

József Attila Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Intézete

**IMPULZUSÜZEMŰ NITROGÉNLEZER VIZSGÁLATA ÉS  
ALKALMAZÁSA FESTÉKLEZEREK GERJESZTÉSÉRE**

**Doktori értekezés**

**Bor Zsolt**

**tudományos segédmunkatárs**

**SZEGED**

**1975**



## T a r t a l o m j e g y z é k

Bevezetés	1. old.
I. A festéklézerek működésének fizikai alapjai	
I.1. Szerves festékkoldatok spektroszkópiai tulajdonságait jellemző mennyiségek	4. old.
I.2. A szerves festéklézerek működésének elmélete	6. old.
II. A festéklézerek felépítése	18. old.
II.1. A festéklézerek gerjesztése	18. old.
II.1.a. Szélessávu gerjesztés	18. old.
II.1.b. Monokromatikus gerjesztés	25. old.
II.2. Optikai visszacsatolás megvalósításának módjai festéklézerekben	28. old.
II.2.a. Rezonátorral történő visszacsatolás	29. old.
II.2.b. Rezonátor nélküli lézerek	43. old.
II.3. Visszacsatolás nélküli festéklézerek	47. old.
III. A $N_2$ lézer tervezése	49. old.
IV. A $N_2$ lézer paraméterei	58. old.
V. A $N_2$ lézerrel gerjesztett festéklézerek vizsgálata	62. old.
Összefoglaló	77. old.
Irodalom	79. old.

## Bevezetés

Maiman volt az a szerencsés fizikus, aki 1960-ban elsőként látott lézer felvillanást. E tudománytörténeti szempontból jelentős kísérlet sikeres elvégzését Townes, Weber, Baszov, Prohorov, Bloembergen, Gordon, Zeigler, Schawlow és mások céltudatos elméleti és kísérleti munkái alapozták meg. A lézerekben lejátszódó fizikai folyamatok tanulmányozására nagy szellemi és anyagi erőket lekötő vizsgálatokat kezdtek. Néhány év múlva már több száz lézeraktív anyagot ismertek. 1966-ban Sorokin és munkatársai az USA-ban, valamint Sztjepanov és munkatársai a Szovjetunióban egymástól függetlenül felfedezték a folyadéklézereket. Ezek rubinlézer alapharmonikusaival gerjesztett infravörös lézerek voltak. 1967-ben megalkották a rubin és neodimium lézer felharmonikusaival gerjesztett folyadéklézereket (Sorokin, Mc Farland, Sztjepanov, Kocubanov), a villanólámpával gerjesztett folyadéklézereket (Sorokin, Lankard, Smith, Schäfer) és kidolgozták a sávszűkítés és hangolás módjait (Soffer, Mc Farland). A triplétt állapot, valamint a termikus

és az akusztikus eredetű optikai inhomogenitások vizsgálata 1970-ben lehetővé tette a folyamatos üzemi folyadéklézer létrehozását (Peterson).

Jelen disszertáció csak azokkal a folyadéklézerekkel foglalkozik, melyek aktív anyaga szerves festék. Szerves festékeknek szokták azokat az anyagokat nevezni, melyek fényelnyeléséért az anyagban található konjugált kettős kötés a felelős, még akkor is, ha az anyag abszorpciós sávja nem a látható hullámtartományban van /65/.

A folyadéklézerek megjelenése, melyeknek generálási hullámhossza széles spektrális tartományban folyamatosan változtatható, sok experimentátor régi vágyálmának beteljesedését jelentette. A festéklézerek egyéb jó tulajdonsággal is rendelkeznek. A festékek szilárd, folyadék- és gázfázisban is alkalmazhatók, így az abszorpciójuk és erősítésük könnyen kontrollálható, könnyű olcsón előállítani jó optikai minőségű festékoldatot, az oldat áramoltatásával könnyen megvalósítható az aktív anyag hűtése és az elérhető teljesítmény összemérhető a szilárdtest lézerek teljesítményével.

A festéklézerek vizsgálata elméleti és gyakorlati szempontból is fontos. A disszertáció nem tér ki a gyakorlati alkalmazásokra. Az /1/ monográfia e témakörnek külön fejezetet szentel.

A disszertáció tartalmazza a JATE Kisérleti Fizikai Intézetben megépített impulzusüzemű ultraibolya nitrogénlézer, valamint e nitrogénlézerrel gerjesztett, széles tartományban folyamatosan hangolható festéklézerek leírását.

## I. A festéklézerek működésének fizikai alapjai

### I. 1. Szerves festék oldatok spektroszkópiai tulajdonságait jellemző mennyiségek.

Régen ismert kísérleti tény, hogy a fényhullám intenzitása az anyagon való áthaladás közben csökken. Ezt a csökkenést /kis fényintenzitások esetében/ a Bouguer-Lambert törvény írja le:

$$I = I_0 \cdot e^{-k(\nu)x} \quad (1.1)$$

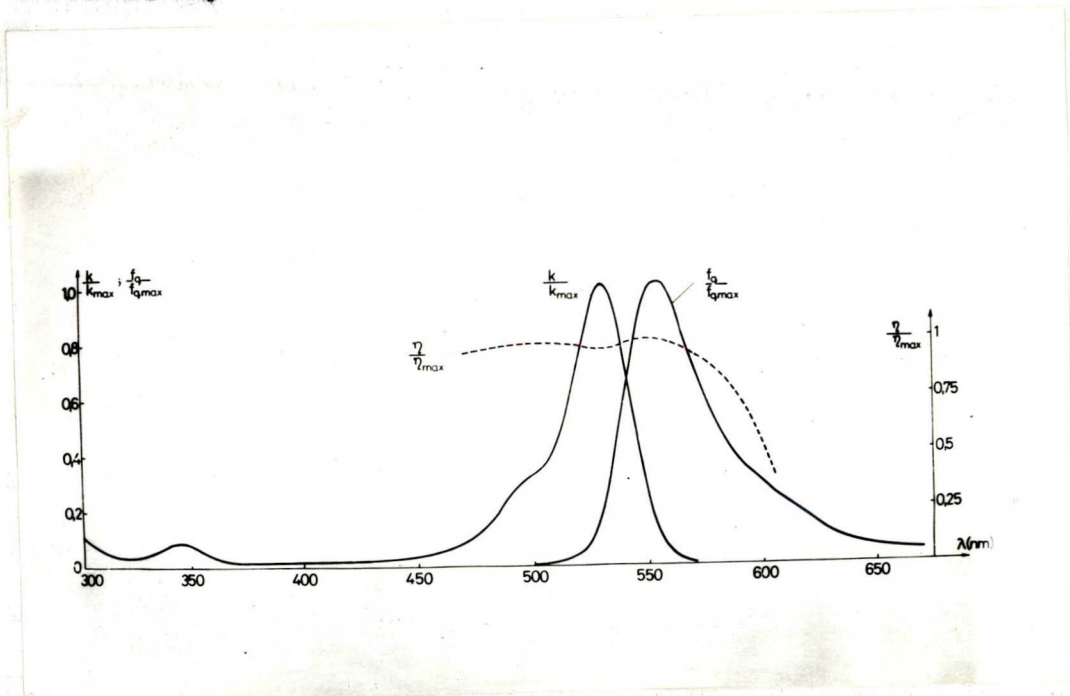
ahol  $I_0$  az anyagba belépő,  $I$  az  $x$  szélességű abszorbeáló rétegen történő áthaladás után a  $\nu$  frekvenciájú fény intenzitása,  $k(\nu)$  pedig a lineáris abszorpciós együttható. A nem abszorbeáló oldószerekben oldott abszorbeáló anyagok híg oldatainak abszorpciós együtthatója rendszerint arányos az oldott anyag koncentrációjával, (Lambert-Beer törvény).

Az elnyelt fényenergia egy része más terjedési irányu, és más spektrális összetételű másodlagos sugárzást hoz létre. E másodlagos sugárzás spektrális összetételét a normált fluoreszcencia spektrum  $f_q(\nu)$  jellemzi, amely a  $\Delta V$  térfogatelemből kisugárzott kvantumárammal arányos úgy, hogy

$$\int_0^{\infty} f_q(\nu) d(\nu) = 1 \quad (1.2)$$

A lumineszcencia kvantumhatásfokának ( $\eta(\nu)$ ) az oldat valamely  $\Delta V$  térfogateleméből időegység alatt a teljes térszögbe kisugárzott kvantumok számának és a

$\Delta V$  térfogatelemben időegység alatt elnyelt  $\nu$  frekvenciájú gerjesztő kvantumok számának hányadosát nevezzük. A szerves festékeket más anyagoktól elsősorban az különbözteti meg, hogy kvantumhatásfokuk igen nagy ( $1 \cdot 10^{-3} - 1$ ). Az 1. ábrán látható a rhodamin 6G abszorpció és fluoreszcencia spektruma, valamint a kvantumhatásfoka.



1. ábra

A közepes csillapodási idő  $\tau$  a lumineszkáló anyagok utánvilágítását jellemzi.  $\tau$  nem más, mint az utánvilágítási időnek az intenzitás szerint vett átlaga;

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} J(t)t dt}{\int_0^{\infty} J(t) dt} \quad , \quad (1.3)$$

ahol  $J(t)$  az előzőleg állandó erősségű,  $t=0$  pillanatban befejezett gerjesztés által kiváltott lumineszcencia intenzitása.



A festékkoldatok makroszkópikus tulajdonságait jellemző, fentebb felsorolt négy legfontosabb mennyiség kísérleti meghatározása elengedhetetlenül szükséges a festékmolekulák lézerfizikai szempontból alkalmasabb paramétereinek kiszámítására.

### I. 2. A szerves festéklézerek működésének elmélete

A szerves festéklézerek működési elvének áttekintésekor kövessük B.I. Sztjepanov gondolatmenetét /2,3./. Jelölje  $n_i$  az  $E_i$  energiájú állapotban levő molekulák koncentrációját,  $n$  pedig az összes molekulák koncentrációját. Nyilvánvaló, hogy:

$$\sum n_i = n \quad (1.4)$$

Termodinamikai egyensúly esetén a szintek betöltöttsége megfelel a Maxwell-Boltzmann elosztásnak:

$$n_i = C(T) g_i e^{-\frac{E_i}{kT}} \quad (1.5)$$

ahol  $T$  az abszolút hőmérséklet,  $k$  a Boltzmann állandó,  $g_i$  az  $i$  szint degenerációjának foka,  $C(T)$  pedig (1.4)-ből meghatározható normalizációs együttható. (1.5)-ből következik, hogy:

$$\frac{n_i}{n_j} = \frac{g_i}{g_j} e^{-\frac{(E_i - E_j)}{kT}} \quad (1.6)$$

Elektromágneses sugárzás hatására a fenti eloszlás megváltozik. E változás leírására az Einstein által javasolt átmeneti valószínűségek módszerét használjuk.

Az egyszerűség kedvéért tételezzük fel, hogy a molekula csak egy kitüntetett tengellyel rendelkezik, amelynek helyzete a térbeli polárkoordináta rendszer két szögével megadható. Jelölje  $n_j(\Omega_1)$  azoknak a  $j$  állapotban lévő molekuláknak a koncentrációját, amelyek kitüntetett tengelye az  $\Omega_1, \Omega_1 + d\Omega_1$  intervallumban helyezkedik el. Tegyük ki a molekulákat  $\alpha$  polarizációju,  $\Omega_1, \Omega_1 + d\Omega_1$  térszögben terjedő,  $\nu_{ij} = \frac{E_i - E_j}{h}$  frekvenciájú ( $E_i > E_j$ ),  $\bar{u}(\nu_{ij}, \Omega_1) d\Omega_1$  sűrűségű gerjesztő sugárzásnak. A gerjesztő sugárzás hatására adott idő alatt létrejött  $j \rightarrow i$  átmenetek számát a következő kifejezés adja:

$$dn_{j \rightarrow i} = b_{ji}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_1) \bar{u}(\nu_{ij}, \Omega_1) d\Omega_1 \cdot n_j(\Omega_1) dV dt d\Omega_1, \quad (1.7)$$

ahol  $b_{ji}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_1)$  az Einstein-féle differenciális együtt-ható.

A fény és az anyag kölcsönhatásának kvantumelmélete szerint a  $\nu_{ij}$  frekvenciájú foton  $i \rightarrow j$  átmenetet is kiválthat. Ezt a jelenséget kényszerített emisszióknak nevezik. A kényszerített emisszió során egy új foton keletkezik, melynek frekvenciája, fázisa, terjedési iránya és polarizációja megegyezik az  $i \rightarrow j$  átmenetet létrehozó beeső fotonéval. Az  $\bar{u}(\nu_{ij}, \Omega_1) d\Omega_1$  sűrűségű sugárzás által az  $n_i(\Omega_1) d\Omega_1 dV$  számú molekulák között  $dt$  idő alatt létrehozott  $i \rightarrow j$  kényszerített átmenetek szá-

mát a következő kifejezés adja meg:

$$dn_{i \rightarrow j}^{\text{kényszer.}} = b_{ij}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_2) \bar{u}(\nu_{ij}, \Omega_2) d\Omega_2 n_i(\Omega_1) d\Omega_1 dV dt, \quad (1.8)$$

ahol  $b_{ij}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_2)$  a kényszerített emisszió Einstein-féle differenciális együtthatója.

$i \rightarrow j$  átmenetek létrejöhetnek külső sugárzás hatása nélkül, spontán emisszióval is.  $dt$  idő alatt  $n_i(\Omega_1) d\Omega_1$  számú molekula által az  $\Omega_3, \Omega_3 + d\Omega_3$  térszögbe kibocsátott  $\alpha$  polarizációjú fotonok számát a következő kifejezés adja meg:

$$dn_{i \rightarrow j}^{\text{spontán}}(\Omega_1, \Omega_3) = a_{ij}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_3) d\Omega_3 n_i(\Omega_1) d\Omega_1 dV dt, \quad (1.9)$$

ahol  $a_{ij}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_3)$  a spontán emisszió Einstein-féle differenciális együtthatója.

A termodinamikai egyensúly kialakulásának feltétele az, hogy tetszőleges  $\Delta V$  térfogatban tetszőleges  $dt$  idő alatt az abszorpciós és emissziós átmenetek száma egyenlő legyen, ezért

$$dn_{ij}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_2) = dn_{i \rightarrow j}^{\text{kényszer.}}(\Omega_1, \Omega_2) + dn_{i \rightarrow j}^{\text{spontán}}(\Omega_1, \Omega_2). \quad (1.10)$$

Behelyettesítve a (1.7) (1.8) (1.9) egyenleteket,

egyszerűsítés után kapjuk:  $b_{ij}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_2) \bar{u}(\nu_{ij}, \Omega_2) n_i(\Omega_1) =$

$$= b_{ij}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_2) \bar{u}(\nu_{ij}, \Omega_2) n_i(\Omega_1) + a_{ij}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_2) n_i(\Omega_1), \quad (1.11)$$

ahol  $\bar{u}(\nu_{ij}, \Omega_2)$  az egyensúlyi termikus sugárzás sűrűsége:

$$\bar{u}(\nu_{ij}, \Omega_2) = \frac{h \nu_{ij}^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h \nu_{ij}}{kT}} - 1}, \quad (1.12)$$

$n_j(\Omega_2)$  és  $n_i(\Omega_1)$  között pedig fennáll az (1.6) össze-

függés. Így az (1.6) (1.11) (1.12) egyenletekből a következő összefüggéseket kapjuk:

$$\frac{a_{ij}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_2)}{b_{ij}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_2)} = \frac{h \nu_{ij}}{c^3} \quad , \quad (1.13)$$

$$\frac{b_{ji}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_2)}{b_{ij}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_2)} = \frac{g_i}{g_j} \quad . \quad (1.14)$$

Az Einstein-féle együtthatók között fennálló (1.13) (1.14) összefüggések univerzálisak, nem tartalmaznak a külső sugárzási térre, vagy az eloszlási függvényre jellemző paramétereket. A lézerekben lejátszódó folyamatok leírásához gyakran elegendő az összes átmenetek számának ismerete, függetlenül a molekulák térbeli helyzetétől és  $\vec{v}$  sugárzás anizotrópiájától. Az összes átmenetek számát az (1.4) (1.5) egyenletek  $\Omega_1, \Omega_2$  szerinti, (1.6)  $\Omega_1, \Omega_2$  szerinti integrálásával és a két polarizáció szerinti összegzéssel lehet megkapni:

$$dn_{ji} = dV dt \int n_i(\Omega_1) \cdot d\Omega_1 \sum_{\alpha} \int b_{ji}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_2) \bar{u}(\nu_{ij}, \Omega_2) d\Omega_2 \quad , \quad (1.15)$$

$$d\bar{n}_{ij}^{\text{szimp.}} = dV dt \int n_i(\Omega_1) d\Omega_1 \sum_{\alpha} \int b_{ij}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_2) \bar{u}(\nu_{ij}, \Omega_2) d\Omega_2 \quad , \quad (1.16)$$

$$d\bar{n}_{ij}^{\text{szim.}} = dV dt \int n_i(\Omega_1) d\Omega_1 \sum_{\alpha} \int a_{ij}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_2) d\Omega_2 \quad . \quad (1.17)$$

Vezessük be az Einstein-féle integrális együtthatókat a következőképpen:

$$B_{ji} = \frac{dn_{ji}}{n_j dV dt u(\nu_{ij})} \quad , \quad (1.18)$$

$$B_{ij} = \frac{dn_{ij}^{\text{induced}}}{n_i dV dt u(\nu_{ij})} \quad , \quad (1.19)$$

$$A_{ij} = \frac{dn_{ij}^{\text{spontán}}}{n_i dV dt} \quad , \quad (1.20)$$

ahol  $n_i$  és  $n_j$  az  $i$ , ill.  $j$  állapotban levő összes molekulák száma,  $u(\nu_{ij})$  pedig a teljes sugárzássűrűség az  $\nu_{ij}$  frekvencián.

Az (1.15) (1.16) (1.17) (1.18) (1.19) (1.20) egyenletekből:

$$B_{ji} = \frac{\sum_{\Omega_1, \Omega_2} \int \int \bar{u}(\nu_{ij}, \Omega_2) \bar{u}_{ji}(\Omega_1, \Omega_2) n_j(\Omega_1) d\Omega_1 d\Omega_2}{\left[ \sum_{\Omega_2} \int \bar{u}(\nu_{ij}, \Omega_2) d\Omega_2 \right] \left[ \int n_j(\Omega_1) d\Omega_1 \right]} \quad , \quad (1.21)$$

$$B_{ij} = \frac{\sum_{\Omega_1, \Omega_2} \int \int \bar{u}(\nu_{ij}, \Omega_2) \bar{u}_{ij}(\Omega_1, \Omega_2) n_i(\Omega_1) d\Omega_1 d\Omega_2}{\left[ \sum_{\Omega_2} \int \bar{u}(\nu_{ij}, \Omega_2) d\Omega_2 \right] \left[ \int n_i(\Omega_1) d\Omega_1 \right]} \quad , \quad (1.22)$$

$$A_{ij} = \frac{\sum_{\Omega_1, \Omega_2} \int \int \bar{a}_{ij}(\Omega_1, \Omega_2) n_i(\Omega_1) d\Omega_1 d\Omega_2}{\int n_i(\Omega_1) d\Omega_1} \quad . \quad (1.23)$$

A fenti kifejezések lényegesen egyszerűsödnek, ha a molekulák orientációja az  $i$  és  $j$  állapotokban rendezetlen:

$$B_{ji} = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega_1} \mathcal{L}_{ji}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_2) d\Omega_1, \quad (1.24)$$

$$B_{ij} = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega_1} \mathcal{L}_{ij}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_2) d\Omega_1, \quad (1.25)$$

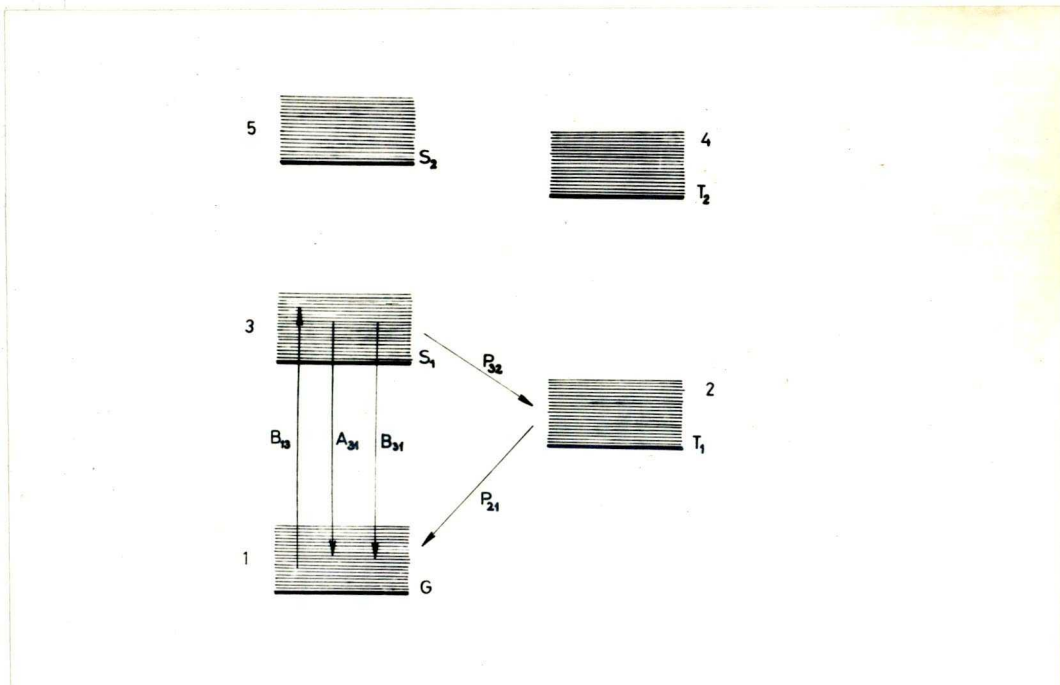
$$A_{ij} = 2 \int_{\Omega_1} \alpha_{ij}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_2) d\Omega_1. \quad (1.26)$$

Belátható, hogy az Einstein-féle integrális együtthatók között is fennállnak a következő összefüggések:

$$\frac{B_{ji}}{B_{ij}} = \frac{g_j}{g_i}, \quad (1.27)$$

$$\frac{A_{ij}}{B_{ij}} = \frac{8\pi h \nu_{ij}^3}{c^3}. \quad (1.28)$$

Ezek után vizsgáljuk meg, milyen jelenségeket okoz egy festékoldat gerjesztése. Vegyük alapul a festékmolekulák Jablonski-féle termrendszerét (2. ábra). Az 1, 3 és 5 szingulett, a 2 és 4 pedig triplett állapotok.



2. ábra

Az egyes energiaszintek rezgési alnivókra bomlanak. A generálás a 3 és 1 szintek között jön létre. A 3→2 átmenet tiltott, ezért valószínűsége kicsi. A generálást károsan befolyásoló 2→4 és 3→5 abszorpciókat csak kvalitatíve vizsgáljuk.

