

József Attila Tudományegyetem Kisérleti Fizikai Intézete

100 pikoszekundumos fényimpulzusok előállítása TEA N_2 lézerrel
gerjesztett festéklézerekkel

Doktori disszertáció

I r t a :

H E B L I N G J Á N O S

S z e g e d

1 9 8 1

TARTALOMJEGYZÉK

BEVEZETÉS	1
I. RÖVID FÉNYIMPULZUSOK ELŐÁLLÍTÁSÁRA HASZNÁLT MÓDSZEREK ÁT- TEKINTÉSE	3
I.1. Relaxációs oszcilláció	3
a. Elméleti áttekintés	3
b. Kísérleti eredmények	9
I.2. Módus-szinkronizálás	11
I.3. Hosszu, aszimmetrikus rezonátor alkalmazása	16
II. RÖVID ÉS ULTRARÖVID FÉNYIMPULZUSOK IDŐTARTAMÁNAK MÉRÉ- SÉRE HASZNÁLT MÓDSZEREK ÁTTEKINTÉSE	21
II.1. Közvetlen mérés	21
II.2. Közvetett mérés	25
a. Kétfotonos fluoreszcencia	28
b. Optikai Kerr-kapu	30
c. Felharmonikus keltés	31
III. RELAXÁCIÓS OSZCILLÁCIÓVAL KAPCSOLATOS VIZSGÁLATAINK ...	33
III.1. Elméleti vizsgálataink	33
III.2. Kísérleti elrendezés	43
IV. HOSSZU REZONÁTORU LÉZERREL KAPCSOLATOS VIZSGÁLATAINK ..	51
IV.1. Elméleti vizsgálataink	51
IV.2. Kísérleti elrendezés.....	70
V. AZ ALKALMAZOTT MÉRŐBERENDEZÉSEK LEÍRÁSA	74
V.1. Fényintenzitás időbeli változásának mérésére használt eszközök	74
V.2. Spektrum meghatározására használt eszközök	78



V.3. Energia mérésére használt eszköz	81
VI. MÉRÉSI EREDMÉNYEK ÉS ÖSSZEHASONLÍTÁSUK AZ ELMÉLTI ERED- MÉNYEKKEL	82
VI.1. Relaxációs oszcilláció	82
VI.2. Hosszu rezonátoru lézer	39
ÖSSZEFOGLALÁS	97
FÜGGELEK	101
IRODALOMJEGYZÉK	110
Köszönetnyilvánítás	114

B E V E Z E T É S

A lézereket intenzív kutatásuk eredményeként, ma már a tudomány és technika számos területén alkalmazzák. A lézerek egyik jelentős alkalmazási területe a modern spektroszkópia. Ezen a területen két fő fejlődési irány figyelhető meg, egyrészt a minél *nagyobb spektrális feloldásra*, másrészt a minél *nagyobb időbeli feloldásra* való törekvés. Így megnőtt az igény a keskeny sávszélességű, rövid fényimpulzusokat előállító fényforrások iránt. A spektroszkópiában alkalmazott lézerek között, - hangolhatóságuk miatt -, jelentős helyet foglalnak el a *festéklézerek*. Ezekben úgy biztosítják a keskeny sávszélességű működést, hogy a rezonátorba hullámhossz-szelektív elemet /pl. prizmat, rácsot, Fabry-Perot etalont/, illetve nyálbtágitót helyeznek. Így létre tudtak hozni [1] kevesebb mint 10^{-4} nm sávszélességű lézerimpulzust. A rövid fényimpulzus előállítására való törekvés eredményeként építettek olyan lézereket [2], amelyekkel szubpikoszekundumos fényimpulzusokat lehet előállítani. Ezek az ún. módus-szinkronizált lézerek azonban bonyolult felépítésűek, és az alkalmazások jelentős részében nincs szükség ilyen rövid fényimpulzusokra. Például fluoreszcencia, vagy orientációs relaxációs-idő mérésnél kb. 100 ps hosszúságú fényimpulzusok is széles körben használhatók gerjesztőfényként. Bizonyos területeken /pl. kényszerített Brillouin szórás/ pedig, a szükséges nagy monokromatikusság miatt csak kb. 100 ps hosszú, vagy ennél hosszabb fényimpulzus használható. /Hosszabb fényimpulzus használatakor azonban az időbeli felol-

dás romlik./ Ezek az alkalmazási területek indokolják olyan egyszerű felépítésű lézereknek a kutatását, amelyekkel nagyságrendben 100 ps hosszú fényimpulzusok állíthatók elő.

Jelen disszertáció célja olyan TEA N_2 lézerrel gerjesztett festéklézerek vizsgálata, amelyek erre alkalmasak.

A disszertáció első részében áttekintjük a rövid /kevesebb mint 1 ns hosszúságú/ és ultrarövid /kevesebb mint 10 ps hosszúságú/ fényimpulzusok legfontosabb előállítási módszereit. /Nem tárgyaljuk az elosztott visszacsatolású festéklézert, mivel ennek működése jelentősen eltér a többi tárgyalt lézerfajta működésétől. Az elosztott visszacsatolású festéklézerek irodalmának átfogó összefoglalása megtalálható [3]-ban./ Áttekintjük továbbá a rövid és ultrarövid fényimpulzusok intenzitása időbeli lefutásának főbb mérési módszereit.

A disszertáció második részében ismertetjük azokat az elméleti és kísérleti vizsgálatokat, amelyeket két rövid fényimpulzus előállítási módszerrel, - a *relaxációs oszcillációt* hasznosítóval és a *hosszu aszimmetrikus rezonáns* alkalmazóval kapcsolatban végeztünk. A kísérleti vizsgálatokhoz megépítettünk egy intenzitás-korreláció mérő berendezést, amellyel olyan impulzusok időbeli félértékszélessége mérhető, amelyeknek hossza 1 ps és 200 ps közé esik.

A disszertáció befejező része az ezzel a berendezéssel mért eredményeket, valamint a spektrummérések eredményeit, és a mérési eredményekből levont következtetéseket tartalmazza.

I. RÖVID FÉNYIMPULZUSOK ELŐÁLLÍTÁSÁRA HASZNÁLT MÓDSZEREK ÁT- TEKINTÉSE

I.1. Relaxációs oszcilláció

a. Elméleti áttekintés

Már a mézereknél is megfigyelték, hogy a kilépő energia bizonyos esetben oszcillációt végez. H. Statz és G. de Mars [4] például rubin mézer esetén tapasztalt ilyen jelenséget, és ezt megpróbálták megmagyarázni. Ezért felírtak egy két egyenletből álló, elsőrendű, nemlineáris differenciálegyenlet-rendszert, melyben a két ismeretlen a mézer-üregbeli sugárzási-energia és a populáció inverzió volt. Ezt az egyenletrendszert *konstans* pumpálást feltételezve odották meg egy analóg számítógéppel. A számítások eredményei azt mutatták, hogy a mézer által kibocsátott energia csillapodó rezgőmozgást végez, és így csak hosszabb idő után áll be a pumpálásnak megfelelő értékre. A csillapodási idő és az oszcilláció periódusideje függ a pumpálásnak, az üregjóságnak és a gerjesztett állapot csillapodási idejének az értékétől.

A relaxációs oszcilláció jelenségének *rövid fényimpulzus előállítására* való felhasználását először D. Röss [5] javasolta. Egy *Q-kapcsolt rubinlézerrel pumpált YAG:Nd³⁺ lézer esetét* vizsgálta. Felírta a

$$\frac{dn}{dt} = W - Bnq \quad , \quad /1/$$

és
$$\frac{dq}{dt} = Bnq - \frac{q}{t_c} \quad /2/$$

csatolt differenciálegyenleteket, és numerikusan megoldotta őket.

A kezdeti feltételek: $n(t=0)=0$, és $q(t=0)=q_0>0$ voltak.

Az /1/ és /2/ egyenletekben szereplő jelölések a következők:

$n(t)$: a felső és az alsó lézernivón lévő atomok /molekulák/ számának különbsége

$q(t)$: a lézerüregben lévő fotonok száma

B: az indukált emisszióra vonatkozó átmeneti valószínűség [s^{-1}]

$W(t)$: pumpálási sebesség [s^{-1}] /Az időnek adott függvénye./

t_c : az üregben lévő fotonok átlagos élettartama [s] /A kicsatolás és az abszorpció, ill. diffrakciós veszteségek miatt nem végtelen./.

Az első egyenlet azt fejezi ki, hogy a populáció-inverziót a pumpálás növeli, a kényszerített emisszió pedig csökkenti. A második egyenlet szerint a lézerfotonok számát a kényszerített emisszió növeli, a veszteségek csökkentik. /Az /1/-/2/ egyenletrendszer mérlegegyenleteknek is szokás nevezni./ Az /1/ egyenletben *nem szerepel* spontán emissziónak megfelelő tag, mivel az [5]-ben leírt esetben a pumpálás sokkal rövidebb, mint a gerjesztett állapot élettartama. Az /1/-/2/ egyenletrendszer abban különbözik a [4]-ben alkalmazottól, hogy a pumpálás véges ideig tart. Az egyenletrendszer akkor ad nem triviális megoldást, ha kezdeti értéknek $q_0 > 0$ értéket veszünk. Ez azt a fizikai jelenséget fejezi ki, hogy a *spontán* keletkezett fotonok egy része *lézerfoton* lesz, mivel a rezonátor optikai tengelyének irányában halad. A kezdeti fotonszám értéke $W_{\max}(t) \cdot t_w \gg q_0$ / t_w a pumpálás félértékszélessége/ esetén nem befolyásolja jelentő-



sen a megoldást. Az egyenletrendszer megoldásával nyert eredmények a következők:

- 1, A lézerfotonok száma a paraméterektől függő módon oszcillációt végez.
- 2, Bizonyos esetben egyes rövid lézerimpulzus keletkezik. Ennek feltétele, hogy *kicsiny legyen a fotonok rezonátorbeli élettartama* a gerjesztett állapot élettartamához képest, az emissziós hatáskeresztmetszet pedig nagy legyen.

Kezdetben a festéklézerek vizsgálatánál az első feltétel általában nem teljesült, így nem kaptak nagy modulációs mélységű oszcillációt, hanem csak kezdeti tullóvést [6, 7].

A mérlegegyenleteket *festéklézerekre jellemző paraméterekkel* is megoldották [6]. Ebben az esetben a populációra vonatkozó egyenletet ki kellett egészíteni a spontán emissziót figyelembe vevő taggal, mivel a pumpálás időtartama összemérhető a gerjesztett állapot élettartamával. Így az /1/ egyenlet /1'/-re módosul, ahol τ_{sp} - *a gerjesztett állapot élettartama* - általában $\tau_{sp} = (1 \div 10) \text{ ns}$.

$$\frac{dn}{dt} = W - Bnq - \frac{n}{\tau_{sp}} \quad /1'/$$

/Festéklézerek esetén n nem a felső és alsó nivón lévő molekulák számának különbségét jelenti, - amely negatív lenne -, hanem a felső nivón lévő molekulák számát./ Az így módosított /1'/-/2/ egyenletrendszer megoldásánál azt tapasztalták, hogy a festéklézer körülbelül tízszer gyorsabban fut fel, mint a pumpáló impulzus, és az egyensúlyi értéknél nagyobb értéket ér

el, majd beáll az egyensulyi érték, és a festéklézer követi a pumpáló impulzust. /Ezt a jelenséget nevezik kezdeti tullővésnek./ A számítások szerint nagyobb veszteségű rezonátorban gyorsabb a felfutás. A kísérleti megfigyelések jól egyeztek a számítások eredményeivel.

A relaxációs oszcilláció feltételének megkeresését megkönnyítette az /1'/-/2/ egyenletrendszer *kisjelű analízise* [7,8]. Ennek eredményeként azt kapták, hogy a populációnak és az üregbeli fotonszámnak az egyensulyi értéktől való eltérése csillapodó rezgőmozgást végez

$$\omega = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{4(W_0 B t_c - \frac{1}{\tau_{sp}})}{t_c} - (W_0 B t_c)^2} \quad /3/$$

körfrekvenciával és

$$t_d = \frac{1}{\beta} = \frac{2}{W_0 B t_c} = \frac{2W_t}{W_0} \tau_{sp} \quad /4/$$

csillapodási idővel. A /3/ és /4/ egyenletben W_0 a konstans pumpálást, W_t pedig a pumpálás küszöbértékét jelenti. Az oszcilláció létrejöttének feltétele, hogy ω valós legyen, vagyis - az $m = \frac{W_0}{W_t}$ jelölést bevezetve - a

$$\frac{\tau_{sp}}{t_c} > \frac{m^2}{4(m-1)} \quad /5/$$

egyenlőtlenség fennálljon. Ebből $m \gg 1$ esetben a

$$\tau_{sp} > \frac{m}{4} t_c \quad /6/$$

feltételt kapjuk.

C. Lin [8] a kisjelű analízis segítségével egységesen tudta értelmezni a relaxációs oszcilláció és a kezdeti tullővés je-

lenségét. A kezdeti tullővést ugyanis a relaxációs oszcilláció egy *speciális esetének* lehet tekinteni, amely akkor jön létre, ha t_c eléggé kicsiny ahhoz, hogy olyan nagy m /és így W_0 / ese - tén is teljesüljön a /6/ feltétel, amelynél /4/-ből $t_d \lesssim T = \frac{2\pi}{\omega}$ számolható. [8]ban a szerző bemutatta, hogy a /6/ egyenlőtlen - ség valóban alkalmas az oszcilláció feltételének megkeresésére. Több korábbi, festéklézerek időbeli viselkedését vizsgáló dol - gozat kísérleti adatait és eredményeit felhasználva kimutatta, hogy amikor a /6/ egyenlőtlenység teljesült, megfigyeltek relaxá - ciós oszcillációt, ellenkező esetben nem. Relaxációs oszcillá - ció segítségével történő fényimpulzus előállításának vizsgálá - tánál azonban továbbra is szükség van a mérlegegyenletek megoldására. A kisjelű analízis ugyanis konstans pumpálást tételez fel, egyes impulzus előállításához pedig ki kell használni, hogy a *pumpálás véges hosszúságú*.

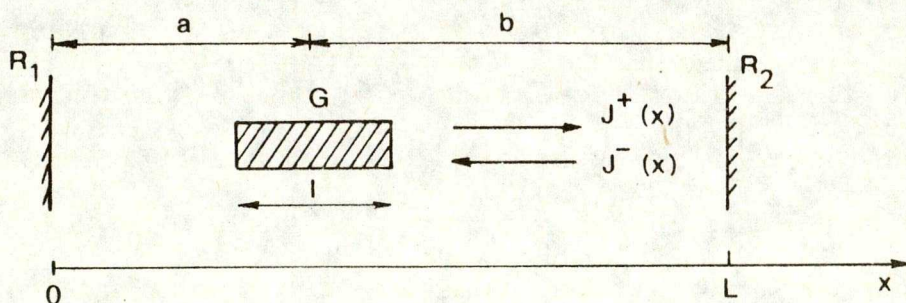
Az /1'/-/2/ egyenletrendszer megoldásához ismernünk kell t_c értékét. Ezt csak az utóbbi időben [9] határozták meg ponto - san. A /2/ egyenlet jobb oldalának második tagja a lézerfotonok számának a tükrő-, diffrakciós-, és abszorpciós veszteségek miatt bekövetkező csökkenésének sebességét írja le. Ez alapján a t_c üregélettartam jól használható definícióját a /7/ egyenlet adja:

$$t_c = \frac{q}{-\frac{dq}{dt}} \quad . \quad /7/$$

A /7/ egyenletet az 1. ábrának megfelelően a /8/ alakba lehet átírni.

$$t_c = \frac{\int_0^L \frac{I^+(x) + I^-(x)}{c(x)} dx}{(1-R_2)I^+(L) + (1-R_1)I^-(0) + \int_0^L \alpha(x) [I^+(x) + I^-(x)] dx}, \quad /8/$$

ahol $I^\pm(x)$ a jobbra, illetve balra haladó fény intenzitása az x helyen, R_1 és R_2 a két tükör reflexiója, $\alpha(x)$ az abszorpciók együtthatója a lézer hullámhosszán, $c(x)$ a fénysebesség.



1. ábra: Az üregélettartam számolásánál használt jelölések

N_2 lézerrel gerjesztett festéklézerek esetében a /8/ egyenlet jobb oldala nevezőjének második tagja elhanyagolható az elsőhöz viszonyítva. A *stacionaritást feltételező*

$$G^2 = [R_1 R_2]^{-1} \quad /9/$$

egyenlet fennállása esetén /G az aktiv anyag erősítése/ t_c -re egyszerű kifejezést kapunk. Ha az aktiv közeg hossza megegyezik a rezonátor hosszával, / $l = L$ /, a

$$t_c = - \frac{t_L}{\ln \sqrt{R_1 R_2}} \quad /10/$$

egyenletet, ha $l \ll L$ a

$$t_c = t_L \frac{(a/L) \sqrt{R_2} (1+R_1) + (b/L) \sqrt{R_1} (1+R_2)}{\sqrt{R_2} (1-R_1) + \sqrt{R_1} (1-R_2)} \quad /11/$$

egyenletet kapjuk /8/-ből $t_L = \frac{L}{c}$, ahol $c = \frac{1}{L} \int_0^L c(x) dx$.

A /10/ egyenlet szerint kis reflexióju tükrök alkalmazása esetén a *fotonok üregbeli élettartama* sokkal *kisebb* lehet a rezonátoron való áthaladásuk idejénél. Ez az eredmény azonban csak akkor igaz /, mivel a levezetésnél feltételeztük /9/ érvényességét/, ha az üregbeli fotonszám t_L idő alatti változása kicsiny.

b. Kísérleti eredmények

A /6/ egyenlőtlenség szerint rövid fényimpulzusok relaxációs oszcilláció módszerével történő előállításához kis üregélettartamu rezonátort kell használni. Ezt kis reflexióju tükröket /visszacsatoló elemeket/ tartalmazó, a lehető *legrövidebb* hosszúságú rezonátor alkalmazásával lehet biztosítani. A relaxációs oszcillációval foglalkozó kísérleti cikkek közül kettőt említünk meg, melyekben az eddigi legjobb eredményeket érték el. Lin és Shank [10] alacsony nyomású nitrogénlézerrel gerjesztett, ráccsal hangolt festéklézer időbeli viselkedését vizsgálták. Rezonátoruk 1,3 cm hosszú volt, és egy 4 %-os kicsatoló tükörből, egy 1 cm hosszú festékccellából és egy 1200 vonal/mm karcolatsűrűségű rácsból állt. Ezekkel az adatokkal /10/-ből $t_c \approx 30$ ps üregélettartam számolható. Különböző pumpáló teljesítmények esetén nézték a festéklézerfény intenzitásának időbeli változását. Azt tapasztalták, hogy erős pumpálásnál a festéklézer egy kezde-

ti tullővéstől eltekintve követi a pumpáló impulzus alakját. Alacsonyabb szintű pumpálás esetén nagy modulációs mélységű oszcillációt tapasztaltak, közel exponenciálisan csökkenő csucsokkal. Tovább csökkentve a pumpálás teljesítményét, a csucsok száma csökkent, és egy bizonyos pumpálásnál *egyes impulzust* kaptak. Az impulzus hossza ekkor 600 ps, teljesítménye pedig 50-100 W volt. Az optikai rács alkalmazása 1,5 nm sávszélességet biztosított. Salzmann és Strohwalđ [11] 100 ps hosszúságú pumpáló impulzust alkalmaztak, amelyet nagynyomású nitrogénlézerrel hoztak létre. A szükséges rövid üregélettartamot biztosító rezonátor 40 μ m hosszú volt 0,8 % és 80 % reflexiójú tükrökkel. Ekkor $t_c \approx 0,05$ ps */!/ számolható a /10/ egyenletből.* Aktiv anyagként rodamin 6G oldatot alkalmaztak, és a gerjesztést hosszanti irányban végezték. A festéklézer impulzusának időbeli vizsgálatára *sávkamerát* alkalmaztak. A pumpálás teljesítményétől függően 3, 2 vagy 1 csucsu impulzust figyeltek meg. Az egy csucsu impulzus mért idejét a sávkamera felolási ideje */10 ps/ korlátozta.*

A relaxációs oszcilláció vizsgálatára vonatkozó irodalom fenti rövid összefoglalása alapján a következő megállapításokat tehetjük:

- 1; A mérlegegyenlet-rendszer jól használható rövid rezonátoru lézerek működésének leírására. Megoldásai jó minőségi egyezésben vannak a kísérleti eredményekkel.
- 2; A lézerek spektrális tulajdonságait nem írják le. /A mérlegegyenleteknek olyan bővítését, amely a spektrális viselkedést is leírja, Atkinson és Pace [12] adták meg. Azonban ők olyan körülmények mellett oldották meg egyen-

letrendszerüket, amikor relaxációs oszcilláció nem lépett fel./

- 3; A mérlegegyenletek csak akkor érvényesek, ha az általuk leírt fotonszám és populáció változások lassúak a fénynek a rezonátoron való áthaladásához viszonyítva.
- 4; *Festéklézerekre* vonatkozóan csak olyan esetekben vizsgálták elméletileg a relaxációs oszcillációt, amikor a pumpáló impulzus hossza nagyobb volt a festék fluoreszcencia élettartamánál, vagy egyenlő volt vele.
- 5; A rövid fényimpulzusoknak a relaxációs oszcilláció segítségével történő előállítása *egyszerű és olcsó* módszer.
- 6; Ez a módszer *nem tesz lehetővé* keskenysávu hangolást, mivel a szükséges kis t_c miatt nem lehet nagy spektrális szelektivitású elemeket alkalmazni.
- 7; Egyes impulzus előállításához csak kis teljesítményű pumpálást lehet alkalmazni, így a kijövő rövid fényimpulzus teljesítménye is kicsi.

I.2. Módus-szinkronizálás

Egy v térfogatu üregben kialakuló v és $v+\Delta v$ frekvencia intervallumba eső módusok $z(v)$ számát [13] alapján a

$$z(v) = \frac{8\pi v}{c} v^2 \Delta v \quad /12/$$

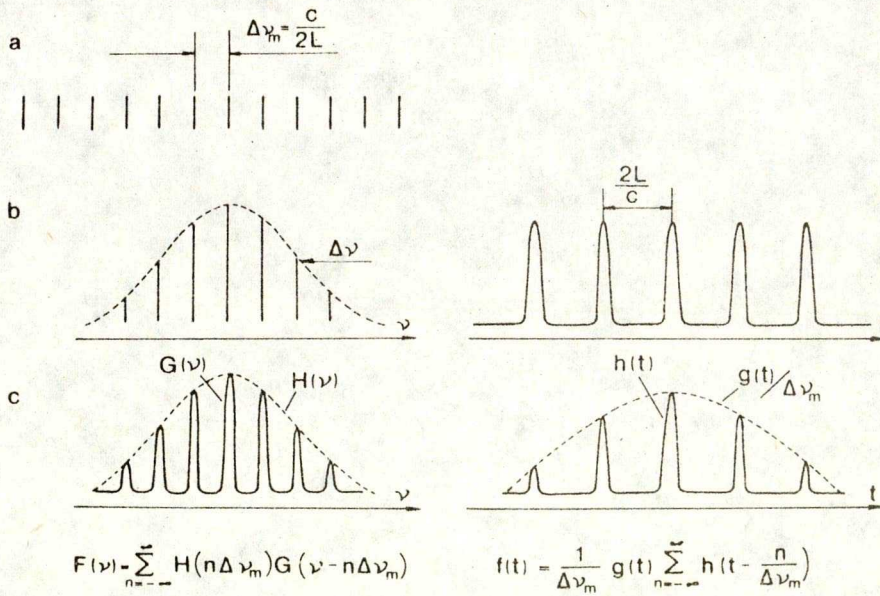
egyenlet adja meg. Lézerekben - *felépítésük miatt* - csak olyan módusok lesznek jelentősek, amelyek az optikai tengellyel közel megegyező irányu impulzusvektorral jellemezhetők. Ezeknek a módusoknak a frekvenciája /derékszögű szimmetria esetén/ a

$$v = \frac{c}{2L} \left[(q+1) + \frac{m+n+1}{\pi} \arccos \sqrt{\left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right)} \right] \quad /13/$$

egyenlet alapján számolható [14], ahol R_1 és R_2 a rezonátort alkotó tükrök görbületi sugarai, L a két tükör távolsága, q az *axiális*, m és n pedig a *transzverzális módusszám*. $q+1 = \frac{2L}{\lambda}$ az optikai tengely menti félhullámok számával egyezik meg, nagyságrendje $10^5 - 10^6$. m és n a sugárzás irányára merőleges síkban adja meg az intenzitás minimum helyeinek számát. Általában $m, n < 10$. Azokat a módusokat, melyek konstans m és n , de különböző q értékekhez tartoznak *axiális*, azokat pedig, melyek konstans q , de különböző m és n értékhez tartoznak *transzverzális módusoknak* nevezzük. Mivel m és n *kis értékek*, a *transzverzális módusok szinkronizációjával nem lehet* ultrarövid fényimpulzusokat előállítani. Ugyanakkor az *axiális módusok szinkronizálását* megzavarhatják a *transzverzális módusok*, ezért *térszűrők segítségével általában csak az $m=n=0$ módust engedik kialakulni a módusszinkronizált /MSz/ lézereknél*. Ekkor a módusok frekvenciáinak távolsága $\Delta v_m = \frac{c}{2L}$ /2.a. ábra/.

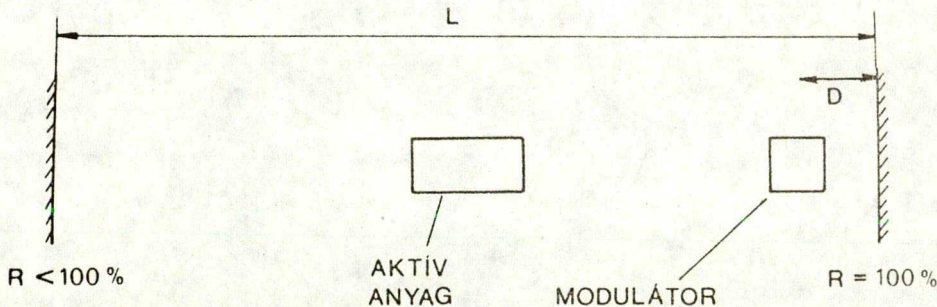
Azt, hogy a lézer milyen Δv sávszélességben sugároz ki fényt, a lézer aktív anyagának *erősítési görbéje*, és az *üregvesztesség* határozzák meg. Nem MSz lézereknél a különböző módusokban az elektromos tér intenzitása és fázisa *véletlenszerűen* változik, így a lézer által kibocsátott fény Δv sávszélességű folytonos zaj. MSz lézerekben a különböző módusokban az elektromos tér intenzitása *szabályosan* változik, a fázisa pedig *konstans*, vagy *v-vél lineárisan* változik. Ekkor - mint Fourier transzformációval megmutatható [15] - a lézerfény rövid Δv által meg-

határozott/ idejű, egymást $\Delta t = \frac{1}{\Delta \nu_m} = \frac{2L}{c}$ időnként követő impulzusok sorozatából áll /2.b. ábra/. A MSz lézerek egy része impulzus üzemi, ekkor a módusok sávszélességét /a 2.c. ábra szerint/ alulról korlátozza a fényimpulzusok burkoló görbéjének szélessége.



2. ábra: Rezonátor módusképek, és ezek Fourier transzformációi

Egy MSz lézer elvi felépítését mutatja a 3. ábra.



3. ábra: MSz lézer elvi felépítése

Mint az elméletileg és kísérletileg is kimutatható [16], a módusszinkronizálás akkor lehet tökéletes, ha a modulátor távolsága a zárótükörtől $D=0$. A módusszinkronizálás lehet *aktív* és *passzív*, történhet *fázis* és *amplitúdó* modulációval. Aktiv módusszinkronizálás esetén a modulátort kívülről /közel/ $\Delta\nu_m$ frekvenciával vezérlik. A vezérlés hatására a modulátornak vagy az optikai hossza /fázis moduláció/, vagy áteresztőképessége /amplitúdó moduláció/ változik meg. Hosszas számítás [17] szerint amplitúdó modulációval *transzformáció határolt impulzusok állíthatók elő*, míg fázismoduláció esetén a sávszélesség - - impulzushossz szorzat a transzformációs határnak kb. 1,4 szerese /Gauss impulzus esetén/.

Passzív módusszinkronizálásnál a modulátor nagy abszorpciós hatáskeresztmetszetű festék oldata, amely kis intenzitású fényre T_0 transzmisszióval rendelkezik. Elegendően nagy fényintenzitás esetén a festékkoldatban annyi molekula kerül gerjesztett állapotba, hogy a festékkoldat transzmissziója $T_1 \lesssim 1$ lesz, azaz *abszorpció telitődés lép fel*. Passzív módusszinkronizálás esetén a rövid impulzusok kifejlődését kísérletileg megfigyelték [18,19] sávkamerák felhasználásával. A mérések szerint a spontán emisszió statisztikus jellege miatt a küszöb populáció elérése előtt fluktuáló fény keletkezik. A lézer-küszöb fölött a fluktuáló fényből egyes impulzus alakul ki /ennek oka az abszorpció telitődés/, amely a rezonátorban körbefut és szélessége egyre csökken. Az impulzusszélesség csökkenése sokkal lassabban megy végbe szilárdtest lézerekben, mint festéklézerekben. Ezenkívül jelentős különbség a két lézerfajta között az is, hogy *szilárdtest lézerekben az abszorbens festék gerjesztett állapo-*

tának élettartama határt szab az impulzusrövidülésnek, festéklézerek esetén azonban ilyen határ nincs. Ezeknek az eltéréseknek az okát G. H. C. New [20] az erősítő közeg gerjesztett állapotának eltérő élettartamával, és az ebből következő eltérő mértékű erősítés telítődéssel magyarázza. [20]-ban megmutatja a szerző, hogy a festéklézerekben könnyen elérhető, hogy az impulzushossz a lézerüregben történő minden két körülfutás alatt felére csökkenjen. A legrövidebb /szubpikoszekundumos/ fényimpulzusokat /amelyek transzformáció határoltak is voltak/ folyamatos üzemű, passzívan módusszinkronizált festéklézerekkel érték el, melyben a telítődő abszorbens a zárótükörrel érintkezett, vastagsága kisebb mint 0,5 mm, kisjelű transzmissziója T_0 pedig nagyobb mint 70 % volt.

Tökéletes módusszinkronizálás esetén az impulzushossz a transzformációs határ eléréséig csökken. Ehhez azonban időre van szükség. A legrövidebb pumpálási idejű /villanólámpával gerjesztett festéklézer/ MSz lézerben is több mint százszor fut körbe az üregben a fényimpulzus. Természetesen impulzusrövidülés kisebb körülfutási számnál is végbemegy, azonban ekkor a minimális impulzushossz nagyobb lesz a sávszélesség által megengedettnél. Ilyen esetet ír le R. J. von Gutfeld [21]. Ő 10 ns impulzushosszu N_2 lézerrel gerjesztett festéklézerben hozott létre módusszinkronizációt telítődő abszorbens segítségével. A rezonátor hossza 21 cm volt, így kevesebb mint tíz körülfutás alatt tudott jelrövidülés létrejönni. Mérései szerint 100 ps hosszú impulzusok keletkeztek a festéklézerben. Ez az érték azonban csak egy felső határnak tekinthető, mivel a mérőberendezés feloldási határa is 100 ps volt.

Mint a fentiekből kitűnik, a MSz festéklézerek alkalmasak *ultrarövid* fényimpulzusok előállítására. A MSz festéklézerek *hangolhatóak* is. A MSz lézerek hátránya azonban, hogy *költségesek, érzékenyek* a zavaró reflexiókra. Az alkalmazások egy jelentős részében további hátrányt jelent, hogy nem egyes impulzust, hanem impulzussorozatot állítanak elő.

