

Diss. B 721

József Attila Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Intézete

Villanólámpával gerjesztett folyadéklézerek
vizsgálata

Doktori disszertáció

Rácz Béla
tudományos segédmunkatárs

Szeged

1971



Diss. B 721



Tartalomjegyzék

	Oldal
Bevezetés	1
1. <u>A szerves festék lézerek működésének fizikai alapjai</u>	7
1.1. A szerves festék oldatok spektroszkópiai tulajdonságai	
1.2. A szerves festék lézerek működésének elméleti alapjai	11
2. <u>A lézerek paramétereinek mérő módszerei</u>	23
2.1. A hullámhossz meghatározása	23
2.2. A lézerek felvillanási energiájának mérése	28
2.3. Az idobeli lefutás, az erősítés mérése	32
3. <u>Monokromatikus gerjesztésű szerves festék lézerek</u>	39
3.1. A gerjesztés fő módszerei	39
3.2. Kísérleti vizsgálatok eredményei	43
4. <u>Villanólámpával gerjesztett lézerek</u>	49
4.1. A villanólámpás gerjesztés módszerei	49
4.2. Kísérleti vizsgálatok villanólámpával gerjesztett lézerekkel	61

	Oldal
5. <u>Kísérleti eredményeink, ezek értelmezése .</u>	76
5.1. A generálás energiájának függése a festékkoncentrációtól	76
5.2. A koncentrációs hullámhossz eltoló- dás és értelmezése	84
5.3. A festék lézer hangolása szerves festékekkel	92
Összefoglalás	98
Lézerek aktiv közegeként alkalmazott szer- ves festékek	100
Irodalom	106

- 1 -

Bevezetés

A lézerek fizikája 10 éves multra tekinthet vissza, amelyet a viharos fejlődés, új jelenségek felfedezésének egész sora jellemez.

A fény és anyag kölcsönhatásában feltételezett három alapjelenség: az abszorpció, a spontán emisszió, és a kényszerített emisszió közül az utóbbit hosszú éveken keresztül nem vizsgálták.

Kísérleti megfigyelése csak 1950-ben sikerült, gyakorlati alkalmazása pedig 1954-ben valósult meg, amikor is Gordon Zeiger és Townes megalkotta az első ammóniagáz maser-t.

Az optikai tartományban csak 1960-ban sikerült megvalósítani a fény erősítését rubinban, 6943 Å-ös hullámhosszon /1/. A populáció inverzió, azaz olyan viszonyok létrehozása, hogy gerjesztett állapotban több részecske legyen mint alapállapotban, más közegekben is sikerült, megjelentek a gáz, a félvezető és a folyadék lézerek. Az így nyert új fényforrások előnyös tulajdonsága volt

a szigorúan monokromatikus, nagyteljesítményű koherens sugárzás.

A lézerekben aktív anyagként azokat vették számításba, amelyeknél az abszorpció elég széles tartományon megvalósul, a gerjesztett állapot élettartama elég nagy, lumineszcencia szinkép pedig igen keskeny.

A szilárdtest lézereknél aktív centrumként három szamárium, diszprózium, urán atomok üvegbe, vagy kristályba épülve szerepelnek. A ritka földfém ionok lumineszkáló oldataiban is sikerült lézer hatást kapni /2, 3/.

Az új nagyteljesítményű fényforrások lehetővé tették eddig ismeretlen jelenségek vizsgálatát, mint a kétfotonos abszorpció, a fény felharmonikusainak gerjesztése, a kényszerített Raman szórás. A lézerek koherenciájának köszönhető a holográfia gyakorlati megvalósítása.

A különböző halmazállapotú és spektroszkópiai tulajdonságú aktív anyagok a látható és az infravörös spektrum területén egy sor diszkrét hullámhosszon sugároztak. Mivel ezen anyagok emissziós spektruma keskeny volt, a hullámhossz változtatása csak csekély mértékben volt megvalósítható, igen nagy technikai nehézségek árán. Például a rubinlézer hőmérsékletét 290°K -tól 6°K -ig változtatva 10 Å-os hangolás érhető el.

Ölyan anyagok, amelyeknek az emissziós szinképe elég széles (várhatóan a hangolás lehetősége is nagyobb) ismertek voltak, ezek a szerves festékek.

A szerves festékek az általánosan elfogadott feltételeket nem elégítették ki. Jóllehet 500-2000 Å széles az abszorpció és az emissziós spektrum, a gerjesztett állapot azonban labilis, 10^{-8} - 10^{-9} sec csillapadási idővel, szemben a rubin 10^{-3} sec gerjesztett állapotú élettartamával. Így nem látszott elérhetőnek a populáció inverzió, ill. megfelelő erősítés létrehozása.

Az első utalás Ivanov munkájában /5/ található a szerves festékek erősítésére igen erős gerjesztés esetén. Az előzőekből várható, hogy megfelelő erősítés létrehozása csak igen gyors, a gerjesztett állapot élettartamával összemérhető idejű pumpálás esetén kapható. Ezt legjobban egy rubin lézer monoimpulzusa közelíti meg, amelynek 20 nsec az impulzus időtartama, és 10-100 MW a teljesítménye. Mindezt szinte egyidőben ismerték fel több laboratóriumban, és 1966 végén egymástól függetlenül /6, 7, 8/ számoltak be a szerves festékek generálásáról. Az első két generáló festék a klóralumíniumftalecianin és a 3,3'-diethylthiatrikarbecianinjodid volt, amelyek a közeli infravörös tartományban sugároztak. Már az első közleményekben beszámoltak /9/ a festék lézer legérdekesebb tulajdonságáról, hogy a felvillanás hullámhossza függ az oldott anyag koncentrációjától, az oldószerétől és számos más paramétertől.

A látható tartományon csak úgy hozható létre generálás, ha a gerjesztő hullámhossz vagy a látható, vagy

az ultraibolya tartományban van. A rubin lézer frekvenciáját egy KDP (kálium dihidrogén foszfát) kristály segítségével kettőzve, ultraibolya ($\lambda = 3471 \text{ \AA}$) felvillanás hozható létre. Ennek segítségével a látható szinképtartományon gerjeszthető számos festék /9/. Az előnyös tulajdonságok mellett azonnal a hátrányosak is mutatkoztak. A generált sugárzás sáv szélessége 10-100 $\text{\AA}$ volt a szokásos 1-0,1 $\text{\AA}$ -mel szemben.

A sáv szélesség csökkentésére és a hullámhossz szabályozására egyszerű és szellemes módszert találtak /10/, a rezonátor szélessávú reflexiók tükröknek egyikét reflexiók ráccsal helyettesítve. A rezonátor sajátosságai szelektívvé váltak, a generálás hullámhosszát egyértelműen a rács határozta meg. Később más elemekkel is megvalósították a hangolást, prizmával vagy Fabry-Perot interferométerrel. A fenti módszerekkel a sáv szélesség 2-0,01 $\text{\AA}$ értékre csökkenthető, a hangolás tartománya 400-500 $\text{\AA}$ egy adott festék esetén.

A villanólámpás gerjesztés lényegesen egyszerűbb, technikailag azonban nehezen látszott kivitelezhetőnek megfelelően gyors pumpálás biztosítása. Mégis nem sokkal a monokromatikus gerjesztésű lézerek után megjelentek a villanólámpával gerjesztett szerves festék lézerek /11, 12, 13/. Azonnal kiderült az is, hogy nem szükséges feltétel az igen gyors pumpálás, megfelelően kicsiny veszteségek esetén, elég nagy hatásfoku festékeknél lassu

pumpálással is lehet lézer effektust kapni. A veszteségek fő forrása a metastabilis szinteken való részecske halmozódás, és a termikus effektusokból származó törésmutató inhomogenitások. Mindkettő hatása jelentős lehet, ezért ezek csökkentésével sok vizsgálatot végeztek. Így a triplett-triplett abszorpció csökkentésével, a festék megfelelően gyors cserélésével a folytonos működés is elérhető volt 1970-ben /14/.

Jelenleg körülbelül 150 szerves festék generálását figyelték meg, felvillanások hullámhossza 3500 Å - 10 000 Å között tetszőleges lehet, mivel az emissziós spektrumok átfedik egymást. A teljesítmény impulzus üzemben a geometriától, a kísérleti körülményektől függően 10 kW-5 MW között van. Az említett tulajdonságok sok alkalmazási lehetőséget biztosítanak a biológiában, fotekémiában, a nemlineáris optikában, a spektroszkópiában /15/. A kutatás változatlan erővel folyik, a teljesítmény növelésére, a veszteségek csökkentésére.

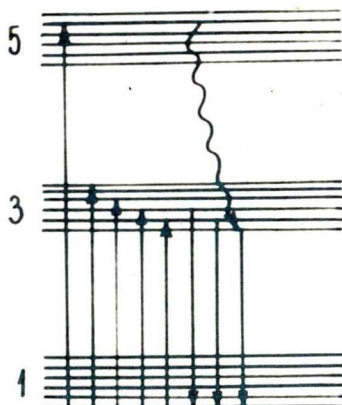
Jelen disszertáció célja egyrészt bemutatni az eddig megjelent nagyszámu irodalmi eredményt a teljesség igénye nélkül, másrészt saját vizsgálataink eredményeit. A mérések egy része a lézer hatások koncentráció függésére vonatkozott. Megvizsgáltuk továbbá a generálás hullámhosszának függését az oldott anyag koncentrációjától két oldatsorozat esetében. A hullámhossz koncentráció függését értelmeztük is stacionárius folyamatot feltételezve. Kie

sérleteink során egy új hangolási módszert fejlesztettünk ki, a rezonátor szélessávu voltát megszüntetve. A rezonátorba az adott hullámhossz-tartományban meredeken változó abszorpciójú anyagot helyezve, a felvillanás hullámhossza eltolható akár a rövid, akár a hosszú hullámu irányba. A koncentrációs hangolásnál felhasznált elmélet segítségével a hullámhossz eltolódás mértékét is kiszámítottuk.

1. A szerves festék lézerek működésének fizikai alapjai

1.1. Szerves festék oldatok spektroszkópiai tulajdonságai

Ha egy fizikai rendszer külső hatásra energiát vesz fel, gerjesztett állapotba kerül. Bizonyos esetekben az alapállapotba elektromágneses sugárzás leadásával kerül a rendszer. A gerjesztett összetett részecskék vagy a belőlük alkotott fizikai rendszer saját, termikusan kiegyensúlyozatlan sugárzása a lumineszcencia. Ha a gerjesztés elektromágneses sugárzással történik fotolumineszcenciáról beszélünk /18/. Itt az elektromágneses sugárzás $3000-10\,000\text{ \AA}$ közti részét tekintjük, tehát a látható tartományt, és egy szűk környezetét. Egy szerves festék termsémája az 1. ábrán látható a spektroszkópia szempontjából fontos

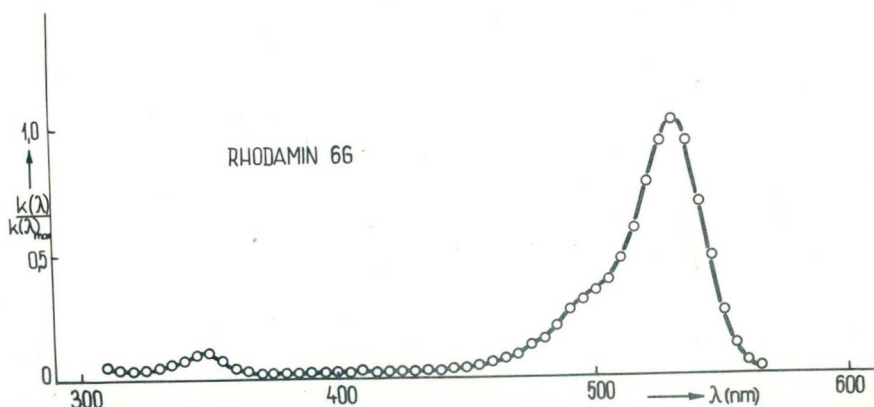


1. ábra

szempontjából fontos
nívókkal. Az elektron átmenetek sok, egymáshoz igen közel eső rezgési alnívóra oszlanak, amelyek gyakorlatilag folytonosnak tekinthetők. A rezgési alnívók betöltöttsége a Boltzmann eloszlást követi. A gerjesztett állapot

létrejöttének feltétele energia - azaz a gerjesztő fotonok - elnyelése az $1 \rightarrow 3$ és $1 \rightarrow 5$ csatornán, amelyet az abszorpciós spektrum jellemez.

Az abszorpciós spektrum a hullámhossztól függő fényelnyelő képesség jelölése $k(\lambda)$ /19/. A szerves festékek abszorpciós spektruma több széles sávból áll, s a legnagyobb értékű általában a látható tartományba esik (1. 2. ábra). A rövidhullámu sáv a második gerjesztett állapotnak felel meg. Ennek nagysága és elhelyezkedése nem közömbös a lézerek szempontjából, mivel a gerjesztés egyik eszköze a $3471 \text{ \AA}$ hullámhosszu, kettőzött frekvenciájú rubin lézer impulzus. A hosszuhullámu sáv jellegzetessége a maximumnál kisebb hullámhosszaknál lassan változik, míg a hosszuhullámu oldalon meredeken csökken. Az oldatok abszorpciós szinképére érvényes a Beer-Lambert törvény, eltekintve néhány oldószerben, és nagyobb kon-



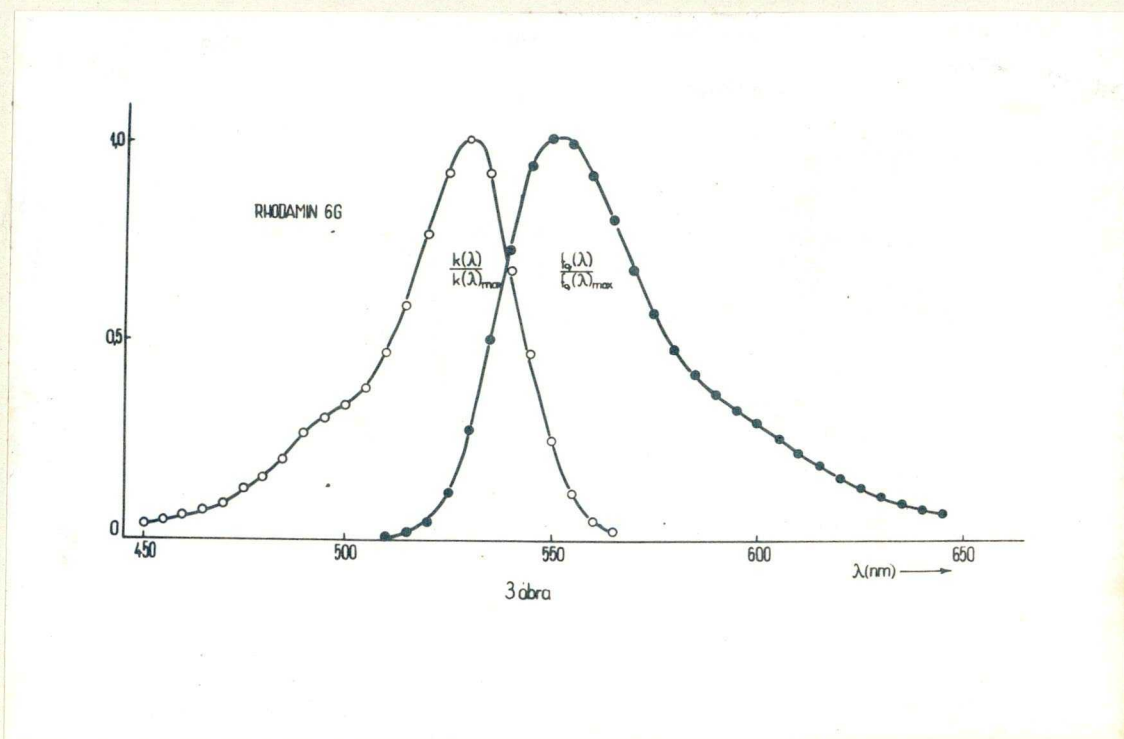
2. ábra

centrációknál jelentkező dimérek hatásától. A gerjesztett állapot élettartama véges, a molekula alapállapotba sugárzásos vagy sugárzás nélküli átmenettel juthat.

A sugárzásos átmenet jellemzője a fluoreszcencia spektrum: a lumineszcencia emisszió spektrális eloszlását az oldat ΔV térfogateleméből kisugárzott kvantumáram normált $I_q(\lambda)$ spektrális eloszlás függvénye jellemzi.

A normálási feltétel:
$$\int_0^{\infty} I_q(\lambda) d\lambda = 1.$$

A lumineszcencia spektrum gyakorlatilag függetlennek tekinthető a gerjesztés hullámhosszától, valamint az oldat koncentrációjától. A lumineszcencia szinkép általában csak egy maximummal rendelkezik, tehát sugárzásos átmenet csak az első gerjesztett állapotról történik ($3 \rightarrow 1$ átmenet). Az abszorpciós és emissziós szinképek kölcsönös elhelyezkedésére érvényes a Stokes-Lommel szabály: az emissziós szinkép maximuma az abszorpciós szinképhez képest a hosszabb hullámok felé tolódik el. A két szinkép közelítőleg tükröszimmetrikus, s bizonyos mértékben átfedi egymást (3. ábra). Ez annak a következménye, hogy szobahőmérsékleten sem az alap-, sem a gerjesztett állapot vibrációs nívói nem üresek, bizonyos betöltöttséggel rendelkeznek a magasabb energiájú alnívók is, így lehetséges, hogy az emittált foton energiája nagyobb, mint az abszorbeálté. Az olyan $h\nu_{el}$ energiájú kvantum elnyelésével, ill. emissziójával történő átmenetet, a-



mikor a molekula vibrációs energiája változatlan, tiszta elektronátmenetnek nevezzük, a ν_{el} -t pedig a tiszta elektronátmenet frekvenciájának.

Az oldat emisszióképességét a fluoreszcencia kvantumhatásfoka jellemzi. A lumineszkáló oldat kicsiny térfogateleméből Δt idő alatt a teljes térszögbe emittált kvantumok számának és a λ hullámhosszu gerjesztő fényből Δt alatt ΔV -ben abszorbeált kvantumok számának hányadosát kvantumhatásfoknak nevezzük, amit általában $\eta_q(\lambda)$ -val jelölünk. A kvantumhatásfok értéke generáló festékeknél 10^{-3} és 1 között van monokromatikus gerjesztés esetén, míg villanólámpás esetben 0,5-1.

A negyedik fontos jellemző a lumineszcencia csillapodási ideje.

A közepes csillapodási időn azt a $t = 0$ időpillanatban befejezett, előzőleg állandó erősségű gerjesztés után eltelt τ időtartamot értjük, amelyre érvényes a

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

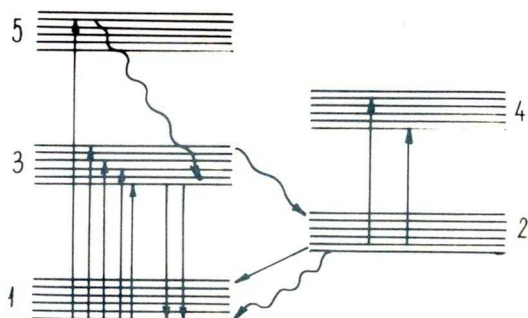
ahol az $J(t)$ az időben csökkenő lumineszcencia intenzitás. Tiszta exponenciális csökkenés esetén $J(t) = J_0 e^{-t/\tau}$. Ennek jellegzetes értéke szerves festékeknel 10^{-9} - 10^{-8} sec. Az említett tulajdonságok nemcsak a festék molekulára jellemzőek, hanem az oldószer-festék rendszerre. A szinképek elhelyezkedése, a hatásfok függvénye az oldószernek, bár alapvetően a festék határozza meg ezeket. A fenti spektroszkópiai tulajdonságok ismerete szükséges, hogy a lézerek sajátosságait, vagy várható tulajdonságait számítással meghatározzuk, a kísérletek eredményeit elméletileg értelmezzük.

1.2. A szerves festék lézerek működésének elméleti alapjai

A festék lézerekben lejátszódó folyamatok tárgyalása elméletileg nem könnyű feladat. A nemzetközi irodalomban több módszer is ismeretes a jelenségek tárgyalására. Ezek jó része a lézerek kinetikájával foglalkozik /9, 12, 20/ a már meglévő lézerfizikai alapokra, formalizmusokra támaszkodva. Néhány paraméter segítsé-

gével jó közelítéssel leírják a lézer effektus időbeli kialakulását, ill. lefutását.

A fluoreszcencia spektroszkópiai alapokra támaszkodó általános elméletet B.I. Sztjepanov és munkatársai, valamint Weber és Bass dolgozott ki /22, 24/. Ezen elméletek segítségével nemcsak az időbeli folyamatok számíthatók, hanem a generálás hullámhossza, küszöbe is ugyan monokromatikus, mint villanólámpás gerjesztés esetén.



4. ábra

A folyamatok teljes általánosságban csak a 4. ábrán látható termsémával írhatók le. A páratlan számok singulett, a párosak pedig triplett állapotot jelentenek. A spektroszkópiai tulajdonságok tárgyalásánál az $1 \rightarrow 3$, $1 \rightarrow 5$, $3 \rightarrow 1$ átmeneteket megismerhettük.

A $3 \rightarrow 2$ átmenet tiltott ugyan, de bizonyos valószínűséggel létrejöhet. A $2 \rightarrow 4$ átmenetek zavaró hatásuk lehetnek a generálásra, mint később látni fogjuk. A gerjesztést, a lézer emissziót alapvetően az 1, 3 nivók határozzák meg, itt csak ezek elméleti vizsgálatával foglalkozunk. A többi nivó hatását csak kvalitatíve tárgyaljuk, mint néhány, a ki-

sérleti eredményeket befolyásoló tényezőt.

A folyamatok kvantitatív leírásához fenomenológiai modellt használunk. Az egyes átmeneteket az Einstein-féle átmeneti valószínűségek jellemzik. Ezeket még Einstein vezette be 1917-ben, megelőzve a kvantumelektrodinamikát. Az átmeneti valószínűségek alapvető szerepet játszanak a spektroszkópiai jellemzők és a lézer paraméterek elméleti vizsgálatánál. Általánosságban a differenciális együtthatók használhatóak. Ezek definíciójánál szabad orientációju molekulákat tételezünk fel, a gerjesztő sugárzás teljes anizotrópiája mellett /21/.

A gerjesztendő molekula rendelkezze egy olyan tengellyel, amely a térbeli polárkoordinátarendszer két szögével megadható. Kétszintes, diszkrét energiájú rendszert tekintsünk. Jelölje itt az alapállapotot j , a gerjesztettet i index. Legyen $n_j(\Omega_1) d\Omega_1$ az E_j energiaszinten lévő részecskék közül az Ω_1 , $\Omega_1 + d\Omega_1$ térszögbe eső tengelyűek száma. A gerjesztő sugárzást $U^\alpha(\nu_{ij}, \Omega_2)$ jellemzi. Az $U^\alpha(\nu_{ij}, \Omega_2) d\Omega_2$ a ν_{ij} frekvenciájú, α polarizációjú, Ω_2 , $\Omega_2 + d\Omega_2$ térszögbe eső elektromágneses sugárzás energiasűrűsége. Tegyük fel, hogy a $j \rightarrow i$ átmenetek száma dt idő alatt arányos a j -edik szinten lévő molekulák számával, az idővel, s a gerjesztő sugárzás energiasűrűségével. Így:

$$dn_{ji}(\Omega_1, \Omega_2) = b_{ji}^\alpha(\Omega_1, \Omega_2) U^\alpha(\nu_{ij}, \Omega_2) d\Omega_2 n_j(\Omega_1) dV dt d\Omega_1. \quad (1.1)$$

Átalakítva

$$b_{ji}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_2) U^{\alpha}(\nu_{ij}, \Omega_2) d\Omega_2 dt = \frac{dn_{ji\alpha}(\Omega_1, \Omega_2)}{n_j(\Omega_1) d\Omega_1 dV} \quad (1.2)$$

Az (1.2)-ből látható, hogy a $b_{ji}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_2) U^{\alpha}(\nu_{ij}, \Omega_2) d\Omega_2$ jelenti a $j \rightarrow i$ átmenetek számát egy molekulára, egysége-nyi időre. Ez jelenti az átmenet valószínűségét.

A $b_{ji}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_2)$ arányossági tényező kapta az Einstein-féle differenciális együttható elnevezést. Az elnyelt energia nagysága: $h\nu_{ij} dn_{ji\alpha}(\Omega_1, \Omega_2)$. Einstein eredetileg feltételezte, de kvantummechanikai módszerekkel kimutatható, hogy a ν_{ij} frekvenciájú sugárzás nemcsak $j \rightarrow i$ átmeneteket hoz létre, hanem az i -edik nivón gerjesztett állapotban lévő molekulát ν_{ij} frekvenciájú emisszióra kényszeríti. A kényszerített emisszió sajátága, hogy frekvenciája, iránya, fázisa a gerjesztő sugárzásával egyező. Az $i \rightarrow j$ átmenetek száma dt idő alatt az $n_i(\Omega_1) d\Omega_1 dV$ molekulákban az $U^{\alpha}(\nu_{ij}, \Omega_2) d\Omega_2$ sugárzás hatására:

$$dn_{ij\alpha}^{\text{kénysz.}}(\Omega_1, \Omega_2) = b_{ij}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_2) U^{\alpha}(\nu_{ij}, \Omega_2) d\Omega_2 n_i(\Omega_1) d\Omega_1 dV dt \quad (1.3)$$

A $b_{ij}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_2)$ a kényszerített emisszió Einstein-féle differenciális együtthatója. A gerjesztett állapot megszűnhet külső hatás nélkül is, spontán emisszióval.

(1.1)-hez hasonlóan a spontán átmenetekre felírható:

$$dn_{ija}^{\text{spontán}}(\Omega_1, \Omega_2) = A_{ij}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_2) d\Omega_3 n_i(\Omega_1) d\Omega_1 dV dt. \quad (1.4)$$

Itt $A_{ij}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_2)$ a spontán emisszió Einstein-féle differenciális együtthatója.