Az abszorpciót csökkentő 3→1 indukált emissziót is figyelembe vevő abszorpciók együttható a következőképpen írható fel:

$$k_a(\nu) = \frac{h\nu}{c} (n_1 B_{13}(\nu) - n_3 B_{31}(\nu)) \quad , \quad (1.29)$$

ahol  $\nu$  a fény sebessége az aktiv közegben,  $B_{13}(\nu)$  és  $B_{31}(\nu)$  pedig a rezgési nivókra átlagolt Einstein-féle integrális együtthatók:

$$B_{13}(\nu) = \int B_{13}(E_1, \nu) \rho_1(E_1) dE_1 \quad , \quad (1.30)$$

$$B_{31}(\nu) = \int B_{31}(E_3, \nu) \rho_3(E_3) dE_3 \quad . \quad (1.31)$$

Amennyiben a molekulák rezgési alnivókon való eloszlásának sebessége lényegesen nagyobb, mint az egyes elektronállapotok közötti átmenetek sebessége, akkor a gerjesztés közben  $\rho(E)$  eloszlásfüggvények a Boltzmann függvénnyel írhatók le:

$$\rho_1(E_1) = C_1(T) q_1(E_1) e^{-\frac{E_1}{kT}} \quad , \quad (1.32)$$

$$\rho_3(E_3) = C_3(T) q_3(E_3) e^{-\frac{E_3}{kT}} \quad . \quad (1.33)$$

Ha a gerjesztő fény intenzitásának változása a

gerjesztett állapot élettartama alatt nem lényeges - ez a feltétel villanólámpával történő gerjesztés esetében teljesedik is - a lézer működése kvazistacionáriusnak tekinthető. Az egyes szintek betöltöttségét a következő egyenletrendszer írja le /4/:

$$n_1 + n_2 + n_3 = n \quad , \quad (1.34)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = -n_1 U_{21} + n_3 A_{31} + n_3 U_{11} + n_2 P_{21} = 0 \quad , \quad (1.35)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = n_3 P_{32} - n_2 P_{21} = 0 \quad , \quad (1.36)$$

ahol

$$U_{21} = \int_0^{\infty} U_{21}(\nu) B_{13}(\nu) d\nu \quad , \quad (1.37)$$

$$U_{11} = \int_0^{\infty} U_{11}(\nu) B_{31}(\nu) d\nu \quad , \quad (1.38)$$

$n_i$  az  $i$  elektron állapotban lévő molekulák koncentrációja,  $n$  a teljes molekula koncentráció,  $P_{ij}$  az  $i \rightarrow j$  sugárzás nélküli átmenet valószínűsége,  $U_{21}(\nu)$  és  $U_{11}(\nu)$  a gerjesztő és a lézerefény energia sűrűsége.

Gyakorlati számítások elvégzésekor célszerű az (1.34 - 1.38) egyenletekben szereplő Einstein-féle együtthatókat az oldat spektroszkópia paraméterein keresztül kifejezni :



$$B_{31}(\nu) = \frac{\nu^3}{8\pi h \nu^3} \frac{f_{31}(\nu)}{\tau} \quad , \quad (1.39)$$

$$B_{13}(\nu) = \frac{\nu}{h \nu n} k_2(\nu) \eta^*(\nu) \quad , \quad (1.40)$$

ahol  $k_2(\nu)$  az oldat abszorpciós együtthatója kis fényintenzitások esetén,  $\eta^*(\nu)$  az "effektív kvantumhatásfok",  $\tau$  pedig a fluoreszcencia természetes csillapódási ideje. Célszerű továbbá bevezetni a következő jelöléseket:

$$P = \frac{P_{31}}{P_{31} + P_{32}} \quad , \quad (1.41)$$

$$S = \frac{U_{\infty}}{U_{\infty} + P U_i + P(A_{31} + P_{32})} \quad . \quad (1.42)$$

(1.42) nevezőjében szereplő  $(A_{31} + P_{32})$  a következő módon fejezhető ki:

$$A_{31} + P_{31} = \frac{1}{\eta_m \cdot \tau} \quad , \quad (1.43)$$

ahol  $\eta_m$  a kvantumhatásfok maximumának értéke.

Az (1.34-1.36) egyenletrendszer megoldása az (1.41),

(1.42) jelöléseket használva a következő:

$$n_1 = n(1-S) \quad , \quad (1.44)$$

$$n_2 = n S(1-P) \quad , \quad (1.45)$$

$$n_3 = n S P \quad . \quad (1.46)$$

Célszerű bevezetni az erősítési együttható fogalmát:

$$k_e(\nu) = -k_a(\nu) . \quad (1.47)$$

(1.29), (1.48), (1.44), (1.46), (1.39) és (1.40) egyenletekből  $k_e(\nu)$  -t a következő módon lehet kifejezni:

$$k_e(\nu) = n \frac{\nu^2}{8\pi\tau_0 \nu^2} f_q(\nu) S P - (1-S) k(\nu) \eta^*(\nu) , \quad (1.48)$$

ahol  $f_q(\nu)$ ,  $k(\nu)$ ,  $\eta^*(\nu)$  és  $\tau_0$  az oldatra jellemző spektroszkópiai mennyiségek,  $S$  pedig a szivattyuzás intenzitását jellemzi. A lézer egyik igen fontos paramétere a szivattyuzási küszöb,  $u_{sz}^k(\nu)$ , amely megadja azt a szivattyuzási energiasűrűséget, amely hatására a rezonátorban a  $\nu$  frekvenciájú sugárzásra az erősítés éppen egyenlő a veszteségekkel, tehát

$$k_e(\nu, u_{sz}^k) = k_{\nu}(\nu) , \quad (1.49)$$

ahol

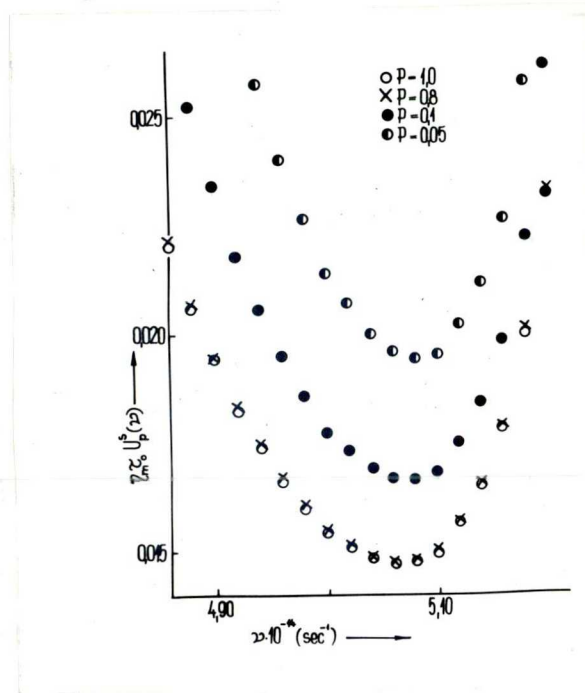
$$k_{\nu}(\nu) = \rho + (1 - \eta^*(\nu)) k(\nu) . \quad (1.50)$$

Az (1.50) kifejezés első tagja a rezonátor veszteségeit adja meg, második pedig az aktiv anyag inaktív abszorpcióját veszi figyelembe. Az (1.48), (1.49) és (1.42) kifejezésekből meghatározhatjuk a küszöb értékét :

$$u_{sz}^k(\nu) = \frac{k(\nu) \eta^*(\nu) + k_{\nu}(\nu)}{\eta_m \tau_0} \cdot \frac{8\pi\tau_0 \nu^2}{\nu^2} \frac{f_q(\nu) - k_{\nu}(\nu)}{\rho} . \quad (1.51)$$

A 3. ábrán látható  $u_{sz}^k(\nu) \eta_m \tau_0$  függvény képe  $10^{-4}$  mol/l koncentrációjú etanolban oldott rhodamin 6G ol-

dat esetében,  $\rho = 0,04 \text{ cm}^{-1}$  mellett /4/.



3. ábra

$U_x^k(y)$  függvény minimummal rendelkezik, melynek közvetlen környezetében jön létre a generálás. Ez a tény lehetőséget nyújt a generálás frekvenciájának meghatározására is. Az (1.51) kifejezésből kapható eredmények kielégítő egyezést mutatnak a kísérleti adatokkal villanólámpával gerjesztett lézerek esetében.

A fenti elmélet csak stacionárius esetben érvényes, ezért a rövid fényimpulzusokat szolgáltató szilárdtest lézerrel, vagy nitrogénlézerrel pumpált festéklézerek működésének leírására csak korlátozottan használható.

A generálás tulajdonságait kedvezőtlenül befolyásoló triplétt-triplétt és szingulett-szingulett átme-

netek (2. ábra) figyelembe vétele körülményes, mert nem állnak rendelkezésre megbízható adatok ezen átmenetek valószínűségeiről.

A generálás paramétereit gyakran nagymértékben befolyásolják az aktív anyagnak a pumpáló fény által okozott termooptikai és akusztikus eredetű torzulásai, valamint a pumpáló fény hatására bekövetkező fotokémiai reakciók.

## II. A festéklézerek felépítése

### II. 1. A festéklézerek gerjesztése

A festéklézerek gerjesztése sokféleképpen valósítható meg. Az a körülmény, hogy a festék oldatok több, viszonylag széles abszorpciós sávval rendelkeznek, lehetővé teszi azt, hogy széles spektrális sávban sugárzó fényforrásokat effektíven használjunk gerjesztésükre.

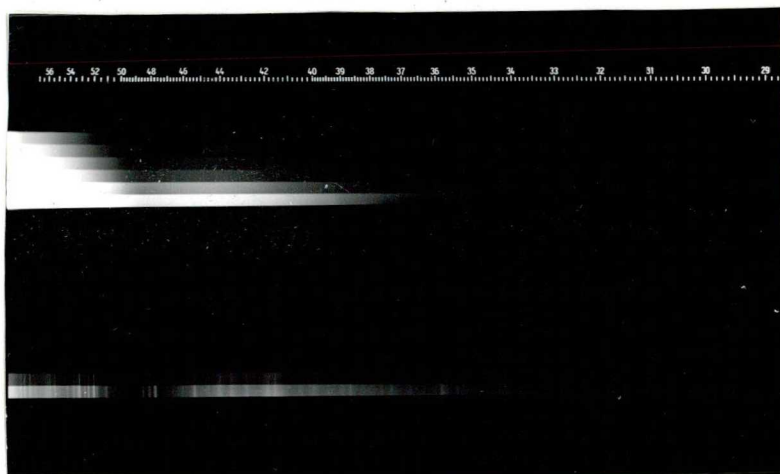
#### II. 1 a. Szélessávú gerjesztés

Nem sokkal az első lézerrel gerjesztett festéklézer megjelenése után Sorokinnek és Lankardnak sikerült villanólámpával is folyadéklézert gerjeszteni. A villanólámpával szemben támasztott követelményeket az aktiv anyag tulajdonságai határozzák meg. Tekintve, hogy a fluoreszcencia természetes csillapodási ideje igen rövid,  $10^{-9}$ - $10^{-8}$  sec, ezért a szivattyuzási küszöb energiasűrűség magas. Az a tény, hogy a  $T_1 \rightarrow T_2$  abszorpciós sáv (2. ábra) rendszerint átfedi az  $S_1 \rightarrow G$  emissziós sávot, azt eredményezheti, hogy a  $T_1$  állapot jelentős betöltöttsége esetében a  $T_1 \rightarrow T_2$  káros abszorpció miatt a generálás megszűnik.

Ezért a gerjesztő fényimpulzus időtartamának

$P_{31}^{-1}$ -hez képest rövidnek kell lenni, ami technikailag nehezen kivitelezhető.

A villanólámpák rendszerint argon, kripton és xenon gáz töltésűek, de tartalmazhatnak nitrogént, oxigént, széndioxidot is /5/. A kisugárzott spektrum az adott lámpától és az üzemi körülményektől függ. A 4. ábrán egy IFP 800 típusu villanólámpa spektruma és a hitelesítő fényforrás spektruma látható, ( $C=0,28 \mu F$ ,  $U=12 kV$ ,  $\tau=1 \mu sec$ ) /6/.



skala

hitelesítő  
lámpa

IFP - 800

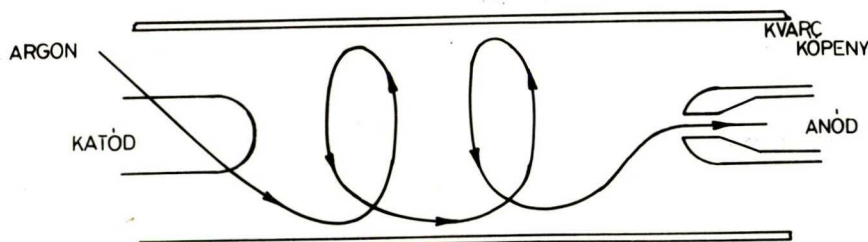
#### 4. ábra

A villanólámpák alakjukat tekintve spirálisak, lineárisak vagy koaxiálisak. A spirális lámpa előnye, hogy segítségével a kivetta viszonylag egyenletesen világítható meg. Hátránya, hogy a kisülési ív hosszú,

ezért ellenállása nagy ( $R \sim l^2/5$ ), ami a kisülés időtartamát károsan növeli. Lineáris villanólámpával a követta egyenletes kivilágítása nem valósítható meg. Az elérhető fényimpulzus időtartama kb.  $1 \mu\text{sec}$ . Kiválóan alkalmas folyadéklézerek gerjesztésére a homogén megvilágítást biztosító un. koaxiális villanólámpa. Megfelelő elektromos áramkörrel táplálva a fényimpulzus félérték szélessége (100-150)  $\mu\text{sec}$ -ig csökkenthető /7/. A villanólámpával történő gerjesztés segítségével a folyadéklézer által egy impulzusban leadott energia néhány J lehet, de elértek már  $400 \text{ J}$ -t is. A villanólámpák élettartama az üzemi körülményektől függ. Ha az egy impulzusban betáplált elektromos energia túl nagy, a kisüléskor fellépő lökőhullám a lámpa felrobbanását eredményezi. Az elektródák felületének párologása miatt a villanólámpa köpenye az elektródák közelében idővel opálos lesz. A villanólámpában kialakuló magas hőmérsékletű plazmának a köpennyel való érintkezése miatt a köpeny átlátszósága használat közben csökken.

Kiváló tulajdonságokat mutatnak az un. örvénnyel stabilizált villanólámpák. Az ilyen típusú lámpák működési elvét az 5. ábra szemlélteti /5/. A katód körül elhelyezett fuvókákon keresztül a gáz úgy áramlik be a lámpába, hogy az elektródák közötti térben örvénylő

mozgást hoz létre. A gáz az anód közepén lévő nyíláson keresztül távozik, megakadályozva ezzel az elektródák elporladt anyagának lecsapódását a lámpa köpenyén. A beáramló hideg, örvénylő gáz hőmérséklet gradienst hoz létre úgy, hogy a hőmérséklet maximuma a lámpa tengelyében van. A fellépő centrifugális erők következtében a lámpa tengelyében a nyomás kissé csökken. E két jelenség következtében a kisülési ív a lámpa tengelyében, a köpeny érintése nélkül jön létre.



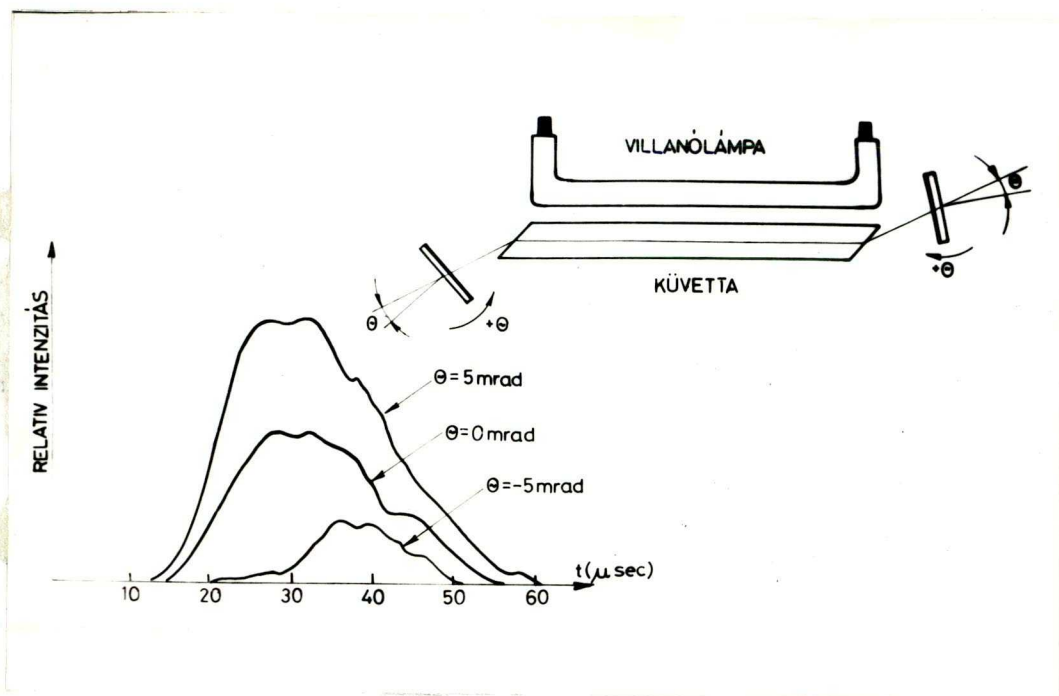
5. ábra

A gerjesztett állapotból történő sugárzás nélküli átmenetek, a rezgési nivók között történő relaxáció, valamint a villanólámpa által kisugárzott és az oldószer és az aktív anyag által elnyelt infravörös sugárzás az aktív közeg gyors felmelegedését, következésképpen törésmutatójának csökkenését eredményezi.



E felmelegedés szükségszerűen térben és időben változó, ezért optikai inhomogenitást okoz. Sok kutató véleménye szerint ezek a termooptikai torzítások okozzák a folyadéklézer működésének megszakadását, mielőtt a gerjesztő teljesítménysűrűség a küszöb érték alá csökkenne.

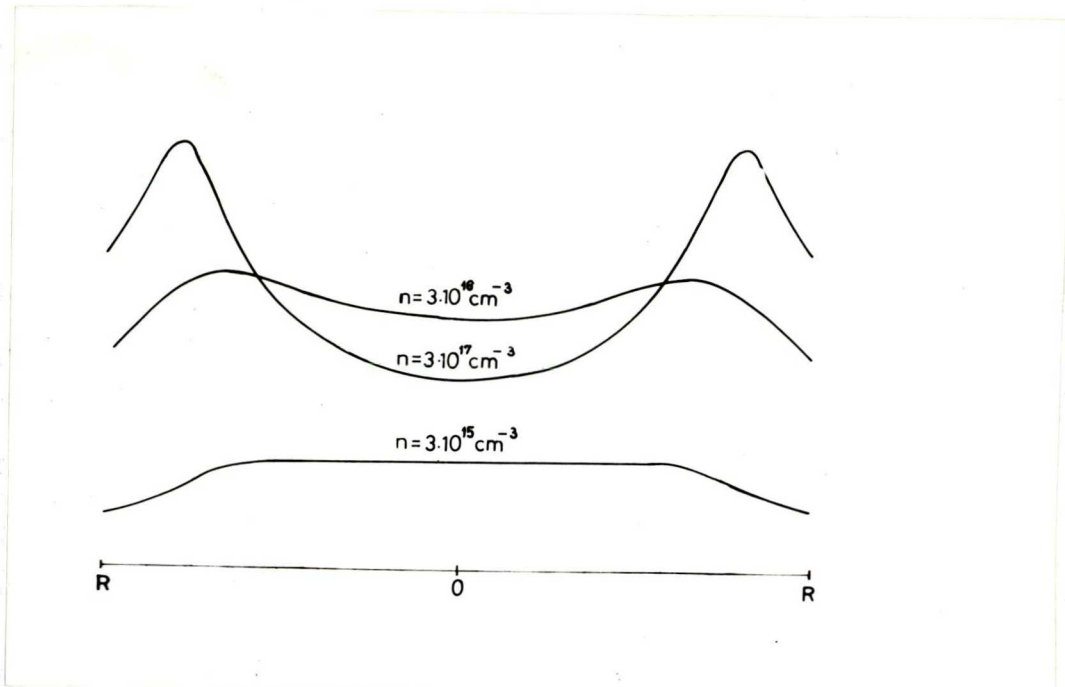
Stockman /8/ neodimium-lézer rezonátorába elhelyezett és villanólámpával gerjesztett, benzolban oldott perylén oldattal a generálást  $30 \mu\text{sec}$  alatt megszakította. Snavely és munkatársai He-Ne lézerrel  $7 \text{ cm}$  hosszú,  $10^{-4} \text{ m/l}$  koncentrációjú rhodamin 6G oldatot tartalmazó és  $200 \mu\text{sec}$  hosszú négyszög fényimpulzussal gerjesztett követően világított át.  $20-30 \mu\text{sec}$  alatt az oldatban fellépő termooptikai torzítások a fényugár teljes szórását okozták. Ez az idő megegyezett az adott elrendezésben a folyadéklézer impulzusedjével /9/. Lineáris villanólámpával egy oldalán megvilágított követően áthaladó fény a termooptikai torzítás miatt a villanólámpával ellentétes irányba térül el. Ezt igazolják Snavelynek /10/ a tükrök elforgatásának hatása a folyadéklézer kimenő energiájára vonatkozó kísérletei (6. ábra).



6. ábra

Termooptikai torzítások fellépnek a kuvetta felületének egyenletes kivilágításakor is. Henger alakú, felületén egyenletesen kivilágított kuvettában a fénytörés és az abszorpció a gerjesztő sugárzás intenzitásának sugárirányu változását okozza. A 7. ábra a gerjesztés intenzitásával arányosnak tekinthető fluoreszcencia intenzitását mutatja, egy egyenletesen kivilágított, 2 cm átmérőjű, különböző koncentrációjú rhodamin 6G vizes oldatot tartalmazó kuvettában /11/.

A sugár mentén kialakuló törésmutató gradiens a divergenciát és a veszteségeket növelő lencsehatást hoz létre. Ez a jelenség a generálás tulajdonságainak sugárirányu változását vonja maga után. Ilyen típusu jelenségek részletes kísérleti és elméleti vizsgálata Rubinov és munkatársai nevéhez fűződik /12, 13/.



7. ábra

A keletkezett optikai inhomogenitások az oldószer hőmérsékletvezetőképességétől és az áramlási viszonyoktól függően néhány másodperc alatt szűnnek meg, ezért nagy ismétlési frekvenciák elérése csak áramló aktiv közegben valósítható meg.

A fenti kísérleti adatok meggyőzően bizonyítják azt, hogy a termooptikai torzítások a villanólámpával gerjesztett festéklézerek generálásának megszakadásához vezethetnek. E káros jelenség kiküszöbölésére Rubinov és munkatársai /14/ a festéklézer rezonátorba egy a villanólámpák által megvilágított kompenzáló küvettát helyeztek el. A kompenzáló küvettában levő tatrazin vizes oldatának koncentrációját úgy választották meg, hogy a gerjesz-

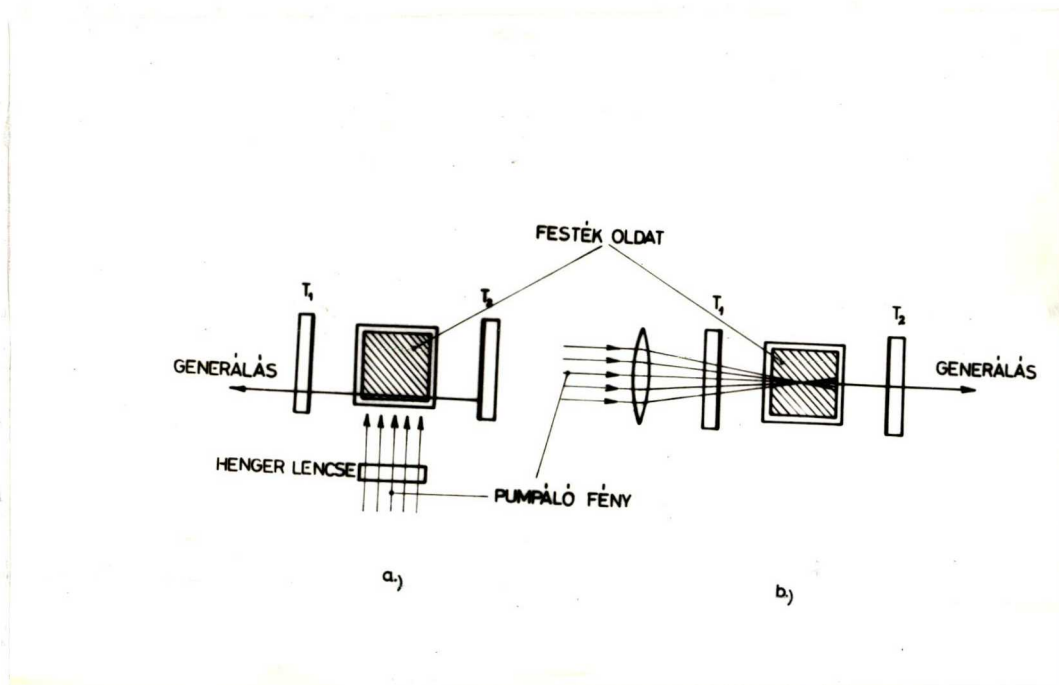
téskor a kompenzáló küvettában fellépő törésmutató változások az aktív anyagban fellépő törésmutató változásokat lehetőleg kiegyenlítsék. Javasolták továbbá az aktív anyag oldására nehézvíz használatát, mivel a nehézvíz hőkitágulási együtthatója szobahőmérsékleten igen kicsi.

