MŰEGYETEM 1782

Szakdolgozat

Impulzuslézeres fotolumineszcencia spektrométer fejlesztése

Kollarics Sándor

Témavezető: Simon Ferenc
Egyetemi tanár
BME Fizika Tanszék

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem

2016.

Tartalomjegyzék

Szakdolgozat kiírása . . . 2
Önállósági nyilatkozat . . . 3
Köszönetnyilvánítás . . . 4

1. Bevezető, motiváció **5**

2. Elméleti háttér **6**
2.1. Lézerek . . . 6
2.2. Fotolumineszcencia . . . 8
2.3. Festéklézerek . . . 10
2.4. Szén nanocsövek optikai tulajdonságai . . . 12

3. Mérési elrendezés **14**
3.1. Festéklézer rezonátor . . . 14
3.2. Pulzusok detektálása . . . 16
3.3. Spektrométer . . . 17
3.3.1. Fényforrás . . . 17
3.3.2. Optikai elrendezés . . . 18
3.3.3. Spektrográf . . . 18
3.3.4. Detektorok . . . 19

4. Eredmények és értelmezésük **20**
4.1. Festéklézer teljesítményének optimalizálása . . . 20
4.2. A festéklézer hangolási tartománya . . . 25
4.3. A kijövő impulzusok vizsgálata . . . 27
4.4. Lumineszcens térkép szén nanocső mintán . . . 31
4.5. Időfelbontott lumineszcens mérés . . . 33

5. Összefoglalás **34**

6. Függelék **35**
6.1. Impulzuslézer működése . . . 35

Szakdolgozat kiírása

Az egyfalú szén nanocsövek (SWCNT-k) optikai tulajdonságainak vizsgálata mind az alkalmazások, mind az alapkutatások szempontjából egy fontos és izgalmas kutatási terület. Az optikai gerjesztéseikről kiderült, hogy az SWCNT-k geometriájától (pontosabban az ún. kiralitásvektortól) nagymértékben függnek, ami a minták karakterizálását megkönnyíti, de egyben nagyobb technikai előkészületet, nagyfelbontású fotolumineszcenciás méréseket igényel. A laborunkban intenzív fejlesztések és műszerbeszerzések történtek, amely munka folytatásába kísérletező alkatú, kitartó és precíz munkavégzésű hallgatót várunk. A jelentkező feladatai: 1) a laborunkban nemrégiben üzembe helyezett fotolumineszcens spektrométer kezelése, az optikai elrendezés javítása és karakterizálása, 2) a szintén új festék-lézer és titán-zafír lézerekkel történő fotolumineszcens és optikailag detektált mágneses rezonancia térképek mérése SWCNT mintákon a hőmérséklet függvényében és 3) az eredmények értelmezése.

Önállósági nyilatkozat

Alulírott Kollarics Sándor, a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem hallgatója kijelentem, hogy ezt a szakdolgozatot meg nem engedett segédeszközök nélkül, saját magam készítettem, és csak a megadott forrásokat használtam fel. Minden olyan szövegrészt, adatot, diagramot, ábrát, amelyet azonos értelemben más forrásból átvettem, egyértelműen, a forrás megadásával megjelöltem.

Budapest, 2016. május 30.

Kollarics Sándor

Köszönetnyilvánítás

Köszönetemet szeretném kifejezni témavezetőmnek, Simon Ferencnek, aki fáradtságot nem kímélve ösztönzött a kísérleti eredmények mögötti fizikai okok megértésére és rámutatott az ismeretek közérthető leírásának fontosságára.

Köszönöm Maák Pálnak, hogy biztosította számomra a fotodetektorokat, melyek a lézer pulzusok tanulmányozásánál nélkülözhetetlenek voltak.

Hálás vagyok Palotás Juliannának, hogy felügyelte és tanácsaival segítette munkámat.

Köszönettel tartozom középiskolai fizika tanáromnak, Pálovics Róbertnek a rengeteg tudásért, amit kaptam tőle.

Köszönöm szüleimnek, akik mindig mellettem álltak és támogattak.

A munkát a Magyar Tudományos Akadémia támogatta a MTA-BME Lendület Spintronikai Kutatócsoport (PROSPIN) révén.

1. fejezet

Bevezető, motiváció

A szén nanocsövek évek óta jelentős figyelmet kapnak az alapkutatásban különleges fizikai tulajdonságaik miatt. Spektroszkópiai vizsgálatuk szerkezetük megértése szempontjából fontos. Fotolumineszcens spektroszkópiával a nanocsövek elektromos tulajdonságairól szerezhetünk információt. Az ilyen vizsgálatok azonban precíz technikai körülményeket kívánnak, ami indokolttá teszi a kísérleti fejlesztést.

Szakdolgozatom célja a kutatóhelyen már meglévő fotolumineszcens spektroszkópiai berendezés működtetése és fejlesztése. A berendezés hangolható festéklézert és titán-zafír lézert használ gerjesztő fényforrásként. Ezeket a diplomamunkámat megelőzően egy folytonos üzemű lézerrel gerjesztették. A munkám kezdetekor beszerzésre került egy impulzusüzemű lézer, azonban nem volt ismert, hogy a hangolható lézerek ezzel az új pumpáló lézerrel meghajtva is működnek-e. Még a hangolható lézerek gyártója (*Radiant Dyes GmbH.*) sem tudott erről érdemben felvilágosítást adni.

A szakdolgozat során a hangolható lézerek közül sikerült a festéklézert működésre bírnom és tulajdonságait meghatároznom. A dolgozatban a lézerek működésének alapjait ismertetem, ezen belül is a festéklézer-rendszerek működését. A vizsgált szén nanocsövek fizikájának alapjait is bemutatom.

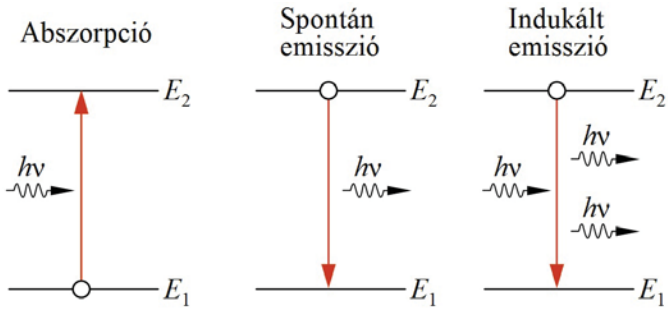
Az Eredmények fejezetben mutatom be részletesen az impulzusüzemű lézerrel meghajtott festéklézer-rendszer tulajdonságait, illetve a fotolumineszcens méréseket szén nanocsöveken. A szakdolgozat legfontosabb eredményei közé tartozik, hogy a folytonos üzemű festéklézerrel szemben az impulzusüzemű sokkal stabilabban és robusztusabban használható, illetve az, hogy a festéklézer kijövő teljesítménye követi a pumpalézer pulzusait. Ez a későbbiekben tervezett időfelbontott fotolumineszcens mérések alapjául szolgálhat.

2. fejezet

Elméleti háttér

2.1. Lézerek

Ez a szakasz a [4] és a [11] források feldolgozásával készült. A lézer (LASER: Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) szó egy spektrálisan tiszta, kis divergenciájú, koherens fényforrást takar. Bár ezek a tulajdonságai valóban egyediek, inkább a felépítése és működése az, amivel igazán definiálható. "A lézer egy eszköz, mely elektromos, kémiai, vagy inkoherens optikai energiát koherens optikai energiává alakít" [4]. A koherens kifejezés itt a spektrális koherenciára (stabilan monokróm) és a kis divergenciára (*spatial coherence*) utal. A 2.1. ábrán láthatjuk a kétállapotú rendszerben lezajló folyamatokat.



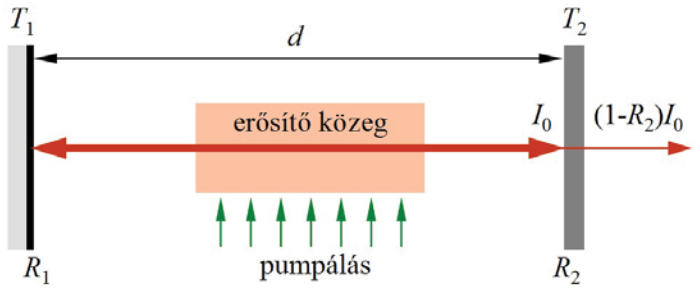
2.1. ábra. *A lézerben lejátszódó folyamatok. A spontán emisszió adja a lézerek zaját. Az indukált emisszió során a beérkező foton nem abszorbeálódik, hanem a gerjesztett állapotból rezonancia révén legerjeszt egy részecskét, így emittálódik egy foton, ennek következménye, hogy a lézerek koherens fényforrások.* [11]

$$\frac{dn_1}{dt} = -B_{12} \cdot n_1 \cdot \rho(\nu) \tag{2.1}$$

$$\frac{dn_2}{dt} = -A_{21} \cdot n_2 \tag{2.2}$$

$$\frac{dn_2}{dt} = -B_{21} \cdot n_2 \cdot \rho(\nu) \tag{2.3}$$

A 2.1 egyenlet az abszorpció folyamatának differenciálegyenlete az E_1 energiájú szint (alapállapot) n_1-gyel jelölt betöltöttségére. A gerjesztő elektromágneses tér spektrális energiasűrűségét $\rho(\nu)$ jelöli. A 2.2 egyenlet a spontán emisszió gerjesztett állapot betöltöttségére való hatását, a 2.3 egyenlet pedig az indukált emissziót írja le. Ekkor egy ν frekvenciájú foton nem az alapállapotból gerjeszt részecskét, hanem a gerjesztett állapotból rezonanciával legerjeszt egyet. A 2.1 egyenletben szereplő B_{12} konstans az abszorpciós Einstein-együttható, a 2.2-ben szereplő A_{21} konstans a spontán emissziós Einstein-együttható, a 2.3 egyenletben pedig a B_{21} az indukált emisszió koefficiense. Ezek az együtthatók az anyagra jellemző értékek. Felhasználva a Planck-féle sugárzási törvényt megmutatható, hogy $B_{12} = B_{21}$. [11]



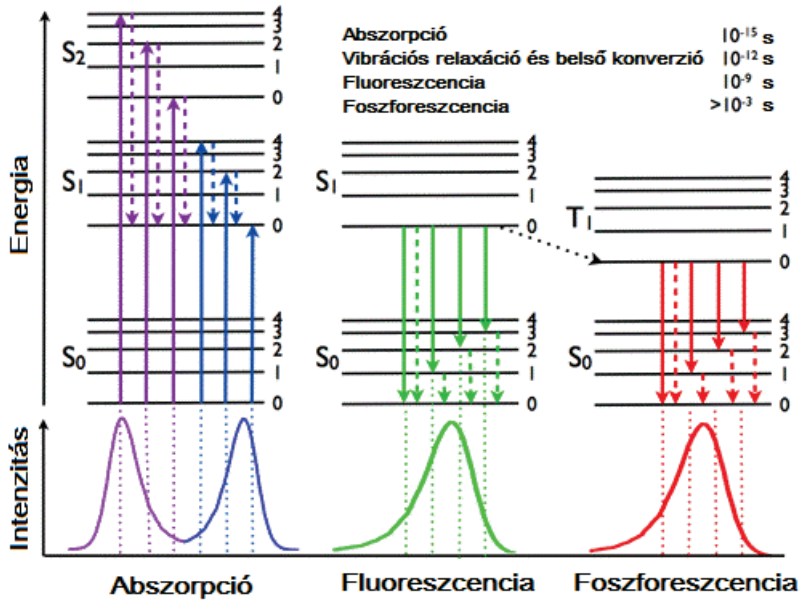
2.2. ábra. *A lézer legegyszerűbb sematikus ábrája. Az erősítő közeg a két tükör alkotta rezonátorban helyezkedik el. Az egyik tükör közel 100%-os reflexióval rendelkezik, az R_2 ún. kicsatoló (*outcoupling*) tükör reflexiója ennél kisebb.* [11]

A 2.2. ábrán a legegyszerűbb rezonátor modell látható. A fenti folyamatban emittált fotonok a nagy reflexiójú tükrökről visszaverődnek, így visszajutnak az aktív közegbe, ahol a 2.1. ábrán látható módon indukált emissziót eredményeznek. Ahhoz, hogy lézerfényt kapjunk, az egyik tükör reflexióját csökkenteni kell. Így az alacsonyabb reflexiójú tükrön kilépnek fotonok a rezonátorból, melyek a részletezett folyamat révén koherensek.

