

Kétfokozatú festéklézer-erősítő-rendszer tervezése és alkalmazása

PhD tézisek

Dr. Seres József

Szeged, 1997.

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	3
2. Tudományos előzmények	4
3. Célkitűzés	5
4. Alkalmazott mérési és számítási módszerek	6
4.1 Impulzusidő mérése sávkamerával	6
4.2 Impulzusidő mérése autokorrelátorral	6
4.3 Spektrum mérése	7
4.4 A számításokhoz használt egyenletek és numerikus algoritmusok	8
5. Elért új eredmények	10
5.1 Impulzusidő meghatározása mért spektrumokból	10
5.2 Kaszkád festéklézer-rendszer	12
5.2.1 Az első festéklézer fokozat	12
5.2.2 A második festéklézer fokozat	16
5.2.3 A teljes festéklézer-rendszer	20
5.3 Twin Colour festéklézer vizsgálata	21
5.3.1 Modellszámítások eredményei	21
5.3.2 Excimer lézerrel pumpált TC festéklézer	23
5.3.3 Nd:YAG lézerrel pumpált TC festéklézer	24
5.4 A kifejlesztett festéklézer-rendszer alkalmazása haladó hullámú festékerősítő vizsgálatára	26
6. Eredmények összefoglalása	28
7. Irodalomjegyzék	31
7.1 A tézispontok alapjául szolgáló publikációk	31
7.2 Hivatkozott egyéb irodalmak	32



1. Bevezetés

Az elmúlt évtizedek intenzív kutatásainak eredményeként a lézereket már széles körben alkalmazzák a tudomány, az ipar, az adattovábbítás, a szórakoztató elektronika stb. számos területén. A nagy sebességgel lejátszódó fizikai, kémiai, biológiai folyamatok vizsgálata a tudományban állandóan jelenlévő feladat, és egyre jobb időfelbontású mérőeszközöket igényel, amelyet csak a rövid fényimpulzusokat előállító lézerekkel lehet kielégíteni. A vizsgálható jelenségek körének bővítése érdekében egyre szélesebb spektrumtartományban és egyre nagyobb energiával rendelkező impulzusokat kell előállítani. Különösen erősen jelenik meg ez az igény a plazmafizikai kutatásoknál és a röntgenlézerek fejlesztésénél. A kívánt feltételeknek a relaxációs oszcilláció jelenségét impulzusok előállításra felhasználó festéklézer-rendszerek megfelelnek.

Dolgozatomban egy haladó hullámú erősítő vizsgálatára alkalmas festéklézer-rendszer fejlesztését és alkalmazását foglalom össze. Az 5.2 fejezetben magának a rendszernek a megvalósítását és a közben végzett elméleti és kísérleti vizsgálatokat írom le. Az 5.4 fejezet mutatja be a rendszer alkalmazását és a közben kapott eredményeket. Az 5.3 fejezetben bemutatok egy általam kifejlesztett új impulzus-rövidítési lehetőséget és kísérletileg igazolom működését.

Ezúton szeretnék köszönetet mondani dr. Bor Zsoltnak, az MTA tagjának, a JATE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék vezetőjének, hogy a méréseknek a tanszékén való elvégzését lehetővé tette, munkámat figyelemmel kísérve hasznos tanácsokkal látott el. Köszönetet mondok dr. Pintér Ferencnek, a JGYTF Fizika Tanszék vezetőjének, aki kutatásaimat támogatta, szakmai tapasztalatait velem megosztotta.

Köszönöm pótolhatatlan segítségét dr. Hebling Jánosnak, akinek irányításával és akivel való közös munka eredményeként született a dolgozatban szereplő tudományos eredmények legnagyobb része. Közös mérésünk során hasznos tanácsokkal és gyakorlati segítséggel látott el dr. Klebniczki József, akit ezért külön köszönet illet.

2. Tudományos előzmények

Rövid impulzusok előállítására két jelenséget, a módusszinkronizációt és a relaxációs oszcillációt használják fel. Bár a módusszinkronizált lézerekkel állítják elő a legrövidebb impulzusokat [1,2] és szubpikoszekundumos impulzussorozatot rutinszerűen generálnak [3-7], olyan alkalmazásoknál, amelyek nem elsősorban extrém rövid hanem nagy energiájú impulzusokat igényelnek, a relaxációs oszcillációt felhasználó, **kaszkád festéklézer-rendszerek** előnyösebbek. Ezek a rendszerek kettő [8-14] vagy három [15-23] lézerfokozatból és néhány erősítőfokozatból állnak, pumpálásukra régebben nitrogén lézert alkalmaztak [9], de viszonylag kis energiájuk miatt újabban a jóval nagyobb energiájú Nd:YAG lézerek 2. vagy 3. felharmonikusát [14,19-21] továbbá nagy energiájuk és rövid működési hullámhosszuk miatt az excimer lézereket [8,10-13,15-18,22,23] használják. A rendszerek fokozataiban három festéklézer típus fordul elő, ezek a kioltott festéklézer (KFL), a rövid rezonátorú festéklézer (RRFL) és az elosztott visszacsatolású festéklézer (EVFL).

A felsorolt festéklézer típusok a **relaxációs oszcilláció** jelenségén alapulnak, mely jelenséget elsőként [24,25]-ben mutattak ki és értelmezték, továbbá [26]-ban kísérletileg is megmutatták, hogy ilyen festéklézerekkel a pumpáló impulzusnál jóval rövidebb egyes impulzusok állíthatók elő.

A relaxációs oszcillációt felhasználták az **RRFL**-ekben, amelyek nevüket onnan kapták, hogy a fény a lézerhosszon (két tükör között) jóval rövidebb idő alatt halad át, mint a pumpáló és előállított impulzusok félértékszélessége. Nitrogén lézer 0,1-2 ns-os impulzusait felhasználva pumpálásra RRFL-ekkel 10-80 ps-os impulzusokat generáltak a pumpáló impulzus és a lézerüreg hosszától függően [27-31]. Nd:YAG lézer felharmonikusait használva pumpálásra 4-16 ps-os impulzusokat [33-35] kaptak. A Q-kapcsolást, mint impulzusrövidítési eljárást alkalmazva XeCl excimer lézer 12 ns-os impulzusait felhasználva 62 ps-os impulzusokat állítottak elő [37].

Az **EVFL**-ekben a visszacsatolást nem tükrök, hanem a lézerhossz mentén periodikusan változó törésmutató [38] vagy erősítés [39] biztosítja. Az EVFL-ek pumpálására szintén használtak nitrogén lézert (0,7-3,5 ns), amikor 6 és 100 ps közötti impulzusokat kaptak a nitrogénlézer impulzushosszától függően [40-49], továbbá Nd:YAG lézer felharmonikusait (16-65 ps), amikor 1,6-4 ps-os

impulzusokat kaptak [50-52]. A Q-kapcsolás impulzusrövidítő hatását felhasználva XeCl excimer lézeres pumpálásnál 22 ps-os [54] impulzusokat sikerült előállítani.

A kioltott festéklézereknél (KFL) a lézer aktív közege köré két rezonátort építenek, melyek közül az egyik alkotja az ún. kioltó lézert. A kioltó lézer rezonátora úgy van megtervezve, hogy később kezdjen el lézer működni, mint az alaplézer. Ezzel az elrendezéssel ki lehet használni a relaxációs oszcilláció azon tulajdonságát, hogy azt az egy impulzusos üzemmód fölé gerjesztve, az első impulzus rövidül. Követő impulzusok pedig nem lesznek, mert a megfelelő pillanatban beinduló kioltó lézer megakadályozza az alaplézer továbbműködését. Ezt az impulzusrövidítési eljárást az RRFL-eknél és az EVFL-eknél is kihasználták. Nitrogénlézerrel pumpált kioltott RRFL-lel 28-85 ps-os [32], kioltott EVFL-lel pedig 17-50 ps-os [47] impulzusokat állítottak elő a lézerhossztól függően. XeCl excimer lézeres pumpálás mellett kioltott RRFL-lel 40 ps-os [36], kioltott EVFL-lel 80 ps-os [53] impulzusokat kaptak.

3. Céltűzés

Célom egy olyan festéklézer-rendszer megvalósítása volt, amely egy haladó hullámú erősítő pumpáló forrásaként alkalmazható, és jellemzői a következők:

- pumpáló forrás egy XeCl excimer lézer (működési hullámhossz: 308 nm, impulzusenergia: 40 mJ, impulzus félértékszélesség: 15 ns, ismétlési frekvencia: 0,8 Hz),
- a rendszer adjon le egyes impulzusokat a narancs - közeli vörös színek tartományban, impulzushossza 1 ps és 10 ps között legyen, az elérendő impulzusenergia legyen néhányszor 10 μ J, és a rendszer minél kevesebb elemet tartalmazzon.

További célom egy új impulzushossz rövidítési eljárás kipróbálása mind nanoszekundumos, mind pikoszekundumos pumpáló impulzusok esetén. A pikoszekundumos pumpálásnál való alkalmazhatóság lehetősége igen fontos, mivel a Q-kapcsolásnak ilyen esetben már gyakorlatilag nincs impulzusrövidítő hatása.

4. Alkalmazott mérési és számítási módszerek

4.1 Impulzusidő mérése sávkamerával

Impulzushossz mérésre Hamamatsu C979 típusú sávkamerát használtam azokban az esetekben, amikor a mérni kívánt impulzusok 10 ps-nál hosszabbak voltak. A sávkamera ernyőjét három különböző módon figyeltem meg: OSA 500 típusú sokcsatornás optikai analízátorral, EDC 1000 típusú CCD kamerával és Hamamatsu C4074 típusú CCD diódasorral.

Az OSA 500 analízátor 500×500 -as mátrixot tartalmaz és a sávkamera ernyőjén világító csíkra merőlegesen összegez. Különböző eltérítési sebességekhez tartozó időskálája 15; 7,5; 2,5; 1,5 ps/csatorna. Mivel a sávkamera ernyőjére becsapódó elektronnyaláb csak véges foltta fókuszálható, a legjobb felbontás ~ 7 csatorna, vagyis ~ 10 ps.

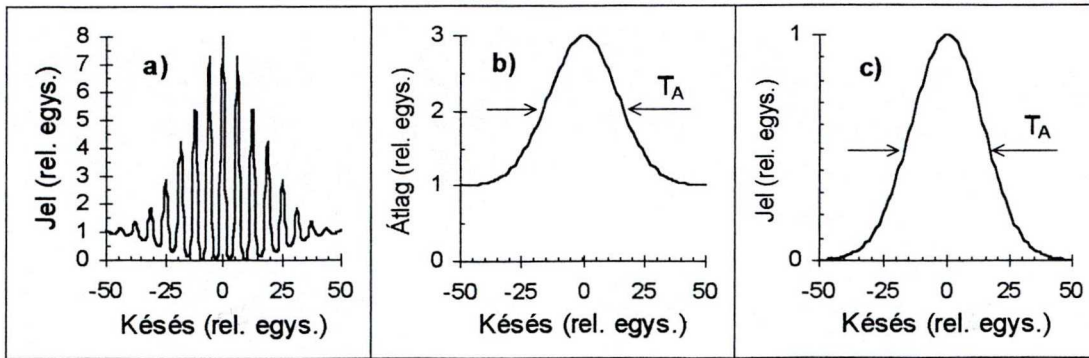
Az EDC 1000 típusú CCD kamera 196×165 -ös mátrixot tartalmaz. A sávkamera ernyőjén megfigyelt kép közvetlenül számítógéppel tárolható, feldolgozható. A sávkamerával együtt felbontása ~ 3 dióda.

A Hamamatsu C4074 CCD diódasor 512 diódát tartalmaz, geometriai méretéből adódóan időskálája a sávkamera leggyorsabb eltérítésénél 1 ps/dióda. Alkalmazása kiküszöböli a sávkamera intenzitástorzítását, érzékenysége azonban sokkal kisebb, mint az előző két detektoré.

Az impulzusok energiáját RJ 7610 típusú energiamérővel és vele hitelesített PIN diódával mértem.

4.2 Impulzusidő mérése autokorrelátorral

A Hamamatsu C979 sávkamerával már nem felbontható rövid impulzusok mérésének egyik igen elterjedt módja a Michelson interferométerre épülő, alkalmas kristály frekvenciakétszerező tulajdonságát felhasználó autokorrelátor. Méréseim során két autokorrelátor elrendezést használtam, egy kollineáris és egy háttérmentes elrendezést. Frekvenciakétszerező kristály egy 1 mm-es LiIO_3 kristály volt a 645 nm-es méréseknél, 1 mm-es KDP pedig a 610 nm körüli méréseknél. Az autokorrelátorokkal mérhető görbékre mutat számított példát a 4-1 ábra.



