

hidromehanike in hidravlike, kakor tudi z eksperimentalnim delom na modelih in velikih izvedbah. Kakor je iz zgornjega kratkega orisa njegovih nalog popolnoma razumljivo, mora biti težišče njegovega dela na eksperimentih. Zato z nestrpnostjo pričakujemo trenutka, ko se bo mogel Inštitut preseliti v svojo novo zgradbo v Šentvidu, kjer bo mogel v znatno večji meri razvijati eksperimentalno delo kakor doslej.

Glede formalne razvojne poti Inštituta za turbinske stroje naj omenimo samo na kratko, da je bil ustanovljen dne 28. junija 1948 z uredbo zvezne vlade in je bil najprej v pristojnosti bivšega ministrstva težke industrije. Po večkratnih reorganizacijah je bil nato z odločbo vlade LRS z dne 17. maja 1952 in s sklepom letne skupščine Slovenske akademije znanosti in umetnosti z dne 27. oktobra 1952 dodeljen Akademiji.

Avtor: akad. prof. dr. ing. Anton Kuhelj,
rektor univerze v Ljubljani.

DK 533.011.3

Profilne kaskade

Njihov pomen za hidravlične stroje in metode njihovega proučevanja

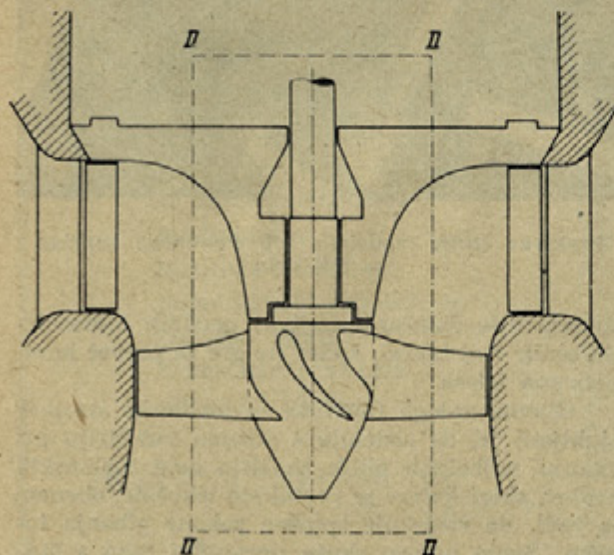
ANTON KUHELJ

Uvod

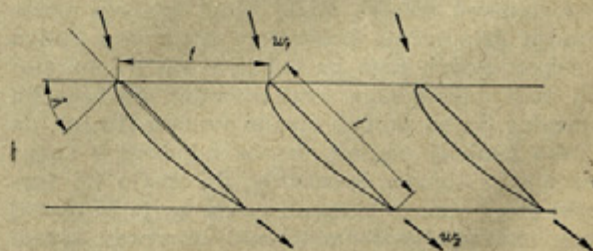
Teoretična hidrodinamika ne more upoštevati vseh onih lastnosti tekočin, ki vplivajo na pojave pri gibanju, ker bi postale vse naloge preveč zamotane; pa tudi če popolnoma zanemarimo židkost (notranje trenje) tekočin, ne moremo teoretično zajeti prostorskih gibanj okrog vseh delov v hidravličnih strojih. Po drugi strani pa je ravno podrobno poznavanje gibanja tekočin skozi take stroje za sodobnega tehnika neogibno potrebno, ker moremo le tako skrajšati in olajšati delo v laboratoriju in presoditi s precejšnjo zanesljivostjo vpliv raznih ukrepov na obnašanje stroja med obratom, na njegove izgube itd. Zato ni čudno, če iščejo tehniki posebne metode, ki omogočajo teoretično obravnavanje vsaj nekaterih vrst gibanja idealnih tekočin okrog takih teles, ki so od daleč podobna delom hidravličnih strojev, pa čeprav se je treba pri tem odpovedati zahtevam popolne podobnosti in čeprav nam omejitev na gibanje idealnih tekočin omogoča v najboljšem pri-

meru neposredno določanje samo enega dela odpora (tzv. inducirani odpor). Razlike v tokih po teoriji in kakršni se pojavljajo v resnici na strojih, skušamo pač zajeti z upoštevanjem tzv. sekundarnih izgub; vpliv židkosti pa upoštevamo naknadno s tem, da sponiramo, da je v splošnem tudi tok židke tekočine podoben toku idealne tekočine in se pojavljajo razlike samo ob površini teles. Teorija, ki jo izpolnimo še s podatki iz poskusov na podobnih telesih, more predvideti potem tudi velikost odpora, ki nastane zaradi židkosti, in določiti se dajo z dokajšnjo natančnostjo tudi mesto in pogoji za začetek odlepljanja tekočine od površine teles, ki so tako važni za pravilno presojo uspešnosti vsakega hidravličnega stroja.