Folyadéklézer szélessávú gerjesztése megvalósítható szikrával is. Ferrar /15/, 98 % reflexiójú konfokális rezonátorban,  $1,5 \times 0,75 \times 9$  cm<sup>3</sup> méretű küvettával,  $10^{-3}$  m/l rhodamin 6G oldattal  $0,1$  J/imp kimenő energiát ért el. Folyamatos áramoltatás mellett az ismétlési frekvencia 2000 Hz volt.

A szerves festéklézereknek villanólámpával való gerjesztése mellett gyakran alkalmazzák egy másik lézerrel történő gerjesztést is. A gerjesztés történhet az alap vagy valamelyik felharmonikussal, nagy gerjesztő teljesítménysűrűség esetén pedig többfotonos abszorpcióval is. A pumpáló lézerek rendszerint rövid impulzusokat biztosító üzemmódban működnek.

## II. 1 b. Monokromatikus gerjesztés

A geometriai elrendezést tekintve két alapvető pumpálási mód van: tranzverzális (8. a, ábra) és longitudinális (8. b, ábra).



8. ábra

Elegendően nagy pumpáló teljesítménysűrűség mellett az  $L_1$  henger ill.  $L_2$  gömbi lencse (nyalábszűkítő) nem feltétlenül szükséges. A longitudinális gerjesztés különösen akkor hatásos, ha  $T_1$  transzmissziója a pumpáló hullámhosszon sokkal nagyobb, mint a generálás hullámhosszán.

A rubinlézer hullámhossza  $6940 \text{ \AA}$ , ezért alapharmonikusával egyfotonos abszorpció útján csak az infravörös tartományban működő lézert lehet gerjeszteni. Az infravörös tartományban működő folyadéklézerek sajátosságait /1/ részletesen tárgyalja.

G. WANG  $8200 \text{ \AA}$  hullámhosszon,  $200 \text{ Hz}$  ismétlődési frekvenciával működő  $9 \text{ W}$  átlagteljesítményű GaAlAs lézerdiódával  $5,5'$ -dikloro-11-difenilamino-3,3'-dietil-

-10,12-etiléntiotrikarbocianin-perklorát oldatot gerjesztve (9500-10050) Å hullámhosszon 220 mW átlagteljesítményt ért el /16/.

Jelenleg csak az argon-ion lézer használható folyamatos üzemben működő festéklézer gerjesztésére.

A 3371 Å hullámhosszon működő, 10 nsec-nál rövidebb impulzusokat előállító MW nagyságrendű teljesítményt adó N<sub>2</sub> lézer az egyik legalkalmasabb, s ezért legelterjedtebb festéklézer gerjesztő lézer. Alapharmonikusával a közeli infravöröstől az ultraibolya tartományig lehet egyfotonos abszorpcióval festéklézert pumpálni.

A festéklézerek lézerrel történő gerjesztésekor fel lehet használni két nemlineáris jelenséget is: a többfotonos abszorpciót és felharmonikus generálását.

Az első kétfotonos abszorpció segítségével gerjesztett folyadéklézer előállítása Vobrovnyikov /17/ és munkatársai nevéhez fűződik, akik Nd: YAG lézerrel, módusszinkronozált üzemmódban,  $10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$  gerjesztő intenzitás mellett 10600 Å-ön gerjesztve a rhodamin 6G oldatot, 5820 Å-ön kaptak generálást.

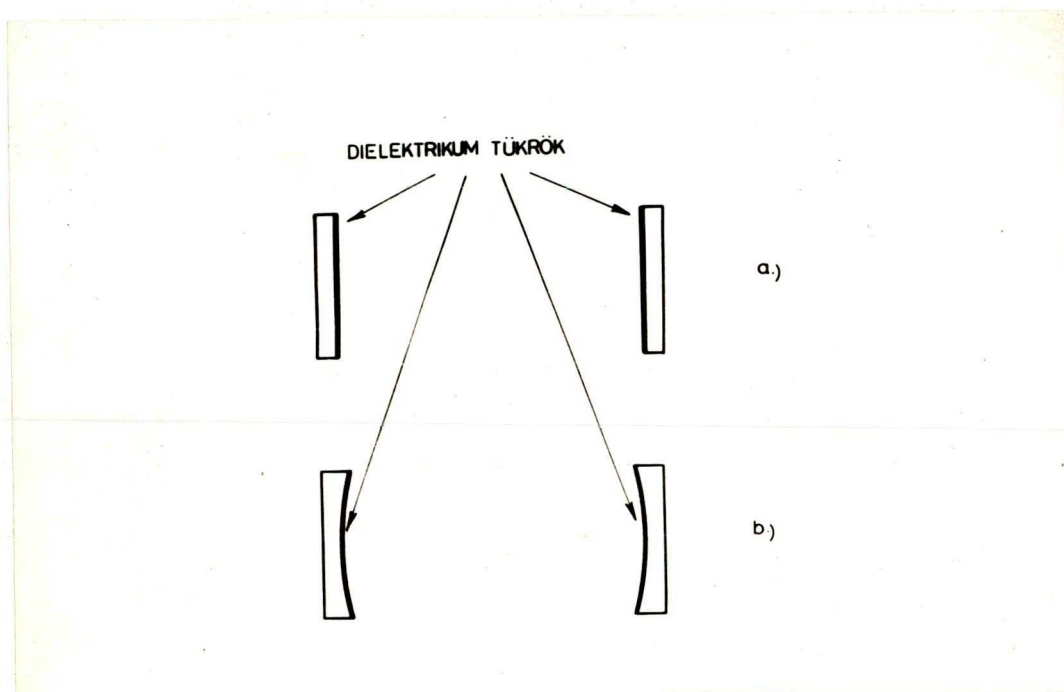
Ismeretes, hogy egyes anyagok (ADP, KDP, LiNbO<sub>3</sub> stb.) a nemlineáris polarizáció következtében bizonyos körülmények között a  $\nu$  frekvenciájú fény egy részét  $2\nu, 3\nu, \dots, n\nu$  frekvenciájú fénné alakítják át. Folyadéklézer gerjesztésére leggyakrabban Q-kapcsolt

rubinlézer, ill. Nd: YAG lézer 3471 Å-ös, ill. 5300 Å-ös felharmonikusait használják. Az ilyen típusu gerjesztés nagy hátránya az, hogy a berendezések meglehetősen bonyolultak. A magasabb rendű felharmonikusok alkalmasak UV tartományban működő festéklézerek gerjesztésére is. Kato /18/ például 100 Hz ismétlődési frekvenciájú Nd: YAG lézer negyedik, 0,4 MW teljesítményű felharmonikusával ( $\lambda = 2662 \text{ Å}$ ) gerjesztett etilalkoholban oldott paraterfenilt, amely (3310-3520) Å hullámhossz tartományban generált. A fenti kísérlet megvalósítása rendkívül fejlett optikai technikáról tanuskodik.

## II. 2. Optikai visszacsatolás megvalósításának módjai festéklézerekben

Ahhoz, hogy az invertált aktív anyag generáljon, pozitív optikai visszacsatolás szükséges. A pozitív visszacsatolás megvalósításának egyik módja az aktív anyagnak optikai rezonátorba való helyezése.

II. 2 a. Rezonátorral történő visszacsatolás



9. ábra

A 9. ábra a leggyakrabban használt rezonátor típusokat szemlélteti. A síkpárhuzamos (Fabry-Perot) rezonátor (9.a) a legegyszerűbb konstrukció, melyben a síktükör távolsága tetszőleges, és <sup>a</sup> lézernyaláb divergenciája a legkisebb. Hátránya, hogy igen pontos beállítást igényel. A konfokális rezonátort (9.b) két R sugaru, közös optikai tengelyű, egymástól R távolságban lévő tükör alkotja. Előnye, hogy az összes rezonátor típusok közül a legkevésbé érzékeny a tükrök párhuzamosságára. Hátránya, hogy a keletkező lézernyaláb divergenciája nagyobb, mint a síkpárhuzamos rezonátor esetében. A nyaláb divergenciája megfelelő lencse segítségével egészen a diffrakciós határig csökkenthető.



Pozitív visszacsatolás csak azokra a hullámhosszokra ( $\lambda_n$ ) valósul meg, amelyek eleget tesznek az

$$L = \frac{\lambda_n}{2} \cdot n \quad (2.1)$$

egyenletnek, ahol  $L$ -a rezonátor optikai hossza,  $n$  pedig pozitív egész szám.

A rezonátorban rendszerint  $\frac{\lambda}{20}$  pontossággal, vagy annál is pontosabban megmunkált tükröket használnak. A fémtükrök igen széles hullámhossz tartományban állandó reflexiót biztosítanak, viszont számottevő abszorpciójuk miatt nagy teljesítménysűrűségek hatására tönkremennek. Leginkább elterjedtek a dielektrikum interferencia tükrök, amelyek  $\frac{\lambda}{4}$  optikai vastagságú különböző törésmutatójú rétegekből állanak. Az ilyen tükrök abszorpciója igen kicsi, hátrányuk, hogy nehezen biztosítható széles hullámhossz tartományban állandó értékű reflexió. Záró tükrök helyett néha sarokprizmát alkalmaznak, amely a ráeső sugárnyaláb a belépési szögtől függetlenül önmagába veri vissza.

Az aktív oldatot tartalmazó küvetta rendszerint hasáb vagy henger alakú. A lézersugárnak a küvetta véglapján való áthaladásakor fellépő káros reflexió csökkentése érdekében a véglapot reflexió mentesítő réteggel látják el, vagy úgy képezik ki a küvetta, hogy lézernyaláb Brewster-szög alatt essen a véglapra.

Brewster-ablakos elrendezésben a kilépő lézernyaláb síkban poláros. A festéklézer beállításakor lehetőleg el kell kerülni azt, hogy a küvetta véglapja a tükör felületével párhuzamos legyen, mert az így létrejött parazita rezonátor a generált spektrumot bonyolulttá teszi. Bizonyos esetekben megvalósítható, hogy a küvetta véglapjait a tükröző felület alkossa.

A festéklézerekkel végzett kísérletek jelentős része a hangolás és a sávszűkités megvalósítására irányul. Az aktiv oldat hőmérsékletének változtatásakor megváltozik az energiasávok betöltöttsége, a sávon belüli eloszlás, az egyes sávok közötti átmenetek valószínűsége, a monomer-dimer egyensúly, az oldószer viszkozitása stb. E tényezők bonyolult együttes hatása miatt a generálás hullámhossza hőmérséklet függő lehet /19, 20/. A hőmérséklet változtatásával történő hangolás technikailag bonyolult és nem is nagyon hatásos, ezért a gyakorlatban nem terjedt el.

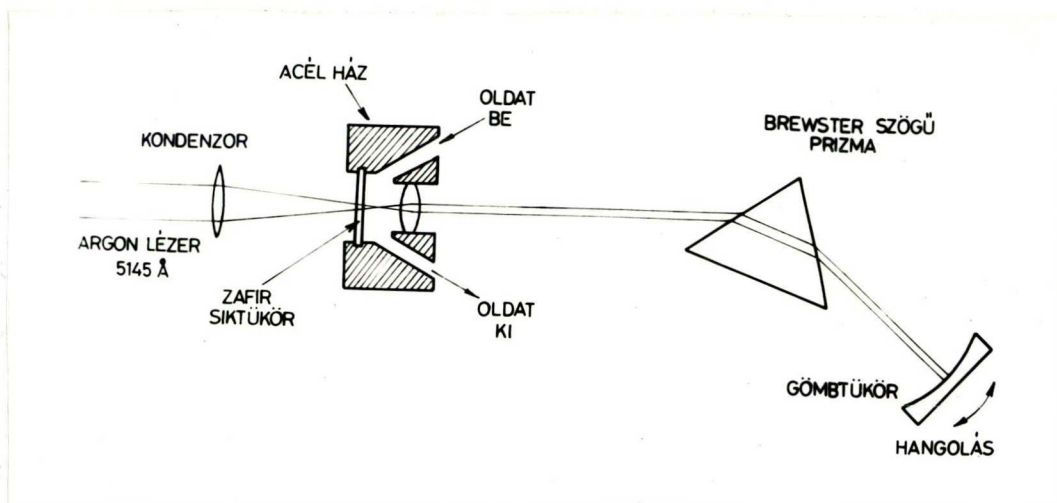
Már a legelső festéklézeres kísérletek során tapasztalták, hogy a generálás hullámhossza függ a festék koncentrációjától. A koncentrációs hangolás értelmezése az (1,51) formula alapján /4/ lehetséges. Az emissziós és abszorpciós sávok jelentős átfedése esetén a hangolási tartomány 300-400 Å is lehet.

Keveréköldatokkal ugyancsak megvalósítható a generálás hangolása. Villanólámpával gerjesztett rhodamin

6G és rhodamin B keverékoldat segítségével Ketskemény és munkatársai 200 Å-ös hangolást értek el /21/. A festéklézer rezonátorában elhelyezett, különböző koncentrációju brillantin zöld oldatot tartalmazó hangoló küvetttel 70 Å-os hangolást figyeltek meg /21/. Az ilyen típusu hangolás megvalósítását technikailag rendkívül egyszerűvé teszi a Baly-féle küvetta alkalmazása /22/.

A továbbiakban tekintsük át a sávszűkítés módjait, amelyek egyben rendszerint hangolási módok is. Ha a rezonátorban olyan optikai elem van jelen, amely az aktiv közeg erősítési tartományában csak egy adott hullámhosszon és annak közvetlen környezetében biztosítja az optikai visszacsatolást, akkor a generált spektrum leszűkül. Mivel az aktiv anyagok belső relaxációs ideje  $10^{-12}$  sec nagyságrendű, a szűkített generálási tartományban a sugárzás specifikus intenzitása nagyobb, mint a hasonló körülmények között szabadon generáló lézere. Szelektív elemként prizmat, diffrakciós rácsot, holografikus szelektort, Fabry-Perot etalon, akusztóoptikai szűrőt és más elektrooptikai kristályt használnak.

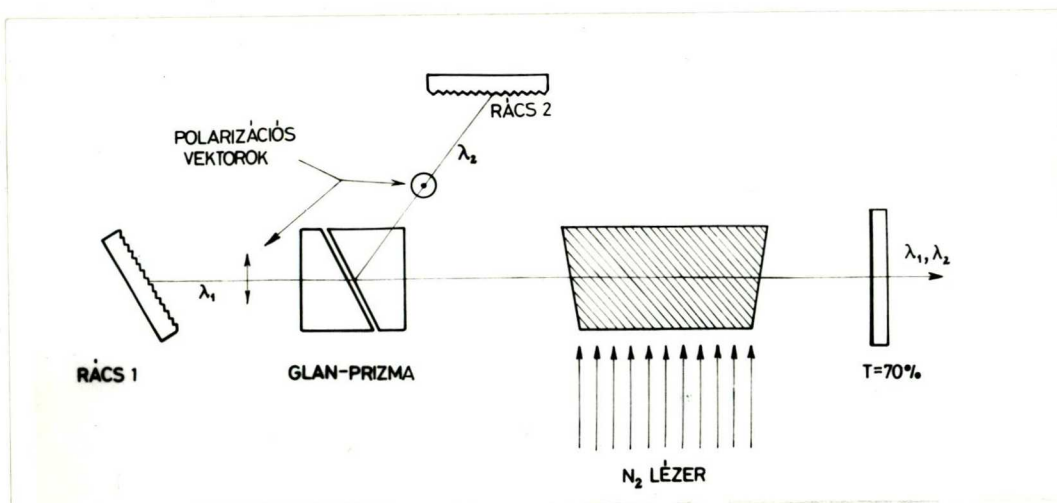
A 10. ábra egy prizmával hangolt, argon-ion lézerekkel gerjesztett folyamatos festéklézer rezonátorát mutatja /23/.



10. ábra

A hangolás a tükör forgatásával történik. A generált sáv félérték-szélessége  $5 \text{ \AA}$ . További sávszűkítés ( $\sim 1 \text{ \AA}$ ) érhető el nagyobb diszperzióval rendelkező több tagból álló prizmarendszerrel /24/.

Reflexiós rácsnak lézertükörként való alkalmazása a sávszűkítés és hangolás elérése céljából B.H. Soffer és munkatársai ötlete volt /25/. A hangolás a reflexiós rács forgatásával érhető el. A sáv szélesség kb.  $0,5 \text{ \AA}$ -ig csökkenthető. H.S. Pilloff /26/ a festéklézer rezonátorba helyezett Glan prizma segítségével a két polarizációs irányt térbelileg elválasztotta (11. ábra).



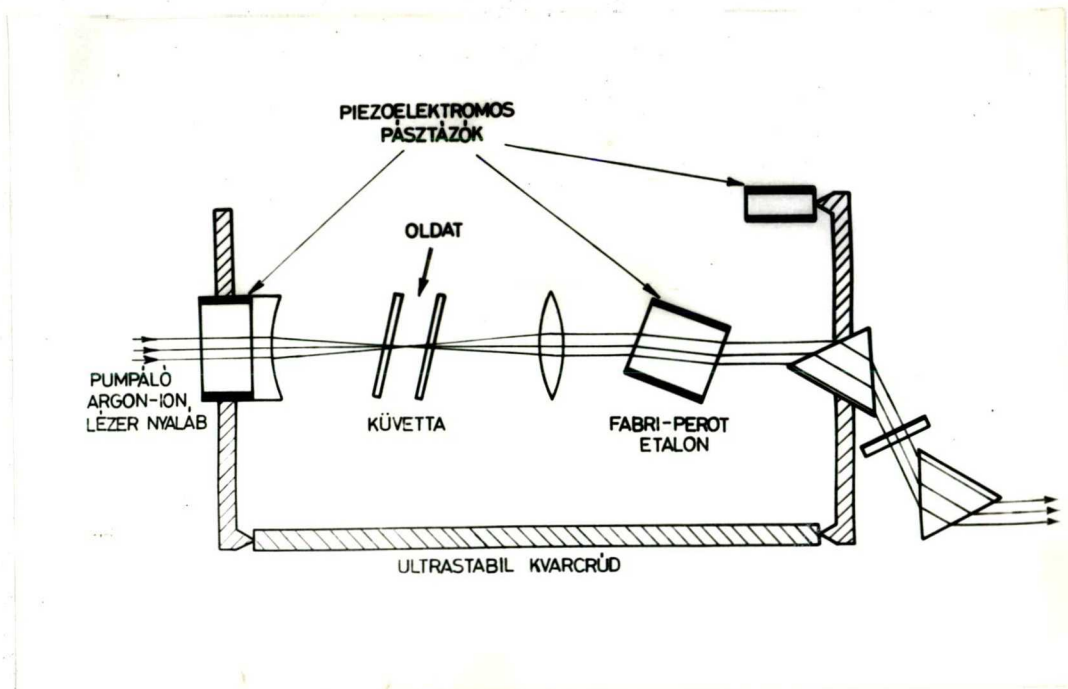
11. ábra

Két  $2900 \frac{\text{vonal}}{\text{mm}}$  -es karcolatu rács segítségével egyidejűleg két különböző hullámhosszon működő, folyamatosan és egymástól függetlenül hangolható, párhuzamos és egymásra merőlegesen polarizált lézernyalábot állított elő.

Különlegesen jó tulajdonságokkal (elérhető 6000 vonal/mm vonalsűrűség, magas reflexiós tényező, magas roncsolódási küszöb stb.) rendelkeznek a H. Kogelnik és munkatársai /27/ által részletesen leírt holografikus technológiával előállított rácsok. Üveg hordozóju holografiai lemezen kettéosztott lézernyalábot interferáltatnak. A lejátszódo fotokémiai folyamatok eredményeként a zselatin transzmissziója és törésmutatója térben periodikusan modulált lesz. Ugyancsak megfigyelhető a zselatin réteg felületének barázdáltsága is. Ha a zselatin felületére többrétegű dielektrikum tükröt párologtatnak, a holografiai lemez a hordozó felől megvilágítva rácsként viselkedik. A.A. Friesem /28/ és munkatársai az argon-ion lézer 5145 Å-ös és 4880 Å-ös vonalaival ugyanazt a lemezt egymás után exponálták. Az így kapott 2748 és 2898  $\frac{\text{vonal}}{\text{mm}}$  vonalsűrűségű rács alkalmazásával rhodamin 6G oldattal egyidejűleg két, de egymástól nem független hullámhosszon értek el generálást.

Amennyiben a ráccsal vagy prizmával elért sáv-  
szélesség nem kielégítően kicsi, a rezonátorba Fabry-  
Perot etalont helyeznek. Ilyen módon a generált sáv  
szélessége kb. 0,01 Å-ig csökkenthető. A jó optikai  
minőségű Fabry-Perot etalonok rendkívül drágák. P.B.  
Mumola /29/  $2\mu$  és  $8\mu$  vastag  $\frac{\lambda}{4}$  felületi minőségű  
nitrocellulóz membránt alkalmazott etalonként és 5,7  
Å félértékszélességű generációs sávot kapott.