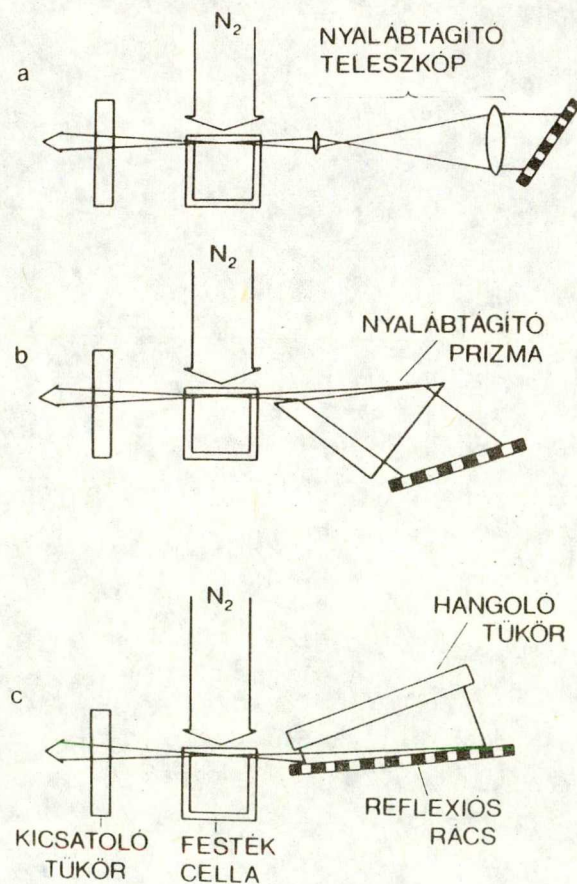
I.3. Hosszu, aszimmetrikus rezonátor alkalmazása

Az utóbbi években rövid fényimpulzusok nitrogénlézerrel gerjesztett festéklézerekkel történő előállítására új lézerberendezés alakult ki. Ennek lényege, hogy a viszonylag */a keletkező fényimpulzushoz képest/* hosszú rezonátorban az *aktív anyag erősen aszimmetrikusan helyezkedik el*. Az ilyen felépítésű rezonátort először nem tudatosan alkalmazták, kialakulását a keskeny sáv szélesség elérésére való törekvés eredményezte. Ugyanis a nitrogénlézerrel gerjesztett festéklézerek sáv szélessége lényegében */mivel a lézerfény kevésszer fut körbe a rezonátorban/* a */14/* alatti *passzív sáv szélességgel* egyezik meg,

$$\Delta\lambda = \frac{\theta_1}{D}, \quad /14/$$

ahol D a hangolásra és sáv szűkítésre használt optikai elem, általában reflexiós rács *szögdiszperziója*, θ_1 pedig a rácsra eső lézerfény *divergenciája*. */A passzív sáv szélesség azt a hullámhossztartományt adja meg, amelyen belül visszacsatolás jöhet létre az aktív anyagban./* 1300 vonal/mm karcolatsűrűségű rács alkalmazásával kb. 1 nm sáv szélesség érhető el. Mivel a rács */vagy más hullámhossz szelektív elem/* szögdiszperziójának lényeges növelése nem lehetséges, θ_1 csökkentésével lehet a lézer sáv szélességét csökkenteni. Ez nyálábtágítónak az aktív

anyag és rács közé helyezésével valósítható meg. Nyalábtágításra alkalmas teleszkóp /4.a. ábra/ /kétdimenziós tágitás/, surlódó beesésnél használt prizma /4.b. ábra/, és surlódó beesésnél használt rács /4.c. ábra/ /egydimenziós tágitás/.



4. ábra: Távcso /a/, prizma /b/, és rács /c/ nyalábtágításra történő felhasználása nitrogénlézerrel gerjesztett festéklézerekben

Keskeny sávszélesség eléréséhez nagy nyalábtágítást kell alkalmazni, és ez csak nagyméretű nyalábtágítókkal lehetséges. Emiatt a keskeny sávszélességű fényt előállító festéklézerek szükségképpen hosszú, aszimmetrikus rezonátorral rendelkeznek.

Az első olyan dolgozatokban [22, 23, 24] például, amelyekben keskenysávu, nitrogénlézerrel gerjesztett festéklézerek időbeli tulajdonságait is vizsgálták, /bár a rezonátor elrendezés megválasztása nem volt céltudatos/ a rezonátorhossz $L = (20-40)$ cm, a teljes rezonátorhossz és kicsatoló tükr-festék küvetta távolsága $/d/$ aránya $\frac{L}{d} = 0-10$ volt. Már az ezekben a festéklézerekben keletkező fényimpulzus is nagyon jó paraméterekkel rendelkezett. 3,5 ns-os pumpáló impulzussal 450 ps hosszú és $0,05 \text{ \AA}$ sávszélességű [23], illetve 600 ps-os pumpáló impulzussal 40 ps hosszú és $0,4 \text{ \AA}$ sávszélességű [24] festéklézer impulzus keletkezett. Ezekkel az értékekkel számolt sávszélesség-idő szorzat 5 - 6 szorosa a Fourier transzformáció által megengedettnek.

A hosszú aszimmetrikus rezonátoru lézerben történő rövid fényimpulzusok kialakulásának *szisztematikus mérésekkel* alátámasztott magyarázatát [25]-ben adták meg. A mérések szerint ilyen lézerben *általában impulzussorozat keletkezik*. Az impulzusok Δt távolsága független a pumpálás intenzitásától és a sávszűkítő elem, illetve a kicsatoló tükr reflexiójától, minden L esetben $\Delta t = \frac{2L}{c}$ értékkel egyezik meg. Ezek a megfigyelések kizárják annak a lehetőségét, hogy a jól ismert relaxációs oszcilláció okozza a rövid impulzusok keletkezését.

A rövid impulzusok, illetve rövid impulzusból álló impulzus sorozat kialakulásának megértését elősegíti az a megfigyelés, hogy már a sávszűkítő elem eltávolításával kapott rendszerben is egy rövid fényimpulzus keletkezik. Ez úgy jön létre, hogy a pumpálással populáció inverzió állapotába hozott aktiv anyagban a spontán keletkező fotonok indukált emisszió útján megerősöd-

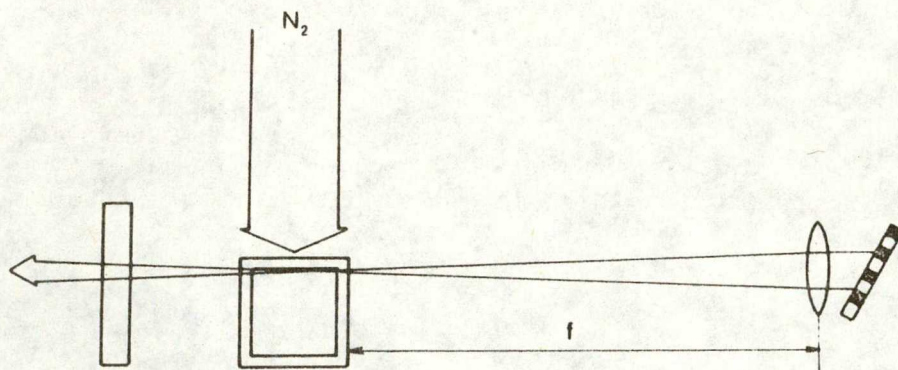
nek. Az így /erősített spontán emisszióval/ keletkezett fény egy része a kicsatoló tükrön történő reflexió után újra áthalad az aktiv anyagon. Itt megerősödik, ugyanakkor az aktiv anyag populáció inverzióját /és így erősítését is/ csökkenti. Emiatt a tükrör felé kibocsátott erősített spontán emisszió erősen lecsökken, és ez a csökkenés $\frac{2d}{c}$ idő múlva megmutatkozik a kicsatoló tükrőről reflektált fényben. Tehát olyan impulzus alakul ki, amelynek hossza közel $2 \cdot \frac{2d}{c}$. /A kettes együtt-ható a fel és lefutást veszi figyelembe. Pontosabb tárgyalás a IV. fejezetben található/. Az így kialakuló fényimpulzus a pumpálástól, a gerjesztett állapot élettartamától és a rezonátor hosszától és veszteségétől függő számban a rezonátorban körbefut. [25]-ben a szerzők a rezonátorhossz 90 cm-re történő megnyújtásával elérték, hogy egyes rövid impulzus keletkezzen. Az impulzushossz 550 ps /pumpáló impulzushossz: 6 ns/, a spektrális sáv szélesség pedig 0,02 Å volt.

A fényimpulzus hosszú aszimmetrikus rezonátorban történő keletkezésére vonatkozó fenti elképzelést igazolta a rendszer működésének modellezésére felírt idő- és helyfüggő differenciálegyenlet-rendszer megoldása [26, 27].

Egyes impulzus előállításához általában nagyon hosszú rezonátorra van szükség /pl. [25]-ben $L=90$ cm/, így a spektrális szelektív elemről történő visszacsatolás a lézernyaláb divergenciája miatt nagyon kicsiny lesz. A visszacsatolás mértéke azonban egyszerűen megnövelhető [28] egy gyűjtőlencsének a rezonátorba helyezésével /5. ábra/. Ekkor a visszacsatolás hatássósága a /15/ egyenlet szerint megnő,

$$\frac{\eta_L}{\eta_0} = \frac{2f_0}{a} \quad , \quad /15/$$

ahol α a gerjesztett térfogat mélysége, η_L és η_O a visszacsatolás hatásossága lencse alkalmazásával, illetve anélkül.



5. ábra: Rezonátoron belüli lencse használata hosszú rezonátorban /f a gyűjtőlencse fókusz távolsága/

A visszacsatolás megnövelése mellett a gyűjtőlencse használata csökkenti a lézerefény sáv szélességét, mivel a rácsra nem θ_1 , hanem

$$\theta_{1f} = \frac{a}{f} \quad /16/$$

divergenciájú nyaláb esik.

II. RÖVID ÉS ULTRARÖVID FÉNYIMPULZUSOK IDŐTARTAMÁNAK MÉRÉSÉRE HASZNÁLT MÓDSZEREK ÁTTEKINTÉSE

II.1. Közvetlen mérés

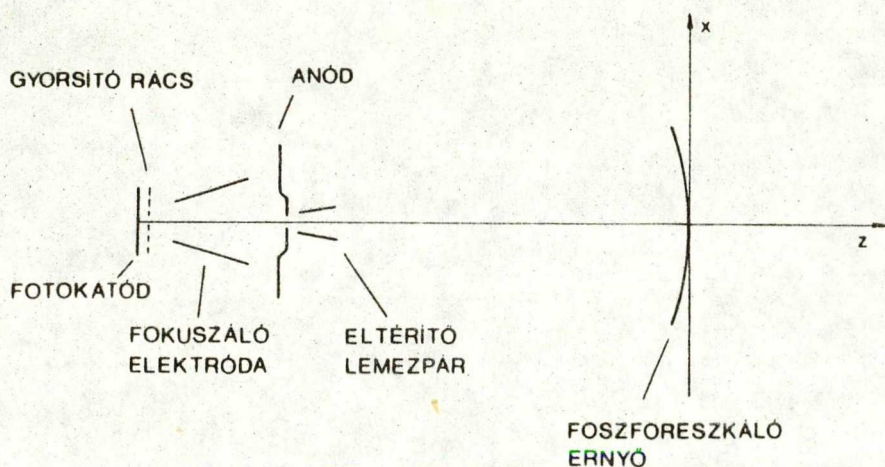
Rövid fényimpulzusok időbeli tulajdonságainak mérésére általánosan elterjedt a fotocella-oszcilloszkóp rendszer használata. A fotocella a fényjelet elektromos jellé alakítja át, és ennek időbeli változását figyelhetjük meg az oszcilloszkóp ernyőjén. Egy ilyen rendszer feloldási idejét jól közelíthetjük az /1/ formulával, ahol τ_1 az eredő feloldási idő, τ_f és τ_o pedig a fotocella és az oszcilloszkóp feloldási ideje.

$$\tau_1 = (\tau_f^2 + \tau_o^2)^{1/2} \quad . \quad /1/$$

Jelenleg $\tau_f \approx 40$ ps felfutású fotocellákat tudnak előállítani. Az erősítővel rendelkező oszcilloszkópok feloldási idejének az *erősítő sávszélessége* szab határt. Ha a jelet nem erősítik, akkor jobb feloldás érhető el. Ebben az esetben azonban - mint a következő példán bemutatjuk - a hagyományos katódsugárcső nem használható. Legyen a katódsugárcső gyorsító feszültsége $U=10$ kV, az eltérítő lemezpár hossza $l=1$ cm, a lemezek közötti távolság $d=0,1$ cm, az ernyő távolsága az eltérítő lemezekről $s=20$ cm. Ekkor az elektronok 170 ps ideig tartózkodnak az eltérítő lemezpár között, így a *katódsugárcső feloldási határa* nem lehet ennél az értéknél kisebb. Ugyanakkor 10 V eltérítő jelre az ernyőn mindössze 0,8 mm amplitudójú jelet kapunk. Az érzékenységet az eltérítő lemezpár hosszának növelésével tudnánk növelni, de ekkor a feloldási idő nő. Ezt a problémát

kiküszöböli a *haladóhullámu* katódsugárcső. Ez olyan felépítésű, hogy a hosszú eltérítő elektródákon az elektromos jel az elektronokkal azonos irányu és nagyságu sebességgel halad, így nagyobb lesz az érzékenység, és kisebb a feloldási idő, amely az elektromos jel diszperziójából adódik. Az ilyen oszcilloszkópok feloldási határa $\tau_0 \approx 300$ ps. Ennél egy nagyságrenddel jobb a leggyorsabb *mintavételező /sampling/* oszcilloszkópok feloldása. Ezeknek az oszcilloszkópoknak előnyük még, hogy intenzív képet hoznak létre. Hátrányuk viszont, hogy *nem lehet velük egyes impulzust vizsgálni.*

A fotocella-oszcilloszkóp rendszer - mint bemutattuk - 50 ps-nál lassabb felfutásu fényjelek vizsgálatára használható. Ennél gyorsabb fényimpulzusok közvetlen megfigyelését a *sávkamera /streak camera/* teszi lehetővé /1. ábra/.



1. ábra: A sávkamera elvi felépítése

Ez olyan berendezés, amely a fotocellát és az oszcilloszkópot egyesíti. A katódsugárcső izzókatódjának a helyén fotokatód van. *Nincs függőlegesen eltérítő lemezpár*, és ehhez tartozó erősítő /amely az oszcilloszkópban a feloldást korlátozza/. A vízszintesen eltérítő lemezpár a rákapcsolt gyorsan változó elektromos jel hatására vízszintesen eltéríti a közte áthaladó elektronokat. Így az ernyőn, -ha a fotokatódot fény éri - vízszintes irányban változó intenzitású fénysáv jelenik meg. *Az ernyőn a vízszintes távolság az idővel, a fényintenzitás pedig a fotokatódot megvilágító fény intenzitásával arányos*. Egy ilyen berendezésnek a felhasználását rövid fényjelenségek vizsgálatára először Завойский és Фанченко [29] javasolta. Ebben a dolgozatukban kiszámolták a sávkamera feloldási idejét. Ezt két fő tényező korlátozza. Az egyik *a fotoelektronok kezdeti sebességének szórása*. Emiatt ugyanis a fotokatódból azonos időben kilépő elektronok különböző időben haladnak el az eltérítő lemezpár között /diszperzió/. Egyszerű számolással megmutatható, hogy az ebből számolható feloldási időt a /2/ egyenlet adja,

$$\Delta t_D = \frac{m\Delta v}{2eE} \quad , \quad /2/$$

ahol m és e az elektron tömege és töltése, Δv a kezdeti sebesség szórása, E a gyorsító elektromos tér térerőssége. Lényeges megfigyelés, hogy a /2/ egyenletben nem a gyorsító feszültség, hanem a gyorsító térerősség szerepel. Ezt kihasználva 1970-ben olyan sávkamerát építettek, amelyben a fotokatód közelébe egy nagyfeszültségű rácsot helyeztek, és így hoztak létre nagyon nagy gyorsító térerősséget. Ennek az elektródának a hatásossá-

gát mutatja, hogy már az első alkalmazásainál [30, 31] 7, ill. 5 ps-ra csökkent a kezdeti sebesség-szórásból származó feloldási határ a korábbi 50 ps-ról. /A /2/ egyenlet csak a fotokatód és a gyorsító elektróda közötti uton létrejövő diszperziót veszi figyelembe, így a gyorsító rács alkalmazása esetén a rács és az eltérítő lemezpár közötti diszperziót is figyelembe kell venni. Ez azonban általában kisebb mint 1 ps./ A fotokatódból kilépő elektronok kezdeti sebességének szórása függ a fotokatód anyagától, és a vizsgált fény hullámhosszától. Ez a szórás, és így a belőle származó feloldási határ akkor kicsi, ha a vizsgált fény hullámhossza a fotokatód vörös oldali levágási határával egyezik meg.

A sávkamera feloldási határát korlátozó másik tényező a *véges térbeli feloldásból* adódik. Mivel nagy elektron-áramerősség esetén nem tudnak nagy térbeli feloldást biztosítani, kis intenzitású fényt vizsgálnak, és a sávkamera ernyőjét nem közvetlenül figyelik meg, hanem képerősítő csövet alkalmaznak, amely kb. 10^6 -os erősítést hoz létre [32]. Így 100 vonalpár/cm-es feloldás érhető el. Ahhoz, hogy 1 ps-os időbeli feloldásu lehessen a kamera, a képernyőn $v = \frac{s}{t} = \frac{0,01 \text{ cm}}{10^{-12} \text{ s}} = 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{s}}$ írósebességet kell biztosítani. Ennek eléréséhez az eltérítő lemezpárok közötti feszültséget 1 ns alatt több kilovolttal kell megváltoztatni. Ezt az első sávkameráknál úgy valósították meg, hogy a mérendő fény egy részével triggerelt szikraköz kapcsolta rá a nagyfeszültséget az eltérítő lemezpárra. Később [33] elektromosan triggerelhető kapcsolással állították elő az eltérítő feszültséget. Ennek eredményeként a kamera fotokatódjának megvilágítása és az eltérítő feszültség indítása

közötti időnek felvételtől felvételre történő ingadozása /jitter/ kisebb volt mint 200 ps.

A sávkamerák intenzív fejlesztésének eredményeként 1975-ben sikerült olyan berendezést építeni [34], amelynek feloldása a közeli infravörös tartományban *kisebb mint 1 ps*. Ma már sorozatban gyártanak ilyen tulajdonságu kamerákat. A sávkamera az *egyetlen* olyan eszköz, amellyel pikoszekundumos fényjeleket lehet közvetlenül vizsgálni. Ennek ellenére jelentős szerepe van a nemlineáris időmérési technikának, mivel az egyrészt olcsóbb, másrészt /bizonyos fajtája/ nagyobb feloldásu módszer.

II.2. Közvetett mérés

Rövid fényimpulzusok időbeli tulajdonságainak közvetett mérésénél nem közvetlenül az intenzitás időfüggését $I(t)$ -t mérik, hanem az *intenzitás-korreláció* függvényt, és ebből határozzák meg $I(t)$ -t, vagy $I(t)$ paramétereit /a legtöbb esetben félérték-szélességét/. Az n -ed rendű intenzitás-autokorreláció függvény definíciója:

$$G^n(\tau_1, \tau_2 \dots \tau_{n-1}) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t) I(t+\tau_1) \dots I(t+\tau_{n-1}) dt \quad . \quad /3/$$

A legegyszerűbb intenzitás-korreláció függvény a másodrendű intenzitás-autokorreláció függvény, melynek definíciója:

$$G^2(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t) I(t+\tau) dt \quad . \quad /4/$$

Megmutatható, hogy $j(\omega)$ -val jelöljük $I(t)$ Fourier transz-

formáltját, vagyis

$$j(\omega) = |j(\omega)| \exp \alpha(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} I(t) \exp(i\omega t) dt \quad , \quad /5/$$

akkor

$$|j(\omega)|^2 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G^2(\tau) \exp(-i\omega\tau) d\tau \quad /6/$$

$G^2(\tau)$ tehát meghatározza $|j(\omega)|$ -t, azonban $j(\omega)$ fázisát nem. Ennek következménye $I(t)$ -re nézve az, hogy nem tudjuk megadni alakját. /Még azt sem tudjuk megmondani, hogy szimmetrikus, vagy aszimmetrikus-e, mivel $G^2(\tau)$ mindig szimmetrikus./

$j(\omega)$ fázisát $\alpha(\omega)$ is meg lehet határozni $G^2(\tau)$ és $G^3(\tau_1, \tau_2)$ együttes méréséből [35], és így elvileg $I(t)$ -t ki lehet számítani. $I(t)$ meghatározásának ez a módszere azonban gyakorlatilag nem használható, mivel $G^3(\tau_1, \tau_2)$ mérése nehézkes [36], és a mérés pontatlansága korlátozza $I(t)$ kiszámíthatóságát. Elterjedtebb az optikai mintavételezés technikája, amikor a vizsgálandó jel és a mintavevő jel

$$G^*(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} S(t) I(t+\tau) dt \quad /7/$$

intenzitás-korreláció függvényét mérik.

Ha $S(t)$ sokkal rövidebb, mint $I(t)$, akkor $G^*(\tau)$ jól közelíti $I(t)$ -t /ha $S(t) = \delta(0)$, akkor $G^*(\tau) = I(\tau)$ /. Az optikai mintavevő mérés technika speciális esete, amikor $S(t) = I^{n-1}(t)$, vagyis n -ed rendű, de csak egy késleltetést tartalmazó /8/ intenzitás-autokorreláció függvényt mérnek.

$$G^n(0, \dots, 0, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I^{n-1}(t) I(t+\tau) dt \quad /8/$$

D. H. Austin [37] például ötödrendű autokorreláció méréssel határozta meg egy módusszinkronizált Nd: üveg lézer impulzushosszát. Méréseiből kitűnt, hogy a mért impulzus aszimmetrikus volt.

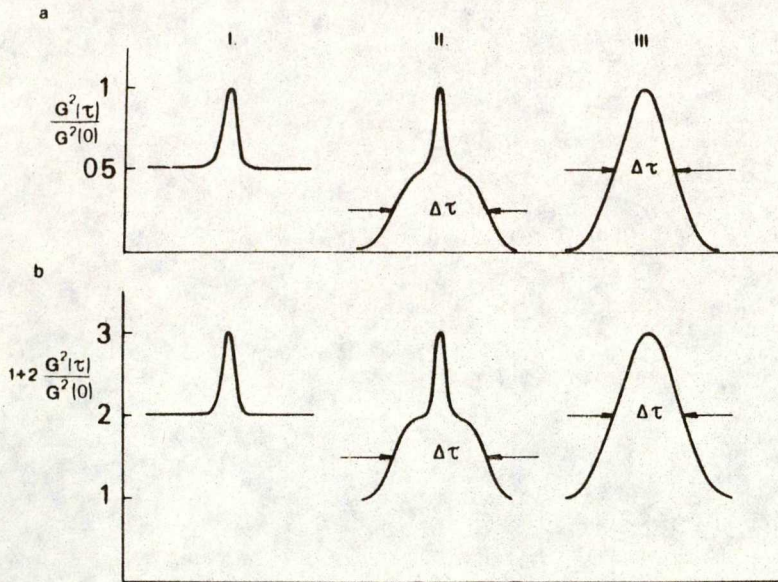
Sok esetben nem vagyunk kíváncsiak a mérendő impulzus alakjára, csupán azt akarjuk megállapítani, hogy milyen hosszú az impulzus, és transzformáció határolt-e. Ekkor *elegendő a legegyszerűbben mérhető $G^2(\tau)$ -t meghatározni. Bebizonyítható [38], hogy ha $I(t) = I_1(t) \cdot I_2(t)$ alakú, ahol $I_1(t)$ egy Gauss eloszlású véletlen változást ír le /folyamatos zaj/, $I_2(t)$ pedig egy ehhez képest lassan változó /véges ideig tartó/ függvény, akkor*

$$G^2(\tau) = G_1^2(\tau) \cdot G_2^2(\tau) \quad , \quad /9/$$

ezenkívül fennállnak a következő egyenlőségek:

$G^2(0) = G_1^2(0) = G_2^2(0) = 1$, $G_1^2(\tau \rightarrow \infty) = \frac{1}{2}$. Ezek alapján a folytonos zaj, a folytonos zajból kivágott véges Δt_p időtartamu, és a transzformáció határolt /valamint lineárisan csuszó/ chirped// impulzus normált másodrendű intenzitás-korreláció függvényét, valamint az $f(\tau) = 1 + 2 \frac{G^2(\tau)}{G^2(0)}$ függvényt a 2.a és b ábra mutatja.

A mért impulzus Δt_p félértékszélessége és a 2. ábrán berajzolt $\Delta \tau$ félértékszélességek közötti arány függ az impulzus alakjától /Gauss alakú impulzusoknál $\frac{\Delta \tau}{\Delta t_p} = \sqrt{2}$ [39]/, emiatt Δt meghatározásában egy kb. kettes bizonytalanság van. Az azonban eldönthető az autokorrelációs függvény alakjából, hogy a mért impulzus transzformáció határolt-e. Az impulzushossz meghatározásának a fenti módszere magasabbrendű, de csak egy késleltetést tartalmazó korrelációfüggvény mérésével is elvégezhető.



2. ábra: $\frac{G^2(\tau)}{G^2(0)}$ és $f(\tau)$ alakja folyamatos zaj /I/, véges hosszúságu, nem nem transzformáció határolt /II/, és transzformáció határolt /III/ impulzus esetén

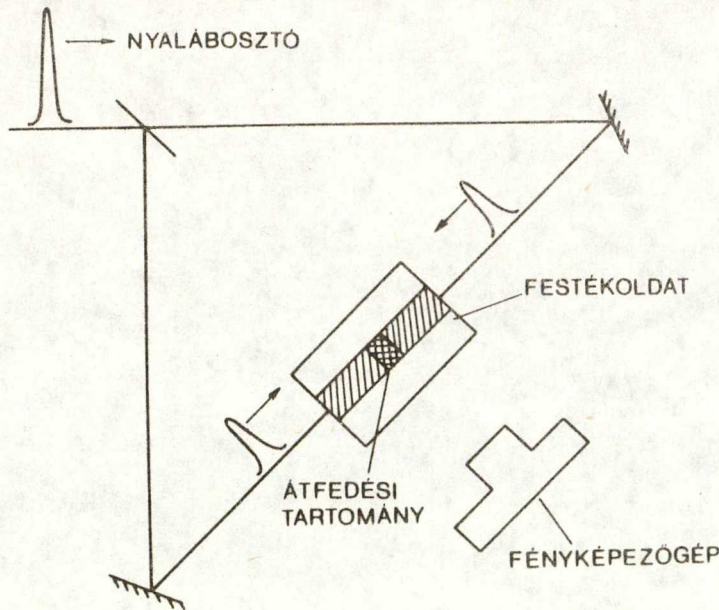
Ekkor azonban a 2. ábrán bemutatottól különböző alakú lesz a korrelációfüggvény [40], és más lesz a $\Delta\tau/\Delta t_p$ arány.

A korrelációfüggvények meghatározására három módszer terjedt el, amelyek a többfotonos fluoreszcencián az optikai Kerr-effektuson, és a felharmonikus keltésen alapulnak.

a. Kétfotonos fluoreszcencia

Habár háromfotonos fluoreszcenciát [41] is használtak impulzushossz mérésre, a kétfotonos fluoreszcencia módszer [42] terjedt el. A mérési elrendezés vázlata a 3. ábrán látható.

A mérendő impulzus kettéosztásával kapott két impulzus a festékcellán ellenkező irányban halad át. A festékcellában olyan



3. ábra: Háronszög elrendezés kétfotonos fluoreszcenciát alkalmazó intenzitás-korreláció mérésnél

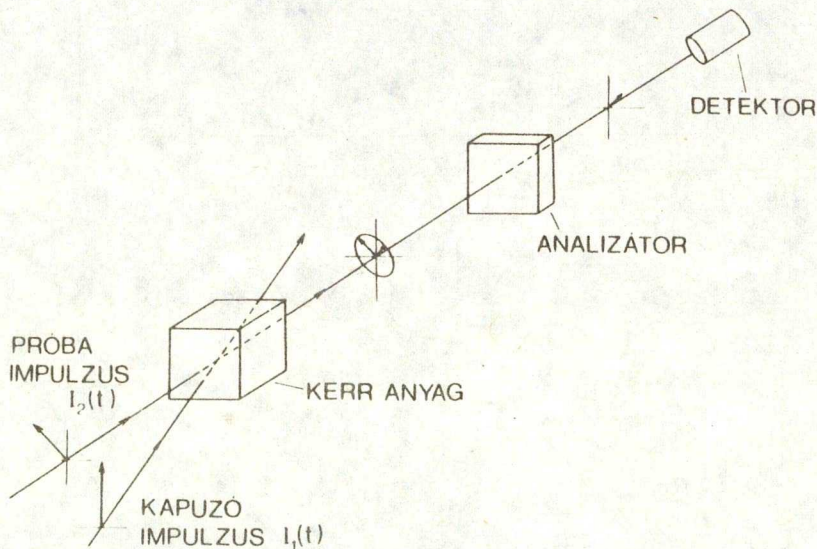
festékoldat van, amely nem abszorbeál a mérendő fény frekvenciáján, a kétszeres frekvencián viszont nagy az abszorpciója, és nagy a fluoreszcencia hatásfoka. Így csak kétfotonos abszorpció útján keletkezhet fluoreszcencia sugárzás, melynek intenzitása $F_f(\tau)$ -val arányos.

$$F_f(\tau) = G^2(0) + 2G^2(\tau) + R_f(\tau) \quad . \quad /10/$$

$\tau = \frac{2z}{v}$, ahol v a fény sebessége a festékoldatban. $R_f(\tau)$ egy gyorsan oszcilláló függvény, melynek egy periódusra vett átlaga nulla. A kétfotonos fluoreszcencián alapuló módszer nagy előnye, hogy egy impulzussal a teljes korrelációfüggvényt fel lehet venni, azonban felhasználási körét korlátozza, hogy csak nagy teljesítményű impulzusokat $> 1 \text{ MW}$ lehet vele mérni.

b. Optikai Kerr-kapu

Az optikai Kerr effektus abban különbözik az elektromostól, hogy a kettőstörést a Kerr anyagban nem egy statikus tér, hanem egy intenzív lineárisan polarizált fény hozza létre. Az ezen a jelenségen alapuló impulzusidőtartam mérő berendezés [43] elvi felépítését a 4. ábra mutatja.