4-1 ábra: Kollineáris autokorrelátorral mérhető jel (a) és a belőle mozgó átlaggal képzett autokorrelációs görbe (b). Háttérmentes autokorrelátorral mérhető jel (c).

A kollineáris autokorrelátorral a 4-1a ábrán látható, interferenciát tartalmazó jel mérhető. Ebből mozgó átlag képzése után (4-12b ábra) a

$$T = \frac{T_A}{\sqrt{2}} \quad (4.1)$$

összefüggéssel határozható meg a mért impulzus félértékszélessége (T), ha Gauss-alakú impulzust tételezünk fel. T_A az autokorrelációs görbe félértékszélessége. Ugyanezzel az összefüggéssel határozható meg a mért impulzus félértékszélessége a háttérmentes autokorrelátorral mérhető görbéből is (4-1c ábra).

4.3 Spektrum mérése

Méréseimhez három spektrográfot használtam egy DFSz-8 típusút, egy SzTE-1 típusút, az 5.3.3 pontban leírt méréshez pedig egy saját készítésűt.

Az DFSz-8 spektrográfnál a spektrumot az OSA 500 spektrum analízátorral figyeltem és rögzítettem. A rendszer hullámhosszskálája 0.014 nm/csatorna volt az általam vizsgált spektrumtartományban.

Az SzTE-1 spektrográf 4. rendjét használtam méréseimben. A spektrumot EDC 1000 típusú CCD kamerával figyeltem és rögzítettem. Minden mérési összeállításnál a rendszert spektrállámpák segítségével hitelesítettem.

Az 5.3.3 pontban leírt mérések elvégzéséhez egy rácsos spektrográfot állítottam össze, melyben a spektrum detektálására a Hamamatsu C4074 típusú CCD diódasort használtam. A rendszer hitelesítését a DFSz-8 spektrográf segítségével végeztem. A rendszer skáláján egy diódatávolságnak 0,014 nm felelt meg.

4.4 A számításokhoz használt egyenletek és numerikus algoritmusok

Festéklézerek működését csatolt differenciálegyenletekkel szokás leírni. Két esetet különböztetnek meg, amikor csak időtől függő [55] vagy amikor tér-idő függő [56] egyenletrendszert alkalmaznak. Számításaimhoz az 5.2.1 fejezet egyik számítássorozatot kivéve a csak időtől függő egyenletrendszer megoldása elegendő volt. Az egyenletrendszer a következő:

$$\frac{dN^{(i)}}{dt} = I_p \sigma_p^{(i)} (N_0^{(i)} - N^{(i)}) - \frac{N^{(i)}}{\tau_f^{(i)}} - \sum_{j=1}^J \frac{\sigma_e^{(i,j)} c}{n_s} N^{(i)} Q^{(j)} + \sum_{j=1}^J \frac{\sigma_a^{(i,j)} c}{n_s} (N_0^{(i)} - N^{(i)}) Q^{(j)} \quad (4.10)$$

$$\frac{dQ^{(j)}}{dt} = \sum_{i=1}^I \Omega S^{(i,j)} \frac{N^{(i)}}{\tau_f^{(i)}} + \sum_{i=1}^I \frac{(\sigma_e^{(i,j)} - \sigma_1^{(i,j)}) c}{n_s} N^{(i)} Q^{(i)} - \sum_{i=1}^I \frac{\sigma_a^{(i,j)} c}{n_s} (N_0^{(i)} - N^{(i)}) Q^{(j)} - \frac{Q^{(j)}}{\tau_c^{(j)}} \quad (4.11)$$

Ez az egyenletrendszer $i = 1, 2, \dots, I$ festék keverékéből álló és $j = 1, 2, \dots, J$ hullámhosszakon működő festéklézert ír le, különben formája megegyezik [T1]-ben felírt egyenletekkel. Az egyenletekben található jelölések a következők:

$N_0^{(i)}$: az i -edik festékoldat koncentrációja [m^{-3}],

$N^{(i)}$: az i -edik festék gerjesztett festékmolekuláinak koncentrációja [m^{-3}],

$Q^{(j)}$: a lézerüregben lévő j -edik hullámhosszúságú lézerfotonok sűrűsége [m^{-3}],

I_p : a gerjesztő impulzus fotonáram sűrűsége [$m^{-2}s^{-1}$],

$\sigma_p^{(i)}$: az i -edik festék abszorpciós hatáskeresztmetszete a gerjesztés hullámhosszán [m^2],

$\sigma_e^{(i,j)}$: az i -edik festék emissziós hatáskeresztmetszete a j -edik hullámhosszon [m^2],

$\sigma_1^{(i,j)}$: az i -edik festék gerjesztett állapot abszorpciós hatáskeresztmetszete a j -edik hullámhosszon [m^2],

$\sigma_a^{(i,j)}$: az i -edik festék abszorpciós hatáskeresztmetszete a j -edik hullámhosszon [m^2],

τ_f : a gerjesztett molekulák átlagos fluoreszcencia élettartama [s],

$\tau_c(t)$: a lézerfotonok átlagos üregélettartama [s],

$$\text{RRFL esetén [24]: } \tau_c = \frac{-2 \cdot n_s \cdot L}{c \cdot \ln(R_1 \cdot R_2)},$$

$$\text{EVFL esetén [55]: } \tau_c(t) = \frac{n_s \cdot L^3}{8 \cdot \pi^2 \cdot c} \left[N(t) (\sigma_e - \sigma_i) V \right]^2,$$

ahol L : a lézerhossz, R_1, R_2 a tükrök reflexiója, V a láthatóság.

c : a fénysebesség [$3 \cdot 10^8$ m/s],

n_s : a festékoldat törésmutatója,

Ω : arányszám, mely megmutatja, hogy a spontán emisszió hányad része esik a lézerműködés irányába és térszögébe,

$S^{(ij)}$: arányszám, mely megadja, hogy az i -edik festékmolekulák által spontán módon kisugárzott fotonok hányad része esik a j -edik hullámhossz környezetébe.

A (4.10-11) egyenletrendszer 4-ed fokú Runge-Kutta módszerrel majd a későbbiekben implicit Euler-módszerrel oldottam meg, mivel az implicit Euler módszert hatékonyabbnak találtam.

Az EVFL-nél a (4.10-11) egyenletrendszer megoldása és a mérés között jelentős eltérés mutatkozott az energia szórásában, ezt a következő [56] tér-idő függő differenciálegyenlet segítségével tudtam értelmezni:

$$\pm \frac{\partial E^\pm}{\partial x} - \frac{n_s}{c} \cdot \frac{\partial E^\pm}{\partial t} + \frac{\sigma_e - \sigma_i}{2} N(E_0 + E^\pm + E^*) = 0 \quad (4.12)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = I_p \sigma_p (N_0 - N) - \frac{N}{\tau_f} - \frac{\sigma_e \cdot \epsilon \cdot \lambda}{h \cdot n_s} N(|E^+|^2 + |E^-|^2). \quad (4.13)$$

Az egyenletekben a (4.10-11)-ben is szereplő szimbólumok jelentése azonos, csak itt a festékre és a hullámhosszra vonatkozó indexek hiányoznak, mivel ezt a (4.12-13) egyenletrendszer csak egy festékre és egy hullámhosszra oldottam meg. A (4.10-11)-hez képest új jelölések jelentése:

E^+, E^- : a lézerhossz mentén pozitív és negatív irányban haladó lézersugárzás elektromos térerőssége [V/m],

E_0 : a spontán emisszióból adódó térerősség [V/m]:

E^* : a visszacsatolásból adódó tag [V/m],

$E^* = 0$ a tükörrel lezárt lézereknél, ekkor a visszacsatolást a lézer végeinél a határfeltételek biztosítják, elosztott visszacsatolású lézerekben pedig [56]:

$$E^* = \frac{V}{2} \cdot E^{\mp}(x, t) \quad (4.14)$$

ε : a festékoldat dielektromos állandója [$8.854 \cdot 10^{-12}$ As/Vm],

h : a Planck állandó [$6.626 \cdot 10^{-34}$ Js],

V : az interferencia csíkok láthatósága.

Ezt a tér-idő függő egyenletrendszer egy általam kifejlesztett numerikus módszerrel oldottam meg [T2,T3,T5], melyről részletesebben 5.2.1 fejezetben írok.

5. Elért új eredmények

5.1 Impulzusidő meghatározása mért spektrumokból

A későbbiekben leírásra kerülő méréseim azt mutatták, hogy a vizsgált impulzusok és impulzuspárok tagjai külön, külön jó közelítéssel transzformáció limitáltak voltak. Ilyen impulzusokra és impulzussorozatokra [18]-ban összevetették a mért és számított EVFL spektrumokat és azt találták, hogy a spektrum modulálttá válása egy második követő impulzus megjelenésére utal, és a moduláció periódusából a követési idő kiszámítható. Ezt a spektrum kiértékelési módszert továbbfejlesztettem, így két egymást követő impulzusra a mért spektrumokból a követési időn kívül az impulzushosszt és az impulzusok relatív intenzitást is meghatároztam. A kettős impulzus térerősségét a következő alakban írtam fel:

$$E(t) = E_1(t - t_1) \cdot e^{i\omega_1 t} + E_2(t - t_2) \cdot e^{i\omega_2 t} \quad (5.1)$$

Az indexek az első és második impulzust jelölik. Az ω_1 és ω_2 a két impulzushoz központi körfrekvenciája, t_1 és t_2 pedig az impulzusmaximumok időbeli helye. A (5.1) egyenlet Fourier transzformációja a kettős impulzus spektrumát szolgáltatja. Elvégezve a Fourier transzformációt és felhasználva azonosságait az eredmény a következő lesz:

$$E(\omega) = E_1(\omega - \omega_1) \cdot e^{-i\omega t_1} + E_2(\omega - \omega_2) \cdot e^{-i\omega t_2}. \quad (5.2)$$

Feltételezve, hogy az impulzusok időben szimmetrikusak és így $E_1(\omega - \omega_1)$ és $E_2(\omega - \omega_2)$ pozitív valóságok, a mérhető spektrum alakja a következő:

$$I(\omega) = E_1^2(\omega - \omega_1) + E_2^2(\omega - \omega_2) + 2 \cdot E_1(\omega - \omega_1)E_2(\omega - \omega_2) \cos(\omega t_{21}) \quad (5.3)$$

ahol $t_{21}=t_2-t_1$. Abban az esetben, ha ω_1 és ω_2 olyan közel van, hogy az egyes impulzusokhoz tartozó spektrumok átfedik egymást, a spektrum modulált lesz. Ekkor az (5.3) egyenletben a harmadik tag nem elhanyagolható, így a két impulzushoz tartozó spektrum egyszerűen nem választható szét. A szétválasztáshoz bevezettem két segédfüggvényt, a mozgó átlagfüggvényt,

$$A(\omega) = \int_{\omega - \frac{\pi}{t_{21}}}^{\omega + \frac{\pi}{t_{21}}} I(\omega') d\omega' = E_1^2(\omega - \omega_1) + E_2^2(\omega - \omega_2), \text{ és a} \quad (5.4)$$

$$B(\omega) = (E_1(\omega - \omega_1) + E_2(\omega - \omega_2))^2 \quad (5.5)$$

külső burkolófüggvényt, amelyet a $\cos(\omega t_{21}) = 1$ feltételt teljesítő pontok adják, mivel az elektromos tér frekvenciájához képest az általam vizsgált impulzus-hosszaknál a burkoló lassan változik.

