

József Attila Tudományegyetem  
Kísérleti Fizikai Tanszék

VANÁDIUMPENTOXID EGYKRISTÁLY  
FELÜLETÉN LÉZERFÉNNYEL KELTETT MIKROPLAZMA  
TULAJDONSÁGAIRÓL

Doktori értekezés

K o v á c s J ó z s e f  
tanársegéd

Szeged  
1980.

# TARTALOMJEGYZÉK

|                                                                                            | Oldal |
|--------------------------------------------------------------------------------------------|-------|
| BEVEZETÉS . . . . .                                                                        | 1     |
| I. IRODALMI ÁTTEKINTÉS . . . . .                                                           | 3     |
| 1. Lézerfényvel keltett mikroplazma tulajdonságai . . .                                    | 4     |
| a/ A plazma-állapot . . . . .                                                              | 4     |
| b/ Plazma előállítására alkalmazott lézer-fényforrások . . . . .                           | 10    |
| c/ Lézerfényvel keltett mikroplazma . . . . .                                              | 15    |
| 2. A plazma spektrális vizsgálata . . . . .                                                | 25    |
| 3. A vanádiumpentoxid egykristály és a lézerfény kölcsönhatása . . . . .                   | 32    |
| a/ A vanádiumpentoxid egykristály néhány kristályfizikai és optikai tulajdonsága . . . . . | 32    |
| b/ A vanádiumpentoxid egykristály és a lézerfény kölcsönhatásáról . . . . .                | 34    |
| II. KISÉRLETI EREDMÉNYEK . . . . .                                                         | 38    |
| 4. Kísérleti elrendezés . . . . .                                                          | 38    |
| a/ Neodimium-lézer . . . . .                                                               | 40    |
| b/ Beállító és leképező eszközök, műszerek . . . . .                                       | 45    |
| c/ Spektrográf . . . . .                                                                   | 47    |
| d/ Spektrumkiértékelő egység . . . . .                                                     | 48    |
| 5. A minta előkészítése . . . . .                                                          | 50    |
| 6. Mérési eredmények . . . . .                                                             | 51    |
| a/ A neodimium-lézer jellemzőinek meghatározása . . .                                      | 51    |
| b/ Plazmakeltés, a plazma időintegrált képének felvétele . . . . .                         | 54    |
| c/ A plazmafelvillanás időfelbontása . . . . .                                             | 56    |
| d/ A plazma időintegrált spektrumának vizsgálata . .                                       | 62    |
| III. EREDMÉNYEK ÉRTÉKELESE . . . . .                                                       | 69    |
| ÖSSZEFOGLALÁS . . . . .                                                                    | 77    |
| Függelék . . . . .                                                                         | 79    |
| Irodalomjegyzék . . . . .                                                                  | 86    |

## B E V E Z E T É S

Az intenzív lézerfényforrások megjelenésével szinte egyidejűleg figyeltek fel a kutatók arra a tényre, hogy a lézersugárban koncentrált energia az anyaggal való kölcsönhatás során képes annak elpárologtatására, a keletkezett gázok ionizálására, s így plazma létrehozására.

A lézerrel előállított plazma, a hagyományos módon előállítottakhoz képest könnyen reprodukálhatónak és sokoldalúan vizsgálhatónak bizonyult. Különösen nagy lendületet kaptak ezek a vizsgálatok a 60-as évek végén, amikor Bászov és munkatársai rámutattak a termonukleáris fúzió beindításával kapcsolatos problémák elvi megoldhatóságára. A lézertechnika rohamos fejlődése, és nem utolsósorban az energiaválság, mind elősegítik és stimulálják e kutatásokat.

A lézerfúziós kutatások mellett a lézeres plazmavizsgálatok, elsősorban spektroszkópiai és dinamikai módszerek alkalmazása révén, sok olyan kérdésre feleletet adtak, amelyek korábban nem voltak megválaszolhatók, továbbá az anyagról újabb információkat szolgáltatottak.

Jelen értekezésben leírt kísérletek és eredmények szorosan kapcsolódnak a JATE Kísérleti Fizikai Tanszékén folyó szilárdtest-lézersugárzás, ezen belül a vanádiumpentoxid

egy kristály-lézersugárzás kölcsönhatásának sokoldalú tanulmányozásához.

