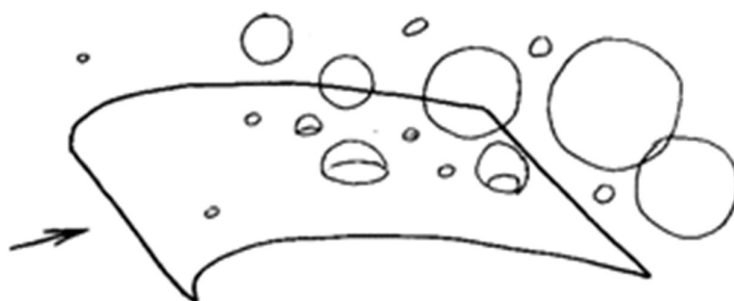


Bevezetés a kavitáció fizikájába

Írta Fáy Árpád
nyugdíjas docens
Miskolci Egyetem



Előszó

A GANZ gyárban szivattyúkkal és vízturbina kismintákkal sok *kavitációs* mérést végeztem és megtanultam a kavitáció fizikai sajátosságait. Erről 1995-ben összefoglalást írtam a Miskolci Egyetem doktori iskolája részére, amit itt *kiegészítve* közreadok.

Első közelítésben *kavitációnak* nevezzük azt a fizikai jelenséget, amikor egy folyadékban *buborékok keletkeznek és összeomlanak*. *Második* közelítésben pontosabban is körül lehet írni (lásd az írás végén). A jelenség ipari szempontból fontos, mert korlátozza a vízgépek (szivattyúk, vízturbinák, hajócsavarok) kívánatos fordulatszám növelését.

A *kavitáció* néhány *meglepő* tulajdonsága a *folyadékok fizikájának* alapvető ismerete. Néhány *nem eléggé ismert* tulajdonsága ma is *kutatások* tárgya. Ez az írás középiskolai szinten is érthető *bevezetést* kíván nyújtani a kavitációról.

Budapest, 2020 május 17.

dr. Fáy Árpád

Tartalom	2
Előszó	2
FIZIKAI ALAPOK	
1. A kavitáció elnevezése	3
2. Az éneklő teáskanna	3
3. Nukleuszok	4
4. A víz forráspontja	5
5. A víz légtartalma	6
6. A víz húzószilárdsága	7
EGYEDÜLÁLLÓ BUBORÉK	
7. Kis gömbalakú buborék statikai egyensúlyi egyenletei	10
8. Kis gömbalakú buborék dinamikai egyenlete	14
9. Kis buborék összeomlása	17
BUBORÉKTÖMEGEK	
10. Buborékos kavitáció áramvonalas testen	19
11. Buborékos kavitáció leváló áramlásban	21
NAGY ÜREGEK	
12. Állandó kavitációs üregek	23
13. Blocking és szuperkavitáció	26
KAVITÁCIÓ VÍZGÉPEKBEN	
14. Kavitációs buborékképződés és a jelleggörbék változása	28
15. A kavitáció hatásai a vízgépek üzemére	34
ÖSSZEFOGLALÁS	41

Címszavak

Kavitáció, áramlástan, hőtan, halmazállapot, folyadék, víz, vízgőz, párolgás, pezsgés, forrás, nukleusz, gőzképződés, légtartalom, húzószilárdság, kontinuummechanika, buborékdinamika, Rayleigh, Plesset, Harvey, Knapp, Dergarabedian, Brennen, Hammitt, Varga, Sebestyén, szivattyú, vízturbina, járókerék, kavitációs szám, zajmérés, roncsolás.

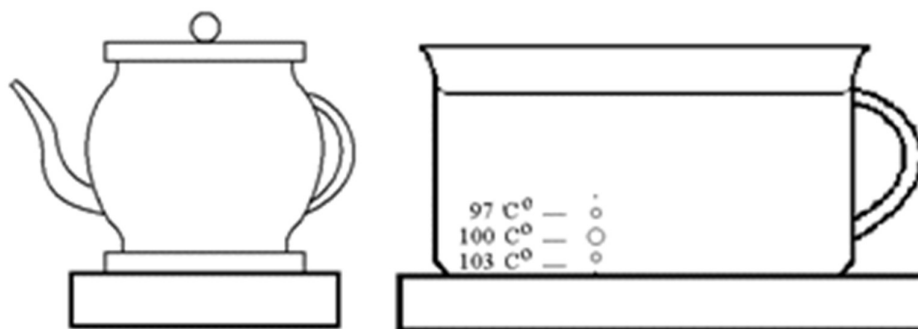
FIZIKAI ALAPOK

1. A kavitáció elnevezése

A dél-angliai partoknál 1894-ben angol mérnökök hajók haladási sebességét kívánták növelni a hajócsavar fordulatszámának növelésével. Meglepő módon kisebb tolóerőt észleltek, mint várták [1]. A tolóerő hiány megjelenésekor a hajócsavar környékén nagy tömegű buborékot figyeltek meg, mintha a hideg víz felforrtna. A jelenséget *R.E. Froude* angol mérnök¹ *cavitation* névvel illette², ami magyarul **kavitáció** elnevezéssel honosodott meg. A probléma tanulmányozása céljából *Parsons* kis kavitációs csatornát épített (a világ első kavitációs mérőberendezését!), melyben meghatározta a hajócsavarjainak maximális fordulatszámát (és a hajó nagyobb sebességét végül három tengelyen kilenc hajócsavarral valósította meg).

A kavitáció tehát **műszaki problémaként** jelentkezett, mint rejtélyes buborékhalmoz. De a története során a kutatását is mindig mérnökök végezték.

2. Az éneklő teáskanna



1. ábra. A víz forralása teáskannában és lábosban

A teáskannát rezsón melegítjük (1. ábra). Egy hőmérséklet elérése után zúgó hangot hallunk (énekel a kanna írta *Hutton* [1]), a hang egyre erősödik, majd halkul, és amikor a víz lobogva forr már ismét csendes. Ezt *Reynolds* a következő módon magyarázta [1]: Az alsó vízréteg hőmérséklete az edény fenekénél a forráspont (légtörny nyomáson $100\text{ }^{\circ}\text{C}$) fölé emelkedik, és $2 - 3\text{ }^{\circ}\text{C}$ túlhevítéssel (1. ábra) a víz forrni kezd. A kis gőzzel telt buborékok a fenékről fölfelé emelkednek, de a magasabb rétegben a víz még hidegebb, ott a buborékban levő vízgőz lehűl és lecsapódik (a gőzből több molekula lép ki, mint amennyi belép), a mérete gyorsan csökken, és a buborék végül *összeroppan*. A zúgó hangot az összeroppanó buborékok keltik. A buborékok keletkezése nem hangos. Ezt bizonyítja az is, hogy amikor a víz lobogva forr, buborékok akkor is keletkeznek, de a felszínen eltávoznak, és mivel nincs összeroppanás, hangot sem hallunk. Érdekes tanulmányozni a jelenséget egy lábos alján (1. ábra), mert ott a buborékok jól láthatók. Megfigyelhetjük, hogy a fenék egy-egy pontjáról buborékok *sorozata* indul!

¹ Nem a Froude számot bevezető norvég tudós.

² A *cavity* = *üreg* angol szó után.

De hogyan keletkeznek ezek a buborékok?

A lábos alján a felszín érdes (minden technikailag előállított felület érdes). A felület mikroszkópikus mélyedéseiben kis levegő és vízgőz térfogatok húzódnak meg (2. ábra) ezek a **Harvey-Knapp nukleuszok** [2]. A forráspont fölé hevített vízből ezekbe erőteljes a gőz beáramlása, a térfogatuk állandóan nő. Amikor a térfogat elég nagy, egy buborék elhagyja a nukleuszt, és a maradék térfogat újra nő. Egy ilyen nukleusz végtelen sok buborékot tud keltetni.



2. ábra. A lábos alján *Harvey-Knapp nukleuszok*

A megfigyelésekből a következő tanulságokat szűrhetjük le:

- A túlhevített vízréteg alján a *kis buborékok* nukleuszokból keletkeznek.
- A kis buborékok a túlhevített vízrétegben nőnek.
- A forráspontnál kisebb hőmérsékleten összehúzódnak, és összeroppannak.
- Nagyobb tömegű buborék összeroppanása hanghatást kelt.
- A buborékok keletkezése nem okoz hanghatást.

Buborékok a *forrásnál* és a *kavitációnál* is keletkeznek és nőnek. A fő különbség az, hogy *kavitáció* esetén a buborékok a folyadékban *összeomlanak* (és zajt kelthetnek), míg *forrás* esetén a gőz *eltávozik* (mint a teáskannából) és a buborékok *nem* omlanak össze.

3. Nukleuszok

A folyadékokban buborékok (levegőt és gőzt tartalmazó térfogatok) megjelenését sokszor nem egyszerű megmagyarázni. Ezért posztulálták (alapfeltevésként bevezették) a **nukleusz** fogalmát, ami az anyag olyan helyeit jelenti, ahol a folyadék (vagy a molekuláik) fizikai viszonyai lehetővé teszik légnemű közeget tartalmazó buborékok keletkezését. Ilyen például az említett Harvey-Knapp nukleusz.

Egy pohárba vizet töltve, kicsiny (25 mikronnál kisebb) légbuborékok órákig megmaradnak a víztérfogat belsejében [3]. A felületi feszültség a légbuborékokat gömbalakúra kényszeríti, és ezek a kis buborékok is *nukleuszok*! A vízmintát hevítve, ezeknél is elindul a buborék növekedése. *Álló vízben* ezek a kis légbuborékok hosszú idő után vagy a felszínre emelkednek (a felhajtó erő miatt), vagy a falakon meghúzódnak (Harvey-Knapp nukleuszként), vagy elnyelődnek (léghiányos vízben). *Hullámzó felszínű vizekben* (folyókban) és vízgépekben is általában *nagyszámú ilyen nukleuszra számíthatunk*.

Erősen túlhevített vízben mikroszkópikus *porszemek* vagy *mikroorganizmusok* is lehetnek *nukleuszok*. Nagy hőmérsékleten a molekulák erőteljes *hőmozgása* is elegendő lehet üregek létrehozására, de a műszaki gyakorlatban aligha találkozunk ilyennel. Ismeretes azonban, hogy a radioaktív anyagok sugárzása a *buborékkamrában* (a telített vízgőz nyomásánál kisebb nyomáson, túlhevített vízben) hosszú buboréksorokat hoz létre. Nagyenergiájú részecskék a *kozmosz sugárzásban* is érkeznek, ezek is létrehozhatnak buborékokat. Azonban az ipari *vízforralásban*, vagy a *vízgépek* belsejében valószínűtlen, hogy *nagyszámú buborék* létrehozásában a rádióaktivitásnak vagy a kozmikus sugárzásnak meghatározó szerepe lenne.

4. A víz forráspontja

Közismert, hogy *atmoszférikus nyomáson* a víz forráspontja $t = 100\text{ C}^\circ$, ($T = 373\text{ K}$).

Más nyomáson azonban a víz forráspontja ettől eltér (I. táblázat).

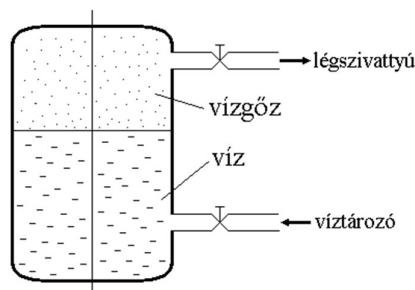
I. táblázat. A telített vízgőz nyomása p_v , a forrásponti hőmérséklet függvényében

$t\text{ C}^\circ$	0	20	40	60	80	100	120
$p_v\text{ Pa}$	611	2339	7381	19919	47359	101320	19854

A táblázatban a $p_v = 101320\text{ Pa}$ érték az *átlagos légköri nyomás* a tengerszinten. Ott a víz forráspontja helyesen: $t = 100\text{ C}^\circ$. Az egykor népszerű Kukta fazékban a lefűzőselep $p = 2\text{ bar}$ nyomást tartott, ami megfelel $t \cong 120\text{ C}^\circ$ hőmérsékletnek (ilyen hőmérsékleten a főzés gyorsabb). Iskolákban tanítják, hogy magas hegyeken (atmoszférikusnál kisebb légköri nyomáson) nem lehet bablevest főzni, mert ilyen nyomáson a víz 100 C° -nál kisebb hőmérsékleten forr (ez a táblázat adataiból is látható).

A táblázat szerint azonban *a hideg víz is forrhat!* Legyen a víz hőfoka $t = 20\text{ C}^\circ$. Ilyen hőmérsékleten a telített vízgőz nyomása $p_v = 2339\text{ Pa} \cong 0,023\text{ bar}$. Bár ez kicsiny érték, mégis az 1. részben szereplő hajócsavarok esetén, nagy fordulatszámoknál a hajócsavar lapátok szívtott oldalán a nyomás helyileg lecsökkent ezen p_v érték alá (ott a víz túlhevítette vált), és ezért elkezdtek benne buborékok!

A *telített vízgőz* fogalmának azonban van egy másik funkciója is. A 3. ábrán látható kis víztartályba a víztározóból adott T hőfokú ki-légtelenített vizet engedünk a tartályba. Légszivattyúval kiszívjuk a levegőt és a szelepeket zárjuk. A víz fölött elvben abszolút vákuum van, a nyomás abszolút zérus. A molekulák hőmozgása miatt a víz *párolog*, ami addig folytatódik, amíg a gőztér vízgőzzel *telítődik*. Ekkor a vízből a *telített vízgőzbe* időegység alatt annyi molekula lép be, mint amennyi belőle visszalép a vízbe. A *telített vízgőz nyomása* ezt az *egyensúlyt* valósítja meg!



3. ábra. A telített vízgőz fogalmához

A telített vízgőz nyomását *mindig* p_v -vel jelöljük (könnyű megjegyezni $p_v = p_{\text{vígőz}}$)

A továbbiakban kis buborékok sorsát fogjuk vizsgálni. Tekintsünk a vízben egy kis buborékot. A belsejében vízgőz és levegő keveréke van. A keverék nyomása a vízgőz parciális nyomása plusz a levegő parciális nyomása. Ha a vízgőz parciális nyomása *kisebb*, mint a víz hőmérsékletének megfelelő *telített vízgőz nyomása* (I. táblázat), akkor a vízből több vízmolekula lép a buborékba, mint vissza. Ekkor tehát a buborék sugara a *párologás* révén nő. A párologás azonban lassú folyamat. A buborék sugara lassan nő, míg végül az említett egyensúly beáll. Ekkor a buborék belsejében a *vígőz parciális nyomása* a víz hőmérsékletének megfelelő *telített vízgőz nyomása*. A buborék sugarának ilyen növekedése a *párologás* révén *nem túlhevített* vízben is létrejöhet. Azonban *túlhevített* vízben (a lábos alján az 1. ábrán) a *forrás* sokkal gyorsabb növekedést eredményez.

5. A víz légtartalma

A víz légtartalma két részből tevődik össze:

- *Oldott* légtartalom (H_2O molekulák között egyenletesen eloszló O_2 és N_2 molekulák).
- *Szabad* légtartalom (a vízben található kis levegő térfogatok összes térfogata).

A légtartalom mérőszáma: $\alpha = \frac{\text{a levegő térfogata (a víz hőmérsékletén és nyomásán)}}{\text{víz térfogata}}$ (dimenziótlan).

Ez alkalmazható az oldott, a szabad, és a *teljes* (oldott + szabad) légtartalomra is.

Levegővel hosszú ideig érintkező vízminták levegővel *telítődnek*.

1 m³ víz, 1 bar nyomáson, 20 C° hőmérsékleten **20 liter levegőt** tud elnyelni (oldani).

Ekkor a *telítési légtartalma* tehát $\alpha_{\text{telítési}} = 0,02$ (lásd II. táblázatban $t = 20 \text{ C}^\circ$ -nál).

II. táblázat. Az 1 bar nyomású víz oldott *telítési légtartalma* a hőmérséklet függvényében

$t \text{ C}^\circ$	0	10	20	30	50	70	100
$\alpha_{\text{telítési}}$	0,0292	0,0236	0,0201	0,0174	0,0155	0,015	0,015

Más nyomáson a *telítési légtartalom arányos* a vízminta nyomásával. Így tehát bármely t és p értékre ki tudjuk számítani $\alpha_{\text{telítési}}$ értékét. Például $p = 2$ bar nyomáson a táblázat szerinti értékek kétszerese.

1. Példa: Légköri nyomáson nyugtatott 20 C°-os vizet 100 C°-ra hevítjük. Mekkora lesz a p_e egyensúlyi nyomása?

A légköri nyomáson nyugtatott 20 C°-os víz telítési légtartalma a II. táblázat szerint: $\alpha_{\text{telítési}} = 0,0201$. Amikor felmelegítjük 100 C°-ra, a légkiválás lassúsága miatt az új hőfokon ugyanazt a levegő tömeget fogja tartalmazni. De az a légtömeg, ami 20 C°-on $V_0 = 20,1$ liter térfogatú volt, 100 C°-ra felmelegítve, változatlan nyomáson a gáztörvény szerint: $V = V_0 \cdot T/T_0 = 25,6$ liter térfogatot foglal el. Ez megfelel $\alpha = 0,0256$ légtartalomnak. Ugyanakkor a telítési légtartalom 100 C°-on és 1 bar nyomáson a II. táblázat szerint csak: $\alpha_{\text{telítési}} = 0,015$. Tehát a vízminta levegővel túltelített. Az egyensúlyi nyomás arányos a légtartalommal: $p_e = \alpha/\alpha_s \cdot 1 \text{ bar} = \underline{1,7 \text{ bar}}$. A vízminta ilyen nyomású levegővel lenne egyensúlyban. Mivel a nyomása csak 1 bar, lassan kilevegőzik.

Ha egy levegővel érintkező víztömeg pillanatnyi *oldott* légtartalma nagyobb, mint az adott nyomáshoz tartozó telítési légtartalma, akkor a levegővel érintkező felszínén lassan *kilevegőzik*. Ha viszont kisebb, akkor a levegő egy részét nagyon hosszú idő alatt el fogja nyelni, amíg a víztömeg *telítődik*.

Egy víztömeg *oldott* gáztartalma az előtörténetétől függ és általában nem ismerjük. A fizikai törvényszerűségeit azonban mégis valamennyire ismernünk kell (példák).

2. Példa: Egy műtrágyagyárban a levegőt alapanyagként használták. A levegő széndioxid tartalmát úgy távolították el, hogy 20 bar nyomáson egy mosótoronyban vízzel elnyelezték. A mosótoronyból távozó víz nyomását Pelton turbinával hasznosították, amit a toronyból érkező vízmennyiségre terveztek. Az üzembehelyezésnél azonban a turbina a kívánt vízmennyiségnek csak *a felét nyelte el*, és ezért a rendszer nem tudott üzemelni! Ennek oka az volt, hogy a víz a mosótoronyban uralkodó 20 bar nyomáson nagy mennyiségű széndioxidot nyelt el, ami a Pelton

turbina fúvókájában (légköri nyomásra érve) hirtelen kivált, és elfoglalta az átömlő keresztmet-szet felét. (A probléma megoldása egy további Pelton fúvóka felhegesztése volt.)

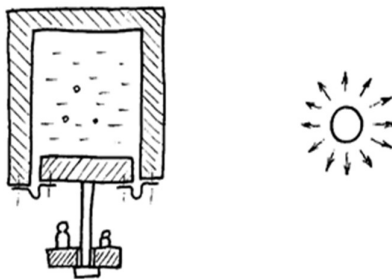
A természetes vizek (folyók, tavak) levegővel általában kissé túltelítettek a hullámozás miatt. Tehát a víz *teljes* légtartalma nagyobb, mint a telítési légtartalom. Nyersvizet szállító szivattyúknál vagy vízturbináknál is ilyen vízre számíthatunk.

3. Példa: A vízturbinák és tározós szivattyúk *garanciális méréseit* manapság kismintákkal (a nagy gépekhez geometriailag hasonló kis gépekkel) végzik. A mérések elvégzését az IEC szabványok [43] szabályozzák. A méréshez használt víz *teljes* légtartalmára a *régi* IEC szabvány azt írta elő, hogy α a következő határok között legyen: $0,1 \leq \alpha/\alpha_{telítési} \leq 0,9$. (A 10 % alsó határ alatt nincs elég nukleusz, a 90 % felső határ fölött pedig a buborékok zavarják a sztroboszkópos megfigyelést.) Az *új* IEC szabvány [43] azonban a kritikus üzemállapotokban a kisminta gép előtt *nukleuszok* (légbuborékok) *bebocsátását* írja elő. Így bár a víz átlagos légtartalma kisebb, a kismintánál a nukleuszok száma jobban közelíti a természetes vizek állapotát. Az új IEC szabvány [43] azt is előírja, hogy a víz légtartalmat mérni kell. Ez kivitelezhető úgy is, hogy a vízmintát erős vákuum alatt rezgetik, kiválik az oldott légtartalom, hozzá összegyűlik a szabad légtartalom, és a térfogat mérhető.

A szabad légtartalom *jelentős része* oldásba vihető a **pressörizáció** eljárásával. A vízmintát nagy nyomáson ($\cong 300$ bar) tartják órákig, majd leeresztik a nyomást. A nagy nyomás idején a víztérfogat *belsejében* a kis buborékok oldódnak. A *nedvesített falakon* azonban még maradhatnak mikroszkopikus légtérfogatok. *Üveg felületekről* a pressörizáció általában a falról is eltünteti ezeket a légtérfogatokat, de *fémfelületekről* ezeket szinte lehetetlen eltávolítani.

