B 1700

József Attila Tudományegyetem Kisérleti Fizikai Intézete

Atmoszférikus nyomáson müködő nitrogén lézer épitése és vizsgálata

Doktori disszertáció

Sánta Imre
egyetemi tanársegéd

Szeged
1978

1700
SZEGED

Bevezetés

Tizenöt évvel ezelőtt, 1963-ban figyelt meg először H. G. Heard [1] nitrogén gázban lézereffektust. Nem sokkal később Leonard és Gerry [2] már a további felhasználáshoz elegendően nagy energiáju lézert épitettek, megvizsgálták tulajdonságait, és ezeket nagy vonalakban elméletileg is értelmezni tudták. Shippman és munkatársai [4] elkészitettek egy meglehetősen terjedelmes (186 cm x 190 cm), de sokáig a legnagyobb 2,5 MW teljesitményü nitrogén lézert. A festéklézerek megjelenése ujabb lökést adott a nitrogén lézerrel kapcsolatos kutatásoknak, mivel nagy teljesitménye és 337,1 nm-es hullámhossza miatt a nitrogén lézer kiváló gerjesztő fényforrása a festéklézereknek. Viszonylag egyszerü felépitése folytán nagyon sok laboratóriumban hozzáfogtak kifejlesztéséhez. A közlemények különböző konstrukcióju elektromos gerjesztő rendszerekről számoltak be, s egyre inkább a technológiai kérdések kerültek előtérbe. Ezzel párhuzamosan a kereskedelemben is megjelentek a nagy cégek termékei, emiatt 1976 - 77-től kezdve a nitrogén lézer kutatására vonatkozó tudományos közlemények száma lecsökkent. A fejlesztést átvették az ipari laboratóriumok, a probléma áterelődött a gyártmányfejlesztés és a szabadalmak területére. A JATE Kisérleti Fizikai Intézetben 1969 óta folyik festéklé-

SZEGED

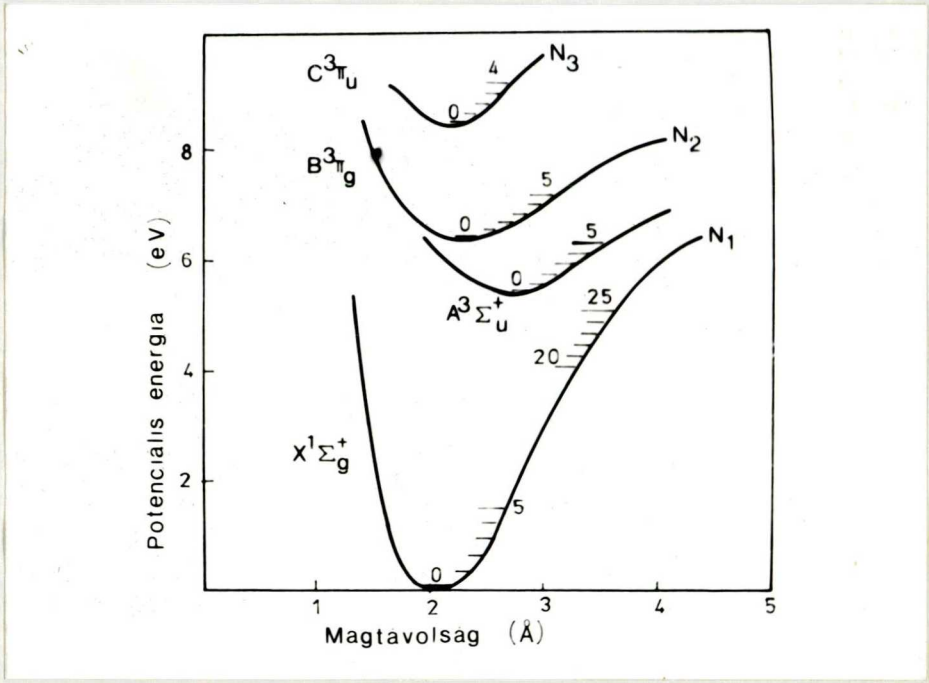
zer kutatás. 1974-től a villanólámpával történő gerjesztés helyett a vizsgálatok jelentős részénél nitrogén lézerrel történik a gerjesztés. E célból különféle konstrukcióju nitrogén lézerek kerültek kifejlesztésre. Minthogy gyári készülékek jelenleg is főleg nyugati országokból szerezhetők be, és áruk igen magas, az OMFB megbizásából a N_2 lézer hazai gyártását előkészitő fejlesztő tevékenység az Intézetünkben jelenleg is folyik.

A fent emlitett N_2 molekula lézerek általában 20 - 100 torr nyomásu gázzal müködnek. Az utóbbi években alkalmas gerjesztő rendszerrel sikerült atmoszféra nyomáson is lézermüködést létrehozni. Az ilyen lézer - amelyet az angol nevéből /transversely excited atmospheric/ TEA lézernek is szokás nevezni - néhány előnyös tulajdonsággal rendelkezik: nem igényel vákuumrendszert és az impulzus időtartama rövidebb. A TEA N_2 lézer müködését illetően számos tisztázatlan kérdés maradt még, ami indokolttá tette megépitését és vizsgálatát. 1977 közepén Szegeden készült el az első hazai berendezés kisérleti példánya, majd ezt követte több különféle müszaki megoldásu készülék megépitése. Jelen munka ezen vizsgálatok eredményéről, az alkalmazás néhány lehetőségéről, valamint a továbblépés várható irányairól számol be.

1. A nitrogén lézer müködésének elvi és gyakorlati kérdései

1. 1. Az N_2 molekula elektron-energiaszerkezete

Az 1. aábrán látható az N_2 termszerkezetének a lézer szempontjából érdekes része, amely mint egyszerü kétatomos rendszer, már régóta ismert [5], [6] a spektroszkópiai vizsgálatokból.

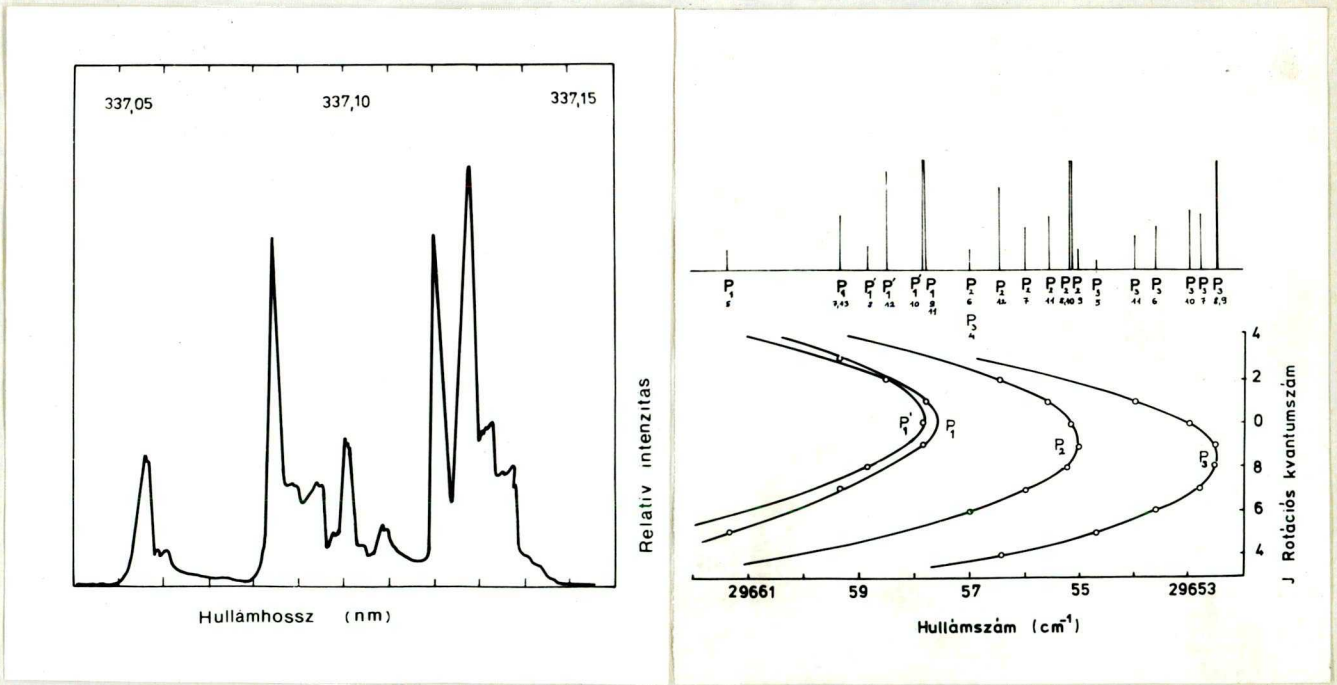


1. ábra

A $C^3\pi_g$ szint természetes élettartama nagyon rövid (40 ns), a $B^3\pi_u$ szint élettartama pedig viszonylag hosszu 8 μs . Ilyen feltételek mellett elektronütközéssel történő gerjesztéssel létrehozható olyan energiaeloszlásu nyaláb, hogy - a Franck-Condon elv miatt különböző gerjesztési hatáskeresztmetszetek révén - nagyobb valószinüséggel töltődik be $C^3\pi_g$ szint, mint a $B^3\pi_u$. Ilymódon bizonyos ideig populáció inverzió állhat

fenn, amely a 337,1 nm hullámhosszu lézersugárzást eredményezi. Ennek sávszélességét a $C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$ átmenet rotációs finomszerkezete határozza meg. A molekula vibrációs állapota az átmenet során nem változik meg ($v = 0 \rightarrow 0$). A lézersugárzás spektruma a 2. ábrán látható. A spektrumvonalak Kasuya és Lide [5] szerint három szimmetrikus és egy antiszimmetrikus P ágba rendezhetők. Az u, ill. g indexek az ungerade, ill. gerade szavakra utalnak.*)

A N_2 molekulában más energiaszintek között is létrejöhet populáció inverzió, igy pl. a 337,1 nm-es átmenettel egyidejüleg megfigyeltek 357,1 nm-es sugárzást is [7]. Az ionizált N_2^+ molekulában 427 nm hullámhosszu intenziv lézerátmenetet lehet



2. ábra

megfelelő módon gerjeszteni [8], [9]. Létezik az infravö-

*) 1. Függelék I

rös tartományban (1,2 μm) működő N_2 lézer is [6], [10]. A pontosság végett az általunk is vizsgált 337,1 nm-es átmenetet szokás a "N_2 második pozitiv sávrendszerében működő" lézernek is nevezni.

1. 2. A lézerfolyamat időbeli leirása

A nitrogén lézer impulzus időbeli kialakulását és lefolyását többen megkisérelték elméletileg értelmezni [3], [11], [7], [13], [14]. Legkörültekintőbben Ali és munkatársai [11] választották meg a folyamat leirásához használt modellt és irták fel a probléma megoldásához szükséges egyenleteket az előző fejezetben emlitett háromszintes termrendszerből kiindulva. Jelölje N_3 a $C^3\Pi_u$, N_2 a $B^3\Pi_g$ és N_1 az alapállapot $X^1\Sigma_g^+$ populációját. A folyamatot leiró differenciál-egyenlet rendszer a következő:

$$\frac{dN_3}{dt} = G_{13}\cdot N_1 + G_{23}\cdot N_2 - (\gamma_{31}+\gamma_{32}+A_{31}+A_{32})\cdot N_3 - n_f\cdot c\cdot \sigma_{32}\left(N_3 - \frac{g_3}{g_2}\cdot N_2\right) ; \quad (1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = G_{12}\cdot N_1 + (\gamma_{32}+A_{32})\cdot N_3 - (A_{21}+\gamma_{21}+G_{23})\cdot N_2 + n_f\cdot c\cdot \sigma_{32}\left(N_3 - \frac{g_3}{g_2}\cdot N_2\right) ; \quad (2)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = -(G_{12}+G_{13})\cdot N_1 + (A_{21}+\gamma_{21})\cdot N_2 + (A_{31}+\gamma_{31})\cdot N_2 \quad . \quad (3)$$

A fenti egyenletekben NG_{ij} az időegység alatt egységnyi térfogatban elektronütközéssel létrehozott $i \to j$ átmenetek számát (gerjesztési gyakoriság), Y_{ji} a $j \to i$ szintek közötti energiaátadás gyakoriságát, σ_{ji} az indukált emisszió hatáskeresztmetszetét, c a fénysebességet, A_{ji} a spontán emisszió Einstein-féle együtthatóját, g_j a j-edik szint statisztikai súlyát, n_f pedig a térfogategységben jelenlévő λ hullámhosszu fotonok számát jelenti. Az egyenletekben figyelembe vett átmenetek nem mindegyike játszik lényeges szerepet a lézer működésében, a [13], [12], [7], közleményekben G_{23}, Y_{31}, Y_{21}, A_{31}, A_{21} átmeneteket elhanyagolják, amint később látni fogjuk, jogosan. Az alább tárgyalásra kerülő, a gerjesztésre vonatkozó G_{12} és G_{13} átmenetekre felirható egyenletekkel együtt a fenti differenciálegyenlet-rendszer csak numerikusan oldható meg.*) Gerry [3], majd Ali és munkatársai [11] és többen utánuk éltek azzal a feltételezéssel, hogy a szintek betöltöttségében telitődés áll be. Ennek értelmében a $N_3 \gg N_3 - N_2$ feltételezésből és az $N_3 \cong N_2 = N$, valamint $P \equiv n_f \sigma_{32}(N_3 - N_2)$ lézerteljesitmény bevezetésével adódik a következő, az előzőnél lényegesen egyszerübb egyenletrendszer:

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{2} \cdot A_{21} + \frac{N_1}{2}(G_{13} + G_{12}) \quad ; \qquad (4)$$

$$P = \frac{N_1}{2}(G_{13} - G_{12}) - N \cdot A_{32} + N \cdot A_{21} - N \cdot Y_{32} \quad . \qquad (5)$$

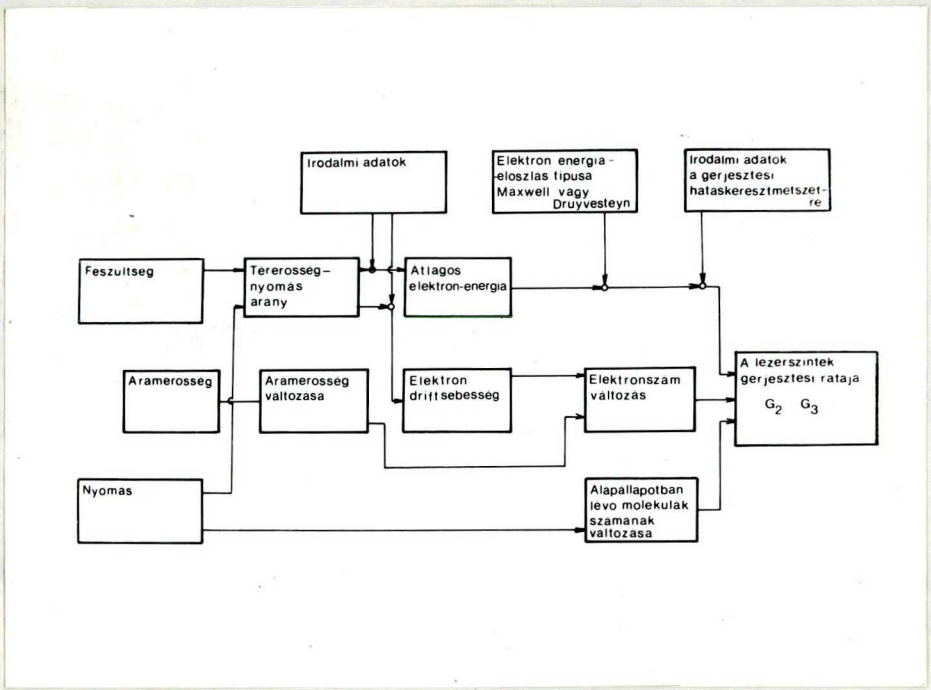
*) 1. Függelék II

A telitődés feltételezésével felirt egyenletek megoldása jellegében visszaadja a kisérletileg megmért lézerimpulzus-alakot, mig az egzakt egyenletrendszer megoldása általában kezdeti tullövést eredményez [11], [13], [7]. A fent emlitett közlemények a paraméterek helyfüggését a lézercső hossza mentén nem vették figyelembe, ami a hagyományos alacsonynyomásu N_2 lézerek esetén nem is feltétlenül szükséges. Ott kell a helyfüggést is figyelembe venni, és parciális differenciálegyenlet-rendszerrel számolni, ahol a lézerimpulzus időtartama rövidebb, mint a fény áthaladási ideje az aktiv közegen, vagy pedig haladóhullámu gerjesztés történik. A feladat bonyolultságára utal, hogy sem az utóbbi esetre vonatkozólag, sem TEA N_2 lézerre nem végeztek semilyen elméleti számitást ezidáig.

I. 3. A gerjesztés mechanizmusa

A N_2 molekulák gerjesztése két lépésben történik. Először a nagy térerősség ionizálja a molekulák egy részét, majd az ilymódon létrejött elektronok bizonyos energiaeloszlásu árama ütközéssel gerjeszti a még alapállapotban lévő N_2 molekulákat. Ez a folyamat, melynek eredményét az előző fejezetben a G_{12} és a G_{13} függvény reprezentált, a lézermüködést alapvetően meghatározó jelentőségü, ugyanakkor a legnehezebben modellezhető bo-

nyolultsága miatt. Anderson és Borgström [13] munkája alapján a 3. ábrán látható a probléma megközelitésének blokkdiagramja.



3. ábra

Az elektromos gerjesztő rendszereket mindig egy zárt RLC huroknak lehet tekinteni, ahol - amint ezt később részletesen elemezni fogjuk - az áramerősséget az alábbi egyenlet irja le:

$$L\cdot\frac{dI}{dt}+(R_o+R(t)\cdot I=U_o\cdot(1-\exp(-\frac{R}{L}\cdot t)\cdot\cos\omega t)-\int_o^t\frac{1}{C}I\,dt' \quad ; \qquad (6)$$

ahol R_o a rendszer állandó, $R(t)$ pedig az időben változó ohmos ellenállása (a kisülési tér); C a kondenzátorok kapacitása, L pedig a hurok induktivitása. Megjegyezzük, hogy ez utóbbi értékének meghatározásánál becslésekre vagyunk utalva, sőt nem is tekinthetjük mindig diszkrét áramköri elemnek, hanem elosztott paraméterü hullámvezetőnek. A folyamatot a Tow-

send-féle ionizációs egyenlet irja le:

$$\frac{dn_e}{dt} = \alpha \cdot v_d \cdot n_e \cdot N_1 \quad ; \qquad (7)$$

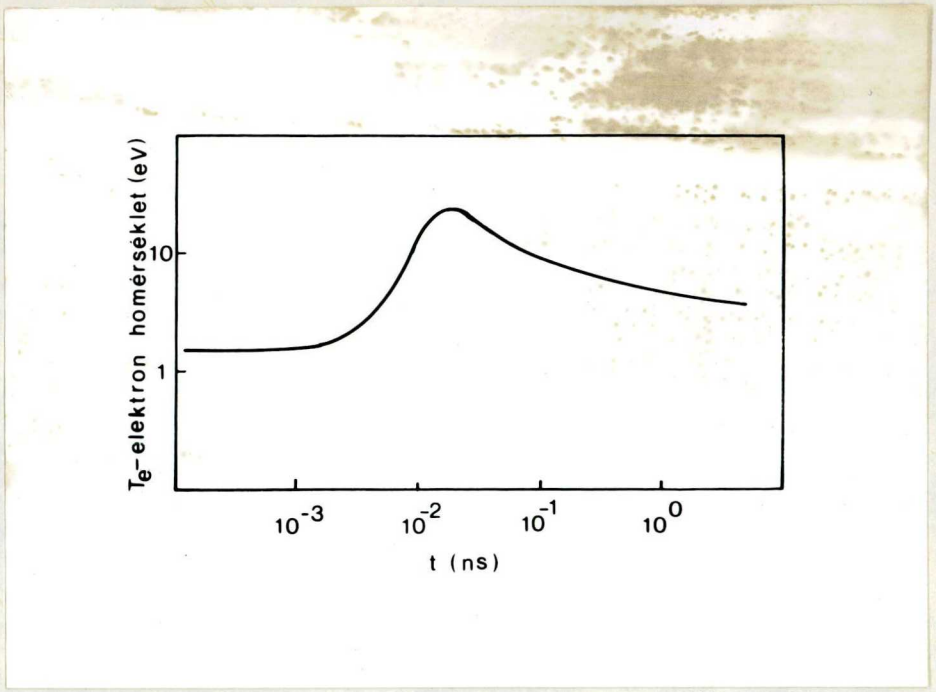
ahol n_e az elektronok koncentrációja, v_d az elektronok átlagos haladási sebessége, α az ionizációs hatáskeresztmetszet, melyet Tate és Smith [15] meghatároztak. Ebből számitható a $\sigma(t)$ vezetőképesség, és a cső adataiból az R(t) ellenállás:

$$\sigma(t) = \frac{e \cdot n_e \cdot v_d}{E} \quad ; \qquad (8)$$

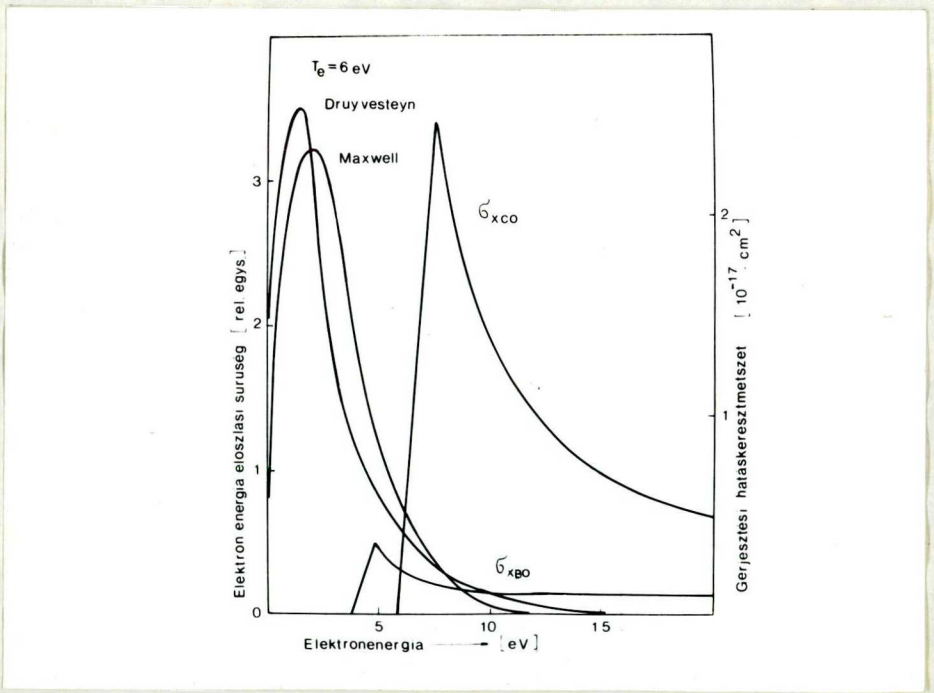
$$R(t) = \frac{l}{\sigma(t) \cdot A} \quad . \qquad (9)$$

A (8) - (9) egyenletek segitségével numerikus módszerrel meghatározható n_e. A létrejött elektronok energia szerinti eloszlása nem ismert. Ezt legtöbb munkában [3], [7], [11], [14] Maxwell-Boltzman félének tekintik T_e = 3 - 8 eV elektronhőmérséklettel. Ali és munkatársai [11] szerint T_e időben változik (4. ábra).