Az eddigi összefüggések diszkrét energiával rendelkező rendszerre érvényesek. Amennyiben kiszélesedett nivóju rendszert tekintünk, a differenciális együtthatók természetesen a frekvencia függvényei is. Tekintsünk egy kétszintes rendszert. Termodinamikus egyensúly esetén az abszorpciós és emissziós átmenetek száma egyenlő, így:

$$dn_{jia}(\Omega_1, \Omega_2) = dn_{ija}^{\text{kénysz.}}(\Omega_1, \Omega_2) + dn_{ija}^{\text{sp.}}(\Omega_1, \Omega_2). \quad (1.5)$$

Ebbe (1.1), (1.3), (1.4)-et behelyettesítve, dt , dV , $d\Omega_1$, $d\Omega_2$ -vel egyszerűsítve ($\Omega_3 = \Omega_2$) kapjuk:

$$b_{ij}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_2) U^{\alpha}(\nu_{ij}, \Omega_2) n_j(\Omega_1) = b_{ji}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_2) U^{\alpha}(\nu_{ji}, \Omega_2) n_i(\Omega_1) + A_{ij}^{\alpha} n_i(\Omega_1). \quad (1.6)$$

Itt $n_j(\Omega_1)$ és $n_i(\Omega_1)$ a szintek betöltöttsége, amelyek közt az

$$\frac{n_i}{n_j} = \frac{g_i}{g_j} e^{-(E_i - E_j)/kT} \quad (1.7)$$

áll fenn. Az $U^{\alpha}(\nu_{ij}, \Omega_2)$ gerjesztő sugárzás a Planck-féle összefüggéssel adott. Tekintettel az egyensúlyi sugárzás teljes izotropiájára:

$$U^{\alpha}(\nu_{ij}, \Omega_2) = \frac{1}{8\pi} U(\nu_{ij}) = \frac{h \nu_{ij}^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu_{ij}/kT} - 1} \quad (1.8)$$

Igy az (1.6)-ból

$$U^{\alpha}(\nu_{ij}, \Omega_2) = \frac{A_{ij}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_2) n_i(\Omega_1)}{b_{ji}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_2) U_j(\Omega_1) - b_{ij}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_2) n_i(\Omega_1)} \quad (1.9)$$

Az (1.8)-at (1.9)-el egyenlővé téve, valamint (1.7)-et figyelembe véve:

$$\frac{A_{ij}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_2)}{b_{ij}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_2)} = \frac{h \nu_{ij}^3}{c^3} \quad (1.10)$$

$$\frac{b_{ij}(\Omega_1, \Omega_2)}{b_{ij}(\Omega_1, \Omega_2)} = \frac{g_i}{g_j} \quad (1.11)$$

Mint látható az Einstein-féle differenciális együtthatók több paraméter függvényei, míg arányuk csak kevés, az anyagra jellemző adattól függ, így ezek kapcsolatát univerzálisnak tekintjük.

Gyakorlati feladatok megoldására a differenciális együtthatók nehezen használhatók. Általában nem szükséges anizotrópiát feltenni, és összegezni lehet az α polarizáció két állapotára, tehát (1.1), (1.3), (1.4)-et integrálni lehet Ω_1, Ω_2 és Ω_3 -ra.

$$dn_{ji} = dt dV \int n_j(\Omega_1) d\Omega_1 \sum_{\alpha} \int b_{ji}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_2) U^{\alpha}(\nu_{ij}, \Omega_2) d\Omega_2 \quad (1.12)$$

$$dn_{ij}^{\text{kénsz.}} = dt dV \int n_i(\Omega_1) d\Omega_1 \sum_{\alpha} \int b_{ij}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_2) U^{\alpha}(\nu_{ij}, \Omega_2) d\Omega_2 \quad (1.13)$$

$$dn_{ij}^{\text{sp.}} = dt dV \int n_i(\Omega_1) d\Omega_1 \sum_{\alpha} \int a_{ij}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_2) d\Omega_2 \quad (1.14)$$

Mivel $U^\alpha(\nu_{ij}, \Omega_2) = \frac{1}{8\pi} U(\nu_{ij})$ (1.12) és (1.13) egyszerűsödik. Jelölje:

$$B_{ji} = \frac{1}{8\pi} \sum_{\alpha} \int_{\Omega_2} b_{ji}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_2) d\Omega_2 \quad (1.15)$$

$$B_{ij} = \frac{1}{8\pi} \sum_{\alpha} \int_{\Omega_2} b_{ij}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_2) d\Omega_2 \quad (1.16)$$

$$A_{ij} = \sum_{\alpha} \int_{\Omega_3} a_{ij}^{\alpha}(\Omega_1, \Omega_3) d\Omega_3 \quad (1.17)$$

Ezzel (1.12), (1.13), (1.14):

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

$$dn_{ij}^{\text{kenysz.}} = B_{ij} U(\nu_{ij}) n_i dt dV \quad (1.19)$$

$$dn_{ij}^{\text{sp.}} = A_{ij} n_i dt dV \quad (1.20)$$

Itt a B_{ji} , B_{ij} , A_{ij} az Einstein-féle integrális koefficiensek. Ezek közt az (1.10), (1.11)-el analóg összefüggés áll fenn:

$$\frac{B_{ji}}{B_{ij}} = \frac{g_i}{g_j} \quad (1.21)$$

$$\frac{A_{ij}}{B_{ij}} = \frac{8\pi h \nu_{ij}^3}{c^3} \quad (1.22)$$

Az Einstein-féle koefficiensek definíciója után vizsgáljuk meg egy kétszintes, rezgési alnívókkal rendelkező molekula esetén, hogyan fejezhető ki az abszorpció koeff-

ficiens. Nyilvánvalóan itt a B_{13} , B_{31} és A_{31} együtthatók a frekvencia függvényei is. A $K(\nu)$ abszorpciós koefficiens

$$K(\nu) = \frac{h\nu}{\nu} [n_1 B_{13}(\nu) - n_3 B_{31}(\nu)] \quad (1.23)$$

alakú. Az elnyelést az $1 \rightarrow 3$ átmenetek jelentik, amelyeket a kifejezés első része ad meg, a második tag a kényszerített emissziót veszi figyelembe, mint az abszorpciót csökkentő tényezőt. (1.23)-ból kiemelve $\frac{h\nu}{\nu} n B_{13}(\nu)$ -t, ahol n az összes részecskék száma, kapjuk:

$$K(\nu)_{\text{elny.}} = \frac{h\nu}{\nu} n B_{13}(\nu) \left[\frac{n_1}{n} - \frac{n_3}{n} \frac{B_{31}(\nu)}{B_{13}(\nu)} \right]. \quad (1.24)$$

$\frac{h\nu}{\nu} n B_{13}(\nu) = \chi_{13}(\nu)$ jelöléssel, és $n_1 + n_3 = n$ figyelembevételével:

$$K(\nu) = \chi_{13}(\nu) \left[1 - \frac{n_3}{n} \left(1 - \frac{B_{31}(\nu)}{B_{13}(\nu)} \right) \right]. \quad (1.25)$$

A $\frac{B_{31}(\nu)}{B_{13}(\nu)}$ -ről kimutatható /22, 23/, hogy:

$$\frac{B_{31}(\nu)}{B_{13}(\nu)} = \frac{c_1}{c_3} e^{-h(\nu - \nu_{el})/kT}. \quad (1.26)$$

(1.26)-ot (1.25)-be helyettesítve, kapjuk:

$$K(\nu) = \chi_{13}(\nu) \left[1 - \frac{n_3}{n} \left(1 + e^{-h(\nu - \nu_{el})/kT} \right) \right]. \quad (1.27)$$

Az abszorpció helyett az erősítés is kifejezhető

ekkor az előzőekkel analóg átalakítások után:

$$K_{31}(\nu) = \chi_{31}(\nu) \left[\frac{n_3}{n} - \frac{n_1}{n} e^{-h(\nu_{e1}-\nu)/kT} \right]. \quad (1.28)$$

Az (1.27) formula azt mutatja, hogy bizonyos esetekben értéke negatív is lehet, azaz a közeg nem gyengíti, hanem erősíti a gerjesztő sugárzást. Ez akkor teljesül a ν frekvencián, ha:

$$\frac{n_3}{n} > e^{-h(\nu_{e1}-\nu)/kT}. \quad (1.29)$$

$\nu > \nu_{e1}$ esetén az szükséges, hogy az $\frac{n_3}{n} > 1$ legyen. esetén az $\frac{n_3}{n} < 1$ feltétel mellett is jelentős erősítés alakulhat ki. Az is látszik, hogy $\nu_{e1} - \nu$ minél nagyobb értéke a kedvező, addig a határig, amíg $\chi_{31}(\nu)$ erősen le nem csökken. A formulában szereplő adatok kísérletileg meghatározhatók, ill. kísérleti adatokból kiszámíthatók. Az $\frac{n_3}{n}$ könnyen megadható monokromatikus gerjesztés esetén, stacionárius folyamatot feltételezve. Stacionárius esetben:

$$n_1 B_{13}(\nu_{s2}) u_{s2} = n_3 (p_{31} + B_{31}(\nu_{s2}) u_{s2}) + n_3 = n \quad (1.30)$$

ahol p_{31} a spontán sugárzásos és sugárzás nélküli átmenet valószínűsége.

Ebből

$$\frac{n_3}{n} = \frac{e^{h(\nu_{s2}-\nu_{e1})/kT}}{\frac{8\pi h \nu_e^3}{\nu^3} \frac{\Delta \nu}{\eta u_{s2}} \frac{\chi_{31}(\nu_e)}{\chi_{31}(\nu_{s2})} \frac{\nu_{s2}}{\nu_e} + 1 + e^{h(\nu_{s2}-\nu_{e1})/kT}}. \quad (1.31)$$

Végtelen erős pumpálás esetén:

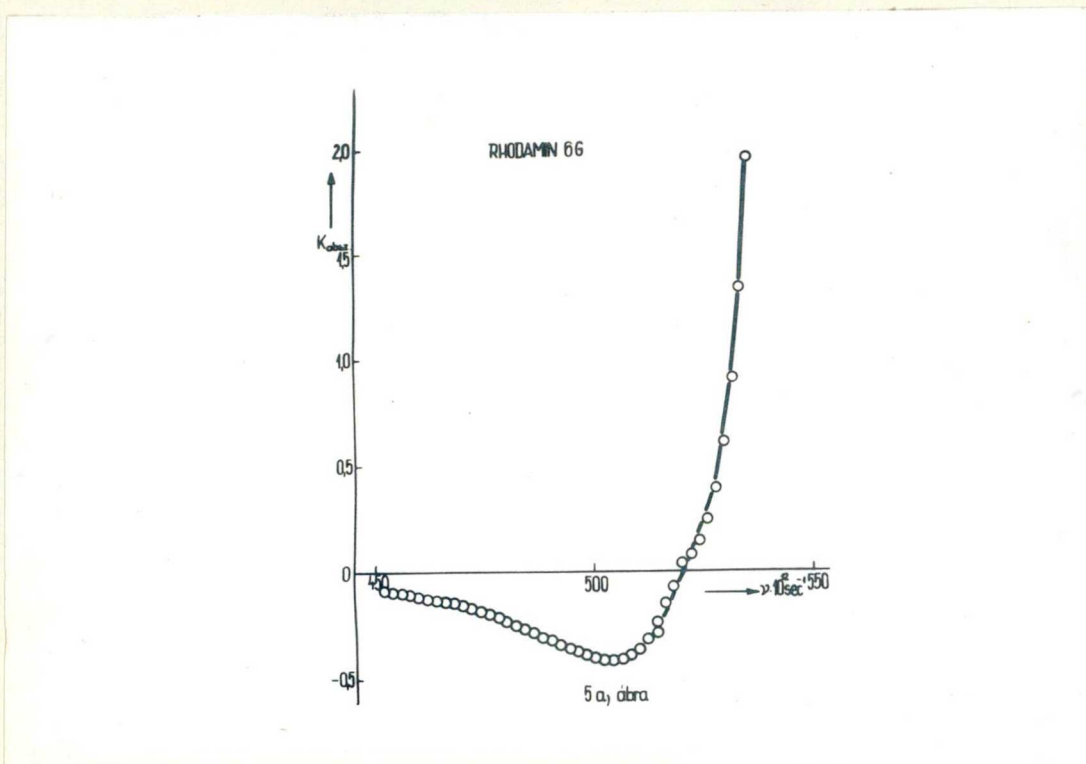
$$\frac{n_3}{n} = \frac{1}{1 + e^{-h(\nu_{32} - \nu_{21})/kT}} \quad (1.32)$$

Látható, hogy $\nu_{32} - \nu_{21}$ nem túl nagy értékeinél is a betöltöttség jelentős lehet. Az (1.27) és (1.28) formula csak az anyagtól függő adatokat tartalmaz az $\frac{n_1}{n}$ ill. $\frac{n_3}{n}$ kivételével. $\frac{n_3}{n}$ értéke villanólámpás esetben is megadható (1.31) analógiájára:

$$\frac{n_3}{n} = \frac{\beta}{\frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{\eta u_{32}(\nu)} + 1 + \beta} \quad (1.33)$$

ahol β az abszorpció és emisszió spektrumok alatti területek közti arány, mindkettőt a maximumnál 1-re normalálva. A fenti formulák hullámhosszfüggőek a bennük szereplő spektroszkópiai jellemzőkön keresztül, az erősítés is a hullámhossz függvénye.

A generálás várható hullámhosszának egyik meghatározási módja az erősítési görbék maximumának kiszámítása. Az 5.a. ábrán egy tipikus erősítési görbe látható 10^{-4} mol/l koncentrációju rhodamin 6G-nél $\frac{n_3}{n} = 0,0015$ értéknél. A generálás tulajdonságainak igen fontos jellemzője az erősítés mellett a generálás küszöbe. Ennek segítségével lehet megadni azt a szivattyúzós teljesítménysűrűséget, amely mellett az erősítés a rezonátor veszteségeivel éppen egyenlő. A szivattyúzós küszöb is a frekvencia függvénye, ennek segítségével is meg-

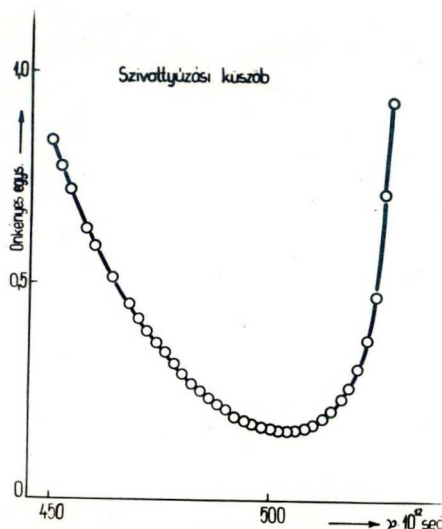


adható a generálás frekvenciája, ha a szivattyuzási küszöb minimumát megkeressük, mint a frekvencia függvényét. Hosszadalmas, az előzőekhez hasonló számítással kimutatható, hogy a szivattyuzás küszöbe /23, 25/:

$$u_{sz}^{kusz.} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{\Delta \nu}{\eta} \frac{B_{13}(\nu_l)}{B_{13}(\nu_{sz})} \left[e^{-h(\nu_l - \nu_g)/kT} + \delta e^{-h\Delta \nu_M/2kT} \right] \quad (1.34)$$

ahol ν_l a lumineszcencia sáv maximuma, $\Delta \nu_M = 2h(\nu_{el}^\alpha - \nu_l)$, $\delta = \frac{K_{veszt}}{\kappa_{31}}$,

$K_{veszt} = \varphi + \frac{1}{2l} \ln \frac{1}{\kappa_1 \kappa_2}$, κ_1, κ_2 a rezonátor tükreinek reflexiója, l az aktiv közeg hossza, φ pedig az összes többi veszteséget tartalmazó koefficiens. Az 5.b. ábrán



5b. ábra

látható ugyanazon 10^{-4} mol/l koncentrációjú rhodamin 6G szivattyúzási küszöb görbéje $\delta = 0,04$ mellett. Villanólámpával gerjesztett esetben hasonló számítások után kapható a szivattyúzás küszöbe:

$$U_{sz}^{küz} = \frac{8\pi h \bar{\nu}_e^3}{\nu^3 \eta} \frac{\delta + e^{-h(\nu_{el} - \nu)/kT}}{\beta(1 - \delta) - \delta - e^{-h(\nu_{el} - \nu)/kT}}. \quad (1.35)$$

Az itt bemutatott elmélet gyakorlatban jól használható lenne kétszintes rendszernél, hiszen a benne szereplő adatok mind mérhetőek. A kétszintes rendszerrel való vizsgálatok érvényességi határa sajnos elég szűk. Azon túl, hogy az elmélet feltételezi a stacionárius folyamatokat, nem veszi figyelembe a singulett-triplett átmeneteket.

2. A lézerek paraméterinek mérő módszerei

A lézerek különböző tulajdonságainak a mérésére a klasszikus spektroszkópiában használt módszerek általában nem megfelelőek. A bevezetésben említett tulajdonságok, a nagy teljesítmény, a szigorú monokromatikusság, a felvillanások rövid ideje mind speciális mérő módszert kívánnak. A fő jellemzők, amelyeknek mérésére itt kitérünk, a lézerimpulzus hullámhossza, energiája időbeli lefutása, és az erősítés. Mivel a festék lézerek tulajdonságai több szempontból eltérőek a többi lézertől, itt főleg az előbbieket mérésére szolgáló módszerekről lesz szó.

2.1. A hullámhossz meghatározása

Az 1. fejezetben a szerves festékek tulajdonságait áttekintettük. Mint ismeretes, a lumineszcenciasáv széles, ezért maga az erősítés is egy széles tartományon létrejön, és elég nagy lehet, nagyobb mint a veszteségek. Ezek következtében egy nem szelektív tulajdonságú rezonátorban a felvillanás nem egyetlen hullámhosszon jön létre, hanem egy 20-200 Å széles tartományban. A rezonátor nem szelektív volta azt jelenti, a tükrök között a veszteséget spektrálisan legfeljebb maga az oldat befolyásolja, a tükrök reflexiója pedig széles tartományban független

a hullámhossztól. A fizikai vizsgálatoknál, ahol csak a festék hatására akarunk tekintettel lenni, mindig szélessávú rezonátort kell alkalmazni. Így a létrejött felvillanások sohasem monokromatikusak.

Egy Φ összteljesítményű, polikromatikus fénynyaláb $J(\lambda)$ spektrális sűrűsége:

$$J(\lambda) = \frac{d\Phi}{d(\lambda)} \quad (2.1)$$

Gyakorlatban nem ezt a mennyiséget szokás, vizsgálni, hanem a viszonylagos szinképvonalerősséget /27/:

$$V(\lambda) = J(\lambda)/\Phi \quad (2.2)$$

A $V(\lambda)$ függvényt ábrázolva, kapjuk a spektrumot. A spektrum meghatározásához szükség van a polikromatikus nyaláb hullámhossz szerinti felbontására, az egyes hullámhosszakhoz tartozó intenzitás mérésére. Természetesen a fenti mennyiségek mérésére, az igényektől függően több mérési módszer is alkalmazható. A spektrális bontás vagy prizmával, vagy ráccsal történik, míg az érzékelés lehet vizuális, fotoelektromos és fotografikus.

A festék lézerek spektrumának tanulmányozására a legtöbb esetben a ráccsal való bontás és a fotografikus érzékelés a megfelelő, azaz a rácsos spektrográfok. Itt a spektrográfok részletes tárgyalásától eltekintünk, csak a fő jellemzőik definícióit adjuk meg és egy általunk is használt készülék felépítését és adatait.

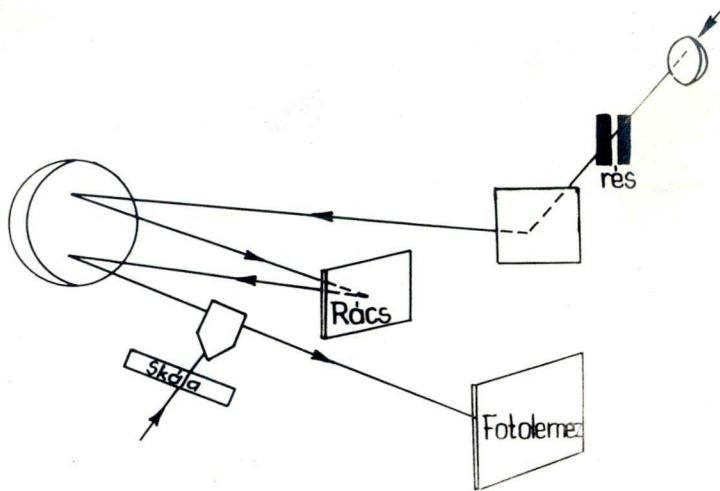
A spektrográf hasznos szinképtartománya az a minimális és maximális hullámhossz közé eső terület, amely közé eső hullámhosszakat spektrum formájában elkülöníteni képes. A másik fontos jellemző a reciprok lineáris diszperzió (κ), amely kifejezi, hogy a spektrogramon az egymástól 1 mm távolságban lévő két szinképvonal között hány $\text{\AA}$ különbség van.

$$\frac{1}{\kappa} = \frac{d\lambda}{d\chi} . \quad (2.3)$$

A kedvező az, ha ennek értéke minél kisebb, és minél kevésbé függjön a hullámhossztól. Ha a spektrográf bontóeleme reflexiós rács, a κ gyakorlatilag nem függ a hullámhossztól. A spektrográfok harmadik fontos jellemzője a fényerő, erre itt nem térünk ki, mivel a lézeres vizsgálatoknál általában kicsiny fényerejű spektrográfok is jól használhatók.

A vizsgálatainknál egy A.Φ.C. 8. típusu síkrácsos autokollimációs spektrográfot használtunk. A készülék sémája a 6. ábrán látható. Hasznos szinképtartománya 2000 $\text{\AA}$ -tól 10 000 $\text{\AA}$ -ig tart, ez éppen festék lézerek hullámhossz tartományának felel meg. Az alkalmazott rács 600 vonal/mm-es, a reciprok lineáris diszperzió 6 $\text{\AA}/\text{mm}$ és a hullámhossztól független.

A hullámhossztól függő fényáram detektálására a spektrográfokban fotografikus réteget, spektrállemezt használunk. A fotorétegen létrejött feketedés defini-

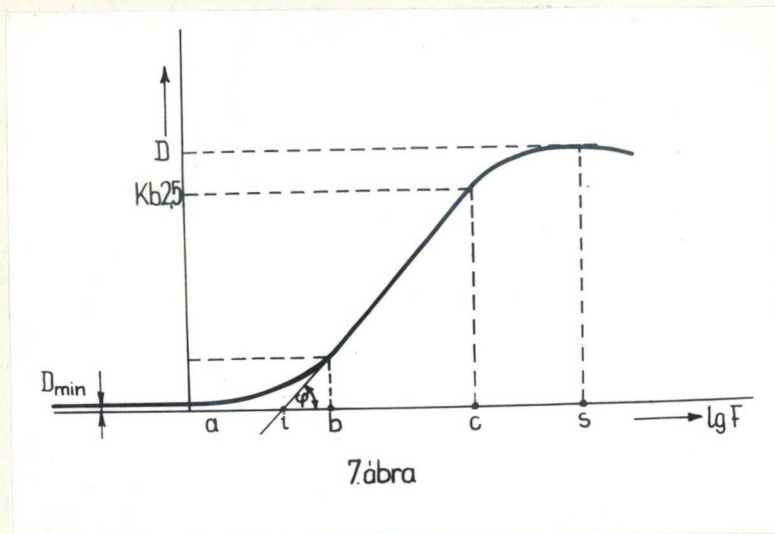


6. ábra

ciója:

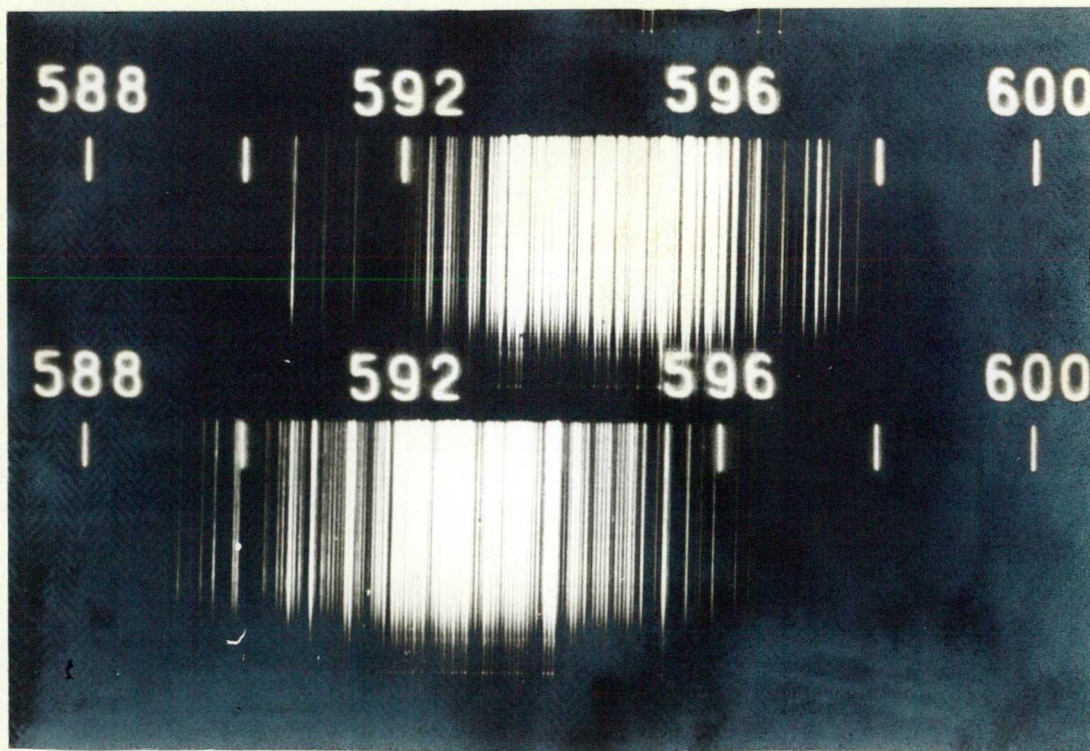
$$D \equiv \lg \frac{S_0}{S} \quad (2.4)$$

ahol S_0 egy adott helyen a fotorétegbe jutó fényáram sűrűsége, S pedig a kilépő fényáram sűrűsége. Jelentse $S \cdot t = F$ a fotoréteg 1 cm^2 -re expozíciókor jutó fényenergia mennyiségét. Egy adott hullámhossznál a feketedés görbéje a 7. ábrán látható. Az első szakasz (a-b) jelenti a fotolemez alapfeketetését, ugynevezett alapfátyolát. A következő, (b-c) szakasz a normális expozíció tartománya, az utolsó (c-s) a telítési és s felett a szolarizáció van. A fotolemezekre azonban nemcsak egy hullámhosszu sugárzás esik. A fotolemezek mindegyike valamilyen spektrális érzékenységgel bír, tehát $D\lambda$ -nak



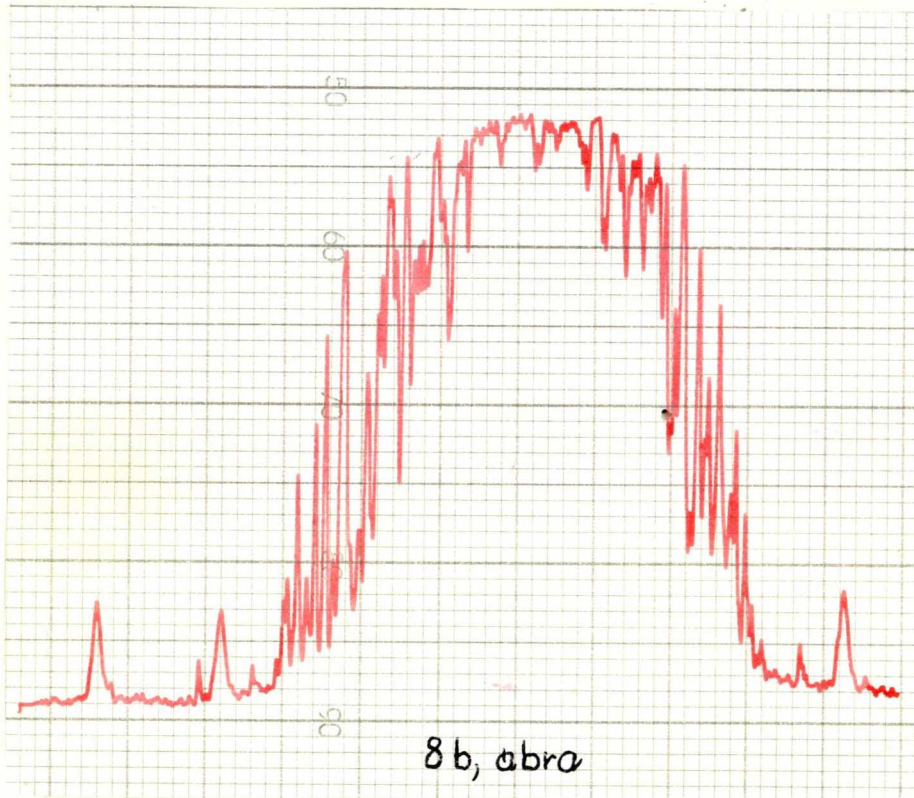
is függvénye, ha F értéke a hullámhossztól független. Ennek megfelelően általában a fotolemezeket hullámhossz szerint is hitelesíteni kell.