6. A víz húzószilárdsága

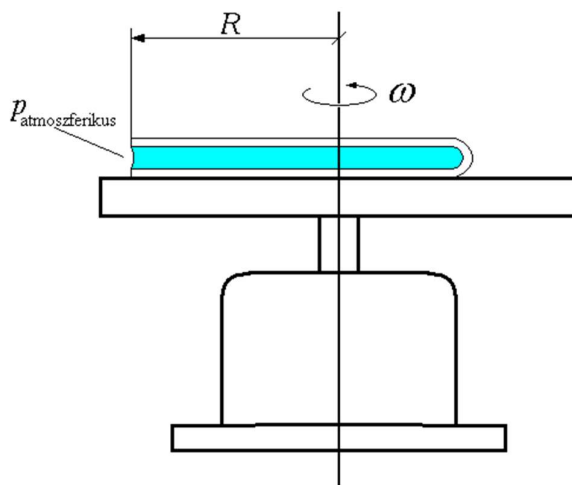
Tekintsük a 4. ábra szerinti dugattyúba zárt víztömeget, és helyezzünk egyre nagyobb súlyokat a dugattyú aljára. A dugattyú gumimembrános tömítése nem enged levegőt behatolni, erőt viszont nem ad át. Minél nagyobb súlyt helyezünk a dugattyúra, annál kisebb lesz a vízminta nyomása. Amikor a vízmintában a nyomás lecsökken a hőmérsékletének megfelelő telített vízgőz nyomására: semmi sem történik. Amikor azonban a vízben levő legnagyobb buborék hirtelen növekedni kezd (elindul a forrása a 7. rész szerint) akkor a dugattyú hirtelen *leesik*. A leesés előtti legkisebb nyomás az adott vízminta *húzószilárdsága* (amit a vízminta kibírt).



4. ábra. A húzószilárdság értelmezése

Ha a dugattyúba a *vízcsapból* engedünk vizet, ez sok különböző méretű kis légbuborékot tartalmaz. Ezért a *húzószilárdsága* nagyon közel van a hőmérsékletéhez tartozó *telített vízgőz* nyomásához, a p_v értékhez. A vízgépekben is általában ilyen víz áramlik.

Azonban, ha a dugattyúval a vízmintát összenyomjuk mintegy 300 bar nyomásra, több órán át így tartjuk, majd a nyomást leeresztjük (pressörizáció), akkor a nagy nyomás időszakában a korábban benne levő légbuborékok nagy része oldódik. Az így kezelt víz minta feltehetően nem (vagy alig) tartalmaz légbuborékot. Most végrehajtva kísérletünket azt tapasztaljuk, hogy a víz minta húzószilárdsága lényegesen megváltozott. Elég nagy súlyokat rárakva elérjük a víz mintában az *abszolút zérus nyomást*: semmi sem történik. További súlyokat ráhelyezve a víz minta *negatív abszolút nyomás alá kerül!* Ez azt jelenti, hogy a víz kis részecskéi minden irányú húzásnak vannak kitéve (lásd 4. ábrán jobboldalt). Jól ismerjük ezt a feszültségállapotot a szilárd testek mechanikájából (ott a húzófeszültség pozitív és a nyomófeszültség negatív). A hidrodinamikában viszont a nyomás pozitív és a húzófeszültség *negatív*. Tovább növelve súlyainkat például azt tapasztaljuk, hogy a víz minta *húzószilárdsága*: $p_{\text{húzó}} = -240$ bar. Első pillanatban furcsa a *negatív abszolút nyomás*. Gázok és gőzök nyomása sohasem eshet az abszolút zérus nyomás alá. Folyadékreszek között azonban húzófeszültségek is ébredhetnek, és ilyen állapotban a vízcseppek negatív abszolút nyomás alá kerülnek!



5. ábra. Briggs kísérletének vázlata

Briggs egyik végén beforrasztott végű kapilláris csövekkel mérte a víz húzószilárdságát (5. ábra). A vízzel megtöltött csövet pressörizálta, a légtérfogatok oldódtak. A tárcsára szerelt csövet nagy fordulatszámmal forgatta, ekkor a középvonalnál a *minimális nyomás*:

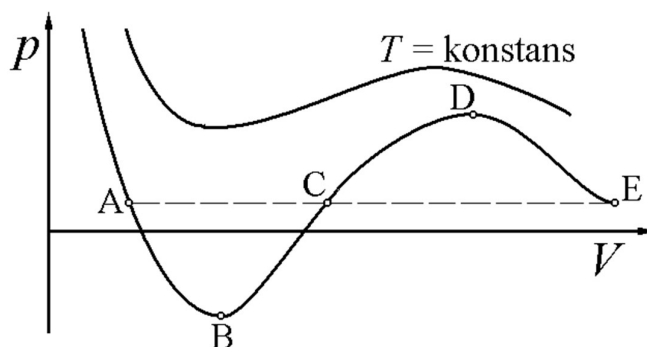
$$p_{\text{középen}} = p_{\text{atmoszférikus}} - \frac{\rho}{2}(R\omega)^2$$

ahol ω a szögsebesség. A fordulatszámot növelve a folyadékoszlop szétszakadásakor az üvegcső *eltört*. Az elért legkisebb $p_{\text{középen}}$ nyomás a víz minta *húzószilárdsága*.

III. táblázat. Vízmintákkal elért húzószilárdságok, Briggs mérése [3] szerint

t C°	0	10	30	50	100	270	370
$p_{\text{húzó}}$ bar	-10	-275	-245	-210	-132	-50	0

A folyadékok húzószilárdságát termodinamikai megfontolások is alátámasztják. A 6. ábrán a víz $p - V$ diagrammja látható, p a vízminta nyomása, V a térfogata.



6. ábra. A víz $p - V$ diagramjának vázlata a metastabil állapotok vonalával

Az ábrán az *izotermákat* a kísérleteket jól követő *Van-der-Vaals egyenlet* alapján rajzolták. A megszokott $p - V$ diagrammokon általában csak az A-C-E szaggatott szakaszt tüntetik fel, ami megfelel a víz megszokott elgőzölögtetésének. Ezen a szakaszon a folyadék és a gőzfázis együttesen jelen van a vízmintában, az A pontnál a V térfogatot teljes egészében víz tölti ki, az E pontnál már csak gőz van. Ha az E ponttól indulva a gőzt hűtjük, és *vannak* cseppképződési nukleuszok a térfogatban (a természetben az esőcseppek kis porszemek köré kondenzálódnak) akkor (változatlan hőmérsékletet tartva) az E pontból a vízszintes egyenesen az A pont felé haladunk. Azonban, ha *nincsenek* ilyen nukleuszok, akkor az E-D görbén a *túlhűtött gőz* szakaszára jutunk. A túlhűtött gőz *metastabil*, ami azt jelenti, hogy kis megzavarásoknak ellenáll, de erősebb megzavarás esetén megindul benne a kondenzálódás, és az állapotot jelző pont visszaesik a szaggatott egyenesre.

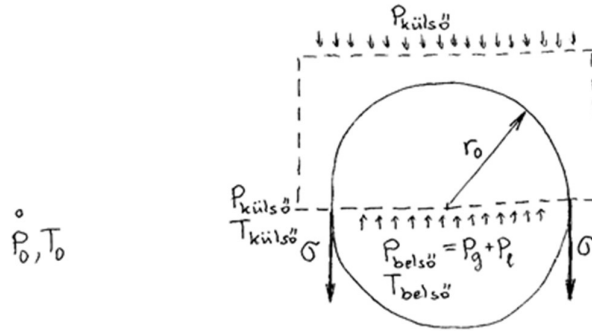
Hasonló a helyzet az A pontból való elmozdulás esetén. Az A-B szakasz a túlhevített *folyadéknak* felel meg (amivel már találkoztunk az éneklő teáskanna példájában). Az A-B szakaszon a víz állapota *metastabil*, azaz elég kicsiny zavarásoknak ellenáll, de erősebb megzavarás esetén elindul benne a gőzképződés (a 4. ábra szerinti dugattyú leesik), és az állapotot jelző pont visszakérül a vízszintes egyenesre. A görbe B-C-D szakasza *nem stabil*, innen a legkisebb zavarás is eltéríti az állapotot. (Érdekes, de itt nem használjuk: termodinamikai alapon bizonyítható, hogy az ABC pontok által körülzárt terület egyenlő a CDE területtel.) Szempontunkból azonban az érdekes tény az, hogy a B pont jóval a V tengely *alatt* van, azaz a *negatív nyomások tartományában*! A B ponthoz tartozó nyomásérték a nukleusz nélküli víz adott hőmérsékletéhez tartozó *elméleti* húzószilárdság! A III. táblázat adatai tulajdonképpen a B pont *kísérleti megközelítései*. Egyezésről nem nagyon beszélhetünk, mert sem az elméleti értéket, sem a kísérletekkel elérhető húzószilárdságokat nem ismerjük elég pontosan.

Összefoglalva megállapítható, hogy az ipari gyakorlatban előforduló vizek általában sok nukleuszt tartalmaznak, ezért a húzószilárdságuk *közel van* a telített vízgőz p_v nyomásához. Azonban, amikor egy kis víztömeg a vízgépek járókereken áthalad, a nagy sebességű áramlásában előfordulhat túlhevítés (az AB íven), és a nyomása az abszolút zérus alá kerülhet (vízgekben mértek is ilyeneket).

EGYEDÜLÁLLÓ BUBORÉKOK

7. Kis gömbalakú buborék egyensúlyi egyenletei

Vizsgáljunk egy egyedülálló kis gömbalakú buborékot *álló vízmintában* (7. ábra).



7. ábra. Egyedülálló kis gömbalakú buborék

p_0, T_0 a víz nyomása és hőmérséklete a buboréktól távol,

$p_{\text{külső}}, T_{\text{külső}}$ a víz nyomása és hőmérséklete a buborék közvetlen közelében.

Álló vízben nyilván: $p_{\text{külső}} = p_0$. A buborék falának mozgása esetén azonban: $p_{\text{külső}} \neq p_0$.

p_g a vízgőz parciális nyomása a buborékban,

p_l a levegő parciális nyomása a buborékban, és így

$p_{\text{belső}} = p_g + p_l$ a buborék belső nyomása

$T_{\text{belső}}$, a buborék belső hőmérséklete.

p_v a *telített vízgőz nyomása* a T_0 hőmérsékletnek megfelelően (I. táblázat).

p_e a víz hőmérsékletének és az elnyelt légtartalmának megfelelő *egyensúlyi nyomás*.

A p_v és p_e értékét a víz állapota (T_0, p_0) egyértelműen meghatározza a víz előtörténetétől függetlenül (a buborék méretétől és mozgásállapotától függetlenül).

Az *egyensúlyi nyomás* tájékoztató értékei:

- Légköri nyomáson hosszú ideig nyugtatott szabad felszínű víztömeg: $p_e = 1$ bar.
- Teljesen kilégtelenített víz: $p_e = 0$.
- Folyók vize a hullámozás miatt: $p_e \approx 1,4$ bar.
- Városi vízvezeték vize lehet kissé léghiányos: $p_e \approx 0,8$ bar (célszerű mérni).

Visszatérve a 3. ábrához:

- ha $p_g > p_v$ akkor gőz *lecsapódás* jön létre, ha $p_g < p_v$ akkor gőz *párolgás* a buborékba.
- ha $p_l > p_e$ akkor a víz levegőt *nyel el*, ha $p_l < p_e$ akkor a *vízből* levegő válik ki.

A buborék a felületi feszültség hatására közel gömbalakot vesz fel. A 7. ábrán szaggatott vonallal határolt ellenőrző felületre a függőleges erőegyensúly egyenletét felírva:

$$(p_{\text{belső}} - p_{\text{külső}}) r_0^2 \pi = 2 \pi r_0 \sigma \quad (1)$$

ahol r_0 a buborék pillanatnyi (kezdeti) sugara, és σ a felületi feszültség.

IV. táblázat. Víz – levegő határfelületén érvényes felületi feszültség

t C°	0	20	40	60	80	100
σ N/m	0.0757	0.0728	0.0696	0.0662	0.0626	0.0588

Az előbbi egyenletet $r_0^2 \pi$ -vel egyszerűsítve:

$$p_{\text{belső}} - p_{\text{külső}} = p_g + p_l - p_0 = \frac{2\sigma}{r_0} \quad (2)$$

Ez a buborék **statikai egyensúlyi egyenlete**.

A buborék **az elgőzölgés szempontjából egyensúlyban** van, ha:

$$p_g = p_v \quad (3)$$

és **a levegő kiválás szempontjából egyensúlyban** van, ha:

$$p_l = p_e \quad (4)$$

Mind a három szempontból egyensúlyban levő buborék **egyensúlyi sugara** a (2) egyenletből:

$$r_e = \frac{2\sigma}{p_v + p_e - p_0} \quad (5)$$

Az ennél nagyobb vagy kisebb sugarú buborékok nem lehetnek egyensúlyban.

A tapasztalat azonban azt mutatja, hogy különböző méretű buborékok - tehát melyeknél valamelyik egyensúly nem teljesül - ugyanabban a vízmintában huzamosabb időn át egymás mellett léteznek. Ez csak úgy lehetséges, ha a statikai egyensúly teljesül, és a másik két egyensúly valamelyike nem érvényes. Ha a gőz egyensúly nem lenne meg, akkor ezt az elgőzölgés vagy a lecsapódás hamarosan helyreállítaná - a levegő diffúziós egyensúlya rovására - mert a buborékot környező vízben sokkal több molekula áll rendelkezésre a "víz diffúziójához" mint a levegő diffúziójához. Az r_e értéktől eltérő sugarú buborékok huzamos ideig csak úgy lehetnek jelen a vízben, ha *a levegő diffúziós egyenlete az*, ami nem teljesül.

Az egyenletek összehasonlításából látható az is, hogy:

$r_0 > r_e$ esetén $p_l < p_e$ és így a buborék a gáz diffúzió révén nagyon lassan nő: *pezsgés!*

$r_0 < r_e$ esetén $p_l > p_e$ és így a buborék a gáz diffúzió révén nagyon lassan *oldódik*.

A diffúziós folyamatok sebességét Csanady [3] a következő adatokkal érzékelteti. A közönséges hálózati vízben a csapból egy edénybe való kiengedése után általában nagy számban vannak jelen 15 - 20 mikron sugarú buborékok. Ha a vizet nyugalomban hagyjuk, akkor kb. *egy óra* alatt ezek részben a felszínre emelkednek, vagy az oldalfalakra ülnek, részben oldódnak. Kilégtelenített vízben ($p_e = 0$) atmoszférikus nyomáson a 20 mikron nagyságú buborékok másodpercek alatt eltűnnek, az 1 mm nagyságúak azonban (mondjuk felülethez tapadva) még teljesen kilégtelenített vízben is csak kb. *fél óra* alatt oldódnak.

Érdeemes néhány számadatot is megismerni.

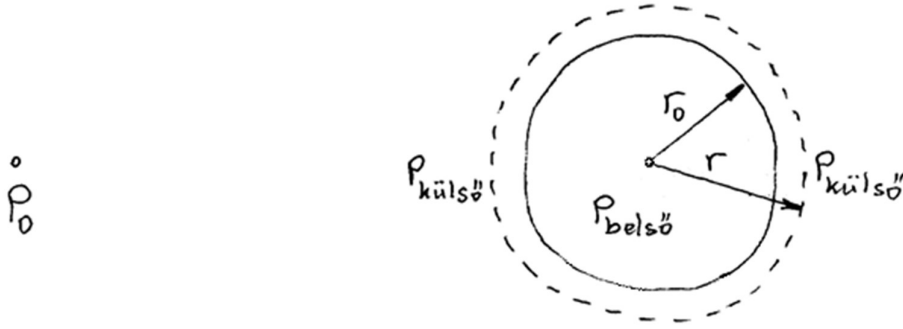
Tekintsünk egy $t_0 = 20$ C° hőmérsékletű, $p_{\text{külső}} = p_0 = 1$ bar nyomású vízmintát melyben különböző méretű levegő buborékok vannak (V. táblázat). Ezekre az előbbieket szerint a statikai és az elgőzölgési egyensúly teljesül (a levegő diffúziós egyensúlya viszont nem). Ezekre a buborékokra az előbbi egyenletekkel (a IV. táblázat σ értékével) a $p_{\text{belső}} - p_{\text{külső}}$ nyomáskülönbségre

az V. táblázat szerinti értékeket kapjuk. Szembeszökő, hogy az 1 mm nagyságú és az ennél nagyobb buborékokra a $p_{\text{belső}} - p_{\text{külső}}$ *nyomástöbblet* kicsi. Azonban az 1 mikron sugarú buborékoké már mintegy 1,5 bar! *A felületi feszültség tehát a kicsiny buborékokat jelentős belső nyomásra kényszeríti!* Ezért az ilyen buborékok oldódnak.

V. táblázat. Különböző méretű, 20 C° hőmérsékletű buborékok nyomásviszonyai

r_0	10 mm	1 mm	0,1 mm	0,01 mm	1 $\mu\text{m} = 0,001\text{mm}$
$p_{\text{külső}} = p_0$	1 bar	1 bar	1 bar	1 bar	1 bar
$p_{\text{belső}} - p_{\text{külső}}$	14,56 Pa	145,6 Pa	1456 Pa	0,1456 bar	1,456 bar

Most vizsgáljuk meg a buborék egyensúlyát a *stabilitás* szempontjából [3] [4] és [8] alapján.



8. ábra. Egyedülálló gömbalakú buborék stabilitásvizsgálata

Képzeld az, hogy a 8. ábra szerinti buborék sugara valamilyen okból az r_0 értékről az r értékre növekedett. Tegyük fel, hogy a növekedés elég gyors volt ahhoz, hogy a levegő diffúzióját ezen idő alatt elhanyagoljuk, de elég lassú a buborékon belüli hőmérséklet állandó értéken tartásához és a gőz egyensúly - a (3) egyenlőség - teljesüléséhez. Ekkor a buborékon belüli levegő *izotermikus* állapotváltozást szenved és a parciális nyomása a kezdeti p_{10} értékről a p_1 értékre változik:

$$p_1 = p_{10} \frac{r_0^3}{r^3} \quad (6)$$

A buborék falánál a víz oldalon a nyomás $p_{\text{külső}}$, így a (2), (3) és (6) egyenlet alapján:

$$p_{\text{külső}} = p_g + p_1 - \frac{2\sigma}{r} = p_v + p_{10} \frac{r_0^3}{r^3} - \frac{2\sigma}{r} \quad (7)$$

Tekintve, hogy a buboréktól távol a nyomás változatlanul p_0 , a $p_{\text{külső}} - p_0$ nyomáskülönbség a buborékot környező folyadék gyorsítására fordítódik (8. ábra). Ha $p_{\text{külső}} < p_0$ akkor a folyadéktömeg befelé gyorsul, azaz a megnövelt sugarú buborék sugarát csökkenteni igyekszik (a kezdeti növekedés ellen dolgozva), ezért az *egyensúly stabilis*. Ha viszont $p_{\text{külső}} > p_0$ akkor a buborék további tágulása következik be, azaz az *egyensúlyi helyzet labilis*. A $p_{\text{külső}}$ nyomást a (7) egyenlet szerint r függvényének tekintve felírjuk a differenciálás alapegyenletét, azaz:

$$p_{\text{külső}} - p_0 \cong \frac{dp_{\text{külső}}}{dr} (r - r_0) \quad (8)$$

egyenlőséget és a differenciálhányadost (7) alapján számítjuk az $r = r_0$ -nál:

$$\frac{dp_{k\ddot{u}ls\ddot{o}}}{dr} = \left[-\frac{3r_0^3}{r^4} p_{l0} + \frac{2\sigma}{r^2} \right]_{r=r_0} = -\frac{3}{r_0} p_{l0} + \frac{2\sigma}{r_0^2} = -\frac{3}{r_0} \left(p_0 - p_v + \frac{2\sigma}{r_0} \right) + \frac{2\sigma}{r_0^2} = -\frac{3}{r_0} (p_0 - p_v) - \frac{4\sigma}{r_0^2}$$

Ebből következik, hogy a differenciálhányados zérus értékű, ha:

$$r_c = \frac{4\sigma}{3(p_v - p_0)} \quad (9)$$

Az előbbieket alapján megállapítható, hogy $r_0 < r_c$ esetén a differenciálhányados negatív és a buborék egyensúlyi helyzete **stabilis**. Ha viszont $r_0 > r_c$ akkor az egyensúlyi helyzet **labilis**! Utóbbi esetben a buborék bármilyen kis értékű növekedését egy további növekedési folyamat követi, vagy a sugár bármilyen kis értékű csökkenését egy további méretcsökkenési folyamat. A (9) egyenlet szerinti r_c értéket kritikus sugárnak nevezik.

A (9) egyenlőség szerint, ha $p_0 = p_v$ akkor $r_c = \infty$. Ebből megállapítható, hogy $p_0 > p_v$ esetén bármilyen sugarú buborék statikai egyensúlya *stabilis*. Abban az esetben azonban, ha

$$p_0 < p_v \quad (10)$$

akkor az r_c értéknél nagyobb sugarú buborékok nem lehetnek statikai egyensúlyban! Az ilyen buborékok egy **dinamikai folyamatban** vesznek részt melyet *forrásnak* nevezünk. A (10) egyenlet szerint a forrás csak a telített vízgőz nyomásánál kisebb nyomáson jöhet létre!