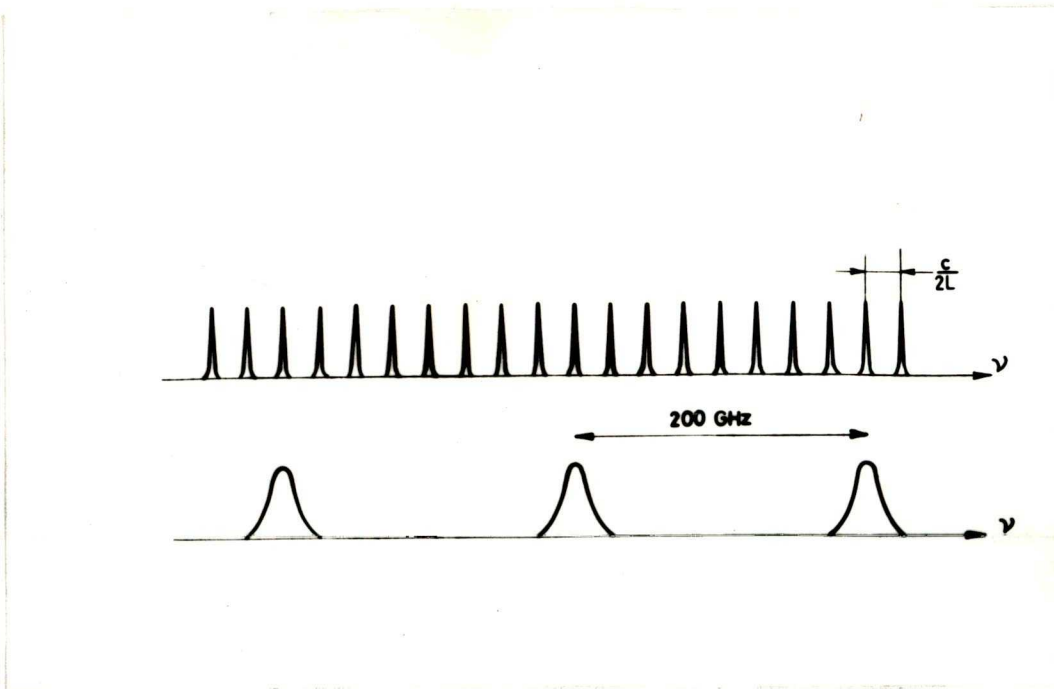
A festéklézerekkel szemben gyakran felmerül az  
az igény, hogy a hangolást és sávszűkítést elektromos  
jel vezérelje. Ilyen esetekben a diszperziós elemek  
mozgatását magnetosztatikus, elektrosztatikus vagy  
piezoelektromos eszközökkel végzik, mint például a  
Spectra-Physics System 580 típusu, kereskedelmi for-  
galomban kapható festéklézer esetében (12. ábra).



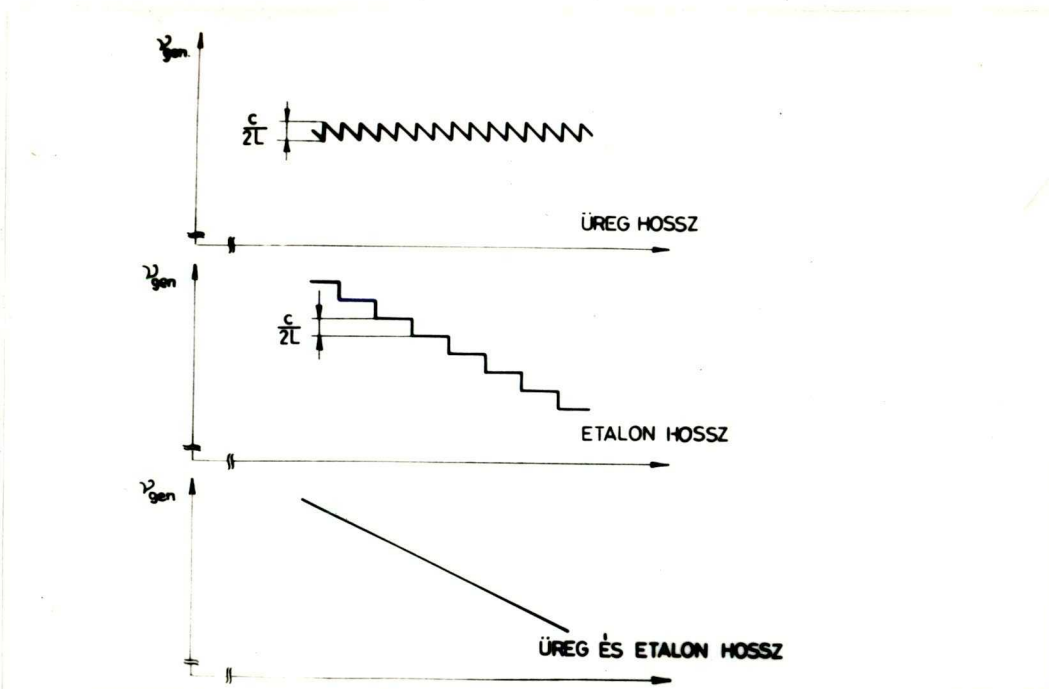
12. ábra

A fenti típusu lézer gerjesztése 15 W teljesítményű argon ion lézerrel történik. Az aktív oldatot 25 m/sec sebességgel áramoltatják egy lamináris áramlást biztosító küvettán át. A rezonátor vázát ultrasztabilis kvarc rudak alkotják. A hangolóprizma durva beállítása külső forgatógombbal történik. A prizma finom elforgatását, az etalon és a rezonátor hosszának finombeállítását elektronikusan vezérelt piezoelektromos elemekkel végzik. A generálás sáv szélessége etalon nélkül  $0,25 \text{ \AA}$ , etalonnal  $1,2 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}$ . A rendszer hőstabilitása jobb, mint  $2,7 \cdot 10^{-3} \frac{\text{\AA}}{^\circ\text{C}}$ .

A piezoelektromos elemek vezérlése olyan, hogy a festéklézer hangolása módus-ugrástól mentes. A 13. ábra a rezonátor és etalon áteresztő képességét ábrázolja. A 14.a, ábra szemlélteti a változatlan etalon hosszúság mellett történő rezonátor hosszúság növelésének hatását a generálás frekvenciájára. A 14.b, ábra szemlélteti a változatlan rezonátor hosszúság mellett történő etalon hosszúság növelésének hatását a generálás frekvenciájára. Mindkét esetben módusugrás lép fel. Folytonos hangolást csak az etalon és rezonátor hosszának egyidejű változtatásával lehet elérni (14.c, ábra). A lézer 540-640 nm tartományban hangolható.



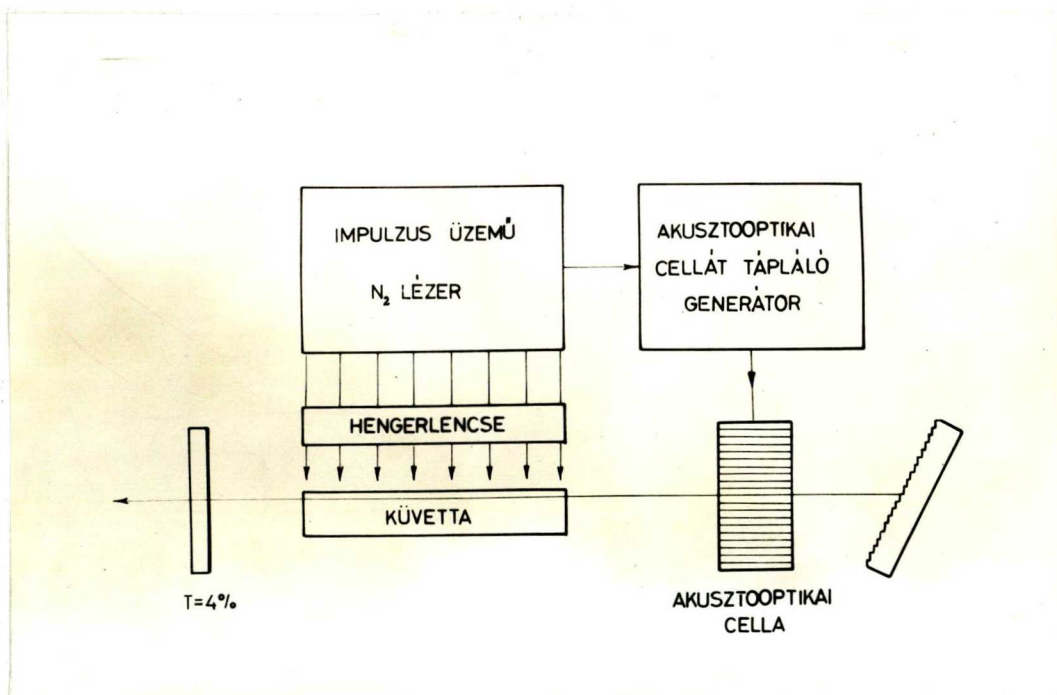
13. ábra



14. ábra



Elektronikusan vezérelt sávszűkítés és hangolás akusztóoptikai és elektrooptikai effektusok alkalmazásával is megvalósítható. Lynn és munkatársai /30/ u.n. akusztóoptikai deflektort használt a 15. ábrán vázolt módon. Az akusztóoptikai cellában létrehozott álló ultrahang hullámok periodikus törésmutató változást okoznak, ezért a beeső nyaláb csak a Bragg-feltételnek eleget tevő irányokba léphet ki (tranzverzális akusztóoptikai hatás). A festéklézer generálásának hullámhosszát a nyalábnak a diffrakciós rácstra való beesés szöge határozza meg, ezért az akusztikus frekvencia változtatásával a festéklézer hangolható.



15. ábra

70 MHz frekvenciájú 10 W rádiófrekvenciás teljesítménnyel a beeső fény 80 %-át 6-7 mrad szöggel térítették el, ami a 4 Å sávszélességben generáló festék-lézert 40-50 Å tartományban hangolta el. A rezonátorban elhelyezett teleszkóp segítségével a hangolási tartomány növelhető, a sávszélesség pedig csökkenthető.

D.I. Taylor és munkatársai /31/ a /32/ dolgozatban leirt kollineáris akusztóoptikai hatást felhasználva, a rhodamin 6G lézert 780 Å tartományban tudták hangolni. A lézerefény sávszélessége 1,35 Å volt. Az említett hatás egyszerűsített elve a következő. A szilárdtestben vagy folyadékban haladó akusztikus hullám által létrehozott törésmutató változás a közegben terjedő fény diffrakcióját okozza. Izotóp közegben a diffraktált fény polarizációja azonos a beesőével. Anizotrop közegben bizonyos kristály orientációk esetében a diffraktált fény polarizációja merőleges a beesőére. Ez utóbbi esetben az akusztikus hullám és a fény kölcsönhatása akkor lesz csak jelentős, ha a beeső fény és az akusztikus hullám  $\vec{k}$  hullámszám-vektorainak összege egyenlő lesz az ortogonálisan polarizált diffraktált fény  $\vec{k}$  vektorával /32/. E feltétel csak egy frekvencián és annak közvetlen környezetében teljesülhet. Az akusztikus frekvencia változtatásával a diffraktált fény hullámhossza

változtatható. Alkalmas polarizáció-szelekcióval elérhető, hogy a generálás csak a fent említett keskeny frekvenciatartományban jöjjön létre.

H. Gerlach /33/ elektrooptikai úton hangolható u.n. "Lyot" szűrőt használt festéklézer hangolására. 200 Å tartományban 350  $\frac{\text{Å}}{\mu\text{sec}}$  sebességgel sikerült hangolnia. A szűrő működési elve a következő. A rezonátorban két párhuzamos polarizátor közé KDP kristályt helyeznek el úgy, hogy a kristály optikai tengelye merőleges legyen a rezonátorra. Egy ilyen rendszer transzmisszióját a következő kifejezés adja:

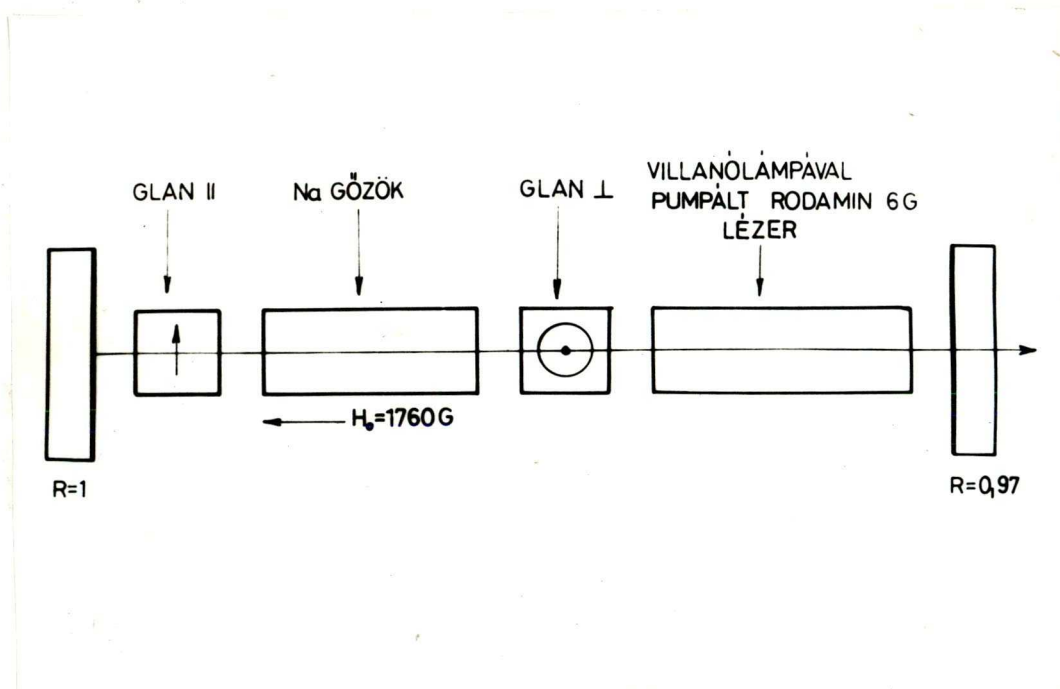
$$T(\lambda) = \cos^2\left(\frac{\pi d \Delta n}{\lambda}\right), \quad (2.2)$$

ahol  $d$  a kristály hossza,  $\Delta n = n_1 - n_3$  a kristály "kettősen törése". Az optikai tengellyel párhuzamos elektromos tér  $n_1$  értékét megváltoztatja, míg  $n_3$  változatlan marad. Így (2.2) szerint a transzmisszió maximuma, következésképpen a generálás helye változik. Két transzmissziós maximum egymástól  $\Delta\lambda \cdot \frac{\lambda^2}{2d\Delta n}$  távolságban van ( $\Delta\lambda(\lambda = 6000\text{Å}) \approx 300\text{Å}$ ), ezért többsávós generálás is létrejöhet.

B. Bölger és munkatársa /34/ villanólámpával pumpált rhodamin 6G lézer egyik tükre helyett Na gőzöket tartalmazó gázküvetét használt. A gázküvetta és a Na gőzök határfelületén a fényvisszaverődést az anomális

diszperzió és abszorpció megváltoztatta. Ennek eredményeként már 1 torr Na gőznyomás esetében a lézer spektrumában mindkét D vonal megjelent. Prizmás szelekció útján elérték, hogy csak az egyik D vonal környezetében jöjjön létre a generálás. Ilyenkor a spektrum három longitudinális módust tartalmazott.

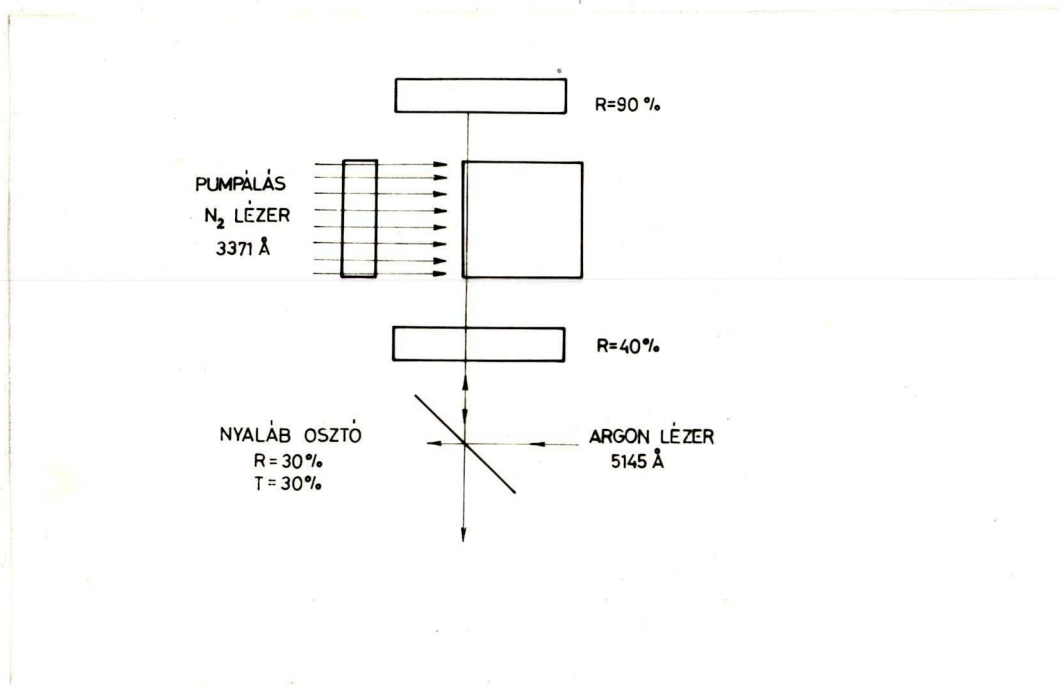
P.P. Sorokin és munkatársai /35/ a festéklézer rezonátorában két kereszttezett Glan prizma között, mágneses térben levő, Na gőzöket tartalmazó gázküvetében létrejött Faraday-féle rotáció jelenségét használva, a rhodamin 6G generálását a Na D vonalaihoz csatolták (16. ábra).



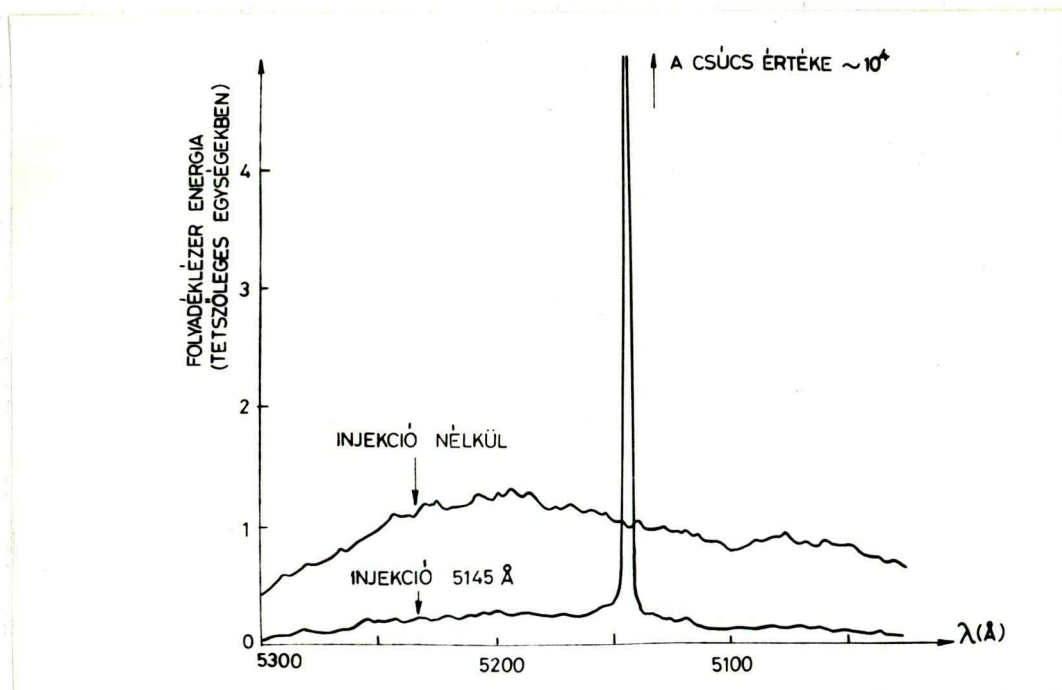
16. ábra

L.E. Erickson és munkatársa /36/  $N_2$  lézerrel pumpált 4-metilumbelliferon festéklézer spektrumát 5145 Å-ös

argon-ion lézer nyalábnak a rezonátorba való injektálásával 400 Å-ról 0,0016 Å-re szűkítette, a kimenő teljesítmény csökkenése nélkül (17, 18. ábra).



17. ábra



18. ábra

II. 2 b. Rezonátor nélküli lézerek

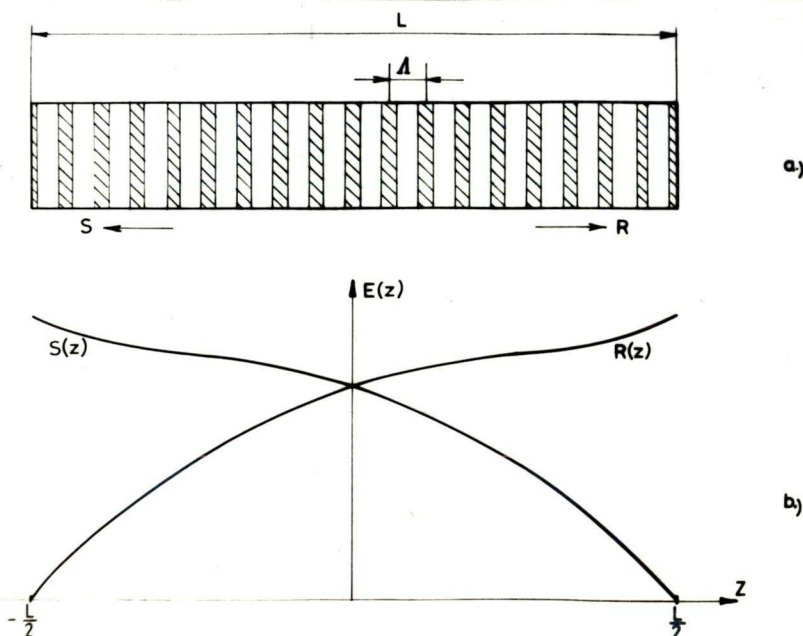
Az optikai visszacsatolás megvalósítható az aktív anyagok törésmutatójának vagy erősítési tényezőjének térbeli periodikus változtatása útján is. Az ilyen típusú lézereket elosztott visszacsatolású /E V/ lézereknek nevezzük. Az EV lézer működési elvét tekintjük át /37/ alapján. Legyen az aktív anyag olyan, amelyben az  $n(z)$  törésmutató és a  $k(z)$  erősítési tényező az alábbi módon térben modulált:

$$n(z) = n + n_1 \cos Kz, \quad (2.3)$$

$$k(z) = k + k_1 \cos Kz, \quad (2.4)$$

ahol  $z$  az optikai tengelyen mért távolság,  $K = \frac{2\pi}{\Lambda}$  (20.a, ábra),  $n_1$  és  $k_1$  a modulációk amplitúdói. Ilyen közegben az elektromos térerősség,  $E(z)$  két egymással szemben haladó hullám összegeként állítható elő (19.b, ábra):

$$E(z) = R(z)e^{-\frac{Kz}{2}} + S(z)e^{\frac{Kz}{2}}. \quad (2.5)$$



A két hullám a Bragg reflexió következtében egymáshoz csatolt. A csatolás csak  $\lambda_0 = 2\Lambda n$  hullámhosszon és annak közvetlen környezetében jön létre. A hullám amplitúdók határfeltételei a következők:

$$R(-\frac{1}{2}) - S(\frac{1}{2}) = 0 \quad (2.6)$$

Kogelnik és Shank /37/ megállapították, hogy nagy erősítési tényezők esetében ( $e^{2kL} > 1$ ) az EV lézer küszöbfeltétele a következő alakban adható meg:

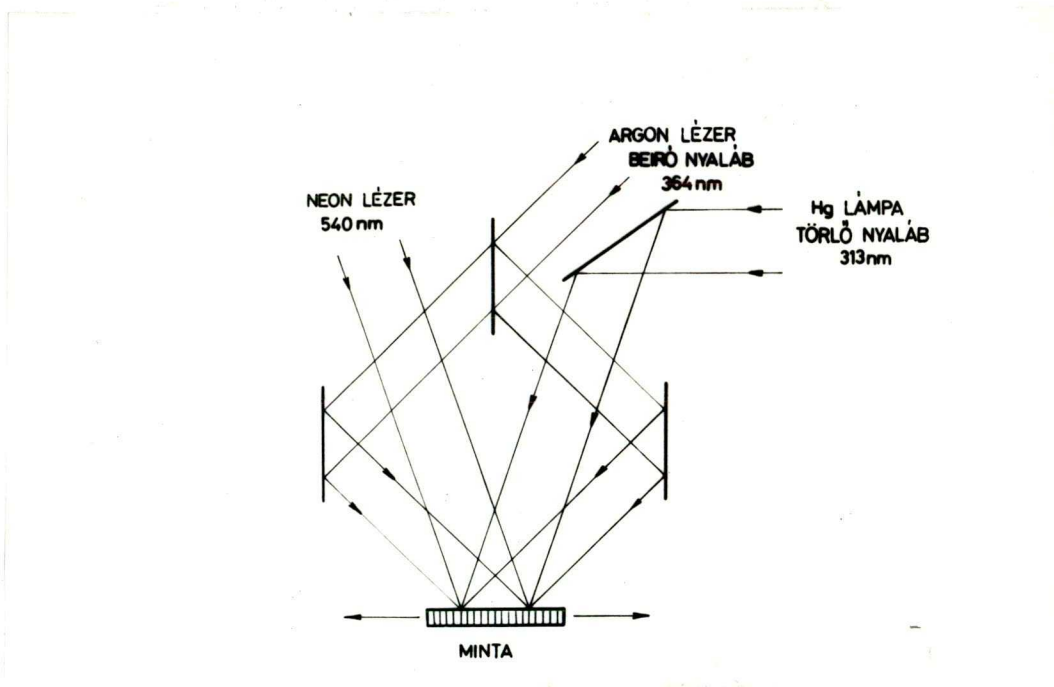
$$\frac{4k_1^2}{e^{2kL}} = \left(\frac{\pi n_1}{\lambda}\right)^2 + \frac{k_1^2}{4} \quad (2.7)$$

(2.7)-ből  $L=10$  mm,  $e^{2kL}=100$ ,  $\lambda=6000$  Å,  $k_1=0$  esetében a generálás feltétele:  $n_1 = 8,8 \cdot 10^{-6}$ . A törésmutató és az erősítési tényező térbeli modulációja több módon is elérhető. Kogelnik és Shank /38/ üveglemezre porlasztott  $14 \mu$  vastag zselatinréteget He-Cd lézer 3250 Å-ös vonalának interferencia képével exponálták. Megfelelő előhívási technikával a zselatin törésmutatója térben modulált lett. Ezután a zselatinba rhodamin 6G-t diffundáltattak. A zselatint nitrogénlézerrel pumpálva, 6300 Å-ön 0,5 Å sáv szélességű generálást kaptak.

