

B 2864

ULTRARÖVID FÉNYIMPULZUSOK ELŐÁLLÍTÁSA TÉRBELI LYUK-ÉGETETT

ELOSZTOTT VISSZACSATOLÁSÚ FESTÉKLÉZERREL

Egyetemi doktori értekezés

Írta:

Ráksi Ferenc

Készült a József Attila Tudományegyetem

Kísérleti Fizikai Tanszékén

Szeged

1988

Approved for Release by NSA on 05-08-2014 pursuant to E.O. 13526

1. [Faint text]

2. [Faint text]

3. [Faint text]



4. [Faint text]

5. [Faint text]

6. [Faint text]

7. [Faint text]

8. [Faint text]

9. [Faint text]

10. [Faint text]

11. [Faint text]

12. [Faint text]

13. [Faint text]

TARTALOMJEGYZÉK

Bevezetés.....	4
I. Tudományos előzmények.....	6
1. Az elosztott visszacsatolású lézerek működési elve, alapvető típusai.....	6
2. Az elosztott visszacsatolású lézerek elméleti leírása...9	
3. Az elosztott visszacsatolású festéklézerek kísérleti megvalósítása során fellépő problémák.....	18
a, EVFL-ek gerjesztése nem koherens fényforrással.....	20
b, Az EVFL-ek hangolása.....	22
c, Egyes impulzus generálás.....	25
4. Az értekezésben vizsgálni kívánt problémák kijelölése..	20
II. A térbeli lyuk-égetett elosztott visszacsatolású fes- téklézer működésének a leírása.....	30
1. A lézer működési elve.....	30
2. A lézer működését leíró differenciálegyenlet-rendszer..	32
3. Az egyenletrendszer diszkussziója.....	38
III. A térbeli lyuk-égetett elosztott visszacsatolású fes- téklézer kísérleti megvalósítása.....	51

1. A működés kísérleti demonstrálása.....	51
2. Széles sávban hangolható egyes-impulzusú lyuk-égetett EVFL.....	54
3. A továbbfejlesztés lehetőségei.....	64
A tudományos eredmények összefoglalása.....	68
Irodalomjegyzék.....	69
Köszönetnyilvánítás.....	71

BEVEZETÉS

A természet gyorsan lejátszódó jelenségeinek a vizsgálata mindig a kutatások homlokterében állt. A jelenségek dinamikája a vizsgált objektumok tulajdonságairól, kölcsönhatásairól nyújt információt. Az időbeli felbontás növelésével újabb és újabb jelenségek tárulnak a szemünk elé. Érthető tehát, hogy a kutatók egyre jobb időbeli felbontású mérőműszerek kifejlesztésére törekcszenek.

Az elektronikus eszközök felbontóképessége a $\sim 10^{-10}$ s határig növelhető. A 10^{-13} - 10^{-10} s idő alatt lejátszódó jelenségek vizsgálatára optikai mérési eljárásokat fejlesztettek ki. Ezek közül a legfontosabbak a gerjesztés-próba kísérletek, ahol egy ultrarövid lézerimpulzus meghatározott energiát közöl a vizsgálni kívánt rendszerrel, majd megfelelően késleltetett újabb fényimpulzusok segítségével a rendszer válasza tanulmányozható. Mivel az időbeli feloldás összemérhető az impulzusidővel, az ultrarövid fényimpulzusokat előállító lézerek kutatása, fejlesztése igen fontos feladat.

A legrövidebb fényimpulzusokat módusszinkronizált lézerek segítségével állítják elő ($\sim 10^{-13}$ s). Az impulzusok további időbeli kompressziójával 10^{-14} s érhető el. Számos mérés elvégzéséhez elegendő a 10^{-10} - 10^{-12} s időskálán dolgozni. Ekkor a rezonátor tranzienseket kihasználó lézerek, ill. az elosztott visszacsatolású festéklézerek (EVFL) alkalmazhatók rövid fényimpulzusok előállítására. Az EVFL-ek kutatásában elért legújabb eredmények azonban azt mutatják, hogy azok tulajdonságai

sok tekintetben felül is múlhatják a módusszinkronizált lézerekét.

A jelen értekezésben egy új ún. térbeli lyuk-égetett elosztott visszacsatolású festéklézer megalkotásával, vizsgálatával foglalkozom. Kimutatom a lehetőségét egy elvileg újfajta gerjesztési eljárásnak, amely megváltoztatja az EVFL működésének a dinamikáját.

A dolgozat I. fejezetében az ultrarövid fényimpulzusok EVFL-ekkel történő előállításáról kaphatunk rövid áttekintést. A II. fejezet tartalmazza a térbeli lyuk-égetett EVFL működési elvének a leírását, a működést leíró differenciálegyenletrendszer számítógépes megoldását, diszkusszióját. A III. fejezetben a kísérleti megvalósítás bemutatása található.

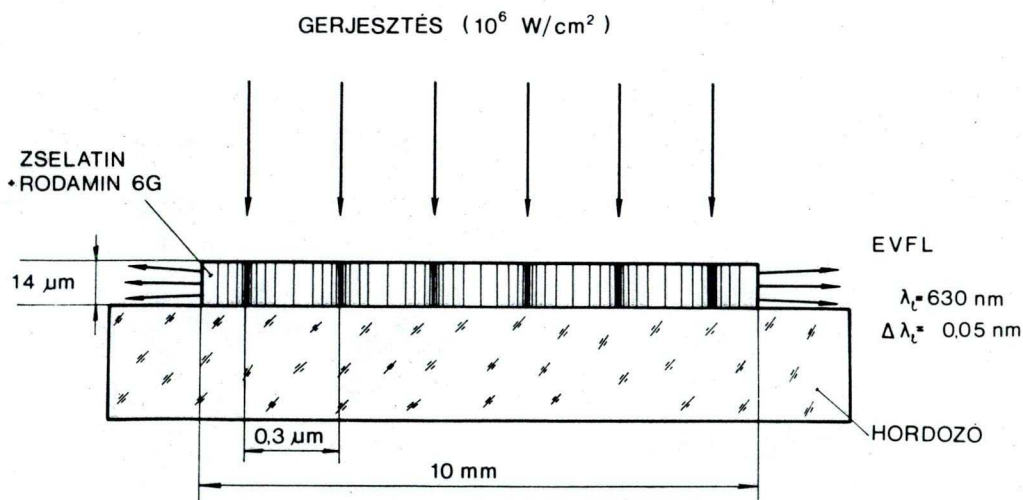
I. TUDOMÁNYOS ELŐZMÉNYEK

I./1 Az elosztott visszacsatolású lézerek működési elve, alapvető típusaik

Az elosztott visszacsatolású lézerekben (EVL) az optikai visszacsatolást nem külső tükrök, hanem a lézeranyag törésmutatójának és/vagy erősítési tényezőjének a térbeli modulációján létrejövő Bragg reflexió hozza létre.

Az első ilyen lézert H. Kogelnik és C.V. Shank készítette 1970-ben [1]. Vékony zselatinrétegbe Ar ion lézerrel interferencia csikrendszert exponáltak, aminek hatására a zselatinréteg törésmutatója térben periodikusan modulálttá vált.

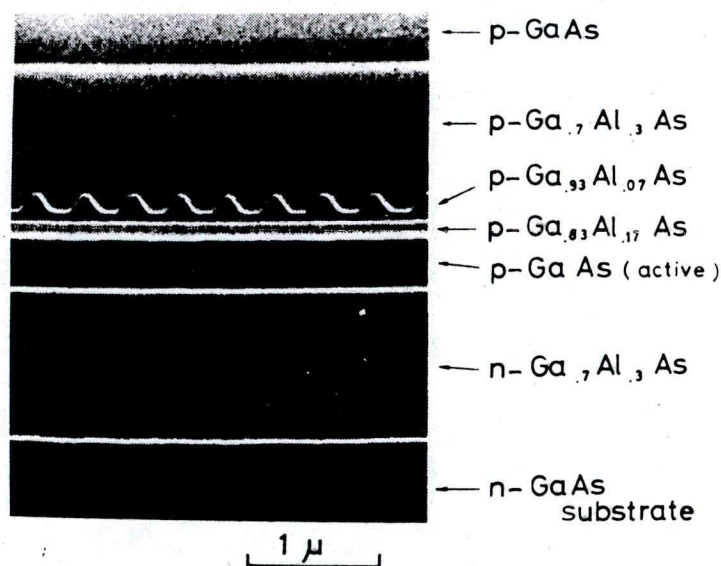
Ezután Rhodamin 6G festéket diffundáltattak a rétegbe és azt



1. ábra: Elosztott visszacsatolás létrehozása a hordozó közeg törésmutató modulációján.

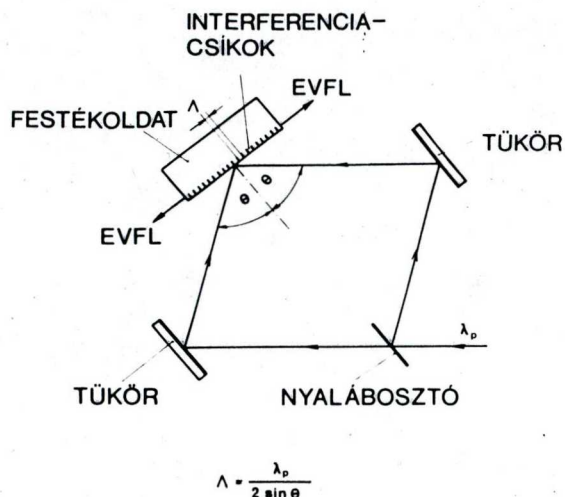
egy nitrogénlézer fényével pumpálták (1. ábra). A Bragg reflexió kitűnő hullámhossz-szelektivitása folytán 0.01 nm sávszélességű lézersugárzást kaptak.

Visszacsatolást létre lehet hozni fényhullámvezetőben is, ha a hullámvezető paramétereit, például a vastagságát moduláljuk. Az első ilyen lézerekben festékeket használtak aktív anyagként, ezek a gyakorlatban nem terjedtek el, viszont a félvezető lézerekben előszeretettel alkalmazzák az elosztott visszacsatolású rezonátorokat [2], (2. ábra).



2. ábra: Elosztott visszacsatolású félvezetőlézer metszetének elektronmikroszkópos felvétele. A visszacsatolást a hullámvezető réteg vastagságának a periodikus modulációja okozza.

A [3] közlemény szerzői elosztott visszacsatolás létrehozására a lézer aktív anyagát a pumpáló fény interferencia csíkrendszerével gerjesztették (3. ábra).



3. ábra: Elosztott visszacsatolású lézerműködés létrehozása a lézeranyag térben periodikus pumpálása útján.

[4]-ben a szerző röntgenlézer megvalósítására elosztott visszacsatolású rezonátort javasolt. Az aktív atomok egy kristály rácsába épülnek be, a rács cellák megfelelő helyére. Ennek következtében az aktív atomok koncentrációja - homogén pumpálás esetén is - térben szabályosan modulált.

A fenti példák szerint a Bragg reflexióhoz szükséges moduláció többféleképpen létrehozható. Működési sajátosságaik szempontjából azonban két fő kategóriára oszthatjuk az EVL-eket: statikus és dinamikus lézerekre.

A statikus EVL-ek rezonátorának a tulajdonságai időben változatlanok, a dinamikus EVL-eké viszont nem állandó, számos paramétertől és változótól; a pumpálástól, az EVL terétől is függ.

I./2 Az elosztott visszacsatolású lézerek elméleti leírása

A következőkben röviden áttekintjük az EVL-eket leíró modelleket. Az első ezek közül a lézer stacionárius elmélete, amely segítségével az EVL módusszerkezetét, valamint a lézélés küszöbfeltételét kaphatjuk meg. A második modell a lézer időbeli tulajdonságaira helyezi a hangsúlyt, segítségével leírhatók az EFL-ben fellépő oszcillációk, rövid fényimpulzus generálás.

A lézer időbeli viselkedését az irodalomban nemrég megjelent elméletek írják le a legpontosabban, melyek figyelembe veszik a lézer paramétereinek a tér- és időfüggését, a pumpálás és az indukált lézerfény, valamint a lézeranyag nemlineáris kölcsönhatásának a különféle következményeit.

Az elosztott visszacsatolású lézerek stacionárius elmélete

Az EVL-ek stacionárius elméletét H. Kogelnik és C.V. Shank dolgozta ki [5].

Az elektromos térerősségre felírt

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} E + k^2 E = 0 \quad (1)$$

skaláris hullámegyenlet stacionárius megoldásait keresték egy $n(z)$ törésmutatóval és $\alpha(z)$ erősítési tényezővel rendelkező anyagban, amit

$$n(z) = n + n_1 \cos 2\beta_0 z, \quad (2a)$$

$$\alpha(z) = \alpha + \alpha_1 \cos 2\beta_0 z \quad (2b)$$

alakban, az x és y koordinátáktól függetlennek vettek föl.

Az egyenletekben n és α a törésmutató és az erősítési tényező átlagértékei, n_1 és α_1 ezek modulációjának az amplitúdói.

A Bragg feltételt kielégítő térfrekvencia

$$\beta_0 = \frac{n\omega_0}{c} = \frac{n\omega}{c} \quad (3)$$

alakú, ami azt jelenti, hogy a térbeli periodicitás π/β_0 egyenlő az anyagban mért λ/n hullámhossz felével. Föltételezve, hogy az egy hullámhossznyi távolságra jutó erősítés, annak valamint a törésmutatóak a modulációja kicsi:

$$\alpha \ll \beta_0 = \frac{2\pi n}{\lambda_0} \quad , \quad (4a)$$

$$n_1 \ll n \quad , \quad (4b)$$

$$\alpha_1 \ll \beta_0 \quad , \quad (4c)$$

a k hullámszám a következő alakba írható:

$$k^2 = \beta^2 + 2i\alpha\beta + 4\kappa\beta \cos 2\beta_0 z \quad . \quad (5)$$

Itt $\beta = n\omega/c$, κ pedig a középponti szerepet játszó csatolási paraméter:

$$\kappa = \frac{\pi}{\lambda_0} n_1 + \frac{1}{2} i\alpha_1 \quad . \quad (6)$$

A Bragg frekvencia közelében csak két szemben haladó hullám játszik lényeges szerepet, ezek komplex amplitúdói $R(z)$ és $S(z)$. Az elektromos térerősség az

$$E(z) = R(z) \exp(-i\beta_0 z) + S(z) \exp(i\beta_0 z) \quad (7)$$

alakban írható föl.

A térerősség fönti alakját a hullámegyenletbe írhatjuk, a (4) feltételeknek megfelelően lassan változó amplitúdó közelítést alkalmazunk. Az azonos exponenssel szereplő mennyiségeket összehasonlítva a következő csatolt hullámegyenleteket kapjuk:

$$-\frac{\partial R}{\partial z} + (\alpha - i\delta)R = i\kappa S, \quad (8a)$$

$$\frac{\partial S}{\partial z} + (\alpha - i\delta)S = i\kappa R. \quad (8b)$$

Itt δ az ún. elhangolási paraméter: $\delta = n(\omega - \omega_0)/c$, a Bragg feltétel teljesülése esetén $\delta = 0$.

A határfeltételek azt fejezik ki, hogy a $z = -1/2L$ -től $z = 1/2L$ -ig terjedő lézeranyag végeinél a térerősségek a 0 értékről indulnak, azaz külső injektálás nélkül, önmagától oscillál a lézer:

$$R\left(-\frac{1}{2}L\right) = S\left(\frac{1}{2}L\right) = 0. \quad (9)$$

A (8) egyenletek szerint az ellenkező irányba haladó hullámok egymásba csatolódnak, a κ csatolási tényező egyaránt tar-

talmazza a törésmutató és az erősítési tényező modulációt. A (8) csatolt hullámegyenletek megoldása adja a stacionárius rezgési állapotot, azaz a lézer módusképét, ezenkívül segítségével a lézélés küszöbfeltétele is meghatározható:

$$4\alpha^2 \exp(-2\alpha L) \approx \left(\frac{\pi n_1}{\lambda} \right)^2 + \frac{1}{4} \alpha_1^2 . \quad (10)$$

A fenti elmélet a lézer időbeli viselkedéséről nem ad számot.

Az EVL-ek leírása sebességi egyenletekkel

Az EVL-ek időbeli tulajdonságát leíró modellt Bor Zsolt fejlesztette ki [6], elosztott visszacsatolású festéklézerre (EVFL) alkalmazta.

[6] szerint az EVFL működését leíró egyenletrendszer:

$$\frac{dN}{dt} = I_p \delta_p (N_0 - N) - \frac{\sigma_e c}{n} N \cdot Q - \frac{N}{\tau_f} , \quad (11a)$$

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{\sigma_e^{-\sigma_a}}{n} c N Q - \frac{Q}{\tau_c} + \frac{\Omega N}{\tau_f} . \quad (11b)$$

A jelölések a következők:

$N(t)$a festék S szintjén lévő molekulák koncentrációja

$Q(t)$az EVFL fotonok koncentrációja

N_0a festékmolekulák koncentrációja

I_p (t)...térben átlagolt pumpáló foton fluxus

σ_pa festék abszorpciós hatáskeresztmetszete a pumpálás

hullámhosszán

σ_a S_1-S_n gerjesztett állapot abszorpciós

hatáskeresztmetszet az EVFL hullámhosszán

σ_e S_1-S_0 kényszerített emissziós hatáskeresztmetszet az

EVFL hullámhosszán

τ_faz S szint fluoreszcencia élettartama

τ_caz EVFL ekvivalens üregélettartama

c.....a fény vákuumbeli sebessége

Ωszorzótényező, mely megadja a spontán emisszió EVFL sugárzásának a térszögébe és spektrális tartományába eső részét

n.....a közeg átlagos törésmutatója.