2.2. Fotolumineszcencia

A lumineszcencia egy anyag által, gerjesztés hatására kibocsájtott sugárzások összefoglaló elnevezése. A kémiai gerjesztés esetén kemilumineszcenciáról, radioaktív sugárzás hatására bekövetkező fotonemisszió esetén radiolumineszcenciáról beszélünk. Sokféle folyamat felsorolható még gerjesztés szerint. Az általunk vizsgált folyamat a fotolumineszcencia, amikor fotonabszorpció okozza a sugárzást.

Az alacsonyabb energiára történő legerjesztődés többféleképpen mehet végbe. A fotont kibocsátó, sugárzásos folyamatoknak két típusát különböztetjük meg: fluoreszcencia és foszforeszcencia. A 2.3. ábrán látható Jablonski-diagram[1] ezeket a folyamatokat foglalja össze, megadva a jellemző időskálákat.



2.3. ábra. *Jablonski-diagram . Egy molekula elektronállapotait és a köztük lévő átmeneteket foglalja össze. A szaggatott vonalak nemsugárzó átmeneteket (belső konverzió, vibrációs relaxáció) jelölnek. Az S állapotok szinglett, a T triplett állapot.* [18]

Fotonabszorpció hatására az S_0 alapállapotból a foton energiájától függő S állapotba kerül az elektron. Innen belső konverzióval a legalacsonyabb gerjesztett állapotba, vagyis az S_1-re jut (Kasha-szabály[2]), ahonnan az S_0 állapot egyik vibrációs szintjére visszajutva fotont emittál. Ez a fluoreszcencia jelensége.

A foszforeszcencia spin átfordulással járó átmenet. A molekula a T_1 állapotba az S_1 állapotból az intersystem crossing (rendszerek közti átmenet)

[1] Aleksander Jablonski lengyel fizikus 1898-1980.
[2] Michael Kasha amerikai fizikus 1920-.

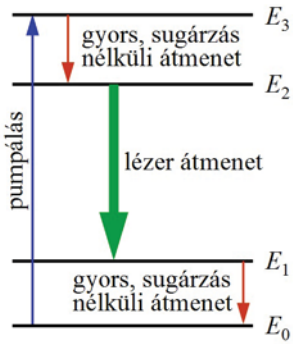
folyamat során kerül. Ezt a spin-pálya kölcsönhatás teszi lehetővé. Mivel mind a T_1 állapotba jutás, mind az S_1 állapotba való jutás spinátfordulással jár, a foszforeszcencia élettartama nagyságrendekkel nagyobb.

A 2.3. ábrán is látható, hogy az abszorpció, a fluoreszcencia és a foszforeszcencia spektruma sem diszkrét. Ennek oka, hogy az abszorpció hatására a molekula az S_1 állapot egy vibrációs szintjére kerül. Innen nagyon gyors termikus relaxációval jut az S_1 legalacsonyabb gerjesztett állapotába. A fluoreszcencia során az előbbihez hasonlóan az S_0 egy vibrációs szintjére jut és csak termikus relaxációval jut vissza az alapállapotba. Foszforeszcencia esetén azonos a séma, így látható, hogy kontinuum sok eltérő energiájú diszkrét átmenet zajlik le, ami folytonos spektrumot eredményez.

2.3. Festéklézerek

Ez a szakasz az [1] és [2] források alapján, azok átdolgozásával készült. A festéklézerek aktív anyaga valamilyen nagy méretű és tömegű szerves molekula. Mindhárom halmazállapotban lehetséges létrehozni lézerfolyamatot, azonban a legelterjedtebb a folyékony festékoldatok alkalmazása. A festékek szilárd halmazállapotúak, így a felhasználás érdekében az anyag kémiai tulajdonságaitól függő oldószer szükséges egy könnyen kezelhető folyadék létrehozásához. Ezek az oldószerek tipikusan alkoholok (etil-alkohol, benzil-alkohol stb.). A festékanyagokban közös, hogy rendelkeznek kettős kötéssel, ami a lézerműködéshez szükséges állapotokat adja. Gerjesztésük a nagy populációinverzió elérése érdekében optikailag (lézerrel vagy nagy teljesítményű lámpával) történik.

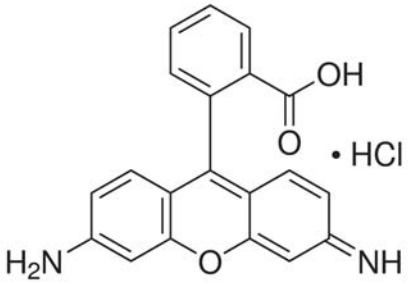
A 2.2 szakaszban leírt folyamatok játszódnak le ezekben a molekulákban is.



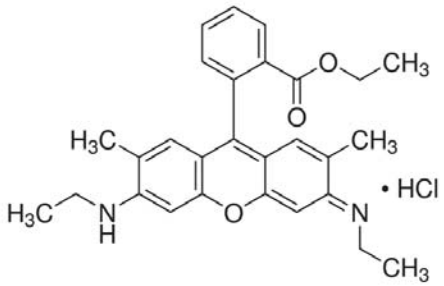
2.4. ábra. *A lézerműködés négyszintes sémája. A festéklézerek ezt a sémát követik a 2.2 szakaszban leírtak alapján. A vibrációs és rotációs szintek sokasága miatt a lézerátmenet nem monoenergiás, hanem egy adott szélességű spektrum, amiből a rezonátor hangolásával választhatunk ki egy vonalat. A széles spektrum következményeképpen egy festéklézer hullámhossza akár* 50 *nm-es tartományban is változtatható.* [11]

A molekulákat esetünkben 527 nm hullámhosszú pulzált lézerfénnyel gerjesztjük. A T_1 triplett állapot a lézerműködést hátrányosan befolyásolja, mivel az $S_1 \rightarrow S_0$ fluoreszcencia emissziós spektruma átfed a $T_1 \rightarrow T_2$ gerjesztés abszorpciós spektrumával, vagyis ekkor az anyag abszorbensként viselkedik, míg a lézerműködéshez erősítés szükséges. Tehát, ha a festékanyagban nagyon sok triplett állapot halmozódik fel, akkor a lézerműködést ez hátráltatja. Ennek a problémának kezelését a továbbiakban a 3.1 pontban, a festéklézerek gyakorlati megvalósításánál tárgyalom.

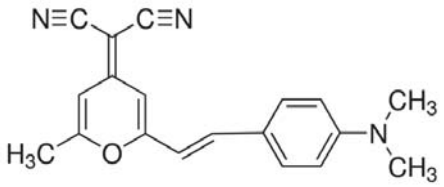
A 2.5., 2.6., 2.7. és 2.8. ábrák az általunk alkalmazott festék molekulák félkonstitúciós képleteit mutatják. Mindegyiken megfigyelhető a kettős kötések bonyolult rendszere. A képlet alatt szerepel a gyártó által mért emissziós tartomány Nd:YAG lézerrel pumpált festéklézeren. [14]



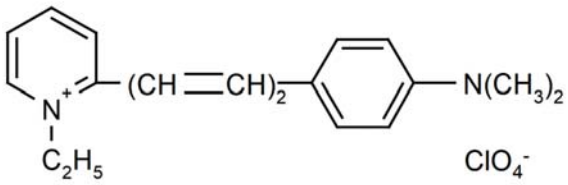
2.5. ábra. *A Rhodamin 110 molekula félkonstitúciós képlete.[2] A gyártó adatai alapján ez a festékanyag az 540 – 580 nm-es hullámhossz tartományban alkalmazható. [14]*



2.6. ábra. *A Rhodamin 6G molekula félkonstitúciós képlete.[2] Ez a festékanyag az 554 – 585 nm-es tartományban használható. [14]*



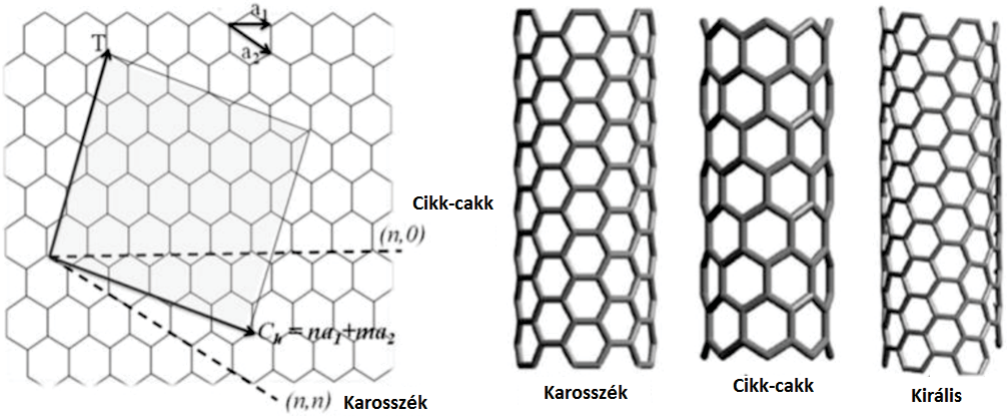
2.7. ábra. *A DCM molekula félkonstitúciós képlete.[2] Ez a festékanyag a 607 – 663 nm-es tartományban alkalmazható. [14]*



2.8. ábra. *A Piridin 1 molekula félkonstitúciós képlete.[2] Ez a festékanyag a 665 – 725 nm-es tartományban használható. [14]*

2.4. Szén nanocsövek optikai tulajdonságai

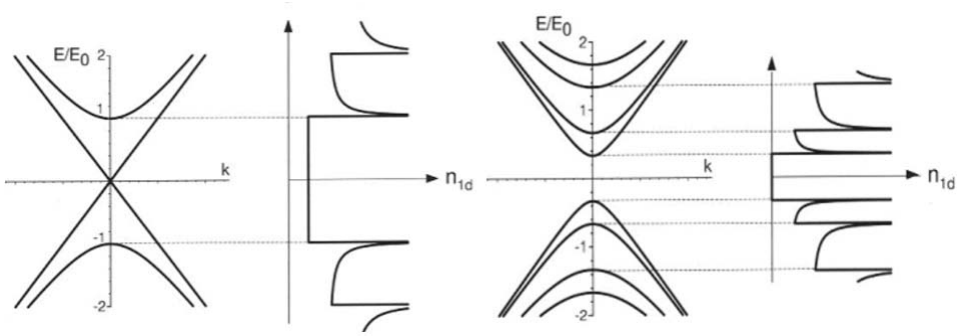
Ez a szakasz [5], [6], [7], [8], [9] források feldolgozásával készült.
A szén nanocsöveket kiemelkedő fizikai paramétereik (rugalmasság, szakítószilárdság, hőstabilitás) miatt világszerte kutatják. Legérdekesebb tulajdonságuk azonban, hogy geometriájuktól függően fémes, vagy félvezető viselkedést is mutathatnak. A 2.9. ábra mutatja a nanocsövek típusait, valamint egy grafén síkon szemlélteti szerkezetüket. Osztályozásuk a kiralitásvektor szerint történik, ami az ábrán látható módon felírható a grafén rácsvektoraival. Az így kapott (n,m) számpárral röviden jellemezhető a nanocső. A karosszék típusú fémes, a cikk-cakk félvezető tulajdonságú, az ezektől eltérő kiralitásvektorúak a királis nanocsövek. A mintákban minegyik típus előfordul.