A (5.4) és (5.5) egyenletekből álló kétismeretlenes másodfokú egyenlet-rendszerből $E_1(\omega - \omega_1)$ és $E_2(\omega - \omega_2)$ könnyen kifejezhető:

$$E_1(\omega - \omega_1) = \frac{\sqrt{B(\omega)} \pm \sqrt{2A(\omega) - B(\omega)}}{2}, \quad (5.6)$$

$$E_2(\omega - \omega_2) = \frac{\sqrt{B(\omega)} \mp \sqrt{2A(\omega) - B(\omega)}}{2}. \quad (5.7)$$

A pozitív és negatív előjel a megoldásban felváltva szerepel, ami azt jelenti, hogy az eljárás nem dönti el, hogy melyik spektrum melyik impulzushoz tartozik. (5.6) és (5.7) Fourier transzformációjával az impulzusok megkaphatók és meghatározható félértékszélességük is. A periodicitásból [18]-bel leírthoz hasonlóan a két impulzus követési távolsága is könnyen számítható a

$$t_{21} = \frac{\lambda^2}{c(\lambda' - \lambda'')} = \frac{\lambda^2}{c\Delta\lambda} \quad (5.8)$$

összefüggés alapján. *Az általam kidolgozott és a méréseim során alkalmazott eljárás segítségével tehát kettős impulzusok modulált spektrumából meg tudtam határozni a kettős impulzusok félértékszélességét, relatív intenzitását és követési távolságukat.*



5.2 Kaszkád festéklézer-rendszer

5.2.1 Az első festéklézer fokozat

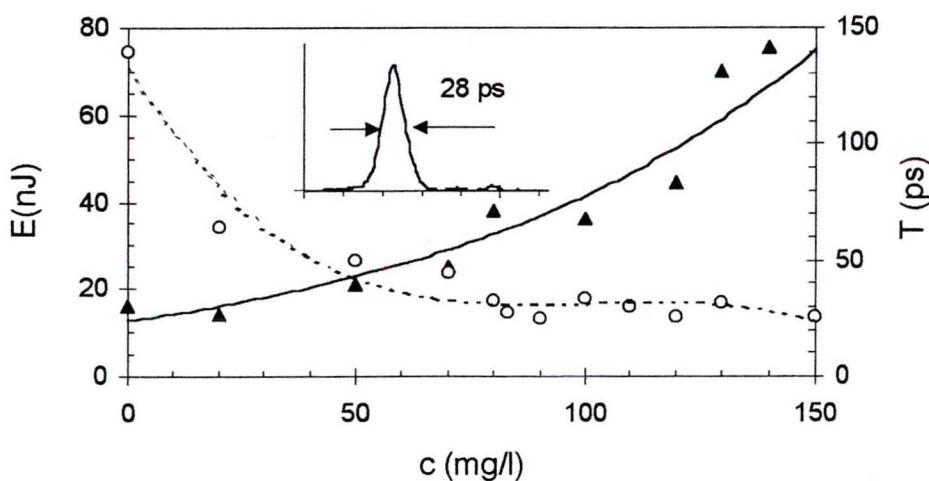
Első lépésként meghatároztam, hogy a megépíteni kívánt kétfokozatú kaszkád festéklézer-rendszerben milyen lézertípus legyen az első lézerfokozat. Az irodalmak alapján három lézertípus közül választhattam, ezek a Q-kapcsolt EVFL, a Q-kapcsolt RRFL és a kioltott lézer. Mivel a XeCl lézerrel pumpált kioltott lézerek által az irodalmakban közölt impulzushosszak számomra túl hosszúak voltak, továbbá felépítésük bonyolult ([36,53] 40 ps és 80 ps, [11-13,15-18,22,23] 100-400 ps) ezért a Q-kapcsolt EVFL-t és RRFL-t vizsgáltam meg. A Q-kapcsolt RRFL-t külön kiemelte a másik két lézertípusnál jóval egyszerűbb felépítése.

Első lépésben elméleti számításokat végeztem egy olyan **EVFL-en**, amelyik **telítődő abszorbenst használt Q-kapcsolóként**. Megvizsgáltam, hogy az EVFL által leadott impulzusok paraméterei hogyan függnek az EVFL paramétereitől. A számításokhoz (4.10-11) egyenletrendszert oldottam meg numerikusan olyan esetre, amikor a rendszer két festéket tartalmazott és az EVFL-nél előre jól meghatározható egyetlen hullámhosszon működött. A következőket találtam [T1]:

- ◆ Az inerferenciacsíkok láthatóságától az EVFL impulzusenergiája és dinamikus tartománya csak kis mértékben függ, különösen a nagyobb láthatóság értékeknél. Kis láthatóság értékeknél az impulzushossz azonban jelentősen láthatóságfüggő, a láthatóság növelésével értéke csökken. Mérésekből a láthatóság értékét 0.38-nak becsülték [54], és ennél az értéknél a Q-kapcsolás számított impulzusrövidítő hatása már jelentősnek adódott.
- ◆ Az abszorbens festék koncentrációjának növelésekor az impulzusenergia és a dinamikus tartomány nő, egy küszöbkoncentráció elérésekor pedig az impulzushossz jelentősen lecsökken. Így, a számítások szerint, minél nagyobb abszorbens koncentráció alkalmazása előnyös.
- ◆ Az EVFL működési hullámhosszán képzett $\sigma_a^{(a)}/(\sigma_e - \sigma_1)$ effektív hatáskeresztmetszet aránytól való függését is vizsgáltam az EVFL tulajdonságainak. A (a) felső index az abszorbensre utal. Ameddig ez az arány nem érte el a kb. 6-os értéket az impulzushossz jelentősen csökkent, majd ennél nagyobb arányértékekre stagnált. A számítások szerint tehát

olyan működési hullámhosszat érdemes választani, ahol az effektív hatáskeresztmetszet arány 6 vagy annál valamivel magasabb. Az elvégzett méréseknél ez az arány kb. 14 volt.

A modellszámítások eredményeit felhasználva a Q-kapcsolt EVFL-t megépítettem, jellemzőit kimértem. Az összeállítás egy rácsos, kvarchasábos elrendezés volt [45]. A számításokkal meghatározott effektív hatáskeresztmetszet arányának a választott festékpár (4.6 g/l Coumarin 153 és Rhodamine B) eleget tett akkor, amikor az EVFL működési hullámhossza 553 nm volt. Ennek eléréséhez a festékeket 55 % metanol, 45 % etanol keverékében oldottam és 2442 vonal/mm-es rácsot használtam. A kvarchasáb 23 mm × 20 mm × 5 mm-es volt, a pumpáló excimer lézer fényét egy 93 mm fókusz távolságú hengerlencsével fókuszáltam. Az optimális abszorbens koncentráció értékét mérésekkel is meghatároztam. A mérés eredményét mutatja az 5-1 ábra.



5-1 ábra: A megépített Q-kapcsolt EVFL impulzusenergiájának (—) és impulzushosszának (...) függése a telítődő abszorbens koncentrációjától. Az inzer a 120 mg/l abszorbens koncentrációhoz tartozó tipikus impulzusalakot mutatja.

Amint az ábráról leolvasható, az abszorbens koncentrációjának növelésével az impulzushossz 140 ps-ról 25 ps-ig csökkent, de kb. 80-100 mg/l-től értéke állandónak tekinthető. Mivel az abszorbens koncentráció növelésével az impulzusenergia és a dinamikus tartomány is nő (mérés során a dinamikus tartományt is vizsgáltam [T5]), az abszorbens koncentrációt minél magasabbra célszerű

választani. A 130 mg/l-nél nagyobb koncentrációknál azonban az EVFL működése bizonytalanra vált, egyes és kettős impulzusok váltogatták egymást [T5], ezért az abszorbens koncentrációját 120 mg/l-re választottam a további mérésekhez.

A véglegesnek választott elrendezésben és festékekkel a Q-kapcsolt EVFL 28 ± 2 ps hosszú és 38 ± 2 nJ energiájú egyes impulzusokat adott le [T5,T6,T8,T9]. A mért dinamikai tartomány 16 % volt, mely érték bőven elég a stabil egyes impulzusú működéshez, hiszen a pumpáló excimer lézer energiájának szórása csak ± 1 % volt.

A mérésekkel kapott eredmények igen jó egyezést mutatnak a modell-számításokból kapottakkal az impulzusenergia, impulzushossz, dinamikus tartomány értékeire és viselkedésére vonatkozóan. Egy mennyiségnél, az impulzusenergia szórásánál azonban az eltérés jelentős. Míg az abszorbens koncentráció 0-120 mg/l tartományban változik, addig a mért szórás 22 %-ról 5 %-ra csökken, szemben a számított értékekkel, amelyek a teljes tartományon 2 % alatt maradnak. Különösen nagy az eltérés az abszorbenst nem tartalmazó EVFL esetén. Az eltérés okait a tér-idő függő egyenletrendszer (4.12-13) megoldásával sikerült felderítenem. A parciális differenciálegyenlet-rendszert numerikusan oldottam meg. A megfelelő pontosságú számítások elvégzéséhez olyan lépésközoeket kellett volna választanom, amely mellett a számítások gépilege túl hosszú lett volna. A megoldhatóság érdekében kidolgoztam egy új numerikus algoritmust, mely azon a megfigyelésen alapul, hogy a keletkező impulzus hossza többszöröse a fény lézerhosszon való áthaladásának idejénél, így jóval ritkább időbeli lépésköz választás elegendő, mint ami a térbeli beosztás szükséges számából adódik, tehát

$$\frac{c \cdot \Delta t}{n} = m \cdot \Delta x, \quad (5.9)$$

ahol n a törésmutató, Δt és Δx az időbeli és térbeli lépésköz, valamint $m \gg 1$. Amennyiben m kettő hatványának választom, az általam kidolgozott új numerikus algoritmus a számítási pontosság megőrzése mellett jóval kisebb gépidőt igényel [T3,T5]. Az elvégzett számításoknál $m = 64$ volt választható, ekkor a szükséges gépidő 40-ed része volt az explicit Euler módszerrel történő számítás gépilegének [T3,T5].

A kifejlesztett algoritmus segítségével a következő vizsgálatokat végeztem el:

- ◆ Megvizsgáltam, hogy az interferenciacsíkok láthatóságának 0,4 körüli ingadozása milyen hatással van az EVFL impulzusok energiájára.
- ◆ Megvizsgáltam, hogy a pumpáló excimer lézer impulzusán megfigyelhető időbeli moduláció milyen hatással van az EVFL működésére.
- ◆ Megvizsgáltam, hogy a pumpálás gerjesztett hossz menti inhomogenitása milyen hatással van az EVFL működésére.

Eredményül azt kaptam [T2,T5], hogy a pumpálás hosszmenti inhomogenitása és a láthatóság ingadozása alig befolyásolja az EVFL működését. A pumpáló excimer impulzus időbeli moduláltsága azonban magyarázza az abszorbenst nem tartalmazó EVFL energiájának nagy szórását, amennyiben a moduláció periódusideje 5 ns vagy hosszabb mely érték jó egyezésben van az excimer impulzuson megfigyelt kb. 7 ns-os modulációval [T5].

A **Q-kapcsolt RRFL vizsgálatát**, hasonlóan a Q-kapcsolt EVFL-hez, a (4.10-11) egyenletrendszer numerikus megoldásával kezdtem. Az EVFL-től eltérően ez most négy egyenlet megoldását jelentette, mivel az RRFL-nél mindkét festékre az alkalmazott küvettafali lézeres elrendezés visszacsatolást biztosított. A számítások 12-szer rövidebb impulzus keletkezését jósolták, mint Q-kapcsolás alkalmazása nélkül, továbbá jóval stabilabb működést [T1,T5]. A dinamikus tartományra a Q-kapcsolás alig volt hatással, értékét 16 %-ról 18 %-ra növelte, azonban mindkét érték elég nagy ahhoz, hogy a pumpáló excimer lézer 1 %-os energiaszórása mellett stabil egyes impulzusú működést lehessen megvalósítani.

