha_2)$  во точката  $s_2$  одговара нормала на контурата (а таа

истовремено е тангента на средната линија) поставена под агол  $\alpha_{s2}$  различен од аголот  $\alpha_2$ . Кога се менува нагибот на брзината пред решетката, одреден со аголот  $\alpha_1$ , се менува и положбата на предната нулта точка  $s_1$  и аголот  $\alpha_2$ , но не се менува положбата на точката  $s_2$ , ниту пак аголот  $\alpha_{s2}$ .

Зависноста на аглиите  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  се определува со параметарот  $m$  кој претставува коефициент на осетливост на решетката и е одреден со изразот:

$$m = \frac{\tan \alpha_2 - \tan \alpha_0}{\tan \alpha_1 - \tan \alpha_0} \quad (5.17)$$

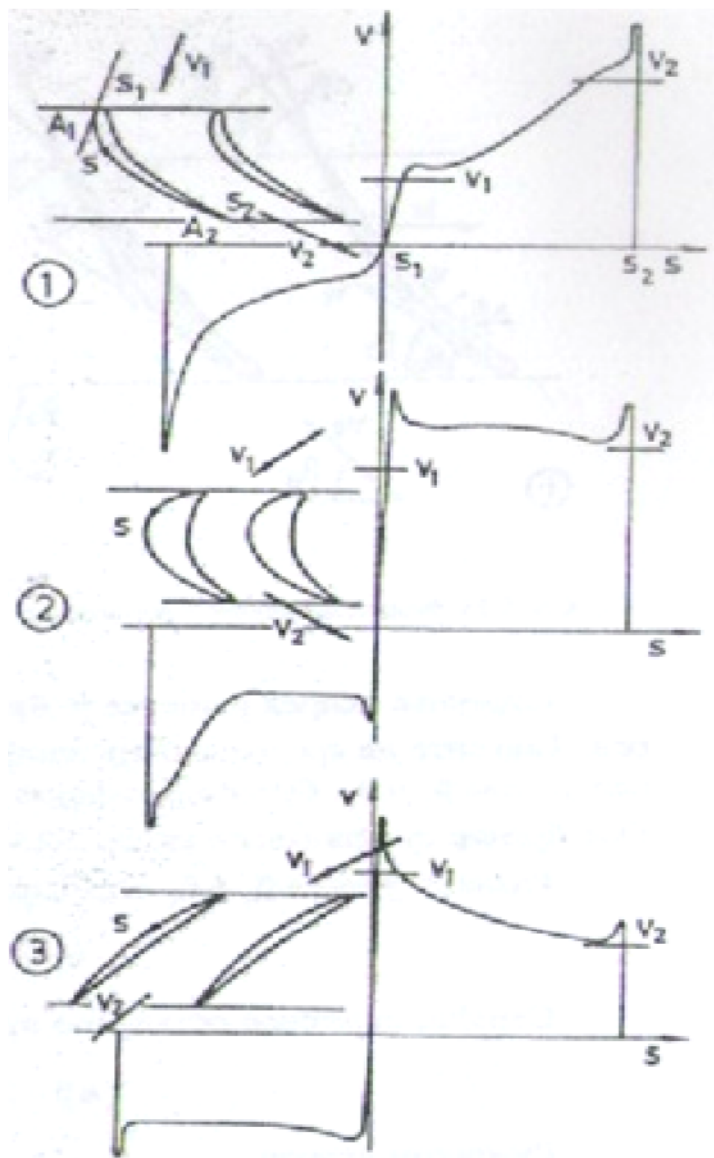
Аголот  $\alpha_0$  одговара на струење низ решетка безциркулација, кога аглиите на брзините во бесконечност се непроменети, тогаш е:

$$\alpha_1^{(0)} = \alpha_2^{(0)} = \alpha_0; \quad \Gamma=0. \quad (5.17')$$

За решетки со густе профили - тие најчесто се применуваат во турбомашините - коефициентот на осетливост има мала вредност, приближно нула, а ретко поголема од 0,2. Со намалување на густината на решетката вредноста на коефициентот се зголемува, така да за осамен профил е еднаков на единица.

Промената на брзината по должината на контурата на профилот е континуирана, со изразен градиент на промена во близина на точката на запирање. Независно дали струјата во решетката се забрзува или успорува, брзините по должината во поголем дел од контурата се поголеми од брзините далеку пред и зад решетката. На слика 5.12 прикажани се три решетки: притисно турбинска, слободно-млазна турбинска и компресорска со теоретски пресметан распоред на брзините по контурата и со наведени интензитети на брзините  $v_1$  и  $v_2$  бесконечно далеку од решетката.

На дијаграмот може да се забележат големи скокови на брзините во близина на точките на запирање. Зголемувањата се поизразени кај некои решетки на влезот, а кај некои на излезот. Ваквите промени на брзините во целост не се остваруваат кај реален флуид, поради големите напони на смолкнување условени од големиот градиент на брзината. Поради триењето кое се јавува заради совладување на овие отпори настанува дисипација на механичката енергија во топлотна и намалување на брзината. Кај реален



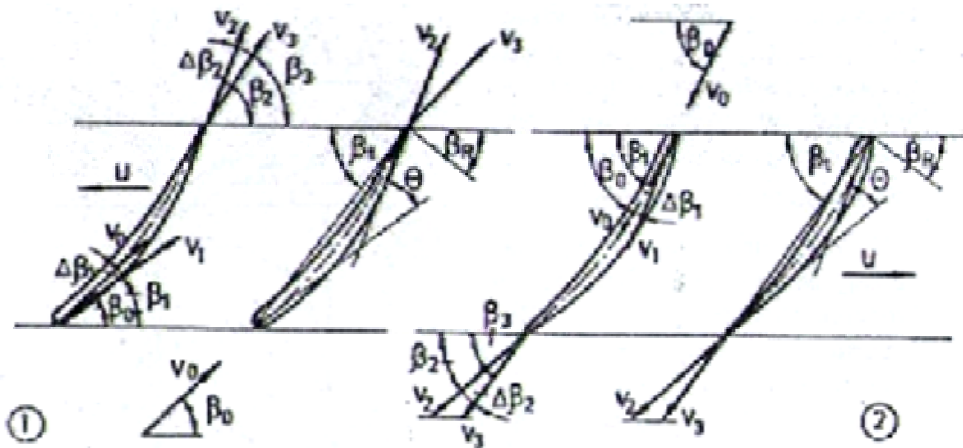
Слика 5.12 Брзини долж контурата на профилот:

1. притисна турбина, 2. слободно млазна турбина, 3. турбокомпресор

овие задачи ќе се набљудуваат агли на брзината во однос на оската на решетката и ќе се обележуваат со  $\beta$ . Овие агли се комплементарни со агли на  $\alpha$ , објаснети во претходното поглавје (да се споредат сликите 4.2, 4.6 и 4.8), кои се определени во однос на нормалата на оската на решетката.

флуид овие зголемувања остануваат, поради тоа што во тие зони на контурата се појавуваат ниски притисоци. Поради ова се создаваат услови во кои при струење на нестислив флуид за појава на кавитација, а при струење на гас може да настанат критични брзини придружени со компресорски удар.

За проценка на перформансите на работното коло, многу е важно да се утврди како профилот на решетката ја скренува флуидната струја. Се покажало дека Вејниговото (Weining) решение кое се базира на теоретска пресметка на потенцијалното струење на нестислив флуид низ решетка од профили составена од тенки кружно-лачни плочи дава доволно сигурни податоци и за решетки од произволни профили. При анализата на



Слика 5.13 Занесување на струјата во решетка со забавено (1) и забрзно струење (2)

Струењето пред решетката е со брзина  $v_0$  наклонета под агол  $\beta_0$  во однос на оската. Тангентите на средната линија на профилот на влезот и излезот заклопуваат агли  $\beta_1$  и  $\beta_2$  во однос на оската. Брзината бесконечно далеку зад решетката е  $v_3$  под агол  $\beta_3$ . Овие брзини се прикажани на слика 5.13 за успорувачка и забрзувачка решетка.

Разликата на аглиите  $\beta_1$  и  $\beta_2$  ја одредува кривината на профилот  $\theta$ , која е:

$$\theta = |\beta_2 - \beta_1| \quad (5.18)$$

Скренување на струјата остварено низ решетката е:

$$\Delta\beta = |\beta_3 - \beta_0| \quad (5.19)$$

Од разликата на аглиите:

$$\Delta\beta_1 = |\beta_0 - \beta_1| \quad (5.20)$$

се одредува занесувањето на струјата на влез, а од разликата:

$$\Delta\beta_2 = |\beta_3 - \beta_2| \quad (5.21)$$

занесувањето на излезот. При тоа е:

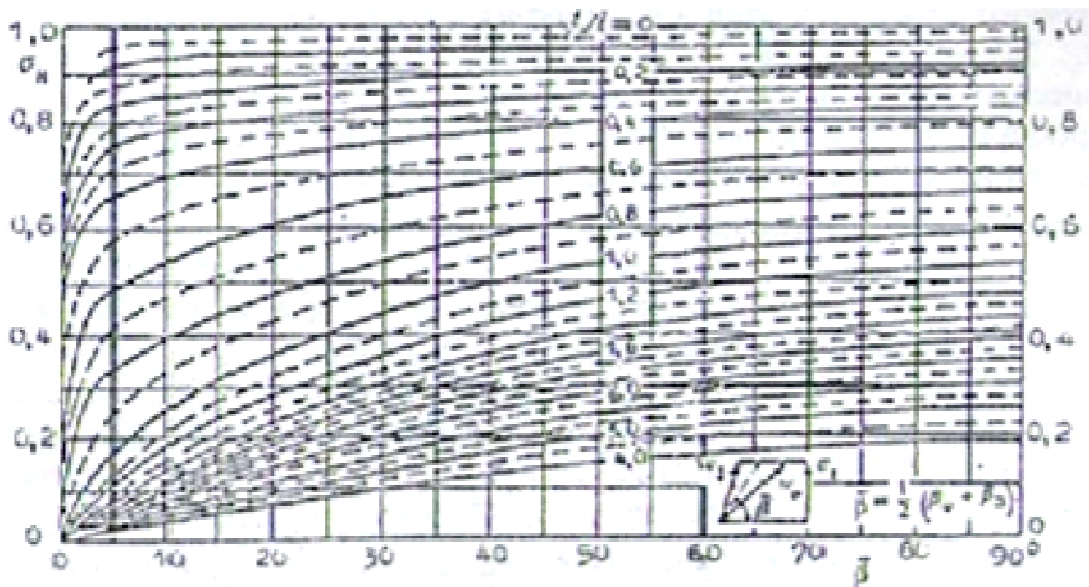
$$\theta = |\Delta\beta + \Delta\beta_1 + \Delta\beta_2| \quad (5.22)$$

што значи дека кривината на профилот одредена со аголот  $\theta$  е поголема од просечната кривина на струјницата за аголот  $\Delta\beta$ .

Ефикасноста на скренување на флуидната струјата во решетката може да се дефинира со односот на кривината на струјата и кривината на профилот:

$$\sigma_R = \frac{\Delta\beta^*}{\theta} < 1 \quad (5.23)$$

Големината  $\sigma_R$  претставува степен на скренување на решетката. За да оваа дефиниција биде еднозначна, скренување на струјата  $\Delta\beta^*$  се зема за безударно струење, кај кое аглиите  $\beta_1$  и  $\beta_2$  се разликуваат малку, па при пресметката се зема дека се еднакви.

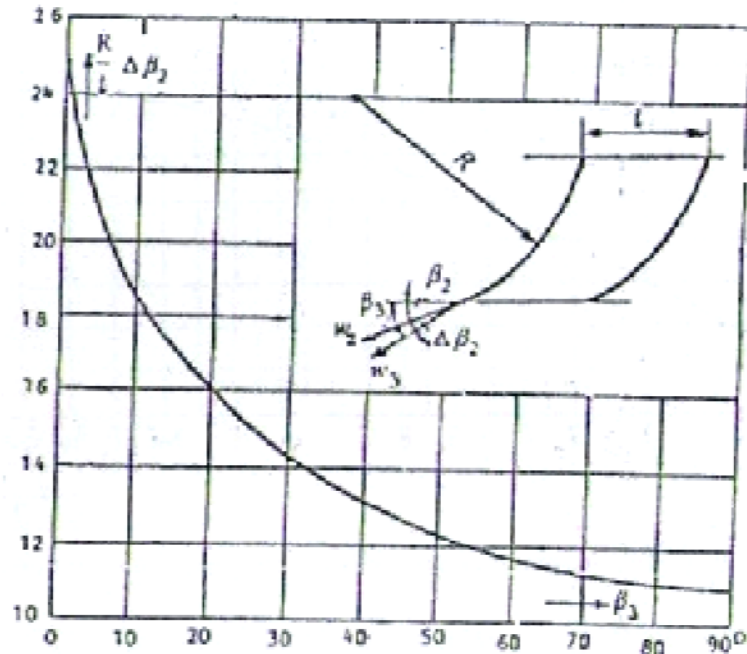


Слика 5.14 Степен на скретливост на решетката по Вејнинг

На слика 5.14 графички е прикажан Вејнингов дијаграм за определување на степенот на скренување  $\sigma_R$  на решетката изработена од тенки кружно-лачни плочи. Податоците за степенот на скретливост зависат од релативниот чекор  $t/l$  и средниот нагиб на флуидната струја, одреден со:

$$\bar{\beta} = \frac{1}{2}(\beta_0 + \beta_3) \quad (5.24)$$

Степенот на скретливост е пресметан теоретски за потенцијално струење на идеална некомпresибилна течност, но се покажало дека добиените податоци може да се применуваат и за решетка од профили со аеродинамичен облик чии средни линии не се кружно-лачни.



Слика 5.15 Одредување на занесувањето на излез за густе решетки ( $t/l < 0,2$ )

За густе решетки, кога  $t/l$  е помало од 0,2 занесувањето зад решетката поточно се определува со пресметка на аголот  $\Delta\beta_2$  според дијаграмот на слика 5.15. И овој дијаграм како и претходниот се однесува на тенки кружно-лачни плочи. За определување на занесувањето  $\Delta\beta_2$  не се води сметка за аголот  $\beta_0$ . Се зема дека кај густе решетки струењето на излезот, практично, не зависи од струењето пред решетката. При тоа следи дека за овие случаи коефициентот на осетливост  $m$ , даден со равенката (5.17) е мал, т.е. аголот  $\beta_3$  зависи само од  $\beta_2$  и геометријата на профилот, а не зависи од  $\beta_1$ . Занесувањето на флуидната струја  $\Delta\beta_2$  е одредено со нагибот на брзината зад решетката ( $\beta_3$ ) и односот на радиусот на кривината на профилот ( $R$ ) спрема чекорот ( $t$ ).

Постапките изложени во овој дел овозможуваат успешна примена на резултатите добиени со определување на потенцијалното струење на невискозни и некомп्रेसибилни течности низ решетки кое се тенки, рамни или кружно-лачни плочки и на профили со друг облик и конечна дебелина при струење на вискозна течност. Методата е применлива за аксијални кола со мали скренувања на струјата.



#### 5.4. Занесување на флуидната струја

За поголеми скренувања на струјата, какви што се јавуваат во аксијалните кола со многу закривени и густо наредени лопатки (топлински турбини и некои вентилатори), како и за струење низ радијални кола на пумпи, вентилатори и компресори, а во извесна мера и турбини, потребно е, во услови кога не постои точно утврдена метода за пресметка на занесувањето на флуидната струја за сите облици на кола, да се побара постапка за определување на скренувањето на флуидната струја. При тоа треба да се има во предвид дека за пресметката на струењето низ вакви кола, заради потешкотиите при решавање на сложените струења, често се применуваат упростени модели на еднодимензионално струење. Така добиените резултати се корегираат со емпириски или полупемпириски постапки, со кои во пракса се добиваат доволно точни резултати.

Најспецифичен дел при пресметка е излезот на успорувачко коло (пумпа, компресор, вентилатор) каде занесувањето се определува со разликата на аглиите на лопатката ( $\beta_2$ ) и нагибот на релативната брзина ( $\beta_3$ ), или со промена на кружната компонента на апсолутната брзина.

Со примена на еднодимензиска пресметка, приближувањето на вистинската состојба се постигнува со определување на занесување на струјата на влез и излез, дефинирани со равенките (5.20) и (5.21).

Механизмот за занесување на струјата е многу сложен, зависи од насоката на претворање на енергијата (пумпно или турбинско коло), од обликот и бројот на лопатки и многу други фактори. Со зголемување на бројот на лопатки и намалување на мегулопатичните канали се намалува занесувањето, но во колото со голем број густо распоредени лопатки се зголемува површината на која се лепи флуидот, притоа растат загубите поради триење. Наспроти тоа, со занесување на флуидната струја се намалува работната способност на колото, но не се создаваат дополнителни загуби. Поради тоа, бројот на лопатки се избира така да се оствари посакуваното скренување на струјата со минимални загуби на енергија поради триење.

**Пумпи.** - За пресметка на занесувањето на излез од успорувачки кола (пумпи, компресори и вентилатори) постојат повеќе решенија. Во повеќето од нив занесувањето на струењето се определува со пресметка на односот на кружните компоненти на апсолутната брзина  $c_{3u}$  и  $c_{2u}$ , од кои првата одговара на оствареното струење, а другата претставува пресметковна вредност која би се добила без занесување. На слика 5.16 е прикажано занесување од работното коло на пумпа ( $\Delta\beta_2$ ) со цртање на едни преку други триаголници на брзини на изедначено струење на излез од колото со брзини  $u_3$ ,  $c_3$ ,  $w_3$  и агол  $\beta_3$  и пресметаното струење без занесување со брзини  $u_2$ ,  $c_2$ ,  $w_2$  и агол  $\beta_2$ . Меридијанските брзини во двата случаи се исти  $c_{2m} = c_{3m}$ .

