

Lézerrel keltett kavitáció vizsgálata

Készítették:

Dobrik Gergely
(IV. fizikus hallgató)

Szücs Tamás
(IV. fizikus hallgató)

Témavezető:

Horváth Ákos
(ELTE TTK, Atomfizikai Tanszék)

Tudományos Diákköri Dolgozat (2006)

Tartalomjegyzék

I. Bevezetés	2
II. Jelenségek leírása:	3
1. A szonolumineszcencia jelensége	3
2. A lézerrel indukált kavitáció jelensége	4
III. Kísérleti összeállítás, és annak fejlesztése	6
1. A jelenség előállításáért felelős eszközök, és az azokon végzett változtatások	6
(i) A rezonátor	6
(ii) A feszültség erősítő	8
(iii) Kísérlet a folytonos lézerrel	8
(iv) Kísérlet a Nd:YAG lézerrel	9
a) zöld nyalábbal	10
b) infravörös nyalábbal	10
2. A jelenség detektálásához, paramétereinek méréséhez használt eszközök, és változásaik	12
(i) CCD	12
(ii) Fotóelektron-sokszorozó és háttér csökkentés	13
IV. Jövőbeli fejlesztési, és mérési célok	17
V. Források	18

I. Bevezetés

A dolgozat célja a szonolumineszcencia és a lézerrel gerjesztett kavitáció vizsgálata. Az ELTE-TTK-n végzett korábbi kísérletekben méréseket végeztek a buborék dinamikai fázis határainak, a kibocsátott fény intenzitásának és fluktuációjának függésére a kigázósítás fokától, és a gerjesztés mértékétől, a folyadék hőmérsékletétől. [6] Valamint az is megvizsgálták, hogyan függ a fényintenzitás a folyadékban oldott só koncentrációjától [2]

A mi célunk olyan kísérleti berendezés előállítása volt, amelyben a buborékot lézerrel gerjesztjük. A lézeres gerjesztés azokhoz a kísérletekhez kapcsolódó célunk, melyekben Taleyarkhan és munkatársai rendkívül meglepő módon a neutronok detektálását a fényfelvillanáshoz kötik. Az ELTE-s vizsgálatok és mások korábbi méréseiből a hőmérséklet maximuma 10-50 ezer K-re becsülhető, a szonolumineszcenciát kibocsátó buborékban. Ez kevés a neutronokhoz, amik a cikk szerint D-D reakcióban keletkeznek. Az [1] kísérletben persze más körülmények uralkodtak, de az alkalmazott kísérletek mindig tartalmaztak eleve valamilyen rádióaktivitást, potenciális neutronforrásokat. A lézerrel gerjesztett kavitációs kísérleteinkkel azt a hipotézist vizsgáljuk, hogy tiszta potenciális forrásmentes körülmények között nem lépnek fel neutronok, annak ellenére, hogy az [1]-ben létrehozott nyomásamplitúdót megközelítjük.

A TDK dolgozatban ennek a kutatásnak csak az első lépéseit tűztük ki célul. A lézerrel gerjesztett buborékkal megvalósított szonolumineszcencia elérése volt az első cél. A nem periodikusan gerjesztett kavitáció során létrejövő fényintenzitás növelése volt a további „igazi” célunk.

Külön köszönet

Bagoly Zsolt (ELTE TTK, Komplex Rendszerek Fizikája Tanszék)

Horváth Zoltán (KFKI SZFKI)

Papp Elemér (ELTE TTK, Biológiai Fizika Tanszék)

Pávó Gyula (ELTE TTK, Atomfizikai Tanszék)

II. Jelenségek leírása

II.1. A szonolumineszcencia jelensége

Az egybuborékos szonolumineszcencia jelenségét F. Gaitan fedezte fel 1989-ben. Gaitan vízben keletkezett és ultrahanggal rezgetett buborékok oszcillációját vizsgálva azt tapasztalta, hogy azok az ultrahang megfelelő frekvenciájánál és amplitúdójánál világítani kezdenek.

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 világítás ideje annyira csekély, hogy a periódusból visszamaradó időben, a vízgőz bediffundál a buborékba, és az összeroppanás közben disszociál. Emiatt a kibocsátott fényintenzitás csökken, hisz az összeroppanás energiájának egy része nem a fénykibocsátásra, hanem a disszociációra fordítódik [2]. A buborékban jelen lévő gázok (O_2 , N_2) felbomlásából O és N-gyökök képződnek, amik a buborék visszahúlésekor reakcióba lépnek a vízgőz felbomlásából származó H és O-gyökökkel. A képződő NO, OH, és NH-t termékek rövid idő alatt feloszlanak a vízben. A reakció termékek nagyon gyorsan elhagyják a buborékot, és a következő ciklusban sem diffundálnak vissza, mivel ezek oldhatósága a vízben nagyságrendekkel nagyobb mint a kiinduló anyagoké. Tehát a vízgőz egyensúlyi nyomása az, ami megváltoztathatja a buborék fényességét. A felvillanás intenzitása így azzal növelhető, ha a buborékba minél kevesebb gázt engedünk. Mi ezt azzal akarjuk elérni, hogy a buborék egyensúlyi helyén hozzuk létre azt. Az egyensúlyi helyen való buborék keltés egy, a vízbe fókuszált lézernyalábbal akartuk megoldani, és ennek a felvillanásnak az intenzitását vizsgálni különböző paraméterek (kigázosítás foka, szózás mértéke, akusztikus gerjesztés amplitúdója) függvényében.

A buborék dinamikáját a Rayleigh–Plesset egyenlettel lehet leírni. Ez az Euler – és kontinuitási egyenletekből vezethető le a következő módon:

Az Euler–egyenlet nem sűrűlódó folyadékokra (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 \mathbf{V} vektormezőre:

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

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:

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

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

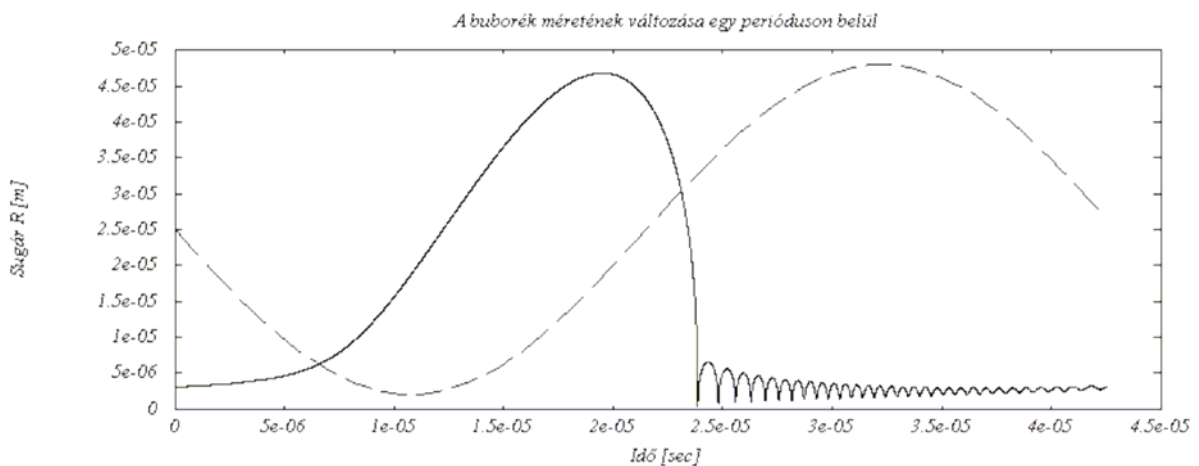
$$C(t) = \dot{R}(t)R^2(t) \quad (7)$$

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

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

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

Az egyenletnek létezik numerikus szimulációja, ennek leírása megtalálható [3]-ben, és ezzel megkapható a buborék sugarának időfüggése (1. ábra).