Profilne kaskade (Schaufelgitter, cascade of airfoils, grille d'aubes) so ena izmed najvažnejših poenostavitev te vrste, pri katerih nadomeščamo prostorsko gibanje skozi stroj z ravninskim gibanjem okrog neskončne vrste kril, ki v smeri pravokotno h gibanju tekočine segajo iz neskončnosti v neskončnost. S takimi kaskadami se dajo zelo dobro aproksimirati gibanja skozi vse vrste strojev oz. strojnih delov, kjer tečejo tekočinski delci v glavnem po površinah valjev, katerih osi se ujemajo z osjo tistega strojnega dela (aksialni stroji oz. strojni deli). Pri Kaplanovih turbinah imamo n. pr. tak primer v gibanju vode skozi rotor. Če presečemo namreč rotor z valjem II—II določenega polmera (sl. 1) in si mislimo plašč večkrat navit okrog valja, dobimo pri odvijanju kaskado, kakršno kaže slika 2. Seveda so

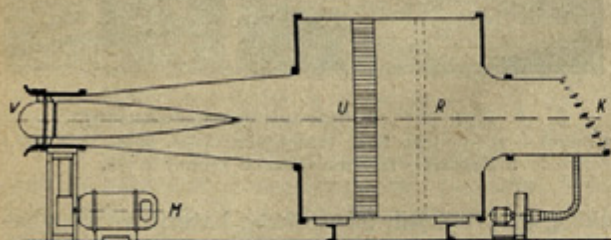


Sl. 1. Prerez skozi Kaplanovo turbino



Sl. 2. Razviti prerez skozi tekač Kaplanove turbine

v splošnem razmere na plaščih valjev z različni polmeri drugačne in se zato pojavljajo povrhi hitrosti tangencialno k plašču valja tudi radialne komponente; za približen proračun pa v splošnem zadošča, če obravnavamo ravninsko gibanje okrog kaskade za srednjo vrednost polmera lopatic in naknadno upoštevamo razlike v zunanjih in notranjih območjih proti srednjemu prerezu.

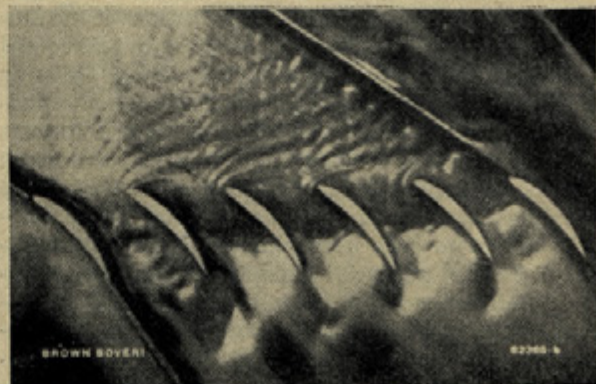
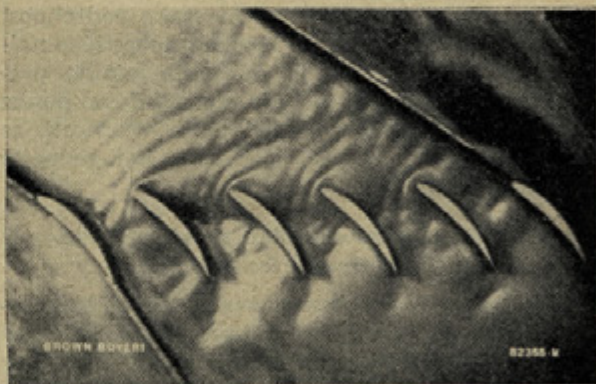
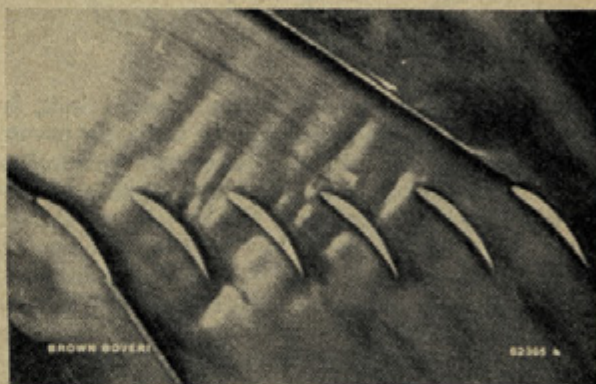
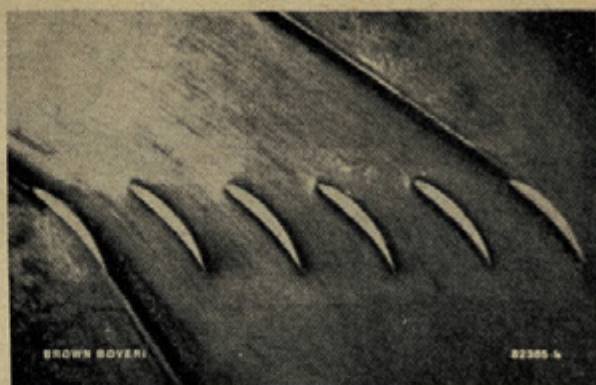