За определување на односот на брзините  $c_{3u}$  и  $c_{2u}$  се применува изразот:

$$c_{2u}/c_{3u} = 1 + p, \quad (5.25)$$

во кој параметарот  $p$  е бездимензиски, а вредноста му е позитивна. Исто така, се применува и равенката:

$$c_{3u}/c_{2u} = \varepsilon, \quad (5.26)$$

од каде се добива:

$$1 + p = 1/\varepsilon \quad (5.27)$$

Барајќи метода за определување на занесувањето на струјата, Стодол (Stodola) го проценил влијанието на релативниот вртлог како доминантен при што од тој услов го добил изразот:

$$\varepsilon = 1 - \frac{u_2}{c_{2u}} \cdot \frac{\pi \sin \beta_2}{z}, \quad (5.28)$$

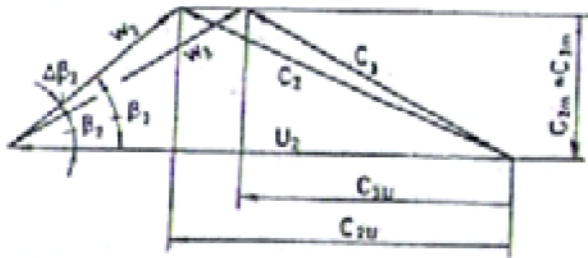
во кој  $\beta_2$  е излезен агол на лопатките,  $z$  е број на лопатки,  $u_2$  е обемна(кружна) брзина на колото,  $c_{2u}$  е кружна(обемна) компонента на апсолутната брзина, без влијание на занесувањето. Формулата дава точни резултати за занесувањето на струјата, особено за работни кола со наназад закривени ( $\beta_2 < 90^\circ$ ) и густо распоредени лопатки.

Меѓу првите решенија за определување на занесувањето на струјата треба да се класифицира дијаграмот на Кухарски (Kucharsky), слика 5.17, во

која е дадена зависноста на коефициентот на занесување ( $\varepsilon$ ) од бројот на лопатки ( $z$ ) и аголот ( $\beta_2$ ):

$$\varepsilon = f(z/\sin \beta_2). \quad (5.29)$$

Од тогаш - овие две решенија се појавиле во времето на Првата Светска Војна



и биле објавени веднаш по завршувањето на војната - многу автори работеле на овој проблем. Добиените резултати најчесто се прилагодувани за една група на турбомашини, а понекогаш и на машини за посебна намена.

Слика 5.16 Занесување на струењето зад пумпно коло

Меѓу најпознатите и многу применувани решенија за занесување

на флуидната струја на излез од колото, практично за пресметка на пумпи, влегува и постапката која ја предложил Флајдерер (Pfleiderer) 1924 година. Занесувањето се определува според равенката (5.25), а за параметарот  $p$  важи изразот:

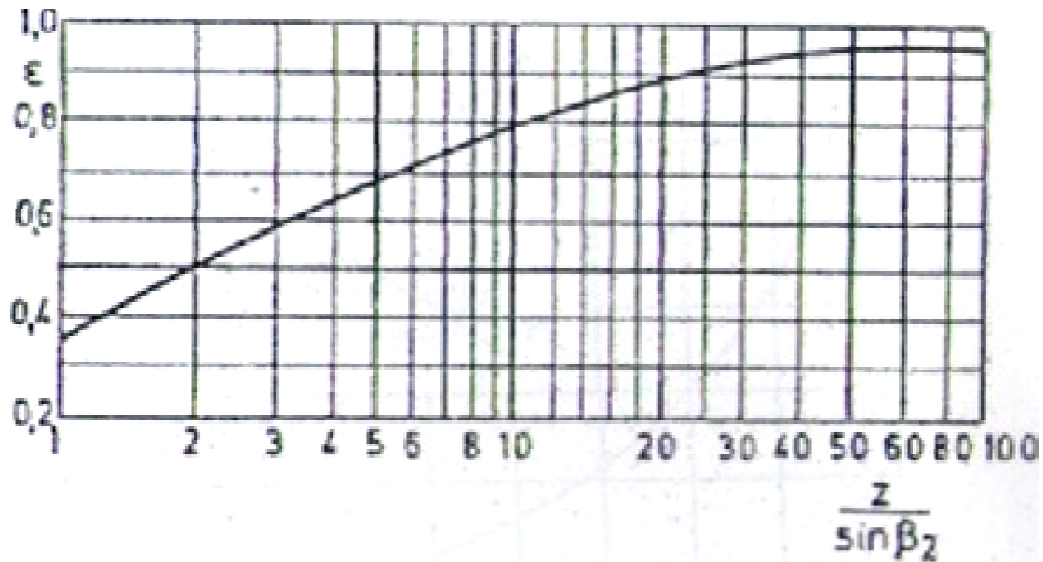
$$p = k \cdot \frac{r_2^2}{s \cdot z}, \quad (5.30)$$

во кој  $r_2$  е надворешен радиус на работното коло,  $z$  е број на лопатки,  $S$ -статички момент на средната линија на струјата, сл.5.18, кој е одреден со интегралот:

$$S = \int_{r_1}^{r_2} r \cdot d \cdot s, \quad (5.31)$$

кој се смета од влезниот ( $r_1$ ) до излезниот ( $r_2$ ) радиус на колото. Елементот на струјната линија е  $d_s$ . Поправниот коефициент  $k$  се зема во облик

$$k = k' \cdot (1 + \beta_1^\circ/60) \quad (5.32)$$



Слика 5.17 Дијаграм на Кухарски за определување на занесување на струењето на излез од пумпно коло

Дополнителниот фактор  $k'$  зависи од обликот на колото, како и од положбата на уредот за насочување на излез од колото. Така за радијални кола со лопатичен дифузор е:

$$k' = 0,6$$

за радијални кола со спирала како единставен спроводен елемент:

$$k' = (0,65 \div 0,85),$$

за кола со безлопатичен дифузор:

$$k' = (0,85 \div 1,0),$$

а за аксијални кола:

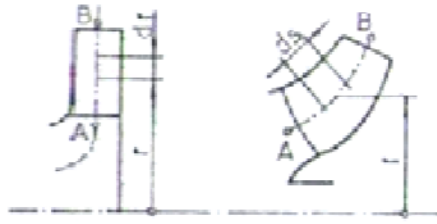
$$k' = (1,0 \div 1,2)$$

За радијални лопатки, елементот на струјната линија во меридијанска рамнина, слика 5.18/1, се поклопува со елементот на радиусот, така равенката (5.31) преминува во:

$$s = \int_{r_1}^{r_2} r \cdot d = \frac{1}{2}(r_2^2 - r_1^2), \quad (5.31')$$

А равенката (5.30) во тој случај дава:

$$p = \frac{2k}{z} \cdot \frac{1}{1 - (r_1/r_2)} \quad (5.33)$$



Слика 5.18 Пумпно коло:  
1. Радијално, 2. Ради-аксијално

За  $r_2/r_1 = 2$ , односно  $r_1/r_2 = 0,5$  се добива:

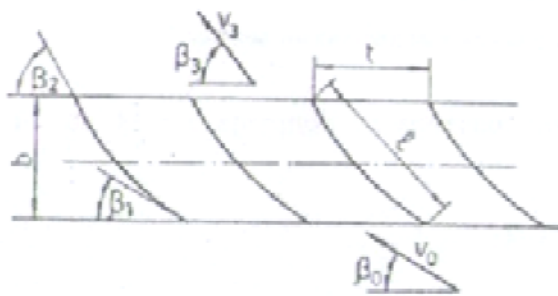
$$p = \frac{8}{3} \cdot \frac{k}{3} \quad (5.34)$$

Изразот (5.34) може да се користи и за случаи кога односот на радиусите е над 2, односно кога е:  $r_2/r_1 > 2$  или  $r_1/r_2 \leq 0,5$ .

За аксијани кола, слика 5.19, струјниците по цилиндрите се со постојан радиус, од каде статичкиот момент е:  $S = r \cdot b$ , (5.31'')

а пераметарот  $p$  е:

$$p = \frac{k \cdot r}{z \cdot b} \quad (5.35)$$



Слика 5.19 Решетка на профилот  
кај осно коло

За радијално-аксијални кола со просторно закривени лопатки, слика 5.18/2, интегралот (5.31) се пресметува по должина на средната струјница во колото (линијата  $\overline{AB}$ ).

Пумпите значително се разликуваат од вентилаторите. Разликите се во условите на работа, конструктивните решенија и во изборот на оптимални агли по кои се

конструираат лопатките. Изборот на аглие кај пумпите има влијае на опасност од појава на кавитација, а кај вентилаторите има опасност од појава на компресорски удар. Затоа равенките со кои се определува занесување на струјата во колата на пумпите не даваат задоволителни ефекти кога се применуваат за компресори и вентилатори, затоа тие прашања треба да се решаваат одделно.

## **6. Профилирање на лопатки**

### **6.1. Појдовни податоци**

Проектираната турбомашина треба да ги оствари бараните работни параметри изразени со протокот, работата на струјата, снагата и брзината на вртење, при зададена влезна состојба на работниот флуид. Врз база на тие барања се одредуваат главните габарити на машината, што вклучува и одредување на бројот на степени, ако машината е повеќестепенa, или бројот на паралелни токови, ако е повеќеструјна.

Одговорот на поставеното прашање не е еднозначен, и не постојат егзактни методи за определување и пресметка на обликот и димензиите на турбомашината, поради што задачата се решава емпириски, според искуство од собрани препораки. Бидејќи работните услови, карактеристиките на работниот флуид, намената на машината и бројните вредности на работните параметри се меѓусебно многу различни, затоа треба да се води сметка за сите при решавање на задачата. Покрај тоа, за истородни машини, на пример пумпи, турбокомпресори или било кои други турбомашини, можат, зависно од намената, да се појават и дополнителни услови кои го определуваат конструктивниот облик и начинот на конструирање, а со тоа и димензиите на машината. Затоа препораките за избор на обликот и димензиите на турбомашината, или нејзиниот степен, се прилагодуваат на намената на машината, и ова прашање детално ќе се разгледа во делот посветен на поедините видови на турбомашини.

Проектирање на обликот на лопатките е истородна задача за сите видови на турбомашини и така и се решава. Притоа се тргнува од претходно утврдени облик и димензии на струјниот простор, во кој се сместени работното коло и усмерувачките лопатки, а тој дел од задачата е специфичен за секој вид на турбомашина и се однесува на влезните и излезните површини на венецот на лопатките, бројот на лопатките и нивните влезни и излезни агли, како и на куќиштето и главчината на струјниот простор. За повеќестепените машини посебно се пресметува секој степен, додека облиците на повеќеструјните кола се исти или се едно во однос на друго како слика во огледало.

## 6.2. Поле на брзини во машините

Пред да се премине на пресметка на обликот и димензиите на лопатките се пресметува струењето низ машината. За решавање на таа задача се применуваат постапките објаснети во третото поглавје, во кое се опишани основите на струењето. Притоа е особено важно според расположливата единична работа на струјата, дел 3.6, да се утврди единичната работа на колото (техничката работа), дел 3.7. и да се конструираат триаголниците на брзини на влез и излез од колото, дел 3.8. Во оваа фаза на пресметка, единичната работа на колото се утврдува според очекуваната вредност на степенот на корисно дејство.

Струењето низ усмерувачките кола (влезно и излезно) и работното коло на машината се пресметува, зависно од можноста и посакуваната точност, според еднодимензионален, дводимензионален или тродимензионален модел. Во случај на примена на сложени постапки, кои се базираат на претпоставки за дводимензионално или просторно струење, струењето одредено во првата фаза на пресметката претставува само приближување на резултатот и потребно е да се дотера при утврдување на обликот на профилот на решетката на усмерувачките кола и работните кола на турбомашините. Таквата постапка претставува итеративно решавање на директната задача, која се состои во одредување на струењето низ позната решетка. Секако дека е можно и решавање со индиректна задача, со која за зададено струење пред и позади колото се бара профилот на решетката. Меѓутоа, оваа постапка е посложена, а решението е многузначно, бидејќи бесконечно многу решетки ги задоволуваат дадените почетни услови.

Во случај на еднодимензионално претставување на струјното поле, или дводимензионално, при водење сметка само за распоредот на меридијанските брзини, дел 3.2, слика 3.1 и 3.2, струењето низ машината во целина или струењето по ротациони струјни површини, претставени се само со една струјна линија на просечното струење, бидејќи при пресметка се занемаруваат промените на брзините во зависност од аголот на ротација. Влезните и излезните триаголници на брзини, конструирани со средните вредности на апсолутните и релативните брзини на струењето, одговараат на реалните

услови на работа на машината и на изедначеното реално струење остварено на влез и излез од колото. Од триаголниците, слика 3.10 се одредуваат аглиите  $\beta_0$  и  $\beta_3$  кои ги зафаќаат релативните брзини  $w_0$  и  $w_3$  со негативниот правец на обемните брзини  $u_1$  и  $u_2$ . Бидејќи за конструирањето на лопатките треба да се знаат аглиите  $\beta_1$  и  $\beta_2$  кои тангентата на средната линија на лопатките ги зафаќаат со негативниот правец на брзините  $u_1$  и  $u_2$ , потребано е да се пресмета занесувањето на струјата, одредена со:

$$\Delta\beta_1 = \beta_0 - \beta_1, \quad \text{и} \quad \Delta\beta_2 = \beta_2 - \beta_3$$

Најчесто занесувањето на струјата на влез во колото се усвојува емпириски, според препораки. За добро изведени кола, независно од типот на машината, занесувањето многу ретко ја надминува вредноста  $5^\circ$ . Занесувањето позади колото зависи од типот на машината (пумпа или турбина), а на излез од усмерувачките лопатки зависи од карактерот на струењето (забрзано или забавено), слика 5.15, 5.21 и 5.22. Начинот на одредување на занесувањето е објаснет во делот 5.4. Пресметковните постапки, како што е веќе наведено, се со ограничена сигурност, така што после изведување на машината експериментално се проверуваат работните перформанси и вредноста на степенот на корисно дејство.

После определување на влезниот и излезниот пречник на колото и аглиите  $\beta_1$  и  $\beta_2$ , конструирањето на средната линија и обликот на контурата на лопатките се сведува на геометриска постапка која ќе биде образложена во понатамошното излагање. Ако една струјна линија го претставува целото струјно поле, слика 3.1, лопатката е цилиндрична, што значи дека влезните агли  $\beta_1$  се непроменети долж влезните ивици на лопатката, а исто така и аглиите  $\beta_2$  се непроменети долж излезните ивици на лопатката. Меѓутоа, ако струењето се пресметува посебно за секоја осносиметрична струјна површина, слика 3.2 аглиите  $\beta_1$  и  $\beta_2$  се променливи долж влезните и излезните ивици на колото. Исклучок се некои машини, каде аглиите  $\beta_1$  можат да бидат константни, а  $\beta_2$  да бидат променливи или  $\beta_1$  да бидат променливи, а  $\beta_2$  константни. Во секој случај, било да се променливи само аглиите  $\beta_1$  или само  $\beta_2$ , или пак да се менуваат и едните и другите, површината на лопатките е просторно закривена и не може да се развие во рамнина.



За утврдување на обликот на цилиндричните лопатки доволно е да се определи пресекот на лопатките со една струјна површина. За просторно закривена лопатка се применува иста постапка за определување на контурата на лопатката со тоа што на секоја осно-симетрична струјна површина одговара различна контура, а сите тие заедно ја одредуваат површината на лопатката. При проектирањето, постапката се применува на неколку осно-симетрични струјни површини, а најмалку на три, од кои едната е кај главчината, а едната кај куќиштето. Пресметката на секој пресек на лопатката е самостоен, но со варијанти на параметрите за пресметка мора да се постигне да пресметаните пресеци заедно дефинираат континуиран облик на лопатките, со глатка површина без испакнатини и вдлабнатини, и влезни и излезни ивици со континуиран облик. Тоа се постигнува со промена на обликот на пресекот се додека не се добие задоволително решение.

Во понатамошното излагање се опишуваат постапките за проектирање на лопатките кога се цилиндрични во радијално или аксијално коло и просторно закривени лопатки во радијално-аксијални или аксијални кола, независно од типот на машината (турбини или компресори).

### **6.3. Радијално цилиндрични лопатки**

Радијално цилиндричните лопатки одговараат на простори со центрифугално или центрипетално радијални струења за кои се применуваат еднодимензионални струјни модели или дводимензионални струјни модели со промена на брзината долж чекорот во меѓулопатичниот простор.

Обликот на лопатките, кога се пресметува според еднодимензионален модел на струење, се определува на основа на главните димензии на колото дефинирани со влезниот и излезниот радиус ( $r_1, r_2$ ), влезните и излезните агли на лопатките ( $\beta_1, \beta_2$ ) или ( $\alpha_1, \alpha_2$ ) и бројот на лопатки.

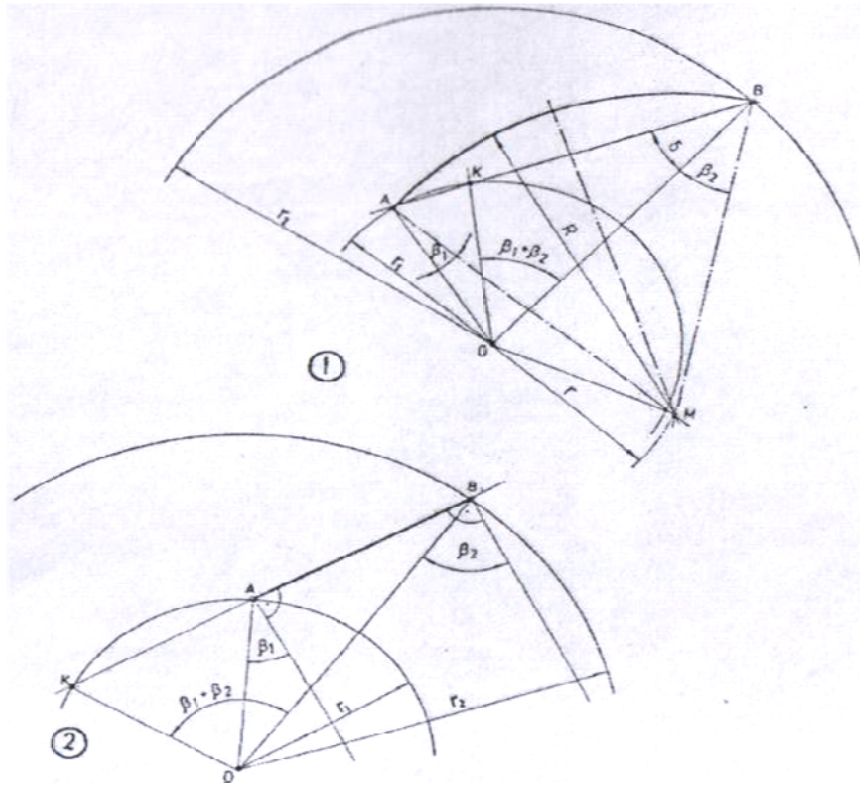
Според тие податоци се бара средната линија на профилот која треба да овозможи континуирана промена на брзината од влезниот до излезниот пресек на колото. Во работните кола на пумпите и турбините, лопатките се

конструираат според релативните брзини кои се определени со агли  $\beta$ , а во спроводниот апарат според апсолутните брзини одредени со агли  $\alpha$ .