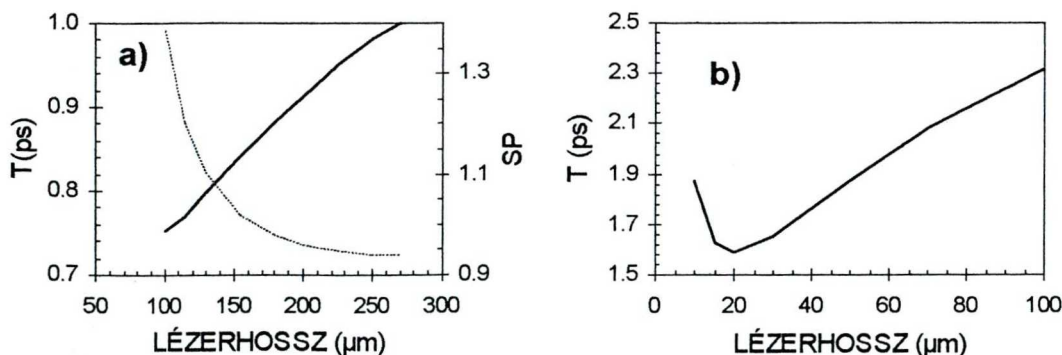
Méréseket két RRFL elrendezéssel végeztem. Egyik esetben csak egy 2 mm-es küvetta használtam. A küvetta falai biztosították a visszacsatolást, az excimer lézer fényét pedig egy 93 mm fókuszú hengerlencsével gyűjtöttem össze. A lézerfesték Coumarin 153 volt 4.6 g/l-es koncentrációban, abszorbensnek pedig Rhodamine B-t használtam. Az abszorbens koncentrációját 80 mg/l-ig növelve az impulzushosszban rövidülés nem volt megfigyelhető, végig kb. 230 ps hosszú maradt, a lézerműködés hullámhossza azonban eltolódott 547 nm-ről 567 nm-ig. 80 mg/l-nél nagyobb abszorbens koncentrációnál már nem működött az RRFL [T5]. Azért, hogy a működési hullámhossznak az abszorbens abszorpciós maximumától való eltolódását megakadályozzam, reflexiós rácsot (2400 vonal/mm) helyeztem a küvetta egyik

oldalához 35° -os szögben. A küvetta és a rács közötti részt kitöltöttem glicerinnel a küvettafali reflexió elkerülésére. Ezzel az elrendezéssel a lézer hullámhosszát 550 nm-re állítottam be és így már sikerült impulzusrövidülést elérnem, eredményül 85 ± 7 ps-os impulzusokat kaptam.

A két festéklézer közül megfelelőnek a Q-kapcsolt EVFL bizonyult, mivel impulzusai kb. 3-szor rövidebbek voltak mint a Q-kapcsolt RRFL-é és impulzushossz valamint impulzusenergia stabilitása is jobb.

5.2.2 A második festéklézer fokozat

A kaszkád festéklézer-rendszer második fokozatához szintén két lézertípus, az EVFL és az RRFL használhatóságát vizsgáltam meg. Az előzetes elméleti számítások megmutatták, hogy a Q-kapcsolás egyik lézertípus esetén sem hatásos a rendszer körülményei között. Célunk néhány pikoszekundumos impulzus előállítása volt, ez a lézer hosszára megkötést adott. Miként már [56]-ben is megmutatták, EVFL-nél a keletkező impulzus hosszát a fény lézerhosszon való áthaladása alulról korlátozza, és a valódi impulzushossz ennek az időnek néhány szorosa, így 300 μm -nél rövidebb lézerhosszok jöhettek számításba. RRFL-re további, hasonló módon korlátozó tényező még az üregélettartam, mely tetszőlegesen kicsinek nem választható, mivel festékkoldatok tetszőlegesen nagy koncentrációban nem állíthatók elő. RRFL-nél ez a lézerhosszt 100 μm -re korlátozta. Előzetesen a (4.10-11) egyenletrendszer segítségével megvizsgáltam a lézerek néhány fontos jellemzőjének lézerhossz függését, az 5-2 ábrán látható eredményeket kaptam EVFL-re és RRFL-re [T5].



5-2 ábra: Impulzushossz (—) és stabilitási paraméter (---) lézerhossz függése (a) EVFL és (b) RRFL esetén.

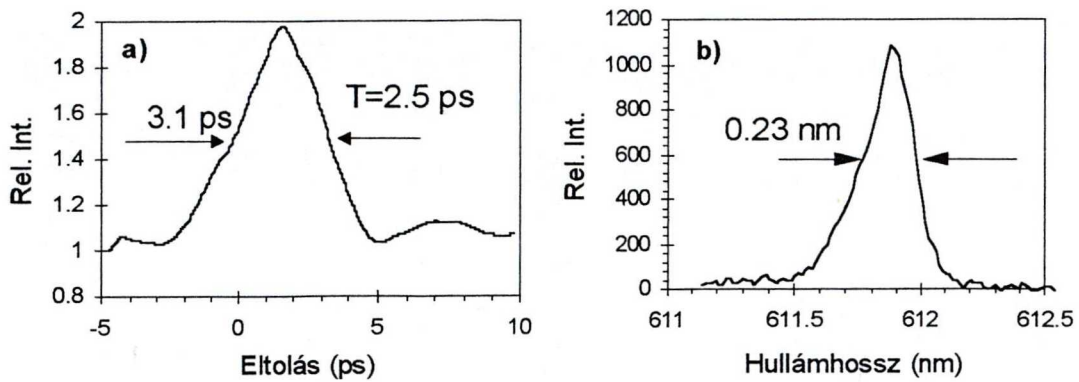
Az 5-2a ábrán megjelenő stabilitási paraméter egy arányszám, mely megadja, hogy a második impulzus megjelenéséhez szükséges pumpáló energiánál hány szorosa a vizsgált lézer energiájának szórása a pumpáló forrás energiaszórásának [57]. Az 5-2a ábrán látható, hogy 150 μm -es lézerhossz alatt, az EVFL stabilitásának jelentős romlása várható, míg afölött igen nagy stabilitású, bár impulzusa is hosszabb. Az RRFL hosszát 20-40 μm -es tartományban érdemes választani (5-2b ábra), stabilitási paramétere az EVFL-nél rosszabb, 30 μm -es lézerhossz esetén 1.73. *Az EVFL dinamikus tartománya a hosszról függően 90-50 % között változik, még az RRFL-é 20-90 % között, így mindkét lézertípus alkalmas egyes impulzus előállítására [T5].*

Mivel pumpáló forrásnak a Q-kapcsolt EVFL 30 ps-os impulzusait használtam, koherencia problémák nem adódtak, így az **EVFL**-ek közül nem csak a rácsos, hanem a **nyalábosztós elrendezést** is vizsgálat alá vetettem. Egy 23 mm $\times$ 13 mm $\times$ 5 mm-es kvarchasáb falairól történő totálreflexiók szolgáltak tükrökként. Az elrendezés fő problémáját a megvalósítható hullámhosszak okozták. Ha a küvettára 45°-ban érkeznek a pumpáló 553 nm-es nyalábok, az elérhető legrövidebb hullámhossz 1030 nm [41]. A hullámhossz rövidítésére prizmával ellátott festék-küvettát használtam [41] és elforgattam a nyalábosztókockát úgy, hogy falára nem merőlegesen, hanem 6°-os szögben esett a pumpáló nyaláb. Ekkor a lézer hullámhossza 646 nm volt, és további rövidítésre csak a nyalábosztó további elforgatásával lett volna lehetőség, ez pedig nagyon asszimmetrikussá tette volna a két nyalábot és jelentősen csökkentette volna a láthatóságot. *5 g/l-es Rhodamine 101 metanolos oldatával 10 ± 0.4 nJ-os egyes impulzusokat állítottam elő 646 nm-en. A kivilágított folt hossza 250 μm volt. A mért spektrumból 5.1 pontban leírtak segítségével meghatároztam az impulzushosszat, mely 2.5 ps-nak adódott.*

A **rácsos EVFL** kísérleti összeállításában 2208 vonal/mm osztássűrűségű rácsot és 23 mm $\times$ 13 mm $\times$ 5 mm-es kvarchasábot használtam. Mivel a pumpálás hullámhossza 553 nm volt, a rács és hasáb közé immerziónak glicerint tettem, így erre a hullámhosszra keletkezett első rend. A kialakult diffrakciós szögnél (56°) a hasáb oldalain nem lépett fel teljes visszaverődés, így az oldallapokhoz glicerinnal immerzióval tükröket helyeztem. Két lézerhossznál végeztem méréseket, 270 és 130 μm -nél. 50 % etanol 50 % DMSO oldószerkeverékkel és Rhodamine 101 festékkel

645 nm-en hoztam létre lézerműködést. A festékkoncentráció 7.6 g/l volt a hosszabb és 15.2 g/l a rövidebb EVFL-nél. Az impulzushosszat mindkét esetben autokorrelátorral (4.2 fejezet) mértem, valamint meghatároztam a mért spektrumból is (5.1 fejezet). *Az autokorrelációs és spektrum mérések egyaránt azt mutatják, hogy a 270 μm hosszú EVFL a második impulzus küszöbénél 2.6 ps-os impulzusokat, míg a 130 μm hosszú EVFL 1.7 ps-os impulzusokat [T5,T6] generált.* Az elmélettel (5-2a ábra) egyezően a két EVFL energiája és energiastabilitása jelentősen különbözik, $3 \pm 0.12 \text{ nJ}$ ($\pm 4 \%$) és $120 \pm 23 \text{ pJ}$ ($\pm 19 \%$) értékeket mértem, mely azt mutatja, hogy az EVFL hosszának csökkenésével a stabilitás az elmélet alapján várhatónál is nagyobb mértékben romlik. A két EVFL dinamikus tartománya 60 % és 30 %, így mindkettő alkalmas stabilan egyes impulzus előállítására. A 270 μm hosszú EVFL-lel más hullámhossza is végeztem méréseket. 628 nm-en, melyet 85 % etanol 15 % DMSO oldószerkeverékkel értem el, a mért spektrumok alapján $1.5 \pm 2 \text{ ps}$ -os impulzusokat kaptam [T5,T6] 60 %-os dinamikus tartomány mellett. Ennél rövidebb hullámhosszon a festék önabszorpciója miatt nem tudtam lézerműködést előidézni.

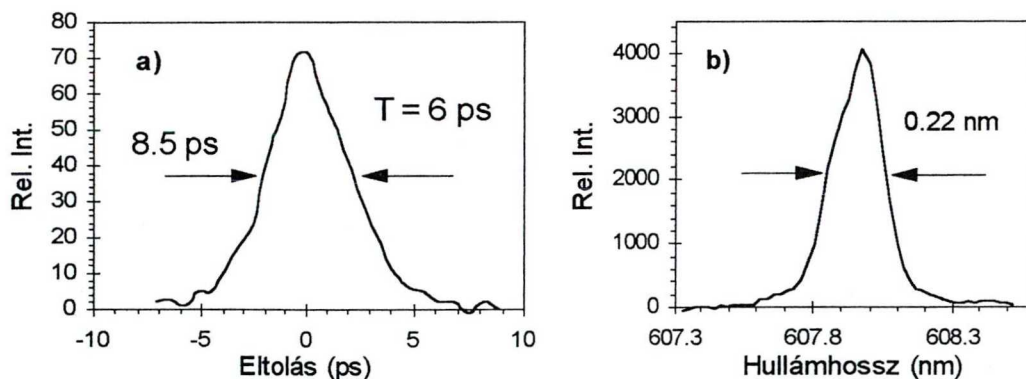
A **longitudinálisan pumpált RRFL vizsgálatok** a modellszámítások és a mért spektrumok is azt mutatták, hogy rövidebb impulzus előállítása várható, ha Rhodamine 101 festék helyett DODCI-t alkalmazok lézerfestéknek. Az elméleti számításoknak az 5-2b ábrán látható összegzése alapján a lézerhosszt 30 μm -nek választottam, a rezonáort alkotó dielektrikum tükrök között a festéket áramoltattam. Festékként 5 g/l DODCI metanolos oldata bizonyult megfelelőnek, mivel kisebb koncentrációknál a lézer nem, vagy bizonytalanul működött, nagyobb koncentrációknál pedig a kis behatolási mélység okozott problémát. A keletkezett impulzushosszat autokorrelátorral mértem és spektrumból is meghatároztam, az eredmény az 5-3 ábrán látható. Az 5-3a ábrán látható autokorrelációs görbét kollineáris autokorrelátorral mért jel mozgó átlagával képeztem (4-1 ábra). A spektrumot DFSz-8 és OSA 500 segítségével mértem (4.3 fejezet), a spektrum félértékszélességéből Gauss alakú impulzust feltételezve 2.4 ps impulzushossz számítható, tehát az impulzusok közel transzformáció limitáltnak tekinthetők.



5-3 ábra: 30 μm -es RRFL (a) autokorrelációs görbéje és (b) spektruma

Az RRFL energiaszórása nem túl kedvező, közvetlenül a rezonátor után 20 ± 10 pJ energát mértem, a szórás azonban módusszelekció és erősítés után jelentősen, ± 20 %-ra csökkent (5.2.3).