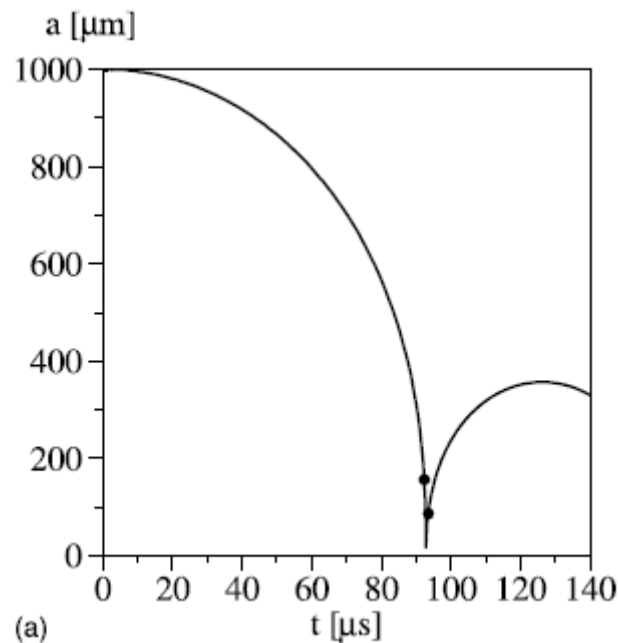
1. ábra

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

II.2. A lézerrel indukált kavitáció jelensége

Ha egy elég erős, és rövid lézer impulzus fókuszálunk egy vízzel teli edénybe, az abban kavitációt kelt, aminek a megjelenését fény felvillanás kíséri. A lézer nyaláb összefókuszáláskor egyre nagyobb felületi energiasűrűségű lesz, és bizonyos úthosszon emiatt egyre több nyelődik el belőle, így a végén már térfogat egységenként annyi energia adódik le, ami lokálisan felforrósítja a vizet. Az erősen felmelegített pontban az anyag folyamatosan tágul, amíg a gerjesztés tart, és eközben rugalmasan deformálja (gerjeszti) a közeget. Mikor megszűnik a lézerfény, a felfújott buborék összeroppan, mert a deformált közeg visszafókuszálja rá az átadott energiát. Eközben a benne szorult gáz (az eddigi legjobb

modellek szerint) adiabatikusan felmelegszik, hasonlóan a szonolumineszcencia világító periódusához (2. ábra).



2. ábra

Lézerrel keltett kavitáció időbeli lefolyása[4]

A buborék dinamikáját itt az általánosított Rayleigh–Plesset egyenlet adja meg:

$$\ddot{R}R + \frac{3}{2}\dot{R}^2 + 4\eta\frac{\dot{R}}{R} + \frac{2\sigma}{\rho R} = \frac{1}{\rho}(p_R - p_\infty(t)) \quad (9)$$

Ebben két taggal több szerepel, mint korábban felírt (8) egyszerűsített alakban. Ez már figyelembe veszi a folyadék viszkozitását.

A jelenség első megfigyelője Marinesco and Trillat (1933), azt, hogy a fotonokat tényleg az összeroppanó buborék emittálja Meyer és Kuttruff 1959-ben bizonyította. Összehasonlítva egybuborékos szonolumineszcenciával, itt sokkal nagyobb buborék keletkezik, kb. 1mm mikor a legnagyobb és 10 μm összeroppanáskor. (Ez azt is jelenti, hogy a buborék sokkal több részecskét tartalmaz.) A felvillanás néhány nanoszekundumig tart. Ezekből következik, és ez kísérletileg megfigyelhető, hogy ez a felvillanás sokkal több fotont emittál, mint az egybuborékos szonolumineszcencia (SBSL) [4].

Mindezeket az ismereteket összevetve a célunk egy olyan berendezés létrehozása, ami fókuszált lézernyalábbal kelti a buborékot, és az összeroppanás közben még egy akusztikus periódussal is rásegít a benne lévő gáz hőmérsékletének növelésére. Ezzel nagyobb nyomást és hőmérsékletet leszünk képesek elérni, mint akusztikus rásegítés nélkül.

III. Kísérleti összeállítás, és annak fejlesztése

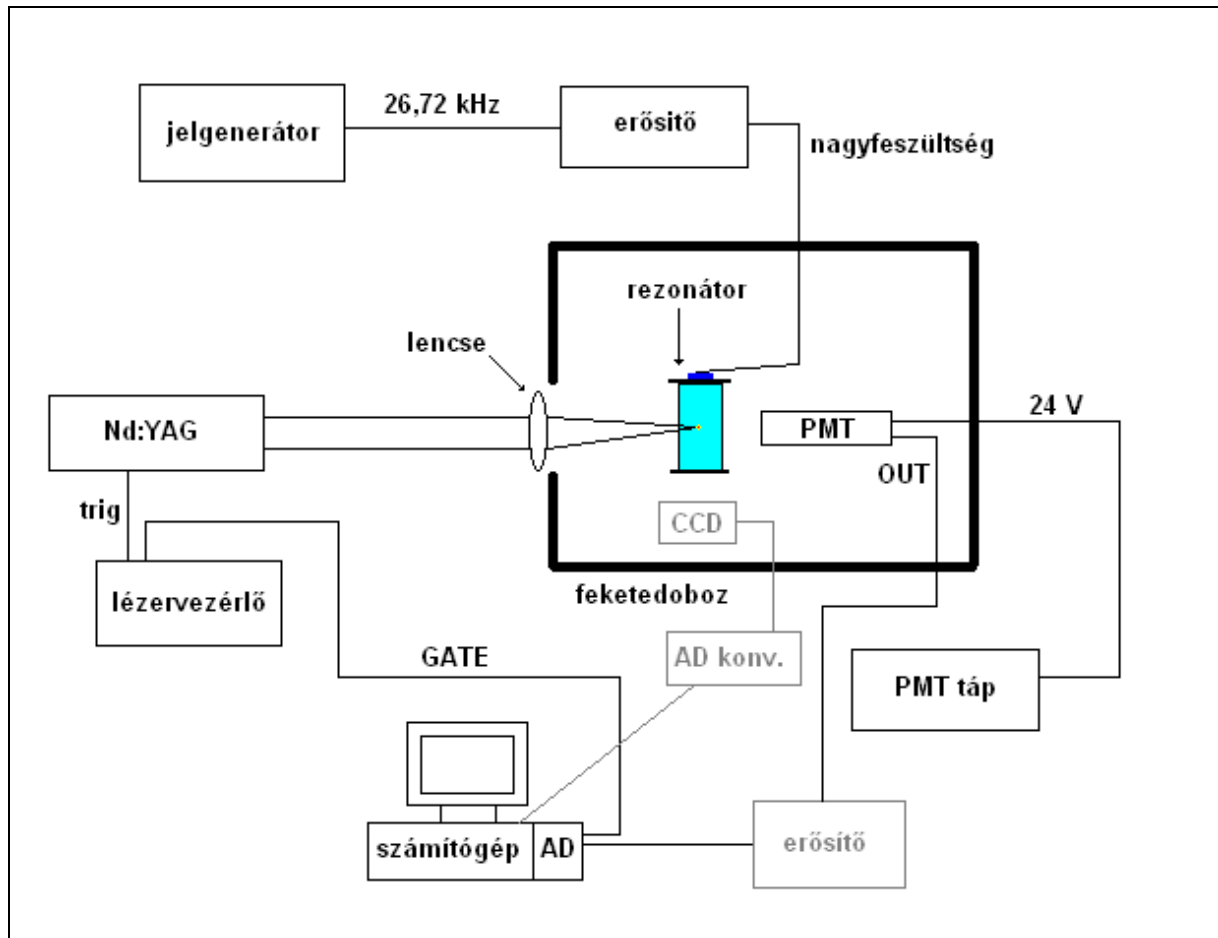
Feladatunk egy olyan berendezés építése, amely alkalmas lézerrel gerjesztett szonolumineszcencia létrehozására. A berendezés építését lépésenként, sorba haladva, az egyes kijelölt részceknek megfelelően végeztük.