Sl. 3. Tunel za raziskovanje kaskad

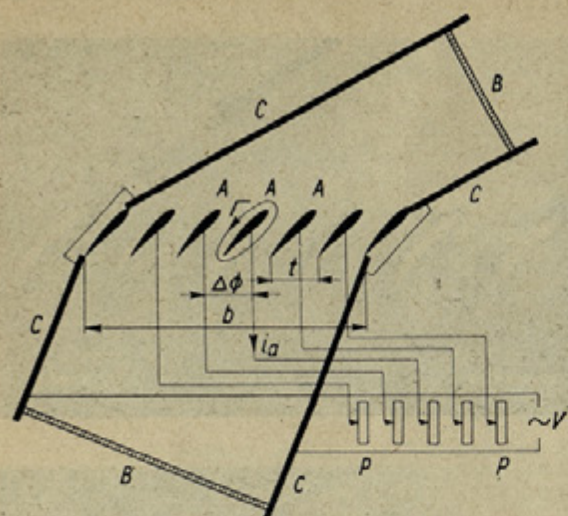
M — motor, V — ventilator, U — usmerjevalci, R — komora, K — kaskada

Za določanje gibanja tekočin skozi kaskade služi več metod: v posebnih aerodinamičnih tunelih (sl. 3) ali tudi v hidromehaničnih koritih (sl. 4) študiramo lahko tako gibanje na pomanjšanih modelih eksperimentalno s tem, da kakor koli napravimo vidno predvsem smer hitrosti tekočinskih delcev na posameznih mestih. Pri takih poskusih izvrtamo razen tega še vzdolž zgornje in spodnje strani srednjega profila vse polno majhnih odprtih, ki jih skozi notranjščino profila zvežemo z manometri. Tako izmerimo porazdelitev pritiska po profilu v kaskadi in iz tega moremo sklepati tako na velikost, smer in lego vzgona (sile, ki stoji pravokotno k smeri srednje hitrosti), kakor tudi na porazdelitev hitrosti. Namesto neposredne reprodukcije tekočinskih tokov pa se večkrat poslužujemo tudi tzv. elektrodinamične ali reoelektrične analogije za potencialna polja in določamo hitrosti tekočine skozi kaskado posredno s tem, da izmerimo razporeditev potenciala okrog njenega električnega modela (sl. 5). Pri tej analogiji pa zanemarimo v prvi aproksimaciji ves vpliv židkosti in ga uvedemo lahko samo naknadno kot popravek k sliki, kakršno smo dobili z električnimi meritvami.

Čeprav so že eksperimentalne metode za študij gibanja tekočin skozi kaskade izredno važne, nam vendar spričo sedanjih velikih zahtev glede uspešnosti strojnih naprav ne morejo zadoščati. Na tokovne razmere skozi kaskado vpliva namreč cela vrsta faktorjev in je zato njihov vpliv zelo težko pregledati samo s sistematičnim menjavanjem njihovih vrednosti med poskusi. Ze pri poskusih na osamljenih profilih, ki so jih v zelo velikem številu izvedli predvsem razni aerodinamični laboratoriji, ni bilo mogoče tako razviti najbolj učinkovitih oblik; pri profilnih kaskadah pa vplivajo povrhi vseh faktorjev, ki so odločilni za osamljen profil (vzbočenost srednje črte — skeletnice profila in lega največje vzbočenosti vzdolž tetive, največja debelina in po-



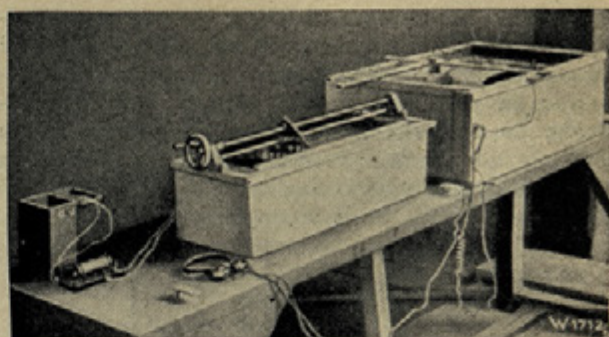
Sl. 4. Gibanje tekočine skozi hidromehanično korito. (Brown-Boveri Mitteilungen, avg. 1953, str. 273.)