Munkánk célja, hogy egyrészt a kölcsönhatás során keletkező mikroplazma tulajdonságainak vizsgálataiból magáról a plazmáról, másrészt pedig a plazmán keresztül az anyagról - vanádiumpentoxid egy kristályról - szerezzünk újabb ismereteket.

Az értekezés három fejezetből áll. Az I. fejezetben összefoglaljuk a lézerfényvel keltett mikroplazmák tulajdonságaira, spektrális vizsgálataira és a vanádiumpentoxid egy kristály - lézerfény kölcsönhatására vonatkozó irodalmat.

A II. fejezetben ismertetjük az alkalmazott kísérleti berendezést, és a mérési eredményeket.

A III. fejezetben megadjuk a mérési eredményeink értékelését. Végezetül pedig összefoglaljuk az elért fontosabb eredményeket.



## I. IRODALMI ÁTTEKINTÉS

Az 1. pontban leírjuk a plazmára, mint állapotra vonatkozó kritériumokat, és összefoglaljuk a plazma legfontosabb, egymással összefüggésben álló jellemzőit. Ezután áttekintjük a plazmakeltésre alkalmazott lézerek főbb típusait, részletebben beszélünk e lézerek - a plazma-lézersugárzás kölcsönhatás folyamatában döntő szerepet játszó - üzemmódjairól. Ezt követően térünk rá a lézerfénnel keltett mikroplazma tárgyalására, amelynek során a plazmakeltés mechanizmusának a leírásával foglalkozunk.

A 2. pontban összefoglaljuk a plazma spektrális vizsgálatára vonatkozó módszereket és törvényszerűségeket, majd ismertetünk néhány idevonatkozó konkrét eredményt.

A 3. pontban a vizsgálataink során felhasznált vanádium-pentoxid egykristály optikai, ill. lézeres vizsgálatokban fontos szerepet játszó jellemzőit közöljük. Végül röviden áttekintjük azokat a vanádiumpentoxid egykristály és a lézersugárzás közötti kölcsönhatásra vonatkozó eredményeket, amelyek a plazmakeltés szempontjából szerepet játszanak.

## 1. Lézerfényvel keltett mikroplazma tulajdonságai

### a/ A plazma állapot

Az egymással kölcsönhatásban álló pozitív, negatív és semleges töltésű részecskék együttesét ("gázkeverékét") plazmának nevezzük. A plazma abban az energiatartományban keletkezik, amelyben az atomok rugalmatlan ütközések, vagy valamely sugárzással való kölcsönhatásuk révén fokozatosan elveszítik elektronjaikat: ionizálódnak. Érthető, hogy a plazma az anyagnak a természetben előforduló leggyakoribb állapota. A csillagokban a magas hőmérséklet, intersztelláris gázban pedig a csillagok ultraibolya sugárzásának hatására következik be az ionizáció. A földi légkör külső felületét is plazmaréteg, az ionoszféra borítja. Megemlíthetjük még a villámot is, mint plazmát, amely elektromos kisülés folytán keletkezik.

Laboratóriumi körülmények között is kelthetünk plazmát pl. elektromos kisüléssel (hagyományos módszer), különböző sugárzásokkal (ultraibolya, röntgen stb.), valamint a felfedezésük után szinte azonnal plazmakeltésre is alkalmazott, nagy teljesítménysűrűséget biztosító lézerekkel is.

A plazma egy olyan dinamikus rendszert képvisel, amely az elektromágneses erőknek van alávetve. Ugyanis a plazma, a különféle töltések (elektronok és pozitív ionok) között fellépő elektromos erők miatt, a Coulomb-törvénynek megfelelően, kvázineutralitásra törekszik.

Ezen folyamat során az elektronok olyan frekvenciával rezegnek, hogy a kvázineutralitás időbeli átlagban teljesül. Ennek a problémának egyszerű analitikai tárgyalása megtalálható az [1] -irodalomban. A rezgés körfrekvenciájára az

$$\omega_p = \left( \frac{4\pi n_e e^2}{m_e} \right)^{1/2} \quad (1.1)$$

érték adódik, ahol  $n_e$  az elektronkoncentrációt,  $e$  az elektron töltését,  $m_e$  pedig az elektron tömegét jelöli. Ezt az  $\omega_p$  frekvenciát, amely a plazma egyik fontos jellemzője, Langmuir-féle plazmafrekvenciának nevezzük.