A berendezés fő részei: (3.ábra)

Rezonátor, nagyfrekvenciás erősítő, jelgenerátor, lézer, lencsék.

A vizsgálathoz két különböző eszközt használtunk, de ezeket nem egy időben:

CCD, fotoelektronsokszorozó



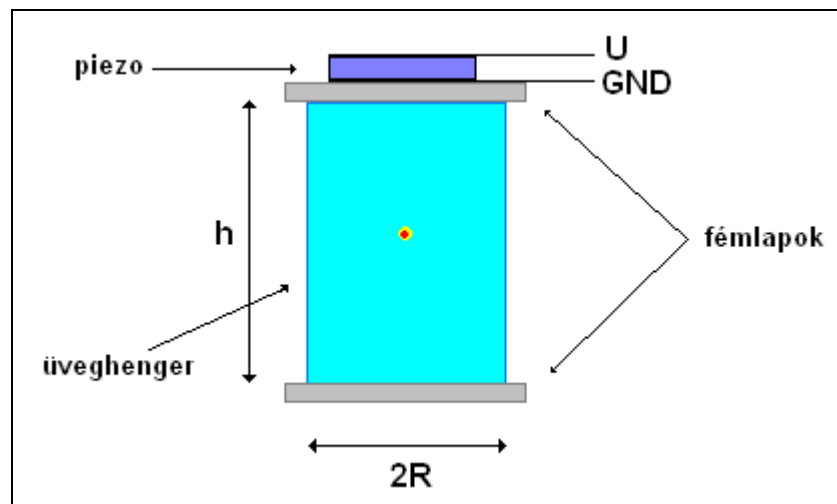
3. ábra
A mérési elrendezés

III.1. A jelenség előállításáért felelős eszközök, és az azokon végzett változtatások

(i) A rezonátor

Egy új rezonátort kellett tervezni, mely alkalmas a lézeres keltésre, ugyanis a buborékkeltést nem a régi módszerrel (forralás, elektromos kisülés az edény alsó lapja közelében) akartuk keltetni, hanem egy lézer segítségével, így elérhetjük azt, hogy az egyensúlyi pontban keltsük a buborékot.

A rezonátor építésénél a ELTE-n végzett korábbi kísérletekhez használt eszközöket vettük kiinduló pontnak. Ezek közül a henger szimmetriát választottuk (4.ábra). Ezt a legegyszerűbb legyártatni, illetve ez a legegyszerűbb üvegfalú geometria, amivel teljesen zárt folyadékteret tudunk kialakítani. (Számolási szempontból a kocka alakú rezonátor még egyszerűbb lenne, de a berendezés üveg falát egyszerűbb henger geometriájúra készíteni, mint hasáb alakúra. Hasáb alakú üveget egybe önteni jóval nehezebb, ha pedig nem egy darabból lenne, akkor a rezgés ami a nyomásteret kialakítja a folyadékban, az összeillesztéseknél szét pattinthatná)



4. ábra
Rezonátor

A henger magasságát pedig úgy határoztuk meg, hogy az akusztikus rezonanciafrekvenciája ultrahang tartományba essen (nagyobb legyen mint 20 kHz), hogy ezzel elkerüljük az esetleges halláskárosodást.

Egy henger alakú edény rezonancia frekvenciája:

$$f = \frac{c}{2} \sqrt{\frac{1}{h^2} + \left(\frac{2.4}{\pi \cdot R}\right)^2} \quad , \text{ ahol } c \text{ a vízben terjedő hang sebessége}$$

A nyomáster előállítására egy piezokristályt alkalmazunk. Ez alacsony hengeres hasáb alakú, ha a tetejére és az aljára változó elektromos feszültséget kapcsolunk, akkor ennek hatására az elektromos feszültség periódusidejének megfelelő periódusú mechanikai rezgést végez. A rezgés amplitúdója egyenes arányban áll a ráadott feszültség amplitúdójával. A piezokristályt az edény felső részére erősítettünk úgy, hogy ne legyen légrés a piezo és a felső fémlemez között, mert amikor a nagyfeszültséget ráadjuk a légrésen keresztül szikrák húznak át és nagyban csökkentik a hatékonyságot, arról nem is beszélve, hogy a levegő sokkal rosszabbul közvetíti a rezgést, sőt visszaveri az ultrahangot. Mindezt egy elektromosan vezető ragasztót használtunk. Ez még azt is elősegítette, hogy így nem kellett egy külön elektródát a piezo aljára rögzíteni, hanem a rezonátor felső alumínium lapját leföldelve, a kristály alja is földpotenciálra került. Ahhoz, hogy a nyomásteret (ami tulajdonképpen egy az edényben kialakuló akusztikus állóhullám) előállítsuk, a piezokristályt minél nagyobb feszültség rákapcsolásával hajtottuk meg. A feszültség frekvenciájának meg

kell egyezni az edény egy rezonanciafrekvenciájával, hisz ekkor fog állóhullám kialakulni a rezonátorban.

(ii) Az erősítő

Ekkora frekvenciás nagyfeszültség előállításához nem elég egy egyszerű erősítő.