A (11a-b) egyenletek hasonlítanak egy külső tükrös lézer egyenleteire, azzal a különbséggel, hogy a τ_c ekvivalens üregélettartam értéke interferencia csíkrendszerrel pumpált EVFL esetén az idő függvénye. Az ilyen, dinamikus EVFL üregélettartamára a következő kifejezés adódik:

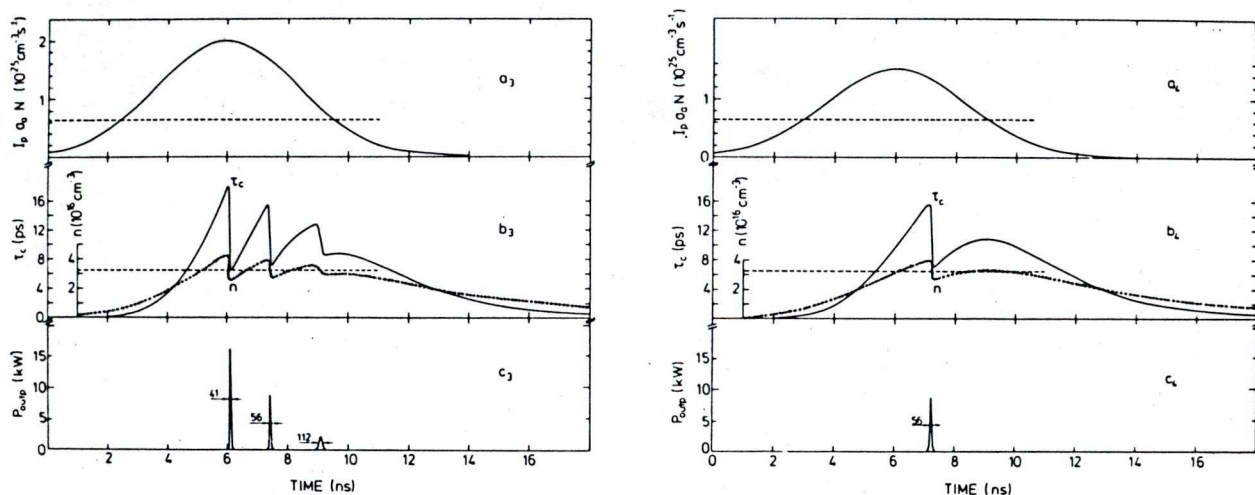
$$\tau_c = \frac{nL^3}{8\pi^2c} [N(\sigma_e - \sigma_a)V]^2. \quad (12)$$

A kifejezésben L a pumpált térfogat hossza, V a létrehozott amplitúdó-fázisrács csíkrendszerének a láthatósága.

Az EVFL speciális tulajdonságait az ekvivalens üregélettartam N^2 -től való függése hozza létre. A pumpálás kezdetén τ_c értéke kicsi, hasonlóan a Q-kapcsolt lézerek üregélettartamához. Az inverzió növekedésével τ_c is növekszik, a beinduló lézer fényének intenzitásában igen erős kezdeti túllövés jelent-

kezik. Ezután a lézer működése rövid időn belül meg is szűnik, az inverzió csökkenése és az ezzel együttjáró τ_c csökkenése miatt. Ezt a jelenséget nevezte el [6]-ban a szerző **ön-Q-kapcsolásnak**.

A pumpáló energia megfelelő értékeinél egyes EVFL impulzusok keletkeznek, nagyobb pumpáló energia esetén a jelenségek megismétlődnek, impulzussorozat jön létre (4. ábra).



4. ábra: Az EVFL működését leíró 11-12 differenciálegyenlet-rendszer numerikus megoldásának eredményei [6]. (a) gerjesztési sebesség, (b) gerjesztett állapot-populáció és ekvivalens üregélettartam, (c) az EVFL impulzusának a teljesítménye.

A fenti modell jól alkalmazható az EVFL leírására mindaddig, amíg a lézerimpulzusok időtartama sokkal hosszabb, mint a struktúra L_n/c átfutási ideje, valamint a pumpálás helyi térbeli átlaga homogén a kivilágított struktúra mentén. Ellenkező

esetben olyan modellt kell alkalmazni, ami a mennyiségek tér-függését is figyelembe veszi.

Tér- és időfüggő szemiklasszikus EVL modell

Az utóbbi években megjelent néhány dolgozat az irodalomban, amelyben szemiklasszikus tárgyalásmódot alkalmazó elosztott visszacsatolású lézer modell megalkotása és diszkussziója található [7-10].

Ezek a modellek a lézer terét a Maxwell-egyenletekkel leírható klasszikus elektromágneses térnek tekintik, a tér és a lézeranyag kölcsönhatásának leírására a kvantummechanika törvényei szolgálnak.

A

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} E(z,t) - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E(z,t) = \frac{4\pi n^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} P(z,t) \quad (13)$$

hullámegyenletben a P makroszkopikus polarizáció - a hullámegyenlet forrástagja - az atomi polarizációkból számítható ki:

$$P = 2Np\rho_{21}^* e^{-i\omega_0 t}, \quad (14)$$

ahol N az aktív anyag molekuláinak a koncentrációja, p a dipólus mátrix elem, ω_0 a lézerátmenet atomi frekvenciája. ρ_{21} a sűrűségmátrix 2,1 eleme, amely az $E(z,t)=1/2(A(z,t)\exp(i\omega t)+c.c.)$ lassan változó amplitúdójú elektromos térerősséggel kölcsönható atomra

$$\rho_{21} = \frac{-ip}{2\hbar} \frac{A^*w}{i\Delta + \gamma} e^{-i\omega t} \quad (15)$$

alakban írható fel. $w(z,t) = \rho_{22} - \rho_{11}$, a populáció inverzió, γ a lézerátmenet homogén kiszélesedése, $\Delta = \omega_0 - \omega$ az atomi rezonanciától való eltérés.

Feltételezve, hogy a lézer érkezési szintje gyorsan ürül (négyszintes rendszer), $\rho_{11} \ll \rho_{22}$, így $w \approx \rho_{22}$. A lézeratomok teljes koncentrációja N , Nw a gerjesztett atomok koncentrációja. A λ_p pumpáló paraméter adja meg a pumpálás során egységnyi térfogatban, egységnyi idő alatt a felső lézernívóra jutott atomok számát.

Az erősítési tényező térbeli modulációját interferáló nyalábok csíkrendszerével való pumpálás biztosítja. Ez $\Lambda = \pi/\beta_0$ periódusú térben modulált pumpáló paraméterrel írható le:

$$\lambda_p = N\lambda(t)(1 + V_p \cdot \cos 2\beta_0 z) \quad (16)$$

A gyors térbeli változású w helyett áttérve a gerjesztett állapot koncentráció egy periódusra vett W átlagára, kiküszöbölhető a többi gyorsan változó mennyiség is az egyenletekből. w és W kapcsolata az inverzióban szinuszos modulációt feltételezve:

$$W = \frac{wN}{1 + V \cos 2\beta_0 z} \quad (17)$$

ahol V a gyorsan változó gerjesztett állapot koncentráció (relatív) térbeli modulációja.

Ha feltesszük, hogy a lézer az alaplómódban működik, a

lézer terét két szemben haladó hullámra bonthatjuk szét, melynek amplitúdója

$$A(z,t) = R(z,t)e^{i\beta_0 z} + S(z,t)e^{-i\beta_0 z} . \quad (18)$$

A (14) polarizációt a hullámegyenletbe írva, felhasználva a (15-18) összefüggéseket, az R és S térerősségekre vonatkozó csatolt egyenleteket nyerjük:

$$\frac{\partial R}{\partial x} - \frac{n}{c} \frac{\partial R}{\partial t} + (\alpha W - i\delta) (R + R_0) = - \frac{\alpha V W}{2} S , \quad (19a)$$

$$-\frac{\partial S}{\partial x} - \frac{n}{c} \frac{\partial S}{\partial t} + (\alpha W - i\delta) (S + S_0) = - \frac{\alpha V W}{2} R , \quad (19b)$$

$$\frac{dW}{dt} = \lambda_p (N-W) - \gamma_{21} W - B (|R|^2 + |S|^2) W . \quad (19c)$$

Az egyenletekben $\alpha = -2\pi\beta N p^2 / \hbar(i\Delta + \gamma)$, $\delta = (\beta^2 - \beta_0^2) / 2\beta_0$ elhangolási paraméter, $\beta = n\omega/c$, $1/\gamma_{21} = \tau$ a felső nívó élettartama. A spontán emisszió szimulálására egy egyenletes R_0, S_0 kifejezés került az egyenletekbe.

[7]-ben a szerzők az egyenletek stacionárius megoldását vizsgálták, [8,9]-ben a (19a-c) egyenletrendszer időfüggő megoldása található numerikus, ill. a lézereküszöb környezetében analitikus módszerekkel. [10]-ben a szerzők a visszacsatolási tényező sorfejtett alakját használják, így lehetőség nyílik a nem szinuszos inverzió moduláción való visszacsatolás figyelembe vételére is.

A [8-10]-ben szereplő megoldások is leírják az EVFL-ek azon tulajdonságát, hogy segítségével a pumpáló fényimpulzus

időtartamánál lényegesen rövidebb fényimpulzusok állíthatók elő.

I/3 Az elosztott visszacsatolású festéklézerek kísérleti megvalósítása során fellépő problémák

A felismerés óta, hogy az EVFL-ek ultrarövid fényimpulzusokat képesek generálni, kutatásuk hirtelen meggyorsult. A vizsgálatok nagyjából a következő témák köré csoportosultak:

- a lehető legrövidebb fényimpulzus előállítása,
- az EVFL hangolási tartományának a kiszélesítése,
- a pumpáló fényforrással szemben támasztott követelmények enyhítése,
- az EVFL impulzusok stabilitásának a növelése,
- a kísérleti elrendezés egyszerűsítése.

Az ultrarövid fényimpulzusok előállítását célzó kísérletekben az ön-Q-kapcsolás elvét felhasználó dinamikus EVFL-t használnak, ahol az EVFL-t a pumpáló nyaláb interferencia csíkrendszerével gerjesztik. Ilyen esetben a pumpáló nyaláb kettős szerepet tölt be:

- a, - létrehozza az inverz populációt, ezáltal az erősítést a lézeranyagban,
- b, - létrehozza a Bragg rácsot, biztosítva ezzel a visszacsatolást.

A kétféle feladat különböző követelményeket támaszt a pumpáló fényforrással szemben:

- a, - Az inverzió létrehozásához a pumpáló fény hullámhosszának a festék abszorpciós sávjában kell lennie. Kellően rövid

EVFL impulzus előállításához a pumpáló impulzusnak is rövidnek kell lennie. A pumpálásnak jó energia stabilitással kell rendelkeznie az egyes impulzusú működés biztosítása végett.

b, - A Bragg rács létrehozásához a pumpáló fénynek kellően jó koherencia és divergencia tulajdonságokkal kell rendelkeznie. A kísérleti elrendezésnek biztosítania kell az EVFL fénynek a hangolhatóságát, azaz a hullámhossz - lehetőleg folytonos - változtathatóságát.

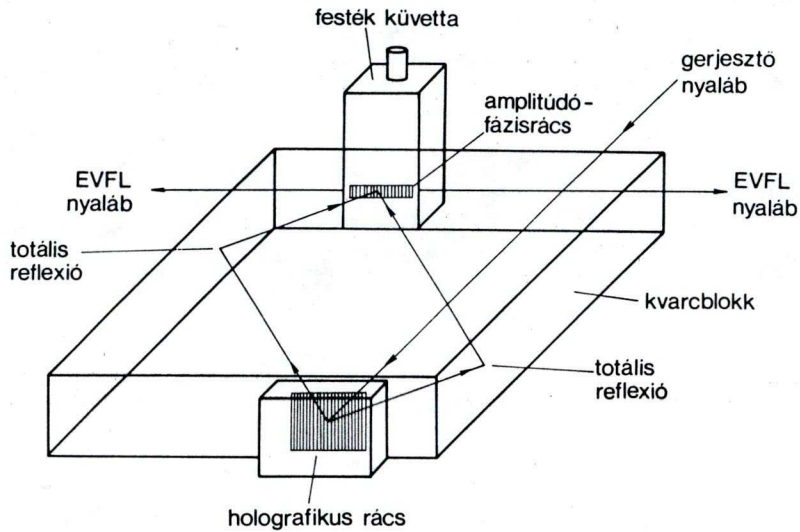
A fenti követelmények szigorúak. Ezért olyan EVFL-t építeni, amely egyidejűleg rendelkezik az EVFL-ek számos jó tulajdonságával - kellően rövid fényimpulzus generálás, jó stabilitás, széles sávban folytonos hangolhatóság - igen nehéz feladat.

Legnehezebb összeegyeztetni a pumpálás rövid időtartamát a jó spektrális tulajdonságokkal. Az ideális pumpáló impulzus a transzformáció-limitált lenne, ugyanis ez rendelkezik a legkisebb időtartam-sáv szélesség szorzattal, azaz adott időtartam mellett az ilyen fényimpulzusnak a legnagyobb a koherencia hossza.

Transzformáció-limitált fényimpulzusokat az EVFL-eken kívül csak a módusszinkronizált lézerek hoznak létre, ezek azonban nem állnak minden laboratórium rendelkezésére. Ezért olyan megoldásokat kellett kifejleszteni, amelyekben rosszabb koherencia tulajdonságokkal rendelkező fényforrással is lehet EVFL-t gerjeszteni.

I/3a Az EVFL gerjesztése nem koherens fényforrással

A 3. ábrán bemutatott EVFL gerjesztéséhez szükséges pumpálás koherenciájára vonatkozó követelményeket lényegesen enyhíti az 5. ábrán látható kísérleti elrendezés [6], amelyben nyalábosztóként egy diffrakciós rács szolgál.

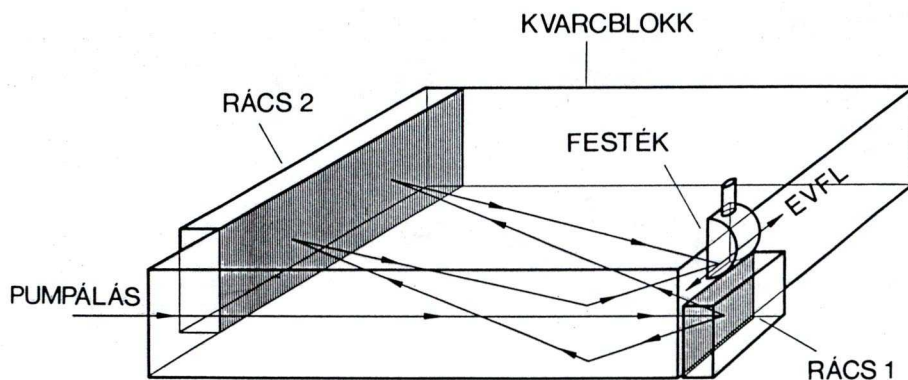


5. ábra: Az EVFL gerjesztése gyenge koherenciájú fényforrással.

A pumpáló fény különböző spektrális komponensei olyan szögben találkoznak a festékoldatban, hogy ugyanolyan periódusú struktúrát hoznak létre. Egyúttal a térbeli koherenciára vonatkozó feltételek is enyhülnek, hiszen a festék egy adott pontjában találkozó fénynyalábok a rács ugyanazon pontjából diffraktálódtak. Ilyen elrendezéssel az elérhető legrövidebb EVFL impulzushossz néhány ps.

1 ps-nál rövidebb impulzushossz eléréséhez már különös gon-

dot kell fordítani az EVFL geometriai méreteire, mivel az impulzushossz csak kevéssel lehet rövidebb, mint a fény átfutási ideje a struktúrán [8]. 1 ps alatt a fény az oldatban mindössze 200 μm utat tesz meg, ez tehát a struktúra hosszának a felső határa. Ilyen rövid struktúra létrehozásához az 5. ábra szerinti elrendezés már nem megfelelő, mivel a különböző spektrális komponensek találkozási pontja térben jobban szétválik, mint 200 μm . Ez a probléma a [11]-ben közölt kísérleti összeállítás alkalmazásával küzdhető le (6. ábra).

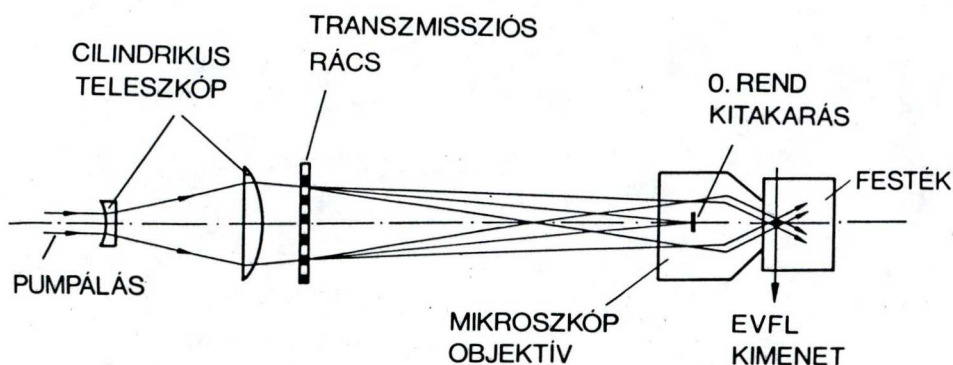


6. ábra: Az EVFL gerjesztése nem koherens fényforrással.

Az 5-6. ábra szerinti elrendezéseket - szemben a 2. ábrán láthatóval - akromatikus elrendezésnek nevezzük.

