Szonolumineszcencia vizsgálata

Készítette: Csanád Máté IV. fizikus

Témavezetők: Horváth Ákos és Simon Gábor
ELTE TTK, Atomfizikai Tanszék

absztrakt:

TDK dolgozatomban a szonolumineszcencia jelenségét kísérleti módszerekkel vizsgáltam. A mérések célja az volt, hogy a sós vízben ultrahanggal gerjesztett levegőbuborékban kialakuló hőmérsékleteket összehasonlítsuk a desztillált víz – levegő rendszerben mért hőmérsékletekkel. Kimutattuk a sós víz hőmérsékletet emelő hatását. A jelenség magyarázata a buborékban lévő vízgőz disszociációjának energiadisszipáló hatása.

Tudományos diákköri dolgozat
2002.

Tartalomjegyzék

I. BEVEZETÉS 3

1. A szonolumineszcencia leírása 3

(i) A jelenség 3

(ii) Elméleti leírás 4

2. A kutatás célja 7

II. A KÍSÉRLET LEÍRÁSA 10

1. A kísérlet megvalósítása 10

(i) A kísérleti összeállítás 10

(ii) A rezonátoredény és működtetése 11

(iii) A kigázosítás 11

(iv) Szonolumineszcencia létrehozása 12

(v) Fázishatárok mérése 13

(vi) Az intenzitás mérése 13

2. A mérések menete 14

(i) A fázishatárok felvétele 14

(ii) Az intenzitás vizsgálata 14

III. EREDMÉNYEK 16

1. Fázishatárok vizsgálata 16

2. Fényintenzitás vizsgálata 17

IV. DISZKUSSZIÓ, ÖSSZEFOGLALÁS 19

I. BEVEZETÉS

1. A szonolumineszcencia leírása

(i) A jelenség

TDK munkámban az egybuborékos szonolumineszcencia jelenségét vizsgáltam, amelyet F. Gaitan fedezett fel 1989-ben.

Gaitan vízben keletkezett és ultrahanggal rezgetett buborékok oszcillációját vizsgálva azt tapasztalta, hogy azok az ultrahang megfelelő frekvenciájánál és amplitúdójánál világítani kezdenek. Először kavitáció hatására létrejövő buborékok fénykibocsátását vizsgálták, ultrahanggal rezgették a folyadékot, és ekkor sok buborék keletkezett a folyadékban, különböző struktúrákba rendeződve. Az egybuborékos szonolumineszcencia akkor jön létre, ha egy akusztikus csapdába ejtett és periodikusan rezgetett buborék — a folyadék rezgésének összenyomó félperiódusában — olyan hirtelen omlik össze, hogy az adiabatikusan felmelegedő gáz energiájának egy részét látható fény formájában adja le.

A jelenség leírásához bizonyos fogalmak definiálása, tisztázása szükséges. A buborékot időben és térben szinuszosan változó nyomástérrel rezgetjük, ennek amplitúdóját nevezzük nyomásamplitúdónak. A nyomásteret piezokristály hozza létre, amelyre váltakozó feszültséget adunk, a vizet tartalmazó edény rezonanciafrekvenciáján, ennek amplitúdóját nevezzük gerjesztési amplitúdónak. A vizet tartalmazó edényt rezonátoredénynek nevezzük, ennek jósági tényezője segítségével számíthatjuk ki a gerjesztési amplitúdóból [*V*] a nyomásamplitúdót [*bar*].

Az egybuborékos szonolumineszcencia jelenségéhez egy buborékot kell keltenünk a kigázosított — az egyensúlyinál kevesebb oldott levegőt tartalmazó — vízben forralással vagy elektrolízissel. Ez elektrolízis esetén oxigénből vagy hidrogénből áll, de hamar megváltozik az összetétele a vízben oldott gázoknak megfelelően, azaz beáll a diffúziós egyensúly.

Ha a rezonátoredényt a megfelelő frekvenciával gerjesztjük, a buborék az edény közepére fókuszálódik, és ott is marad. Ha a gerjesztési amplitúdó is kellően nagy, akkor a buborék világítani kezd. Az edény rezgetése piezo kristállyal történik, amely váltakozó feszültség hatására rezegni kezd a jel frekvenciájának és erősségének megfelelően.

A buborék fázisai — a kialakult nyomásamplitúdó függvényében — a következők. A forralással vagy elektrolízissel előállított buborék bemegy az egyensúlyi helyére, megközelítőleg az edény közepére, majd egy bizonyos nyomásamplitúdónál táncolni, azaz rendezetlen mozgással ugrálni kezd.

Később átmegy egy fel-le ugráló fázisba, majd amikor ismét szemmel láthatóan nyugalomba kerül, világítani kezd. Ez egészen addig tart, amíg a buborék szét nem pukkan. Azért pukkan szét, mert egy bizonyos összeroppanási sebesség és maximális sugár felett instabillá válik a hártyája, és a rajta keletkező zavarok felerősödnek, végül elveszti gömb alakját, és feloldódik a vízben.

Az oszcilláló buborék egy perióduson belül csak akkor világít, amikor hirtelen szférikusan összeroppan. Ez a teljes periódusnak csak igen rövid része. Általában $20-25kHz$ az oszcilláció frekvenciája, azaz a periódusidő kb. $40-50\mu s$, a világítás ideje ennek csak töredéke, körülbelül néhány 100 ps.

A világítás során a buborék hőmérséklete eléri a több tízezer Kelvint, így a nemesgázok kivételével minden egyéb gáz elreagál. A levegő tartalmaz egy százalék argont, más nemesgázt elenyésző mértékben, így a világítás ideje alatt a buborék tisztán argonból áll. Mivel ilyen pontosan ismerjük az összetételét, viszonylag pontosan meg tudjuk becsülni a hőmérsékletet hidrodinamikai szimulációval. Kísérletben a fényfelvillanások spektrumának analízisével lehet a kialakult hőmérsékletre alsó becslést adni.

Amikor a buborék nem világít, a vízben oldott gázok visszadiffundálnak a gázfázisba, de nincs idejük kialakítani a diffúziós egyensúlyt.

(ii) Elméleti leírás

A jelenséget a Rayleigh–Plesset egyenlettel lehet leírni. Ez az Euler– és kontinuitási egyenletekből származik a következő módon:

Az Euler–egyenlet nem súrlódó folyadékra (v a sebességmező, ρ a sűrűség, p a nyomás)

$$\frac{\partial v}{\partial t}+(v\cdot\nabla)v=-\frac{1}{\rho}\nabla p \quad (1)$$

A forrásmentes kontinuitási egyenlet:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\nabla(\rho v)=0 \quad (2)$$

Gömbi koordinátarendszerben és gömbszimmetrikus általános U skalármezőre és **V** vektormezőre:

$$\nabla U=\frac{\partial}{\partial r}U \text{, és } \nabla\mathbf{V}=\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\mathbf{V}\right) \quad (3)$$

ahol r a gömbi koordinátarendszerbeli r koordináta. Ezt felhasználva (2)-ből, a folyadék összenyomhatatlanságát, azaz sűrűsége térbeli és időbeli állandóságát feltételezve:

$$v=\frac{C(t)}{r^2} \quad (4)$$

ahol $C(t)$ tetszőleges térben konstans függvény. (1)-ből pedig:

$$\frac{\partial v}{\partial t}+\frac{\partial v}{\partial r}v=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} \quad (5)$$

Ezt integrálva a buborék határától, $R(t)$-től végtelenig:

$$\frac{\dot{C}(t)}{R} - \frac{C^2(t)}{2R^4} = \frac{1}{\rho}\left(p_{R(t)} - p_\infty(t)\right) \quad (6)$$

ahol $p_{R(t)}$ a nyomás a buborék felületén, $p_\infty(t)$ pedig a nyomás a buboréktól elegendően (végtelen) távol.