A plazma másik fontos jellemzője: a  $T$  hőmérséklete, amelynek bevezetése azonban csak akkor jogos, ha az elektronok és az ionok átlagos kinetikus energiája megegyezik. Általában a plazmánál két hőmérsékletet kell bevezetni, a  $T_e$  elektron - és a  $T_i$  ionhőmérsékletet. A laboratóriumi körülmények között előállított plazmákban ugyanis  $T_e$  lényegesen eltérhet  $T_i$ -től ( $T_e > T_i$ ). A különbség az elektron és az ion tömege közti nagy különbségen alapul: a plazmát tápláló energiaforrás a plazma kis tömeggel kapcsolatos elektronkomponensének adja át az energiát. Az ionok a gyors elektronokkal való ütközések eredményeképpen tesznek szert a termikus energiára. Az ütközések során az elektron kinetikus energiájának az a hányada, ami az ionnak átadódik, az  $m_e \ll m_i$  miatt ( $m_i$  az ion tömege), nagyon kicsi. Az ütközések során az ionnak átadott energiahányad átlagértéke még kisebb.



Ez a különbség csökken, amint a plazma sűrűsége növekszik, mert az elektronok és az ionok közötti ütközések száma egy adott térfogatban a koncentráció négyzetével arányosan nő. A lassan kialakuló és termikus egyensúlyban lévő plazmákban  $T_e = T_i$  [2].

A plazma további fontos jellemzője: a plazmasűrűség vagy plazmakoncentráció, amelyen a térfogategységben található egynemű töltött részecskék számát értjük. Ennek értéke több, mint 20 nagyságrendet ölelhet fel. A plazmában általában nemcsak egyszeres, hanem többszörös ionok is előfordulhatnak. Ha  $n_1$ , illetve  $n_2$  jelöli az egyszeresen, illetve kétszeresen töltött ionok koncentrációját stb., akkor az elektronkoncentráció:

$$n_e = n_1 + 2n_2 + \dots \quad (1.2)$$

Az egyszeresen töltött ionok mellett jelenlévő többszörösen töltött ionok hatásának a figyelembevétele, a plazmában lejátszódó folyamatok leírása szempontjából, általában nem okoz nagyobb nehézséget.

A plazma, amint azt már említettük, elektromosan semleges állapotra törekszik. Egy-egy ion úgy viselkedik, mint egy kváziatommag: elektronokat gyűjt maga köré, amelyek a terét leárnyékolják. Adott plazmakoncentráció és hőmérséklet esetén van egy olyan jellegzetes  $r_D$  hossz méret - az ún. Debye-sugár - amely rendelkezik a következő tulajdonsággal. Ha  $r \ll r_D$ , akkor a potenciáeloszlást az ion körül a következő alaku kifejezés írja le [3]:



$$\Phi \sim \frac{1}{r} \exp\left(-\frac{r}{r_D}\right) . \quad (1.3)$$

Itt  $r_D$  értéke:

$$r_D = \left( \frac{kT}{4\pi n_e e^2} \right)^{1/2} , \quad (1.4)$$

ahol  $k$  a Boltzmann állandó. Az  $r_D$ -n kívüli ellentétes előjelű töltésfelhő a körülvevő rész által keltett Coulomb-teret majdnem teljesen leárnyékolja. Ezért  $r_D$ -t Debye-féle leárnyékolási hosszának is nevezzük. Ha  $r \gg r_D$ , akkor az  $r$  által meghatározott térfogati tartományban az ellentétes előjelű töltések csaknem egyenletesen oszlanak el.

A Debye-féle leárnyékolási hossz tehát, a fentiek szerint, a dekompenzációs tartomány térbeli méretét jelenti. Azt az időt, ameddig ez a tartomány fennmarad, definíció szerint úgy kaphatjuk meg, hogy  $r_D$ -t elosztjuk a leggyorsabb részecske (az elektron) sebességével [2] :

$$\tau = \frac{r_D}{v_e} = \left( \frac{kT}{4\pi n_e e^2} \right)^{1/2} \left( \frac{m_e}{kT} \right)^{1/2} = \left( \frac{m}{4\pi n_e e^2} \right)^{1/2} . \quad (1.5)$$

Az  $1/\tau$  mennyiség megegyezik az (1.1) formulával leírt  $\omega_p$  Langmuir-féle plazmafrekvenciával.