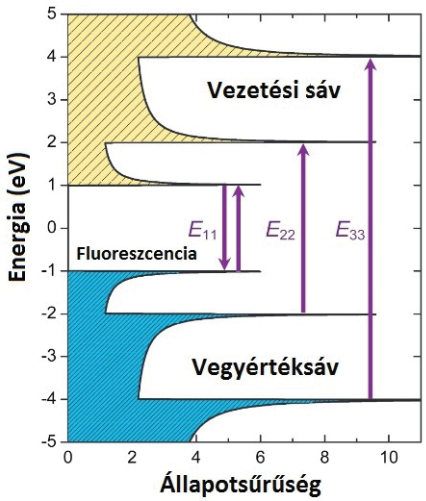
2.9. ábra. *Szén nanocsövek struktúrája grafén síkon szemléltetve. Az ábrán C_h-val jelölt vektor a kiralitásvektor. Az ábra rácsvektoraival a cikk-cakk az m=0, a karosszék az n=m típusú nanocső.* [13]

A 2.10. ábrán fémes illetve félvezető nanocső diszperziós relációja és állapotsűrűsége látható a Fermi-felület közelében szoros kötésű közelítésben. Megfigyelhetőek mindkét állapotsűrűség grafikon esetén a Fermi-energiára szimmetrikus divergens csúcsok. Ezeket nevezik Van Hove szingularitásoknak.[7] A fémes nanocső esetén véges az állapotsűrűség a Fermi-felület közelében is. Ennek következménye, hogy az ilyen nanocsövek nem adnak lumineszcens jelet.

A 2.11. ábrán egy félvezető nanocső fotolumineszcenciájának folyamata látható az állapotsűrűség-energia diagramján szemléltetve. Az emittált foton energiája jól definiált, mivel a Kasha-szabály értelmében az gerjesztett elektron és lyuk is sugárzás nélkül relaxál a legalacsonyabb energiájú Van Hoove szingularitásba, így a rekombináció energiahozama ennek a két pontnak a távolsága az energiaskálán.



2.10. ábra. *Fémes és félvezető egyfalú nanocső diszperziós relációja és az ez alapján származtatott állapotsűrűsége. A fémes nanocsövek esetén véges, a félvezetők esetén nulla az állapotsűrűség a Fermi-energia környezetében.* [9]



2.11. ábra. *Egyfalú félvezető szén nanocső E_{22} illetve E_{33} optikai gerjesztését követően a Kasha-szabály alapján nemsugárzó relaxálással jut az elektron-lyuk pár a 1 és -1 szingularitásokba. Látható, hogy az E_{11} fluoreszcencia jól definiált energiaátmenettel jár, vagyis adott nanocső egy adott hullámhosszon emittál fotont.* [10]

Láttuk tehát, hogy a nanocsövek gerjeszthetők optikai úton és közülük a félvezetők fluoreszcens jelet adnak, melynek energiája jellemző az adott nanocsőre. A gerjesztési hullámhossz ellenben a fononrezgések miatt nem ilyen jól definiált, vagyis adott nanocső nem csak egy hullámhosszal gerjeszthető, hanem egy szélesebb gerjesztési intervallumban létrejön a folyamat. Méréseim között szerepelni fog egy fotolumineszcens térkép, melyet úgy kapunk, hogy a mintát több gerjesztési hullámhosszon vizsgáljuk és a kapott emissziós spektrumokat egymás mellé illesztjük. Egy ilyen térképen a minta összetételétől függő helyzetű és intenzitású csúcsokat kapunk, amiből következtetni lehet a mintát alkotó szén nanocsövek geometriájának eloszlására.

3. fejezet

Mérési elrendezés

3.1. Festéklézer rezonátor

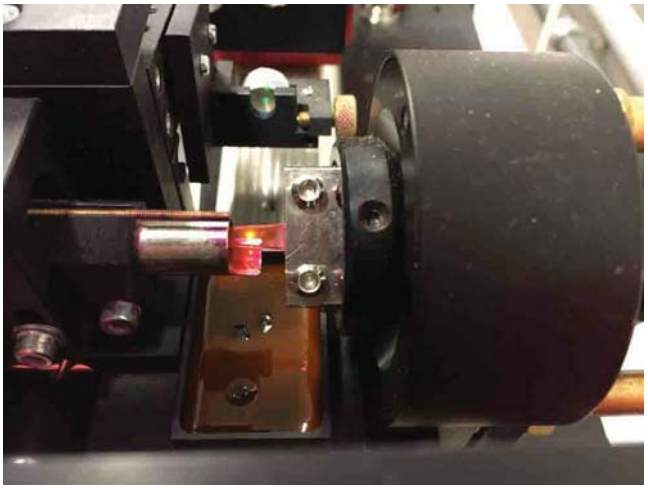
A festéklézerek felépítése főként a rezonátor megvalósítása szerint sokféle lehet, azonban az aktív közeg kialakítása alapján két csoportot alkotnak.

A festékoldatot küvettába helyezve, köré valamilyen rezonátort építve könnyen kezelhető zárt rendszert kapunk, ami a kémiai anyagok toxicitása miatt hasznos. A könnyű kezelhetőséghez tartozik még a festékek egyszerű cseréje, hiszen ekkor csak cserélni kell a küvettát. Hátránya, hogy a nagy teljesítmény a küvettára is hatással lehet. Emellett a benne lévő folyadék nem cserélődik, így fellép a fűtés következtében a "thermal lensing", vagyis a hőmérséklet gradiens miatti törésmutató változás. Emellett a festékanyagban az intenzív gerjesztés hatására triplett állapotok keletkeznek, ami a normál lézerműködést megakadályozza.

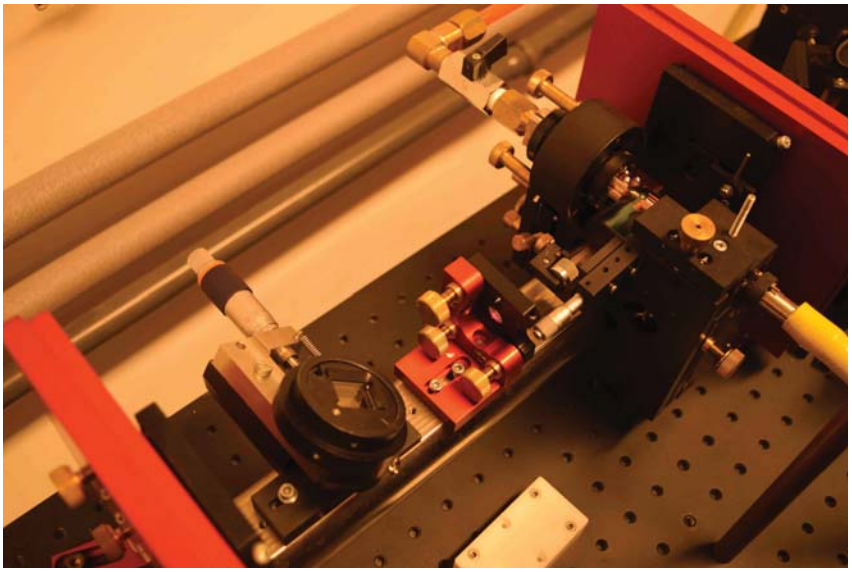
A másik megoldás – az általunk is alkalmazott eljárás – egy kör létrehozása szivattyúval. A mi elrendezésünkben két fémpofa közti kis résen 4-5 bar nyomás hatására lép ki a folyadék, ami nagyjából 2 cm-t tesz meg a levegőben, majd egy csőbe lépve visszajut a keringtető szivattyúhoz. A keringtetés során a festékanyagot hűtjük (külső vízkör) és elég idő telik el a triplett gerjesztett állapotok alapállapotba történő relaxációjához.

A folyadék az alkoholban oldott festéken kívül nagy mennyiségben (kb. 90%) tartalmaz etilén-glikolt, ami egy nagy viszkozitású anyag. Ennek alkalmazásával a folyadék a levegőben haladva sem terül szét, hanem a fémpofák formálta vékony planáris forma, ún. *jet* jön létre. Ekkor a pumpáló lézer a küvetta helyett közvetlenül a folyadékot éri. Ez a fix küvettás rendszerrel szemben egyértelmű technikai előnyökkel rendelkezik, azonban a levegővel érintkező folyadék miatt körültekintőbben kell eljárni.

A pumpatükröt két csavarral és egy fókuszáló mikrocsavarral lehet mozgatni. Utóbbinak skálájáról leolvasható értéket fókusztávolságnak nevezzük, mivel végeredményben a *jet*-re eső folt átmérőjét változtathatjuk vele. Ez a folt figyelhető meg a 3.1. ábrán. A rezonátor úgy lett megtervezve, hogy a fes-



3.1. ábra. *Felvétel a jet-ről. A képen látható pumpatükör és a planáris folyadékra fókuszált pumpanyaláb.*

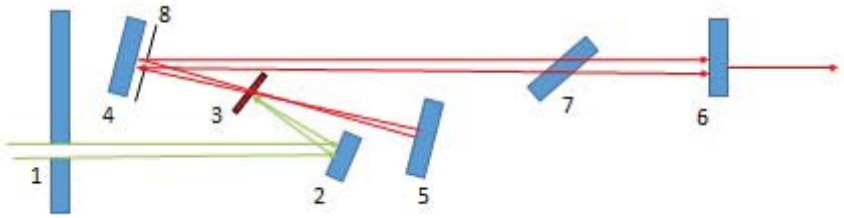


3.2. ábra. *Felvétel a rezonátorról. A kép alján látható Lyot-szűrőt egy mikrocsavarral forgatjuk.*

téklézer nyalábdivergenciája annál kisebb, minél fókuszáltabb pumpanyalábot alkalmazunk.

Az aktív térfogatból a tér minden irányába történik sugárzás. A köré épített rezonátor látható a 3.2. ábrán. A rezonátorban a *jet*-ből érkező fotonok nagy reflexiójú (R=99.9999 %) tükrök között haladnak, így egy foton akár több ezerszer is bejárja a rezonátort, míg a kicsatoló tükrön átjut, melynek reflexiója kisebb (95 %). Az ábrán 4-es és 5-ös jelölésű tükrök konkáv tükrök. A rezonátor akkor működik optimálisan, ha a pumpatükörrel a *jet*-re képzett fókuszfolt ennek a két rezonátortükörnek közös fókuszpontjában van. A lézerek hullámhosszát az aktív közegben történő folyamat határozza meg. Ez

általában, akár molekula gerjesztések esetén a vibráció és rotáció miatt, akár szilárdtestekben a fononrezgések miatt egy széles spektrummal rendelkezik és a rezonátor "kiválaszt" egy hullámhosszt ebből. Ez a hullámhossz azonban változtatható a rezonátorban elhelyezett erre alkalmas optika segítségével. A mi konstrukciónkban a hangolás egy Lyot-szűrővel[1] lehetséges.



3.3. ábra. *A rezonátor sematikus ábrája. 1.:belépő apertúra, 2.:pumpa tükör, 3.:jet, 4.:átfordító tükör (folding mirror), 5.:reflektáló tükör (high reflecting end mirror), 6.:kicsatoló tükör (outcoupling mirror), 7.:Lyot-szűrő, 8.:lézer módus kiválasztó apertúra stop. Az ábrán látható módon a 4-es és 5-ös konkáv tükrök közös fókuszában van a jet.*

3.2. Pulzusok detektálása

A méréshez a Thorlabs Det210 [15] és Det410 [16] típusszámú fotodiódáit használtam, melyek képesek ilyen gyors folyamatok lekövetésére is. A Det210-es detektor látható és közeli infra tartományban érzékeny, így ezzel a pumpáló 527 nm hullámhosszú lézer fényét vizsgáltam. A Det410 detektor a közeli infra tartományra van optimalizálva, így ezt alkalmaztam a festéklézer által kibocsájtott sugárzás esetén. A detektor elé raktam még egy Semrock Razor-Edge 532 nm-es longpass[2] szűrőt, ami 532 nm alatt gyakorlatilag nem enged át fényt[3]. Így a detektor jele nem származhat a pumpáló lézertől. Mindkét detektort a lézerek szórt fényébe helyeztem, hogy elkerüljem a telítődésüket és károsodásukat.

A diódák kimeneteit BNC kábellel oszcilloszkópra kötöttem. A trigger jel a pumpáló lézer Q-kapcsolójának szinkronizáló négyszögjele volt, mivel ez rendkívül stabil. Ismert, hogy a különböző detektorok válaszideje eltérő lehet, illetve a kábelekben való jelterjedés sebessége is véges, így ügyelni kell rá, hogy ezek ne hamisítsák meg a mérést. Ennek érdekében azonos hosszúságú kábeleket alkalmaztam. A detektorokat megcserélve – miközben ugyanazt a kábelt és oszcilloszkóp csatornát használjuk – kiszűrhetőek az ilyen eredetű mérési hibák. Az eredményeket a 4.3 szakaszban ismertetem.