razdelitev debeline vzdolž tetive, vpadni kot), še drugi parametri, med katerimi je treba na prvem mestu omeniti pač relativno delitev t/l (recipročno vrednost l/t imenujejo nekateri tudi gostoto kaskade) in pa kaskadni kot λ (sl. 2). Pri tolikem številu neodvisnih spremenljivk pa je eksperimentalno iskanje najugodnejših rešitev vsaj silno zamudno, če ne sploh neizvedljivo. Od tod ravno velik pomen teoretičnih metod, od katerih nam vsaj nekatere podajajo v več ali manj odprti obliki že vpliv posameznih faktorjev na hitrostne razmere tekočine in tako omogočajo presojo o uporabnosti izbrane oblike, ne da bi se bilo treba za vsako podrobnost zateči k poskusom. Šele ko najdemo teoretično najugodnejše kombinacije, jih eksperimentalno preiščemo v kaskadnem tunelu in spreminjamo potem vse parametre samo v okolici tistih vrednosti, za katere smo dobili že prej teoretično najugodnejše rezultate.

Gibanje idealne tekočine skozi kaskado in konformno preslikavanje

Pri teoretičnem obravnavanju tekočinskih tokov se šele v polni meri pokaže, kako važen je prehod od prostorskega gibanja v stroju k ravninskemu gibanju skozi kaskado. Medtem ko moremo v načelu eksperimentalno preizkušati seveda poljubne toke (če vzamemo pač v račun povečano število odločilnih parametrov), postanejo težave pri teoretičnem obravnavanju prostorskega gibanja tekočin skoraj nepremostljive. Sicer jemljemo vedno, da je glavno gibanje tekočine brez vrtincev, v katerem primeru eksistira tudi pri prostorskem gibanju potencial hitrosti (t. j. ena sama funkcija φ koordinat x, y, z , katere parcialni odvodi po koordinatah nam dajo komponente hitrosti), tudi zadošča hitrostni potencial v prostoru razmeroma preprosti Laplaceovi diferencialni enačbi; toda efektivno računanje hitrostnega potenciala za prostorsko gibanje je tako težavno, da za praktične potrebe skoraj ne pride v poštev. Predvsem nimamo pri prostorskih gibanjih možnosti konformnega preslikavanja hitrostnega polja danih teles na polja



Sl. 5. Naprave za hidravlična preizkušanja.
a (levo) — shematično (Der Maschinenmarkt, 61/20, 11. 3. 1955.)
b (zgoraj) — izvedba tovarne Escher Wyss.

okrog preprostejših teles, okrog katerih se da gibanje tekočin hitro določiti; pri ravninskih gibanjih pa je metoda konformnega preslikavanja območja okrog kaskade v območje okrog kakega preprostejšega telesa (po navadi krožnega valja) dokaj učinkovita in jo ponekod praktično zelo veliko uporabljajo.

Bistvo metode konformnega preslikavanja je naslednje. Če se giblje tekočina brez vrtincev skozi kaskado, eksistira hitrostni potencial $\varphi(x, y)$, čigar parcialna odvoda po x in y nam dasta že obe komponenti hitrosti u, v v smeri koordinatnih osi. Ker nimamo nikjer v realnem tekočinskem toku vrelcev ali ponorov (negativnih vrelcev), izhaja iz kontinuitetne enačbe (zakona o ohranitvi mase), da mora potencial hitrosti zadoščati Laplaceovi diferencialni enačbi

$$(1) \quad \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 0.$$

Iz osnovnih zakonov teorije analitičnih funkcij pa je znano, da smemo potem tolmačiti hitrostni potencial φ kot realno komponento analitične funkcije

$$(2) \quad f(z) = \varphi(x, y) + i \cdot \psi(x, y)$$

kompleksne spremenljivke

$$(3) \quad z = x + i \cdot y,$$

kjer pomeni imaginarna komponenta $\psi(x, y)$ potem tzv. tokovno funkcijo. Funkcijo $f(z)$ imenujemo kompleksni potencial, pomen funkcije $\psi(x, y)$ pa najkrajše označujemo z ugotovitvijo, da dajo krivulje $\psi(x, y) = \text{const.}$ tzv. tokovnice, t. j. pri naših gibanjih (ki so stacionarna) krivulje poti posameznih tekočinskih delcev (vse navedene enačbe in trditve so podrobno obravnavane v vseh knjigah o teoretični hidromehaniki in med drugim tudi v lahko dostopni knjigi prof. H. Glauerta).