Egy másik új megoldásban kromatikusán kompenzált mikroszkóp objektív képez le egy transzmissziós rácst, mint tárgyat a festékoldat felszínére, ezzel hozva létre a pumpálás térben periodikus modulációját (7. ábra, [12]).





7. ábra: EVFL létrehozása periodikus tárgy aktív térfogatba való leképezésével.

A 6. ábrán bemutatott elrendezéshez hasonlóan, ez az elrendezés sem igényel koherens pumpáló fényforrást.

I/3b Az EVFL-ek hangolása

Az EVFL λ hullámhosszát az aktív anyag n törésmutatója és a struktúra Λ periódusa határozza meg:

$$\lambda = 2 n \Lambda . \quad (20)$$

A hullámhossz változtatása a törésmutató, vagy a periódus változtatásával lehetséges.

A 5-7. ábra szerinti elrendezésben adott rácsokat használva, de a festéket különböző törésmutatójú oldatok megfelelő keverékeiben oldva az EVFL hullámhossza 50-100 nm-es tartományon belül tetszőleges hullámhosszra beállítható. A hullámhossz ilyen

módon való hangolása viszont nehézkes, hiszen minden esetben új oldatot kell a küvettába tölteni. Ez azt is jelenti, hogy a hullámhossz beállítása és kontrollja automatikusan nem vezérelhető. Az egyszerű hangolási mód például egy állítócsavar elforgatása lenne, amit egy esetleges számítógéppel vezérelt mérőrendszerben egy szervómotor is elvégezhet. A megfelelő oldat kikeverésével való hullámhossz beállítás nem is elég pontos, ezenkívül hőmérséklet változás hatására a törésmutató értéke megváltozik. Kis intervallumon belüli ($\sim 0,5\text{nm}$) folytonos hangolásra felhasználható a törésmutató nyomás-, ill. hőmérsékletfüggése [13,14].

A struktúra térbeli periódusának a megváltoztatására nem akromatikus elrendezést használva (2. ábra) megoldható a pumpálás hullámhosszának, ill. a pumpáló nyalábok találkozási szögének a megváltoztatásával. Az EVFL hullámhosszát a

$$\lambda = \lambda_p \cdot \sin\theta \quad (21)$$

összefüggés adja meg, ahol λ_p a pumpáló fény hullámhossza, θ a nyalábok találkozási szöge a festékkoldatban.

Ha a pumpáló fényforrás szélessávú (pl. nitrogén lézer, excimer lézer, egyszerűbb felépítésű festéklézer), akkor akromatikus elrendezést kell alkalmazni. Az akromatikus elrendezésekben a struktúra periódusa független a pumpáló hullámhossztól, annak változtatásával való hangolás nem lehetséges. Marad tehát a nyalábok találkozási szögének a változtatása. Eltérve viszont az 5-6. ábra szerinti geometriától, elromlik az elrendezés akromatizmusa, csak néhány nm-en belüli hangolás lehetséges, vagy további kompenzálás szükséges [14-18], ami a kísérleti összeállítá-

tás egyszerűségét csökkenti.

A struktúra térbeli periódusának megváltoztatásán alapuló hangolásra [12] ad példát (7. ábra), ahol a hangolás egyszerűen megoldható a mikroszkóp objektív nagyításának a változtatásával.

Az EVFL-ek fontos értékmérője a hangolási tartomány nagysága, különösen a rövid hullámhosszak felé eső határa. Annál is inkább igaz ez, mivel a módusszinkronizált lézerek nehezen hangolhatók, a kék - ultraibolya tartományban nem működnek, másrészt számos kísérletben elengedhetetlen a nagy fotonenergiák használata (fotokémiai hatás, fotoeffektus kiváltása).

Ha az elrendezés geometriája meg is engedi a pumpáló nyalábok nagy szögben való találkozását, az elérhető legrövidebb hullámhossz akkor is legalább 30-40 nm-rel hosszabb a pumpáló hullámhossznál, hiszen a pumpálás a festék abszorpciós sávjában, az EVFL sugárzás pedig az emissziós sávban történik. A fönti Stokes-i eltolódás különösen akkor jelentős, ha igen nagy impulzusrövidülést kell elérni a pumpáló impulzushosszhoz képest. Ekkor az impulzusrövidítés több lépcsőben történik, különböző lézerek egymás után kapcsolásával. Az egymás utáni lézerek Stokes-i eltolódásai összegződnek, a spektrum ultraibolya tartományát szubpikoszekundumos impulzusokkal nem lehet ilyen módon elérni.

I/3c Egyes impulzus generálás

[6]-ból ismeretes, hogy az EVFL-ek a bepumpált energiától függően egyes impulzust, vagy impulzussorozatot generálnak. A második impulzus megjelenéséhez szükséges pumpáló energia és az EVFL lézereküszöb eléréséhez szükséges pumpáló energia hányadosa által definiált dinamikus tartomány jól jellemzi az EVFL pumpáló energia szerinti stabilitását.

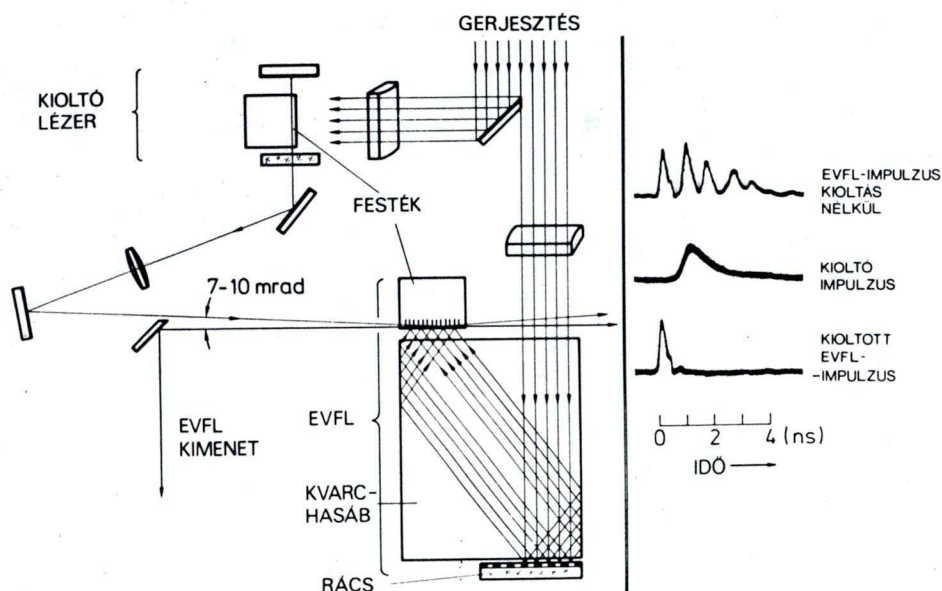
E dinamikus tartomány nagysága függ az EVFL különböző paramétereitől; az aktív anyag méretétől, a pumpálás időtartamától. Ezek a paraméterek az impulzusrövidítés mértékére is hatást gyakorolnak. Csak néhány értékre van számított és mért adat erre vonatkozóan. Ezért vegyünk ezek közül egy példát, amelyre a legmegbízhatóbb adatok állnak rendelkezésünkre.

[19,20]-ban a szerzők nitrogén lézerrel gerjesztett EVFL-ek időbeli és energia karakterisztikáit mérték ki. A mérési adatok szerint a 3.5ns-os pumpáló impulzus energiáját a festéklézer lézereküszöbének megfelelő érték 1.2-szeresére kellett növelni a második EVFL impulzus megjelenéséhez. De minthogy egy valóságos pumpáló fényforrás energiájának szórása van, a pumpáló energiát az 1,2-szeres küszöbnél alacsonyabb értéken kell tartani az egyes impulzusú működés fenntartása érdekében. A [21]-ben lévő pumpáló energia - impulzushossz karakterisztikát felhasználva ekkor 30-szoros impulzusrövidülést kapunk.

A számítások és kísérleti tapasztalatok szerint rövid kivilágított térfogattal rendelkező EVFL-ek esetén, amikor nagyobb impulzusrövidülést érhetünk el, a dinamikus tartomány tovább csökken. Tehát 30-szoros, vagy ennél nagyobb rövidülés

és egyes impulzusok eléréséhez rendkívül stabil pumpáló fényforrásra van szükség. E probléma kiküszöbölésére különböző megoldások születtek:

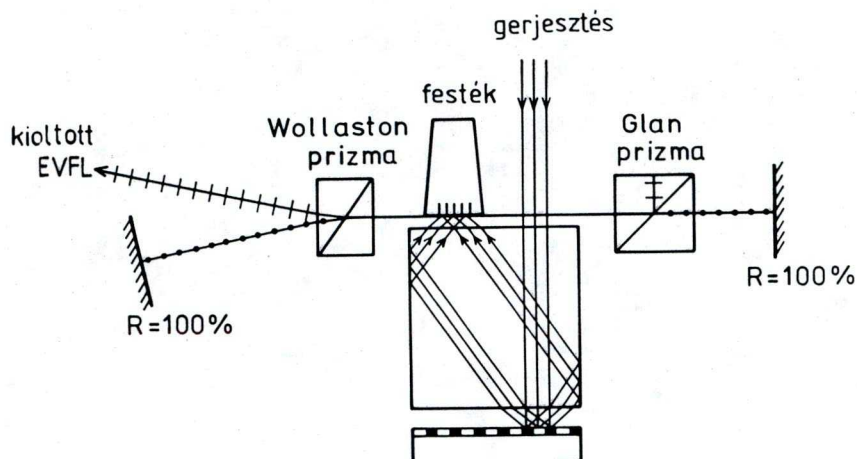
A [21]-ben közölt módszerben egy másik lézer fényét injektálták az EVFL-be az első impulzus megjelenése után, ezáltal megakadályozva annak további működését, újabb impulzusok megjelenését (8. ábra). A módszer alkalmazása egy másik lézer megépítését és szinkronizációját követeli meg.



8. ábra: Egyes-impulzus generálását biztosító ún. kioltott EVFL kísérleti elrendezése.

[22]-ben a kioltó lézer és az EVFL aktív anyaga közös, a két lézer viszont különböző polarizációjú fényt bocsát ki. A kioltó lézer rezonátorában alkalmazott Wollaston prizma az EVFL fényét eltéríti, így az EVFL kimenete irány szerint elkülönülve jelenik meg (9. ábra). Az első impulzus szelekciója igen hatásos. A kioltó rezonátor EVFL-hez viszonyított nagy mérete miatt azon-

ban a módszer nem alkalmazható a szubpikoszekundumos tartományon.



9. ábra: AZ EVFL kioltása ellenkező polarizációs irányban működő kioltó lézer EVFL köré építésével.

[23] az EVFL egymás utáni impulzusainak irány szerinti és spektrális eltolódásáról számol be, ami bizonyos esetekben impulzus szelekcióra használható fel.

[24]-ben impulzus sorozat terjedését vizsgálták erősítő-kben, azt találták, hogy az erősítő nemlineáris tulajdonságai miatt az első festéklézer impulzus relatív intenzitása jelentősen megnő a többiéhez képest.

[25]-ben excimer lézerrel gerjesztett EVFL dinamikus tulajdonságainak a javításáról számol be a szerző, az EVFL aktív anyagához telítődő abszorbens hozzáadásával 20 ps-os egyes impulzusokat kapott. Meg kell azonban jegyezni, hogy a spektrum más tartományokban egyelőre nem állnak rendelkezésre megfelelő festék - abszorbens párok.

Gyakorlati szempontból mindenképpen kívánatos egy olyan

EVFL, amely önmagában nagy dinamikus tartománnyal rendelkezik, nem igényel kiegészítő eszközöket az egyes impulzusú működés biztosításához.

I/4 Az értekezésben vizsgálni kívánt problémák kijelölése

- 1., Tanulmányozni kívánok egy elvileg új, ún. térbeli lyuk-égetett elosztott visszacsatolású lézert, amely a pumpálás módjában alapvetően különbözik a korábbi EVL-ektől.
- 2., A térbeli lyuk-égetett elosztott visszacsatolású festéklézert részletes elméleti vizsgálatnak vetem alá, az erősítés-csattolt EVFL-ekre kidolgozott szemiklasszikus lézermódel alapján.
- 3., Célul tűzöm ki egy szigorúan egyes-impulzust generáló lyuk-égetett EVFL módeljének a megalkotását.
- 4., Kísérletben is tanulmányozni kívánom a lézerműködést, térbeli lyuk-égetéssel létrehozott Bragg-rácson.
- 5., Kidolgozok egy excimer lézerrel gerjesztett festéklézer rendszert, amely a teljes látható és a közeli ultraibolya spektrumtartományon hangolható, 10 ps-nál rövidebb, közel transzformáció-limitált, egyes fényimpulzusokat hoz létre.
- 6., Felvázolom a lézer továbbfejlesztésének lehetséges irányait, különös tekintettel a nem optikai úton pumpált dinamikus elosztott visszacsatolású lézerek megalkotásának a lehetőségére (gázlézerek, félvezető lézerek).

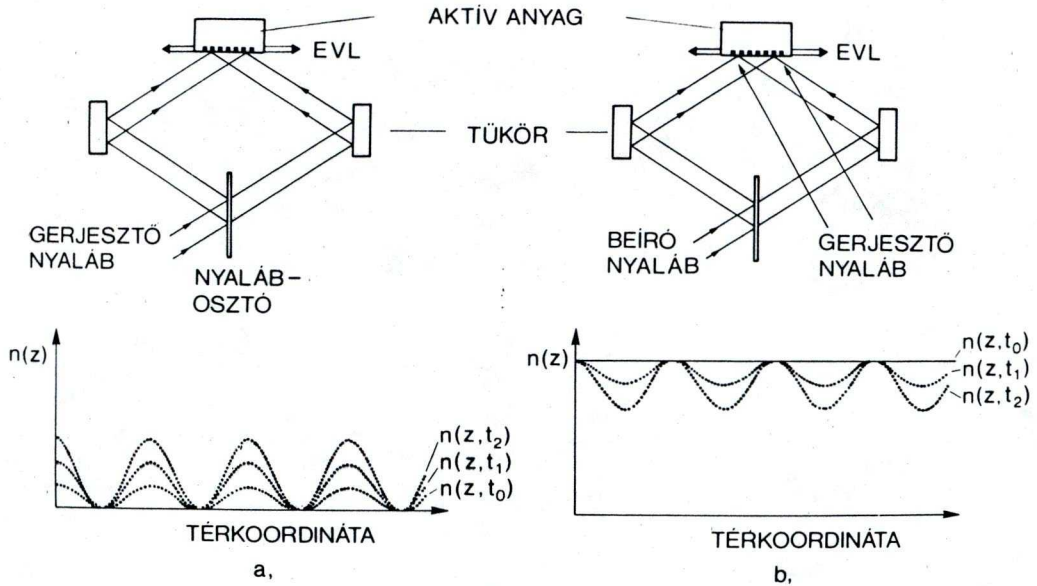
II. A TÉRBELI-LYUK-ÉGETETT ELOSZTOTT VISSZACSATOLÁSÚ FESTÉKLÉZER MŰKÖDÉSÉNEK A LEÍRÁSA

II/1. A lézer működési elve

A dinamikus EVFL-eket általában a pumpáló nyaláb interferencia csíkrendszerével gerjesztik, ahol alkalmas szögben találkozó, koherens módon összegződő pumpáló nyalábok a felépülő gerjesztett állapot koncentrációjában térbeli modulációt hoznak létre (10.a ábra).

A lézerműködéshez szükséges optikai visszacsatolás az anyag optikai tulajdonságainak a térbeli modulációján való Bragg reflexió útján jön létre [1,3].

A Bragg struktúra előállításának más módja is elképzelhető. Először hozzunk létre valamilyen módon - nem is feltétlenül optikai pumpálással! - populáció inverziót, azután bocsássunk át az anyagon egy pár egymással interferáló fénynyalábot, amelynek a frekvenciája rezonál az anyag lézer átmenetének a frekvenciájával. Ekkor a fénynyaláb megerősödik az anyagban, közben csökkenti az inverziót. De minthogy a két nyaláb az anyag belsejében interferencia csíkrendszert hoz létre, az inverzió csökkenése nem lesz homogén. Legnagyobb a csökkenés ott, ahol interferencia maximumok vannak, a minimumok helyén kisebb, vagy nincs a változás. Így az inverzió szabályos térbeli modulációt szenved, létrejön a koherens Bragg szórás feltétele (10.b ábra, [26]).



10. ábra: A pumpáló nyaláb interferencia csíkrendszerével gerjesztett (a), és a térbeli lyuk-égetett (b) elosztott visszacsatolású lézer gerjesztési sémája, valamint a gerjesztett állapot koncentráció ($n(z)$) térbeli modulációja az idő, mint paraméter különböző értékeinél ($t_0 < t_1 < t_2$).

Hasonló jelenség játszódik le külső tükörrel rendelkező egymódusú lézerekben, ahol a tükrök között kialakuló állóhullám az inverziót szintén térben modulálja. [24 és az ottani hivatkozások]. Ezt a jelenséget a szakirodalomban térbeli lyuk-égetésnek ("spatial hole-burning") nevezik, ezért az új lézert **térbeli lyuk-égetett elosztott visszacsatolású lézernek** neveztem el. A térbeli modulációt létrehozó nyalábokat, amelyek a struktúrát "beírják" az anyagba **beíró nyaláboknak** nevezem a későbbiekben. Ha az inverzió létrehozása optikai gerjesztéssel történik, a megfelelő nyaláb neve **invertáló vagy pumpáló nyaláb**.