4. ábra: Optikai Kerr-kapu felépítése alapelrendezésben

A kapuzó impulzus kelti a kettőstörést a Kerr anyagban. A változtatható τ késleltetésű próba impulzus polarizációs síkje 45° -os szöget zár be a kapuzó impulzus polarizációs síkjával. Az analízátor a próba impulzushoz képest keresztezett állású. A detektor az analízátoron áthaladó fényenergiát méri a késleltetés függvényében. Ha a kettőstörés τ_r relaxációs ideje sokkal kisebb, mint $I_1(t)$ félértékszélessége $/\tau_r(\text{CS}_2) = 2 \text{ ps}/$, és a kettőstörés kis mértékű, az analízátoron áthaladó fényintenzitást a $/11/$ arányosság adja meg.

$$I_T(\tau) \sim \int_{-\infty}^{\infty} I_2(t+\tau) I_1^2(t) dt = G^3(0, \tau) \quad . \quad /11/$$

Az optikai Kerr kapu felhasználásával *egy impulzussal* is meg lehet határozni a teljes korreláció-függvényt. Ezt úgy valósítják meg, hogy a mérendő impulzus egy részét szóróközegen.. engedik keresztül, és lefényképezik egy fényképezőgéppel, amely előtt egy Kerr kapu van, amelyet a mérendő impulzus másik része nyit ki rövid időre [44]. Az optikai Kerr kapunak a fenti formájával, amelynél a próbaimpulzus lineárisan polarizált, csak *nagy teljesítményű* $> 1 \text{ MW}$ impulzusok mérhetők. Ha a próbaimpulzus cirkulárisan polarizált, kis csúcsteljesítményű $< 1 \text{ kW}$ impulzusok is mérhetők [45]. Ekkor azonban a kapun áthaladó fény intenzitását a /12/ egyenlet adja.

$$I_T(\tau) = A + BG^2(\tau) \quad , \quad A \gg B \cdot G^2(0) \quad . \quad /12/$$

A nagy háttér miatt ez a módszer *impulzuslázerek esetén nem alkalmazható*, csak módusszinkronizált folytonos üzemi lézerek-nél, ahol a háttér elektromosan kiküszöbölhető a kapuzó impulzus szaggatásával.

c. Felharmonikus keltés

Ha nagy intenzitású fényt megfelelően választott anyagon engedjük át, az anyagból a bemenő fény frekvenciájával egyező frekvenciájú fényen kívül /*alap harmonikus*/ kétszeres, háromszoros, stb. frekvenciájú fény /*második, harmadik, stb. felharmonikus*/ is kiléphet. Ezt a jelenséget nevezzük *felharmonikus keltésnek*. Ennek fizikai alapja az, hogy a P elektromos pola-

rizációt megadó

$$P = \chi E$$

/13/

egyenlet csak közelítő jellegű.

Nagy elektromos térerősségek /vagyis nagy fényintenzitás/ esetén /13/ jobb oldalán a *térerősség magasabb hatványait tartalmazó tagok is jelentősek lehetnek*. E^n együtthatója általában n -nel csökken és $n=2$ esetén tipikus értéke $10^9 \text{ cm}^{1/2} \text{ g}^{-1/2} \text{ s}^1$. Mivel ω körfrekvenciájú fény esetén a térerősség ω körfrekvenciával periodikusan változik, a térerősség magasabb hatványait tartalmazó tagok miatt a polarizációnak lesznek ω , 2ω , 3ω körfrekvenciával periódikusan változó összetevői. A következőkben csak a *második felharmonikus keltést /MHK/ vizsgáljuk*, mivel általában ezt használják rövid impulzusok mérésére. A polarizációnak 2ω -jú komponensét a

$$P_i(2\omega) = \sum_{j,k} d_{ijk} E_j(\omega) E_k(\omega) \quad /14/$$

egyenlet adja.

A d harmadrendű tenzor nemdiagonális elemei izotrop közeg esetén nullák /és így /14/ skalár egyenletté egyszerűsödik/, azonban MHK-nél anizotrop közeget kell használni. A d tenzor elemei általában nem függetlenek, hanem köztük a közeg szimmetriájával meghatározott kapcsolat van. A Maxvell egyenletből /14/ figyelembevételével/ az alapharmonikust síkhullámnak feltételezve, és $I(\omega)$ intenzitáscsökkenését elhanyagolva/ a felharmonikus fény intenzitására a /15/ egyenlet adódik [46],

$$I(2\omega) = \frac{2^7 \pi^3 \omega^2 d_{\text{eff}}^2 l^2}{n^3 c^3} I^2(\omega) \left[\frac{\sin \frac{|\Delta \vec{k}| l}{2}}{\frac{|\Delta \vec{k}| l}{2}} \right]^2 ,$$



ahol c a vákuumbeli fénysebesség, n a közeg törésmutatója, l a közeg hossza, d_{eff} a d tenzorból számítható [47] az alap-harmonikus fény polarizációjának és terjedési irányának figyelembevételével. $|\Delta k| = |\bar{k}_2 - 2\bar{k}_1|$ a fázis illesztetlenség. Hatékony MHK-hez *fázisillesztést* kell megvalósítani, vagyis azt kell elérni, hogy $\Delta k = 0$ legyen. Ekkor a felharmonikus fény intenzitása arányos l^2 -tel, továbbá d_{eff}^2 -tel és $I^2(\omega)$ -el. Az $\frac{I(2\omega)}{I(\omega)}$ átalakítási hatásfok tehát arányos $I(\omega)$ -val. A *fázisillesztést kettősen törő anyagban lehet megvalósítani*, ahol az extraordinárius sugárra vonatkozó törésmutató értéke függ a fény haladási irányától. Egytengelyű kristályban az optikai tengellyel θ szöget bezáró fénynyalábra vonatkozó törésmutatót a /16/ egyenlet szerint lehet kiszámolni az n_o ordinárius és n_e maximális /pozitív kristály esetén/, illetve minimális /negatív kristály esetén/ extraordinárius törésmutató értékekből.

$$n_e(\theta) = \left(\frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2} \right)^{-1/2} \quad /16/$$

A fázisillesztésnek két típusa lehetséges. Az elsőnél két azonos polarizációju foton kombinációjából jön létre a felharmonikus foton, a másik típusnál két egymásra merőlegesen polarizált foton kombinációjából. Ebben a két esetben a fázisillesztés feltételét a /17/ és /18/ egyenletek adják.

$$\left. \begin{aligned} n_e^{2\omega}(\theta_i) &= n_o^\omega & \text{ha } n_e < n_o, \\ n_o^{2\omega} &= n_e^\omega(\theta_i) & \text{ha } n_e > n_o, \end{aligned} \right\} \quad /17/$$

$$\left. \begin{aligned} n_e^{2\omega}(\theta_i) &= \frac{1}{2} [n_e^\omega(\theta_i) + n_o^\omega] & \text{ha } n_e < n_o, \\ n_o^{2\omega} &= \frac{1}{2} [n_e^\omega(\theta_i) + n_o^\omega] & \text{ha } n_e > n_o. \end{aligned} \right\} \quad /18/$$

A /16/ és /17/ egyenletekből következik, hogy azonos polarizációjú fotonokkal negatív egytengelyű kristályban történő MHK-nél például akkor van fázisillesztés, ha a MH fény hullám-számvektora és az optikai tengely közötti szög a

$$\sin^2(\theta) = \frac{\left(\frac{n_e^{2\omega}}{n_o^\omega}\right)^2 \left(\frac{n_o^{2\omega}}{n_o^\omega}\right)^2 - \left(\frac{n_o^\omega}{n_o^\omega}\right)^2}{\left(\frac{n_o^{2\omega}}{n_o^\omega}\right)^2 - \left(\frac{n_e^{2\omega}}{n_e^\omega}\right)^2} \quad /19/$$

egyenletből [46] számított értékkel egyezik meg.

A törésmutató hőmérsékletfüggését is fel lehet használni fázisillesztésre. Ekkor általában a kristály hőmérsékletét úgy állítják be, hogy $\theta_i = 90^\circ$ sugármenetet alkalmazhassanak. Ez az úgynevezett nem kritikus fázisillesztés. Nem kritikus fázisillesztést úgy is meg lehet valósítani, hogy két alapharmonikus fénynyalábot küldünk át a kristályon, amelyek egymással Φ szöget zárnak be. Ekkor a fázisillesztés feltételét a

$$|\Delta \vec{k}| = |\vec{k}_2 - 2\vec{k}_1| = |\vec{k}_2| - 2\cos \frac{\Phi}{2} |\vec{k}_1| = 0 \quad /20/$$

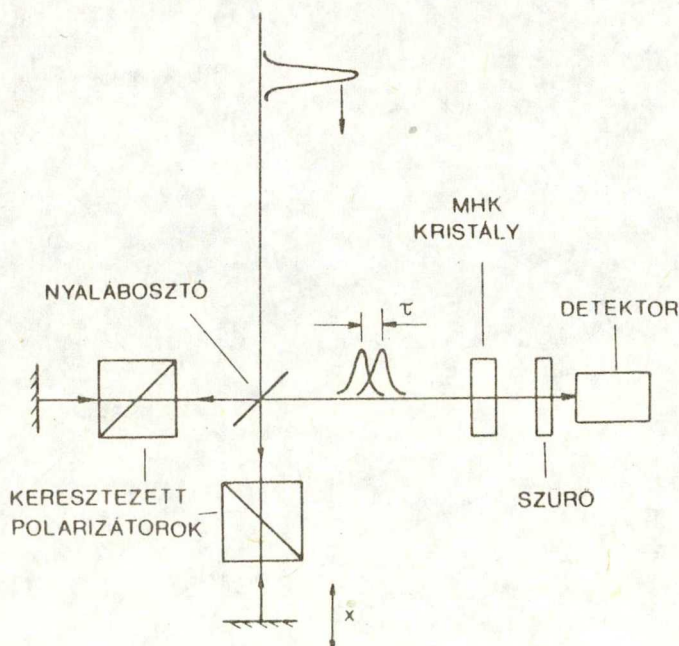
egyenlet adja. A Φ szög megfelelő megválasztásával el lehet érni, hogy $\theta = 90^\circ$ -nál legyen fázisillesztés.

A fentiek szerint a MHK segítségével történő impulzushosszmérési módszereket a MHK módja alapján a következő három csoportba sorolhatjuk:

- 1; azonos irányu, azonos polarizációjú,
- 2; azonos irányu egymásra merőleges polarizációjú,
- 3; különböző irányu /nem kollineáris/

alapharmonikus fénynyalábokkal történő mérés.

Időben először a 2. módszert valósították meg [48]. A mérési elrendezés az 5. ábrán látható.



5. ábra: Elrendezés háttér nélküli felharmonikus keltést alkalmazó impulzushossz méréshez

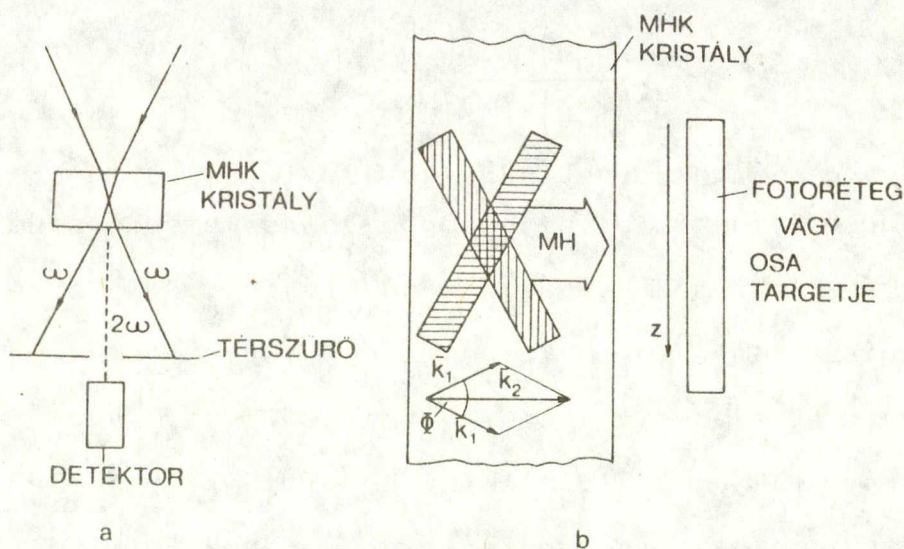
A MHK-re használt két nyaláb közötti késleltetést a Michelson interferométer egyik tükreinek mozgásával lehet változtatni $(\tau = \frac{2x}{c})$. A polarizátorok /és a nyálábosztó/ a polarizálatlan, vagy rájuk 45° -ban polarizált mérendő fénynyalábból két egymásra merőlegesen polarizált nyalábot állítanak elő. A frekvencia-kétszerező kristály mögé elhelyezett szűrő az alapharmonikus kiszűrésére szolgál. A detektor $F_{h\perp}(\tau)$ -val arányos jelet mér.

$$F_{h\perp}(\tau) = G^2(\tau) + R_{h\perp}(\tau) \quad . \quad /21/$$

$R_{h\perp}(\tau)$ gyorsan változó függvény /periódusa $= \omega^{-1}$ /, amelynek egy periódusra vett átlaga nulla. Ez a módszer tehát háttér nélkü-

li intenzitás-korreláció mérést tesz lehetővé. megfelelően választott frekvencia-kétszerező kristály esetén feloldási határa kisebb mint 1 ps.

A két különböző irányú nyalábbal történő felharmonikus kel-
tés szintén háttér nélküli korrelációmérést tesz lehetővé [49].
Ennek a módszernek a kísérleti megvalósítása a 6. ábrán látha-
tó. Mivel az alapharmonikus és felharmonikus fény különböző
irányban terjed, térbelileg szét lehet választani azokat.



6. ábra: Intenzitás-korreláció mérése nem kollineáris MHK-sel

Az intenzitás-korreláció függvényt felvehetjük a szokásos mó-
don, a két nyalábot egymáshoz képest késleltetve. Ekkor azon-
ban legalább annyi impulzust kell mérni, amennyi késleltetés-
nél meg akarjuk határozni $G^2(\tau)$ értékét. A nem kollineáris MHK
azonban lehetővé teszi [50] $G^2(\tau)$ egy impulzusból történő megha-
tározását is. Ugyanis, amint az a 6.b ábráról látható, a z irá-

nyu d_z elmozdulásnak

$$\Delta\tau = \frac{d_z \cdot 2n}{c} \sin\left(\frac{\Phi}{2}\right) \quad /22/$$

szerinti $\Delta\tau$ késleltetés megváltozás felel meg [51].

Igy, ha detektorként filmet, vagy optikai spektrum analizátort használunk, egy impulzussal felvehetjük a $G^2(\tau)$ -t, feltéve, hogy az alapharmonikus fénynyaláb kereszt irányu intenzitás-eloszlása egyenletes, és az impulzus $L = c \cdot t_p$ hossza kisebb mint a nyalábátmérő harmada [52]. Ezen feltételek miatt ezzel a módszerrel gyakorlatilag *maximálisan néhányszor 10 ps* hosszúságú impulzusok vizsgálhatók. Rövidebb impulzusok mérésére azonban alkalmasabb, mint a kétfotonos fluoreszcencia módszere /amely-nél szintén egy impulzussal vehető fel $G^2(\tau)$ /, mivel több nagyságrenddel érzékenyebb. Ennek a módszernek a feloldási határa függ Φ -től, és általában kisebb mint 0,1 ps.

Az azonos polarizációju és irányu sugarakkal történő MHK-en alapuló impulzushossz mérésnél [53] a kísérleti elrendezés abban különbözik az 5. ábrán bemutatottól, hogy az interferométer két karjában nincs polarizátor. A detektor $F_{h\parallel}(\tau)$ -val arányos jelet mér.

$$F_{h\parallel}(\tau) = G^2(0) + 2G^2(\tau) + R_{h\parallel}(\tau) \quad . \quad /23/$$

$R_{h\parallel}(\tau)$ gyorsan változó függvény, amelynek egy periódusra vett átlaga nulla. Ez a módszer a merőlegesen polarizált nyalábokkal dolgozónál érzékenyebb [54], feloldóképessége 0,1 ps nagyságrendű. Így használata kis teljesítményű lézerek esetében /pl. folytonos üzemű módusszinkronizált festéklézerek/ elterjedt.

III. RELAXÁCIÓS OSZCILLÁCIÓVAL KAPCSOLATOS VIZSGÁLATAINK

III.1. Elméleti vizsgálataink

A relaxációs oszcillációt festéklézerekre jellemző paraméterekkel csak olyan esetben vizsgálták elméletileg, amelyekben a pumpáló fényimpulzus t_w időtartama hosszabb volt, mint a lézeraktív anyag τ_{sp} fluoreszcencia csillapodási ideje, azaz

$$t_w > \tau_{sp} . \quad /1/$$

Az általunk kísérletileg vizsgált esetben azonban a pumpáló fényforrás körülbelül 1 ns impulzushosszu atmoszféra nyomású nitrogénlézer, a relaxációs oszcillációs módon működtetni kívánt lézer pedig olyan festéklézer, amelynek aktív anyaga 5,5 ns spontán fluoreszcencia élettartamu. Így a

$$t_w < \tau_{sp} \quad /2/$$

egyenlőtlenség érvényes. Elméleti számításaink nagyobb része azt célozza, hogy meghatározzuk, milyen hatást eredményez, ha az /1/ helyett a /2/ egyenlőtlenség teljesül. A /3/-/4/ elsőrendű, nemlineáris differenciálegyenlet-rendszert állítottuk fel és oldottuk meg:

$$\frac{dn}{dt} = W - \frac{c}{V} (\sigma_e n - \sigma_a n_o) q - \frac{n}{\tau_{sp}} , \quad /3/$$

$$\frac{dq}{dt} = \frac{c}{V} (\sigma_e n - \sigma_a n_o) q - \frac{q}{\tau_c} + A \frac{n}{\tau_{sp}} . \quad /4/$$

A kezdeti feltételek $n(t=0)=0$ és $q(t=0)=0$ voltak.

A /3/-/4/ egyenletekben használt jelölések a következők:

V : az aktiv anyag gerjesztett térfogata [cm^3],

σ_e, σ_a : az emissziós és abszorpciós hatáskeresztmetszet
a lézerműködés átlagos hullámhosszán [cm^2],

n_o : a V térfogatban lévő festékmolekulák száma,

A : geometriai faktor, amely azt fejezi ki, hogy a teljes
térshöghöz képest mekkora az a térszög, amelybe kibocsá-
tott spontán fotonok lézerfotonokká válnak,

c : a fény sebessége az aktiv anyagban.

A többi jelölés megegyezik az I. /1'/-I. /2/ egyenletrendszer-
ben alkalmazottakkal.

A $B = \frac{c}{V} \sigma$ jelölést használva látható, hogy a /3/-/4/ egyenlet-
rendszer csak abban különbözik az I. /1'/-I. /2/ egyenletrend-
szertől, hogy a $B \cdot n$ helyett $Bn - B_o n_o$ szerepel, és fellép az
 $A \cdot \frac{n}{\tau_{sp}}$ tag. A $B_o n_o$ szorzat a lézerfotonoknak az alapállapotú
molekulák általi abszorpcióját veszi figyelembe. Az $A \cdot \frac{n}{\tau_{sp}}$
tag teszi lehetővé, hogy $q(t=0) = 0$ legyen a kezdeti feltétel.

A /3/-/4/ egyenletrendszert numerikusan oldottuk meg Euler
módszerrel. A számításokat Texas Instruments SR-52 programoz-
ható kalkulátorral végeztük. /1 ps-os lépésközzel számoltunk./
A számításoknál használt paraméterek értékei egy tipikus, ala-
acsony, illetve atmoszféri nyomású N_2 lézerrel gerjesztett han-
golatlan, rövid üregű rodamin 6G festéklézerre jellemzőek.

A következő adatokkal számoltunk:

$$n_o = 2,4 \cdot 10^{15} \text{ db}, \quad /V = 3 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^3 \quad 5 \cdot 10^{-3} \text{ mol/-es oldat/}$$

$$\sigma_e = 1,8 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2,$$

$$\sigma_a = 0,003 \cdot \sigma_e = 1,44 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2,$$

$$\tau_{sp} = 5,5 \cdot 10^{-9} \text{ s},$$

$$V = 3 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^3,$$

$$A=1 \cdot 10^{-6},$$

$$W(t)=W_{\max} \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{t-\xi_w}{\sigma_w} \right)^2 \right],$$

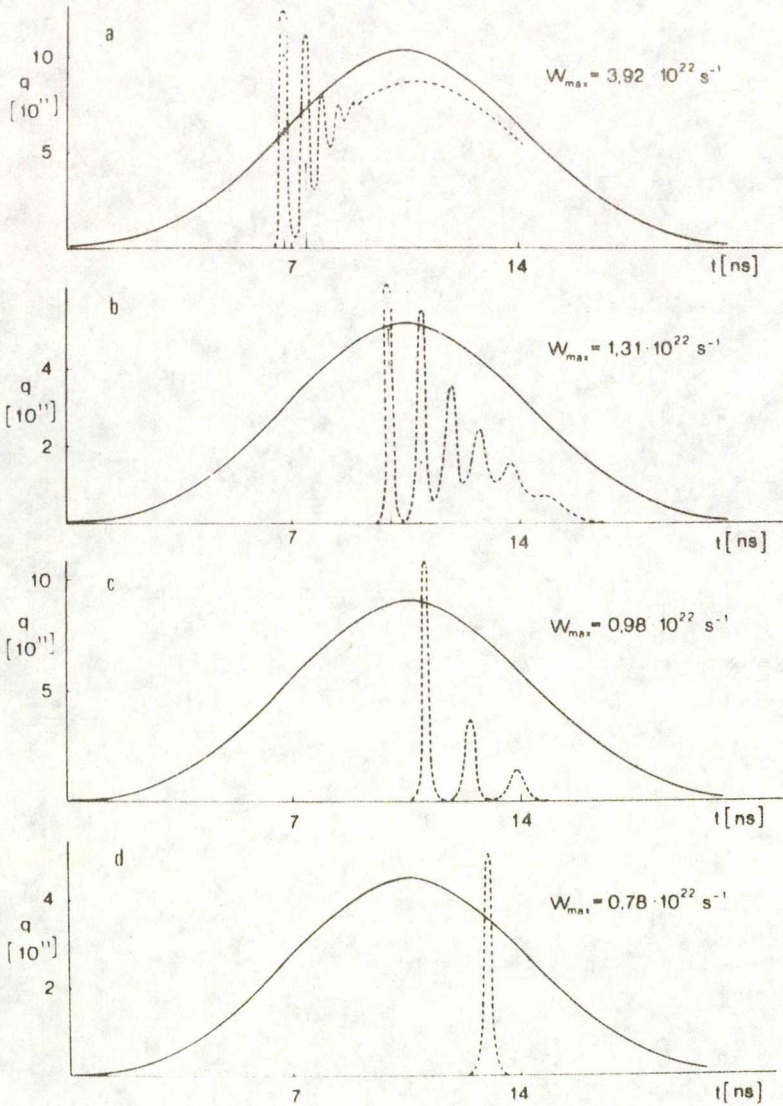
$$\sigma_w=5,10 \cdot 10^{-10} \text{ s } / \sim 1,2 \cdot 10^{-9} \text{ s félértékszélesség/ atmoszférikus } N_2 \text{ lézerrel történő gerjesztés esetén,}$$

$$\sigma_w=3,57 \cdot 10^{-9} \text{ s } / 8,4 \cdot 10^{-9} \text{ s félértékszélesség/ alacsony nyomású } N_2 \text{ lézerrel történő gerjesztés esetén,}$$

$$\xi_w=\sigma_w \sqrt{2 \ln 100} \text{ /a gerjesztés } t=0\text{-nál a maximum } 0,01 \text{ szorosára,}$$

$$t_c=2,5 \cdot 10^{-11} \text{ s.}$$

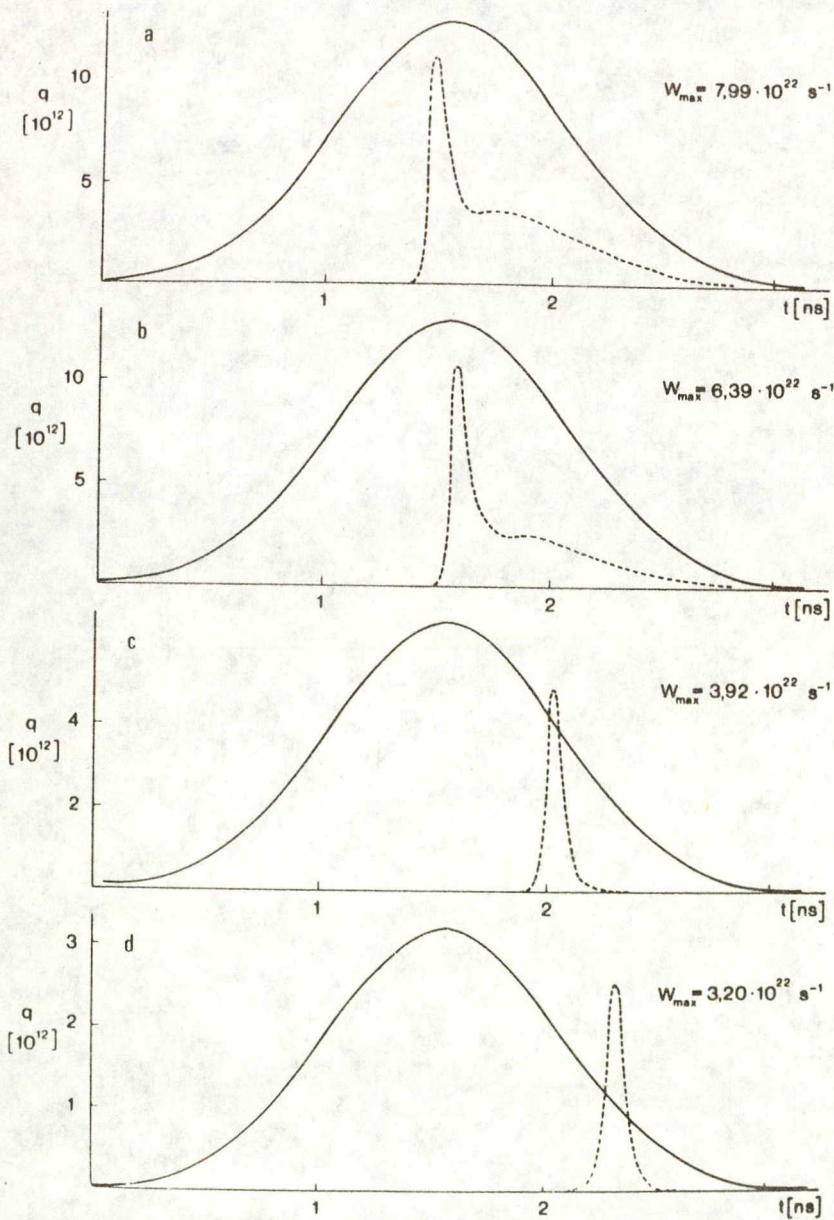
Az 1.a, b, c, és d ábrák *alacsony nyomású* nitrogénlézerrel történő gerjesztésre vonatkozó számítások eredményeit mutatják csökkenő maximális pumpáló teljesítmények esetében. Az *a* ábránál érvényes $W_{\max}=3,92 \cdot 10^{22} \frac{1}{s}$ pumpálási sebességnek $E=206 \mu J$ pumpáló energia felel meg. A 2.a, b, c, és d ábrák *atmoszféri* nyomású nitrogénlézerrel történő gerjesztésre vonatkozó számítások eredményeit mutatják csökkenő pumpáló teljesítmények esetén. A *c* ábránál érvényes $W_{\max}=3,92 \cdot 10^{22} \frac{1}{s}$ pumpálási sebességnek $E=\frac{206}{7} \mu J=29,4 \mu J$ pumpáló energia felel meg. Az 1. ábrán a jól ismert relaxációs oszcilláció figyelhető meg. Intenzív pumpálásnál /a/ a festéklézer impulzusa a kezdeti tülkövés után lényegében követi a pumpáló impulzus alakját. Csökkentve a pumpálást, /b/ a relaxációs oszcilláció a festéklézer teljes működési ideje alatt megfigyelhető. A pumpálás további csökkenése esetén az oszcillációs csúcsok távolsága növekszik, számuk csökken /c/, majd bizonyos határ alatt csak egy csúccsal rendelkező impulzus



1. ábra: A mérlegegyenletek megoldásai 8,4 ns félértékszélességű pumpáló impulzus esetén

keletkezik /d/. A pumpálás további csökkenése esetén az egyes impulzus időtartama nő.

A 2. ábrán szintén megfigyelhető, hogy intenzív pumpálás esetén a festéklézer a kezdeti tullövés után követi a pumpáló impulzust, gyenge pumpálás esetén pedig egyes, rövid festéklézer impulzus keletkezik.



2. ábra: A mérlegegyenletek megoldásai 1,2 ns félértékszélességű pumpáló impulzus esetén

Azonban *nincs* olyan pumpálóteljesítmény-érték, amelynél a mérlegegyenletek megoldása nagy modulációs mélységű oszcillációt mutatna. További, a rövid jel előállítása szempontjából lényegesebb különbség van az alacsony, illetve atmoszféra nyomású nitrogénlézerekkel történő gerjesztések között az *impulzusrövidítés* tekintetében. A pumpáló impulzushossz-festéklézer impulzus-

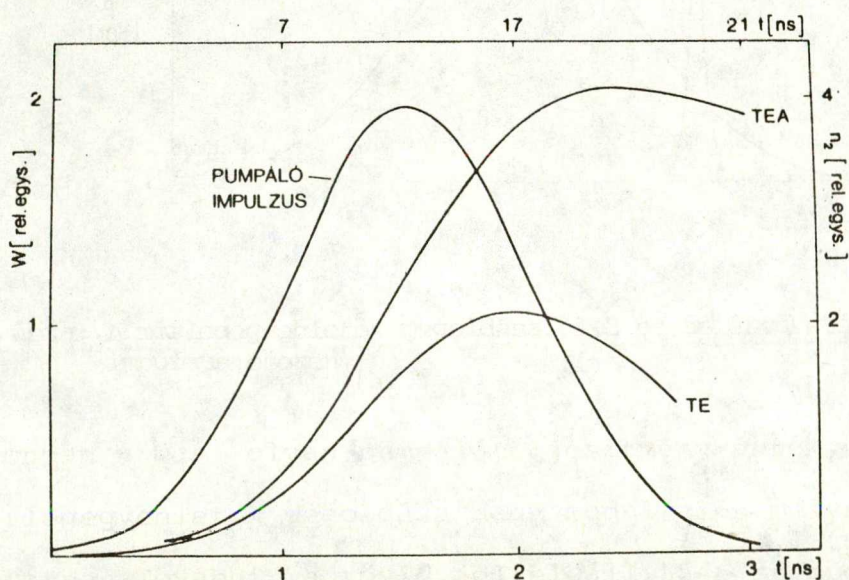
hossz arány az első esetben 40 /1.d ábra/, a másodikban csak 15 /2.c ábra/.

A fenti két jelentős eltérés a kétféle gerjesztéssel kapcsolott lézerimpulzus között, jól értelmezhető a kisjelű analízissel is, figyelembevéve a gerjesztés véges voltát. A számításainknál használt paraméterek esetén ugyanis a /3/ egyenlet az

$$\omega = \sqrt{W_0 B} \quad /5/$$

alakra egyszerűsíthető. Például az 1.b ábrán látható megoldás kiszámításánál felhasznált pumpálási sebességgel számolva, az I. /4/ és az /5/ egyenletekből $t_d = 912$ ps csillapodási idő és $\omega = 9,37 \cdot 10^9 \frac{1}{s}$ körfrekvencia adódik. Ezek az értékek jól egyeznek az ábráról leolvashatókkal. A 2.c ábráról azonban látszik, hogy az előző esetnél háromszor nagyobb pumpálási sebességnél is csak egyes impulzus keletkezik. Ennek egyik oka, hogy a rövidebb pumpálási idő /és így kisebb energia/ miatt a lézerműködés már csak a pumpálás leszálló ágában indul meg, és mire a következő csucs kialakulhatna, már nincs jelentős pumpálás. Ha megnöveljük a gerjesztés összenergiáját úgy, hogy a lézerműködés már a gerjesztés maximumánál meginduljon, és így lehetőség legyen több csucs kialakulására, szükségszerűen megnő a pumpálási sebesség. Ebből pedig az következik, - mivel $t_d \sim \frac{1}{W_0}$, viszont $T = \frac{2\pi}{\omega} \sim \frac{1}{\sqrt{W_0}}$ - , hogy a relaxációs oszcilláció csillapodási ideje kisebb, mint az oszcilláció periódusideje $/t_d < T/$, és emiatt nem figyelhető meg oszcilláció. Ilyen esetet mutat a 2.d ábra. Mint látható, a festéklézer a pumpálás maximumánál kezd működni. A pumpálási sebességből számítható csillapodási idő $t_d = 135$ ps, kisebb, mint az oszcillációs periódusidő: $T = 303$ ps.