Legegyszerűbben a nagyfeszültségű váltóáramot úgy állíthatjuk elő, hogy a feszültség erősítő inductívitasának és a piezo (az edénnyel együtti) kapacitásának (az általuk alkotott rezgőkörnek) a feszültség rezonancia frekvenciája az edény akusztikus rezonancia frekvenciája közelében állítjuk. Ez régebben egy erősítő és egy egyszerű soros rezgőkör (melyben a kondenzátor szerepét a piezo tölti be) segítségével volt megoldva, aminél a tekercs inductívitasát változtatva (egy ferrit rudat mozgatva benne) kellett eltalálni a rezonancia frekvenciát. Ez egy jól bevált rendszer volt csak a mérés reprodukálhatósága volt rossz, mert sokat kellett „játszani” hogy működésre lehessen bírni.

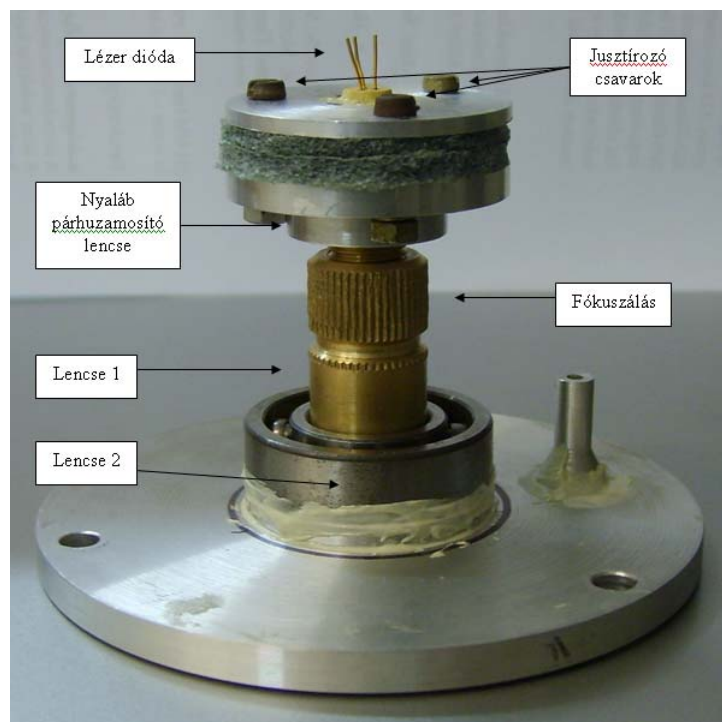
Nekünk egy jobb erősítő fejlesztése volt a célunk, amivel „gombnyomásra” lehet majd reprodukálni a kívánt feszültséget.

A nagyfrekvenciás jelet egy jelgenerátorral állítottuk elő. Ezt egy erősítőre kapcsoltuk amely 0-50 voltos erősített jelet állít elő. Az erősítő egy Quad nevezetű régi jól ismert hangfrekvenciás erősítóből lett átalakítva. Azért volt szükséges az átalakítás, mert mint arról már szó volt a frekvencia 20 kHz felett van, ebben a frekvencia tartományban a quadnak az erősítése rossz. Az erősítőről kimenő jellel egy transzformátort (ferrit magos) hajtunk meg, és így állítjuk elő a nagyfeszültséget. A kimeneti feszültséget egy százaz ohmos osztón keresztül oszcilloszkóppal figyeltük. Az erősítő pontos átalakításaira nem térnénk ki, mert eléggé összetett és típus specifikus. De például jobb stabilitást lehetett elérni a primer kör kihangolásával, és a megjelenő torzítások szűrésével. Az erősítőben lévő tranzisztorokat aktívan hűteni kell, így azok nagyméretű hűtőbordákra kerültek, amelyet ventilátor hűt. Az egyik fő problémát az okozza, hogy a feszültség feltranszformálásához, a tekercsáttételt növelni kell, de így növekszik annak inductívitasa is, és mivel a piezo kapacitása állandó ezért a rendszer elektronikus rezonancia frekvenciája csökken. Ha azt az inductívitasát használnánk, amit a frekvencia megkövetel, az áttétel csökkenne le drasztikusan. Ezért a végső megoldás nem ez a feszültséggenerátor, hanem egy áramgenerátorral meghajtott transzformátor lesz.

(iii) Folytonos üzemű lézer

A lézeres buborékkeltésben az első tervek szerint egy lézardiódával (200 mW-os folytonos üzemű, 808 nm-es) próbáltuk meg a buborékot előállítani. Ezt a rezonátorunk aljába építettük be (1.kép), a diódát egy alumínium lapba fogtuk, hogy a hűtését megoldjuk, a fókuszálását pedig egy lencserendszerrel kívántuk megoldani, így a fókusz távolság pontos beállításával az egyensúlyi helyen tudjuk kelteni a buborékot.

A lencserendszer 3 lencséből állt. A legelső lencse a nyaláb párhuzamosítására szolgált, ettől fix távolságba helyeztük el a 2. lencsét egy kívülről menetes cső két végébe. A csövet egy a rezonátor aljára szerelt csapágyon forgó menetes hüvelybe lehetett becsavarni. A 3. lencsét beépítettük a rezonátor alsó lapjába. Ezzel a rendszerrel így a 2. és 3. lencse távolsága állítható, ezzel állíthatóvá vált a lencserendszer fókuszpontjának elhelyezkedése a rezonátoron belül. A lézernyaláb optikai tengellyel való párhuzamosítására pedig alul további három csavart helyeztünk el. Sajnos a hozzáfűzött reményeket nem váltotta be, mert nem tudtunk buborékot előállítani vele.

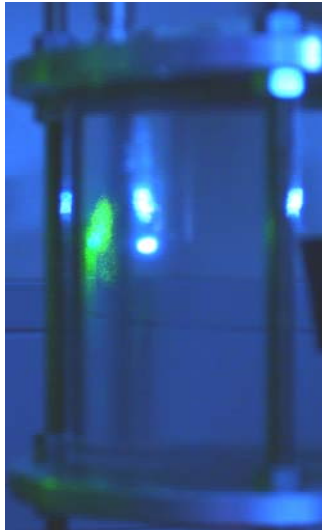


1. kép
A folytonos lézer, és lencserendszere

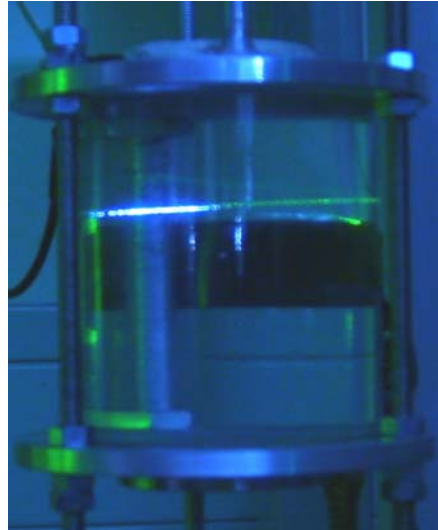
A probléma a folytonos üzemmódban volt (amit a költségek csökkentése miatt választottunk), mivel nem tudtunk elég nagy energiasűrűséget elérni. A probléma megoldása egy új lézerberendezés volt.