Средната линија на лопатките се одредува со континуирана крива, по можност без превојни точки, која влезните и излезните кругови чии радиуси  $r_1$  и  $r_2$  ги сече под агли  $\beta_1$  и  $\beta_2$  или  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ . При утврдувањето на обликот на средната линија, најпрво се избира видот на кривата (кружен лак, два кружни лака, парабола, логоритамска спирала и слично) или се усвојуваат други дополнителни податоци кои овозможуваат одредување на обликот на средната линија (закон за промена на брзина од влезот до излезот или закон за промена на аголот на нагиб).

**Кружно-лачни лопатки.**- Лопатките свиткани по кружно-лачна линија се применуваат поради лесната изработка и поволното дејство на струјното поле, често се применуваат, особено за пумпи со радијални кола.

На слика 6.1/1 прикажана е конструкција на кружно-лачна линија на лопатката. Со цртање се почнува со повлекување на права од центарот  $O$  до пресекот со надворешниот круг ( $r_2$ ) на колото во точката  $B$ , со што се определува положбата на завршната точка на лопатката. Со повлекување на линија од точката  $O$  која со ова права заклопува агол  $\beta_1 + \beta_2$  ја определува точката  $K$  на влезниот круг на колото, пресекот со радиусот  $r_1$ . Со повлекување на линија од точката  $B$  која минува низ  $K$  и го сече кругот со радиус  $r_1$  во точката  $A$  се добива почетокот на лопатката.



Слика 6.1 Конструкција на лопатки: 1. Кружен лак, 2. Права

Точката М, центар на кружниот лак АВ кој кругот со радиус  $r_1$  го сече под агол  $\beta_1$ , а кругот со радиус  $r_2$  под агол  $\beta_2$ , е во пресек на три прави: симетрала на должината  $\overline{AB}$  права повлечена од В под агол  $\beta_2$  во однос на правата  $\overline{OB} = r_2$  и права повлечени од А под агол  $\beta_1$  во однос на радиусот  $\overline{OA} = r_1$ .

Растојанијата  $\overline{AM}$  и  $\overline{BM}$  се исти и еднакви на радиусот на кружниот лак АВ. Нека е  $\overline{AM} = \overline{BM} = R$  и  $\overline{OM} = r$ .

Според косинусната теорема на триаголниците ОМВ и ОМА (слика 6.1/1) се добива:

$$r^2 = R^2 + r_2^2 - 2Rr_2 \cos \beta_2 \quad (6.1)$$

$$r^2 = R^2 + r_1^2 - 2Rr_1 \cos \beta_1$$

Од овие равенки следува:

$$R = \frac{r_2^2 - r_1^2}{2(r_2 \cos \beta_2 - r_1 \cos \beta_1)} \quad (6.2)$$

Радиусот  $R$  се одредува од равенката (6.2), а потоа растојанието  $\overline{OM} = r$  од равенката (6.1).

Ако се добие дека е:

$$r_2 \cos \beta_2 = r_1 \cos \beta_1, \quad (6.3)$$

лопатката е права (слика 6.1/2), затоа што радиусот  $R$  се стреми кон бесконечно голема вредност.

**Лопатки со два кружни лаца.** - Кај лопатките со два кружни лаца, лаците се наставуваат со допир, а радиусите на кривините не се еднозначно одредени.

На слика 6.2 прикажани се две конструктивни решенија на лопатки со два кружни лаца. На кругот со радиус  $r_1$  се избира почетната точка на лопатката  $A$ . Се црта оска  $OA$  и во однос на неа се повлекува права под агол  $\beta_1$ . Со ротирање на точката  $A$  со двете прави околу центарот на колото  $O$  за агол  $(2\pi/z)$ , се добива точката  $A'$  со соодветните прави. Ознаката  $z$  во изразот за агол на ротација се однесува на бројот на лопатки. Правите од  $A$  и  $A'$  кои со радиусите склопуваат агли  $\beta_1$ , се сечат во точката  $E$ . Радиусот на кругот кој ги допира овие прави, а центарот му е во  $O$  е  $r_0$ . При тоа е:

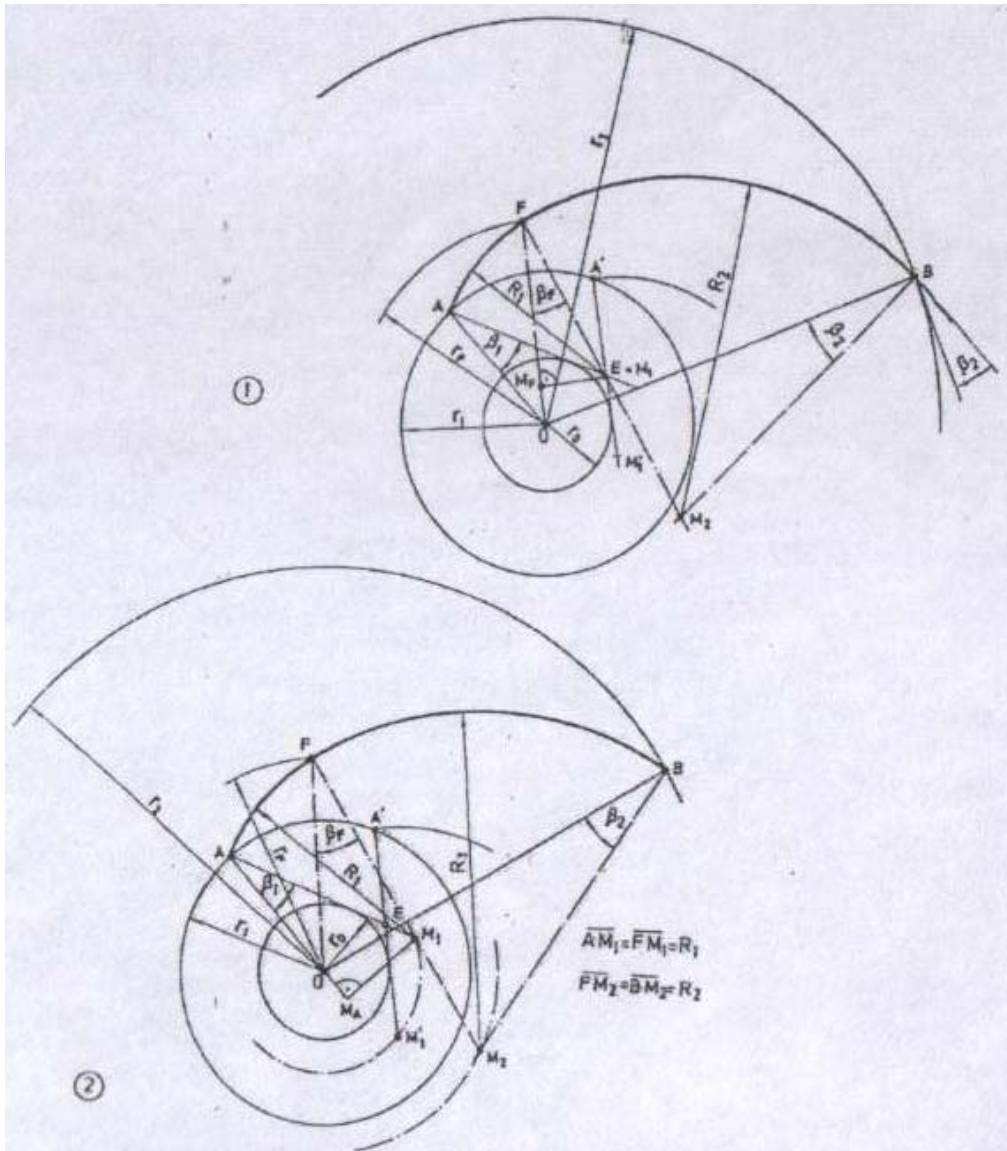
$$r_0 = r_1 \sin \beta_1 \quad (6.4)$$

Радиусот на почетниот лопатичен лак е  $R_1$  и се избира така да биде  $R_1 \geq \overline{AE}$ . На слика 6.2/1 нацртана е лопатка  $R_1 = \overline{AM} = \overline{AM_1}$ , а на сликата 6.2/2 е  $R_1 = \overline{AM_1} > \overline{AE}$

Точката  $F$  во која лаците на лопатката се допираат, се избира така да правата  $M_1F$  го пресекува лакот  $AA'$  во близина на точката  $A'$  или во неа.

Лакот  $FB$  се црта со повлекување на кружна линија од центарот  $M_2$  кој е на продолжението  $\overline{FM_1}$ . Растојанието  $\overline{FM_2} = R_2$  се определува од изразот:

$$R = \frac{r_2^2 - r_F^2}{2(r_2 \cos \beta_2 - r_1 \cos \beta_F)} \quad (6.2')$$



Слика 6.2. Лопатка со два кружни лака: 1.  $R_1 = \overline{AE}$ . 2.  $R_1 \geq \overline{AE}$ .

Аголот  $\beta_F = \angle OFE$  може да се определи на повеќе начини по релацијата:

$$\sin \beta_F = \overline{M_F M_1} / \overline{F M_1} \quad (6.5)$$

ако должините  $\overline{M_F M_1}$  и  $\overline{F M_1}$  се измерат од цртежот, потоа со директно мерење на аголот  $\beta_F$ , според краците  $\overline{OF}$  и  $\overline{FE}$  и на крајот од изразот:

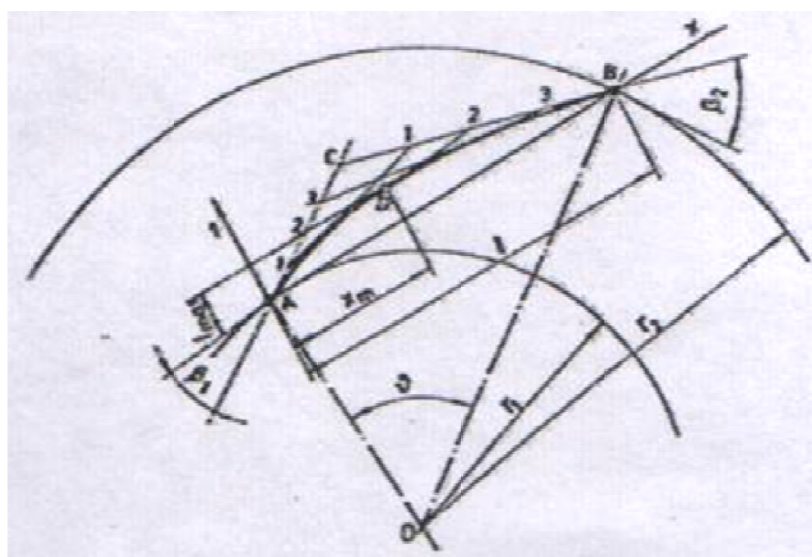
$$R_1 = \frac{r_F^2 - r_1^2}{2(r_2 \cos \beta_F - r_1 \cos \beta_1)} \quad (6.2'')$$

непозната е само големината  $\beta_F$ , кога ќе се усвои положбата на точката  $F$ .

Лопатките со два кружни лаца се подолги од лопатките со еден лак, тие постепено го успоруваат (или забрзуваат) струењето. Поради тоа вртложните загуби се помали, а отпорот при струењето е поголем. Хидраулички е неповолно тоа што радиусот на кривината се менува скоковито во точката  $F$ , што претставува дисконтинуитет од втор ред, заради што овие лопатки ретко се применуваат.

**Параболични лопатки.** - Конструкцијата на параболичните лопатки овозможува по желба да се избере положбата на точките на максималниот нагиб на линијата на профилот, точката  $D(x_m, f_{max})$  на слика 6.3, должината на тетивата ( $l$ ) или централниот агол на лопатките ( $\vartheta$ ). Точката на максималниот нагиб е под точката на пресек на крајните тангенти ( $C$ ), поместена кон крајната точка на профилот на која одговара подолгиот крак на тангентата. Обично се стреми да биде  $x_m/l = 0,4$ .

Конструкцијата на лопатките започнува од точката  $A$  низ која се повлекува тангента под агол  $\beta_1$ . Со различни положби на точката  $B$  низ која се повлекува тангентата под агол  $\beta_2$  се постигнува посакуваната положба на точката  $C$  или посакуваната должина на тетивата ( $l$ ). Параболата се конструира со повлекување на фамилија тангенти на тој начин што правите  $AC$  и  $BC$  ќе се поделат на ист број делови, а поделените точки се нумерираат од  $A$  кон  $C$  и од  $C$  кон  $B$ . Со спојување на точките со исти ознаки (слика 6.3) се добиваат тангенти чија обвојница е парабола.



Слика 6.3 Параболична лопатка

**Логаритамска спирала.** - Логаритамската спирала ги сече сите прави под ист агол, нејзината равенка во поларен координатен систем е:

$$r = r_1 e^{m\vartheta} \quad (6.6)$$

каде  $r_1$  е влезен радиус на колото, а  $m$  е константа (слика 6.4).

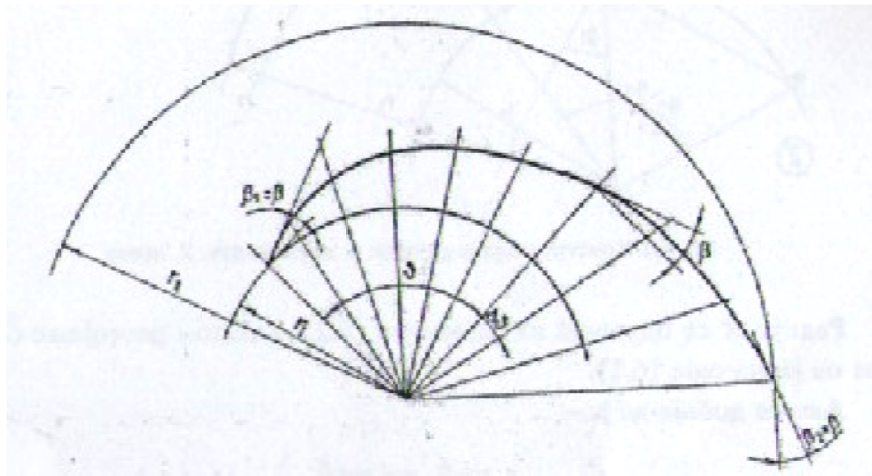
Лопатката во облик на логаритамска спирала може да се конструира само кога агли на влез и излез се еднакви. Тогаш е:

$$\beta_1 = \beta_2 = \beta \quad (6.7)$$

а во равенката (6.6) параметарот  $m$  има значење:

$$m = \tan \beta \quad (6.8)$$

Од равенката за логаритамска спирала (6.6) следува дека еквивалентните агли прават геометричка прогресија.



Слика 6.4 Логаритамска спирала

**Конструирање на лопатките точка по точка.** - За пресметка на точките на средната линија на лопатката претходно се усвојува зависноста на аголот на нагиб на лопатката од движењето, при задоволување на граничниот услов. Од каде:

$$\beta = f(r), \quad \text{при} \quad \beta_1 = f(r_1) \quad \text{и} \quad \beta_2 = f(r_2) \quad (6.9)$$

Во произволно избрана точка  $P$  (слика 6.5) средната линија на лопатката со негативната насока на брзината склопува агол  $\beta$ . Катетите на елементарниот триголник се  $dr$  и  $r d\vartheta$ , од каде е:

$$\tan \beta = \frac{dr}{r \cdot d\vartheta} \quad (6.10)$$

од каде следува:

$$d\vartheta = \frac{dr}{r \tan \beta} \quad (6.11)$$

Со интегрирање на изразот (6.11) од точката  $A$  до точка  $P$ , се добива:

$$\vartheta = \int_{r_1}^{r_F} \frac{dr}{r \tan \beta} \quad (6.12)$$

или вредноста на аголот изразена во степени е:

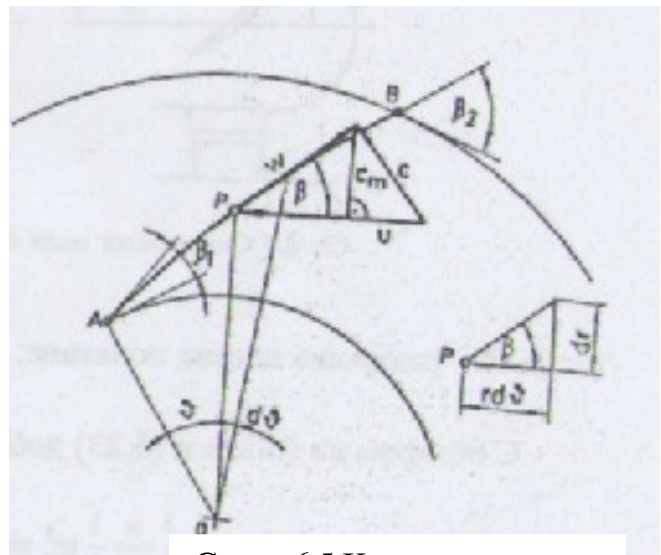
$$\vartheta^\circ = \frac{180}{\pi} \int_{r_1}^{r_F} \frac{dr}{r \tan \beta} \quad (6.12')$$

Интегрирањето на изразот (6.12) треба да се изведе за доволен број точки  $P$ , поставени помеѓу почетните  $A$  и крајните  $B$  точки на лопатките. - пресметката се изведува графички или нумерички.