Az impulzusrövidítések közötti különbségre a következő kvalitatív magyarázatot adhatjuk: A kisjelű analízis szerint az oszcilláció körfrekvenciája, amelynek reciprokával arányosnak vehető az impulzusszélesség, az /5/ egyenlet szerint függ a pumpálási sebességtől. Ahhoz, hogy egyes impulzus jöjjön létre az 1. és 2. ábrák szerint a festéklézernek a pumpálás lezálló ágában kell elkezdeni működni, azaz a gerjesztett állapot populációnak itt kell a lézerműködéshez szükséges értéket elérnie. Ha a spontán emisszió elhanyagolható lenne, ez azt jelentené, hogy 7-szeres pumpáló impulzus szélességhez - mivel a pumpálási teljesítménynek $1/7$ szeresnek kell lennie $\sqrt{7}$ szeres festéklézer impulzusszélesség tartozik, vagyis az impulzusrövidítés $\frac{7}{\sqrt{7}}$ -szer nagyobb. A spontán emisszió hatását a 3. ábra mutatja, amelyben a populáció időbeli változását ábrázoltuk 1,2 ns és 3,4 ns hosszúságú, de azonos energiájú pumpáló impulzusok esetén.



3. ábra: A spontán emisszió hatása a populációra

Az ábráról leolvasható, hogy a pumpálás maximumánál alacsony nyomású N_2 lézerrel történő gerjesztésnél a populáció 0,68-szorosa az atmoszféri nyomású N_2 lézerrel történő gerjesztésnél számolt populációnak. Így az egyes impulzus előállítására alkalmazható pumpálási teljesítmények a kétféle nitrogénlézer esetében nem 7, hanem $7 \cdot 0,68 = 4,76$ szorosai egymásnak. Ez az érték jól egyezik a mérlegegyenlet-rendszer megoldásaiból számolható ötszörös pumpálási teljesítménnyel /1.d, és 2.c ábra/.

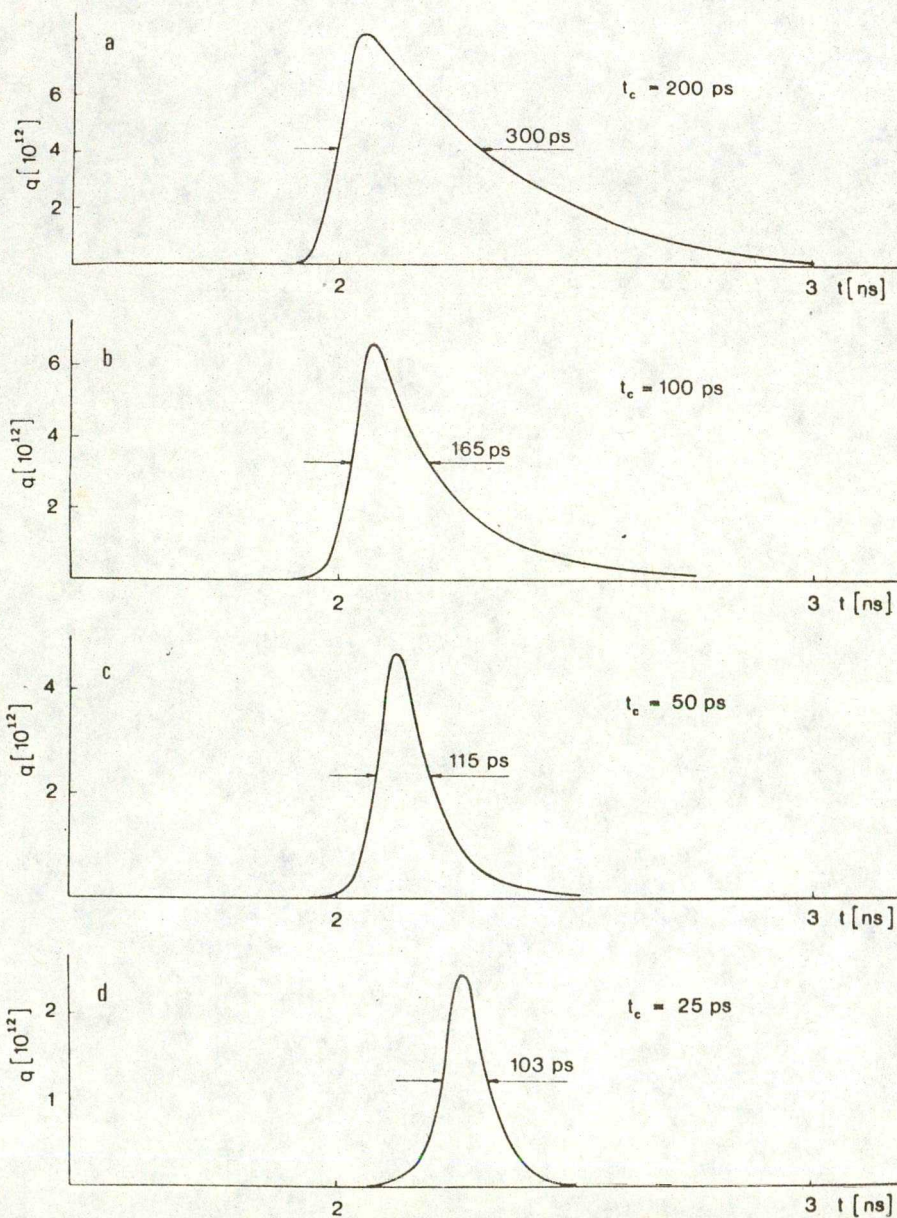
Mivel az 1.d ábrán bemutatott impulzust ötöd akkora pumpálásnál kaptuk, mint a 2.c ábrán bemutatottat, a fentiek szerint az impulzusrövidülésnek $\frac{7}{\sqrt{5}} = 3,1$ -szer nagyobbak kell lennie, mint a 2.c ábra esetében. Ezzel összhangban van az 1.d és 2.c ábrákról leolvasható impulzusrövidítések közötti arány: $40/15 = 2,7$.

Salzmann és Strohwalld [11] extrém rövid üregélettartamu elrendezést használt rövid impulzus előállítására. Megvizsgáltuk, hogy *szükséges-e* ilyen rövid üregélettartamu /és így nehezen megvalósítható, nagy divergenciájú és kis hatásfokú/ elrendezés. Ezért megoldottuk a /3/-/4/ egyenletrendszert különböző üregélettartamok esetén. 1,2 ns hosszúságú 33 μJ összenergiájú impulzussal számoltunk. Az eredményeket a 4.a, b, c, és d ábra mutatja. A t_c üregélettartam értékek rendre: 25 ps, 50 ps, 100 ps és 200 ps. A 4. ábráról a következők állapíthatók meg:

- 1, Nagy üregélettartam esetén a festéklézer impulzushossza jelentősen változik t_c -vel, *kis üregélettartamok esetén azonban nem*. Például 100 % t_c növekedéssel / $t_c = 25$ ps és 50 ps/ az impulzushossz kevesebb mint 10 %-ot változik.
- 2, A festéklézer *felfutása nem függ észrevehetően az üreg-*

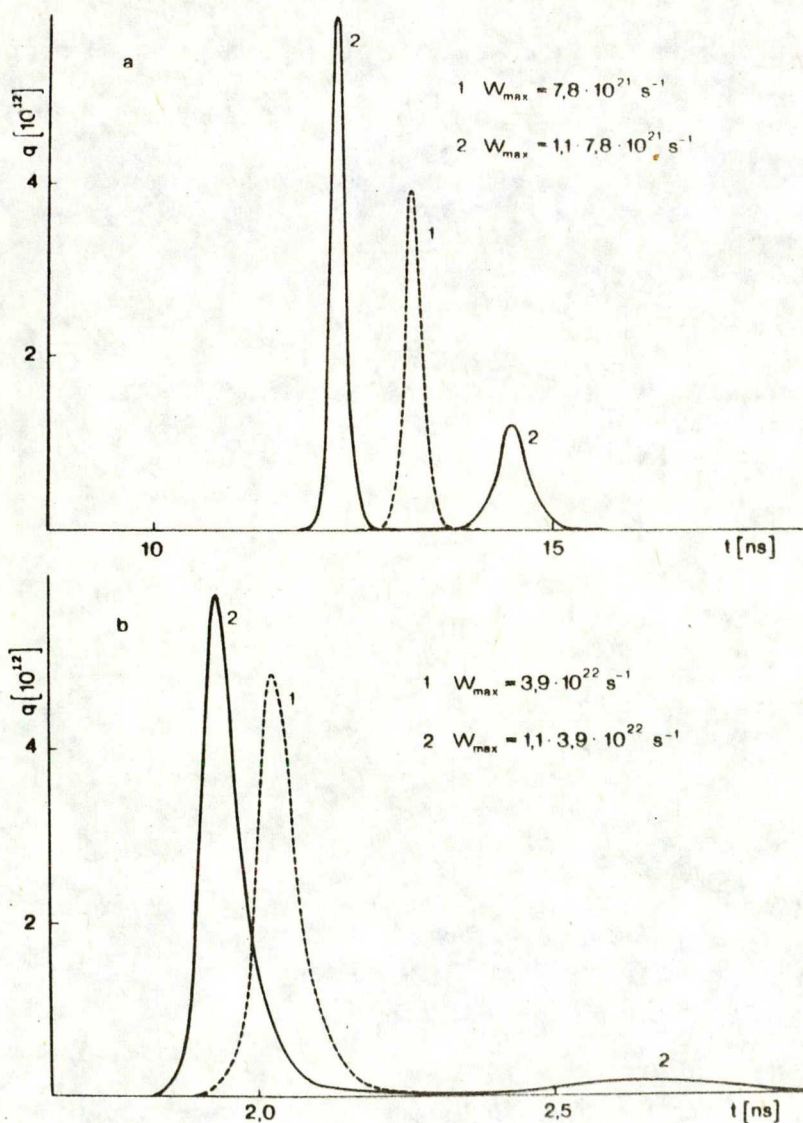
élettartamtól. A nagyobb üregélettartamnál keletkező impulzushosszabbodást a *leszálló ág* hosszabbodása okozza.

Számításaink eredményei szerint tehát - nitrogénlézerrel gerjesztett festéklézer esetén - elegendő, ha az üregélettartam 10^{-2} szerese a pumpáló impulzus félértékszélességének. Rövidebb üregélettartam nem okoz rövidebb lézerimpulzust.



4. ábra: Az üregélettartam hatása a mérlegegyenlet megoldására

Megvizsgáltuk, hogy a mérlegegyenletek szerint a pumpálás intenzitásának változása mekkora változást okoz a festéklézer impulzusában. A pumpáló teljesítmény egy adott értékénél és 10 %-al megnövelt értékénél végzett számítások eredményeit tartalmazza az 5. ábra.



5. ábra: A pumpáló teljesítmény megváltozásának hatása a festéklézer impulzusára

5.a alacsony nyomású lézerrel, 5.b pedig atmoszféri nyomású lézerrel történő pumpálásra vonatkozik. Az első esetben a pumpá-

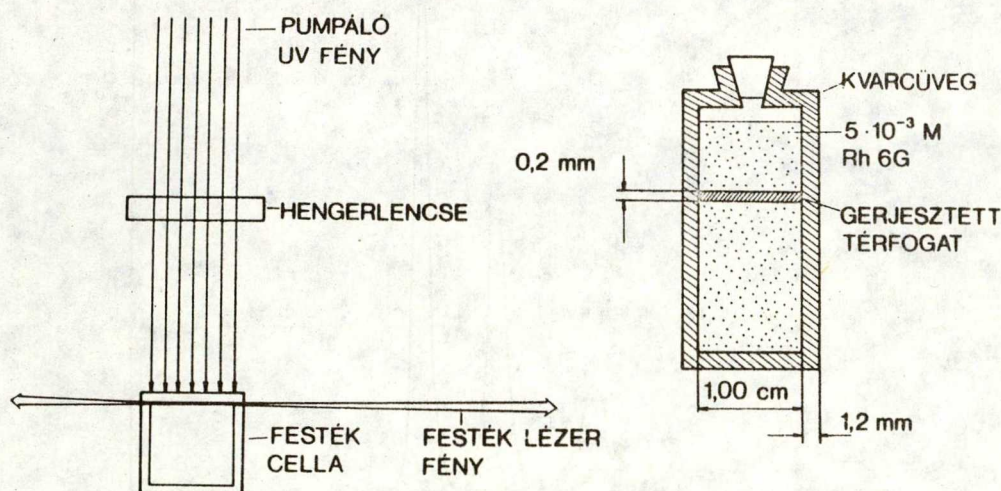
lás 10 %-os növelése 50 %-os, a másodikban pedig 19 %-os ki-
menő teljesítmény növekedést okoz. A nagyobb pumpáló teljesítmény
további következménye, hogy az impulzusban egy mellék csucs is
megjelenik. Ez a jelenség nagyon hátrányos a festéklézer bizo-
nyos felhasználási területei esetében.

/Például, ha csillapodási idő mérésnél gerjesztő fényforrásként
alkalmazzák./ A számításoknak az 5. ábrán bemutatott eredményei
szerint, tehát a relaxációs oszcillációval működő festéklézer
gerjesztő fényforrásának nagy stabilitásúnak kell lennie.

III.2. Kísérleti elrendezés

A relaxációs oszcilláció irodalmának áttekintéséből és szá-
mitásainkból kitűnik, hogy olyan rezonátort kell alkalmazni,
amelyben a fotonok áthaladási ideje kisebb, mint a várható lé-
zerimpulzus, azonban *felesleges* a rezonátorhossz extrém csökken-
tése. Ezeket a feltételeket jól kielégíti az az *egyszerű* felépi-
tésű elrendezés, amelyet felülnézetben, és a rezonátort a gerjesz-
tés irányából nézve is bemutató 6. ábrán vázoltunk fel. Ezt az
összeállítást használtuk a relaxációs oszcilláció vizsgálatánál.
Kísérleteink során egy a JATE Kísérleti Fizikai Intézetében ki-
fejlesztett TEA N_2 lézert használtunk pumpáló fényforrásnak.
Ez a lézer az [55]-ben leírt berendezés egy továbbfejlesztett
változata, melyben a kapcsoló elem nem szikraköz, hanem tirát-
ron. E lézer által kibocsátott fényimpulzus 1,2 ns hosszúságu,
250 μJ energiájú volt. A lézert 10 Hz ismétlődési frekvenciá-
val működtettük. A TEA nitrogénlézer fényét egy 7 cm gyújtótá-
volságu hengerlencsével fókuszáltuk az aktiv anyagra, amely

$5 \cdot 10^{-3}$ mol/l koncentrációju rodamin 6G etilalkoholos oldat volt. 1 cm-es $1,18 \pm 0,02$ mm falvastagságu küvettát alkalmaztunk. A festékcslát úgy állítottuk be, hogy fala merőleges legyen a gerjesztett térfogat hosszirányára.



6. ábra: A vizsgált festéklézer vázlata

Igy a cella két falának négy felülete visszacsatoló tükörként működött. A merőleges beesés esetére érvényes Fresnel-formulából számolt reflexióértékek: a belső felületekre /etilalkohol-kvarcűveg határ/ $R=0,12\%$, a külső felületekre /kvarcűveg-levegő határ/ $R=3,5\%$. A fenti adatokkal és az etilalkohol, illetve a kvarcűveg törésmutatójával az I. /10/ egyenletből

$$t_c = - \frac{(2 \cdot 0,12 \cdot 1,46 + 1 \cdot 1,36) \text{ cm}}{3 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{s}} \ln \sqrt{0,035 \cdot 0,035}} = 1,7 \cdot 10^{-11} \text{ s} = 17 \text{ ps}$$

üregélettartam számolható. /Ha csak az $R=3,5\%$ reflexióju felületet vesszük figyelembe./

Az itt leírt festéklézer által kibocsátott fényimpulzus hosszát mértük különböző pumpálási energiák esetén. Megvizsgáltuk ennek a fénynek a spektrális tulajdonságait is.

IV. HOSSZU REZONÁTORU LÉZERREL KAPCSOLATOS VIZSGÁLATAINK

IV.1. Elméleti vizsgálataink

Amint az irodalmi áttekintésben /I.3. fejezet/ bemutattuk, a hosszú rezonátoru lézerek működését idő és térfüggő differenciálegyenlettel irták le. Ez a leírás ugyan jól visszaadta az ezekből a lézerekből kibocsátott fény legfontosabb tulajdonságait, de bonyolultsága miatt *nehezen áttekinthető, és megoldása még nagy számítógépekkel is nagyon hosszadalmas.*

A hosszú rezonátoru lézer működésének leírásakor mi úgy jártunk el, hogy *a lézerműködést felbontottuk főbb szakaszaira.* Így egy jól áttekinthető képet kaptunk a rövid impulzus keletkezéséről. A számolási időt pedig úgy csökkentettük, hogy *a festéklézer működésének leírására csupán időtől függő egyenleteket alkalmaztunk.* Ez a leírás nem pontos ugyan, azonban mint erre rá fogunk mutatni, az általunk használt kísérleti elrendezésnél jól közelíti a pontosabb /idő-térfüggő differenciálegyenletekkel történő/ leírást, és a térfüggés elhanyagolása kisebb hibát okoz, mint a hullámhosszfüggés elhanyagolása. /Azt, hogy a csupán időtől függő egyenletrendszerrel történő leírás jó közelítés, [27]-ben úgy bizonyították be, hogy összehasonlították a csupán időtől függő egyenletrendszer megoldását az idő-térfüggő differenciálegyenlet megoldásával./

Mielőtt megvizsgáljuk a hosszú rezonátoru lézer működését, számítsuk ki egy q keresztmetszetű, $l \gg \sqrt{q}$ hosszúságú, /négyzetes hasáb alakú/ gerjesztett aktiv anyagból kilépő fotonáramot. Jelöljük az aktiv anyag molekuláinak koncentrációját N_0 -al, számát n_0 -al / $n_0 = N_0 \cdot l \cdot q = N_0 \cdot V$ /, a gerjesztett állapotú molekulák

koncentrációját az x helyen $N(x)$ -el, számát n -el $[n = q \int_0^l N(x) dx]$, az alapállapot abszorpció hatáskeresztmetszetét σ_a -val, a gerjesztett állapot emissziós hatáskeresztmetszetét σ_e -vel, a gerjesztett állapot fluoreszcencia élettartamát τ_{sp} -vel. Ekkor a V térfogat x helyen lévő dx hosszúságu eleméből spontán emisszió miatt kilépő fotonáram, amely számértékieg egyenlő az időegység alatt kilépő fotonok számával /az $\frac{N(x) \cdot q \cdot dx}{\tau_{sp}}$ kifejezéssel egyenlő, amely átírható a

$$\frac{dq_{sp}}{dt} = \frac{N(x) \cdot V \cdot dx}{l \cdot \tau_{sp}} \quad /1/$$

kifejezésbe. A spontán kibocsátott fotonok g része olyan irányban halad, amelyben jelentősen megerősödik $[g \approx \frac{q \cdot l^2}{4\pi}]$. Így a dx hosszúságu térfogatelemből spontán módon kilépő és x hosszúságu uton megerősödő fotonáram a

$$\frac{dq'_E}{dt} = \frac{N(x) \cdot V \cdot dx}{l \cdot \tau_{sp}} \cdot g \cdot e^{\int_0^x [\sigma_e N(x) - \sigma_a N_0] dx} \quad /2/$$

egyenlettel számolható ki, feltéve, hogy $N(x)$ és N_0 nem függ az időtől. Az l hosszúságu térfogatelemből erősített spontán emisszió /ESE/ miatt /az egyik irányban/ kilépő fotonáramot a /2/ egyenlet 0 -tól l -ig történő integrálásával nyerjük, vagyis

$$\frac{dq_E}{dt} = W_E = \int_0^l \frac{N(x) \cdot V \cdot g}{l \cdot \tau_{sp}} e^{\int_0^x [\sigma_e N(x) - \sigma_a N_0] dx} dx \quad /3/$$

Abban az esetben, ha az alapállapotú abszorpciótól eltekintünk $/\sigma_a=0/$, a $/3/$ egyenletben az integrálásokat könnyen elvégezhetjük. Ehhez vezessük be az

$$\bar{N} = \frac{1}{l} \int_0^l N(x) dx \quad /4/$$

átlagos gerjesztett állapotú molekulásűrűséget, és az

$$Y = \frac{\int_0^x N(x) dx}{\int_0^l N(x) dx} \cdot l = \frac{\int_0^x N(x) dx}{\bar{N}} \quad /5/$$

új koordinátát. Ezek segítségével a $\sigma_a=0$ -al egyszerűsített $/3/$ egyenlet átírható a

$$W_E = \frac{V \cdot g}{l \tau_{sp}} \int_0^l \bar{N} e^{\sigma \bar{N} y} dy \quad /6/$$

alakba, amelyből az integrálást elvégezve, a

$$W_E = \frac{V \cdot g}{l \tau_{sp}} \cdot \frac{1}{\sigma \bar{N}} [e^{\sigma \bar{N} l} - 1] \quad /7/$$

kifejezéshez jutunk. Vagyis eredményül azt kapjuk, hogy az ESE fotonáram csak az átlagos gerjesztett állapotú molekulásűrűségtől, vagy a gerjesztett molekulaszámtól függ, a gerjesztett molekulák eloszlásától nem.

Ha az aktív anyag molekuláinak gerjesztését időtől függő pumpálással végezzük, a gerjesztett állapotú molekulák számának változását a

$$\frac{dn(t)}{dt} = W_p(t) - \frac{n(t)}{\tau_{sp}} - 2W_E(t) \quad /8/$$

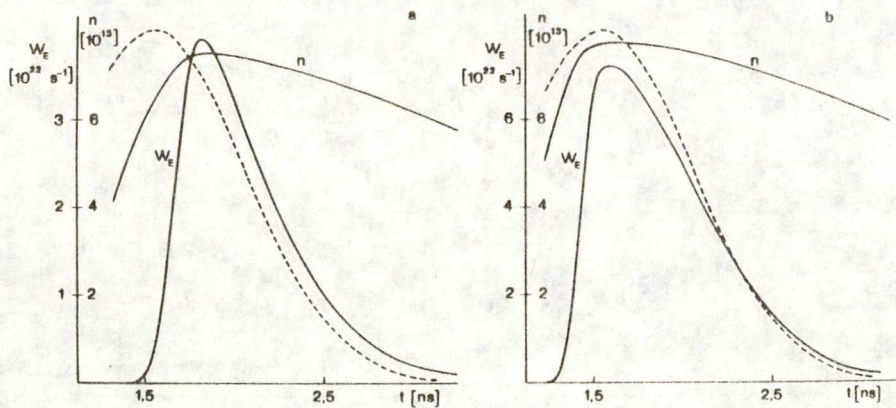
egyenlet írja le. Így egy $W_p(t)$ függvénnyel leírható pumpálás esetén a /7/-/8/ egyenletrendszerből számítható ki az ESE fotonáram, illetve a gerjesztett molekulaszám az idő függvényében. Mivel /7/ levezetésénél fel kellett tételezni, hogy $N(x)$ nem függ az időtől, a /7/-/8/ egyenletrendszer csak akkor közelíti jól az ESE-t, ha $n(t)$ változása kicsi az alatt az idő alatt, amíg egy foton kiér az aktív anyagból. Számolásainkat 1 cm-es küvettára végeztük, így annak kell teljesülnie, hogy $\frac{1 \text{ cm} \cdot 1,36}{3 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{s}}} = 45 \cdot 10^{-12}$ s idő alatt a gerjesztett molekulaszám ne változzon meg lényegesen. A számolások szerint ez teljesül. /7/ levezetésénél feltételeztük azt is, hogy σ_a elhanyagolható. Az ESE-re vonatkozó számolásainknál /7/ helyett a

$$W_E(t) = \frac{V \cdot g}{l \tau_{sp}} \frac{n(t)}{\sigma_e n(t) - \sigma_a n_0} \left[e^{\left(\frac{\sigma_e}{V} n(t) - \frac{\sigma_a}{V} n_0 \right) l} - 1 \right] \quad /7'/$$

egyenletet használtuk, amely figyelembe veszi az alapállapotú abszorpciót, de pontosan csak akkor érvényes, ha a gerjesztett molekulák sűrűsége nem függ x -től. $N(x)$ helyfüggése azonban a populációban kevesebb, mint 10 % hibát okoz. A /7'-/8/ egyenletrendszer megoldását az 1.a, b ábra mutatja.

/A számolásnál használt paraméterek a következők voltak:

$\sigma_e = 1,85 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$, $\sigma_a = 1,5 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$, /rodamin 6G festék esetében $\lambda = 575 \text{ nm}$ -re vonatkozó adatok/, $V = 8 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^3$, $n_0 = 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. $\cdot 8 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^3 = 2,4 \cdot 10^{15}$, $l = 1 \text{ cm}$, $\tau_{sp} = 5,5 \cdot 10^{-9} \text{ s}$, $g = 1,2 \cdot 10^{-4}$. A pumpálás 1,2 ns félértékszélességű Gauss alakú impulzus. A pumpáló összenergia $E_p = 100 \mu\text{J}$ /1.a ábra/, illetve $150 \mu\text{J}$ /1.b ábra./.



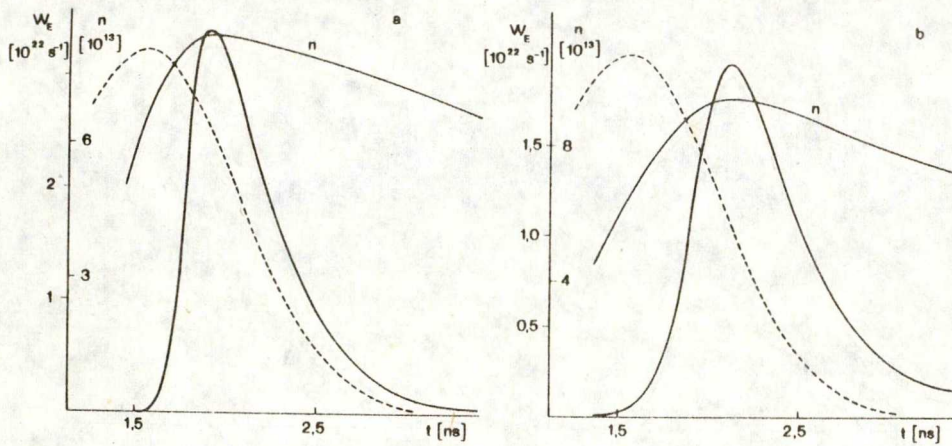
1. ábra: Az ESE időbeli lefutásának függése a pumpáló összenergiától

Mint az ábráról látható, az ESE impulzus rövidebb, mint a pumpálás.

Ennek az az oka, hogy az ESE csak nagy gerjesztett molekulaszámnál jelentkezik, így a pumpálásnak az első szakaszán, ahol még a gerjesztett molekulaszám kicsi, nincs ESE. Vagyis az ESE később /és gyorsabban/ fut fel, mint a pumpálás. Kisebb pumpáló energiánál az ESE impulzus rövidebb mint nagyobb pumpálóteljesítménynél, mivel az első esetben később fut fel az ESE mint a másodikban, a lefutás viszont nem függ jelentősen a pumpálástól. Az 1. ábrán megfigyelhető még az is, hogy azon időszakban, ahol már jelentős az ESE, a felső állapotban lévő molekulák száma nem változik jelentősen, valamint az, hogy a gerjesztett molekulaszám maximuma csak kissé függ a pumpáló teljesítménytől. /1,5-szeres pumpáló teljesítménynél a maximális gerjesztett molekulaszám mindössze 4 %-al növekszik./ Vagyis az ESE a populációt stabilizálja.

Az 1. ábrán bemutatott görbék meghatározásánál olyan hatáskeresztmetszet adatokkal számoltunk, amely rodamin 6G festékre

$\lambda=575$ nm hullámhossznál jellemzőek. A 2.a,b ábra olyan számolás-sok eredményeit mutatja, amelyeknél a hatáskeresztmetszet adatok a rodamin 6G festék $\lambda=570$ nm, ill. $\lambda=595$ nm-nél mért hatáskeresztmetszet értékeivel egyeznek meg $\sigma_e=2,21 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$, $\sigma_a=2,27 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$, illetve $\sigma_e=1,02 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$, $\sigma_a=9,4 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2/$.



2. ábra: Az ESE időbeli lefutásának függése a hatáskeresztmetszet adatoktól. $\lambda=570$ nm /a/, illetve $\lambda=595$ nm /b/

A többi adat ugyanaz, mint az 1.a ábrához tartozók. A 2. ábrán két lényeges jelenséget figyelhetünk meg. Az egyik, hogy 5 nm-es változás a hullámhosszban nagyobb, mint 10 % változást okoz a gerjesztett állapotok számában. A másik észrevétel, hogy $\lambda=570$ nm és $\lambda=595$ nm hullámhossznál nagyobb gerjesztett molekulaszámnál jelentkezik az ESE, mint $\lambda=575$ nm-nél.

A $|7'|-|8|$ egyenletrendszer érvényességét a fentebb említett feltételeken kívül az is korlátozza, hogy az átmeneteknél σ_e és σ_a nem függhet a hullámhossztól. Ha a hatáskeresztmetszet hullámhosszfüggését is figyelembe akarjuk venni, a $|7'|-|8|$ egyenletrendszer helyett a

$$W'_E(t, \lambda) = \frac{v \cdot g}{\tau_{sp}} \cdot \frac{n(t) E(\lambda)}{\sigma_e(\lambda) n(t) - \sigma_a(\lambda) n_0} \left[e^{\left(\frac{\sigma_e(\lambda)}{v} n(t) - \frac{\sigma_a(\lambda)}{v} n_0 \right) \tau_{sp}} - 1 \right] \quad /9/$$

és

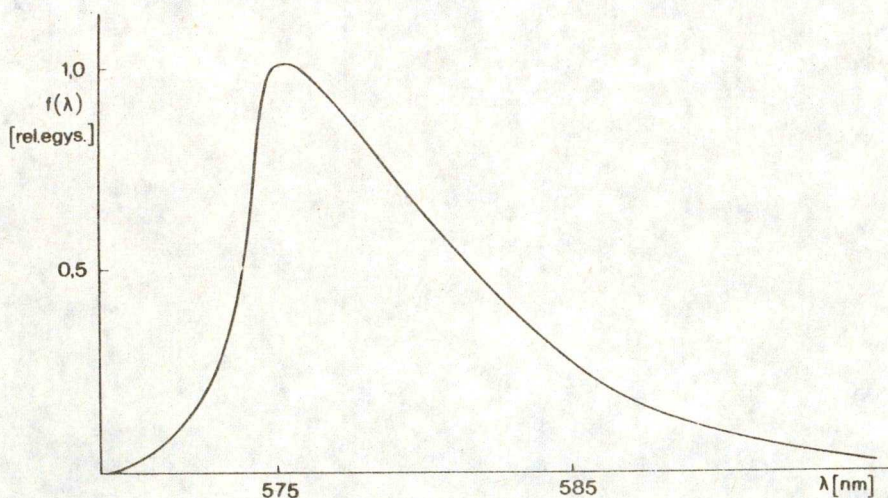
$$\frac{dn(t)}{dt} = W_p(t) - \frac{n(t)}{\tau_{sp}} - 2 \int_0^\infty W'_E(t, \lambda) d\lambda \quad /10/$$

egyenletekkel kell számolni, ahol $E(\lambda)$ az aktiv anyag normált fluoreszcencia spektruma. $[W'_E$ mértékegysége: $s^{-1} \text{ nm}^{-1}$]. A /9/-/10/ egyenletrendszer megoldásával meg tudjuk adni a $W'_E(t, \lambda)$ kétváltozós függvényt, illetve speciálisan az ESE időbeli változását egy adott hullámhosszon, vagy az ESE spektrumát egy adott időpontban, vagy az ESE időre kiátlagolt spektrumát.