Pri metodi konformnega preslikavanja uvedemo poleg kompleksne ravnine $x-y$ še n ravnin $X_1-Y_1, X_2-Y_2, \dots, X_n-Y_n$ in skušamo z analitičnimi funkcijami

$$(4) \quad Z_1 = X_1 + iY_1 = F_1(z), \quad Z_2 = X_2 + iY_2 = F_2(Z_1), \dots, Z = X + iY = F_n(Z_{n-1})$$

preslikati kaskado ravnine z v krog ali v kakšen drug preprost lik v ravnini Z . Ker nam je kompleksni potencial $f(Z)$ za gibanje tekočine v ravnini Z znan, dobimo kompleksni potencial v ravnini z brez težav, če si mislimo v funkciji $f(Z)$ zamenjano spremenljivko Z po enačbah (4) s spremenljivko z .

Na žalost utegne biti iskanje funkcije $F_1(z)$, $F_2(Z_1), \dots, F_n(Z_{n-1})$ tako zamudna stvar, da postane ta način določanja gibanja idealne tekočine skozi kaskado praktično neuporaben. Za uporabnost te metode je zelo važno, če moremo z razmeroma preprosto funkcijo preslikati kaskado (ali to, kar iz kaskade s predhodnim preslikavanjem nastane) v take oblike, ki so zelo podobne preprostim obrišem, za katere poznamo kompleksni potencial. V takem primeru se da namreč izvesti prehod iz vmesne oblike v končno obliko z enim ali drugim računskim procesom, ki pa vedno zelo hitro konvergira.

Eno najpreprostejših metod konformnega preslikavanja, ki pa seveda ni zato morda ravno najhitrejša, podaja v seznamu literature omenjeni članek W. Traupela. Profilno kaskado položimo v koordinatni sistem $x-y$, kakor kaže slika 6, tako, da leži koordinatni začetek znotraj profila in da je os y vzporedna h kaskadi. Transformacija

$$(5) \quad Z_1 = \frac{e^z + 1}{e^z - 1}$$

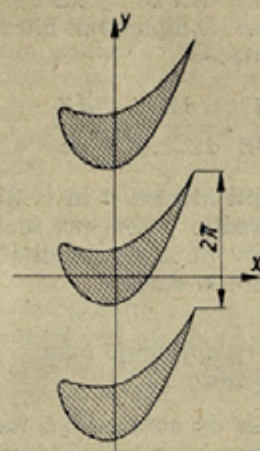
prevede območje zunaj kaskade v območje znotraj ene same sklenjene črte, ki pa ima še zelo nepravilno obliko (sl. 6 a). Transformacija

$$(6) \quad Z_2 = [Z_1 - Z_1(A)]^{\frac{\pi}{2\pi - \epsilon}}$$

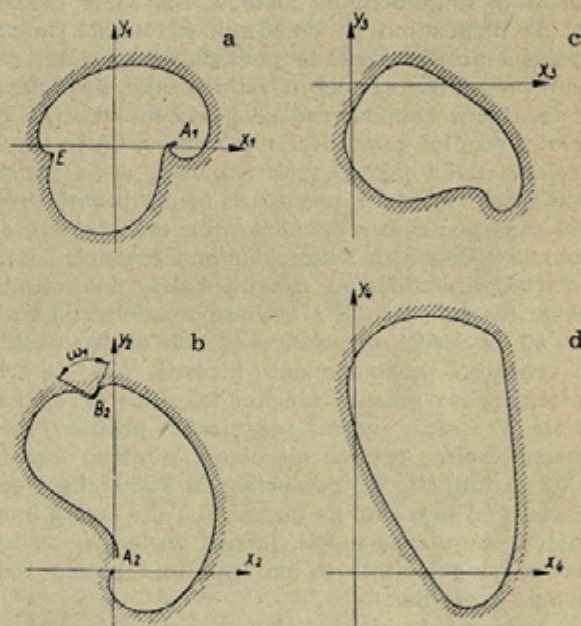
prevede nato območje znotraj črte na sl. 6 a v območje znotraj sklenjene črte na sl. 6 b, ki nima več vogala v točki A_2 , kakor ga je imela krivulja ravnine Z_1 v ustrezajoči točki A_1 . Toda tudi nova krivulja ima še vdolbine, ki se pa dajo postopno odpraviti, če vzamemo na zunanji strani vdolbine točko B_2 , potegnemo dve premici nekako paralelno k obrisu in transformiramo območje ravnine Z_2 v novo ravnino Z_3 s transformacijo

$$(7) \quad Z_3 = [(Z_2 - Z_2(B_2))^{\frac{\pi}{2\pi - \omega_2}}]$$

in nato ponovimo tako transformacijo v bližini drugih mest z vdolbinami. V večini primerov ima krivulja v ravnini Z_2 dve vzboklini, tako da je že krivulja v ravnini Z_4 ovalna črta brez vdolbin. Z dvema nadaljnjima stopnjama bi mogli potem brez težav priti do kroga; namesto tega pa izvaja Traupel iz pogojev, ki veljajo za pretakanje tekočine skozi kaskado, in iz pogoja, da mora na zadnjem robu profilov odtekati tekočina brez obkroževanja, integralno enačbo za hitrostni potencial vzdolž krivulje v ravnini Z_4 . S tem pa je določen



Sl. 6. Konformno preslikavanje kaskade v krog po W. Traupelu.



tudi hitrostni potencial znotraj te črte in vsa naloga je tako v bistvu že rešena.