Az (1.4) és (1.5) kifejezésekből látszik, hogy minél nagyobb a plazmasűrűség, annál kisebbek a töltésdekompenzációt jellemző térbeli és időbeli méretek. A "sűrű" és "hideg" plazmák esetére a kvázineutralitás csak igen kicsiny térfogaton belül nem teljesülhet. Kis sűrűségű és "forró"

plazmákban a Debye-sugár sokkal nagyobb is lehet, mint maga a plazma által elfoglalt térfogatot jellemző lineáris méret. Ebben az esetben valósulnak meg az ionok és elektronok egymástól független mozgásai, és így hiányzik az az automatikus mechanizmus, amely a különböző előjelű töltések koncentrációját kiegyenlíti.

A Debye-sugár fogalmát felhasználva megadhatjuk a plazmának, mint az anyag különleges állapotának, a következő, pontosabb definícióját: a szabadon mozgó, különböző előjelű töltések sokasága, vagyis az ionizált gáz akkor nevezhető plazmának, ha a gázhoz rendelhető Debye-sugár kisebb, mint a gáz által elfoglalt térfogat lineáris mérete. Ez a megfogalmazás tulajdonképpen Langmuirtól, a plazmafizika megalapozójától származik [2].

A plazmának lényeges jellemzője még az  $\alpha$  ionizációs foka, amelyen a plazmakoncentrációnak és az ionizálás előtti koncentrációnak az arányát értjük. Részletesebben, ha

$n$  az ionizálás előtti koncentrációt,

$n_0$  az ionizálás utáni semleges részecskék koncentrációját,

$n_e = n_+$  az elektron, illetve az ionkoncentrációt,  
azaz a plazmakoncentrációt

jelenti, akkor, felhasználva a részecskék megmaradását kifejező

$$n = n_0 + \frac{1}{2}(n_e + n_+) \quad (1.6)$$

összefüggést, kapjuk, hogy:



$$\alpha = \frac{n_e}{n} = \frac{n_e + n_+}{2n_0 + n_e + n_+} \quad (1.7)$$

Termikus egyensúlyban lévő plazmák esetében (amikor is  $T_e = T_i = T$ ) az  $n_e$ ,  $n_+$  és  $n_0$  koncentrációk, a  $T$  hőmérséklet és az  $E_i = eU_i$  ionizációs energia ( $U_i$  az ionizációs potenciál) közötti kapcsolatot a Saha-egyenlet írja le, amelynek egyszerűsített alakja a következő [1] :

$$\frac{n_e n_+}{n_0} = \left( \frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{eU_i}{kT}\right), \quad (1.8)$$

ahol  $h$  a Planck állandó. Felhasználva az (1.6), (1.7) és az  $n_e = n_+$  összefüggéseket, a Saha-egyenlet ionizációs fokkal kifejezett alakját kapjuk:

$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha} n = \left( \frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{eU_i}{kT}\right) \quad (1.9)$$

Ha a plazmában uralkodó nyomás:  $p$  (amely a semleges részecskék  $p_0$ , az elektronok  $p_e$  és az ionok  $p_i$  parciális nyomásának az összege), akkor a Saha-egyenlet a következő alakot ölti [4] :

$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha^2} p = (kT)^{5/2} \left( \frac{2\pi m_e}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{eU_i}{kT}\right) \quad (1.10)$$

Az elmondottak alapján a plazmát jellemző legfontosabb



menyiségek a következők:

- az  $\omega_p$  Langmuir-féle plazmafrekvencia,
- a  $T_e$  elektronhőmérséklet,
- a  $T_i$  ionhőmérséklet,
- az  $n_e = n_i$  plazmakoncentráció,
- az  $r_D$  Debye-féle leárnyékolási hossz és
- az  $\alpha$  ionizációs fok.

#### b/ Plazma előállítására alkalmazott lézer-fényforrások

Mint ismeretes, a lézer-fényforrás monokromatikus, koherens, kis divergenciájú, nagy intenzitású elektromágneses sugárzást-fényt-bocsát ki. A lézersugárzás által képviselt elektromos térerősség értéke összemérhető az atomok Coulomb-terének nagyságával. Ez a térerősség megváltoztathatja az anyagot összetartó kötési erőket, és ennek következtében a fény-anyag kölcsönhatását leíró törvények, a kis fényintenzitások esetén érvényes törvényektől eltérő formában jelentkeznek.