Mi idő hiányában a /9/-/10/ egyenletrendszert *nem oldottuk meg*. Az ESE spektrumára azonban végeztünk közelítő számolást a /7/-/8/ egyenletrendszer megoldása alapján. A gerjesztett molekulák számát ugyanis elsősorban azon hullámhosszu ESE szabja meg, melynél a legalacsonyabb gerjesztett molekulaszámnál jelentkezik az ESE. A számolások szerint rodamin 6G festék esetén ez $\lambda=575 \text{ nm}$ -nél van /1.a, 2.a,b ábra/. Az ESE spektrumát úgy tudjuk közelítőleg meghatározni, hogy kiszámítjuk az

$$f(\lambda) = \frac{E(\lambda)}{\sigma_e(\lambda) n - \sigma_a(\lambda) n_0} \left[e^{\left(\frac{\sigma_e(\lambda)}{v} n - \frac{\sigma_a(\lambda)}{v} n_0 \right) \tau_{sp}} - 1 \right] \quad /11/$$

függvényt olyan n értékkel, amelynél az ESE jelentős. /Az 1.a ábra szerint $E=100 \text{ } \mu\text{J}$ pumpáló energia esetén $n=6,5 - 7,5 \cdot 10^{13}$. /
 $n=7 \cdot 10^{13}$ értékkel számolva a 3. ábrán bemutatott $f(\lambda)$ függvényt kapjuk. /Félértékszélessége $\Delta\lambda=7,7 \text{ nm}$./

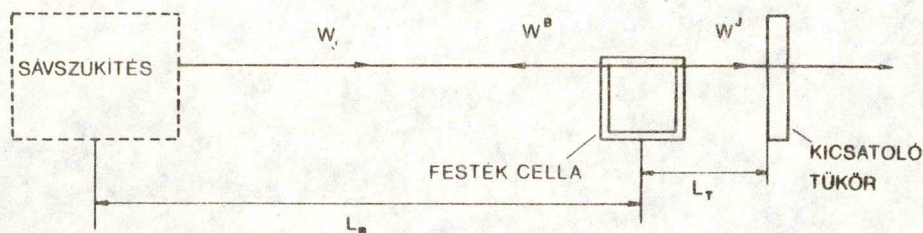


3. ábra: Az ESE spektruma rodamin 6G festék esetén

A hosszú rezonátoru lézer vizsgálatánál *nem végzünk* a spektrumra vonatkozó számolásokat. Csupán annyit szeretnénk megállapítani, hogy alacsonyabb populációszámnál $f(\lambda)$ maximuma a spektrum vörös oldala felé tolódik el. Mint látni fogjuk a rezonátorba helyezett festékcella esetén a gerjesztett állapotú molekulák száma alacsonyabb $/n \approx 5 \cdot 10^{13}/$, mint egy önálló festékcella esetén $/n \approx 7 \cdot 10^{13}/$, tehát az ESE spektrum a nagyobb hullámhosszak felé tolódik el $/\lambda_{max} \approx 580 \text{ nm}/$.

Hosszu, aszimmetrikus festéklézer esetében a festékcella-kicsatoló tükör távolság olyan kicsi a festékcella-spektrális bontórendszer távolsághoz képest, hogy a festékcella-kicsatoló-tükör rendszer hosszú ideig önállóan tekinthető. Most vizsgáljuk meg az ebből a rendszerből kilépő fény időbeli változását. A festékcella-tükör távolság legyen L_T , a tükör reflexiója R /4. ábra/.





4. ábra: Festékcella-tükör rendszer /kihuzott rész/, illetve hosszú, aszimmetrikus rezonátoru festéklézer vázlata

A festékcellából balra /a bontóelem felé/ kilépő fény fotonáram-erősségét a

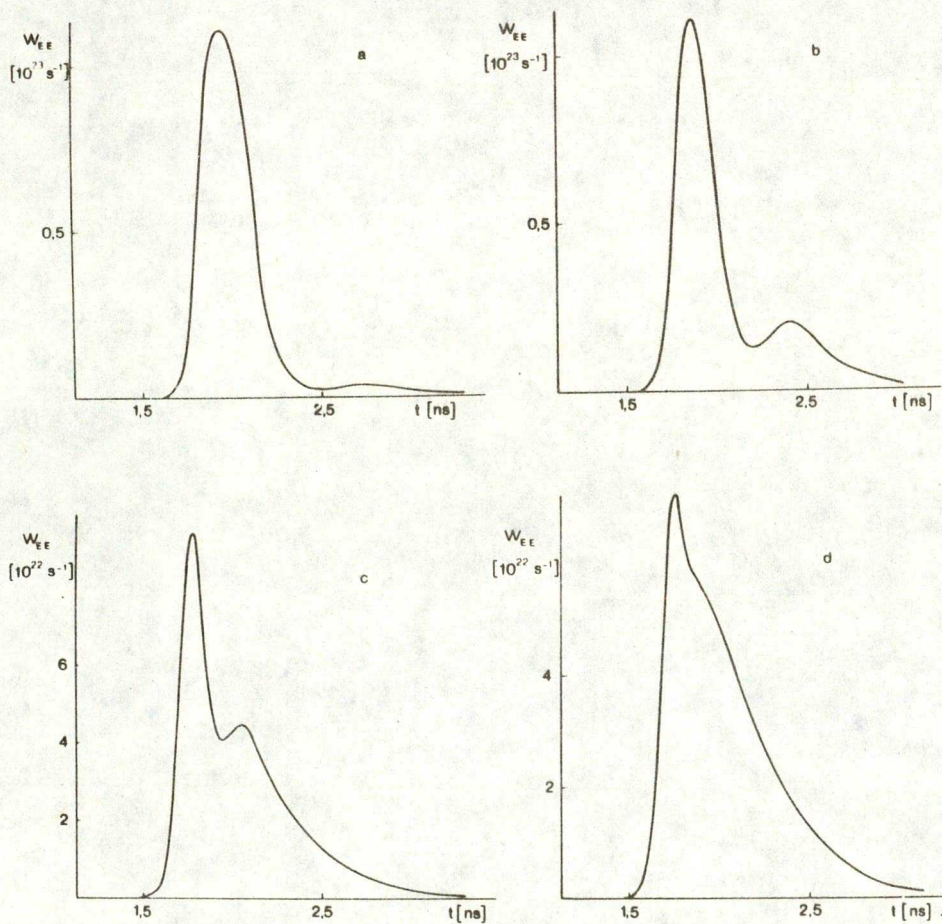
$$W(t) = W_E(t) + W_{EE}(t) = W_E(t) + e^{\left(\frac{\sigma_e}{V} n(t) - \frac{\sigma_a}{V} n_0\right)l} \cdot R \cdot g' \cdot W_E\left(t - \frac{2L_T}{c}\right) \quad /12/$$

egyenlet írja le, ahol a g' geometriai faktor a visszacsatolási térszög és az ESE térszögének arányával egyezik meg. /12/ jobb oldalának második tagja a $t - \frac{2L_T}{c}$ időben jobbra kilépő, majd a tükör által reflektált és az erősítőben a t időpontban megerősített ESE-t veszi figyelembe. A gerjesztett állapotú molekulák számát leíró egyenlet az erősített ESE okozta változást figyelembe vevő taggal bővül, vagyis

$$\frac{dn}{dt} = W_p(t) - 2W_E - \frac{n}{\tau_{sp}} - \left[e^{\left(\frac{\sigma_e}{V} n(t) - \frac{\sigma_a}{V} n_0\right)l} - 1 \right] R \cdot g' \cdot W_E\left(t - \frac{2L_T}{c}\right) \quad /13/$$

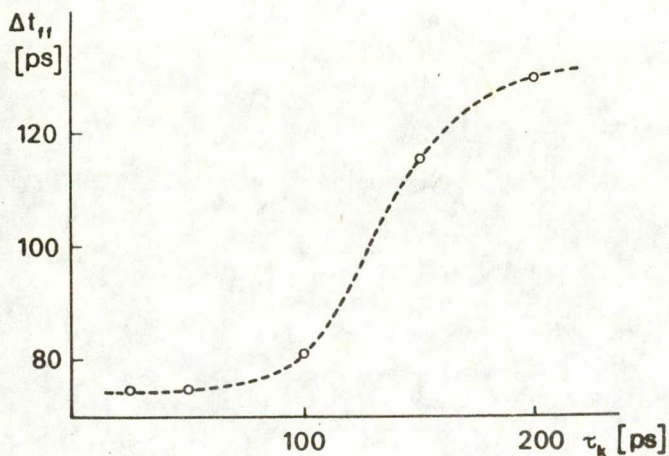
alaku lesz.

Egy $W_p(t)$ függvénnyel leírható gerjesztés esetén tehát a fés-
técseffa-tükör rendszerből balra kibocsátott fény fotonáram-
-idő függvényét a /7'/-/12'/-/13/ egyenletrendszer megoldásából
kapjuk. Az 5.a-d ábra a /7'/-/12'/-/13/ egyenletrendszer olyan
megoldásait mutatja, amelyeket a következő paraméterekkel kap-
tunk: $R \cdot g' = 0,005$, a pumpáló összehengia 75 μJ , a $\tau_k = \frac{2L_T}{c}$ kés-
leltetés 300 ps /a/, 200 ps /b/, 100 ps /c/ és 50 ps /d/, a
többi paraméter megegyezik az 1.a ábrán alkalmazottal.



5. ábra: A késleltetés hatása $W_{EE}(t)$ függvényre. $\tau_k = 300$ ps /a/, 200 ps /b/,
100 ps /c/ és 50 ps /d/

Az 5. ábráról az is látszik, hogy az adott pumpálásnál $\tau_k=200$ ps-os késleltetésnél keletkezik a legrövidebb impulzus /félérték-szélessége 250 ps/. A hosszú, aszimmetrikus lézerrel történő rövid fényimpulzus előállítása szempontjából azonban nem ez a késleltetés érték a legkedvezőbb, mivel a festékcella-tükör rendszerben keletkezett fény a bontóelemen történő reflexió után még legalább egyszer áthalad a festékcellán, és itt általában megrövidül. Ennek a rövidülésnek a mértékét elsősorban a fényimpulzus felfutásának gyorsasága határozza meg. A lefutás gyorsaságának hatása a rövidülésre kevésbé jelentős. A 6. ábrán a felfutó él Δt_{ff} időtartamát /melyet a maximum 5 %-ának elérésétől a maximum 95 %-ának eléréséig számoltunk/ ábrázoltuk a τ_k késleltetési idő függvényében. / Az adatok 150 μJ pumpáló összenergiára vonatkoznak. /

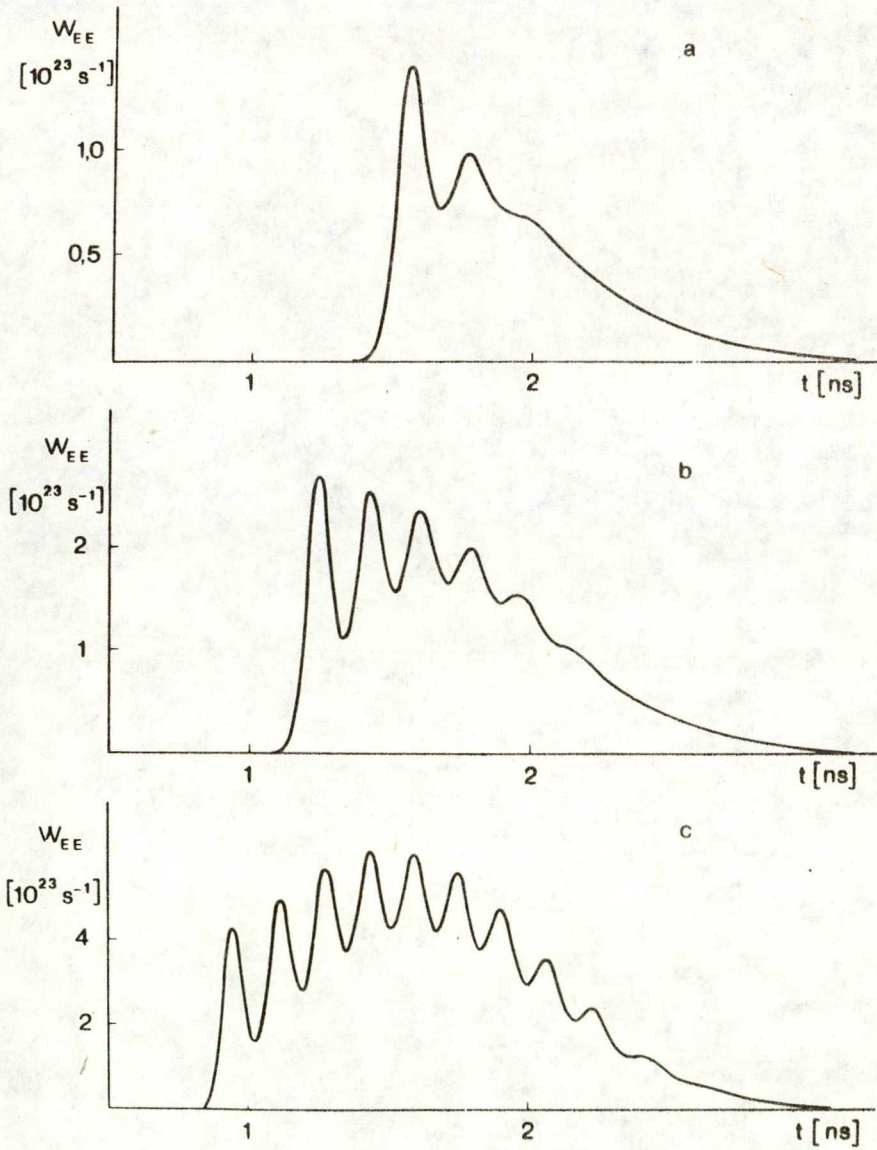


6. ábra: $W_{EE}(t)$ felfutásának időtartama a késleltetés függvényében

Mint az ábráról látható, 25 ps és 50 ps közötti késleltetés értéknél a legrövidebb a felfutás. Azonban a 100 ps-os késleltetésnél mindössze 17 %-al lassabb a felfutás, mint 25 ps-nál,

ugyanakkor 25 ps-os késleltetésnél a festékcella-tükör rendszerből kijövő fény maximális fotonárama sokkal kisebb, mint 100 ps-os késleltetés esetén. /Ez a festékcella-tükör rendszerben történő ismételt áthaladáskor bekövetkező rövidülés szempontjából is hátrányos./ Emiatt azt mondhatjuk, hogy kb. 100 ps-os késleltetés az optimális /az adott pumpálási hossz mellett/ rövid fényimpulzus előállításához. Ekkor a felfutás kevesebb, mint 90 ps ideig tart.

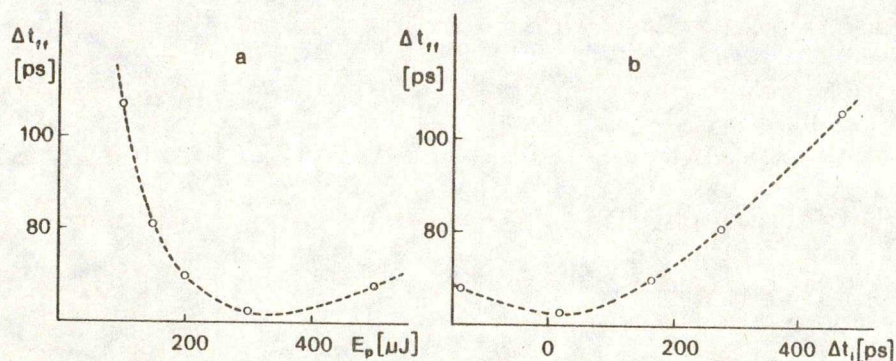
Megvizsgáltuk, hogy a $W_{EE}(t)$ függvény hogyan változik a pumpálási energia változásával. A 7.a, b és c ábra $\tau_k=75$ ps-os késleltetés esetén mutatja a fotonáram-idő függvényt 100 μJ , 200 μJ és 500 μJ pumpáló összenergia mellett. Az 5. és 7. ábrák szerint a $W_{EE}(t)$ függvény oszcillációt végez. Az oszcillációk száma a pumpálási energia növelésével nő, a periódusideje kissé csökken, erős pumpálás esetén közel $2 \cdot \tau_k$ /100 μJ , 200 μJ és 500 μJ esetén 225 ps, 133 ps és 158 ps./ Az oszcilláció csillapodása - szemben a relaxációs oszcilláció esetével - nem nő a pumpálási teljesítmény növelésével, viszont, mint az 5.a-d ábrán látható, a késleltetés csökkentésével nő. Mint már korábban leírtuk, rövid jel előállítása szempontjából a $W_{EE}(t)$ függvénynek első sorban a felfutása lényeges. A 3.a ábra a felfutási idő mutatja a pumpálási energia függvényében. Az ábráról az látszik, hogy a felfutási időnek kb. $E_p=300 \mu J$ pumpálási energiánál van minimuma, azonban 150 μJ -nál nagyobb pumpálásnál már nem csökken jelentősen a felfutási idő. /A felfutási idő egyébként akkor a legkisebb, ha a felfutás olyankor következik be, amikor a pumpálási teljesítmény a legmeredekebben növekszik /esetünkben a $t_i = \xi_W - \sigma_W = 1037$ ps időpontban/, szemben az ESE-val, amely akkor



7. ábra: A pumpálási energia hatása a $W_{EE}(t)$ függvényre. $E_p = 100 \text{ } \mu\text{J}$ /a/,
200 μJ /b/ és 500 μJ /c/

a leggyorabb felfutásu, ha a felfutása a pumpálás maximumával esik egybe. Ezt igazolja a 8.b ábra, ahol a Δt_{ff} felfutási időt a felfutás t_{ff} időpontja /a maximum/2 elérésének pillanata/ és a t_i közötti $\Delta t_i = t_{ff} - t_i$ időeltérés függvényében ábrázoltuk./

Az eddigiekben festékcella-tükör rendszert vizsgáltunk. Ez



8. ábra: A $W_{EE}(t)$ függvény felfutási ideje a pumpálási energia /a/, illetve Δt_1 /b/ függvényében

a rendszer szélessávu jelet bocsát ki $[\Delta\lambda \approx 5-10 \text{ nm}]$. Hosszu, aszimmetrikus rezonátoru lézerben úgy jön létre keskenysávu, rövid fényimpulzus, hogy a festékcella-tükör rendszerből balra kilépő fényt W_{EE} /a bontóelem spektrálisan felbontja, és egy keskeny sáv szélességű fényt W_J / küld vissza a festékcellába /4. ábra/, ahol az megerősödik. A lézerfény sáv szélességét a bontóelem feloldása határozza meg. A lézerből kilépő keskenysávu fény fotonáram-idő függvényét úgy tudjuk meghatározni, hogy kiszámítjuk a festékcella-tükör rendszerből a $W_J(t)$ bemenő fényjel hatására jobbra kilépő fény fotonáram-idő függvényét. $W_J(t)$ a

$$W_J(t) = R'_b \cdot W_{EE}\left(t - \frac{2L_B}{c}\right) \quad /14/$$

alakba írható, ahol R'_b a bontóelem reflexiója, amelyet a bontóelem által a festékcellába visszaküldött fotonáram és a bontóelembe belépő fotonáram hányadosával értelmezzük. Adott $W_J(t)$ bemenő jel esetén a gerjesztett molekulák számának változását, illetve a festékcellából jobbra $W^J(t)$ / és balra $W^B(t)$ / kilépő lézerfény, valamint a balra kilépő erősített ESE fotonáramát a

$$\frac{dn}{dt} = -2W_E(t) - \frac{n(t)}{\tau_{sp}} - W_E(t - \tau_k) R \cdot g'(E-1) - W_J(t)(E-1) - W^J(t - \tau_k) R \cdot g''(E-1) \quad , \quad /15/$$

$$W^J(t) = W_J(t) \cdot E \quad , \quad /16/$$

$$W^B(t) = R \cdot g'' \cdot W^J(t - \tau_k) E \quad , \quad /17/$$

és

$$W_{EE}(t) = W_E(t - \tau_k) R \cdot g' \cdot E \quad /18/$$

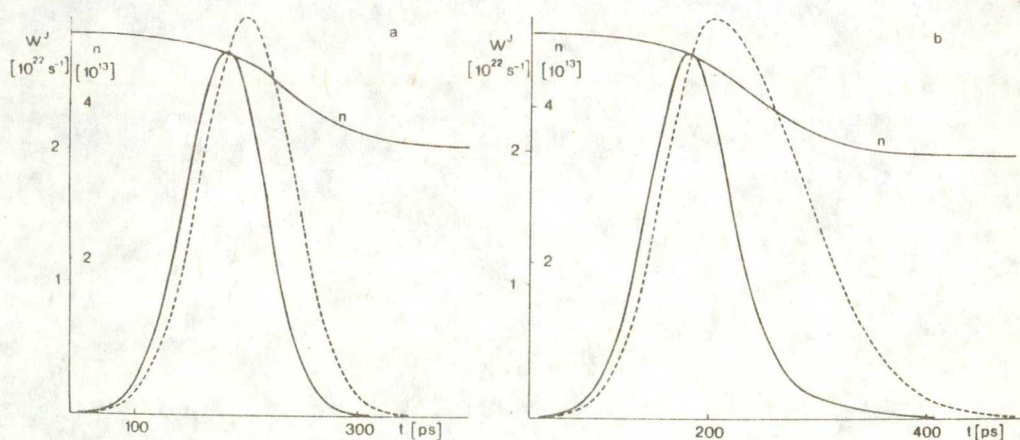
egyenletekkel írhatjuk le, ahol $g'' > g'$ geometriai faktor,

$$E(t) = e^{\left(\frac{\sigma_e}{V} n(t) - \frac{\sigma_a}{V} n_o \right) l} \quad /19/$$

az l hosszúságu aktiv közeg erősítése. /15/-ben nem szerepel pumpálást leíró tag, mivel feltételezzük, hogy a fényjelnek a festékcélába érkezésekor már nincs pumpálás. /15/-höz $n(t=0) \neq 0$ kezdeti feltétel tartozik /szemben /8/-al és /13/-al, ahol $n(t=0)=0/$.

A /15/-/16/-/17/-/18/-/7'/ egyenletrendszer 96 ps félérték-szélességű Gauss alakú /9.a ábra/, illetve a felfutószakaszon 96 ps, a lefutószakaszon $2 \cdot 96 \text{ ps} = 192 \text{ ps}$ félérték-szélességű Gauss alakú függvénnyel leírható /9.b ábra/ bemenő jellel oldottuk meg. A bemenő jel maximális értéke mindkét ábra esetén $W_{J\max} = 6 \cdot 10^{19} \text{ s}^{-1}$, a gerjesztett állapotú molekulák kezdeti száma $n(t=0) = 5 \cdot 10^{13}$, a késleltetési idő $\tau_k = 100 \text{ ps}$, $R \cdot g'' = 0,04$, $R \cdot g' = 0,004$. /150 μJ energiával pumpált 100 ps késleltetési idejű festékcél-tükör rendszerből $W_{EE\max} \approx 2,4 \cdot 10^{23} \text{ s}^{-1}$ maximális fotonáramu fényimpulzus lép ki /10.a ábra/, és a fotonáram felfutásától

mért 2 ns múlva a gerjesztett molekulaszám $n/t_{ff} + 2 \text{ ns} = 5 \cdot 10^{13}$.
 Vagyis a felhasznált adatok megfelelnek 150 μJ energiával gerjesztett $L_T = \frac{100 \text{ ps} \cdot c}{L} = 1,5 \text{ cm}$ festékcella-tükör, és $L_B \approx 30 \text{ cm}$ festékcella-bontóelem távolsággal felépített rezonátornak, melyben $R'_b = 2,5 \cdot 10^{-4}$. R'_b -nek ezzel az értékével kb. 10^{-3} -as sávszűkítés érhető el, vagyis a festéklézer által kibocsátott lézerefény kb. $\Delta\lambda = 5 \text{ nm} \cdot 10^{-3} = 0,005 \text{ nm}$ sáv szélességű lehet./

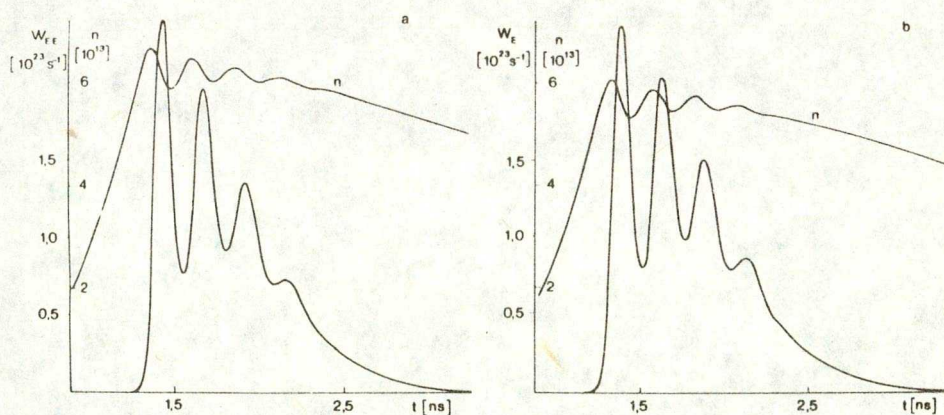


9. ábra: Festékcella-tükör rendszerből szimmetrikus /a/, illetve aszimmetrikus /b/ bemenő jel hatására jobbra kilépő lézerefény fotonárama

A 9.a ábrán azt figyelhetjük meg, hogy a fényimpulzus nem rövidül meg jelentősen, az impulzusrövidülés mindössze kb. 14 %. Sokkal jelentősebb a festékcella-tükör rendszer hatása az impulzus leszálló ágára. Mint a 9.b ábra mutatja, a bemenő jel leszálló ágának kétszeresre történő meghosszabbodása a kimenő jelben mindössze 5 %-os hosszabbodást okoz. A festékcella-tükör rendszernek egy másik jelentős hatása az, hogy ha a bemenő jel

több csucsból áll, az első csucst jobban megerősíti; mint az utána következőket. Például, ha a 10.a ábra szerinti impulzus a bemenő jel, a 9.b ábra szerinti $n(t)$ populáció értékkel számolva az első impulzus erősítése 14-szer nagyobb, mint a másodiké, mivel az első impulzus jelentősen lecsökkenti az aktív anyag populációját.

A festécella-tükör rendszer "szimmetrizáló" és az első csucst kiemelő tulajdonsága is annál jelentősebb, minél nagyobb az $n(t=0)$ kezdeti populáció. Ez pedig a 10.a,b ábra szerint akkor nagy, ha a visszacsatolás $R \cdot g'$ értéke kicsi.



10. ábra: Az erősített ESE fotonáram és a gerjesztett állapotú molekulák számának időfüggése. $E_p = 150 \mu J$, $\tau_k = 100 \text{ ps}$, $R \cdot g' = 0,004$ /a/, illetve $0,04$ /b/

Tehát kis reflexiójú tükröt kell alkalmazni.

A festécella-tükör rendszerben történő erősítés fenti két tulajdonsága miatt a hosszú, aszimmetrikus rezonátorú lézerben történő rövid fényimpulzus előállítása szempontjából az a kedvező, ha a festécella-tükör rendszerből kiinduló erősített ESE gyors felfutása, a lefutása nem lényeges.

Az eddigiekben a hosszú, aszimmetrikus rezonátoru lézerben történő rövid fényimpulzus kialakulásának egyes lépéseit /gyors felfutásu fényimpulzus keletkezése festékcella-tükör rendszerben, spektrális bontás, a keskenysávu, gyors felfutásu fényimpulzus rövidülése a festékcella-tükör rendszeren történő áthaladáskor/ külön-külön vizsgáltuk. Így jól áttekinthető képet kaptunk ezekről a folyamatokról, melyeket egyszerű egyenletekkel le tudtunk írni. Ezeknek az egyenleteknek a segítségével, kis számolási idővel meg tudtuk keresni a festéklézer paramétereinek rövid impulzus szempontjából optimális értékeit. Eredményül azt kaptuk, hogy 1,2 ns hosszúságú fényimpulzussal pumpált rodamin 6G lézer esetén a pumpálási energia optimális értéke /adott aktiv anyag geometriánál/ $150 \mu\text{J}$, τ_k optimális értéke pedig 100 ps. Ilyen feltételek mellett a festéklézerrel $\Delta t \lesssim 100 \text{ ps}$ hosszúságú $\Delta \lambda \approx 0,05 \text{ \AA}$ sávszélességű lézerfény állítható elő.

A lézerekben lejátszódó egyes folyamatok külön-külön történő tárgyalásával természetesen csak akkor kapunk helyes eredményt, ha ezek a folyamatok nem befolyásolják egymást. Ez teljesül is abban az esetben, ha $L_B \gtrsim 30 \text{ cm}$. Olyan egyenletrendszerrel, amely a különböző folyamatok egyidejű jelenlétét figyelembe veszi, úgy kapunk a /15/-/16/-/17/-/18/-/7'/ egyenletrendszerből, ha a /16/ egyenletben $W_J(t)$ helyére beírjuk a /14/ összefüggést és /16/ jobb oldalát kibővítjük a $W(t - \frac{2L_B}{c}) R_b \cdot E$ taggal /amely azt veszi figyelembe, hogy a lézerfény többször körbefuthat a rezonátorban/ és ennek megfelelő változtatást hajtunk végre a /15/ egyenletben is.

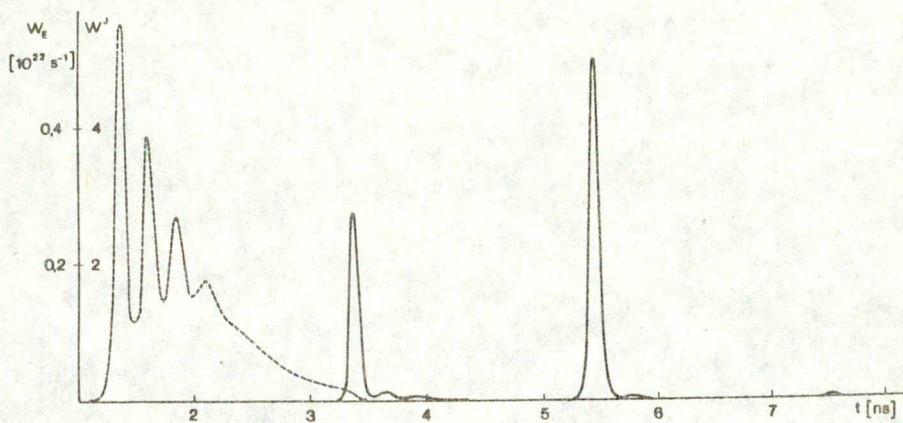
$$W^J(t) = R'_b \cdot W_{EE}(t - \tau_2) \cdot E + R_b \cdot W^B(t - \tau_2) E \quad , \quad /16'/'$$

$$\frac{dn}{dt} = W_p(t) - 2W_E(t) - \frac{n(t)}{\tau_{sp}} - W_E(t - \tau_k) R \cdot g'(E-1) - R'_b W_{EE}(t - \tau_2) (E-1) - R \cdot g'' W^J(t - \tau_k) (E-1) -$$

/15'/'

$$- R_b \cdot W^B(t - \tau_2) (E-1) \quad .$$

A /16'/' és /15'/' egyenletekben alkalmazott új jelölések jelentése a következő: $\tau_2 = \frac{2L_B}{c}$, R_b a bontóelem reflexiója olyan sáv-szélességű fényre, amelynek sáv szélessége nem nagyobb mint a bontóelem feloldása $R'_b = R_b \cdot \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_{EE}}$, ahol $\Delta\lambda_{EE}$ az erősített ESE sáv szélessége/. A /15'/' - /16'/' - /17/ - /18/ - /7'/' egyenlet-rendszer megoldását a 11. ábra mutatja.