Mivel a festék lézer spektrumának szélessége 20 nm maximumánál, jó közelítéssel ezen a tartományon konstansnak tekinthető a spektrális érzékenység, így pontos hitelesítésre nincs szükség. A 8.a. ábrán egy spektrofotikus felvétel látható. A felvett spektrum



8 a, ábra

valamint a spektrográf skálája átfedik egymást, így egy feketedés méréssel kiértékelhető görbét kapunk (8.b. ábra). A skála helye rögzített, egy hitelesítő spektrummal a hullámhossz pontosan meghatározható.



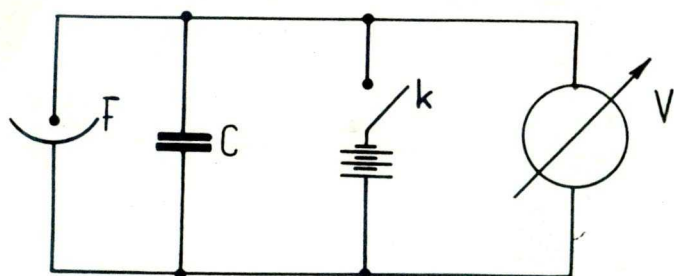
2.2. A lézerek felvillanási energiájának mérése

A lézerek fontos jellemzője az általuk kibocsátott fény energiája. A fotometriától eltérően itt MKS egységben szokás az energiát megadni, egysége 1 joule. Az energia mérésére elvileg a fotografikus módszer is alkalmas lenne, hiszen az 1.1. fejezetben kimutattuk, hogy a D feketedés egy széles tartományon lineáris összefügg-

gésben van az 1 cm^2 -re eső energia logaritmusával. Azonban gyakorlati okokból nem szokás az energiamérésnek ezt a módját számításba venni, nehéz reprodukálhatósága miatt. Az energia mérésére a fény és anyag különböző kölcsönhatásai használhatók. A lézerek felfedezése után az energiamérők fejlesztése teljes erővel megindult, a legkülönbözőbb módszereket alakították ki. Mérték az energiát ballisztikus, bolometrikus /28/, folyadék abszorpció /30/, fotoelektromos /29/, kalorimetrikus /31, 32/ módszerrel. Ezek közül csak néhányat tekintünk át, a egy, a céljainkra megfelelő energiamérőt ismertetünk.

Fotoelektromos módszerrel való mérésnél vagy a fotocellák, vagy a fotoelektronsokszorozók jöhetnek számításba. Ha közvetlenül a jel alakját vizsgáljuk, a módszer meglehetősen bonyolult, illesztett kábelrendszer, valamint oszcilloszkóp szükséges hozzá, ráadásul egy rubin lézer normális impulzusának az energiája nem mérhető így sem. Igen érzékeny módszert nyerünk, ha a foto-

áramot közvetlenül nem figyeljük, hanem csak ennek integrálját. Ilyen integráló rendszer látható a 9. ábrán. A C kondenzátort U feszültségre töltjük

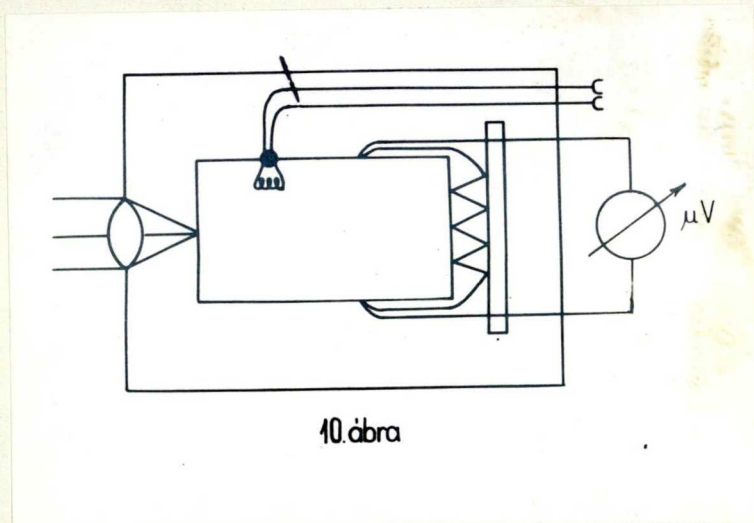


9. ábra

fel, majd a telepet lekapcsolva, s az F fotocellára egy fényimpulzust juttatva, a fotocella árama egy bizonyos mértékig kisüti a kondenzátort, a feszültségváltozás a V elektrosztatikus voltmérővel állapítható meg. Ilyen esetben az I fényáram, s az i fotoáram között $\int Idt \propto \int idt = Q$ érvényes, ahol Q a kondenzátor töltésváltozása. Ennek, valamint a fotocella hitelesítésének alapján érzékeny, egyszerű felépítésű energiamérő készíthető, 10^{-4} joule még biztonsággal mérhető vele. A pontosság, megbízhatóság érdekében természetesen célszerű minél kisebb veszteségű kondenzátort alkalmazni, s az áramkör veszteségeit minimálisra csökkenteni. Nagyobb energiatartományokban a C kondenzátor kapacitását növelni kell, hogy a fotocella feszültsége az impulzus tartalma alatt lényegesen nem változzék, így a linearitás nagyobb energiáknál is biztosítható. Az energia további növekedésekor a fényimpulzust gyengíteni kell, vagy neutrális szűrővel, vagy egy integráló gömbbel.

A másik, szinte egyeduralkodóvá vált mérési módszer a kalorimetrikus energiamérés. Elve egészen egyszerű; ha a fény elnyelődik egy abszolút fekete testen, az felmelegszik. Ismerve a test hőtani adatait, a melegedés mértékét, az energia könnyen meghatározható. A gyakorlati megvalósítás szinte minden esetben más és más. Eltérő a hullámhossztól független abszorpciójú fekete test megvalósítása, a hőmérséklet mérése, a

hitelesítés módja. A szerves festékek energiájának mérésére láthatóan a kalorimetrikus módszer a leginkább megfelelő, ha gyakorlatban is sikerül megvalósítani a hullámhossztól független abszorpciót. Egy megfelelően érzékeny, a hullámhossztól jó közelítéssel független érzékenységu energiamérőt a következőkben ismertetünk /32/. Ha a lézernyalábot egy rövid fókusztávolságu lencsével egy igen kis nyílásu üvegbe juttatjuk, az ott sokszoros reflexió közben elnyelődik (10. ábra). A rövid fókusztá-



volság több okból szükséges, egyrészt a leképezett nyaláb átmérője kicsiny kell hogy legyen, az üregbe lépő sugárzást pedig

minél inkább széttartóvá kell tennie. Az üreg tömegét célszerű minél kisebbre választani, ugyanakkor olyan ellenállóra, hogy a tömege időben ne változzék, ezért 0,05 mm vastag arany fóliából készítették az üveg falait. Erre ragasztották a vas-konstantán termoelemeket, amelyeknek feszültsége galvanométerrel, vagy mikrovoltmérővel mérhető. A hitelesítés egyszerűen végezhető,

egy, az abszorbeáló üregbe épített izzószál segítségével, amelyre pontosan ismert energiájú elektromos impulzust juttatva a melegedés olyan lesz, mintha ekkora fényenergiát abszorbeált volna. /32/-ben megvizsgálták a hitelesítés pontosságát, s azt kielégítőnek találták. Az egész rendszert jó hőszigetelő burkolattal kell ellátni, mivel igen kis hőmennyiségek mérésére van szükség. Az ilyen módon kialakított mikrokaloriméterrel $5 \cdot 10^{-4}$ joule-tól 0,2 joule-ig lehet mérni egy adott geometria mellett, 5 %-os pontossággal. Ha a teljesítmény az adott energiatartományon, pl. rubin lézer Q kapcsolt impulzusa, az egész rendszert vákuumban kell helyezni, mivel a fókuszpontban plazma keletkezhet, amely az abszorbeáló üreget szétszakítja.

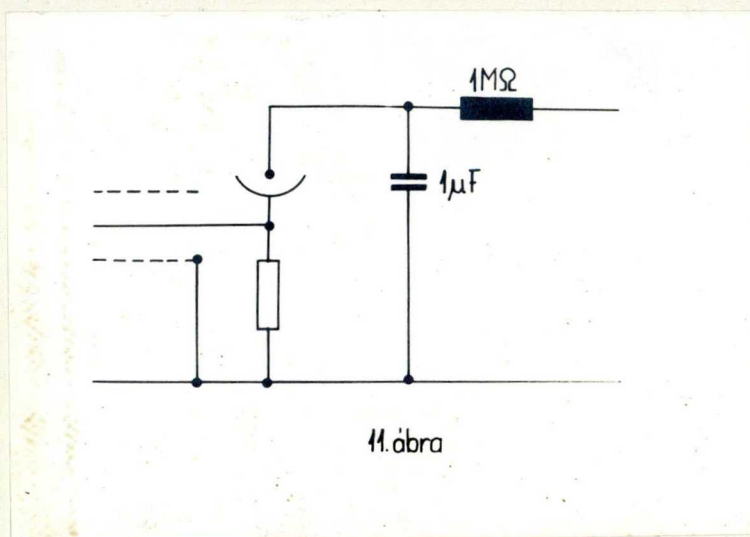
2.3. Az időbeli lefutás, az erősítés mérése

Ahhoz, hogy egy lézer impulzus teljesítményét megadjuk, ismerni kell az energia mellett, a felvillanás idejét is. Ha a generálás kinetikáját, időbeli lefutását akarjuk tanulmányozni, az impulzusok alakját ismerni kell. Mivel a lézerek fizikájában igen rövid idők is előfordulnak, az idő mérésére nem alkalmas akármilyen módszer. Az egyik legfőbb követelmény a rendszer kisebb tehetetlensége. Ilyen szempontból a fotoeffektus,

a fotoelektron emisszió és a p-n átmenetek ellenállásának változása fény hatására jöhet szóba. Az előbbiek a fotocellák, fotoelektronsokekszozók, az utóbbiak a fotodiódák. Ezekről az elemekről kapott feszültség arányos a fény intenzitásával, a feszültség vizsgálatára pedig katódsugárosszcilloszkóp használható.

A fotocellák a legegyszerűbb, s a legkisebb tehetlenségű elemek. A fotoelektron kilépése a foton becsapódása után 10^{-10} sec-nél rövidebb idő után létrejön. Az anód katód távolság nem túl nagy, a csőben vákuum van, így az egyidőben induló elektronok egy időben érkeznek. A vákuumfotocellák kapacitása megfelelő geometria esetén elég kicsiny, $0,9-2$ pF [33], így a határfrekvenciája elég magas, 300 MHz körül van. A fotocellák érzékenysége, ill. ennek hullámhossz függése erős függvénye a katód anyagának. Általában a fotocellák érzékenysége $50 \mu\text{A}/\text{lm}$ körül van. Egyetlen hátránya, hogy kicsiny árama miatt a levehető feszültség is elég kicsiny. Az alkalmazott munkaellenállás értéke sem lehet nagy, mivel a nagyfrekvenciás kábelek ellenállása $50-200 \Omega$, így a reflexiómentes illesztés érdekében a munkaellenállás értéke is a kábel ellenállásával egyenlő. Ilyen körülmények között körülbelül $0,2$ V az a maximális feszültség, amely a fotocelláról levehető maradandó károsodás nélkül. Speciálisan lézeres célokra készítenek érzékeny, nagy

csúcsáramot károsodás nélkül kibíró fotocellákat, ez ezek munkaellenállásáról levehető feszültség 10-20 V nagyságrendű. A 11. ábrán látható egy gyors fényjelek



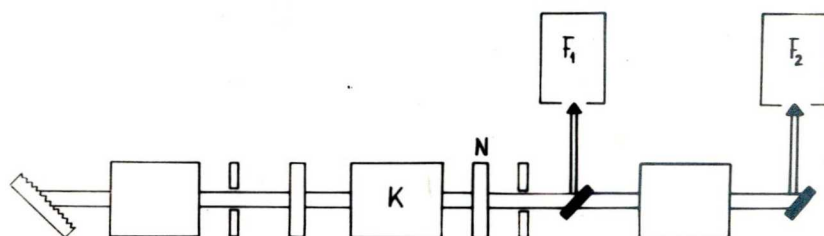
vizsgálatára alkalmas fotocellás kapcsolás, 10-20 nsec hosszúságú jelek vizsgálhatók vele. Gyors folyamatok vizsgálatánál a nagy amplitudójú jelekre feltétlen szükség

van, mivel megfelelően nagy sávszélességű erősítők (100 MHz-1 GHz) nem, vagy nagy nehézségek árán készíthetők. A katódsugárcsővek eltérítő lemezeit közvetlenül vezérelni pedig csak 20-30 V-os feszültséggel lehet.

A nagyobb feszültség, nagyobb érzékenység elérésére logikusnak látszik a fotoelektronszokszorozók alkalmazása. Néhány μsec -os időig valóban minden különösebb nehézség nélkül alkalmazhatók. Rövidebb idők vizsgálatára csak speciális geometriájú típusok alkalmazhatók. A legtöbb típusban a fotoelektronok a katódból kiindulva fókuszá-
lás nélkül jutnak az első dinódára, így az egy pontból kiinduló elektronok, ha egy időben indulnak, különböző időben érkeznek. Az egyes dinódákról kilépő szekunder

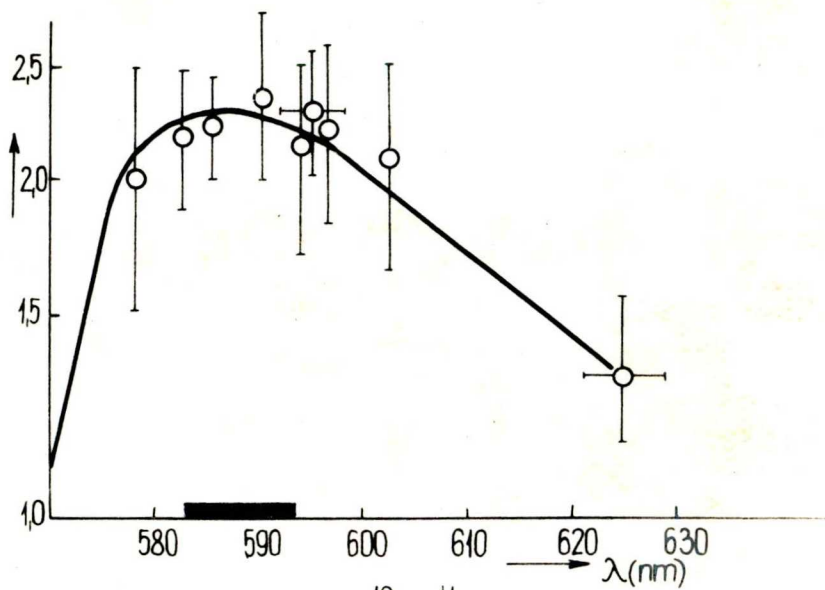
elektronok szintén különböző irányokba indulnak. Így a fotoelektronok sokszorozása mellett gondoskodni kell a megfelelő fókuszáló rendszerről, amellyel a futási idő eltéréseit ki lehet egyenliteni. Ilyen például a Zeiss gyártmányú K 14 F5 50 típusú fotoelektronsokszorozó, amelynek csucsárama 300 mA lehet, a felfutási ideje pedig néhány nsec.

A lézerek további igen fontos, alapvető jellemzője az erősítés. Ennek kísérleti meghatározása igen fontos feladat, szerves festékek esetén jóformán elengedhetetlen. Az erősítés mérése a hullámhossz és az idő függvényében a legtöbb, lézerekben végbemenő folyamatról számot adhat. A hangolás tartománya, a triplett kioltás erőssége, a rezonátor veszteségeinek hatása a generálásra, mindezek vizsgálata az erősítés mérésével lényegesen jobb, mintha csupán a lézer paramétereinek változását figyelnénk a fenti tényezők függvényében. Az erősítés mérésének mégsem szenteltek eddig kellő figyelmet, a nemzetközi irodalomban eddig egy /34/ közlemény jelent meg, leírva a mérés módszerét, és eredményeit is. A /34/-ben alkalmazott készülék vázlata a 12. ábrán látható. Két fő részből áll, az oszcillátorból és az erősítőből. Az oszcillátor egy 400 nsec-os impulzusokat adó festék lézer. A felvillanásos hullámhosszát egy reflexiós rács változtatja, szélességét pedig 1 Å-re redukálja. A generált sugárzás egy nyaláb szélesítő kollimátoron (K) és

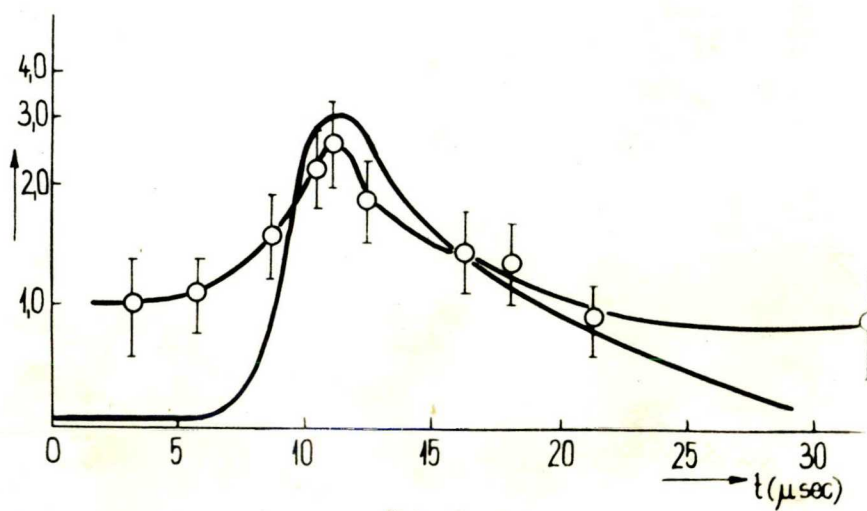


12. ábra

egy szürke szűrőn (N) keresztül jut az erősítőre. Az erősítő lényegében egy 5,3 mm átmérőjű és 38 mm hosszú folyadékoszlop, amelyet egy 8 μ sec hosszú felvillanás pumpál. Az erősítő előtt és után helyezkedik el két üveglemez, az ezekről reflektált fényt két fotodióda (F_1 , F_2) érzékeli, az impulzusok kétsugaras oszcilloszkópon figyelhetők. A viszonyok úgy vannak beállítva, hogy erősítés nélkül a két impulzus amplitudója azonos legyen, egyébként pedig a két jel hányadosa az erősítést adja. Vizsgálataikban a Rhodamin 6G $2 \cdot 10^{-4}$ mol/l etanolos oldatát használták. A 13a. ábrán látható az erősítés, mint a nullámhossz függvénye, ill. az adott rendszer generálási hullámhossza. Mint látható, az erősítési görbe maximumánál generál a festék. Mivel a két



13 a, ábra



13 b, ábra

felvillanás idejének aránya kb. 20, az erősítés időbeli lefutását is mérni tudták, a két impulzus közti késleltetést változtatva. Ennek eredménye a 13.b. ábrán látható. Az erősítés a pumpáló impulzust követi a maximumig, később még a pumpálás alatt lecsökken 1-re.

3. Monokromatikus gerjesztésű szerves festék lézerek

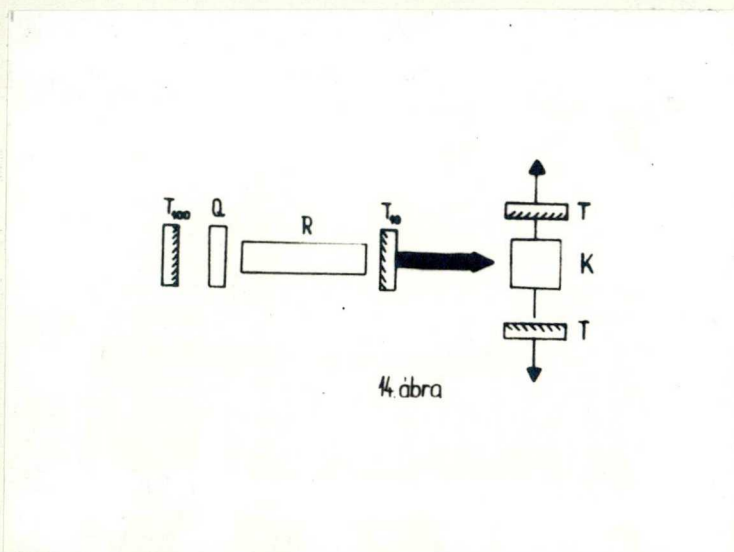
A monokromatikus gerjesztésű festék lézerek jelentek meg, először. A bevezetésben említett tulajdonságok, valamint az 1. fejezetben bemutatott spektroszkópiai jellemzők világosan mutatják, hogy gerjesztésre csak gyors, nagyteljesítményű fényimpulzusok jöhetnek számításba. Ilyenek előállítása nyilvánvalóan legegyszerűbben szintén lézerrel lehetséges. Mivel a Stokes-Lammel szabály és a pumpálás hullámhossza egyértelműen meghatározza a generálás spektrumtartományát, eléggé sok gerjesztési módot fejlesztettek ki. A rövid idő és nagy teljesítmény érdekében általában Q kapcsol, vagy módus szinkronizált lézereket alkalmaznak gerjesztő fényforrásként. A következőkben ezeket a gerjesztő módszereket gojuk röviden áttekinteni.

3.1. A gerjesztés fő módszerei

Az első és legtermészetesebb módszer a rubin lézer Q kapcsol impulzusát használni gerjesztő fényforrásként [9]. A felvillanás hullámhossza $6943 \text{ \AA}$, az impulzusok félérték szélessége $20\text{--}40 \text{ nsec}$ körül van. A gerjesztő teljesítmény $5\text{--}40 \text{ MW}$ között változik a geometriától s az alkalmazott festéktől függően. Mivel a gerjesztő

hullámhossz közel esik az infravörös tartományhoz, a kapott festék lézer felvillanások a közeli infravörös tartományba esnek 7000 és 10 000 Å közé. A felvillanások pontos helye festéktől, ill. annak spektroszkópiai tulajdonságaitól függ. A gerjesztés geometriájától függően transzverzális és hosszanti gerjesztésű rendszerről beszélünk.