Az 5.4 pontban leírásra kerülő alkalmazáshoz nem volt szükség ennyire rövid impulzushoz, nagyobb stabilitásra azonban igen, így ennek érdekében a rezonátorhosszt megnöveltük 50 μm -re. Az erősítés azonos értéken tartva lézerfestéknek 3 g/l koncentrációjú DODCI metanolos oldatát választottuk. Az ekkor kapott impulzusok autokorrelációs görbéjét és spektrumát mutatja az 5-4 ábra.



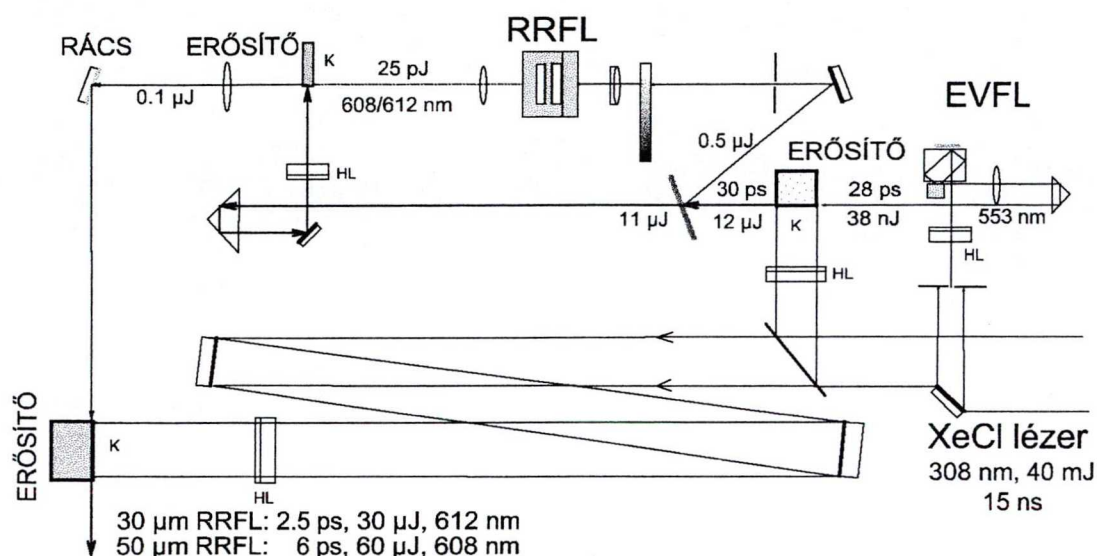
5-4 ábra: 50 μm -es RRFL (a) autokorrelációs görbéje és (b) spektruma

A mért impulzushossz 6 ps, az energia 200 ± 60 pJ volt. Az energia ± 30 %-os szórása az erősítők után 10 %-ra csökkent (5.2.3).

Az RRFL-nek az EVFL-nél sokkal egyszerűbb felépítése és az 5.3 fejezetben leírásra kerülő új impulzusrövidítési lehetőség miatt, az RRFL-t, mint második fokozatot tartalmazó kaszkád festéklézerrendszer került megépítésre és az 5.4 pontban leírt vizsgálatokat vele végeztük el.

5.2.3 A teljes festéklézer-rendszer

A kaszkád festéklézer-rendszer a két festéklézern (Q-kapcsolt EVFL és RRFL) kívül három erősítőfokozatot tartalmazott, egyet az első lézerfokozat után, kettőt, egy előerősítőt és egy végerősítőt a második lézerfokozat után. A [T5,T6]-ban leírt erősítő elrendezéseket továbbfejlesztettem, nem mind a három erősítőt pumpáltam közvetlenül az excimer lézerrel, hanem a második lézerfokozat utáni előerősítőt a Q-kapcsolt EVFL felerősített jelének egy részével. A rendszer felépítése az 5-5 ábrán látható.



5-5 ábra: Kétfokozatú festéklézer-rendszer vázlata. HL: hengerlencse, K: festékküvetta

A Q-kapcsolt EVFL impulzusát egy 2 cm hosszú 0.4 g/l Rhodamine 110 festék metanolos oldatát tartalmazó festékerősítővel, melyet az excimer nyaláb 3 mJ-os része pumpált, 12 μ J energiájúra erősítettem, majd a nyalábot egy 5 mm-es plánparalel üveglappal szétosztottam. A reflektált részt (0.5 μ J) egy változtatható transzmissziójú szürke szűrőn való áthaladás után egy 60 mm fókusz távolságú akromát lencsével fókuszáltam az RRFL-re. Az erősített EVFL impulzus üveglapon áthaladó rész (11 μ J), megfelelő késleltetés, szinkronizáció után a 2 mm hosszú, 1.1 g/l Rhodamine 101 festék metanolos oldatát tartalmazó előerősítőt pumpálta. Az előerősítő erősítése 2000 illetve 5000 volt attól függően, hogy a 2.5 ps-os vagy 6 ps-os impulzust erősítette. Mivel az RRFL két módban működött, egy 600 vonal/mm beosztású rács segítségével a gyengébb módust és az erősített spontán emisszió jelentős részét is kizártam a további erősítésből. A végerősítő egy

2 cm hosszú, 0.55 g/l Rhodamine B festék metanolos oldatát tartalmazta, erősítése kb. 1700 volt. *A teljes rendszerrel 30 μm -es RRFL esetén 2.5 ps hosszú, $30 \pm 6 \mu\text{J}$ energiájú egyes impulzusokat állítottam elő 612 nm-en, míg 50 μm -es RRFL esetén 6 ps hosszú, $60 \pm 6 \mu\text{J}$ energiájú egyes impulzusokat 608 nm-en [T8,T9].*

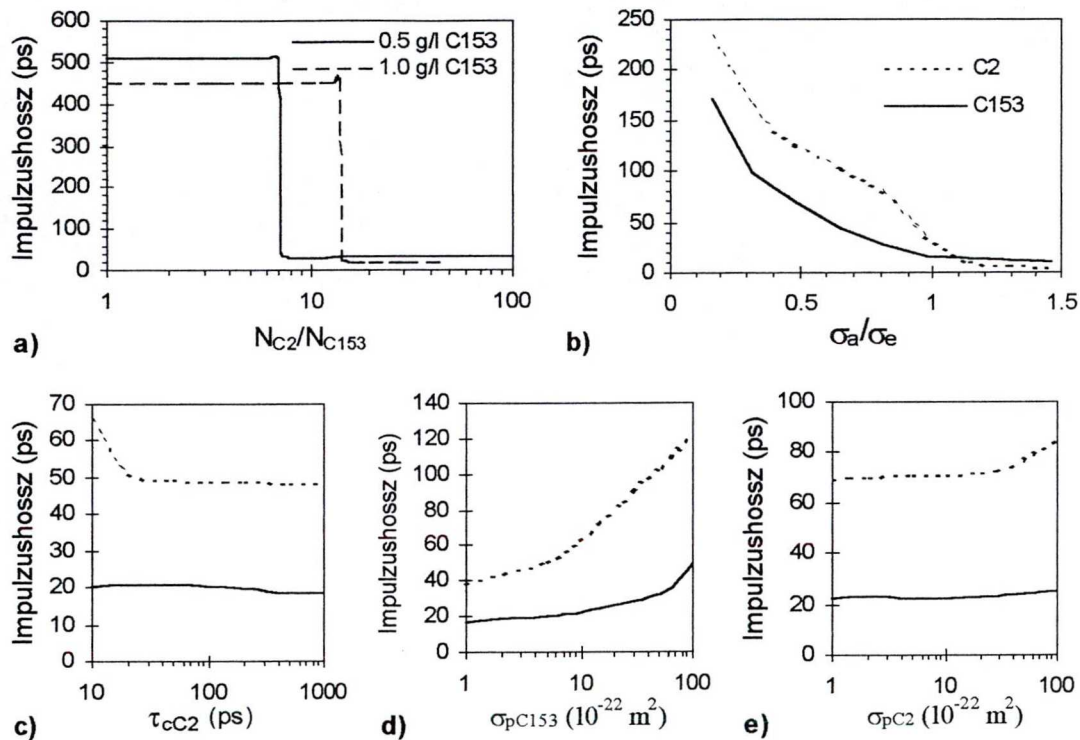
5.3 Twin Colour festéklézer vizsgálata

A twin colour (TC) lézer aktív anyaga két alkalmasan választott festék megfelelő arányú keverékéből áll. A két festéket a működésben betöltött szerepük alapján “alap” és “indító” festéknek neveztem el. Felépítése hasonlít a Q-kapcsolt RRFL-hez, itt azonban a két festék szerepe fordított és mindkét festék lézerként működik, az alap festékekkel működő alap lézer a hosszabb hullámhosszú, az indító festékre épülő indító lézer pedig a rövidebb hullámhosszú. A külső pumpáló impulzus mindkét festéket gerjeszti. Az indító lézer a lézerműködéshez szükséges gerjesztettségi küszöböt egy kissé korábban éri el, mint az alap lézer. Az indító festék elérve a küszöböt lézerként kezd működni, ezzel egy időben az alap festéket - amely az indító lézer működési hullámhosszán abszorbeál - jelentősen a küszöbe fölé gerjeszti. Az alap festék így a külső pumpáló impulzusnál jóval rövidebb pumpáló impulzust érzékel, ennek következtében rövidebb impulzust ad le, mint indító festék hozzáadása nélkül tenné. A két festéklézer impulzusai közvetlenül egymást követve, időben egymást részben átfedve két hullámhosszon keletkeznek. Hasonló, két festék keverékéből álló rendszert, ahol mindkét festék lézerként működött már korábban vizsgáltam [58], de nem tudtak egyes impulzusokat előállítani, és azt nem is tartották lehetségesnek.

5.3.1 Modellszámítások eredményei

A TC lézer működésének leírására a (4.10-11) időfüggő rate-egyenleteket használtam. Az egyenleteket két festékre és kettő vagy több hullámhosszra oldottam meg. A hullámhosszak közül az egyik az alap lézer működési hullámhossza, a többi pedig az indító lézerre a lézerüreg különböző longitudinális módusai által meghatározott hullámhossz. Az indító lézernél azért volt szükséges több hullámhossz egyidejű figyelése, mivel ezeken a hullámhosszakon az alap festék abszorbeál, és előre nem lehetett egyértelműen eldönteni, hogy melyik módus fog működni.

Modellszámításokkal meghatároztam, hogy a TC festéklézer impulzushossza hogyan függ a festékek koncentrációjának arányától továbbá a lézerüreg, a pumpáló impulzus és az alkalmazott festékek paramétereitől. A modellszámításokat Coumarin 153 festékre (C153) mint alap festékre, és Coumarin 2 festékre (C2) mint indító festékre végeztem el részletesen abban az esetben, amikor pumpálásra a XeCl excimer lézer 15 ns-os impulzusai szolgálnak, a lézerüreg pedig egy 2 mm-es küvetta. A számítások eredményei az 5-6 ábrán láthatók.



5-6 ábra: Excimer lézerrel pumpált TC lézer impulzushosszainak függése (a) a festékkoncentráció arányától, (b) hatáskeresztmetszet arányától, (c) a C2 lézer üregélettartamától, (d) a C153 és (e) C2 abszorpciós hatáskeresztmetszetétől az excimer hullámhosszán. A b,c,d,e grafikonokon a szaggatott és folytonos vonalak jelentése megegyezik.