A számértékek is érdekesek. Tekintsük az előbbi vízmintát, ami légköri nyomáson hideg állapotban ($t_0 = 20\text{ C}^\circ$ -on) levegővel telítve van. Ezt $p_0 = 1$ bar nyomáson hevítjük amíg hőmérséklete $t = 100\text{ C}^\circ$ lesz. Forrás ekkor még nem lehetséges, a forráshoz a vizet kismértékben még túl kell hevítenünk. Tegyük fel, hogy a vízmintában a forraláskor csak gömbalakú buborékok vannak, melyek *maximális* sugara $r_c = 10\text{ }\mu\text{m}$. A forrás bekövetkeztéhez szükséges p_v nyomás a (9) egyenletből:

$$p_v = p_0 + \frac{4\sigma}{3r_c} = 1\text{ bar} + \frac{4 \cdot 0.0588\text{ N/m}}{3 \cdot 10\text{ }\mu\text{m}} = (1 + 0,0784)\text{ bar} \quad (11)$$

Figyelembe véve az I. táblázatot, a $p_v = 1,0784$ bar értéket kb. $t = 102\text{ C}^\circ$ -nál éri el. Ez azt jelenti, hogy a vízminta forrása kb. $\Delta t = 2\text{ C}^\circ$ *túlhevítés* esetén fog bekövetkezni. Ez a számérték egyezik Dergarabedian méréseivel [5], és Plesset elméleti számításaival is [4]. A gyakorlatban is ilyen túlhevítések jönnek létre.

Most nézzük meg mi történik az $r_c = 10\text{ }\mu\text{m}$ -nál kisebb buborékokkal?

A levegő diffúziós egyensúlyi nyomása hideg állapotban ($t_0 = 20\text{ C}^\circ$ -on) $p_e = 1$ bar volt. A vízmintának 100 C° -nál érvényes egyensúlyi nyomása (az 5. pontban szereplő példa alapján): $p_e = 1,7$ bar. A (4) és (9) egyenletek hányadosával így az egyensúlyi sugár:

$$\frac{r_e}{r_c} = \frac{3(p_v - p_0)}{2(p_v - p_0 + p_e)} \cong 0,07 \quad (12)$$

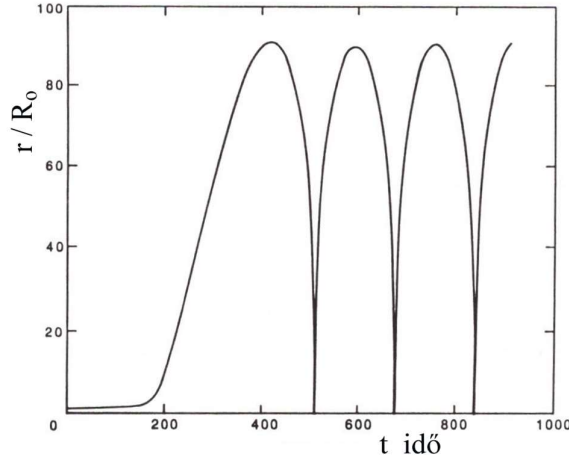
amiből az $r_c = 10\text{ }\mu\text{m}$ értékkel $r_e \cong 0,7\text{ }\mu\text{m}$ adódik. Az ennél kisebb sugarú buborékok lassan elnyelődnek. A nagyobb buborékok viszont a légdiffúzió révén lassan növekednek, mindaddig, amíg eléri az r_c értékét, amikor a statikai egyensúlyuk megbomlik és ettől kezdve részt vesznek a forrási folyamatban.

8. Kis gömbalakú buborék dinamikai egyenlete

Amikor a statikai egyensúly megbomlik (7. ábrán: $p_{\text{külső}} \neq p_0$), akkor az áramlástan alap-egyenleteiből *levezethető*, hogy a kis gömbalakú buborék $r(t)$ sugara a t idő függvényében a következő differenciálegyenletnek tesz eleget:

$$\rho \left[r \frac{d^2 r}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 \right] + \frac{4\mu}{r} \frac{dr}{dt} = p_g + p_l - p_0 - \frac{2\sigma}{r}, \quad (13)$$

ahol ρ a víz sűrűsége, és μ a víz viszkozitása. Ez a buborékdinamika **Rayleigh-Plesset** *alap-egyenletének* egyik alakja. A megoldása reálisan követi a buborék növekedését és csökkenését.



9. ábra. Kis buborék sugara az idő függvényében,
a Rayleigh-Plesset egyenlet megoldása Brennen könyvéből [8]

A 9. ábra a (13) differenciálegyenlet megoldását egyszerű körülményekre mutatja be [8]. A buborék kezdetben túlhevített vízben van, a kezdeti sugara R_0 . Egy ideig a gőzképződés révén a sugara lassan nő, majd elérve a kritikus sugarat hirtelen növekszik. Amikor a buborék térfogata elég nagy, akkor a kezdeti gáztartalom szerepe nyilván elhanyagolható: $p_l = 0$, de feltételezték, hogy a gőzképződés követi a buborék méretnövekedését: $p_g = p_v = \text{konstans}$. Ilyen feltételekkel a differenciálegyenlet asszimptotikus megoldását keresve, az $r \rightarrow \infty$ határátmenetnél: $\mu / r \rightarrow 0$ és $\sigma / r \rightarrow 0$, tehát a folyadéksúrlódás és a felületi feszültség is elhanyagolható, és a (13) egyenlet asszimptotikus megoldása (a növekedés szakaszában):

$$r = \left[\frac{2(p_v - p_0)}{3\rho} \right]^{0,5} t \quad (14)$$

azaz az idő függvényében a sugár lineárisan nő (ahogy ezt a 9. ábrán látjuk is). A megoldáshoz felvettek egy $p_0 = p_0(t) = p_v - \sin \frac{2\pi}{500} t$ függvényt. (Ez $t = 250$ előtt és után egyformán viselkedik.) A $t = 250$ után $p_0 > p_v$, tehát a környezeti nyomás a buborékot méretcsökkenésre készíti. Az *összeomlás* kezdeti szakasza hasonlít a *növekedés* szakaszához, de $r/R_0 < 50$ után sokkal *nagyobb sebességgel*, mint a növekedés átlagos sebessége. Amikor a sugár *zérussá válik* a megoldás nem reális (a kontinuummechanika felmondja a szolgálatot). Az ábrán az összeomlás után a buborék újjá alakul. Valóságos buborékok újjá alakulását ugyan megfigyelték (de nem gömbalakúak!) ezért a számítás itt már nem reális.

Az előbbi példa ($\Delta t = 2$ C^o-os túlhevítés) adataival és a (14) képlettel számolva a sebesség: $v = 2,5$ m/s. Dergarabedian [5] kísérletei azonban azt mutatják, hogy ez a képlet jelentősen *túlbecsüli* a forrási buborékok növekedési sebességét. Ebből az következik, hogy a forrási buborék növekedésénél a $p_g = p_v =$ konstans feltevés *hibás!* [3], [4]. Egyrészt az elgőzölgés hőt von el a környező víztömegtől, és ezért a buborék falmenti hőmérséklete $T_{\text{külső}} < T_0$, valamint a helyi gőznyomásra is $p_v(T_{\text{külső}}) < p_v(T_0)$, azaz nincs meg a távoli hőmérséklettel számolt túlhevítés, de ezen kívül az elgőzölgés sem tudja elég gyorsan követni a térfogat növekedését, ezért $p_g < p_v(T_{\text{külső}})$, (néhány kavitációs folyamatnál ezt mérték is). Így a buborék belső nyomása kisebb, mint a számításban feltételezett érték, ezért növekszik lassabban.

A forrási buborékok növekedésénél tehát sem a statikai, sem a gőzképződés egyensúlya nem teljesül. Ha viszont figyelembe vesszük a buborék környezetében levő folyadék hőmérséklet-változását a folyadék latens hője és hővezetési tényezője alapján, és a nagyobb sugár értékeknél a kiterjeszkedő gőz nyomását elhanyagoljuk ($p_g = 0$), akkor a kapott növekedési sebességek *összhangban vannak* a kísérletekkel [6], [8].

A forrási buborékok növekedésének nagyságrendjét magunk is megállapíthatjuk, ha a lábos (1. ábra) alján a forralás során keletkező buborékokat figyeljük. Másodpercek alatt milliméteres növekedéseket tapasztalunk!

Álló vízben a forrási buborékok növekedési sebességének nagyságrendje: 1 mm/sec.

Álló vízben, állandó nyomáson és állandó hőmérsékleten az elmondottak alapján azon az alapon különböztethetjük meg a *pezsgést* és a *forrást*, hogy a *telített vízgőz nyomásánál nagyobb nyomáson csak pezsgés jöhet létre*, kisebb nyomásokon pezsgés és forrás is, de ekkor a *buborékok növekedési sebessége pezsgés esetén nagyságrendekkel kisebb, mint forrás esetén.*

Álló vízben a pezsgési buborékok növekedési sebességének nagyságrendje: 1 mm/óra.

Nehezebb a pezsgés és forrás között különbséget tenni *lengő nyomású térben*, amikor például hanghullámok haladnak a vízben. (Az utóbbi időkben elterjedtek ultrahangos buborékkeltő berendezések is.) Ha a nyomás lengése olyan nagy, hogy *időnként lecsökken* a víz hőmérsékletének megfelelő *telített vízgőz értéke alá* (akár csak kis időre is), akkor *annak ellenére, hogy az átlagos nyomás nagyobb, mint a telített vízgőz nyomása, a forrás dinamikus növekedési folyamata megindulhat.* (A gázkiválás hanghullám okozta meggyorsulását megfigyelhetjük a *szódás üvegen*, ha kulccsal megütjük. Az erősen túltelített vízben a buborékok szemmel követhető sebességgel nőnek.) A *pezsgési buborékok* növekedési sebessége azonban még a *felgyorsult diffúziós folyamatok* esetén is kisebb, mint a forrási buborékoké [7].

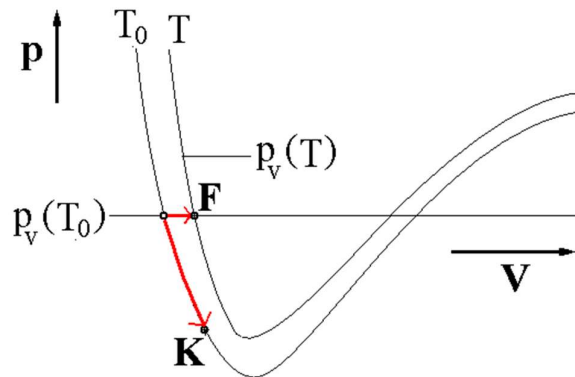
Más a helyzet a vízgépek járókerék lapátjain megfigyelhető *kavitációs* buborékok esetében. Feltételezve, hogy a lapátok körüli *relatív áramlás* stacionárius (nincs hanghullám), valamint a nyomás *jelentősen* p_v alá csökken, akkor az izotermán haladva (10. ábra) a (14) egyenlet végig érvényes (és a belőle előbb számolt sebesség is érvényes). Tehát vízgépek esetén:

Stacionárius áramlásban a kavitációs buborékok növekedésének nagyságrendje: 1 m/s.

VI. táblázat. Egyedülálló gömbalakú buborék növekedésének buborékdinamikai jellemzése

Folyamat	Feltétele	Fal sebességének nagyságrendje
Pezsgés	$p_l < p_e$	1 mm/h
Forrás	$p_o < p_v$, akár egy pillanatban	1 mm/sec
Kavitáció	$p_o < p_v$, akár egy pillanatban	1 m/sec

A kavitáció és a forrás különbözőségét részletesebben is megvizsgáljuk az egyedülálló buborék környezetének $p - V$ diagramja alapján (10. ábra).



10. ábra. Egyedülálló buborék környezetét alkotó vízminta $p - V$ diagramjának részlete

Az egyedülálló buborék viszonylag kis méretű környezetének térfogata V_0 (melyben más buborék nincs). A V_0 környezet $p - V$ diagramjának vázlata a 10. ábra (ami a 6. ábra részlete). A környezet hőmérséklete T_0 , és a nyomása a hőmérsékletéhez tartozó telített vízgőz nyomása $p_v(T_0)$. A kis buborék és a környezete ilyen állapotban nyugalomban van.

Sok szerző úgy különbözteti meg a forrást a kavitációtól, hogy ha *hőt közlünk* a p_v nyomású vízmintával akkor *forrás* jön létre. Ha viszont egy áramlásban a vízminta p_v -nél *kisebb majd nagyobb* nyomásra jut (hőközlés nélkül), akkor *kavitációról* van szó. Ez helyes álláspont. De nézzük meg, hogy mi történik? A $p - V$ diagramok csak *lassú változású* vízmintákra érvényesek. Mégis, *közelítésként* képzeljük azt, hogy a vízgépen gyorsan áthaladó kis vízmintára is *nagyjából* jól leírja az állapotát.

A *hőközlő* folyamat során a vízminta hőmérséklete $T > T_0$ lesz (kb. 2°C túlhevítéssel), de a nyomása marad az eredeti (például légköri), így az állapota az **F** pontba kerül (10. ábra). A másik eset a *vízgépen* való áthaladás, ekkor nincs hőközlés, ezért a pont a T_0 izotermán halad a **K** pontig (ahol a nyomása mondjuk $p \approx -1 \text{ bar}$, mértek ilyen abszolút nyomásokat járóke-reklapátokon).

A forrás **F** pontjánál a vízmintán belül a kis buborék nő. A vízminta térfogatához képest ez a változás nagyon kicsi, tehát az állapotot jelző **F** pont a helyén marad. Azonban a víz forráshője nagy, ezért a buborék térfogat növelése (gőzzel való kitöltése) érdekében folyamatosan hőt kell közölni a vízmintával (ahogy az éneklő teáskannában ezt meg is kapja). Amikor a buborék térfogata már túl nagy, akkor képzeljük azt, hogy elhagyja a vízmintát, melyben egy új kis buborék kezd növekedni. Ezzel az elképzeléssel az **F** pont a forralás időtartama alatt végig a helyén marad. A buborék növekedését a gőzképződés szabja meg.

A kavitáció **K** pontja az, ahol a vízminta nyomása a legkisebb. Ennek elérését követően a nyomás megnő. Mivel hőközlés nincs, a vízminta állapotát jelző pont az izotermán visszafut a nagy nyomások tartományába. A buborék térfogatának változását az egész idő alatt a Rayleigh-Plesset egyenlet szabja meg (gyorsabb növekedést biztosítva, mint **F** pontnál a gőzképződés).

9. A kis buborék összeomlása

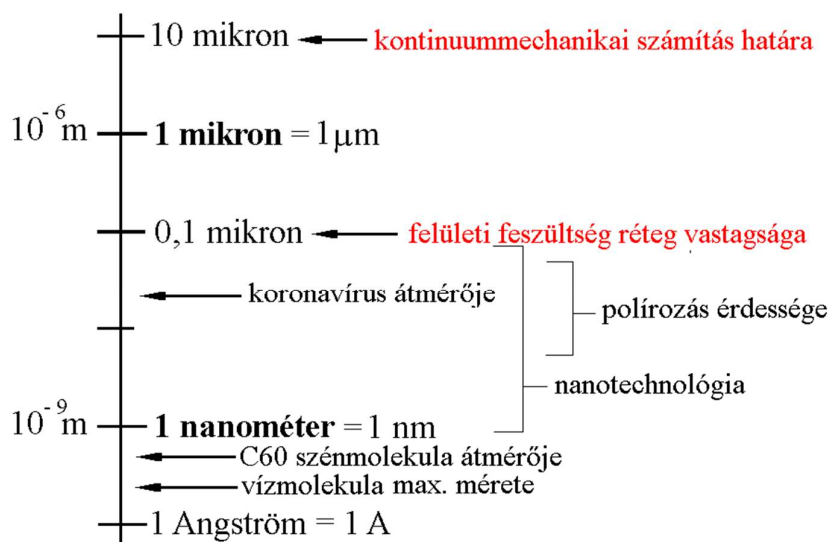
A kis buborékok *növekedését* az előbb tárgyaltuk. Amikor a kis buborék a telített vízgőz nyomásánál *nagyobb nyomású* térbe kerül – tehát körülötte a víz már *nem túlhevített* – akkor elindul a sebességcsökkenésének folyamata, amit a végkifejlet szempontjából *összeomlásnak* nevezünk (9. ábra).

Az éneklő teáskannában (1. ábra), lényegében légköri nyomáson a növekedést 2 – 3 C° túlhevítés okozta. Az összeomlás a környező víz hőmérsékletcsökkenése miatt következett be, és olyan erős volt, hogy hangot keltett!

A hajócsavar kísérleteknél (1. részben), a lényegében állandó hőmérsékletű vízben a hajócsavar lapátjain a nyomás a p_v alá csökkent, és ez olyan nagy mennyiségű buborékot hozott létre, hogy megváltozott a hajócsavar lapátjain a nyomáseloszlás. A buborékok a hajó után közel légköri nyomáson omlottak össze.

Tehát akár hőmérséklet csökkenés, akár nyomás növekedés *összeomlást* kelhet.

Amikor az elméleti számításban a buborék sugara a zérushoz tart, eljutunk a molekulák méretének nagyságrendjéhez. Itt a kontinuummechanika már nem érvényes! Nézzük a kérdést általánosan. A műszaki életben előforduló legkisebb hosszmeret: **1 mikron** = 10^{-3} mm = 10^{-6} m, ebben mérjük a túréseket és a felületi érdességet. Nézzük a kis méretek tartományát (11. ábra).



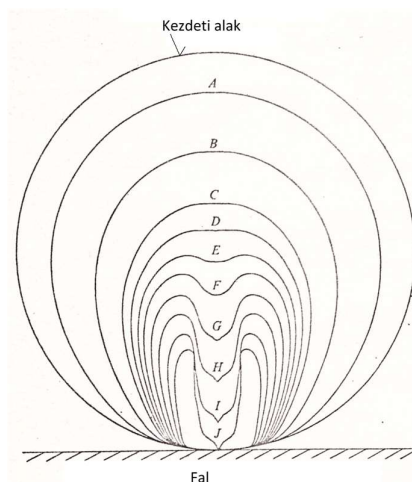
11. ábra. 10 mikron-nál kisebb hosszmeretek áttekintése³

A 11. ábrán a függőleges tengely logaritmikus, a vízszintes vonalak a tengely mellett (egy-máshoz képest) 10-szeres szorzást jelentenek.

A (13) egyenletben szerepel σ a *felületi feszültség*. Röntgen sugarak diffrakciójával megállapították, hogy a vízfelszínhez közel a molekulák rendezettek (mint a jég molekulái). A molekuláknak ebben a rendezett, hajlékony rétegében ébred az az erő, ami a kontinuumban a *felületi feszültségnek* felel meg. A rendezett molekulák rétegének vastagsága a kísérletek szerint **0,1 mikron** [34]. Ennek *százszorosánál* jelöltük ki a gömbalakú buborék kontinuummechanikai számításának alsó *határát*, azaz **10 mikronnál** (11. ábra).

³ A nanotechnika tartománya nagyjából: 1 nm → 100 nm. A C60 molekula az először felfedezett fulleren.

Gömbalakú buborékok összeroppanási folyamatának a *végével* sokan foglalkoztak, mert ez fontos a kavitációs roncsolás szempontjából, de a kérdés ma sincs lezárva. *Gömbalakú buborékokra* a (13) differenciálegyenlet megoldása az összeroppanás kezdeti szakaszában *Knapp* kísérleteivel egyező eredményre vezetett [2]. Az összeroppanás későbbi szakaszára *Ivany, Hammitt és Mitchell* [10] megállapították, hogy az összenyomásra fordított munka sokkal nagyobb, mint a viszkózus munka. *Plesset* [4] publikálta, hogy a buborékban levő vízgőz az adiabatikus összenyomás következtében jelentősen felmelegszik. *Tomita és Shima* [11] a végső hőmérsékletre 6700 K értéket valószínűsít (nagyobb, mint a Nap hőmérséklete!) és 848 bar végső nyomást. Sokan publikáltak fényhatásokat (sötétben végzett kavitációs kísérleteknél) amit *lumineszcenciának* neveztek. Elképzelhető, hogy ennek is a nagy hőmérséklet az oka.⁴ Mivel a roncsolás az áramlást határoló falon keletkezik, a roncsolás *magyarázata* céljából a figyelem a fal közelében összeroppanó buborékokra terelődött (11a. ábra).



11a. ábra. Kezdetben gömb alakú buborék összeroppanása fal közelében [13]

A kezdetben gömbalakú buborék a féltér falát érinti. A nagy nyomás hatására elindul az összeroppanás. Mivel nincs gömbszimmetria, a különböző időpillanatokban (A,B,..., J) a buborékban belül egy sugár kialakulása figyelhető meg. A számított sugár sebessége nagy, és szúrásszerű igénybevételt okoz a falon. A *kavitációs roncsolás okai* között a nagy **hőmérséklet** és **nyomás** mellett a **mikrosugarakat** is számon tartják.