(iv) Nd:YAG lézer

Először az KFKI-SZFKI Lézerfizikai Osztályán Horváth Zoltántól kaptunk segítséget. Hasznos tanácsainak eredményeképpen jutottunk az ELTE Biológiai Fizika Tanszék Lézer Laboratóriumába. Itt Papp Elemér segítségével oldotta meg a műszer-problémánkat. A tanszék Nd:YAG lézerét megkaptuk a kísérlet folytatására. Ez egy impulzus üzemi lézer, aminek 1.5 J-os és 8 ns-os a lézerimpulzusa. A lézer a következő hullámhosszokon bocsát ki fényt: 1064 nm, 940 nm, 1120nm, 1320 nm, 1440 nm és a frekvencia-kétszerezés miatt (lásd lejjebb) 532 nm-en továbbá láttuk még a 470 nm-es és a 660 nm-es hullámhosszat is. A lézer tartalmaz egy frekvencia kétszerező kristályt és így a lézer több hullámhosszon üzemel. A gyári beállítás a zöld nyalábra optimalizált, és jól beállítva, párhuzamosítva csak a zöld nyaláb van. Két üzemmódban használtuk a lézert. (a) Az optimális zöld fényel, (b) az eredeti frekvenciájú melléknyaláb, ami a frekvenciakétszerező kristályon egyenesen áthaladva megy tovább kettőződés nélkül. A (b) esetben már képesek voltunk fényfelvillanással kísért kavitáció keltésére (2. kép). Az (a) esetben a kavitáció létrejöttét az üvegre helyezett piezokristállyal, mint nyomásmérővel detektáltuk csak.



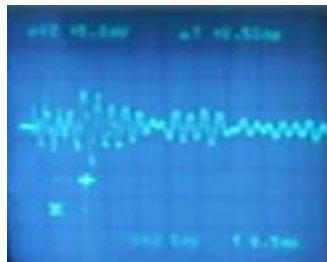
2. kép. Jól beállított lencserendszerrel képzett kavitáció



4. kép. Hosszú fókuszú rendszerrel keltett kavitáció

a) Kísérletek a zöld nyalábbal

Először ezzel próbáltuk meg a buborék keltését, bár tudtuk hogy nem ez a legalkalmasabb hullámhossz (a zöld nyaláb elnyelődési együtthatója vízben sokkal kisebb, mint az infravörösé, ld. később), bár már mások is keltettek ilyen hullámhosszal kavitációt [5]. Ugyan mi is képesek voltunk kelteni ezzel is kavitációt, de azt nem láttuk. A kísérő fényfelvillanás intenzitása az emberi szem küszöbe alatti. A jelenséget akusztikusan az üveghenger falára erősített piezomikrofon segítségével tudtuk kimutatni. (3. kép) Ha volt is felvillanás, az beleveszett a nyaláb fényébe.



3.kép

A piezo mikrofon jele, azután, hogy a zöld nyalábot összefókuszáltuk a rezonátorba

A 3. képen látható oszcilloszkóp felvételen a lézer impulzusával egyidőben tapasztalt áramimpulzus látható. A lézervezérlő által kiadott jellel indítottuk az oszcilloszkópot. Lézer impulzus nélkül az ábrán nem látható semmi, a zaj a méréshatár maximumánál sokkal kisebb.

a) Kísérletek az infravörös nyalábbal

A fényfelvillanás elérése érdekében a másik nyalábot használtuk, ami az összes hullámhosszt tartalmazza. A nyalábintenzitása nem olyan nagy, mint a zöldé, így nem a legideálisabb, ráadásul a polikromatikussága miatt fókuszálni és a későbbi mérések során kiszűrni is nehezebb, de a célunknak mégis megfelelőbb. Az ok, hogy a szinte ideálisan

beállítható zöld nyalábot összefókuszálva sem érjük el azt a minimális víznek leadott energiasűrűséget, ami a szemnek szükséges. A jóval rosszabbul beállítható polikromatikus pedig igen, az ok a víz frekvenciafüggő elnyelésében keresendő. (5. ábra) A víz ugyanis az infravörös tartományban közel három nagyságrenddel nagyobb intenzitást nyel el, mint a zöld tartományban, így az ugyan kisebb energiájú, és rosszabbul összefókuszált nyaláb is több energiát ad le neki.

A megfelelő lencserendszer összeállítás is kritikus mert ha például túl hosszú a fókusztávolságú lencsével akarjuk összefókuszálni a lézer nyalábot akkor nem egy pontban hanem egy vonal mentén keltjük a kavitációt. (4. kép)

Ahhoz hogy megfelelő energiát koncentráljunk egy kis pontba a lézer fényét minél kisebb területre kell leképeznünk. Ehhez figyelembe kell venni, hogy a lézernyaláb valójában egy gauss-nyaláb, így csak véges pontba képezhető le, az alábbi összefüggéssel (B.D. Guenther: Modern Optics, Ábrahám György: Optika, McGraw-Hill, 1998):

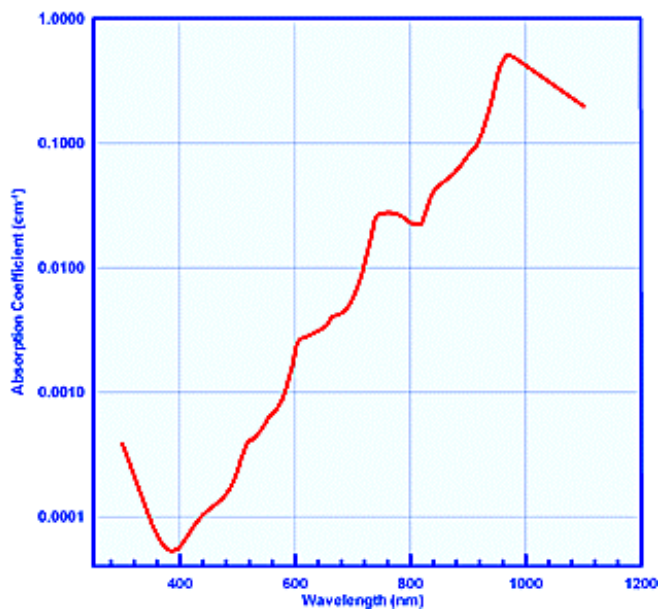
$$W_0' = W_0 [1 + (z_0/f)^2]$$

Ahol W_0' a fókuszpontbeli derék sugár, w_0 a lencse előtti deréksugár, z_0 pedig a nyaláb fókuszmélysége. Ha a beeső nyaláb fókuszmélysége sokkal nagyobb, mint a lencse fókusztávolsága (ami teljesül hogyha a lencse előtt párhuzamosítjuk a nyalábot) és felhasználva a $z_0 = \pi w_0^2 / \lambda$ összefüggést (+ $D = 2w_0$ határeset) az alábbi képletté írható át:

$$2W_0' = 4\lambda(f/D) / \pi$$

A lézer berendezés fizikai méretei, és a laboratóriumban való elhelyezése miatt, nem tudtuk a nyalábot közvetlenül a lézertől való távozása után egyenes trajektória mentén felhasználni. Ezért a mellék-lézernyalábot egy tükör segítségével oldalra vetítettük, a zöld fény egyenesen továbbment, és árnyékolás mögé került. Sajnos a rendelkezésünkre álló tükör a lézer nyaláb átmérőjéhez képest egy kicsit kicsi volt (mivel a nyalábunk elég divergens), így az intenzitás egy részét elvesztettük. Az így kivetített fényt párhuzamosítottuk, és az átmérőjét a kívánt nagyságra módosítottuk (az összefókuszáló lencse átmérőjénél kicsit kisebbre). Ezt egy harmadik lencsével a vízbe fókusztáltuk. A sok lencsének köszönhetően további energiát veszítettünk és az így nyert előnyök kisebbnek mutatkoztak, mint az energia veszteség. Ezért ezt az összetett lencserendszert elhagytuk, és egyetlen lencsével oldottuk meg a fókusztálást.