Anderson és Borgström [13] szerint az elektronok energiaeloszlása a nyomástól is függ, alacsony nyomáson Maxwell-tipusu, magasabb nyomáson ettől eltérő (5. ábra). A fenti ábrán feltüntettük a $N_3\ C^3\pi_u$ és $N_2\ B^3\pi_g$ szintekhez tartozó gerjesztési hatáskeresztmetszetet is (S_{12}, S_{13}), amelyeket Stewart és Gabathuler határoztak meg [16]. Mindezek ismeretében kiszámitható - természetesen numerikusan - a sebességegyenletekben



4. ábra



5. ábra

SZEGED

szereplő két gerjesztési függvény:

$$G_{12}(t)=n_e(t)\cdot\int_0^\infty g(T_e,v)\,S_{12}(v)\cdot 4\pi\cdot v^3\,dv\ , \qquad (10)$$

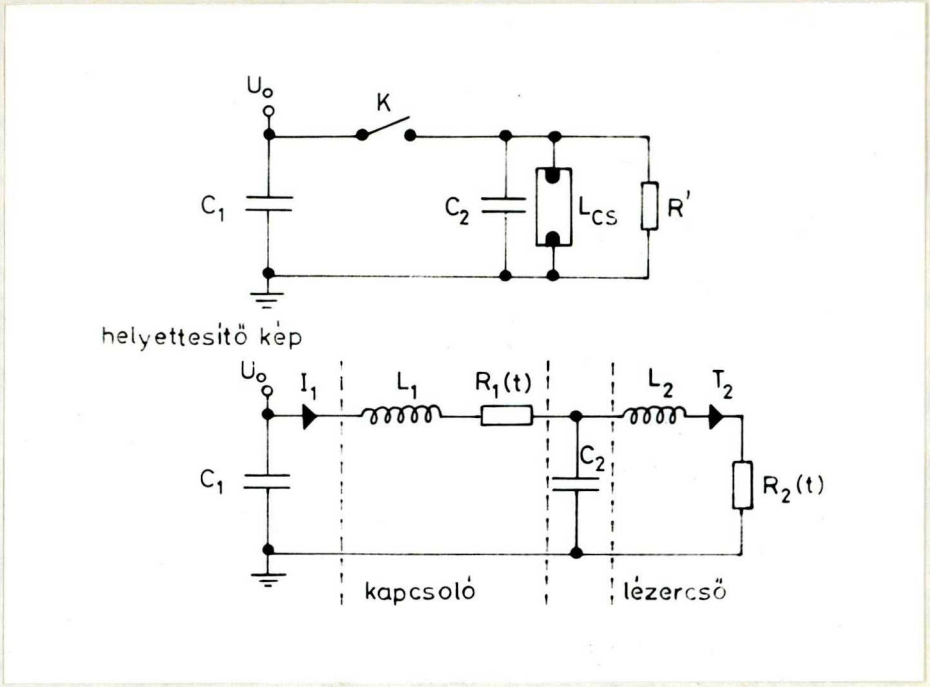
$$G_{13}(t)=n_e(t)\cdot\int_0^\infty g(T_e,v)\,S_{13}(v)\cdot 4\pi\cdot v^3\,dv\ . \qquad (11)$$

Mint arra utaltunk, számos bizonytalansági faktor van, és talán ezzel magyarázható, hogy a kisérleti eredményektől nem ritkán durva eltérés adódik a számitások során [13], [12].

1. 4. Elektromos gerjesztő rendszerek

Ahhoz, hogy intenziv lézerfényt kapjunk, néhány ns alatt nagy (2 - 5 $kAcm^{-2}$) áramlökést kell a N_2 gázban létrehozni. Ennek érdekében kis induktivitásu kondenzátort 10 - 20 kV feszültségre fel kell tölteni, és rákapcsolni közvetlenül a csőre. Az egyik eljárás az un. C-C áttöltés.

A 6. ábrán látható kapcsolási rajzon az Lcs lézercsővel párhuzamosan kapcsolt C_2 kondenzátort ugy töltjük fel, hogy a már U_o feszültségen lévő C_1 kondenzátort egy gyors kapcsolóval rásütjük. A felső rajzon található R' funkciója az, hogy a K kapcsoló zárásáig a csövön, ill. a C_2 kondenzátoron ne legyen feszültségkülönbség. Az R' nagysága majdnem közömbös, sokszor



6. ábra

egy 10 - 100 μH induktivitásu tekercsel helyettesitik [17], [18], [19].

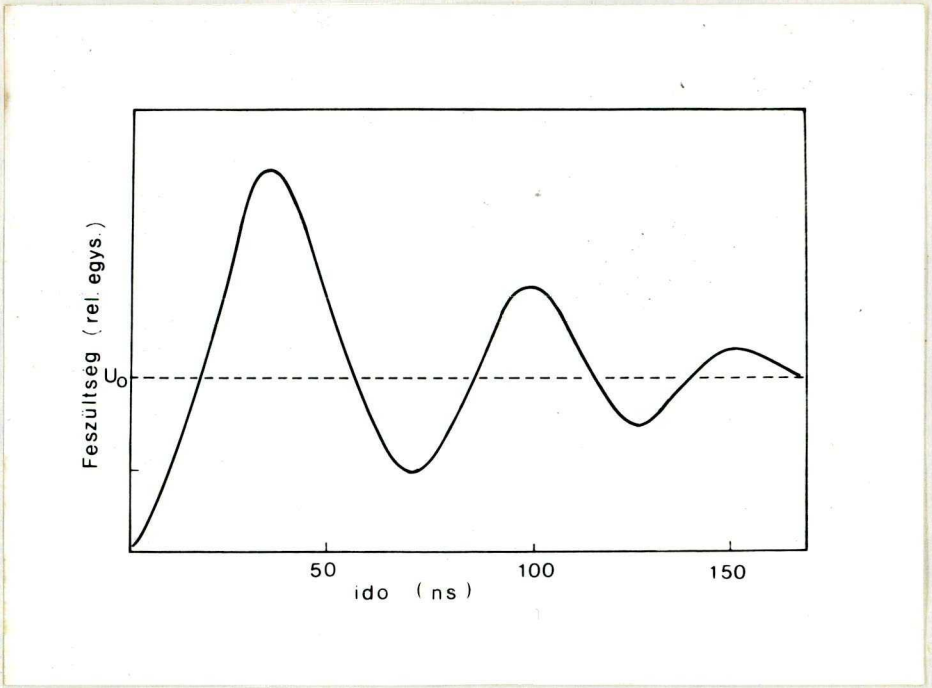
Fidzsimons és munkatársai [7] részletesen megvizsgálták az áttöltés folyamatát. Feltételezve, hogy a kapcsoló ellenállása elég gyorsan a nullához közeli értékre esik, a C_2 kondenzátoron, ill. a lézercsövön megjelenő feszültség csillapodó harmonikus rezgés lesz (7. ábra).

A fenti folyamatot leiró egyenlet a következő:

$$L_1 \frac{dI_1}{dt} + R_1 I_1 = U_0 - \int_0^t \frac{C_1+C_2}{C_1 \cdot C_2} \cdot I_1 \, dt' \quad , \qquad (12)$$

melynek analitikus megoldásából számitható a C_2-n, ill. a lézercsövön lévő feszültség:

$$U_{C_2} = U_0 \left(1 - \exp\left(-\frac{R_1}{L_1} \cdot t\right) \cdot \cos\left(2\pi \cdot \sqrt{\frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2} \cdot L_1} \cdot t\right)\right) \qquad (13)$$

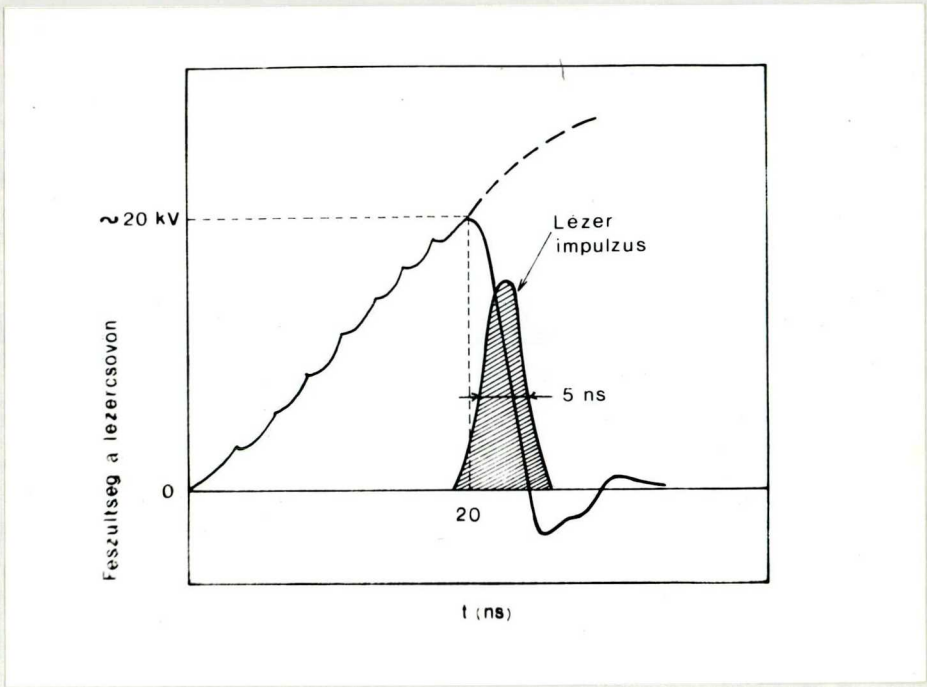


7. ábra

Az áttöltődést követően a C_2 kondenzátor kisül a lézercsövön keresztül, hasonló oszcilláció kiséretében. A lézercső begyujtása már az első negyed-periódus alatt végbemegy (8. ábra).

A 8. ábrán látszik, hogy a lézercsőre jutó feszültség nem jellemezhető egyszerüen a kondenzátorra kapcsolt sztatikus feszültséggel. Ez lehet az egyik oka az irodalomban található, az optimális nyomásra jellemző E/p hányadosok eltéréseinek. A fent ismertetett módszert általában diszkrét ke-

rámia- kondenzátorokkal szokták megvalósitani [20], [21], [22] [23], [24], de előfordul siktápvonalas konstrukció [7], [25] sőt a kettő kombinációja is.



8. ábra

A másik módszer az un. Blumlein-generátor alkalmazása. Ekkor magát a kondenzátorból kondenzátorba történő gyors töltésátáramlást használjuk fel gerjesztésre (9. ábra).

Mind a C_1, mind a C_2 kondenzátor U_o feszültségre fel van töltve. A K kapcsoló rövidrezárja C_2-t, kisüti, igy a Lcs lézercsövön megjelenik a C_1-en lévő U_o feszültség. A folyamatot természetesen itt is oszcilláció kiséri, mint az alábbi egyenletekből látható:

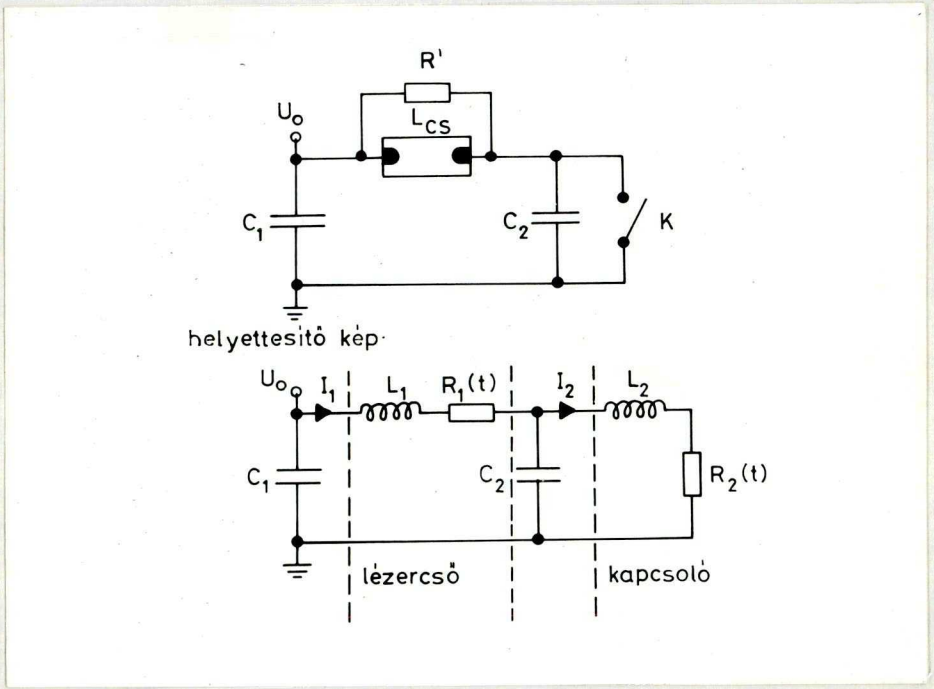
$$U_o - \int_o^t \frac{1}{C_2} \cdot I_2 \, dt' = L_2 \frac{dI}{dt} + R_2 I_2 = U_{C_2} \quad ; \qquad (14)$$

megoldás:

$$U_{Lcs}=U_0\cdot\left(1-\exp\left(-\frac{R_2}{L_2}\cdot t\right)\cdot\cos\left(2\pi\sqrt{L_2\cdot C_2}\cdot t\right)\right) \qquad (15)$$

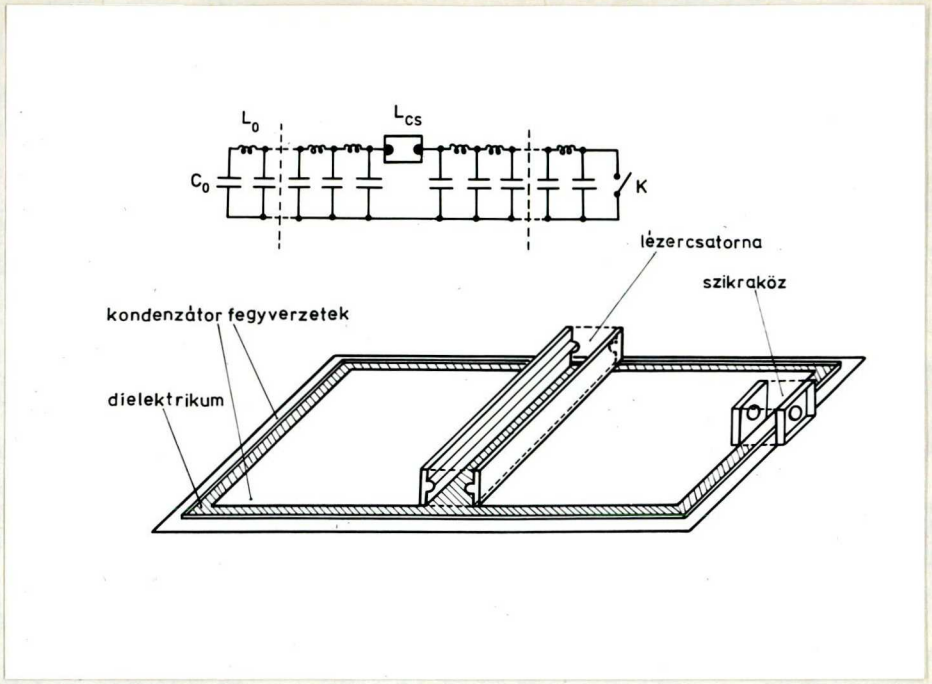
A lézercső begyujtása után kialakuló áram a következő egyenlettel irható le:

$$U_0-U_{C_2}-\int_0^t \frac{C_1+C_2}{C_1\cdot C_2}\cdot I_1\cdot dt' = L_1\frac{dI_1}{dt}+R_1(t)\cdot I_1 \qquad (16)$$



9. ábra

Megoldása, mint arról az 1. 3. fejezetben említést tettünk, csak az ionizációs egyenletekkel együtt, numerikusan keresheto. E módszert leggyakrabban nagy felületü sikkondenzátorokkal valósitják meg [4], [7], [11], [12], [26], ezek pedig a rendszer kis induktivitása miatt hullámvezető tápvonalaknak tekinthetők (10. ábra). A tápvonal Z_0 karakterisztí-



10. ábra

kus impedanciával jellemezhető, amely a tápvonal méreteitől és a dielektrikumtól függ:

$$Z_0 = 337 \cdot \frac{d}{s\sqrt{\varepsilon}} \quad [\text{Ohm}] \qquad (17)$$

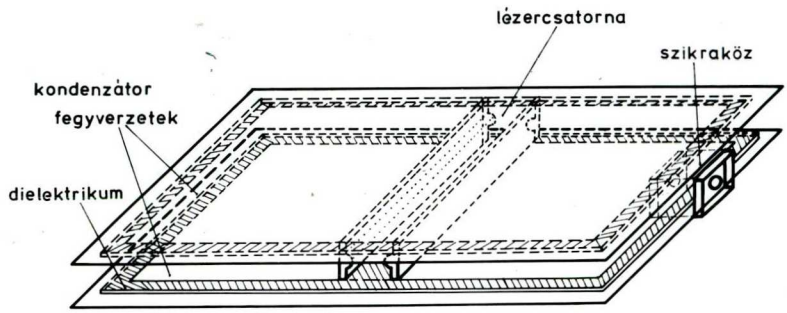
ahol d a hullámvezető tápvonal vastagsága [cm], s a szélessége [cm], ε pedig a szigetelő dielektromos állandója.

A lézercsövön folyó áramra vonatkozó egyenlet ezek szerint módosul:

$$L\cdot\frac{dI}{dt} + I(R_{Lcs}(t) + Z_0) = U_0\left(1 - \exp\left(\frac{t}{\tau}\right)\cdot\cos\omega t\right) - \int_0^t \frac{2}{C_1} I\,dt' \qquad (18)$$

Ezzel a rendszerrel lehet a legkisebb induktivitást, ezzel együtt a leggyorsabb gerjesztést elérni, mivel itt L pusztán a

lézercső induktivitásától függ. További lehetőség a hullámellenállás csökkentésére - azaz az áramerősség növelésére - két ilyen hullámvezető tápvonal párhuzamos kapcsolása [7], [26], [27], [28], (11. ábra).



11. ábra

Az eddigiekben tárgyalt rendszerekben szerepelt egy-egy nagy sebességü kapcsoló. Ekkora 10 - 20 kV feszültségen 10 - 100 kA-es áramimpulzust kapcsolni szikraközzel a legegyszerübb. Normál állapotu levegőben sik elektródák között a fent említett feszültségen 6 - 10 mm távolságban üt át magától a szikra. A kezdetlegesebb konstrukciókban [2], [4], [18], ilyen szikraközöket alkalmaztak. Hamar kiderült, hogy ez a kapcsoló a lézer legkényesebb pontja. A kisüléskor keletkező ózon káros hatása miatt a berendezést többen N_2 gázban müködtették

[7], [19], [13]. Próbálkoztak nyomás alá is helyezni [7] [31], [32]. Készitettek vizben müködő szikraközt is [29]. Megoldották a szikraköz triggerelését, de az inditás bizonytalansága 20 - 50 ns-nél nem volt jobb [26], [30].

Összegezve: megbizható, üzembiztos, hosszu élettartamu, minden szempontból megfelelő szikraköz konstrukció nem alakult ki. Igazából nem is volt rá szükség, mivel időközben kifejlesztették a gyors H_2 töltésü melegkatódos tirátronokat, amelyek minden paraméterükben megfelelnek a N_2 lézer támasztotta követelményeknek: 5 - 7 ns felfutási idő, nagy ismétlődési frekvencia, 1 - 2 ns csuszás. Viszonylag magas ára miatt azonban még ma is igen sokan - hátrányai ellenére - szikraközt használnak.