A nyomást a buborék falánál a benne lévő gáz állapotegyenletéből kell venni, a „végtelenben" lévő nyomást pedig a gerjesztésnek megfelelő nyomásból. Mivel ezen gerjesztési nyomás hullámhossza sokszorosa a buborék méretének, a nyomás a buborékhoz közel gyakorlatilag állandónak tekinthető.

(4)-ből $C(t)$ helyfüggetlenségét kihasználva

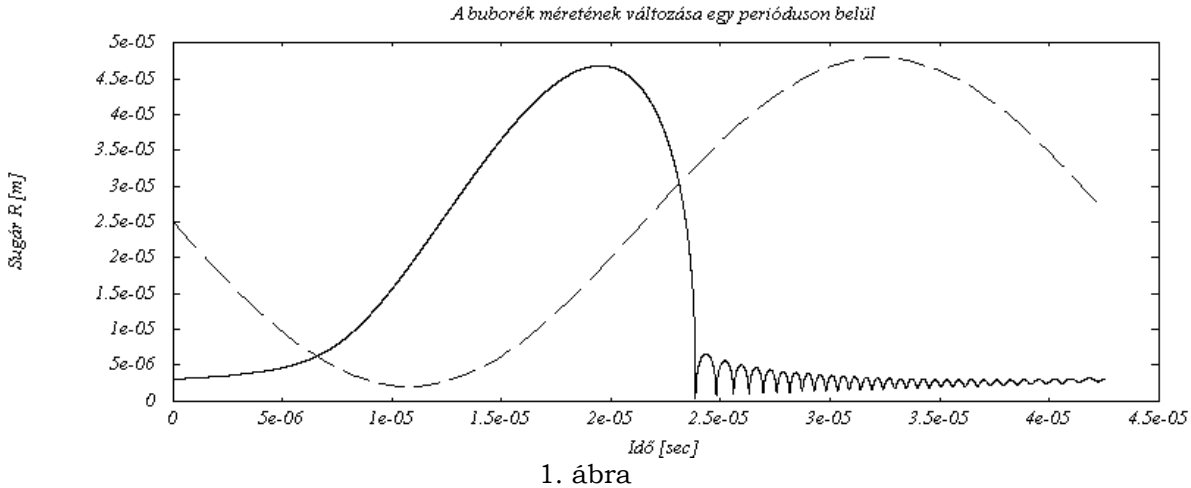
$$C(t) = \dot{R}(t)R^2(t) \quad (7)$$

következik, ha a helyet minden egyes időpillanatban a buborék falának vesszük.

Ezt beírhatjuk a (6) egyenletbe, és megkapjuk a Rayleigh–Plesset egyenlet legegyszerűbb alakját.

$$\ddot{R}R + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho}\left(p_R - p_\infty\right) \quad (8)$$

Az egyenletnek létezik numerikus szimulációja, ennek leírása megtalálható [1]-ben, és ezzel megkapható a buborék sugarának időfüggése (ld. 1. ábra).



1. ábra

A buborék sugarának időbeli változása egy perióduson belül, a szinuszhullám a gerjesztésből eredő folyadéknyomást ábrázolja. Látható, ahogy a buborék a nyomás pozitívvá válásakor igen kis méretre nyomódik össze hirtelen, ez a szférikus összeroppanás.

Ha ismerjük ezt az időfüggést, akkor számításokat végezhetünk a buborékra ható erőkről, a buborék egyensúlyi helyének megtalálása érdekében.

A nyomás a folyadékban a gerjesztés hatására a következőképpen változik:

$$p = p_0 + p_a \cdot \sin\omega t \cdot \cos k_z z + \rho g z \quad (9)$$

ahol p_0 a külső nyomás, p_a a nyomásamplitúdó, ω a gerjesztés frekvenciája, k_z a nyomás térfüggésének hullámszámának z komponense, z pedig a függőleges irányban vett helyzet, nullapontja a rezonátor közepén veendő, mert itt van a nyomás duzzadóhelye. Végül g a nehézségi gyorsulás.

A nyomás a szögektől csak z–n keresztül függ, az r függést pedig p_a – ba beleértjük egyelőre.

Az erő:

$$F = \oiint p \cdot dA = \iiint \nabla p \cdot dV \quad (10)$$

ahol az integrálás a buborék felületére illetve térfogatára történik. Most ennek z komponensét keressük.

Kiszámítjuk a nyomás gradiensét, és azt a közelítést alkalmazzuk, hogy ez nem változik számottevően a buborék tartományában. Ezt a közelítést már előbb is használtuk, abban a formában, hogy a nyomás térbeli függésének hullámhossza sokkal nagyobb a buborék méreténél. Így az erőegyensúlyra — a buborék tömegét is elhanyagolva — a következőt kapjuk:

$$p_a \sin\omega t \sin k_z z \cdot \frac{4\pi R^3(t)}{3} + \rho g \frac{4\pi R^3(t)}{3} = 0 \quad (11)$$

Ezt az egyenletet időben átlagoljuk egy periódusra:

$$p_a \sin k_z z \cdot \left\langle \sin\omega t \frac{4\pi R^3(t)}{3} \right\rangle + \rho g \left\langle \frac{4\pi R^3(t)}{3} \right\rangle = 0 \quad (12)$$

Ebből megkaphatjuk a buborék egyensúlyi helyének z koordinátáját.

Az 1. ábrán látjuk, hogy amikor a nyomás a pozitív félperiódusban van, a buborék mérete sokkal kisebb, mint a másik félperiódusban.

Ez azt jelenti, hogy:

$$\left\langle \sin\omega t \frac{4\pi R^3(t)}{3} \right\rangle < 0 \quad (13)$$

Mivel a másik várható érték határozottan pozitív, z–re is egy pozitív számot kell, hogy kapjunk, hogy teljesülhessen az egyenlőség.

Azaz a buborék az edény közepénél kicsit feljebb helyezkedik el. Az oldalirányú egyensúlyi helyzetről a következőket mondhatjuk el. Ha az edényünk hengerszimmetrikus, az egyensúlyi helyzet csak $r = 0$–nál lehet.

Egyszerűen megérthető, hogy miért van a buborék feljebb az edény közepénél, ha arra gondolunk, az erő mindig a nyomás minimumának irányába hat. Ez a középponttal ellenkező irányba mutat, ha éppen a pozitív részen vagyunk egy perióduson belül, és a középpont felé, ha a negatív részen vagyunk. Mivel azonban az előbbi esetben a buborék térfogata elhanyagolható az utóbbi esethez képes, és ettől az erő köbösen függ, valójában az átlagerő a középpont felé mutat. Ezzel a felfelé mutató felhajtóerő csak akkor tud egyensúlyban lenni, ha a buborék a középpont felett van.

További kérdésként vetődik fel, hogy mekkora hatása van a hang disszipációjának — azaz a folyadék súrlódó voltának —, a folyadék összenyomhatóságának, a buborékban lévő gáz összetételének a világításra.