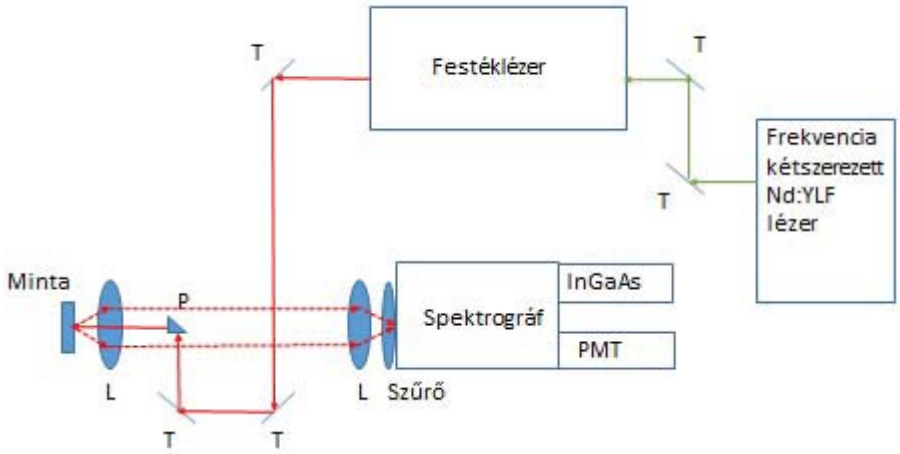
[1] Bernard F. Lyot francia fizikus 1897-1952

[2] Longpass, vagyis a megadott értéknél hosszabb hullámhosszon áteresztő.

[3] 532 nm alatt OD7-es elnyomás, vagyis tízmillióból egy foton jut át.

3.3. Spektrométer

A mérések elvégzéséhez a laborban Negyedi Milán által fejlesztett spektrométert használtam. A spektrométer alapja egy holografikus optikai rácsot tartalmazó, kereskedelmi forgalomban kapható spektrográf (*Horiba Jobin Yvon iHR320*), amihez saját fejlesztésű gerjesztő és fénygyűjtő optikát használunk. A spektrográfhoz egy látható tartományban használható PMT (*photomultiplier*, "fotoelektron-sokszorozó") és egy közeli infravörös tartományban érzékeny InGaAs (Indium-gallium-arzenid) detektor tartozik. Utóbbi sávszélessége alacsony (kisebb, mint 1 kHz), míg a PMT esetében ez az érték 10 MHz feletti. A 3.4. ábra vázlatosan összefoglalja a mérési elrendezést. A következő alpontokban a fény útját követve végigveszem a használt eszközöket.



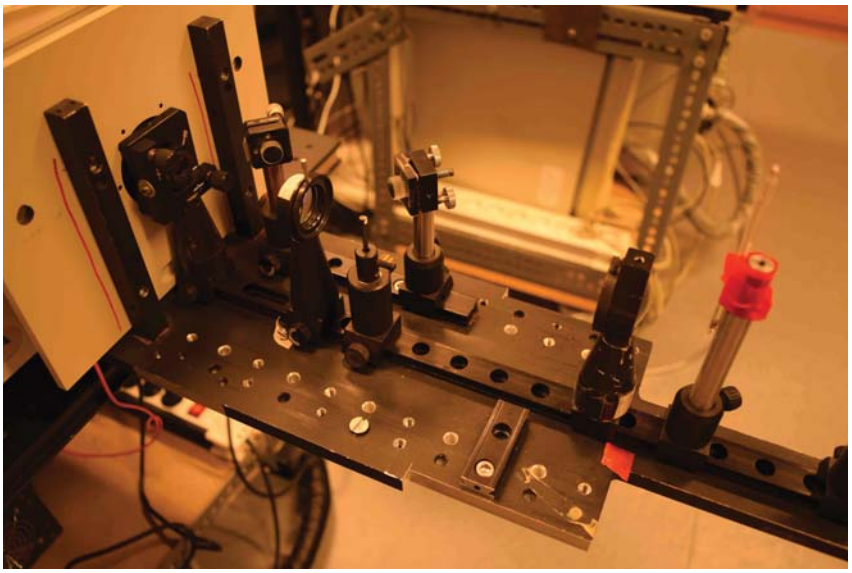
3.4. ábra. *A spektrométer vázlatos rajza a gerjesztő és fénygyűjtő optikával és a spektrográffal. T: tükör, L: gyűjtőlencse, P: prizma*

3.3.1. Fényforrás

A fotolumineszcens mérésekhez monokromatikus fényforrásra van szükségünk. Szűrők segítségével természetesen előállítható kellően monokróm fény akár lámpák fényéből is, azonban az így kapott teljesítmény gyenge. A hangolható lézer jóval nagyobb teljesítményt kínál. A fényforrás a 3.1 szakaszban bemutatott hangolható festéklézer, amit egy Nd:YLF impulzusüzemű 527 nm hullámhosszú lézerrel pumpálunk, melynek működését a függelékben részletezem.

3.3.2. Optikai elrendezés

A festéklézer fénye tükrök és egy prizma alkalmazásával jut a mintára, ami így gerjesztődik és a tér minden irányába sugároz. A minta egy akromatikus dublett gyűjtőlencse fókuszában van, így párhuzamos nyalábot kapunk a detektálni kívánt fényre. A második gyűjtőlencse a spektrográf bementi résére (*slit*) fókuszálja a kollimált nyalábot[4]. A spektrográf belépő ablakánál egy *Thorlabs FELH0800* 800 nm-es longpass szűrő helyezkedik el, így a spektrográfba csak ennél nagyobb hullámhosszú fény jut be, vagyis kiszűrjük a gerjesztő lézer fényét. Ez azért fontos, mert nagy intenzitás esetén a detektor tönkremegy, illetve ha ennél kisebb is a teljesítmény, a spektrumokat elrontja.



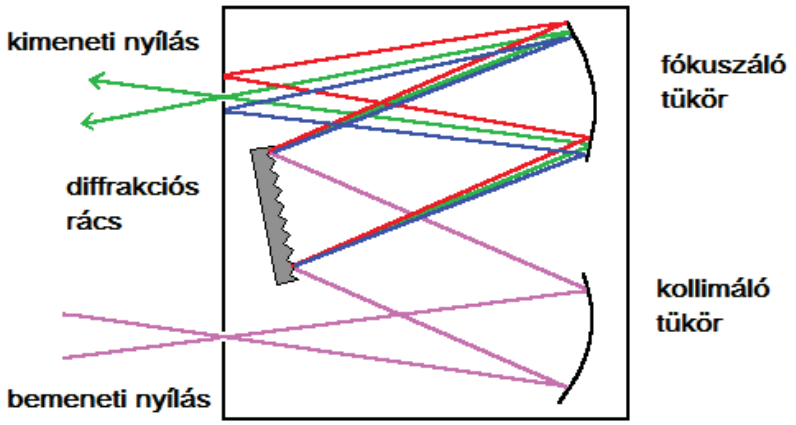
3.5. ábra. *Felvétel a spektrográf előtti optikai elrendezésről*

3.3.3. Spektrográf

A spektrográf két bementi ablakkal és két kimeneti nyílással rendelkezik. Mi ezek közül egy bemenetet használunk, ami előtt a 3.3.2 szakaszban bemutatott elrendezés helyezkedik el. Az egyik kimeneten egy InGaAs fotodióda, míg a másikon egy fotoelektron-sokszorozó (PMT) található. A spektrográf lényege, hogy a bementi nyílásra érkező fényt hullámhossz szerint szétbontva képezi le a kimenetre. Az általunk alkalmazott eszközben egy Czerny-Turner elrendezés található, ahogyan azt a 3.6. ábra mutatja.

A bementi nyílás az első konkáv tükör fókuszában van, így a pontszerű forrásból érkező nyaláb kollimáltan jut a diffrakciós rácsra, majd a másik tükör a kimenetre fókuszálja a nyalábot. A rács forgatásával változtatjuk a

[4]Ez a két gyűjtőlencsés elrendezés az ún. optical relay.



3.6. ábra. *A monokromátor elrendezése.* [17]

kimenetre eső hullámhosszt. A mérések során a rács folytonosan forgatható, de beállítható egy rögzített állás is. Utóbbi egy adott hullámhosszon végzett, időben felbontott mérés esetén fontos.

3.3.4. Detektorok

A fotolumineszcens térkép felvételéhez az InGaAs fotodiódát használtuk, ami a közeli infravörös tartományban érzékeny.
A fotodióda egy előfeszített p-n átmenet, melyben az elnyelődő foton elektron-lyuk párt kelt és így mérhető áramot kapunk. A hatékony detektálás feltétele, hogy ún. direkt sávátmenetes (*direkt gap*) anyagot alkalmazzunk, vagyis aminek sávszerkezete olyan, hogy a vegyértéksáv legmagasabb és a vezetési sáv legalacsonyabb energiájú állapota azonos impulzusnál van. Ez azért lényeges, mert a fotonok impulzusa ezen a skálán mérve kicsiny. Az anyag változtatásával változik a sávszerkezet, így sokféle fotodióda létezik attól függően, hogy a kísérletek milyen igényeket támasztanak érzékenységi tartomány, válaszidő és egyéb tulajdonságok terén.

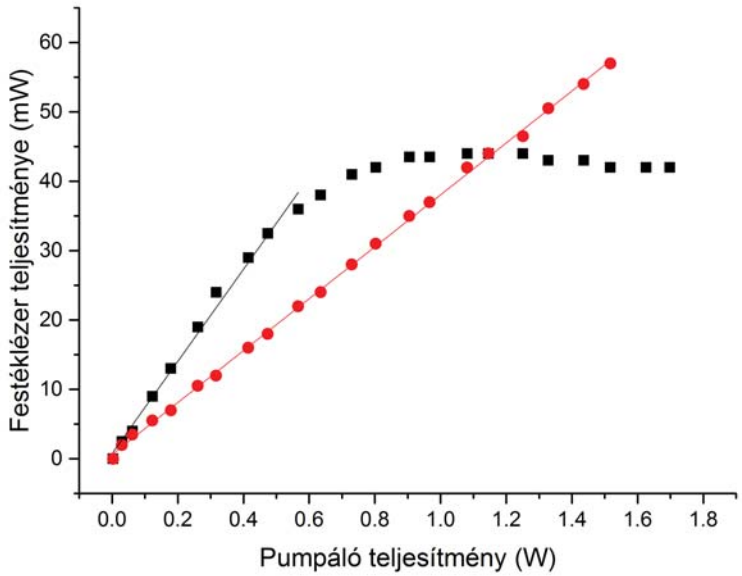
Az időfelbontott lumineszcencia mérésnél egy PMT-t használtunk (*Hamamatsu R2658P*). A fotoelektron-sokszorozók felülete valamilyen fém (általában alkáli fém). A beérkező fotonok a fotokatódba csapódva elektronokat váltanak ki. Ahhoz, hogy mérhető jelet kapjunk az elektronokat egy dinódasoron vezetjük keresztül gyorsítófeszültséget alkalmazva. Az elektronok az elektromos tér munkavégzése révén kinetikus energiát nyernek, majd becsapódva egy dinódába nagy energiájuk miatt több elektront löknek ki. A folyamat az anódig tart, ahol így a katódáramnál nagyságrendekkel nagyobb áramot kapunk. PMT-k érzékenységét a kvantumhatásfokkal jellemezhetjük, ami az egy beérkező foton által a fotokatódon kiváltott elektronok számát jelenti. Ez a mi eszközünk esetén látható fény tartományában 10% körüli érték és a közeli infravörös tartományban (900 nm felett) drasztikusan csökken [19].