1. 5. A kisülési cső

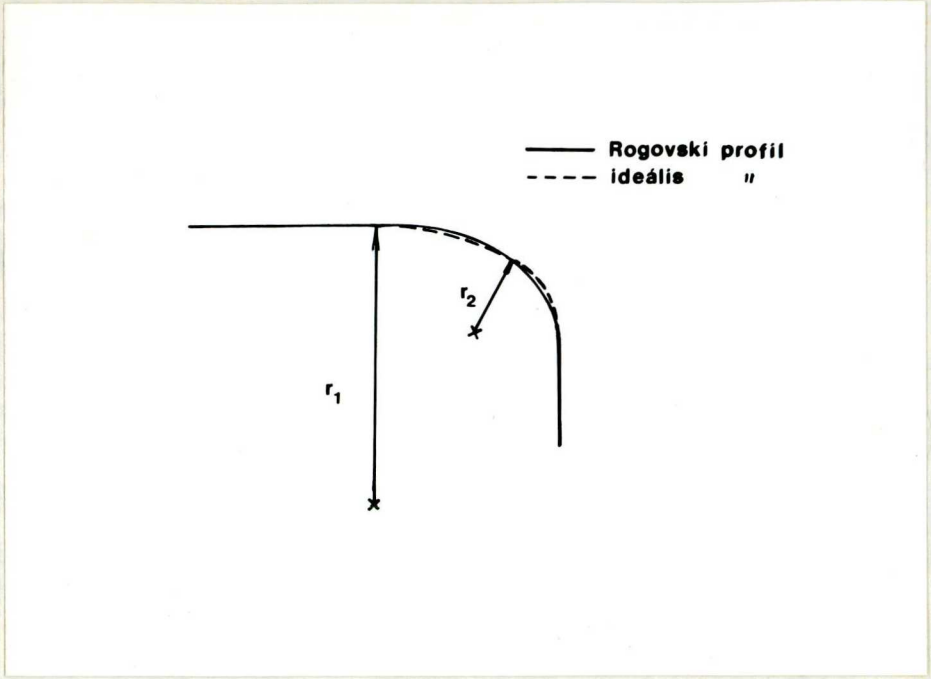
Mint látható volt, a nagy áramsürüség eléréséhez különleges gerjesztő rendszerre volt szükség. Hasonlóan kritikus az aktiv közeget magába foglaló kisülési tér konstrukciója is. Az elektromos kisülés létrehozása két módon történhet az aktiv közeg optikai tengelyéhez viszonyitva: longitudinálisan vagy transzverzálisan. A longitudinális gerjesztés, bár készitettek néhány ilyen tipusu N_2 lézert [33], [34], [35],

SZTE

[36] nem praktikus, mert a megfelelő áramsürüséget legfeljebb csak néhány 100 kV feszültséggel lehet elérni. A többi közleményben transzverzális gerjesztésről számoltak be, gyári készülék pedig,néhány kivétellel,transzverzális gerjesztéssel müködik. Az elektródatávolság 2 mm és 5 cm között, a cső hossza pedig 15 cm és 2 m intervallumban változik az alkalmazott feszültség és az elérni kivánt teljesitmény függvényében. Az elektródák keresztmetszete szintén különféle alaku. A kisülés stabilitása és homogenitása érdekében többen [39], [28], [12], [27] olyan speciális elektródaalakot tartanak megfelelőnek, ahol az elektromos tér homogén. A kérdéssel külön foglalkozott T. Y. Chang [40], és egzakt elméleti számitásokkal meghatározta az elektróda profilt leiró egyenletet:

$$y=\frac{1}{2}\cdot\pi+k\cdot\cosh x \quad , \qquad (19)$$

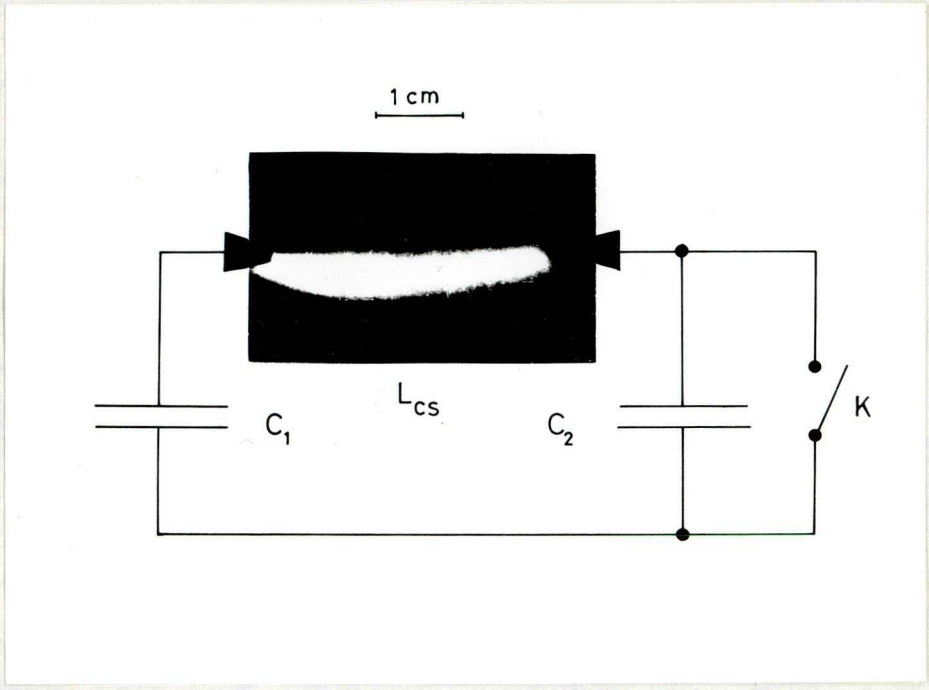
ahol k a tér homogenitásának minőségét, a széleken a potenciálesés meredekségét jellemző konstans. Az ilyen alaku profil elkészitése azonban körülményes, mindenképpen bizonyos közelitésekre vagyunk utalva. Egyik legjobb közelités az un. Rogovsky profil [38], mely közös érintőjü két körivvel zárja le a széleket (12. ábra). A várakozással ellentétben ez az utóbbi nem terjedt el, nagyobb elektródatávolságnál él alaku



12. ábra

elektródákat [23], kisebb elektródatávolságnál pedig 3 - 5 mm görbületi sugaru hengerpalástot használnak [7], [21], [27]. Ennek oka, hogy számos, a teret torzitó effektus fellép: az elektróda felületének egyenetlenségei, a gázban lévő szennyezések, maradék ionok miatt fellépő inhomogenitás stb. Az utóbbi effektus a kisülés ingadozását vonja maga után . További zavaró effektust okoz a nagy áramerősséggel együttjáró nagy mágneses tér, melynek visszahatásaként az iv a felület csökkenés irányába "görbül". A 13. ábrán egy olyan kisülés képe látható, melyet egy általunk készitett 30 mm elektródatávolságu lézercsőnél figyeltünk meg. Jól látható az elektródák alatt elhelyezkedő "áramhurok" mágneses terének hatása.

Kettős, szimmetrikusan szembekapcsolt Blumlein-tápvonal alkalmazása esetén ez az effektus természetesen nem lép fel.



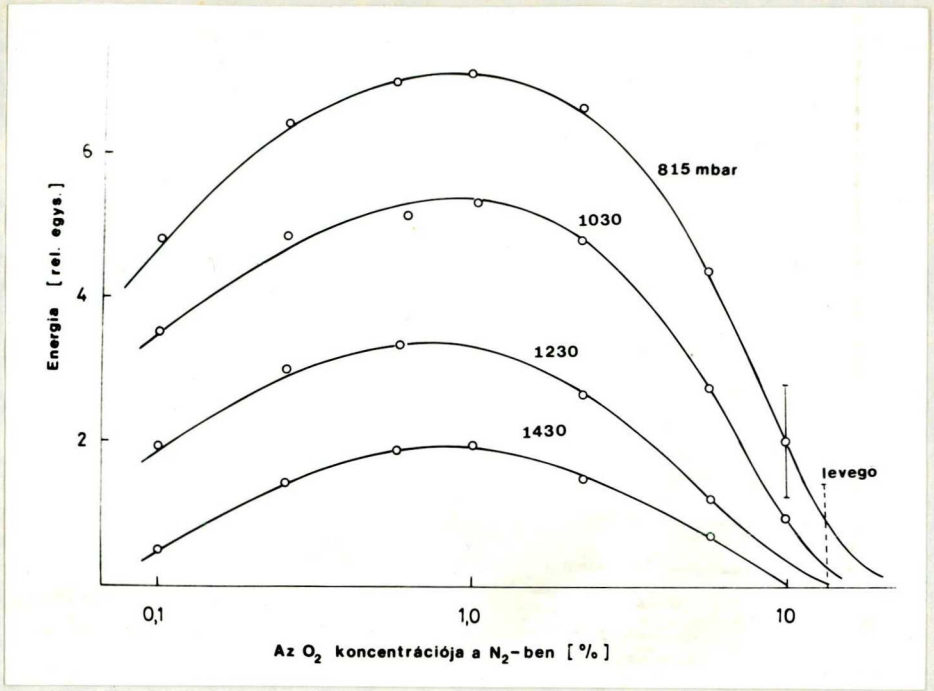
13. ábra

A transzverzális gerjesztés fő problémája a kisülés homogenitásának biztositása a cső hossztengelye mentén. Alacsony (10 - 20 torr) nyomáson ez általában magától megvalósul, de ha az optimális nyomás nagyobb, a kisülési térben "fonalak" jelennek meg. Ezekben a fonalakban az energiasürüség a kelleténél nagyobb, mig másutt kisebb lesz, emiatt a lézer energiája csökken, a rendszertelen kisülési kép a kijövő impulzusok szórását eredményezi. Ennek kiküszöbölésére számos előionizációs módszerrel próbálkoztak: szinkronizált villanólámpás fotoionizációval [42]; segédelektródás elektromos előionizációval [43]; koronakisülést létrehozó élek (borotva, vagy lemezjátszó-tü sor) beépitésével [31]; sőt többen a kisülési

csövet szektorokra osztották, és külön-külön kondenzátorokról táplálták [3], [19]. Tapasztalatunk szerint 20 - 30 torr optimális nyomáson müködő N_2 lézernél 10 Hz ismétlődési frekvencia felett - ha az elektródák felületi megmunkálása megfelelő - külön előionizációra nincs szükség. Alacsonyabb müködési frekvencia esetén azonban a kijövő impulzusok energiájának az egymást követő kisülésekre vonatkoztatott stabilitása erősen romlik, ezért ebben az esetben előionizálás szükséges. A fentebb emlitett módszerek nehézkes volta, valamint amiatt, hogy az alkalmazás során ritkábban szükséges 10 Hz alatti ismétlődési frekvencia, célszerü valamilyen fényzárral kiválasztani az impulzussorozatból egyet, ha a feladat ezt kivánja.

1. 6. A N_2 gáz tisztaságának és áramoltatásának szerepe

A gázban lévő szennyezések — mint azt már emlitettük - hatással vannak a kisülésre. A szennyező anyagok közül elsőként emlithetjük az oxigént, amely von Bergmann [31] mérései szerint bizonyos koncentráció esetén növeli a kimenő energiát (14. ábra). Saját méréseink ezt megerősitették, de a megnövekedett átlagenergia a fluktuációnak olyan nagymértkü megnövekedésével járt együtt, hogy a fenti effektust fel-



14. ábra

használásra alkalmatlanná tette. Szintén saját tapasztalataink kal támaszthatjuk alá azokat az irodalmi eredményeket is, hogy kicsiny szórást csak tiszta vagy nagyon tiszta N_2 gáz használata esetén kaphatunk. Már az első vizsgálatoknál [3], [27] kiderült, hogy 10 Hz feletti ismétlődési frekvencia felett a gázt áramoltatni, cserélni kell. Ennek az oka, hogy a N_2 molekula a $B^3\Pi_u$ állapotból nem alapállapotba, hanem az 1 s átlagos élettartamu $A^3\Sigma_u$ közbülső szintre jut. Ha tehát a gáz diffuziója már nem képes megfelelő számu "friss" molekulát szolgáltatni, a gázt áramoltatni kell olyan sebességgel, hogy két impulzus között az aktiv térfogatban a gáz kicserélődjék. Igy - a csőre merőleges, közel hangsebességgel törté-

nő áramoltatással - 3 kHz ismétlődési frekvenciát sikerült elérni [24]. Másik lehetséges ut valamilyen kioltó anyaggal alapállapotba juttatni a molekulát. Megfigyelték, hogy a kisülési teret határoló matt kvarcüveg fal, ha közel van a kisüléshez, ilyen hatással van a molekulákra [21]. Még jobb megoldás, ha CuO filmet helyeznek el a kisülési térben: ezzel 10 kHz ismétlődési frekvenciát értek el, ez 3 W átlagteljesitménynek felelt meg [61]. Ezen a frekvencián a lézercsőnek már jelentős mennyiségü hőt kell disszipálnia. Ennek megfelelően kell a lézercsövet megépiteni, ezért használnak gyakran teljesen kerámiából és fémből készitett csövet [43].

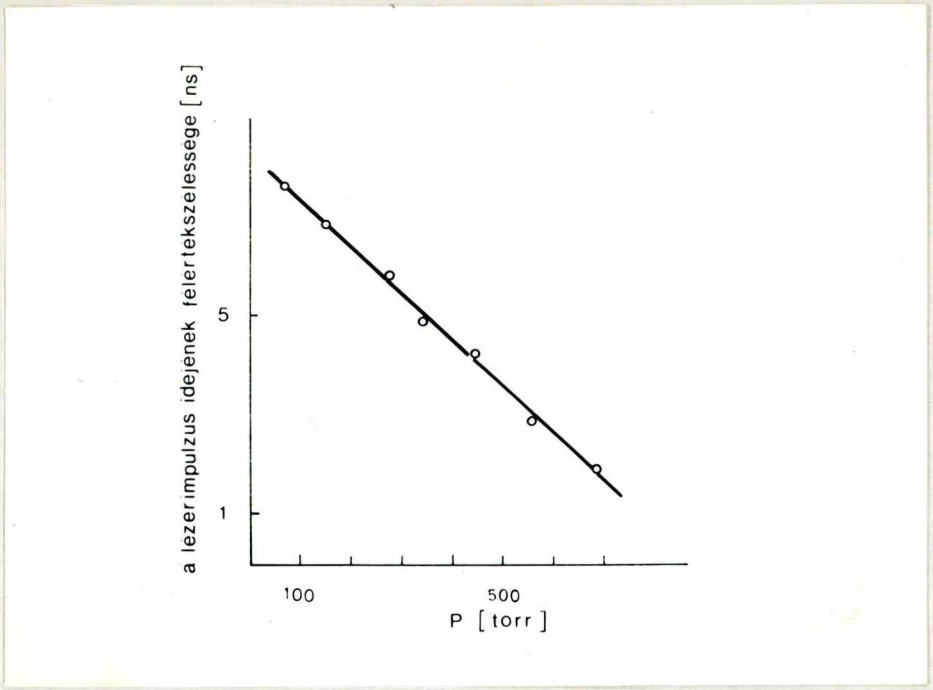
1. 7. A lézer energiája és hatásfoka

Egy adott konstrukcióju N_2 lézerből kijövő energiát számos tényező befolyásolja. Az energia - nyomás függvénynek maximuma van, mégpedig mindig olyan nyomáson, hogy az E/p hányados, a feszültséget változtatva, ugyanakkora marad. Ez tulajdonképpen következik a gerjesztés mechanizmusából. A feszültség - azaz a betáplált energia - növelésével szintén nő a kijövő energia ugy, hogy a hatásfok általában állandó marad. Különböző tipusu gergesztő rendszereket szinte lehetetlen összehasonlitani; a mérce legfeljebb a hatásfok lehet, mi-

vel megfelelően nagy méretekkel, nagy feszültséggel bármekkora energia előállitható, határt csak a célszerüség szab. Jelenleg a legjobbnak tekinthető N_2 lézer a Molectron UV 24 gyári készülék, amely 12 mJ kimenő energiát szolgáltat 0,1 % hatásfok mellett. Más készülékek hatásfoka ennél lényegesen rosszabb. Az optimális energiasürüség biztositása és a legkorszerübb kapcsolóelemek használata mellett még egy lehetőség van az energia növelésére: a lézermüködést meghatározó $B^3\Pi_u$ alsó szint populációját alkalmas kioltó anyaggal le kell csökkenteni. A SF_6 éppen ilyen anyag, többen jelentős hatásfoknövekedésről számoltak be [44], [42]. Az, hogy használata mégsem terjedt el a gyakorlatban, a gerjesztés során szabaddá, azaz reakcióképessé váló fluornak, ill. káros következményeinek tudható be.

1. 8. Impulzusidő; optikai erősités; rezonátor

Az energiaszintek élettartamából következik, hogy a lézerimpulzus hossza 20 ns -nál nagyobb nem lehet. Az impulzusidőt a gerjesztő rendszeren kivül elsősorban a gáz nyomása határozza meg [7] (15. ábra). A gáz nyomása által fölülről limitált impulzusidőnél rövidebbet nagyon gyors gerjesztéssel, rövid csővel, ill. haladó hullámu gerjesztő rendszerrel le-



15. ábra

het elérni. A mérések és számitások szerint az aktiv közegben az optikai erősités igen nagy, 80 - 100 dB/m érték is lehet. Ez azt is jelenti, hogy az egyutas erősités, "erősitett spontán emisszió" már elegendő. Általában egy 100 % reflexióju zárótükröt alkalmaznak, ami a lézercső másik végén kilépő energiát 2 - 3-szorosára növeli. Rezonátort általában nem alkalmaznak, mivel a fény egyszeri áthaladási ideje az aktiv közegen 2 - 3 ns, s igy hatása a kilépő energiára, a kis számu áthaladás miatt nem jelentős. A leggyakrabban használt elrendezésben rezonátor nélkül a lézer divergenciáját az aktiv közeg geometriai átlói által bezárt szög adja. Tipikus érték: 3 mrad függőleges, 15 mrad vizszintes nyilásszög.

Rezonátor alkalmazása (8 - 16 % reflexióju nyitótükör) a divergenciát felére, harmadára csökkenti, miközben megnő az impulzus ideje, és az alakja is némiképp megváltozik [46]. Nagyon rövid, 10 - 15 cm hosszu N_2 lézer esetén rezonátor és szük diafragma alkalmazásával a divergencia a diffrakciós korlátra csökkenthető, azonban ekkor a lézer teljesitménye igen kicsiny, 50 - 100 W lesz, e megoldást csak oszcillátor - erősitő összeállitásban használják [45].

1. 9. TEA lézerek

1967-ben számolt be Svedberg [36], arról, hogy egy 90 mm hosszu csőben 350 kV feszültséggel, longitudinális gerjesztéssel, 1 atm nyomásu levegőben kb. 2 W teljesitményü 0,6 ns félértékszélességü lézerimpulzust kaptak.
Knyazev et al. [47] 1972-ben egy meglehetősen nagy (1 m x 2 m), a hagyományos N_2 lézereknél használatos hullámvezető siktápvonalas rendszerrel 1 atm össznyomásu 7:3 arányu He - N_2 keverékben néhány 10 kW teljesitményü 1 - 2,5 ns impulzusidejü lézersugárzást figyeltek meg. 1974-ben Ishenko et al. [8] hasonló He - N_2 gázkeverékben 100 kW teljesitményü impulzust kaptak. A TEA N_2 lézer müködését tekintve nem különbözik alapvetően a hagyományos alacsonynyomásu N_2 lézertől. A vá-

kuumrendszer hiányával és az impulzusszélesség rövidségével járó előnyök az eddig ismertetett publikációkban eltörpülnek a megvalósitás nehézségei mellett. Igy ezeket még nem tekinthetjük lényeges előrelépésnek. 1974-ben Antonov és Knyazev [48] az előzőhöz hasonló gerjesztő rendszerrel, nyitott csővel levegőben figyeltek meg lézer effektust. Ugyanebben az évben Salzmann és Strohwald [49] egy 50 cm hosszu lézercsővel haladóhullámu gerjesztést valósitottak meg oly módon, hogy a csövet szegmensekre osztották, melyek között a gerjesztés késési ideje éppen a fénysebességnek megfelelő volt. Ilymódon 200 μJ energiáju, 400 ps félértékszélességü impulzust kaptak. Egy évvel később [50] egyszerübb gerjesztő rendszerrel - siktápvonal, állitható távolságu elektródák - tudtak haladó hullámu gerjesztést megvalósitani, és 30 μJ energiáju, 1 atm nyomáson 300 ps, 6 atm nyomáson 50 ps félértékszélességü lézerimpulzus lépett ki a berendezésből. Ugyanekkor Saikan [28], Basting et al. [27] által kidolgozott módon két párhuzamosan kapcsolt siktápvonallal megépitett rendszerrel 600 ps-nél rövidebb, 100 μJ körüli energiáju lézerfényt kapott.

H. M. von Bergmann et al. ezidőtájt kezdtek kisérletezni nagynyomásu N_2 gázban a gerjesztés koronakisüléses stabilizálásával. Különféle módszerekkel [32], [51], [52], [53], maximáli-

san 1 MW teljesitményü, 1 ns szélességü impulzusokat kaptak, 100 kV feszültségen. 1977-ben [46] egy miniatür 16,5 cm x 5 cm méretü , 1 atm nyomáson, sikhullámvezetővel 20 kV-on müködő N_2 lézert készitettek. Rezonátort alkalmaztak (100 % + + 16 %) a kimenő energia kb. 100 μJ, az impulzus ideje 650 ps volt. Nagysebességü gázáramoltatással 1,7 kHz ismétlődési frekvenciával müködött , bár mindössze 5 másodpercig . Ez a készülék tekinthető az első olyan készüléknek, mely kihasználja és egyesiti magában az összes előnyöket, amit a vákuumrendszer hiánya, kisebb pumpáló energia, kisebb méret jelent. Meg kell emliteni E. E. Bergmann eredményeit, aki 1975-ben [54] szintén siktápvonalas gerjesztéssel 350 μJ kimenő energiát kapott 1 - 1,2 ns impulzusidővel. Ő hivta fel a figyelmet későbbi cikkében [55] arra, hogy a haladóhullámu gerjesztés elérésére az elektródák távolságát nagyon pontosan, mikrométerrel kell tudni állitani. Harmadik közleményében [56] 1977-ben oszcillátor - erősitő rendszert irt le két TEA N_2 lézerrel megépitve. A kilépő nyaláb divergenciája megközelitette a difrakciós limitet. 1977 végén Bauer et al. számoltak be arról, hogy von Bergmann eredményei alapján ahhoz hasonló felépitésü TEA N_2 lézert épitettek [57].

Az eddig megjelent viszonylag nagyszámu közlemény csak a TEA N_2 lézer technikai leirását és főbb specifikációit tartalmaz-

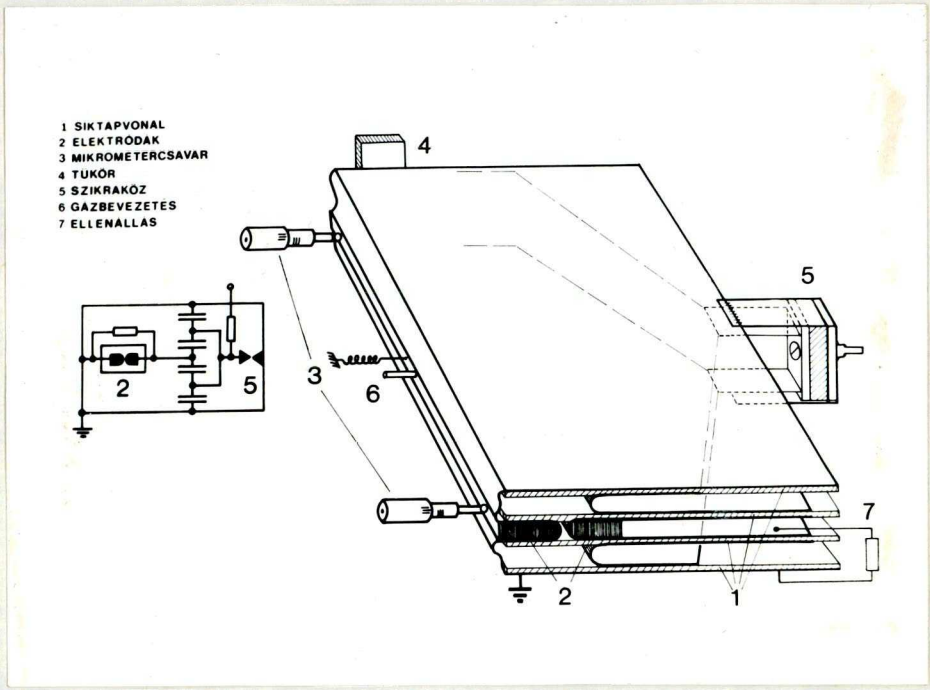
ták. A lényeges paraméterekre vonatkozó szisztematikus elemzésről, optimalizálásról ezidáig nem számoltak be. Egyetlen szerző sem foglalkozott a folyamat elméleti leirásával, modellezésével. Ugy véltük, mind tudományos, mind gyakorlati szempontból aktuális a probléma.