A transzverzális gerjesztés sémája a 14. ábrán látható. A rubin lézer felvillanás egy hasáb küvettára esik, ebben van elhelyezve a gerjesztendő folyadék. A gerjesztés irányára merőleges tengely mentén van elhe-

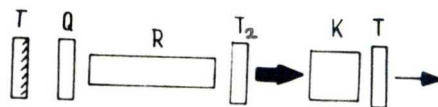


14. ábra

lyezve a két dielektrikum tükör, amelynek reflexiója az adott tartományon megfelelő értékű, és lehetőleg a hullámhossztól független. Az ebbe a

tengelybe eső küvetta véglapok felületének $\lambda/10$ pontossággal síknak kell lenni, s az általuk bezárt szögnek lehetőség szerint 1° alatt. Az elrendezés technikailag könnyen megvalósítható, hátránya: kicsi a hatásfoka. A hatásfokot hasznosítási koefficiensnek is szokás nevezni, a generált és a gerjesztő teljesítmény arányát jelenti.

A 15. ábrán látható hosszanti elrendezésű festék lézer jobb hatásfoku. Technikai megvalósítása nehezebb, mivel a T_2 tükör reflexióját úgy kell megválasztani, hogy



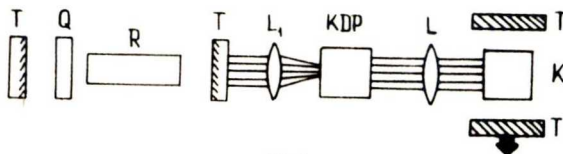
15. ábra

a gerjesztő 6943 Å-ös hullámhosszon a reflexiója 50 %, vagy ennél kisebb legyen, a festék generálási hullámhosszán pedig 80 % felett legyen. Az eddigi gerjesztési

módok csak az infravörös tartományban tették lehetővé a generálást. A gerjesztő hullámhossz csökkentésének leg-egyszerűbb módja más rövidebb hullámhosszon sugárzó lézer alkalmazása lenne. Sajnos, gyakorlatban működő elterjedt lézer nincsen, amely ezt biztosítani tudná.

A másik egyszerű módszer a rubin vagy neodimium lézer frekvenciájának kettőzése /35/. A frekvencia kettőzés megfelelő tengelyorientációval kimetszett polarizott káliumdihidrogénfoszfát (KDP), vagy ammóniumdihidrogénfoszfát (ADP) segítségével történik. Így lehet a rubin lézerrel 3471 Å hullámhosszu ultraibolya, a neodimium lézerrel pedig 5300 Å-ös zöld felvillanásokat előállítani. Mindkét esetben Q kapcsolt impulzussal kell dolgozni, mivel az átalakítás hatásfoka a teljesítmény

függvénye, s lehetőleg 50 MW felett kell legyen a teljesítmény. Az átalakítás hatásfoka a teljesítménytől, a geometriától függően 1-10 %. A 16. ábrán látható egy transzverzális gerjesztésű festék lézer. Az ultraibolya



16. ábra

gerjesztő impulzus segítségével a látható tartomány teljes egészén nyerhető generálás. Az elrendezés hatásfoka a kicsiny hatásfok, ame-

lyet eleve a KDP átalakítási hatásfoka korlátoz. További hátrány a technikai nehézségek tömege, az elrendezés bonyolult volta. Körülményes beállíthatósága, a KDP vagy ADP higroszkópos volta.

A nagyteljesítményű szilárdtest lézerek ismétlődési frekvenciája igen alacsony, amelyet az aktiv közeg melegedése miatt 10^{-1} Hz fölé nemigen lehet emelni, ez több vizsgálatnál, ill. alkalmazásnál hátrányos lehet. A fenti problémák megoldására a legjobb a pulzáló nitrogén lézer alkalmazása /36/. Ennek hullámhossza 3371 Å az egyes impulzusok teljesítménye 200 kW, az impulzusok ideje félértékben 3 nsec. Az ismétlődési frekvencia 0 és 200 Hz között lehet. Elmarad a frekvencia kettőzések-

vel járó nehézség az ismétlődési frekvencia pedig lényegesen nagyobb. A fentieken kívül még két monokromatikus gerjesztési módszer ismeretes, ezeknek azonban nemcsak technikai, hanem elvi fizikai jelentőségük is nagy, így erről a következő fejezetben lesz szó.

3.2. Kisérleti vizsgálatok eredményei

A monokromatikus gerjesztési mód a szerves festékeknek a legideálisabb, ennek segítségével lehet a legtöbb festéket generálásra bírni, az elméleti vizsgálatok számára is ideális, itt használható a legegyszerűbb kétszintes modell. Minden bizonnyal ennek köszönhető, hogy a közlemények egy tekintélyes része valamilyen új festék, vagy festék család generálását közli. Így például /37, 38/-ban rubin lézer alapharmonikusával gerjesztett lézert írnak le, amelyben husz különböző oldat generált. A generálás spektruma 7100 és 10 600 Å közé esett. A /38/-ban megvizsgálták a pumpáló, és a lézer teljesítmény összefüggését különböző festékeknek, és csaknem lineárisnak találták azt. Az egyenesek meredeksége változott a különböző festékek esetén. A festék koncentrációt változtatva $3 \cdot 10^{-6}$ és 10^{-3} mol/l között a felvillanások hullámhossza eltolódott, ennek mértékét is megadták. A kapott impulzusok teljesítménye 1-5 MW volt a pumpáló teljesítménytől függően. Az

átalakítás hatásfoka 20 % körül volt. Hasonló típusu beszámoló a /39/, ahol a ftalimidek generálását írják le egy neodimium lézer felharmonikusával gerjesztve. Transzverzális gerjesztést alkalmaztak, 99 %-os reflexióju tükrökkel. A kapott felvillanások hullámhossza 5600 és 6030 Å között volt a sávszélesség 100 és 300 Å közé esett. A magfizikában használatos szerves szcintillátorok egy része is generál /40/. A gerjesztés itt neodimium lézer harmadik és negyedik felharmonikusával történt. A generálás tartománya 3950 és 4250 Å közé esett, az egyik legérdekesebb tapasztalat az volt, hogy a 2-(1'-naftil)-5-fenil-oxazolnál négy generálási frekvenciát kaptak, egymástól meglehetősen távol 4000, 4160, 4410 és 4600 Å-ös hullámhosszakkal. A közeli ultraibolya tartományban való generálást írtak le /41/-ben. A gerjesztés rubin felharmonikussal történt, a generálás hullámhossza anyagtól, oldószertől és koncentrációtól függően 3620 és 4180 Å között változott. A fenti közlemények csupán a generálás tényét közölték, és néhány alapvető paramétert adta meg, de a folyamatokat semmilyen modellel nem írták le.

Mivel a monokromatikus gerjesztésű lézereknél a gerjesztő impulzus hossza 20-30 nsec körüli, kétszintes sémával írható le, mert itt elhanyagolható a triplett nívókra való átmenet, ill. a triplett-triplett abszorpció. Mindezek ellenére szisztematikus vizsgálat, az elmélettel való összehasonlítás nagyon kevés esetben történt meg.

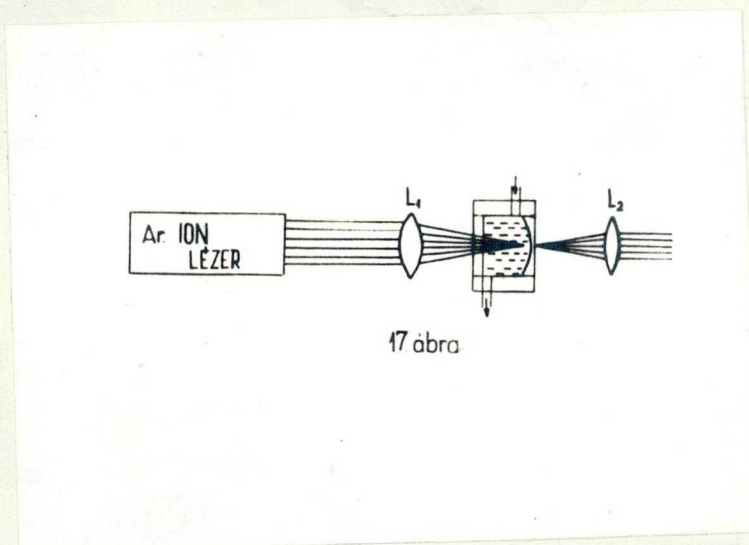
A /42/ dolgozat szerzői végeztek szisztematikus vizsgálatokat a monokromatikus festék lézer számított, és mért küszöbére vonatkozóan több festék esetén. Gerjesztésre Q kapcsolt rubin lézer kettőzött frekvenciájú impulzusát használták körülbelül 1 MW teljesítménnyel. A gerjesztő fényt hengerlencsével koncentrálták egy $4 \times 2 \times 4$ cm méretű küvettára, a rezonátor tükreinek távolsága 5,7 cm volt. A vizsgált oldatok koncentrációit úgy választották meg, hogy az abszorpciókoefficiens értéke $12-13 \text{ cm}^{-1}$ legyen. A küszöb kísérleti meghatározásánál a gerjesztő sugárzás gyengítésére üveg lemezeket alkalmaztak. Az elméleti meghatározásánál úgy jártak el, hogy meghatározták a rezonátor, s a vizsgált anyag adataiból a teljes veszteség értékét. Kiszámították az egyes anyagokra, az erősítés maximuma hogyan függ a pumpáló energiától. Mivel a küszöbnél a veszteség és az erősítés éppen egyenlő, megadható az a pumpáló energiasűrűség, amelynél ez megvalósul. A veszteség $0,4 \text{ cm}^{-1}$ -nek adódott vizsgálatokban, míg a küszöb értéke számítással $5,9 \text{ erg/cm}^3$, méréssel pedig $6,7 \text{ erg/cm}^3$ volt. Ilyen körülmények között az összes részecskének mindössze 1 %-a van gerjesztett állapotban, tehát az abszorpció csökkenése nem jelentős. Megvizsgálták, hogyan függ a küszöb a rezonátor hosszától, kísérletileg és elméletileg is, amelyek jó egyezésben voltak. A küszöb a rezonátor hosszával mereűeken növekszik, majd kb. 50 cm távolság után

konstans marad. A generálás hullámhosszát az erositési görbe maximumánál tételezték fel, s jó egyezést találtak a kísérlet és elmélet között. A fizikai vizsgálatok közül jelentos a ftalimid oldatok generálási hullámhosszának változása a homérséklettel /43/, itt azonban az eredmények egzakt értelmezése nem történt meg.

Itt kell megemlíteni a gerjesztés módjában újat jelentő, két elvi jelentőségű kísérletet. Az egyik a festék lézer megvalósítása kétfotonos abszorpcióval /44/. Gerjesztésre a neodimium lézer $10\ 600\ \text{\AA}$ hullámhosszu felvillanását használták. Az alkalmazott szerves festék rhodamin 6G volt. Ahhoz, hogy jelentos gerjesztést érjenek el, olyan teljesítmény szükséges, hogy a szivattyuzó fotonáramsűrűség $10^{30}\ \text{foton/cm}^2\text{sec}^{-1}$ legyen. Ilyen teljesítmény csak módus szinkronizált lézerrel érhető el, ahol a teljesítmény néhány GW lehet. Az alkalmazott módus szinkronizált neodimium lézer teljes energiája 0,15 joule volt, ezt fókuszálták egy 1 cm-es küvettára. A rezonátor két dielektrikum tükörből állt, a kapott felvillanás hullámhossza $5820\ \text{\AA}$ volt, a sáv szélesség pedig $20\ \text{\AA}$.

A másik fontos gerjesztési mód jelentette a festék lézer folyamatos üzemének megvalósítását /14/. Ezt igen sok előzetes tapasztalat összegyűjtése előzte meg, a triplett állapotok élettartamára, kioltására vonatko-

zónán /45/. Ugyancsak kísérleti tapasztalatokra volt szükség az optikai inhomogenitásokkal kapcsolatban. Megteremtették a folyamatok elméleti modelljét is, amellyel a különböző paraméterek jól közelíthetőek. Előzetes számítások szerint, a folytonos működés eléréséhez $3 \cdot 10^4 \text{ W/cm}^2$ energiasűrűség szükséges, feltéve, hogy a triplett állapot élettartamát 10^{-7} sec körül lehet tartani. Ilyen gerjesztő energiasűrűség biztosítható egy 1 W-os argon ion lézernyalábot fókuszálva a gerjesztendő anyagra. A 17. ábrán látható a rendszer felépítése.



szer felépítése.

Az argon ion
lézer $5145 \text{ \AA}$
hullámhosszu
sugárzását egy
32 mm fókusztávolságú mikroszkóp objektívvel fókuszál-

ták a rhodamin 6G-t tartalmazó küvettára. A nyaláb átmérője a fókuszpontban 11μ , a kapott festék lézernyalábja 12μ átmérőjű volt. Maga a kuvetta egy rozsdamentes acélház a folyadék áramoltatására szolgáló nyílásokkal, zafir ablakkal. A zafirt a minimális hőmérsékleti torzulása miatt választották. Erre párologtatták az egyik dielektrikum tükröt, amely a gerjesztő

hullámhosszon 76 %-os transzmisszióval rendelkezett, míg a festék lézer hullámhosszán 99,5 %-os reflexióval. A kuvetta másik oldalán helyezkedett el a 4,55 mm görbületi sugaru dielektrikum tükör. A használt oldat $2,5 \cdot 10^{-4}$ mol/l rhodamin 6G volt vízben, 15 % Triton-X100 hozzáadásával, a dimerizáció megakadályozására.

Az elrendezés geometriája igen jó volt, a generálás küszöb teljesítménye 120 mW volt levegővel telített alkoholos oldatban, és 200 mW vizes oldatban. A kilépő gömbtükör reflexióját változtatva, a festék lézer teljesítménye 4-30 mW között változott. A termikus inhomogenitások elkerülése céljából az oldatot 200 cm/sec sebességgel áramoltatták a kuvettán keresztül. A folytonos üzemű festék lézer megalkotása tovább növelte a festék lézerek alkalmazhatóságát, jelentőségét sok probléma megoldásában.

4. Villanólámpával gerjesztett lézerek

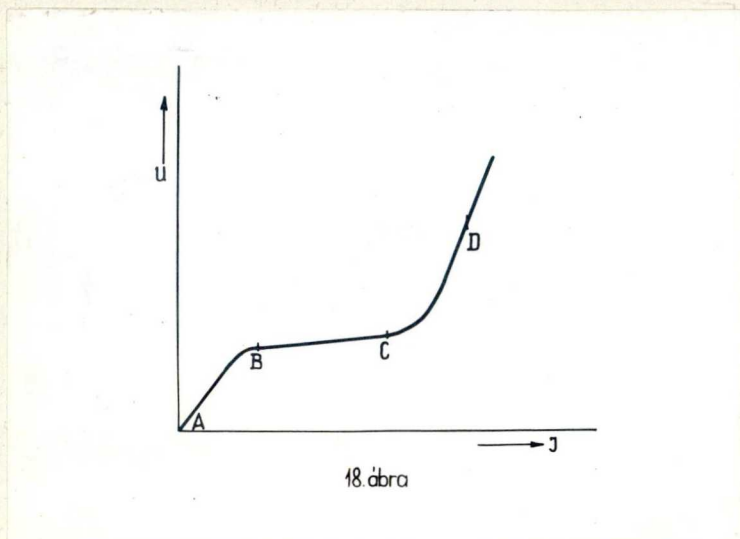
A szerves festékek villanólámpával való gerjesztése elvileg lényegesen egyszerűbb technikával megvalósítható. Mint látható azonban, itt a gerjesztett állapot élettartama öt nagyságrenddel kisebb, mint szilárd testek esetén. E tény, valamint a triplétt állapotba való átmenetek gyakorisága ismeretében, közönséges gerjesztés mellett reménytelen volt generálást várni. A probléma jelentőségére utal, hogy a frekvencia-kettőzéssel való gerjesztés bejelentése után /9/ tíz nappal már eredményes villanólámpás gerjesztésről számoltak be /11/. A szerzők azonban eltulozták a gyors pumpálás jelentőségét, hiszen /13/-ban százszor hosszabb gerjesztő impulzussal sikerült generálást kapni. Ez a tény, s az ezzel kapcsolatos vizsgálatok vezettek el a folytonos festék lézer megalkotásához. A villanólámpás gerjesztés esetén a gerjesztés elve mindig azonos - szemben a monokromatikussal - , mégis célszerűnek látszik áttekinteni a geometriailag s elektromosan különböző gerjesztő módszereket.

4.1. A villanólámpás gerjesztés módszerei

Bevezetésül néhány szót kell szólni a villanólámpák működési elvéről, amely szoros kapcsolatban van a



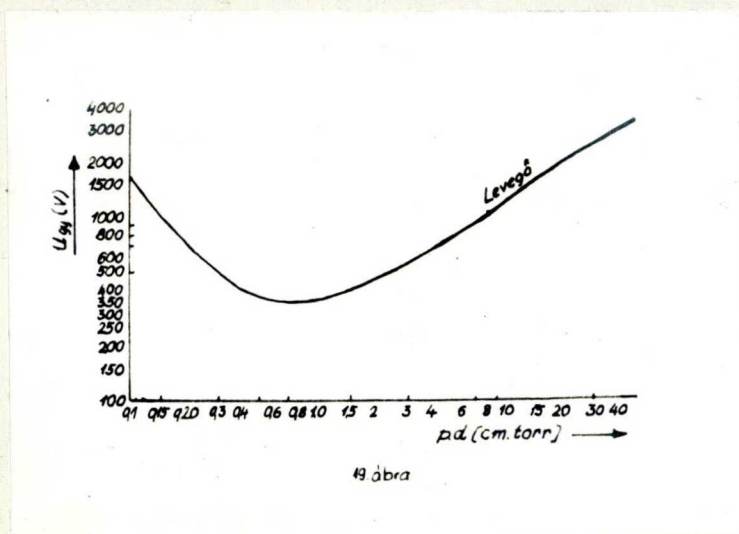
gyakorlati megvalósításukkal. Ha egy csőbe néhány Hgmm nyomásu gázt zárunk, két végébe pedig elektródákat építünk a 18. ábrán látható feszültség-áram karakterisztikát nyerhetjük. A görbe első szakaszában a gáz



szigetelőként viselkedik, az átfolyó áramot a külső ionizáció (kozmos sugárzás stb.) határozza meg, valamint a rekombináció való-

színűsége. A feszültség növelésével a rekombináció valószínűsége csökken. A következő tartományban csak a külső ionizáció határozza meg az áramot, rekombináció nincs. A CD szakaszban az elektronok olyan sebességre tesznek szert, hogy ionizálni képesek, itt sokszorozódás van. Még itt sem önkisülés lép fel, a külső ionizáció elmaradásakor a kisülés megszakad. A D utáni szakasz az önfenntartó kisülés szakasza, igen erősen nő az áram, erős fénykibocsátás következik be. Azt a feszültséget, ahol az önfenntartó kisülés megjelenik, gyújtási feszültségnek nevezzük. Kimutatható, hogy a gyújtási feszültség a gáz nyomásának és az elektródák távolságának szorzatától függ (Paschen-tör-

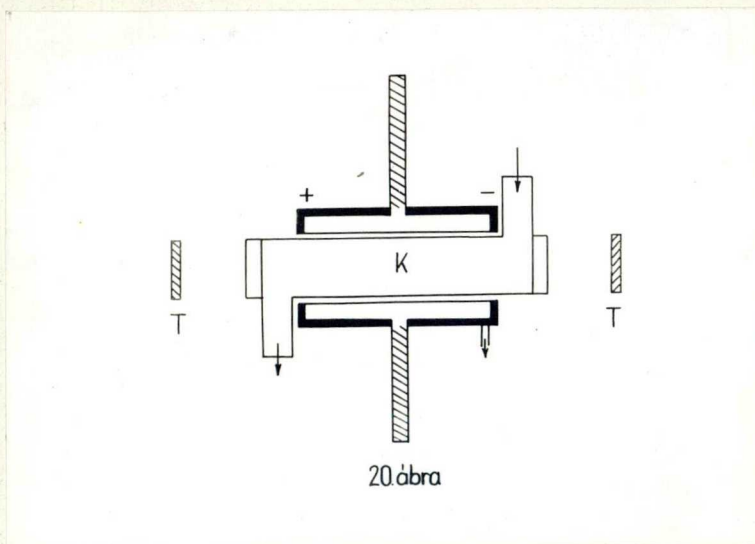
vény) (19. ábra). A gyújtási feszültség a katód anyagától is függ, az alakjától nem. Mivel az önkisülés tar-



tományában az átfolyó áramot a feszültségforrás belső ellenállása korlátozza, értéke több ezer amper is lehet, gyakorlatban áramfor-

rásként egy magas feszültségre feltöltött kondenzátor szerepel. Töltőgázként nemesgázokat alkalmaznak, mivel ezek kevésbé támadják meg az elektródákat, fénykibocsátási hatásfokuk elég jó. Tapasztalatok szerint adott elektromos energia esetén, minél nagyobb a gázatomok rendszáma, annál nagyobb a fénykibocsátás hatásfoka. Ezért alkalmazzák a villanólámpák töltésére elterjedten Xenon gázt. A fénykibocsátás hatásfoka a gáz nyomásával is nő, ennek, mint a 19. ábrából látható, csak a gyújtási feszültség növekedése szab határt. A fenti szempontokat figyelembe véve a nyomást 10-100 Hgmm körülinek választják. A szerves festékeknel gyors pumpálásra van szükség, nyilvánvalóan ez ugy érhető el, hogy a kondenzátort igen nagy árammal sütjük ki. Ezt ugy biztosíthatjuk, ha a feszültség értékét minél

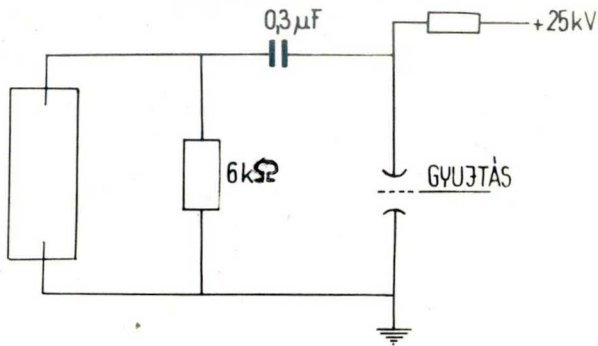
nagyobbra választjuk. Például egy $0,5 \mu\text{F}$ -os kondenzátor 10^{-6} sec alatti kisütéséhez 10 kV -on körülbelül 10^4 A induló áram szükséges. Azonnal látható, hogy a kondenzátort s a villanólámpát összekötő elektromos vezetékek ellenállása is lényeges lehet. Általában az átfolyó áramot nem az áramkörben lévő ellenállások korlátozzák, hanem a kondenzátor s a vezetékek saját induktivitása. Ezek gyakorlati értéke $1\text{--}100 \text{ nH}$ körül szokott lenni. A fenti elvek mindegyikét figyelembe vevő gerjesztő rendszert irtak le a /46/-ban Sorokin és munkatársai. A rendszer felépítését a 20. ábra szem-



lélteti. A lámpa táplálására egy $0,5 \mu\text{F}$ kapacitású 1 nH önindukciójú kondenzátor szolgált. Ennek közepébe helyezték el a gerjesztő

lámpát, amelynek belsejében volt a gerjesztendő folyadékot tartalmazó küvetta. Az alkalmazott feszültség $8\text{--}13 \text{ kV}$ volt, a lámpa 1 atm nyomáson volt, a felvillanás létrehozása úgy történt, hogy a lámpát elkezdték vákuumra szivni, amikor a nyomás elérte az önkisülés feszültségét, létrejött a pumpáló felvillanás. Az

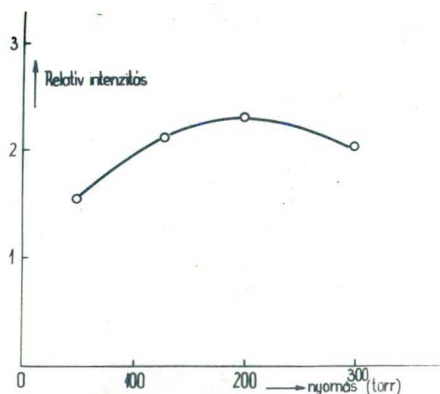
impulzusok félértékszélessége 0,5 μ sec volt, energiája 50-100 joule, a feszültségtől függően. A lámpát a be-
ömlő levegő hűtötte, míg az aktiv közeget a küvettán
átáramoltatták. Ilyen körülmények között 1 sec-onként
tudtak lézer felvillanásokat létrehozni. A /9/-el csak
nem egyidőben jelent meg /13/, amely azt bizonyította,
hogy bizonyos mértékig tulbecsülték a gyors pumpálás
szükségességét, hiszen a rhodamin 6G, rhodamin B olda-
tok 100 μ sec hosszú, 400 joule energiájú gerjesztés
hatására is képesek generálni. Itt a gerjesztés két
egyenest villanólámpával történt, egy 100 μ F kapacitású
kondenzátortelepről. A kapott generálás 60 μ sec hosszú-
ságu, egyenletes impulzus volt. A gerjesztés körülmé-
nyeit igen alaposan, nagyon sok paraméter függvénye-
ként megvizsgálták /47/-ben. A /46/-ban leírthoz hason-
ló kivitelt választottak, azonban a lámpa önkisülését
megszüntették, mindig adott nyomáson dolgoztak. Mivel
a nyomás adott esetben a Paschen-törvény értelmében
olyan is lehet, hogy a gyújtófeszültség alacsonyabb
az alkalmazott feszültségnél, ezért egy un. szikraköz-
zel elválasztották a lámpát a kondenzátorteleptől (21.
ábra). Mint látható, a lámpa a kondenzátortól galva-
nikusan el van választva. A szikraköz levegővel, vagy
semleges gázzal van töltve, elektródáinak távolsága
ugy van beállítva, hogy önkisülés ne jöjjön létre.
A gyújtóelektródára adott igen nagy feszültségű im-



21. ábra

pulzussal kezde-
ti ionizációt
létrehozva lét-
rejön a kisülés,
az ionok nagy
száma miatt a
belső ellenállása
0,1 Ω alá esik.
Igy a kisülés