A felvillanás intenzitásának növelése céljából meg kell vizsgálnunk a különböző körülményeket (pl.: sózás, kigázosítás mértéke, akusztikus összenyomás, mert ezek a szonolumineszcenciánál már beváltak), hogy a legideálisabbat kiválasztva esélyünk legyen megfelelő mértékűre növelni az energiasűrűséget. Ennek kivizsgálására detektálni kell a felvillanások intenzitását (illetve különböző szűrőkkel esetleges spektrumot felvenni, mert a detektoroknak az érzékenysége frekvenciafüggő), nem elfelejtve a víz, a szűrők és a detektor frekvenciafüggő karakterisztikáját.



5. ábra

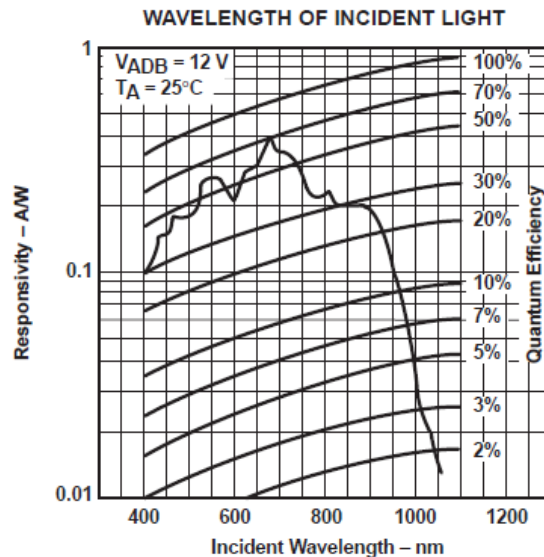
A víz elnyelése a fény különböző frekvenciájú részeire

Az általunk alkalmazott szűrők féminterferencia szűrők, amelyeket Papp Elemér biztosított számunkra. Többek között (a lézer fényének kitakarása mellett) azért is fontos a szűrők alkalmazása, mert a mért intenzitás a detektor karakterisztikája miatt frekvenciafüggő. Amennyiben szűrő nélkül vizsgáljuk a felvillanást, és intenzitásváltozást tapasztalunk, arról nem mondható meg, hogy a változás oka ténylegesen a fényintenzitás csökkenése, vagy a spektrum eltolódása.

2. A jelenség detektálásához, paramétereinek méréséhez használt eszközök, és változásaik:

(i) CCD

A felvillanások detektálására először egy SBIG ST-5-ös (tc-241-es chippel szerelt) CCD kamerát kívántuk használni, melyet Bagoly Zsolttól (ELTE Komplex Rendszerek Fizikája Tanszék) bocsátott rendelkezésünkre.



6. ábra

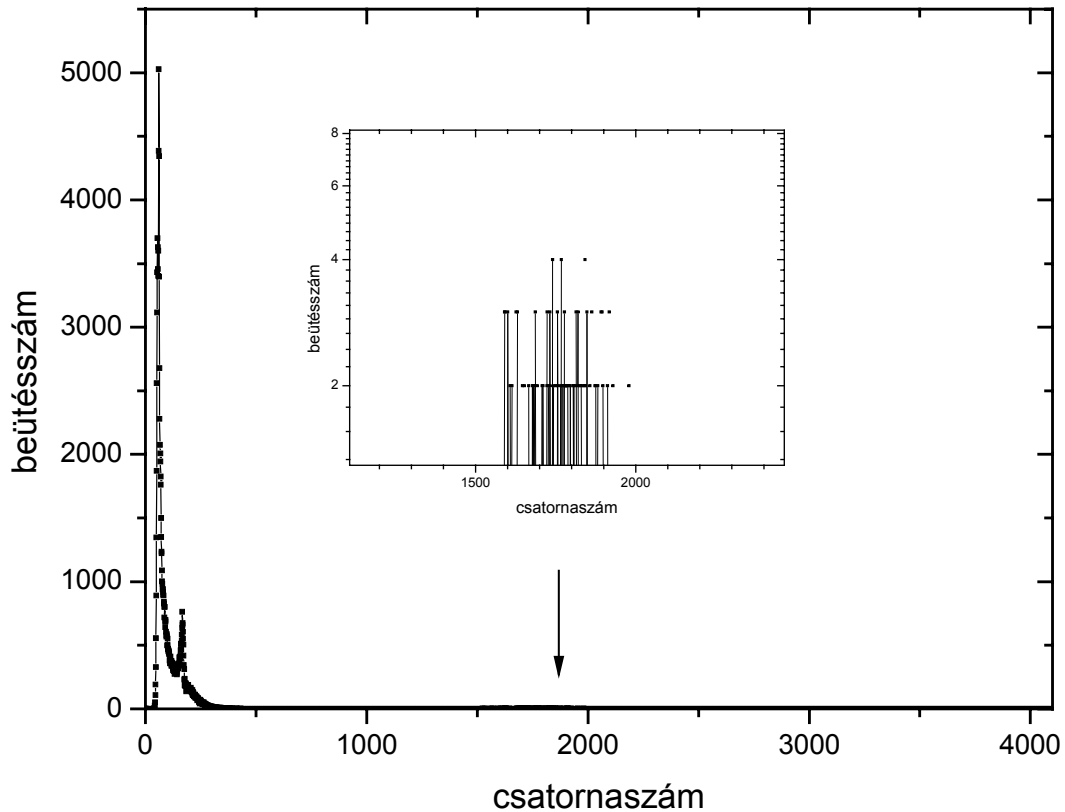
A CCD detektálási hatásfoka különböző hullámhosszú bejövő fotonok esetén