Amint az 5-6c-e ábrákon látható, az alap (C153) lézer impulzushossza gyakorlatilag nem függ az indító lézer működési hullámhosszán vett üregélettartamtól [T10], nem függ továbbá az abszorpciós hatáskeresztmetszetektől a pumpáló excimer lézer hullámhosszán [T10] és nem függ még a pumpáló lézer impulzushosszától sem [T5], miközben a paraméterek két nagyságrendet változnak. A C2 (pumpáló) lézer impulzushossza is csak kis mértékben függ az előbbi paraméterektől. Az 5-6a ábra ezzel szemben azt mutatja, hogy az alap (C153) lézer impulzushossza függ az indító festék (C2) koncentrációjától, pontosabban van egy



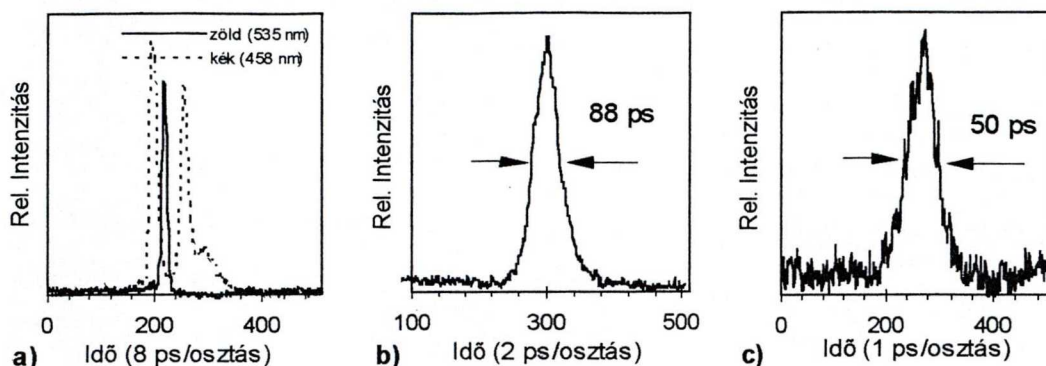
küszöb koncentrációarány amely felett a rendszer TC üzemmódban működik, alatta szokásos RRFL-ként. Az ábrán is látható, hogy az impulzus rövidülése jelentős lehet, az impulzushossz kb. 500 ps-ról 30 ps-ra csökkent [T10]. Az 5-6b ábra mutatja, hogy az impulzushossz jelentősen függ még az alap festék (C153) abszorpciós és az indító festék (C2) emissziós hatáskeresztmetszetének hányadosától, melyek a pumpáló festék működési hullámhosszán értendők [T10]. Az impulzusrövidülés akkor jelentős, ha ez a hányados 1-nél nagyobb. A következő két pont a TC lézeren végzett mérések eredményét mutatja be.

5.3.2 Excimer lézerrel pumpált TC festéklézer

A méréskor használt elrendezésben a gerjesztő XeCl excimer lézer nyalábját egy 93 mm fókuszu hengerlencsével fókuszáltam a 2 mm belső, 4,5 mm külső méretű küvettára. A mérések egy részénél a visszacsatolást csak a küvettafalak biztosították. A jobb hullámhossz szelekció érdekében végeztem méréseket úgy is, hogy egyik oldalon a visszacsatolást egy 2400 vonal/mm beosztású reflexiós rács biztosította. A rács az indító lézer működési hullámhosszát rögzítette. Négy festékpárra végeztem méréseket. A *QUI - PTP*, *Rhodamine 101 - Rhodamine 110* és *Coumarin 153 - Coumarin 2* festékpárok esetén TC lézerműködést ugyan sikerült előidézni, de a keletkezett impulzusok hosszúak (65-190 ps) voltak, vagy a lézerműködés instabil. A hosszú impulzusokat magyarázza, hogy a hatáskeresztmetszet arányok az első két festékpárnál jóval 1 alattiak (0,3 és 0,4). A harmadik festékpárnál az 1,1-es arány hatására viszonylag rövid, 65 ps-os impulzusok keletkeztek, de itt maga a lézerműködés volt bizonytalan.

A negyedik, *Coumarin 153* (0.7 g/l) és *Coumarin 120* (3.5 g/l) metanolban oldott festékpár 535 nm és 458 nm-es hullámhosszokon működött. A hatáskeresztmetszet arány itt 0,8, a mért impulzushossz 88 ps (5-7b ábra) volt (535 nm). Az elméletből számított impulzushossz 40 ps. Ennél a festékpárnál a működés igen stabil volt. Megfelelő gerjesztő intenzitást választva a zöldben stabilan egyes impulzusokat kaptam, de ehhez a kékben kettős impulzus tartozott, mint azt az 5-7a ábra mutatja. A reflexiós rácsos elrendezést alkalmazva erre a festékpárra, megnövekedett a pumpáló (C120) festék működési hullámhosszán az üregélettartam értéke, így már alacsonyabb koncentrációnál (2.1 g/l) megvalósult a TC üzemmód. A kapott impulzusok 50 ps-osak voltak, egy ilyen impulzus látható az 5-7c ábrán.

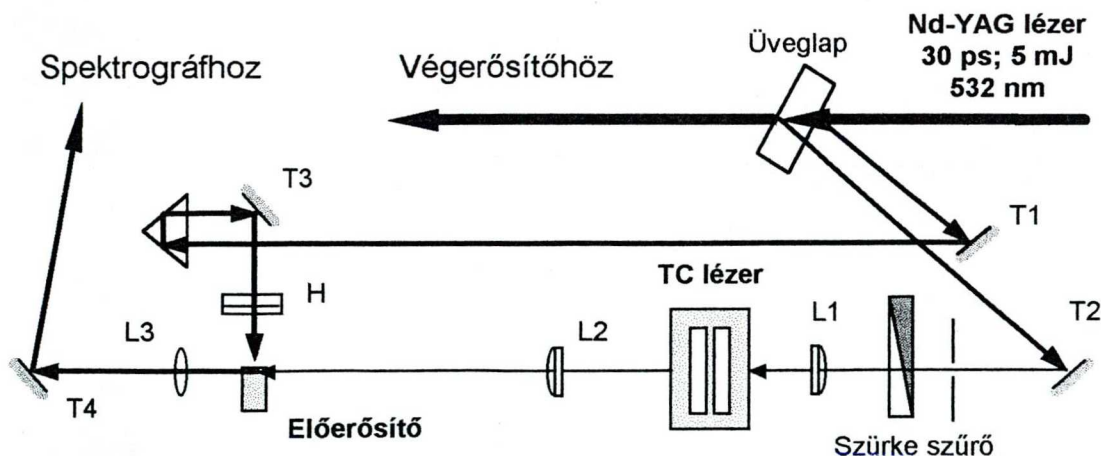
Az impulzus rövidülésével együtt energiája kb. 5-szörösére nőtt a rács nélküli esetben mért impulzusenergiához képest, egyezésben az elméleti számításokkal [T10], nőtt továbbá a dinamikus tartomány is 8 %-ról 19 %-ra.



5-7 ábra: Coumarin 153 és Coumarin 120 festékpárral megvalósított TC lézer impulzusalakjai (a) mindkét működési hullámhosszon, (b) 535 nm-en rács nélkül és (c) ráccsal

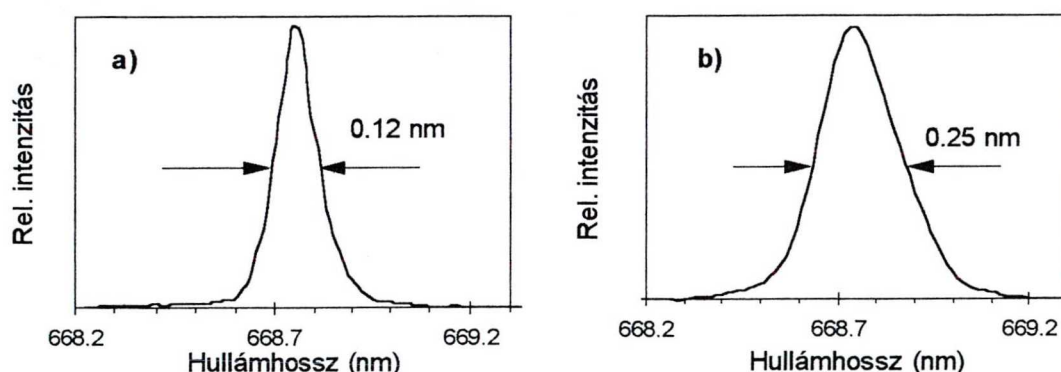
5.3.3 Nd:YAG lézerrel pumpált TC festéklézer

A TC lézert megvizsgáltam, hogy alkalmas-e rövidebb pumpáló impulzusok alkalmazása mellett impulzus rövidítésre. Ehhez a méréshez Nd:YAG lézer 30 ps hosszú, frekvencia kétszerezett, 532 nm-es impulzusait használtam. Elméleti számítások megmutatták, hogy nem várható megfelelő lézerműködés akkor, ha az alap lézer működési hullámhosszán az indító festék erősítése jelentős. A megfelelő festékpár kiválasztásához ezért ezt a feltételt is figyelembe véve a HIDCI és Rhodamine B festékpárt választottam vizsgálataimhoz. A lézer egy dielektrikum tükrökkel lezárt, 50 μm hosszú üreg volt, és longitudinális gerjesztést alkalmaztam. A mérési elrendezés rajzát mutatja az 5-8 ábra.



5-8 ábra: Nd:YAG lézerrel pumpált TC lézer elrendezés. T: tükör, H: hengerlencse, L: lencse

A Nd:YAG lézer nyalábjának a vastag plánparallel üveglemez két lapjáról visszaverő részeit egyrészt a TC lézer pumpálására, másrészt, megfelelő késleltetés után az előerősítő pumpálására használtam. Az 5.2.2 pontbeli RRFL-lel végzett kísérletek azon tapasztalatait felhasználva, amely szerint a keletkezett impulzusok külön-külön közel transzformáció limitáltak, a spektrum méréséből közvetlenül következtettem a keletkezett impulzusok hosszára, a moduláltságból pedig az egyes vagy többes impulzusú működésre. A spektrumot egy reflexiós rács (2208 vonal/mm) és egy Hamamatsu C4074 diódasor segítségével mértem. A rendszer diszperziója 0.014 nm/dióda volt. Mértem a csak HIDCI 1 g/l koncentrációjú metanolos oldatát tartalmazó egyszerű RRFL spektrumát, majd a TC lézerként működő HIDCI és Rhodamine B festékeveréket. A Rhodamine B-ből a mérések szerint 10 g/l-es koncentráció volt szükséges a TC működés eléréséhez. A mért spektrumokat mutatja az 5-9 ábra.



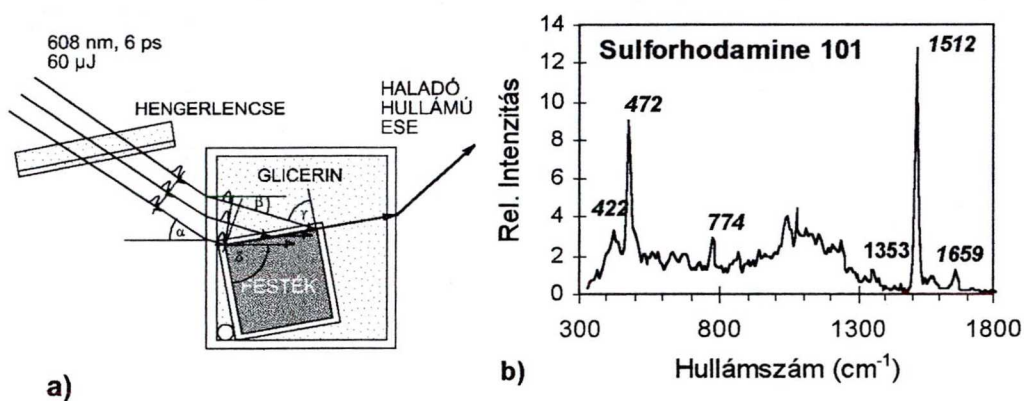
5-9 ábra: Mért TC lézer spektrumok, (a) 1 g/l HIDCI, (b) 1 g/l HIDCI és 10 g/l Rhodamine B keverék

A mért spektrumokról leolvasható, hogy amikor a festéklézer TC lézerként működött (5-9b ábra), a spektrum több mint 2-szeresére kiszélesedett, vagyis az impulzushossz várhatóan legalább a felére csökkent, Gauss alakú impulzusokat feltételezve 5,5 ps-ról 2,6 ps-ra változott. A mérések szerinti kétszeres impulzusrövidülés nem tér el jelentős mértékben az elméletileg számított 3,4-es értéktől (2,4 ps-ról 713 fs-ra). A Rhodamine B működési hullámhossz (580-590 nm, több módus) vett hatáskeresztmetszet arány kb. 0,6, mely hatásosabb hullámhossz szelekcióval, a rendszerhez tervezett karakterisztikájú dielektrikum tükrökkel

növelhető, így nagyobb mértékű impulusrövidítés is elérhető. *A mérés eredménye azonban mutatja, hogy az általam vizsgált új technikával a pikoszekundumos tartományban is jelentős mértékű impulusrövidítést lehet elérni.*

5.4 A kifejlesztett festéklézer-rendszer alkalmazása haladó hullámú festékerősítő vizsgálatára

Haladó hullámú módon pumpált erősítő erősített spontán emissziós (ESE) spektrumában állandó helyzetű, a háttérből kiemelkedő éles vonalakat figyeltek meg [59], amelyeket Raman szórásból eredőnek valószínűsítettek. Ezen vizsgálat folytatásaként az 5.2 fejezetben leírt kaszkád festéklézer-rendszer 6 ps hosszú 60 μJ energiájú 608 nm-es impulzusait felhasználtuk haladó hullámú erősítő pumpáló forrásaként. A haladó hullámú elrendezés vázlata az 5-10a ábrán látható.