Lehetséges például, hogy a buborékban lévő gázrészecskék kémiai reakciókba lépnek egymással, és az erre fordítandó energia így nem a világításra fordítódik, a felvillanás intenzitását csökkenti. Emiatt az elreagáló gázok koncentrációja a buborékban csökken. A világítás ideje annyira csekély, hogy a periódusból visszamaradó időben a disszociált vízgőz újra visszakerülhet a buborékba. Azonban a folyadékban oldott gázok (O_2, N_2) igen csekély mennyiségük miatt nem kerülnek vissza számottevően a buborékba. Tehát a vízgőz egyensúlyi nyomása az, ami megváltoztathatja a buborék fényességét.

2. A kutatás célja

Dolgozatomban azt kívántam megvizsgálni, hogy a buborékon belüli összetételnek mekkora hatása van a világítás intenzitására.

A vizsgálatra több út is mutatkozik. Például a víz hőmérsékletét csökkentve csökken az egyensúlyi gőznyomás, ezzel is kevesebb lehetőség van a buborékban lezajló reakciókra. Ezenkívül lehetséges sót feloldani a vízben, és a só koncentrációját növelve szintén csökken a víz egyensúlyi gőznyomása. Kétféle mérést hajtottam végre fentiek vizsgálata érdekében.

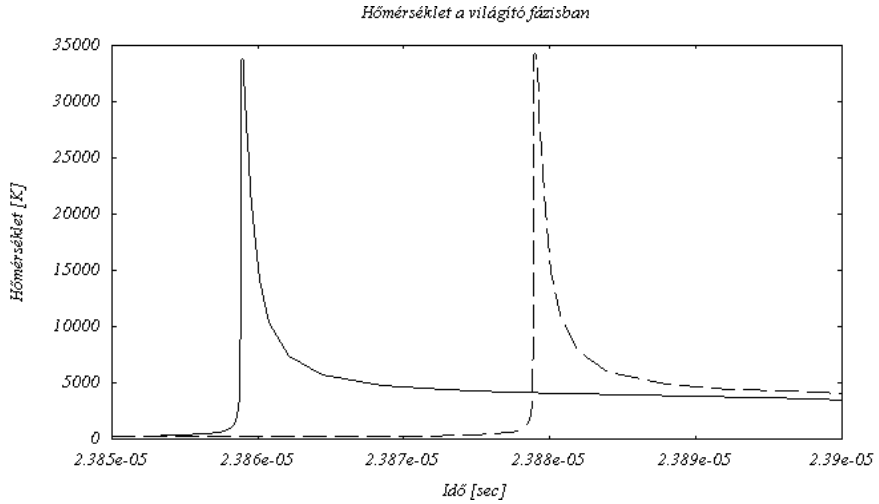
Egyrészt felvettem a víz-levegő rendszer fázisdiagramját oldott gáz nyomása – gerjesztési amplitúdó síkon, azaz a buborék egyes fázisaihoz (nincs buborék, tánc, világítás, elpukkan) szükséges nyomásamplitúdókat. Azt mértem, hogy adott kigázosításnál és sókoncentrációnál mekkora nyomásamplitúdó mellett kezd el világítani a buborék, mikor pukkad szét, és azt is, hogy mikor kezd el táncolni.

Másrészt a buborék fényességét vizsgáltam néhány sókoncentráció és néhány nyomásamplitúdó mellett, adott kigázosításnál azért, hogy a só jelenlétének hatását kimutassam.

A fentebb említett numerikus szimuláció alapján ismerjük a buborék hőmérsékletét az idő függvényében egy cikluson belül, a folyadék

tulajdonságainak megfelelően. Kiszámoltam így a hőmérsékletet tiszta vízre és $10\,^{g}/_{l}$–es sóoldatra, ezek egyes adatait (sűrűség, hangsebesség, egyensúlyi gőznyomás) táblázatokból, más adatokat (küldő nyomás, hőmérséklet) méréssel határoztam meg.

Egy kicsit részletesebb szimuláció , amely figyelembe veszi a folyadék viszkozitását és a felületi feszültség hatását is, található [2]–ben, mert ez a gáz állapotát politropikus egyenlettel írja le. A politropikus index maximumát mindkét folyadékra. $^{5}/_{3}$–nak választottam A szimuláció végeredménye látható a 2. ábrán.



2. ábra

A buborék hőmérsékletének időbeli változása egy perióduson belül. A szaggatott vonal a desztillált vízre vonatkozik, a folytonos a sósra. Láthatóan nincs komoly eltérés a két görbe maximuma között. Az ábrázolt időintervallum egy periódusnak csak alig több, mint egy ezredrésze, tehát a két görbe időbeli elcsúszása minimális.

A 2. ábrán látható görbék alapján a két oldat időben nem ugyanakkor éri el a maximális hőmérsékletet, de ez a különbség elenyészően kicsi (*50 ns)*. A sós oldat maximális hőmérséklete *33727 K*, míg a sótlané valamivel több, *34287 K*. Szimuláció segítségével megvizsgáltam a buborék hőmérsékletének és méretének időfüggésének felhasználásával, hogy mekkora fényességet mérhetünk a két oldat esetében. Ehhez a kísérletünkben használt Hamamatsu fotoelektronsokszorozó frekvenciafüggő érzékenységi adatait gyári táblázat alapján vettük. Így a mért fényességek 2% – on belül megegyezőnek adódtak.

A folyadék fizikai jellemzőinek ilyen megváltozása ezen eredmény alapján nem indokol jelentős fényességváltozást. A szimuláció azonban nem foglalkozik a buborék összetételével, illetve a vízben oldott gázok szerepével. A buborékban található gázt ugyan van der Waals állapotegyenlettel írja le, a folyamatot pedig politropikusnak veszi. Hiányzik belőle a kémiai reakciók szerepe, így a vízgőz disszociációjának figyelembe vétele is.

A kutatási célunk a fényességek összehasonlítása volt sótlan és sós oldatok esetén.

A buborék összetétele ugyanis nagyban függ az egyensúlyi gőznyomástól, azaz ha ezt megváltoztatva jelentős hőmérsékletbeli — és ezzel fényintenzitásbeli — változást tapasztalunk, akkor az összetétel

elengedhetetlenül fontos szerepet játszik, amit további elméleti modellekben is figyelembe kell esetleg venni.

II. A KÍSÉRLET LEÍRÁSA

1. A kísérlet megvalósítása

(i) A kísérleti összeállítás

A kísérleti elrendezés három fő részből áll.

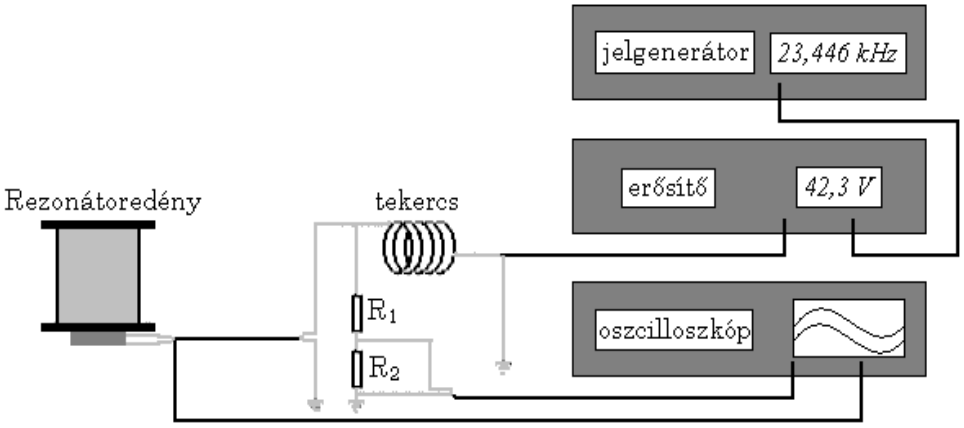
Legfontosabb része a rezonátoredény. Itt jön ugyanis létre a szonolumineszcencia, azaz itt jön létre a világító buborék.