II/2. A lézer működését leíró differenciálegyenlet-rendszer

A lézer leírására az I. N. Duling és M. G. Raymer által kidolgozott modellt vettem alapul [8], amelyet a tudományos előzményeket tárgyaló fejezetben ismertettem. Az elmélet szerint az EVFL-ben kialakuló elektromos térerősséget, amely két szemben haladó lassan változó amplitúdójú R és S harmonikus hullám szuperpozíciója, a

$$\frac{\partial R}{\partial x} - \frac{n}{c} \frac{\partial R}{\partial t} + (\alpha W - i\delta) (R + R_0) = -\frac{\alpha}{2} VWS, \quad (19a)$$

$$- \frac{\partial S}{\partial x} - \frac{n}{c} \frac{\partial S}{\partial t} + (\alpha W - i\delta) (S + S_0) = -\frac{\alpha}{2} VWR, \quad (19b)$$

$$\frac{dW}{dt} = \lambda_p (N-W) - \gamma_{12} W - B(|R|^2 + |S|^2) W \quad (19c)$$

differenciálegyenlet-rendszer írja le. Az egyenletrendszerben c/n a fény sebessége a közegben, α a festék σ_e indukált emissziós hatáskeresztmetszetével hozható kapcsolatba; $\alpha = \sigma_e/2$ [8]. Az elhanyagolási paraméter akkor nem nulla, ha a lézer nincs pontosan az atomi átmenet frekvenciájára hangolva. A számításokat nagyban egyszerűsíti, ha feltesszük, hogy pontos rezonanciában működik a lézer, azaz $\delta=0$. A spontán emisszió a lézerben állandónak tekintett R_0 és S_0 térerősséget létesít, valamint a W gerjesztett állapot állapot koncentrációt csökkenti: $-\sigma_{21}W$.

A modell olyan EVFL-t ír le, amelyben az Nw gerjesztett állapot koncentráció szinuszosan modulált:

$$Nw = W(1 + V\cos 2\beta_0 z). \quad (22)$$

Ezt a modulációt a

$$\lambda_p = \lambda_{p_0} (1 + V \cos 2\beta_0 z) \quad (23)$$

szinuszosan modulált pumpálási paraméter hozza létre.

Igen erős pumpálás esetén a gerjesztett állapot koncentráció telítődik, hiszen a nagysága nem lehet nagyobb, mint az N teljes molekula koncentráció. A telítődést a modell úgy veszi figyelembe, hogy (19c) jobb oldalának első tagjában a pumpáló paraméter N szorzója helyett $N-W$ áll. Természetesen ilyen körülmények esetén már a gerjesztett állapot koncentráció térfüggése sem lesz szinuszos (22), hanem torzul. A modell ezt nem veszi figyelembe, így az csupán az inverzió nem túl nagy telítődése esetén érvényes.

A lyuk-égetett EVFL-ben nemcsak a pumpáló, hanem a beíró fényimpulzusnak is fontos szerep jut, ezért a λ_p pumpáló paraméter mellé bevezettem még egy λ_w beíró paramétert. Mivel az inverzió modulációját most a beíró impulzus hozza létre, λ_p homogén, λ_w pedig modulált:

$$\lambda_p = \lambda_{p_0} \quad , \quad (24)$$

$$\lambda_w = \lambda_{w_0} (1 - V' \cos 2\beta_0 z) \quad . \quad (25)$$

Feltételezve, hogy az inverzióban a λ_w miatti telítési hatások nem túl nagyok és az inverzió szinuszosan modulált marad (22), a modulációt felírhatjuk a következőképpen:

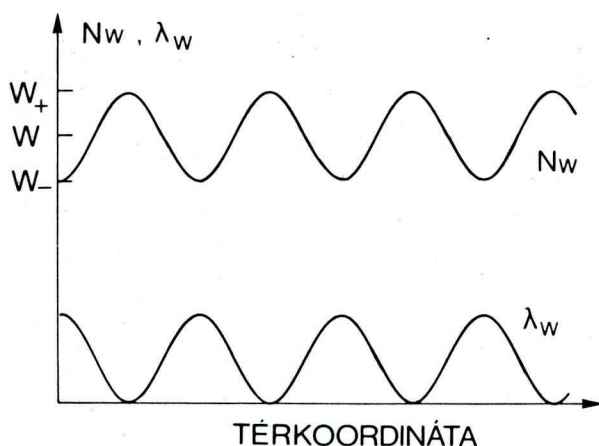
$$V = \frac{W_+ - W_-}{W_+ + W_-}, \quad (26)$$

ahol

$$W_+ = W(1 + V), \quad (27a)$$

$$W_- = W(1 - V). \quad (27b)$$

W_+ és W_- a gerjesztett állapot koncentráció helyi maximális, ill. minimális értékei (11. ábra).



11. ábra: A beíró paraméter és az inverzió térfüggése.

Az inverzió modulációja nem állandó, a beíró paraméter mellett még a térben homogén pumpáló paraméter miatt is változik. (26) teljes differenciálját véve:

$$dV = \frac{\partial V}{\partial W_+} dW_+ + \frac{\partial V}{\partial W_-} dW_- , \quad (28)$$

$$dV = \frac{2W_-}{(W_+ + W_-)^2} dW_+ - \frac{2W_+}{(W_+ + W_-)^2} dW_- . \quad (29)$$

W_+ és W_- a pumpáló és beíró paraméterek, a spontán emisszió, valamint az R, S térerősségek miatt változik meg:

$$\begin{aligned} \frac{dW_+}{dt} = & \lambda_{p_0} (N - W_+) dt - \lambda_{w_0} (1 - V') W_+ dt - \\ & - B(|R|^2 + |S|^2 + 2|RS|) W_+ dt - \gamma_{21} W_+ dt \quad , \end{aligned} \quad (30)$$

$$\begin{aligned} \frac{dW_-}{dt} = & \lambda_{p_0} (N - W_-) dt - \lambda_{w_0} (1 + V') W_- dt - \\ & - B(|R|^2 + |S|^2 - 2|RS|) W_- dt - \gamma_{21} W_- dt \quad . \end{aligned} \quad (31)$$

Ezen egyenletek (19c) megfelelői, felírva a $2\beta_0 z = 2k\pi$, ill. $2\beta_0 z = (2k+1)\pi$ helyeken. Az EVFL terének a hatását tekintve figyelembe vettem, hogy az R és S térerősségek az inverzió maximum-, ill. minimumhelyein azonos, ill. ellentétes fázisban rezegnek, azaz a kialakuló állóhullám duzzadóhelyei egybeesnek az inverzió maximumhelyeivel [8].

(27a,b)-t, valamint (30,31)-et beírva (29)-be, adódik a moduláció megváltozását leíró egyenlet:

$$\frac{dV}{dt} = -\lambda_{p_0} V \frac{N}{W} + \lambda_{w_0} V' (1 - V^2) - 2B|RS|(1 - V^2) \quad . \quad (32)$$

Az inverzió térbeli átlagának a megváltozása $dW = 1/2(dW_+ + dW_-)$ a következő:

$$\begin{aligned} \frac{dW}{dt} = & \lambda_{p_0} (N - W) - \gamma_{21} W - \lambda_{w_0} (1 - VV') W - \\ & - B(|R|^2 + |S|^2 + 2|RS|V) W \quad . \end{aligned} \quad (33)$$

Az elektromágneses tér amplitúdóit leíró egyenlet változatlan, csupán V és W új, (32,33) egyenlet szerinti tér- és időfüggését kell figyelembe venni. A lyuk-égetett EVFL-t leíró egyenletrendszer tehát együtt:

$$\frac{\partial R}{\partial x} - \frac{n}{c} \frac{\partial R}{\partial t} + (\alpha W - i\delta) (R + R_0) = -\frac{\alpha}{2} VWS, \quad (34a)$$

$$-\frac{\partial S}{\partial x} - \frac{n}{c} \frac{\partial S}{\partial t} + (\alpha W - i\delta) (S + S_0) = -\frac{\alpha}{2} VWR, \quad (34b)$$

$$\frac{dW}{dt} = \lambda_{p_0} (N-W) - \gamma_{21} W - \lambda_{w_0} (1-VV')W - B(|R|^2 + |S|^2 + 2|RS|V)W, \quad (34c)$$

$$\frac{dV}{dt} = -\lambda_{p_0} V \frac{N}{W} + \lambda_{w_0} V'(1-V^2) - 2B|RS|(1-V^2). \quad (34d)$$

A modell tehát ugyanolyan módon kezeli a külső lyuk-égető hatást és az EVFL saját terének a lyuk-égető hatását. Mindkettő az inverzió átlagának és térbeli modulációjának a megváltozásában jut kifejezésre, amit a (34c,d) egyenletek explicit módon tartalmaznak.

A fenti gondolatmenetet alkalmazhatjuk interferencia csíkrendszerrel gerjesztett EVFL-re is, az EVFL saját tere által okozott térbeli lyuk-égetés leírására. (24,25) helyett a

$$\lambda_p = \lambda_{p_0} (1 + V_p \cos 2 \beta_0 z) \quad (35)$$

térben modulált pumpáló paraméterrel számolva teljesen analóg módon adódik az interferencia csíkrendszerrel pumpált EVFL működését leíró egyenletrendszer:

$$\frac{\partial R}{\partial x} - \frac{n}{c} \frac{\partial R}{\partial t} + (\alpha W - i\delta)(R + R_0) = -\frac{\alpha}{2} VWS, \quad (36a)$$

$$-\frac{\partial S}{\partial x} - \frac{n}{c} \frac{\partial S}{\partial t} + (\alpha W - i\delta)(S + S_0) = -\frac{\alpha}{2} VWR, \quad (36b)$$

$$\frac{dW}{dt} = \lambda_{p_0} [N - W(1 + V_p V)] - \gamma_{21} W - B(|R|^2 + |S|^2 + 2|RS|V)W, \quad (36c)$$

$$\frac{dV}{dt} = \lambda_{p_0} [(V_p - V) \frac{N}{W} + V_p (V^2 - 1)] + 2B |RS| (V^2 - 1). \quad (36d)$$

Az EVFL saját terének a térbeli lyuk-égető hatását [8,10]-ben a szerzők más módon írták le. Az inverzió Fourier-sorfejtett alakját használták, a magasabb térfrekvenciák kiszámítását és a téregyenletekbe építését [8]-ban iteratív eljárással adták meg, [10]-ben pedig a generált hullámra sikerült zárt formulát találni.

Az itt bemutatott modell annak felel meg, hogy a sorfejtést az első rendig végezzük el (szinuszos moduláció). Előnye, hogy az egyenletrendszer nem válik bonyolulttá, közbenső integrálok kiszámítását nem igényli, így számítógépes megoldás során kisebb gépidőt igényel. Hátrányára írható, hogy igen erős pumpálás és beírás esetén, amikor az inverzió modulációja már nem szinuszos, a modell nem alkalmazható. A következő számítások és a kísérleti tapasztalatokkal való egyezés azonban azt mutatja, hogy ez az egyszerűbb tárgyalás is lehetővé teszi néhány új jelenség bemutatását, az említett megszorításokon belül pedig kvantitatív leírását is.

II/3 Az egyenletrendszer diszkussziója

A (34.a-b) egyenletek írják le az EVFL-ben kialakuló elektromágneses teret. $W \neq 0$ esetén az R és S térerősségek erősödnek az anyagban. Ha ezen felül $V \neq 0$, akkor a szemben haladó térerősségek egymásba csatolódnak.

Érdemes megjegyezni, hogy alapvető különbség van egy hagyományos tükrön, ill. az erősítés-csatolt Bragg-rácson való reflexió jellegében. Két anyag határfelületén való reflexió esetén a visszavert térerősség a beesővel arányos, a Fresnel-formulák szerint. A Bragg rács esetén -amennyiben az erősítési tényező modulációja sokkal kisebb, mint annak átlagos értéke- a struktúra egy elemi Δx szakaszán való reflexió a térerősség Δx szakaszra jutó növekményével arányos. Ez a (34a,b) egyenletekről leolvasható. Ha a növekmény nulla, akkor a reflexió is nulla, növekvő erősődéssel a reflexió is nő. Ez a tulajdonság okozza a dinamikus EVL-ek ön-Q-kapcsoló tulajdonságát, amit [6]-ban a szerző - bár más modell alapján - felismert.

A (34c-d) egyenletek a beíró paraméter modulációt létrehozó hatásán kívül magának az EVFL-nek a térbeli lyuk-égető hatását is figyelembe veszik, ami az RS szorzatot tartalmazó tagokban jut kifejezésre.

Az egyenletek stacionárius megoldását a $\frac{d}{dt}, \frac{\partial}{\partial t} = 0$ feltételezéssel kaphatjuk meg. Ekkor azokhoz az egyenletekhez jutunk, amit H. Kogelnik és C.V. Shank, az elosztott visszacsatolású lézerek megalkotói felírtak és részletesen megvizsgáltak [5], (I/2 fejezet). A térbeli lyuk-égetett EVL-ek stacionárius tulajdonságai tehát - módusszerkezet, lézereküszöb - azonosak a pum-

páló nyaláb interferencia csíkrendszerével gerjesztett erősítés-csatolt EVL-ek tulajdonságaival. Ilyen megoldásokat elvileg folyamatos és állandó pumpáló és beíró intenzitás alkalmazásával érhetünk el.

Rövid fényimpulzus létrehozásához az EVFL tranziens viselkedését kell kihasználni. Ilyen tranzienseket a lyuk-égetett EVFL-ben a pumpáló és a beíró paraméter időbeli változása indukálhat. Alapvetően három esetet vizsgáltam meg:

- a, λ_p impulzus, λ_w folytonos
- b, λ_p folytonos, λ_w impulzus
- c. λ_p és λ_w mindkettő impulzus, különböző időbeli késleltetéssel

A (34a-d) differenciálegyenlet-rendszert numerikusan oldottam meg, Euler-féle véges differenciás approximációval, négyzetes integrációs hálót alkalmazva, azaz a $\Delta x=c/n\Delta t$ összefüggést kielégítő beosztás alkalmazásával.

A paraméterek könnyebb áttekinthetősége ill. a különböző paraméterekkel rendelkező lézereket jellemző mennyiségek könnyebb egymásba transzformálása (skálázása) érdekében a mennyiségeket a következő egységekben adtam meg:

-idő (t)..... $[\tau_{tr}]$

-pumpáló intenzitás (I_p)..... $\left[\frac{\text{fotonszám}}{\tau_{tr} \sigma_a} \right]$

-beíró intenzitás (I_w)..... $\left[\frac{\text{fotonszám}}{\tau_{tr} \sigma_w} \right]$

-EVFL intenzitás (I_R, I_S)..... $\left[\frac{\text{fotonszám}}{\tau_{tr} \sigma_l} \right]$

-fluoreszcencia élettaram (τ)... $[\tau_{tr}]$,

ahol τ_{tr} a fény átfutási ideje a struktúra teljes hosszában ($\tau_{tr} = nL/c$).

Optikai pumpálás esetén a pumpáló paramétert a

$$\lambda_p = I_p \cdot \sigma_p , \tag{37}$$

a beíró paramétert a

$$\lambda_w = I_w \cdot \sigma_w \tag{38}$$

összefüggés alapján kaphatjuk meg.

I_p, I_w a gerjesztő és beíró intenzitások, σ_a, σ_w , és σ_l rendre a festékmolekula abszorpciós hatáskeresztmetszete a pumpálás hullámhosszán, indukált emissziós hatáskeresztmetszetei a beírás, ill. az EVFL hullámhosszán.

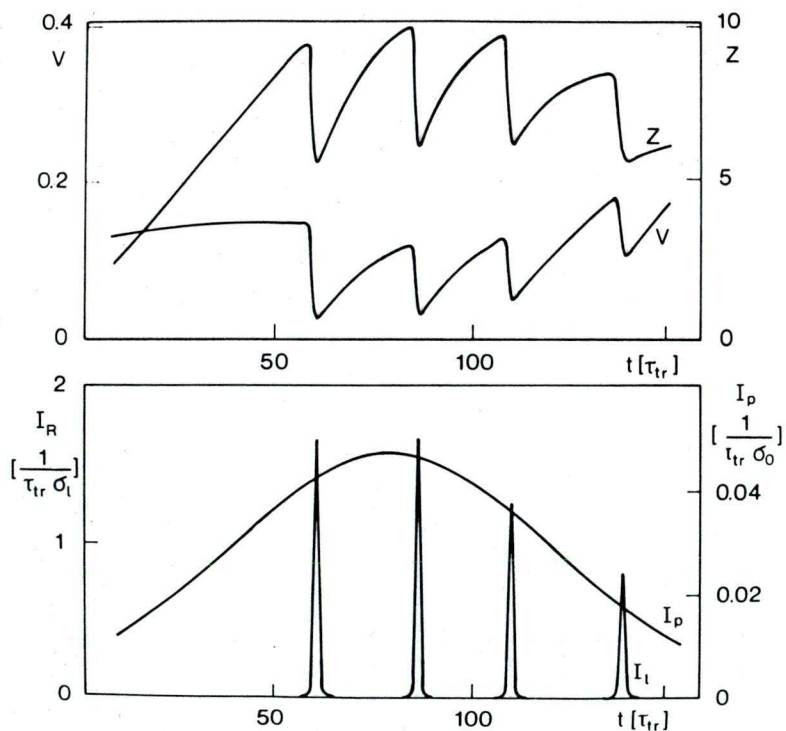
Paraméterként a σ_p hatáskeresztmetszetre vonatkoztatott pumpáló és beíró intenzitásokat, a fluoreszcencia élettartamot és a z_{max} maximális kisjelű erősítési tényezőt adtam meg. z_{max} az aktív anyag erősítési tényezője azzal a feltételezéssel, hogy az összes molekula gerjesztett állapotban van: $z_{max} = \sigma_l NL$.