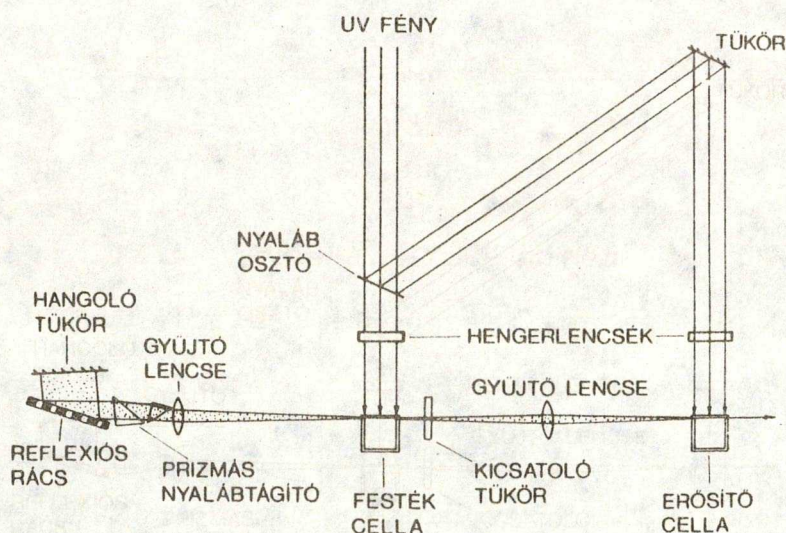
11. ábra: Hosszu, aszimmetrikus lézerből jobbra /4. ábra/ kilépő ESE és lézervény fotonáramának függése az időtől

A felhasznált paraméterek: $\tau_k=100$ ps, $\tau_2=2$ ns, $R_b=0,25$, $R'_b=2,5 \cdot 10^{-4}$, $R \cdot g'=0,004$, $R \cdot g''=0,04$, a pumpálásra és festékre vonatkozó adatok megegyeznek az 1.b ábrára vonatkozóakkal.

A 11. ábra igazolja azt a 10.a és 9. ábrák alapján levont következtetésünket, hogy az adott paraméterű lézerből $\Delta t \lesssim 100$ ps hosszúságú lézerfény lép ki. A 11. ábrával kapcsolatos lényeges megfigyelés még az, hogy az első lézerimpulzus kibocsátásától számított rezonátor körüljárási idő múlva újabb fényimpulzus lép ki a lézerből, és ennek intenzitása esetünkben nagyobb, mint az első impulzusé./ A kibocsátott fényimpulzusok száma és intenzitásai egymáshoz viszonyított aránya függ a hangolási hullámhossztól. Hosszabb hullámhossz esetén, ahol a gerjesztett állapotú molekulák számának csökkenésével lassabban csökken az erősítés, mint rövidebb hullámhossz esetén, több impulzusból álló impulzusorozat keletkezik.

IV.2. Kísérleti elrendezés

A hosszú rezonátorú lézerrel kapcsolatos vizsgálatainkat a 12. ábrán bemutatott elrendezéssel végeztük. A pumpáló fényforrás a III.2. részben bemutatott TEA N_2 lézer volt. Ennek fényét egy nyalábosztóval, kettő közel egyenlő intenzitású részre osztottuk. Az így nyert fénynyalábot egy-egy hengerlencse segítségével a lézer festékcellája, illetve az erősítőcella első felületére fókuszáltuk. Mindkét /1 cm-es/ festékcella rodamin 6G festék $3 \cdot 10^{-3}$ mol/l koncentrációjú etilalkoholos oldatát tartalmazta. A lézerben kicsatoló tükröként 2,2 mm vastagságú planparallel kvarclemezt alkalmaztunk. A kvarclemez festékcella felő-



12. ábra: Hosszu rezonátoru lézer-erősítő rendszer vázlata

li oldala a festékcella közepétől 1,9 cm-re helyezkedett el, vagyis a késleltetés értéke /figyelembe véve, hogy a fény részben $n > 1$ törésmutatójú közegben halad/ $\tau_k \approx 140$ ps volt. Az előzőekben bemutatott elméleti vizsgálatok szerint ez az érték nagyobb az optimálisnál, és ilyen késleltetés esetén kb. 130 ps hosszúságú impulzusok állíthatók elő. Azért alkalmaztunk a rövid fényimpulzus előállítása szempontjából optimális késleltetésnél hosszabb késleltetést, mert a kísérletek elvégzésekor az elméleti eredmények még nem álltak rendelkezésünkre, és így a festékcella-tükör távolságot úgy állítottuk be, hogy az a bontóelem felé haladó fény $|W_{EE}(t)|$ energiája és divergenciája szempontjából legyen optimális.

Sávszűkitésre és hangolásra egy gyűjtőlencséből, két prizmából, egy reflexiós rácsból, és egy tükörből álló rendszert használtunk. Az $f_1 = 25$ cm fókusztávolságú gyűjtőlencsét a [28]-ban leírt módon /I.3./ alkalmaztuk. Így a festékcella-tükör rend-

szerből /balra/ kilépő fény $\theta \approx 3 \cdot 10^{-3}$ rad divergenciáját

$\theta_f = \frac{a}{f_1} = \frac{0,02 \text{ cm}}{25 \text{ cm}} = 8 \cdot 10^{-4}$ rad értékre csökkentette. A két 45° -os prizmából álló prizmás nyalábtágító ezt a divergenciát 0,1 részére tovább csökkentette. Az így létrejött kis divergenciájú fénynyaláb az 1300 vonal/mm karcolatsűrűségű rácsra jutott. Ezt a rácsot surlódó beesésnél használtuk /ezért kell még egy tükröt alkalmazni/. I. Shoshan és U. Oppenheim [56] szerint ilyen esetben a rács $\Delta\lambda$ felbontása a

$$\Delta\lambda = \frac{\Delta\theta \cdot d \cdot \cos\alpha}{2m} \quad /19/$$

egyenlet alapján határozható meg, ahol d a rácsállandó, m az elhajlás rendszáma, α a beesési szög. Mi $\alpha=67,5^\circ$ és $\alpha=78^\circ$ beesési szögek és $m=1$ esetén végeztünk méréseket. Ekkor /19/-ből $\Delta\theta=8 \cdot 10^{-5}$ rad divergenciával a bontórendszer felbontására $\Delta\lambda=0,12 \text{ \AA}$, illetve $\Delta\lambda=0,064 \text{ \AA}$, sáv szélesség számolható. [57]-ben a szerzők megvizsgálták különböző típusú bontórendszerek visszacsatolásának R_b hatásfokát. Azt találták, hogy az általunk használt mértékű sávszűkítés esetén a fent leírt kombinált nyalábtágítónak a legnagyobb a hatásfoka az eddig ismert sávszűkítési módszerek közül. Ezért választottuk ezt a típusú bontórendszert. [57] 1. ábrája szerint a mi esetünkben $R_b \approx 0,3$.

Az elméleti eredményekkel /11. ábra/ összhangban lévő kísérleti megfigyelések szerint, a fenti lézerből több, egymást közel rezonátor körül futásnyi idővel követő fényimpulzus lép ki. Erősítőt egyrészt azért alkalmaztunk, hogy ezek közül az impulzusok közül egyet kiemeljen, másrészt, hogy a lézerfény teljesít-

ményét megnövelje. A lézer fényét egy $f_2=8$ cm fókusztávolságu gyűjtőlencsével fókuszáltuk az erősítőcella gerjesztett térfogatába. Az erősítőcella pumpáló fényét akkora értékkel késleltettük /a nyalábosztó-tükör-erősítőcella távolság 60 cm-rel volt nagyobb, mint a nyalábosztó-lézer festékcella-erősítőcella távolság /, hogy az erősítő csak a lézerből kijövő első keskenysávu impulzust erősítse /az ESE-t és a későbbi impulzusokat ne/.

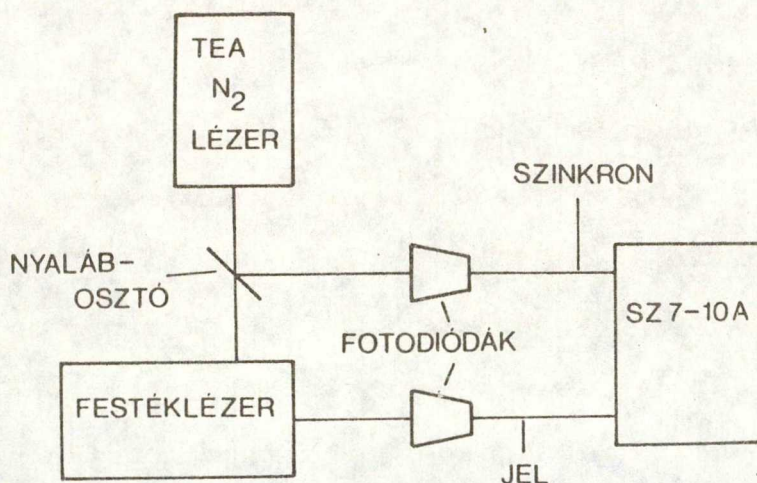
Kísérletünk során /az oszcilloszkópos méréseket kivéve/ mindig a lézer-erősítő rendszer fényét vizsgáltuk.

V. AZ ALKALMAZOTT MÉRŐBERENDEZÉSEK LEIRÁSA

V.1. Fényintenzitás időbeli változásának mérésére használt eszközök

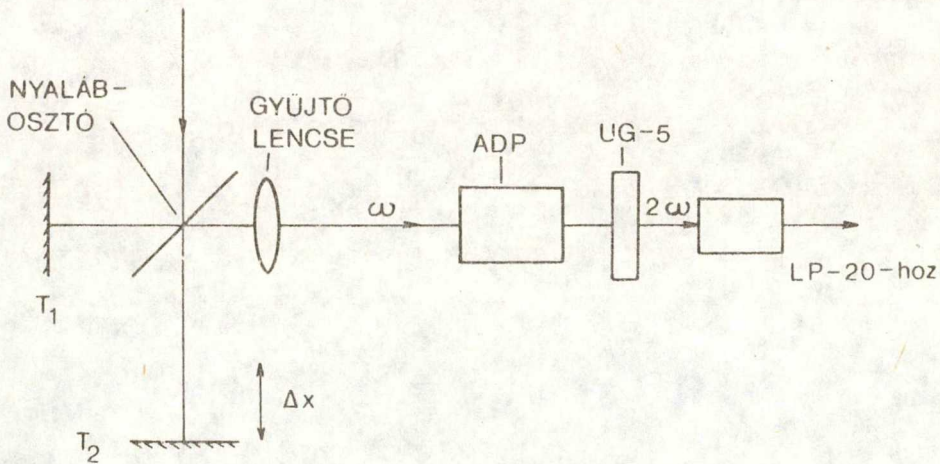
Saját számításaink és az irodalmi eredmények alapján azt vártuk, hogy az általunk megépített festéklézer, illetve festéklézer-erősítő rendszer 100 - 200 ps hosszú egyes impulzust, illetve egymást 1,5 - 2 ns távolságra követő ilyen impulzusok sorozatát bocsátja ki. Így az intenzitásváltozás mérésére olyan eszközre lett volna szükségünk, melynek feloldási ideje kisebb mint 100 ps, és mérési tartománya nagyobb mint 5 ns. Ezeket a feltételeket kielégítő eszköz /pl. 6 GHz átviteli frekvenciájú oszcilloszkóp + 50 ps felfutású fotodióda/ azonban nem állt rendelkezésünkre, így két mérőeszközt alkalmaztunk $I(t)$ meghatározására. Az egyik mérési tartománya kisebb mint 200 ps, feloldási határa < 1 ps volt. A másik mérőberendezés egy kb. 300 ps feloldású oszcilloszkóp-fotodióda rendszer volt. Az ezzel történő mérés elrendezése az 1. ábrán látható.

Az oszcilloszkóp Sz 7-10 A típusú valósidejű $[0,75 \text{ V/cm}]^{-1}$ bemeneti érzékenységű 650 MHz maximális átviteli frekvenciájú készülék volt. A festéklézer fényimpulzusát egy HSD 1850 típusú fotodióda alakította át elektromos jellé. Az oszcilloszkópot egy TF-50 típusú fotodióda segítségével a nitrogénlézer fényével indítottuk. Így meg lehetett mérni például azt, hogy *a festéklézer impulzusának a nitrogénlézerhez képest hogyan változik a késése a festéklézer hangolása során*. Mindkét fotodióda kisebb



1. ábra: Mérési elrendezés hosszú idejű > 800 ps/ intenzitásváltozás meghatározására

mint 100 ps felfutásu. Az oszcilloszkóp ernyőjének fényképezésekor egy felvétel elkészítéséhez kb. 3000 festéklézer felvilágosításra volt szükség. A felvételek készítésénél az oszcilloszkópot $[2,5 \text{ ns/cm}]^{-1}$ eltérítési sebességre állítottuk be. A fenti berendezéssel azt vizsgáltuk, hogy a hosszú üregű festéklézer által kibocsátott impulzussorozat hány impulzusból áll, és ezek intenzitása hogyan aránylik egymáshoz. Az egyes impulzusok hosszának megállapítására a fenti berendezés már nem volt alkalmas. Erre a célra *intenzitás-korreláció* mérést kellett végeznünk. A vizsgált fényimpulzus tulajdonságai alapján /viszonylag alacsony csúcsteljesítmény és ismétlési frekvencia/ a *korrelációfüggvény meghatározására azonos polarizációju, azonos terjedési irányu sugarakkal történő MHK-t alkalmaztunk* /2. ábra/. Frekvencia-kétszerező kristályként 1,5 cm hosszú,



2. ábra: Intenzitás-korreláció mérésre használt elrendezés vázlata

$\theta=62,5^\circ$ szögben kimetszett négyzetes hasáb alakú ammonium-dihidrogén-foszfát kristályt /ADP/ használtunk. $\theta=62,5^\circ$ a $\lambda=593$ nm hullámhosszu fényre a fázisillesztés szöge. Más hullámhosszak esetén a kristály megfelelő döntésével értük el, hogy a kristály belsejében az alapharmonikus az adott hullámhossznak megfelelő fázisillesztés szögében haladjon. A két azonos irányú és polarizációju nyalábot egy Michelson típusu interferométer nyalábosztója hozta létre. Az interferométer egyik karjának hosszát egy motor állandó sebességgel tudta változtatni. A maximálisan 3 cm-es karhosszkülönbség $\tau = \frac{2 \cdot 3 \text{ cm}}{3 \cdot 10^{10} \text{ cm/s}} = 200 \text{ ps}$ késleltetésnek felel meg. A korrelációfüggvény egyik felét mértük csak / T_2 egyik szélső helyzetében $\tau=0$ /, így a fenti késleltetés kb. 200 ps hosszú impulzusok mérését tette lehetővé. / 280 ps félértékszélességű Gauss alakú impulzus mérése ese-

tén a korrelációfüggvény felére, 155 ps félértékszélességű impulzus esetén pedig a tized részére csökken 200 ps késleltetés hatására/. A T_2 tükör a 3 cm elmozdulást 5 perc alatt tette meg, így egy korrelációfüggvény felvétele 3000 impulzussal történt. Az interferométerből kilépő fényt egy $f=5$ cm gyújtótávolságú gyűjtőlencse fókuszálta az ADP kristály belsejébe. Az alapharmonikus fényt az UG-5 típusú üvegszűrő szűrte ki. A felharmonikus fény energiáját egy LP-20 lézer fotométer mérte és átlagolta. Az átlagolt jelet kompenzográfal irtuk ki. Az impulzushosszt a korrelációfüggvényből úgy számoltuk ki, hogy a mért fényimpulzust *Gauss alakúnak* tételeztük fel.

A mért impulzushossz a valóságosnál kisebb akkor, ha a késleltetés növelésekor a két, egymáshoz képest késleltetett fényimpulzusnak *nemcsak az időbeli, de a térbeli átfedése is csökken*. Kísérletileg megvizsgáltuk, hogy emiatt a mért impulzushossz mekkora értékkel különbözik a valóságostól. Olyan fényimpulzus hosszát mértük meg, amelyről *feltételeztük*, hogy hosszabb, mint 500 ps. A felharmonikus jelnek a térbeli átfedés csökkenése miatt bekövetkező csökkenését a késleltetéssel arányosnak feltételezve azt kaptuk, hogy *a mért impulzus félértékszélességéből a valóságos impulzus félértékszélességet a*

$$\Delta t_v = \frac{\Delta t_m \sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\ln[2(1 - \frac{\Delta t_m}{1400})]}} \quad /1/$$

kifejezés adja, ahol Δt_v , ill. Δt_m a valóságos, illetve a mért félértékszélességet jelöli és pikoszekundumban mérendő. Az /1/

egyenletből pl. $\Delta t_m = 100$ ps esetében $\Delta t_v = 106$ ps, $\Delta t_m = 200$ ps esetében pedig $\Delta t_v = 227$ ps valóságos impulzushossz adódik.

V.2. Spektrum meghatározására használt eszközök

A relaxációs oszcilláció segítségével történő rövid fényimpulzus előállításánál a lézerfény spektrumát egy DFSz-8 spektrográffal vettük fel. A spektrográf főbb adatai: reciprok lineáris diszperziója $6 \frac{\text{\AA}}{\text{mm}}$, felbontása 60000, nyílásszáma 30. A spektrumot nem spektrállemezen rögzítettük, hanem egy OSA-500 optikai spektrum analizátort alkalmaztunk. A spektrográf ennek 12,5 mm-es targetjére képezte le a festéklézer spektrumát. Az analizátorral egyidejűleg $6 \frac{\text{\AA}}{\text{mm}} \cdot 12,5 \text{ mm} = 75 \text{ \AA}$ sávszélességet lehetett vizsgálni. A spektrográf-analizátor rendszer spektrális feloldását az analizátor térbeli feloldása határozta meg. A target 500 csatornából áll, és 3 - 4 csatorna a feloldási határ. Ez esetünkben azt jelenti, hogy a spektrális feloldás

$$\Delta\lambda = \frac{75 \text{ \AA}}{500} \cdot 3 = 0,45 \text{ \AA} \approx 0,5 \text{ \AA} \quad |2/$$

Nagyobb spektrális feloldást igénylő méréseknél *Fabry-Perot interferométert* /F-P/ alkalmaztunk. A F-P két fő jellemzője a *diszperziótartománya* $\Delta\lambda_{\max}$ és *finomsága* /F/. Egy *e* bázisu F-P diszperziótartománya [58]

$$\Delta\lambda_{\max} = \frac{\lambda^2}{2e} \quad |3/$$

A finomság csupán az interferométert alkotó tükör reflexiójától
/R/ függ



$$F = \frac{\pi \sqrt{R}}{1-R}$$

/4/

szerint.

Ezt az összefüggést azonban annak feltételezésével vezették le, hogy az interferométert kivilágító fény állandó intenzitású.

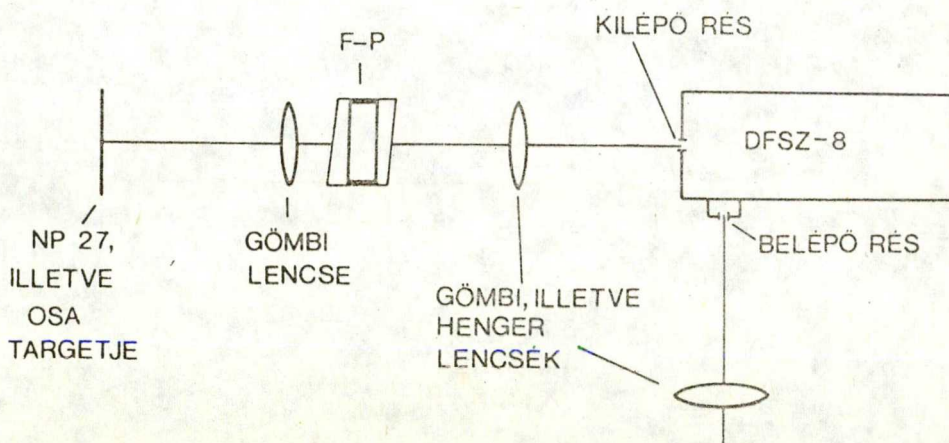
Abban az esetben, amikor az interferométert kivilágító fény az interferométer körülfutási idejével $|\tau = \frac{2e}{c}|$ összemérhető hosszúságú fényimpulzus, a szokásos módon [58] végzett számítás a /4/-ben megadottnál kisebb finomság értéket /és így nagyobb sáv-szélességet/ eredményez [59, 60]. Ez felveti azt a kérdést, hogy transzformáció határolt, vagy közel transzformáció határolt fényimpulzus sáv-szélességét meg lehet-e mérni F-P-rel.

Erre a kérdésre [59]-ben azt a választ adták, hogy nem lehet megmérni. [60] szerint viszont meg lehet, olyan F-P-rel, amely kielégíti azokat a feltételeket, amelyeket állandó intenzitású fénnel történő méréseknél is ki kell elégítenie. Vagyis a mért impulzus sáv-szélességének $\Delta\lambda_{\max}$ és $\Delta\lambda_{\max}/F$ értékek közé kell esnie. Azt azonban nem vizsgálták meg [60]-ban, hogy miként lehet a F-P-rel készített interferenciaképből a fényimpulzus sáv-szélességét meghatározni. Mivel méréseink során közel transzformációhatárolt fényimpulzusok spektrumait F-P-rel akartuk meghatározni, megvizsgáltuk, hogyan lehet a F-P-rel előállított interferencia gyűrűrendszer adataiból a fényimpulzus sáv-szélességét kiszámítani. Az erre vonatkozó számításainkat a függelék tartalmazza. Végeredményül azt kaptuk, hogy a F-P transzformáció határolt fényimpulzussal történő kivilágítás esetén pontosan olyan interferencia gyűrűrendszert hoz létre, mint konstans intenzitású, a transzformáció határolt fényimpulzus sáv-szélessé-

gével megegyező sávszélességű fénnel történő kivilágítás esetén. Így a sávszélességnek az interferencia-képből történő meghatározását a szokásos módon kell elvégezni.

F-P-rel történő méréseinknél IT 51-30 típusu interferométert használtunk. Az interferométer tükreinek reflexiója a gyártó cég előírása szerint $R=(87\div92)\%$. /4/ szerint ez azt jelenti, hogy az interferométer finomsága $F=(22,5\div37,7)$. A hosszú rezonátoru lézer keskenysávu fényét $e=3\text{mm}$ bázisu F-P-rel vizsgáltuk. Ennek diszperziótartománya $/\lambda=580\text{ nm hullámhosszu fényre}/ \Delta\lambda_{\text{max}}=0,21\text{ \AA}$. A mért sávszélesség sokkal nagyobb volt, mint $\Delta\lambda_{\text{max}}/F$, így az interferenciakép kiértékelésénél nem kellett dekonvolúciót alkalmazni. /A dekonvolúció elhagyásából származó hiba kisebb mint 3 %./

Olyan esetben, amikor egy szélessávu fény finom strukturáját akartuk meghatározni, a szélessávu fényt előbontottuk, és az előbontott fényt F-P-rel vizsgáltuk. Az elérendő felbontástól függően $d=5\text{ mm}$, ill. $d=0,6\text{ mm}$ bázisu interferométert használtunk. A F-P számára az előbontást monokromátorként alkalmazott DFSz-3 spektrográffal végeztük /3. ábra/.



3. ábra: Szélessávu fény, nagy felbontásu vizsgálatára alkalmazott elrendezés vázlata

A F-P által előállított interferenciaképet ORWO gyártmányu, NP 27 típusu filmre fényképeztük, és denzitométerrel értékeltük ki, illetőleg a rögzítést és kiértékelést OSA-500 optikai spektrum analizátorral végeztük. Az utóbbi esetben a spektrográfot hengerlencse segítségével világítottuk ki.

A hosszú rezonátoru lézer hangolásának ellenőrzését Oriel 7240 monokromátorral végeztük. Ez a rácsos készülék 1 nm pontosságú hullámhosszbeállítást tett lehetővé.

V.3. Energia mérésére használt eszköz

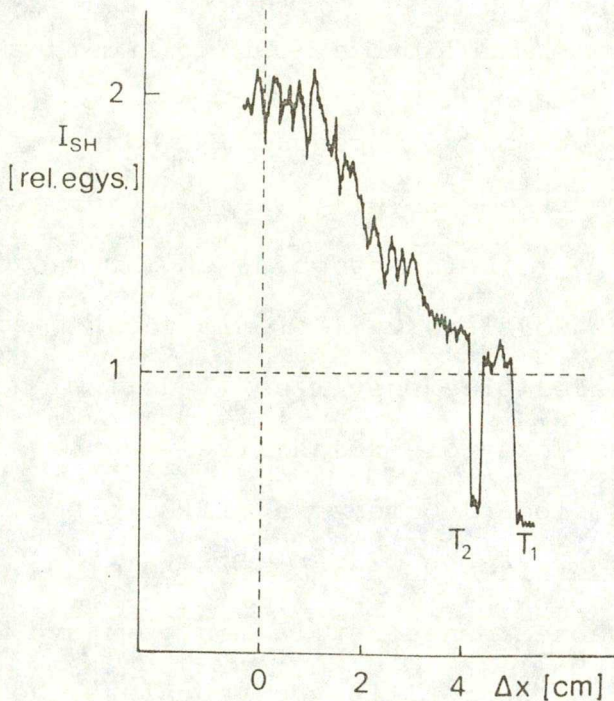
A nitrogénlézer és a festéklézer energiájának mérésére 14 NO típusjelzésű termoelektromos energiamérőt alkalmaztunk. Ennek főbb adatai: érzékenysége 25 mV/J, időállandója 10 s, a terget átmérője 1 cm.

A teljesítmény értéket az energia és az impulzushossz mérésekből nyert eredmények hányadosaként kaptuk.

VI. MÉRÉSI EREDMÉNYEK ÉS ÖSSZEHAISONLÍTÁSUK AZ ELMÉLETI EREDMÉ- NYEKKEL

VI.1. Relaxációs oszcilláció

Mivel a relaxációs oszcilláció jelenségét felhasználó rövid fényimpulzus előállításánál a várható impulzushossz mindössze 100 ps, az impulzus hosszát csak intenzitás-korreláció mérésével tudtuk meghatározni. Egy tipikus mért MH intenzitás-késleltetés függvényt az 1. ábra mutat.

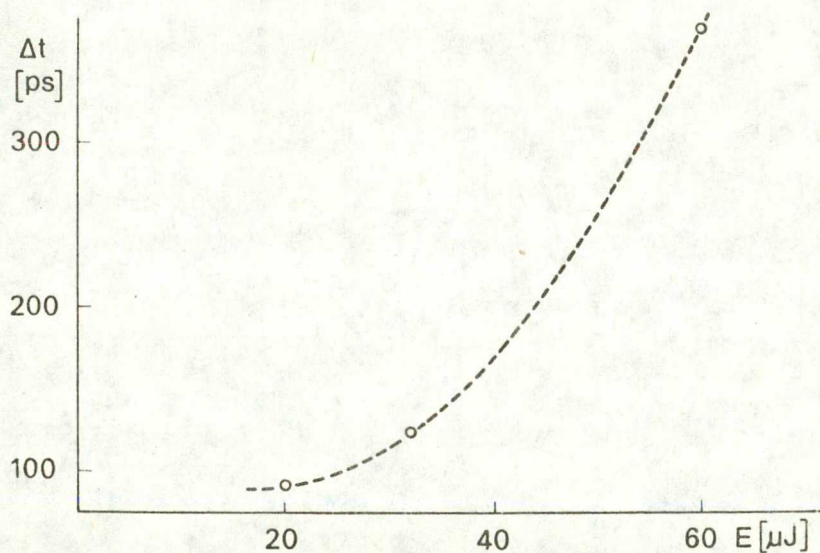


1. ábra: Egy tipikus MH intenzitás-késleltetés függvény

A nagy késleltetés értéknél a MH intenzitás hirtelen lecsökkenése azért következett be, mert eltakartuk a T_1 , illetve a T_2 /V.2. ábra/ tükröt $G^2(0)$ ellenőrzése céljából. Az intenzitás gör-

bén *nem* látható a II.2.b ábra II. görbájén megfigyelhető csucs. Ennek az az oka, hogy a nagy sávszélesség miatt az a csucs *olyan keskeny, hogy az átlagolás miatt eltűnik.* /A késleltetést kézzel lassan változtatva a csucst ki lehetett mérni./ Az intenzitás-korreláció görbék kiértékelésekor az impulzushosszt úgy számoltuk ki, hogy a fényimpulzust Gauss alakunak tételeztük fel.

Abban az esetben, ha a festéklézer a III. 6. ábrán bemutatott volt, a pumpálási energiát változtatva $E_p = 20 \mu\text{J}$ értéknél kaptunk minimális hosszúságú fényimpulzust. Ekkor a fényimpulzust 92 ± 11 ps, illetve az V.2. korrekciót figyelembe véve 97 ± 11 ps hosszúnak mértük. Ez az érték *közel van az elméletileg kiszámolt* /III.2.c ábra/ $\Delta t = 80$ ps impulzushosszhoz. Nagyobb pumpálási energiáknál a mérések szerint a lézer hosszabb fényimpulzust bocsát ki. A mérési eredményeket a 2. ábra mutatja.



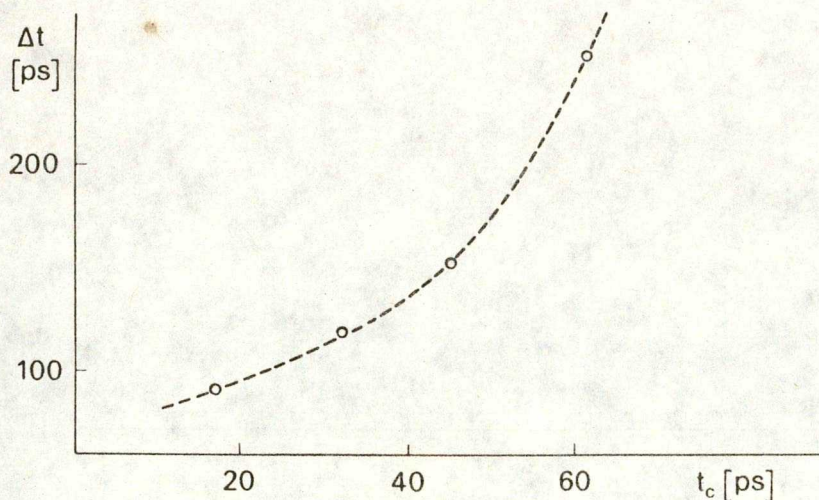
2. ábra: A festéklézerből kibocsátott fényimpulzus hosszának függése a pumpálási energiától

$E_p = 20 \text{ } \mu\text{J}$ -nál kisebb pumpálási energiák esetén nem tudtunk kiértékelhető méréseket végezni, mivel ezen a tartományon már nagyon érzékeny a festéklézer energiája a pumpálási energia megváltozására. Így nem tudtuk igazolni, hogy kisebb pumpáló energiák esetén az impulzushossz nő, /ld: III.2. ábra/, azonban az látszik a 2. ábráról, hogy $20 \text{ } \mu\text{J}$ -hoz közeli pumpálási energiánál kevésbé függ a festéklézer impulzushossz E_p -től, mint $50 \text{ } \mu\text{J}$ -nál nagyobb energia esetén. A 2. ábrát és a III.2. ábrát összehasonlítva, azt látjuk, hogy az elméletileg kiszámolt optimális energia $/E_p \approx 30 \text{ } \mu\text{J}/$ másfélszer akkora, mint a mért optimális energia. Ennek valószínűleg az az oka, hogy a kísérlet során a gerjesztett térfogat kisebb volt, mint amivel a számolásokat végeztük.