A következő rész jelgenerátorból, erősítőből, egy tekercsből és két ellenállásból áll. Ezek hozzák létre a piezokristályra adott nagyfeszültségű jelet.

A rezonátoredényt rezgető piezokristályra igen nagy jelet $(5-600V)$ kell adni, hogy létrejöjjön a szonolumineszcencia. Ezért jelgenerátor kisfeszültségű jelét egy erősítővel felerősítjük.

A tekercs vasmagjának mozgatásával változtatható az induktivitása.

A tekercs így a mindig jelen levő kapacitással rezgőkört alkot, a megfelelő induktivitásnál pedig elektromos rezonanciát hoz létre.

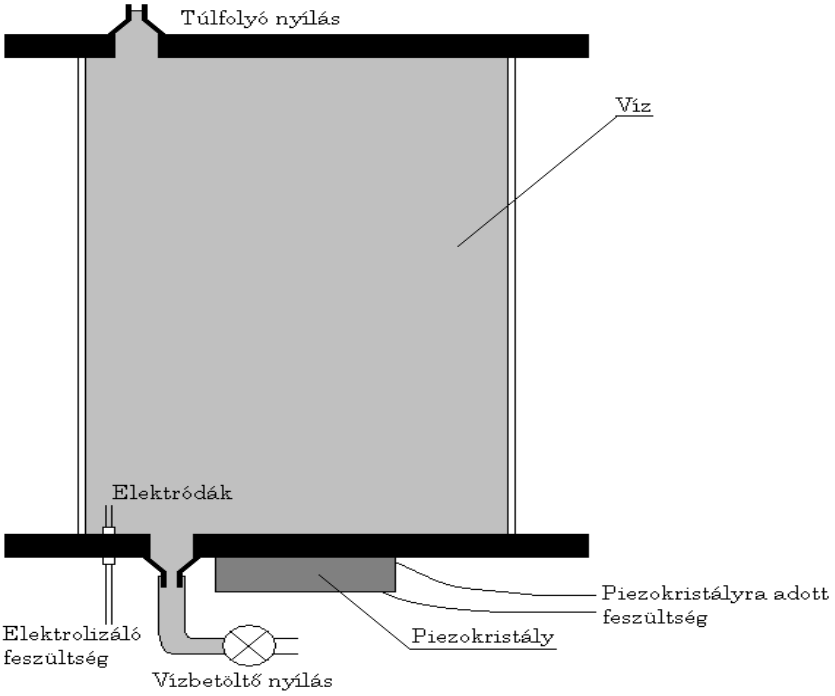


3. ábra
A kísérleti elrendezés vázlata. Egy jelgenerátorból érkező jelet erősítünk fel, majd rezgőkörbe vezetve elektromos rezonanciát hozunk létre. Ez a jel megy a rezonátoredényre, ahol a mechanikai rezonancia miatt igen nagy feszültség érhető el.

Az oszcilloszkópon egyrészt állandóan figyelni lehet az elektromos jeleket az áramkör több részén, másrészt ezzel lehet mérni a piezokristályra adott szinuszos gerjesztő feszültség amplitúdóját, ami a méréseknél alapvető fontosságú.

(ii) A rezonátoredény és működtetése

A rezonátoredény egy ultrahangos rezgetésre alkalmas tartály. Ennek fala egy kvarcüveg-henger, alsó és felső lapja pedig egy-egy alumínium lemez. Az alsó lapon található a vízbevezető nyílás, egy piezokristály, amely a rezgést produkálja, és egy drótpár, amelyre forralószálat vagy elektródákat lehet kötni. A felső lapon található a túlfolyó nyílás, ahol a vízzel való feltöltéskor a levegő is eltávozhat, illetve ez biztosítja a rezonátoredényben lévő víz szabad tágulását.



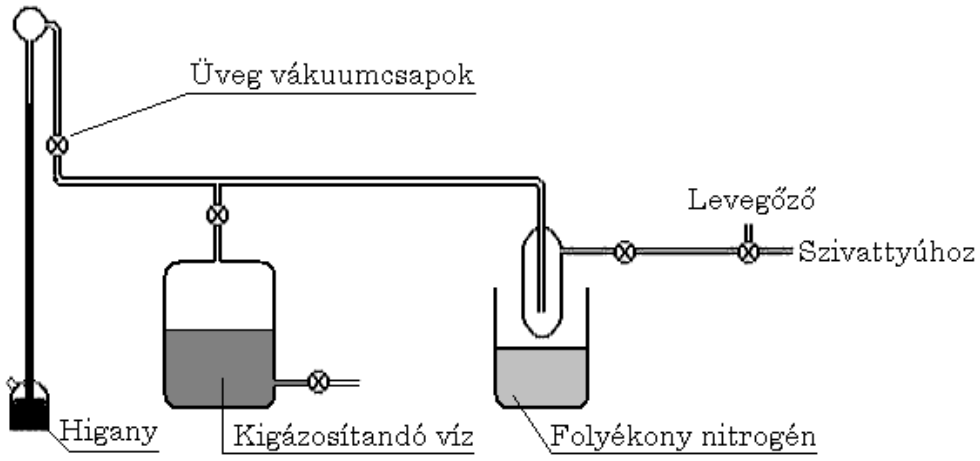
4. ábra
A rezonátoredény vázlata. Két alumíniumlappal közrefogott üveghenger alkotja, melyek között tompításnak egy-egy gumigyűrű található. Fent túlfolyó nyílás van a térfogatváltozások lehetővé tétele céljából, lent a piezo, a betöltő nyílás és az elektródák találhatóak.

(iii) A kigázosítás

A rezonátoredénybe kigázosított vizet kell tölteni, ahhoz, hogy szonolumineszcenciát hozhassunk létre. A kigázosítás úgy történt, hogy desztillált vizet töltöttem egy edénybe, és az edényben lévő nyomást lecsökkentem, míg az a kívánt kigázosításnak megfelelő nyomást el nem érte.

Az adott hőmérsékletnek megfelelő egyensúlyi gőznyomást táblázatból olvastam le, a víz felett lévő levegő nyomását pedig egy higanyoszlop magasságából határoztam meg.

Optimális kigázosítás esetén a víz feletti gáz/gőz keverék nyomásában a gáz parciális nyomása *150 Hgmm* volt, a gőzé pedig az adott hőmérsékletnek megfelelő, azaz kb. *20 Hgmm*.



5. ábra
A kigázosító berendezés vázlata. Egy szivattyúval lecsökkentjük a nyomást a víz feletti térben, a vízgőzt egy folyékony nitrogénnel hűtött felületen lecsapatjuk. A nyomást a higanyoszlop magasságából határozzuk meg. A vizet mágneskeverővel folyamatosan keverjük, miközben alacsony nyomáson van, hogy gyorsan távozzanak belőle az oldott gázok.

A kigázosítás mérhetősége érdekében először megvizsgáltam, mennyire tartja a készülék a kívánt nyomást. Kiderült, hogy elég gyorsan áramlik be a levegő, ezért a csapokat, csatlakozókat újra kellett zsírozni vákuumzsírral.

Ezután már megfelelően működött a berendezés, amiről úgy győződtem meg, hogy beállítottam különböző nyomásértékeket, és a higanyoszlop magasságának időbeli változását követtem.