Ако наместо промена на аголот ( $\beta$ ) се усвои промена на релативната брзина ( $w$ ), треба при пресметка на интегралот (6.12) аголот ( $\beta$ ) да се изрази преку брзината ( $w$ ).

Од триаголниците на брзини, слика 6.5, следува:

$$\sin \beta = c_m/w \quad (6.13)$$



Слика 6.5 Конструирање на лопатка точка по точка



Од законот за промена на релативната брзина се усвојува дека е:

$$w = w(r), \quad \text{и} \quad w_1 = w(r_1) \quad ; \quad w_2 = w(r_2) \quad (6.14)$$

Меридијанските брзини се пресметуваат земајќи ја во предвид контракцијата на струењето поради влијанието на дебелината на лопатките  $\delta$ , од каде е:

$$c_m = \frac{Q}{2r\pi b} \cdot \frac{1}{\xi(r)} \quad (6.15)$$

и

$$\xi(r) = \frac{l}{t} \left( t - \frac{\delta}{\sin \beta} \right) \quad (6.16)$$

каде е:  $Q$ -проток,  $r$ -радиус,  $b$ -ширина на колото,  $t$ -чекор. Дебелината на лопатките  $\delta$  е променлива преку радиусот  $r$ .

Со замена на изразот (6.16) во (6.15), а потоа во (6.13) се комплицира експлицитното изразување на вредноста  $\sin \beta$ , во зависност од радиусот  $r$ , затоа обично големината  $\xi(r)$  се изразува со линеарна функција чии гранични вредности се  $\xi_1$  на влез и  $\xi_2$  на излез. Вредностите  $\xi_1$  и  $\xi_2$  се определуваат претходно. Тогаш:

$$\xi = \xi_1 + \frac{\xi_2 - \xi_1}{r_2 - r_1} (r - r_1) = M + N_r \quad (6.17)$$

каде е:

$$M = \xi_1 - r_1 \frac{\xi_2 - \xi_1}{r_2 - r_1}; \quad N = \frac{\xi_2 - \xi_1}{r_2 - r_1} \quad (6.18)$$

Со замена на (6.17) во (6.15), а потоа во (6.13) се добива:

$$\sin \beta = \frac{Q}{w \cdot 2r\pi b} \cdot \frac{1}{M + N_r} \quad (6.19)$$

како е  $\tan \beta = \sin \beta / \sqrt{1 - \sin^2 \beta}$ , равенката (6.12) преминува во обликот:

$$\vartheta = \int_{r_1}^{r_p} \frac{\sqrt{1 - \sin^2 \beta}}{r \sin \beta} dr \quad (6.20)$$

За равенката (6.20) важат истите напомени како и за равенката (6.12). За вредноста  $\sin \beta$  се користи изразот (6.19).

## 6.5. Радијално-аксијални закривени лопатки

За проектирање на просторно закривени лопатки потребно е да се изготви постапка која ќе овозможи претставување на обликот на лопатката во рамнина. Тоа се постигнува со развивање на ротационата струјна површина во рамнина и може да се оствари кога струјните површини се цилиндрични или конусни. Во радијално-аксијалните простори на турбомашините ротационите струјни површини се со криволиниски изводници, и нивните обвивки неможат да се развијат во рамнина. За рамнинско претставување на ваквите лопатки се применуваат посебни постапки на пресликување.

Се користат повеќе методи за рамнинско претставување на лопатичните контури одредени со продорот на лопатките и ротационите струјни површини. Кога изводниците на струјните површини се криволиниски неизбежно е при пресликувањето во рамнина да се јават извесни деформации на обликот и агли на лопатките. Помеѓу методите кои се применуваат познати се: пресликување на конус, пресликување на два конуси, аналитичка пресметка на лопатките точка по точка, конформно пресликување точка по точка и тн.

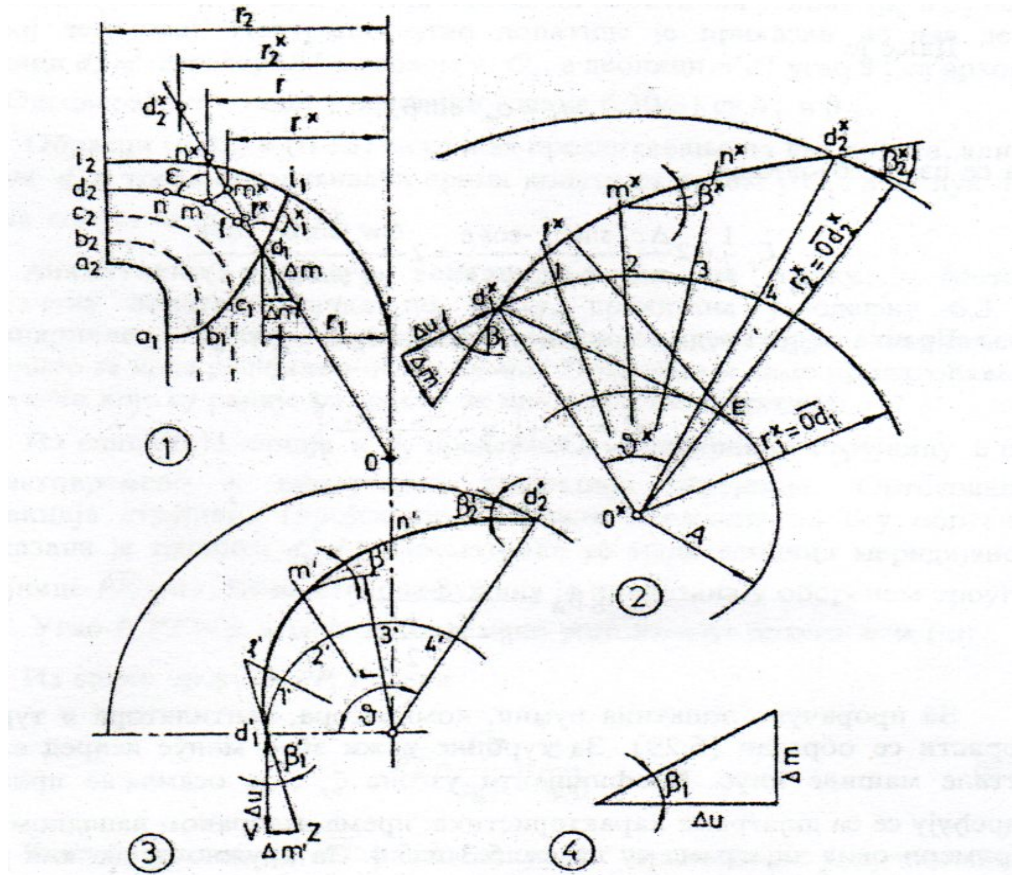
**Пресликување на конус.**-Контурата на лопатката се пресликува од струјната површина на конусот што таа површина го допира. На слика 6.9/1 прикажано е пресликување на средната линија на лопатката. Низ точката  $d_1$  на меридијанската контура  $d_1 d_2$  на струјната површина повлечена е тангентата. Лакот  $d_1 d_2$  се пренесува на тангентата со тркалање без лизгање при штосе добива должината  $d_1 d_2^x$ . Конусот чија изводница е  $Od_2^x$  е развиен во рамнина, слика 6.9/2. На него е нацртана средната линија на лопатката со крајни агли  $\beta_1$  и  $\beta_2$ . Централниот агол на лопатка е  $\mathcal{G}^x$ . Притоа е :

$$\operatorname{tg}\beta_2^x = \frac{r_2}{r_2^x} \operatorname{tg}\beta_2. \quad (6.32)$$

каде  $r_2$  и  $r_2^x$  се радиуси на точките  $d_2$  и  $d_2^x$ ,  $\beta_1$  и  $\beta_2$  агли на лопатките на колото.

При пренесување на развиената слика на лопатката во основната проекција (слика 6.9/3) централниот агол на лопатката е  $\mathcal{G}$ , при што е:

$$\mathcal{G}^x = \frac{r_1}{r_1^x} \mathcal{G} \quad (6.33)$$

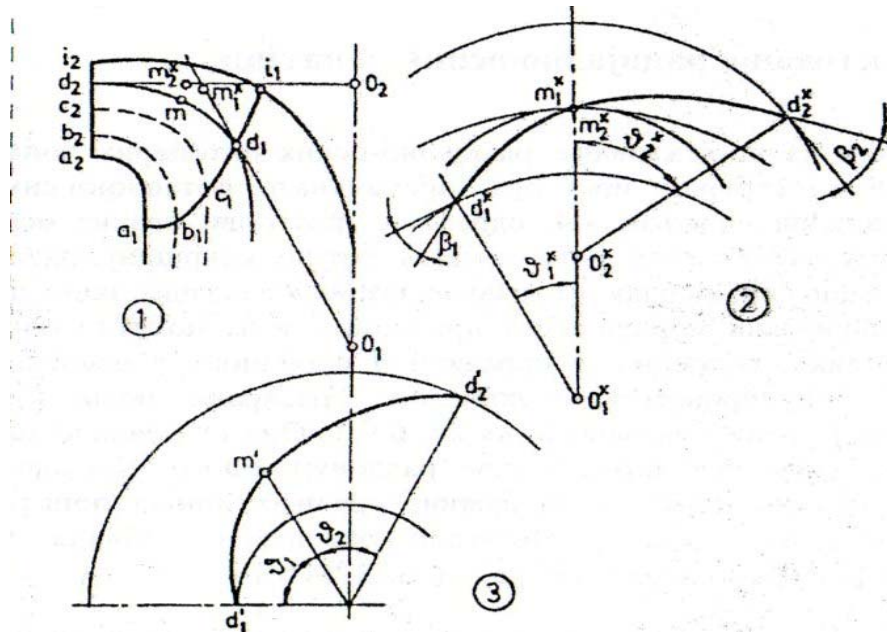


Слика 6.9 Пресликување на лопатките на тангентата на конус

На слика 6.9/4 нацртан е помошен траголник со агол  $\beta_1$  и катети  $\Delta u$  и  $\Delta m$ . Овој триаголник се пренесува на слика 6.9/2 и служи за конструирање на тангентата на средната линија на лопатката во точката  $d_1^x$ . Со нанесување на  $\Delta m$  по должина на изводницата  $Od_1$  на слика 6.9/1 од точка  $d_1$  кон  $O$  се определува нејзина проекција  $\Delta m'$ . На слика 6.9/3 катетите  $\Delta u$  и  $\Delta m'$  ја определуваат тангентата на средната линија на лопатката во таа проекција. Аголот на наклонот на оваа тангента е  $\beta_1'$ .

Позициите на точките  $d_1^x l^x m^x n^x d_2^x$  се избираат така да им одговараат еднакви услови спрема точката  $O^x$ , слика 6.9/2, иако тоа не е задолжително. Соодветните на нив агли, слика 6.9/3 во однос на оската, се во размер  $\mathcal{G}/\mathcal{G}^x$ . Радиусите кои ја определуваат позицијата на точките се исти како и кај меридијанската проекција, слика 6.9/1.

**Пресликување на два конуси.**-Тангентите на конусите се поставуваат низ крајните точки на меридијанските контури на струјната површина. На слика 6.10/1 конусите се повлечени низ точките  $d_1$  и  $d_2$ . Конусот низ точката  $d_2$ , во овој случај, се сведува на тангента на рамнината. Внатрешната гранична точка на пресликување е  $m$ . На конусот формиран во однос на точката  $d_1$  се пресликува лак  $d_1m$ , а на конусот чија тангента ја допира струјната површина во  $d_2$  се пресликува лак  $md_2$ . На развиената слика 6.10/2 во рамнина лопатките и влезните и излезни агли на лопатките ( $\beta_1$  и  $\beta_2$ ) се во вистинска големина. Централниот агол на лопатката е прикажан во два дела, на делницата  $d_1^x m^x$  одговара агол  $\mathcal{G}_1^x$  со врвот во точката  $O_1$ , а на делницата  $m^x d_2^x$  агол  $\mathcal{G}_2^x$  со врвот во  $O_2$ . Соодветните агли во основата се  $\mathcal{G}_1$  и  $\mathcal{G}_2$  (слика 6.10/3).



Слика 6.10 Пресликување на лопатки на два конуси

Равенките (6.32) (6.33) важат и за пресликување на два конуса, но за лакот  $d_1m$  треба да се примени во однос на конусот со врв во  $O_1$ , а за лакот  $d_2m$  во однос на конусот со врв во  $O_2$ .

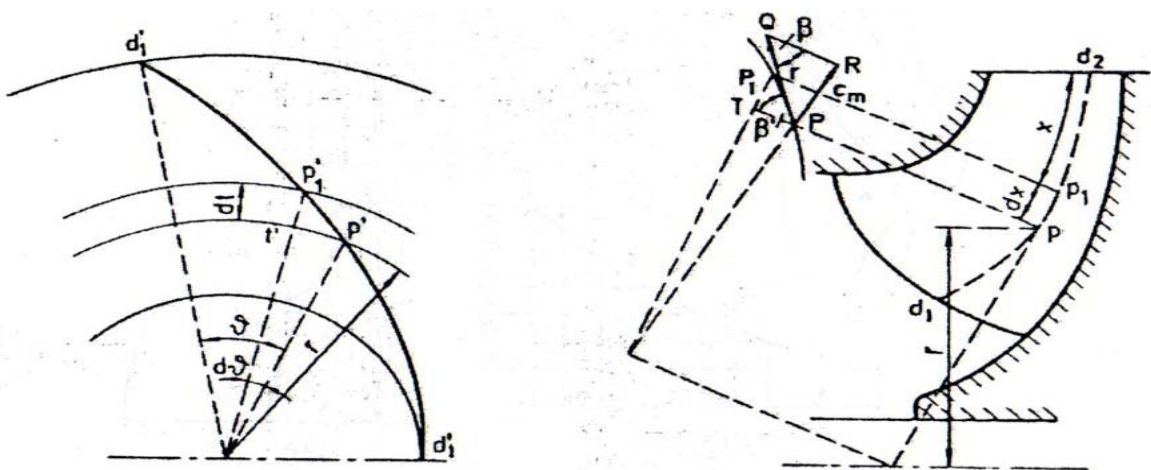
**Аналитичка пресметка на лопатката точка по точка.** - Методата за пресметка на лопатките точка по точка прикажана во делот 6.3 за цилиндрична лопатка се применува и за просторно закривени лопатки, особено за работни кола на радијално-аксијални пумпи. Потребно е да се изврши прилагодување на равенките кои се претходно развиени за цилиндричните лопатки.

На слика 6.11 линијата  $d_1d_2$  претставува меридијанска струјница, истовремено таа е и кружна проекција на струјницата. Ортогоналната проекција на струјницата (проекцијата во рамнина нормална на оската на вртење) прикажана е со линијата  $d_1'd_2'$ . Се разгледува мала делница од меридијанската струјница  $\overline{PP_1} = dx$ . Нејзината вистинска должина е прикажана на триаголникот  $PP_1T$ . Аголот на  $P_1PT$  е  $\beta$ , кој истовремено е агол помеѓу брзините  $w$  и  $(-u)$ .

Од сликата за триаголникот  $PP_1T$  следува:

$$\overline{PT} = \frac{\overline{P_1T}}{\operatorname{tg}\beta} = \frac{dx}{\operatorname{tg}\beta}. \quad (6.34)$$

Растојанието  $\overline{PT}$  е еднакво на лакот  $p't'$ , прикажано во ортогоналната проекција на сликата 6.11, и  $p't' = rd\vartheta$  од каде е:



Слика 6.11 Пресметка на просторно закривени лопатки точка по точка

$$r \cdot d\vartheta = \frac{dx}{r \cdot \operatorname{tg}\beta} \quad \text{или} \quad d\vartheta = \frac{dx}{r \cdot \operatorname{tg}\beta} \quad (6.35)$$

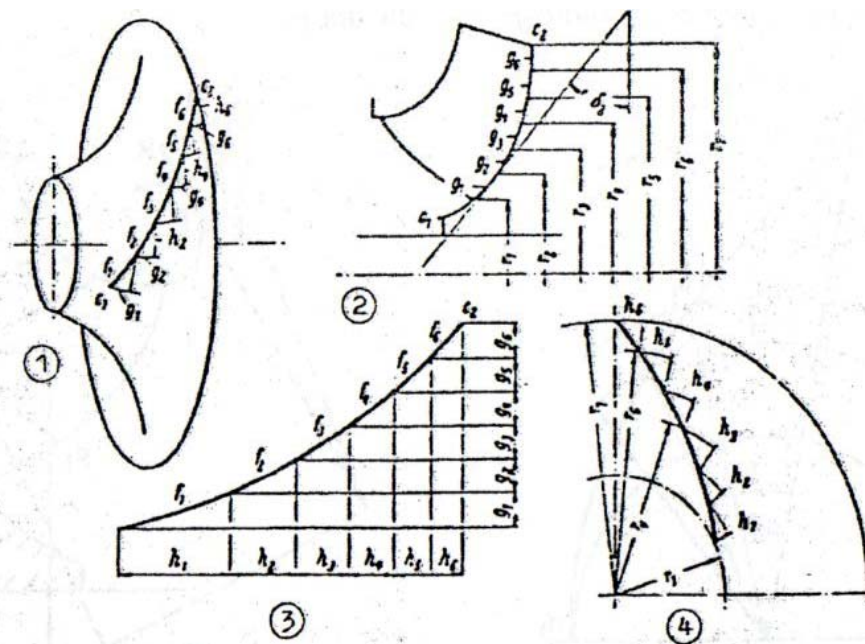
Со интегрирање се добива:

$$\vartheta = \int_0^x \frac{dx}{r \cdot \operatorname{tg}\beta} \quad \text{или} \quad \vartheta = \frac{180}{\pi} \int \frac{dx}{r \cdot \operatorname{tg}\beta} \quad (6.36)$$

Равенката 3.63 ја потврдува претходно изведената равенка 6.12, но во овој случај интегралот е по должината на лакот на меридијанската струјница почнувајќи од излезната точка кон влезната точка, а во равенката 6.12 интегралот е по должина на потегот  $r$ .