2. A TEA N_2 lézer megépitése; kisérleti eredmények

2. 1. Gerjesztő rendszer

A Blumlein tipusu gerjesztő rendszer megvalósitására két lehetőség van: sik hullámvezető vagy diszkrét kerámia kondenzátor, mint azt az 1. 4. fejezetben részletesen ismertettük. Mindkét variáció szerint készitettünk lézer-berendezést azért, hogy összehasonlithassuk, minősithessük a módszereket. A sik-tápvonalas Blumlein-generátor hullámvezetőjének alkalmas, kétoldalon fóliás nyomtatott áramköri lemez geometriai méretei a következők voltak: 300 mm széles, 200 mm hosszu, 1,5 mm vastag; a szigetelő üvegszállal erősitett epoxigyanta dielektromos állandója méréseink szerint $\varepsilon = 5,8$. A rendszer hullámellenállása meglehetősen nagynak adódott: $Z = 0,74\Omega$. Ezért a gerjesztő rendszert két párhuzamosan kapcsolt hullámvezetővel épitettük meg. Ez amellett, hogy a hullámellenállás felére csökkent, azzal az előnnyel is járt, hogy a rendszer összkapacitása kétszeresére nőtt, igy ugyanakkora feszültség mellett kétszer akkora energiát tápláltunk be. A 16. ábrán látható a lézer sematikus rajza. Az 1. 4. fejezetben ismertetett rendszertől pusztán annyiban tér el, hogy a kettős tápvonalat "kiforditottuk", majd egyik felét visszahajtottuk olymódon, hogy az elektródák, valamint a szikraköz a külső oldalra kerüljenek. Ennek óriási előnye, hogy a lézert

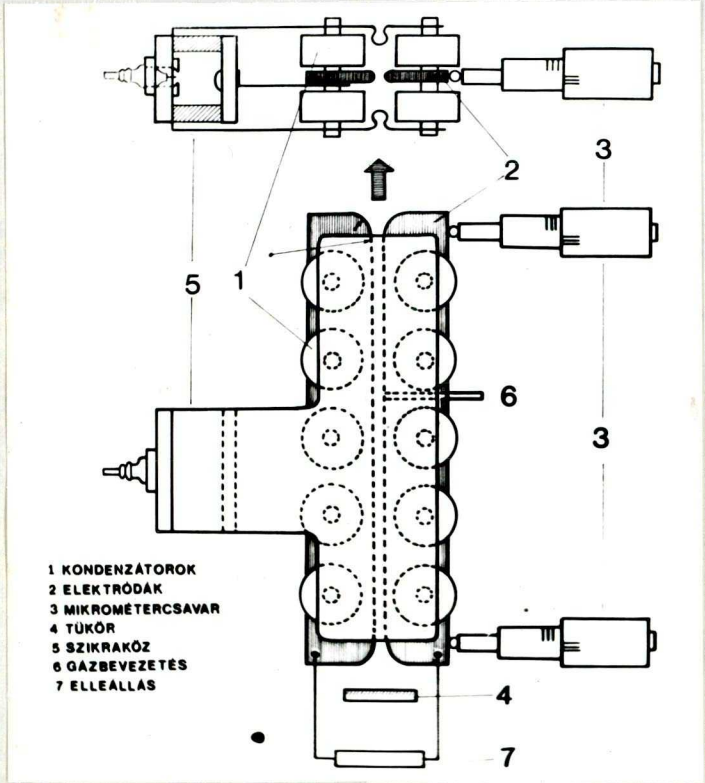
ilymódon egy földpotenciálon lévő zárt vezető hurok határolja, és a nagyfeszültség belül, védett helyen található. Ilymódon müködés közben veszélytelenül állitható az elektróda, mely vékony, hajlékony vörösréz lemezzel csatlakozik a tápvonalhoz.



16. ábra

A tápvonal hosszát a következők figyelembevételével választhatjuk meg: az elektromágneses hullám sebessége a tápvonalban $c/\sqrt{\varepsilon}$; a lézerimpulzus 2 ns-nál nem hosszabb. Mivel a lézerimpulzus után felesleges tovább gerjeszteni, elegendő kb. 20 cm hosszu tápvonalat alkalmazni. A tápvonal szélein a dielektrikum 30 mm szélességben tulnyult, a nagyfeszültség szigetelése céljából. A rendszer összkapacitása 7,6 nF ($C_1 = C_2 =$ = 3,8 nF) volt. Az impulzuskondenzátoros Blumlein-generátort

a rendelkezésre álló KVI 3 tipusu BaTi dielektrikumu 1 nF kapacitásu 12 kV üzemi feszültségü kerámia kondenzátorokkal valósitottuk meg. A kondenzátorok méretéből következő viszonylag nagy induktivitás miatt itt is két párhuzamosan kapcsolt rendszert használtunk 17. ábra .

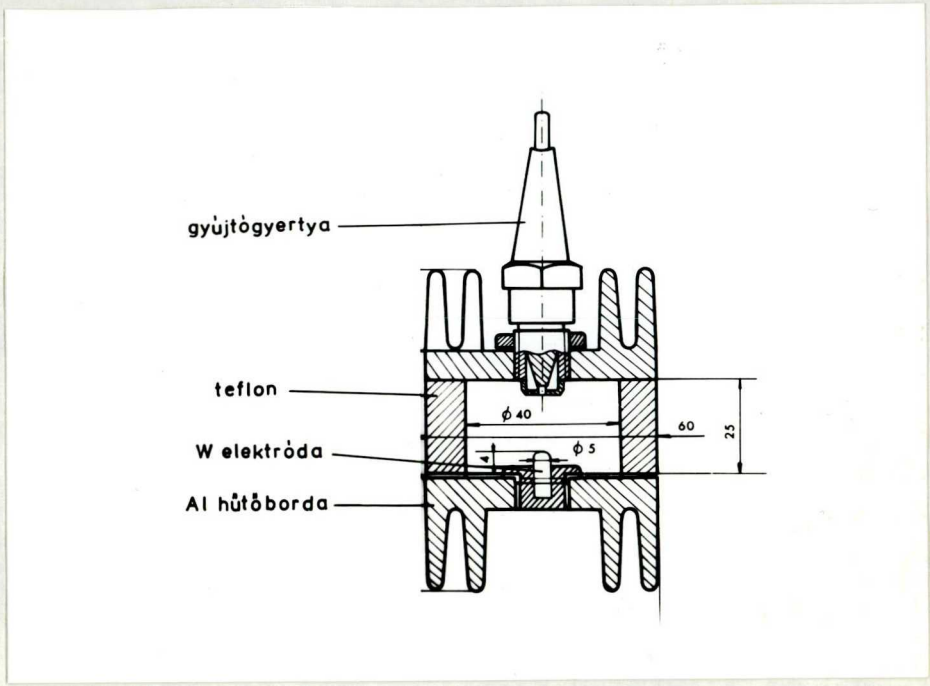


17. ábra

Ebben az esetben szintén az az elektróda van földpotenciálon, amelyiket müködés közben állitani kell. A kondenzátorok 0,5 mm vastag kilágyitott vörösrézlemezzel voltak összekötve, mivel a kontaktusoknak a kis átmeneti ellenállás mellett kis induktivitásuaknak is kell lenniök, amit a puha fém nagy felületen történő érintkezése révén a csavaros rögzitésnél is meg tudtuk oldani.

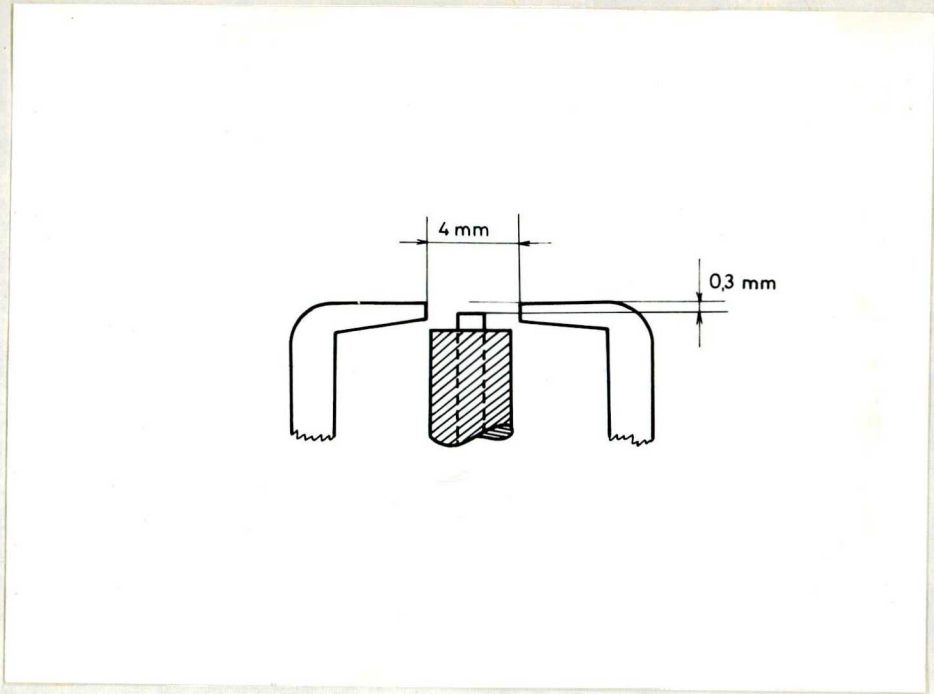
Kapcsolóelemként Intézetünkben kifejlesztettünk egy, a célnak

megfelelő triggerelhető szikraközt. Ezt alkalmazni lehet a hagyományos alacsonynyomásu N_2 lézerben is. Felépitése a 18. ábrán látható:



18. ábra

A szikraköz elektródáit lehetőleg nagy fajsulyu anyagból kell készíteni Cu, Fe, W , mert tapasztalatunk szerint első közelitésben az anyagi minőségtől függetlenül azonos nagyságu kapcsolt töltés esetén egyforma tömegü rész porlad el, igy a geometriai méretek nagy fajsulyu fém alkalmazása esetén változik a leglassabban. A szikraköz gyujtása 10 - 20 kV-os impulzussal történik, melyet egy gépkocsi-gyujtógyertyából átalakitott elektródára viszünk. Az üzembiztos gyujtás feltétele, hogy a gyujtószikrát jól "lássa" a másik elektróda; ugyanakkor a gyujtó elektróda annyira legyen védve, hogy a főszikra ne hozzá, hanem a külsejéhez üssön át. Ezt a 19. ábrán látha-



19. ábra

tó méretezésü gyertyacsucs kielégitően teljesiti. Az ilymódon elkészitett gyujtóelektródával a szikraköz a 3 - 4 kV tartományban üzembiztosan gyujt, élettartama kb. 10^6 lövés (ez 50 Hz ismétlődési frekvencián 5 óra). Az elektródákat teflon köpeny veszi körül, ami a termikus, elektromos és mechanikai szilárdságát, és a hangszigetelést biztositja. A szikraközre általában hütőbordákat erősitünk, mivel 50 - 100 W hőteljesitményt kell disszipálni.

2. 2. Tápegység

Az elektromos tápegység feladata, a gerjesztő rendszerben

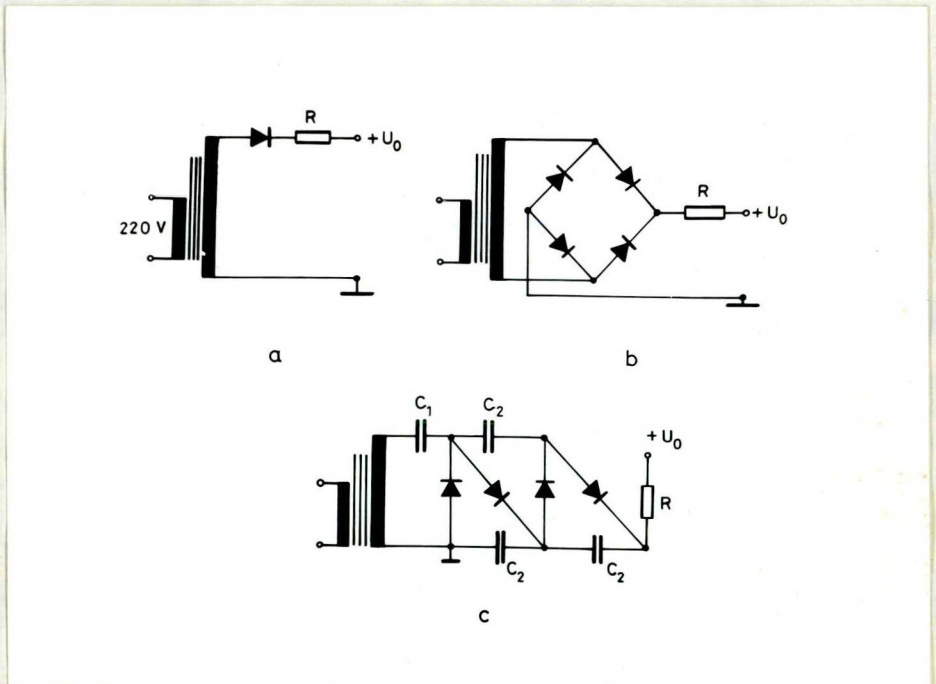
lévő kondenzátorokat, tápvonalat 10 - 20 kV egyenfeszültségre feltöltse az ismétlődési frekvencia által meghatározott idő alatt. Általában a 220 V-os 50 Hz frekvenciáju hálózati feszültségből kell kiindulni, bár 6 - 24 V-os telephez, akkumulátorhoz is lehet ilyen tápegységet készitени.

A tápegységek három fő csoportba oszthatók:

- hálózati feszültséggel szinkronban
- pufferkondenzátor alkalmazásával folyamatos töltéssel;
- kapcsolóüzemmódban

müködőkre.

Az első csoportba tartozó rendszerek az egyenirányitás módja szerint lehetnek egyutas, kétutas vagy feszültségsokszorozó rendszerüek (20. ábra).



20. ábra

SZEGED

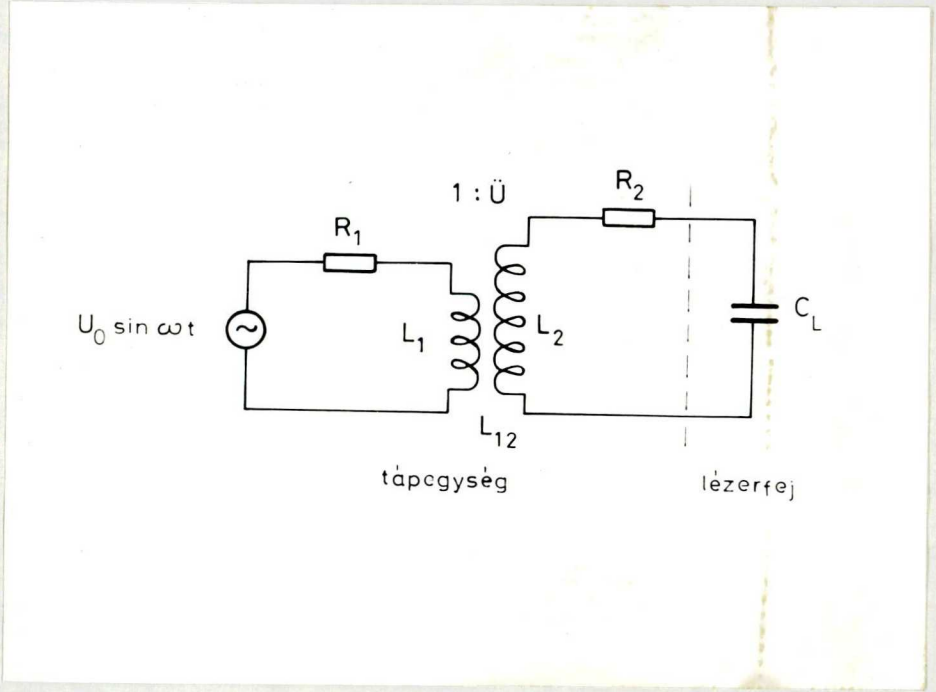
Az egyutas egyenirányitás a legegyszerubb (20. a. ábra): az egyenirányitón kivül - melyet a szekunder kétszeres csucsfeszültségére kell méretezni - egy nagyfeszültségü transzformátorból áll. A szekunder tekercs vasmaghoz közeli vége földelhető, igy technológiai szempontból a transzformátor szigetelése egyszerübb, megbizhatósága nagyobb. Hátránya, hogy az egyiránynu terhelés miatt a vasmag előmágneseződik, hamarabb telitésbe megy, igy nagyobb keresztmetszetüre kell méretezni. Az egyutas egyenirányitás következménye, hogy az ismétlődési frekvenciát 50 Hz fölé emelni nem lehet.

A kétutas egyenirányitás (20. b. ábra) 100 Hz ismétlődési frekvenciát enged meg, a vasmag megfelelően van kihasználva, viszont a transzformátor szekunder tekercsének mindkét vége a földhöz, vasmaghoz képest nagyfeszültségen van, ami a tekercselés, szigetelés nehézségeit növeli.

A feszültségsokszorozó kaszkád kapcsolás (20. c. ábra) nagy előnye, hogy kisebb szekunderfeszültségü transzformátort igényel: $U_o/2n$ feszültségre kell méretezni. Pl. 14 kV feszültség eléréséhez 4-szeres sokszorozasnal mindössze 2,5 kV_{eff}-ra. Hátránya, hogy $2U_o/n$ átütési feszültségü kondenzátorokat igényel, és a legnagyobb ismétlődési frekvencia a hálózatának n-ed része lehet (n a sokszorozási faktor).

Itt jegyezzük meg, hogy telepes, akkumulátoros tápforrás ese-

tén a megszaggatott és feltranszformált feszültséget általában ezzel a módszerrel egyenirányitják. Mindhárom módszer közös problémája: hogyan viselkedik a tápegység a kapacitiv terhelés hatására, a lézermüködést követő gyors terhelésingadozásra, tranziensekre. A kapacitiv terhelés következtében az áramkörben oszcillációk alakulnak ki. A tápegység - lézer együttes helyettesitő képe a 21. ábrán látható.



21. ábra

A szekunder kör egy C, L, $R_2 + n^2R_1$ paraméterü veszteséges rezgőkörnek tekinthető, amely ω körfrekvenciáju kényszerrezgés hatása alatt áll. A kondenzátoron akkor lesz a feszültség n^2U-nál nagyobb, ha a rendszer sajátfrekvenciája $\nu_0 = \frac{1}{\sqrt{L_1 \cdot C_\ell}}$ közel van az ν = 50 Hz-hez. Ekkor a feszültség egy egyszerü, de hosszadalmas számolás eredményeként az alábbi nagyságu:

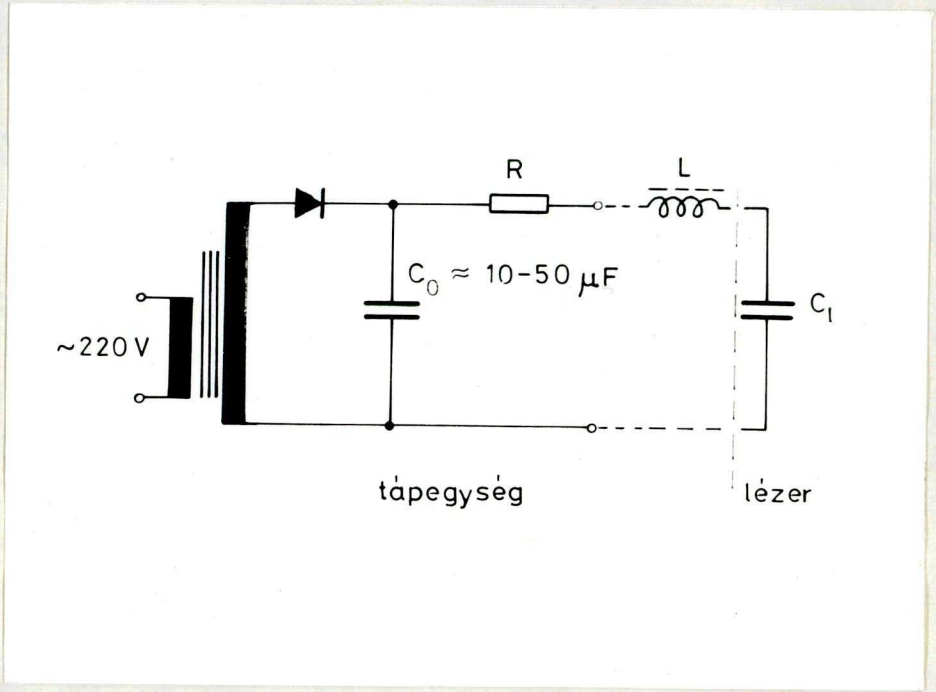
$$U = U_0 \cdot (1+Q)\left[\frac{(\omega^2-\omega_0^2)^2}{\omega^2\cdot\omega_0^2}\cdot Q^2 - 2(Q^2-1)\,\frac{\omega^2-\omega_0^2}{\omega\cdot\omega_0} + (Q^2+1)^2\right]^{-\frac{1}{2}} ,$$

$$Q = \frac{L_{12}(R_2+n^2\cdot R_1)}{L_1\cdot L_2\cdot\omega_0} .$$

A rezonanciaeffektusra tekintettel a nagyfeszültséget mindig oszcilloszkóp segitségével állitottuk be, esetenként az R_1 primerköri, vagy az R_2 szekunderköri korlátozó ellenállás változtatásával. Mindez akkor tartható kézben, ha a feltöltés a hálózati feszültség nullátmeneténél ($\varphi = 0$) kezdődik. Mivel az ujabb feltöltés a lézer müködését követően indul, a lézer begyujtását a hálózattal szinkronban a feszültség nullátmenetére kell időziteni. Ellenkező esetben még élesebben jelentkezik a sajátfrekvencia hatása, a feszültség akár a kétszeresére is nőhet, ami a szikraköz öngyulladását, a lézerfej, a kondenzátorok rongálódását eredményezheti. Emellett a töltőáram a normálisnak sokszorosára nőhet, ami az egyenirányitókat veszélyezteti; a dióda csucsáramára méretezett külön védőellenállásokat szokás emiatt beépiteni. A hirtelen terhelésnövekedés a hálózatra visszahat. Az ilymódon keletkező nagyfrekvenciás tranzienseket nehéz kiszürni és ez kellemetlen zavart okoz az érzékeny mérőmüszerek müködésében.

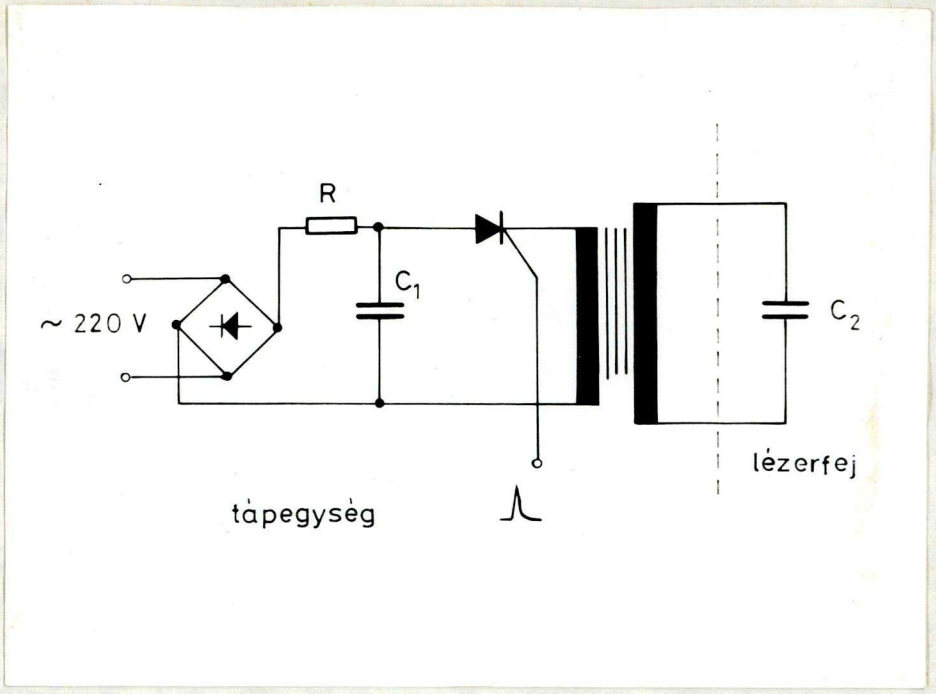
Ezen problémáktól mentes a pufferkondenzátoros táplálás (22. ábra). Itt az ismétlődési frekvenciát a tápegység nem befolyásolja, pontosabban csak a betáplált elektromos teljesitményt kor-

látozhatja. Óriási hátránya viszont a néhányszor 10 μF kapacitásu 10 - 20 kV feszültségre töltött kondenzátor és a benne tárolt néhány ezer Joule energia nagyfoku veszélyessége. Az óvintézkedések következtében méretei csak laboratóriumi, kisérleti alkalmazását teszik lehetővé.