Akkor lett megfelelő a készülék, amikor — a mérési hibán belül — a kívánt nyomást legalább egy óráig tudta tartani, azaz annyi ideig, amíg a víz kigázosítása és rezonátoredénybe való áttöltése megtörtént.

(iv) Szonolumineszcencia létrehozása

Elektrolízis segítségével buborék jön létre a kigázosított vízben. Ehhez kb. $30\ V$-t kell kapcsolni az elektródokra. Amikor egy — illetve egyszerre általában több —, buborék keletkezik, a kristályra rá kell adni a szinuszos gerjesztő feszültséget. Ha a frekvencia megfelelő, ami az adott edénynél kb. $23\ kHz$, a buborékok középre húzódnak — ahelyett, hogy a felhajtóerő miatt felszállnának — és ott egyesülnek, a vízben oldott gázok koncentrációja által meghatározott méretet felvéve.

Ekkor növelni kell a gerjesztési feszültség amplitúdóját, és ezzel a nyomásamplitúdót. Eközben a laborban sötétet kell létrehozni, és legfeljebb egy halvány fényforrással szabad világítani, hogy a kis buborékokat egyáltalán látni lehessen. Itt is fontos desztillált víz használata, mert a vízben lévő kis szennyeződések méretben igen hasonlóak lehetnek a buborékokhoz, így a szennyeződések mennyiségének csökkentése alapvető jelentőségű.

Az amplitúdó növelésekor a buborék először különös táncba fog, majd később egy irányba oda-vissza kezd ugrálni. Tovább erősítve a jelet, a buborék mozdulatlan lesz. Ez a világító fázis határa, kicsit nagyobb jelet

adva a kristályra, egyre fényesebben világít a buborék, majd egy bizonyos erősítésnél elpukkan.

A mechanikus rezonancia frekvenciáját nem kell teljesen pontosan eltalálni, de minél pontosabban állítjuk be erre a frekvenciára a jelgenerátort, annál kisebb erősítés szükséges a buborék világításhoz, és annál stabilabb lesz a buborék. A rezonanciafrekvencia pontos megkeresése a következőképpen zajlik: már világító buborék esetén lecsavartam annyira az erősítést, hogy a buborék éppen ne világítson, majd kicsit változtatgatva addig módosítottam a frekvenciát, míg újra láthatóvá nem vált a buborék fénye.

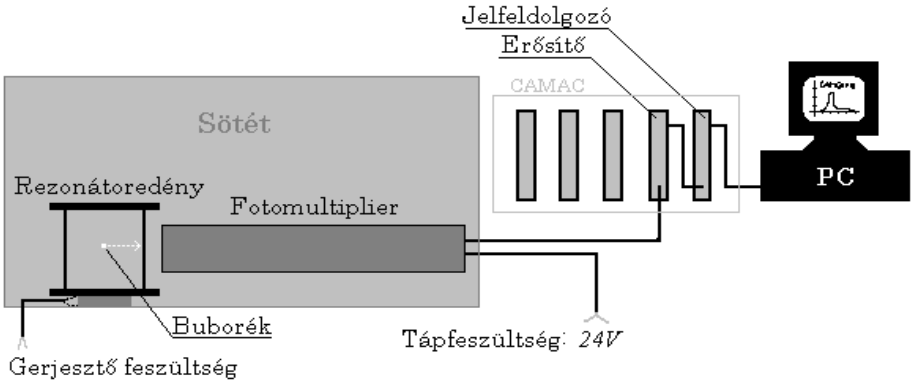
Előfordult, hogy eközben eldurrant a buborék, de ezen művelet többszöri elvégzése után körülbelül $\pm 10Hz$ pontossággal lehetett eltalálni a rezonanciafrekvenciát.

(v) Fázishatárok mérése

A fázishatár alatt itt azokat a nyomásamplitúdókat értjük, amelyeknél a buborék az egyik fázisból a másik fázisba kerül. Közvetlenül nem tudtam mérni a vízben lévő nyomást, csak a gerjesztési amplitúdót. Ebből azonban az [1]–ben és [2]–ben említett numerikus módszerrel megkaphatjuk a nyomásamplitúdót. A szimuláció megadja azt a nyomásamplitúdót, amelynél a buborék az adott körülmények között világítani kezd. Feltételezzük, hogy a két amplitúdó között lineáris az összefüggés, a hányadosuk az edény jósági tényezője. Ennek segítségével tetszőleges gerjesztésnél kiszámolhatjuk a nyomást, így felállíthatjuk a fázisgörbét.

(vi) Az intenzitás mérése

A fény intenzitását fotomultiplierrel mértem, ez pedig egy CAMAC egységre volt kötve, amelynek jelét számítógép dolgozta fel.



6. ábra

A fényintenzitás mérése: A rezonátoredényhez tettem egy fotomultipliert, és ennek CAMAC egység által feldolgozott jelét vizsgáltam számítógéppel.

A számítógépben található A/D kártya a jelet digitalizálja, és egy program feldolgozza. Ha fény éri a fotomultipliert, abban ez fotoelektronokat kelt, ezek száma felel meg a fotonok energiájának.

Ezt a kis impulzust felerősíti, és időben kiszélesíti a CAMAC egység, a számítógép pedig azt figyeli, mekkora erősségű impulzusok érkeznek, és az impulzusok erősségének csatornaszámot feleltet meg. Elraktározza, hogy az adott csatornába hány impulzus érkezett.

Végül egy grafikont kapunk, a vízszintes tengelyen a csatornaszámmal, a függőlegesen a beütésszámmal. Ez a grafikon adja az intenzitást.

2. A mérések menete

(i) A fázishatárok felvétele

A fázishatárok felvétele úgy történt, hogy megfigyeltem, hogy mikor kezd táncolni, világítani a buborék, és azt is, hogy mikor pukkan ki, eközben feljegyeztem az adott fázisokhoz tartozó feszültségértékeket.

Ebből a fentebb említett numerikus szimulációs program segítségével — adott kigázosítás, nyomás, hőmérséklet, frekvencia mellett —, megkaptam azt a nyomásamplitúdót, amelynél a buborék világítani kezd. Így kiszámolhattam a nyomásamplitúdókat tetszőleges feszültség mellett. Ezen kísérleti rész végeredményeként összefüggést vártam a sókoncentráció, a kigázosítás mértéke és a fázishatárok között.

A sózás befolyásolhatta a víz olyan paramétereit, mint a hangsebesség, a sűrűség, a viszkozitás és a felületi feszültség. Azt tapasztaltam, hogy a legnagyobb sókoncentrációnál ($10\ g/l$) is annyira kevéssé ($\leq 1\%$) befolyásolta, hogy ez a változás jóval kisebb a kísérlet eredményeinek szórásánál.

Megvizsgáltam azt is, hogy mekkora változást okoz a fázishatárokban, ha különböző erősséggel szorítom rá az edényre a tetejét, ugyanis néha szét kellett szedni (pl. mert elfogytak az elektródák), és ekkor nem tudtam pontosan ugyanolyan erősséggel visszarakni az alumínium lapokat. Ezenkívül vizsgáltam azt is, mi történik, ha kicsit rosszul állítom be a rezonanciafrekvenciát vagy az elektromos rezonanciát. Ezen adatokból következtettem a fázishatárok hibájára.

(ii) Az intenzitás vizsgálata

Amikor már biztosan, jól ment a világító buborék előállítása, ennek intenzitását vizsgáltam.

A mérés ekkor a következőképpen működött: beállítottam a fotomultipliert a hengerhez közel, az egész elrendezést pedig egy sötét falú, szekrénybe tettem, amit bezártam, hogy lehetőség szerint — a buborékon kívül — minden fényforrástól (zajtól) elzárjam a fotomultipliert,.