I.P. Kaminow és munkatársa /39/ rhodamin 6G-t tartalmazó polimetilmetakrilát lemezt 1,4 mW-os He-Cd lézer megosztott nyalábjának interferencia képével 2,5 percig exponált. A fotodielektromos hatás  $10^{-4}$  nagyságrendű törésmutató modulációt okozott. Nd: üveg lézer felharmonikusával pumpálva, 5300 Å-ön 0,05 Å sáv szélességű

generálást kapott.

R.L. Fork és munkatársai /40/ fotodimer EV festéklézert hoztak létre a következő módon. Rhodamin 6G-t és akridinum etilhexánszulfátot metilmetakrilátban és akril savban oldották. Polimerizáció után 1 cm x 1 cm x 1 mm hasábot csiszoltak belőle. Argon-ion lézer 3640 Å-ös fényével interferometrikus uton térben periodikusan elhelyezkedő fotodimereket hoztak létre (20. ábra).



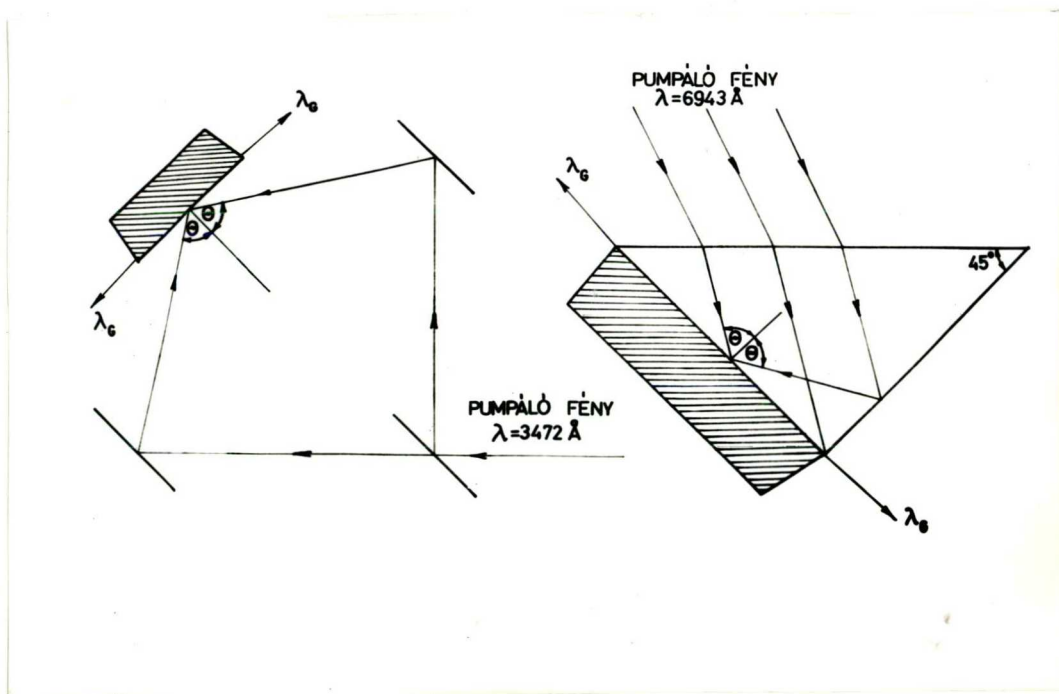
20. ábra

A fotodimerek a törésmutatót kb.  $10^{-5}$  amplitudóval modulálták. Hg lámpa 3130 Å-ös fényének hatására a fotodimerek elbomlanak. Így a rácsszerű struktúra egymás után többször beírható és törölhető is. Az aktív anyagot 10 kW-os AVCO EVERETT neonlézerrel (5400 Å) gerjesztve, 3 longitudinális módot tartalmazó sugárzást tapaszt-



táltak. Fotodimer EV festéklézer optikai memóriaként nyerhet alkalmazást.

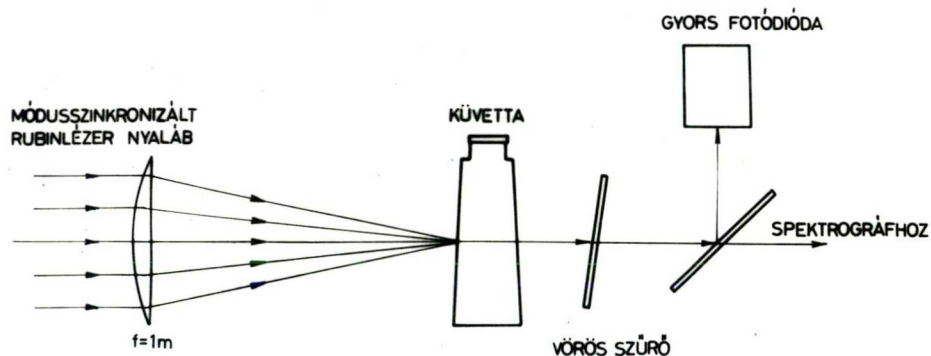
EV festéklézer technikailag egyszerűbben hozható létre, ha a megfelelően koherens pumpáló fényforrás fényét megosztjuk, és azt interferáltatjuk az aktív oldatot tartalmazó kúvetta felületén /41, 42/. Így egyidejűleg megvalósítható a törésmutató és az erősítési tényező modulációja. Ilyen elrendezések láthatók a 21. a, b, ábrákon. A generálás  $\frac{n}{\lambda_p \sin \theta}$  hullámhosszon jöhet létre, ahol  $n$  az oldat törésmutatója,  $\lambda_p$  a pumpáló fény hullámhossza. Az optikai elemek alkalmas mozgatásával a  $\theta$  szög változtatható, így a EV festéklézer hangolható. A generálás sáv szélessége kb. 0,01 Å-ig csökkenthető.



21.a, b, ábra

### II. 3. Visszacsatolás nélküli festéklézerek

A visszacsatolás nélküli festéklézerek megvalósításának egyik módja a M.E. Mack /43/ által leírt haladó hullámu szupersugárzó festéklézer (22. ábra). Polimetincianin festékoldatot módusszinkronizált rubinlézer (2-5) psec hosszú impulzus sorozata longitudinálisan gerjesztett. A 2 cm hosszú küvettán át a fény terjedési ideje 90 psec volt. A festéklézer sugárzása a gerjesztés irányába 100-szor intenzívebb volt, mint ellentétes irányba. A festéklézer impulzusainak számított félérték szélessége 15 psec volt.



22. ábra

Szerves festékoldatokban gyakran olyan nagy az egyutas erősítés értéke, hogy az optikailag felerősödő

spontán emisszió alkotja a kilépő intenzitás jelentős részét. E jelenség rendszerint zavaró körülményként hat a hangolásra és sávszűkitésre irányuló kísérletek során. Az erősített spontán emisszió kísérleti vizsgálatokor olyan optikai elrendezést alkalmaznak, amely kizárja az optikai visszacsatolást /44-48/. A látható hullámtartományban működő festéklézerek pumpálására legalkalmasabb fényforrások a villanólámpa, az argon-ion lézer, a rubin és neodimium lézer felharmonikusai és a nitrogénlézer. A villanólámpás pumpálás nagy impulzusenergia elérésére alkalmas. Az argon-ion lézeres pumpálás jelenleg az egyetlen módszer folyamatos üzemi festéklézer megvalósítására. A rubin és neodimium lézerek felharmonikusai és a  $N_2$  lézer biztosítják a leggyorsabb ( $\sim 10$  nsec), legnagyobb teljesítményű ( $\sim MW$ ) gerjesztést. A rubin és neodimium lézer, valamint a felharmonikus generálásra szolgáló kristály költséges, bonyolult és nem mindig megbízható. A  $N_2$  lézer igen egyszerű felépítésű, nagy az ismétlési frekvenciája, nem igényel különleges elektromos vagy optikai alkatrészeket, megbízható, olcsó az előállítása és üzemeltetése. Ezért a festéklézerek vizsgálatához célszerű volt egy  $N_2$  lézert építeni.

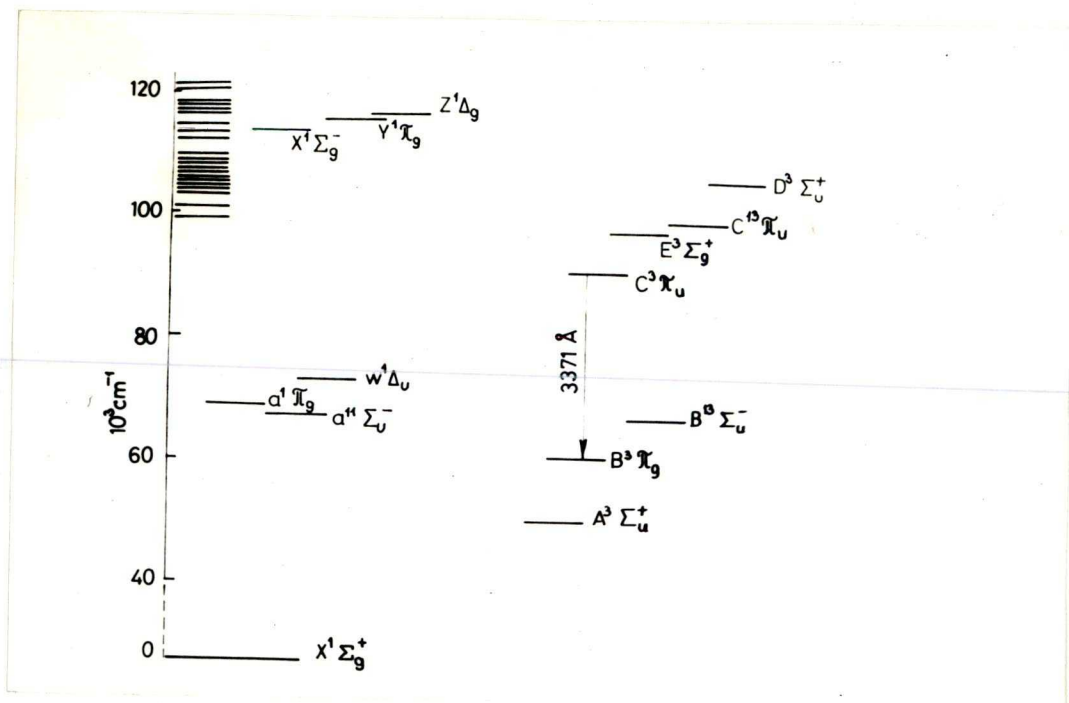
### III. A $N_2$ lézer tervezése

#### III. 1. Meggondolások a kisülési tér és az azt tápláló hullámvezető tervezésekor

$N_2$  gázban elektromos kisüléssel gerjesztett lézerhatást először Heard észlelt /49/. Indukált emissziós átmenetek két hullámhossz tartományban figyelhetők meg: a 8000-12000 Å ( $B^1\Pi_g \rightarrow A^3\Sigma_u$ ) és a 3371 Å közvetlen környezetében ( $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ ). Az átmenetek gondos azonosítását T. Kasuya és D.R. Lide /50/ végezték el, akik 100 cm hosszú aktiv teret 0,25-1  $\mu$ sec, 15 kV-os impulzusokkal longitudinálisan gerjesztve, az infravörös tartományban 120, az ultrabolyában pedig 17 lézer átmenetet találtak. A festék-lézerek gerjesztésére a 3371 Å hullámhosszu sugárzást alkalmazzák. Az inverzió keletkezésének mechanizmusát ebben a hullámtartományban Gerry /51/ és Ali /52, 53/ dolgozatai írják le.

A 23. ábra a  $N_2$  molekula termrendszerét ábrázolja. Jelölje rendre  $n_3$ ,  $n_2$  és  $n_1$  a  $C^3\Pi_u$ ,  $B^3\Pi_g$  és az alapállapot betöltöttségeit,  $\chi_{ij}$  az  $i$  szintről a  $j$  szintre közvetlen elektronütközéssel történő gerjesztés gyakoriságát,  $\gamma_{ij}$  a fordított ütközéses átmenet gyakoriságát,  $\tau_{ji}$  a  $j \rightarrow i$  sugárzásos átmenet csillapo-

dási idejét, végül  $R_{ij}$  az indukált emisszió gyakoriságát.



23. ábra

A fenti jelöléseket használva,  $n_3$ ,  $n_2$  és  $n_1$  változását a következő egyenletrendszerrel lehet leírni:

$$\frac{dn_3}{dt} = X_{13}n_1 + X_{23}n_2 - (Y_{31} + Y_{32} + \tau_{31}^{-1} + \tau_{32}^{-1})n_3 - R_{32}(n_3 - \frac{g_3}{g_2}n_2), \quad (3.1)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = X_{12}n_1 + (\tau_{32}^{-1} + Y_{32})n_3 - (\tau_{21}^{-1} + Y_{21} + X_{23})n_2 + R_{32}(n_3 - \frac{g_3}{g_2}n_2), \quad (3.2)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = -(X_{12} + X_{13})n_1 + (\tau_{21}^{-1} + Y_{21})n_2 + (\tau_{31}^{-1} + Y_{31})n_3, \quad (3.3)$$

ahol  $g_i$  az  $i$  szint statisztikus súlya.

A fenti egyenletrendszerben az indukált emisszió, az abszorpció, valamint a lézerszintekről az alapállá-

potba történő ütközéses átmenetek gyakoriságai elha-  
nyagolhatóan kicsinyek. A  ${}^3\Pi_u$  állapot metastabilis,  
ezért  $\tau_{31} > \tau_{32}$ , a Franck-Condon elvnek megfelelően  
pedig  $\chi_{13} > \chi_{12}$ , valamint  $\tau_{21} > \tau_{32}$  ( $\tau_{32} = 40 \text{ nsec}$ ,  $\tau_{21} = 10 \mu\text{sec}$ ),  
ezért a (3.1), (3.2), (3.3) egyenletek megoldása a  
következő /52/:

$$n_3 = n_1 \chi_{13} t - \frac{1}{2} n_1 \chi_{13} (Y_{32} + \tau_{32}^{-1}) t^2 \quad (3.4)$$

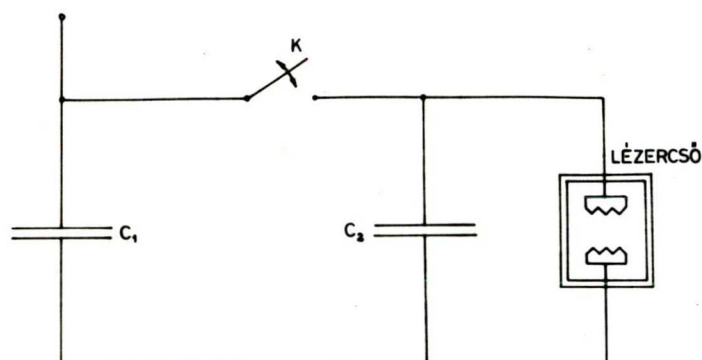
$$n_2 = \frac{1}{2} n_1 \chi_{13} (Y_{32} + \tau_{32}^{-1}) t^2. \quad (3.5)$$

Látható, hogy inverzió csak  $t < (Y_{32} + \tau_{32}^{-1})^{-1}$   
ideig létezhet. Ez az idő MW nagyságrendű lézerteljesít-  
mény eléréséhez szükséges gerjesztő elektronkoncentráció  
esetében közelítőleg 5 nsec. ( $Y_{32}$  függ a gerjesztő elekt-  
ron koncentrációjától). A gerjesztő áram sűrűségének  
 $1-2 \frac{\text{kA}}{\text{cm}^2}$  -nek kell lenni /54/.

A  $\text{N}_2$  lézer gerjesztése történhet longitudinális vagy  
transzverzális elektromos kisülésben. Egyenlő lézertel-  
jesítmény elérésére longitudinális elrendezésben na-  
gyobb tápláló feszültségre van szükség /55/, ezért techni-  
kai és balesetvédelmi megfontolásból a transzverzális  
gerjesztést választottuk.

A transzverzálisan gerjesztett  $\text{N}_2$  lézereket tápláló  
elektromos kapcsolásokat két alapvető típusra lehet oszt-  
tani. Az egyik típus működési elvét a 24. ábra szemlél-  
teti. Az  $\mu$  nagyfeszültségű tápegység a K kapcsoló nyi-

tott állásában a  $C_1$  tároló kondenzátort feltölti. A  $C_1$  és  $C_2$  kondenzátorok, valamint az azokat összekötő vezetékek és  $K$  kapcsolóelem inductívitasát akkora rá választják, hogy a  $K$  kapcsoló zárásakor a  $C_2$  kondenzátor feltöltődése előbb fejeződjék be, mint a kisülés kezdete az  $L$  lézercsőben. A lézercsőben létrejövő kisülés időtartamát a  $C_2$  kondenzátor és az összekötő vezetékek öninduktívitasája szabja meg.



24. ábra

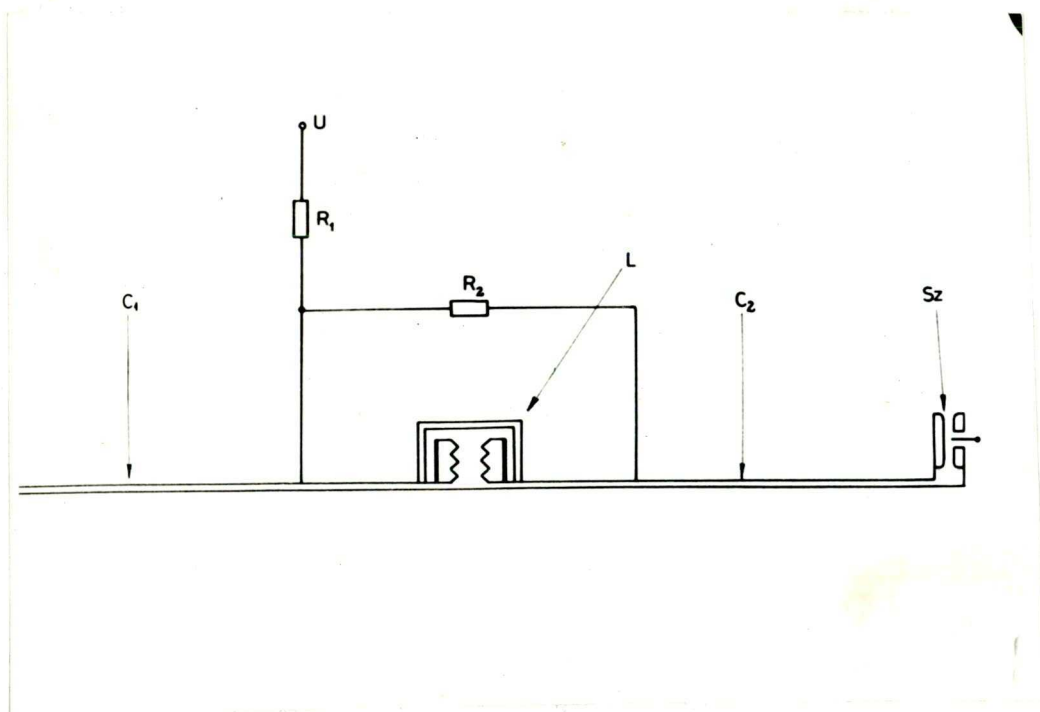
Geller és munkatársai /54/ a  $C_1$  kondenzátort egy  $17 \times 17 \text{ cm}^2$  területű, egymástól 8 db  $50 \mu$  vastagságú "Mylar" dielektrikummal elválasztott szalagtápvonallal, un. Blumlein vonallal hozták létre. Kapcsolóelemként 20 db párhuzamosan kötött, szinkronban mű-

ködtetett, tulnyomásos szikraközt használtak. 30 kV-on 10 nsec hosszú 2,6 MW teljesítményű lézerimpulzusokat állítottak elő.

A Blumlein vonalnak műtápvonallal való helyettesítésével Taraszenkó és munkatársai /56/ a lézer méreteit jelentősen csökkentették. 4 db párhuzamosan kötött, levegőben működtetett szikraközzel, 31 kV-on 10 nsec-os, 22 kW-os felvillanásokat kaptak.

Schenck és Metcalf /57/ műtápvonallal, kapcsolóelemként nagyteljesítményű tiratront használva, 15 kV-on 10 nsec-os, 160 kW-os lézerimpulzusokat hoztak létre.

Az /54, 56, 57/ cikkekben ismertetett lézereket gerjesztő impulzusok hossza túl nagy (10-40 nsec), ami a berendezés hatásfokát károsan befolyásolja.