A következőkben a (34a-d) egyenletrendszer megoldásának

az eredményét mutatom be a különböző pumpáló sémák esetén

II/3a Impulzus pumpálás, folytonos beírás

A számítás során a lézert $\tau_p = 100\tau_{tr}$ időbeli félértékszélességű Gauss impulzussal gerjesztettem ($I_p = I_{pmax} \exp(-4\ln 2 t^2 / \tau_p^2)$), a teljes impulzus alatt σ_p felületre $J_p = 5$ foton érkezett. J_p a normált pumpáló fotonszám: $J_p = \int_{-\infty}^{\infty} I_p dt$. A beírás állandó $I_w = 10^{-2}$ foton/ $\sigma_w \tau_{tr}$ intenzitású nyalábbal történt.



12. ábra: A térbeli lyuk-égetett EVFL működése impulzus pumpálás és folyamatos beírás hatására. Paraméterek: $J_p = 5$ foton/ σ_p , $I_w = 10$ foton/ $\sigma_w \tau_{tr}$, $\tau_p = 100\tau_{tr}$, $\tau = 200\tau_{tr}$, $z_{max} = 15$

A 12. ábrán az I_p , I_w pumpáló és beíró intenzitás mellett a lyuk-égetett EVFL működésére jellemző három mennyiséget ábrázoltam, az I_R festéklézer intenzitást, a struktúra V láthatóságát az aktív térfogat közepén, valamint a z (intenzitásra vonatkoztatott) kisjelű erősítési tényezőt.

Az eredményt a 4. ábrával, az interferencia csíkrendszerrel gerjesztett EVFL működését bemutató ábrákkal összehasonlítva megállapítható;

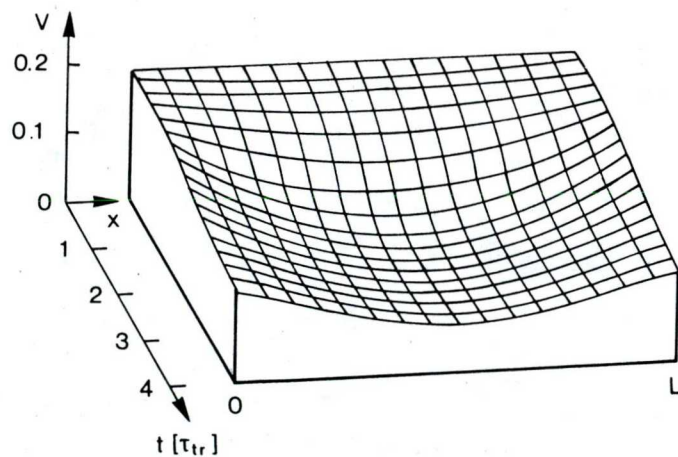
- a lyuk-égetett EVFL is a pumpálás időtartamánál lényegesen rövidebb, különálló fényimpulzusokat generál,

- az erősítési tényező térbeli modulációja időben nem állandó, széles határok között változik.

Csökkentve a pumpáló energiát, itt is elérhető, hogy egyes lyuk-égetett impulzusok keletkezzenek. Egyedül a normált pumpáló fotonszámot változtatva, a többi paramétert változatlanul hagyva $J_p=1,2$ foton/ σ_p és $J_p=1,9$ foton/ σ_p között kapunk egyes impulzusokat. Hasonló paraméterekkel ($z_{max}=15$, $\tau_p=100 \tau_{tr}$, $\tau=200 \tau_{tr}$), de állandó, 0,3 vizibilitású interferencia csíkrendszerrel pumpálva a lézert - a (36a-d) egyenletrendszerrel megoldva - $J_p=1,1$ foton/ σ_p és $J_p=1,5$ foton/ σ_p pumpáló fotonszám között kaptam egyes impulzusú megoldásokat. Az összehasonlításból kitűnik, hogy a lyuk-égetett EVFL küszöbe és a dinamikus tartománya valamivel nagyobb (10, ill. 20%-kal), mint az interferencia csíkrendszerrel pumpált EVFL-é. Az eltérés oka egyrészt az, hogy a lyuk-égetett EVFL-ben a beíró paraméter az átlagos inverziót is csökkenti, amit a pumpálásnak pótolni kell, a küszöb megemelkedik. Másrészt a térben homogén pumpálás az inverzió modulációt csökkenti, (34d) jobb oldalának első tagja írja le ezt

a változást. Ez a hatás a második lyuk-égetett EVFL impulzus küszöbének a viszonylagos emelkedését idézi elő, a dinamikus tartomány növekszik. Ezt igazolja az is, hogy több impulzus generálás esetén a lyuk-égetett EVFL impulzusok követési távolsága 30%-kal nagyobb, mint az interferencia csíkrendszerrel pumpált EVFL impulzusoké.

A 13. ábrán látható az inverzió moduláció láthatóságának (V) tér- és időbeli változása a lyuk-égetett EVFL első impulzusának a megjelenése alatt. Láthatóan az EVFL saját terének a moduláció csökkenti, lyuk-égető hatása a jelentősebb, az is a struktúra közepén, ahol az RS szorzat a legnagyobb (ld. 34d jobb oldalának az utolsó tagja). A homogén utánpumpálás miatti moduláció csökkenés lassabb, de szintén jelentős, két festéklézer impulzus között a moduláció a felére is csökkenhet az aktív anyag szélein, ahol az R vagy S nulla, így az RS szorzat nem játszik szerepet.

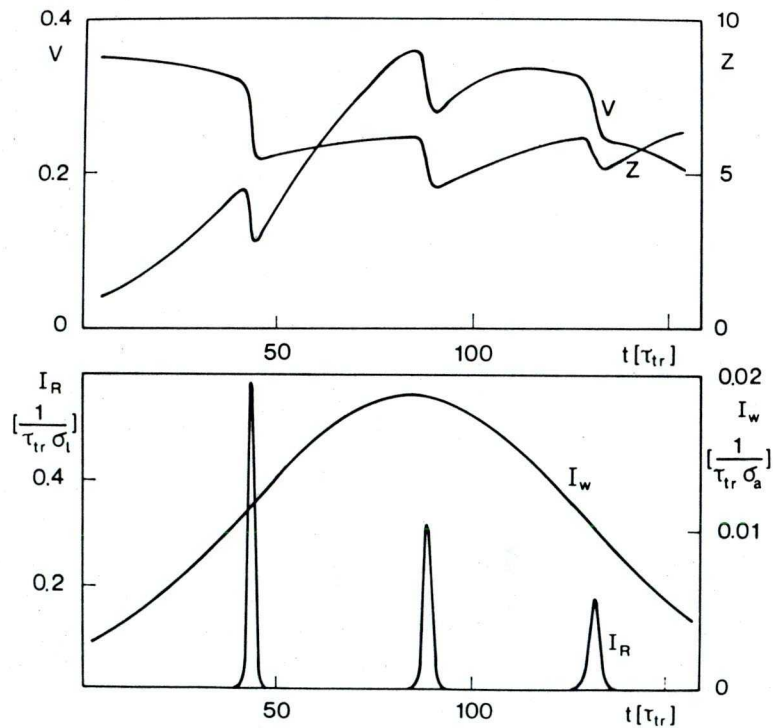


13. ábra: Az inverzió moduláció láthatóságának tér- és időbeli változása.

II/3b Folyamatos pumpálás, impulzus beírás

A lézeryanyag folyamatos pumpálása esetén, visszacsatolás hiányában az inverzió növekedésének az abszorpció kifakulása és az erősített spontán emisszió szab határt. Adott pumpálási sebesség esetén egy idő után állandó inverzió alakul ki.

Tegyük fel, hogy kialakult az inverzióban egy stacionárius állapot, amikor egy beíró fényimpulzussal létrehozunk a Bragg-rácsot, visszacsatolást biztosítva az anyagban. Elegendő nagyságú inverzió és visszacsatolás esetén (10) lézerműködést várhatunk.



14. ábra: A lyuk-égetett EVFL működése folyamatos pumpálás és impulzus beírás hatására.

$$I_p = 0,02 \text{ foton}/\sigma_p \tau_{tr}, \quad J_w = 2 \text{ foton}/\sigma_w, \quad \tau_w = 100 \tau_{tr}, \\ \tau = 200 \tau_{tr}, \quad z_{max} = 12.$$

A 14. ábrán láthatjuk a (34a-d) egyenletrendszer egy ilyen megoldását.

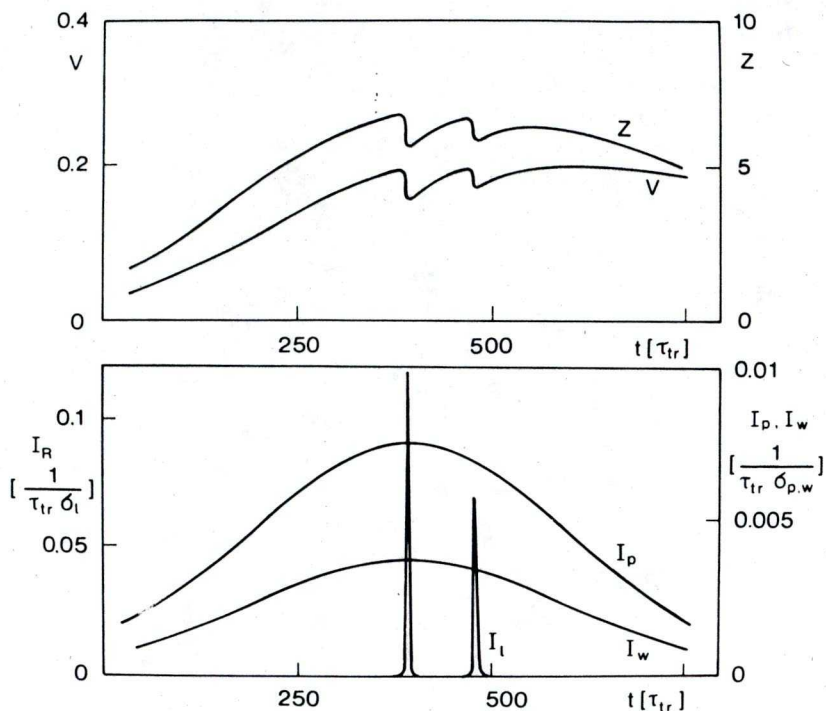
A működés felfogható **aktív Q-kapcsolásnak**, mivel az inverzió kialakulása után a rezonátor jóságát valamilyen külső hatás segítségével megnöveltük.

Bár az aktív anyag folyamatosan erősített spontán emissziót sugároz, annak intenzitása több, mint 10 nagyságrenddel kisebb, mint a lézer intenzitás.

II/3c Impulzus pumpálás, impulzus beírás

Ha a lézeranyagot egyidőben tesszük ki a pumpáló és beíró fényimpulzusok hatásának, az EVFL impulzusok jelentős rövidülést mutatnak. A pumpáló időtartamhoz képest 115-szörös rövidülés jelentkezik a második EVFL impulzus küszöbének megfelelő pumpáló energia esetén ($\tau_p = 500 \tau_{tr}$, $J = 3,7$ foton/ σ_p , $J_w = 1.85$ foton/ σ_w , $z_{max} = 15$, $\tau = 200 \tau_{tr}$). Interferencia csíkrendszerrel pumpált EVFL hasonló körülmények között ($V_p = 0,3$, $\tau_p = 500 \tau_{tr}$, $J_p = 2.8$ foton/ σ_p , $z_{max} = 15$, $\tau = 200 \tau_{tr}$, második EVFL impulzus küszöbe) csak 83-szoros rövidülést hoz létre.

A két számadat közötti eltérés jelentős. Oka abban keresendő, hogy a lyuk-égetett EVFL esetén a gerjesztett állapot koncentrációja és a beírt struktúra láthatósága egyszerre nő (15. ábra).



15. ábra: Pumpálás és beírás egyidejűleg. $\tau_p = 500 \tau_{tr}$,
 $J_p = 4 \text{ foton}/\sigma_p$, $J_w = 2 \text{ foton}/\sigma_w$, $\tau = 200 \tau_{tr}$, $z_{\max} = 15$.

A sebességi egyenleteken alapuló modell [6] szerint a lézer ekvivalens üregélettartama ezen mennyiségek szorzatának a négyzetével arányos,

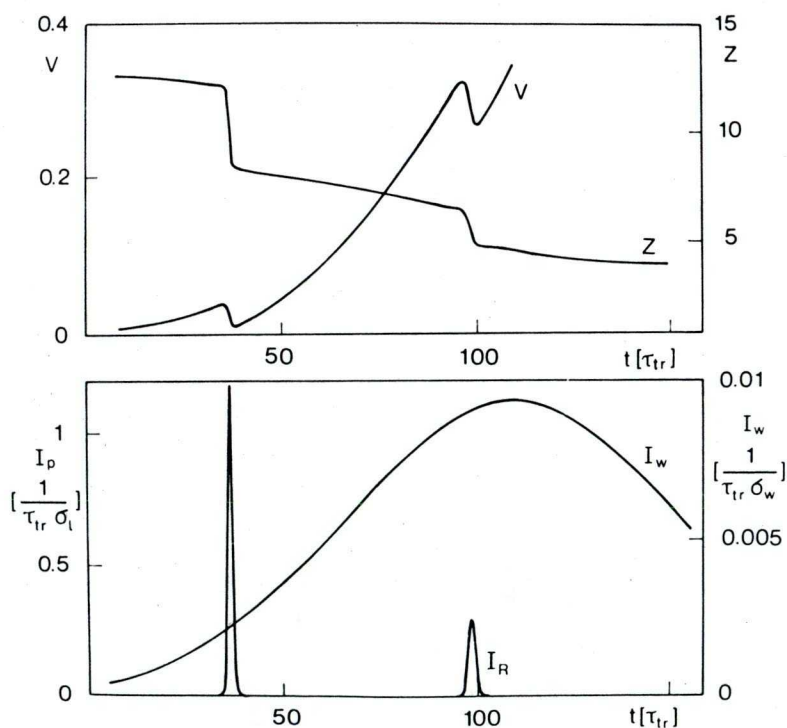
$$\tau_c \sim n^2 V^2, \quad (13a)$$

így igen hatásos **kettős Q-kapcsolás** az eredmény. Az interferencia csíkrendszerrel pumpált EVFL esetén csupán n nő a pumpálás során, V állandó marad.

Ha a pumpálást és a Bragg-rács létrehozását időben szétválasztjuk, lehetőség nyílik **szigorúan egyes impulzusú lézerműködés** létrehozására.

Először egy pumpáló fényimpulzus hozzon létre inverziót, ezáltal erősítést az anyagban. A beíró fényimpulzus a pumpálás megszűnte, az invertálás befejeződése után érkezen. Ekkor, kellő visszacsatolás elérése esetén megjelenik egy EVFL impulzus. Minthogy a pumpálás már befejeződött, nincs lehetőség további energia pótlására, ami elősegítené újabb festéklézer impulzusok megjelenését. A gerjesztett állapot koncentrációja és az erősítési tényező szigorúan monoton csökkenő függvény.

Bár a struktúra láthatósága növekszik és az első EVFL impulzus megjelenéséhez szükségesnél nagyobb láthatóság újabb impulzus megjelenéséhez vezethet (16. ábra), ez a probléma is leküzdhető.



16. ábra: A lyuk-égetett EVFL gerjesztése a pumpálás és a beírási időbeli szétválasztásával. $z_{max} = 12,5$.
 $\tau_w = 100 \tau_{tr}$, $J = 1$ foton/ σ_w , $\tau = 200 \tau_{tr}$.

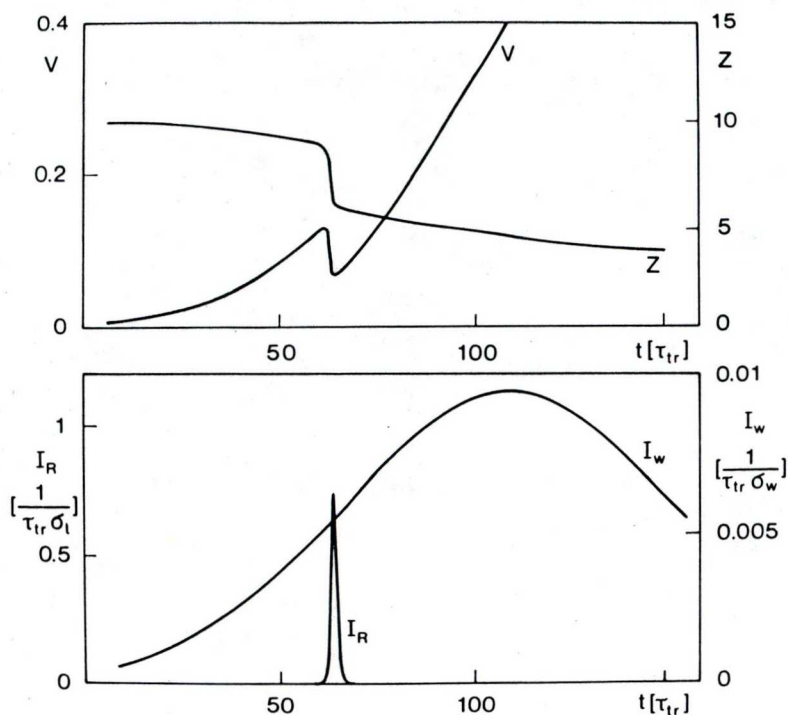
A számítások szerint $z=8$ -tól $z=12$ -ig terjedő kisjelű erősítési tényező esetén kapunk egyes impulzusokat, $z=12$ -nél nagyobb érték esetén kettős, hármas impulzusok jelennek meg. A gerjesztés szempontjából ez önmagában is nagy dinamikus tartomány, de ha szükséges, akár tetszőlegesen nagyra is tehetjük z értékének a korlátozásával. Ezt a teljes molekula koncentráció (N) és az aktív térfogat hosszának (L) a megfelelő beállítással érhetjük el. Az erősítési tényező értéke ugyanis soha nem lehet nagyobb, mint

$$z_{\max} = \sigma_1 \cdot N \cdot L, \quad (39)$$

ami annak felel meg, hogy az összes molekula gerjesztett állapotban van. Tehát a küszöb energia többszörösével gerjesztve is a lyuk-égetett EVFL-t, mindig egyes fényimpulzusokat kapunk. A 17. ábrán $z=10$ kezdeti kisjelű erősítési tényező esetén végzett számítás eredményét láthatjuk.