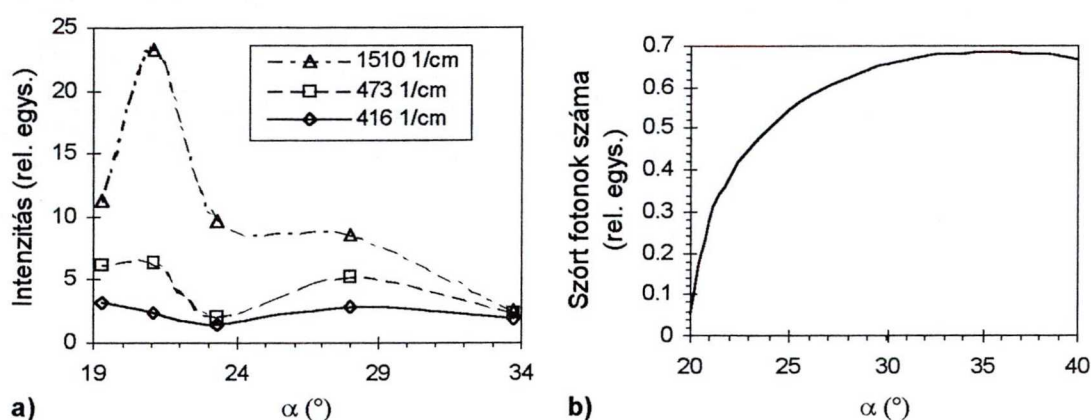


5-10 ábra: (a) haladó hullámú elrendezés és (b) Rhodamine 101 festékre mért spektrum

A haladó hullámú elrendezés hasonló volt, mint [60]-ben, csak a festékoldatot tartalmazó küvettára ragasztott prizmat technikai okokból egy glicerint tartalmazó küvettával helyettesítettük [T7]. A belépő pumpáló nyalábot egy hengerlencsével fókuszáltuk a festékoldat felületére. A keletkezett spektrumokat SzTE-1 spektrográf és EDC 1000 típusú CCD kamerával vizsgáltuk, a rendszer felbontása kb. 5 cm^{-1} volt. Három lézertfesték, a Cresyl Violet, a DODCI és a Sulforhodamine 101 spektrumát és a benne található rezonancia Raman vonalakat mértük [T11]. A Sulforhodamine 101 egyik mért spektrumát mutatja az 5-10b ábra, melyen a Raman vonalak hullámszámát is feltüntettem. A vizsgálat részeként megvizsgáltam, hogy a vonalak valóban Raman vonalak-e, továbbá megmértem intenzitásuk függését a pumpáló nyaláb beesési szögétől és értelmeztem a kapott eredményt.

A vonalak Raman voltának eldöntéséhez a Sulforhodamine 101 spektrumát nem csak 608 nm-es pumpálással, hanem a pumpáló lézer másik módusát beállítva, 611 nm-es pumpálással is megmértem. Azt találtam, hogy a vonalak a pumpálással együtt eltolódtak, hullámszámban mért távolságuk a pumpálástól állandó maradt. Megnéztem a vonalak polarizáltságát is és azt tapasztaltam, hogy a pumpálással azonos síkban polárosak voltak. Ezekből egyértelműen arra következtettem, hogy a vizsgált vonalak Raman vonalak.

Mértem a vonalak abszolút intenzitását a pumpálás különböző beesési szögénél Sulforhodamine 101 festékre. A mérés eredményét az 5-11a ábra mutatja.



5-11 ábra: Sulforhodamine 101 festék három Raman vonalának (a) intenzitásfüggése a pumpálás beesési szögétől és (b) a magyarázatul szolgáló grafikon

Az 5-11a ábrán lévő görbéken két maximumot lehet megfigyelni, egyiket 20-21°-nál, a másikat kb. 28°-nál. A [61]-ben leírtakat felhasználva meghatároztam a haladó hullámúság feltételét az 5-10a ábrán vázolt elrendezésre, és azt találtam, hogy a feltétel a 416 cm^{-1} -es vonalra 20.90°-nál, a 473 cm^{-1} -es vonalra 20.91°-nál és az 1510 cm^{-1} -es vonalra 20.74°-nál teljesül. Ezek a szögek jól ráillenek az 5-11a ábra görbéin megfigyelhető első határozottabb maximumra, ezért megállapíthatom, hogy az első maximumért a haladó hullámú gerjesztés felelős.

A második maximum megjelenését több folyamat egyidejű hatása eredményezi. Mint az 5-10a ábrán látható, a festékhez a pumpáló nyaláb γ beesési szöggel ér, és a törési szög δ . Mindkét szöget egyértelműen meghatározza a belépő α szög, mivel a törésmutatók (n_g : glicerín, n_f festékkoldat) és φ szög (9,2°) adottak voltak a mérés során. A maximum megjelenésének egyik összetevője, hogy a Fresnel reflexió miatt

a pumpáló energiának csak egy része lép be a festékoldatba. A transzmisszióképesség, mivel a pumpáló nyaláb polarizációja párhuzamos volt a beesési síkkal:

$$T = \frac{n_f \cdot \cos \delta}{n_g \cdot \cos \gamma} \cdot t^2, \text{ ahol } t = \frac{2 \cdot n_g \cdot \cos \gamma}{n_f \cdot \cos \gamma + n_g \cdot \cos \delta}. \quad (5.10, 5.11)$$

Mivel közel súrlódó beesést alkalmaztunk a mérések során, a $\delta \approx 90^\circ$, így (5.11) nevezőjének második tagja elhanyagolható, ekkor:

$$T = \frac{n_f \cdot \cos \delta}{n_g \cdot \cos \gamma} \cdot \frac{4 \cdot n_g^2}{n_f^2} = \frac{4 \cdot n_g \cdot \cos \delta}{n_f \cdot \cos \gamma}. \quad (5.12)$$

Raman szórásnál, amikor a pumpáló és szórt fotonok polarizációja nem párhuzamos, ahogyan méréseink során sem volt, a szórt fotonok száma (N_{sz}) a pumpáló fotonok számán (N_p) kívül a szórás irányától is függ [62]:

$$N_{sz} \sim N_p \cdot \sin^2 \delta \sim T \cdot \sin^2 \delta \sim \frac{\sin^2 \delta \cdot \cos \delta}{\cos \gamma}. \quad (5.13)$$

Ezt a függvényt ábrázoltam az 5-11b ábrán, melyről leolvasható, hogy maximuma van 35° -nál. Az (5.13) kiszámításánál feltételeztem, hogy a pumpálás olyan intenzív, hogy a behatolási mélységig minden festékmolekula gerjesztett állapotba kerül. Ha a másik határesetet veszem, amikor egyáltalán nincs telítődés, a ferde beesés miatt a valódi behatolási mélység $\cos \delta$ -vel arányos, így a térfogategységenként szórt fotonok száma $\cos \delta$ -ad része lesz az (5.13)-ban adottnak. Ez a függvény csökkenő α mellett folyamatosan nő. Mivel a valóságban valamilyen köztes eset fordul elő, ezért a pontos maximum helye 35° -nál alacsonyabb, de természetesen 20° -nál nagyobb érték lesz, így a *Raman szórás irányfüggése és a pumpálásnak a festékoldatba lépésekor történő vesztesége, valamint a behatolási mélység beesési szög függése együttesen magyarázza a második maximum megjelenését az 5-11a görbéken.*

6. Eredmények összefoglalása

1. Elméleti számításokkal megvizsgáltam, hogy egy excimer lézerrel gerjesztett Q-kapcsolt elosztott visszacsatolású festéklézer (EVFL) impulzushossza és egyéb paraméterei hogyan függnek az interferencia csíkok láthatóságától, az abszorbens festék koncentrációjától és az effektív hatáskeresztmetszet aránytól. Azt találtam, hogy rövid és stabil impulzus előállításához a minél nagyobb

abszorbens koncentrációra, láthatóság értékre és effektív hatáskeresztmetszet arányra van szükség. (5.2.1) [T1,T5]

2. Értelmeztem a XeCl excimer lézerrel gerjesztett EVFL-nek a számítások alapján várhatónál jelentősen nagyobb impulzusenergia-szórását, melyhez tér-idő függő rate-egyenlet rendszert oldottam meg numerikusan. A megvizsgált feltételezhető okok közül az excimer lézer impulzusalakjában megfigyelt moduláció hatása bizonyult döntő mértékűnek, míg a láthatóság ingadozása és a gerjesztés hosszmenti inhomogenitásának hatása elhanyagolhatónak adódott. (5.2.1) [T2,T5]

3. A 2. pontban leírt számítások elvégzéséhez kifejlesztettem egy új numerikus algoritmust, mely a számítási pontosság megőrzése mellett a gépidőt a szokásos módszerekkel történő számításokhoz képest 40-ed részére csökkentette. (5.2.1) [T3,T5]

4. Elméleti számításokkal megvizsgáltam, hogy milyen hatással van a Q-kapcsolás egy excimer lézerrel gerjesztett rövid rezonátorú festéklézer (RRFL) impulzushosszára és egyéb paramétereire. Azt találtam, hogy jelentősen rövidebb és stabilabb impulzus előállítása várható Q-kapcsolás alkalmazásával. (5.2.1) [T1,T5]

5. Méréseket végeztem annak eldöntésére, hogy a Q-kapcsolt EVFL vagy a Q-kapcsolt RRFL alkalmazása előnyösebb egy kétfokozatú festéklézer rendszer első fokozatában. A Q-kapcsolt EVFL-lel Coumarin 153 és Rhodamine B festékpárral 28 ps (± 2 ps) félértékszélességű egyes impulzusokat kaptam, (5.2.1) [T5,T6,T8,T9] míg a Q-kapcsolt RRFL-lel szintén Coumarin 153 és Rhodamine B festékpárt alkalmazva 84 ps (± 6 ps) félértékszélességű egyes impulzusokat állítottam elő. (5.2.1) [T5]

Az RRFL-el kapott impulzusok 2,7-szer hosszabbak voltak az EVFL impulzusainál, ezért *a Q-kapcsolt EVFL-t tartom alkalmasabbnak egy kétfokozatú festéklézer-rendszer első fokozatában.*

6. Megvizsgáltam EVFL és RRFL alkalmazhatóságát a kétfokozatú festéklézer-rendszer második fokozatában. Elméleti számításokkal kimutattam, hogy mindkét lézertípus az általam vizsgált feltételek mellett alkalmas stabilan egyes impulzus előállítására. Méréseimben nyalábosztós és rácsos EVFL-lel 1,5-2,6 ps-os impulzusokat állítottam elő a működési hullámhossztól és a lézerhossztól függően (5.2.2) [T5,T6], longitudinálisan gerjesztett RRFL-el pedig 2,7 ps-os és 6 ps-os egyes impulzusokat (5.2.2) [T5,T8,T9].

Bár az EVFL-el rövidebb impulzusokat lehet előállítani, az RRFL-nek az EVFL-nél sokkal egyszerűbb felépítése és az 5.3 pontban leírásra került új impulzusrövidítési lehetőség miatt, az RRFL-t, mint második fokozatot tartalmazó kaszkád festéklézerrendszert építettem meg.