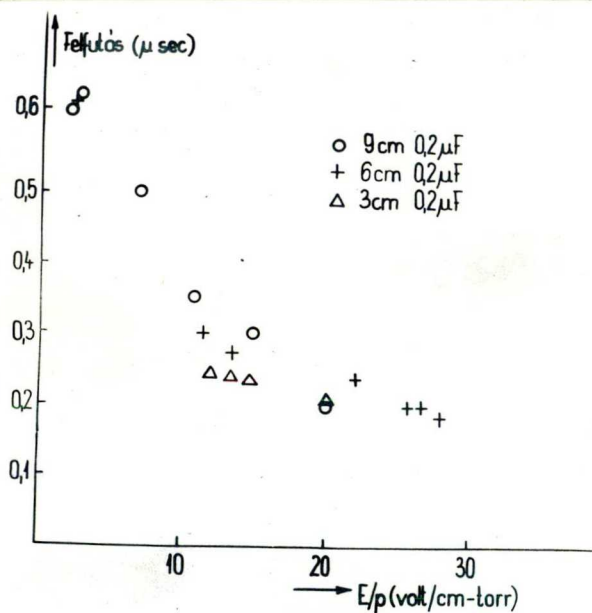
kezdeté közben tartható, s a lámpa nyomása optimálisra
választható. A szikraközös megoldás egyetlen hátránya,
hogy nagyobb energiák esetén akusztikus szigetelése
nehéz, s a gerjesztő energia 25-30 %-a elvész rajta.
/47/-ben meghatározták a lámpa relatív intenzitás vál-
tozását a nyomás függvényében állandó gerjesztő elektro-
mos energia esetén, s az adott gáz esetén a 22. ábrán
látható görbét nyerték. A gyors pumpálás egyik legfon-



22. ábra

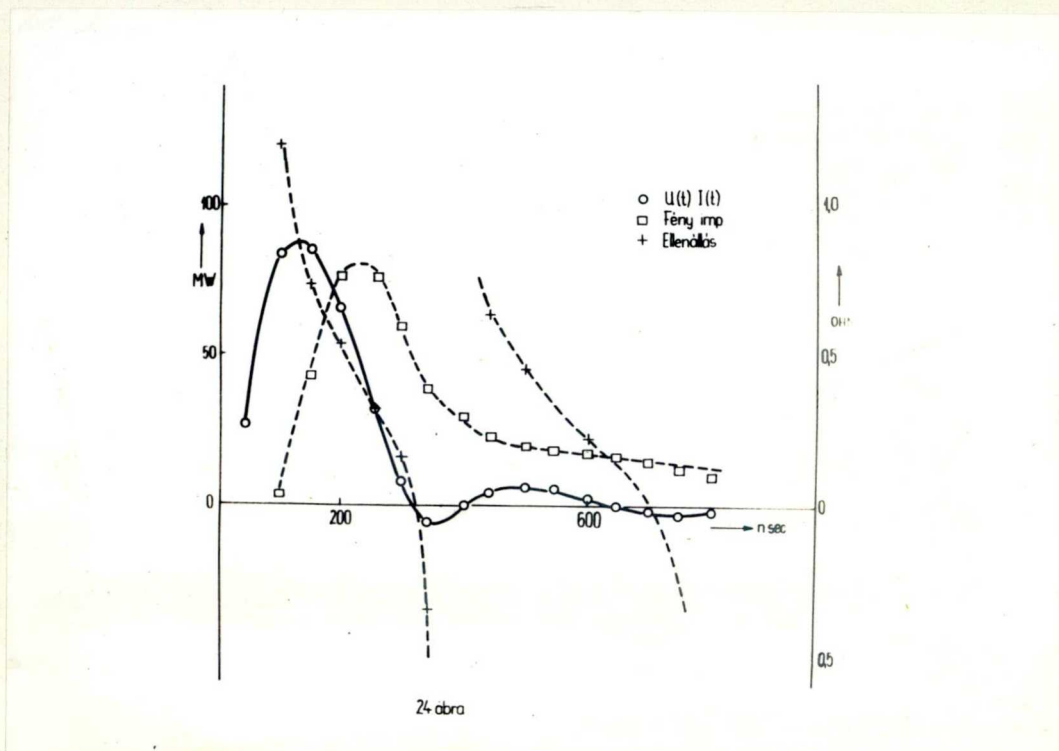
tosabb feltétele,
hogy a gerjesztő
impulzus felfu-
tása minél mere-
dekebb legyen.
E fontos jellem-
ző vizsgálatára
is nagy gondot

fordítottak. Különböző ivhosszak, különböző kapacitások mellett vizsgálták a felfutási időt, mint az E/p függvényét, ahol E a térerősség. Itt a felfutási időt nem az impulzus technikában szokásos módon definiálták, hanem az 0 és 100 % szinteket vették alapul a felfutási idő megadásánál. A vizsgálatok eredménye a 23. ábrán adott. Mint látható, elég széles tartományban változik a felfutási idő 0,6-0,16 μsec között, a fenti paraméterek függvényében. Az igen alapos közlemény megadja a villanólámpa ellenállásának változását időben, a fényimpulzus alakját, s az elektromos teljesítmény időbeli változásait, adott geometriájú lámpa, s elektromos energia mellett. Ezek az eredmények lát-



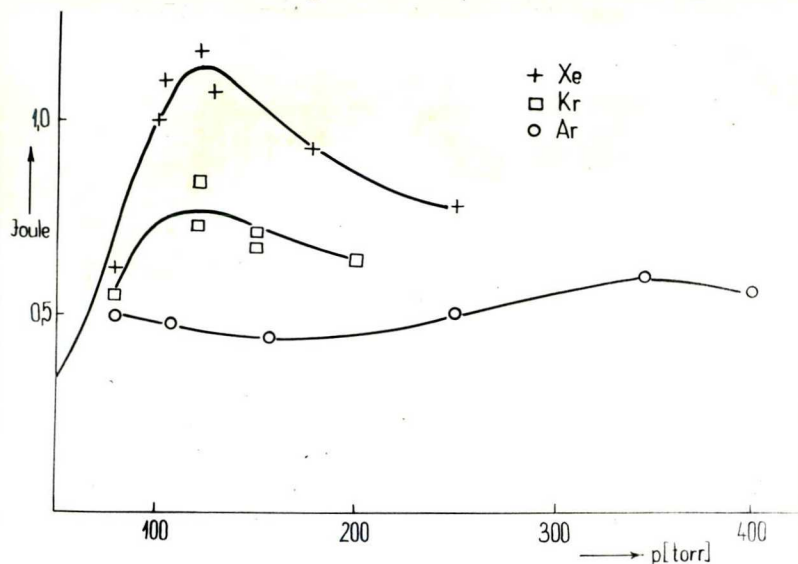
23. ábra

hatók a 24. ábrán. A teljesítmény értékét is kiszámították, erre 85 MW adódott. Emellett meghatározták a



plazma hőmérsékletét a lámpa spektrumából, ez $25\,000^{\circ}\text{K}$ -en sugárzó abszolút fekete testnek felelt meg. Külön vizsgálatot szenteltek a töltőgáz szerepének tisztázására. A lámpa hatásfokát közvetett uton határozták meg. A lézer kimenő teljesítményét mérték, a töltőgáz, illetve ennek nyomása függvényében, azonos geometria és elektromos pumpáló energia mellett. Kiderült, amit egyébként más uton már meghatároztak, hogy a töltőgáz rendszáma minél nagyobb, annál nagyobb a hatásfok, így természetesen itt is a Xenon gáz volt a legjobb.

Mint a 25. ábrából látható, körülbelül 30 %-kal nagyobb a többihez képest. Mindezen vizsgálatok eredményeit fel-



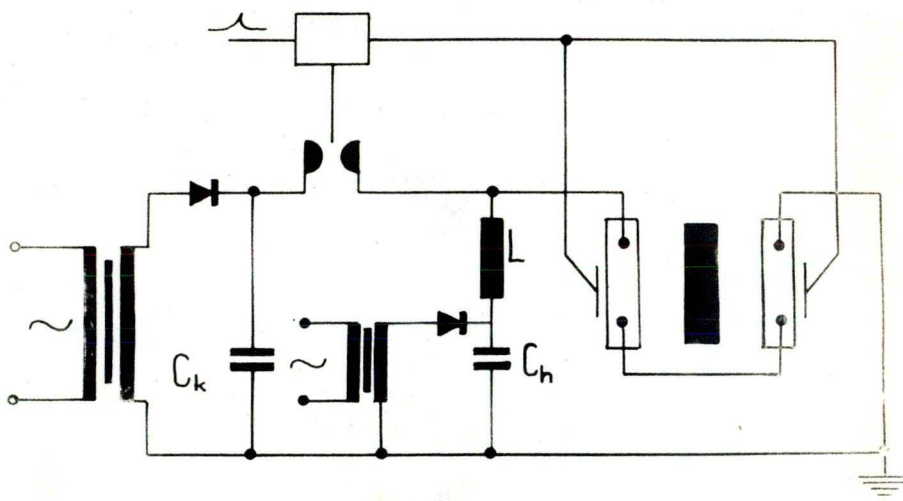
25. ábra

használva, össze-
állítottak egy olyan
gerjesztő rendszert,
ahol rhodamin 6G
festék esetén a
lézer hatásfok
($\frac{E_{\text{lézer}}}{E_{\text{pump}}}$) a szo-
kásos 0,05 - 0,1 %
helyett 1 % körül

volt, azaz 50 joule pumpáló energiánál 0,5 joule lézer energiát kaptak.

A festék lézerek megjelenése előtt a relative gyors pumpálásra nem volt szükség, hiszen a rubin, ill. neodymium lézerek pumpálásához 1 msec hosszú pumpáló fényimpulzus is alkalmas volt. Ennek megfelelően néhány 100 μF -os 4-6 kV-os kondenzátortelepeket használtak, s néhány sorbakötött villanólámpát. Így a kereskedelemben lévő lámpák önkisülési feszültsége 2-3 kV körül van. Ezek segítségével gyors pumpálás nem igen valósítható meg, mert több lámpát sorbakötve, ezek ellenállása összeadódik, így az áramkör időállandója is nő, lényeges változás nem érhető el. Itt szintén a lámpa és a kondenzátor telep elektromos elválasztása hoz megoldást,

ami szintén szikraközzel valósítható meg. A gyors és nagy energiájú pumpálás feltételeit ilyen közönséges (IFP 2000) villanólámpákkal /49/ szerzői valósították meg. Itt nem egyszerűen a feszültség emeléséről, s a felvillanás rövidítéséről van szó, hanem egy "kettős impulzusú" rendszerről. A rendszer elektromos kapcsolási vázlatát a 26. ábrán látható. Itt a C_k egy kiskapacitású nagyfeszültségű kondenzátor ($1 \mu F$ kapacitás). A C_n $50 \mu F$ -os kondenzátortelep, sorpakötve $60 \mu H$ önindukciójú tekercsel. A C_n kondenzátor kb. $100 \mu sec$ alatt sült ki a lámpákon keresztül. A nyitott, kis ellenállású lámpákra lehet kapcsolni a szikraközzel a másik kondenzátort, így az alap impulzusra ültethető egy $300 nsec$ felfutású, $15 \mu sec$ hosszú impulzus. Itt a generálás kü-

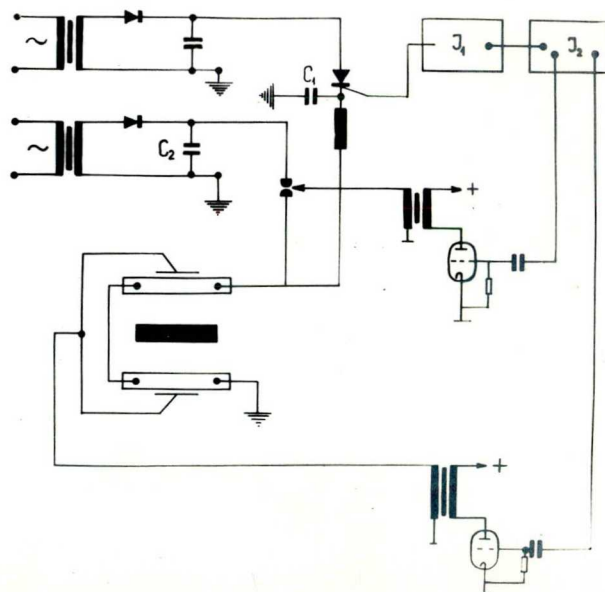


26. ábra

szöbe 20 joule volt rhodamin 6G esetén, szemben a /13/-ban leírt 250 joule-al.

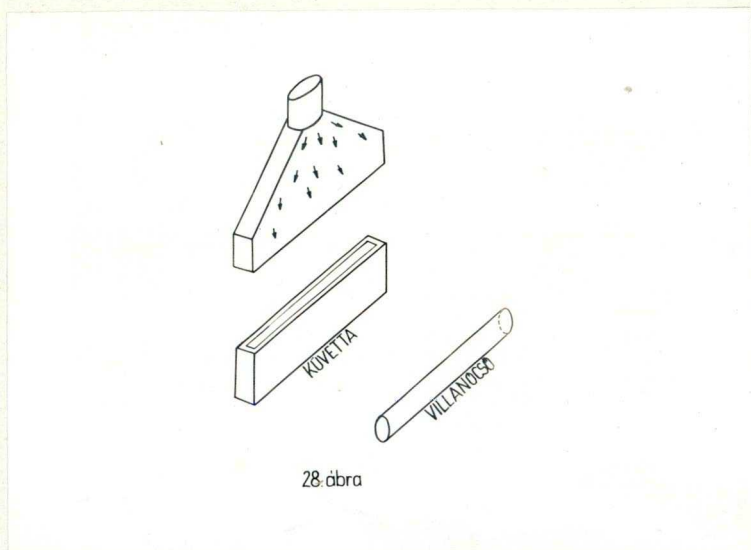
Lényegében hasonló elven működik a 27. ábrán látható gerjesztő rendszer. Az eltérés az előzőhöz képest az, hogy a C_2 kiskapacitású kondenzátorral nem egy, hanem két impulzus állítható elő, ezeket lehet "ráültetni" a C_1 széles impulzusára. Ezek késleltetési ideje az alap impulzushoz képest, s egymáshoz képest is változtatható az I_1 és I_2 impulzusgenerátor segítségével.

A /47/-ben már bemutatták, hogy az aktív közeg hűtésével, jelen esetben a küvettán való átáramoltatásával az ismétlődés frekvenciája növelhető. Ott az elektromos tápegység korlátozta az ismétlődési frekvencia 1 Hz fölé való emelését. Később kiderült, hogy az



27. ábra

ismétlődési frekvencia emeléséhez nem elegendő csak az elektromos kör javítása, hanem szükséges a festék megfelelően gyors cseréje. A szokásos geometriai elrendezésnél egy csőalaku kűvetta van (l. 20. ábra) a gerjesztő rendszerben elhelyezve, amelynek a két végén van a folyadék cserélésére szolgáló nyílás. Nagyobb 50-100 cm/sec-os áramlási sebesség mellett a kűvetta két végén erős örvénylezés indul meg, ezáltal az aktív közeg inhomogénné válik, a küszöb erősen megnő, illetve a generálás energiája lényegesen csökken. Ezen problémák kiküszöbölésére /50/ transzverzális áramoltatási rendszer dolgoztak ki (28. ábra). A szokástól eltérően nem cső, hanem hasábalaku kűvettát használtak, s ennek teljes keresztmetszetén keresztül áramoltatják a folyadékot. A kűvetta 5 cm



hosszu és 2 mm széles 0,3 μF -os koaxiális kondenzátorral 20 kV-os 6 μsec széles, 0,6 μsec felfutású impulzusokat kaptak. A lézer küszöb rhodamin 6G esetén

15 joule volt, az ismétlődés frekvenciája pedig 50 Hz, a folyadék 100 cm³/sec áramlási sebesség mellett. A rendszer kialakítói azt remélik, hogy az aktív közeg vastagságát 1 mm-re csökkentve, 1kHz ismétlődési frekvenciát

tudnak elérni. Megjegyzendo, hogy a fenti kísérletben az ismétlődési frekvenciát a szikraköz korlátozta, valószínűleg a rekombináció lassu volta miatt. Az itt áttekintett gerjesztő rendszerek korántsem adnak teljes képet, hiszen szinte minden közlemény más és más rendszerről számol be. Itt csak a gerjesztés legalapvetőbb módszereit, legjellegzetesebb fogásait lehetett bemutatni. Összefoglalva, azt lehet mondani, hogy villanólámpás gerjesztés esetén az optimális pumpálás xenon lámpáknál 50-100 joule energia esetén 2-5 μ sec hosszúságú, s mindenképpen 1 μ sec alatti felfutásu fényimpulzussal valósítható meg. Ilyen körülmények között körülbelül 10-12 festék generál, a látható tartományban tetszőleges hullámhosszon.

4.2. Kísérleti vizsgálatok villanólámpával gerjesztett lézerekkel

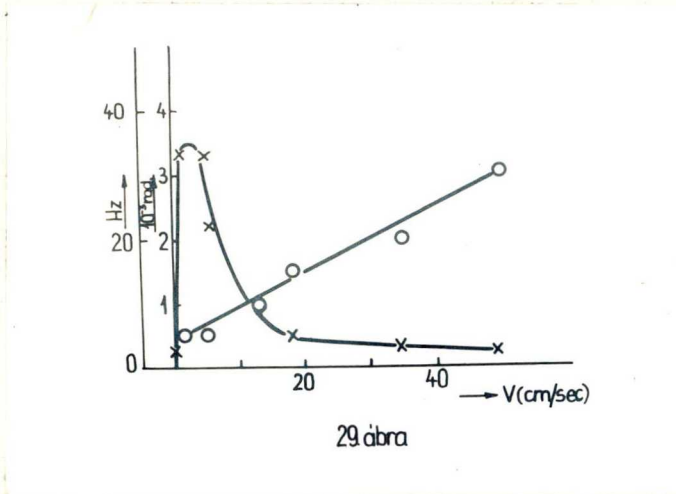
A villanólámpával gerjesztett festék lézerekről igen sok cikk jelent meg 1967, a felfedezésük óta. A közlemények itt is két fő csoportra oszthatók, vannak amelyek valamilyen technikai újdonságot írnak le, ill. egy új festék család generálását, míg a másik csoportba tartozók a lézer paraméterek változásait vizsgálták a spektroszkópiái és egyéb fizikai jellemzők függvé-

nyében. Először az új festékekről, s a technikai újításokról szóló cikkeket tekintsük át röviden, jelentőségüknek megfelelően. A különböző festékek generálását bejelentő közlemények /11, 12, 13/ voltak az elsők. Ezekben már kb. 10 festék generálásáról írtak.

/51/-ben Snavely és Peterson a 4 metilumbelliferon generálásáról számol be, ezzel sikerült kék, 4500 Å-ös hullámhosszu felvillanást előállítani. Az oldat koncentrációja 4×10^{-3} mol/l volt, az oldat pH-ja nagyobb mint 9 volt. Ugyancsak a fenti két szerző számolt be valamivel később /52/ a szerves festékek generálásáról például metakrilátban (plexi üveg). A két szerves festék 1.4×10^{-4} mol/l-es rhodamin 6G és 5×10^{-5} mol/l-es rhodamin B volt. A gerjesztés itt is koaxiális elrendezésben valósult meg, a felfutási idő 0,7 usec volt. A felvillanások hullámhossza rhodamin 6G esetén 6010 Å volt, míg rhodamin B esetén 6324 Å. A szokásosnál valamivel lassabb pumpálási sebesség mellett az /53/ szerzői a nátrium fluoreszcein esetén szokatlanul magas, 195 joule-os küszböt találtak. Egy új festékcsalád, a ftalimidek generálásáról /54/-ben számoltak be. Gerjesztésre, az előző fejezetben a 26. ábrán látható elrendezést használták. Ilyen körülmények között 6 különböző ftalimid generált az 5100-5900 Å-ös intervallumban, különböző oldószerekben. A felvillanások a koncentráció növelésével a hosszuhullámu irányba eltolódnak, azonban

mivel itt igen kicsiny az abszorpció és emissziós spektrumok átfedése, az eltolódás jelentéktelen, mindössze 30 Å. Megjegyezzük még, mivel a ftalimid család hatásfoka nem túl nagy, elég nehéz a populáció inverzió létrehozása. Koaxiális elrendezésű, több kondenzátort tartalmazó rendszerrel számolnak be /55/-ben, az elrendezés teljesen hasonló a Sordin és munkatársai által használttal. Ebben írják le egy új kumarin típus generálását is, valamint megadják az egyes festékek hangolási tartományát, amit egy 2100 vonal/mm-es ráccsal értek el.

A technikai jellegű cikkek közül a legérdekesebb A.N. Rubinov és I.M. Korda /56/ cikke. Ebben írják le először a kvázi-folytonos festék lézert. Az aktív közeg egy 55 mm hosszú 3,7 mm átmérőjű kúvettában helyezkedett el, ill. ezen keresztül áramoltatták 0-tól 50 cm/sec-ig terjedő sebességgel. Az alkalmazott festék rhodamin 6G volt. Az elektromos táplálás 1 µF-os kondenzátorról történt 4-8 kV-on. Ilyen feltételek között a lámpa felvillanásának ideje 14-16 µsec volt a $0,35 \cdot I_{\max}$ szinten. A pumpálás energiája a küszöbnél 8 joule volt. Azt találták, hogy a generálás küszöbe nem változott lényegesen az aktív közeg áramoltatási sebességétől. Az oldat egy 200 cm^3 térfogatát áramoltatva sem változott a generálás küszöbe lényegesen 2000 felvillanáson keresztül. A folyadék áramlási sebessége és az elérhető maximális frekvencia között lineáris kapcsolat van, ahogy az a 29. ábrán



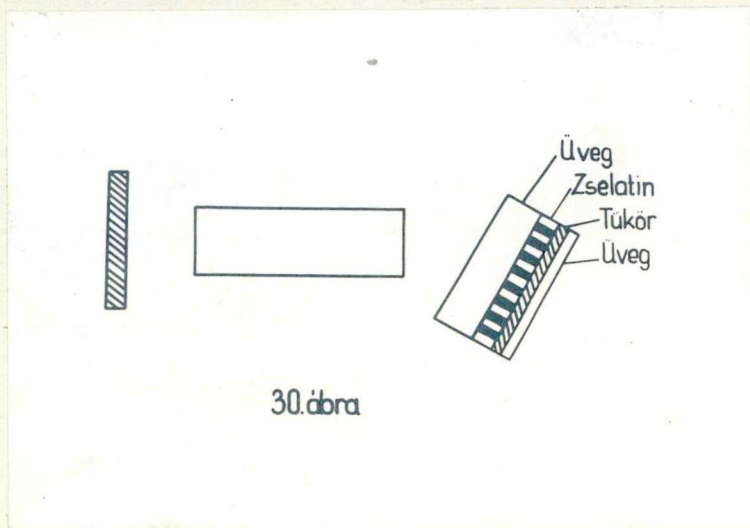
az 1 görbéből látható. Az áramlás sebességét megfelelő értéken tartva, a generálás egymást követő impulzusai jól reprodukálódhatnak. Figyelemreméltó a 29. ábra 2 görbéje, ahol a generált sugárzás divergenciáját ábrázoltuk, mint az áramlási sebesség függvényét. Az ismétlődési frekvencia mellett a festék lézerek energiája, ill. teljesítménye igen fontos a gyakorlat számára. A szilárdtest lézerekével összemérhető /57/ energiát lehet a festék lézerekkel is előállítani. A kapott energia a legtöbb esetben 0,001 és 0,1 joule közé esett. /57/ szerzőinek sikerült ennél lényegesen nagyobb energiát kapni. Az

aktív közeg itt is hengeres küvettában helyezkedett el (két típust is alkalmaztak 16 és 28 cm hosszú, 0,5 és 1 cm átmérőjűek), a gerjesztés egyenes xenontöltésű villanólámpákkal történt. A 16 cm-es küvettában rhodamin 6G esetén a küszöbenergia 6-7 joule volt, s 100 joule-os pumpálásnál tükrök nélkül is generált az oldat, a véglap reflexiója kb. 4 %. A 16 cm-es küvettában a kapott energia 0,7 joule, 540 joule-os pumpá-

lás mellett. A 28 cm-es küvettában ugyanilyen pumpálás mellett 1,2 joule adódott, ami 2,5 MW teljesítménynek felel meg. A fenti rendszerben Na fluoreszcein esetén 0,03 joule, 4 metil-7 oxikumarinnál pedig 0,1 joule maximális energiát mértek, ezek is lényegesen nagyobbak a szokásos értéknél.

A technikai problémák között fontos szerepe van a hullámhossz szabályozásának, a sáv szélesség csökkentésének. A legegyszerűbb módszer a bevezetésben is említett diffrakciós rács alkalmazása. A hangolás más elemekkel is megvalósítható, mint például prizmaival, azonban ennek olyan kicsiny a diszperziója, hogy a sáv szélesség gyakorlatilag nem változik. A sáv szélesség diffrakciós rács segítségével csökkenthető 1200 vonal/mm-es rácsnál 10-12 Å-re, vagy 2100 vonal/mm-el 4 Å-re. Ezek a rácsok a hagyományos technika csúcsát is jelentik. Új, és igen jó rács készítésről számolnak be /65/-ben. A módszerrel elvileg akár 6000 vonal/mm-es rács is készíthető. A módszer lényege a holográfiából ered, ahol a fény fázisáról úgy nyernek információkat, hogy egy interferenciaképet rögzítenek. Ez esetben az interferencia csíkok távolságát csak az alkalmazott monokromatikus fény hullámhossza határozza meg. Az interferenciaképet valamilyen fotokémiai módszerrel rögzítve igen finom beosztású rács

nyerhető. Már az első kísérletekben 4416 Å-ös hullámhosszu fénnel Kodak 640 F spektroszkópiai lemezen 3300, ill. 3700 vonal/mm-es rácsot készítettek. A rács még ilyen módon nem használható, reflektáló réteggel kell ellátni azt. A 30. ábrán látható egy ilyen ho-



lográfiás módszerrel készült rács felépítése. Ilyen rácsokkal meglepően jó, 92 %-os reflexió érhető el egy széles tartományon. A

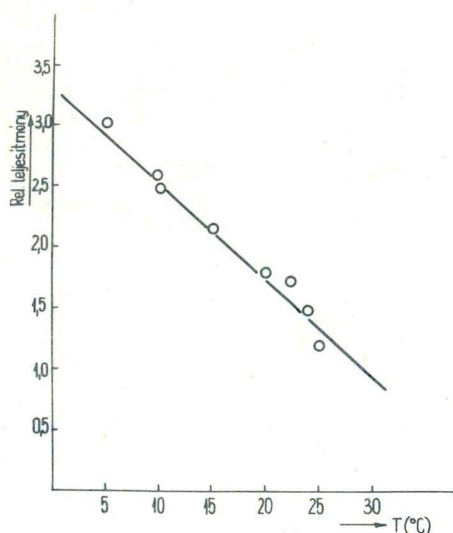
sávszélesség pedig 0,5 Å-re csökkenthető.