Povrh poti, ki jo navaja W. Traupel, imamo seveda tudi še druge načine, da pridemo do funkcij, ki posredujejo konformno preslikavanje profilne kaskade v preprostejše oblike. S. F. Abramovič in M. I. Žukovickij predlagata n. pr. v svoji razpravi funkcijo

$$(8) \quad z = Z_1 + A \cdot e^{i\theta} \coth \frac{\pi}{t} Z_1,$$

katera prevede pri primerni izbiri koordinatnega sistema (x, y) kaskado profilov v kaskado sklenjenih krivulj, ki so zelo blizu krogov. Prehod od kaskade novih krivulj do kaskade krogov se da izvesti aproksimativno z vrsto, ki hitro konvergira; kompleksni potencial za kaskado krogov se pa da hitro določiti.

Brž ko imamo v ravnini Z dan kompleksni potencial hitrosti $f(Z)$, dobimo kompleksno hitrost toka v ravnini kaskade z enačbo

$$(9) \quad \bar{V} = u - iv = \frac{df}{dz} = \frac{df}{dZ} \cdot \frac{dZ}{dZ_{n-1}} \dots \frac{dZ_1}{dz}$$

in s tem tudi obe komponenti hitrosti u in v . Zaradi Bernoullijeve enačbe sledijo potem pri znani hitrosti porazdelitev pritiskov in iz tega tudi sile in momenti na vsakem profilu kaskade.

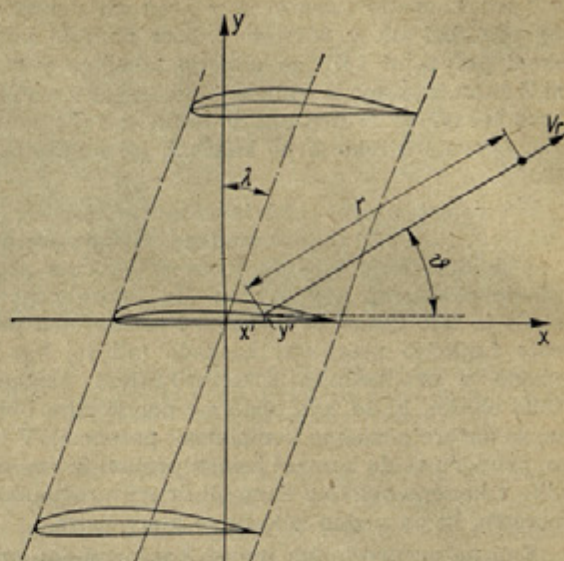
Singularitetna metoda za določanje toka skozi kaskado

Gibanje skozi kaskado se da obravnavati tudi drugače in ne samo s konformnim preslikavanjem. Podobno kakor pri teoriji gibanja tekočine okrog osamljenega profila da n. pr. tudi tu zelo dobre rezultate singularitetna metoda. Bistvo te metode je, da namestimo po določenih krivuljah znotraj vsakega profila kaskade porazdeljene vrelce, poredne (negativne vrelce) in vrtince tako, da dobimo z dodatkom enakomerno se gibajoče tekočine po celotni ravnini kombinacijo več tokov. Če je jakost vrelcev enaka jakosti vseh ponorov, se tekočinski tčki zaradi vrtincev, pozitivnih in negativnih vrelcev superponirajo z enakomernim tokom tako, da dobimo okrog njih neko sklenjeno črto, ob kateri teče tekočina tako na zunanji kakor na notranji strani tangencialno. S pravilno porazdelitvijo vrelcev se da doseči, da ustreza ta črta obrisu profila in vrednosti za komponente hitrosti zunaj te črte določajo zato gibanje idealne tekočine okrog kaskade. V mestih znotraj posameznih profilov, kjer imamo vrelce, vrtince ali oboje, nimamo seveda točkovne funkcije oz. potenciala in kompleksni potencial $f(z)$ tam zato ne eksistira. Taká mesta imenujemo singularna mesta, jakosti vrelcev in vrtincev pa singularitete in po njih ima potem tudi metoda svoje ime.