25. ábra

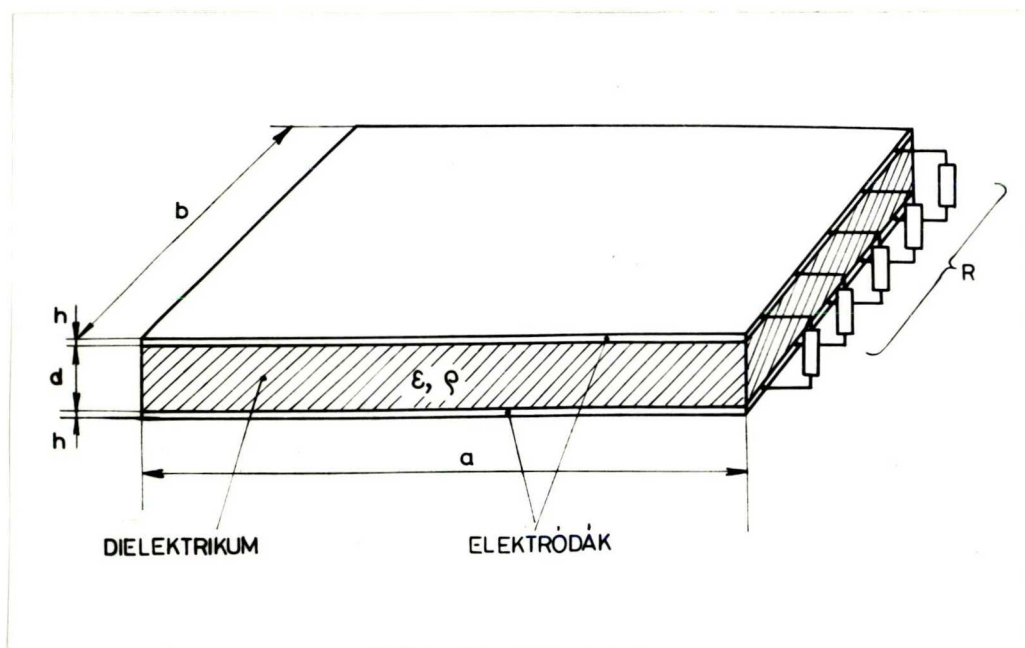


A másik gerjesztési módot a 25. ábra szemlélteti. Az  $U$  nagyfeszültségű tápegység az  $R_1$  és  $R_2$  ellenállásokon keresztül feltölti a  $C_1$  és  $C_2$  szalagtápvonalakat. Az  $Sz$  szikraköz begyújtásával  $C_2$ -t kisütjük, aminek következtében a  $C_1$  és  $C_2$  felső elektródáinak az  $L$  lézercsőben lévő végei között megjelenik a nagyfeszültség, majd létrejön a kisülés. A kisülés idejét az elektromos jelnek  $C_1$ -ben való terjedési ideje, áramát pedig a  $C_1$  és  $C_2$  hullámimpedanciája, és alkalmazott feszültség határozza meg.

Shipman /58/  $0,3 \Omega$  hullámimpedanciájú két  $183 \text{ cm} \times 183 \text{ cm}$ -es Blumlein vonalat épített. Alkalmasan elhelyezett és triggerelt szikraközökkel haladó hullámu gerjesztést valósított meg.  $75 \text{ kV}$ -on,  $4 \text{ nsec}$  idejű,  $2,5 \text{ MW}$ -os lézerimpulzusokat kapott. Small és Ashari /59/ két  $45 \text{ cm}$  hosszú és  $15 \text{ cm}$  széles tápvonallal  $20 \text{ kV}$ -on  $20 \text{ kW}$ -os lézerimpulzusokat állított elő. Basting és munkatársai /60/ két-két szalagtápvonalat párhuzamosan kapcsolva  $0,14 \Omega$  hullámimpedanciát értek el. A szikraköz helyének alkalmas kitűzésével és a tápvonal alakjának megfelelő kiválasztásával haladó hullámu gerjesztést valósítottak meg.  $30 \text{ cm}$  aktív hosszal  $20 \text{ kV}$ -on,  $1,2 \text{ MW}$ -ot kaptak.

Az általunk épített  $N_2$  lézer tervezésekor alapvető célkitűzésünk az volt, hogy egy festéklézerek gerjeszté-

sére alkalmas UV fényforrást hozunk létre. Erre a célra legmegfelelőbbnek egy Blumlein vonallal táplált 0,5 m aktív hosszúságú lézer látszott. A szalagtápvonal tervezésekor a következő megfontolásokat tettük. Tekintsünk két a hosszúsága b szélességű h vastagságú fémlap között lévő d vastagságú  $\epsilon$  relatív dielektromos állandójú,  $\rho$  fajlagos ellenállású dielektrikumából álló szalagtápvonalat (26. ábra). Töltsük fel U feszültségre, majd kapcsoljunk a b oldalára R értékű elosztott paraméterű terhelést (a lézer kisülési csövet).



26. ábra

Ismeretes, hogy a telegráf egyenlet megoldásából egy veszteség nélküli hullámvezető hullámimpedanciáját a

$$Z \cdot \sqrt{\frac{L'}{C'}} \quad (3.6)$$

kifejezés adja meg, ahol  $L'$  és  $C'$  az egységnyi (a hullám terjedési irányába eső) hossz induktivitása ill. kapacitása. Számításaink azt mutatták, hogy a hullámvezetőt veszteség nélkülinek tekinteni indokolt. Könnyű belátni, hogy:

$$L' = \frac{\mu_0 d}{v} , \quad (3.7)$$

$$C' = \frac{\epsilon \epsilon_0 v}{d} , \quad (3.8)$$

tehát

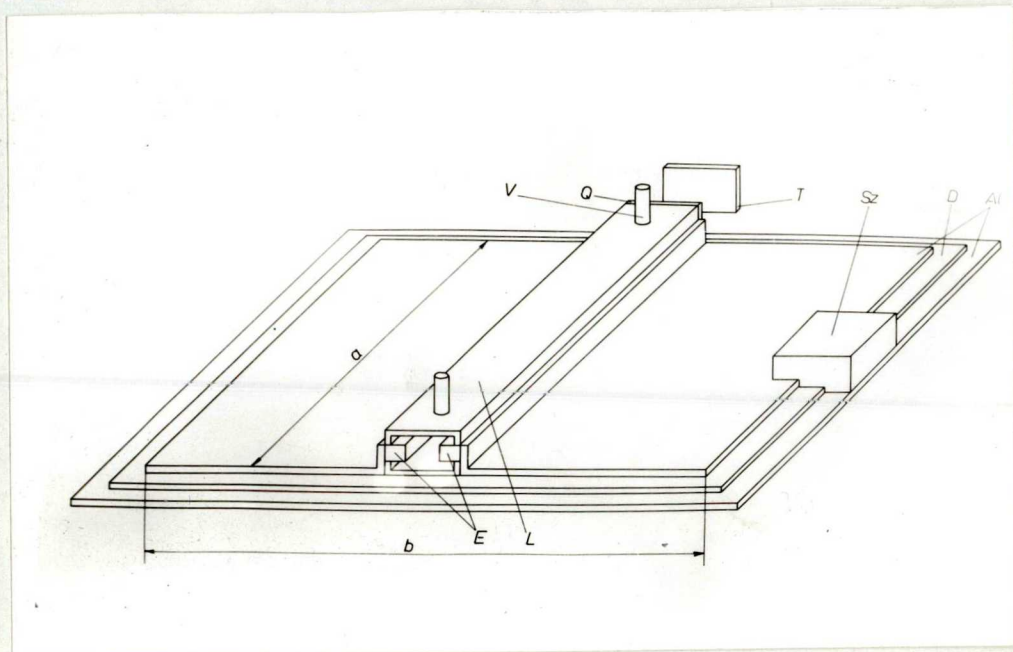
$$Z = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \cdot \frac{d}{v \sqrt{\epsilon}} . \quad (3.9)$$

A kisülési tér ellenállása a kisülés ideje alatt nagyságrendekkel kisebb, mint a gyakorlatilag elérhető hullámimpedancia /54/, ezért a kisülési téren keresztül folyó áram a tápvonal rövidzárási árama lesz:

$$J = \frac{\mu}{Z} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} v E \sqrt{\epsilon} , \quad (3.10)$$

ahol  $E$  a dielektrikumban uralkodó térerősség. (3.10)-ből látható, hogy a maximális gerjesztő áram eléréséhez olyan dielektrikumot kell használni, amelyre az  $E \cdot \sqrt{\epsilon}$  szorzat ( $E_{sz}$ -átütési szilárdság) maximális. E feltételnek leginkább eleget tevő anyag a polietilén. Kísérleti tény, hogy egy  $d$  vastagságú dielektrikum kisebb feszültséget bír el, mint két  $d/2$  vastagságú, légmentesen

összeszorított réteg, ezért két egymásra fektetett  $1,75 \times 10^{-4}$  m vastag polietilén fóliát alkalmaztunk.



27. ábra

A tápvonal a mérete (27. ábra) megegyezik az aktív  
hosszal (0,5 m). A gerjesztő áramimpulzus hosszát az  
elektromos jelnek  $b$  távolságra történő terjedéshez  
szükséges idő  $\left(\frac{L}{2c\sqrt{\epsilon}}\right)$  határozza meg ( $b=1,1$  m).

A fenti adatokból  $Z=0,178 \Omega$ ;  $C_1=C_2=15$  nF.

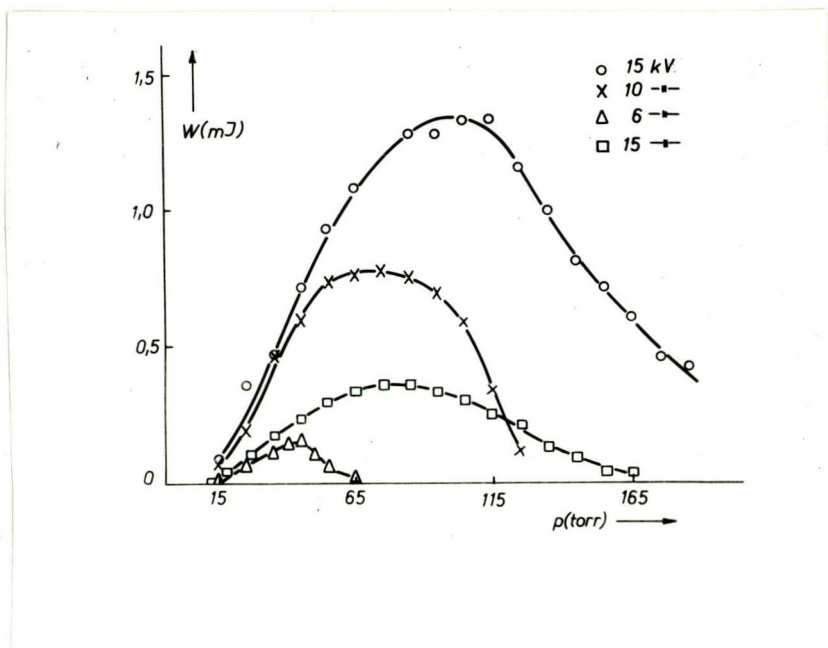
A plexiből készült kisülési csőben (L) két, egy-  
mástól 8 mm-re levő sárgaréz elektróda (E) felületén  
3 sorban 750 db 1 mm magas csucst képeztünk ki abból  
a célból, hogy a kisülés térben egyenletes legyen. Az  
elektródák felületén több millió kisülés után sem lát-  
szott észrevehető változás. Az Sz szikraköz három-  
elektródás rendszerű volt. Magas ismétlődési frekven-

cia esetében a keletkezett hő elvezetéséről gondoskodtunk.

A készülékekhez épített elektromos nagyfeszültségű tápegység olyan megoldású volt, hogy az impulzusok ismétlődési frekvenciáját 0-25 Hz-ig folyamatosan lehetett szabályozni. A maximális frekvenciát a transzformátor teljesítménye korlátozta.

#### IV. A $N_2$ lézer paraméterei

A  $N_2$  lézer által egy impulzusban leadott energiát az intézetben kifejlesztett kaloriméterrel mértük /61/. Az energiának az aktív gáz nyomásától való függését különböző tápvonal feszültségeken a 28. ábra szemlélteti.



28. ábra

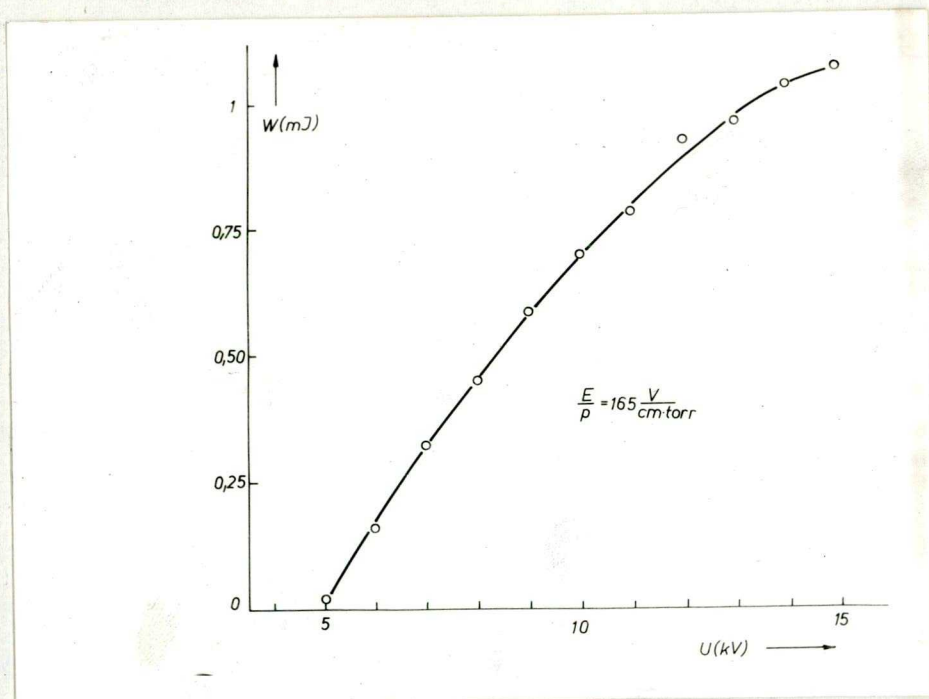
A feszültséget EMG-1552 típusu oszcilloszkóppal, a nyomást pedig rövidített higanyos manométerrel mértük. Az aktív molekulák koncentrációja egyenesen arányos a nyomással, ezért alacsony nyomáson a nyomás növelése a lézer energiájának növekedését eredményezte. Bizonyos nyomás felett a lézer energiája két ok miatt is csökkent. Egyrészt a kisülés térben inhomogénná vált, másrészt a gerjesztő elektronok energiája (a szabad úthossz csökkenése miatt) csökkent, ami pedig /53/ szerint azt eredményezi, hogy az elektronok energiájuk jelentős részét az alapállapot vibrációs szintjeinek gerjesztésére fordítják. Ugy találtuk, hogy a lézer energiája akkor maximális, ha  $\frac{E}{p} = 165 \frac{V}{cm \cdot torr}$ , ahol E az elektromos térerősség, p pedig a nitrogén nyomása a kisülési térben. Ez az érték jó megegyezést mutat más szerzők által megállapított értékekkel /56, 60, 61, 62/.

Amennyiben aktív gázként  $N_2$  helyett levegőt használtunk, a lézer energiája a negyedére csökkent. A  $N_2$  lézer nem igényel különösen tiszta nitrogént.

A lézer energiájának a feszültségtől való függését a 29. ábra szemlélteti. Ezen mérések során a feszültséget úgy választottuk meg, hogy  $\frac{E}{p} = 165 \frac{V}{cm \cdot torr}$  volt.

A  $N_2$  lézer sugárzásának hullámhossza  $3371 \text{ \AA}$ , sávszélessége kb.  $1 \text{ \AA}$ . Minden valószínűség szerint e sáv több keskenyebb vonalra bomlik /50/, de a rendelkezésünkre álló DFSZ-8 típusu spektrográf felbontóképessége nem volt elegendő részletesebb vizsgálat elvégzésére.

A  $N_2$  lézerben az egyutas erősítés értéke olyan nagy, hogy az optikai uton felerősödő spontán emisszió már jelentős teljesítményt biztosít. Ezért optikai rezonátor alkalmazása nem szükséges. Az általunk épített  $N_2$  lézer kilépő ablakával ellentétes oldalon sík Al zárótükör volt elhelyezve, melynek eltávolításakor a kilépő energia 63 %-ra csökkent.



29. ábra

A lézersugárzás divergenciájára a nyaláb közeli (30.a. ábra) és távoli zónájában (30.b. ábra) felvett képéből számítva, vízszintesen 8 mrad, függőlegesen pedig 3 mrad adódott.

Az általunk épített  $N_2$  lézer egy éve megbízhatóan működik. A  $N_2$  lézer működésének elméletéből /52/ és kísérleti tényekből /58, 60/ következik, hogy a lézerimpulzusok szélessége kb. 5 nsec. Ezt feltételezve a lézerimpulzus teljesítménye 15 kV-on 115 torron 260 kW. Átlagteljesítménye 25 Hz-en 35 mW.

A  $N_2$  lézer kiválóan alkalmas festéklézerek gerjesztésére. Fényimpulzusai elegendően rövidek ahhoz, hogy az aktiv oldatban a triplett-abszorpció ne akadályozza a generálást (a triplett állapotok a gerjesztés és generálás tartama alatt nem töltődnek be számottevően). A gerjesztés teljesítmény-sűrűség igen nagy ( $10^7-10^8 \frac{W}{cm^2}$ ) lehet.



30.a ábra

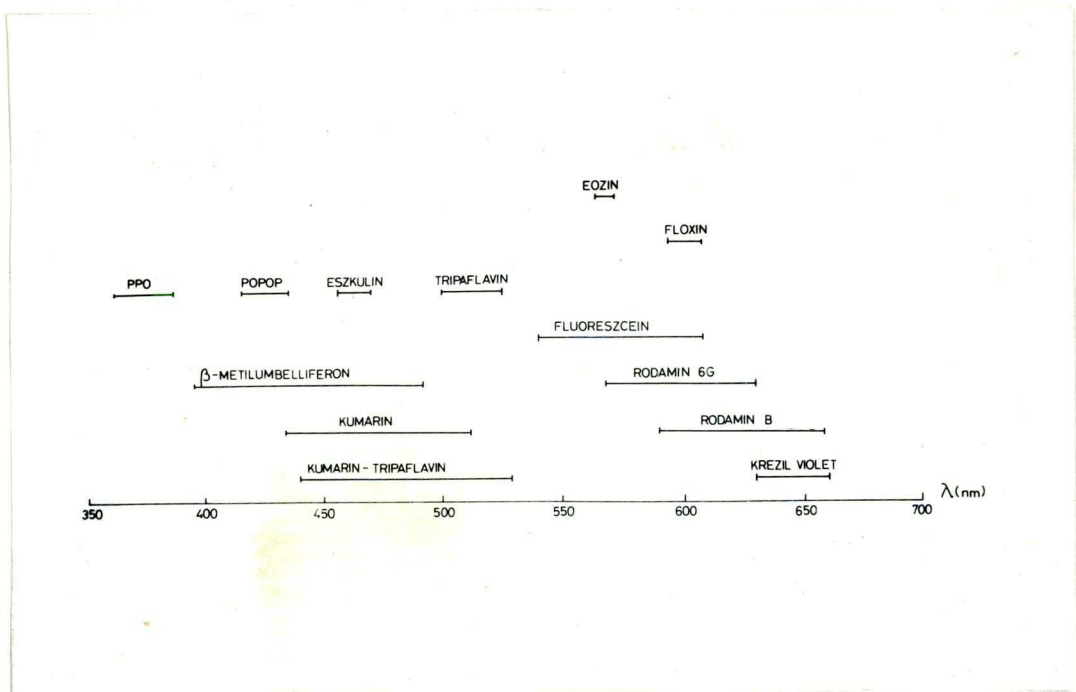


30.b ábra



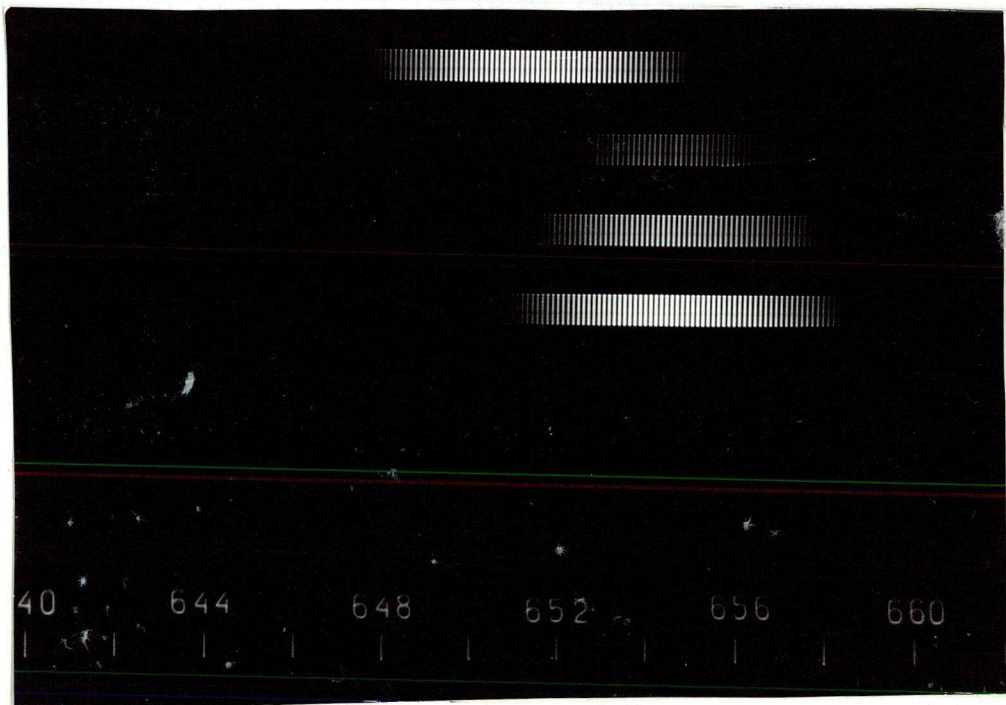
V. Az N<sub>2</sub> lézerrel gerjesztett festéklézerek vizsgálata

A N<sub>2</sub> lézer nyalábját transzverzális gerjesztési elrendezés esetében 2 cm vagy 7 cm fókusztávolságu hengerlencsével, longitudinális gerjesztés esetében pedig 7 cm fókusztávolságu gömbi lencsével képeztük le az aktiv oldatot tartalmazó küvettára. Transzverzális gerjesztési elrendezésben négy oldalán átlátszó, 1 cm x 1 cm alapu spektroszkópiai célokra gyártott kvarc hasábküvettákat használtunk. Longitudinális elrendezésben pedig 1-0,001 cm vastag hasáb vagy mikro-küvettát, valamint Baly-csövet alkalmaztunk.