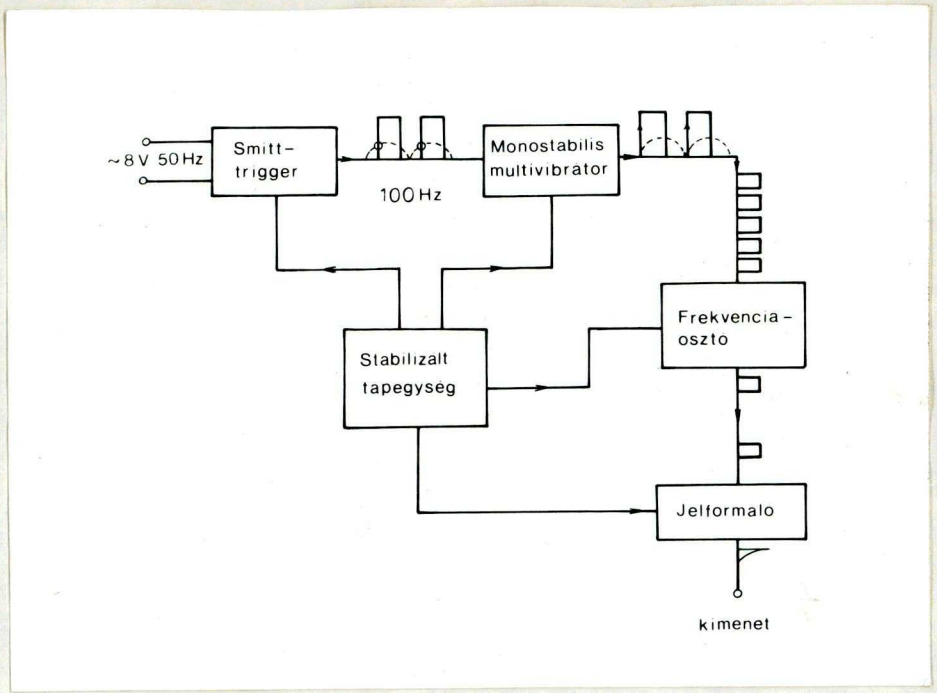
22. ábra

Jelenleg legkorszerübbnek tartott módszer a kapcsoló-rendszerü tápegység, felépitése a 23. ábrán látható. A hálózatról közvetlenül feltöltött C_1 kondenzátort egy gyors kapcsolóval (tirisztor) a transzformátor primer tekercsére kapcsoljuk. Az áramkör paramétereinek megfelelő frekvenciáju, a szekunderen már nagyfeszültségü harmonikus csillapodó rezgés indul meg. A C_2 kondenzátoron a feszültség T/4 idő mulva eléri maximumát. Minthogy C_2 maga a lézerkondenzátor, ebben a pillanatban kell a lézert inditani. A módszer egyedüli hátránya a ket-



23. ábra

tős gyujtás igénye. A primer és a szekunderbeli LC körök rezonanciába hangolásával az átalakitás hatásfoka 80 - 90 % is lehet. További előnyei: elmarad a nagyfeszültségü egyenirányitó, a nagyobb átviteli frekvencia miatt kisebb a transzformátor, tetszőleges ismétlődési frekvencia érhető el, végül a lézerfej csak rövid ideig van nagyfeszültség alatt, ami a kondenzátorok élettartamát növeli. Mind a hálózattal szinkronban müködő, mind a kapcsolóüzemü tápegységhez szükség van egy impulzusgenerátorra, amely a lézert a megfelelő időpontban az előirt ismétlődési frekvenciával inditja. A 24. ábrán az egyutas egyenirányitásu hálózathoz szinkronizált tápegység gyujtóelektronikájának vázlatos felépitése látható. A blokkal



24. ábra

jelzett egységeket megépitettük hagyományos tranzisztoros kapcsolástechnikával és digitális TTL integrált áramkörökkel. Ez utóbbiak nagy sebessége és érzékenysége hátrányként jelentkezett, mivel a lézermüködéskor fellépő 50 - 200 MHz tartományba eső frekvenciáju zajok zavarják müködésüket. Körültekintő árnyékolással e hibát el lehetett háritani. A tápegység és a vezérlő elektronika megbizhatóságának, kezelhetőségének és méretének a TEA N_2 lézer alkalmazása, széleskörü elterjedése szempontjából előreláthatólag lényeges szerepe lesz.

2. 3. Kisülési tér

Mindkét tipusu berendezésben a kisülési tér elektródáinak keresztmetszete félkör (r = 3 mm) profilu. Tapasztalatunk szerint ugyanis sokkal kisebb görbületi sugár /"él"/ esetén a kisülés vékony csatornára koncentrálódik, a cső hossza mentén az energiaeloszlás nem egyenletes, "fonalas" a kisülés, igy lézerfelvillanás csak ritkán volt megfigyelhető. A siktápvonalas konstrukcióval 30 cm, kerámiakondenzátoros rendszerrel 30, 20, és 10 cm aktiv hosszuságu lézercső készült. Az elektródák végeinél Rogowski-tipusu lekerekitést alkalmaztunk r_1 = 40 mm, r_2 = 5 mm 20 mm-es hosszon.

A gázbevezetés az elektródák, vagy a kisülési teret alulról és felülről határoló plexi fal közepén történt, a N_2 longitudinálisan áramlott, és az elektródák végein hagyta el a csövet. Amennyiben az elektródákon keresztül történt a gázbevezetés, a bejövő nyilás széleit a végekhez hasonlóan lekerekitettük. Ilymódon 1 m^3/óra áramlási sebességet sikerült elérni, ami 25 Hz ismétlődési frekvenciáig mindkét konstrukciónál elegendőnek bizonyult. A mozgatható elektróda finomállitását csavarmikrométerrel végeztük. A kisülési csőre volt ráépitve a két tükörtartó mechanika.

2. 4. A lézerparaméterek mérése

Az energiamérésre a számunkra érdekes tartományban (1 - 1000 μJ) használható módszer az elnyelt energiával arányos hőmérsékletkülönbség mérése termoelektromos uton. Ehhez szükséges, hogy a céltárgy a kérdéses hullámhossztartományban abszolut fekete testnek tekinthető, és hőkapacitása - a nagy érzékenység érdekében - a lehető legkisebb legyen. Ilyen eszközt intézetünkben is készitettek [58]. Ebben az abszolut fekete testet egy vákuumba helyezett, egyik lapján kicsiny lyukkal ellátott aranykocka reprezentálta. Minden lapjára egy-egy termoelemet helyeztek, érzékenysége 1,52 mV/J. Az általunk használt másik energiamérő, a LI 07 14 NO tipusu gyári készülék, érzékenysége 27 mV/J, ebben a céltárgy MnO bevonatu platina lemez. A megadott érzékenység egyes impulzusra vonatkozik, ha tehát bizonyos f_o frekvenciáju impulzussorozat érkezik a detektorra, bizonyos idő után beáll a termikus egyensuly, a detektoron U feszültség állandósul. Ebből az egyes impulzus energiája E a következő módon számitható:

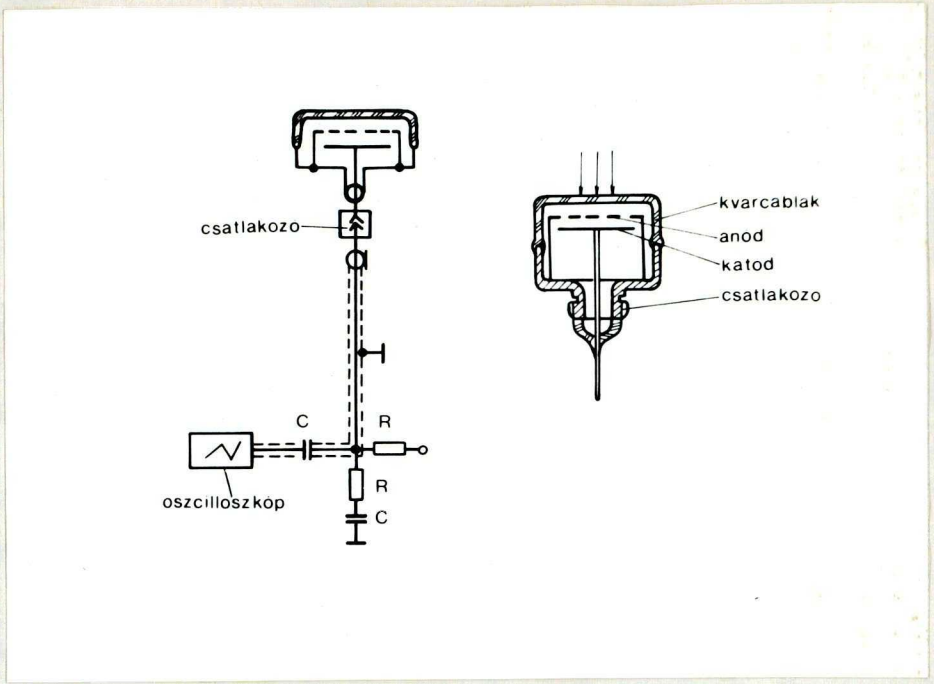
$$E = \frac{U}{\varepsilon \cdot T \cdot f_o} \quad , \tag{21}$$

ahol ε az előbb emlitett érzékenység, T pedig a rendszer ter-

SZEGED

mikus időállandója. A lézerimpulzus időbeli vizsgálata a rövid, 1 ns körüli hosszusága miatt igen nagy sebességü elektronikus mérőrendszert igényel. Ennek első eleme a detektor, mely ebben a tartományban csaknem kizárólagosan használt "biplanáris fotodióda". Ez olyan speciális vákuumfotocella, amelynek sik felületü elektródjai egymáshoz közel helyezkednek el az elvezető kábel hullámellenállásához illeszkedő impedanciáju koaxiális elrendezésben. Természetesen ahhoz, hogy 50 Ω terhelő impedancián néhány Volt feszültségü impulzust kapjunk, ahhoz viszonylag nagy áramerősség kell, azaz a tápfeszültségforrásnak 1000 - 2000 V is gyorsnak kell lennie. Ennek érdekében egy 0,1 - 1 μF kapacitásu pufferkondenzátort - melyet szintén hullámimpedanciára illesztenek koaxiális elrendezésben - közvetlenül ráépitik a fotocellára. Az általunk használt ITT HSD 1850 M 20 tipusu eszköz vázlatos felépitése a 25. ábrán látható.

A fotocella felfutási ideje 100 ps, maximális árama 3 A. Spektrális érzékenységét a katód tipusa határozza meg, esetünkben ez S 20. A detektorból kapott jel időbeli lefutását ezután két módon vizsgálhatjuk meg: nagy eltéritési sebességü "valós idejü" oszcilloszkóppal, vagy mintavételező technikával. Az előbbi előnye, hogy egyes impulzus valós alakja is megfigyelhető, hátránya a nagy eltéritési sebesség miatt az er-



25. ábra

nyőn megjelenő kép fényszegénysége.

A mintavételező módszerrel 50 Hz vagy annál nagyobb frekvenciáju impulzussorozatot vizsgálhatunk, és csak kis szórásu, egyforma jelek esetében kapunk kiértékelhető eredményt. Előnye viszont, hogy az időbeli bontást elvileg 50 ps/cm-ig növelhetjük. Vizsgálatainkat a szovjet gyártmányu Sz 7 - 10 valós idejü, 1,25 ns/cm felbontásu, 1 GHz határfrekvenciáju, valamint az Sz 7 - 8 tipusu 2,5 GHz határfrekvenciáju mintavételező emlékező oszcilloszkópok segitségével végeztük.

A teljesitmény meghatározása közvetett uton történik. Az impulzus alakjának ismeretében - annak numerikus, vagy közelitő formula utján történő integrálásával - normálhatjuk az

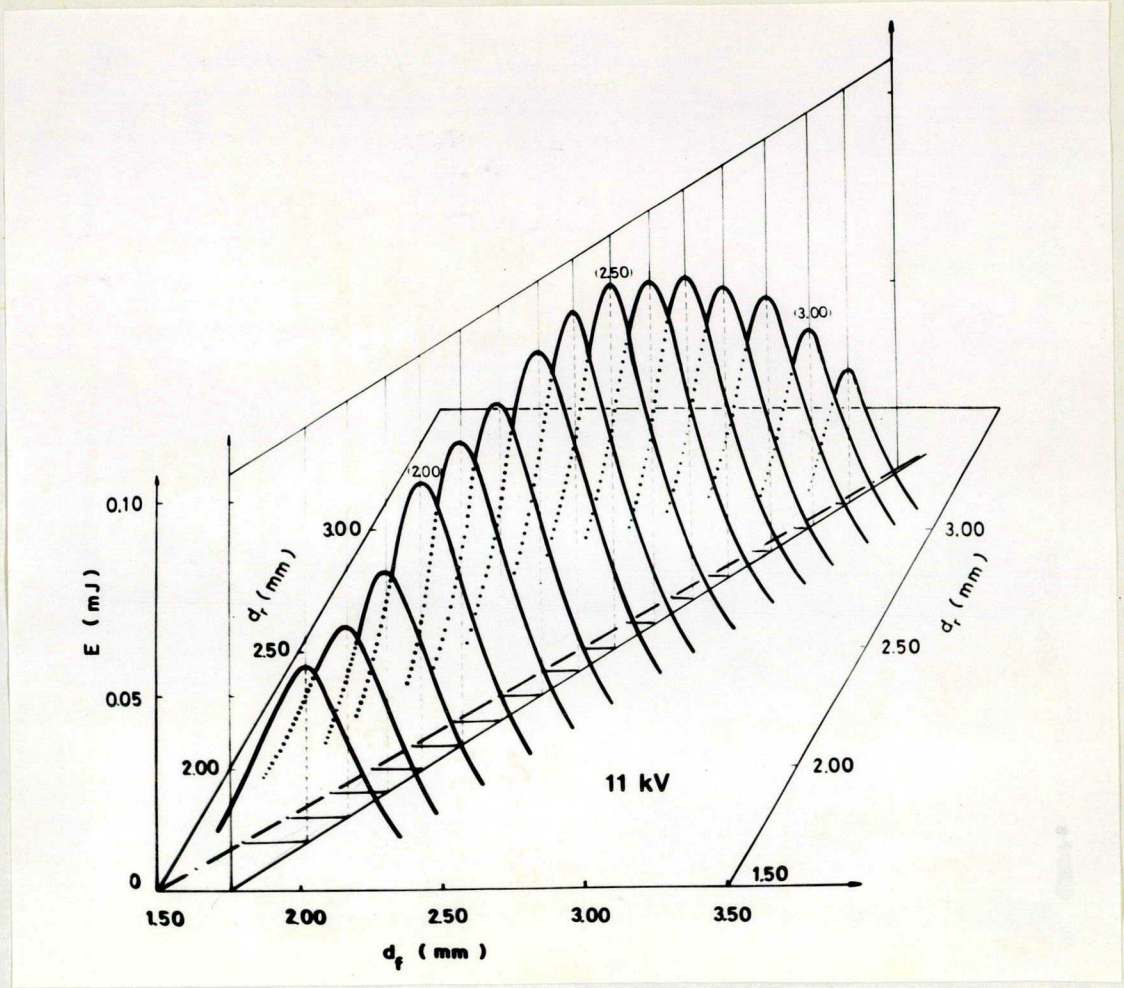
amplitudót, majd az energia ismeretében kiszámitjuk a csucsteljesitményt. Általában az összenergia és az impulzus félértékének hányadosa jó közelitést ad a maximális teljesitményre.

A divergenciát a lézerfoltnak a kilépés helyén és attól ismert távolságban történő fotografikus rögzitése utján, a nyaláb méreteinek változásából határozzuk meg. A nitrogén áramlási sebességét az UNIVERZIL 77 - 3158 tipusu áramlásmérővel mértük 10 % pontossággal. A gerjesztő rendszeren a tápfeszültséget hitelesitett ellenállás osztó segitségével digitális ill. Deprez-rendszerü voltmérővel, és oszcilloszkóppal 5 % pontossággal mértük meg.

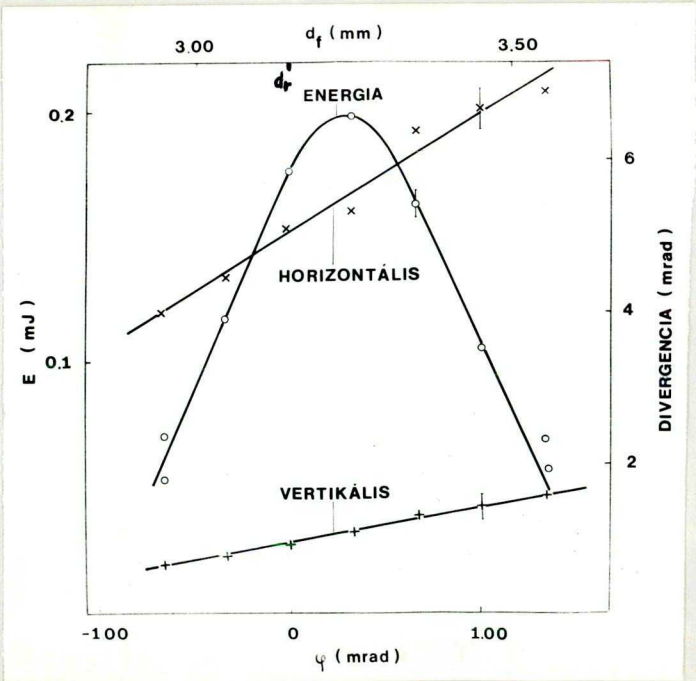
2. 5. Az elektródatávolság hatása a lézer energiájára és a lézerimpulzus időbeli lefutására

Vizsgálatainkban központi szerepet játszó paraméter az elektródatávolság volt. Ennek az értéke meghatározója annak, hogy egyáltalán kapunk-e lézermüködést. A 2. 1. fejezetben leirt berendezésen az elektródák végeinél mért távolságok függvényében megmértük a lézerből kijövő energiát. Az eredményeket a 26. ábrán látható görbesereg szemlélteti, d_f az elülső, d_r a hátsó - tükör felöli - végénél mért távolságot jelenti. Látható, hogy a görbesereg által meghatározott felületnek éles gerince van. A "gerinc" a $d_f = d_r$, tehát a párhuzamos elektródatávolság irányában huzódik, de attól mind távolságban, mind irányban eltér. A pontos elemzés végett vizsgáljuk a továbbiakban e felületnek a "gerincre" merőleges metszetét*) (27. ábra).

*) d_r = 3,15 mm rögzitett vég esetén

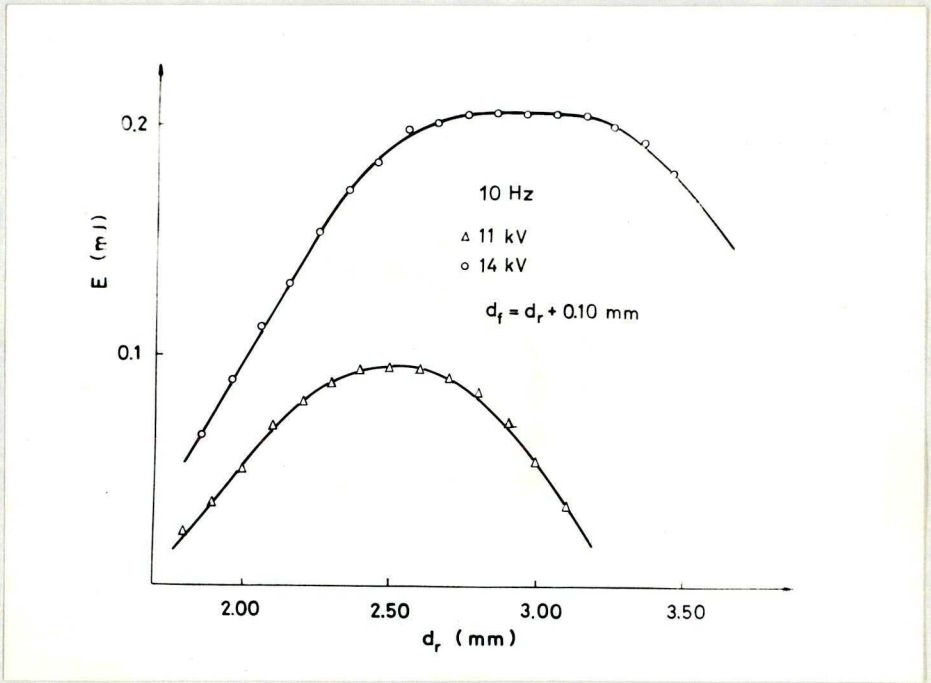


26. ábra



27. ábra

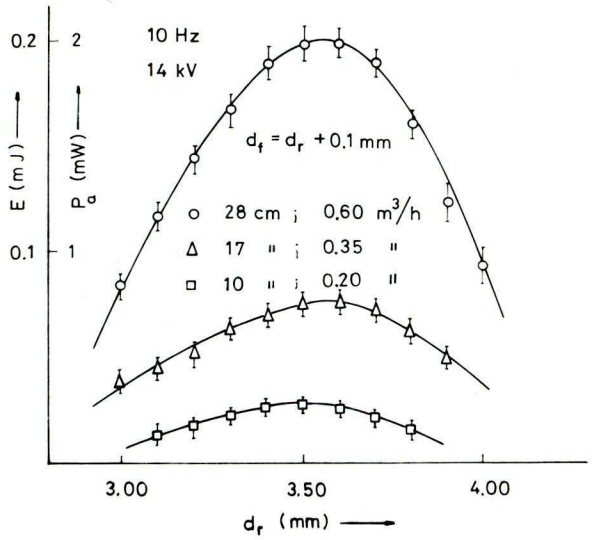
Ebből látszik, hogy a maximális energia nem a párhuzamos elektródaállásnál, hanem egy kissé (0,1 mrad) előre felé nyitott állásnál van. Ekkor a gerjesztés nem egyidőben éri a cső egész hossza mentén a gázmolekulákat, hanem hátulról előre haladva kis késéssel. Azt, hogy a hullámnak milyen sebességgel kell "haladnia", a hátsó tükör léte és a lézercsatorna végétől mért távolsága is befolyásolja. A fenti ábrán egyidejüleg ábrázoltuk a nyaláb divergenciájának változását is a hajlásszög függvényében. Ha most a 26. ábrán látható görbesereg másik metszetét vizsgáljuk, azaz párhuzamos elektródatávolságnál az energiának a távolságtól való függését, mást tapasztalunk. Mig az imént néhány tized



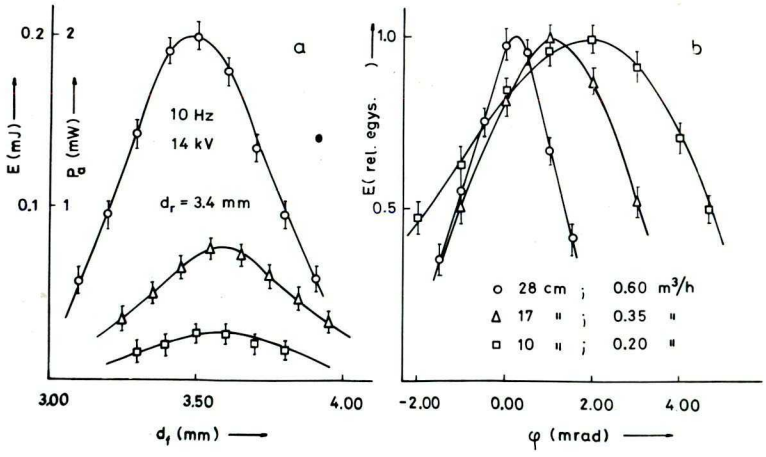
28. ábra

mrad tartományban ugrásszerüen változik az energia, addig ebben az esetben a függvénynek (28. ábra) meglehetősen széles platója van, azaz a kijövő energia az átlagos elektródatávolságra kevésbé érzékeny.