4. fejezet

Eredmények és értelmezésük

4.1. Festéklézer teljesítményének optimalizálása

Ebben a szakaszban mutatom be a festéklézerrel végzett méréseimet, miközben az újonnan üzembe helyezett impulzusüzemű pumpalézerrel gerjesztjük. Az alábbi karakterizáló méréseket DCM festékkel végeztem. A szakasz végén közlöm a többi festékanyaggal mért teljesítménygörbéket is. A beüzemelt pumpalézer 1 kHz-es frekvencián működött. Ez azt jelenti, hogy 1 ms-onként 100 ns – 1 μs hosszúságú impulzusokkal gerjesztette a festékmolekulákat.



4.1. ábra. *Festéklézer teljesítménye 1 kHz-es ismétlési frekvenciájú pumpálásnál, eltérő fókuszbeállításokkal. A ■ szimbólum erősen, míg a ● jel kevésbé fókuszált pumpanyalábra vonatkozik, vagyis előbbi kisebb, utóbbi nagyobb méretű fókuszfoltot és ennek megfelelő aktív térfogatot jelent.*

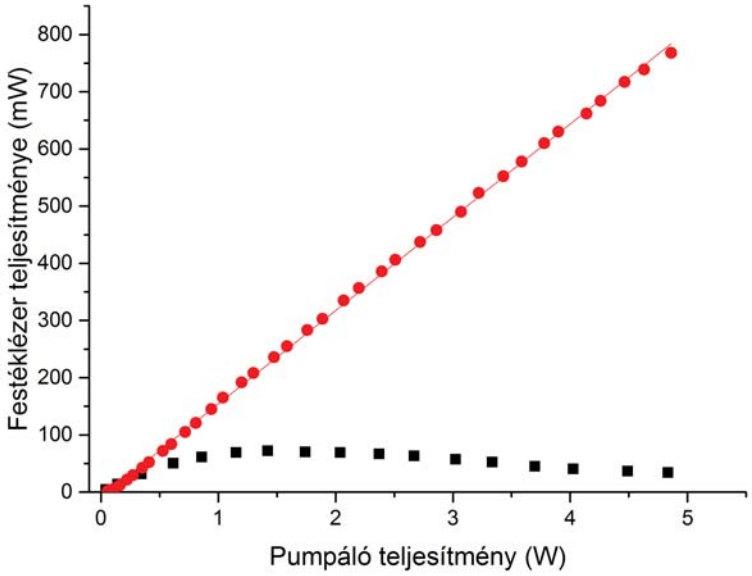
Annak ellenére, hogy a pumpalézer pulzusokat ad ki, a lézert az átlagteljesítményével jellemzem, amit egy nagy teljesítményű teljesítménymérővel határoztam meg (*Thorlabs PM100D*). A későbbiekben látni fogjuk, hogy azonos átlagteljesítményhez a lézer pulzusainak különböző repetíciós frekvenciái mellett különböző csúcsteljesítmények tartoznak. A 3.1 szakaszban leírtak alapján az optimális lézerműködés érdekében a festékanyagra lefókuszált nyalábot alkalmaztunk. A teljesítménymérés során szaturációs effektust tapasztaltunk. A 4.1. ábrán látható mérési eredmények ezt a jelenséget tükrözik.

Ezt követően a pumpanyalábot defókuszáltuk, hogy ezzel növeljük az aktív térfogatot. Az ábrán látható, hogy ekkor nem tapasztalható az adott tartományban telítődés, hanem jó közelítéssel lineáris a teljesítmények kapcsolata. Megfigyeltük, hogy a fókuszálás változtatásával ez a szaturációs pont eltolható, így egyértelmű kapcsolat van a lézeraktív térfogat és a telítődés között. Megfigyelhető még a 4.1. ábrán, hogy a defókuszált pumpálás mellett a kimenő a teljesítménygörbe meredeksége kisebb, mint a fókuszált pumpálás teljesítménygörbéjének kezdeti meredeksége. Ennek oka, hogy a rezonátor fókuszált pumpanyalábra van optimalizálva, vagyis effektívebben tud fényt gyűjteni a kisebb fókuszfoltból.

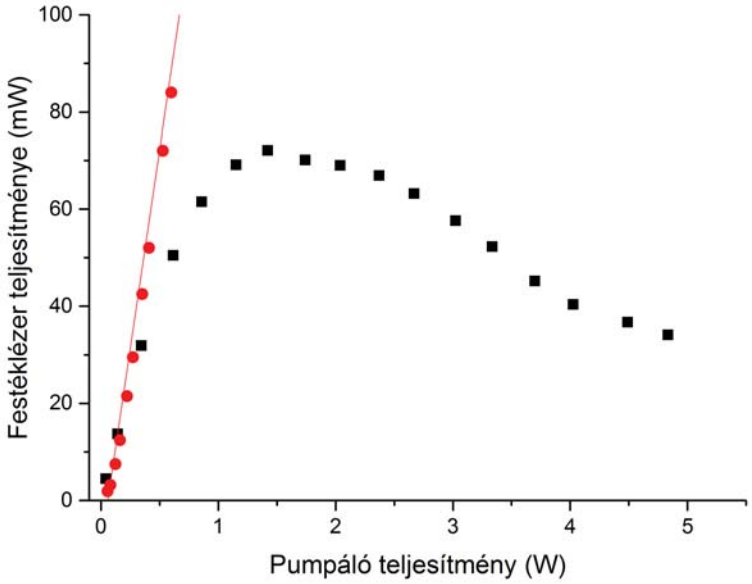
A festéklézer mért teljesítménye arányos a rezonátorban, a gerjesztő pulzus hatására létrejövő fotonok számával. Ez a fotonszám természetesen arányos a pumpáló lézer pulzusainak energiájával, ebből következik a lineáris összefüggés a pumpáló teljesítmény és a lézerteljesítmény között. Azonban a véges aktív térfogatban véges számú molekula van, ami képes a lézerfolyamatra, így van egy elvi maximum, ami a térfogat növelésével (ami esetünkben a defókuszálás) növelhető.

Az eddigiek alapján tudjuk, hogy adott ismétlési ráta mellett milyen teljesítményű lézert kapunk. A gerjesztő pulzusok tipikus hosszához képest 4 nagyságrenddel hosszabb a két pulzus közötti idő. Ez azt jelenti, hogy a festéknek van ideje termalizálódni, amit a keringtető típusú rendszerünk elő is segít. Ebből a szempontból nem okozhat gondot a repetíciós ráta növelése, ellenben teljesítménynövekedést érhetünk el vele. Az általunk alkalmazott pumpalézer további rátái 5 kHz illetve 10 kHz. Ha utóbbival számolunk – feltételezve, hogy a pulzusok hossza nem változik – a frekvencia tízszerezése ugyanakkora átlagteljesítmény esetén a pulzusonkénti energia tized részére csökkentését jelenti. Ha a szaturáció pontját tekintjük energialimitnek, a frekvencia tízszerezése a szaturációhoz tartozó átlagteljesítmény tízszerezését is jelenti, ami a mi mérési tartományunkon kívül esik, mivel a detektorunk 5 W-ig mér.

A 4.2. ábrán a kétféle ismétlési frekvencián, azonosan fókuszált helyzetben mért adatokat hasonlítom össze. Jól látható, hogy a frekvencia növelése valóban a várt eredményt hozta és elméletünket alátámasztja a 4.3. ábra, ahol kinagyítva látható az előbbi grafikon. Látható, hogy a két görbe kezdeti meredeksége azonos. A két mérésben az aktív térfogat ugyanakkora volt, hiszen a fókuszálás nem változott. Tehát a telítődéssel kapcsolatos elméletünkkel egybevágó eredményt kaptunk.

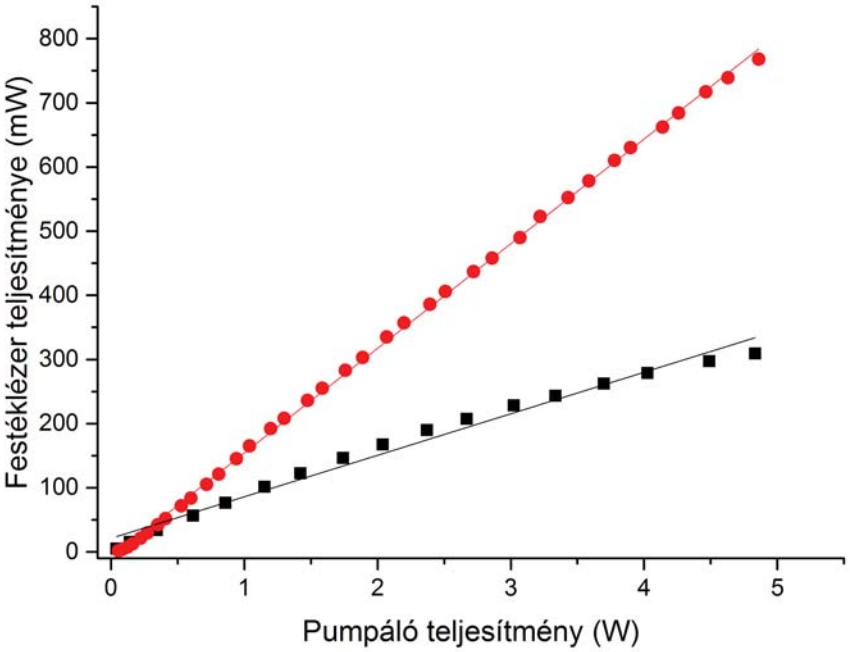


4.2. ábra. *Festéklézer teljesítménye 1 kHz ■ illetve 10 kHz ● pumpálásnál, optimális fókuszálás mellett.*



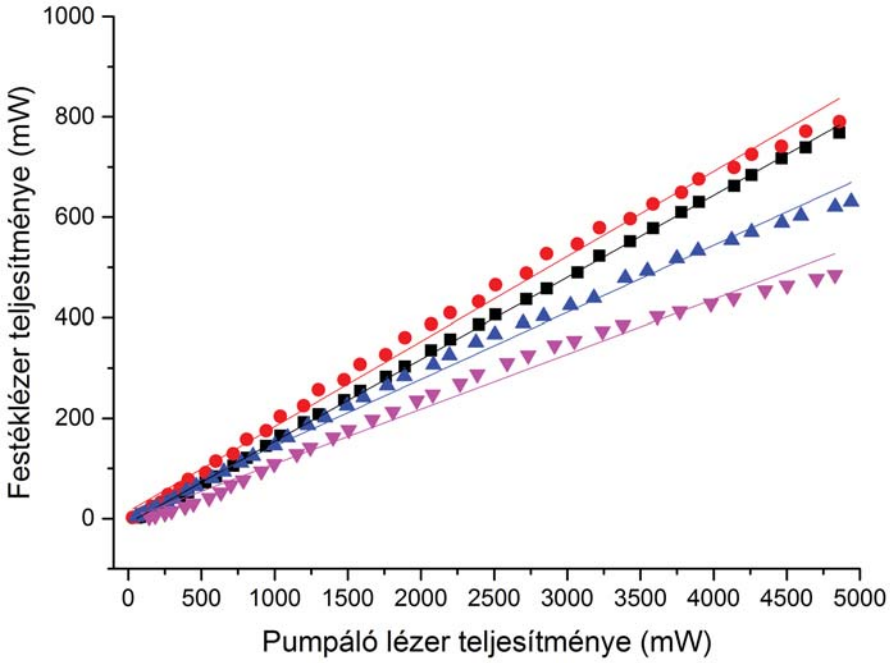
4.3. ábra. *Festéklézer teljesítménye 1 kHz ■ illetve 10 kHz ● pumpálásnál, fókuszált helyzetben. Vegyük észre, hogy a pumpálási teljesítmény alacsony értéke mellett a két görbe azonos meredekséggel indul.*

A szaturációs energiánál jóval kisebb energiák esetén azért azonos a meredekség a grafikonon, mert a rendszer ugyanannyi energiát nyelt el és ugyanakkora hatásfokkal hasznosította. A 4.4. ábrán összevetem a két eltérő ismétlési frekvencián mért maximális értékű teljesítménygörbéket, mivel ez jellemzi eszközünk határait a két ráta esetén.