Namesto da bi iskali kompleksni potencial, se pri tej metodi raje zanimamo za njegov odvod po z , t. j. za kompleksno hitrost $\bar{V} = u - iv$, ker dobimo potem porazdelitev vrelcev in vrtincev s preprosto zahtevo, da mora imeti rezultirajoča hitrost tekočine tangencialno smer k površini profila. Koordinatni sistem postavimo tu proti kaskadi nekoliko drugače kakor pri konformnem preslikavanju (sl. 7). Abscisa os x vzamemo v smeri tetive, tako da oklepa os kaskade z osjo y kot λ , namesto katerega pa jemljejo včasih nekateri avtorji raje komplementarni kot β .

Da dobimo izraz za kompleksno hitrost zaradi vrelca v točki $z' = x' + iy'$, ki daje Q m³/s nestisljive tekočine na vsak meter dolžine pravokotno k ravnini $x-y$, izračunamo najprej radialno hitrost, ki se pojavi zaradi njega v točki $z = x + iy$

$$V_r = \frac{Q}{2\pi r}, \quad r = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}$$



Sl. 7. Singularitetna metoda

Obe komponenti hitrosti se dasta potem hitro določiti in pripadajoča kompleksna hitrost je nato

$$\bar{V}_r = u_r - iv_r = \frac{Q}{2\pi(z-z')}$$

ker je $\cos \vartheta - i \sin \vartheta = e^{-i\vartheta}$ in $r \cdot e^{+i\vartheta} = (x-x') + i(y-y') = z-z'$. Pri kaskadi pa nimamo vrelca samo v točki z' , temveč tudi v točkah $z' + t \cdot e^{i(\frac{\pi}{2}-\lambda)} =$

$z' + it \cdot e^{-i\lambda}$, $z' + 2it \cdot e^{-i\lambda}$, $z' + 3it \cdot e^{-i\lambda}$, ... in prav tako tudi v točkah $z' - it \cdot e^{-i\lambda}$, $z' - 2it \cdot e^{-i\lambda}$, $z' - 3it \cdot e^{-i\lambda}$, ... Kompleksno hitrost $\bar{V}_1$ v točki $z = x + iy$ zaradi vseh vrelcev jakosti Q v kaskadi dobimo torej s seštevanjem prispevkov posameznih vrelcev. Če v nastali vrsti upoštevamo najprej vrelce blizu koordinatnega začetka in nato paroma vrelce nad in pod abscisno osjo, dobimo pri primerni ureditvi členov spodaj navedeni izraz. Iz funkcijske teorije je namreč znano (gl. n. pr. knjigo prof. Plemlja: Teorija analitičnih funkcij, str. 140), da se da vrsta v oklepaju izraziti v sklenjeni obliki s kotangensom

$$\begin{aligned} \bar{V}_1 &= \frac{Q}{2ite^{-i\lambda}} \left(\dots + \frac{1}{\frac{\pi(z-z')}{it} e^{i\lambda} + 2\pi} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{\frac{\pi(z-z')}{it} e^{i\lambda} - 2\pi} + \frac{1}{\frac{\pi(z-z')}{it} e^{i\lambda}} \right) = \\ &= \frac{Q}{2ite^{-i\lambda}} \cdot \operatorname{ctg} \frac{\pi e^{i\lambda}(z-z')}{it} \end{aligned}$$

Ker pa vsebuje zadnji izraz imaginarno enoto večkrat, ga po upoštevanju zveze med eksponentialno funkcijo in sinusom in kosinusom nekoliko pretvorimo in dobimo končno

$$\bar{V}_1 = \frac{Q}{2t} e^{i\lambda} \operatorname{cotgh} \frac{\pi e^{i\lambda}(z-z')}{t}.$$

Ker dobimo popolnoma podoben izraz za kompleksno hitrost $\bar{V}_2$, ki nastane v točki z zaradi vrtinca jakosti Γ v točki z' , če nadomestimo Q z $i\Gamma$, smemo za rezultirajočo kompleksno hitrost $\bar{V}_1$, ki nastane v točki z zaradi vrelca jakosti Q in vrtinca jakosti Γ v točki z' , pisati enačbo

$$\bar{V}_1 = \frac{G}{2t} e^{i\lambda} \operatorname{cotgh} \frac{\pi e^{i\lambda}(z-z')}{t},$$

kjer pomeni $G = Q + i\Gamma$ kompleksno jakost vrelca.