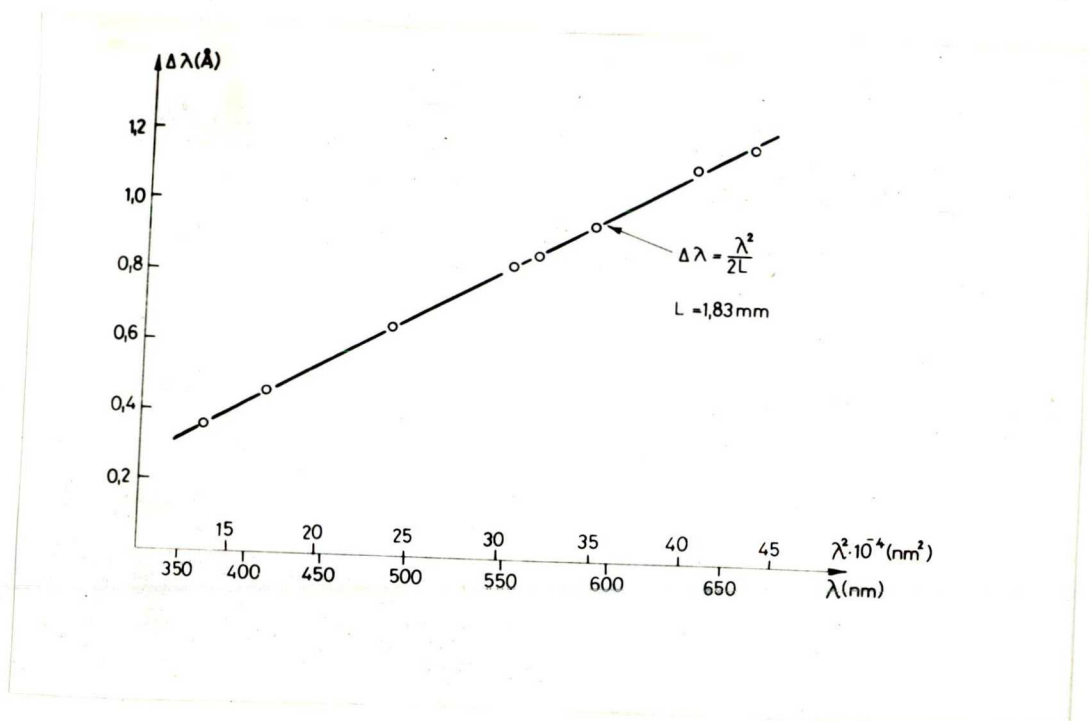
31. ábra

A 31. ábra az általunk vizsgált oldatokkal elérhető generálási tartományokat szemlélteti. Az ábrából kitűnik, hogy sikerült a látható hullámtartomány bármely részén lézerfényt előállítani. A generálás spektrumát DFSZ-8 típusu, rácsos spektrográffal, Orwo NP-2o típusu negatívon rögzítettük. A generálás spektrumában Fabry-Perot vonalak figyelhetők meg (32. ábra).



32. ábra

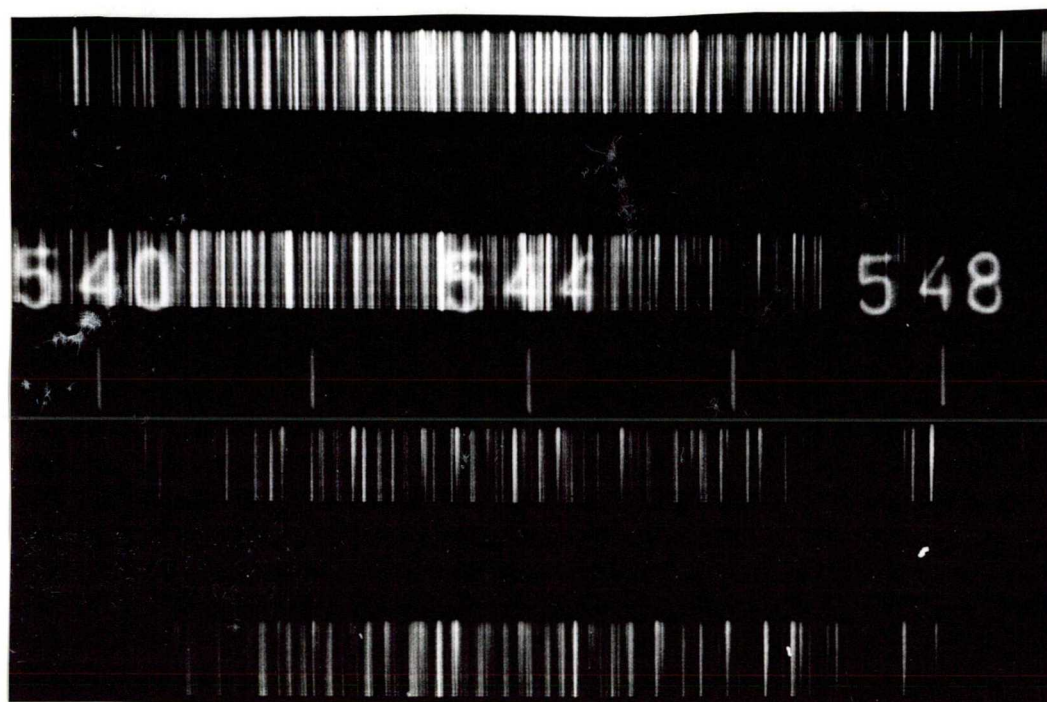
A 33. ábra a Fabry-Perot vonalak egymástól mért távolságát szemlélteti  $\lambda^2$  függvényben abban az esetben, ha a generálás az 1 cm x 1 cm alapu hasábküvetta falai által alkotott rezonátorban jött létre. A Fabry-Perot interferométer diszperziótartománya  $\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L}$ , ahol L az interferométer bázishossza.



33. ábra

A kísérletileg kapott értékek meglepően jól illeszkednek a  $\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L}$  egyenlethez, ha  $L=1,83$  mm. A küvetta falvastagsága 1,25 mm, a kvarc törésmutatója  $n(350 \text{ nm})=1,477$ ,  $n(650 \text{ nm})=1,457$  /63/, tehát a küvetta falának optikai vastagsága 1,846 mm ill. 1,821 nm. Figyelemre méltó az, hogy a kvarc-levegő határfelületet 3,5 %-os reflexiója és az alkohol-kvarc határfelület 0,143 %-os reflexiója elegendő ahhoz, hogy e felületek által alkotott interferométer /azaz szelektív szűrő/ a generálás spektrumára ilyen jelentős hatást gyakoroljon. Az aktív anyag hosszához / $L=1,36$  cm/ rendelhető Fabry-Perot vonalak számított távolsága ( $\lambda = 6100 \text{ \AA}$  esetében)  $\Delta\lambda = 0,137 \text{ \AA}$ . Ezen vonalak létezését spektrográffunkkal, melynek reciprok lineáris diszperziója

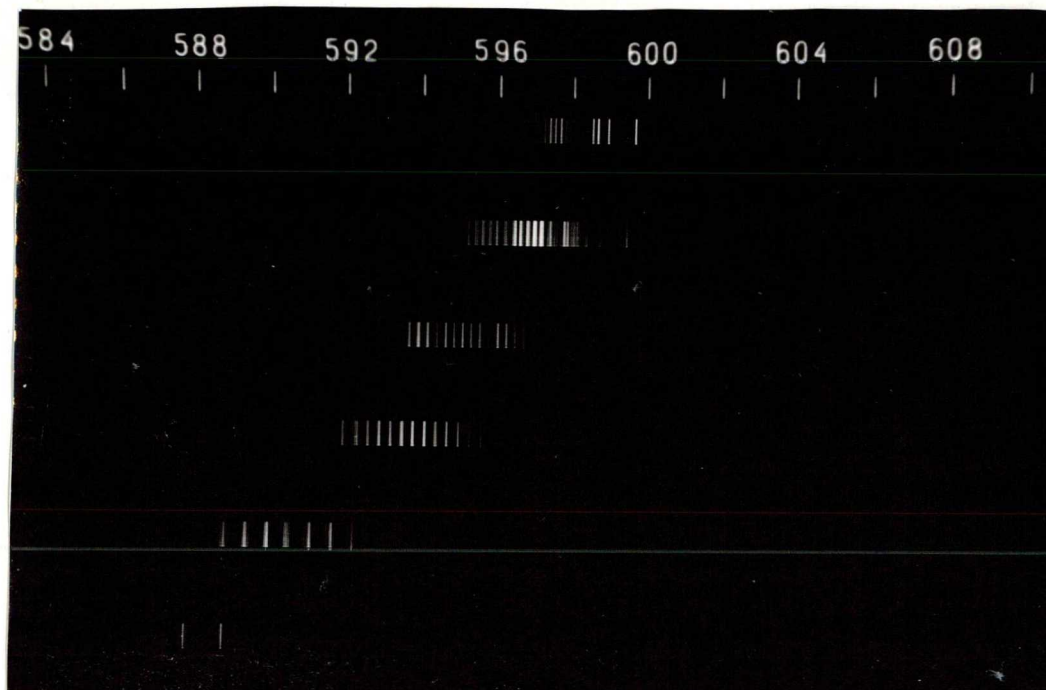
6 Å/mm, nem tudtuk kimutatni.



34. ábra

A 34. ábra olyan generálási spektrumot mutat, amelyet két siktükörből álló rezonátorban kaptunk. A két siktükör és a két követta véglap 8 párhuzamos felülete által alkotott csatolt interferométer-rendszer a felelős a bonyolult, látszólag rendszertelen vonalas strukturáért.

A 35. ábra a Baly-csőben longitudinálisan gerjesztett  $10^{-2}$  m/l koncentrációjú rhodamin B oldatnak a véglapok által alkotott rezonátorban létrejött generálási spektrumát mutatja 1,18; 0,946; 0,723; 0,573; 0,294 és 0,177 mm aktiv oldat hosszúság esetében.



35. ábra

Az aktív hossz csökkenése egyrészt növeli a Fabry-Perot vonalak egymástól mért távolságát, másrészt a generálás tartományát a rövidebb hullámhosszak felé tolja el. Ez utóbbi jelenség oka az, hogy az aktív hossz ( $L$ ) csökkentése növeli a rezonátor veszteségeit ( $\rho = \frac{1}{L} \ln \frac{1}{r}$ , ahol  $r$  az üveg-levegő határfelület reflexiós tényezője), (1,51) alapján pedig kimutatható, hogy a veszteségek növekedése a generálás tartományát a rövidebb hullámhosszak felé tolja el.

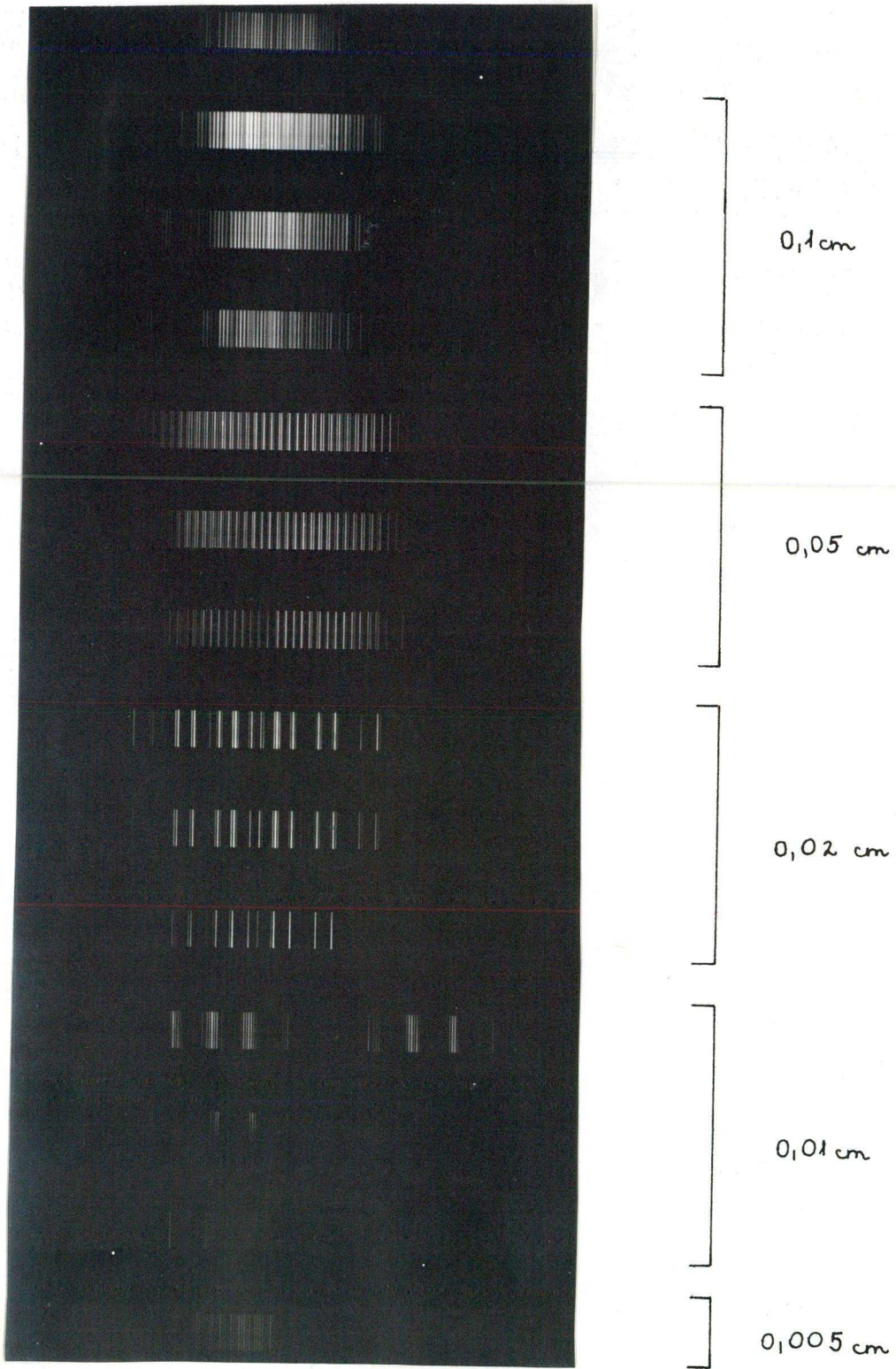
A 36. ábra a 0,2; 0,1; 0,05; 0,01 és 0,005 mm vastag mikroküvetekben nyert generálási szinképeket szemlélteti. Spektrumvetítő segítségével a bázishossz-

hoz rendelhető Fabry-Perot vonalak azonosíthatók. E kísérletek során az oldatok koncentrációját ( $n$ ) és a bázishosszakat úgy változtattuk, hogy  $nL = 2 \cdot 10^{-7} \frac{\text{mol cm}}{l}$  volt. Ebben az esetben a generálás sulyponi hullámhossza (1.51)-nek megfelelően nem változott.

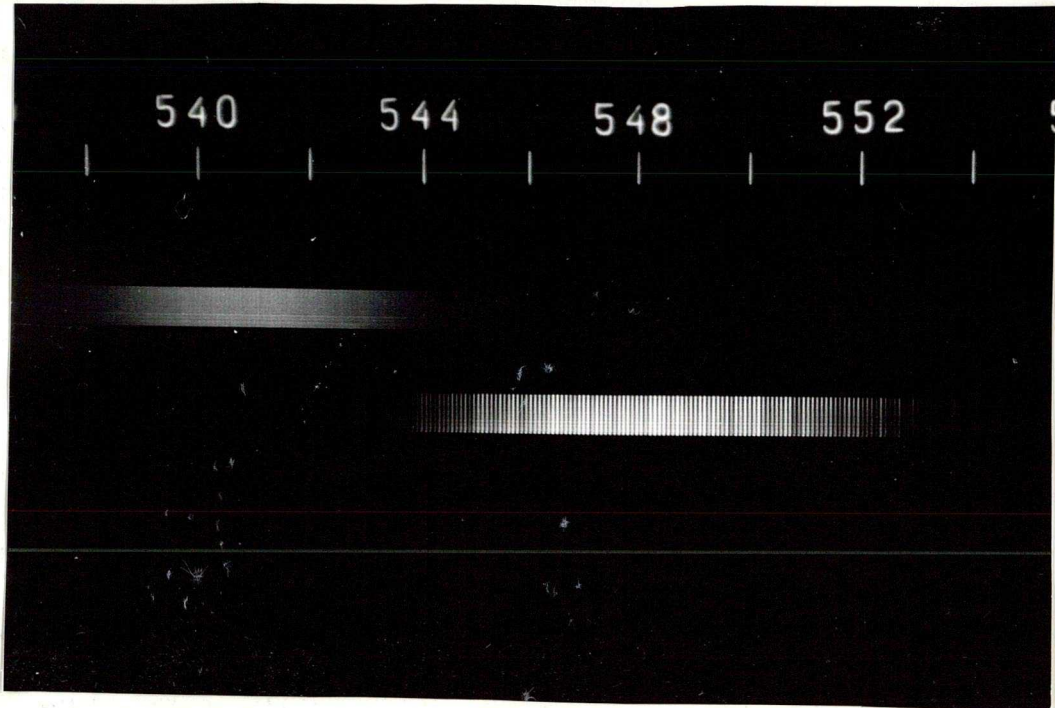
Figyelmet érdemel az a tény, hogy sikerült generálást elérni olyan rezonátorban is, melynek veszteségi tényezője - a kicsiny bázishossz miatt - rendkívül nagy:  $\varphi = 670 \text{ cm}^{-1}$ .

A bázishossz további csökkentésekor  $L = 0,001 \text{ cm}$  és az oldat koncentrációja növelésekor a generálás megszűnt, a gerjesztett térfogatrészben pedig buborék jelent meg. Számításaink szerint az elnyelt gerjesztő energia hatására a gerjesztett térfogat hőmérséklete kb.  $100 \text{ }^\circ\text{C}$ -al emelkedett meg.

A nitrogénlézer<sup>el</sup> gerjesztett festékkoldatokban az egyutas erősítés értéke olyan nagy lehet, hogy az optikai úton felerősödő spontán emisszió már jelentős kimenő teljesítményt hoz létre /szupersugárzás/. A szupersugárzás spektruma nem tartalmaz Fabry-Perot vonalakat. A 37. ábra a  $10^{-2} \text{ m/l}$  koncentrációjú fluoreszcen szupersugárzását /felső spektrum/ és generálását /alsó spektrum/ szemlélteti.



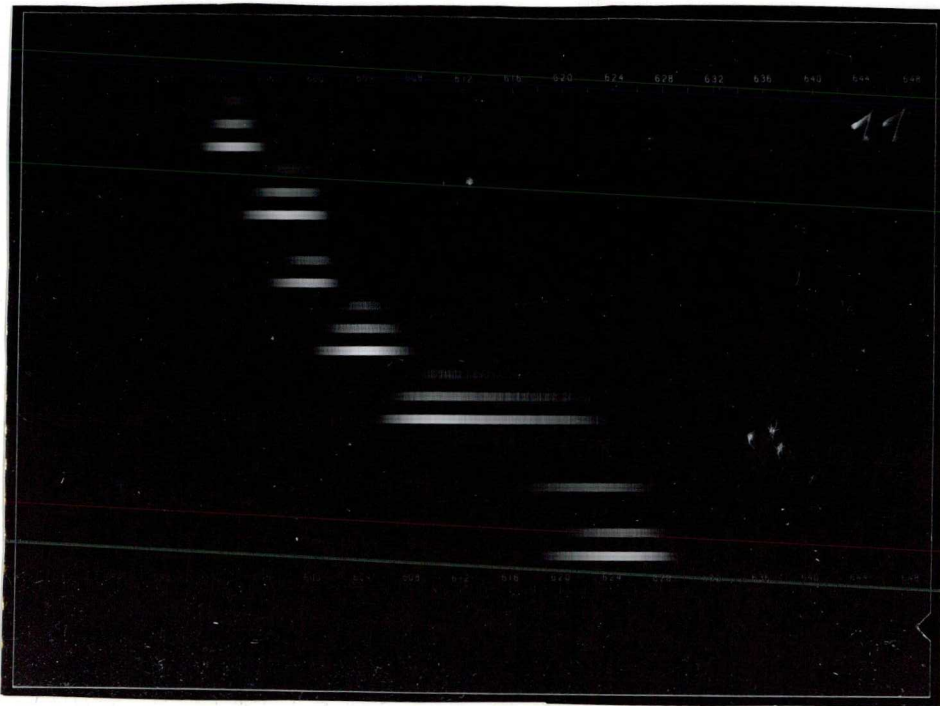
36. abra



37. ábra

A nitrogénlézerrel gerjesztett festéklézerek vizsgálatának legnagyobb része a festéklézerek hangolására irányult. (1.51) alapján kimutatható, hogy ha az aktív anyag emissziós és abszorpciós szinképei átfedik egymást, akkor az aktív anyag koncentrációjának növelésekor a generálás a hosszabb hullámok felé tolódik el. A 38. ábra a rhodamin B koncentrációs hangolását szemlélteti. Ha az abszorpciós és emissziós szinképek nem fedik át egymást /például 7 dietilamino-4-metilkumarin/, akkor a generálás hullámhossza független az oldat koncentrációjától. A 39. ábra a 7-dietilamino-4-metilkumarin generálási szinképeit szemlélteti, miközben az aktív anyag koncentrációja  $5 \cdot 10^{-4}$ -tól  $10^{-2}$  m/l-ig változik.



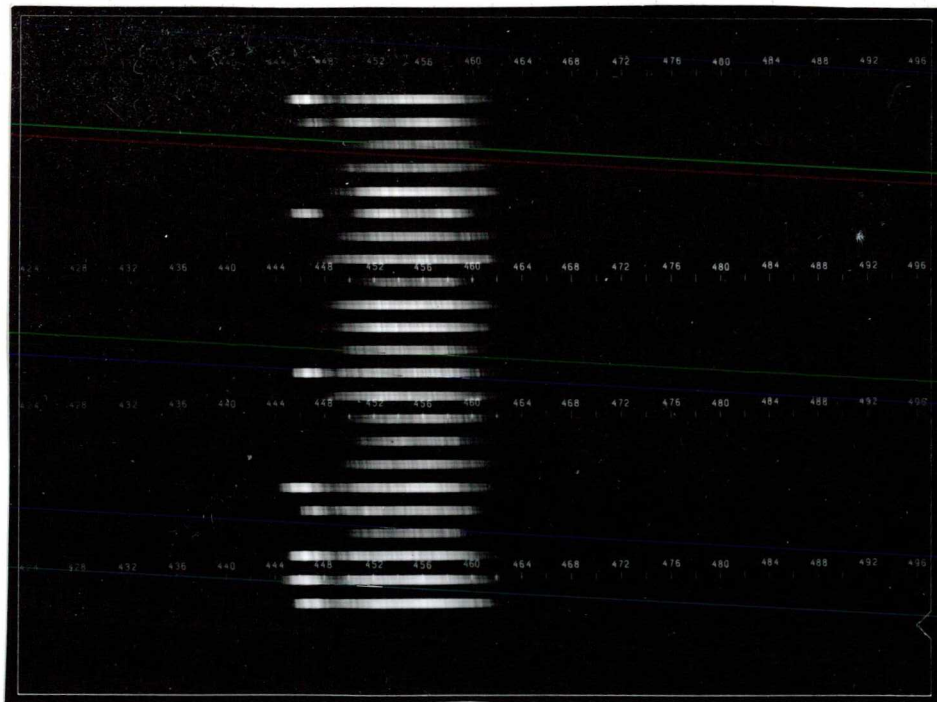


$4 \cdot 10^{-4} \text{ m/l}$

↓ c

$10^{-2} \text{ m/l}$

38. ábra



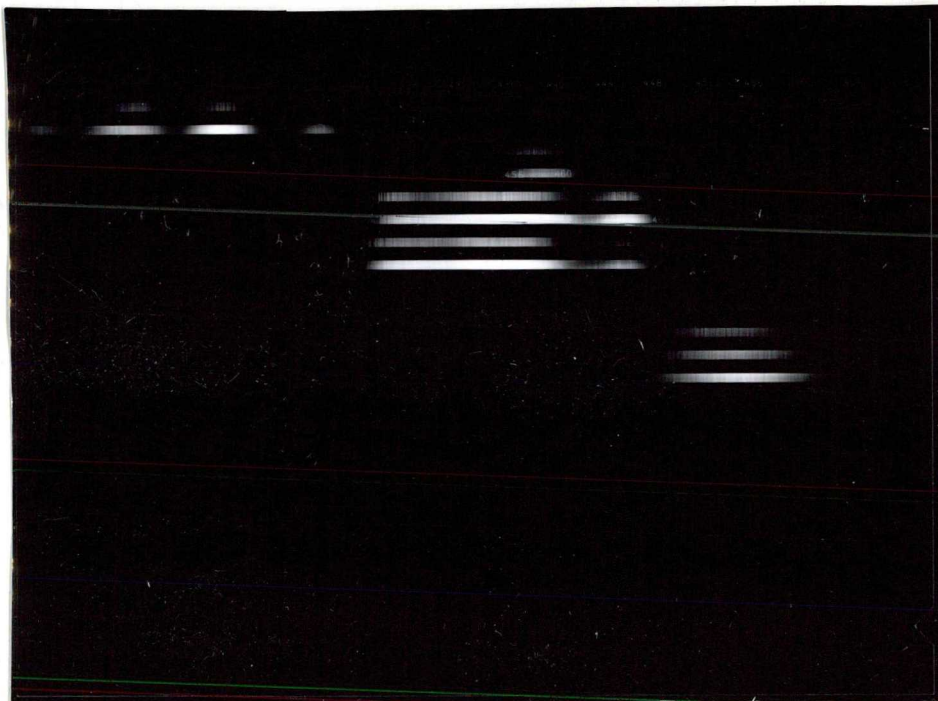
$5 \cdot 10^{-4} \text{ m}$

↓ c

$10^{-2} \text{ m/l}$

39. ábra

Vannak olyan aktív anyagok (pl.  $\beta$  metilumbelliferon), melyek emissziós szinképei (ezért generálási szinképei is) erősen függenek az oldószer pH-jától. A 40. ábra a  $\beta$ -metilumbelliferon generálási szinképeit szemlélteti semleges, savas és lúgos közegben.