A maximumhely alapján számitott E/p = 70 V/cm·torr, a hagyományos alacsonynyomásu nitrogénlézereknél valamivel kisebb. Megjegyezzük, hogy egy korábbi mérésünk a szög függvényében változó energiára két maximumot mutatott ki. Mint kiderült, az elektródák nem voltak pontosan egyenesek, 50 - 100 μm eltérést, görbeséget tapasztaltunk. Ez arra hivta fel a figyelmet, hogy az elektródák megmunkálásakor az anyagban lévő belső rugalmas feszültség deformálhatja a kész elektródát, ezért csak hőkezeléssel kilágyitott vagy öntött, azaz megfelelően "lágy" anyagból készitett elektróda használható. A fenti eredményeket 10 Hz ismétlődési frekvencián, 12 kV feszültségen müködő siktápvonalas rendszeren, 400 l/óra gázáramlási sebesség mellett kaptuk. A méréseket megismételtük ugyanilyen körülmények között a 2. 1. fejezetben leirt kerámia kondenzátoros konstrukcióval is, háromféle hosszuságu csővel. Az eredményeket az alábbiakban foglalhatjuk össze: a lézer energiája hasonlóképpen az előzőhöz, kevéssé függ az elektródák átlagos távolságától, és a különböző csőhosszaknál egyaránt 3,5 mm körüli az optimális érték (29. ábra). Ha a lézer elektródák tükör felöli végét d_r = 3,5 mm-re állitjuk, és változtatjuk az elülső végek távolságát, a kijövő energia a 30. a. ábra szerint változik. Látható, hogy a siktápvonalas rendszerhez hasonlóan maximális energiát akkor kapunk, ha a lézer elekt-

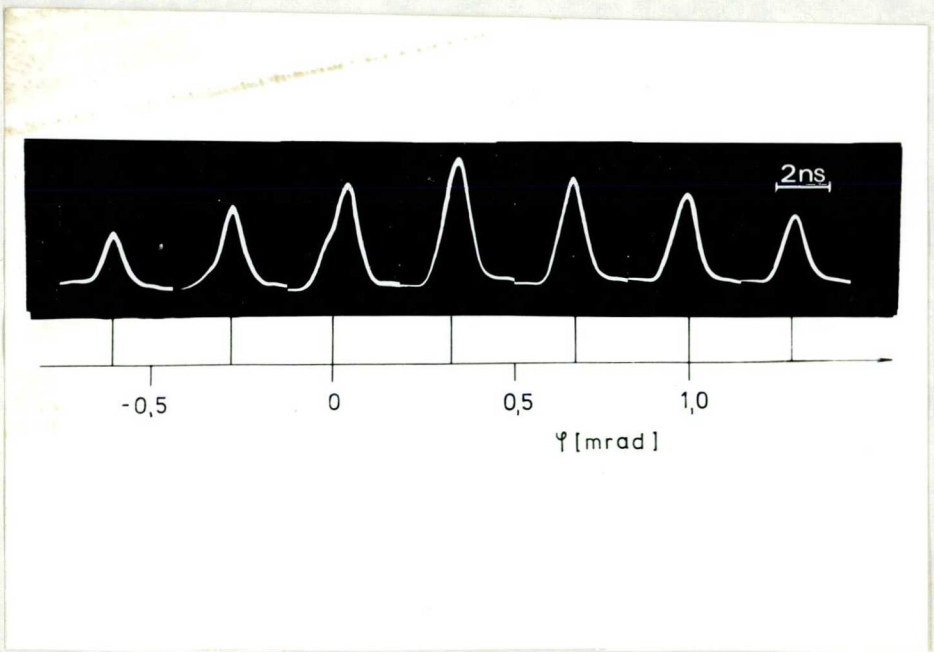


29. ábra



30. ábra

ródák közti távolság elöl kissé nagyobb és a különbség annál jelentősebb, minél rövidebb a cső. Ugyanezt egyre normálva, a hajlásszög függvényében a 30. b. ábrán láthatjuk. Innen az is megállapitható, hogy a kisülési csövet rövidítve, egyre nagyobb félértékszélességü görbét kapunk, azaz a hosszabb cső érzékenyebb a hajlásszög változtatására, a beállitásra. A kilépő sugárzás divergenciáját ebben az esetben is a kisülési tér geometriája szabja meg. Igy a rövidítéssel a divergencia értéke egyre nő, amit az elektródák előre nyitott állása még inkább fokoz: a 10, 20, 30 cm hosszu csöveknél a vizszintes divergencia rendre 20, 12, 6 mrad. Megvizsgáltuk a lézerimpulzus időbeli viselkedését. Azt tapasztaltuk, hogy az impulzus alakja függ az elektródák szögétől, mint azt a 31. ábrán szemléltetjük.



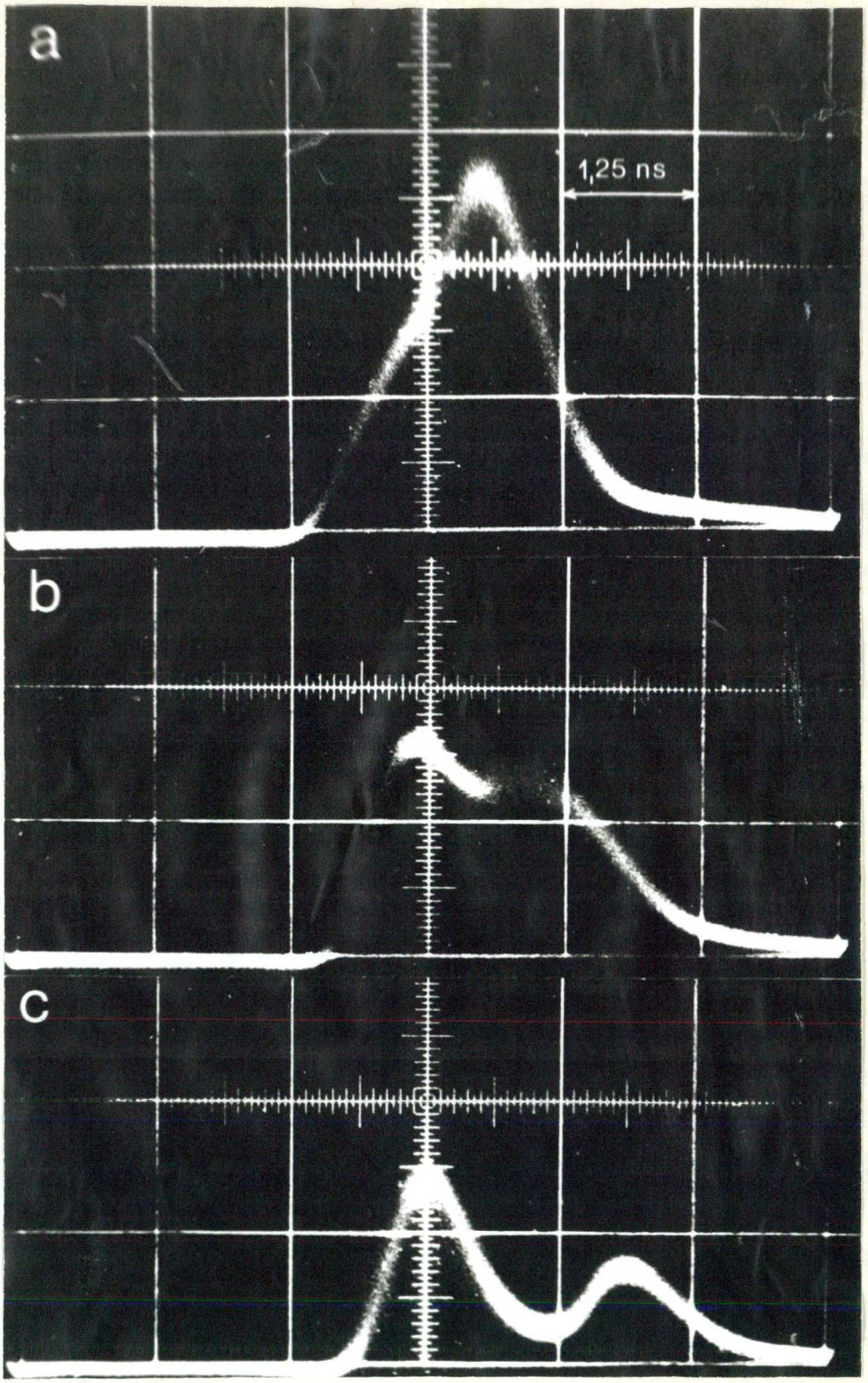
31. ábra

SZEGED

Látható, hogy a párhuzamos elektródaállásnál ($\varphi = 0$) a lefutás nem szimmetrikus, "válla" van a görbének. Kvalitativ elemzéssel a következő magyarázatot lehet adni: a párhuzamos elektródaállás miatt mindkét irányban ugyanolyan intenzitásu lézerfény lép ki; a hátrafelé haladó nyaláb a tükörről visszaverődve ismét áthalad az aktiv közegen, és 0,5 - 1 ns késéssel, felerősödve lép ki a lézerből. A hátrafelé elinduló nyaláb tehát nagyobb intenzitásu lesz, azért van elöl a "váll". Itt feltételeztük, hogy 0,5 - 1 ns mulva még van erősités, azaz a tükör elég közel kell,hogy legyen az aktiv közeg végéhez; esetünkben ez 5 cm volt . Ha a lézercső végétől nem 5 cm-re, hanem távolabb helyezzük el a tükröt, a párhuzamos elektródaállásnál időben részben, majd teljesen szétválik a kétfelé induló nyaláb, mint azt az alábbi ábrán láthatjuk (32. a., b., c.).

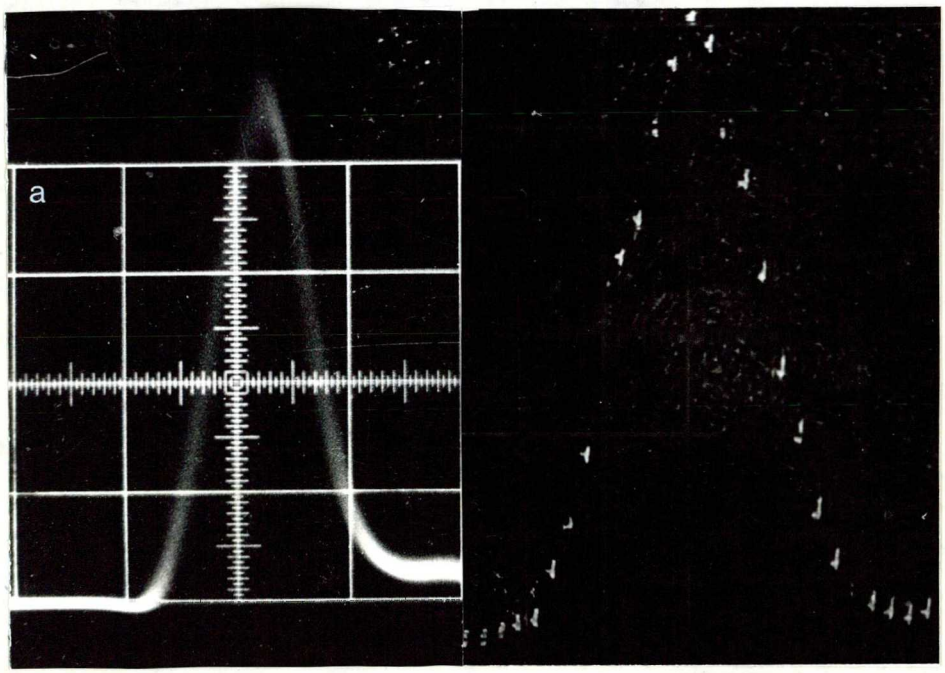
Az a., esetben a tükör a lézercső végétől 5 cm-re, b., esetben 15 cm-re, c., esetben pedig 25 cm-re helyezkedett el. Látható az is, hogy a nagyobb késés miatt az utóbbi két esetben a nyaláb már nem erősödik, hanem gyengül.

Mint azt a 31. ábrán láthattuk, az elektródák szögének változtatásával - amivel a haladó hullámu gerjesztés sebességét, igy az előre és hátrafelé kilépő lézerfény intenzitásának arányát változtatjuk - elérhető olyan állás, hogy az előre haladó erő-



32. ábra

sebb, szinte összeolvad a két vonulat. Ebben az esetben maximális a kilépő energia és a teljesitmény is, a 33. ábrán látható az ilyen impulzus képe: a., valós idejü oszcilloszkóppal 3000 lövésből készült felvétel, 1 beosztás 1,25 ns-nak felel meg; b., mintavételező oszcilloszkóppal 1 beosztás 500 ps.

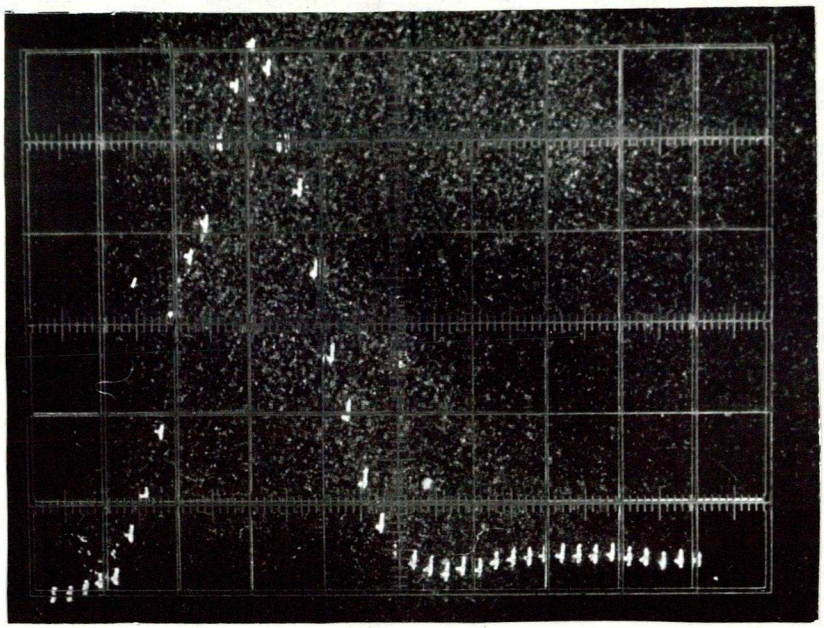


33. ábra

Leolvasható, hogy az impulzus félértékszélessége 1,0 ns 5 %-nál kisebb hibával. A fenti mérések az időbeli folyamatokra a 30 cm hosszu siktápvonalas lézeren készültek. A kerámia kondenzátoros berendezés időbeli vizsgálatát megnehezitette az impulzussorozat amplitudójának nagyobb szórása. A mérési hibán belül (10 %) nem találtuk különbözőnek az időbeli lefutásokat. Alább a 20 cm hosszu cső által kibocsá-

SZEGED

tott lézer impulzus időbeli lefutása látható, ugyancsak mintavételes technikával, 500 ps osztásonkénti felbontással készült (34. ábra).



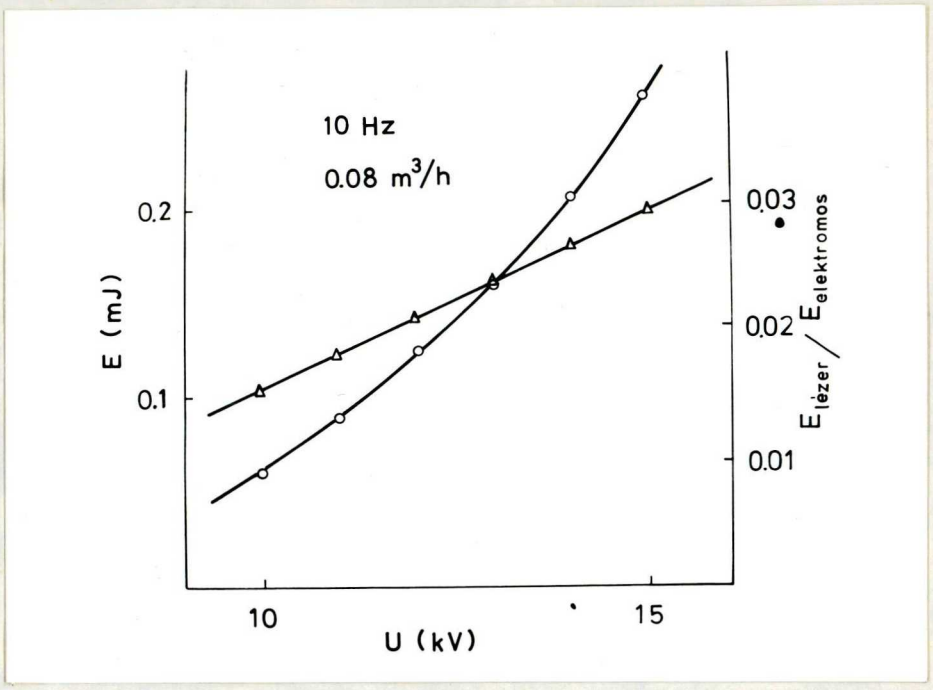
34. ábra

2. 6. Egyéb paraméterek hatásai a lézer müködésére

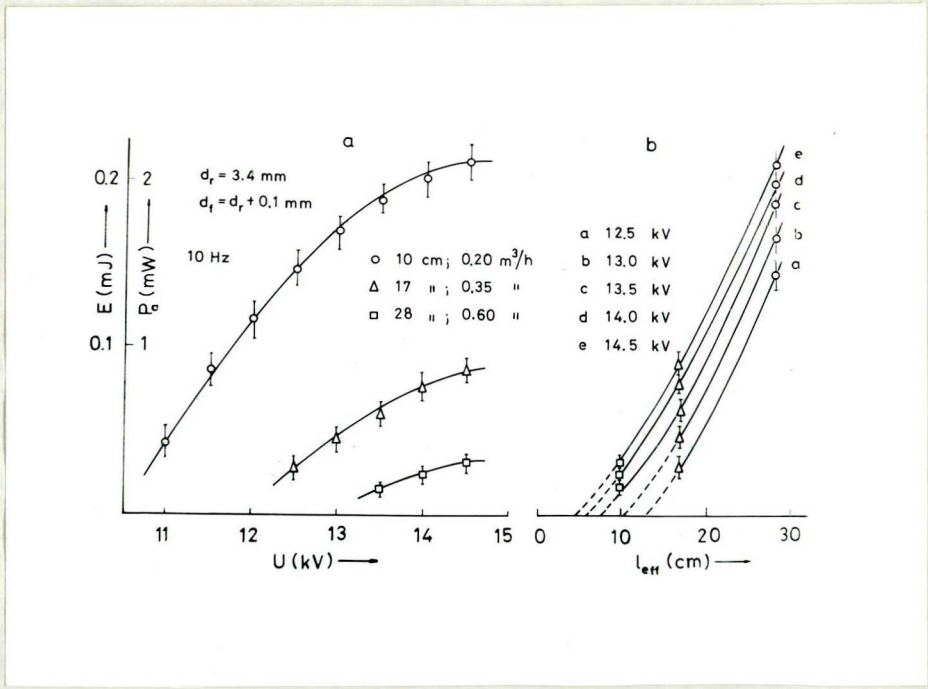
Elsődleges kérdés, hogyan változik a kijövő energia a rendszerre kapcsolt feszültség függvényében. A siktápvonalas konstrukciónál (35. ábra) egyszerü az eset. Látható, hogy az energia közel négyzetesen nő a feszültséggel, azaz a hatásfok egyenletesen növekszik - igy célszerü a technológiai paraméterek által meghatározott legnagyobb feszültségen dolgozni.

A különböző hosszuságu kerámia kondenzátoros berendezéseknél

azonban másképpen alakul az energia-feszültség függvény (36. ábra).