A kis buborékok összeomlási folyamata azonban sokkal *bonyolultabb*. *Brennen* részletes összefoglalása [53] alapján a következőkre kell számítani. Az összeomló buborékok közelében levő falon kialakult *határréteg* az eredeti buborékot jelentősen deformálja (tehát nem gömbalakú). A buborék falán hullámzás figyelhető meg (mint tó vizén kis szélben). A fal széttöredezik, és sok kis gömbszerű buborék alakul. Az eredeti buborék sajátrezgési frekvenciája is hozzájárulhat a szétrobbanásához, és a felületi feszültség szilárd-test-szerű rétegének kiszámíthatatlan viselkedése is (nanotechnikai hatások). A keletkezett sok kis buborék mozgása kaotikus. A kis buborékok egy része egyesülhet újjáalakulási folyamatot létre hozva. A buborékok egymásra hatása és a közeli falra gyakorolt hatásuk is ismeretlen.

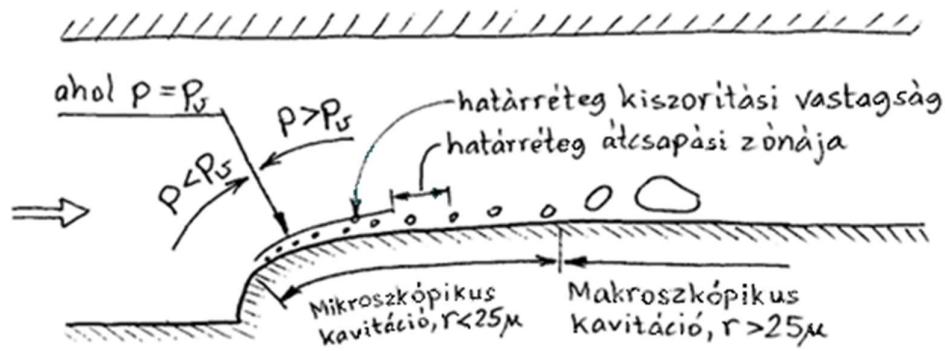
Az összeomlási folyamat tehát kutatás tárgya.

⁴ A kavitáció esetenként *veszélyes*. A tankereket (nyersolajat szállító nagy hajókat) a visszaút előtt erős vízsugarakkal kimossák. A mosáskor előfordultak katasztrofális robbanások! Ennek valószínű okát abban látták, hogy a robbanásveszélyes levegőt a vízsugarban (vagy a falon) összeroppanó kis kavitációs buborékok belobbantották.

BUBORÉKTÖMEGEK

10. Buborékos kavitáció áramvonalas testen

A 12. ábrán bemutatott kavitációs csatorna falát úgy alakították ki, hogy szivattyú lapátok szívó oldalához hasonló. A kialakuló kavitációt kísérletileg Kemeen, McGraw és Parkin [4],[45] vizsgálta. A berendezésben addig csökkentették a nyomást amíg az áramvonalas rész egy szakaszán a helyi nyomás a telített vízgőz nyomása alá esett (12. ábra). Mikroszkóppal megfigyelték, hogy ezen a szakaszon a buborékok egy ideig a falhoz tapadva nőttek. Később az áramlás felkapta őket, és elsodorta olyan sebességgel, mint a határrétegen kívüli sebességnek körülbelül a fele. A buborékok mérete olyan zónában vált láthatóvá, melyben a nyomás lényegesen a telített vízgőz nyomása fölött volt. A szerzők beszéltek *mikroszkópikus kavitációról* (ahol a buborékok mérete kisebb mint 25 mikron) és *makroszkópikus kavitációról* (ahol nagyobb).



12. ábra. Kemeen, McGraw és Parkin kísérletének vázlata [4], [45]

Ezt a kísérletet Van der Walle [14] is elemezte. Feltételezte, hogy a mikroszkópikus kavitáció zónájában a növekedés fő tényezője a levegő diffúziója és a gőzképződés volt, és hogy a kavitációt jellemző *dinamikus folyamat* (az "igazi" kavitáció) csak a makroszkópikus kavitáció kezdete táján következett be. Az áramlásban sodort mikroszkópikus buborékok viszonyai - szerinte - hasonlóak a falon meghúzódó buborékokéhoz. A kísérlettel kapcsolatban érdemes rámutatni arra, hogy a buborékok a makroszkópikus kavitáció zónájába a határréteg (laminárisból turbulensbe történő) átcsapása után kerültek (12. ábra). Így a turbulens határréteg nyomásfluktuációja lényeges szerepet játszhatott a kavitáció megindulásában. Erre a következtetésre jut hasonló kísérlet során Arndt és Ippen [15] is. Megállapították, hogy a kavitáció általában a határréteg közepén úszó buborékokból keletkezett, ahol a *turbulens fluktuáció* a legnagyobb. A fal közelében nagy buborékok csak ritkán keletkeztek. Ezért a kutatók figyelme arra terelődött, hogy hogyan viselkednek a buborékok *lengő nyomású* terekben?

Érdekes számításokat végzett erre Solomon és Plesset [16]. A végtelenbeli nyomást (7. ábra)

$$p = p_1 + A \sin(\omega t) \quad (15)$$

képlettel írták elő. Tehát hanghullámokat utánzó szinuszos lengést tételeztek fel, és ezt helyettesítették a **Rayleigh-Plesset** alapegyenletbe a p_0 helyére. A számítás alapjául a $p_1 - p_v = 1$ bar értéket választották, ami azt jelenti, hogy a nyomáslengés középértéke *jóval fölötté* van a telített vízgőz nyomásának. A számítást a VII. táblázat *összes lehetséges kombinációjára* elvégezték.

VII. táblázat. Solomon és Plesset paraméter változatai

Amplitúdó	$A =$	0,2	0,5	1	2	bar
Kezdeti sugár	$R_0 =$	0.1	0.01	0.001	0.0001	mm
Gerjesztő körfrekvencia	$\omega =$	20	70	120		$10^3/\text{sec}$

$A = 0,2$ és $0,5$ bar esetén a nyomás mindig p_v fölött van. $A = 1$ bar esetén a nyomás éppen eléri a p_v értékét, és csak $A = 2$ bar esetén van egy kis időtartam amikor p_v alá süllyed. A buborékban a levegő állapotváltozását izotermikusnak tekintették, a folyadéksúrlódást elhanyagolták, és éltek a gőz egyensúly $P_g = P_v$ feltételével. Szemben az éneklő teáskanna (2. rész) esetével (3 $^{\circ}\text{C}$ -os túlhevítés) most ez a feltétel *indokolt*, mert a forrásponttól távol lévén elegendő hő áll rendelkezésre a gőzfejlődéshez (és p_v állandó értéken tartásához).

A differenciálegyenletet integrálva $A = 0,2$ bar és $0,5$ bar esetén azt kapták, hogy a különféle méretű buborékok sugara kis amplitúdójú periodikus mozgást végzett. Az $A = 2$ bar esetén azonban bármilyen méretű buborék, bármilyen gerjesztő frekvenciánál, rövidebb lengés után egy növekedési majd összeroppanási folyamatban vett részt. Szétpattanásnak (explosion) nevezték, ha a buborék mérete a *százszorosára* növekedett, és összeroppanásnak (collapse) amikor *századrészt* csökkent. Minden explóziót összeroppanás követett. A szétpattanás-összeroppanás folyamata ritkábban ugyan de előfordult $A = 1$ bar esetén is, de sohasem jelentkezett az $A = 0,2$ bar és $0,5$ bar esetén.

A számításokból levonható az a következtetés, hogy kavitáció keletkezhet olyan helyeken is, ahol a nyomás időbeli *átlagértéke* jóval a telített vízgőz nyomása *fölött* van. Azonban a kavitációra jellemző *instabilitási folyamat* csak akkor áll elő, ha a nyomás átmenetileg - hanghullámok, turbulencia vagy helyi örvényképződés révén - legalább *egy pillanatra* a telített vízgőz nyomására süllyed.

Solomon és Plesset számításából egy másik fontos körülményre is fény derült. A **Rayleigh-Plesset** differenciálegyenletet korábban többen *linearizálták*, és a buborékban levő gáz állapotváltozását izotermikusnak tekintve, számítható az úgy nevezett *izotermikus rezonancia frekvencia*:

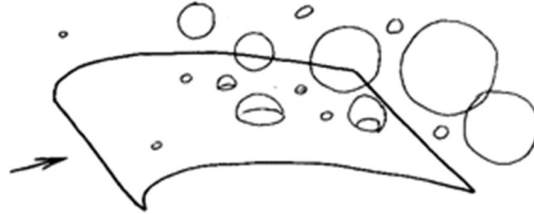
$$\omega_{\text{rezonancia}} = \left(\frac{3p_1}{\rho R_0^2} \right)^{0.5} \left(1 + \frac{4\sigma}{3p_1 R_0} \right). \quad (16)$$

A lineáris elmélet alapján azt várnánk, hogy explózió csak ezen frekvencia környékén jelentkezik. A számítás szerint azonban $A = 2$ bar esetén mindegyik buborék mindegyik frekvencián explodált. A kavitáció tehát nem csak akkor lép fel, ha a buborékot a rezonancia frekvenciához közeli rezgésszámú gerjesztés éri, hanem ettől *lényegesen eltérő* frekvenciákon is! A rezonancia fogalma, és a rezgés tan többi jól ismert törvénye a differenciálegyenletek linearitásán alapul. A buborékok eltérő viselkedésének az oka az, hogy *a mozgásukat leíró differenciálegyenlet nem lineáris!*

Solomon és Plesset számításainál a kis buborék instabilitását (a növekedési folyamatot) a számítógép numerikus (kerekítési) hibája véletlenszerűen indította el. Valóságos áramlásokban a turbulencia szolgáltat hasonló okot (tehát a számításnak és a valóságnak egyformán van instabilitást gerjesztő oka).

Kavitációs buborékok növekedését vizsgálták *Lecoffree és szerzőtársai* [17] is nagysebességű filmfelvételekkel. A 13. ábrán látható a kavitáció egyik pillanatnyi képének vázlata. A

kavitációs csatorna fala olyan kialakítású volt, mint egy szárnylapát hátoldala. Az áramlás belsőjében esetenként gömbalakú buborékok hirtelen növekedését láttuk, melyek az áramlással együtt haladtak. A falon helyenként igen gyorsan félgömbalakú buborékok növekedtek helyben, majd kissé haladtak az áramlás irányában. Végül a buborékok leúsztak a profilról, az összeomlási fázis nem volt látható.



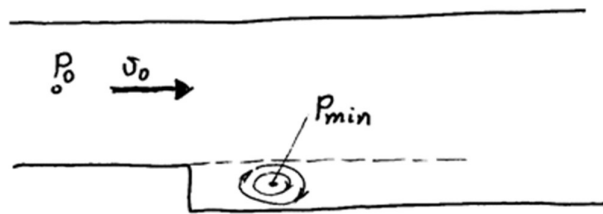
13. ábra. Lecoffre és szerzőtársai [17] gyorsfilm pillanatképének vázlata

A felületi feszültség hatása ilyen nagy buborékoknál nyilván elhanyagolható. Ezért az a tény, hogy a 13. ábrán a buborékok lényegében *gömbalakúak*, arra utal, hogy a buborékok növekedési sebessége *jóval nagyobb volt*, mint az áramlási sebesség. *Álló vízben* ugyanis a buborék differenciálegyenletének megoldása a folyadék belsejében *a szimmetria miatt* gömbalakú (a falon pedig félgömb alakú). A kísérletnél *a víz haladási sebessége* olyan kicsi volt *a buborékok növekedési sebességéhez képest*, hogy ugyanolyan alakzatokat kaptak, mint álló vízben, azaz gömböket. Sok más áramlási konfiguráció esetén is lehetnek hasonló arányok!

11. Buborékos kavitáció leváló áramlásban

Az előbbi részben olyan áramlásokat vizsgáltunk, melyeknél a határréteg a határoló falhoz simult. Éles sarkoknál, valamint körüláramlott testeknél (a folyadék tehetetlensége, turbulenciája, és a fal érdessége következtében) a határréteg *leválik* a falról, általában örvényektől kísérve. A kavitáció szempontjából a *fő különbség* abban jelentkezik, hogy az áramlás **minimális nyomású pontja** a *nem-leváló* áramlásokban a *falon* van (vagy hozzá közel a határrétegben), míg *leváló* áramlásban a folyadék *belsejében* (a faltól távol) *az örvények magjánál*.

A kavitáció kezdetére *leváló áramlások* esetére egyszerű de hatékony elméletet állított fel **Johnson** [18]. A 14. ábrán ugrásszerűen bővülő áramlási csatorna látható.



14. ábra. Johnson paramétereinek magyarázata

A fő áramlás határrétege a szaggatott vonal mentén leválik. A mélyedésben kialakuló örvény széle és közepe közötti nyomáskülönbség a következő képlettel becsülhető:

$$p_{\text{széle}} - p_{\text{közepe}} = a \frac{\rho}{2} v_0^2 \quad (17)$$

ahol v_0 az örvény szélén (a leválási határvonalon) érvényes sebesség, és "a" a Johnson-féle arányossági tényező. Ha a bemélyedésben kialakuló örvény magja áll, és az örvény merev-test-szerű forgást végez, akkor $a = 1$, függetlenül az örvény méretétől! (Ezért kicsiny és nagy örvényekre egyaránt igaz! Johnson elméletének sikere ezen alapul.) Képzeljük el, hogy az örvény magjába (a minimális nyomású helyre) egy buborék kerül. Ez akkor kezd dinamikus növekedési folyamatba, ha a nyomása a telített vízgőz nyomására esik:

$$p_{min} = p_{közepe} = p_v \quad (18)$$

Ez a kavitáció klasszikus kritériuma, amit elméleti számításokban gyakran alkalmaznak.

Valóságos áramlásban a v_0 sebességet tartva a $p_{széle}$ nyomást addig csökkentjük, hogy megfigyelhessük a kezdeti kavitációt. (Ez azzal definiálható, hogy a buborékok látható méretűvé nőnek, vagy azzal, hogy a kibocsátott áramlási zaj megemelkedik.) Ebben az állapotban a mért paraméterek ismeretében a (17) és (18) egyenlettel kiszámíthatjuk "a" értékét.

Johnson [18] a 14. ábra szerinti áramlási konfigurációra $a = 0,68$ értéket kapott. Azt a tényt, hogy $a < 1$ azzal magyarázta, hogy a falak fékezik az örvény forgását, és az örvény magja sem marad egy helyben. Shalnev [19] szárnylapátos szivattyúk (és turbinák) *részkavitációjára* (a forgó járólapát és az álló járókerékház közötti résre) az $a = 1$ értéket használta (ami egyezik saját tapasztalataimmal is). Hunter és Rouse [20] álló vízzel telt térbe kifújó vízszög szélén az $a = 0,6 \dots 0,7$ értéket találta. Fáy [21] *mérőperemek kavitációjára*, felhasználva Numachi, Yamabe és Oba [22] méréseit, (a vena kontrakta sebességgel, és a szívott oldalon mért nyomással számolva) $a = 0,94 \dots 1,1$ értékeket kapott a paraméterek igen széles tartományában. Fáy [23] a Kaplan turbinák szívócső torkában keletkező kavitáció megfigyelése alapján a szívócső torokban leváló áramlásra $a = 0,47 \dots 0,62$ értéket találta.

VIII. táblázat. Leváló áramlások örvényei magjában keletkező kavitáció „a” tényezője

Áramlási konfiguráció	Szerzők (M: mérés, Sz: számítás)	a
Körkeresztmetszetű sugár áramlása álló folyadékba	M: Hunter & Rouse (1953) Sz: Johnson & Eisenberg (1966)	0,6 ... 0,7
Csatorna áramlás hirtelen bővülése (14. ábra)	M és Sz: Johnson & Eisenberg (1966)	0,68
Egyenletes áramlásban éles szélű köralakú tárcsáról leváló áramlás	M: Kermeen, Johnson (1966) Sz: Johnson & Eisenberg (1966)	1
Víz-turbinák résáramlásában keletkező kavitáció	Shalnev (1958), egyszerűen ezzel számolt, Fáy ellenőrizte	1
Áramlás mérőperemeken	M: Numachi, Yamabe, & Oba (1960) Sz: Fáy (1969 and 1987)	0,94 ... 1,1
Köralakú sugár áramlása egyenletes keresztáramlásba (pl. szivattyú járókerék kiegyenlítő furatánál)	M: Stoffel & Ludwig (1987) [31] Sz: Fáy (1987) nem publikált	0,84 ... 1,11
Kaplan turbinák szívócső torkában keletkező kavitáció	M: Fáy (1966) Sz: Fáy (1966)	0,47 ... 0,62

A VIII. táblázat alapján megállapítható, hogy: $a = 0,5 \dots 1,1$ általában igaz a leválósos áramlások kezdeti kavitációjára. Éles szélű leválásoknál inkább "a" nagyobb értékei érvényesek, lekerekített felületeken létrejövő leválásoknál inkább "a" kisebb értékei.

A Johnson-féle a tényezőt kétféle módon használhatjuk. Ha valamilyen áramlási konfigurációval módunk van kavitációs *mérést végezni*, akkor meghatározhatjuk a konfigurációra érvényes a értékét. Ha *levélásos* áramlást *tervezünk*, akkor a VIII. táblázat alapján megbecsülhetjük a értékét, és (17) és (18) egyenlettel kiszámíthatjuk a kezdeti kavitáció megjelenésekor várható $p_{széle}$ nyomást (illetve az ezzel számítható kavitációs számot).

4. Példa: Egyes atomerőművi szivattyúknál a kavitációt *teljesen el kell kerülni*, ugyanis az erőmű védelme rezgésekre és hanghatásokra van beállítva (ezért a szivattyú kavitációja leállíthatja az egész erőművet!) Ilyen szivattyú tervezésénél *a kavitáció teljes elkerülése* az a tényezővel becsülhető, megfelelő biztonsággal.

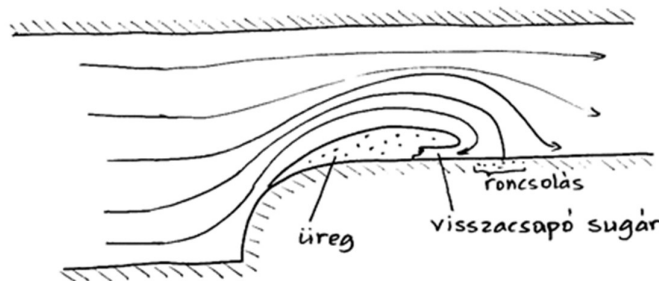
Normál szivattyúk esetében nem érdemes a kavitáció teljes elkerülésére törekedni, mert szokatlan és költséges szivattyútelepekre vezet.

NAGY ÜREGEK

12. Állandó kavitációs üregek

Az előző részekben kis buborékok sorsát tárgyaltuk. Itt *állandó kavitációs üregekkel* foglalkozunk, amelyek *nagyobb* méretűek, *állandóan* a fal ugyanazon részénél tartózkodnak, és általában valamilyen *líktető* mozgásban vesznek részt.

Ha kavitációs csatornában (vagy vízgép mérésnél) a kavitációs számot csökkentjük, akkor egy kavitációs számnál a buborékos kavitáció átalakul állandó üreggé. Elvileg nagyszámú buborékot tartalmazó térfogat is tekinthető üregnek. A gyakorlatban mégis, állandó kavitációs üregről inkább csak akkor beszélünk, ha a benne foglalt tömeg átlagos sűrűsége kicsi. A két fő típusa: a szappanhab-szerű átlátszatlan üreg, és az átlátszó "igazi" üres üreg.



15. ábra. A Knapp-féle ciklus [2], [3]

Ha a 12. ábra szerinti kavitációs csatorna *nyomását* eléggé *csökkentjük*, akkor a fal mellett a 15. ábrán látható *állandó kavitációs üreg* keletkezik. Ennek mozgását Knapp [2],[3] írta le:

1. fázis: Kialakulás és növekedés
2. fázis: Töltés a visszacsapó sugár (reentrant jet) révén
3. fázis: Összeomlás (breakoff).

A kialakulás egy kis lapos üreggel kezdődik (ahol a nyomás kisebb, mint p_v). Ez növekszik (1. fázis), a vége jelentős sebességgel halad az áramlás irányába. Később ez a sebesség csökken, és elérve egy maximális zónahosszt (kb. az ábra szerint) az üreg vége meg is áll, sőt később kicsit visszafelé halad. A maximális hossz elérésekor az üreg belsejében már megfigyelhető egy kis visszacsapó sugár kezdemény (15. ábra), ami jelentős sebességgel halad az üreg orra felé. A visszacsapó sugár tölti az üregt (2. fázis), és amikor eléri az üreg elejét, bekövetkezik

az *összeomlás* (3. fázis). Ekkor (a fal alakjától függően) egy kis lapos üreg marad (vagy újra keletkezik) az állandó üreg elején, amiből a ciklus újra kezdődik. Az összeomláskor a fő üreg felső részéről leválik egy üreg, amit az áramlás magával sodor. Az ismétlődő Knapp féle ciklus így egyirányban forgó *örvények sorozatát* kelti, a magjukban egy kavitációs üreggel. Megfigyelték azt is, hogy a falon hosszabb idő után roncsolás kezdődött a maximális üreghossz után (15. ábra). Ennek magyarázata az, hogy amikor a visszacsapó sugár a fő áramlás felületét eléri, akkor felborzolja, ott sok kis buborék keletkezik, amiket a fő áramlás a maximális üreghossz vége utáni falrészhez szállít, és ott a nagyobb nyomáson összeomlanak. A roncsolás ezért itt jelentkezik.