Останатите напомени за интегралот кои се однесуваат на усвојување на законот за промена на аголот  $\beta$  или релативната брзина  $w$  како и да се зема во предвид влијанието на конечната дебелина на лопатката - се исти како и при пресметката за цилиндричните лопатки.

**Конформно пресликување.**-Постапката за конформното пресликување е прикажана на слика 6.12, каде е претставен пример за пресликување на просторна струјна линија  $c_1c_2$  поставена на грбната површина на пумпното коло. Линијата  $c_1c_2$  аксиометриски е скицирана на сликата 6.12/1 и е поделена на делници  $f_1, f_2, \dots$ . Низ крајната точка на делницата  $f_i$  повлечени се меридијански рамнини кои се сечат со грбната површина на колото по лаците  $g_1, g_2, \dots$ . Низ граничните точки на лаците  $f_i$  поставени се и рамнини нормални на оската на колото, кои грбната површина ја сечат по лаците  $h_1, h_2, \dots$ . Меридијанските лаце  $g_1, g_2, \dots$  со кружните лаце  $h_1, h_2, \dots$  и делниците на струјниците  $f_1, f_2, \dots$  прават мали криволиниски триаголници кои доволно точно можат да се апроксимираат со нивните тетиви.



Слика 6.12 Конформно пресликување на просторни струјници во рамнина

Лаците  $g_1, g_2, \dots$  се гледаат во вистинска големина во меридијанскиот пресек на колото, слика 6.12/2. Кружните лаце  $h_1, h_2, \dots$  со припадните радиуси  $r_1, r_2, \dots$  прикажани се во вистинска големина во основната проекција, слика 6.12/4. На слика 6.12 /3 се нанесени должините на лаците  $h_1, h_2, \dots$  по хоризонталната оска, а должините на лаците  $g_1, g_2, \dots$  по вертикалната оска, така се добиени делниците на струјната линија  $f_1, f_2, \dots$  во вистинска големина.

Со изложената постапка просторната крива  $c_1c_2$  преликана е во рамнина практично на конформен начин. Отстапувањето од конформноста се намалува со намалување на големината на триаголникот чии страни се лаците  $f_i, g_i, h_i$  кои при преликувањето се заменуваат со тетиви, но при тоа се зголемува бројот на триаголници поради што расте резултантната грешка заради суперпонирање на неизбежните грешки кои се јавуваат при конструирање на секој триаголник. Заради тоа при примена на оваа постапка треба да се изберат димензиите на триаголниците така да се обезбеди бараната точност на обликот со намалена можност за зголемување на грешките при изведување на пресметките.

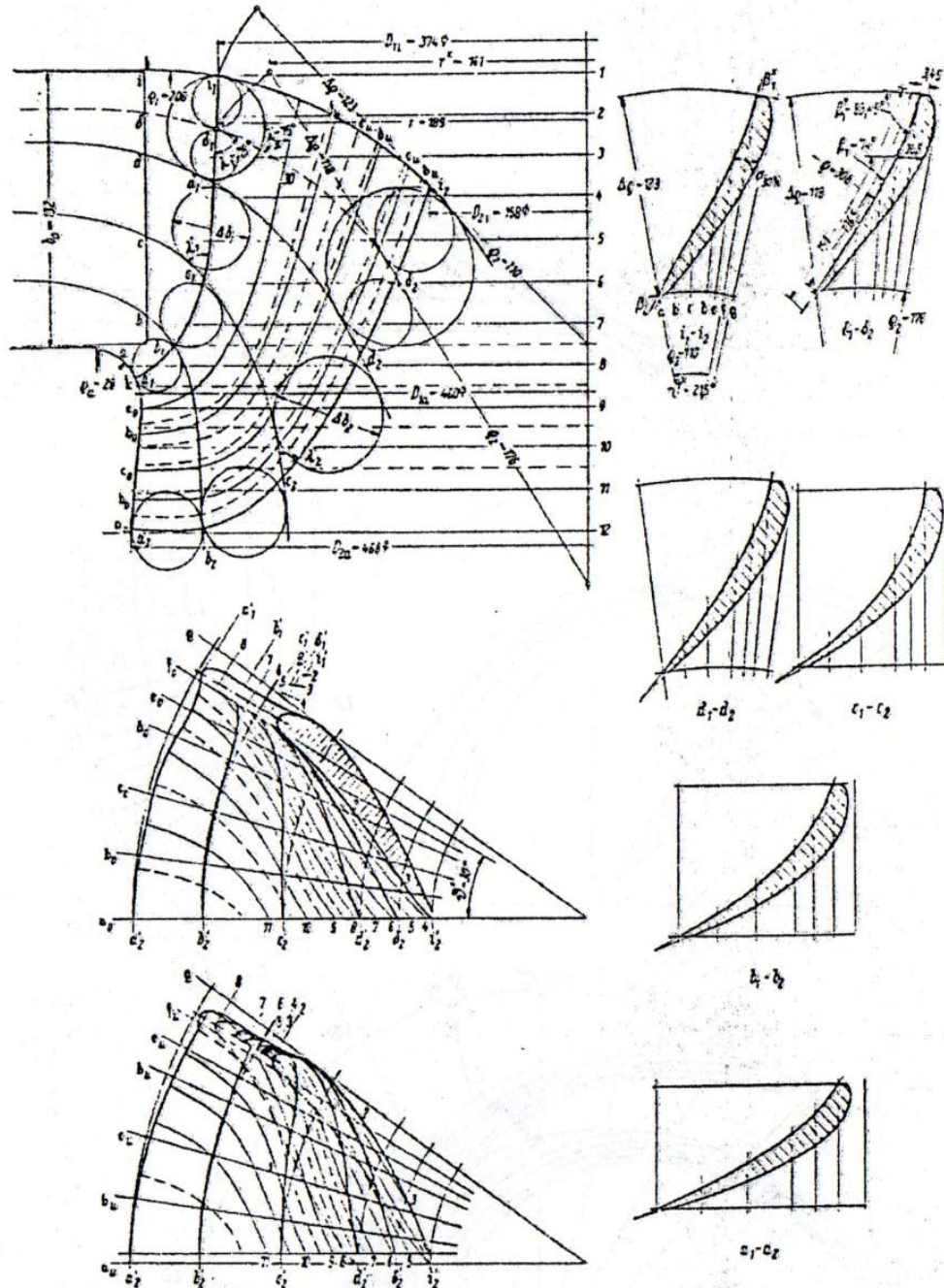
Дијаграмот 6.12/3 претставува рамнинска слика на средната линија на лопатката и е аналогна на сликата на осно-симетричната површина при струење во слој со променлива дебелина, дел 4.4. Кординатните оски  $h$  и  $g$  од слика 6.12/3 одговараат на оските  $x$  и  $y$  од равенката 4.40.

## 6.6. Проектирање на радијално-аксијални лопатки

Подлоги за проектирање на радијално-аксијалните закривени лопатки се: утврден облик на струјниот простор, пресметани ротационо симетрични струјни површини, делот 4.4, одредени триаголници на брзини на средното струење на влезот и излезот од колото за секоја струјна површина, делот 3.7 и 3.8. Со тоа се фиксирани точките на влезните и излезните ивици од лопатката, со што е дефинирана меридијанската проекција, а за потполно определување на нивниот облик, потребно е да се определи и проекцијата во основа, а тоа се постигнува при проектирање на лопатките. Формирањето на ивицата на лопатката во меридијанската рамнина е прикажан на сликата 6.9/1. Тие се повлекуваат така да должината на меридијанската струјница не се разликува многу. Подоцна во текот на решавање на задачата се

настојува должината на средните линии на лопатката да бидат подеднакво долги. Постапката за определување на обликот на лопатката е прикажана со неколку примери, слика 6.13 до 6.16.

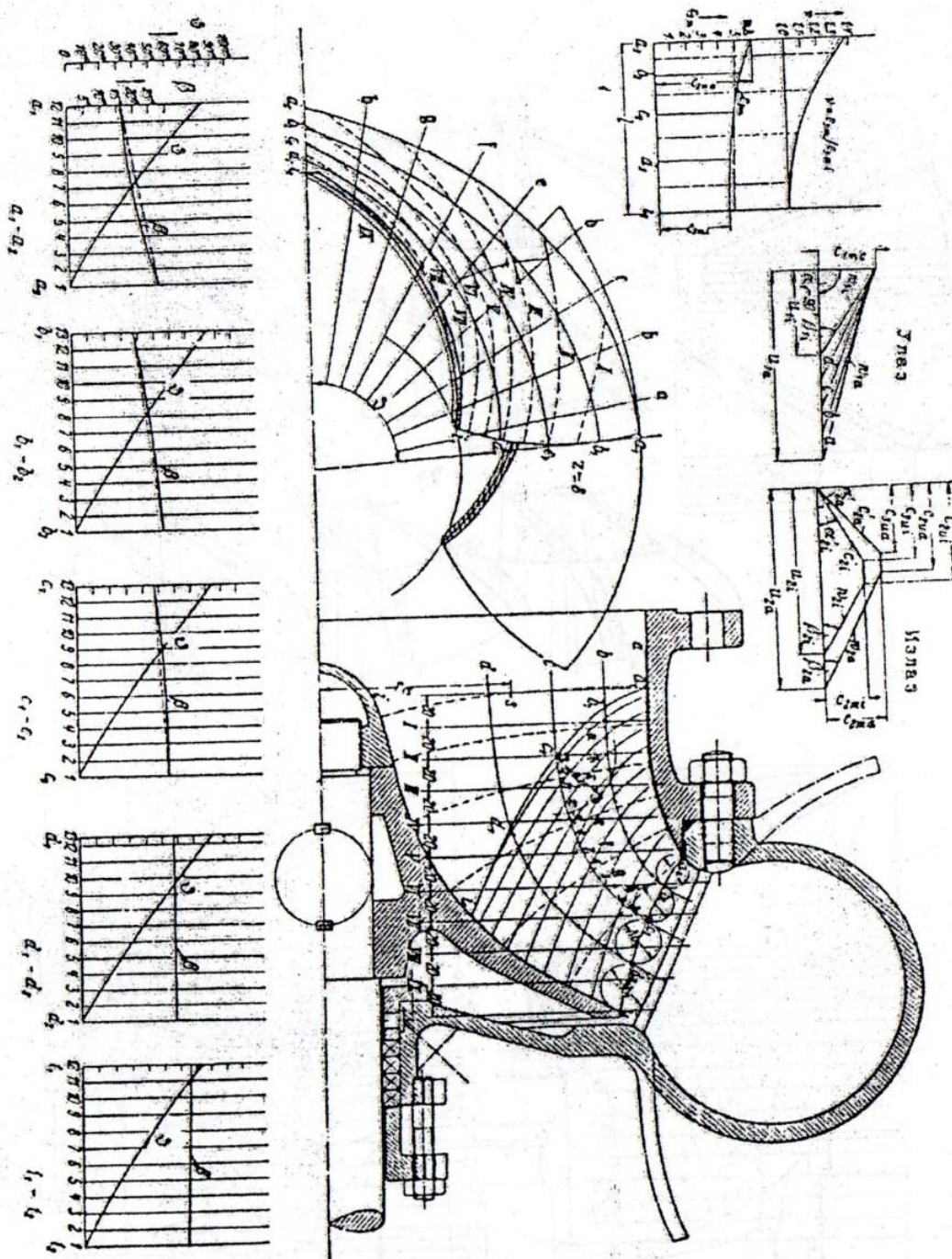
За определување на обликот на лопатките се применува една од постапките изложени во делот 6.5. Пресметките се изведуваат по должина на неколку ротационо симетрични струјни површини, од кои едната е во близина на кукиштето, една е до главчината, а останатите се (од кои барем една) во средина, при што вкупниот број на струјни површини е три или повеќе.



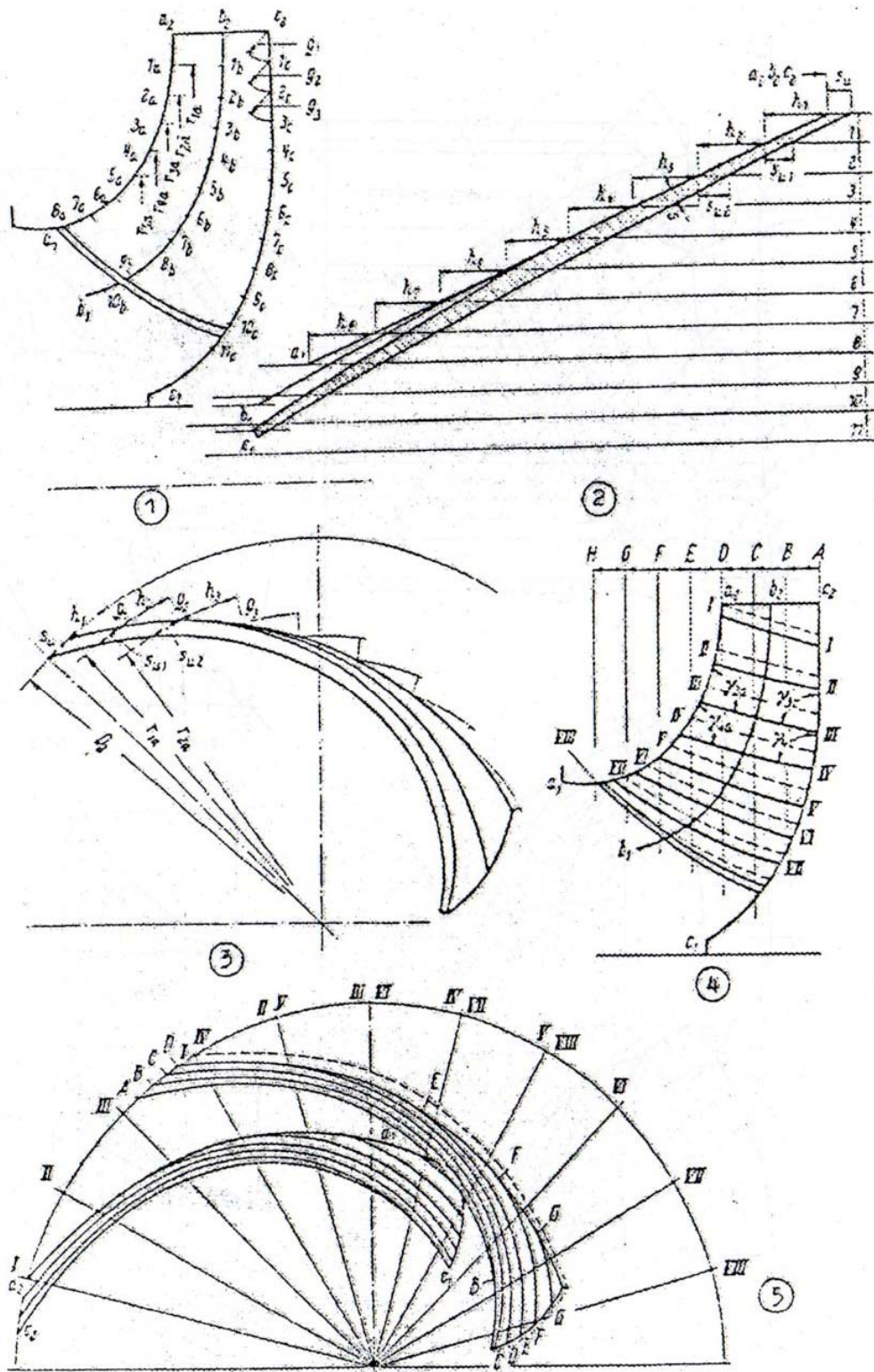
Слика 6.13 Лопатки на Францис турбина конструирана со развивање на конус







Слика 6.15 Лопатки на радијално - аксијална пумпа конструирана со пресметка точка по точка



Слика 6.16 Лопатка на радијално -аксијална пумпа конструирана со конформно пресликувања во рамнина:

- 1-меридијанска струјница, 2-рамнинска слика на лопатката, 3-лопатка во основа,
- 4- радијални и столарски пресеци во меридијанска рамнина, 5-радијални и столарски пресеци во основа

Проектирање на лопатките за Францис водните турбини прикажано е на сликата 6.13. Пресеците на лопатките со ротационите струјни површини развиени се во рамнина со поставување на тангенти на конусите кои се допираат со струјните површини во излезните ивица на лопатката. Со конусот профилите на лопатките се пренесуваат во рамнина нормална на оската на колото со поставување на излезната ивица во меридијанскиот пресек на колото. Таа ивица во меридијанска проекција се гледа во вистинска големина. Цртежот на лопатките е дополнет со конструирање на радијални и столарски пресеци. Радијалните пресеци се обележени со мали букви  $(a, b, f, g)$ , со индекси за предната и за грбната страна на лопатката. Столарските пресеци се определени со рамнини нормални на оската на колото, означени се со броевите  $(1, 2, \dots, 12)$ . Тие се многу важни за изработка на модели за лиење или калапи за ковање или пресување на лопатките.

Лопатка на Францис турбина е прикажана на слика 6.14, која е конструирана со развивање на два конуси кои со ротационата струјна површина се допираат на влезот и излезот од колото. На сликата се прикажани меридијанските проекции со основите на предната и грбната страна на лопатките, дијаграмите на триаголници на брзини на влез и излез, дијаграмот на меридијанските брзини долж развиената должина на влезната ивица и шест рамнински слики на пресеците на лопатката добиени со развивање на два конуса. И во овој случај излезната ивица на лопатката е во меридијанската рамнина. Радијалните пресеци се означени со мали букви  $(a, b, c, f, g)$ , а столарските пресеци со броевите  $(1, 2, \dots, 14)$ .

Лопатката на радијално-аксијалните кола на пумпа, слика 6.15, е конструирана со пресметката точка по точка. На сликата се прикажани проекциите на лопатката во меридијанската рамнина и во основа, дијаграми на наклонот на лопатките и аголните коти  $\vartheta$  во основа, дадени во зависност од развиената должина на меридијанската струјница, триаголниците на брзини на влез и излез и дијаграмите на меридијанските брзини по должина на развиената излезна ивица. Радијалните пресеци на лопатките се означени со мали букви  $(a, bc, f, g)$ , а столарските пресеци со римски броеви  $(I, II, \dots, IX)$ . Излезната ивица на лопатката е во меридијанската рамнина.