4.4. ábra. *Festéklézer teljesítménye 1 kHz ■ illetve 10 kHz ● pumpálásnál, nem fókuszált helyzetben.*

A 4.1. és a 4.4. ábrán megfigyelhető, hogy az eltérő fókuszálás hatására, eltérő meredekségű egyeneseket kapunk. Annak oka, hogy a kevésbé fókuszált nyaláb kisebb meredekségű egyenest eredményez, a rezonátorban keresendő. A 3.1 szakaszban részletezett felépítésben fontos, hogy az egy fókuszált nyalábra van optimalizálva. A tükrök rendszere által képzett fókuszpont mérete egy adott érték, így egy nagyobb lézeraktív foltból kisebb hatásfokkal lehet begyűjteni a fotonokat.

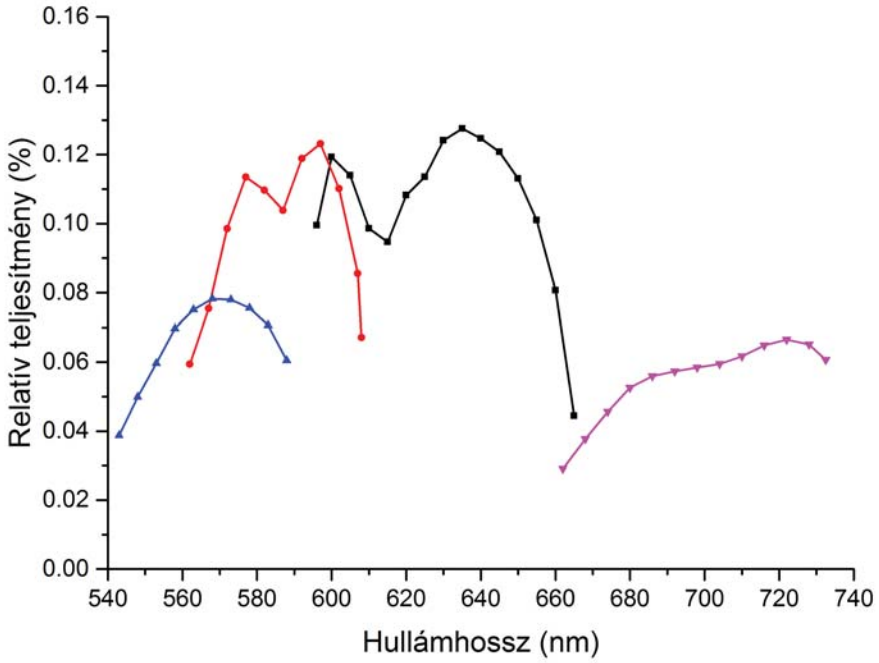


4.5. ábra. *Az alkalmazott négy festék teljesítménygörbéje. A festékek rendre: Rhodamin 6G ● DCM ■ Rhodamin 110 ▲ Piridin 1 ▼.*

A 4.5. ábrán az általunk használt négy festék teljesítménygörbéje látható. A meredekségek relatív értékei összhangban vannak a gyártók által közölt emissziós hatásfokokkal, amiket a későbbiekben mutatok be.

4.2. A festéklézer hangolási tartománya

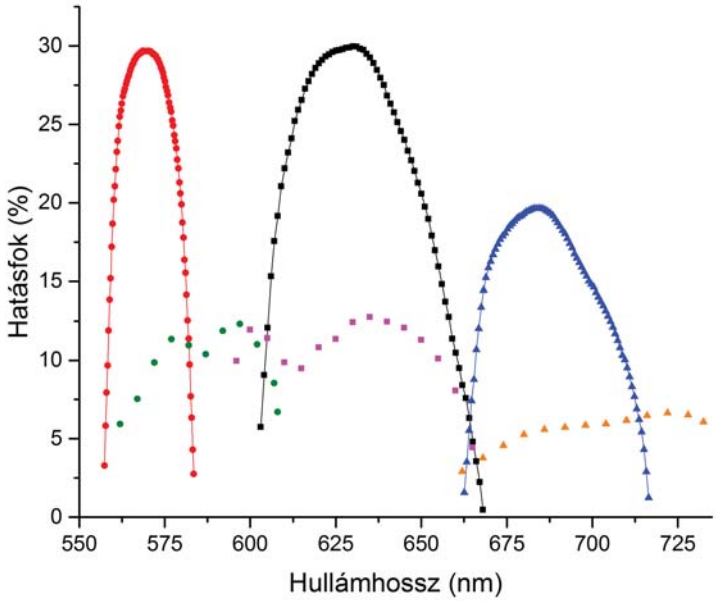
A 2.3 szakaszban elmondottak szerint egy festékanyaggal általában 50 *nm* körüli hullámhossztartomány fogható át. Ahogyan azt a 4.4 szakaszban bemutatom, lumineszcens spektroszkópiánál fontos ismerni, milyen gerjesztési tartományban végezhetünk vizsgálatokat. A 4.6. ábrán az általunk alkalmazott négy festék hangolási görbéit közlöm. A relatív teljesítmény az adott hullámhosszú lézerfény és a pumpáló lézer teljesítményének aránya. Ez a hatásfokként kezelhető mennyiség egyrészt az adott festék anyagi minőségétől függ, másrészt az aktív közeg köré épített rezonátor fénygyűjtésétől. A DCM és Rh6G festékek esetén a görbék közepén megfigyelhető jellegzetes behajlások nem mérési hibából erednek, mindkét esetben többszörös ellenőrzés történt. A gyártók által is közölt emissziós spektrumok alapján nem várható ez a viselkedés, így a már említett másik tényezőt kell vizsgálni, a rezonátort. Az általunk alkalmazott Lyot-szűrő a rezonátor része, így forgatásával nem csak kiválasztunk egy széles spektrumból egy vonalat, hanem egy teljes lézerrezonátor eredő hatásfokát állítjuk be egy adott hullámhossz mellett.



4.6. ábra. *Az alkalmazott négy festék hangolási görbéje. A festékek rendre: Rhodamin 110 ▲ Rhodamin 6G ● DCM ■ Piridin 1 ▼. Pumpáló lézer teljesítménye 2 W.*

A teljes tartomány 200 nm. A lézerrezonátorokban alkalmazott tükrök kimagasló reflexiójának elérése (esetünkben 99.9999%) komoly kihívás a gyártók felé, így a legtöbb esetben csak egy limitált hullámhossz tartományban garantált ez az érték. Így a két rhodamin festék alkalmazásakor zöld hullámhossztartományra optimalizált, míg a DCM és Piridin 1 festékek esetén piros hullámhossztartományra optimalizált reflektáló és visszafordító tükröket (pozíciójuk a 3.1 szakaszban) helyeztünk a rezonátorba.

A 4.7. ábrán a gyártó cég által közzétett adatok szerepelnek. Rhodamin 110 festékre nem adtak meg referenciamérést, így csak három festék összevetésére van lehetőség.



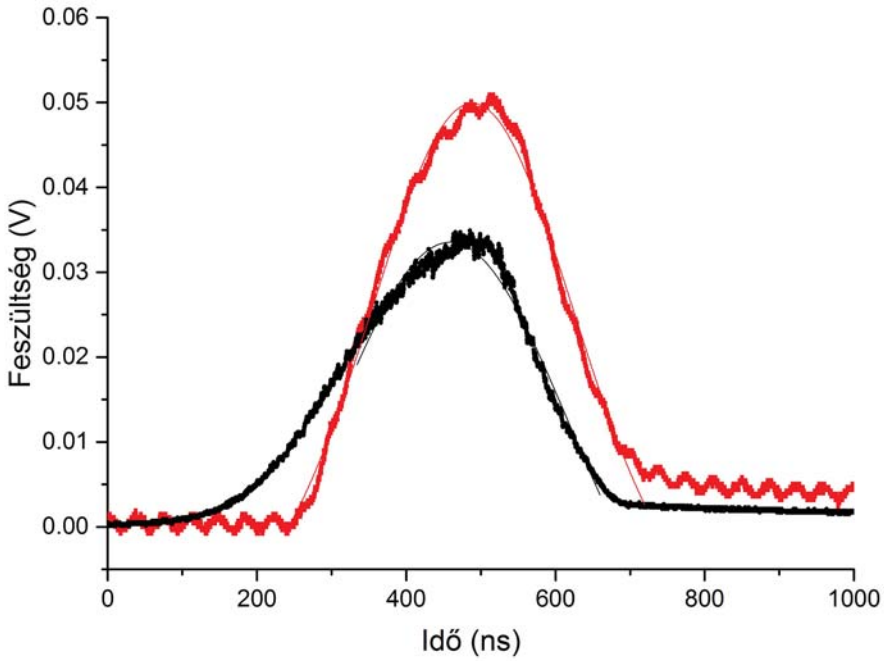
4.7. ábra. *A gyártó által mért hangolási görbék három festék esetén. A festékek rendre: Rhodamin 6G ● DCM ■ Piridin 1 ▲. A hatásfokok maximuma rendre: 30%, 30% és 20%.[14] Az ábrán szerepelnek mérési adataink: Rhodamin 6G ● DCM ■ Piridin 1 ▲. A hatásfokok maximuma a mi méréseinkben rendre: 12,5%, 12,5% és 6,5%.*

A gyártó által megadott értékek összhangban vannak méréseinkkel, mivel eredményeinkből is az adódik, hogy a DCM illetve Rhodamin 6G festékek közel azonos hatásfokkal, míg a Piridin 1 ennek nagyjából kétharmadával használható. A Piridin 1 és Rhodamin 6G festékanyagok esetén a mért hangolási tartomány szélesebb, mint a gyári. Vegyük figyelembe, hogy nem azonos pumpálással dolgoztunk. A gyártó folytonos üzemű lézerrel végezte a méréseket, ellenben a mi lézerünk pulzált, valamint a hullámhosszak között is van minimális eltérés, ami az egyes festékanyagok eltérő abszorpciós hatásfokát eredményezi.

4.3. A kijövő impulzusok vizsgálata

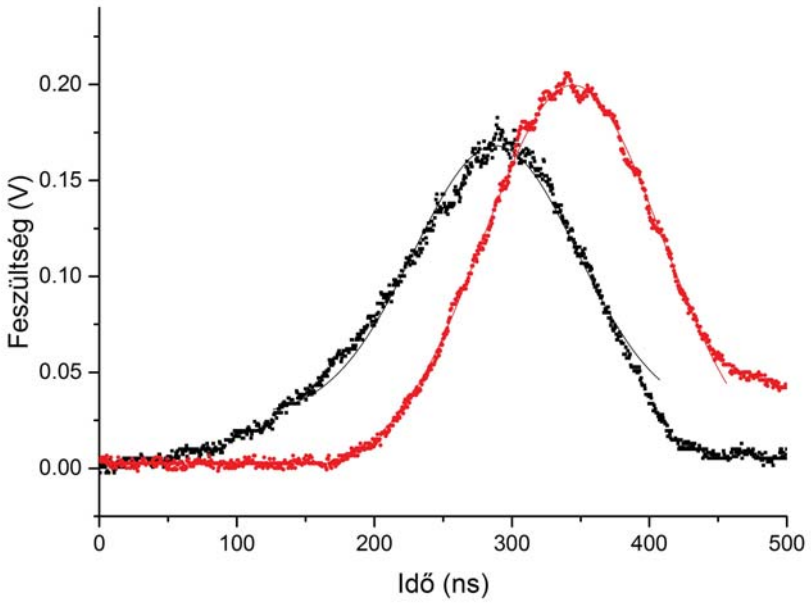
Az új, impulzusüzemű rendszer legfontosabb különbsége a régihez képest, hogy a lézerfény nem időben állandó, hanem pulzált, így fontos karakterizálni ebből a szempontból. A méréseket mind a négy festékanyaggal elvégeztem, ugyanis a különböző molekulák miatt nem feltételezhető azonos pulzusalak mérés nélkül.

A 3.2 szakaszban leírt elrendezés kizárja, hogy az általam megfigyelt jelenség a detektorok közti, vagy jelterjedésbeli különbségekből eredjen. A rezonátor felépítése miatt az 527 nm hullámhosszú pumpáló fény nem jut el a kicsatoló tükörre, azonban 532 nm-es szűrő használata garantálja, hogy ha van kijutó teljesítmény, a festéklézernél alkalmazott detektor akkor is csak a festéklézer pulzusát detektálja.