Furness [24] érzékeny eszközzel mérte a nyomást a falon az idő függvényében. A növekedés fázisában az *üreg nyomása* a telített vízgőz nyomásánál kisebb volt, mintegy fele:

$$p_{\text{üreg}} \cong p_v/2. \quad (19)$$

Ez arra mutat, hogy a gőzképződés nem tudja követni az üreg térfogatának gyors növekedését. A növekedés fázisában az áramlást a környező folyadéktömeg mozgása (dinamikai egyenletei) szabják meg. Azaz *nem a keletkező gőz tolja* maga előtt a környező folyadékot, hanem *a folyadéktömeg tehetetlensége* alakítja az üreg sajátos mozgását. Ebből az is következik, hogy az üreg mozgása jól számítható súrlódásmentes folyadék feltételezésével, az Euler egyenlettel [9].

Az utóbbi megjegyzés gyakorlati fontossága a *kavitációs léptékhatalom számításoknál* domborodik ki. Ha egy vízgép *kismintájában* a járókerékclápaton ilyen ciklusú kavitációs üreget látunk, és annak hatása az áramlásra jelentős (változik a hatásfok!) akkor a dinamikai hasonlóság következtében a *nagy kivitelű prototípusban* is létre fog jönni ugyanilyen lüktető áramlás, mégpedig ugyanannál a σ *kavitációs számnál*:

$$\sigma = \frac{p_{\text{referencia}} - p_{\text{üreg}}}{\rho g H} \quad (20)$$

ahol $p_{\text{üreg}}$ az üreg átlagos nyomása. (A referencia nyomást a szívó oldalon mérjük, és H a gép szállítómagassága vagy esése). Ez *azonos értékű a prototípusra és a kismintára*

$$\sigma_{\text{prototípus}} = \sigma_{\text{kisminta}} \quad (21)$$

mert az Euler egyenlettel jól követhető áramlásokra az *egyetlen hasonlósági kritérium* a nyomások arányának egyezése. Azonban a kavitációs szám *megszokott* egyenletében (a szabványokban is) a $p_{\text{üreg}}$ helyett a telített vízgőz p_v nyomása szerepel:

$$\sigma_{\text{szabványos}} = \frac{p_{\text{referencia}} - p_v}{\rho g H} \quad (22)$$

Azért van ez így, mert az üreg nyomását nem ismerjük (a p_v értékét viszont az I. táblázatból tudjuk). Ezért a kisminta és a nagy gép üzemállapotait a gyakorlatban

$$\sigma_{\text{szabványos,prototípus}} = \sigma_{\text{szabványos,kisminta}} \quad (23)$$

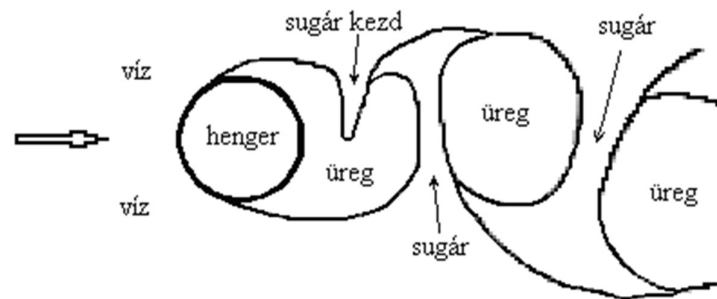
egyenlőséggel azonosítjuk. Így tehát a (23) egyenlettel végezzük a kisminta kavitációs mérések átszámítását a geometriailag hasonló prototípusra.

Mekkora hibát követünk el azzal, hogy a (23) egyenlettel számolunk az "igazi" (21) egyenlet helyett? Mivel a kisminta mérésnél használt *hideg víz* p_v értéke kicsiny (lásd az I. táblázatban), és $0 < p_{\text{üreg}} < p_v$, ezért a $p_v - p_{\text{üreg}}$ különbség is kicsiny! Ezért a kismintára p_v értékkel számolt $\sigma_{\text{szabványos}}$ alig fog eltérni az előbbi "igazi" σ értéktől, és ugyanezt mondhatjuk a prototípusra is. Ez a gondolatmenet alátámasztja a kialakult és megszokott gyakorlatot.

Más a helyzet *meleg vizet* (vagy más folyadékokat) szállító szivattyúk esetében. Ha a hideg vízzel mért kritikus kavitációs számot kívánjuk átszámítani a melegvízes üzemre (vagy mondjuk olajra), akkor az utóbbi üzemállapotban a p_v érték olyan nagy, hogy a $p_v - p_{\text{üreg}}$ eltérés lényegessé válik. Ilyenkor $p_{\text{üreg}}$ értékét jelentősen befolyásolhatják a folyadék termodinamikai paraméterei (latens hője, gőzképződési együtthatója stb.). Azonban, ha $p_{\text{üreg}}$ értékét ismerjük (becslésből, szakmai irodalomból vagy mérésből) akkor a hideg vízzel mért σ -t át tudjuk számítani meleg vízre is (vagy más folyadékra).

A kavitációs üregben kialakuló átlagos $p_{\text{üreg}}$ nyomást az üreg mozgása természetesen befolyásolja. A Knapp ciklus (15. ábra) növekedési fázisában az üreg térfogata jelentősen nőtt, és az üreg átlagos nyomása kisebb volt, mint a telített vízgőz nyomása: $p_{\text{üreg}} < p_v$. Ezzel szemben *leváló* áramlásokban $p_{\text{üreg}} > p_v$ is lehetséges! Például *Gadd és Grant* [26] kavitációs csatornában, az áramlás irányára merőlegesen elhelyezett tárcsák mögött jelentkező nagy kavitációs üregben a gőznyomásnál 30 - 40 %-al nagyobb nyomást mért! Ennek oka feltehetően az volt, hogy az üreg végénél fröcskölés révén vízcseppek léptek az üregbe, amelyek elpárologtak.

Sokkal nagyobb az üreg nyomása **ventilált kavitációs üregek** esetén (melyekbe levegőt engedünk be). Például a *Francis turbinák* szívócsövének közepén kialakuló kavitációs tölcsérekbe levegőt juttatunk be, mert kedvezően változtatja az üreg alakját és csökkenti a lengéseket. *Szárnyashajók* szárnyfelületén kialakuló kavitációs üregekbe is általában levegőt bocsátanak be, mert így az üreg lüktető vége (és a roncsoló buborékok tömege) *távolabb* kerül a szárnytól. A *ventilált kavitációs üregek* mozgása lényegében *azonos* a nem ventilált üregekével, csak az azonosítást a (20) egyenlet szerinti ("igazi" σ tényezővel) kell végezni!



16. ábra. Henger után kialakuló kavitációs örvénysor

Állandó kavitációs üregeket találunk **körüláramlott testek** után is. A 16. ábrán kavitációs csatornában egy *henger* után kialakult kavitációs áramlás pillanatnyi képét látjuk. A vázlat Varga és Sebestyén [27],[28] gyorsfilm felvételei alapján kissé egyszerűsítve mutatja a valóságos viszonyokat. A hengerhez csatlakozó fő üregben egy sugár kezdeményt látunk. Amikor ez a sugár eléri az üreg másik oldalát, egy kavitációs üreg leválk a főüregről. A vázlaton látható, hogy a korábban átért sugarak az üreg másik oldalát elnyomják. Az ábra szemlélteti, hogy az elúszó örvényeket (melyek a henger után távolabb rendeződve Kármán féle kavitáló örvénysort alkotnak) *alternáló sugarak* keltik [9]. A Knapp-féle ciklus visszacsapó sugara, valamint a henger utáni kavitációs áramlás alternáló sugarai az időfüggő Euler egyenlettel jól számíthatók [9].

13. Blocking és szuperkavitáció

Ha a kavitációs csatornában (vagy a vízgépek kavitációs mérőberendezéseiben) lecsökkentjük a nyomást az előállítható *legkisebb* nyomás közelébe, akkor *nagyon nagy* kavitációs üregek jelennek meg. Ezek fontos sajátása a *blocking* (ami a mérhető üzemiállapot korlátozása) és a *szuperkavitáció* (ami elvben végtelenig nyúló üreget jelent).

A 17a ábrán egy kavitációs csatorna mérőterében egy henger van elhelyezve, ennél keletkezik az állandó kavitációs üreg. A 17b ábra a csatorna falán mérhető nyomás diagramja. A mérések során a henger előtti p_1 nyomást állandó értéken tartják, a henger utáni p_2 nyomást viszont az elvezető áramlásba beépített tolozárral változtatják (ezt jelképezi a csőbe benyúló téglalap). A tolozárral három (A,B,C) üzemiállapotot állítanak be. Az A állapotban a henger utáni kavitációs üregben a nyomás nyilván p_v közeli. De a csatorna falán a nyomás ekkor még nagyobb, mint p_v (lásd a nyomás diagramján). Aztán lecsökkentik a p_2 nyomást addig, hogy a csatorna falán is megjelenjen a p_v nyomás, ez a B üzemiállapot. Ekkor a kavitációs zóna hosszabb, benyúlik a diffúzorba, és az egész K keresztmetszetben a p_v gőznyomás uralkodik. Tovább csökkentve a p_2 nyomást (C üzemiállapot) a kavitációs üreg még hosszabb, és a csatorna falának hosszú szakaszán a p_v gőznyomás mérhető. A vízben érkező nukleuszok az egész p_v alatti zónában *forrási növekedést* produkálnak. (Általános szabály, hogy sok nukleuszt tartalmazó áramlásában a nyomás csak kis mértékben eshet p_v alá!). A C állapotban a nyomás diagram a K keresztmetszet előtt ugyanaz, mint B állapotban. A K keresztmetszet után viszont a p_v nyomású zóna hosszabb, mert a tolozárát nyitottuk. Mivel a nyomás a K keresztmetszet előtt ugyanaz, az átáramló Q vízmennyiség is ugyanaz **kell** legyen a B és C állapotban (lásd az ábrán a Q - p_2 diagrammot). Amíg az A állapotról a B állapotra tértünk át, a tolozár nyitásával Q nőtt. A B állapotból a C állapotra térve hiába csökkentettük p_2 értékét, a K keresztmetszet előtt semmi sem változott!

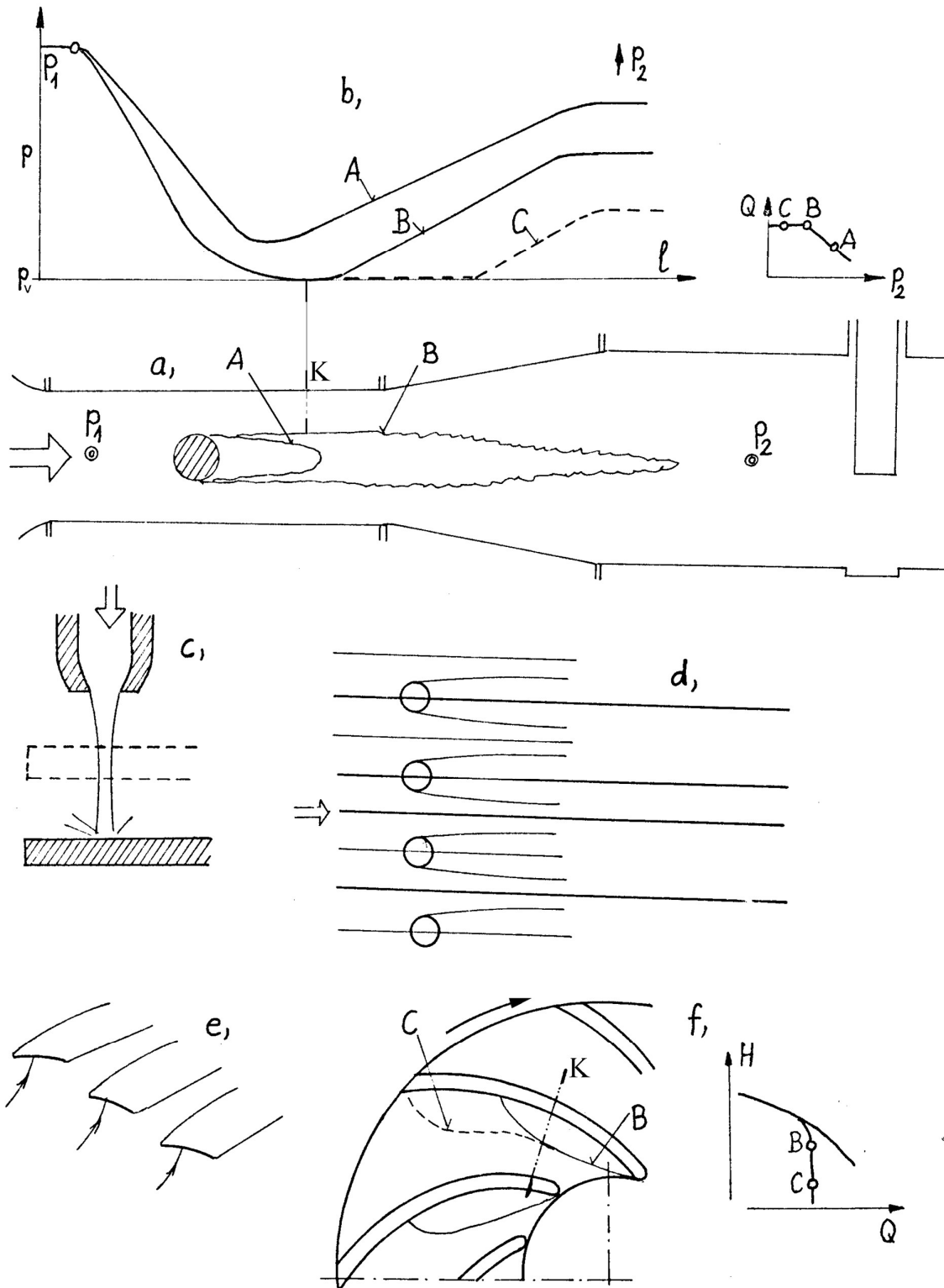
Mivel kavitációs csatornában a kavitációs szám megszokott értéke: $\sigma = \frac{p_1 - p_v}{\rho c_1^2 / 2}$ (ahol c_1 a sebesség a henger előtti referencia pontban), változatlan Q azt jelenti, hogy a C állapotban ugyanazt a σ értéket mérjük, mint a B állapotban. Tehát **ez** a berendezéssel mérhető *minimális* σ értéke, amit **blocking konstansnak** neveznek [32].

A helyzet hasonló a hangsebesség fölötti gázáramlásokhoz. Elérve a hangsebességet egy K keresztmetszetben (itt p_v -t elérve), akármit tehetünk a K után, annak nincs hatása a keresztmetszet előtti viszonyokra. A kavitáció esetén ezt **blocking állapotnak** nevezik.

Másik *analógiája* a **blockingnak** a *csapból levegőbe* áramló *víz sugár* (17c ábra). A víz sugár ellenében hiába emeljük a lapot, annak nincs hatása a kiáramlásra (hacsak nem emeljük túl közel a kiömlő nyíláshoz). Valójában ez több mint egy analógia, mert a 17d ábra szerinti sík-áramlásban a sugár kiáramlásának és a henger körüli áramlás **szuperkavitációs** súrlódásmentes *elméleti modellje* azonos. Ha a hengerek után a végtelenig nyúló kavitációs üregeket számítjuk, és a vastag vonalakkal jól vágjuk ki az áramlási tartományt, akkor az egyik esetben a fűvókából kiömlő víz sugár modelljét kapjuk, míg másik esetben egy kavitációs csatornában elhelyezett test (henger) utáni **szuperkavitációs** áramlást. Tehát az áramlások a *részleteikben* is azonosak.

5. Példa: A 17e ábra egy szárnyrács **szuperkavitációjának** vázlata.

A 17f ábrán egy *radiális szivattyú* járókerék látható, és mellette a Q – H jelleggörbéjének részlete. Amikor a szivattyú kavitációs mérését végezzük, akkor a lapáton a belépő éltől induló kavitáció jelentkezik. Egy B állapotnál a K keresztmetszetben elérjük a telített vízgőz nyomását, azaz a **blockingot**. Utána hiába csökkentjük a szivattyú H szállítómagasságát, bár a kavitációs zóna tovább nő, a belépési viszonyok változatlanok, és Q is változatlan. Ez magyarázza a jelleggörbe függőleges szakaszát.

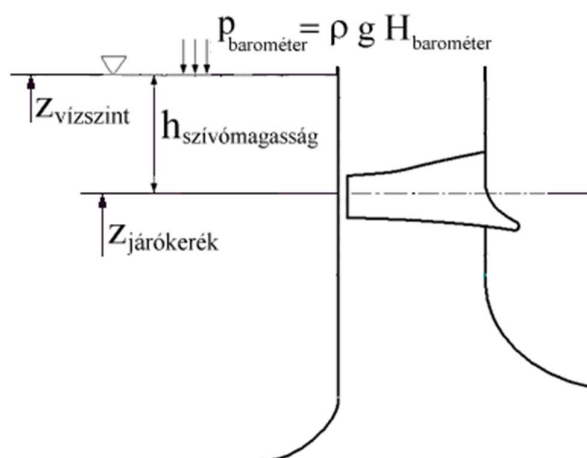


17. ábra. Blocking és szuperkavitáció

KAVITÁCIÓ VÍZGÉPEKBEN

14. Kavitációs buborékképződés és a jelleggörbék változása

Szivattyúk kavitációjának legfontosabb paramétere a *szívómagasság*, amit *axiális gépre* a 18. ábra szemléltet. Magassági koordinátákkal: $h_{\text{szívómagasság}} = z_{\text{vízszint}} - z_{\text{járókerék}}$. Pozitív, ha a járókerék a vízszint alatt van, negatív, ha fölötté. Minél mélyebbre helyezzük a járókereket a vízszint alá, annál nagyobb nyomás uralkodik a járókeréklapátoknál, tehát a kavitációs zóna annál kisebb lesz (de a szivattyútelep mélyépítési költségei annál nagyobbak).



18. ábra. Axiális szivattyúnál a szívómagasság értelmezése

A szivattyúk kavitációs sajátságait mindig az **NPSH** függvényében kezeljük (angolul: Net Positive Suction Head: tiszta pozitív szívómagasság), amit az egész világon így jelölnek. Ha a szivattyú (és benne a víz) áll, akkor a járókerék szintjén a nyomás (18. ábra): $p_{\text{álló járókerék}} = p_{\text{barométer}} + \rho g h_{\text{szívómagasság}}$. Üzemelő szivattyú esetén azonban a kavitációs üregekben a telített vízgőz p_v nyomása fog uralkodni. A kérdés tehát az, hogy az álló szivattyú nyomása mennyivel van a p_v fölött? Vagyis, a forgó járókerék mekkora *nyomás tartalékot* tud felemészteni a p_v eléréséig? A számítást szívesebben végezzük *nyomás* helyett *nyomásmagassággal*, mert ez közvetlenül kapcsolódik a szintekhez. A *nyomásmagasság tartalék*, azaz NPSH :

$$\text{NPSH} = H_{\text{barométer}} + h_{\text{szívómagasság}} - \frac{p_v}{\rho g} \quad (23)$$

IX. táblázat. A légköri nyomás a tengerszint feletti magasság függvényében [32]

mAf	0	200	500	1000	2000	4000	6000
$p_{\text{barométer}}, \text{ mbar}$	1013	989	955	899	795	616	472
$H_{\text{barométer}}, \text{ m}$	10,33	10,08	9,74	9,16	8,10	6,28	4,81

X. táblázat. A telített vízgőz nyomásmagassága a vízhőmérséklet függvényében [32]

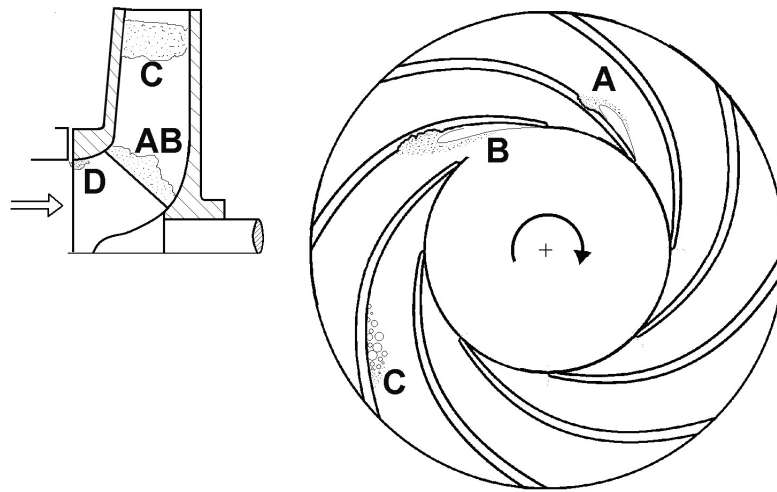
$t, ^\circ\text{C}$	0	20	40	60	80	100	120
$p_v, \text{ Pa}$	611	2339	7381	19919	47359	101320	198540
$\frac{p_v}{\rho g}, \text{ m}$	0,06	0,23	0,74	1,99	4,74	10,13	19,85

6. Példa: Alföldön ($\approx 200 \text{ mAf}$), hideg vizet ($\approx 20^\circ\text{C}$) szállító szivattyúra, például

$h_{\text{szívómagasság}} = 2 \text{ m}$ esetén, $\text{NPSH} = 10,08 + 2 - 0,23 = \mathbf{11,85 \text{ m}}$.