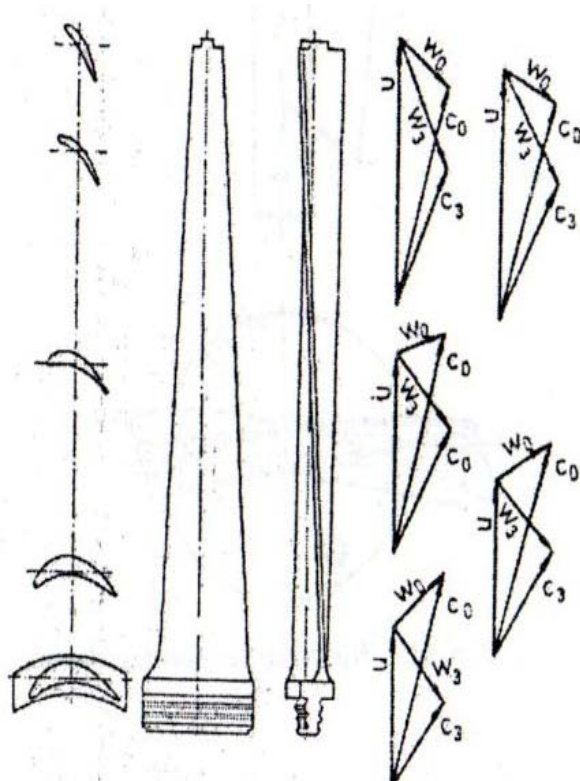
Лопатката на пумпа, прикажана на слика 6.16, е радијално-аксијална со константен радиус по должина на излезната ивица, заради што и излезните агли  $\beta_2$

се константни по целата широчина на лопатката. На сликите број 1, 2 и 3 нацртани се: меридијанската проекција со три струјни линии ( $aa, bb, cc$ ), рамнинаска слика на лопатките со дебелини (дебелините се исцртани само за пресекот  $cc$ ) и цртеж на лопатките во основа. Обликот на лопатките е потполно определен со добивање на фамилија струјни линии претставени со меридијански компоненти и пресеци во основа, како и со дефинирање на дебелината на лопатките по должина на тие струјници.

Покрај овие линии потребно е да се одредат столарските и радијалните пресеци, кое е направено на скиците 4 и 5. Притоа даден е изменет облик на лопатките. Во претходниот случај излезната ивица е во меридијанска рамнина, а овој пат е поставена косо во однос на неа, истото се гледа при споредба на скиците 3 и 5. Меридијанските пресеци се означени со (I, II, ..., VIII), а столарските со (A, B, C ... H). Со левата лопатка на слика 5 е прикажана грбната, а со десната е прикажана предната површина, просторот помеѓу нив го претставува меѓулопатичниот канал.

### 6.7. Проектирање на аксијални закривени лопатки

Кога струењето во аксијалните кола на турбомашините е забавено (пумпи, компресори и вентилатори) обликот на лопатките мора повнимателно да се обликува отколку при забрзано струење (турбина). Причина за тоа е фактот дека забавените струјници полесно се одлепуваат од ѕидовите, особено ако се со несоодветен облик. Заради тоа кај аксијалните топлински турбини, дел 6.4, се задржува цилиндричниот облик на аксијалните лопатки иако не е потполно адекватен на струјните услови, кога односот на радиусите на коренот и темињата на лопатките е голем  $r_i/r_e \geq 0,7$ , слика 6.6. Лопатките на топлинските турбини каде е  $r_i/r_e < 0,7$  како и лопатките на пумпите, компресорите и вентилаторите, без разлика на односот  $r_i/r_e$ , се просторно закривени. Кај хидрауличните турбини и бродските пропелери односот е  $r_i/r_e < 0,7$ , лопатките се исто така просторно закривени.



Слика 6.17 Просторно закривена аксијална лопатка на парна турбина со скица на триаголниците на брзини

Завртување на лопатките околу својата оска со што помал вртежен момент. Заради тоа положбата на оската се избира така да хидрауличната сила при затворени лопатки, дејствува на отворање, а кога е колото отворено, на затворање. За некоја средна положба на лопатките, резултантната хидродинамичка сила поминува низ оската, т.е. моментот е еднаков на нула. За решавање на овие задачи треба да се знае интензитетот и нападната линија на силите во зависност од наклонот на лопатката. Ова се утврдува експериментално, спрема коефициентите на моментите  $\xi_m$ , равенка 5.9.

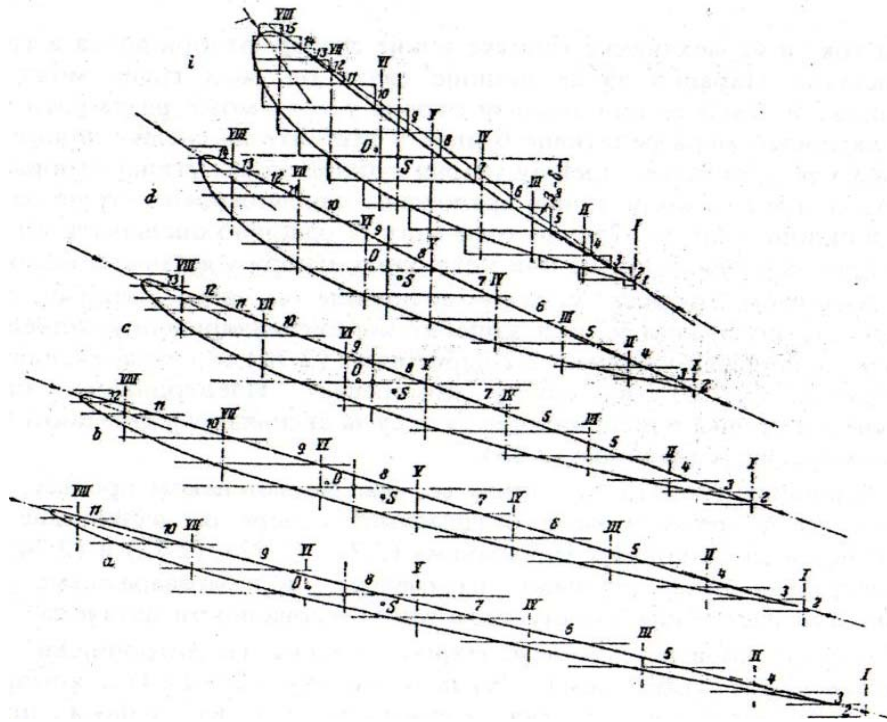
Заради намалување на опасноста од одлепувања, потребно е кај забавените кола, покрај просторно закривените лопатки, по должината на меѓулопатичниот простор (кој уште се нарекува и меѓулопатичен канал) да се обезбеди постепено забавување на струјата. Во забрзаните кола се остварува големо забрзување на краток пат, на тој начин се намалуваат загубите поради триење, слика 5.12. Скренувањето на струјата во забавените кола е помало, во забрзаните кола е поголемо, равенка 5.19.

Кај лопатките на Каплан турбините не е доминантно барањето за остварување на поволни напрегања од центрифугалните сили за да се постигне









Слика 6.21 Пет цилиндрични пресеци на лопатка од слика 6.20

На слика 6.17 прикажана е закривена лопатка каква што се вградува во последните степени на парна турбина. На сликата се дадени две надолжни проекции (поглед по оската на колото и во насока на обемната брзина), со пет пресеци на кои се гледа профилот на лопатката и со соодветните влезни и излезни триаголници на брзина.

На слика 6.18 е лопатката на аксијален вентилатор за проветрување на рудници, прикажана во три проекции. На една проекција се четири пресеци на кои се гледа обликот и положбата на профилот. На слика 6.19 е прикажана варијанта на облик на лопатка претставена со аксинометриски цртеж, за подобро да се согледа обликот на просторно закривените лопатки.

Лопатката на Каплан турбина, слика 6.20, е со сферично обработена површина на темето и подножјето, со што се обезбедува задржување на непроменет зазор спрема главчината и спрема куѓиштето при задвижување на лопатките околу надолжната оска. На сликата 6.20 е прикажана лопатката во две проекции, а на слика 6.21 прикажани се пет цилиндрични пресеци со облици и положби на профилот. Радијалните пресеци се означени со римски броеви (I, II, ...VIII), а столарските со арапски броеви (1,2,3,...15).

## 7. Работни својства на турбомашините

### 7.1 Степен на корисно дејство

Степенот на корисно дејство ( $\eta$ ) на една турбомашината е главен показател со кој се оценува квалитетот на процесот на трансформација на енергијата во машината. Кога  $\eta$  се дефинира со односот на моќноста: излезна ( $P_2$ ) и влезна ( $P_1$ ), ќе се добијат равенки кои важат за сите видови на турбомашини, независно од насоката на одвивање на процесот, од каде ќе биде:

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} \quad (7.1)$$

Кога равенката (7.1) се трансформира во форма погодна за практична пресметка, ќе се добијат изрази за турбина и компресор кои меѓусебно се разликуваат и формално се реципрочни. Причината за ова е што кај турбината влезната снага е одредена со протокот ( $\dot{m}$ ) и единечната работа ( $Y$ ) на струјата:

$$P_1 = \dot{m}Y \quad (7.2)$$

излезната моќност на вратилото е:

$$P_2 = P \quad (7.3)$$

од каде е:

$$\eta = \frac{P}{\dot{m}Y} \quad (7.4)$$

За пумпа, компресор или вентилатор, влезната моќност  $P_1$  еднаква е на моќноста на вратилото:

$$P_2 = P \quad (7.5)$$

излезната е определена со протокот  $\dot{m}$  и единечната работа на струјата  $Y$ , од каде е :

$$P_2 = \dot{m}Y \quad (7.6)$$

од каде следува :

$$\eta = \frac{\dot{m}Y}{P} \quad (7.7)$$

Моќноста која е определена како производ на протокот  $\dot{m}$  и единечната работа на струјата  $Y$  претставува теоретска моќност на турбомашините:

$$P_{th} = \dot{m}Y$$

за турбина е еднаква на влезната моќност  $P_1$ , а за пумпа, компресор или вентилатор на излезната моќност  $P_2$ , равенките (7.2) и (7.6) можат да се напише за турбина во облик:

$$P_1 = \dot{m}Y = P_{th} \quad (7.2')$$

а за пумпа, компресор или вентилатор во облик:

$$P_2 = \dot{m}Y = P_{th} \quad (7.6')$$

Меѓутоа, иако изразите (7.4) и (7.7) се формално реципрочни, степенот на корисно дејство на машината и за турбина (7.4) и за пумпа, компресор или вентилатор (7.7) ќе биде помал од 1. Причина за тоа е фактот што сите отпори кои дејствуваат во текот на процесот се совладуваат со влезната моќност, и разликата помеѓу влезната и излезната моќност е одредена од дејството на отпорот.

При анализа на процесите во турбомашините отпорите се класифицираат за полесно да се оцени нивното влијание. Основната поделба на отпорите предизвикани од загубите во колото, е на: **волуменски загуби** настанати поради формирање на протокот помеѓу куќиштето и работното коло (кај турбини тоа е струењето паралелно со основниот проток, а кај пумпи, компресори и вентилатори тоа е со повратниот проток) и на **механички загуби** во кои спаѓаат отпорите на дискот и триењето во лежиштата. Секако, подоцна секоја од овие групи може понатаму да се анализира. При анализата на отпорот во колото може да се издвои влијанието на несоваѓање на насоката на релативните брзини и тангентите на средната линија на лопатките на влез, со кои се определуваат загубите од удар, заради влијанието на отпорот при вискозното триење во колото, влијанието на вртлогот и одлепувањето на флуидната струја од лопатките и куќиштето и друго. Слично на тоа можат одвоено да се оценуваат протекувањата низ поединечни процепи или механичките отпори во деловите на машините.

Анализата на процесите во колото се дефинира со изентропски степен на корисно дејство на работното коло, кој при адијабатска експанзија или компресија со триење, е дефиниран во делот (2.7)<sup>1</sup> се равенката (2.70)<sup>1</sup> за случај на експанзија, а со равенката (2.70'')<sup>1</sup> за случај на компресија. Изентропскиот степен на корисно дејство на еден степен и на целата машина за експанзија дадени се преку равенката (2.76)<sup>1</sup>, а за компресија преку равенката (2.83)<sup>1</sup>.

Единечната топлина  $\Delta q_z$  со кој при повеќестепен процес, флуидот се загрева поради триењето и нејзиниот бездимензиски параметар  $\alpha$  дефинирани се за експанзија и за компресија со равенките (2.71)<sup>1</sup>, (2.72)<sup>1</sup>, (2.73)<sup>1</sup> и (2.74)<sup>1</sup>. Врската на параметрот  $\alpha$  за случај  $z$  степени и параметарот  $\alpha_\infty$  кој одговара на елементарен степен, кој настанува кога бројот на степени се стреми кон бесконечност е дадена со равенката (2.81)<sup>1</sup>.

Степенот на корисно дејство на елементарен степен (политропски степен на корисно дејство) даден е со изразот (2.78)<sup>1</sup> за експанзија, а со (2.84)<sup>1</sup> за компресија. Врската меѓу политропскиот степен на корисно дејство на степенот и промената на притисок и параметрите за експанзија дадена преку равенката (2.80'')<sup>1</sup>, а за компресија преку равенката (2.86''). Овие две релации се прикажани графички на слика 2.20<sup>1</sup>.

Процесите во турбомашините, по правило, се делови од процеси кои се остваруваат во термодинамичките циклуси. Степените на корисно дејство во термодинамичките циклуси се обработени во делот 2.8<sup>1</sup>.

Во деловите 5.1 и 5.2 изложени се методи со кои може да се добијат доста веродостојни податоци за отпорот на триење во колото, што служи како подлога за проценување на степенот на корисно дејство во фаза на проектирањето. Секако дека овие пресметки подлежат на експериментална проверка во текот на испитувањето на прототипот на машината.

Протекувањето низ процепите се пресметува со постапките изложени во делот 5.7<sup>1</sup>, но често, во фазата на проектирање, протекувањето се одредува спрема искуство стекнато во претходно изведени машини со слични перформанси.

Отпорот на дискот се пресметува на начин изложен во делот 5.8<sup>1</sup>. Триењето во клизните лежишта, во фазата на проектирање на лежиштата, се проценува или се пресметува. За тркалачки лежиште отпорите можат да се проценат спрема податоците од произведувачот, содржани во каталозите.

Врз основа горенаведеното излагање, со ограничување на разгледувањето на еден вид на загуби или загуби во избран дел од машината, може да се пресметаат парцијални степени на корисно дејство. Така со поделба на загубите на хидраулични (кои настануваат при ударно занесување на струјата, при вискозни отпори и

одлепување на струјата) и волуменски, слика 5.37/1<sup>1</sup>, 5.37/2<sup>1</sup> и 5.38/1<sup>1</sup> се добива изразот за моќноста на турбините ( $P_k$ ) во облик:

$$P_k = \rho(Q - \Delta Q)(Y - \Delta Y) \quad (7.8)$$

а теоретската моќност на турбините се определува со изразот (7.2'')<sup>1</sup>. Моќноста на вратилото на колото е  $P$ :

$$P = P_k - \Delta P \quad (7.9)$$

каде  $\Delta P$  претставува механичка загуба.

Ако равенката (7.8) се подели со (7.2'') се добива степенот на корисно дејство:

$$\eta_k = \frac{P_k}{P_{th}} = \frac{Q - \Delta Q}{Q} \frac{Y - \Delta Y}{Y} \quad (7.10)$$

од каде следува волуменскиот  $\eta_v$  и хидрауличниот  $\eta_h$  степен на корисно дејство:

$$\eta_v = \frac{Q - \Delta Q}{Q} \quad (7.11)$$

и

$$\eta_h = \frac{Y - \Delta Y}{Y} \quad (7.12)$$

Хидрауличниот степен на корисно дејство се совпаѓа со изентропскиот степен на корисно дејство, дефиниран за случај на експанзија со равенката 2.70<sup>1</sup>, слика 2.14<sup>1</sup>

$$\Delta i_s = Y \quad (7.13)$$

и

$$\Delta i_s = Y - \Delta Y \quad (7.14)$$

Со делење на изразите (7.9) и (7.8) се одредува односот на излезната моќност и моќноста на колото, што претставува механички степен на корисно дејство:

$$\eta_m = \frac{P_k - \Delta P}{P_k} \quad (7.15)$$

Вкупниот степен на корисно дејство на турбината еднаков е на излезната и влезната моќност и е даден со равенката (7.4), кога ќе се земат во предвид изразите (7.11), (7.12) и (7.15) се добива :

$$\eta = \eta_v \eta_h \eta_m \quad (7.16)$$

Кога ќе се зема во предвид равенката (7.10)

$$\eta_k = \eta_v \eta_h \quad (7.17)$$

од каде е: 
$$\eta = \eta_k \eta_m \quad (7.18)$$

Од горните равенки се гледа дека степенот на корисно дејство на колото е еднаков на волуменскиот и хидрауличниот степен на корисно дејство, равенка (7.17), а степенот на корисно дејство на турбината е производ од волуменскиот, хидрауличниот и механичкиот степен на корисно дејство, равенка (7.16) или заради равенката (7.17) е производ од степенот на корисно дејство на колото и механичкиот степен на корисно дејство (7.18).

За пумпи, компресори и вентилатори моќноста на колото е слика 5.37/3<sup>1</sup>, 5.38/2<sup>1</sup> и 3<sup>1</sup>

$$P_k = \rho(Q + \Delta Q)(Y + \Delta Y) \quad (7.8')$$

додека теоретската моќност  $P_{th}$  е одредена со (7.6).

Моќноста на вратилото е:

$$P = P_k + \Delta P \quad (7.9')$$

каде  $\Delta P$  претставува механичка загуба.