Nem használtunk semmilyen leképző rendszert, egyszerűen csak a felvillanás elé helyeztük a kamerát úgy, hogy minden pixelt egyenletesen érjen a fény. Erre három fő okunk volt: a pontosabb intenzitásérték megállapítása, a felvillanás erőssége miatti pixelbeégés elkerülése, és nem utolsósorban az egyszerűsége. A képek készítésénél természetesen készítettünk „sötétképet”, amivel aztán korrigáltuk a képeket. A sötétzaj csökkentése érdekében hűtöttük a kamerát. Sajnos ennek ellenére sem sikerült egy tipikus érték alá menni, így pl. 2 °C-on majdnem azonos volt a zaj mint -30 °C-on, pedig még kívülről is hűtöttük a CCD foglalat házára szerelt bordákat, folyékony nitrogén fölé téve azt, hogy ne keljen a Peltier-elemen olyan nagy áramot átfolyatni, ami ahogy tapasztaltuk a zaj egyik oka volt. Amikor elkezdtek szűrőkkel felvenni a felvillanást a legtöbb szűrővel nem tudtuk a zajból kiemelkedő értéket mérni. Így persze, mikor elkezdtek visszatranszformálni a karakterisztikákkal az intenzitásokat csak óriási hibával (aminek egyik fő oka a víz UV-ban való nagy elnyelése volt) tudtuk meghatározni a tényleges intenzitásokat. Emiatt amit kaptunk teljesen irracionális volt, és amely szűrőkkel magasabb értéket mértünk, ott, mint utóbb kiderült annak nagy része a lézer fényéből származott (mert kénytelenek voltunk a polikromatikus nyalábbal dolgozni). Ennek javítására a jövőbeli tervünk az, hogy a felvillanást „rendesen” leképezzük a CCD-re ezenkívül a szűrők használatával el lehet érni a megfelelő intenzitást a beégés veszélye nélkül és egy esetleges méret-meghatározására is mód nyílik. Ezenkívül a sötétkép levonásnak is több haszna lesz. Ez valószínű csak, mint kontrol mérő eszközt fogjuk használni, mert a következőkben leírtakkal sikerült elérni a kívánt pontosságot.

(ii) Fotelektron-sokszorozó, és háttér csökkentés

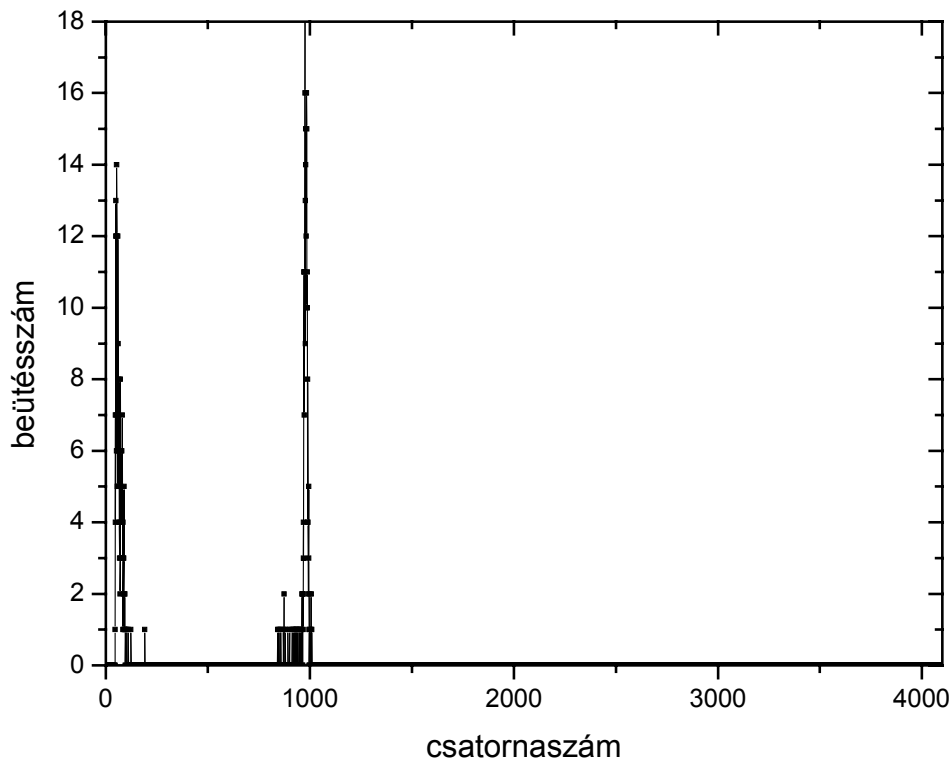
A fent vázolt okok miatt egy fotelektron sokszorozó mellett döntöttünk. Mivel igen érzéken a detektor ezért, hogy csökkentsük a háttérzajt egy fekete dobozt készítettünk amit addig tökéletesítettünk míg gyakorlatilag nulla nem lett a detektor által sötétben kiadott jel. A fotelektron sokszorozó jelét egy erősítővel felerősítettük, majd egy 12 bites AD konverterrel dolgoztuk fel. Ezek után nekiláthattunk a mérésnek. A méréseket általában 3 percen át végeztük, ami körülbelül 308-310 felvillanást jelent. Ezért egy ekkora területű csúcsot kerestünk. Azt már előre átgondoltuk, hogy a mért spektrumon a csatornaszám jelenti majd az

intenzitás mértékét, a beütésszám pedig annak valószínűségét. Az első méréseknél (7.ábra) még nem találtuk a keresett jelünket.



7. ábra, kezdeti mérések tipikus eredménye, kinagyítva az a rész ahol a megfelelő beütés szám van.

Helyette egy dupla csúcsú jel jelent meg az alsó csatornákon. Ennek a területe jóval meghaladta a lézer lövéseinek a számát. Tehát ez egy kis intenzitású és sokszor ismétlődő jel. Ezek a csúcsok szinte függetlenek voltak a felvillanástól (csak a beütésszám nagysága változott). Ezért úgy gondoltuk, hogy ez a többszörös visszaverődésből származó zaj. A megfelelő beütésszámú csúcs pedig statisztikailag kiértékelhetetlennek minősítettük. Azért, hogy a csúcsokat megmagyarázhassuk, elkezdtünk különböző szűrőkkel mérni. Az 1000 nm-es szűrővel mérve vetünk észre valamit (8. ábra).



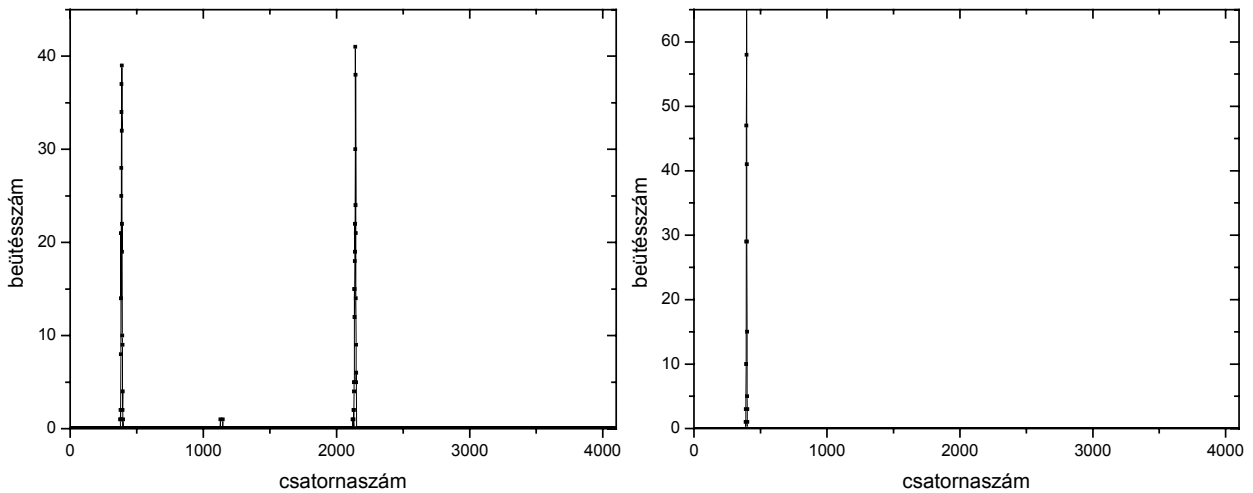
8. ábra, 1000 nm-es szűrővel mért felvillanás spektruma