A szivattyú **kavitációs mérése** során az n fordulatszámot és a Q vízmennyiséget állandó értéken tartva, az NPSH-t egy nagy értékről fokozatosan *csökkentik*. A kavitáció először kicsiny buborékok formájában jelentkezik. Az NPSH további csökkentésével azonban egyre nagyobb buborék tömeg jelenik meg, míg végül állandó kavitációs üregeket látunk a gépben. Nyilvánvaló, hogy kis számú buborék nem változtatja meg az áramlás jellegét. A fő paraméterek (a H szállítómagasság, a P tengelyteljesítmény és az η hatásfok) megváltozása csak nagyszámú buboréktól vagy állandó kavitációs üregektől várható (ahogy ezt alább látni lehet).

Tipikus kavitációs buborékképződéseket vázoltunk a 19. ábrán.



19. ábra. **Radiális szivattyú járókerék** a kavitáció jellegzetes alakjaival és a roncsolások helyének jelzésével

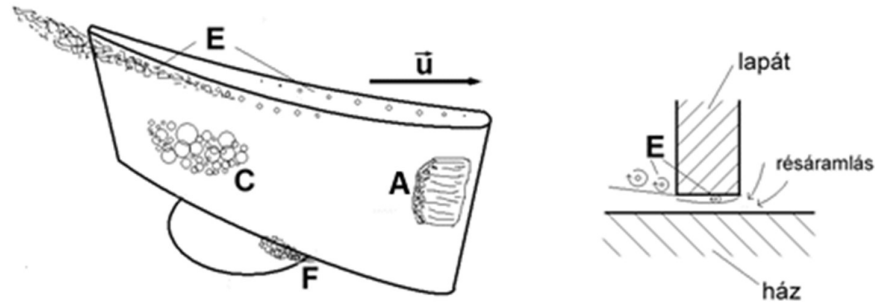
A. A lapátok *belépő élénél*, a lapát *nyomott* oldalán *Knapp-féle ciklus* (15. ábra). A sztroboszkóppal megfigyelt képen a látszólag sima üreg végénél fodrozódás látható. Tipikus nagyvízi kavitáció (a szivattyú használati tartományán belül a nagy Q értékeknél jelenik meg). Ha az NPSH is nagy értékű, akkor a *Knapp ciklus* zóna hossza kicsi. De már ekkor is megjelenhet kis roncsolás (évek múlva) a maximális zónahossz vége után (a magyarázatát lásd a 15. ábránál). A roncsolás nem csak a lapáton, hanem az elő és hátlapon is megjelenhet. Kis NPSH értékeknél a kavitációs üreg nagy (a belépő éltől kezdve a lapát jelentős részére kiterjedhet).

B. A lapátok belépő élénél, a lapát *szívott* oldalán *Knapp-féle ciklus* (15. ábra). Tipikus kisvízi kavitáció. A kifejlődése hasonló az előbbihez.

C. A lapátcsatorna belsejében jelentkezik, a lapátoknak akár a szívott, akár a nyomott oldalán, bárhol. Tipikusan *buborékos* kavitáció (13. ábra), gömbszerű buborékok tömege látható, ami esetenként roncsol. Általában olyan üzemállapotokban jelentkezik, amikor a belépő élnél a lapátok felé tartó áramlás megfújási iránya közel van a lapátok ideális belépő irányához.

D. A résvíz a szívócsőbe érkezve erősen turbulens, kavargó áramlást kelt. Tipikusan *leváló* áramlás (14. ábra). A sok kis buborék egy része a járókeréken (és akár a házban is) kisebb mértékű roncsolást okozhat.

Hasonló megfigyelések alapján a kavitációról sok mindent megtudhatunk. A járókerekek változatossága azonban olyan nagy, hogy váratlan helyeken is megjelenhet kavitáció (amiről esetleg csak évek múlva a roncsolás alapján szerzünk tudomást).



20. ábra. Axiális szivattyú szárnylapát szívott oldala és a rés metszete

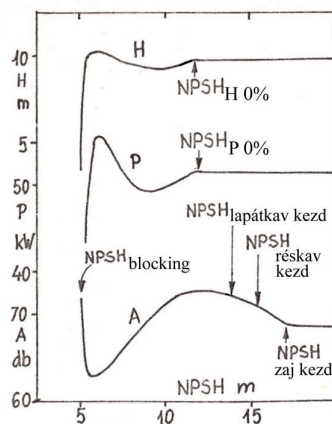
A. A belépő élnél, a szívott oldalon *Knapp-féle ciklus* (15. ábra). A sima üreg végénél fodrozódás látható. Tipikus kisvízi kavitáció (a sajátosságai hasonlóak az előbb leírtakhoz).

B. A belépő élnél, a nyomó oldalon *Knapp-féle ciklus* (15. ábra). Tipikus nagyvízi kavitáció (ezen az ábrán nem látható, mert a lapát nyomott oldalán van).

C. A szárnylapátokon bárhol megjelenhet, inkább a lapátok hátsó felén. Tipikusan *buborékos kavitáció* (13. ábra) nagyjából gömbalakú buborékok nőnek, sodródnak, összeomlanak. Általában olyan üzemállapotoknál jelentkezik, amelyeknél a lapátprofilok megfűjési szögeltérése kicsi, és viszonylag kis NPSH értékeknél.

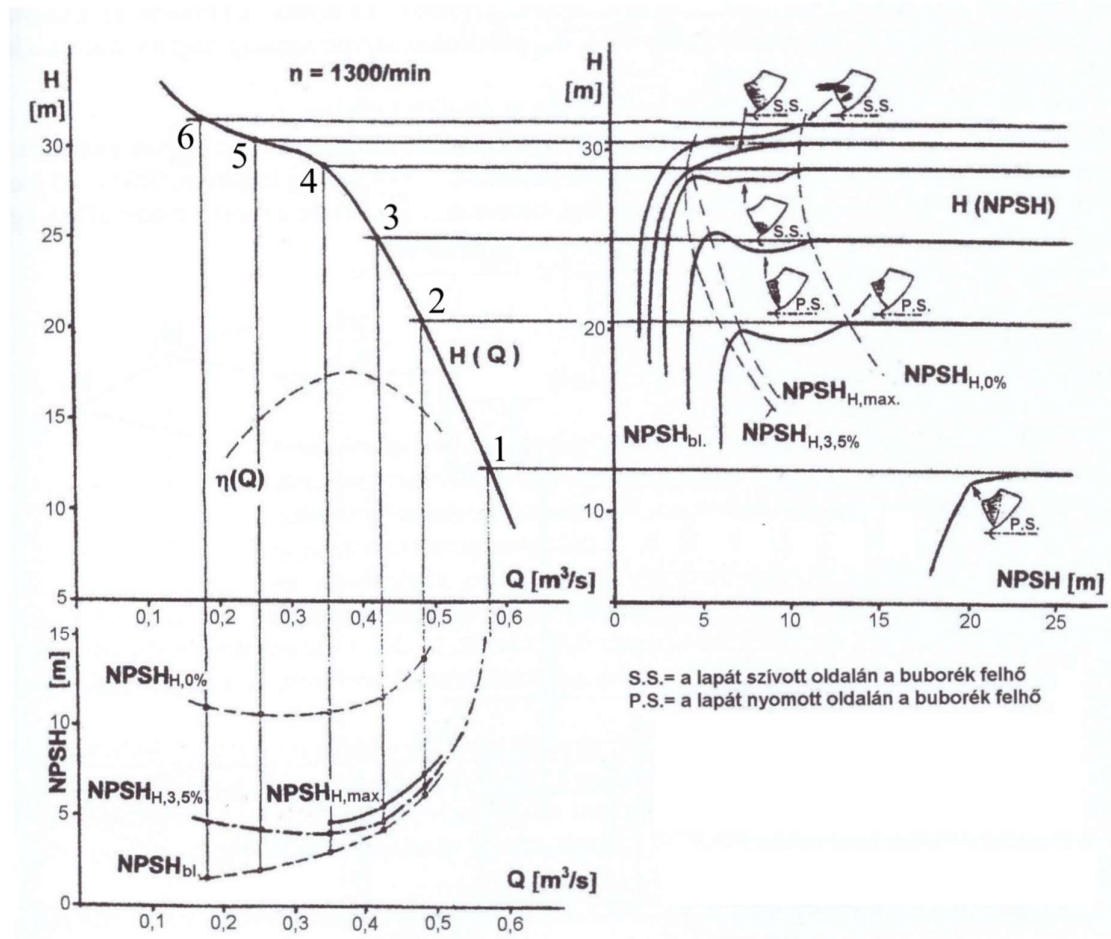
E. A lapát és a ház közötti résáramlás kavitációs formációi. Az ábra jobb oldali részletén láthatók azok a vonalak, ahol határréteg leválások és forgó örvények várhatók. Tipikus *leválási kavitáció*, a buborékok az örvények magjában jelennek meg (14. ábra). Nagy NPSH értékeknél ezek a kavitáció első vizuálisan is észrevehető jelei, amelyek a résnél jelentkeznek szép gyöngy-sorok formájában. Az NPSH csökkentésével a *rés-kavitáció* vastag buborékalmazzá alakul, ami messze túlnyúlhat a résen (ahogy az ábra is jelzi). A *rés-kavitáció* az axiális (és *nyílt kerekű félaxiális*) szivattyúkban a *megszokott* beépítési NPSH-k esetén *minden üzemállapotban jelen van* kisebb-nagyobb mértékben. Roncsolni szokta a járólapát külső szélét és a járókerékházat.

F. A gombánál a lapát és az agy közötti résből kiáramló víz és a fő áramlás keveredésénél látható. A jellegző görbe használati tartományában általában megjelenik, és évek múlva kisebb kiterjedésű roncsolást okozhat a lapáton és a gombán is.



21. ábra. Félaxiális szivattyú leszívási görbéi a kezdeti kavitáció jelzéseivel

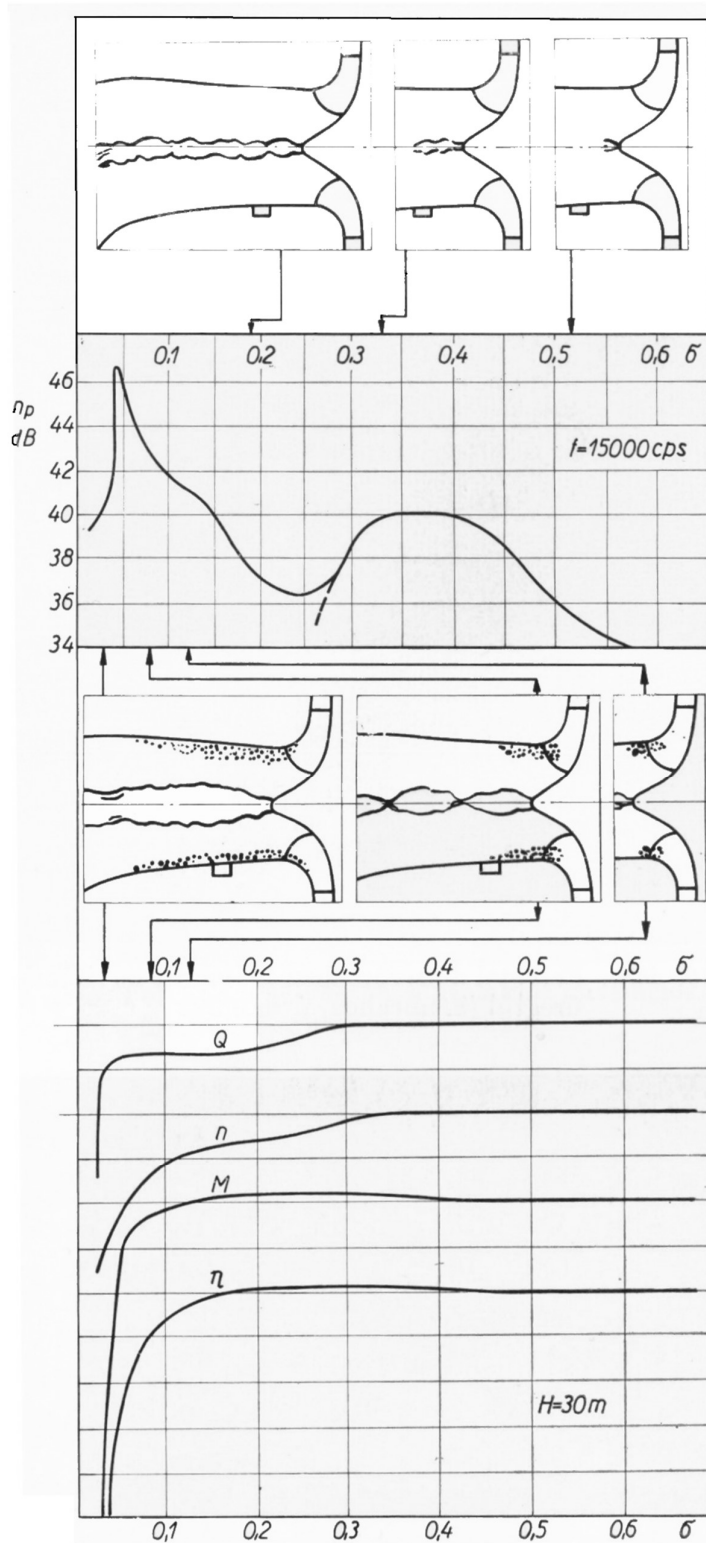
A **kezdeti kavitáció** első jeleit szemlélteti a 21. ábra. *Félaxiális szivattyú* mérési diagramja, fordulatszám és vízmennyiség állandó: $n = 1450$ ford/perc, $Q = 0,45$ m³/s. A mérést nagy NPSH értéknél kezdték. Egy darabig minden állandó (kavitációmentes). A szivattyúház falán mérték az A gyorsulás-szintet 15 kHz frekvenciánál (lásd a 15. pontban). A kavitáció kezdetének *első* jele a *gyorsulásmérő görbéjén* látható. Ezt követte a *sztróboszkóppal* megfigyelt *rés-kavitáció* jele, és a *lapát-kavitáció* kezdete. A fő paraméterek (P és H) változása csak ez után kezdődött. Végül a *blocking* beállította a mérhető legkisebb NPSH értékét.



22. ábra. **Félaxiális** nyitott járókereű szivattyú leszívási görbéi [32]

Az ábra bal felső diagramja a szivattyú megszokott $H(Q)$ jelleggörbéje, amit nagy NPSH-nál mértek, ez a *kavitációmentes jelleggörbe*. Ezen kijelöltek 6 pontot és ezeknél végeztek kavitációs leszívási mérést (jobboldali diagramok). A mérést célszerű nagy NPSH-nál kezdeni, mert ekkor a mérőberendezés vize még elég sok nukleuszt tartalmaz (kisebb NPSH-k felé haladva a víz veszít a légtartalmából). Az NPSH értékét fokozatosan *csökkentve*, a $H(NPSH)$ görbék vízszintes szakaszán a kavitáció nem volt elég erős ahhoz, hogy a H értékét változtassa. (De a kavitáció kezdeti jeleit a 21. ábra szerint ekkor is feljegyezték.) A leszívási görbéken megjelölt NPSH jelek mellé oda írták, hogy milyen alapon jelölték ki. $H,0\%$: ahol a H megváltozása elkezdődik, H,max : ahol H görbén lokális maximumot észleltek (csak 2,3,4 pontoknál), $H,3,5\%$: ahol H a kavitációmentes értékéhez képest 3,5 %-al csökkent, bl : blocking. A régi ISO szabvány a kavitációs letörést azon NPSH értékhez tette, melynél H változása: $\Delta H = 2 + K\%$ (ahol K a dimenziótlan jellemző fordulatszám $K = n_q/52,93$). Ezért mérésakor a 3,5 % értéket használták (de az új szabvány [33] $\Delta H = 3\%$ értéket ír elő). Mindegyik leszívási görbe egy pontjánál a lapátok kis ábráján jelölték a sztrobszkóppal megfigyelt kavitációs alakzat helyét. Az 1,2,3 pontoknál a kavitáció a nyomott oldalon jelent meg (P.S.), a 4,5,6 pontoknál a szívott oldalon (S.S.). A vázlatok jelzik, hogy a belépő élnél a *Knapp-féle ciklus* a kavitáció meghatározó megjelenési formájaként a kerület vagy az agy közelében jelent meg. A mért NPSH-kat visszavetítve a $H(Q)$ görbe alá (alsó diagram), kapjuk azokat a görbéket, amelyek alapján a szivattyú *megengedhető* minimális NPSH értékére a gyártók meghozzák döntéseiket.

További érdekes kavitációs alakzatok láthatók Francis turbinák szívócsövében.

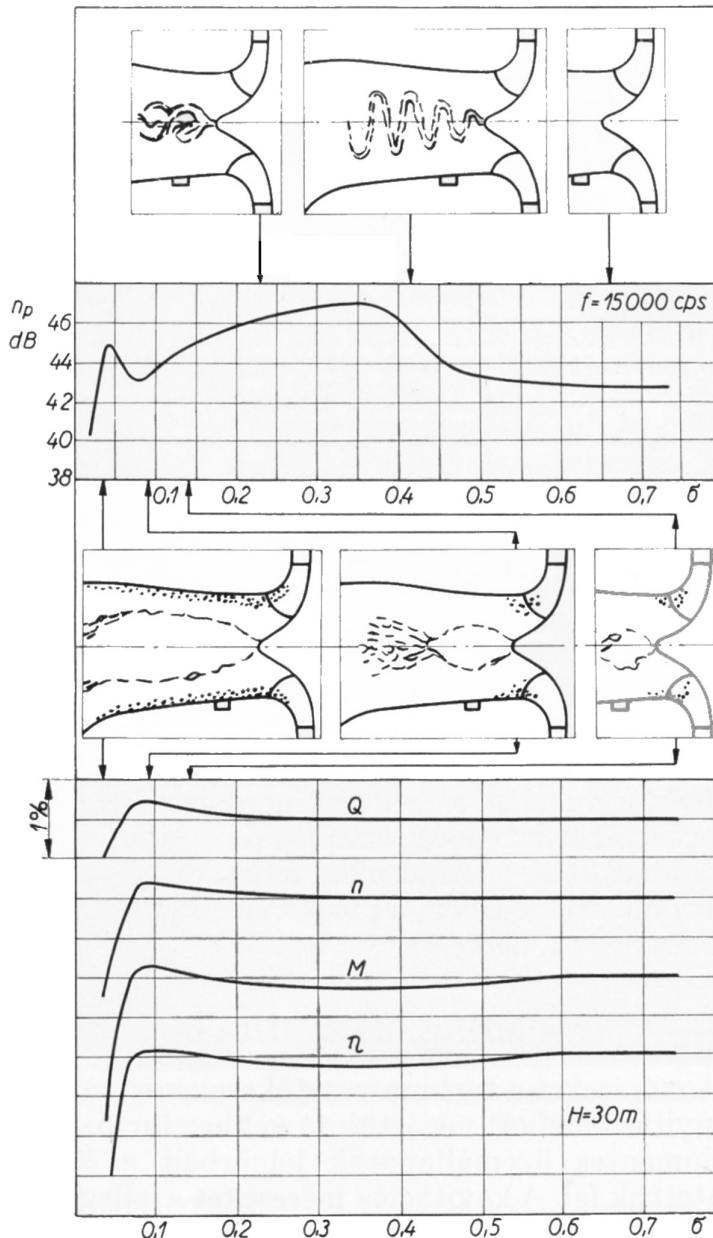


23. ábra. Egyenes tölsér Francis turbina szívócsövében

A 23. ábrán Francis kis-minta turbina kavitációs mérése látható a $\sigma = \frac{NPSH}{H}$ kavitációs szám függvényében [35]. A *zajszintet* mérő kondenzátor mikrofont a szívócső jelölt helyén külső zajoktól elszigetelve helyezték el. Az $n_p = 10 \lg \left(\frac{p}{p_0} \right)^2$ zajszintet 15 kHz frekvencián mérték dB = decibelben. Egyidejűleg a gép fő paramétereinek Q , n , M , η változása is látható.

A σ csökkenésével egy *egyenes kavitációs tölsér* alakul ki a szívócsőben. A tölsér a járókerék kúpjánál jelent meg és a zajszint azonnal nőtt. A tölsér vége (ahol a buborékok összeroppannak) emelkedő majd csökkenő zajt keltett. Később a lapátokról leúszó buborékok is megközelítették a műszert, és a zajszint megint nőtt. Ekkor a tölsér már messze benyúlt a szívócsőbe, a belőle származó zajszint elhanyagolható. A második zajszint csúcs közel van az üzemi paraméterek letöréséhez.

Ilyen *egyenes kavitációs tölsér* mérsékelten forgó víztömegben keletkezik. *Lengések* szempontjából nem veszélyes. A *tölsér* nyugtalan vége nem okoz *roncsolást*, mert a buborékok nem fal közelében omlanak össze (zajt azonban kelt). A *járókerékből* áramló buborékok azonban roncsolhatnak.