Ако равенката (7.6') се подели со равенката (7.8'') се добива степенот на корисно дејство на колото:

$$\eta_k = \frac{Q}{Q + \Delta Q} \frac{Y}{Y + \Delta Y} \quad (7.10')$$

од каде следува изразот за волуменскиот  $\eta_v$  и хидрауличниот  $\eta_h$  степен на корисно дејство, кој гласи:

$$\eta_v = \frac{Q}{Q + \Delta Q} \quad (7.11')$$

и

$$\eta_h = \frac{Y}{Y + \Delta Y} \quad (7.12')$$

Хидрауличниот степен на корисно дејство се совпаѓа со изентропскиот степен на корисно дејство, дефиниран за процесот на компресија со равенката (2.70'')<sup>1</sup>, од каде е:

$$\Delta i_s = Y \quad (7.13')$$

и 
$$\Delta i = Y + \Delta Y \quad (7.14')$$

Со делење на моќноста на колото, равенка (7.8'') со моќноста на вратилото равенка (7.9''), се добива механичкиот степен на корисно дејство на пумпа, компресор или вентилатор:

$$\eta_m = \frac{P}{P + \Delta P} \quad (7.15')$$

Вкупниот степен на корисно дејство даден со равенката (7.7). може ако се земат во предвид равенките (7.11''), (7.12'') и (7.15'') да се изрази во следниот облик:

$$\eta = \eta_v \eta_h \eta_m \quad (7.16')$$

Кога ќе се зема во предвид равенката (7.10''), следува:

$$\eta_k = \eta_v \eta_h \quad (7.17')$$

и 
$$\eta = \eta_k \eta_m \quad (7.18')$$

Изразите (7.16), (7.17) и (7.18) се однесуваат на турбините и идентични се со изразите (7.16''), (7.17'') и (7.18'') кои важат за пумпи, компресори и вентилатори.

За пресметка на степенот на корисно дејство на некои турбомашини спрема предходно изложените равенки, потребно е да се знаат вредностите на загубите за дадени работни параметри. Во фазата на проектирање загубите се пресметуваат или се проценуваат. За изведена машина степенот на корисно дејство се определува експериментално. Притоа треба да се има во предвид дека пресметките без експериментална проверка, по правило, не се доволно сигурни. Пресметаните загуби се основа за определување на перформансите на машината во фазата на проектирање, додека пак гаранцијата на податоците мора да се заснова на експерименти. Бидејќи испитувањето на машината поради утврдување на работните перформанси, вклучувајќи го и степенот на корисно дејство, е сложена и скапа, а често без претходна припрема не може да се изведе – се наметнува потреба за утврдување на постапка која овозможува сигурно, а помалку сложено и ефтино решавање на овој проблем. Одговорот на тоа прашање го даваат законите за сличност на работа на турбомашината.

---

<sup>1</sup>Книга: Основи на Турбомашините, А. Гаиќ и Љ. Крсмановиќ

#### 7.4. Влијание на димезиите (размерот)

Од изложеното во претходните две поглавиа следува дека е практично невозможно да се оствари целосна сличност при моделски испитувања на турбомашините. Со упростување на условите се добива можност за добивање на помалку или повеќе сигурни податоци за машините во реална големина - прототип. При тоа е добиено дека работните перформанси, посебно степенот на корисно дејство кај прототипот, ќе бидат подобри од тие на моделите. Во врска со тоа разработени се методи, засновани на теоретска анализа и аналитичка обработка на собрани податоци, за проценка на подобрените перформанси на прототипот, ограничени со влијаењето на размерот.

Основниот пристап при пресметката се темели на проценката дека вртложните и механичките загуби кај моделот и кај прототипот, мерени во релативна мера, ќе останат непроменети, а загубите поради делувањето на напоните на смолкнување по должина на струјницата ќе се менуваат со Рејнолдсовиот број. Општиот израз на овој став е:

$$\frac{1 - \eta}{1 - \eta'} = \alpha + (1 - \alpha)f\left(\frac{Re'}{Re}\right) \quad (7.46)$$

Големините означени со “прим” се однесуваат на моделот. Делот на загубите кои не се пресметани определени се со  $\alpha < 1$ , а пресметаните се определени со производот  $(1 - \alpha)$  и некои функции на Рејнолдсовиот број на моделот и на прототипот. Губитоците во моделот се одредени со  $(1 - \eta')$ , а во прототипот со  $(1 - \eta)$ .

Кога Рејнолдсовите броеви на моделот и прототипот ќе се изразат со:

$$Re' = \frac{d' \sqrt{2gh'}}{v'}$$

и

$$Re = \frac{d \sqrt{2gh}}{v}$$

нивниот однос е:

$$\frac{Re'}{Re} = \frac{d' v'}{d v} \sqrt{\frac{h'}{h}} \quad (7.47)$$

а функцијата на односот на Рејнолдсовите броеви се претпоставува во обликот:

$$f\left(\frac{Re'}{Re}\right) = \left(\frac{Re'}{Re}\right)^{1/n} = \left(\frac{d'}{d} \cdot \frac{v}{v'} \cdot \sqrt{\frac{h'}{h}}\right)^{1/n} \quad (7.47')$$



За практични пресметки на степенот на корисно дејство на прототипот во однос на степенот на корисно дејство на моделот, се применуваат низа од формулите кои се, повеќе или помалку, засновани на формулата (7.46). Тие формули можат да се класифицираат во три групи.

**Прва група** - Во овие формули односот (7.47) се сведува само на однос на пречници, а загубите се пресметуваат во целина, каде што  $\alpha=0$ . Така се добива:

$$1 - \eta = (1 - \eta') \left( \frac{d'}{d} \right)^{1/n} \quad (7.48)$$

За константата  $n$  во експонентот се даваат различни бројни вредности, во зависност од експерименталните податоци кои послужиле како основа за нејзино определување.

Меѓу равенките од оваа група најчесто се применува Модиевата (Moody) во која  $n=5$  и равенката е следната:

$$1 - \eta = (1 - \eta') \left( \frac{d'}{d} \right)^{1/5} \quad (7.48')$$

Равенката е соодветна за радијални и радијално-аксијални машини (пумпи и турбини) каде  $h < 150$  m.

**Втора група** - При пресметка се зема во предвид не само разликата во димензиите туку и разликата во падовите на моделот и прототипот, меѓутоа експонентот на односот на пречниците и односот на падовите не мораат да бидат компатабилни со релацијата (7.47'). Во оваа група Мудиевата равенка е за падови над 150 метри и гласи:

$$1 - \eta = (1 - \eta') \left( \frac{d'}{d} \right)^{1/5} \cdot \left( \frac{h'}{h} \right)^{1/20} \quad (7.49)$$

**Трета група** - Овие равенки во потполност се базираат на општиот израз (7.46). Меѓу нив познати се Хатоновата (Hutton) и Акеретовата (Ackeret) равенка кои се дадени со обликот:

$$\frac{1 - \eta}{1 - \eta'} = \alpha + (1 - \alpha) \left[ \frac{d'}{d} \cdot \frac{v}{v'} \cdot \sqrt{\frac{h'}{h}} \right]^{1/3} \quad (7.50)$$

со тоа што кај Акерет  $\alpha=0,3$  а кај Хатон  $\alpha=0,5$ .

Равенката ЦКТИ (централен котло-турбо градежен институт, СССР) гласи:

$$\frac{1 - \eta_h}{1 - \eta'} = \alpha + (1 - \alpha) \left( \frac{Re'}{Re} \right)^{1/5} \quad (7.51)$$

При примена на равенката се зема дека  $\alpha=0,5$ , а се пресметува само хидрауличниот степен на корисно дејство.

Сите наведени равенки за пресметка на степенот на корисно дејство се однесуваат за оптимален режим, на кој одговара максимален степен на корисно дејство, а кај Каплан турбина и кај пропелерните пумпи со подвижни лопатки на работното коло, одговара за режим при максимална вредност на степенот на корисно дејство остварен при константен нагиб на лопатките на работното коло. Така добиените вредности за корекција на степенот на корисно дејство:

$$\Delta\eta = \eta - \eta' \quad (7.46')$$

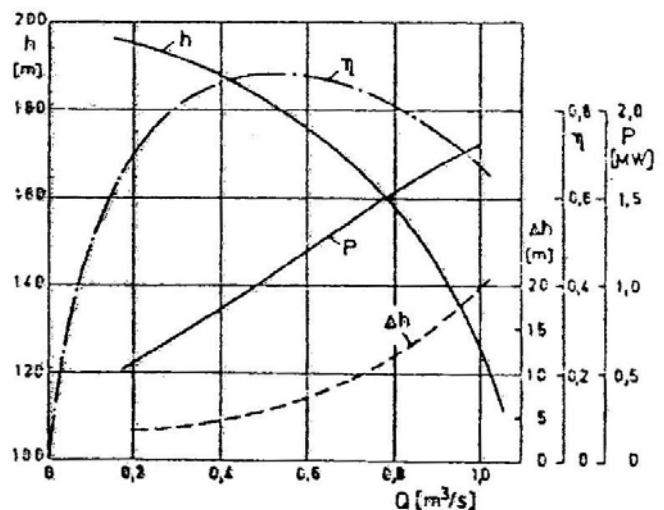
се применуваат за целокупната работна област, а кај Каплан турбините и кај пропелерните пумпи за сите режими со константен нагиб на лопатките на работното коло.

Од изложеното се гледа дека корекцијата на степенот на корисно дејство се определува, во основа, емпириски. Пресметката се изведува врз основа на односите на падовите, димензиите и вискозноста, т.е. промена на Рејнолдсовиот број. Влијанието на разликата на зјајот и релативната рапавост не е експлицитно изразено туку е вклучено во односот на главните мери.

Заради сето наведено досега и понатаму ова прашање интензивно се проучува. Во врска со тоа се предлага, заради постојаниот напредок на технологијата, да се изработат модели со фина обработка на површините кои го ограничуваат проточниот простор, со што ќе се елиминира потребата за пресметка на корекција на степенот на корисно дејство. Ова би требало посебно да важи за модели чии пречници на колото се над 500-600 mm. За Пелтон турбини, испитувани на модел со пречник на млазот над 50 mm и пад над 30 m, не се предвидува корекција на степенот на корисно дејство.

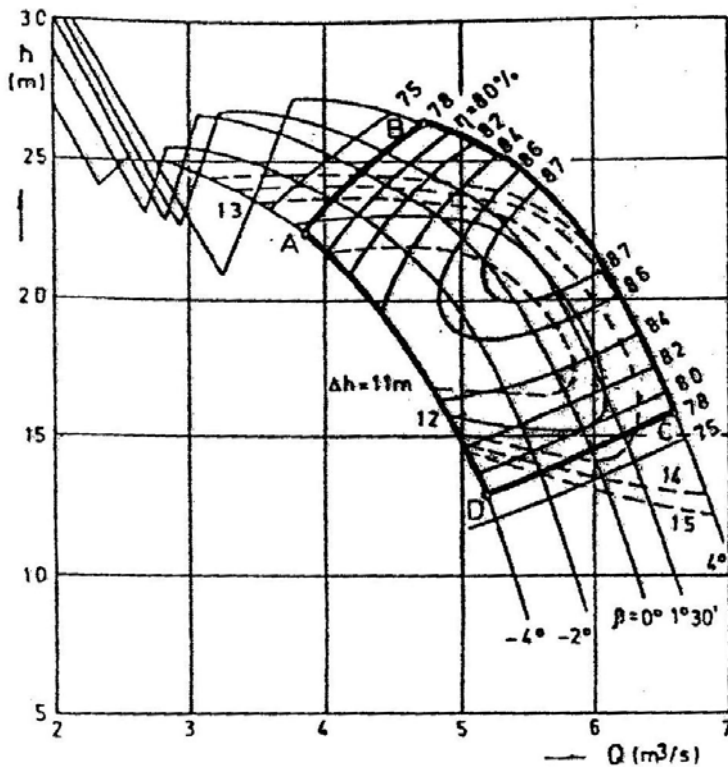
## 7.5. Работни криви. Топографски дијаграми.

Претходно е веќе наведено (глава 7.2) дека карактеристиките на работата ( $\psi$ ) и протокот ( $\phi$ ) во потполност го определуваат работниот режим на турбомашините. Со промена на работните услови се менуваат и работните параметри (проток  $Q$ , единечна работа  $Y$ , при константен или променлив број на вртежи на колото  $n$ ), а со тоа и карактеристиките  $\phi$  и  $\psi$ .



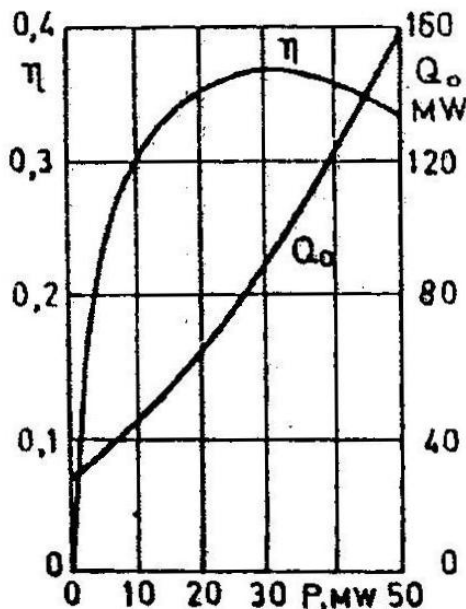
Слика 7.2 Работни криви на центрифугална пумпа  
Ознаки:  $Q$  - проток,  $h$  - пад,  $\Delta h$  - резерва на притисок,  $\eta$  - степен на корисно дејство,  $P$  - моќност

Промената на работните параметри може да се претстави графички. Така за



Слика 7.3 Работни криви на аксијална пумпа  
 Ознаки Q - проток, h - пад, Δh - резерва на притисок до кавитација, η - степен на корисно дејство, β - агол на лопатките

пумпи, компресори и вентилатори, кога брзината на колото не се менува, се добиваат криви кои ги даваат зависностите за единечната работа на струјниот тек (Y), степенот на корисно дејство (η), моќноста (P) и кавитационата резерва (само за пумпи) (ΔY), во зависност од протокот Q, слика 7.2. Наместо големините Y и ΔY, кај пумпите често се даваат соодветните висини на воден столб  $h=Y/g$  и  $\Delta h=\Delta Y/g$ . За вентилатори се дава пораст на притисок  $\Delta h=\rho Y$ , а за компресори односот на излезниот и влезниот притисок  $\Pi=p_2/p_1$ , каде Π е поврзан со Y преку релациите (3.20) и (3.20'').



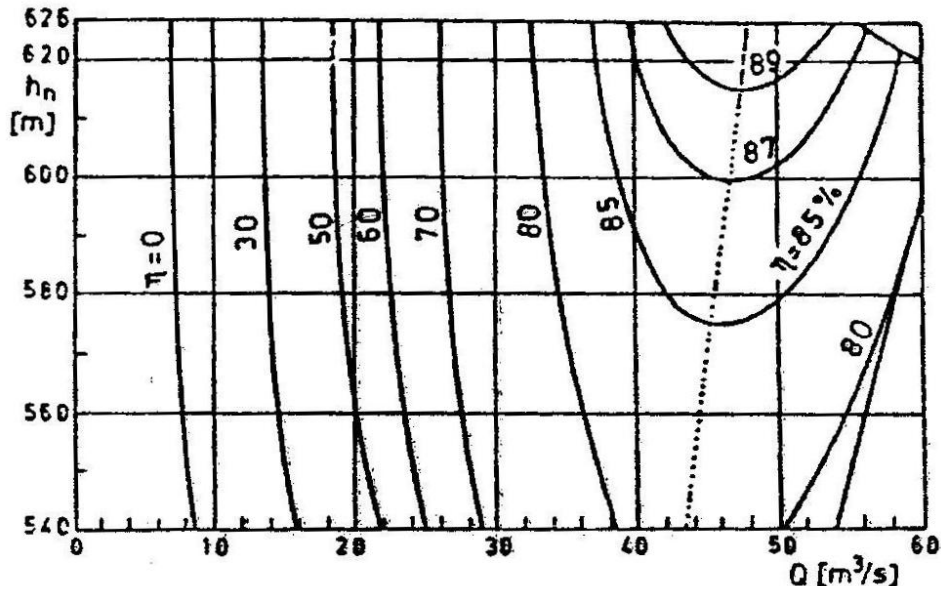
Слика 7.4 Работни криви на турбина  
 Ознаки Q - потрошена топлина, η - степен на корисно дејство, P - моќност

Ако турбомашината има спроводен апарат со подвижни лопатки или ако лопатките на работното коло се подвижни, зависноста на протокот и единечната работа не е еднозначна, слика 7.3.

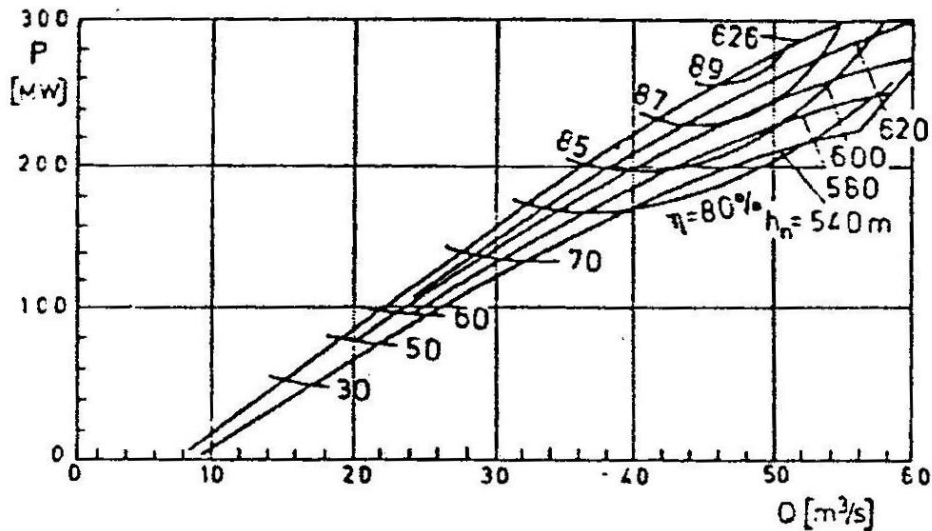
Работните криви на топлинските турбини се, по правило, еднозначни. На слика 7.4 се прикажани дијаграмите на зависност на топлината потрошена за производство на пареа, пропуштена во единица време низ турбината ( $Q_0$ ) и степенот на корисно дејство на турбомашината (η) од добиената моќност (P).