A fizikai vizsgálatok másik csoportja nemcsak technikailag jelent újat, hanem a festék lézer paraméterei, és a festék, valamint a gerjesztés tulajdonságai közötti kapcsolatot is érinti. Mint ismeretes, a festék lézerekben az erősítés a veszteségek fölé emelkedhet egy alég széles, 100-200 Å-ös tartományon. Így a nyert lézer felvillanások, ha rácsot vagy más hullámhossz-szelektív eszközt nem használnak, 150 Å széles általában. Ugyanakkor a felvillanás ideje relative hosszú, 1-60 μ sec körüli, kézenfekvőnek látszott tisztázni, a hullámhossz időben változik-e, és ha igen,

hogyan. Ezzel kapcsolatban jelent meg /58, 59/. Érdekes összehasonlításra nyílik lehetőség, mivel az egyik vizsgálatnál a pumpálás ideje 1 μ sec körüli, míg a másikonál 80 μ sec. Rövid pumpálás esetén a spektrum időben szinte változatlan, a rhodamin B-nél talált eltolódást a vörös felől a zöld felé. Ugyanakkor megfigyelték a generálás sávszélességének csökkenését, illetve a spektrum szétválását egy kisebb és egy nagyobb hullámhosszu komponensre. Elméleti számítások alapján azt várták, hogy a hullámhossz a zöld felé tolódik a felvillanás alatt minden esetben, azonban acridin red esetén ellentétes irányú eltolódást tapasztaltak. Ha a pumpálás ideje 80 μ sec, tehát lényegesen hosszabb, a rhodamin 6G esetén is jelentős hullámhossz eltolódás tapasztalható a felvillanás ideje alatt. Az első 7 μ sec alatt a hullámhossz lényegében itt sem változik. Ezután ugrásszerűen megkezdődik a hullámhossz eltolódása a zöld irányba, s a felvillanás sávszélességének csökkenése. A spektrum időbeli vizsgálatát sík, és gömbtükörrel felépített rezonátorral is elvégezték, az eltolódás jellege időben teljesen megegyezik, csak gömbtükörök esetén a sávszélesség valamivel kisebb. A hullámhosszal együtt a nyáláb divergenciájának változását is megvizsgálták. A divergencia sem változik a felvillanás elején, s a hullámhossz eltolódással egyidőben megnő. A fenti tények

arra utalnak, hogy a hullámhossz eltolódás elsősorban a folyadékban fellépő inhomogenitásoknak köszönhető a hosszú pumpálás esetén.

A hőmérséklet hatását a lézer paraméterekre szintén vizsgálták /60/. Az aktiv közeg rhodamin B volt, 3 x 38 mm méretű küvettában elhelyezve. Egy adott koncentráció mellett a felvillanások hullámhossza gyakorlatilag konstans volt, a hőmérsékletet -10°C -tól $+25^{\circ}\text{C}$ -ig változtatva. A lézer küszöb sem változott lényegesen a fenti hőmérséklet tartományban. A legfeltűnőbb változás a lézer kimenő teljesítményében mutatkozott, a hőmérsékletet 25°C -ról 0°C -ra csökkentve, a lézer kimenő teljesítménye a kétszeresére nő. A 31. ábrán látható egy $2 \cdot 10^{-4}$ mol/l koncentrá-



31. ábra

cióju rhodamin B oldat lézer teljesítménye a hőmérséklet függvényében. A pumpáló energia a 25°C -on mért küszöb 1,17-szerese volt minden esetben. A szerzők ezt a jelentős változást a kvantumhatásfok növekedésével magyarázták. Méréseik szerint a hatásfok értéke a fenti hőmérséklet tartományon 20 %-kal változik.

A fenti vizsgálatok

mellett a legtöbbet az optikai inhomogenitások, valamint a triplett csatorna veszteségeinek hatását vizsgálták. Mindkettőnek igen nagy jelentősége van a kapott lézer hatásfokban, a felvillanások frekvenciájának növelésében. Az inhomogenitások, a triplett veszteségek tanulmányozása, ezen hatások csökkentése előzte meg a folytonosan működő festék lézer megalkotását. Az inhomogenitások jelentőségére már Sorokin és társai /47/-ben felhívták a figyelmet. A festék keringtetése nélkül kb. 10 percenként sikerült lézer felvillanást kapni, míg áramoltatással 1 Hz ismétlődési frekvenciát értek el. Az inhomogenitások legnagyobb része a hőmérsékleti hatásoknak köszönhető. A legszokásosabb oldószernek, az etilalkoholnak a törésmutatója a hőmérséklet növekedésével csökken. Az oldat betöltése után a kuvetta falánál indul meg a hőmérséklet kiegyenlítődése, így egy hőmérsékleti, illetve törésmutató gradiens jön létre. Ez bizonyos mértékig csökkenthető, ha kellő ideig, az egyenletes hőmérséklet kialakulásáig várunk. Ennél jelentősebb az a hőmérsékleti hatás, amely a felvillanás alatt jön létre. A kuvetta falához közel eső festék nyilvánvalóan több energiát nyel el, mint a kuvetta belsejében lévő. Természetesen a külső oldatrész hőmérséklete magasabb lesz, s a gerjesztés geometriájától függően az oldat prizma, vagy lencseként viselkedik. Ha egyenes villanólámpát használunk gerjesztésre, az oldat prizmaként viselkedik, a

nyalábot a lámpa felé hajlítja. A lézer impulzus hosszát ilyenkor az az idő szabja meg, amíg az elhajlított nyaláb a rezonátoron belül marad. Emellett szól az a tény is, hogy a rezonátor hosszát csökkentve a felvillanás energiája, s az ideje lényegesen nőtt. Ennél közvetlenebb módszerrel is kimutatták a nyaláb elhajlását, a rezonátor tükröket először párhuzamosra állítva, majd az egyiket elforgatva, a felvillanások energiája nő, majd egy maximum után csökken. Tehát akkor kaptak maximális energiát, ha a deformált nyalábra állították merőlegesen a tükröt. Koaxiális gerjesztés esetén, az oldat lencseként viselkedik, még hozzá mint gyűjtőlencse. Sik tükrök esetén konfokális rezonátor jön létre, s a tükrök lát-szöglagos görbülete időben is változik. A lézer addig működik, míg a rendszer stabilis, a leghosszabb idő itt is a legrövidebb tükrőtávolsággal valósul meg. Az optikai inhomogenitások jelentőségét támasztja alá Snaveley és Schäfer /61/ vizsgálata. Dolgozatukban a festék lézerek folytonos működésének lehetőségét mérlegelték, s egy érdekes vizsgálat eredményeit közölték. Egy 7 cm hosszú küvettában elhelyezett rhodamin 6G oldatot 200 μ sec hosszú impulzussal gerjesztették. Egy He-Ne gázlézer nyalábot bocsátottak keresztül a rendszeren, s a küvettától távol fotomultiplierrel érzékelték. Ha az aktív közegben inhomogenitások lépnek fel, az átbo-

csátott teljesítménysűrűség megváltozik. Azt tapasztalták, hogy a gázlézer nyaláb körülbelül 30 μ sec alatt eltűnt. A rendszerrel előállított lézer impulzus hossza is közelítőleg ennyi volt. Az inhomogenitások, oldószerként vizet használva, valamelyest csökkenthetők, az alkoholos oldathoz képest. Ennek köszönhető, hogy a folytonos festék lézerben is vizet használtak oldószerként.

Az optikai inhomogenitások mellett a másik fő veszteségi forrás, a szingulett-triplett átmenetek révén jön létre. Elméleti úton ennek hatását hamar tisztázták, a jelenség tudatában voltak, mégis egyes kutatók teljesen eltekintettek hatásaiktól, míg mások minden jelenséget ennek segítségével próbáltak magyarázni. Ennek a helyzetnek fő oka, hogy a szingulett-triplett átmenet valószínűsége nem ismert, a triplett állapot élettartama sem, a triplett-triplett abszorpció is csak kevés anyagnál ismeretes. A fenti tulajdonságok nem ismerete elég sok tévedésre adott lehetőséget. A fenti adatokat legtöbbször becsléssel adták meg, vagy az elméleti és kísérleti adatok egyeztetése során mint szabad paramétert kezelték, értékét úgy választották, hogy a kísérlet és elmélet egybeessen. Igen részletesen vizsgálták ezen hatásokat például /26/-ban. A triplett nivók hatásának tisztázásához tartozik a triplett kioltás vizsgálata, ez emellett igen nagy gyakorlati jelentőséggel is bír.

A triplett kioltás tulajdonképpen azt jelenti, hogy az alap triplett szinten lévő részecskét gyorsan az alap állapotba juttatjuk vissza. Ezáltal a részecske újra gerjeszthető lesz a lézer szempontból fontos $1 \rightarrow 3$ csatornán. A triplett állapotok kioltása természetes körülmények között is jelen van, erre utal, hogy a rhodamin 6G 200 μsec -es gerjesztés mellett is generál. Közvetlen bizonyítékot szolgáltatott erre /61/-ben. Oxigénnel telített rhodamin 6G oldat esetén a küszöb pumpálás energiáját mérték a kondenzátor feszültségét változtatva, s 800 V-nak találták, majd az oldaton N_2 -t áramoltatva keresztül, a küszöb 2000 V-ra emelkedett. Ujból oxigén áramoltatva a rendszeren keresztül, az eredeti küszöb visszaállítható volt. A gyakorlat számára természetesen az oxigén buborékoltatás még nem volt alkalmas eljárás. Hamarosan találtak olyan triplett kioltó anyagot, amely folyadék halmazállapotú, tehát az oldathoz keverhető /62/. Az első ilyen anyag a ciklodotetraén, C_8H_8 volt. A részletes vizsgálat azt is kimutatta, hogy az oxigénnél jobb hatásfoku kioltás érhető el vele. Például $5 \cdot 10^{-5} \text{ mol/l}$ koncentrációju rhodamin 6G és $5 \cdot 10^{-3} \text{ mol/l}$ COT etanolban kétszer akkora energiát adott, mint az oxigénnel telített oldat. A pumpálás energiáját változtatva, az arány gyakorlatilag változatlan maradt, az impulzusok hossza 500 μsec körül volt. A triplett kioltás mechanizmusáról nem sokat tudunk, többnyire csak feltételezések vannak

róla. A kioltás a triplett állapot mellett bizonyos mértékig a szingulett gerjesztett állapotra is hatással van. Mivel sok részlet még pontosan nem ismert, így inkább sok kísérleti vizsgálatot végeznek különböző lézer aktív és triplett kioltó anyag keverékekkel.

Igen részletes vizsgálatot írnak le /63/-ban villanólámpával gerjesztett rendszerrel kapcsolatban. Egy körülbelül 15 cm hosszú küvetében helyezték el az aktív anyag és a triplett kioltó keverékét, s egy 1,5 μ sec felfutású 7 μ sec széles fényimpulzussal gerjesztették. A vizsgálat legfontosabb eredményei az I. táblázatban találhatók. Az egyes anyagoknál azonos pumpáló energiát biztosítottak, az argonnal telített oldat energiáját tekintették egységnyinek, s minden oldat esetén megadták a lézer felvillanás idejét. A triplett kioltás jelentőségét mutatja, hogy bizonyos anyagoknál egy nagyságrendnyi energianövekedés is elérhető volt.

A triplett kioltás mellett az energia növelésére, a lézer hatásfok javítására valószínűleg a lézer aktív anyagok megfelelő keveréke is alkalmas lehet, bár ezt egyelőre csak monokromatikus N_2 lézerrel pumpált esetben vizsgálták /64/. Itt a fő probléma az volt, hogy az N_2 lézer 3371 Å-ös sugárzása csak igen kevésbé nyelődött el a cresyl-violet nevű anyagban, ezért a hatásfok javítására rhodamin 6G oldatot keverték hozzá, amely az el-

Festék neve Gerjesztő energia	Hangolás λ	Mért paraméter	Argon	1,3 Ciklo- oktadién	Ciklohepta- trien	N aminoho- mopiperi- din	Ciklookta- tetraén	Széndi- szulfid	Kén- dioxid
7 dietilamino 4 metilkumarin 120 joule	4350 4900	Koncentráció Impulzus hossz Relativ energia	1 atm. 1,5 usec 1,0	$1 \cdot 10^{-2}$ m/l 7,4 usec 4,7	$5 \cdot 10^{-4}$ m/l 7,3 usec 6,5	$4 \cdot 10^{-2}$ m/l 6,3 usec 4,5	$1 \cdot 10^{-3}$ m/l 7,6 usec 9,0	$1 \cdot 10^{-3}$ m/l 2,4 usec 1,8	$2 \cdot 10^{-3}$ m/l 6,8 usec 2,0
9 aminoakridin 120 joule	4550 4670	Koncentráció Impulzus hossz Relativ energia	1 atm. 2,2 usec 1,0	$1 \cdot 10^{-2}$ m/l 3,6 usec 1,8	$5 \cdot 10^{-4}$ m/l 3 usec 1,3	$1 \cdot 10^{-2}$ m/l - -	$1 \cdot 10^{-3}$ m/l 6,3 usec 4,4	$2 \cdot 10^{-3}$ m/l 5,4 usec 2,2	$2 \cdot 10^{-3}$ m/l 6,3 usec 3,1
1,3 difenil- izobenzofuron 120 joule	4840 5180		1 atm. 1,8 usec 1,0	$2,5 \cdot 10^{-2}$ m/l 4,1 usec 2,4	$5 \cdot 10^{-4}$ 1,8 usec 1,0	$2,5 \cdot 10^{-2}$ 6,1 usec 2,2	$1 \cdot 10^{-3}$ m/l 5,9 usec 3,3	$1 \cdot 10^{-3}$ m/l 1,6 usec 0,7	$1 \cdot 10^{-3}$ m/l 1,6 usec 0,8
brilliáns szulfaflavin 160 joule	5080 5740		1 atm. 0,6 usec 1,0	$2,5 \cdot 10^{-2}$ m/l 0,6 usec 1	$1 \cdot 10^{-2}$ m/l 3,9 usec 15,0	$5 \cdot 10^{-2}$ m/l 2,1 usec 7,5	$1 \cdot 10^{-2}$ m/l 7,7 usec 32,0	$4 \cdot 10^{-3}$ m/l 0,6 usec 1,0	$2 \cdot 10^{-2}$ m/l 6,4 usec 17,0
rhodamin 6G 100 joule	5650 6200		1 atm. 2,3 usec 1,0	$1 \cdot 10^{-2}$ m/l 3,2 usec 1,6	$2 \cdot 10^{-3}$ m/l 3,3 usec 0,7	$2,5 \cdot 10^{-2}$ m/l 8,1 usec 3,6	$4 \cdot 10^{-3}$ m/l 9,4 usec 3,9	$3 \cdot 10^{-3}$ m/l 4,2 usec 1,5	$4 \cdot 10^{-3}$ m/l 5,3 usec 1,3
Kiton Red S 120 joule	5950 6500		1 atm. 3,3 usec 1,0	$1 \cdot 10^{-2}$ m/l 7,6 usec 2	$1 \cdot 10^{-3}$ m/l 5,8 usec 1,4	$2,5 \cdot 10^{-2}$ m/l 9,2 usec 3,1	$3 \cdot 10^{-3}$ m/l 9,4 usec 4,5	$3 \cdot 10^{-3}$ m/l 5,0 usec 2,3	$3 \cdot 10^{-3}$ m/l 6,0 usec 2,8
cresyl violet 150 joule	6450 7090		1 atm. 1,6 usec 1,0	$1 \cdot 10^{-2}$ m/l 4 usec 4,7	$3 \cdot 10^{-3}$ m/l 0,9 usec 0,7	$3 \cdot 10^{-3}$ m/l - -	$4 \cdot 10^{-3}$ m/l 4,4 usec 7,5	$4 \cdot 10^{-3}$ m/l 4,4 usec 7	$1 \cdot 10^{-3}$ m/l - -

nyelt ultraibolya fotonok hatására a látható tartományon emittált, éppen a cresyl-violet abszorpciós spektrumának helyén. Messzemenő következtetések nem vonhatók le belőle, de elgondolkodtató adatok láthatók a II. táblázatban az energia változásáról.

II. táblázat

Koncentráció (mol/l) cresyl violet	Koncentráció (mol/l) rhodamin 6G	Relatív teljesítmény
10^{-3}	0	•
10^{-3}	10^{-4}	36
10^{-3}	$5 \cdot 10^{-4}$	60
10^{-3}	10^{-3}	100
$2 \cdot 10^{-3}$	0	1
$2 \cdot 10^{-3}$	10^{-4}	48
$2 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-4}$	90
$2 \cdot 10^{-3}$	10^{-3}	120

5. Kisérleti eredményeink ezek értelmezése

A festék lézerek kutatásánál, mint az előző fejezetekből kitűnik, elengedhetetlen az aktiv közeg minden spektroszkópai tulajdonságának ismerete. Ha a lézerkutatás nem párosul a lumineszcencia jellemzők kutatásával, így a lézerek vizsgálata csak felületes maradhat. A festék lézerek felfedezése után a lumineszcencia-spektroszkópai tapasztalatokkal rendelkező szegedi Kisérleti Fizikai Intézetben is megindult a festék lézerek vizsgálata. A lézerek vizsgálata, egyáltalán létrehozásuk igen sok technikai problémával jár, így a kutatások 1969-ben indultak meg. Jelen disszertáció célja az elért főbb eredmények ismertetése.

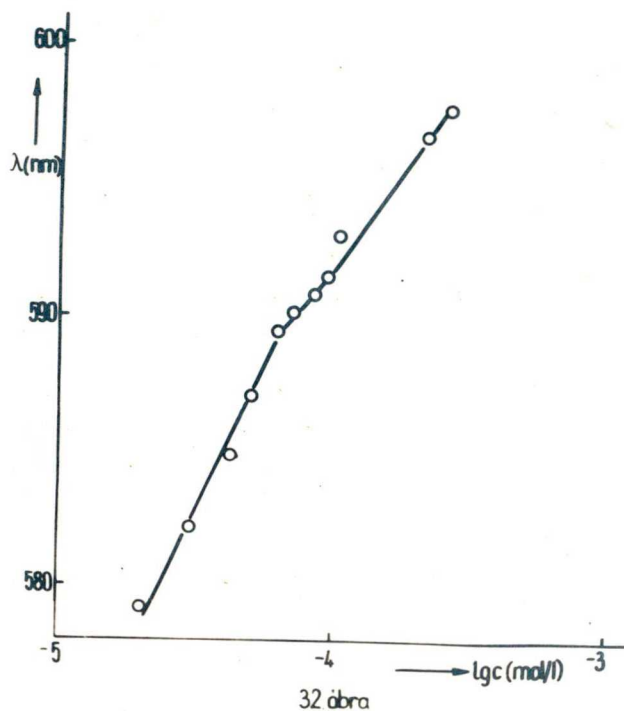
5.1. A generálás energiájának függése a festékkoncentrációtól

Mint az előző fejezetekből látható, a villanólámpával gerjesztett festék lézerek technikailag egyszerűbb felépítésűek, legalábbis olyan esetekben, ha nem cél különlegesen gyors, vagy nagy energiájú pumpálás elérése. Természetes dolog, hogy a festék lézer speciális kívánalmait kielégítő villanólámpa pl. kereskedelmi forgalomban nem létezett. Így első vizsgálatainkban a

rubin lézer pumpálására létrehozott MgF_2 1200 jelű lámpát használtuk. Mivel ennek öngyulladásí feszültsége 2500 V, alacsony feszültségen kellett dolgozni, viszont hogy a pumpálás ne legyen kicsiny energiájú, nagyobb kapacitásra volt szükség. Így a kondenzátortelep kapacitása 100 μF , az alkalmazott feszültség pedig 2250 V volt. Ilyen körülmények között a gerjesztő fényimpulzus hossza 150 μsec körüli volt. Az aktiv közeg henger alakú küvettában helyezkedett el, amelynek hossza 9 cm, belső átmérője 0,5 cm volt. A küvetta végeire illesztettük a $\lambda/10$ pontossággal csiszolt sík üveglemezeket. A henger alakú küvetta palástjából nyultak ki a 0,2 cm belső átmérőjű csövecskék, amelyek a folyadék cseréjére szolgáltak, valamint a gerjesztés hatására létrejövő lökeshullám és kitágulás csillapítására. A lámpa és küvetta távolsága 0,5 cm volt, a gerjesztő fény jó kihasználása érdekében a lámpát és a küvettát polírozott ezüst lemezzel vettük körül. A rezonátor üveg hosszát 40 cm-re választottuk.

Az első vizsgálatunk a generálás hullámhosszának, valamint hatásfokának koncentráció függésére vonatkozott /66/. Mindkét vizsgálat elvégzése több okból is célszerűnek látszott. Az irodalomban nem találtunk részletes eredményeket a generálási hullámhossz koncentráció függésére, legtöbb esetben csak utalás található rá, vala-

mint néhány határesetben adott a hullámhossz. A generálás energiájának koncentrációját pedig egyáltalán nem vizsgálták. Méréseinknél a fent leírt gerjesztő rendszert használtuk. Szélessávú rezonátort alkalmaztunk, mindkét dielektrikum tükör reflexiója 99 % fölött volt, s a generálás hullámhosszain a hullámhossztól független. Aktiv közegként rhodamin 6 G $2 \cdot 10^{-5}$ - $2 \cdot 10^{-4}$ m/l koncentrációju etilakoholos oldatát használtuk, 6 %-os ecetsav hozzáadásával a dimerizáció csökkentésére. A festék BDH gyártmányu volt. Az oldatok cseréje mindig többszörös öblítéssel járt, hogy a koncentráció legkisebb bizonytalanságát is elkerüljük. Az aktiv közeg betöltése, és felvillantása között 10 min.-t vártunk, hogy az oldat betöltésekor keletkező inhomogenitások megszűnjenek. A generált sugárzás hullámhosszának rögzítésére a 2.1-ben leírt $\Delta\Phi C$ -8 típusu síkrácsos spektrográfot használtuk 0,04 mm részélességgel. A hullámhossz meghatározása a fotolemez előhívása, fixálása, mosása után Abbe-féle komparáterral történt, a hullámhossz skála segítségével. Előzőleg megállapítottuk, a skála linearitása 0,5 %-nál jobb, így elegendő volt egy ponton hitelesíteni egy He-Ne gázlézer segítségével, a 6328 Å hullámhosszon. Érdekes megjegyezni, hogy már kevés túlexpozíció esetén is 5-6 rendben jelentkeztek a Bowland-féle szellemképek, ezért a lézeres vizsgálatoknál célszerű az intenzitás értékét úgy beállítani, hogy túle-

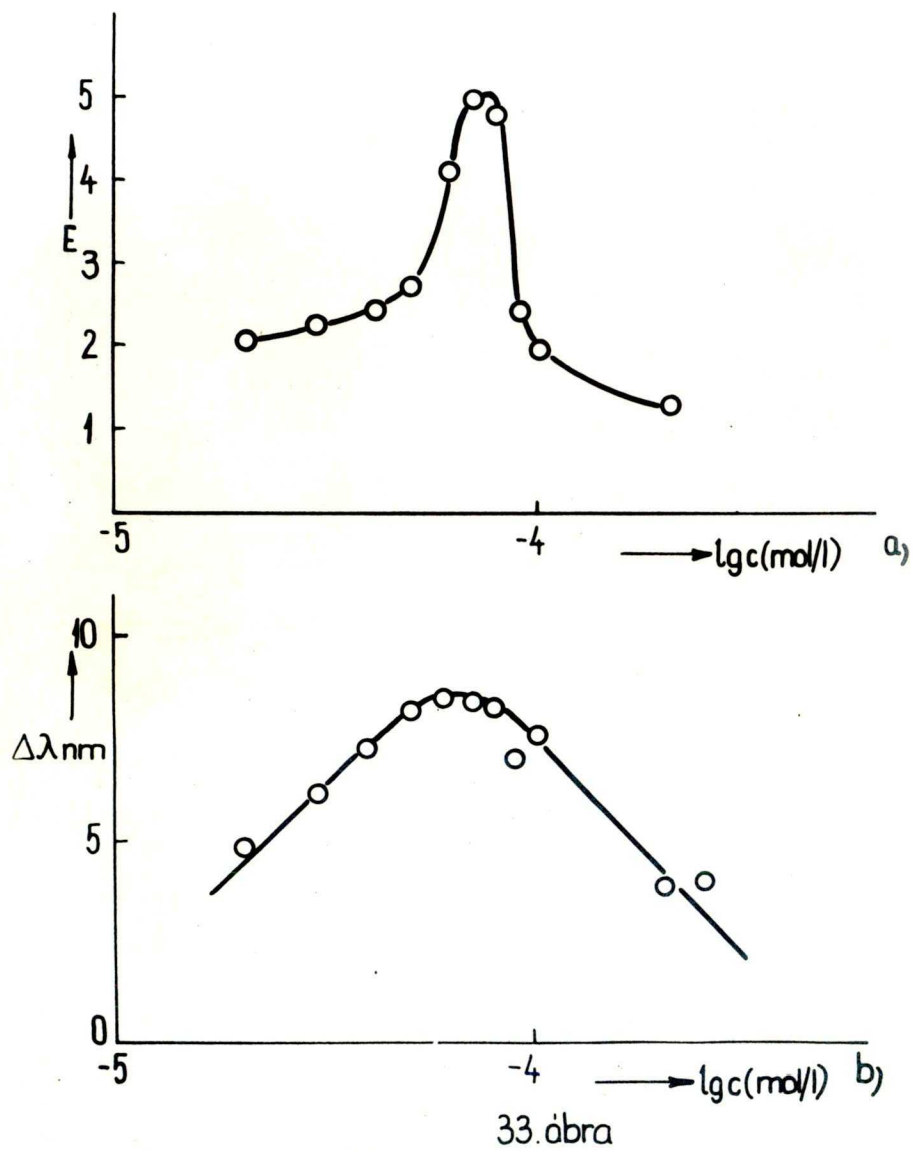


expozíció ne lépjen fel.