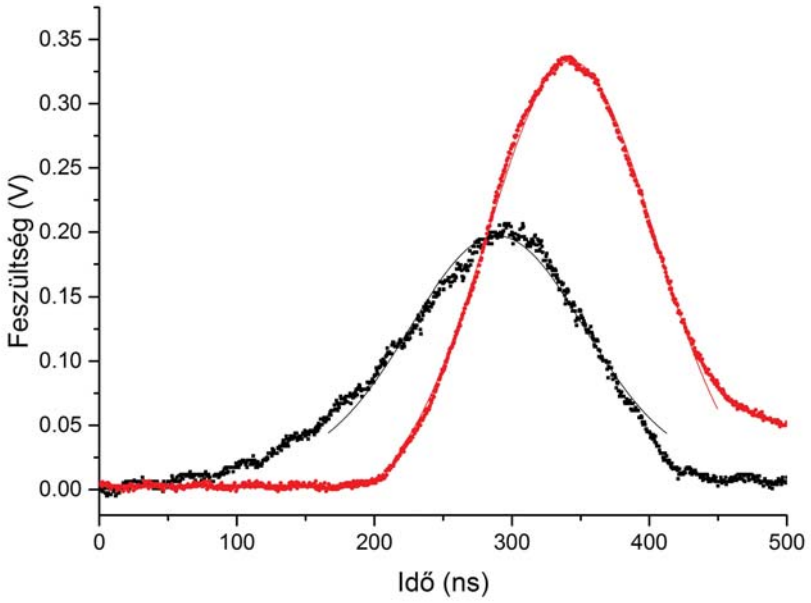


4.8. ábra. *A pumpáló lézer* ■ *és a festéklézer* ● *pulzusalakja DCM festékkel.*

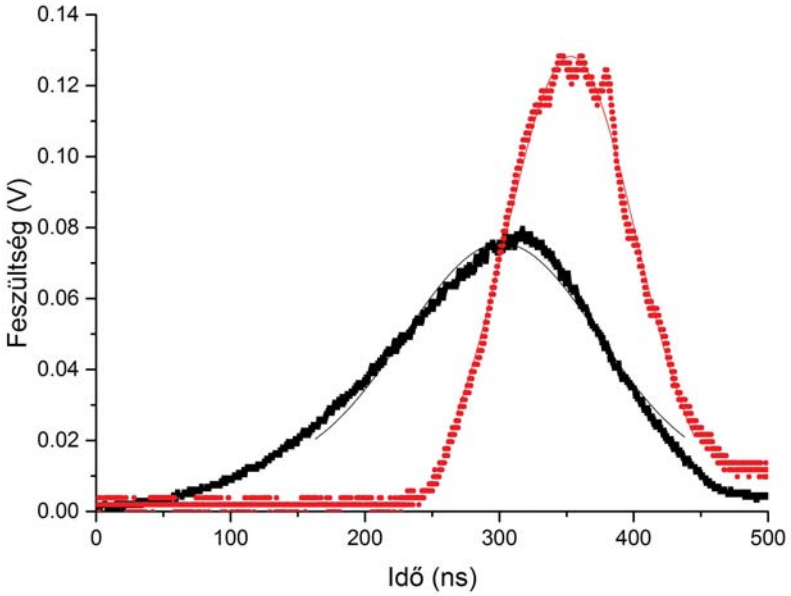
A detektorok a rájuk eső teljesítménnyel arányos feszültséget adnak. A felvett feszültség-idő függvényekre Gauss-függvényt illesztve parametrizálható a két görbe. A 4.1. táblázatban összefoglaltam a négy festékanyaggal kapott lézerpulzusok és pumpáló pulzusaik közti időbeli eltéréseket.



4.9. ábra. *A pumpáló lézer* ■ *és a festéklézer* ● *pulzusalakja Rh6G festékkel.*



4.10. ábra. *A pumpáló lézer* ■ *és a festéklézer* ● *pulzusalakja Rh110 festékkel.*

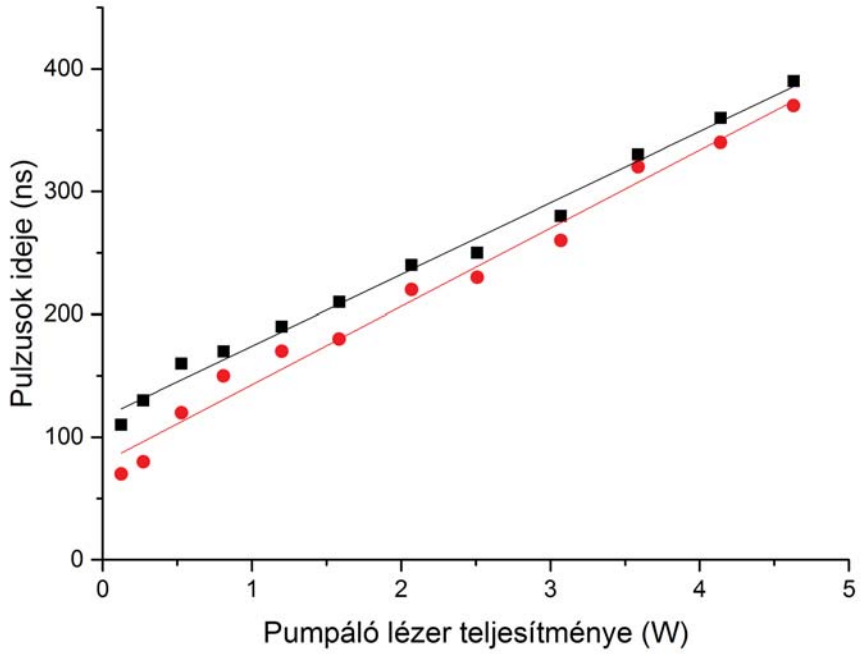


4.11. ábra. *A pumpáló lézer ■ és a festéklézer ● pulzusalakja Piridin 1 festékkel.*

	Pulzusok távolsága	Maximumhely leolvasási hibája Pumpáló pulzus	Festéklézer pulzus	Időfelbontás
Rhodamin 110	53,5 ns	0,3 ns	0,1 ns	0,5 ns
Rhodamin 6G	56 ns	0,27 ns	0,11 ns	0,5 ns
DCM	30 ns	0,1 ns	0,2 ns	0,1 ns
Piridin 1	52 ns	0,14 ns	0,08 ns	0,1 ns

4.1. táblázat. *A festéklézer és a pumpáló nyaláb pulzusára illesztett Gauss-függvény maximumhelyeinek eltérése. A késések hibájának nagyságrendi jellemzésére a leolvasási hibákat és az időbeli felbontást is láthatjuk.*

A fenti eredmények alapján a festékek viselkedése azonos és a jelenlegi pontossággal csak a DCM festék tér el jelentősen a többitől. Figyelembe kell azonban venni, hogy a pulzusok valójában nem Gauss-görbék, így ez az eljárás csak annak kimutatására alkalmas, hogy a festéklézer az alkalmazott molekulától függetlenül azonosan, jól kezelhetően viselkedik.



4.12. ábra. *A pumpáló lézer ■ és a festéklézer ● pulzushossza a teljesítmény függvényében.*

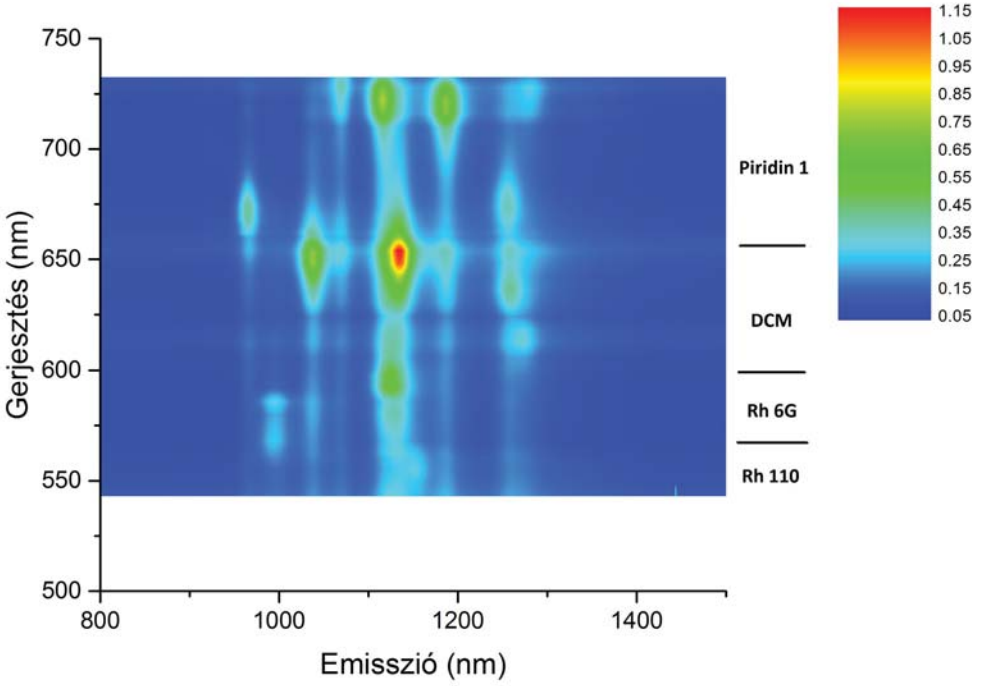
A 4.12. ábrán DCM festékkel mért adatok szerepelnek. A pulzusidő az oszcilloszkópon megjelenő görbék félértékszélessége. A karakterisztikus idők a teljesítmény növelésével lineárisan növekszenek. A pumpalézerre ez a jelenség a Q-kapcsolás mechanizmusához és a lézerekre jellemző nemlineáris folyamatokhoz kötődik: nagyobb lézerteljesítmények mellett a koherens tér gyorsabban épül fel és le. Megfigyelhető, hogy a festéklézer pulzusai rövidebbek a pumpáló pulzusok hosszánál. Ezt a jelenséget a pulzusalakokat ábrázoló grafikonok alapján érthetjük meg, ha végiggondoljuk a 2.2 szakaszban leírtakat. A gerjesztés femtoszekundumos időskálán történik, a fluoreszcencia azonban tipikusan 10^{-9} – 10^{-7} s időskálán zajlik. A gerjesztő pulzus megszűnésével az abszorpció megszűnik. Így azt várjuk, hogy a két pulzus közötti késés a fluoreszcencia idejétől függ. A kimért késések a festékmolekulákra jellemző 1–100 ns fluoreszcens élettartam nagyságrendjébe esnek.

Összegezve, a pulzusok viselkedése a mi mérési pontosságunk alapján nem mutat szignifikáns eltérést, alakjukat tekintve a pumpáló pulzust követik. A gerjesztési folyamat jellege miatt a festéklézer pulzusa késik. Ezt az illesztett Gauss-görbék paramétereiből leolvashatjuk, megjegyezve, hogy a pulzusok csak közelíthetőek ezzel a matematikai alakkal, valójában a pumpáló lézerben lezajló fizikai folyamatok egy ennél bonyolultabb jelalakot eredményeznek.

4.4. Lumineszcens térkép szén nanocső mintán

Ahogyan a 4.2 szakaszban megmutattam a négy különböző festék 200 nm-es tartományt fog át. Így egymás utáni felhasználásukkal igen nagy átfogású lumineszcens térképet kaphatunk.

Mérésemben festékenként vettem fel a lumineszcens térképeket, a gerjesztést 6 nm-es lépésekben változtatva a Lyot-szűrő forgatásával. Mivel ezzel a teljesítmény is változik, ahogyan ezt a 4.6 ábra is mutatja, a mintára eső teljesítmény és ezáltal a detektor jelének intenzitása nem azonos. Ennek kiküszöbölésére minden spektrum felvételénél teljesítménymérést végeztem és az adatokat normáltam. Az emissziós spektrumokat 800 nm-1500 nm tartományban vettem fel.