Az alkalmazott lézerfény kvantumenergiájánál nagyobb kilépési munkájú, tetszőleges összetételű szilárd anyagot kis intenzitású lézerfényvel megvilágítva, a részecske-emisszióra utaló effektus nem észlelhető. A fény intenzitását növelve azonban emissziós folyamatok lépnek fel [5]. Egyrészt fotoeffektus révén, amikor egy vagy több lézerfoton lép direkt kölcsönhatásba a részecskékkel, másrészt termikus emisszió révén, amikor is a melegítés hatására

először elektronok, semleges atomok, majd ionok hagyják el az anyag felületét. Ezt követően az egymással kölcsönhatásban lévő elektronok, ionok és semleges atomok nagy távolságból semlegesnek ható keveréke, tehát plazma, alakul ki.

Az előbbiekből következik, hogy a plazmakeltés szempontjából az anyag felületére jutó teljesítménysűrűség a leglényegesebb paraméter. A nagy kiterjedésű, csaknem a teljes térszögben sugárzó klasszikus fényforrások fényét nem lehetséges egyetlen pontra koncentrálni, viszont a gyakorlatilag párhuzamos nyalábban haladó lézer fényét igen. Még nagyobb energiakonzentrációt tesz lehetővé a lézerfény monokromatikusága, azáltal, hogy általában nagyon kicsi a fókuszáló lencse fókuszfoltjának a területe. A legnagyobb sugárzási teljesítmények elérésére az impulzuslézerek a legalkalmasabbak. A gázlézerek csoportjából a  $\text{CO}_2$  impulzuslézer, a szilárdtestlézerek közül pedig a rubin-lézer és a neodimium-lézer a leghasználatosabbak. Az általuk kibocsátott lézersugárzás energiája:  $1 - 10^3 \text{ J}$ .

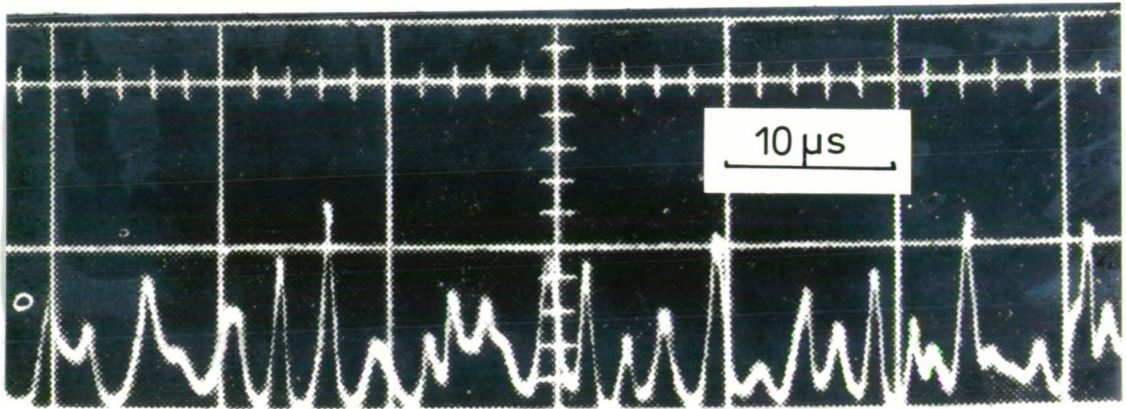
A teljesítmény szempontjából lényeges a lézerimpulzus  $\Delta t_1$  időtartama, másképpen a lézerimpulzus "hossza", amelyen általában az impulzus időbeli félértékszélességét értjük. Ennek értékét első közelítésben az impulzuslézerek üzemmódja szabja meg. Ezek a lézerek viszont a következő üzemmódokban működhetnek:

a) Szabadgenerálású vagy normál üzemmódban.

A lézeraktív közeget pumpáló impulzuslámpa fénykibocsátása  $\sim 1 \text{ ms}$  ideig tart. Ez az idő hosszabb, mint amely



a lézer működéséhez szükséges. A lézer ugyanis csak kb. 1-30  $\mu\text{s}$ -os fényimpulzusok kibocsátására alkalmas. Ennek megfelelően a lézer 1-30  $\mu\text{s}$ -ig tartó, statisztikusan változó helyű és amplitudójú lézerfelvillanások sorozatát szolgáltatja (1.1 ábra) [5] .