A generálási hullámhossz koncentrációfüggésére vonatkozó méréseink eredménye a 32. ábrán látható. A koncentráció egy nagyságrendnyi változása közben a generálás súlyponti hullámhossza kb. 200 Å-el tolódik el, még hozzá a koncentráció növekedésével a vörös irányba. Az eltolódás ténye és iránya minden valószínűség szerint az abszorpciós spektrum meredek változásának köszönhető (ld. 1.1.), mivel a generálás az abszorpciós spektrum

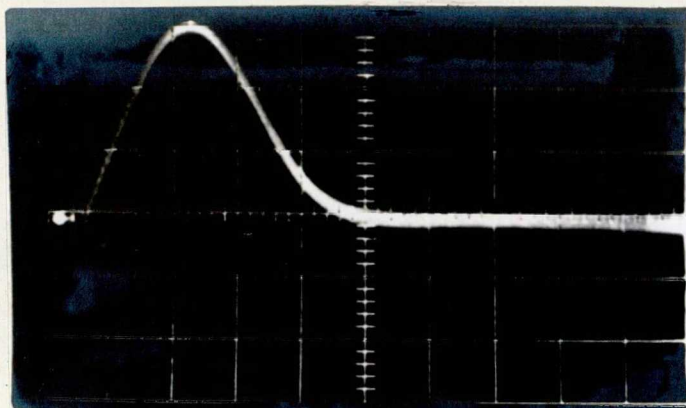
hosszuhullámu részére esik, ahol az abszorpciós koefficiens exponenciálisan csökken. Várhatóan a koncentráció változtatásával a generálás energiája, ill. hatásfoka, sőt a generálás sáv szélessége is változik. A generálás hatásfokának mérése egyet jelent a generálás energiájának mérésével feltételezve, hogy a lézersugárzás ideje nem változik lényegesen.

A vizsgálatainknál energiamérésre a 2.2-ben leírt mikrokalorimétert használtuk. A méréseket többször elvégeztük, összesen öt koncentrációs sorozat energiáját határoztuk meg, az egyes pontok öt mérés átlagai. Mivel a pumpálás energiája végig változatlan volt, a hatásfok és energia változását teljesen azonosnak tekinthetjük. A vizsgálat eredménye a 33a. ábrán látható. A generálás energiája a koncentráció függvényében éles maximumot mutat. Tehát létezik egy optimális koncentráció, ez esetben $7 \cdot 10^{-5}$ mol/l, amelynél az energia maximális. Szemléltetésül a viszonyok optimális voltára a 33b. ábrán megadtuk a generálás sáv szélességének koncentráció függését, amely szintén $7 \cdot 10^{-5}$ mol/l koncentráció körül bír maximummal. Mindkét eredmény könnyen megérthető, ha arra gondolunk, hogy kis koncentrációknál a pumpáló fény elnyelése rossz hatásfoku, az erősítés kicsiny, így a generált energia is az, s csak egy relative szűk hullámhossz-tartományban emelkedik a veszteségek fölé, tehát a sáv szélesség is kicsiny. A kon-



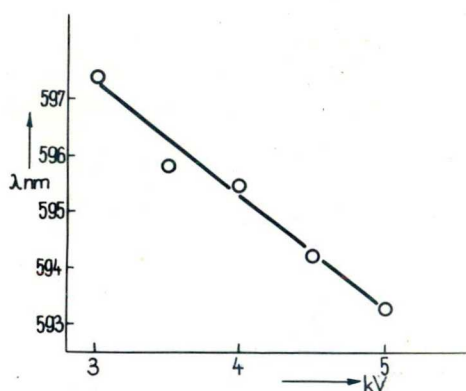
centráció növelésével nő a pumpáló fény elnyelésének mértéke, az erősítés, következésképpen a generálás energiája, sáv szélessége is. Közben azonban nő a generált sugárzás önabszorpciója is, a hullámhossz eltolódás következtében fellépő abszorpció csökkenés nem elég erős, emellett az emisszió valószínűsége is csökken. Így az optimális koncentráció elérése után az energia, illetve a sáv szélesség is rohamosan csökken, sőt a generálás megszűnik. Ezzel a rendszerrel további vizsgálatokat nem végeztünk, mivel a hosszú és nagy energiájú pumpálás igen erős lökéshullámokat hozott létre, feltehetően fotokémiai reakciókat is. A generálás energiája ugyanakkor igen kicsiny 1 mJoule körüli volt.

Mivel lehetőség nyílt a pumpálás körülményeinek javítására, ezt el is végeztük. A villanólámpa táplálására szolgáló kondenzátort új típusra cseréltük, amelynek kapacitása 10 μF , a töltőfeszültség 5 kV lett. A lámpát a kondenzátort összekötő elektromos vezeték hosszát lecsökkentettük, célszerűen átrendeztük. Az átalakítás után a maximális pumpáló energia 125 joule lett. A pumpáló felvillanás időbeli lefutása a 34. ábrán látható, az oszcilloszkóp eltérítési sebessége 5 $\mu\text{sec/cm}$ volt. Mint az ábrából látható, a jel félérték szélessége 10 μsec körüli lett, a pumpálás teljesítménye pedig 10 MW. A rezonátor üreg is megváltozott, egy villanólámpa helyett kettőt helyeztünk el a küvetta két oldal-



lán, a gerjesztés egyenletesebbé tételére. A rendszer jóságára jellemző, hogy a $7 \cdot 10^{-5} \text{ mol/l}$ koncentrációju rhodamin 6G 20 joule pumpáló energia

mellett még felvillant, a küszöböt nem lehetett elérni, mivel a lámpák 2 kV alatt nem gyulladtak be. A kondenzátor feszültségét igen gondosan ellenőriztük digitális voltmérővel, mivel a feszültség és a generálás hullámhossza közt a 35. ábrán látható összefüggést kaptuk.



35. ábra

5.2. A koncentrációs hullámhossz eltolódás és értelmezése

Az első koncentrációs vizsgálatok után célszerűnek látszott a kapott eredmények értelmezése is, hiszen a hullámhossz eltolódás mértéke $200 \text{ \AA}$ körüli érték volt, ami elég jelentős. Mint az 1.2. fejezetben bemutattuk, a lézer paraméterei, és a spektroszkópiai adatok között elég szoros összefüggés áll fenn. Így a hullámhossz meghatározására több módszer is kínálkozik. Egyik lehetőség lenne 1.27, vagy 1.28 alapján az erősítést kiszámítani a hullámhossz vagy frekvencia függvényében. Az erősítési görbe maximumát lehetne a generálás hullámhosszához rendelni. 1.27 kiszámításához nem is szükséges más, csak az abszorpciós spektrum ismerete.

Az abszorpciós spektrum felvétele ezen a tartományon azonban nem egyszerű feladat, mivel az abszorpciós spektrum a hosszuhullámu oldalon igen gyorsan csökken, míg a maximumnál 10 cm^{-1} körüli az abszorpció, a generálás tartományában 10^{-2} - 10^{-3} cm^{-1} -re esik. Ilyen abszorpció csak igen vastag oldatréteg esetén mérhető, ami igen sok technikai nehézséggel jár. Így az abszorpció mérésére egy, a Kísérleti Fizikai Intézetben kifejlesztett spektrofotometriai módszert alkalmaztunk /67, 68/. A módszer lényege az, hogy a mérendő oldatot egy jól reflektáló fallal rendelkező integráló gömbbe

helyezik, amely a fény ki- és bevezetésére szolgáló nyílással van ellátva. Az anyag a gömböt teljesen kitölti, a belépő és kilépő ablakok tengelye kb. merőleges egymásra. Az integráló gömbbe bevezetve a gerjesztő fényt, az sokszoros diffúz visszaverődés révén homogén, izotrop sugárzási teret hoz létre. Kísérleti tapasztalatok szerint a fenti sugárzási tér a $k(\nu)r < 10^{-2}$ feltétel mellett teljesül, ahol $k(\nu)$ az abszorpciós koefficiens, r a gömb sugara, ν a fény frekvenciája. Így az üregben lévő n_ν sűrűségű fotongázra fennáll a

$$\frac{4\pi}{3} r^3 \frac{dn_\nu}{dt} = N_e - N_a - N_r - N_m \quad (5.1)$$

egyenlet, ahol N_e a gerjesztő fény intenzitása, N_a , N_r , N_m a közegben az abszorpció, a felületen való nem teljes reflexió, ill. a reflektáló felület m területű nyílásain való távozás miatti intenzitás csökkenés.

További részletes számításokkal kimutatható, hogy

$$K(\nu) = A \left(\frac{N_0}{N} - 1 \right). \quad (5.2)$$

N_0 és N az oldószerezrel töltött, majd oldattal töltött küvettából kilépő fény intenzitása, A gömbalaku küvettánál

$$A = \frac{4}{3\pi} (1 - R(\nu)) + \frac{3}{16\pi r^3} m, \quad (5.3)$$

ahol $R(\nu)$ a gömbküvetta belső felületének reflexiós koef-
ficiense, m a kilépő és belépő ablakok együttes területe.

A fenti módszerrel az abszorpciós koeficiens értéke a generálás tartományán is megmérhető. A méréseket elvé-
gezve, az 1.27 alapján kiszámítva $\frac{n_3}{n}$ különböző értékei-
hez tartozó abszorpciót az erősítési görbe maximumait
kellett volna meghatározni. A számítások azt mutatták,
hogy az erősítés nem rendelkezett maximummal, vagy mono-
ton nőtt, vagy több maximuma volt. Ezek a problémák minden
bizonytalannal annak következményei, hogy az 1.26 nem teljesül
szigorúan minden körülmények között. A fenti problémák
nélkül is 1.27 használata a koncentrációs hangolás ér-
telmezésére körülményes lett volna. $\frac{n_3}{n}$ értékét pontosan
meghatározni egyszerű módszerrel nem lehet, tehát szabad
paraméterként kellett volna kezelni, értékét minden kon-
centrációhoz külön illeszteni kellett volna.

Igy a generálás hullámhosszának számítására 1.34.
látszott egyszerűbben használhatónak. 1.34 monokromatikus
gerjesztés esetére vonatkozik, de megfelelő átalakítások-
kal villanólámpás gerjesztés esetén is használható. Ha
a generálás küszöbét nem akarjuk meghatározni, csak spektrá-
lis változásait, 1.34 a következő alakba írható:

$$U_{sz}^{küst.} = C \left[e^{-h(\nu_e - \nu_3)/kT} + \delta e^{2h(\nu_e - \nu_e)} \right] \quad (5.4)$$

Mint ismeretes $\delta = \frac{K_{vesztésig.}}{\chi_{31}(\nu)}$ azonban $\chi_{31}(\nu)$ közvetlenül nem
mérhető, így a $\chi_{31} = \frac{h\nu}{\nu} n B_{31}$ az $\frac{A_{31}(\nu)}{B_{31}(\nu)} = \frac{8\pi h \nu^3}{\nu^3}$ segít.

ségével mérhető adatra az emissziós szinképre vezethető

vissza, mivel $A_{31}(\nu) = \frac{1}{\tau} f_q(\nu) = \frac{\eta}{\tau} f_q(\nu)$.

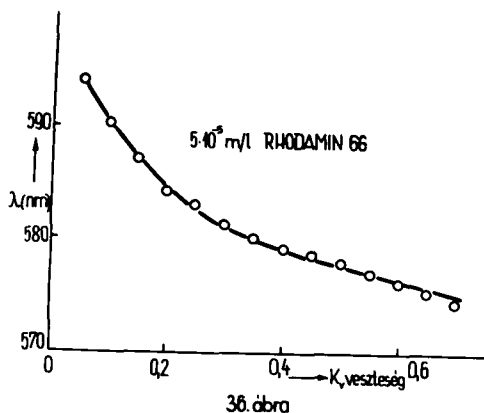
A behelyettesítéseket elvégezve:

$$\alpha_{31} = \frac{n \nu^2 f_q(\nu) \eta}{8\pi h \nu^2 \tau} \quad (5.5)$$

5.5-öt visszahelyettesítve 5.4-be:

$$U_{sz}^{küz.}(\nu_g) = C \left[e^{-h(\nu_e - \nu_g)/kT} + \frac{8\pi h \nu_g^2 \tau K_{veszt}}{\nu^2 n \eta_c f_q(\nu_g)} e^{h(\nu_{el} - \nu_e)/kT} \right] \quad (5.6)$$

A fenti formula kísérletileg meghatározható adatokat tartalmaz K_{veszt} kivételével. Számításaink során a K_{veszt} értékét a frekvenciától függetlennek tekintettük, s szabad paraméterként kezeltük. A K_{veszt} értékének változtatásával az $U_{sz}^{küz.}$ minimumának frekvenciája, ill. hullámhossza változtatható. Ilyen számítások eredménye

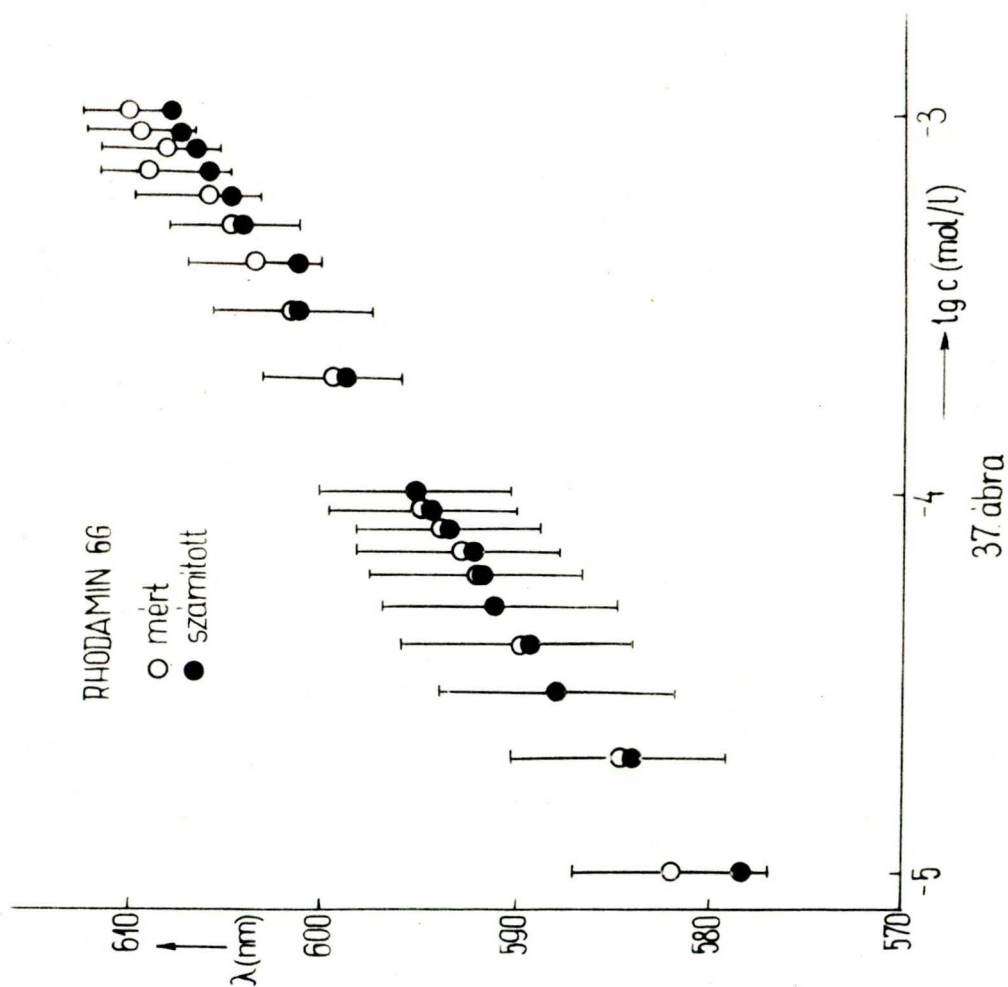


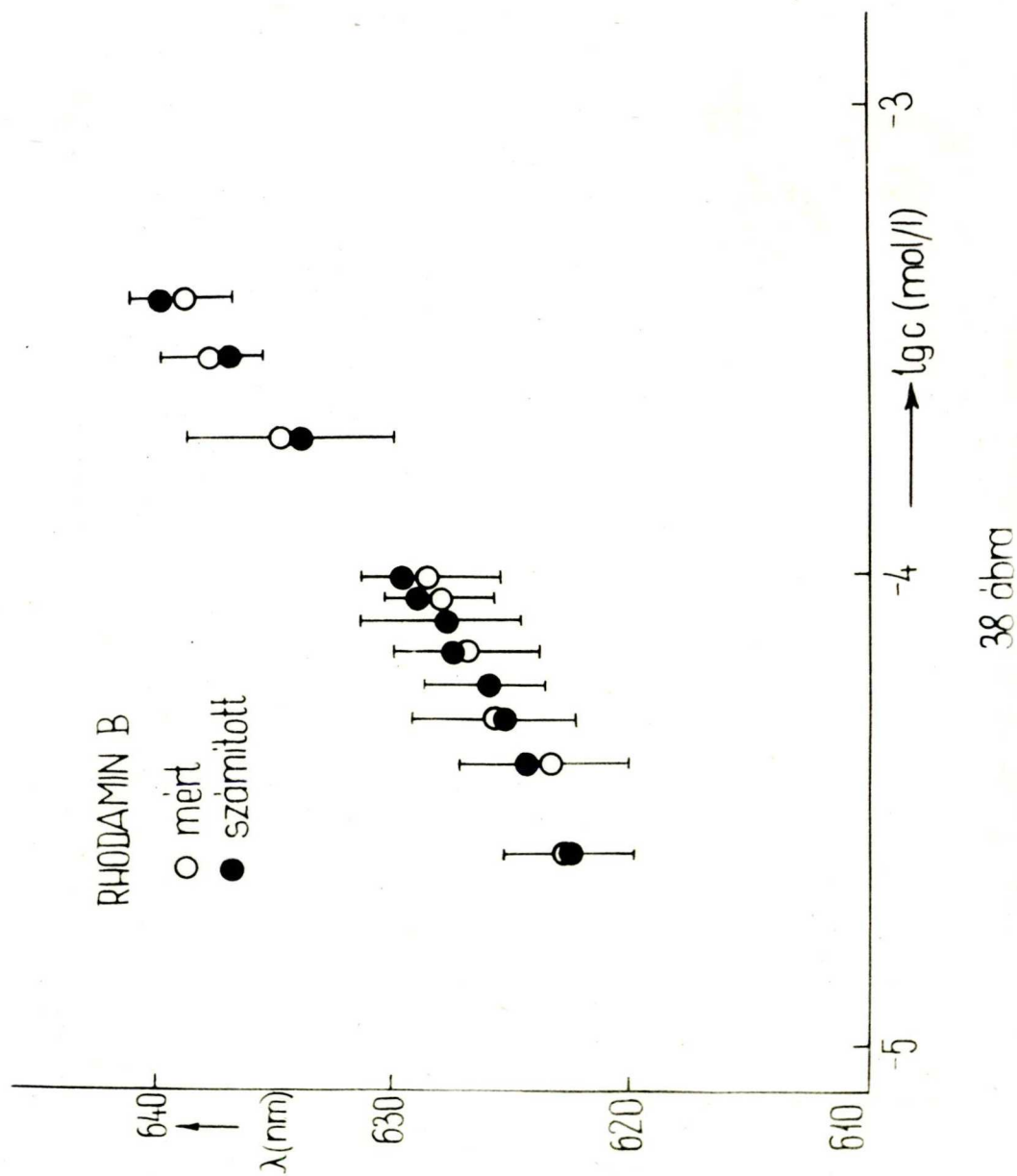
látható a 36. ábrán. Mint látható, a veszteségek növekedésével a generálás hullámhossza a rövidhullámok felé tolódik el, ami a gyakorlattal jó egyezésben van.

A koncentrációs hullámhossz változást az 5.1-ben leírt javított pumpáló rendszerrel vizsgáltuk /69/. A vizsgált anyagok Merck gyártmányu rhodamin B és B.D.H. gyártmányu rhodamin 6G voltak. Az oldószer kétszer desztillált etilalkohol volt, s 6 %-os pro. anal. minőségű ecetsavat tartalmazott. A vizsgált oldatok koncentrációját és generálásuk középponti hullámhosszát a III. táblázatban adjuk meg. A generálás hullámhosszának számításához szükséges lumineszcencia szinképet a szokásos spektroszkópiai módszerekkel határoztuk meg. Az oldatok hatásfoka rhodamin 6G esetén 0,98 volt, a csillapodási idő pedig 3,3 nsec. Rhodamin B-nél a hatásfok 0,7, a csillapodási idő 3,1 nsec volt. A számításoknál úgy jártunk el, hogy egy választott koncentrációnál a K_{veszt} értékének variálásával az $u_{sz}^{kust.}$ görbék minimuma egybeesik a generálás hullámhosszával. Majd az így nyert K_{veszt} értéket a koncentrációtól függetlennek tekintve, végeztük a számításokat. A K_{veszt} értéke rhodamin 6G esetén $0,0425 \text{ cm}^{-1}$ -nek, rhodamin B esetén pedig $0,01 \text{ cm}^{-1}$ -nek adódott. A kísérleti és elméleti eredmények jó egyezését szemlélteti a 37. és 38. ábra. Az üres körök a kísérletileg mért hullámhosszat jelentik, a vonalak a generálás sáv szélességét. A hosszuhullámoknál, ill. nagyobb koncentrációknál jelentkező eltérés valószínűleg a vilámlanó lámpás gerjesztés által létrehozott optikai inhomogenitásoknak köszönhető. A számított és mért hullámhosz-

III. táblázat

Rhodamin 6G		Rhodamin B	
C (mol/liter)	Generálás hullámhossza Å	C (mol/liter)	Generálás hullámhossza Å
$1 \cdot 10^{-5}$	5820	$3 \cdot 10^{-5}$	6227
$2 \cdot 10^{-5}$	5847	$4 \cdot 10^{-5}$	6233
$3 \cdot 10^{-5}$	5880	$5 \cdot 10^{-5}$	6256
$4 \cdot 10^{-5}$	5900	$6 \cdot 10^{-5}$	6259
$5 \cdot 10^{-5}$	5914	$7 \cdot 10^{-5}$	6268
$6 \cdot 10^{-5}$	5922	$8 \cdot 10^{-5}$	6277
$7 \cdot 10^{-5}$	5930	$9 \cdot 10^{-5}$	6279
$8 \cdot 10^{-5}$	5935	$1 \cdot 10^{-4}$	6283
$9 \cdot 10^{-5}$	5949	$2 \cdot 10^{-4}$	6345
$1 \cdot 10^{-4}$	5954	$3 \cdot 10^{-4}$	6377
$2 \cdot 10^{-4}$	5995	$4 \cdot 10^{-4}$	6386
$3 \cdot 10^{-4}$	6016		
$4 \cdot 10^{-4}$	6038		
$5 \cdot 10^{-4}$	6048		
$6 \cdot 10^{-4}$	6062		
$7 \cdot 10^{-4}$	6084		
$8 \cdot 10^{-4}$	6094		
$9 \cdot 10^{-4}$	6099		
$1 \cdot 10^{-3}$	6104		





szak ilyen jó egyezése után újból megvizsgáltuk az erősítés számításának lehetőségét. Először kiszámítottuk az küszöb értéket a

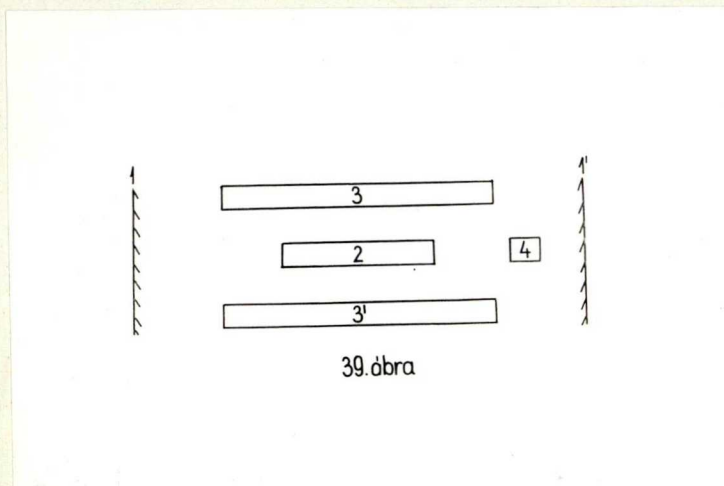
$$\frac{n_3}{n} = \frac{\delta + e^{-\alpha}}{1 + e^{-\alpha}} \quad (5.7)$$

alapján, minden koncentrációnál külön. Így $\frac{n_3}{n}$ értékét ismerve, valamint az 1.28-ban a $\kappa_{3l}(\nu)$ -t 5.5-el helyettesítve, s a számításokat elvégezve, az erősítési görbék maximumának helye a generálás frekvenciájával esik egybe.