Водните турбини работат при различни падови, зависно од горното и долното ниво на водата, па затоа моќноста, при исти протоци се менува во зависност од висината на падот. На слика 7.5 и 7.6 прикажани се работните криви

на исти турбини на два начина: првиот начин во систем на нето пад ( $h_n$ ) и проток(Q) со крива со константна вредност на степенот на корисно дејство( $\eta$ ), а вториот начин во систем на моќност (P), проток (Q) со крива со константна вредност на нето падот ( $h_n$ ) и константна вредност на степенот на корисно дејство ( $\eta$ ).



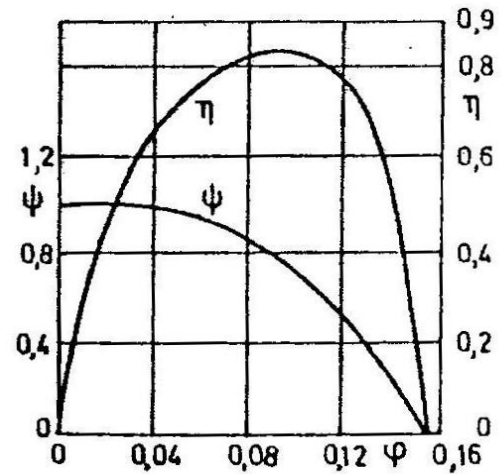
Слика 7.5 Топографски дијаграм на хидраулична турбина. Ознаки Q - проток,  $h_n$  - нето пад,  $\eta$  - степен на корисно дејство



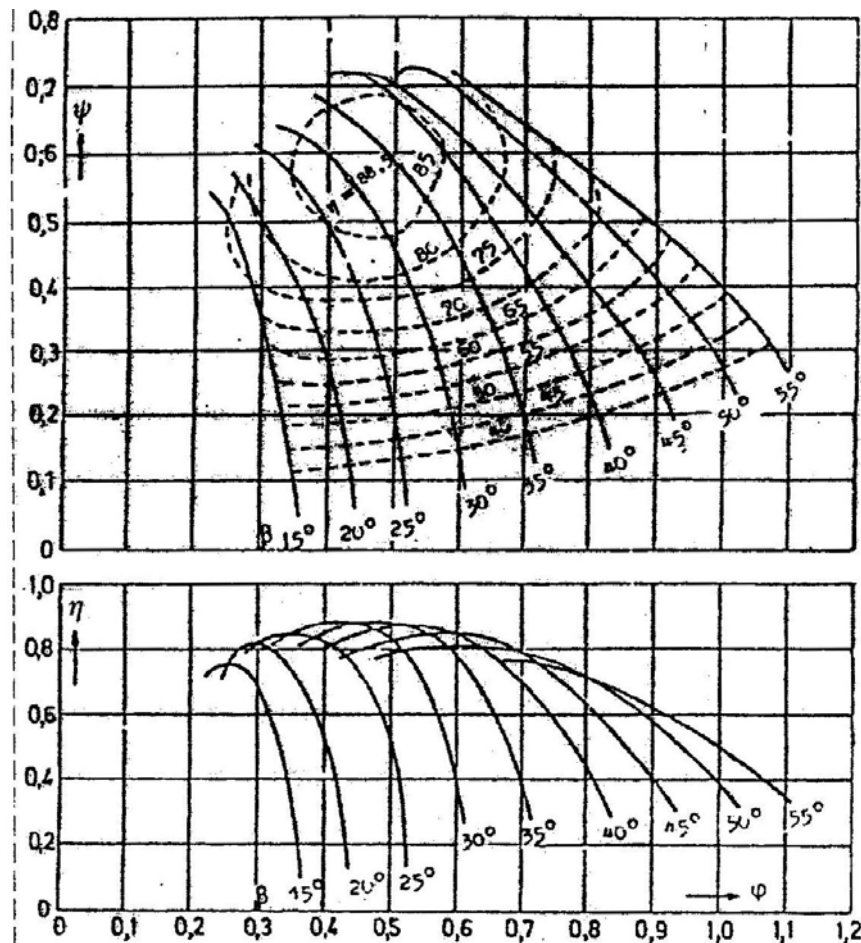
Слика 7.6 Крива на моќност на хидраулична турбина. Ознаки Q - проток,  $h_n$  - нето пад  $\eta$  - степен на корисно дејство, P- моќност

За едностепени машини вообичаено е бездимензионално прикажување на работните криве. Најчесто се даваат кривите  $\psi=f(\phi)$  и  $\eta=f(\phi)$ . На слика 7.7 прикажани се  $(\phi, \psi)$  и  $(\phi, \eta)$  кривите на еден вентилатор. Кога нагибот на лопатките може да се менува, зависноста  $\psi=f(\phi)$  е повеќе значајна, што се гледа на слика 7.8 на која се дадени кривите  $(\phi, \psi)$  и  $(\phi, \eta)$  за константен нагиб на лопатките ( $\beta$ ).

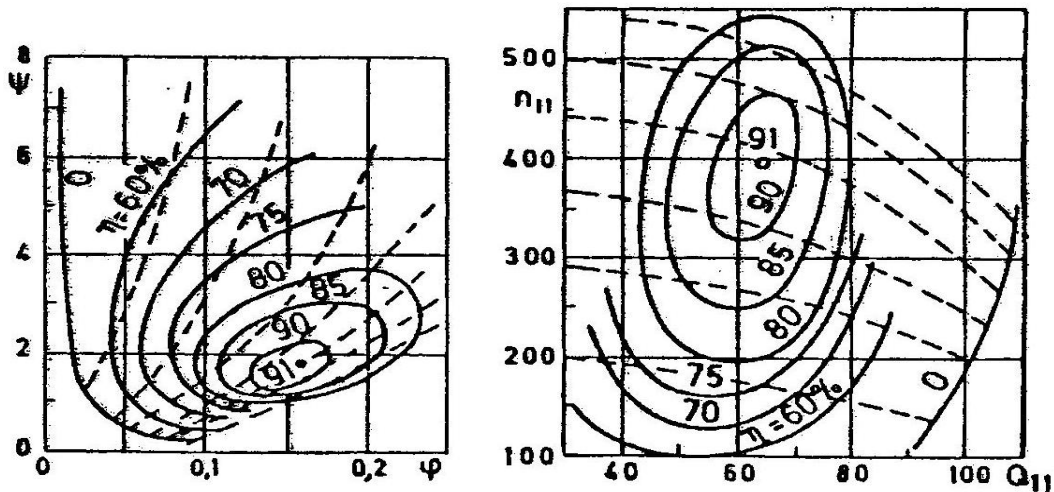
На слика 7.9 се дадени дијаграмите на хидраулична турбина во бездимензионален облик. Едниот е даден во координатен систем  $(\varphi, \psi)$ , а другиот е во  $(n_{11}, Q_{11})$ . Со полни линии се повлечени криви со константни вредности на степенот на корисно дејство ( $\eta$ ), а, со испрекинати линии, кривите при константно отворен спроводен апарат, но вредностите на тие отвори не се впишани. Во двата случаи употребени се термините “бездимензионални” иако само карактеристиките  $(\varphi, \psi)$  се без димензии, изрази (7.21) и (7.22), додека големините  $(n_{11}, Q_{11})$  не се, сепак можат да се третираат како бездимензионални, изрази (7.42) и (7.43).



Слика 7.7 Бездимензионална работна крива на радијален вентилатор



Слика 7.8 Бездимензионални работни криви на аксијален вентилатор со променлив агол на лопатките

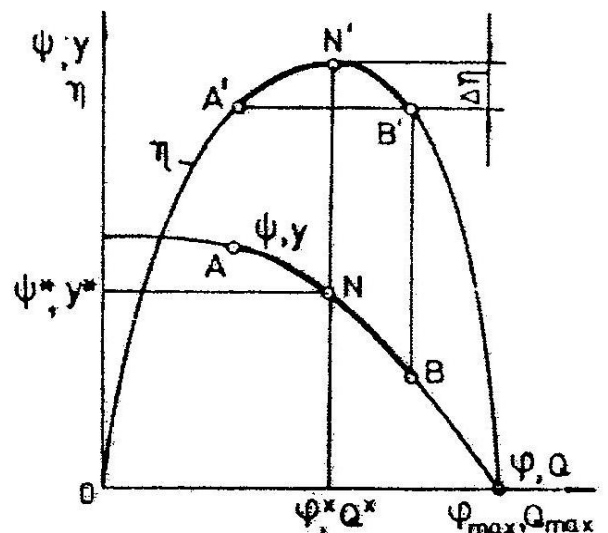


Слика 7.9 Топографски дијаграм на хидраулична турбина прикажан во координатите  $(\varphi, \psi)$  и  $(n_{11}, Q_{11})$

Дијаграмите на сликите 7.5 и 7.9 со својот изглед потсетваат на географски карти со впишани изохипси поради што се наречени топографски дијаграми. Поради сличноста на цртежот со форма на школка некој ги нарекуваат и школкасти дијаграми. Дијаграмот на слика 7.5 е даден со димензии и одговара на одредена турбина која би работела во интервал на падовите и притисоците впишани на цртежот. Дијаграмот на слика 7.9 е бездимензискии и може да се користи за пресметка на димензиски дијаграми на турбина која е геометриски слична со моделот спрема кој дијаграмот е впишан.

### 7.6 Работна област

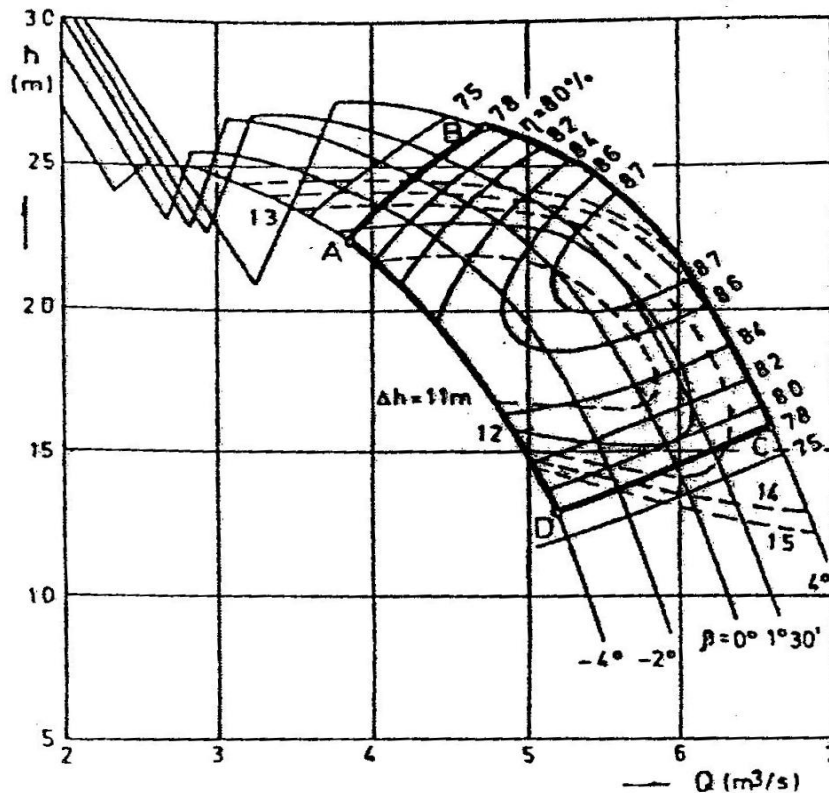
Работните криви со кои се дефинира зависноста  $Y=f(Q)$  или  $\psi=f(\varphi)$ , се даваат, без разлика дали се работи за пумпи, вентилатори, компресори или турбини, во првиот квадрант, слика 7.2 и 7.7. Од тоа следи дека единечната работа на струјниот тек се третира спрема интензитетот, иако кај турбините енергијата на струјниот тек опаѓа од влезот до излезот на колото, а во останатие турбомашини расте. Текот на работната крива ги дефинира особините на турбомашината од проток  $Q=0$  па до некој проток  $Q = Q_{max}$  кој одговара на степен на корисно дејство од  $\eta=0$ .



Слика 7.10 Номинален режим и работна област

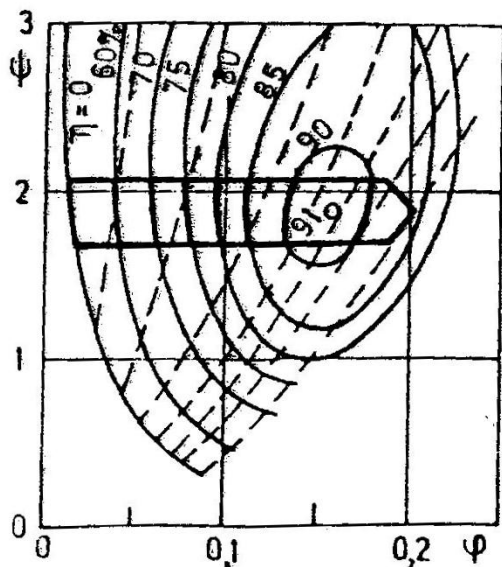
Кога така добиената работна крива ќе се дополни со кривата  $\eta=f(Q)$  или  $\eta=f(\varphi)$ , се создаваат услови за издвојување на номиналниот работен режим на турбомашината, одреден со параметрите  $(Q^*, Y^*, \eta_{max})$  или во бездимензионална форма со  $(\varphi^*, \psi^*, \eta_{max})$ . На слика 7.10 овој режим е одреден со вертикалата на апцисната оска повлечена низ точката  $N'$  која ја дефинира  $\eta_{max}$ . Висинската положба на точката  $N$  ја одредува  $+Y'$ . Апциста за двете точки е  $Q^*$ .

Во услови на експлоатација на може да се постигне турбомашината да работи постојано во номинален режим, но може да се постави барање реализираните режими да одговараат на високи степени на корисно дејство. Ако се усвои дозволено намалување на степенот на корисно дејство ( $\Delta\eta$ ), на работната крива, слика 7.10, може да се ограничи отсечка  $AB$  која ги опфаќа работните режими при кои се остварува степен на корисно дејство измеѓу  $\eta_{max}$  и  $\eta_{max} - \Delta\eta$ , со што се дефинира работната област.



Слика 7.11 Работна област на аксијална пумпа со променлив агол на лопатките  
Ознаки: ABCDA - работна област. Останатите ознаки како на сл. 7.3.

Кога зависноста  $(\varphi, \psi)$ ,  $(Q, Y)$  или  $(Q, h)$  е повеќезначна, како што е случај кај аксијалните пумпи со променлив нагиб на лопатките на работното коло, слика 7.11, работната област се дефинира со површината. Во овој случај тоа е површината оградена со контурата ABCDA која е ограничена со линиите



Слика 7. 12 Работно област на хидраулична турбина

$\eta = \text{const}$  и линијата со константен нагиб на лопатките  $\beta = \text{const}$ . На слика 7.11 земено е најнискиот степен на корисно дејство да биде 78%, а граничниот нагиб на лопатките е  $\beta = +4^\circ$ ,  $\beta = -4^\circ$  во однос на номиналниот нагиб.

Работната област на водните турбини се одредува со делот од комплетниот топографски дијаграм кој одговара на областа на расположливите падови, проектираните протоци и високите вредности на сепенот на корисно дејство, слика 7.12. Топографскиот дијаграм на турбина, прикажан во димензиски координати, слика 7.5, го содржи само работната област.

### 7.7. Брзоодост

Веќе беше наведено дека спрегнатите вредностите на карактеристиките на падот  $\psi$  и протокот  $\phi$  го одредуваат степенот на корисно дејство на машините  $\eta$  и другите работни параметри. Помеѓу карактеристиките на паровите ( $\phi, \psi$ ) од посебно значење се нивните номинални вредности на кои одговара максималниот степен на корисно дејство, како што е наведено во делот 7.5. При тоа, се покажало дека карактеристиките на номиналните ражими можат корисно да послужат за класификација и споредување на различни турбомашини кои не се меѓусебно геометриски слични. Во врска со тоа извршено е стандардизирање на начинот на пресметување на овие карактеристики. Покрај тоа, паровите на номиналните вредности ( $\phi, \psi$ ) не се целосно соодветни за практична примена при класификација на машините. Причината е, прво што тоа се изведува со два спрегнати податоци и второ, што за нивно пресметување треба да се знаат димензиите на машините. Заради тоа е побарана нова единствена карактеристика, соодветна за класификација и која се изразува на основа на работните параметри, и не зависи од димензиите на машината. Таквите услови ги задоволува карактеристиката на брзоодост, одредена со количникот од квадратен корен на карактеристиката на протокот и карактеристиката на работата, на степен  $3/4$ , т.е:

$$\sigma = \frac{\phi^{1/2}}{\psi^{3/4}} = \frac{\pi^{1/2}}{30(2g)^{3/4}} * \frac{n\sqrt{Q}}{h^{3/4}} \quad (7.52)$$



Во горниот израз протокот  $Q$  е во  $m^3/s$ , брзината на вртење  $n$  е во  $min^{-1}$ , падот  $h$  е во  $m$ , а гравитационото забрзување  $g$  во  $m/s^2$ .

Карактеристиката на брзоодоста  $\sigma$ , исто како и броевите  $\varphi$  и  $\psi$  е без димензија. Од изразот 7.52 следува дека за различни машини во кои се остваруваат исти протоци  $Q$  и исти единечни работи  $Y=g*h$  ќе одговара поголемо  $\sigma$  колку што е поголема брзината на вртење на колото. Истовремено преку вредностите на  $\sigma$  се определуваат облиците и пропорциите на колото. Ориентационите податоци за оваа зависност се дадени во табелата 7.2.

Табела 7.2. Зависност на обликот на колото од брзоодноста

Брзоодост $\sigma$	Коло
под 0,1	Слободно млазни турбини
0,1 до 0,8	Радијални и радијално–аксијални кола на турбина, пумпа, компресори и вентилатори
0,8 до 2,0	Аксијални кола на турбини, пумпи, компресори и вентилатори
2,0 до 10	Пропелерни за работа во воздух или вода