1.1 ábra

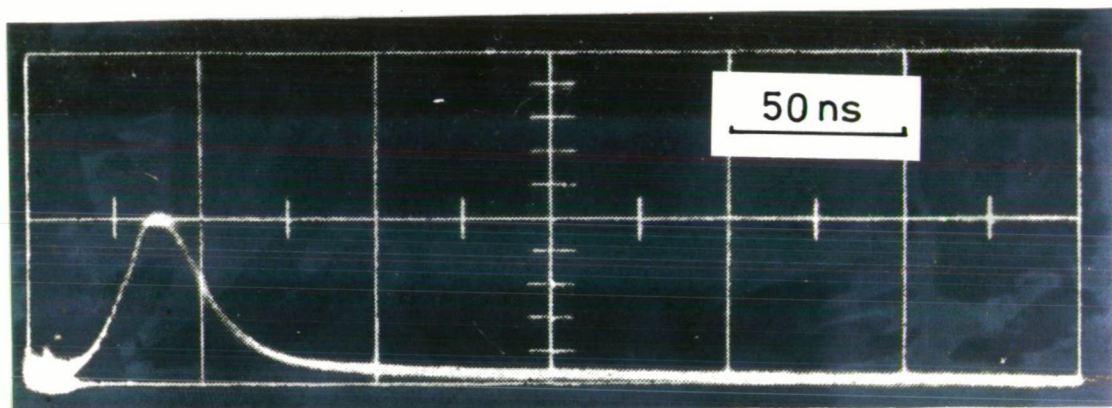
Természetesen, ennek a sorozatnak az idejét az impulzuslámpa működési ideje szabja meg, amely, mint említettük  $\sim 1$  ms. Emiatt szokás ezt az üzemmódot milliszekundumos üzemmódnak is nevezni. Az ilyen üzemmódban pl. egy 1 J energiát kibocsátó lézer teljesítménye:  $10^3 \text{ W}$ , és így az anyag felületére eső  $q$  teljesítménysűrűség, ha a fókuszfolt területe  $10^{-5} \text{ cm}^2$ ;  $q = 10^8 \text{ W/cm}^2$ .

b) Óriás impulzusu vagy Q-kapcsolt üzemmódban.

Ebben az esetben a lézerközeg kezdetben visszacsatolás nélkül pumpálódik, amikor is a tükrök egyikéről a reflexiót megakadályozva a felső lézerszint igen nagy populációja jön létre.



Különbféle módszerek alkalmazásával (mechanikai, elektrooptikai és akusztóoptikai eszközökkel, vagy festékcellákkal) az említett tükör számára hirtelen lehetővé tesszük a reflexiót. A hirtelen alkalmazott visszacsatolás a gerjesztett szint gyors kiürülését idézi elő [6]. Ily módon 1 - 100 ns-ig tartó egyetlen óriásimpulzus nyerhető (1.2 ábra), amelynek teljesítménye:  $10^6 - 10^8$  W, és az így nyerhető teljesítménysűrűség:  $10^{10} - 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup>. Ezt az üzemmódot szokás nanoszekundumos üzemmódnak is nevezni.

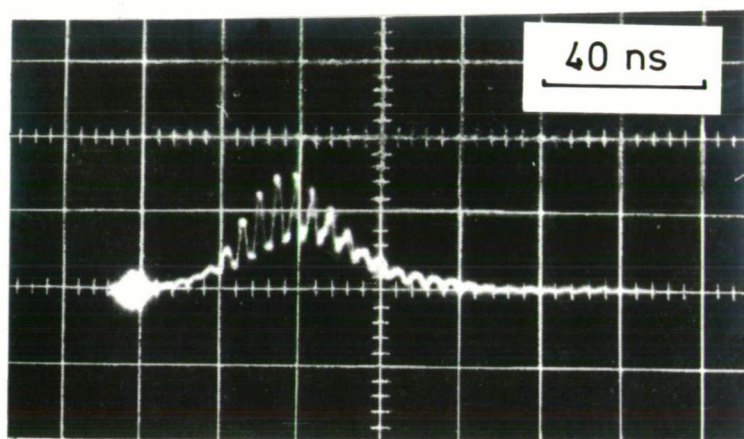


1.2 ábra

c) Módusszinkronizált üzemmódban.