Megvizsgáltuk a relaxációs oszcillációval létrehozott fényimpulzus hosszának az üregélettartamtól való függését is. Az üregélettartamot úgy változtattuk, hogy az álló küvetta egyik oldalán a küvetta közepétől b távolságra elhelyeztünk egy $R=70 \text{ } \%$, illetve $R=100 \text{ } \%$ reflexióju tükört, és változtattuk a b távolságot. A következő t_c üregélettartam értékeknél mértünk: $t_{c1}=17 \text{ ps}$ /a küvetta két, egymástól $d=12,4 \text{ mm}$ -re lévő $R=3,5 \text{ } \%$ reflexióju kvarcüveg-levegő határfelülete a rezonátort alkotó két tükör/, $t_{c2}=32 \text{ ps}$ /a rezonátor egyik tükre az egyik kvarcüveg-levegő határfelület, a másik a tőle $d=13 \text{ mm}$ -re lévő $R=70 \text{ } \%$ -os dielektrikum tükör/, $t_{c3}=45 \text{ ps}$ /az egyik tükör a kvarcüveg-levegő határfelület, a másik a tőle $d=13 \text{ mm}$ -re lévő $R=100 \text{ } \%$ -os dielektrikum tükör/, $t_{c4}=61 \text{ ps}$ /az egyik tükör a kvarcüveg-levegő határfelület, a másik a tőle $d=26 \text{ mm}$ -re lévő $R=100 \text{ } \%$ -os dielektrikum tükör/. A mérési eredményeket a 3. ábra



mutatja.

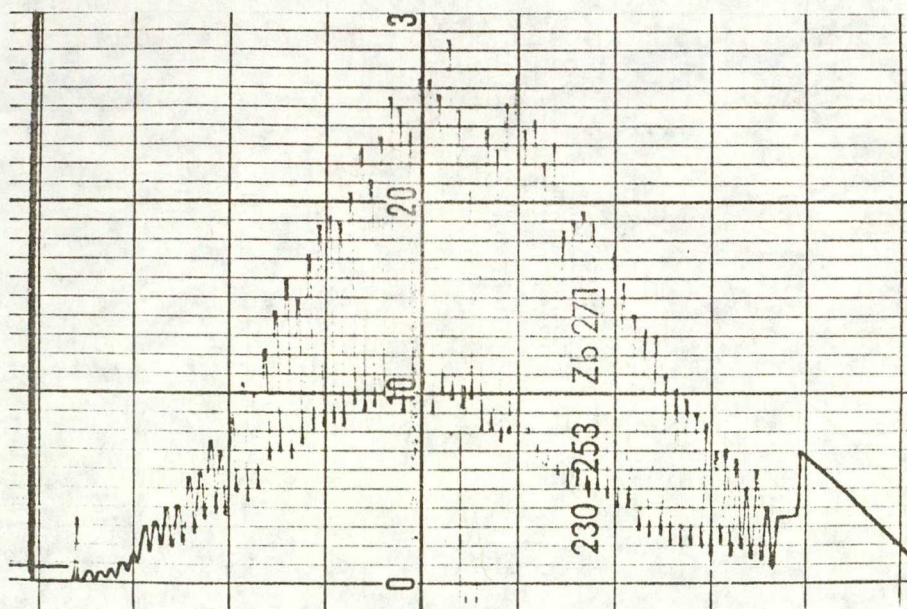


3. ábra: A festéklézerből kibocsátott fényimpulzus hosszának függése az üregélettartamtól

Ezeket az eredményeket a III.4. ábrán bemutatott számolási eredményekkel összehasonlítva, azt látjuk, hogy az impulzushossz az *elméletileg megjósolt módon* függ az üregélettartamtól. /Kis üregélettartamnál kevésbé, nagyobbánál jobban./ Azonban az is észrevehető, hogy az üregélettartamtól való függés mértéke különbözik a kiszámítottól. Ennek okát abban látjuk, hogy a kísérleteinkben felhasznált rezonátorokban kettőnél több reflektáló felület volt. t_c kiszámításánál mi csak a két legnagyobb reflexiójú felületet vettük figyelembe, így t_c -re egy *alsó* becslést adtunk.

A relaxációs oszcilláció segítségével történő rövid fényimpulzus előállításának vizsgálatakor a célunk az volt, hogy minél rövidebb impulzust állítsunk elő. Azonban sok alkalmazás szempontjából lényeges a lézerimpulzus spektrális tulajdonsága is. Ezért ezt is megvizsgáltuk különböző feloldásu és mérési tarto-

mányu mérő eszközökkel. A legkisebb feloldásu, de legnagyobb méréshatáru mérőeszközünk egy DFSz-8 spektrográfból és OSA-500 optikai spektrum analizátorból álló rendszer volt. Ezzel a mérőberendezéssel megmértük az álló küvettából kibocsátott fényimpulzus spektrumát különböző pumpálási energiák esetén. Egy így felvett görbe a 4. ábrán látható.



4. ábra: Álló küvettából kibocsátott lézerfény spektruma

A spektrumgörbék kiértékeléséből a következő eredményeket kaptuk. A lézerfény sávszélessége 150 μJ és 40 μJ pumpálási energiák esetében $\Delta\lambda = 4,5 \pm 0,2$ nm, illetve $\Delta\lambda = 3,2 \pm 0,2$ nm. A maximum helye ugyanezen pumpálási energiák esetén $\lambda = 578$ nm, illetve $\lambda = 579,8$ nm. /Ezek az adatok csak 2 nm pontosságúak, a két hullámhossz különbsége azonban 0,2 nm pontosságú./ A relaxációs oszcillációra felírt egyenleteink csak átlagos hatáskeresztmetszet adatokat tartalmaznak, így segítségükkel nem tudjuk kiszámítani a lézerfény spektrumát. Azonban ismerjük az egyenletek

megoldásából a gerjesztett állapotú molekulák számát, és így az ESE-hoz hasonló módon megbecsülhetjük a lézerfény spektrumának maximum helyét a IV.11. egyenlet segítségével. Ebből azt kapjuk, hogy a lézerfény spektrumának $E_p = 40 \mu\text{J}$ pumpálási energia esetén $\lambda \approx 580 \text{ nm}$ hullámhossznál van maximuma. A relaxációs oszcillációt leíró egyenleteket $E_p = 150 \mu\text{J}$ esetén nem oldottuk meg, de azt tudjuk, hogy ebben az esetben nagyobb lesz a gerjesztett molekulák száma, mint $E_p = 40 \mu\text{J}$ esetén, és így a spektrum a rövidebb hullámhosszak felé tolódik el. Látható, hogy a fenti becslésekkel jól egyeznek a mérési eredmények.

Mint a 4. ábra mutatja, az álló küvettából kibocsátott lézerfény spektruma *modulált*. A moduláció periódusa $\Delta\lambda = 0,99 \pm 0,04 \text{ \AA}$. Mivel az átlagos hullámhossz 580 nm , ez a modulációs periódus egy olyan F-P által létrehozott modulációs periódussal egyezik meg, amelynek bázisa $e = 1,70 \pm 0,07 \text{ nm}$. Ez az érték jól egyezik a küvettafal $d = 1,13 \text{ mm} \cdot 1,46 = 1,72 \text{ mm}$ optikai vastaságával. Nyilvánvaló tehát, hogy a 4. ábrán megfigyelhető moduláció a küvettafal okozta interferencia következménye. A DFSz-3 OSA-500 rendszerrel végzett mérésekből még azt is megállapítottuk, hogy kisebb pumpáló energia esetén $40 \mu\text{J}$ a moduláció mélyebb /a szomszédos intenzitás maximum és minimum aránya $\frac{I_{\max}}{I_{\min}} \approx 5,3/$ mint nagyobb $150 \mu\text{J}$ pumpáló energia esetén $\frac{I_{\max}}{I_{\min}} \approx 2,7/$. A modulációs mélység pontos értékét azonban ezzel a berendezéssel nem tudtuk meghatározni, mivel a modulációs periódus közel megegyezett a mérőrendszer feloldási határával. A modulációs mélység pontos mérésére az V.3. ábrán bemutatott elrendezést használtuk, A F-P bázisa $e = 0,6 \text{ mm}$ volt. A mérések szerint $\frac{I_{\max}}{I_{\min}} \gtrsim 10$.

Az V.3. ábrán bemutatott elrendezéssel végzett mérések azt mutatták, hogy nemcsak a küvettafal két felülete okozta moduláció lép fel a lézerfényben, hanem ennél sűrűbb moduláció is. Ennek vizsgálatára az $e=0,6$ mm bázisu F-P-t $e=5$ mm bázisúra cseréltük ki. Az így kapott berendezéssel végzett mérések szerint, a lézerfényben olyan modulációk is vannak, amelyeket egy $e=16,0 \pm 1,5$ mm bázisu F-P okozhat. Ha megnézzük a vizsgált lézer rezonátort /III.6. ábra/, azt látjuk, hogy abban egymástól a következő optikai uthosszra elhelyezkedő határfelületek/ amelyek reflektálhatnak/ vannak: $d_1=1,72$ mm, $d_2=10$ mm $\cdot$ $1,36=13,6$ mm, $d_3=13,6$ mm + $1,13$ mm $\cdot$ $1,46=15,3$ mm, $d_4=13,6$ mm + $2 \cdot 1,13$ mm $\cdot$ $1,46=17,0$ mm.

Ezekből az adatokból látható, hogy a mért "1,70 mm-es" modulációt az egymástól d_1 távolságra lévő felületeken, a mért "16,0 mm-es" modulációt pedig az egymástól d_3 és d_4 távolságra lévő felületeken történő reflexió miatt bekövetkező interferencia okozza.

/Az egymástól d_2 távolságra elhelyezkedő felületeken történő reflexió miatt bekövetkező interferencia valószínűleg elhanyagolható, mivel ezeknek a felületeknek kicsi a reflexiója./ A d_3 és d_4 távolságra lévő felületekhez rendelhető modulációra az jellemző, hogy az intenzitásmaximumok helye lövésről lövésre változik. Ezt mutatja az, hogy egy impulzussal felvett spektrumban

$\frac{I_{\max}}{I_{\min}} \approx 20, 30$ lövéssel felvett spektrumban viszont már csak

$\frac{I_{\max}}{I_{\min}} \approx 2$. Ezzel szemben az "1,70-es" moduláció stabil, 20 lövéssel felvett spektrumban is $\frac{I_{\max}}{I_{\min}} \gtrsim 10$. A "16,0 mm-es" moduláció

ingadozását azzal magyarázhatjuk, hogy az aktiv térben lövésről

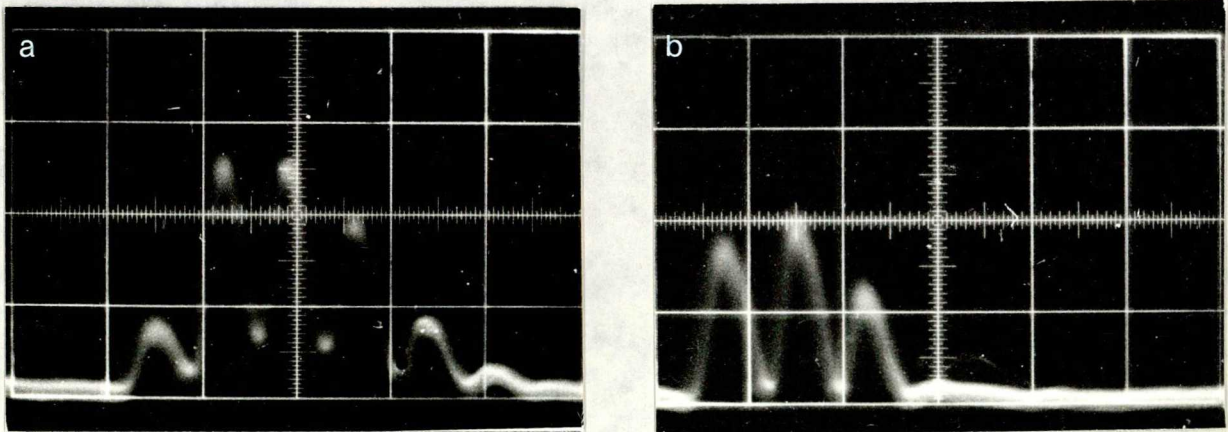
lövésre változik a festékoldat hőmérséklete, és így kismértékben megváltozik az optikai uthossz.

A vizsgált lézerek fényének megmértük a divergenciáját és az energiáját is. Ha a rezonátort a küvettafalak alkották, 20 μJ -os pumpálásnál a divergencia 1 mrad /visszintes/x4 mrad /függőleges/, az energia 1,5 μJ volt. Ez az energiaérték 0,7 szerese a számolások eredményeként kapott értéknek. Tükör alkalmazásával a függőleges divergencia lecsökkent 3 mrad értékre, és az energia kétszeresére nőtt.

VI.2. Hosszu rezonátoru lézer

A hosszú rezonátoru lézerrel kapcsolatos vizsgálatainkat azzal kezdtük, hogy megmértük a festékcella-kicsatoló tükör rendszerből a sávszűkítő rendszer felé kibocsátott fényimpulzus időtartamát. Azt tapasztaltuk, hogy az impulzushossz $/185 \pm 20/$ ps, illetve az V.2. korrekció figyelembevételével $/208 \pm 22/$ ps. Ez az eredmény összhangban van a IV. fejezet $/7'/-/12/-/13/$ egyenletrendszerének megoldásával, amely szerint 188 ps félértékszélességű fényimpulzust bocsát ki a festékcella a kísérleteknél használt késleltetés $/\tau_k \approx 140 \text{ ps}/$ és pumpálási energia $/E_p \approx 120 \mu\text{J}/$ esetén. /A számolások szerint a fényimpulzus 188 ps félértékszélességű, de aszimmetrikus. A felfutás 125 ps. Amint a IV. fejezetben bemutattuk, a lézerjel hossza közel a felfutási idővel egyezik meg, vagyis esetünkben nem 188 ps, hanem 125 ps hosszúságú impulzust várunk abban az esetben, ha a lézerfényt vizsgáljuk./

A IV. fejezetben felhívtuk a figyelmet arra, hogy a hosszú rezonátorból egymást rezonátor körülfutásnyi idővel követő több impulzus lép ki /IV.11. ábra/. Ezt az oszcilloszkóp segítségével végzett méréseink - melyekből kettőt az 5. ábra mutat - is igazolják. A lézer hullámhossza az *a* ábra esetén $\lambda_L = 604$ nm, a *b* ábra esetén $\lambda_L = 575$ nm.



5. ábra: Hosszu rezonátoru festéklézer fényének intenzitás-idő függvénye. $\lambda_L = 604$ nm /a/, illetve $\lambda_L = 575$ nm /b/. Eltérítési sebesség:

$$\left[2,5 \frac{\text{ns}}{\text{cm}}\right]^{-1}$$

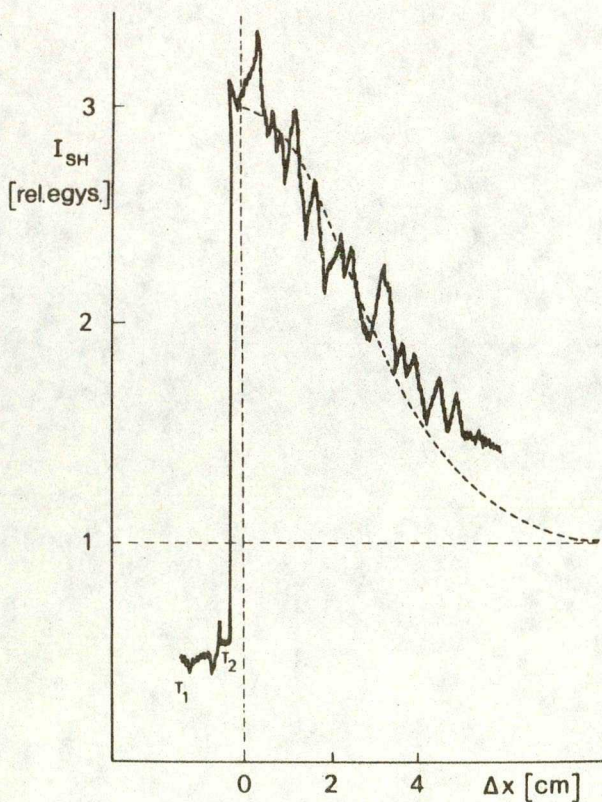
Az 5. ábrán jól látható, hogy a festéklézer fényimpulzusa valóban több csucsból áll. Az is megfigyelhető, hogy hosszabb hullámhossz esetén a csucsek száma több, és a maximális intenzitású csucs később jelentkezik, mint rövidebb hullámhossz esetén. Ezek a megfigyelések is összhangban vannak a IV.11. ábrával kapcsolatban tett megjegyzéseinkkel.

Mivel egyes fényimpulzust akartunk előállítani, a IV.12. ábrán bemutatott módon egy erősítőcellát használtunk a többcsu csu impulzus első csucsának kiválasztására /annak segítségével, hogy az első csucst jobban erősíti az erősítőcellában lévő

aktiv-anyag, mint a későbbiek, a populáció csökkenése miatt/. A lézer-erősítőcella rendszerből kilépő fényimpulzus valóban egy csucsból állt. Ennek az időtartamát intenzitás-korreláció mérés segítségével határoztuk meg. Mint a II.2. ábrán látható, az impulzushossznak az $f(\tau)$ függvényből történő viisszaszámolási módja függ attól, hogy az impulzus transzformáció határolt-e, vagy a sávszélesség sokkal nagyobb, mint amit az impulzushossz megengedne. Az első esetben $f(\tau)=2$ -nél kell megmérni az $f(\tau)$ függvény szélességét, a második esetben viszont $f(\tau)=1,5$ -nél. Ha az impulzus közel transzformáció határolt, $f(\tau)$ szélességét egy közbülső értéknél kell meghatározni. Hogy pontosan mekkora értéknél, az függ attól, hogy a sávszélesség-impulzushossz szorzat milyen közel van a Fourier-transzformáció által megengedett értékhez.

Az impulzushosszt olyan esetekben mértük, amikor a lézerben a reflexió rácsra $\alpha=67,5^\circ$, illetve $\alpha=73^\circ$ beesési szög alatt érkezett a festékcella-tükör rendszerből kibocsátott erősített ESE. Az első esetben olyan $f(\tau)$ függvényeket kaptunk, amelyeken a középső csucs, /ahol $f(\tau)$ értéke 2 és 3 között van/ észrevehetően elkülönül az impulzushossz által megszabott szélességű résztől, /ahol $f(\tau)$ értéke 1 és 2 között van/. Ezért ebben az esetben $f(\tau)=1,5$ -nél olvastuk le $f(\tau)$ szélességét. A viisszaszámolás eredményeként /az impulzusokat Gauss alakúnak feltételezve/ azt kaptuk, hogy a fényimpulzus $t=155\pm 25$ ps, illetve az V.2. korrekciót figyelembe véve $t_k=170\pm 27$ ps hosszu. Ez az adat egy a fényimpulzus hosszára tett *felső becslésnek* tekinthető.

A 6. ábra $\alpha=73^\circ$ beesési szög esetén kapott tipikus $f(\Delta x)$ függvényt mutat.



6. ábra: Hosszu rezonátoru lézer fényével felvett $f(\Delta x)$ függvény

Ezen a függvényen nem különül el az $f(\tau) > 2$ rész ($\tau = \frac{2\Delta x}{c}$) az $f(\tau) < 2$ résztől, így transzformáció határoltnak vélhetnénk a mért impulzust. Azonban $f(\tau)$ felfutása eltér a Gauss alaktól, ami arra utal, hogy nem transzformáció határolt az impulzus. Ezek alapján feltételezhetjük, hogy a mért impulzus nem teljesen transzformáció határolt, de közel az. Ezért az impulzushosszt úgy is kiszámoltuk az $f(\tau)$ függvényből, hogy $f(\tau) = 1,5$ -nél, és úgy is, hogy $f(\tau) = 2$ -nél mértük $f(\tau)$ szélességét. E kétfajta visszaszámolás eredményeként azt kaptuk, hogy a fényimpulzus hossza $\Delta t_1 = 228 \pm 15$ ps, illetve $\Delta t_2 = 130 \pm 21$ ps. Ezeknek az adatoknak az V.2. egyenlet szerinti korrekciójával $\Delta t_{1k} = 264 \pm 17$ ps,

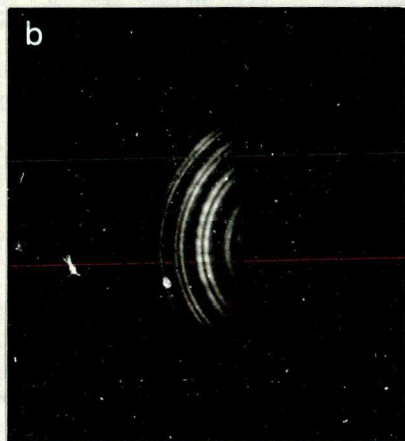
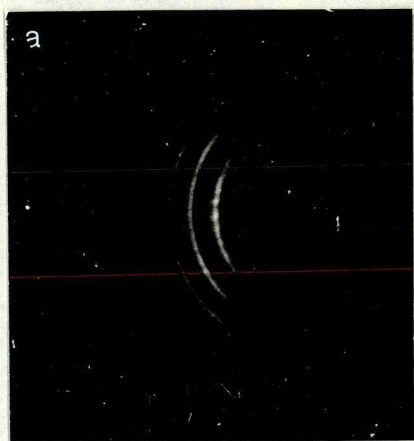
illetve $\Delta t_{2k} = /140 \pm 23/$ ps értékeket kapunk. A fényimpulzus valódi hossza e két érték közé eső értékkel egyezik meg. Látjuk tehát hogy az impulzushosszt csak kb. 33 % hibával tudjuk megadni. A továbbiakban Δt_{1k} és Δt_{2k} $\Delta t = 202$ ps számtani közepét fogjuk a fényimpulzus hosszának tekinteni.

Az elméleti számolásokból azt vártuk, hogy a festéklézer $\Delta t \approx 130$ ps hosszú impulzusokat bocsát ki. Ezzel szemben azt tapasztaltuk, hogy az impulzushossz ennél hosszabb, és minél nagyobb a lézerben a sávszűkítő rendszer felbontása, annál hosszabb a fényimpulzus. Ezek a megfigyelések azonban jól értelmezhetők, ha figyelembe vesszük, hogy a sávszűkítő rendszer a fényimpulzust időben kitágítja [62]. Annak a feltételezésével, hogy a bontórendszer felé olyan Gauss nyaláb halad, amely $2w_0 = 0,02$ cm nyalábnyakkal jellemezhető, azt kapjuk, hogy a bontórendszer egy Dirac-delta függvényt 104 ps $/\alpha = 67,5^\circ/$, illetve 194 ps $/\alpha = 73^\circ/$ félértékszélességű Gauss alakú függvénnnyé alakít át. Ezeket a függvényeket $\Delta t = 130$ ps félértékszélességű Gauss függvénnnyel konvoluálva $\Delta t' = 166$ ps, illetve $\Delta t' = 234$ ps impulzus félértékszélességet kapunk. Ezek az értékek már jól egyeznek a mért impulzushossz értékekkel./

A hosszú rezonátoru festéklézer-erősítő rendszerből kilépő fény spektrumának vizsgálatakor több impulzussal, illetve egy impulzussal felvett spektrumokat mértünk. Több impulzussal /az impulzusok száma 10-20/ felvett spektrum kiértékelésekor azt tapasztaltuk, hogy a lézerfény sávszélessége $\alpha = 67,5^\circ$, illetve $\alpha = 73^\circ$ beesési szögek esetén $\Delta\lambda = /0,098 \pm 0,013/ \text{ \AA}$, illetve $\Delta\lambda = /0,065 \pm 0,004/ \text{ \AA}$. Ezek az értékek jó egyezésben vannak a IV.2.

fejezetben becsült sávszélességekkel. A mért sávszélességet a mért impulzushosszal megszorozva olyan sávszélesség-idő szorzatot kaptunk, amely a Fourier transzformációs határ $3,3 / \alpha = 67,5^\circ /$, illetve $2,6 / \alpha = 78^\circ /$ szerese. A több impulzussal felvett spektrumok természetesen elsősorban nem arra jellemzőek, hogy a fényimpulzusnak mekkora a spektrális szélessége, hanem arra, hogy milyen a *spektrális stabilitása*. Azt, hogy a lézerefénynek milyen széles a spektruma /és azt, hogy mennyire közelíti meg a transzformációs határt/ az egy impulzussal felvett spektrumból tudjuk meghatározni.

Egy impulzussal felvett spektrumok esetén azt tapasztaltuk, hogy az impulzusok egy része egy keskeny spektrumvonalból áll /7.a. ábra/, az impulzusok másik része pedig kettőből /7.b. ábra/.

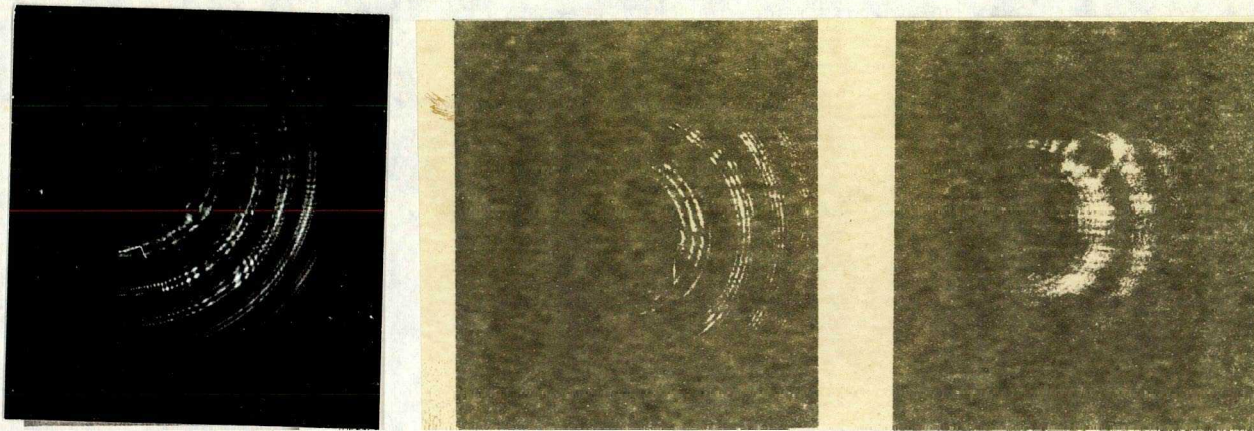


7. ábra: Két tipikus F-P felvétel

Abban az esetben, ha a lézerefény egy vonalból állt, ennek szélessége $\Delta\lambda = 0,029 \pm 0,004 \text{ \AA} / \alpha = 67,5^\circ /$, illetve $\Delta\lambda = 0,031 \pm 0,004 \text{ \AA} / \alpha = 78^\circ /$ volt. Vagyis gyakorlatilag a beesési szögtől függetlenül $\Delta\lambda = 0,03 \text{ \AA}$. Ezt az értéket a mért impulzushosszakkal megszorozva a Fourier transzformációs határ $1,02 / \alpha = 67,5^\circ /$, illetve $1,20 / \alpha = 78^\circ /$ szorosát kapjuk. Tehát a hosszú rezonátoru festéklézer-

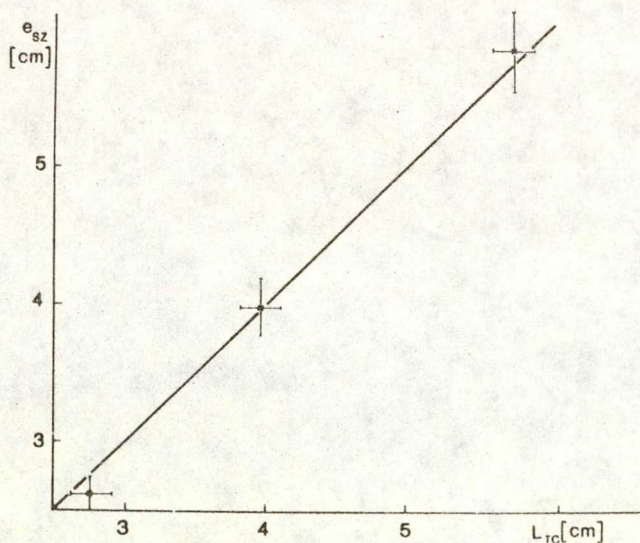
-erősítő rendszer által kibocsátott fényimpulzusok egy része - kb. a fele - gyakorlatilag transzformáció határolt.

Abban az esetben, ha a fényimpulzus spektruma két vonalból állt, az ezek közötti hullámhosszkülönbség megegyezett egy olyan F-P $\Delta\lambda_{\max}$ diszperziótartományával, amelynek e bázisa a kicsatoló tükörnek a festékcella kicsatoló tükörrel ellenkező oldali falától mért L_{TC} optikai távolságával egyezett meg. Annak igazolására, hogy ez az egyezés *nem véletlen*, megvizsgáltuk a festékcella-kicsatoló tükör rendszerből kibocsátott erősített ESE spektrumát az V.3. ábrán bemutatott mérőrendszerrel, L_{TC} különböző értékeinél. Három L_{TC} értéknél felvett F-P interferencia képet a 8. ábra mutat be. /Egy-egy felvétel kb. 800 impulzussal készült./



8. ábra: Az erősítőcella-kicsatoló tükör rendszerből kibocsátott fényimpulzussal felvett F-P interferencia kép

A 9. ábra a 8. ábrán bemutatott felvételek kiértékeléséből ki-számolt e_{sz} F-P bázistávolságot mutatja különböző L_{TC} értékek-nél.



9. ábra: A mérésekből kiszámolt bázistávolság L_{TC} függvényében

A kihuzott egyenes e_{sz} és L_{TC} *egyenlőségét* fejezi ki. Ezen az egyenesen a mérési határon belül rajta vannak a mérési pontok. Tehát a hosszú rezonátoru lézer által kibocsátott fényimpulzus spektrumában megfigyelhető vonalstruktúrát a festékcella fala és a kicsatoló tükör közötti interferencia jelenség okozza.

Véleményünk szerint ezt a jelenséget fel lehetne használni arra, hogy a lézerfény spektrumát stabilizáljuk, illetve elérjük, hogy minden impulzus egy vonalból álljon /, és így transzformáció határolt legyen/.

Ha ugyanis a tükröt közelebb tennénk a küvettához, akkor - a számolások szerint - egyrészt rövidebb lenne az impulzushossz /a bontórendszer okozta tágulást is figyelembe véve $\Delta t \approx 140-150$ ps lenne/, másrészt, mivel kisebb L_{TC} -hez nagyobb $\Delta \lambda_{max}$ tartozik, el lehetne azt érni $|\alpha=67,5^\circ$ esetén is/, hogy a bontórendszer csak egy "F-P" vonalat küldjön vissza az aktiv anyagba.