A festéklézer-rendszerrel 30 μm -es RRFL esetén 2,5 ps félértékszélességű, $30 \pm 6 \mu\text{J}$ energiájú egyes impulzusokat állítottam elő 612 nm-en, míg 50 μm -es RRFL esetén 6 ps félértékszélességű, $60 \pm 6 \mu\text{J}$ energiájú egyes impulzusokat 608 nm-es hullámhosszon. (5.2.3) [T8,T9]

7. Kidolgoztam egy numerikus eljárást, mely alkalmas kettős, transzformáció limitált impulzusok jellemzőinek meghatározására a mért spektrumok alapján. Az eljárás a spektrumot szétválasztja a két impulzus spektrumára, majd az így kapott spektrumokból meghatározza az impulzusok hosszát, távolságát és relatív intenzitását. (5.1) [T5]

8. Kidolgoztam egy új impulzushossz rövidítési eljárást, és megvizsgáltam, hogy mennyire alkalmas egyes impulzus előállítására a néhányszor 10 ps-os és a néhány ps-os impulzushossz tartományban. Modellszámításokkal meghatároztam, hogy az impulzushossz hogyan függ a lézerüreg, a pumpáló impulzus és az alkalmazott festékek paramétereitől. A következőket találtam:

- ◆ Az impulzushossz gyakorlatilag nem függ az indító festék működési hullámhosszán vett üregelettartamtól, és nem függ még a pumpáló excimer lézer hullámhosszán vett abszorpciós hatáskeresztmetszetektől. Nem függ

továbbá két nagyságrenden belül a pumpáló lézer impulzushosszától. (5.3.1) [T4,T10]

- ◆ Az impulzushossz elsősorban az indító lézer működési hullámhosszán vett alap festék abszorpció és indító festék emissziós hatáskeresztmetszetének hányadosától és a festékek koncentráció arányától függ. Amennyiben a hatáskeresztmetszetek hányadosa 1-nél nagyobb, az impulzusrövidülés jelentős. (5.3.1) [T10]

Méréseket végezve, ahol XeCl excimer lézer 15 ns-os impulzusait használtam pumpálásra, egy 2 mm-es küvettás elrendezéssel 50 ps-os egyes impulzusú működést sikerült elérnem Coumarin 153 és Coumarin 120 festékpár alkalmazásával. (5.3.2) [T10]

Nd:YAG lézer 30 ps hosszú 2. felharmónikus impulzusait használva pumpálásra több, mint 2-szeres impulzusrövidülést sikerült elérnem, melyet a spektrum kiszélesedéséből figyeltem meg. Így 2,6 ps-os impulzusokat állítottam elő HIDCI és Rhodamine B festékpár alkalmazásával.(5.3.3)

9. Haladó hullámú módon pumpált festékerősítő erősített spontán emissziós spektrumában megfigyelt, a háttérből élesen kiemelkedő vonalakról [T7] méréssel megmutattam, hogy azok a festékmolekulán történő rezonancia Raman szórásból származnak. (5.4) Értelmeztem továbbá ezen vonalak intenzitásának a pumpáló nyaláb beesési szögétől való függését [T11].

7. Irodalomjegyzék

7.1 A tézispontok alapjául szolgáló publikációk

- [T1] J. Hebling, J. Seres, Zs. Bor, B. Rácz: Dye Laser Pulse Shortening and Stabilisation by Q-switching, *Optical and Quantum Electronics* **22**, 375 (1990)
- [T2] J. Seres, J. Hebling, Zs. Bor: Stability of Distributed Feedback Dye Laser Excited by Excimer Laser, *Acta Phys. et Chem.* **36**, 5 (1990)
- [T3] J. Seres: Simulation of Distributed Feedback Dye Laser by Computer, *Proc. of the 13th IMACS World Congress on Computation and Applied Mathematics*, Dublin, vol. 2, 923 (1991)

- [T4] J. Seres: Short, Singular Pulses Generation by a Dye Laser at Two Wavelengths Simultaneously, Proc. 4th Int. Conf. Physics Computing '92, Prague, 463 (1992)
- [T5] Seres J: 1-3 ps-os lézerimpulzusok előállítása kétfokozatú festéklézer-rendszerrel, Egyetemi doktori értekezés, Szeged, (1993)
- [T6] J. Seres, J. Klebiczki, J. Hebling: Nine-thousand-fold Pulse Shortening by an Excimer Laser Pumped Cascade of Two Distributed Feedback Dye Lasers, Optical and Quantum Electronics **26**, 933 (1994)
- [T7] Klebiczki J., Seres J.: A haladó hullámú erősített spontán emisszió spektrális tulajdonságainak vizsgálata, II. Kvantumelektronika'94 szimpózium, Budapest, P6 (1994)
- [T8] Seres J., Klebiczki J., Hebling J.: 2.5 ps-os lézerimpulzus-forrás fejlesztése, II. Kvantumelektronika '94 szimpózium, Budapest, P2 (1994)
- [T9] J. Seres, J. Hebling: Short, High Power, Single Pulse Generation by Two-Stage Dye Laser System Pumped by Excimer Laser, Congress on Photonics'95, Prague, 468 (1995)
- [T10] J. Seres, J. Hebling, J. Klebiczki, E. Seres: Short, Single Pulse Generation by Twin-Colour Dye Laser, Congress on Photonics'95, Prague, 472 (1995)
- [T11] J. Klebiczki, J. Seres, J. Hebling: Resonance Raman scattering of laser dyes in a travelling wave amplifier, UPS'95, Trieste, Italy, 397 (1995)

7.2 Hivatkozott egyéb irodalmak

-
- ¹ W. H. Knox, R. L. Fork, M. C. Downer, R. H. Stolen, C. V. Shank and J. A. Valdmanis, *Appl. Phys. Lett.* **46**, 1120 (1985)
 - ² R.L. Fork, C.H. Brito Cruz, P.C. Becker, C.V. Shank, *Optics Lett.* **12**, 483 (1987)
 - ³ A. Penzkofer, *Appl. Phys.* **B46**, 43 (1988)
 - ⁴ J.-K. Wang, Y. Siegal, C. Lü, E. Mazur, *Optics Comm.* **91**, 77 (1992)
 - ⁵ A. C. Ottone, M. Nisoli, V. Magni, S. D. Silvestri, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-28**, 1825 (1992)
 - ⁶ N. D. Hung, Y.H. Meyer, *Appl. Phys.* **B55**, 409 (1992)

-
- ⁷ V. Petrov, M. Wittmann, W. Bäuml, A. Penzkofer, *Optics Comm.* **95**, 81 (1993)
 - ⁸ S. Szatmári, F.P. Schäfer, *Opt. Comm.* **48**, 279 (1983)
 - ⁹ P.H. Chin, S. Hsu, S.J.C. Box, H.S. Kwok: *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-20**, 652 (1984)
 - ¹⁰ S. Szatmári, F.P. Schäfer: *Appl. Phys.* **B33**, 95 (1984)
 - ¹¹ S. Szatmári, B. Rácz: *Opt. Quantum Electron.* **QE-19**, 20 (1987)
 - ¹² S. Szatmári, F. P. Schäfer, *Appl. Phys.* **B46**, 305 (1988)
 - ¹³ S. Szatmári, *Opt. Quantum Electron.* **QE-21**, 55 (1989)
 - ¹⁴ F. Hesa, M. M. Martin, Y. H. Meyer, *Optics Comm.* **75**, 294 (1990)
 - ¹⁵ S. Szatmári, B. Rácz, F. P. Schäfer, *Optics Comm.* **62**, 271 (1987)
 - ¹⁶ G. Szabó, Zs. Bor, *Appl. Phys.* **B47**, 299 (1988)
 - ¹⁷ S. Szatmári, F. P. Schäfer, *Optics Comm.* **68**, 196 (1988)
 - ¹⁸ P. Simon, H. Gerhardt, S. Szatmári, *Optics Comm.* **71**, 305 (1989)
 - ¹⁹ N.D. Hung, Y. H. Meyer, *Opt. Comm.* **79**, 215 (1990)
 - ²⁰ N.D. Hung, Y. H. Meyer, *Appl. Phys.* **B52**, 67 (1991)
 - ²¹ N.D. Hung, Y. H. Meyer, *Appl. Phys.* **B55**, 409 (1992)
 - ²² G. Almási, S. Szatmári, P. Simon, *Optics Comm.* **88**, 231 (1992)
 - ²³ S. Szatmári, *Appl. Phys.* **B58**, 211 (1994)
 - ²⁴ P.P. Sorokin, J.R. Lankard, E.C. Hammond, V.L. Moruzzi, *J. res. and dev. IBM* **11**, 130 (1967)
 - ²⁵ Y. Miyazoe, M. Maecla, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-7**, 36 (1971)
 - ²⁶ C. Lin, C.V. Shank, *Appl. Phys. Lett.* **26**, 389 (1975)
 - ²⁷ H. Salzmänn, H. Strohwal, *Phys. Lett.* **57A**, 41 (1976)
 - ²⁸ F. Aussenegg, A. Leitner, *Opt. Comm.* **32**, 121 (1980)
 - ²⁹ G.W. Liesegang, *Appl. Opt.* **24**, 2405 (1983)
 - ³⁰ H. Uchiki, M. Yoshizawa, T. Kobayashi, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-19**, 551 (1983)
 - ³¹ K. Yamada, K. Miyazaki, T. Hamasa, T. Sato, *Appl. Opt.* **25**, 634 (1986)
 - ³² P. Simon, J. Klebiczki, G. Szabó, *Opt. Comm.* **56**, 359 (1986)
 - ³³ B. Fan, T.K. Gustafson, *Appl. Phys. Lett.* **28**, 202 (1976)
 - ³⁴ A.J. Cox, G.W. Scott, L.D. Talley, *Appl. Phys. Lett.* **31**, 389 (1977)

-
- ³⁵ M.M. Martin, E. Breheret, Y.H. Meyer, *Optics Comm.* **56**, 61 (1985)
- ³⁶ Zs. Bor, B. Rácz: *Appl. Opt.* **24**, 1910 (1985)
- ³⁷ J. Hebling, *Appl. Opt.* **28**, 417 (1989)
- ³⁸ H. Kogelnik, C.V. Shank, *Appl. Phys. Lett.* **18**, 152 (1971)
- ³⁹ C.V. Shank, J.E. Bjorkholm, H. Kogelnik, *Appl. Phys. Lett.* **18**, 395 (1971)
- ⁴⁰ I. Ketskeméty, Zs. Bor, B. Rácz, *Optics Comm.* **22**, 275 (1977)
- ⁴¹ Zs. Bor, *Optics Comm.* **29**, 103 (1979)
- ⁴² Zs. Bor, *Appl. Phys.* **19**, 39 (1979)
- ⁴³ Zs. Bor, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-16**, 517 (1980)
- ⁴⁴ J. Hebling, Zs. Bor, *4th Conf. on Lum. Szeged, Conference Digest*, 331 (1982)
- ⁴⁵ Zs. Bor, B. Rácz, A. Müller, *Optics Comm.* **40**, 294 (1982)
- ⁴⁶ Zs. Bor, B. Rácz, A. Müller, *Appl. Opt.* **22**, 3327 (1983)
- ⁴⁷ Zs. Bor, F.P. Schäfer, *Appl. Phys.* **B31**, 209 (1983)
- ⁴⁸ V. Masilamani, L. Pozz, F. Docchie, *Appl. Phys.* **B37**, 35 (1985)
- ⁴⁹ T.Sh. Efendiev, V.H. Matarkevich, A. N. Rubinov, *Optics Comm.* **55**, 347 (1985)
- ⁵⁰ G. Szabó, Zs. Bor, A. Müller, *Appl. Phys.* **B31**, 1 (1983)
- ⁵¹ G.M. Gale, B. Pedersen, P. Schanne, *Optics Comm.* **76**, 138 (1990)
- ⁵² F. Ráksi, W. Heuer, H. Zacharias, *Appl. Phys.* **B53**, 97 (1991)
- ⁵³ J. Hebling, *Optics Comm.* **64**, 539 (1987)
- ⁵⁴ J. Hebling: *Appl. Phys.* **B47**, 267 (1988)
- ⁵⁵ Zs. Bor, A. Müller, B. Rácz, F. P. Schäfer, *Appl. Phys.* **B27**, 9 (1982)
- ⁵⁶ I.N. Duling III, M.G. Raymer: *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-20**, 1202 (1984)
- ⁵⁷ Zs. Bor, A. Müller, B. Rácz, F. P. Schäfer, *Appl. Phys.* **B27**, 77 (1982)
- ⁵⁸ N. P. Ernsting, B. Nikolaus, *Appl. Phys.* **B41**, 25 (1986)
- ⁵⁹ J. Hebling, J. Klebniczki, P. Heszler, Zs. Bor, B. Rácz, *Appl. Phys.* **B48**, 401 (1989)
- ⁶⁰ J. Hebling, J. Kuhl, *Opt. Lett.* **12**, 278 (1989)
- ⁶¹ Zs. Bor, B. Rácz, *Optics Comm.* **54**, 165 (1985)
- ⁶² Molekula spektroszlófia (Szerk.: Kovács István-Szőke József), Akadémiai Kiadó, Budapest (1987)