Az EVFL impulzus időbeli félértékszélessége 57-szer rövidebb, mint a beíró fényimpulzusé. A beíró impulzusnak csupán a felfutó éle játszik szerepet, az energiája sem kritikus a működés szempontjából.

Természetesen a beíró impulzusnak a gerjesztett állapot élettartamánál kisebb késleltetéssel kell követnie a gerjesztés befejeződését, ellenkező esetben a gerjesztett állapotok önmaguktól relaxálnak, az erősítés megszűnik.



17. ábra: Egyes impulzus generálás. $z_{max} = 10$, $\tau_w = 100 \tau_{tr}$,
 $J_w = 1 \text{ foton}/\sigma_w$, $\tau = 200 \tau_{tr}$.

Nagy erősítési tényező esetén nem szabad megfeledkezni az erősített spontán emisszió (ESE) hatásáról sem. Az EVFL működését leíró (34,36) egyenletrendszerben az R_0 és S_0 tagok veszik figyelembe a spontán emisszió által okozott elektromágneses teret, ami természetesen visszacsatolás hiányában is erősödhet. De minthogy az EVFL-t leíró egyenletrendszer egydimenziós, az ESE pedig nagy térszögbe sugároz, a probléma tárgyalása itt korlátozott érvényű.

[28]-ban a szerzők rámutattak, mennyire fontos az erősített spontán emisszió tárgyalásánál az aktív térfogat és az ESE sugárzás geometriájának a pontos figyelembe vétele. Számításaikból és méréseikből megállapítható, hogy $z=8$ -nál nagyobb

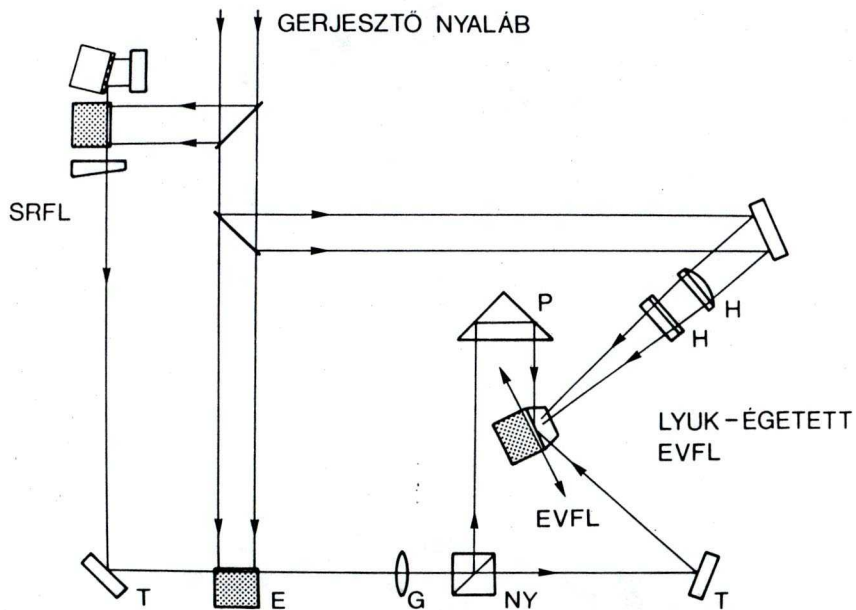
erősítési tényező esetén az ESE kezd jelentőssé válni, egyúttal az elérhető maximális erősítési tényezőt korlátozza, a pumpálási sebességtől függő mértékben.

A lyuk-égetett EVFL-re vonatkozóan a b. és c. pumpáló séma esetén várhatunk jelentős erősített spontán emissziót, amikor a szükséges erősítési tényező 8-nál magasabb, és ez hosszú ideig fennáll, lehetőséget adva az ESE felépülésének. A többi pumpálási séma esetén az EVFL-ekre általában jellemző alacsony ESE-t [29] várhatunk.

III. A LYUK-ÉGETETT ELOSZTOTT VISSZACSATOLÁSÚ FESTÉKLÉZER KÍSÉRLETI MEGVALÓSÍTÁSA

III/1 A működés elvének a kísérleti demonstrálása

A működés elvének a helyességét a 18. ábrán látható kísérleti összeállítás segítségével igazoltam.



18. ábra: A lyuk-égetett EVFL működésének a kísérleti demonstrálása. SRFL: súrlódó ráccsal hangolt keskenysávú festéklézer, E: erősítő, G: gömbi lencse N: nyalábosztó kocka, P: prizma, T: tükrök, H: hengerlencsék.

Az EVFL-ben rodamin 6G festék $2 \cdot 10^{-3}$ mol/l koncentrációjú etilalkoholos oldata szolgált aktív anyagként. Pumpálásra XeCl

excimer lézer nyalábjának egy részét használtam (308nm, 200 μ J). A beíró nyalábot excimer lézerrel pumpált súrlódó beesésű rács-csal hangolt keskenysávú festéklézer (SRFL) szolgáltatta, aktív anyaga $3 \cdot 10^{-3}$ mol/l koncentrációjú rodamin 6G oldat volt. A lézer koherencia tulajdonságait 4 mm bázistávolságú Fabry-Perot interferométerrel vizsgáltam, a koherenciahossz 10 mm-nél nagyobbak adódott, ami elegendőnek bizonyult jó láthatóságú interferencia csíkrendszer létrehozásához.

A keskenysávú festéklézer fényét egy 4 mJ-lal pumpált erősítőben megerősítettem, majd 50%-os nyalábosztóval kettéválasztottam. Az így nyert két nyalábot a 18. ábrán látható módon egy prizma és egy tükör segítségével az EVFL küvetta felszínére irányítottam, 100 mm fókusztávolságú gömbi lencsével fókuszáltam. A küvetta elülső lapjára ragasztott prizma azt a célt szolgálta, hogy a beíró nyalábok az oldatban kellően nagy szögben találkozhassanak. A prizma nélkül a nyalábok találkozási szöge a küvetta elülső felületén való fénytörés miatt lényegesen kisebb lenne.

A pumpáló nyalábbal egy 4mm X 0,3 mm-es foltot világítottam meg a beíró nyalábok találkozási helyén. A gerjesztett térfogat alakját és méretét két egymásra merőlegesen elhelyezett hengerlencsével állítottam be.

A pumpálás hatására a beíró nyalábok erősödtek, a beíró nyalábok a festékoldatban keletkező erősített spontán emissziót lecsökkentették. E két jelenség megfigyelésével lehetett a három nyalábot pontosan ugyanarra a helyre fókuszálni.

A P prizma megfelelő eltolásával biztosítottam a két beíró nyaláb úthosszának az egyenlőségét, a koherenciát. Ekkor a

lyuk-égetett EVFL követta elé helyezett ernyőn az ESE folt helyén egy annál kisebb méretű fénylő folt jelent meg.

A folt eredetének a kiderítése végett megvizsgáltam a fény spektrumát, DFSZ 8-1 spektrográffal. A hullámhosszat 581,4 nm-nek, a sáv szélességet 0,1 nm-nél kisebbnek találtam. Ugyanakkor a beíró nyalábok hullámhossza 583,2 nm volt, ez arra utalt, hogy a folt nem közvetlenül a beíró nyaláboktól származik valamiféle szóródás miatt. Ezt erősítette meg az is, hogy a beíró nyalábok bármelyikének a kitakarásával a folt eltűnt. A kis sáv szélesség lézersugárzásra utalt.

Változtatva a beíró nyalábok hullámhosszát és találkozási szögét, a megjelenő sugárzás hullámhossza a

$$\lambda = \lambda_w / \sin\theta \quad (40)$$

összefüggés szerint változott. θ a beíró nyalábok találkozási szöge a festékoldatban. Az eredményt összehasonlítva (21)-gyel, valamint a II/1 fejezetben mondottakkal, megállapítható, hogy valóban térbeli lyuk-égetett EVFL működést tapasztaltam.

A lézer időbeli tulajdonságait Hamamatsu C979 típusú, 10 ps feloldóképességű sávkamerával vizsgáltam, a 18. ábra szerinti elrendezés esetén a festéklézerekre általában jellemző oszcillációkat figyeltem meg. Részletesebb időbeli vizsgálatnak újabb, a gyakorlati szempontoknak jobban megfelelő elrendezéseket vettem alá.

III/2 Széles sávban folytonosan hangolható egyes impulzusú lyuk-égetett EVFL

Az I/3 fejezetben részletesen tárgyaltam azokat a kísérleti problémákat, amelyek a korábbi, interferencia csíkrendszerrel gerjesztett EVFL-ek kapcsán felmerülnek. Röviden összefoglalva: Ezek a lézerek jó koherencia tulajdonságokkal rendelkező pumpáló fényforrást igényelnek. Ha rosszabb koherenciájú fényimpulzussal gerjesztjük azokat, akkor akromatikus elrendezést kell alkalmazni. Egyes EVFL impulzusok generálásához nagy energia stabilitással rendelkező pumpáló fényforrásra vagy speciális kísérleti megvalósításra van szükség.

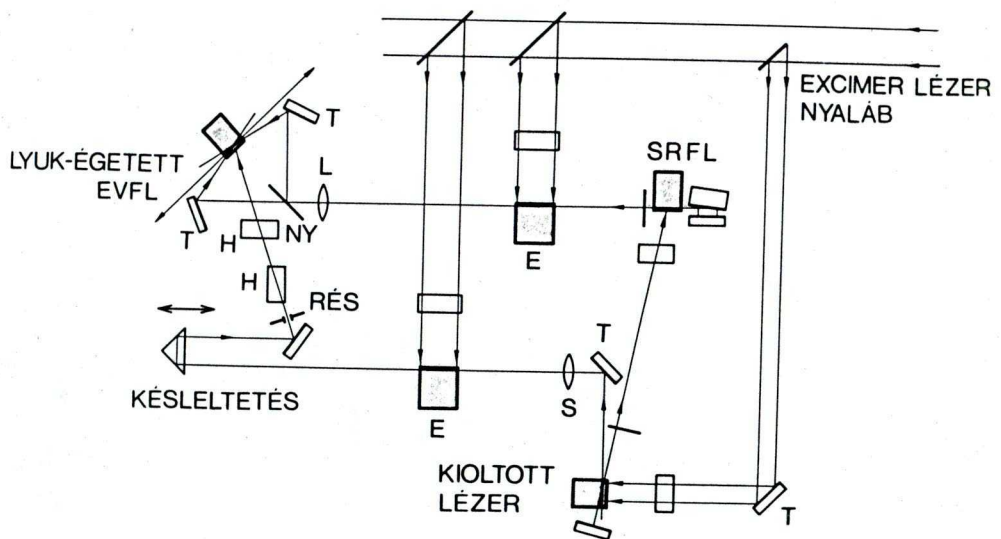
Lyuk-égetett EVFL alkalmazása esetén a fenti problémák egyszerűen megoldhatók. Az elmélet szerint folytonos beírás és impulzus pumpálás hatására a lyuk-égetett EVFL tranziens viselkedést mutat, rövid impulzus sorozatot, vagy egyes fényimpulzusokat generál (II/3a fejezet), az interferencia csíkrendszerrel pumpált EVFL-hez hasonlóan. A kísérleti megvalósítás szempontjából azonban lényeges különbség, hogy a lyuk-égetett EVFL nem igényel sem transzformáció limitált pumpáló, ill. beíró fényimpulzusokat, sem akromatikus elrendezést. A pumpáló fényimpulzusnak egyedül az időbeli, a beírónak egyedül a koherencia tulajdonságai a lényegesek. A pumpáló lézer lehet például egy kioltott festéklézer [30,31], a beíró pedig egy súrlódó ráccsal hangolt keskenysávú festéklézer (SRFL) [32]. Mindkettő egyszerű felépítésű, könnyen megépíthető. Minthogy akromatikus elrendezésre nincs szükség, a lyuk-égetett EVFL könnyen hangolható, a beíró hullámhossz hangolásával, ez a SRFL-ben egyetlen állító-

csavar elforgatásával elvégezhető.

Ha a pumpáló és beíró folyamatokat időben szétválasztjuk, azaz a beírás időben követi a pumpálást, a II/3c fejezet szerint nagy stabilitású, szigorúan egyes impulzusú működés valószínűsíthető meg.

Kísérleti összeállítás:

A fenti megállapításokat a 19. ábrán látható kísérleti elrendezés segítségével igazoltam.



19. ábra: Széles sávban folytonosan hangolható egyes fényimpulzusokat előállító lyuk-égetett EVFL kísérleti elrendezése. (A rövidítések jelentése a 18. ábra alatt.)

Az egész rendszer (lézer oszcillátorok, erősítők) pumpálására

Lambda Physik gyártmányú XeCl excimer lézert használtam, amely 15 ns időbeli félértékszélességű 120 mJ energiájú fényimpulzusokat szolgáltatott 308 nm hullámhosszon. (A kísérletek elvégzéséhez a teljes energia egy tizedét használtam.) Az excimer lézer nyalábból kvarclemezekkel csatoltam ki megfelelő energiájú nyalábokat az oszcillátorok és erősítők pumpálására.

2,5 mJ energiával gerjesztettem a kioltott festéklézert [31], $5 \cdot 10^{-3}$ mol/l koncentrációjú p-terfenil oldatot tartalmazott a küvetta. A kioltott lézer belső rezonátorát az 5 mm-es küvetta falai alkották, az 5 cm hosszúságú külső rezonátor egy 100% reflexiójú hátsó tükörrel és egy pánpáralell kvarc lemez kicsatoló tükörrel működött. A két rezonátor 30 mrad szöget zárt be egymással.

A sávkamerás mérések szerint a kioltott lézer 200 ps-os fényimpulzusokat hozott létre, amit egy 4 mJ-lal pumpált $2 \cdot 10^{-3}$ mol/l koncentrációjú p-terfenil oldatot tartalmazó erősítőben megerősítettem. A fényimpulzusokat egy eltolható prizmából álló változtatható optikai késleltetésen és egy változtatható résszélességű optikai résen vezettem keresztül. A rést két egymásra merőlegesen elhelyezett hengerlencse segítségével a lyukégetett EVFL küvetta felszínére képeztem le. Így a kivilágított térfogat hosszát és magasságát a rés, valamint a hengerlencsék beállítása segítségével változtatni tudtam.

A kioltott lézer külső rezonátora közvetlenül pumpált egy súrlódó beesésű ráccsal hangolt festéklézert (SRFL) [32]. Mint-hogy a kioltott lézer két rezonátora egymással szinkronban működik, a belső rezonátor és a külső rezonátorral közvetlenül pumpált SRFL között is kicsi a lézélés kezdetének egymáshoz

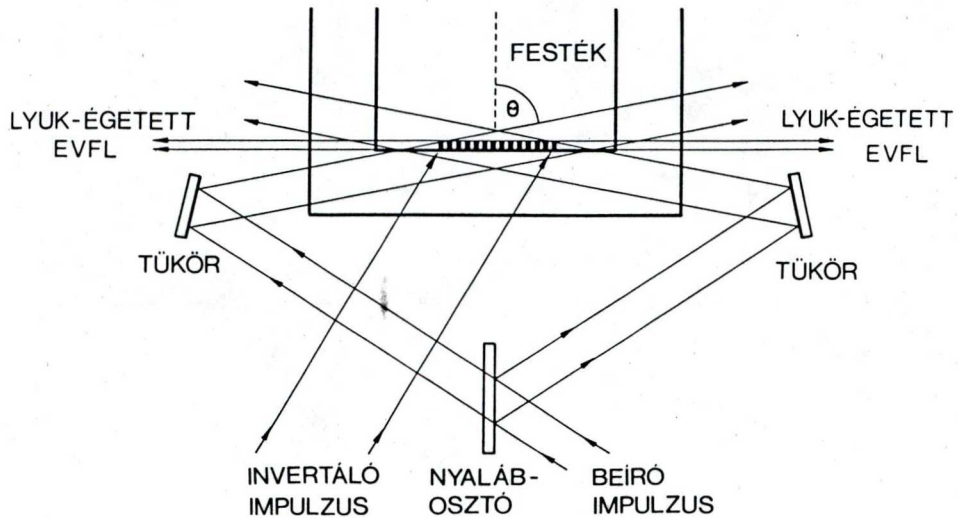
viszonyított időbeli bizonytalansága (jitter). A mérések szerint a jitter 100 ps-nál kisebbnek adódott.

A SRFL aktív anyaga 10^{-2} mol/l koncentrációjú kumarin 102 festék etilalkoholos oldata volt. A 2 cm hosszúságú rezonátorban 3052 1/mm -es holografikus rácsot és plánparalel kvarc lemez kicsatoló tükröt alkalmaztam. A koherencia hosszát Fabry-Perot interferométerrel ellenőriztem, 2 mm-nél nagyobbak adódtak. A lézer néhány ns-ig működött, meredek, 200 ps-os kezdeti túllövéssel indult.