ÖSSZEFOGLALÁS

Jelen disszertáció első részében összefoglaltuk a rövid fényimpulzusok előállításának és mérésének főbb módszereit, /kivéve az elosztott visszacsatolású festéklézereket/. A disszertáció másik részében az előállítási módszerek közül kettővel foglalkoztunk, a relaxációs oszcillációt felhasználóval, és a hosszú rezonátort alkalmazóval. Mindkét módszer esetében TEA N_2 lézerrel gerjesztett festéklézer volt a vizsgálataink tárgya. A relaxációs oszcillációval kapcsolatos elméleti vizsgálatainknál a P. P. Sorokin [6] által felállított egyenletrendszer egy kibővített /az alapállapot abszorpcióját is figyelembe vevő/ formájával számoltunk. Ennek az egyenletrendszernek különböző értékű paraméterekkel nyert megoldásaiból a következő fontosabb megállapításokhoz jutottunk: 1., Abban az esetben, ha a pumpáló fényimpulzus t_w ideje kisebb, mint az aktiv anyag τ_{sp} fluoreszcencia csillapodási ideje /pl. TEA N_2 lézerrel gerjesztett festéklézer/, *nem lép fel* nagy modulációs mélységű oszcilláció, szemben a $t_w > \tau_{sp}$ /pl. alacsony nyomású N_2 lézerrel gerjesztett festéklézer/ esettel. 2., A pumpáló impulzushossz - festéklézer impulzushossz arány $t_w < \tau_{sp}$ esetén *kisebb*, mint $t_w > \tau_{sp}$ esetén. 3., 1,2 ns-os pumpáló impulzussal *100 ps-nál rövidebb* festéklézer impulzust lehet előállítani. 4., Rövid impulzus előállításához *nincs* szükség extrém kis üregelettartamu rezonátor alkalmazására.

A hosszú rezonátorú lézerrel kapcsolatos elméleti vizsgálatainknál a lézerműködést a lézerimpulzus kialakulásának megértése céljából a következő szakaszokra bontorruk fel: a., fényim-

pulzus keletkezése a festékcella-kicsatoló tükör rendszerben, b., a fényimpulzus sávszűkitése a spektrális bontó rendszerben, c., a keskenysávu fényimpulzus erősítése és alakváltozása a festékcella-kicsatoló tükör rendszerben. Az a., és c., folyamatokra felírt egyenletrendszerek segítségével meghatároztuk a pumpálási energia, és a festékcella-tükör távolság rövid fényimpulzus előállítása szempontjából optimális értékét, továbbá megállapítottuk, hogy a rezonátorban kis reflexióju kicsatoló tükröt kell alkalmazni. Ezután a lézerműködés teljes folyamatának leírására felállítottunk, és az optimális paraméterekkel megoldottunk, egy a [26]-ban közölthöz hasonló, de két tulajdonságban attól lényegesen eltérő egyenletrendszert. Az egyik eltérés az, hogy a festékcella véges kiterjedését nem vettük figyelembe. Ez azonban a [27]-ben végzett összehasonlító vizsgálatok, és saját megfigyeléseink szerint, a megoldásban nem okoz lényeges hibát. A másik jelentős eltérés a kétféle egyenletrendszer között az, hogy *figyelembe vettük /a szélessávu és keskenysávu fény külön történő felírásával/ azt a tényt, hogy a keskenysávu fényre nagyságrendekkel nagyobb a bontórendszer visszacsatolása, mint a szélessávu fényre.* Ez az eltérés már lényeges, és így modellünket a [26]-ban alkalmazott modell *ésszerű tökéletesítésének* tekinthetjük. Az egyenletrendszer megoldása azt mutatta, hogy - a lézerműködés egyes folyamatait külön-külön leíró egyenletrendszerek megoldásával összhangban - elő lehet állítani $\Delta t \lesssim 100$ ps hosszúságú, keskenysávu fényimpulzusokat /1,2 ns hosszúságú pumpálás esetén/ hosszú rezonátoru festéklézerrel. A megoldásból kitűnik az is, hogy egy pumpáló impulzus hatására egymást rezonátor

körülfutási idővel követő több festéklézer impulzus lép ki a lézerből.

Mindkét általunk vizsgált rövid fényimpulzus előállítási módszerrel közel 100 ps hosszú fényimpulzusokat állítottunk elő. Ilyen rövid időtartamok mérésére alkalmas elektronikai, vagy opto- elektronikai eszköz nem állt rendelkezésünkre. Ezért kiválasztottuk a számunkra legalkalmasabb intenzitás-korreláció mérő módszert /az azonos polarizációju és azonos irányban terjedő fényimpulzusokkal létrehozott felharmonikus keltést/, és *megépítettünk* egy ezen módszer alapján működő mérőrendszert.

A relaxációs oszcillációra vonatkozó kísérleteinkkel *igazoltuk* a számolások 2., 3., és 4., eredményét. /Az 1., megállapítást nem tudtuk igazolni, mivel nem állt rendelkezésünkre megfelelő feloldásu mérőműszer./ Ez egyben azt jelenti, hogy egy *nagyon egyszerű* felépítésű festéklézerrel elő tudtunk állítani 100 ps *hosszuságú* fényimpulzust, melynek sávszélessége 3,5 nm, energiája 1,5 μJ /tükörrel 3 μJ / volt. Ilyen impulzus közvetlenül is jól felhasználható /pl. fluoreszcencia csillapodási idő mérésnél/, azonban véleményünk szerint *elsősorban* injekciós célra alkalmas, /pl. segítségével megoldhatónak látszik kb. 10 ps hosszú fényimpulzust előállító N_2 lézerrel gerjesztett MSz festéklézernek a megépítése is/.

Célszerűnek tűnik a későbbiek során ilyen irányu vizsgálatoknak az elvégzése.

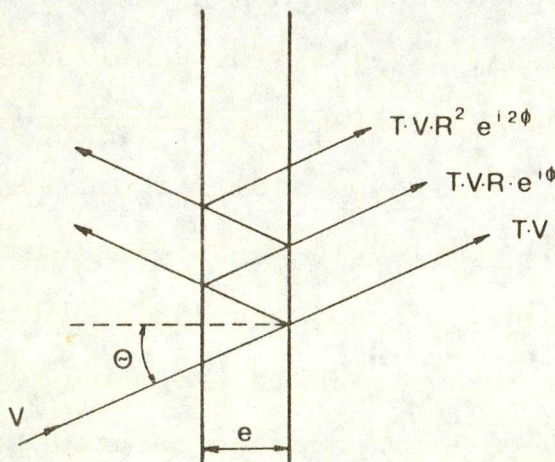
A hosszú rezonátoru lézerrel kapcsolatos kísérleteinkkel *igazoltuk*, hogy egy pumpáló impulzus hatására *több* fényimpulzus lép ki a festéklézerből. Ezek közül azonban egy erősítő segítségével egyszerűen ki tudtuk választani az első impulzust.

Azonban nem tudtunk előállítani olyan rövid impulzust, amilyent az elméleti számításaink megjósoltak. Ezt azzal magyarázzuk, hogy *a bontóelem az impulzust időben kitágítja*. Sikerült olyan lézert építeni, amely által kibocsátott fényimpulzusok egy része 150-200 ps hosszúságu, és *transzformáció határolt*, spektrális ingadozása pedig nem nagyobb, mint a sáv szélesség háromszorososa. Kísérleteink elvégzése során észrevettük, hogy a festékcella-kicsatoló tükör rendszerből a küvettafal-tükör távolsággal megegyező bázistávolságu F-P okozta spektrális modulációju fény halad a bontórendszer felé. Vizsgálataink alapján célszerűnek látszik a hosszú rezonátoru lézer működését leíró egyenletrendszert úgy továbbfejleszteni, hogy figyelembe vegye a fényimpulzusnak a bontóelem okozta időbeli kitágulását, és így megállapíthassuk, hogy az impulzussorozatból *melyik* impulzust érdemes erősítővel kiválasztani. Célszerű továbbá olyan méréseket elvégezni, amelyek során *a lézer paraméterei jobban megközelítik a számítások szerint optimális értékeket*. Ezáltal lehetségesnek tűnik 150 ps-os nagy spektrális stabilitásu transzformáció határolt fényimpulzusnak az előállítása.

F Ü G G E L É K

Rövid fényimpulzussal létrehozott Fabry-Perot interferencia gyűrűrendszer kiértékelési módjának meghatározása

A Fabry-Perot interferométer működési elvét az 1. ábra mutatja.



1. ábra: Sugármenet F-P-ben

Ha R reflexióju, $T=1-R$ transzmisszióju féligáteresztő tükrök által alkotott e bázisu interferométerre θ szög alatt

$$v(t) = v_0 \cdot e^{i\omega t} \quad /1/$$

analitikus jelű ω_0 körfrekvenciájú monokromatikus, konstans intenzitású $/v_0 = \text{állandó}/$ fényhullám esik, a különböző számú reflexió után az interferométerből /jobbra/ kilépő fénysugarak a $V_T = T \cdot V(t)$, $T \cdot V(t) R e^{i\phi}$, $T \cdot V(t) R^2 e^{i2\phi}$, analitikus jelekkel írható le, ahol $\phi = \omega \tau$, és $\tau = \frac{2e}{c} \cos \theta$, a szomszédos suga-

rák közötti fáziskülönbség, illetve késleltetési idő. Az interferométer mögé elhelyezett gyűjtőlencse ezeket a sugarakat fókuszpontjában egyesíti, így ott az eredő analitikus jel a

$$V_e(t) = T \cdot V(t) \cdot \sum_{n=0}^{\infty} R^n e^{in\Phi} \quad /2/$$

összeggel arányos. Az intenzitás értékére

$$I = V_e \cdot V_e^* \quad /3/$$

felhasználásával egyszerű számolás után az

$$I = \frac{T^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2 \Phi / 2} \quad /4/$$

kifejezést nyerjük. Ha az interferométert megfelelően nagy divergenciájú fénnel világítjuk meg, /mivel I Φ -n keresztül függ θ -tól/ a gyűjtőlencse fókuszsjában *interferencia gyűrűrendszer* észlelünk. Az egymás melletti gyűrűk intenzitásmaximumai egymástól 2π -vel különböző Φ értékhez tartoznak. /4/-ből megállapíthatjuk az $I(\Phi)$ függvény maximum helyei távolságának $/2\pi/$ a maximumok félértékszélességéhez $/\delta\Phi/$ való arányát $/F/$, vagyis az interferométer finomságát. Erre az

$$F = \frac{2\pi}{\delta\Phi} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad /5/$$

kifejezést kapjuk. Spektrum vizsgálatára használt F-P esetén F jellemző értéke $F=(20-100) / R=(35-97)\%$ /. Spektrum méréseknél azt használjuk ki, hogy Φ függ ω -tól, és így különböző ω -ra különböző θ -nál lesz maximális intenzitás. A vizsgálható sávszélesség felső határát jelenti az a $\Delta\omega_{\max} = \omega - \omega'$ körfrekvencia

különbség, amelynél /azonos θ mellett/ az ω -hoz tartozó Φ 2π -vel különbözik az ω' -hez tartozó Φ -tól. Ez a különbség

$$\Delta\omega_{\max} = \frac{2\pi}{\tau} = \frac{2\pi c}{2e \cos\theta} \quad . \quad /6/$$

A mérhető sávszélességet alulról a monokromatikus fényre adott véges $\delta\Phi$ intenzitás félértékszélesség korlátozza az intenzitásmérés véges pontossága miatt.

Igy F-P-rel a

$$\Delta\omega_{\max} > \Delta\omega > \frac{\Delta\omega_{\max}}{F} \quad /7/$$

egyenlőtlenséget kielégítő $\Delta\omega$ sávszélességű fény vizsgálható.

/A gyakorlatban olyan e bázisu interferométerrel érdemes dolgozni, amelynél a vizsgált fény sávszélessége sokkal nagyobb, mint

$\frac{\Delta\omega_{\max}}{F}$, mivel ekkor nem kell a /4/ függvénnyel dekonvoluálni a mért $I(\Phi)$ függvényt./ A /7/ egyenlőtlenségnek eleget tevő fényvel történő kivilágítás esetén a F-P által a τ késleltetésnek megfelelő irányban átbocsátott ω körfrekvenciájú fény intenzitását az

$$i(\tau, \omega) = \frac{T^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2 \frac{\omega\tau}{2}} \cdot i_0(\omega) \quad /4'/$$

függvény adja meg, ahol $i_0(\omega)$ az interferométert kivilágító fény spektruma. A τ -nak megfelelő θ irányban átengedett összenergia pedig az

$$i(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{T^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2 \frac{\omega\tau}{2}} \cdot i_0(\omega) d\omega \quad /4''/$$

egyenletből számítható ki.

Transzformáció határolt véges hosszúságú fényimpulzussal létrehozott F-P interferencia képe is kiszámolható a fent bemutatott módon, csak két különbséget kell figyelembe venni. Az egyik különbség az, hogy /1/-ben V_0 függ az időtől, vagyis nem emelhető ki a

$$V_e(t) = T \cdot \sum_{n=0}^{\infty} V(t) \cdot R^n \cdot e^{in\Phi} \quad /2'/$$

összegezésben, ezért az összegezés nem végezhető el a mértani sorra vonatkozó összegezési szabály alapján, az összegezést numerikusan kell elvégezni. A másik különbség az, hogy a /2'/-ből /3/ alapján kiszámított $I(\Phi)$ függvény közvetlenül megadja a spektrumot $I(\omega)$ -t, nem kell a vizsgált fényimpulzus spektrumába eső különböző ω -ju monokromatikus összetevőket figyelembe venni, hiszen a transzformáció határolt fényimpulzus monokromatikus olyan értelemben, hogy analitikus jele

$$V(t) = V_0(t) \cdot e^{i\omega_0 t} \quad /8/$$

alakba írható. $I(\Phi)$ meghatározásánál ω_0 -al számolunk./

A fenti eljárással kiszámoltuk az $I(\Phi)$ intenzitáseloszlást olyan esetben, amikor a F-P bázisa $e=8$ mm, reflexiója $R=0,9$, a vizsgált fényimpulzus 155 ps intenzitás-félértékszélességű Gauss alakú impulzus. A számolásnál az időbeli lépésközt $\tau_0 = \frac{2e}{c}$ -nek választottuk. Eredményül olyan $\delta\Phi$ félértékszélességű $I(\Phi)$ függvényt kaptunk, melyből a

$$\Delta\omega = \frac{\Delta\omega_{\max} \cdot \delta\Phi}{2\pi} \quad /9/$$

egyenlet alapján számolható sáv szélesség a 155 ps-hoz tartozó

Fourier transzformációs párból nyert sáv szélesség 1,13 szorosa. Ez az eredmény arra utal, hogy transzformáció határolt fényimpulzusok esetén ugyanolyan interferenciakép keletkezik, mint a transzformáció határolt fényimpulzus sáv szélességével megegyező sáv szélességű konstans intenzitású fény esetén. Ezt azonban *nem tudjuk* a fenti módszerrel egzaktan bizonyítani a numerikus számolások véges pontossága miatt.

A kétféle fényimpulzussal nyert interferenciakép azonosságát azonban *be tudjuk bizonyítani* a [61]-ben elvégzett számoláshoz hasonló módon. [61]-ben a szerzők kiszámolták a F-P által átengetett spektrumot úgy, hogy nem /1/ alakú, hanem éppen ellenkezőleg

$$V(t) = V_0 \cdot \delta(t) \quad /10/$$

alakú analitikus jellel számoltak. Ha /10/-el leírható kollimált nyaláb világít meg egy τ késleltetési idejű F-P-t, az interferométer tuloldalán a többszöri reflexió útján létrejövő eredő analitikus jel a

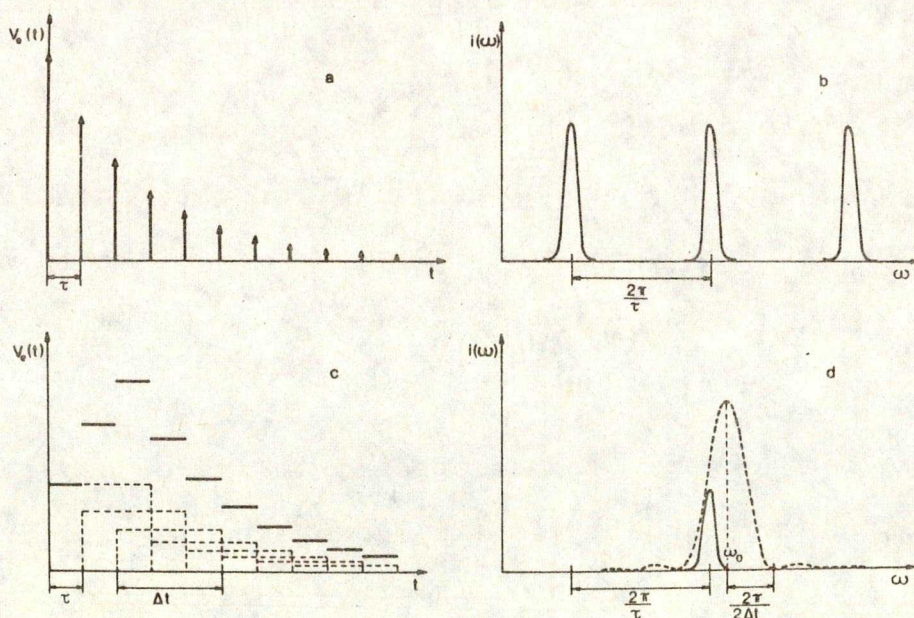
$$V_e(t) = T \cdot \sum_{n=0}^{\infty} V_0 \cdot R^n \cdot \delta(t - n\tau) \quad /11/$$

egyenlettel írható le /2.a ábra/. $V_e(t)$ Fourier transzformáltjából, $v(\omega)$ -ból az $i(\omega)$ intenzitás spektrum az

$$i(\omega) = v(\omega) \cdot v^*(\omega) \quad /12/$$

egyenlet alapján nyerhető. [61]-ben a szerzők a fenti módszerrel az

$$i(\omega) = \frac{(4\pi^2)^2 \cdot T^2 \cdot V_0^2}{\tau^2 \cdot (\alpha^2 + \omega^2)} \otimes \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta\left(\omega - \frac{2\pi n}{\tau}\right) \quad /13/$$



2. ábra: F-P-en átbocsátott fény $V(t)$ és $i(\omega)$ függvénye

összefüggést vezették le, ahol $\alpha = \frac{1}{\tau} \ln R$, $\otimes$ pedig a konvolúció műveletét jelöli. A [13] függvényt a 2.b ábra mutatja. Tehát [61]-ben megmutatták, hogy egy F-P $I(t) = \delta(t)$ alakú bemenő jelből, melynek spektruma $i(\omega) = 1$ olyan spektrumot enged át, amely egymástól $\frac{2\pi}{\tau}$ távolságra lévő Lorentz alakú függvényekkel írható le.

Ha a F-P-t spektrumvizsgálatra akarjuk felhasználni, akkor divergáló /vagy konvergáló/ fénnel kell kivilágítani. A különböző θ irányokhoz különböző τ érték tartozik, és így a különböző irányokban különböző spektrumot bocsát át a F-P, azonban az átbocsátott energia a fenti esetben nem függ az iránytól. Így nem lehet spektrumot vizsgálni. Ez az eredmény összhangban van a [7] feltétellel.

Most vizsgáljuk meg a F-P viselkedését a [61]-ben alkalmazotthoz hasonló módon, olyan esetben, amikor az interferométer a [7] feltételnek eleget tevő transzformáció határolt fényimpulzus-

sal van kivilágítva. Ekkor a fényimpulzus analitikus jele /8/ alakú. Az interferométer tuloldalán a többszöri reflexió után létrejövő eredő analitikus jel a

$$V_e(t) = \left[\sum_{n=0}^{\infty} TR^n \delta(t-n\tau) \right] \otimes [V_o(t) e^{i\omega_o t}] \quad /14/$$

kifejezéssel egyenlő. A 2.c ábra egy $V'_e(t)$ függvényt ábrázol, amely abban különbözik $V_e(t)$ -től, hogy $V(t)$ /8/ helyett $V(t) = V_o(t)$ alakú. / $V_o(t)$ az ábrázolt esetben egy négyszög függvény./ Az $R^n = e^{n \ln R}$ azonosság felhasználásával /14/-ből a

$$V_e(t) = T \left[e^{\frac{t}{\tau} \ln R} \sum_{n=0}^{\infty} \delta(t-n\tau) \right] \otimes [V_o(t) e^{i\omega_o t}] \quad /15/$$

egyenletet kapjuk. Bevezetve az

$$e(t) = \begin{cases} T e^{\alpha t} & t \geq 0 \\ 0 & t < 0 \end{cases} \quad /16/$$

jelölést, az analitikus jel

$$V_e(t) = [e(t) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t-n\tau)] \otimes [V_o(t) e^{i\omega_o t}] \quad /17/$$

alakra írható. $V_e(t)$ Fourier transzformáltját egyszerűen meghatározhatjuk, ha alkalmazzuk a következő összefüggéseket:

$$\begin{aligned} FT[f(t) \otimes g(t)] &\sim F(\omega) G(\omega) \\ FT[f(t) \cdot g(t)] &\sim F(\omega) \otimes G(\omega) \\ FT[f(t) e^{i\omega_o t}] &\sim F(\omega - \omega_o) \end{aligned} \quad /18/$$

$$FT[e(t)] \sim T \cdot \frac{-1}{\alpha + i\omega}$$

$$FT\left[\sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t-n\tau)\right] \sim \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta\left(\omega - p \frac{2\pi}{\tau}\right),$$

ahol FT a Fourier transzformáció műveletét jelenti. /13/ figyelembevételével azt kapjuk, hogy $V_e(t)$ Fourier transzformáltja egy konstans tényezőtől eltekintve a

$$v(\omega) = \left[\frac{-1}{\alpha + i\omega} \otimes \sum_{p=-\infty}^{\infty} \delta\left(\omega - p \frac{2\pi}{\tau}\right) \right] \cdot v_0(\omega - \omega_0) \quad /19/$$

kifejezéssel egyenlő, ahol $v_0(\omega) = FT[V_0(t)]$. A /19/ által leírt fény spektrális intenzitására /12/ alkalmazásával az

$$i(\omega) = \left[\frac{1}{\alpha^2 + \omega^2} \otimes \sum_{p=-\infty}^{\infty} \delta\left(\omega - p \frac{2\pi}{\tau}\right) \right] \cdot i_0(\omega - \omega_0) \quad /20/$$

függvényt kapjuk, ahol $i_0(\omega - \omega_0) = v_0(\omega - \omega_0) \cdot v^*(\omega - \omega_0)$. /20/ első tagjában a konvolúciót elvégezve az

$$i(\omega) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \frac{1}{\alpha^2 + \left(\omega - p \frac{2\pi}{\tau}\right)^2} \cdot i_0(\omega - \omega_0) \quad /21/$$

kifejezést nyerjük.

A 2.d ábra $i(\omega)$ -t mutatja olyan esetben, amikor a F-P-t kivilágító fény analitikus jele

$$v(t) = \begin{cases} v_0 e^{i\omega t} & 0 < t < 3\tau \\ 0 & t < 0, t > 3\tau \end{cases} \quad \text{alaku.}$$

A szaggatott vonal $i_0(\omega - \omega_0)$ -t ábrázolja. Ha a F-P-t divergáló fénnel világítjuk meg, θ változásával változik τ , így /21/ első tagja elcsuszlik a másodikhoz képest, emiatt szorzatuk megváltozik, vagyis a különböző irányokban más spektrumot enged át a F-P. Spektrum méréseknél a különböző irányokban átengedett összenergiát mérjük. Az ezt megadó $i(\tau)$ függvény a /21/ ω -ra történő integ-

rálásával kapjuk:

$$i(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \frac{1}{\alpha^2 + (\omega - p \frac{2\pi}{\tau})^2} \cdot i_0(\omega - \omega_0) d\omega \quad /22/$$

A /22/ és /4''/ egyenletek összehasonlításából látható, hogy $\Delta\omega \gg \frac{\Delta\omega_{\max}}{F}$ feltétel teljesülése esetén az $i(\tau)$ függvény alakja gyakorlatilag nem függ attól, hogy a F-P-t kivilágító fényimpulzus konstans intenzitású, vagy transzformáció határolt-e.

IRODALOMJEGYZÉK

- [1] R. Wallenstein, T. W. Hänsch: Opt. Commun., 14, 353 /1975/
- [2] I. S. Ruddock, D. J. Bradley: Appl. Phys. Lett., 29, 296 /1976/
- [3] Bor Zsolt: Hangolható pikoszekundumos lézerimpulzusok generálása elosztott visszacsatolású festéklézerrel /kandidátusi értekezés/ Szeged, 1980.
- [4] H. Statz, G. de Mars: Quantum Electronics /ed. by C. H. Townes/, Columbia University Press, New York, 530, /1960/
- [5] D. Röss: J. Appl. Phys., 37, 2004 /1966/
- [6] P. P. Sorokin, J. R. Lankard, E. C. Hammond, V. L. Moruzi: J. res. and dev. IBM, 11, 130 /1967/
- [7] Y. Miyazoe, M. Moeda: IEEE QE, 7, 36 /1971/
- [8] C. Lin: IEEE QE, 11, 602 /1975/
- [9] W. Müller, H. Weber: Opt. Commun., 23, 440 /1977/
- [10] C. Lin, C. V. Shank: Appl. Phys. Lett., 26, 389 /1975/
- [11] H. Salzmänn, H. Strohwaldd: Physics Lett., 57A, 41 /1976/
- [12] J. B. Atkinson, F. P. Pace: IEEE QE, 9, 569 /1973/
- [13] Marx György: Kvantummechanika, Műszaki Könyvkiadó /1971/
- [14] H. Kogelnik, T. Li: Proc. IEEE, 54, 1312 /1966/
- [15] D. C. Champeney: Fourier transform and their physical applications, Academic Press, London, New York /1973/
- [16] J. A. Fleck: Appl. Phys. Lett., 12, 178 /1968/
- [17] D. J. Kuizenga, A. E. Siegman: IEEE QE, 6, 694 /1970/
- [18] E. G. Arthurs, D. J. Bradley, A. G. Roddie: Appl. Phys. Lett., 23, 88 /1973/
- [19] E. G. Arthurs, D. J. Bradley, T. J. Glynn: Opt. Commun., 12, 136 /1974/

- [20] G. H. C. New: IEEE QE, 10, 115 /1974/
- [21] R. J. von Gutfeld: Appl. Phys. Lett., 18, 481 /1971/
- [22] S. A. Borgström: Phys. Scripta, 14, 92 /1976/
- [23] R. Wyatt: Opt. Commun., 26, 429 /1978/
- [24] G. Veith, A. J. Schmidt: Opt. Commun., 30, 437 /1979/
- [25] B. Rácz, Zs. Bor, I. Ketskeméty, L. Kozma, G. Szabó:
3rd Conference on Luminescence, Szeged, Conf. Dig., 2,
291 /1979/
- [26] R. Wyatt: Appl. Phys., 21, 353 /1980/
- [27] B. Rácz, G. Szabó: Acta Phys. et Chem., Szeged, 26,
/1980/
- [28] G. Szabó, Zs. Bor, I. Ketskeméty, L. Kozma, B. Rácz:
3rd Conference on Luminescence, Szeged, Conf. Dig., 2,
285 /1979/
- [29] Е. Н. Завойский, С. Д. Фанченко: Докл. Акад. наук СССР,
108, 218 /1956/
- [30] M. Ya. Schelev, M. C. Richardson, A. J. Alcock: Appl.
Phys. Lett., 18, 354 /1971/
- [31] D. J. Bradley, B. Liddy, W. E. Sleat: Opt. Commun., 2,
391 /1971/
- [32] D. J. Bradley, J. F. Higgins, M. H. Key: Appl. Phys. Lett.,
16, 54 /1970/
- [33] D. J. Bradley, B. Liddy, W. Sibbett, W. E. Sleat: Appl.
Phys. Lett., 20, 211 /1972/
- [34] D. J. Bradley, W. Sibbett: Appl. Phys. Lett., 27, 382 /1975/
- [35] E. I. Blount, J. R. Klauder: J. Appl. Phys., 40, 2874 /1969/
- [36] K. Hamal, T. Daricek, V. Kubecek, A. Novatony, M. Vrobova:
IEEE QE, 8, 600 /1972/

- [37] D. H. Auston: Appl. Phys. Lett., 13, 249 /1971/
- [38] H. A. Pike, M. Hercher: J. Appl. Phys., 41, 4562 /1970/
- [39] D. von der Linde: IEEE QE, 8, 328 /1972/
- [40] D. A. Auston: IEEE QE, 7, 465 /1971/
- [41] J. H. Bechtel, W. L. Smith: J. Appl. Phys., 46, 5055
/1975/
- [42] J. A. Giordmaine, P. M. Rentzepis, S. L. Shapiro, R. W.
Wecht: Appl. Phys. Lett., 11, 216 /1967/
- [44] M. A. Duguay, A. T. Mattick: Appl. Opt., 10, 2162 /1971/
- [45] E. P. Ippen, C. V. Shank: Appl. Phys. Lett., 26, 92
/1975/
- [46] D. A. Kleinman: Laser Handbook /ed. by F. T. Arecchi,
E. O. Schulz - Dubois/ North-Holland, Amsterdam, Vol. 2.
Chap. E 4, /1972/
- [47] J. Comly, E. Garmire: Appl. Phys. Lett., 12, 7 /1968/
- [48] H. P. Weber: J. Appl. Phys., 38, 2231 /1967/
- [49] H. A. Haus, C. V. Shank, E. P. Ippen: Opt. Commun., 15,
29 /1975/
- [50] J. Janszky, G. Corradi, R. N. Gyuzalian: Opt. Commun.,
23, 293 /1972/
- [51] R. N. Gyuzalian, S. B. Sogomonian, Z. Gy. Horváth: Opt.
Commun., 29, 239 /1979/
- [52] C. Kolmeder, W. Zinth, W. Kaiser: Opt. Commun., 30, 453
/1979/
- [53] D. Gloge, T. P. Lee: IEEE QE, 7, 43 /1971/
- [54] E. P. Ippen, C. V. Shank, A. Dienes: Appl. Phys. Lett.,
21, 348 /1972/
- [55] I. Sánta, B. Rácz, L. Kozma, B. Német: Acta Phys. et
Chem., Szeged, 24, 395 /1978/

- [56] I. Shosan, U. P. Oppenheim: Opt. Commun., 25, 375 /1978/
- [57] B. Rácz, Zs. Bor, S. Szatmári, G. Szabó: Opt. Commun.,
36, 399 /1981/
- [58] M. Born, E. Wolf: Principles of optics, Pergamon Press,
323 /1975/
- [59] Héléne Daussy, Roger Dumanchin, Olivier de Witte: Appl.
Opt., 17, 451 /1978/
- [60] C. Roychoudhuri: J. Opt. Soc. Am., 65, 1418 /1975/
- [61] O. Kafri, S. Kimel, S. G. Lipson: Appl. Opt., 14, 854
/1973/
- [62] N. H. Schiller, R. R. Alfano: Opt. Commun., 35, 451 /1980/

Ezuton mondok köszönetet dr. Ketskeméty István egyetemi tanárnak, a Kutatócsoport vezetőjének az értekezés összeállításakor adott hasznos tanácsaiért és kritikai észrevételeiért. Köszönettel tartozom dr. Kozma László egyetemi tanárnak a Molekuláris Lumineszcencia Részleg vezetőjének, aki munkámat ösztönző figyelemmel kísérte, és biztosította az értekezés elkészítésének feltételeit.

Üszinte köszönetemet fejezem ki dr. Rácz Béla és dr. Bor Zsolt tudományos munkatársaknak, akik figyelmemet a témára felhívták, és akiknek szakmai tanácsaira mindig számithattam.

Megköszönöm dr. Sánta Imre és dr. Német Béla adjunktusok közreműködését, akik a kísérleteknél felhasznált TEA N₂ lézert megépítették, és a mérésekkel kapcsolatos technikai problémák megoldásában segítségemre voltak.

Köszönetet mondok a Kutatócsoport azon tagjainak is, akik tanácsaikkal hozzájárultak a vizsgálatok sikerességéhez.

Köszönet illeti Horváth Lajosné és Sándor-Bódi Edit labo-ránsokat a disszertáció formai kivitelezésében való közreműködésükért.