24. ábra. Spirális tölcser Francis turbina szívócsövében

A 24. ábrán az előbbi-hez hasonló mérés látható. Ekkor azonban *spirális alakú kavitációs tölcser* keletkezett (nagyobb zajszinttel, mint az előbb). Viszonylag nagy σ értékénél a tölcser három ágúvá alakult, majd egy nagy gombóc formáját öltötte. Az üzemi paraméterek változása ebben az esetben is közel volt a zajszint második csúcsához.

Az ilyen *spirális* alakú tölcserék a lengések szempontjából *veszélyesek*. A turbina tengelyteljesítményében akár 30 %-os lengést is produkálhatnak [44]. Ebben az esetben levegőt engedtek be a tölcserbe a tengely furatán keresztül, aminek hatására gombóc formájú üreg keletkezett, lengésmentesen.

A spirális középvonallú örvények és lengéseik *kutatása* nemzetközi szinten *intenzív* [42]. Jelen sorok szerzőjének az a véleménye, hogy a spirális tölcseréket a járókerék lapátjainál kialakuló *forgó leválás* (rotating stall) kelti [36] - [41]. Vannak azonban más magyarázatok is.

A kavitációs *buborékképződés* szempontjából a vízgépek legkritikusabb részei a *járókerékek*, mert ezek felületén a relatív áramlási sebesség sokkal nagyobb, mint a gép többi részében. A *jellegzőgörbék* megváltozása főleg a járókerék kavitációjának köszönhető, és a felület mellett összeomló buborékok *roncsolhatnak* is.

Kavitációs *roncsolás* azonban máshol is megjelenhet, például szivattyúk vagy vízturbinák vezetőlapátjain vagy a csigaház felületén, ahol a buborékok összeomlanak. Bár ilyen helyeken a sebesség kisebb, mint a járókerékben, de a buborékokat *összeroppantó nyomás* nagyobb! Ezért a roncsolás kiterjedése általában kisebb, de nagyobb mélységű.

15. A kavitáció hatásai a vízgépek üzemére

A vízgépekben megjelenő kavitáció káros hatásai:

- a) Jelleggörbe változás
- b) Roncsolás
- c) Kavitációs zaj
- d) Lengések

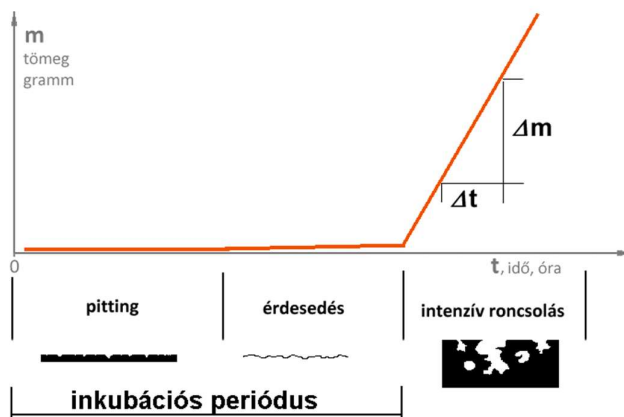
a) Jelleggörbe változás

Ezt a témát a 19. – 24. ábránál már bemutattuk. A jelleggörbék nagyobb változását a gyártók (és a szabványok) nem engedik meg. Ezért a vízgépeket mindig a szivattyú gyártója által megadott *megengedhető* NPSH értékeknél *nagyobb* NPSH értékeknél *kell* üzemeltetni!

b) Roncsolás

A Budapesti Műszaki Egyetem Vízgépek Tanszékének neves professzora, Pattantyús Ábrahám Géza már az 1940-es években felismerte a kavitációs kutatások fontosságát, és a Tanszék laboratóriumában megépített egy kavitációs csatornát (amiben modellek kavitációját a kritikus Reynolds szám fölött is vizsgálni lehet). Halála után utóda Varga József professzor és munkatársa Sebestyén Gyula docens a kavitációs roncsolás, zajszint és rezgés méréseikkel a világ élvonalába kerültek, ami megismerhető számos publikációjukból. Jelen sorok szerzője az általuk kifejlesztett módszer ipari alkalmazásában segédkezett [35]. Az alábbi ismertetés a szakmai irodalmon kívül az ő munkájukon alapul.

A kavitációs roncsolás jellegzetes fázisai láthatók a következő ábrán.



25. ábra. A kavitációs roncsolás jellegzetes fázisai, [25],[28],[48],[49],[51]

Egy vízgép első indulása után általában 2 – 3 hónapig a kavitációnak szemmel látható jele nincs. Gondos vizsgálat azonban mikropedéseket már kimutathat az áramlást határoló felületek olyan részein, amelyek közelében buborékoktömegek omlanak össze. Ezt követően megjelennek kis kúp alakú, pár milliméter szélességű és 0,5 – 1 mm mélységű mélyedések, amiket az egész világon **pitting**-nek neveznek (25. ábra). A pitting a támadott felületrészen elszórtan, véletlenszerűen jelenik meg, ami azt bizonyítja, hogy egy pittinget *egyetlen tűszúrás-szerű igénybevétel okoz* (de lehetséges, hogy több mikro-buborék összjátéka). Az **inkubációs periódus** vége felé a felület már érdes. Ezen időtartam alatt a kavitációnak mérhető súlyvesztése nincs. Acél felület esetén az inkubációs időszak jellemzően 1 – 4 évig tart.

7. Példa: A kesznyéteni Kaplan járókeréklapátok 70 évig súlyvesztés nélkül üzemeltek, annak ellenére, hogy a járókerékház roncsolódott, jelezve, hogy volt réskavitáció (amit gondos megfigyelő a kavitáció jellegzetes sustorgó-pattogó hangjáról is felismerhetett). Ennél az erőműnél az inkubációs periódus 70 évnél hosszabb.

Az inkubációs időszak után az anyagból kitörnek kis részek, és megkezdődik az *intenzív roncsolás* időszaka. Az anyag **szivacsos szerkezetűvé** válik, akár 10 - 20 mm mélyen is. Az ábrán egy metszetet látunk, a zárt lyukak az anyag belsejében kürtőkkel összeköttetésben vannak a felszínnel. A roncsolásnak ez a fajtája *jellemző a kavitációra*, nem téveszthető össze sem a homok koptatásával, sem kemény tárgyak karcolásával, vagy akár a korrózióval. Az a tény, hogy a roncsolás a szivacsos szerkezet mélyén tovább folytatódik, arra utal, hogy a buborékok bejutnak a mélyedésekbe, és ott roppannak össze. Az intenzív roncsolás időszakában az **időegység alatti** (évenkénti) **súlyvesztés** a roncsolás *mértéke*.

A 25. ábra alapján tehát a kavitációs roncsolás két legfontosabb jellemzője:

- az **inkubációs periódus** (vagy: inkubációs időszak), és
- az *intenzív roncsolás* időszakában a $\Delta m/\Delta t$ az **időegység alatti anyagvesztés**.

Már 70 éve a kavitációnak leginkább *ellenálló* szerkezeti anyagnak a 14 % krómot és 4 % nikkelt tartalmazó *ötvözött acélt* tartják (de a Cr és Ni tartalmat időnként kicsit növelik). Általában ebből készítik a járókerekeket, és az időegység alatti súlyvesztés erre a legkisebb.

8. Példa: Nagy teljesítményű vízgépek esetén a kavitációs állapotot az üzembe helyezést követően 2 – 3 hónap után **ellenőrzik**, majd 1 év múlva, és 4 év múlva. Várható, hogy az inkubációs időszak eddig kitart. Ha nincsenek aggasztó jelek, akkor az ellenőrzést 4 évenként ismétlik.

Kavitációs roncsolás bármelyik új vízgépben váratlanul előfordulhat, akkor is, ha a gyártók által megengedett NPSH érték fölött üzemel! Ezért a vevők a szerződésben (nagy gépek esetén) garanciát kérnek a kavitációs roncsolás évenkénti maximális mértékére. A gyártók a tapasztalatuk alapján ezt a szerződéskor megadják. A garancia időszak végén a gyártó javítja a roncsolást. A hegesztéssel szakszerűen javított járókerék inkubációs ideje újra indul, és általában sokkal hosszabb ideig bírja, mint az eredeti.

A 25. ábra tanulsága az is, hogy érdemes a járólapát felületét minél simábbra munkálni, mert ezzel meghosszabbítható az inkubációs időszak. Ezt elérhetjük például a lapátfelület polírozásával. Érdemes figyelmet fordítani arra is, hogy a lapátok megmunkálása ne nagyon bolygassa meg a felületi réteg textúráját (ne legyenek benne mikro-repedések). Kisebb lapátoknál ezt néha hőkezeléssel biztosítják. Lassú hűtéssel szívós felületi réteg érhető el. Gyors hűtéssel a felületi réteg edződik, keményebb. A különböző anyagfajtákkal végzett (úgynevezett gyorsított kavitációs próbák) alapján azonban úgy tűnik, hogy a kavitáció szempontjából a szívós anyag kedvezőbb, mint a keményebb.

Miért a járókeréklapát a legkritikusabb? Azért, mert ha egy gépben végig követjük a határretegen kívüli sebesség nagyságát, akkor *Kaplan* (és *bulb*) turbinák esetén a csigaházban (beleértve a vezető lapátokat is) 10 m/s-nál kisebb sebességeket találunk. A járókeréklapáton viszont a relatív sebesség 25 m/s körül van, és ott jelentkezik a nyomás minimuma is. A sebesség nagysága azért döntő a kavitáció szempontjából, mert a felületen bárhol jelentkezhet kicsiny kiemelkedés, és mögötte a leváló, erősen turbulens áramlásban a kavitáció keletkezése és a kis buborékok instabilitása szempontjából többszörösen kedvező körülmények jelentkeznek. Ezért szárnyalapátos vízturbinákban a kavitációnak leginkább kitett géprész a *járókeréklapát*.

A vízturbinában a kavitációs veszély sorrendjében a lapátot a *járókerékház* követi, mert a lapát és a ház közötti résben a réskavitáció miatt sok buborék áll rendelkezésre, és a lapátok elhaladása során a ház álló felületén időben lüktető nyomás jelentkezik. Mindkét hatás erősíti a buborékok növekedés-összeroppanás stádiumait. A járókerékházak (nehezen javítható) roncsolódása miatt a régi öntött házak helyett újabban a lapátházakat is jó minőségű acéllemezről készítik.

Francis turbinák esetén azonban előfordul, hogy a vezetőlapátok felszínén nagyobb az áramlási sebesség, mint a járókeréklapátokon. Ezért főleg Francis turbinákban (de Kaplanokban is) a kavitáció kitettségi szempontjából a vezetőlapátokat (és a környéküket is) ellenőrizni kell.

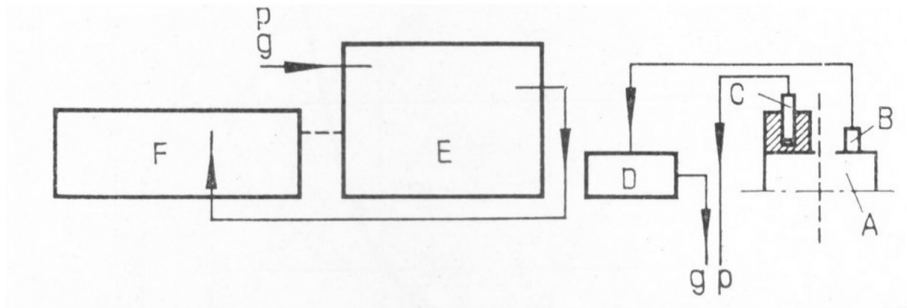
Hasonló megállapítások érvényesek a szivattyúkra is.

c, Kavitációs zaj

Üzemelő vízgépek mellett sokszor *surrogó, pattogó* hang hallható, a kavitáció jellegzetes hangja, amit a tömegesen összeomló buborékok keltenek. Azonban a *kavitációs zaj* általában nem okoz orvosolni való problémát.

9. Példa: Az azonban igaz, hogy 200 MW-os Kaplan turbinák járókerékházát körülvevő ellenőrző folyosón még füldegóval sem lehet tartózkodni, olyan erős a zaj. Üzem közben tilos odamenni!

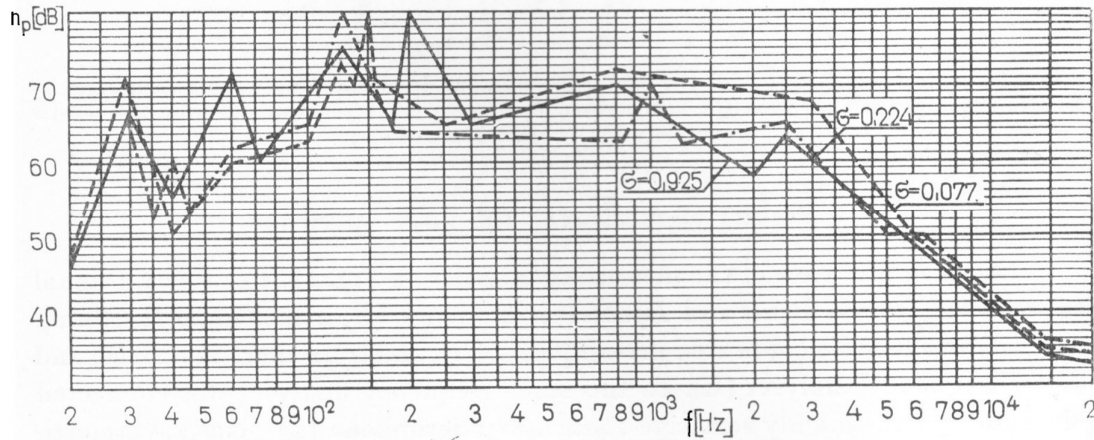
A *kavitációs zaj* azonban szoros kapcsolatban van a *kavitáció roncsoló hatásával*, és ezért a **zaj mérése** fontos információkat nyújt a különben nehezen megismerhető **roncsolásról**. A zajmérések ilyen alkalmazásának úttörői voltak Varga és Sebestyén [28],[48],[49] és a továbbiakban az ő módszerüket ismertetjük.



26. ábra. Varga és Sebestyén zajmérő műszer rendszere [28], [48],[49]

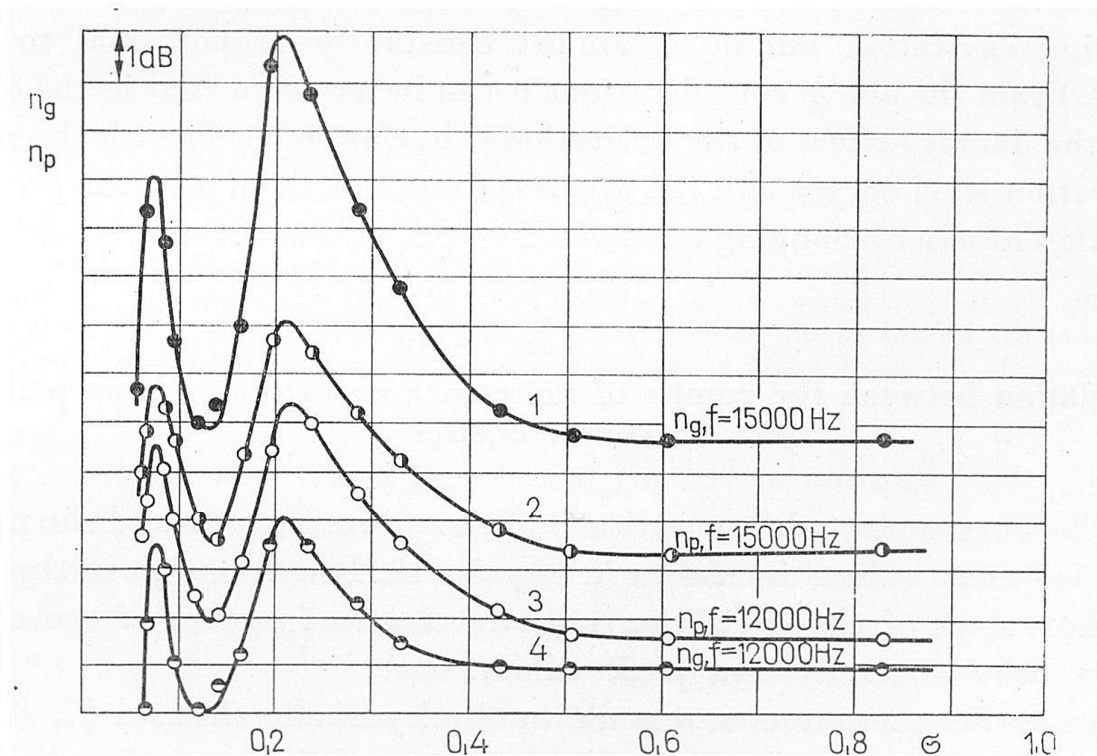
Az ábrán A: a vizsgált objektum, B: Brüel és Kjaer gyártmányú gyorsulásmérő (2 – 25 000 Hz frekvencia tartomány), C: ugyanilyen gyártmányú kondenzátor mikrofon (20 – 40 000 Hz méréstartomány), D: előerősítő, E: frekvencia analízátor (20 – 20 000 Hz), F: automatikus szintiró. Ez a rendszer a teljes akusztikus tartományban (20 – 20 000 Hz) alkalmas gyorsulás (g) és zajszint (p) mérésekre. A méréseknél E-n terc-oktáv szűrő volt beállítva. A mért n_p és n_g :

$$n_p = 10 \lg \left(\frac{p}{p_0} \right)^2 \text{ dB}, \quad p_0 = 2,04 \cdot 10^{-4} \mu \text{bar}, \quad n_g = 10 \lg \left(\frac{g}{g_0} \right)^2 \text{ dB}, \quad g_0 = 9,81 \text{ m/s}^2.$$



27. ábra. Radiális szivattyú teljes spektruma három σ kavitációs számnál, n_p hangnyomásszint, Sebestyén [48],[49]

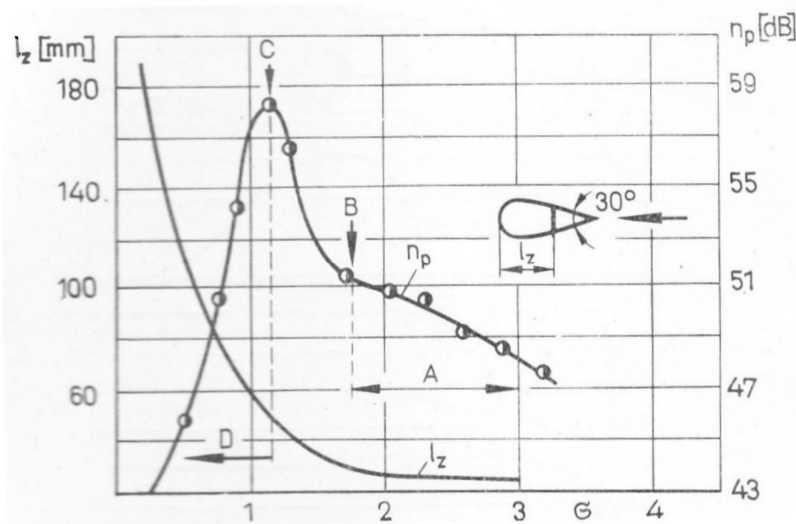
A 27. ábra egy radiális szivattyú teljes spektruma, ugyanannál a vízmennyiségnél, három különböző kavitációs számnál. A frekvenciák $f < 6000 \text{ Hz}$ tartományát alapvetően a gép fordulatszáma, a csapágys és egyéb áramlási és üzemi zajok uralják, a vonalak kaotikusak. A $6000 \text{ Hz} < f < 20\,000 \text{ Hz}$ tartományban azonban a zajszintgörbék szabályosak, majdnem párhuzamosak, és az alábbiak szerint a kavitációs számtól függenek. Ezt igazolja a következő ábra is.



28. ábra. Kettősbeömlésű szivattyú $f = 12\,000 \text{ Hz}$ és $f = 15\,000 \text{ Hz}$ -en felvett hangnyomásszint (n_p) és gyorsulásszint (n_g) görbéi a kavitációs szám (σ) függvényében, [49]

A 28. ábrán látható, hogy n_p és n_g a kavitációs számtól függ, együtt emelkednek, együtt süllyednek. A $6\,000\text{ Hz} < f < 20\,000\text{ Hz}$ tartományban *akármelyik frekvencián*, akár *gyorsulásszint*, akár *hangnyomásszint* mérést végzünk, alkalmas a kavitációs szám függvényében az emelkedés-süllyedés jellemzésére.

Numachi mérőperemek kavitációs zajméréséből megállapította, hogy a kavitáció legintenzívebb hatása az $f = 100\,000\text{ Hz}$ frekvenciánál jelentkezik. Ez jóval a javasolt tartomány fölött van. Azonban, ilyen frekvencián történő méréshez egyedi speciális műszer szükséges. Az akusztikus tartomány műszerei viszont minden laboratóriumban megtalálhatók. Ezért, ha a *mérések reprodukálhatóságát* meg akarjuk tartani, akkor célszerű ragaszkodni az akusztikus tartományhoz. Továbbá, a (16) egyenlet alapján megállapítható, hogy a nagyobb méretű buborékok sajátrezgési frekvenciái is az akusztikus tartományba esnek. Ezért Sebestyén (és GANZ) az akusztikus tartományban végezték a méréseiket, sztenderd Bruel-Kjaer műszerekkel.