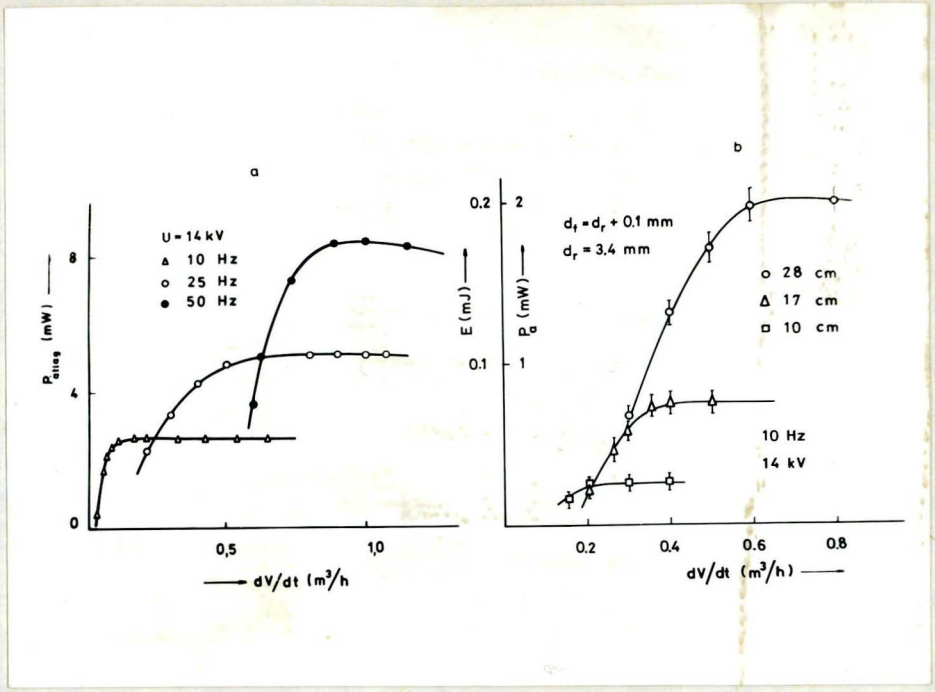
35. ábra



36. ábra

Az ábra a. részén látszik, hogy telitődés felé haladunk a feszültség növelésével, azaz a hatásfoknak egy kezdeti növekedés után maximuma lesz. Ez azonban már akkora feszültségnél lenne, amekkorát az általunk alkalmazott kondenzátorok nem birnak el huzamosabb ideig, azaz itt is technológiai paraméterek határozzák meg az alkalmazott feszültség nagyságát. A görbék különböző alakulásának az az oka, hogy a lézercsőre jutó feszültséget nem kizárólag a kondenzátoron lévő feszültség szabja meg, hanem a rákapcsolás gyorsasága is (lásd 1. 3. fejezet 7. ábra). Esetünkben a kerámia-kondenzátoros rendszer lassabb, ezért esik vissza a hatásfoka a feszültség növelésével. A 36. ábra b., részében ábrázoltuk a kimenő energiának a csőhossztól való függését különböző feszültségeken. Látható, hogy a csőhosszal monoton nő a kilépő energia, tehát célszerü minél hosszabb csövet csinálni. Nemsokkal ezelőtt emlitettük azonban, milyen nehéz megfelelő pontossággal egyenesnek megmunkálni az elektródát. Hosszabb cső esetén ez még inkább probléma, megfelelő pontossággal 30 cm-nél hosszabb elektródát nem tudtunk előállitani. Mint azt az 1. 6. fejezetben láttuk, nagyobb ismétlődési frekvenciát legegyszerübben ugy lehet elérni, ha a gázt áramoltatjuk. A különböző frekvenciákon kijövő átlagteljesitményt a gáz áramlási sebessége függvényében az alábbi 37. a., b. áb-

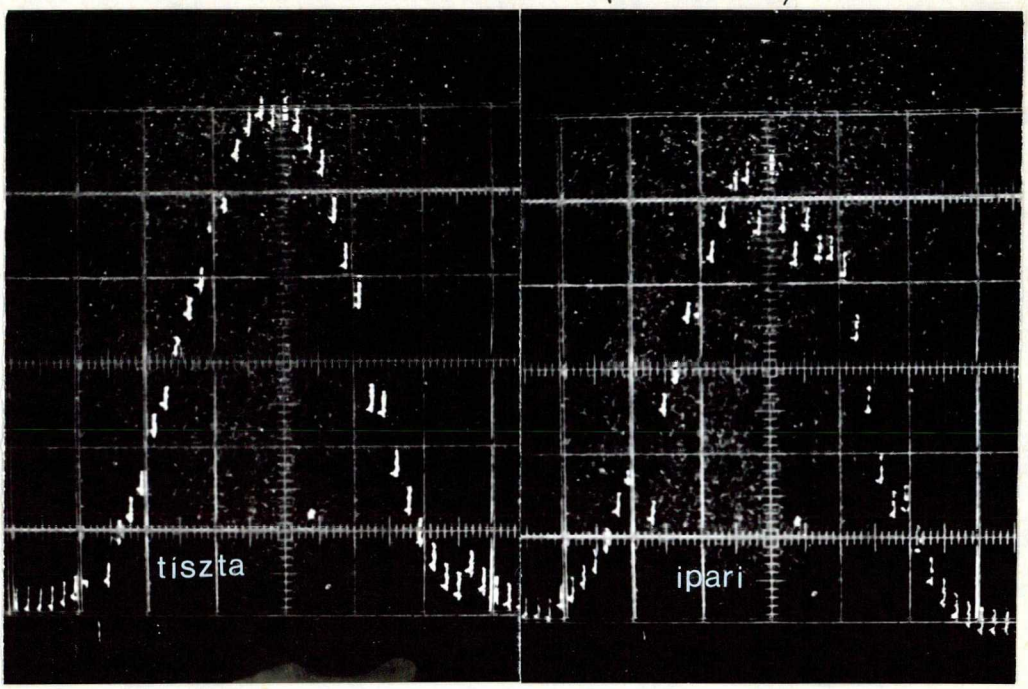
rákon láthatjuk.



37. ábra

Számitásaink szerint a telitődési áramlási sebesség az a., siktápvonalas konstrukciónál 25 és 50 Hz frekvencián pontosan megfelel annak, hogy két lövés között a gáz teljesen kicserélődik az aktiv térfogatban. 10 Hz frekvencián ennél kevesebb is elegendő, mert ekkor már a diffuzió is szerephez jut. A b., ábrán a kerámia kondenzátoros lézer energiájának a gázáramlástól való függése látható, különböző csőhosszak esetén. A szükségesnél alacsonyabb áramlási sebesség nemcsak az átlagteljesitmény csökkenését eredményezi, hanem az impulzusok amplitudójának nagy szórását is. Megfigyeltük, hogy tiszta 5.10^{-3} %-nál kevesebb szennyezést tartalmazó gázt használva az impulzusok szórása 5 % alatt marad, mig ipari

(0,5 % O_2 és telitett vizgőz szennyezés) tisztaságu N_2 használatakor ez lényegesen rosszabb (38. ábra).



38. ábra

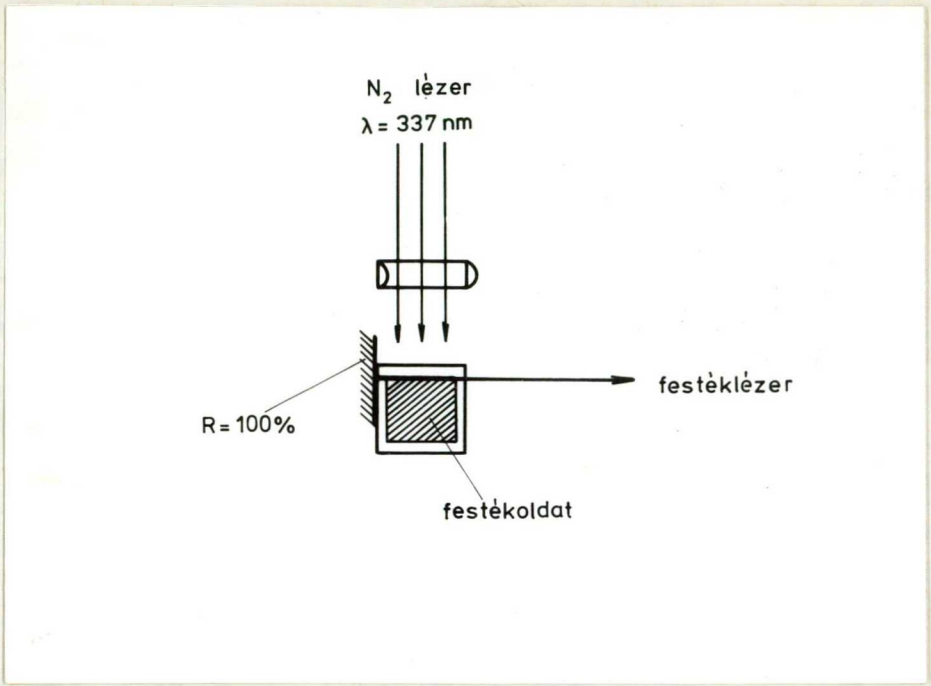
A fenti felvételek mintavételező technikával 0,5 ns/osztás időbontással, 400 l/óra gázáramlási sebességnél, 12 kV feszültségen, kerámiakondenzátoros rendszerrel készültek.

3. Alkalmazások

Mint már a bevezetőben emlitettük, a nitrogén lézer akkor kezdett számottevően elterjedni, amikor felfedezték a festéklézereket és azok gerjesztő fényforrásaként eredményesen tudták alkalmazni. Hasonlóképpen egy atmoszférikus nyomáson müködő TEA nitrogén lézer, bár megépitése és vizsgálata számos fizikai problémát vet fel, és ezek tisztázása önmagában is érdekes és tanulságos, akkor tarthat számot érdeklődésre, ha mint sok társa, egyszerü fényforrássá, laboratóriumi segédeszközzé válik uj fizikai problémák megoldásában.

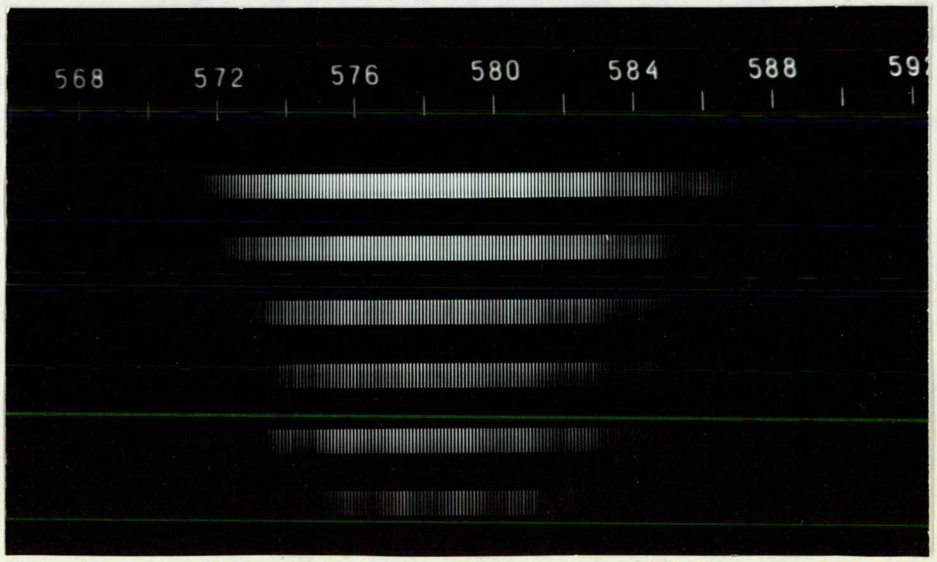
3.1. Festéklézer gerjesztés

A fentiek szellemében megvizsgáltuk, mire használható ez az uj lézerfajta. Legkézenfekvőbbnek látszott, hogy mint az alacsony - nyomásu társa, festéklézer pumpáló fényforrása legyen. Minthogy a TEA N_2 lézerrel pumpált festéklézerek vizsgálata e munka kereteit messze meghaladó feladat, most csupán néhány kiragadott példa segitségével illusztrálni kivánjuk ezen alkalmazás sokrétüségét és jelentőségét. Elsőként a legegyszerübb transzverzális gerjesztésü festéklézert épitettük meg / 39. ábra/, az aktiv közeg Rhodamin 6G festék $5 \cdot 10^{-3}$ M koncentrációju etilalkoholos oldata volt.



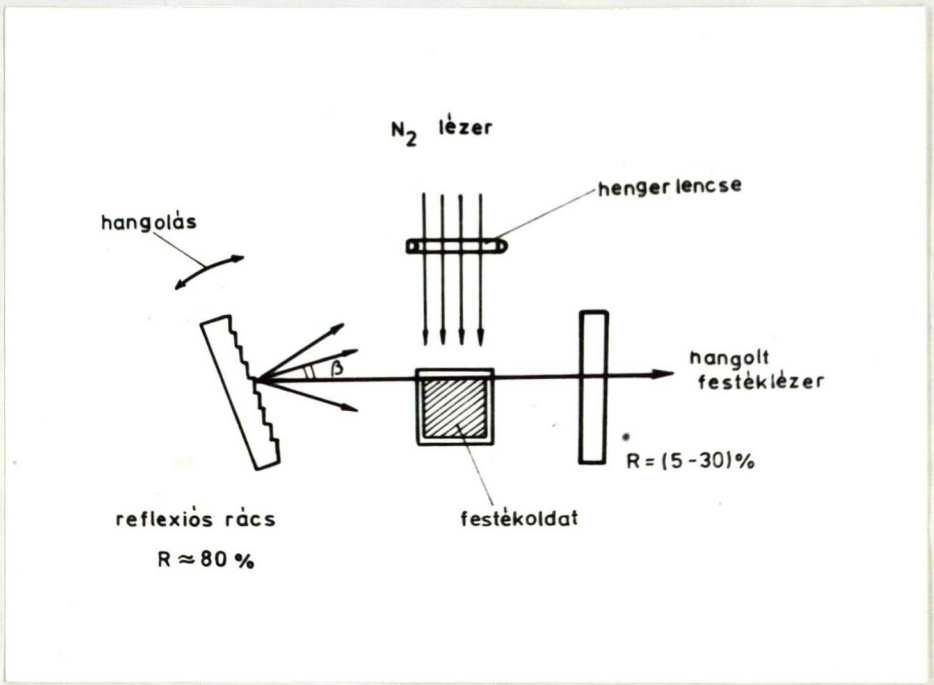
39. ábra

A zárótükör közvetlenül a küvettafalra ragasztott 100 %-os első felületü Al tükör, a kicsatoló tükör maga a küvettafal. A rezonátor ilymódon nem tartalmazott frekvenciaszelektiv elemet /eltekintve a küvettafalak önmagukkal és egymással alkotott Fabry-Perot interferométerként való viselkedésétől, amely a lézerfény spektrumában megjelenő vonalas szerkezetért felelős/. A teljes sávszélesség 15 nm, a spektrum a 40. ábrán látható.



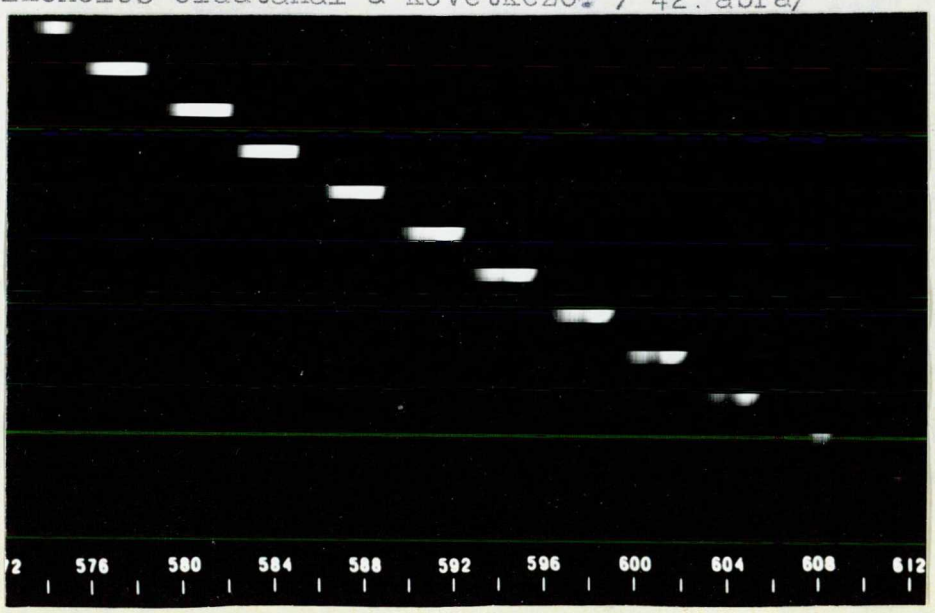
40. ábra

Ezen elrendezés előnye a nagy hatásfok: 240 μJ pumpáló energiára a festéklézer 61 μJ energiával felelt, azaz jobb, mint 25 %-os hatásfokot értünk el. A koncentráció változtatásával kismértékben hangolható, és a sávszélesség is módosul. Amennyiben kisebb sávszélességre és hangolhatóságra van szükség az alábbi elrendezést célszerü választani:



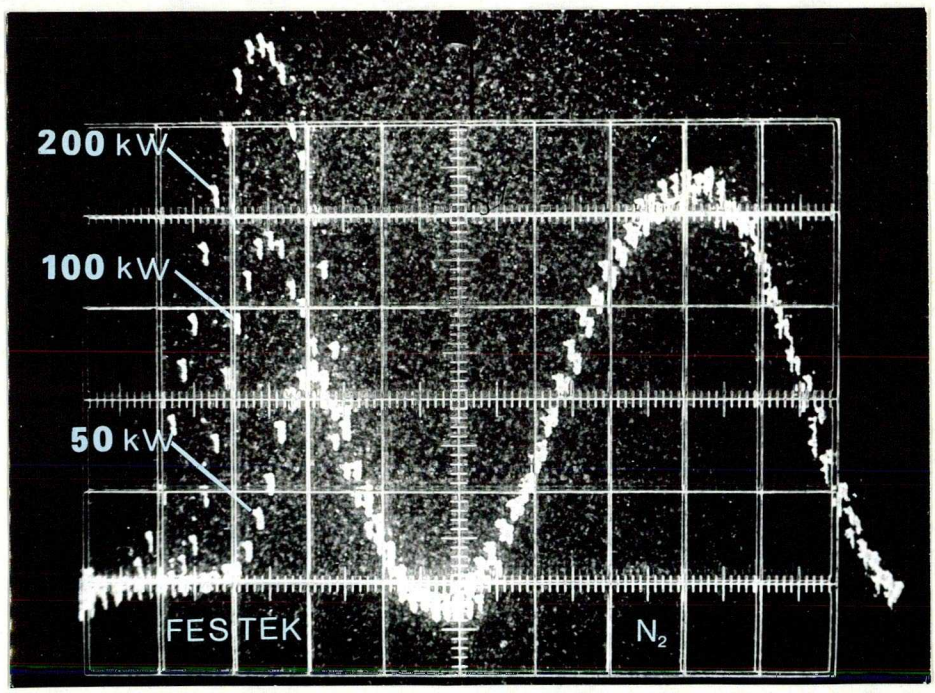
41. ábra

Ekkor a hangolás spektruma $5 \cdot 10^{-3}$ M koncentrációju Rhodamin 6G etilalkoholos oldatánál a következő: / 42. ábra/



42. ábra

Hatásfoka kisebb 5 - 8 %, a sávszélesség egy 1800 vonal/mm osztásu rács alkalmazása esetén 2 nm. Ez tovább csökkenthető nyalábtágitónak és Fabry-Perot etalonnak a rezonátorba helyezésével, azonban itt figyelemmel kell lenni a rövid impulzusidő következményeire, arra, hogy az 1 ns-nak megfelelő 30 cm-es fényut hosszu rezonátorban csak kevés számu átfutást enged meg, igy a rezonátor hatása nem lesz jelentős. A festéklézer impulzus időbeli lefutása némileg különbözik a pumpálás lefutásától. A gerjesztő teljesitményt csökkentve a festéklézer impulzus egyre rövidebb, meredekebb lefutásu lesz /43. ábra/.



43. ábra

Számitások szerint a küszöbintenzitással történő gerjesztés közelében a megfelelő rezonátor alkalmazásával a hagyományos nitrogénlézerrel pumpált festéklézerekhez hasonlóan oszcillációk alakulnak ki, melyek segitségével 100 ps alatti impulzusokat is elő lehet állitani. A fentiek alapján a TEA N_2 lézerrel gerjesztett festéklézerek további vizsgálatát indokoltnak látjuk.

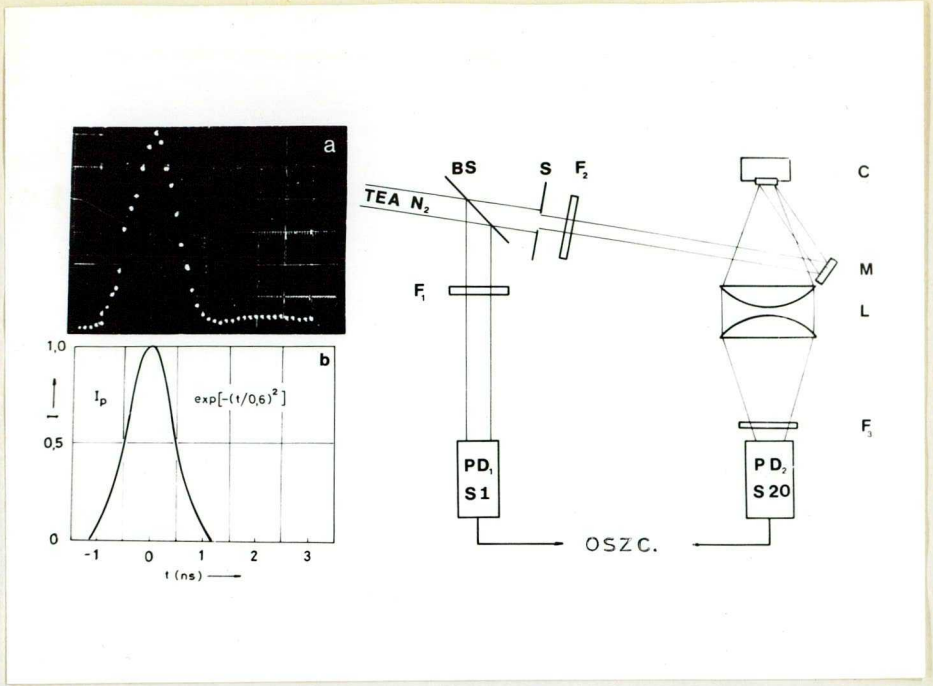
3. 2. Csillapodási idő mérés

A másik kézenfekvő terület a TEA N_2 lézernek ama tulajdonságából fakad, hogy az impulzus időbeli lefutása rövid, félértékszélessége 1 ns: gyors folyamatok időbeli vizsgálatára alkalmazható. Ilyen gyors folyamat a szerves festékoldatok lumineszcenciája, ill. annak lecsengése a gerjesztés kikapcsolása után. Az ezt jellemző gerjesztett /szingulett/ állapot élettartam(ának) ismerete fontos szerepet játszik a festéklézerek müködésének értelmezésében. E paramétert már régóta mérni tudják. Kezdetben a harmonikus jel módszeren alapuló fázis és moduláció viszony mérés utján következtettek a lumineszcencia sugárzás lecsengésére [59]. Intézetünkben jelenleg is müködik egy változtatható optikai uthosszu fázisfluoriméter [60]. A mérési adatokból csak közvetett uton lehet a végeredményhez jutni, eleve feltételezve

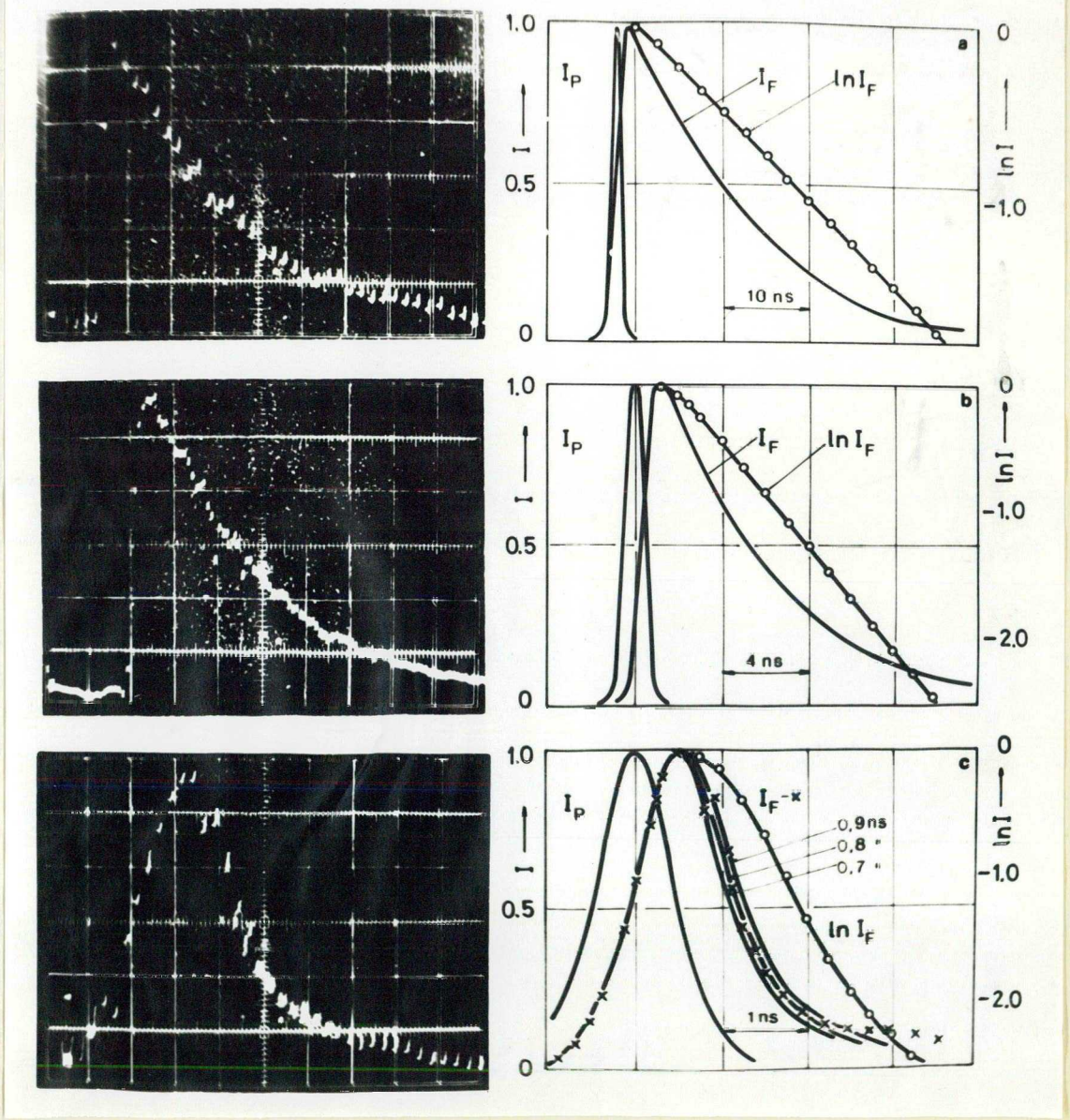
azt, hogy a vizsgált sugárzás időbeli lecsengése egyetlen exponenciálissal irható le. Ily módon tehát nem derül ki, hogy a lecsengés egy, vagy több exponenciálisból áll-e, vagy egyáltalán exponenciális-e. A gyors oszcilloszkópok, valamint a rövid felvillanási idejü /1 - 2 ns/ villanó lámpák kifejlesztése adott lehetőséget a fluoreszcencia lecsengésének közvetlen megfigyelésére. Még rövidebb lecsengési folyamatok vizsgálhatók módusszinkronizált lézerrel való gerjesztéssel.