Da dobimo s singularitetno metodo gibanje okrog poljubnih profilov v kaskadi, moramo — kakor že omenjeno — vzeti zvezno porazdelitev vrelcev vzdolž določene črte. Na njej uvedemo kompleksno gostoto vrelca

$$(10) \quad \frac{dG}{ds'} = g(z') = q(z') + i\gamma(z')$$

in dobimo potem iz prejšnje enačbe inducirano kompleksno hitrost z integracijo vzdolž črte, po kateri so porazdeljeni vrelci in vrtinci

$$(11) \quad \bar{V}_1(z) = \frac{e^{i\lambda}}{2t} \int_0^l g(z') \operatorname{cotgh} \frac{\pi e^{i\lambda}(z-z')}{t} \cdot ds' = u_i - iv_i.$$

S tem rezultatom pridemo do osnovne enačbe singularitetne metode po zelo preprosti poti. Če vzamemo sedaj namreč točko $z = x + iy$ na obrisu profila in označimo komponenti hitrosti enakomernega gibanja tekočine z U_0 in V_0 , mora veljati enačba

$$(12) \quad \frac{dy}{dx} = \frac{V_0 + v_i}{U_0 + u_i},$$

kjer je obris profila dan n. pr. v obliki $y = y(x)$. Komponenti u_i, v_i hitrosti, ki nastane zaradi singularitet, dobimo seveda z razstavljanjem izraza v enačbi (11) na realno in imaginarno komponento.

Enačbi (11) in (12) smo izvajali nekoliko obširneje, ker se s singularitetno metodo ukvarjajo splošni učbeniki in razprave iz hidromehanike v veliko manjši meri kakor z metodo konformnega preslikavanja. Ravno na zadnjih enačbah pa se da najlepše pokazati, kakšne vrste problemov se morejo v praksi pojavljati v zvezi s teoretičnim študijem gibanja tekočin skozi kaskade. Če imamo že

dano porazdelitev singularitet in iščemo enačbo obrisa profila, tedaj je enačba (12) skupaj z (11) dokaj zamotana integralna in diferencialna enačba, ki pa se da približno rešiti posebno za malo ukrivljene profile. Ta tzv. prvi problem singularitetne teorije kaskad pride seveda v poštev samo takrat, kadar poznamo porazdelitev singularitet za neki določen primer (če smo jo n. pr. dobili pri študiju gibanja tekočine okrog osamljenega profila), in si želimo ogledati spremembe na profilu in v gibanju tekočine, če spremenimo enega ali več parametrov (n. pr. gostoto kaskade, kaskadni kot in pod.). Pri drugem problemu singularitetne teorije imamo predpisan obris profila in moramo določiti najprej porazdelitev singularitet in nato še porazdelitev hitrosti. Ta naloga pride v poštev, kadar želimo n. pr. uporabiti za tvorbo kaskad profile, ki so se izkazali pri poskusih z osamljenimi krili. Tretja vrsta nalog je pa, kjer predpišemo na površini profila potek hitrosti in je treba določiti obliko profila. Ta naloga je za prakso važna predvsem zato, ker je znano, da je odpor krilnih profilov zaradi notranjega trenja posebno majhen, če hitrost na čimvečjem odseku od sprednjega roba profila nazaj narašča. Mejna plast ostane namreč v takih odsekih skoraj vedno laminarna in odpor zaradi trenja je zato zelo majhen.

Izmed zgoraj navedenih problemov so prvega in drugega že ponovno obravnavali (gl. n. pr. članke N. Scholza in H. Schlichtinga) in dobili z zanemarjanjem določenih vplivov metode za njihovo reševanje, ki niso preveč zamudne. Kolikor vem, tretji problem doslej še ni bil obdelan podrobno.

Literatura:

1. S. F. Abramovič in M. I. Žukovickij: Grafičeskij metod račeta obtekanja rešetok profilej turbo-mašin. Inženernyj Sbornik XX, 1954, str. 13—20.
2. I. E. Etinberg: Primenenie metoda A. F. Lesohina k račetu lopastej rabočego kolesa povorotnolopastnoj gidroturbiny s opredeleniem kavitationnogo koeficienta. Inženernyj Sbornik XXI, 1955, str. 163—179.
3. J. E. Garrick: On the plane potential flow past a lattice of arbitrary airfoils. N. A. C. A. Technical Report No. 788 Washington 1944.
4. H. Glauert: Osnovi teorije uzgonskih površina. Prev. vedel Petar N. Djordjević. Beograd 1951.
5. R. Pistolesi: Sul calcolo di schiere infinite di ali sottili. L'aeroteca XVII/6, 1937, str. 484—506.
6. J. Plemelj: Teorija analitičnih funkcij. Ljubljana 1953.
7. H. Schlichting: Berechnung der reibungslosen inkompressiblen Strömung für ein vorgegebenes ebenes Schaufelgitter. VDI — Forschungsheft 447, Düsseldorf 1955.
8. N. Scholz: Strömungsuntersuchungen an Schaufelgittern. VDI — Forschungsheft 442. Düsseldorf 1954.
9. F. Weinig: Die Strömung um die Schaufeln von Turbomaschinen. Leipzig 1935.
10. W. Traupel: Die Berechnung der Potentialströmung durch Schaufelgitter. Sulzer technische Rundschau No. 1, 1945.

Avtor: akad. prof. dr. ing. Anton Kuhelj,
rektor univerze v Ljubljani.