A lézer által kibocsátott sugárzás gyakran olyan módusokból áll, amelyek nincsenek egymással állandó kapcsolatban. Ha a módusokat arra kényszerítjük, hogy egymás között azonos frekvenciatávolságot és rögzített fáziskapcsolatot tartsanak fenn, akkor a lézer kimenete időben meghatározott módon változik [6]. Így az energiát 1 - 100 ps-os fény-

impulzusokba sűrítve nyerjük (1.3 ábra), amelyek közül ultragyors fényzár segítségével akár egyetlen impulzust is kivághatunk. Ezt az üzemmódot pikoszekundumos üzemmódnak is nevezzük. Ebben az esetben elérhető teljesítmények:  $10^9 - 10^{11}$  W, és a nyerhető teljesítménysűrűségek:  $10^{13} - 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> értékűek.



1.3 ábra

Megjegyezzük még, hogy a fókuszálás szempontjából lényeges adatot képvisel az alkalmazott lézerek  $\mathcal{D}$  divergenciája. Ennek tipikus értéke:  $\mathcal{D} \approx 10^{-2} - 10^{-4}$  rad.

A II. fejezetben részletesen ismertetjük azt a lézerberendezést (neodimium-lézer), amelyet összeállítottunk, és felhasználtunk a plazmakeltésre.

c/ Lézerfénnnyel keltett mikroplazma

Ha a nagy intenzitású lézersugárzás szilárd céltárgyra esik, akkor az anyag felülete felmelegszi. Kezdetben a felület felmelegedését a hővezetés egyenletével írhatjuk le. A melegítés hatására részecskék lépnek ki az anyagból (az anyag "párolog"), amelyek áramsűrűségét a Richardson-formula adja meg:

$$j = AT^2 \exp\left(-\frac{W_k}{kT}\right), \quad (1.11)$$

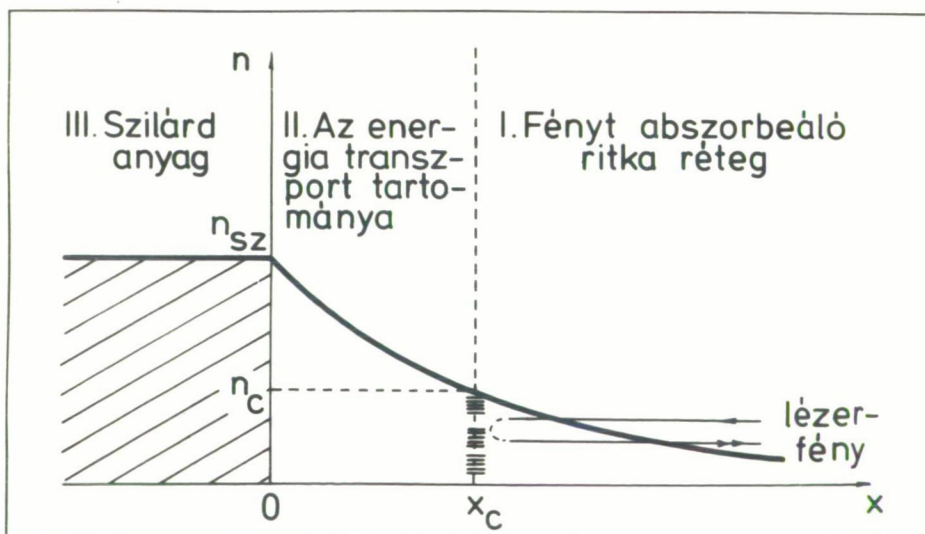
ahol  $A$  - az adott anyagra jellemző állandó,  $W_k$  pedig a kilépési munka. Az elpárologtatott anyagot a még jelenlévő lézersugárzás tovább melegíti, és így módon bekövetkezhet a molekulák disszociációja, ill. az atomok ionizációja és gerjesztett állapotba jutása. Így e folyamat eredményeként plazma keletkezhet. A lézerrel keltett plazmát, más plazmakeltési módoktól megkülönböztetve, lézerplazmának vagy mikroplazmának nevezzük.