Csökkent a zaj és egy új markáns csúcs jelent meg. Az elsőnek a területe 270 míg a másodiknak 308, ami a lézer lövéseinek a számával egyezik meg. Ekkor értettük meg, hogy az általunk keresett jel jóval a méréshatár felett van. Ezt az infra szűrővel való mérésnél azért láttuk mert a felvillanás intenzitásából sokat levettünk a szűk frekvenciatartománnyal, és a szűrő ~50%-os átérésztésével.

Tehát amit tettünk ezután, az hogy kiiktattuk az erősítőt és közvetlenül csatlakoztattuk a fotomultiplayer kimenetét az AD konverterre, amivel végre sikerült a keresett jelet megtalálni, és ez a zajt is csökkentette, mivel nem erősítettük fel.

Ezek után még egy dolgot tettünk, hogy a direkt nyaláb visszaverődéseit, és a további visszaverődéseket ne mérjük, az AD konverterre ráadtunk egy 600 μ s-os gate vezérlő jelet. Ez azt okozza, hogy a konverter csak ebben az időintervallumban fogadja a detektor által kiadott jelet. Ez a gate jelet akkor indítottuk, mikor a lézer is megkapta az indító jelét. Mivel a kiadott lézerimpulzus 8 ns-os, valamint a felvillanás sem tart néhány száz ns-nál tovább. A sokszorozó időfelbontása néhány mikroszekundum, ezért ha ennél kisebb intervallumban több jel jön be azok intenzitását összeintegrálja. Mivel az AD konverter egy lézerlövéskor két különböző csatornában adott beütést, ezért jogosan feltételezzük hogy a lézer villanás, és a kavitáció összeroppanása alatti fényimpulzus között legalább néhány μ s eltelt. Ezek alapján a két jel és a köztük eltelt idő nem több néhány száz ns-nál ezért ezek bőven beleférnek a feldolgozásba, viszont az egyéb, visszaverődésekből és a dobozba történő fénybeszóródásokból nagyon keveset fogunk detektálni. Ez már csak azért is igaz, mert így a ténylegesen mért időt (amíg az AD konverter jeleket fogad) 0.18 s-ra csökkentettük az eddigi 180 s-ról. Ez igen nagy lerövidülés és így a zajt sem mérjük a holtidőben. Ezzel már

tökéletesen jó háttérrel kaptunk és megjelentek a keresett felvillanások is (9. ábra). Mindkét csúcshoz ugyanannyi területet kaptunk (ami végül a felvillanások számával egyezik meg). Az első a lézer a második a felvillanás okozza, amit abból is láthatunk, ha eltávolítjuk a lencsét, de továbbra is lövünk a lézerrel, a felső felvillanás eltűnik, mert nem keletkezik felvillanás, és így a jele sem jelenik meg a spektrum felső részén (10. ábra). Továbbá ezt az állítást még az is megerősíti, hogy ha nem csavartuk fel annyira a lézer intenzitását, akkor nem mindig keletkezik kavitáció, és így a felvillanások száma is kevesebb lett, amit a spektrumban is nyomon lehetett követni.



*9-es és 10-as ábra, balról jobbra:
lencsével keltett felvillanás, lencse nélküli lövés*

IV. Jövőbeli fejlesztési, és mérési célok

Mint már említettük a CCD-s detektálást szeretnénk egy kicsit módosítva megvalósítani. A felvillanást egy teleobjektív segítségével leképezzük a CCD-re és ezzel információt nyerhetünk a folt felvillanás geometriai méretéről. Szűrők használatával elérhetjük, hogy ne legyen a CCD-t ért intenzitás túl nagy, ami tönkretenné a kiértékelhetőséget.

A feszültség generátort tovább szeretnénk fejleszteni, hogy igazán nagy nyomásamplitúdót tudjunk létrehozni. Az egyik terv szerint egy áramgenerátorral meghajtott transzformátort alkalmaznánk, ez a folyamatos nyomástér kialakítására szolgálna.

Egy másik tervünk az, hogy a jelenséget nem folyamatos üzemben működtetjük, hanem csak egy lökéshullámot hozunk létre a piezoval, a lézer lövéssel szinkronban. Ennek az impulzus üzemmódnak az a nagy előnye, hogy sokkal könnyebb előállítani, és sokkal nagyobb feszültséget lehet vele a piezóra adni. Ezzel nagyobb nyomás amplitúdót alakíthatunk ki. Természetesen ehhez a rezonátor geometriáját is meg kell változtatni. (két piezo használata, vagy megfelelő alakú piezo kristály)

A villanást nagy időfelbontású (ns) fotoelektronsokszorozóval, és az ehhez való megfelelően gyors AD konverterrel szeretnénk vizsgálni. Ezzel jobban megérthetjük a lézerrel keltett felvillanás mechanizmusát, és az azt befolyásoló külső paraméterektől való függését. A felvillanás időbeli lefolyásának ismerete nagyban hozzájárulna, az előző részletben vázolt impulzus üzemi tökéletes időzítéséhez.

Ha elértük a berendezésünk által elérhető maximális fényintenzitást, akkor a folyadékot nehézvízzel (vagy egyéb deutérium tartalmú anyaggal) helyettesítjük. Működés közben neutron detektorral vizsgálnánk a rendszert.

V. Felhasznált cikkek

- [1] R. P. Taleyarkhan, C. D. West, R. T. Lahey, Jr., R. I. Nigmatulin, R. C. Block, and Y. Xu: Nuclear Emissions During Self-Nucleated Acoustic Cavitation (PRL 96, 034301 (2006)).
- [2] Csanád Máté: Szonolumineszcencia vizsgálata, TDK dolgozat (OTDK 2002)
- [3] G. Simon, Á. Horváth, I. Csabai, F. Szalai, Phys. Rev. E 63, 026301 (2001)
- [4] I. Akhatov, N. Vakhitova, A. Topolnikov, K. Zakirov, B. Wolfrum, T. Kurz, O. Lindau, R. Mettin, W. Lauterborn: Dynamics of laser-induced cavitation bubbles (Experimental Thermal and Fluid Science 26 (2002) 731–737).
- [5] HM Hirsimäki, PR Birkin, JG Frey, TG Leighton: The laser-induced formation of plasma bubbles in water – Elektrochemical measurement (Proceeding of the Institute of Acoustics vol. 28. Pt.1.2006)
- [6] Simon Gábor Szakdolgozata (témavezető: Csabai István, Horváth Ákos), 1999