A SRFL fényét egy $3 \cdot 10^{-3}$ mol/l kumarin 102 oldatot tartalmazó, 1,6 mJ energiával pumpált erősítőben megerősítettem, majd egy 50%-os nyalábosztóval kettéválasztottam. 10 cm-es gömbi lencsével fókuszáltam az EVFL aktív térfogatába.

A beíró nyalábok az EVFL küvetta oldalsó lapján léptek be a küvettába, ezáltal elkerültem, hogy a küvetta elülső lapjára prizmát kelljen ragasztani (20. ábra).

A lyuk-égetett EVFL aktív anyagaként 10^{-2} mol/l koncentrációjú kumarin 102 festéket alkalmaztam. Az 1 mm-es küvettát kissé megdöntöttem, hogy elkerüljem a lézélést a küvetta falai által alkotott rezonátorban. Az aktív térfogat hosszát 0,3 mm-re állítottam be.



20. ábra: A lyuk-égetett EVFL gerjesztése. A beíró nyalábok az oldalsó falakon lépnek a küvettába, ezzel biztosítható, hogy a festékoldatban kellően nagy szögben találkozzanak.

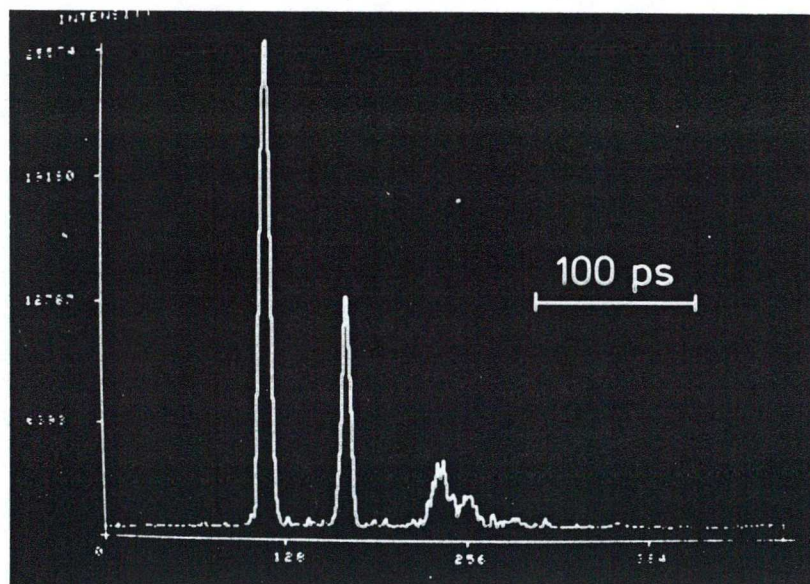
Eredmények:

Amikor a pumpáló és beíró nyalábok térben és időben találkoztak, lyuk-égetett EVFL sugárzást figyeltem meg. Az EVFL és a beíró nyalábok hullámhosszai közötti eltérést szintén a (40) összefüggés szerintinek találtam. Az eltérést 1 nm-től 15 nm-ig változtatni tudtam, a beíró nyalábok szögének a változtatásával. Interferencia csíkrendszerrel gerjesztett EVFL-ek esetén ez az eltolódás legalább 30 nm. Lyuk-égetett EVFL alkalmazása ebből következően előnyösebb lehet, ha a spektrum rövidebb hullámhosszú tartományában akarunk rövid fényimpulzusokat előállítani több lézer egymás után kapcsolásával, fokozatos, egymás

utáni impulzusrövidítéssel.

A beíró nyaláb hullámhosszának a hangolásával az EVFL hullámhosszát 460,2 nm-től 493,3 nm-ig változtattam. Ez gyakorlatilag a kumarin 102 festék teljes hangolási tartománya. A festék cseréjével a lézer az elrendezés megváltoztatása nélkül az egész látható, ill. a közeli ultraibolya és infravörös tartományon hangolható. BiBuQ festéket alkalmazva az ultraibolya (385 nm-), rodamin 6G festékkel a vörös spektrum tartományon való működést demonstráltam.

Az EVFL időbeli viselkedését Hamamatsu C 1587 típusú, 1,1 ps időbeli feloldóképességű sávkamerával vizsgáltam. A 21. ábrán egy tipikus impulzussorozat képe látható.



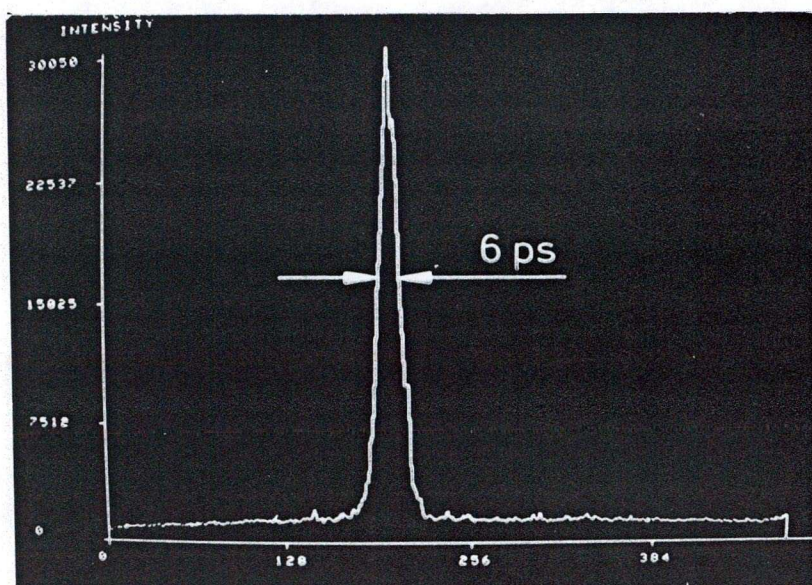
21. ábra: Lyuk-égetett EVFL impulzusok sávkamerás felvétele Pumpálás 200 ps-os fényimpulzussal, a beírás folytonos.

A beíró intenzitás folyamatos és állandónak tekinthető a 200 ps időtartamú pumpálás alatt. Az interferencia csíkrendszerrel pumpált EVFL-hez hasonlóan impulzussorozat jött létre. Jó az egyezés az elméleti modell eredményeivel (II/3.a, 12. ábra). Csökkentve a pumpálás intenzitását, egyes impulzusokat is kaptam, bár az EVFL-ekre jellemző kis dinamikus tartománnyal, azaz a pumpáló energiában jelentkező kismértékű szórás az EVFL impulzusok számában és energiájában jelentkező fluktuációt okozott.

Lyuk-égetett EVFL esetén lehetőség van arra, hogy szigorúan egyes impulzusú működést érjünk el. A II/3c. fejezetben tárgyaltak szerint, ha az interferencia csíkrendszert beíró folyamat csak a pumpálás befejeződése után kezdődik el, akkor nincs lehetőség energia utánpumpálásra az EVFL impulzusok megjelenése után. Ezenkívül kihasználva a festék telítődő abszorpcióját, az EVFL-be pumpált energia korlátozható, stabilizálható.

A pumpálás és a beírás időbeli szétválasztását a késleltető prizma eltolásával értem el. A prizma mozgatása közben az EVFL impulzussorozat impulzusainak a száma fokozatosan lecsökkent egyre (22. ábra), miközben az energiája hozzávetőlegesen kétszeresére nőtt, a nagyobb bepumpált energia miatt.

Az egyes impulzusú működéshez tartozó pumpáló és beíró energia tartományt a megfelelő nyalábok útjába helyezett szűrők segítségével mértem ki. A pumpáló energiában 2-szeres, a beíróban 5-szörös változás is még stabil, egyes impulzusú működést eredményezett. Ezek az értékek minden gyakorlati igényt kielégítenek, nincs szükség a korábbi, interferencia csíkrendszerrel gerjesztett EVFL-ek esetén alkalmazandó különféle stabilizáló megoldásokra [21-25].



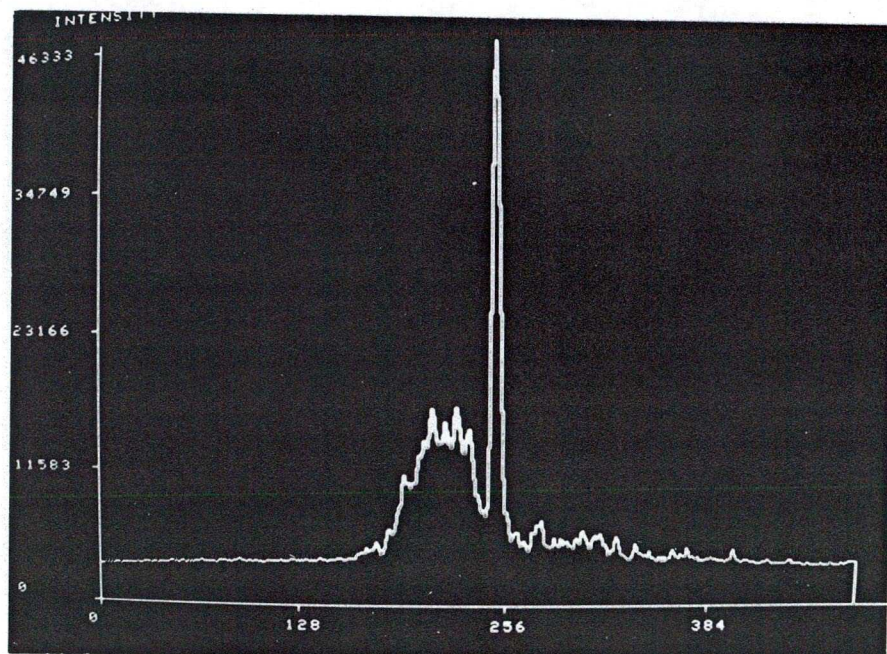
22. ábra: Egyes impulzusú működés. A beírás időben követi a pumpálást.

Az egyes lyuk-égetett EVFL impulzusok időbeli félértékszélességére 6 ps érték adódott. Ezen pumpálási séma esetén az EVFL impulzus hosszát nem a pumpálás időtartama, hanem a beíró fényimpulzus felfutási ideje határozza meg. A SRFL intenzitás 200 ps alatt növekedett a maximumának a 10%-áról 90%-ra.

Ha a pumpálás megelőzi a beíró folyamatot, az erősített spontán emisszió (ESE) sem elhanyagolható. De minthogy az ESE divergenciája és spektrumának a szélessége is nagyobb, mint az EVFL-é, az ESE intenzitás/ EVFL intenzitás arány egy diafragmával való térszűrés segítségével 10^{-2} -re, további spektrális szűréssel 10^{-4} -re csökkenthető.

Az ESE időbeli változásának a tanulmányozása bizonyítékot szolgáltat arra vonatkozóan, hogy az EVFL-ben a folyamatok valóban a II. fejezetben ismertetett modellnek megfelelően zajlanak le. Az ESE és az EVFL fényét egy polarizátoron keresztül

képeztem le a sávkamera belépő részére. Az EVFL fénye polarizált - a beíró nyalábéval megegyező polarizációjú -, az ESE polarizálatlan, így a polarizátor megfelelő beállításával az EVFL intenzitását annyira lecsökkentettem, hogy az ESE intenzitásával összemérhető legyen. A 23. ábrán látható felvételt kaptam.



23. ábra: Az ESE és a lyuk-égetett EVFL impulzus sávkamerás felvétele.

Az ESE lassúbb lefolyású, az éles csúcs az EVFL impulzus. Megfigyelhető az ESE pumpálás miatti növekedése, majd későbbi gyengülése. Közvetlenül az EVFL impulzus megjelenése előtti gyors csökkenés a beíró nyaláb inverziót csökkentő hatásának a következménye. Eközben alakul ki a térben periodikus struktúra, ami végül is visszacsatoláshoz, EVFL impulzus kialakulásához vezet. Újabb EVFL impulzus nem jelenik meg, az inverzió végül zérusra lecseng.

Az EVFL impulzus spektrális sávszélességét 1 mm bázistávolságú Fabry-Perot interferométerrel mértem meg, amit az egyidőben végzett időmérésekkel összevetve a $\Delta\nu\Delta t$ szorzatra 0,70 értéket kaptam. Transzformáció limitált Gauss impulzusra ez a szorzat 0,441. A lyuk-égetett EVFL impulzusai tehát közel transzformáció limitáltak, alkalmasak gerjesztés-próba kísérletek, gyors nemlineáris optikai és spektroszkópiai vizsgálatok elvégzésére.

A lyuk-égetett EVFL-lel elért eredmények - széles sávban folytonosan hangolható közel transzformáció-limitált egyes ultrarövid fényimpulzus generálás - azt mutatják, hogy egy új eszköz került a kezünkbe, amely széles körű alkalmazást nyerhet az optika, a spektroszkópia területén, a gyorsan lejátszódó jelenségek vizsgálatában.

III/3 A továbbfejlesztés lehetőségei

Az értekezés célja egy elvileg új típusú lézer megalkotása volt. Az új eszközzel végzett első kísérletek természetesen csak a kiindulópontjai lehetnek egy esetleges későbbi fejlesztésnek, a speciális igényeket kielégítő fényforrások kifejlesztésének.

A továbbfejlesztés első kínálkozó lehetőségei: rövidebb fényimpulzusok előállítása, a kísérleti elrendezés egyszerűsítése, a nem optikai úton való pumpálás nyújtotta új lehetőségek felkutatása.

A jelenleg elért 6 ps-nál rövidebb lyuk-égetett EVFL impulzusok előállításának a nyilvánvaló módja; rövidebb gerjesztő impulzusok alkalmazása. A 200 ps-nál rövidebb pumpáló impulzus alkalmazása nem ütközik különösebb nehézségbe, transzformáció limitáltságra nem kell törekedni.

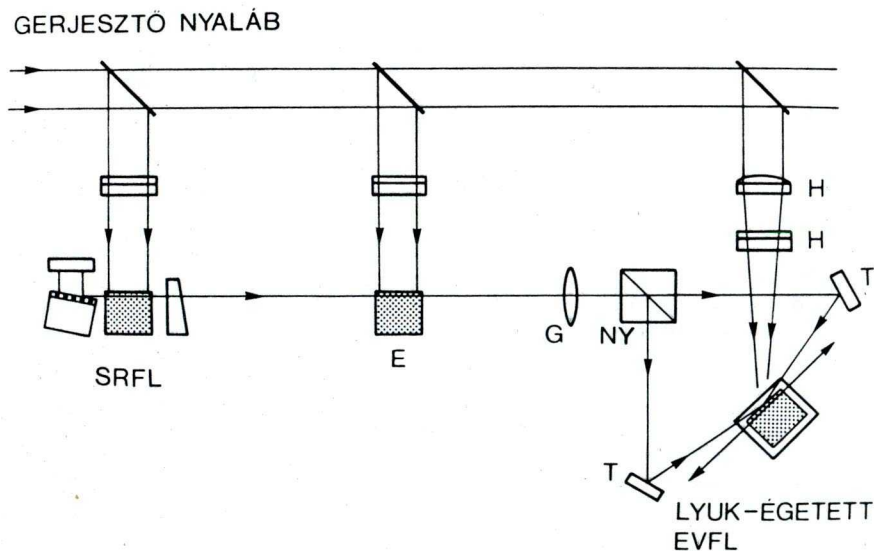
Szubpikuszekundumos EVFL működtetése esetén különös gondot kell fordítani az aktív térfogat kicsiny voltára ($L \approx 100 \mu\text{m}$). A méretek kicsinyítésekor meg kell őrizni a struktúra jó láthatóságát, egyúttal a torzulásmentességét is.

Lyuk-égetett EVFL alkalmazása során ezek a problémák is könnyen megoldhatók. Az aktív térfogat méreteit a pumpáló nyaláb által létrehozott folt mérete határozza meg, ami igen kicsinnyé tehető. A beíró nyalábok által megvilágított folt mérete ennél lényegesen nagyobb is lehet, a leképezési hibák kiküszöbölhetők. Ezáltal könnyű biztosítani a beégetett csíkrendszer jó láthatóságát és torzulásmentességét. Ugyanezen okok miatt a lyuk-égetett EVFL esetleges haladóhullámú gerjesztése

sem okoz problémát, a beírás állandó maradhat és kiterjed az EVFL teljes hosszára, míg a pumpálás a hosszának csak egy rövid szakaszát világítja meg, haladóhullámú elrendezésben.

A kísérleti elrendezés egyszerűsítése a pumpáló fényforrás tökéletesítése nyomán várható. Nanoszekundumos excimer lézer ([33], 1 ns, 2,3 mJ, 248 nm, 308 nm) pumpálás esetén a 19. ábrán látható elrendezésben a kioltott lézer és az erősítője elhagyható, az EVFL-t és a SRFL-t közvetlenül az excimer lézerrel pumpálhatjuk (24. ábra).

Kihasználva, hogy a lyuk-égetett EVFL-ben az impulzusrövidülés kis hullámhosszeltolódással jár, a 24. ábra szerinti elrendezés elvileg alkalmas néhány ps-os, hangolható, közel transzformáció limitált egyes fényimpulzusok előállítására egészen rövid hullámhosszakon. 248 nm-en pumpálva, BM-Terphenyl festék aktív anyaggal a hangolási tartomány a 315 nm-t is elér-



24. ábra: Szubnanoszekundumos impulzussal gerjesztett lyuk-égetett EVFL lehetséges egyszerűsített elrendezése.

heti. Ezen a tartományon sem a módusszinkronizált lézerek, sem az interferencia csíkrendszerrel gerjesztett EVFL-ek nem működnek.