Ekkor feszültséget adtam az elektrolízisért felelős drótpárra, majd rákapcsoltam az ultrahangos rezgetést is. A fotomultiplier a CAMAC egységbe volt kötve, az pedig egy számítógépre, így analizáltam a beütéseket. Mikor az ultrahangos rezgetés amplitúdóját is a megfelelő értékig csavartam fel, egyszerre jelezni kezdte a számítógép a beütéseket.

A számítógép feldolgozó programja grafikon formájában ábrázolja az A/D kártya által feldolgozott adatokat. A vízszintes tengelyen a csatornaszám található. Szcintillátorfejjel történő mérés esetén ez energiát jelentene, jelen esetben azonban a fényességet reprezentálja a csatornaszám. Azaz minél fényesebb a buborék, annál nagyobb csatornákban nőtt meg a beütésszám.

A beütésszám konkrét értéke a megvilágítás idejétől függ, a világító buborékra semmilyen következtetést nem tudtam levonni belőle, legfeljebb arra lehetett volna következtetni, hogy a teljes periódus hányad része alatt világít a buborék, de a CAMAC sem észlel minden beütést, az időkapu helyétől nagyban függhet a beütésszám.

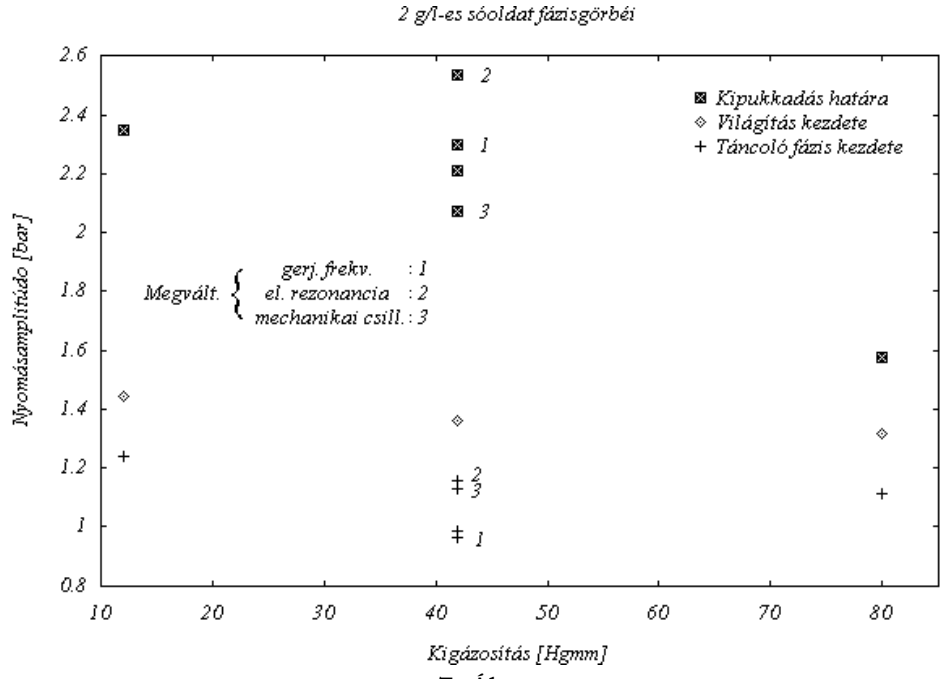
Annyiból lényeges csak a beütésszám, hogy a spektrumra Gauss görbét illesztve kerestem meg a fényintenzitásnak megfelelő csatornaszámot. Gyakorlatilag zajmentes volt a mérés ezen része, mert több perces, világító buborék nélküli mérés során sem érkezett beütés a számítógépre.

III. EREDMÉNYEK

1. Fázishatárok vizsgálata

A fázishatárokat két sókoncentrációnál és öt, illetve három kigázosításnál végeztem el. Az egyik koncentráció a tiszta desztillált víz volt, itt az elméleti görbékkel (ld. [1]) szép egyezés jött ki. A másik oldat koncentrációja *2 g/l* volt, itt inkább a mérések szisztematikus bizonytalanságát vizsgáltam a fentebb leírt módon, azaz változtattam néhány paramétert, amelyet én állítottam be, hogy ha pontatlanul mérném őket, akkor mekkora hibát okozok. Változtattam, hogy a rezonátoredény felső lapját mennyire szorítom rá az üveghengerre — pontosabban a köztük lévő tömítésre —, szándékosan elhangoltam a frekvenciát, és változtattam az elektromos rezonanciát beállító tekercs induktivitását (A 7. ábrán az 1, 2, 3-mal jelölt pontok.).

A világítás fázishatárára a fentebb említett szimuláció eredményeit használtam, és ebből extrapoláltam a többi nyomást, a mért feszültségek alapján. A következőt kaptam:

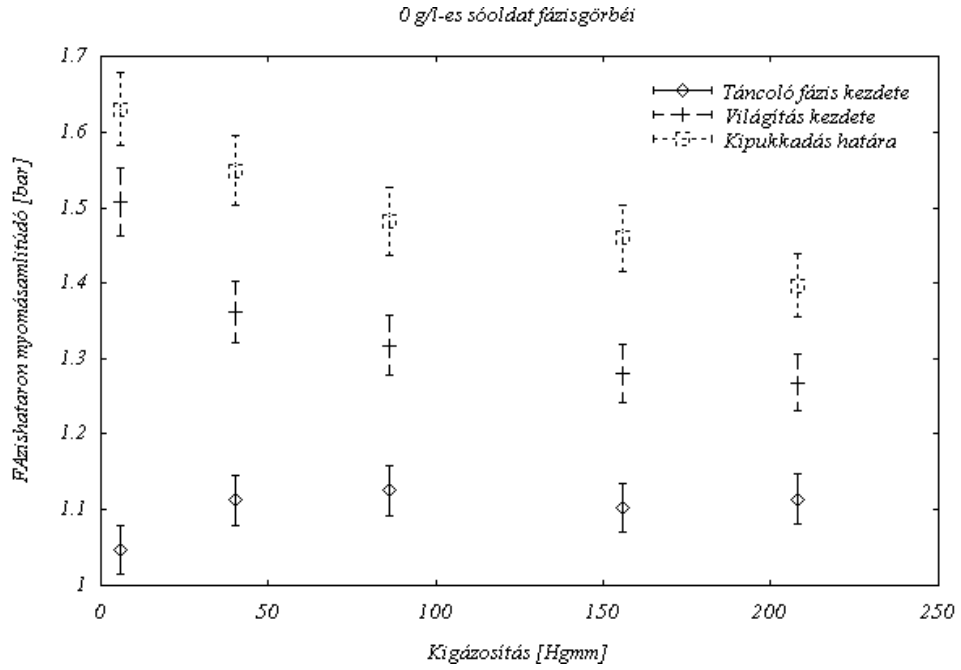


7. Ábra

A fázishatárokat ábrázoló görbe *2 g/l* koncentráció esetén. A felső pontsor a kipukkadás fázishatárát mutatja, a középső a világításéit, a legalsó pedig a táncoló fázisra vonatkozik. Az azonos kigázosításnál mért nyomásamplitúdók között maximálisan *25%* eltérést találtam. A középső pontsor a szimuláció végeredménye, így ott csak egy érték van, a másik kettőnél *42 Hgmm* kigázosításnál változtattam a frekvenciát, a rászorítást, a tekercs induktivitását, ez adja a négy-négy értéket. Számoztam az ábrám az egyes változtatásoknak megfelelő értékeket.