4.13. ábra. *A négy festék felhasználásával kapott átfogó lumineszcens térkép. Az egyes intervallumok rendre: Rh 110* 543 *nm* – 561 *nm; Rh 6G* 561 *nm* – 603 *nm; DCM* 603 *nm* – 663 *nm; Piridin 1* 663 *nm* – 732 *nm.*

A festékcserék során a rezonátorban is előfordulhat elhangolódás, illetve a rhodamin festékek esetén a tükörcsere egyértelműen megváltoztatja a kilépő nyaláb helyzetét. Ezért a négy térkép összeillesztéséhez szükséges, hogy azok normálva legyenek. Ezt úgy értem el, hogy mind a három illesztési helyen mértem mindkét festékkel. Így ugyanazon a gerjesztési hullámhosszon két spektrumot kaptam, egyiket az egyik, másikat a másik festékkel. Ezek a

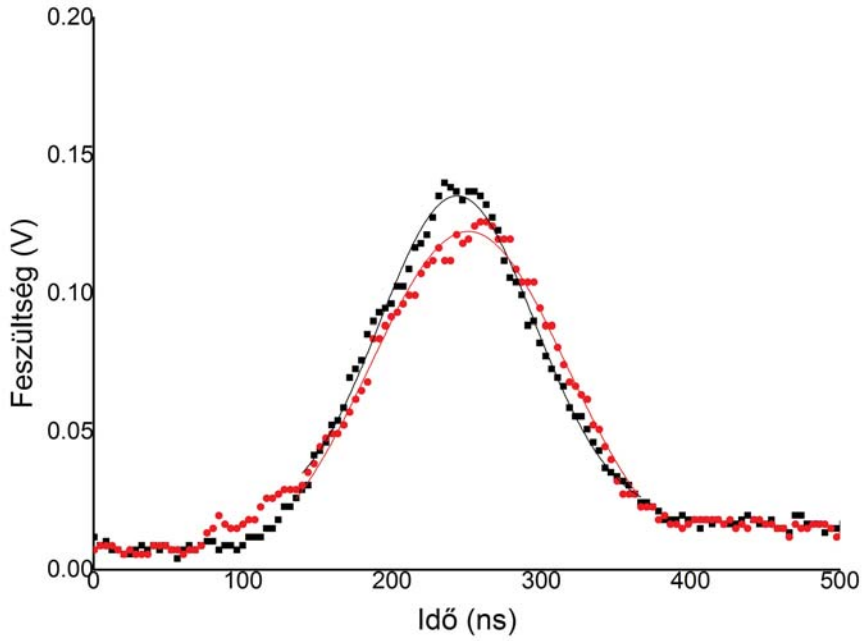
spektrumok egy intenzitásbeli szorzó faktorban térnek el a nyaláb elmozdulása miatt. A faktorokkal korrigálva az adatokat összefűztem a térképeket. Ezt mutatja a 4.4. ábra. Az ábrán vízszintes vonalakkal jelöltem az illesztési határokat, az intervallumokat a feliratban közlöm. A térkép gerjesztési tengelye 6 nm-es felbontású és 543 nm-től 732 nm-ig tart.

A lumineszcens térképről elmondható, hogy jó egyezésben van a korábban a folytonos üzemű pumpalézerrel mért adatokkal.[9]

4.5. Időfelbontott lumineszcens mérés

Az általunk alkalmazott PMT érzékenysége drasztikusan csökken az infra tartományban, így nem a legnagyobb csúcsot, hanem az annál rövidebb hullámhosszon emittált csúcsot (1048 nm) vizsgáltam, ami a térkép alapján szintén nagy intenzitású.

A PMT jelét rákötöttem egy oszcilloszkópra, így a PMT-re érkező pulzus időben megjeleníthető.



4.14. ábra. *A festéklézer pulzusa* ■ *és a szén nanocső emittált spektrumának* 1048 *nm hullámhosszú csúcsának pulzusa* ●.

A 4.14. ábrán a PMT-re érkező pulzus és a festéklézer pulzusa között nem tapasztalható mérhető különbség. A mérésből az adódik, hogy szobahőmérsékleten a szén nanocsövek élettartama rendszerünk karakterisztikus pulzushosszánál kisebb.

5. fejezet

Összefoglalás

Szakdolgozatomban áttekintettem a festéklézerek működését. A fejlesztett eszköz szén nanocsövek vizsgálatát szolgálja, így kitértem a nanocsövekre és fotolumineszcenciájukra.

Méréseimben az impulzusüzemű lézerrel működtetett rendszert karakterizáltam teljesítmény és hangolási tartomány szempontjából. Az új rendszer teljesítménye jóval stabilabb volt, mivel a lézerek zaját a spontán emisszió adja, ami az impulzusok között, gerjesztett állapot hiányában nem tapasztalható, az impulzusok alatt pedig a nagy pillanatnyi teljesítmény miatt elhanyagolható volt az indukált emisszió nagyságrendjéhez képest.

A hangolási eredmények alapján összefüggő, közel 200 nm-es gerjesztési tartományt ad a festéklézer a négy festékanyag egymás utáni alkalmazásával. Ezt reprezentálandó felvettem egy fotolumineszcens térképet.

Fotodetektorok alkalmazásával összevetettem a pumpáló pulzusok és a festéklézer pulzusainak időbeli lefutását. A jelek alakja azonos volt, az időbeli eltéréseket kimértem.

Ugyanilyen mérést végeztem a szén nanocső mintán is. Itt a jelenlegi technikával nem volt mérhető effektus, így a minta hűtése illetve egy új detektor beszerzése a két lehetséges irány.

Az impulzusüzemű berendezéssel a laborban évek óta folyó mérések továbbfejleszthetőek. A technikát a jövőben időfelbontott optikailag detektált mágneses rezonancia (ODMR) méréséhez fogjuk használni.

.

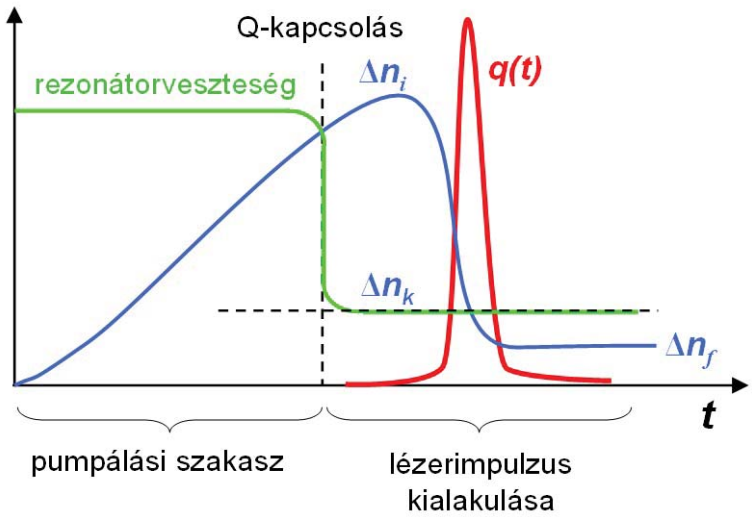
6. fejezet

Függelék

6.1. Impulzuslézer működése

A mérésekhez használt pumpalézer egy Nd:YLF frekvencia kétszerezett impulzusüzemű lézer. Ebben a szakaszban az impulzusüzemhez szükséges Q-kapcsolás elvét tárgyalom a [11] forrásra építve.

A pumpálás hatására létrejön a populációinverzió. A spontán emisszió – mint azt a a 2.1 szakaszban láttuk – függ a gerjesztett nívó betöltöttségétől. A betöltés növelésével nő a spontán emisszió, ezáltal a populációinverziót a spontán emisszió korlátozza. Azonban elméletben ha gátoljuk a lézerműködést egy kapcsolóval akkor a populációinverzió tovább nő. Hirtelen megszüntetve ezt az akadályt (kikapcsolva a kapcsolót), az erősítés jóval meghaladja a veszteséget. Ezáltal az energia egy rövid pulzusként távozik a rezonátorból. Ezek alapján adódik az elnevezés, hiszen egy rezonátor jósági tényezőjét változtatjuk (kapcsoljuk) a folyamat során.



6.1. ábra. *A rezonátorveszteség és a populációinverzió időbeli alakulása, valamint a kilépő fotonok száma az idő függvényében.* [11]

A 6.1. ábra szemlélteti az előbb leírt folyamatot. A rezonátorveszteség lépcsőfüggvény jellegű ugrása jelenti a jósági tényező hirtelen megnövekedését, hiszen a két mennyiség fordítottan arányos egymással.

A Q-kapcsolás sokféleképpen megvalósítható. Lehet aktív illetve passzív Q-kapcsolásról beszélni. Az aktív kapcsolás esetén valamilyen külső jellel hajtanak meg egy, a rezonátorba épített eszközt (akusztooptikai modulátor, vagy Pockels-cella), vagy egyszerűen a rezonátor egyik tükrét forgatják a szinkronjellel.
Egy másik lehetőség, hogy nemlineáris abszorbenst tesznek a rezonátorba (alapvetően szilárdtestet). A pumpálás hatására létrejön a populációinverzió. Amikor a lézer működni kezd az abszorbens telítődik, áttetsző lesz a lézerfényre, vagyis a rezonátorban hirtelen megnő a jósági tényező. Ez a megvalósítás nem igényel külső jelet, vagyis ilyen értelemben passzív kapcsolásról beszélünk.

Irodalomjegyzék

[1] F. J. Duarte *Tunable Lasers Handbook* Academic Press, Inc. 1995.

[2] F. P. Schäfer *Dye Lasers* Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH 1973.

[3] F. J. Duarte *High Power Dye Lasers* Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH 1991.

[4] F. J. Duarte *Tunable Laser Optics* Taylor & Francis Group, LLC 2015.

[5] Sumio Iijima. *Helical microtubules of graphitic carbon* Nature, 354:56–58, 1991.

[6] Sergei M. Bachilo, Michael S. Strano, Carter Kittrell, Robert H.Hauge, Richard E. Smalley, and R. Bruce Weisman *Structure-Assigned Optical Spectra of Single-Walled Carbon Nanotubes* Science 20 December 2002: 298 (5602), 2361-2366. Published online 29. November 2002.

[7] M. S. Dresselhaus, G. Dresselhaus, and P. Avouris. *Carbon Nanotubes: Synthesis, Structure, Properties, and Applications.* Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 2001.

[8] R. Saito, G. Dresselhaus and M. S. Dresselhaus. *Physical Properties of Carbon Nanotubes.* Imperial College Press, 1998.

[9] Palotás Julianna *Lézeres fotolumineszcencia egyfalú szén nanocsöveken, BSc Szakdolgozat Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, 2014.*

[10] R. Bruce Weisman, Shekhar Subramoney *Carbon Nanotubes* Interface Summer 2006 p. 42 Online ISSN: 1944-8783

[11] Dr. Almási Gábor, Dr. Erdélyi Miklós, Dr. Fülöp József András, Dr. Hebling János, Dr. Horváth Zoltán, Dr. Kovács Attila Pál, Dr. Rácz Béla, Dr. Smausz Kolumbán Tomi *Lézerfizika, Elektronikus tananyag TÁMOP-4.1.2.A/1-11/1* `http://titan.physx.u-szeged.hu/~bubo/Lezerfizika/book.html#id306847`

[12] `http://www.univie.ac.at/spectroscopy/fks/forschung/ergebnisse/nanotubes.htm` 2016.05.30.

[13] Olfa Kanoun, Christian Müller, Abderahmane Benchirouf, Abdulkadir Sanli, Trong Nghia Dinh, Ammar Al-Hamry, Lei Bu, Carina Gerlach and Ayda Bouhamed *Flexible Carbon Nanotube Films for High Performance Strain Sensors* Sensors 2014, 14, 10042-10071. Published: 6 June 2014

[14] `http://radiant-dyes.com/index.php/products/laser-dyes/list-of-laser-dyes` 2016.05.30.

[15] `https://www.thorlabs.de/thorcat/2200/DET210-SpecSheet.pdf` 2016.05.30.

[16] `https://www.thorlabs.de/thorcat/2100/DET410-SpecSheet.pdf` 2016.05.30.

[17] `http://www.chemicool.com/definition/monochromators.html` 2016.05.30.

[18] `http://www.photoboilogy.info/Visser-Rolinski.html` 2016.05.30.

[19] `https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/R2658_TPMS1082E.pdf` 2016.05.30.