A nem optikai úton pumpált lyuk-égetett elosztott visszacsatolású lézerek kifejlesztése új lehetőséget nyithat az EVFL-ek szélesebb körű alkalmazásának. Példaképpen két lehetőséget említek meg; excimer lézeres és félvezető lézeres megvalósítást.

Az excimer lézerek egy része az ultraibolya tartományban működik, ezek a nagy foton energiák és jó hatásfokuk miatt nagy fontosságúak. Módus-szinkronizálásuk még nem megoldott, nagy energiájú ultrarövid fényimpulzusok előállításának a módja az ultraibolya tartományban más lézerek impulzusainak a frekvencia többszörözése és excimerekben történő erősítése [34,35]. Ez a módszer akkor válik nehézkessé, amikor a rövid hullámhosszra már nem áll rendelkezésre frekvencia kétszerező kristály, így más módon kell a megfelelő hullámhosszat kikeverni.

Lyuk-égetett elosztott visszacsatolású excimer lézer működés létrehozásához egy másik, keskenysávú excimer lézer nyaláb párt -mint beíró nyalábokat- kell a gerjesztett térfogaton keresztülbocsátani. Minthogy az excimerek erősítési görbéjének a sáv szélessége néhány nm, lehetőség van arra, hogy a beíró és a lyuk-égetett lézer hullámhosszak egyaránt ezen belül helyezkedjenek el. Így az excimerben közvetlenül előállítható néhány száz ps-os, hangolható, transzformáció-limitált fényimpulzusokat kapnánk. Ennél rövidebb fényimpulzusok előállítása a gázlézer viszonylag kis erősítési tényezője miatt ütközne nehézségbe.

A félvezető lézerekben a fénykibocsátó centrumok sűrűsége a 10 mol/l -t is meghaladhatja, a szubpikoszekundumos működéshez szükséges nagy erősítési tényező és rövid rezonátorhossz elérhető. Félvezető lézerekben alkalmaznak elosztott visszacsatolású rezonátorokat, ezek azonban állandó rezonátor paraméterekkel rendelkező, ön-Q-kapcsoló tulajdonságot nem mutató ún. statikus elosztott visszacsatolású rezonátorok. **Dinamikus elosztott visszacsatolású félvezető lézerről** még nem számoltak be az irodalomban. A félvezető lézerrel elért legrövidebb fényimpulzusok időtartama az 1-10 ps tartományba esik [36], amit a lézer módus-szinkronizációjával értek el. Az elektromosan gerjesztett lyuk-égetett elosztott visszacsatolású félvezető lézertől szubpikoszekundumos impulzusok várhatók. Az elektromos úton vezérelhető, rövid fényimpulzusokat generáló félvezető lézereknek az optikai hírközlésben, digitális adatok továbbításában van egyre nagyobb szerepük.

A fenti példák azt mutatják, hogy a térbeli lyuk-égetett elosztott visszacsatolású lézerek még számos feltáratlan lehetőséget rejtenek.

A tudományos eredmények összefoglalása

1. - Megalkottam egy elvileg új, térbeli lyuk-égetett elosztott visszacsatolású lézer modellt.

2. - Az elvet alapos elméleti vizsgálatnak vetettem alá, melynek során összehasonlító vizsgálatot végeztem a lyuk-égetett EVFL-ek és a pumpáló fény interferencia csíkrendszerével gerjesztett EVFL-ek dinamikus tulajdonságai között. Kimutattam, hogy bizonyos pumpálási séma esetén a lyuk-égetett EVFL a korábbi EVFL-ek ön-Q-kapcsoló hatásánál erősebb, kettős Q-kapcsoló tulajdonságot mutat.

3. - Megalkottam a szigorúan egyes impulzusú lyuk-égetett EVFL modelljét.

4. - A kísérleti munkák során megépítettem az új lézert, ezzel kísérletben is igazoltam a működés elvének a helyességét.

5. - Létrehoztam egy excimer lézerrel gerjesztett kioltott festéklézer - optikai ráccsal hangolt festéklézer - lyuk-égetett EVFL rendszert, amely széles sávban folytonosan hangolható, nagy stabilitású, közel transzformáció limitált 6 ps-os egyes fényimpulzusokat állít elő.

6. - Javaslatot tettem elosztott visszacsatolású lézerműködés létrehozására nem optikai úton pumpált lézerekben.

IRODALOMJEGYZÉK

- [1] H. Kogelnik, C.V. Shank: Appl. Phys. Lett 18, 152 (1971)
- [2] A. Yariv, M. Nakamura: IEEE J. QE-13, 574 (1977)
- [3] C. V. Shank, J. E. Bjorkholm, H.Kogelnik: Appl. Phys. Lett. 18, 395 (1971)
- [4] R. A. Fisher: Appl. Phys. Lett. 24, 598 (1971)
- [5] H. Kogelnik, C. V. Shank: J. Appl. Phys. 43, 2327 (1972)
- [6] Zs. Bor: IEEE J. QE-16, 517 (1980)
- [7] M. Sargent III, W. H. Swatner, J. D. Thomas: IEEE J. QE-16, 456 (1980)
- [8] I. N. Duling, M. G. Raymer: IEEE J. QE-20, 1202 (1984)
- [9] K. E. Süsse, f. Weidner: Appl. Phys. B 37, 99 (1985)
- [10] P. A. Apanasevich, A. A. Afanasev, M. V. Korolkov: IEEE J. QE-23, 5333 (1987)
- [11] S. Szatmári, B. Rácz: Appl. Phys. B 43, 93 (1987)
- [12] S. Szatmári, F. P. Schäfer: Appl. Phys. B 46, 305 (1988)
- [13] Zs. Bor: Opt. Commun. 29, 329 (1979)
- [14] Zs. Bor: Opt Commun. 29, 103 (1979)
- [15] J. Hebling, Zs. Bor, B. Rácz: Acta Phys. et Chem. 30, 127 (1984)
- [16] Bor Zsolt: Kandidátusi értekezés, Szeged, 1980. III/6 fejezet
- [17] J. Hebling, Zs. Bor: J. Phys. E: Sci. Instrument. 17, 1077 (1984)
- [18] J. Jasny: Rev. Sci. Instrum. 57 1303 (1986)
- [19] Zs. Bor, A. Müller, B. Rácz, F.P. Schäfer: Appl. Phys. B 27, 9 (1972)

- [20] Zs. Bor, A. Müller, B. Rácz, F.P. Schäfer: Appl. Phys. B 27, 77 (1982)
- [21] Zs. Bor, F.P. Schafer: Appl. Phys. B 31, 209 (1983)
- [22] J. Hebling: Opt. Commun. 64, 539 (1987)
- [23] S. Szatmári, Zs. Bor: Appl. Phys. B 34, 29 (1984)
- [24] S. Szatmári, F.P. Schäfer: Opt. and Quant. Electron. 16, 277 (1984)
- [25] J. Hebling: Appl. Phys. B, közlés alatt (1988)
- [26] F. Ráksi: Appl. Phys. B, 47, 91 (1988)
- [27] M. Sargent III: Appl. Phys. 9, 127 (1976)
- [28] A. A. Hnilo, O. E. Martinez, E. J. Quel: IEEE J. QE-22, 20 (1986)
- [29] Zs. Bor: Opt Commun. 39, 381 (1981)
- [30] F. P. Schäfer, L. Wenchong, S. Szatmári: Appl. Phys. B 32, 123 (1983)
- [31] P. Simon, J. Klebniczki, G. Szabó: Opt. Commun, 56, 359 (1986)
- [32] I. Shosan, N. N. Danon, U. P. Oppenheim: J. Appl. Phys. 48, 4495 (1976)
- [33] K. Yamada, K. Miyazaki, T. Hasama, T. Sato: IEEE J. QE-24, 177 (1988)
- [34] P. B. Corkum, R. S. Taylor: IEEE J QE-18, 1962 (1982)
- [35] S. Szatmári, F. P. Schäfer, E. Müller-Horsche, W. Mucken-heim: Opt. Commun. 63, 305 (1987)
- [36] C. H. Lee, S. Y. Shin, S. Y. Lee: Opt. Lett. 13 464 (1988)

KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS

Ezúton mondok köszönetet dr. Hevesi Imre és dr. Ketskemény István egyetemi tanároknak, hogy mindvégig támogatták és figyelemmel kísérték a tanszéken folyó munkámat.

Köszönetet mondok dr. Bor Zsolt tudományos tanácsadónak, akinek a munkáiból és a vele folytatott konzultációkból széles ismeretanyagot merítettem.

Köszönetemet fejezem ki dr. Szatmári Sándor tudományos főmunkatársnak, aki a vele folytatott szakmai eszmecserek nyomán számos probléma megoldásában segítséget nyújtott.

Köszönetet mondok mindazon munkatársaimnak, köztük dr. Simon Péter tanársegédnek és dr. Szabó Gábor adjunktusnak, akik tanácsaikkal, észrevételükkel segítségemre voltak.

Külön köszönetemet fejezem ki F. P. Schäfer professzor úrnak, a Göttingeni Max-Planck Intézetben működő Lézerfizikai Részleg vezetőjének, hogy meghívása nyomán a kísérleti munkák jelentős részét az ottani jól felszerelt laboratóriumokban végezhettem.

Köszönetet mondok Horváth Lajosné és Mityókné Szabó Etelka laboránsoknak a dolgozat formai kivitelezésében nyújtott segítségükért.

A tudományos eredmények összefoglalása

1. - Megalkottam egy elvileg új, térbeli lyuk-égetett elosztott visszacsatolású lézer modellt.

2. - Az elvet alapos elméleti vizsgálatnak vetettem alá, melynek során összehasonlító vizsgálatot végeztem a lyuk-égetett EVFL-ek és a pumpáló fény interferencia csíkrendszerével gerjesztett EVFL-ek dinamikus tulajdonságai között. Kimutattam, hogy bizonyos pumpálási séma esetén a lyuk-égetett EVFL a korábbi EVFL-ek ön-Q-kapcsoló hatásánál erősebb, kettős Q-kapcsoló tulajdonságot mutat.

3. - Megalkottam a szigorúan egyes impulzusú lyuk-égetett EVFL modelljét.

4. - A kísérleti munkák során megépítettem az új lézert, ezzel kísérletben is igazoltam a működés elvének a helyességét.

5. - Létrehoztam egy excimer lézerrel gerjesztett kioltott festéklézer - optikai ráccsal hangolt festéklézer - lyuk-égetett EVFL rendszert, amely széles sávban folytonosan hangolható, nagy stabilitású, közel transzformáció limitált 6 ps-os egyes fényimpulzusokat állít elő.

6. - Javaslatot tettem elosztott visszacsatolású lézerműködés létrehozására nem optikai úton pumpált lézerekben.

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

1941-1942

IRODALOMJEGYZÉK

- [1] H. Kogelnik, C.V. Shank: Appl. Phys. Lett 18, 152 (1971)
- [2] A. Yariv, M. Nakamura: IEEE J. QE-13, 574 (1977)
- [3] C. V. Shank, J. E. Bjorkholm, H.Kogelnik: Appl. Phys. Lett. 18, 395 (1971)
- [4] R. A. Fisher: Appl. Phys. Lett. 24, 598 (1971)
- [5] H. Kogelnik, C. V. Shank: J. Appl. Phys. 43, 2327 (1972)
- [6] Zs. Bor: IEEE J. QE-16, 517 (1980)
- [7] M. Sargent III, W. H. Swatner, J. D. Thomas: IEEE J. QE-16, 456 (1980)
- [8] I. N. Duling, M. G. Raymer: IEEE J. QE-20, 1202 (1984)
- [9] K. E. Süsse, f. Weidner: Appl. Phys. B 37, 99 (1985)
- [10] P. A. Apanasevich, A. A. Afanasev, M. V. Korolkov: IEEE J. QE-23, 5333 (1987)
- [11] S. Szatmári, B. Rácz: Appl. Phys. B 43, 93 (1987)
- [12] S. Szatmári, F. P. Schäfer: Appl. Phys. B 46, 305 (1988)
- [13] Zs. Bor: Opt. Commun. 29, 329 (1979)
- [14] Zs. Bor: Opt Commun. 29, 103 (1979)
- [15] J. Hebling, Zs. Bor, B. Rácz: Acta Phys. et Chem. 30, 127 (1984)
- [16] Bor Zsolt: Kandidátusi értekezés, Szeged, 1980. III/6 fejezet
- [17] J. Hebling, Zs. Bor: J. Phys. E: Sci. Instrument. 17, 1077 (1984)
- [18] J. Jasny: Rev. Sci. Instrum. 57 1303 (1986)
- [19] Zs. Bor, A. Müller, B. Rácz, F.P. Schäfer: Appl. Phys. B 27, 9 (1972)

and the other side

is

the same as the other side

of the other side of the other side

of the other side of the other side

of the other side of the other side

of the other side of the other side

of the other side of the other side

of the other side of the other side

of the other side of the other side

of the other side of the other side

of

of the other side of the other side

of

of

of

of

of

- [20] Zs. Bor, A. Müller, B. Rácz, F.P. Schäfer: Appl. Phys. B 27, 77 (1982)
- [21] Zs. Bor, F.P. Schafer: Appl. Phys. B 31, 209 (1983)
- [22] J. Hebling: Opt. Commun. 64, 539 (1987)
- [23] S. Szatmári, Zs. Bor: Appl. Phys. B 34, 29 (1984)
- [24] S. Szatmári, F.P. Schäfer: Opt. and Quant. Electron. 16, 277 (1984)
- [25] J. Hebling: Appl. Phys. B, közlés alatt (1988)
- [26] F. Ráksi: Appl. Phys. B, 47, 91 (1988)
- [27] M. Sargent III: Appl. Phys. 9, 127 (1976)
- [28] A. A. Hnilo, O. E. Martinez, E. J. Quel: IEEE J. QE-22, 20 (1986)
- [29] Zs. Bor: Opt Commun. 39, 381 (1981)
- [30] F. P. Schäfer, L. Wenchong, S. Szatmári: Appl. Phys. B 32, 123 (1983)
- [31] P. Simon, J. Klebniczki, G. Szabó: Opt. Commun, 56, 359 (1986)
- [32] I. Shosan, N. N. Danon, U. P. Oppenheim: J. Appl. Phys. 48, 4495 (1976)
- [33] K. Yamada, K. Miyazaki, T. Hasama, T. Sato: IEEE J. QE-24, 177 (1988)
- [34] P. B. Corkum, R. S. Taylor: IEEE J QE-18, 1962 (1982)
- [35] S. Szatmári, F. P. Schäfer, E. Müller-Horsche, W. Mucken-heim: Opt. Commun. 63, 305 (1987)
- [36] C. H. Lee, S. Y. Shin, S. Y. Lee: Opt. Lett. 13 464 (1988)

1. The first part of the document is a letter from the author to the editor of the journal, dated 10/10/1954. The letter discusses the author's interest in the subject of the journal and the author's intention to submit a paper to the journal.

2. The second part of the document is a letter from the editor of the journal to the author, dated 10/10/1954. The letter discusses the author's paper and the editor's intention to accept the paper for publication.

3. The third part of the document is a letter from the author to the editor of the journal, dated 10/10/1954. The letter discusses the author's interest in the subject of the journal and the author's intention to submit a paper to the journal.

4. The fourth part of the document is a letter from the editor of the journal to the author, dated 10/10/1954. The letter discusses the author's paper and the editor's intention to accept the paper for publication.

5. The fifth part of the document is a letter from the author to the editor of the journal, dated 10/10/1954. The letter discusses the author's interest in the subject of the journal and the author's intention to submit a paper to the journal.

6. The sixth part of the document is a letter from the editor of the journal to the author, dated 10/10/1954. The letter discusses the author's paper and the editor's intention to accept the paper for publication.

7. The seventh part of the document is a letter from the author to the editor of the journal, dated 10/10/1954. The letter discusses the author's interest in the subject of the journal and the author's intention to submit a paper to the journal.

8. The eighth part of the document is a letter from the editor of the journal to the author, dated 10/10/1954. The letter discusses the author's paper and the editor's intention to accept the paper for publication.

9. The ninth part of the document is a letter from the author to the editor of the journal, dated 10/10/1954. The letter discusses the author's interest in the subject of the journal and the author's intention to submit a paper to the journal.

10. The tenth part of the document is a letter from the editor of the journal to the author, dated 10/10/1954. The letter discusses the author's paper and the editor's intention to accept the paper for publication.

KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS

Ezúton mondok köszönetet dr. Hevesi Imre és dr. Ketskemény István egyetemi tanároknak, hogy mindvégig támogatták és figyelemmel kísérték a tanszéken folyó munkámat.

Köszönetet mondok dr. Bor Zsolt tudományos tanácsadónak, akinek a munkáiból és a vele folytatott konzultációkból széles ismeretanyagot merítettem.

Köszönetemet fejezem ki dr. Szatmári Sándor tudományos főmunkatársnak, aki a vele folytatott szakmai eszmecserék nyomán számos probléma megoldásában segítséget nyújtott.

Köszönetet mondok mindazon munkatársaimnak, köztük dr. Simon Péter tanársegédnek és dr. Szabó Gábor adjunktusnak, akik tanácsaikkal, észrevételükkel segítségemre voltak.

Külön köszönetemet fejezem ki F. P. Schäfer professzor úrnak, a Göttingeni Max-Planck Intézetben működő Lézerfizikai Részleg vezetőjének, hogy meghívása nyomán a kísérleti munkák jelentős részét az ottani jól felszerelt laboratóriumokban végezhettem.

Köszönetet mondok Horváth Lajosné és Mityókné Szabó Etelka laboránsoknak a dolgozat formai kivitelezésében nyújtott segítségükért.