A bizonytalanság tehát *12,5%*–nak veendő minimum, illetve ennek fele, *66%*–os konfidenciával. Ez azonban szisztematikus hiba, és sokkal kisebbnek vehető, ha a fent említett paramétereket az egyes mérések

között nem változtatom. Ebben az esetben az átlag hibája nem nagyobb *3,6%*-nál, ld. 1. táblázat.



8. Ábra

A fázishatárokat ábrázoló görbe *0 g/l* koncentráció esetén. A felső pontsor a kipukkadás fázishatárait mutatja, a középső a világításéit, a legalsó pedig a táncoló fázisra vonatkozik. A hibát itt *3%*-nak vettem, az előzőeknek megfelelően. A tendencia egyezik az [1] cikk eredményével.

Annyit láthatunk, hogy általában kicsit nagyobb amplitúdók tartoznak azonos kigázosításokhoz a sós esetben, mint a desztillált víz esetében, de ez az effektus néhányszor *10 %* csak. Figyelemre méltó különbség, hogy a kipukkadás fázishatára feljebb tolódott. Ez azt jelenti, hogy a sós vízben a buborék (egyébként azonos körülmények között) nagyobb gerjesztési amplitúdót tud elviselni, később váélik a rezgés nemszférikussá, és nagyobb gerjesztés mellett pukkad ki. Ez az elérhető maximális hőmérséklet szempontjából kedvező változás, ami örömteli eredmény, hiszen a szonolumineszcencia vizsgálata során az egyre nagyobb hőmérsékletek előállítása is az egyik cél.

2. Fényintenzitás vizsgálata

A világító buborék intenzitását is mértem a nyomásamplitúdó függvényében, amelyet ismét a fent említett szimuláció, és a mért gerjesztési feszültségek segítségével számítottam ki. Itt elkerülendő a nagy hibákat, egy egyszerű „recept” segítségével dolgoztam. Csak addig vettem figyelembe az eredményeket, amíg a rezonátoredényt nem rezgettem tovább öt percnél, és egy-két percnél tovább nem világított benne buborék sem.

Így nem változtak annyit az általam egyelőre nem ismert, de a jelenséget nagyban befolyásoló paraméterek, hogy az nagy hibát eredményezne.

Mérést végeztem arra vonatkozóan is, hogy most mekkora hibával kell számolnom, és itt a feszültségekben nem tapasztaltam kb. *5%*-nál nagyobb eltérést, akárhogy mértem a világító fázis kezdetét. Az átlaghoz tartozó szórás azonban maximum *1%*-nak adódott, ahogy ez az 1. táblázatban látható. Ezt fogadtam el itt a mérés hibájának.

A felvillanás intenzitása a fotoelektronsoikszorozó jelének nagyságával arányos. A mérés során a jel nagyságának spektrumát vettem fel nagyon sok egymást követő ciklusból. Az intenzitások eloszlása gauss görbe alakú volt mindaddig, amíg a buborék stabilan szférikus rezgéseket végzett. A felvillanás átlagos értékét a Gauss centrumához tartozó csatornaszám adja. Ennek hibája már nagyobb, mint 1%, de nem sokkal. Ezt úgy vizsgáltam, hogy először is szemmel követtem, mennyire stabilan érkeznek a beütések egy adott helyen. Azt tapasztaltam, hogy *30-40* másodpercig igen stabil maradt a Gauss görbe, azután azonban elkezdett „mászni". Így mindig arra figyeltem, hogy ennél hamarabb fejezzem be a spektrum felvételét. Ezzel a feltétellel azonos feszültségnél nem találtam nagyobb különbséget két hely között, mint kb. *5%*.

Itt is az átlaghoz tartozó szórást vettem hibának, ebben az esetben a szórás *0,6%* és *5,6%* közé esett.

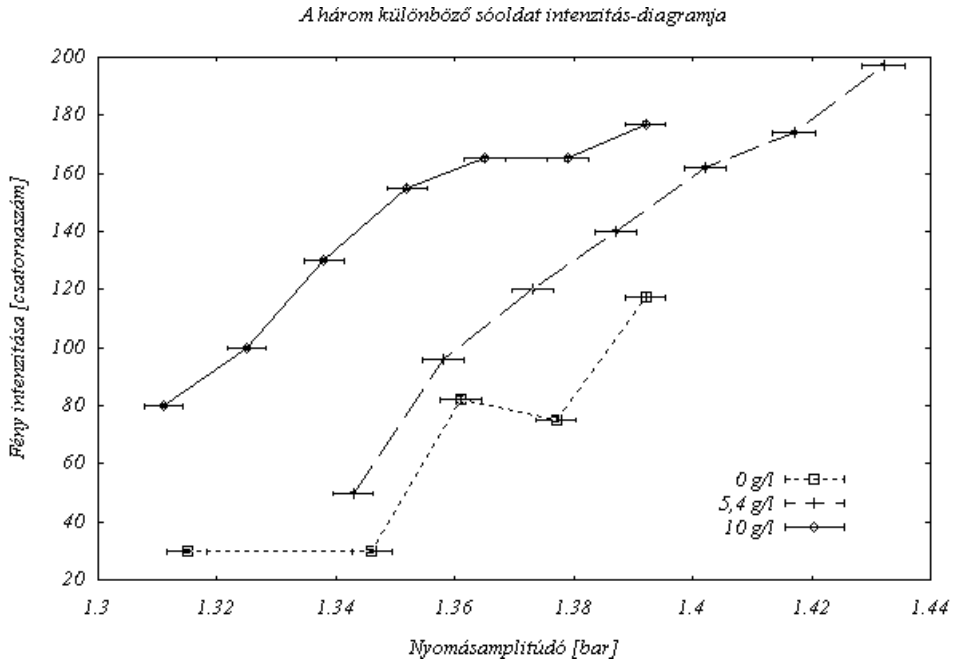
	Jellemzők		1	2	3	4	5	Átlag	Szórás	Hiba
Gerjesztési	*5,4 g/l*	*156 Hgmm*	*744*	*729*	*750*	*750*	*786*	*752*	*8,4*	*1,1%*
amlitúdó [*V*]	*2 g/l*	*12 Hgmm*	*1067*	*1324*	*1194*	*1268*	*1343*	*1239*	*44,9*	*3,6%*
Intenzitás	*5,4 g/l*	*1,387 bar*	*138*	*138*	*140*	*142*	*143*	*140*	*0,84*	*0,6%*
[*csatornaszám*]	*0 g/l*	*1,346 bar*	*23,2*	*31,7*	*30,1*	*30,6*	*34,5*	*30*	*1,67*	*5,6%*

1. táblázat

A statisztikus hibák kiszámolásának általam használt módszerét mutatja be ez a táblázat. A gerjesztési amplitúdó azt a feszültséget jelenti, amelyet a piezokristályra kellett adni, hogy világítani kezdjen a buborék. Ötször mértem le ugyanazt az adatot, és ebből számoltam átlagot és szórást. A gerjesztési amplitúdók speciálisan az *5,4 g/l*–es és *2 g/l*–es oldat egy-egy kigázosítására vonatkoznak, a fényintenzitások speciálisan az *1,387 bar* nyomásamplitúdóhoz tartozó értékek *5,4 g/l* -es oldatra, alatta pedig az *1,346 bar* nyomásamplitúdóhoz tartozó értékek desztillált vízre, mert ebben a két esetben volt a hiba szélsőséges.