40. ábra

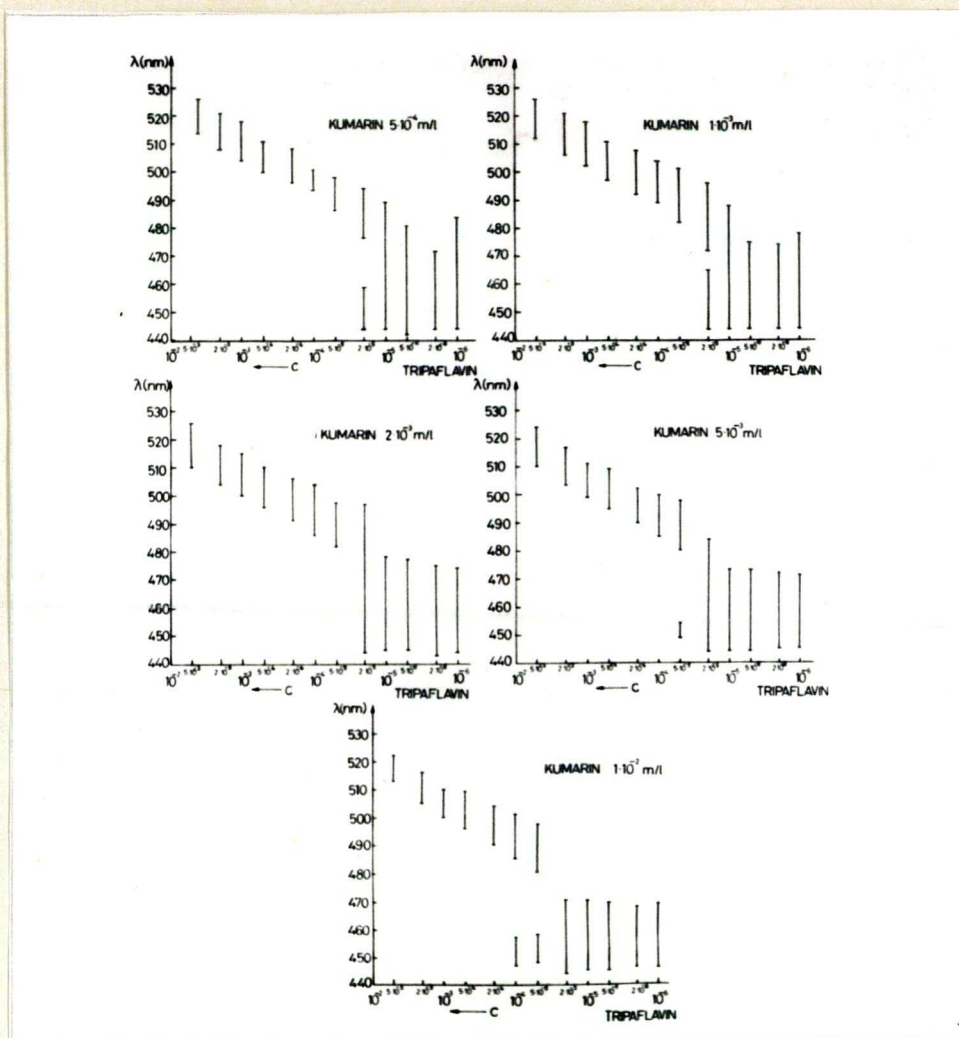
Hangolás és sávszűkités diszperzív rezonátorban egyidejűleg elérhető. A 41. ábra etilalkoholban oldott  $2 \cdot 10^{-5}$  m/l tripaflavin,  $5 \cdot 10^{-3}$  kumarin keverékoldat hangolását mutatja egy 90 % siktükréből és egy 1800 vonal/mm-es reflexiós rácsból álló rezonátorban. A generálás sávzélessége teleszkóp és Fabry-Perot interferométer segítségével tovább csökkenthető a kimenő energia lényeges csökkenése nélkül.



41. ábra

A festéklézerek vizsgálatának fontos célkitűzései a kimenő energia növelése, és az egy oldattal elérhető hangolási tartomány kiszélesítése. E célkitűzések megvalósítására általános módszerként keverékoldatok használatát lehet javasolni. Részletesebben megvizsgáltuk a kumarin-tripaflavin keverékoldat generálási tulajdonságait.

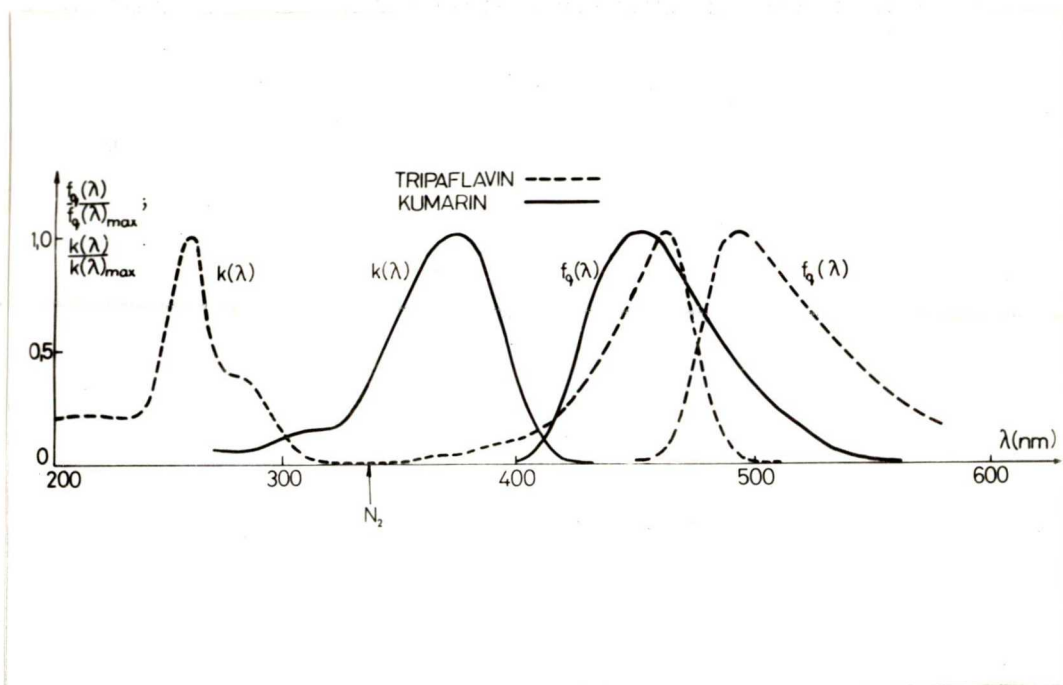
A 42. ábra az etilalkoholban oldott tripaflavin-kumarin keverékoldatok generálási tartományait szemlélteti. A rezonátor bázishossza 5 cm, az oldatot tartalmazó kűvetta hossza 1 cm, a siktükrök reflexiós tényezője pedig 90 % és 40 % volt. A gerjesztés hullámhosszán (3371 Å) a  $10^{-3}$  m/l koncentrációju kumarin



42. ábra

abszorpciós tényezője  $18,6 \text{ cm}^{-1}$ , a  $10^{-3} \text{ m/l}$  koncentrációju tripaflaviné pedig kb.  $0,7 \text{ cm}^{-1}$ , tehát az alkalmazott keveréköldatokban a gerjesztő fény döntő részét a kumarin abszorbeálja (43. ábra). (Kumarint nem tartalmazó tripaflavin oldattal,  $\text{N}_2$  lézerrel történő gerjesztés esetében egyáltalán nem sikerült generálást elérni.)  $10^{-5} \text{ m/l}$  és ennél kisebb tripaflavin koncentráció esetén csak a kumarin generál. Bár a kumarin generálási tartománya (444–468 nm) és a

tripaflavin abszorpciós maximuma egybeesik, a gerjesztett tripaflavin molekulák koncentrációja mégsem elegendő a tripaflavin generálására.



43. ábra

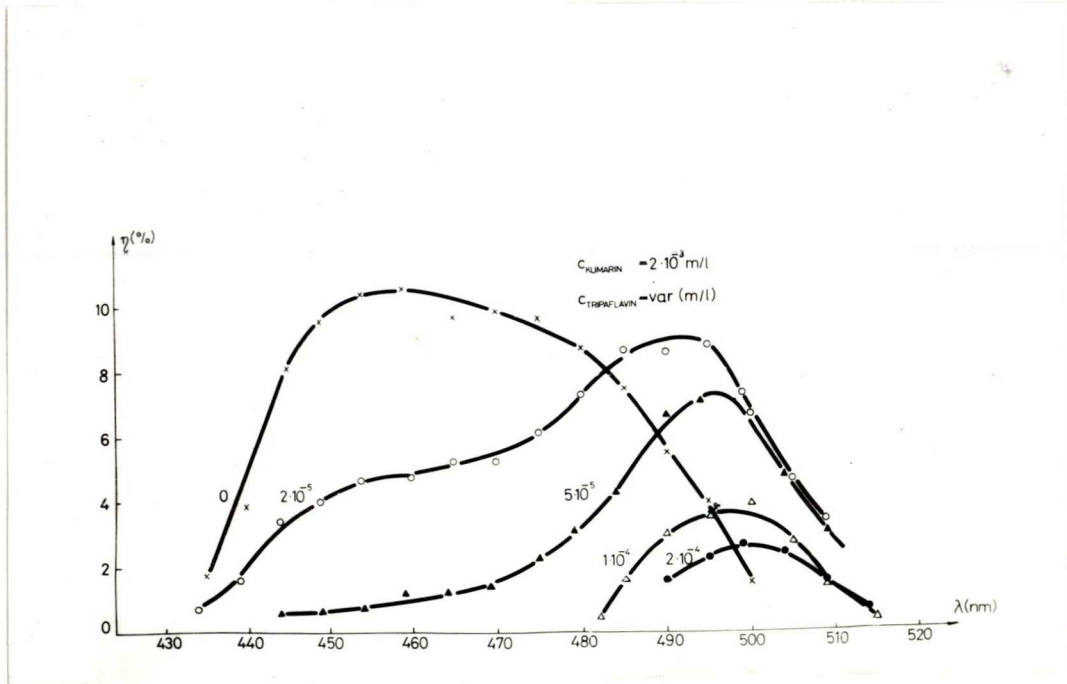
$2 \cdot 10^{-5}$  m/l tripaflavin koncentráció esetén a tripaflavin átlagos abszorpciós tényezője a kumarin generálási tartományában kb.  $2 \text{ cm}^{-1}$ . Ekkora veszteségek mellett a kumarin még képes generálni. A gerjesztett állapotban lévő tripaflavin molekulák koncentrációja meghaladja a tripaflavin generálásához szükséges küszöb értékét, így kétsávós generálást kapunk. A tripaflavin koncentrációjának további növelésekor a kumarin generálása gyengül, a tripaflaviné pedig erősödik.

Feltételezésünk szerint olyan tripaflavin koncentrációk esetén, amikor kétsávós generálást kapunk, a kumarin  $\rightarrow$  tripaflavin energiaátadásban meghatározó szerepe van a rezonátoron belül kialakuló kumarin lézersugárzásnak a tripaflavin által történő elnyelésének. Ezt a feltételezést látszik alátámasztani az a kísérleti tény is, hogy egy 5 cm bázishosszuságu, 90 % és 40 % reflexióju siktükörből álló rezonátorban, amelyben egy 1 cm hosszú,  $2 \cdot 10^{-5}$  m/l koncentrációju kumarinoldatot és egy 1 mm hosszú,  $3,3 \cdot 10^{-4}$  m/l koncentrációju oldatot tartalmazó kivetta volt elhelyezve, szintén kétsávós generálást kaptunk.

$2 \cdot 10^{-4}$  m/l és ennél több tripaflavint tartalmazó keverékoldatokban csak a tripaflavin generált. Ekkora tripaflavin koncentráció esetén a tripaflavin átlagos abszorpciós tényezője a kumarin generálási tartományában  $20 \text{ cm}^{-1}$ . Ekkora veszteségek mellett a kumarin nem képes generálni. A fent említett koncentrációk esetén a kumarin  $\rightarrow$  tripaflavin energiaátadásban a keverékoldatok lumineszcenciájának vizsgálata során megismert /64/ sugárzásos és sugárzás nélküli energiaátadási mechanizmusok játszóak a meghatározó szerepet.

A 44. ábra a kumarin-tripaflavin keverékoldatnak egy 40 % kicsatoló és egy 1800 vonal/mm osztásu, első rendben használt reflexiós rácsból álló rezoná-

torban kapott generálásának energia hatásfokát szemlélteti. Látható, hogy tripaflavin-kumarin keverékoldat használatával a 485-520 nm-es hullámtartományban a generálás hatásfoka lényegesen növelhető.



44. ábra

Ez az eredmény gyakorlati szempontból azért jelentős, mert jelenleg még hiányoznak az 500-530 nm-es hullámtartományban jó hatásfokkal működő festékek. Figyelemre méltó az az eredmény is, hogy sikerült egyetlen oldat segítségével 84 nm-es tartományban folyamatos hangolást elérni.

## Ö s s z e f o g l a l ó

A szerves festéklézerek tanulmányozása napjainkban a lézerek fizikájának egyik fontos kutatási területe, mert egyrészt lehetőséget nyújt olyan elméletileg fontos jelenségek vizsgálatára, mint a fény és a bonyolult molekulák kölcsönhatása, másrészt e vizsgálatok elméleti alapokat szolgálnak széles spektrális tartományban folyamatosan hangolható, nagyteljesítményű lézerek konstruálására, melyek a kísérleti jellegű természettudományokban eredményesen alkalmazhatók.

A disszertáció irodalmi áttekintést ad a festéklézerek működési elméletéről, a legújabb kísérleti eredményekről és a fejlődés várható irányairól. A vizsgálatok során a JATE Kísérleti Fizikai Intézetében megépült egy, a festéklézerek gerjesztésére szolgáló impulzusüzemű, ultraibolya, molekuláris nitrogénlézer. A dolgozat tartalmazza e nitrogénlézer tervezése során tett megfontolásokat, a nitrogénlézer paramétereinek bemérését és azok optimalizációját. A nitrogénlézerrel sikerült gerjeszteni olyan festéklézereket, amelyek a teljes látható hullámtartományban folyamatosan hangolhatók voltak. A dolgozat részletesen foglalkozik a gyakorlati szempontból különösen fontos tripaflavin-kumarin keverékoldat generálásával.



Ez a disszertáció a szegedi József Attila Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Intézetében, a Lumineszcencia és Félvezető Akadémiai Tanszéki Kutató Csoportban készült.

A szerző e helyen is köszönetet mond Ketskemény István egyetemi tanárnak és Kozma László docensnek a téma kidolgozásával kapcsolatos konzultációkért, Rácz Béla tudományos munkatársnak a kísérleti munkában való aktív részvételért.

Köszönet illeti az intézet mindazon tagjait, akik a disszertáció formai kivitelezésében segítségemre voltak.

## I r o d a l o m

- /1/ Topics in Applied Physics, vol.1. Dye Lasers,  
Editor: F.P.Schäfer
- /2/ Sztjepanov, B.I., V.P. Gribkovszkij: Vvegyenyije v  
tyeoriju ljumineszcencii. Zd.-vo.AN.BSzSZR,  
1963. Minszk.
- /3/ Sztjepanov, B.I.: Metodii raszcota opticeszkkik  
kvantovüh generatorov na organiceszkkik kra-  
sziteljah pri monokromaticeszskom vozbukszgye-  
nyii. Minszk. 1969.
- /4/ Ketskemény, I., L. Kozma: Acta Phys. Hung. 35. 63. (1974).
- /5/ Mack, M.E.: Appl. Optics 13. 46. (1974).
- /6/ Kozma L., Bor Zs., Rác B.: N<sub>2</sub> lézerrel gerjesztett fes-  
téklézerek vizsgálata (1974). (MTA pályázat)
- /7/ Furumoto, A.W., H.L. Cecon: IEEE QE - 6. 262. (1970).
- /8/ Stockman, D.L.: Proceedings of the 1964 ONR Conf. on  
Organic Lasers.
- /9/ Snavely, B.B., F.P. Schäfer: Phys. Letters 28.A. 728.  
(1969).
- /10/ Snavely, B.B.: Proc. IEEE 57. 1374. (1969).
- /11/ Gassman, M.H., H. Weber: Opto-Electronics 3. 177. (1971).
- /12/ Busuk, B.A., A.N. Rubinov, T.I. Szmolszkaja: ZsPSz. 17.  
1112. (1972).

- /13/ Rubinov, A.N., T.I. Szmolszkaja: Opticeseszkaja generacija na rasztvorak kraszitelej v uszlovijah lampovaj nakacski. V. szbornyike "Kvantovaja elektronika i lazernaja szpektroszkopija" Minszk, 1971.
- /14/ Rubinov, A.N., Anufrik Sz.Sz.: ZsPSz. 17. 33. (1972).
- /15/ Ferrar, C.M.: Appl. Phys. Lett. 23. 548. (1973).
- /16/ Wang, G.: Optics Comm. 10. 149. (1974).
- /17/ Vobrovnyikov, Ju.A., V.A. Goncsarov, G.M. Zverev, A.D. Martinov: ZsPSz. 12. (1972).
- /18/ Kato, K.: Japan. J. Appl. Phys. 11. 912. (1972).
- /19/ Huth, B.G., G.I. Farmer, M.R. Kagan: J. Appl. Phys. 40. 5145. (1969).
- /20/ Gladcsenko, L.F., A.D. Daszko, L.G. Pikulik: ZsPSz. 10. 578. (1969).
- /21/ Ketskemety, I., L. Kozma: Acta Phys. et Chem. 19. 429. (1973).
- /22/ Zabijakin, Ju.E., V.Sz. Szmirnev, N.G. Bahsijev: ZsPSz. 34. 148. (1973).
- /23/ Tuccio, S.A., F.C. Stome: Appl. Opt. 11. 64. (1972).
- /24/ Strome, F.C., Ir., I.P. Webh: Appl. Opt. 10. 1348. (1971).
- /25/ Soffer, B.H., Mc Farland: Appl. Phys. Lett. 10. 266.
- /26/ Pilloff, H.S.: Appl. Phys. Lett. 21. 339. (1972).

- /27/ Kogelnik, H., C.V. Shank, T.P. Sosnowski, A.Dienes:  
Appl. Phys. Lett. 16. 499. (1970).
- /28/ Friesem, A.A., U. Ganiel, G. Neumann: Appl. Phys. Lett.  
23. 249. (1973).
- /29/ Mumola, P.B.: I. Appl. Phys. 44. 3198. (1973).
- /30/ Lynn D., L.D. Hutchessen, R.S. Hughes: Appl. Opt. 11.  
2981. (1972).
- /31/ Taylor, D.I., S.E. Harris, S.T.K. Nick, T.W. Hansch:  
Appl. Phys. Lett. 19. 269. (1971).
- /32/ Harris, S.E., R.W. Wallace: J. Opt. Soc. Am. 59. 744.  
(1969).
- /33/ Gerlach, H.: Opt. Comm. 8. 41. (1973).
- /34/ B. Bölger: IEEE-QE. 6. p. 529. (1972).
- /35/ Serokin, P.P., I.R. Lankard, V.L. Moruzzi, A.Lurio:  
Appl. Phys. Lett. 15. 179. (1969).
- /36/ Erickson, L.E., A. Szabo: Appl. Phys. Lett. 18. 433.  
(1971).
- /37/ Kogelnik, H., C.V. Shank: I. Appl. Phys. 43. 2327. (1972).
- /38/ Kogelnik, H., C.V. Shank: Appl. Phys. Lett. 18. 152.  
(1971).
- /39/ Kaminow, I.P., H.P. Weber: Appl. Phys. Lett. 18. 497.  
(1971).
- /40/ Fork, R.L., K.R. German, E.A. Chandross: Appl. Phys.  
Lett. 20. 139. (1972).

- /41/ Shank, C.V., I.E. Bjorkholm, H. Kogelnik: Appl. Phys. Lett. 18. 395. (1971).
- /42/ Chandra, S., N. Takeuchi, S.R. Hartmann: Appl. Phys. Lett. 21. 144. (1972).
- /43/ Maack, M.E.: Appl. Phys. Lett. 15. 166. (1969).
- /44/ Tyihonov, E.A., M.T. Spak: UFZs. 15. 344. (1970).
- /45/ Schubert I.: Phys. Lett. 43.A. 381. (1971).
- /46/ Kogan, B.Ja, V.M. Volkov, Sz.A. Lebegyev: Piszma V ZsETF, 16: 144. (1972).
- /47/ Mumola, P.B.: I. Appl. Phys., 43. 758. (1972).
- /48/ Burlamacchi, R., R. Pratesi: Appl. Phys. Lett. 22. 334. (1973).
- /49/ Heard, H.G.: Nature 200. 667. (1963).
- /50/ Kasnya, T., D.K. Lide: Appl. Opt. 6. 69. (1967).
- /51/ Gerry, E.T.: Appl. Phys. Lett. 7. 6. (1963).
- /52/ Ali, A.W., A.C. Kolb, A.D. Anderson: Appl. Opt. 6. 2115. (1967).
- /53/ Ali, A.W.: Appl. Opt. 8. 993. (1969).
- /54/ Geller, M., D.E. Altman, T.A. De Temple: Appl. Opt. 7. 2232. (1968).
- /55/ Theiss, F.I.: Opt. Comm. 2, 25. (1973).
- /56/ Taraszenko, V.F., Ju.A. Kurbatov, Ju.I. Bücskov: PTE 2. 183. (1973).
- /57/ Schenck, P., H. Metcalf: Appl. Opt. 12. 183. (1973).

- /58/ Shipman, J.D.: Appl. Phys. Lett. 10. 3. (1967).
- /59/ Small, J.G., R. Ashari: Rev. Sci. Instr. 43. 1205. (1972).
- /60/ Basting, D., F.P. Schäfer, B. Steyer: Opto-electronics  
4. 43. (1972).
- /61/ Godard, B.: IEEE-QE 10. 147. (1974).
- /62/ Bergmann, E.E., N. Eberhardt: IEEE-QE 9. 853. (1973).
- /63/ Mátrai Tibor: Gyakorlati spektroszkópia, Műszaki Könyv-  
kiadó, Budapest, 1963.
- /64/ Dombi J.: Kandidátusi disszertáció, 1967.
- /65/ Laser Handbook, Editor: F.T. Arecchi. North Holland  
Publishing Company, Amsterdam, 1972.