5.3. A festék lézer hangolása szerves festékkel

A festék lézerek hangolására több módszer ismert, ha a sávszélességet nem akarjuk csökkenteni. Az egyik legegyszerűbb módszer a koncentrációs hangolás lenne, azonban az 5.1-ben már bemutattuk az energia függését a koncentrációtól, amely függés meglehetősen erős. Nagyobb teljesítmények esetén pedig a ráccsal vagy priz-mával való hangolás csődöt mond, mivel a reflektáló felületek ezeknél alumíniumból vannak, ennek pedig 1-2 %-os abszorpciója a réteget úgy felmelegíti, hogy elpárolog. A rezonátor szélessávu voltát megszüntetve a hangolás szintén elvégezhető. Az általunk kifejlesztett hangolási módszernek az a lényege, hogy a rezonátorba

egy festéket tartalmazó küvettát helyezünk az egyik tükör és küvetta közé, a festék abszorpciója pedig hullámhossztól függő veszteségeket hoz létre (39. ábra). A festéket



tartalmazó küvetta (4) a pumpáló fénytől szeparáltan helyezkedett el, csak a lézer felvillanás fotonjai haladnak keresztül rajta. A lézer aktív anyaga $7 \cdot 10^{-5} \text{ m/l}$

koncentrációju rhodamin 6G etilalkoholban oldva 6 % ecetsavval. A másik küvettában alkoholt, majd különböző koncentrációju rhodamin B oldatot helyeztünk el. A rhodamin B koncentrációjának növelésével a felvillanások hullámhosszai a hosszuhullámok irányába tolódtak el. A jelenség könnyen értelmezhető, ha figyelembe vesszük, hogy az alkohollal töltött hangoló küvetta esetén is már a rhodamin 6G felvillanásainak a hullámhossza a rhodamin B abszorpciós spektrumának hosszuhullámu részére esik. Amikor rhodamin B-t helyezünk a (4) küvettába, ennek meredeken csökkenő abszorpciója hozza létre a hullámhossz eltolódást a hosszuhullámok irányába. A hangolás ellentétes irányban is történhet, ha a (4) küvettába különböző koncentrációju brillantin zöld oldatot helyezünk, amelynek abszorpciója a

fenti hullámhossz-tartományon növekszik. A brillantin zöld koncentrációját növelve, a felvillanások hullámhossza a rövidhullámok irányába tolódik el. A fentiek illusztrálására a IV. táblázatban látható a generálás hullámhosszainak változása a hangoló anyag koncentrációjának változásával. A hangolásnak ez a módszere természetesen nemcsak ezen a hullámhossz-tartományon alkalmazható, ha a lézer aktiv közege más szerves festék, alkalmasan választott abszorpciójú anyaggal a hangolás szintén elvégezhető. A hangolás ezen módszerénél a rezonátor újbóli beállítására nincsen szükség, s nagyobb energiák, illetve teljesítmények esetén sem kell a hangoló elem tönkremenetelével számolni, egyetlen hátránya, hogy a sávszélességet nem csökkenti.

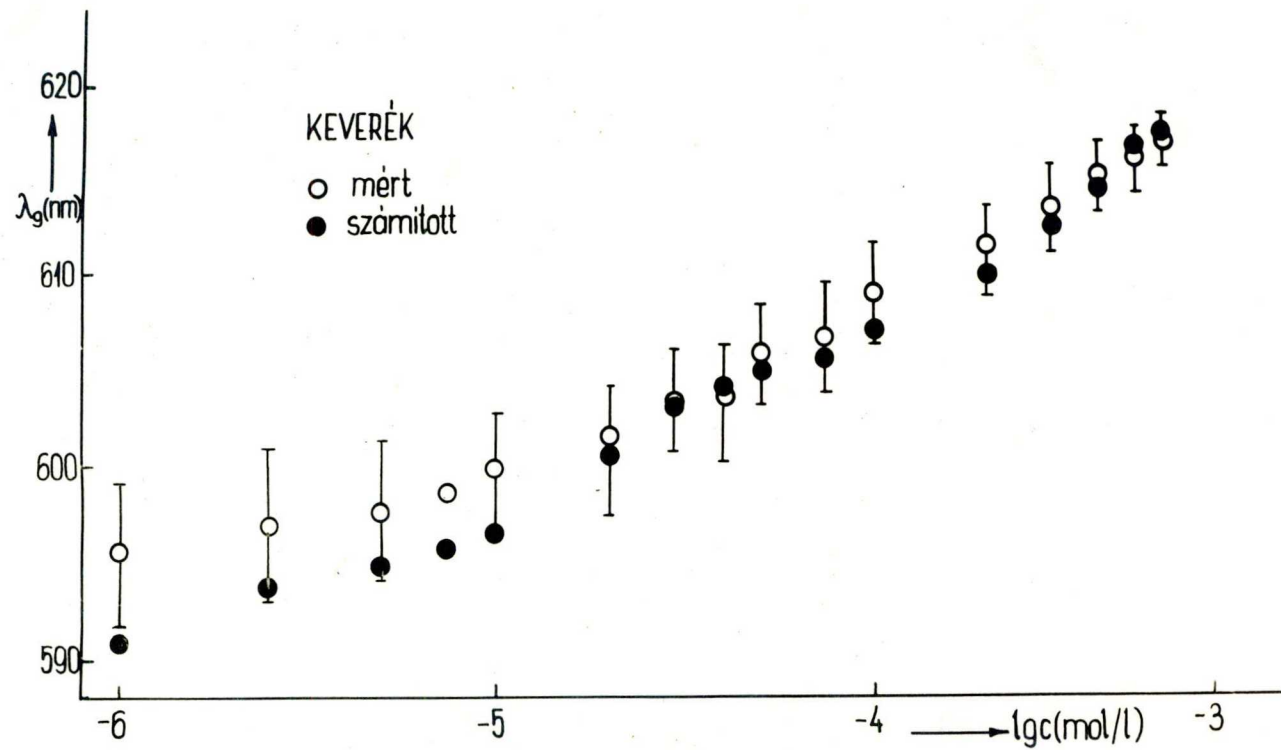
A hangolást célszerűnek látszott kvantitativ is nyomon követni a /69/-ben leírt módszerrel, bizonyos kiegészítéseket elvégezve. Az 5.6. formulával adott szivattyuzási energiasűrűség itt is felhasználható a generálás hullámhosszának meghatározására. Azt kell figyelembe venni, hogy a K_{veszt} ez esetben nem független a hullámhossztól, hanem a rhodamin B abszorpciója is hozzáadódik, tehát az összes veszteségek $[K_{veszt} + K(\nu)]$ alakba írhatók, míg az 5.6.:

$$u_{szl}^{kust.}(\nu_q) = C \left[e^{-h(\nu_e - \nu_q)/kT} + \frac{8\pi \nu_q^2 (K_{veszt} + K(\nu))}{\nu^2 n \eta f_q(\nu_q)} e^{-h(\nu_{el}^* - \nu)/kT} \right]. \quad (5.7)$$

IV. táblázat

Rhodamin B		Brillantín zöld	
C (mol/liter)	Generálás hullámhossza Å	C (mol/liter)	Generálás hullámhossza Å
$1 \cdot 10^{-6}$	5955	$1 \cdot 10^{-7}$	5928
$2,5 \cdot 10^{-6}$	5969	$2,5 \cdot 10^{-7}$	5924
$5 \cdot 10^{-6}$	5978	$5 \cdot 10^{-7}$	5918
$7,5 \cdot 10^{-6}$	5986	$7,5 \cdot 10^{-7}$	5914
$1 \cdot 10^{-5}$	5996	$1 \cdot 10^{-6}$	5907
$2 \cdot 10^{-5}$	6015	$2 \cdot 10^{-6}$	5899
$3 \cdot 10^{-5}$	6033	$3 \cdot 10^{-6}$	5887
$4 \cdot 10^{-5}$	6039	$4 \cdot 10^{-6}$	5876
$5 \cdot 10^{-5}$	6057	$5 \cdot 10^{-6}$	5864
$7,5 \cdot 10^{-5}$	6066	$7,5 \cdot 10^{-6}$	5842
$1 \cdot 10^{-4}$	6089		
$2 \cdot 10^{-4}$	6113		
$3 \cdot 10^{-4}$	6133		
$4 \cdot 10^{-4}$	6151		
$5 \cdot 10^{-4}$	6159		
$6 \cdot 10^{-4}$	6169		

A számítások úgy történtek, hogy a $K(\nu) = 0$ feltétel mellett a K_{veszt} értékét változtatva kiszámítottuk az $U_{sz}^{küst.}(\nu_g)$ -t. Megkerestük az egyes K_{veszt} értékekhez tartozó $U_{sz}^{küst.}(\nu_g)$ minimumát mint a ν_g függvényét. Az egyes minimumokhoz tartozó frekvencia értékek közül azt választottuk, amely a (4) küvettában alkohollal nyert generálási frekvenciával esett egybe. Ebből a $K_{veszt} = \text{const}$ érték meghatározható volt. Ehhez a konstans veszteséghez adtuk hozzá az egyes rhodamin B koncentrációhoz tartozó $K(\nu)$ értékeket, majd ezek segítségével 5.7-et kiszámítottuk. Az $U_{sz}^{küst.}$ minimumaihoz tartozó minimumok frekvenciája elég jó egyezésben van a kísérletileg nyert adatokkal. A kísérletileg és számításokkal nyert adatok, illetve ezek közelítő egyezése látható a 40 ábrán. Mivel az elmélet stacionárius folyamatot tételez fel, s egyetlen generálási frekvenciát, feltehető, hogy a kísérleti és számított adatok jobb egyezése az adott alapfeltevések mellett jobb nem lehet.



40. ábra

Összefoglalás

A festék lézerek kutatása a felfedezésük óta eltelt relative rövid idő alatt a lézerek fizikájának legnépszerűbb területévé vált. Igen sokrétű alkalmazhatóságának köszönhető, hogy fejlődése igen gyors. A legtöbb vizsgálat jelenleg három fő csoportra osztható: 1. a sáv szélesség csökkentése, a hangolási tartomány növelése, 2. a lézer hatásfokának javítása, a folytonos működés elérésének céljából, 3. a generálás energiájának, teljesítményének növelése. Az első és harmadik kérdéskör nyilvánvalóan a gyakorlati alkalmazhatósággal kapcsolatos, hiszen igen sok vizsgálatban a kicsiny sáv szélesség, vagy a nagy teljesítmény a követelmény.

A lézer hatásfok növelése nem kevésbé jelentős mint a másik két fő csoport, s ez függ össze a lézerek kutatásával leginkább szorosan. Ide tartozik a triplett átmenetek, az optikai inhomogenitások vizsgálata. Eddigi vizsgálatainkat a második fő csoportba lehet sorolni. Megállapítottuk, hogy egy adott pumpálási sebesség, gerjesztési geometria esetén a festék lézer energiája, s felvilágításának hullámhossza a festékkoncentrációnak eléggé erős függvénye. A festékkoncentráció egy optimális értékkel bír, amelynél a generálás energiája és hatásfoka maximális. Elméleti s kísérleti vizsgálataink eredménye-

képpen megállapítottuk, hogy a festék lézerek Sztjepanov-féle elméleti közelítése kis átalakításokkal jó közelítésnek tekinthető az általunk alkalmazott esetekben. Az aktiv közeg koncentrációjának hatása, vagy a hangolható anyag koncentrációjának változása egyaránt közelítőleg értelmezhető a fenti, stacionárius folyamatokat feltételező elmélettel. További munkánk során célszerűnek látszik a keverék oldatok generálásával foglalkozni. Ezek segítségével lehetségesnek látszik a lézer hatásfokának jelentős emelése, a hangolás tartományának kiterjesztése, a folytonos működés elérése.

Lézerek aktiv közegeként alkalmazott szerves festékek

Anyag	Oldószer PH	λ gen	Gerj. mód
Klóraluminiumftalocianin	Etanol	755	L ⁺
3,3' dietiltiotrikarbocianin- bromid	Metanol Aceton	935	L
3,3' dietiltiotrikarbocianinjodid	Metanol	740	L
1,1' dietil- -ciano 2,2' di- karbocianintetraftorborát	Metanol	740	L
1,1' dietil- -nitro-4,4-dikar- bocianintetraftorborát	Metanol Aceton	796 805	L
1,1' dietil- -acetoxsi-2,2' dikarbocianintetraftorborát	Metanol	797	L
1,1' dietil-2,2' dikarbocianin- jodid	Glicerin	750	L
1,1' dietil-4,4 karbocianin- jodid	Metanol Etanol	740	L
Brilliant zöld	Glicerin	759	L
Rodulin kék 6G	Glicerin	758	L
Echt lan B	Glicerin	753	L
Rapid filter grün	Glicerin	795	L
Viktoria kék	Glicerin	809	L
Viktoria kék R	Glicerin	814	L
Naftalin zöld	Glicerin	756	L
Thionin	Kénsav	850	L
Blatt grün	Kénsav	800	L
Toluidin kék	Kénsav	848	L
Metilén zöld	Kénsav	823	L
Metilén kék	Kénsav	829	L
Dicianin	Glicerin Izobutanol	756 765	L
Magnézium ftalocianin	Kinolin	759	L
Ftalocianin	Kénsav	863	L

+

+ Lézerrel

Anyag	Oldószer PH	λ gen	Gerj. mód
Rhodamin B	Izoamil- alkohol Etanol	610	L F ⁺⁺
Rhodamin 3B	Etanol Izoamil- alkohol	620	L
Rhodamin 6G	Izoamil- alkohol Etanol	580	L F
Pironin G	Etanol Izoamil- alkohol	590	L F
Rapid filter gelt	"	620	L F
Violetrot	"	620	L F
3 Aminoftalimid	"	500	L F
Fluoreszcein	Glicerín NaOH	550	L F
Tripaflavin	Etanol	505	L
Lachs	Glicerín	540	L
2,46 trifenilpirilftorborat	Metanol	485	L
Uranil	Etanol	560	L
Eosin	Etanol	600	L
Dibromfluoreszcein	Glicerín	560	L
Monobromfluoreszcein	Glicerín	560	L
Izochinolin vörös	Viz	620	L
3,3' dietiltiotriokarbo- cianinjodid	Metanol DMSO	796 816	L L
Na fluoreszcein	Viz		L F
Acridin red	Etanol		L F
B Metilumbelliferon	Viz pH g		L F
Esculin	Viz		L F
Pironin B	Metanol		L F
7 Hidroxicoumarin	Viz	450	L F

++ villanólámpa

Anyag	Oldószer PH	λ gen	Gerj. mód
7 diethylamino 4 metilcoumarin	Etanol		L F
Pyrillium soft	Metanol		L F
7 oxicoumarin	Etanol	479	
7 oxi 4 metilcoumarin	Etanol	449	L F
7 amino 4 metilcoumarin	Etanol	436	L
7 szulfometil amino 4 metilcoumarin	Etanol	458	L
7 dietilamino-3 t dimetil- coumarin	Etanol	469	L
7 dietilamino-4-metil 3 fenilcoumarin	Etanol	478	L
7 dietilamino-4-metil-3- coumarin	Etanol	487	L
6 benzocoumarin-3-karbonsav	Etanol	450	L
2,5 difenil oxazol PPO	Toluol	361 390	L F
2-(4-klórfenil) pp0 5 feniloxazol	Toluol	361 390	L
2(4 metoxifenol) 5 fenil- oxazol	Toluol	363 390	L
2-fenil-5(4 bifenilil) oxadiazol	Toluol	371 380	L
2 bifenilil-5 fenil oxazol	Ciklohexan	382 409	L
2,5 dibifeniloxazol	Ciklohexan	398 418	L
2,5 di- -naftiloxazol	Toluol	373 383	L
2-(2 naftil) 5 feniloxazol	Toluol	376 387	L
2-(2 naftil)-5-(1 naftil) oxadiazol	Ciklohexan	370	L
2-(1 naftil) 5 feniloxa- diazol	Toluol	388 392	L
2 (1 naftil) 5 feniloxazol	Ciklohexan	391 393	L
1,4 di/2-(5 toliloxazil)/ -benzol TOPO	Toluol	393 443	L

Anyag	Oldószer PH	λ gen	Gerj. mód
1,4-di-/2(5 feniloxazolil)/ benzol POPOP	Toluol	420	L
4 dietilamino-2,5 difenil- oxadiazol	Nxilol	397	L
2'metoxi 1,4 disztirilbenzol	Toluol	425	L
3'metoxi 1,4 disztirilbenzol	Toluol	415	L
4'metoxi 1,4 disztirilbenzol	Toluol	425	L
2'klór-1,4 disztirilbenzol	Toluol	420	L
4'klór-1,4 disztirilbenzol	Toluol	420	L
1 sztiril-4-/ -(naftil)- vinil/ benzol	Toluol	425	L
difenil antracén		435 450	L
difenil stilbén		400 420	L
pyronin B	Etilalk.	615 632	F
Rhodamin S	"	578 594	F
9 aminoacridin hidroklorid	"	457 460	F
benzil metilumbelliferon	"	463 468	F
pyronin Y		590 635	
6 karboxifluoreszcein		539 548	F
brillians sulfaflavin		508 573	F
Kalcein blue		449 490	F
1,3 difenilsobenzopuran		484 518	F
cranyl violet		646 709	F
p terphenil	Dioxan	341	F

Anyag	Oldószer PH	λ gen	Gerj. mód
2,5 difenil 1,3, 4 oxa- diazol PBD	Dioxan	342 355	F
Izopropil PBO	Etanol	369	F
q quaterfenil		374	F

Köszönetnyilvánítás

Ez az értekezés a József Attila Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Intézetében készült. A szerző köszönetét fejezi ki Dr. Ketskeméty István egyetemi tanárnak, az intézet igazgatójának, Dr. Kozma László egyetemi docensnek az értekezés összeállításakor adott tanácsaiért, megjegyzéseikért.

Köszönetet mond a szerző a Molekuláris lumineszcencia csoport mindazon tagjainak, akik a vizsgálatok során felmerülő elméleti és kísérleti problémák megoldását elősegítették.

I r o d a l o m

- /1/ Maiman, T.H.: Brit. Comm. El. 7, 674, 1960.
- /2/ Lempicki, A., H. Samelson and C. Brecher: Appl. Optics 4, 205, 1965.
- /3/ Samelson, H., A. Lempicki, C. Brecher: Journal of Molecular Spectroscopy 19, 349, 1966.
- /4/ Lempicki, A., R.L. Martin: Proc. of the I.E.E.E. 51, 1965.
- /5/ Иванов: Опт. и спектр. 8, 352, 1960.
- /6/ Sorokin, P.P., J.R. Lankard: I.B.M. Journal 10, 162, 1966.
- /7/ Schäfer, F.P., W. Schmidt, J. Volze: Appl. Phys. Lett. 9, 306, 1966.
- /8/ Степанов, Б.И., А.Н. Рубинов, В.А. Мостовников: Писма ЖЕТОФ, 5, 144, 1967.
- /9/ Sorokin, P.P., J.R. Lankard, E.C. Hammond, V.L. Moruzzi: I.B.M. Journal 11, 130, 1967.
- /10/ Soffer, B.H., B.B. Mc Farland: Appl. Phys. Lett. 10, 266, 1967.
- /11/ Sorokin, P.P., J.R. Lankard: I.B.M. Journal 11, 148, 1967.
- /12/ Schmidt, W., F.P. Schäfer: Z. Naturforschg. 22a, 1563, 1967.
- /13/ Степанов, Б.И., А.Н. Рубинов, В.А. Мостовников: ЖПС VII. II6, 1967.

- /14/ Peterson, I.G., S.A. Tuccio, B.B. Snavely: Appl. Phys. Lett. 17, 245, 1970.
- /15/ Yamaguchi et al.: Jap. J. Appl. Phys. 8, 1265, 1969.
- /16/ Alcock, A.J., C. De Michelis and M.C. Richardson: Appl. Phys. Lett. 15, 72, 1969.
- /17/ Mc. Hroth, T.J.: Appl. Phys. Lett. 15, 41, 1969.
- /18/ Ljovsin, V.L.: Folyékony és szilárd anyagok lumineszcenciája, Akadémiai Kiadó, Budapest, 1956.
- /19/ Ketskeméty I.: Doktori disszertáció, 1963.
- /20/ Sorokin, P.P., J.R. Lankard, V.L. Moruzzi, E.C. Hammond: The Journal of Chemical Physics 48, 4726, 1968.
- /21/ Степанов, Б.И., В.Н. Грибковский: Введение в теорию люминесценции
- /22/ Степанов, Б.И., А.Н. Рубинов: УФН 95, 45, 1968.
- /23/ Степанов, Б.И., А.Н. Рубинов: ЖПС 7, 507, 1967.
- /24/ Weber, M.J., M. Bass: I.E.E.E. Journal of Q.E. 4, 175, 1969.
- /25/ Степанов, Б.И.: Методы расчета оптических квантовых генераторов на органических красителях при монохроматическом возбуждении, Минск, 1969.
- /26/ Snavely, B.B.: Proceedings of I.E.E.E. 57, 1374, 1969.
- /27/ Mátrai Tibor: Gyakorlati spektroszkópia, Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1963.
- /28/ Бешапошников, А.А.: ПТЭ 5, 204, 1965.

- /29/ Schiel, E.: Proceedings of I.E.E.E. 47, 365, 1963.
- /30/ Scott, B.F.: J. Sci. Instrum. 43, 940, 1966.
- /31/ Edwards, I.G.: J. Sci. Instrum. 44, 835, 1967.
- /32/ Dombi, J., L. Gáti, I. Ketskeméty, I. Szalma, L. Vize:
Acta Phys. Chem. 16, 1970.
- /33/ Ribényi András: Különleges elektronikus eszközök katalógusa, Tankönyvkiadó, Budapest, 1970.
- /34/ Huth, B.G.: Appl. Phys. Letters 16, 195, 1970.
- /35/ Birnbaum, G.: Optical Masers, Academic Press, New York, 1964.
- /36/ Shank, C.V., A. Dienes, A.M. Torozzio, J.A. Meyer:
Appl. Phys. Letters 16, 405, 1970.
- /37/ Деркачева, М.Д., А.И. Крымова, А.Ф. Вомпе, И.И. Левкоев:
Опт. и спектр., 25, 723, 1968.
- /38/ Yasushi Miyazoe, Mitsuo Maeda: Appl. Phys. Letters
12, 206, 1968.
- /39/ Севченко, А.А., Л.Г. Пикулик, Л.Ф. Гладченко, А.Д. Даско:
ЖПС, 6, 935,
- /40/ Борисевич, Н.А., В.В. Грузинский, Л.М. Куцина, Н.М. Палтарак: ЖПС, 12, 328, 1970.
- /41/ Борисевич, Н.А., В.В. Грузинский, Л.М. Курцина: ЖПС,
12, III2, 1970.
- /42/ Мостовников, В.А., А.Н. Рубинов, М.М. Лойко: ЖПС,
9, 776, 1969.
- /43/ Гладченко, Л.Ф., А.Д. Даско, Л.Г. Пикулик: ЖПС,
10, 578, 1969.

- /44/ Вобровников, Ю.А., В.А. Гончаров, Г.М. Зверев, А.Д. Мартинов: ЖПС, 12, 1970.
- /45/ Pappalardo, R., H. Samelson, A. Lempicki: Appl. Phys. Letters 16, 267, 1970.
- /46/ Sorokin, P.P., J. R. Lankard, V.L. Moruzzi, E.C. Hammond: The Journal of Chemical Physics 48, 4726, 1968.
- /47/ Furumoto, A.W. and H.L. Cesson: Appl. Optics 8, 1613, 1969.
- /48/ Дзюбенко, М.И., А.М. Коробов, И.Г. Наumenко: УФЖ, 15, 342, 1969.
- /49/ Дзюбенко, М.И., И.Г. Наumenко, А.М. Коробов: УФЖ, 14, 681, 1969.
- /50/ Boiteux, M., O. de Witte: Applied Optics 9, 514, 1970.
- /51/ Snavely, B.B., O.G. Peterson, R.F. Reithel: Appl. Phys. Letters 11, 257, 1967.
- /52/ Peterson, O.G., B.B. Snavely: Appl. Phys. Letters 12, 238, 1968.
- /53/ Дзюбенко, М.И., А.М. Коробов, И.Г. Наumenко: УФЖ, 15, 342, 1969.
- /54/ Даско, А.Д., Л.Г. Пикулик, Л.Ф. Гладченко: ЖПС, 13, 162, 1970.
- /55/ Goldstein, A., F.H. Dacol: The Review of Sci. Instr. 40, 1597, 1969.
- /56/ Рубинов, А.Н., И.М. Корда: ПТЭ, 6, 174, 1969.
- /57/ Дзюбенко, М.И., А.М. Коробов, И.Г. Наumenко: УФЖ, 15, 1929, 1969.

- /58/ Furumoto, H., H. Ceccon: Appl. Phys. Lett. 13, 335, 1968.
- /59/ Мостовников, В.А., А.Н. Рубинов: ДАН БССР, 13, 502, 1969.
- /60/ Huth, B.G., G.I. Farmer, M.R. Kagan: Journal of Appl. Phys. 40, 5145, 1969.
- /61/ Snavely, B.B., F.P. Schäfer: Phys. Letters 28A, 728, 1969.
- /62/ Pappalardo, R., A. Samelson, A. Lempicki: Appl. Phys. Letters 16, 267, 1970.
- /63/ Marling, I.B., D.W. Gregg, L. Wood: Appl. Phys. Letters 17, 527, 1970.
- /64/ Moeller, C.E., C.M. Verber, A.A. Adelman: Appl. Phys. Letters. 18, 278, 1970.
- /65/ Kogelnik, A., C.V. Shank, T.P. Sosnowski, A. Dienes: Appl. Phys. Letters 16, 499, 1970.
- /66/ Ketskeméty, I., I. Szalma, L. Kozma, B. Rácz: Zeitschrift für Naturforsch. 25a, 1512, 1970.
- /67/ Ketskeméty, I., Kozma L., Farkas É.: Acta Phys. et Chem. Szeged 16, 7, 1970.
- /68/ Ketskeméty, I., L. Kozma, É. Farkas, B. Rácz: Magyar Fizikai Folyóirat (megjelenés alatt).
- /69/ Кечкемети, И., Л. Козма, И. Салма, Б. Рац и Э. Хун: ЖПС, / (megjelenés alatt).
- /70/ Кечкемети, И., Б. Рац, И. Салма, Э. Хун и Л. Козма: Acta Phys. et Chem. Szeged (megjelenés alatt).