0 g/l–es, *5,4 g/l*–es és *10 g/l*–es koncentrációjú sóoldattal dolgoztam ebben a mérésben. A sós víz telítési koncentrációja kb. *20 g/l*, tehát a vizsgált koncentrációk közepesen sűrű oldatnak tekinthetők, melyekben igazából távol vagyunk még a telítéstől. Azonban a híg oldatok régiójától is távol igyekeztünk kerülni, hogy a sózás hatását minél inkább ki tudjuk mutatni, ha van.

Eredményeimet a 12. ábrán foglaltam össze. A három különböző sózású oldat esetében az nyomásamplitúdó–intenzitás diagramokat mutatom be, a statisztikus hibákkal:



12. Ábra
Nyomásamplitúdó–intenzitás diagram a három különböző görbére. Szépen látszik, ahogy egymás fölött vannak az eredmények, tehát a sókoncentrációval nő a fényesség.

A folytonos vonallal összekötött mérési adatok mutatják a 10 g/l koncentrációjú sóoldatban létrehozott szonolumineszcencia fényességét, ami a mérési bizonytalanságokon egyértelműen túlhaladva a sózatlan oldatnál nagyobb fényességet mutat (adott nyomásamplitúdókat hasonlítva össze). Ebből azt a következtetést vonhatjuk le, hogy a kialakult hőmérséklet is nagyobb. Azaz, a vízgőz disszociációja, az egyensúlyi gőznyomáson keresztül, jelentős befolyást gyakorol az összeroppanáskor az energia disszipációjára, és a buborék belsejének viselkedésére, végső soron a fényességre és a hőmérsékletre. A sós vízhez kisebb egyensúlyi gőznyomás tartozik, ezért kevesebb vízmolekula disszociál a buborékban, így kevesebb energia disszipálódik kémiai úton, több marad a buborék hőmérsékletének növelésére.

A sózással magasabb hőmérsékletek érhetők el. Az effektus a telítési sókoncentráció felénél már egyértelműen megfigyelhető.

IV. DISZKUSSZIÓ, ÖSSZEFOGLALÁS

Szonolumineszcencia akkor következik be, ha egy hangrezgetés által adott pontba fókuszált és periodikusan rezgetett buborék összenyomódása olyan hirtelen következik be, hogy a buborék hőmérséklete a látható fény tartományába eső sugárzást tesz lehetővé. Dolgozatomban ezen világítási fázis határait és a világítás intenzitását vizsgáltam, oldott anyagok jelenlétében.

Az volt a várakozás, hogy ha megsózzuk a vizet, a buborék fényesebben fog világítani, például a jelentősen lecsökkent egyensúlyi gőznyomás miatt. A kísérletek szisztematikus hibáját külön megvizsgáltam. Így olyan recepteket kerestem, ahol ezen szisztematikus hibák lecsökkenthetők a mérési eljárás szigorú betartásával.

A legsikeresebb effajta receptnek az bizonyult, hogy a kigázosítást mindig azonos ideig végeztem (*1 óra*), ami után azonnal mérni kezdtem, és csak az első néhány perc eredményeit fogadtam el. Így *5%* alá tudtam csökkenteni a szórást, és az ebből számolt hibát.

A következő méréseket végeztem.

Felvettem a **fázisdiagramot** desztillált víz és *2 g/l* koncentrációjú sóoldat esetében.

A mérés során kiderült, a sós oldatban nagyobb nyomásamplitúdó kell a fénylés beindításához, ha minimális is a különbség.

Ezenkívül megvizsgáltam a kísérlet egyes paramétereinek hatását az eredményre.

Azt az eredményt kaptam, hogy bizonyos tulajdonságok (gerjesztési frekvencia, elektromos rezonancia, mechanikai csillapítás) kis megváltoztatása is komoly következményekkel jár, így egy összefüggő méréssorozatot fontos teljesen ugyanolyan elrendezés mellett véghezvinni.

Megmértem a világító **buborék fényességét** különböző koncentrációjú sóoldatokban (*2 g/l*, *5,4 g/l* és *10 g/l*) különböző nyomásamplitúdók mellett.

Az elméleti leírásból nem adódó módon, a **sós oldatban valóban fényesebb lett a buborék.** A telítési koncentráció felénél a fényesség már kétszeresnek bizonyult. Ennek oka a lecsökkent egyensúlyi gőznyomás.

A dolgozatban bemutattam egy szimulációs eljárást a buborék sugarának és hőmérsékletének leírására, ami csak a víz anyagi állandóinak változását veszi figyelembe, és ez alapján arra az eredményre jut, hogy a sós vízben létrejött világító buborék egy kicsit kevésbé intenzíven világít. A mérés éppen ennek ellenkezőjét adja. Ez azt jelenti, a numerikus szimuláció paraméterein kívül mást is figyelembe kell venni, például az egyensúlyi gőznyomást.

A mérések eredményein azonban lehetne javítani, több változtatás is elképzelhető.

Mivel a sós víz fagyáspontja alacsonyabb, így a fagyáspont közelében további intenzitásnövekedés várható, mivel ebben az esetben igen alacsony egyensúlyi gőznyomást lehetne elérni.

Az általam vizsgált legnagyobb sókoncentrációjú víz *10 g/l*–es volt, ez körülbelül a maximális oldhatóság fele , tehát egyfelől nagy koncentrációjú sóoldatot kellett előállítani, hogy szobahőmérsékleten jelentős intenzitás–

növekedést lehessen elérni, másfelől még viszonylag nagy mértékben lehetne növelni a koncentrációt, az effektus további vizsgálata érdekében.

Csökkenteni lehetne a hibát akkor, ha a víz tulajdonságait (hőmérséklet, nyomás, sűrűség, viszkozitás, felületi feszültség) pontosabban mérnénk, és — ami fontosabb —, állandó értéken tartanánk. A rezonátoredény kielégítőbb pormentesítése a fény elnyelődését, illetve ennek véletlenszerű változását csökkentené néhány százalék alá.

Kiderült, hogy az elméleti számításokban figyelembe kell venni a gáz–gőz keverék összetételének változásából adódó korrekciókat. A mért megnövekedett fényesség értékek számszerű megértéséhez a numerikus szimulációkat ki kell egészíteni azzal, hogy mekkora energiát visznek el a nagy hőmérsékleten beinduló reakciók. Az eddigi ismeretek és a kísérleti mérési eredmények által megnyílt lehetőségek az egybuborékos szonolumineszcencia jelenségének további kísérleti vizsgálatához mutatják az utat.

Felhasznált cikkek:

[1] G. Simon, Á. Horváth, I. Csabai, F. Szalai, Phys. Rev. E 63, 026301 (2001)

[2] S. Hilgenfeldt, D. Lohse, T. F. Dupont, Phys. Fluids 8, 2808 (1996)

[3] S. Hilgenfeldt, D. Lohse, M. P. Brenner, Rev. Mod. Phys.74, 426 (2002)

[4] B. P. Barber et al, Phys. Rep. 281, 65 (1997)

[5] D. Lohse, M. Brenner, S. Hilgenfeldt, Phys. Rev. Lett. 78, 1359 (1997)

[6] D. F. Gaitan, Ph.D. thesis, University of Mississippi (1990)

[7] S. Hilgenfeldt, S. Grossmann, and D. Lohse, Phys. Fluids 11, 1318 (1999)

[8] S. Hilgenfeldt, M.P. Brenner, S. Grossmann, J. Fluid Mech, 365, 171 (1998)

[9] D. Lohse el al: Sonoluminescence: The Hydrodynamical/Chemical Approach: A Detailed Comparison to Experiment