A villanólámpával történő gerjesztés hátránya a kis teljesitmény /10 - 100 W/ és energia; a módusszinkronizált lézerek nagy teljesitményét a festékekben intenziv gerjesztéskor fellépő erősitett spontán emisszió miatt nem lehet kihasználni, igy azt legyengitve, kis energiával lehet csak gerjeszteni. Ennek következménye, hogy ns-os tartományban érzékeny, gyors detektor nemigen lévén, általában fotonszámlálásos technikával mérnek. TEA nitrogén lézerünk előnye az előbbiekkel szemben, hogy elegendő nagy energiát ad a gerjesztéshez, igy gyors /100 ps felfutásu/ fotocellával detektálni lehet - ugyanakkor a teljesitménysürüség még nem éri el azt a szintet - a gerjesztett és alapállapotu molekulák számának aránya 0,01 -, ahol legtöbb lézerfestéknél fellép az erősitett spontán emisszió. Az 44. ábrán látható a mérési összeállitás. A BS nyalábosztónál egy szürőn keresztül az oszcilloszkóp eltéritését inditó fotodiódára*)/PD_1/ jut a gerjesztő N_2 lézer

*) gyors fotocella



44. ábra



45. ábra

fénye, eközben a nagyobbik része blendén /S/, valamint gyengitőn /F_2/ keresztül egy tükör /M/ segitségével a küvettára /C/ kerül 25 - 30°-os szögben. A lumineszcencia fényt a kondenzor rendszerrel /L/ összegyüjtjük,és egy, az N_2 lézer fényét kizáró szürőn /F_3/ keresztül a gyors fotodiódára /PD_2/ képezzük. A rendszer érzékenységére jellemző, hogy $5 \cdot 10^{-7}$ M koncentrációju oldat /Rh 6G/ csillapodási idejét is sikerült már mérni. Olyan anyagok vizsgálatakor, ahol az abszorpciós és emissziós spektrum átfedi egymást, számitani kell reabszorpcióra, szekunder fluoreszcenciás effektusra. Ennek figyelembevétele, korrigálása azonban jól definiált geometriáju gerjesztést és megfigyelést követel meg. E kérdéskör taglalása szintén tulmutat e munka keretein, ezért csak utalunk a problémára, ennek tisztázása további részletes vizsgálatokat igényel.

A fent leirt berendezéssel különféle oldatok csillapodási idejét mértük meg. Példaképpen három különböző csillapodási idejü anyag esetén mutatjuk be a módszer teljesitőképességét. Elsőkémt a kinin-biszulfát $5 \cdot 10^{-4}$ M, ln H_2SO_4 vizes oldatának lecsengési görbéje látható a 45 /a ábrán. Mellette a gerjesztő impulzussal együtt a lecsengési görbe I(t) és a logaritmusa, ln I(t) látható. Ez utóbbi iránytangeséből számitható a csillapodási idő. Látható, hogy a gerjesztés a lecsengéshez képest elhanyagolhatóan rövid, szinte ideális. A 45 /b ábrán a perilén $5 \cdot 10^{-4}$ M etilalkoholos oldatának TEA lézerrel gerjesztett fluoreszcenciája

lecsengésének oszcilloszkópos felvétele látható, mellette hasonlóan az előzőhöz a gerjesztő impulzust, a lumineszcencia intenzitást I(t) és annak logaritmusát, ln I(t) ábrázoltuk. Láthatólag itt már csak a lecsengés alsó szakaszán egyenes az ln I(t), az iránytangens meghatározásánál erre ügyelni kell. A 45 /c esetben a bengál vörös $5 \cdot 10^{-4}$ mol/l koncentrációju oldatának lecsengését vizsgáltuk. Látható, hogy az ln I(t) sehol sem egyenes. Ebben az esetben bonyolultabb kiértékelési eljárást kellett kidolgoznunk.

Mint közismert, ha a gerjesztő intenzitás G(t), a lumineszcencia valódi lecsengését leiró függvény F(t), akkor a megfigyelt I(t) intenzitás az előző kettő konvoluciója lesz:

$$I(t) = \int_0^t G(t') \cdot F(t-t')\,dt' \quad . \qquad (31)$$

Ha figyelembe vesszük, hogy berendezésünk időbeli felbontóképessége is ebben a tartományban van, és a készülék átviteli függvényét K(t)-vel jelöljük, az előzőhöz hasonló összefüggéseket kapunk:

$$I'(t) = \int_0^t K(t') I(t-t')\,dt' \quad , \qquad (32\ a\text{-}b)$$

$$G'(t) = \int_0^t K(t') G(t-t')\,dt' \quad ,$$

ahol I'(t) és G'(t) a müszer által torzitott lumineszcencia és gerjesztő intenzitások, ezeket figyelhetjük meg. Ha tehát a valódi lumineszcencia jellemzőt, az F(t) függvényét kivánjuk meg-

határozni, többszörös dekonvolúciós eljárást kell végrehajtani. Mi a legegyszerübbet választottuk. Feltételeztük, hogy a $K(t) = 1$, azaz a berendezés gyorsabb, mint a vizsgált folyamat / a rendszer leggyengébb pontja a 2,5 GHz hatásfrekvenciáju oszcilloszkóp, felfutása 200 ps/. Feltételeztük továbbá, hogy a lecsengés tisztán exponenciális. A gerjesztő impulzus Gauss-görbével közelithető / $G(t) = k \cdot \exp\left(-t^2/(0,6)^2\right)$, $t = [ns]$ /.

A fentiek alapján különböző csillapodási időkkel 100 ps-onként számitógéppel kiszámoltuk az $I_\tau(t)$ függvényeket. Azután a görbeseregre illesztettük a mért lecsengési görbét. A 45 /c ábrán feltüntettük a 0,7; 0,8 és 0,9 ns csillapodási időkhöz tartozó konvolutákat /folytonos vonal/ és a mérési eredményeket /x/. Látható, hogy az leginkább a 0,8 ns görbére illeszkedik.

A fentiek alapján megállapithatjuk, hogy a TEA N_2 lézer mint fényforrás alkalmazható festékek csillapodási idejének meghatározására még ns alatti csillapodási idők esetén is.

További lehetőség: nem közvetlenül a TEA N_2 lézerrel, hanem a vele pumpált festéklézerrel történő lumineszcencia gerjesztés tetszőleges hullámhosszon. Ennek az a további előnye, hogy a gerjesztő impulzus még rövidebb is lehet.

A mérés során felmerült problémák - szekunder korrekció, dekonvolúciós eljárások kidolgozása - megoldásával az a módszer megbizható, gyors és a fotonszámlálásos technikához viszonyitva olcsó lehet.

Összefoglalás

A lézerek immár nagy családjában a TEA nitrogén lézer sajátos helyet foglal el. Az 1 ns impulzusidőből és a 100 - 200 J kimenő energiából következő nagy teljesitményü, 337 nm hullámhosszuságu fény ideális gerjesztő fényforrás, alkalmazásának körét ez határozza meg.

E munkában beszámoltunk vizsgálatainkról, melyek során meghatároztuk a TEA N_2 lézer legfontosabb jellemzőit, rámutattunk arra, hogy mely paraméterek befolyásolják leginkább a lézermüködést. Elkészitettünk több különböző konstrukcióju berendezést. Megállapitottuk, hogy a legkényesebb pont a kisülési tér, az elektródák felületi minősége és hajlásszöge. Meghatároztunk néhány további paramétert, igy a különböző ismétlődési frekvenciákhoz szükséges legkisebb áramlási sebességet; a gáz tisztaságának hatását a stabilitásra. Megállapitottuk, hogy a kimenő energia további növelésének technológiai akadályai vannak.

Megvizsgáltuk e lézer alkalmazási lehetőségeit. Ezen belül bemutattuk, hogy az alacsony nyomáson müködő N_2 lézerhez hasonlóan alkalmas hangolt festéklézer gerjesztésére. Emellett azzal az előnnyel rendelkezik, hogy csillapodási idő méréséhez is felhasználható rövidebb impulzusideje /1 ns/ folytán. A megépitett berendezés igen gyors, 5 %-nál pontosabb τ mérést tesz lehetővé $1\ 10^{-7}$ M-nál nagyobb koncentrációju, 0,5 ns-nál nagyobb csillapo-

dási idejü festékoldatok esetén.

Mind festéklézer gerjesztés, mind a csillapodási idő mérés terén számos kérdés maradt megválaszolatlanul, melyek további vizsgálatok tárgyát képezhetik.

Összefoglalva megállapithatjuk,hogy vizsgálataink eredményeként optimális paraméterekkel rendelkező TEA nitrogén lézert épithettünk, amelyet sikerrel alkalmaztunk a festéklézerek és a lumineszcencia-kutatás területén.

Köszönetnyilvánitás

Ez az értekezés a József Attila Tudományegyetem Kisérleti Fizikai Intézetében készült.

A szerző köszönetét fejezi ki Dr. Ketskeméty István egyetemi tanárnak, az intézet igazgatójának az értekezés összeállitásakor adott tanácsaiért, megjegyzéseiért.

Köszönetet mond a szerző Dr. Kozma László egyetemi docensnek a munka során nyujtott támogatásáért, valamint Dr. Német Béla egyetemi adjunktusnak és Dr. Rácz Béla tudományos munkatársnak, akik a vizsgálatok során felmerülő elméleti és kisérleti problémák megoldását elősegitették.

Irodalomjegyzék

[1] Heard, H. G.: Nature 200, 667 (1963).
[2] Leonard, D. A.: Appl. Phys. Lett. 7, 6-8 (1965).
[3] Gerry, E. T.: Appl. Phys. Lett. 7, 4-6 (1965).
[4] Shipman, J. D.: Appl. Phys. Lett. 10, 3-4 (1967).
[5] Takahiro Kasuya, Lide, D. R.: Appl. Opt. 6, 69 (1967).
[6] Mathias, L. E. S, Parker, J. T.: Appl. Phys. Lett. 3, 16 (1963).
[7] Fitzsimmons, W. A., L. W. Anderson, C. E. Riedhauser, J. M. Vritilek: IEEE J. Quantum Electron. QE-12, 624 (1976).
[8] Ishchenko, V. N, V. N. Lisitsin, A. M. Razhev, V. N. Starinsky, P. L. Chapovsky: Opt. Commun. 13, 231 (1965).
[9] Rothe, D. E., K. O. Tan: Appl. Phys. Lett. 30, 152 (1977).
[10] Kaslin, V. M., G. G. Petrash: Jetp Lett. 3, 55 (1966).
[11] Ali, A. W., A. C. Kolb, A. D. Anderson: Appl. Opt. 6, 2115 (1967).
[12] Godard B.: IEEE J. Quantum Electron. Qe-10, 147 (1974).
[13] Andersson H. E. B., S. A. Borgström: Opto-electronics 6, 225 (1974)
[14] Ali, A. W.: Appl. Opt. 8, 993 (1969).
[15] Tate, J. T., P. T. Smith: Phys. Rev. 39, 270 (1932).
[16] Stewart, D. T., E. Gabathuler: Proc. Phys. Soc. 72, Pt. 2 (1958).
[17] Baltog, I., C. B. Collins: Opt. Commun. 18, 282 (1976).
[18] Small, J. G., R. Ashari: Rev. Sci. Instrum. 43, 1205 (1972).
[19] Bergmann, E. E., N. Eberhardt: IEEE Quantum Electron. QE-9, 551 (1973).
[20] Hilborn, R. C.: Am. J. Phys. 44, 1174 (1976).
[21] Woodward, B. W., V. J. Ehler, W. C. Lineberger: Rev. Sci. Instrum. 44, 882 (1973).
[22] Feldmam, M., P. Lelow, F. Raab, H. Metcalf: Appl. Opt. 17, 774 (1978
[23] Schenck, P., H. Metcalf: Appl. Opt. 12, 183 (1973).
[24] Targ, R.: IEEE Quantum Electron. QE-8, 728 (1972).
[25] Geller, M., D. E. Altman, T. A. De Temple: Appl. Opt. 7, 2232 (1968)
[26] Schwab, A. J., F. W. Hollinger: IEEE Quantum Elektron. QE-12, 183 (1976).
[27] Basting, D., F. P. Schafer, B. Steyer: Opto-electronics 4, 43 (1972)
[28] Saikan, S.: Japan J. Phys. 15, 187 (1976).
[29] Saikan, S., F. Shimizu: Rev. Sci. Instrum. 46, 1700 (1975).
[30] Molectron Applications Note No. 110.
[31] von Bergmann, H. M., V. Hasson, D. Preussler: Appl. Phys. Lett. 27, 553 (1975).

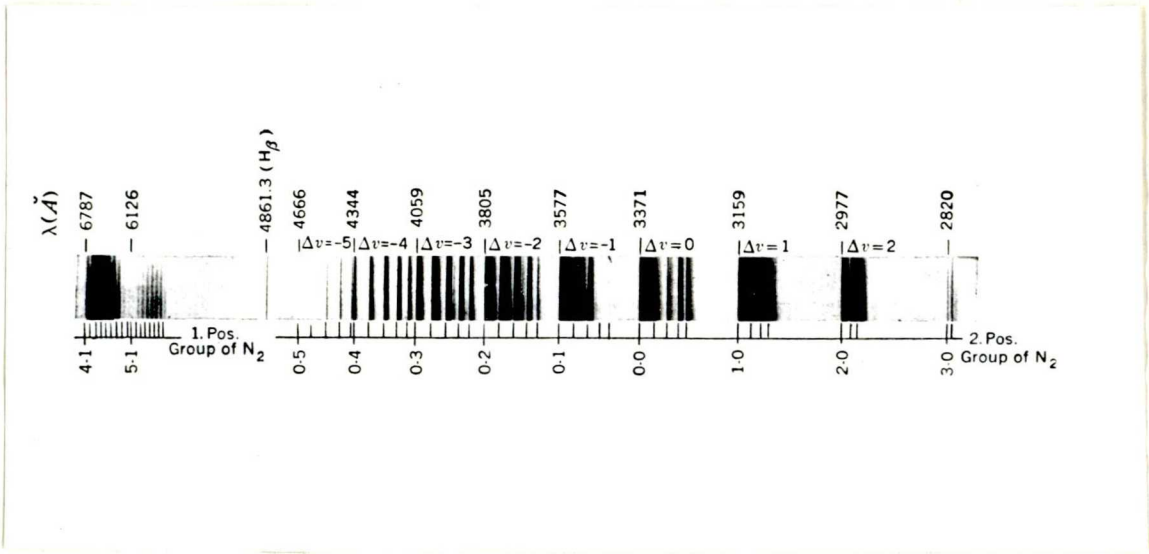
[32] von Bergmann, H. M., V. Hasson: J. Phys. E: Sci. Instrum. 9, 982 (1976).
[33] Geller, M., D. E. Altman, T. A. De Temple: J. Appl. Phys. 39, 3639 (1966).
[34] Steinvall, O., A. Anvari: Physica Scripta 11, 1128 (1973).
[35] Fisder, H., R. Girnus, F. Rühl: Appl. Opt. 13, 1759 (1974).
[36] Svedberg, A., L. Högberg, R. Nilson: Appl. Phys. Lett. 12, 103 (1968).
[37] Newman, L. A., T. A. De Temple: J. Appl. Phys. 47, 1912 (1976).
[38] Rogowski, W.: Arch. f. Elektrotechnik, Band XVI. S. 73, (1926).
[39] Uhlenbusch, J., J. Dahm: LASER + Elektro - Optik 1, 26 (1976).
[40] Cheng, T. Y.: Rev. Sci. Instrum. 44, 405 (1973).
[41] Kurnit, N. A., S. J. Tubbs, K. Bidhichand, L. W. Ryan, A. Javan: IEEE Quantum Electron. QE-11, 174 (1975).
[42] Itani, J., K. Kagawa, Y. Kimura: Appl. Phys. Lett. 27, 503 (1975).
[43] von Bergmann, H. M.: J. Phys. Sci. Instrum. 10, 1212 (1977).
[44] Willett, C. S., D. M. Litynski: Appl. Phys. Lett. 26, 118 (1975).
[45] Nakamura, S., H. Hara, K. Umezu, H. Takuma: Japan J. Appl. Phys. 15, 2491 (1976).
[46] von Bergmann, H. M., A. J. Penderis: J. Phys. E.: Sci. Instrum. 10, 602 (1977).
[47] Knyazev, I. N., V. S Letokhov, V. G. Mooshev: Opt. Commun. 6, 250 (1972).
[48] Antonov, V. S., I. N. Knyazev, V. G. Mooshev: Sov. J. Quantum Electron. 4, 246 (1974).
[49] Salzmann, H., H. Strohwald: Opt. Commun. 12, 370 (1974).
[50] Strohwald, H., H. Salzmann: Appl. Phys. Lett. 28, 272 (1976).
[51] Hasson, V., H. M. von Bergmann: J. Phys. E.: Sci. Instrum. 9, 74 (1976).
[52] Hasson, V., H. M. von Bergmann, D. Preussler: Appl. Phys. Lett. 28, 17 (1976).
[53] von Bergmann, H. M., V. Hasson, J. Brink: J. Appl. Phys. 47, 4532 (1976).
[54] Bergmann, E. E.: Appl. Phys. Lett. 28, 84 (1975).
[55] Bergmann, E. E.: Rev. Sci. Instrum. 48, 545 (1977).
[56] Bergmann, E. E.: Appl. Phys. Lett. 31, 661 (1977).
[57] Bauer, R. K., A. Kowalczyk: Opt. Commun. 23, 169 (1977).
[58] Dombi, J., L. Gáti, I. Ketskeméty, I. Szalma, L. Vize: Acta Phys. et Chem. Szeged 16, 3 (1970).
[59] Bailey, E. A., G. K. Rollefson: J. Chem. Phys. 21, 1315 (1955).

[60] Gáti, L., I. Szalma: Acta Phys. et Chem. Szeged 14, 3 (1968).

[61] Свиридов, А. Н., Ю. А. Тропихин: Квантовая электроника 3, 2448 /1976/.

Függelék I

A nitrogén molekula szinképét az alábbi ábrán mutatjuk be:



Jól látható a 337 nm körüli vonalcsoport, amely a $^3\Pi_u$ és $^3\Pi_g$ v=0 vibrációs állapotu szintjei közötti átmenet révén jön létre. A finomszerkezet a molekula rotációs mozgásának a következménye.

Irodalom: HERZBERG, G.: "Molecular spectra and molecular structure I Spectra of diatomic molecules" Van Nostrand New Jork 1950.

Függelék II

Az 1.2. fejezetben felirt (1) - (3) egyenletrendszer, amely a lézerszintek betöltöttségére és a fotonsürüségre vonatkozik, az ugyanott emlitett elhanyagolások figyelembevételével a következő alakra hozható:

$$x'(t) = -a\cdot x(t)\cdot z(t) + a\cdot y(t)\cdot z(t) - [g(t)+c]\cdot x(t) - g(t)\cdot y(t) + b\cdot g(t)$$

$$y'(t) = a\cdot x(t)\cdot z(t) - a\cdot y(t)\cdot z(t) - [h(t)-c]\cdot x(t) - h(t)\cdot y(t) + b\cdot h(t)$$

$$z'(t) = a\cdot x(t)\cdot z(t) - a\ y(t)\cdot z(t) + d\cdot x(t)$$

ahol $x(t) = N_3(t)$ $\quad g(t) = G_{13}(t)$ $\quad a = \sigma_{32}$

$y(t) = N_2(t)$ $\quad h(t) = G_{12}(t)$ $\quad b = N_0$

$z(t) = n_f(t)$ $\quad c = A_{32} + \gamma_{32}$

$d = \gamma \cdot A_{32}$

A jelölések megegyeznek az 1.2. fejezetben definiáltakkal.

A differenciál-egyenletekhez tartozó kezdeti feltételek:

ha $t = 0$, akkor $x(0) = 0$, $Y(0) = 0$, $Z(0) = 0$.

A fizikai jelenség vizsgálata szempontjából általában a $z(t)$ függvény fontos, az irja le a lézerteljesitmény időbeli változását.

A fenti elsőrendü nemlineáris inhomogén differenciálegyenlet-rendszer általános megoldása nem ismert. Numerikusan, számitógép segitségével a megoldás tetszőleges pontossággal meghatározható.

Tartalomjegyzék

Bevezetés 1

1. A nitrogénlézer müködésének elvi és gyakorlati kérdései .....

1. 1. Az N_2 molekula spektroszkópiai elektronenergiaszerkezete 3

1. 2. A lézerfolyamat időbeli leirása 5

1. 3. A gerjesztés mechanizmusa 7

1. 4. Elektromos gerjesztő módszerek 11

1. 5. A kisülési cső 18

1. 6. A N_2 gáz tisztaságának és áramoltatásának hatásai 22

1. 7. A lézer energiája és hatásfoka 24

1. 8. Impulzusidő; optikai erősités; rezonátor 25

1. 9. TEA N_2 lézerek 27

2. A TEA N_2 lézer megépitése; kisérleti eredmények .....

2. 1. Gerjesztő rendszer 31

2. 2. Tápegység 35

2. 3. Kisülési tér 43

2. 4. A lézerparaméterek mérése 44

2. 5. Az elektródatávolság hatása a lézer energiájára és időbeli lefutására 47

2. 6. Egyéb paraméterek hatásai a lézer müködésére ...56

3. Alkalmazások .....

3. 1. Festéklézer gerjesztése 61

3. 2. Csillapodási idő mérés 65

Összefoglalás 71

Köszönetnyilvánitás 73

Irodalomjegyzék 74

Függelék I 77

Függelék II 78