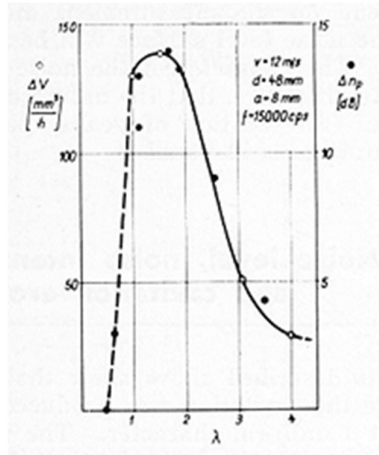


29. ábra. Sebestyén mérése [48],[49], BME kavitációs csatornájában ékmodell után, n_p hangnyomásszint állandó frekvencián és l_z üreg zónahossza a σ kavitációs szám függvényében

A 29. ábrán a kavitáció kifejlődése és a hangnyomásszint összhangját láthatjuk. *Csökkenő* kavitációs számmal az A tartomány *előtt* kavitáció nem látszott, de a zajszint már emelkedett (tehát buborékképződés már volt, de még nem érte el a láthatóság mértékét). Az A tartományban az ék két szélétől induló *buborékfelhő* fokozatosan nőtt. A B pontnál az ék után beugrott az *állandó kavitációs üreg* alternáló sugarakkal (16. ábra). Ez a C pontig *fejlődött*, ahol elérte a maximális intenzitását. Ezt követően a D tartományban a kavitáció fokozatosan *elerőtlenedett*, amíg végül a *blocking* állapotba jutott. Tehát, a kavitációs csatornában az ék mögött (egy helyen) a kavitációnak a következő *fázisai* és *jellegzetes pontjai* különböztethetők meg:

kezdet – kifejlődés – kulminációs pont – elerőtlenedés – blocking (24)

Ezzel a történettel találkozunk már az éneklő teáskannánál, és tulajdonképpen minden *egy helyen* keletkező kavitációra jellemző.



30. ábra. A roncsolás és a zajszint összefüggésére, Sebestyén mérése [48], [49]

A szakirodalomban többen feltételezték, hogy a kavitáció *roncsoló hatása és zajszintje* között szoros kapcsolat van. Sebestyén erre is végzett méréseket. A kavitációs csatorna oldalfalára ólom lapokat helyezett, és a kavitáció intenzív időszakában (az inkubációs időszak után, 25. ábra) sok méréssel meghatározta az időegység alatti súlyvesztést $\text{mm}^3/\text{óra}$ egységekben. A 30. ábrán az *üres körök* ezek a $\Delta V/\Delta t$ értékek. Ugyanakkor a zajszintet is mérte $f = 15\,000 \text{ Hz}$ frekvencián (terc-oktáv szűrővel) a kavitációs zónahossz (λ) függvényében, ezek a pontok a *tele körök*. Kényelmes léptéket használva, a körök *egy görbére estek*. Az ábra tehát tulajdonképpen *két ábra*, és mivel egymásra rajzolva összeesetek, a vizsgált két mennyiség *arányosságát* is bizonyítja (hibahatárokon belül).

A kavitációs csatorna mérésekből tehát megállapítható, hogy a *kavitációs roncsolás* követi a (24) egyenletsort. Ennek köszönhetően: *A maximális roncsolás a maximális zajszintnél várható.*

Ez nagyon fontos eredmény az ipar szempontjából. A kavitációs zaj mérése ugyanis egyszerűen elvégezhető, és ezzel információt nyerünk a gépben megjelenő kavitáció roncsolására, amiről különben nagyon nehéz ismereteket szerezni.

A szivattyúk méréseinél felmerült, hogy hova kell a mikrofont vagy a gyorsulásmérőt felszerelni? Több helyre, csigaházra, szívócsőre, a vezetőlapátok házára is tettük. Bár a jel erőssége függött a helytől, a (24) egyenletsor jellegzetes pontjait mindig ugyanazoknál a σ értékeknél nyertük!

A szivattyúknál általában *kétpúpú* görbéket mértünk (28. ábra), mi ennek az oka?

A Francis kisminta turbinával végzett zajszintmérés szintén *kétpúpú* görbét eredményezett (23. és 24. ábra), és ennek oka világosan látható a képekből. A turbinában *két helyen* jelentkezett kavitáció: a szívócső közepén a *tölcsér*, és amikor ez elerőtlenedve benyúlt a szívócsőbe, akkor megérkeztek a *járókerékből* úszó buborékok. Tehát ha egy vízgép mérésénél kétpúpú zajszintgörbét kapunk, ennek oka az, hogy a gépben *két helyen* keletkezik kavitáció. Mindkettő követi a (24) egyenletsort, de eltérő kavitációs szám tartományban. Ha a gépbe üzem közben be lehet tekinteni, akkor a kavitáció helye (és kifejlődése) azonosítható. Ha a gépbe nem lehet belátni, akkor a helyük nem lokalizálható, de annyit megállapíthatunk, hogy a maximális roncsolás az egyik csúcshoz tartozó kavitációs számnál lesz.

Sebestyén módszerét a GANZ gyárban sikerrel alkalmaztuk (24. és 28. ábra).

Varga professzor 1968-ban Angliában a National Engineering Laboratory egyik kutatójával beszélgetett, aki arról panaszkodott, hogy a vízgépek teljes spektrum görbéi kaotikusak (mint a 27. ábra). Ekkorra azonban Varga és Sebestyén már megállapították a kavitációs zaj jellemző frekvencia tartományát, amit a GANZ gyárban végzett mérések is igazoltak. Ezért a módszerről összefoglaló cikket írtunk, amit La Houille Blanche folyóirat 1969-ben közölt [28]. A közlemény komoly érdeklődést keltett, sokan hivatkoztak rá. A világ több vízgép laboratóriumában bevezették a módszert. Francia kutatók megpróbálták szabványosítani is, de mindenki olyan kutatási eszközt használ, amelyet akar, ezért a szabványosítást visszautasították. Jól később amerikai kutatók kifejlesztettek egy hordozható műszert is ilyen mérések céljára.

Összefoglalva, a kavitáció detektálására legérzékenyebb módszer a zajmérés (mert a látható buborékok megjelenése előtt jelzi). A zajszintmérés helyett kényelmesebb a gyorsulás mérése (mert nem kell elszigetelni a külső zajoktól). Csökkenő NPSH irányában haladva a második csúcs sokszor közel esik a jelleggörbék megváltozását jelző kritikus NPSH értékhez.

10. Példa: Sokan azt gondolják, hogy a kavitációs roncsolás az NPSH (vagy a σ) növelésével csökkenthető. Ez nem igaz. Egy amerikai szakcikk felfedte, hogy egy olyan vízturbinánál, amit sok helyre gyártottak, *kisebb* σ -nál *kisebb* volt a roncsolás! A zajszint görbék alapján ez érthető, a roncsoló kavitáció elerőtlenedési fázisába estek a munkapontok.

d) Lengések

A kavitáció, mint buborékhalmoz (vagy nagy üreg), nem okoz lengéseket. Lengésképes rendszerekben azonban lehet valamilyen szerepe.

11. Példa: Francis turbináknál, főleg részterheléseknél a tengelyteljesítményben jelentkezik viszonylag nagy lengés, amit a szívócsőben megjelenő spirális alakú kavitációs örvények rovására írnak (24. ábra). De a kisminta turbinát nagy kavitációs számnál üzemeltetve, a kavitáció eltűnik, míg a spirális alakú örvényfonál és a lengés megmarad. Tehát ennél a lengésnél a kavitáció szerepe csupán annyi, hogy láthatóvá teszi a spirális vonalat.

12. Példa: Ha álló vízbe egy test elég nagy sebességgel esik, akkor mögötte üreg keletkezik. Amikor az üreg összezsattan, ütősszerű nagy nyomás ébred, ami a víz egy részét a vízfelület fölé löki. Ezt a jelenséget sokszor megfigyelhetjük.

13. Példa: Szivattyútelepek csővezetékeinek megbízható üzemelését *vízütés* számításokkal ellenőrzik. A számítás során sokszor előfordul, hogy a csővezeték valamelyik pontjánál a nyomás átmenetileg a telített vízgőz nyomása alá esik. Ekkor a vízütést számító program ott kavitációs üreg keletkezését tételezi föl, ami nagy térfogatúvá is nőhet, és amikor egy későbbi nyomáshullám során a nagy üreg összezsattan, a nagy nyomás szétrepesztheti a csövet. Ezért *a nagy átmérőjű csővezetékben vízütésvédelmi berendezésekkel a kavitációt el kell kerülni*.

14. Példa: Kis átmérőjű vízvezetékek viszont kibírják a vízütéseket. De ha van a közelben lengésképes elem, például egy szelep, akkor azzal együtt zúgó hangot kelthet.

ÖSSZEFOGLALÁS

1967-ben azt a hírt kaptuk, hogy **kavitációs publikálási moratóriumot** vezettek be. Abban az időben sok kavitációs cikk jelent meg a kavitáció sokféle definíciójával. Ezért egy konferencián felkértek három tekintélyes amerikai professzort, hogy írják meg: **Mi a kavitáció?** A szakírók megfogadták, hogy a könyv megjelenéséig nem publikálnak. **Knapp, Daily és Hammitt** várva várt könyve 1970-ben jelent meg [2]. A szerzők *felsorolásos* definíciót alkalmaztak: ez kavitáció, az nem kavitáció. A definíció kérdése ezzel nagyjából nyugvópontra jutott.

Az előszóban így mutattam be: **a kavitáció buborékok keletkezése és összeomlása**. A *forrást* pedig az különbözteti meg a kavitációtól, hogy a buborékok nem omlanak össze (ami ipari gőzfejlesztésre igaz). Azonban, **hova soroljuk az éneklő teáskannát?** Hő közlés történik, ami érv amellet, hogy a *forráshoz*. Az *éneklés* viszont buborékok összeomlásából származik, ami a *kavitáció* alapvető ismérve! Azt mondhatjuk tehát, hogy a *teáskannában* az éneklés idején *kavitáció* van, a lobogva forrás idején pedig *forrás*. Az elnevezés természetesen nem lényeges, a fontos az, hogy ismerjük-e a fizikai hátteret, és helyes következtetésekre jutunk-e?

A kavitáció fizikáját tárgyalta C.E. Brennen [53], aki a Caltech⁵ professzoraként csak tudományosan ellenőrzött eredményeket használt. Idézzük: "A lényeges különbség a kavitáció és a forrás között az, hogy a buborék növekedését (és összeomlását) a *forrásnál* a buborék felületénél hőátadás korlátozza, míg a *kavitációt* nem korlátozza hőátadás csak a környező folyadék tehetetlensége. Ezért a kavitáció dinamikus, kirobbanó (és összeroppanó) folyamat, ami a forrásnál erőteljesebb és roncsoló."

Ez a megállapítás az előzőek alapján érthető. A 8. részben láttuk, hogy a *forrási buborék* növekedését a környezet hűlése fékezi (Dergarabedian mérése). A *kavitációs buborék* növekedése azonban nem igényel hőátadást (10. ábra), és a dinamikus mozgását a folyadék tehetetlenségét is figyelembe vevő Rayleigh-Plesset egyenlet írja le. Ennek gyakorlati következménye a VI. táblázat. Az *állandó kavitációs üregek* esetén pedig a 12. részben láttuk, hogy a Knapp ciklust a gőzképződés nem tudja követni (Furness mérése), de a csak tehetetlenségen alapuló Euler egyenlet alapján a visszacsapó sugár jól számítható.

A kavitáció röviden így jellemezhető: A buborékok nukleuszokból keletkeznek (Harvey-Knapp). Ha egy buborék környezetének nyomása p_v alá esik (akár csak egy pillanatra is), akkor elindulhat a buborék dinamikus növekedési folyamata (Rayleigh-Plesset, és finomításai). A p_v -nél nagyobb nyomásra jutva a növekedés csökken, és elindul egy dinamikus összeroppanási folyamat, aminek a vége nem eléggé ismert. Nagy nyomás, nagy hőmérséklet, mikro-sugarak (és más fizikai hatások) lehetnek felelősek a zajért és a roncsolásért.

A vízgépek tapasztalatai alapján azonban az is megállapítható, hogy a roncsoló hatás függ az *összeroppanó nyomás nagyságától*. Zaj (vagy gyorsulás) mérések *hasznos információkat* szolgáltatnak a roncsolásról. *Egy helyen* keletkező kavitáció fázisait a (24) egyenlet sor írja le. *Két helyen* keletkező kavitáció általában kétpúpú zajgörbét és ennek megfelelő roncsolást eredményez.

A kavitáció szakmai irodalmából kiemelkedő ismeretterjesztő művek, angolul: [1], [2], [3], [8], [33], [53], magyarul: [25], [27], [28], [32], [50].

⁵ California Institut of Technology, a világ vezető műszaki egyeteme.

Irodalom

- [1] Hutton, S.P.: The Saga of the Singing Kettle, University of Southampton, 1972.
- [2] Knapp, R.T., Daily, J.W., Hammitt, F.G.: Cavitation, McGraw Hill, 1970.
- [3] Csanady, G.T.: Theory of Turbomachines, McGraw Hill, 1964
- [4] Plesset, M.S.: Bubble dynamics. Cavitation in real liquids. Symp. General Motors Lab., 1964
- [5] Dergarabedian, P. Rate of growth of vapor bubbles in superheated water. J. Appl. Mech., 1954
- [6] Plesset, M.S., Prosperetti, A.: Bubble dynamics and cavitation, Ann. Rev. Fluid. Mech. 1977, 9.
- [7] Parkin, B.R., Kermeen, R.W.: The roles of convective air diffusion and liquid tensile stresses during cavitation inception, Cavitation and Hydraulic Machinery, Proc. IAHR, Symp. Sendai, 1962
- [8] Brennen, C.E.: Cavitation and Bubble dynamics, Oxford University Press, 1995
- [9] Fáy Árpád: Bevezetés a newtoni kontinuummechanikába, MEK 19196, 2019
- [10] Ivany, R.D., Hammitt, F.G., Michell, T.M.: Cavitation bubble collapse observations in a venturi. ASME Paper No. 65, WA/FE-20, 1976
- [11] Tomita, Y., Shima, A.: High speed photographic observations of laser-induced cavitation bubbles in water, Acustica, 71, No. 3, 1990
- [12] Tisza, L.: Supersonic absorption and Stokes' viscosity relation, Phys. Rev. Vol. 61, p. 531, 1942
- [13] Plesset, M.S. Chapman, R.B.: Collapse of an initially spherical vapour cavity in the neighbourhood of a solid boundary, J. Fluid Mechanics (1971) vol. 47, part 2, pp. 283 – 290.
- [14] Van der Walle, F.: On the growth of nuclei and the related scaling factors in cavitation inception. Int. Shipbuilding. Prog. Vol. 10, No. 106.
- [15] Arndt, R.E.A., Ippen, A.T.: Rough surface effects on cavitation inception. Trans. ASME JBE. Vol. 90. No. 2, June 1968.
- [16] Solomon, L.P., Plesset, M.S.: Nonlinear bubble oscillations, Shipbuilding March 1967
- [17] Lecoffree, Y., Prosperetti, A., Keller, A.P., Kuiper, G. High speed film presentation in EUROMECH Colloquium 116: Laminar separation and transition, and their possible connection with cavitation, Wageningen, The Netherlands, 1979.
- [18] Johnson, V.E., Eisenberg, P.: Environmental and body conditions ... Xi Towing Tank Conference, Tokyo, 1966 Oct.
- [19] Shalnev, K.K.: Cavitation in turbomachines, WATER POWER, Jan-Febr. 1958.
- [20] Hounter, V.N., Rouse, K.S.: La Houille Blanche, Jan-Febr. 1953
- [21] Fáy Árpád: Vízturbinák kavitációs kisminta vizsgálata és a léptékhatás számítása, Kandidátusi értekezés, 1969
- [22] Numachi, P., Yamabe, M., Oba, R.: Cavitation effect on the discharge coefficient of the sharp-edged orifice plate. J. Basic Engineering, ASME Ser. D. Vol. 82, 1960, p. 1-11

- [23] Fáy, Á.: Die Schatzung der Beaufschalgun und des monemntes der Kaplan-turbine für den Betriebszustand entwickelter Kavitation, II Konferenz für Strömungsmaschinen, Budapest 1966.
- [24] Furness, R.: Cavitation in a convergent-divergent channel, Reports in the University of Southampton, 1971, 1972.
- [25] Sebestyén Gyula: Kavitáció energetikai rendszerekben, I, II, III, Energia és Atomtechnika, 1990(4), 1991(1), 1991(2)
- [26] Gadd, G.E., Grant, S.: Some experiments on cavities behind discs, J. Fluid Mech. Vol. 23, part 4. p. 645. 1956
- [27] Varga, J., Sebestyén, Gy.: Film on Cavitation. ASME Cavitation Forum and Film Library, a film magyar változata BMGE Hidrodinamikai rendszerek tanszékén, 1970
- [28] Varga J., Sebestyén Gy. Fáy Á.: Detection of cavitation by acoustic and vibration-measurement methods, La Houille Blanche, No. 2. p.137, 1969. *Magyarul:* A kavitáció megfigyelése akusztikai és rezgésmérési módszerekkel, Műszaki Tudomány Vol.41/3-4, p. 357-383, Budapest, 1969
- [29] Fáy, Á.: Computation of jet formations in wake cavities, IAHR Symposium, Grenoble, 1976
- [30] Fáy, Á.: Explanation of How the Karman Vortices are Generated. Proc. 8th Conf. on Fluid Machinery, Budapest, p. 211, 1987
- [31] Stoffel, Ludvig, Proc. 8th Conf. on Fluid Machinery, Budapest, 1987.
- [32] Józsa István: Örvényszivattyúk a gyakorlatban, Konstrukció, Üzemeltetés, Karbantartás, Invest-Marketing Bt. 2013
- [33] MSZ EN ISO 9906: 2012
- [34] Green, H.S.: The structure of liquids, Encyclopedia of Physics, Vol. X. Springer, 1960
- [35] Fáy Árpád, Sebestyén Gyula: Adalékok Francis kisminta turbinák kavitációs vizsgálataihoz, Ganz-Mávag Közlemények 41, 1969
- [36] Krishnamachar, P., Fay A.A., Saroj Rangnekar: Runner core cavitation near full load in Francis turbines, WATER POWER & Dam Construction, October 2008, p. 36.
- [37] Fay, A.: Rotating Stall in Hydraulic Turbines, 4th German Romanian Workshop in Stuttgart, 11-15, June, 2008
- [38] Fay, A.A.: Analysis of separated flows in hydro machines, Plenary talk Proc. 6th IASME/WSEAS Conf. Fluid Mechanics and Aerodynamics, FMA'08, Rhodes, Greece, August 20-22, 2008, pp. 105-108.
- [39] Editorial paper on A.A. Fay: Digging to the roots, WATER POWER & Dam Construction, August 2008, pp. 16-18.
- [40] Fay, A.A.: Does rotating stall occur in Francis runners causing fluctuations?, 3rd IAHR International Meeting of the Workgroup on Cavitation and Dynamic Problems in Hydraulic Machinery and Systems, October 14 -16, 2009, Brno, Czech Republic.
- [41] Fay, A.A.: Analysis of low-frequency pulsations in Francis turbines, 25th IAHR Symposium on hydraulic Machinery and Systems, September 20 -24, 2010, Timisoara, Romania.

- 42. Xiao, R., Wang, Z., Luo, Y., 2008, “Dynamic stresses in Francis turbine runner based on fluid structure interaction analysis”, *Tsinghua Science and Technology*, Vol. 13, No.5, pp. 587-592, October 2008 (available also from www).
- 43. IEC 60193:2019, International Standard, Hydraulic turbines, storage pumps and pump-turbines – Model acceptance tests, 2019
- 44. Brekke, H.: A review of some dynamic problems in hydropower plants, IAHR Workgroup meeting, Stuttgart, 8-10 October, 2003
- [45] Kermeen, R.W., McGraw, J.T., Parkin, B.R.: Mechanism of Cavitation Inception and the related Scale-Effects problems, *ASME*, Vol. 77, p. 533, 1955.
- [46] Batchelor, G.K.: *Fluid Dynamics*, Cambridge 1970
- [47] Kanellopoulos, L.V.: New method for measuring the gas content of water, *MERL Report*.
- [48] Varga J., Sebestyén Gy.: Experimental investigation of cavitation noise, *La houille Blanche*, No. 8, p. 905, 1966
- [49] Sebestyén Gy., Fáy Á., Csemniczky J.: Measurements of Cavitation Characteristics of a Pump Connected with Measurement of Noise, *Acta Technica* 66/4, Budapest, 1969
- [50] Hegedűs Ferenc: Jegyzet a Kavitációtan tárgyhoz, *BMGE, Hidraulikai Rendszerek Tanszéke*, 2018
- [51] Varga J., Sebestyén Gy.: Cavitation Noise Spectrum and Cavitation Damage, *Acta Techn. Hung.* 57, 3-4, 383-396, 1967
- [52] Varga J., Sebestyén Gy.: Experimental Investigation of some Properties of Cavitating Flow, *Periodica Politechnica, Engineering*, Vol 9, No. 3, 243-254, 1965
- [53] Brennen, C.E.: *Fundamentals of Multiphase Flows*, Cambridge Univ. Press, ISBN 0521 848040, 2005