Az elpárologtatott anyag állapotát az alkalmazott lézersugárzás teljesítménye szabja meg. Megállapodás szerint  $10^6 - 10^8 \text{ W/cm}^2$  teljesítménysűrűség esetén egymástól független részecskékről,  $10^9 - 10^{16} \text{ W/cm}^2$  teljesítménysűrűség esetén pedig plazmáról beszélünk. A szilárdtestek felületén keletkező plazmát meg szokás különböztetni a gázokban létrejövő optikai áttöréstől (lézeres szikrától), ez utóbbi ugyanis sokkal kisebb részecskesűrűség mellett lép fel, mint az előbbi [7].



A kialakulás szempontjából a hagyományos uton keltett plazmákban és lézerplazmákban is döntő az ún. első elektron szerepe. Ennek létrejötte, majd gyorsulása, ütközése az atommal, az atom ionizációja, s így az elektronok megsokszorozódása jelenti a plazmakialakulás kezdetét. Ez a folyamat láncreakciószerűen következik be. Ezt követően a fény már nem a szilárd anyaggal, hanem a plazmával lép kölcsönhatásba. Vizsgáljuk meg részletesebben ezt a kölcsönhatást.

A lézere energiának a plazmába táplálása az elektron-foton és a plazmarezgés-foton kölcsönhatás folyamata során megy végbe. Mint ismeretes a foton és a szabadelektron kölcsönhatása vákuumban elsőrendűen tiltott folyamat, mivel nincs lehetőség az energia- és az impulzus-megmaradási törvények egyidejű kielégítésére. Más a helyzet azonban az 1.4 ábrán bemutatott esetben, amikor is az I-gyel jelölt térrészben az egymással és az ionokkal is kölcsönható elektronok találhatók [5].



1.4 ábra

Ilyen feltételek mellett már van lehetőség a direkt fény-energia-abszorpcióra. Az energia- és az impulzusátadás az elektron-foton kölcsönhatási folyamatban sokkal nagyobb, mint az ion-foton kölcsönhatás során, mivel azonos hőmérsékleten az elektron impulzusa közelebb áll a fotonéhoz, mint az ioné (a tömegviszony miatt).

A direkt elektronfűtésre gyakorlatilag egyetlen mechanizmus létezését tételezik fel, az ún. inverz fékezési sugárzást [5]. Ennek során az elektron fotont abszorbeál, azaz gyorsul a fény hatására, így átmegy a folytonos energiaspektrum egy magasabb állapotába. A  $K_\nu$  abszorpciós együtthatót a következő formula adja meg [8]:

$$K_\nu = \frac{4}{3} \left( \frac{2\pi}{3kT} \right)^{1/2} \left( \frac{n_e n_i Z^2 e^6}{h c m^3 2 \nu^3} \right) [1 - \exp(-\frac{h\nu}{kT})], \quad (1.12)$$

ahol  $Z$  az átlagos töltésszám. Itt feltételeztük, hogy  $T_e = T_i (= T)$ . Az  $[1 - \exp(-\frac{h\nu}{kT})]$  szorzótényezővel kényszerített sugárzás következtében létrejövő abszorpciósökkenést vesszük figyelembe. Rubinlézerre pl. ennek a tényezőnek az értéke,  $T \ll 2 \cdot 10^4$  K-nál:  $\sim 1$ ;  $T \gg 2 \cdot 10^4$  K-nál:  $\sim \frac{h\nu}{kT}$  [9].

Az effektív felfűtéshez az szükséges, hogy a plazma által kitöltött térrész lineáris mérete  $\sim 1/K_\nu$  értékű legyen. Ha ennél kisebb, akkor nagy lesz az energiaveszteség; ha ennél nagyobb, akkor pedig a felfűtés heterogén lesz. Továbbá ahhoz, hogy számottevő fényabszorpció lépjen fel, a plazmasűrűségnek meg kell haladnia a  $\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  értéket [9]. A plazmasűrűség felső határa első közelítésben az az érték,

amelynél fellép a gerjesztő fény (lézerfény) reflexiója. Ez akkor következik be, amikor a lézerfény frekvenciája és a plazmafrequencia megegyezik [5], azaz:

$$\omega_l = \omega_p \quad . \quad (1.13)$$

Az (1.1) összefüggés alapján az  $n_c$  kritikus sűrűség (1. 1.4 ábra) értéke:

$$\begin{aligned} \text{CO}_2 \text{ lézerre:} \quad n_c &= 9,94 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}, \\ \text{neodimium-lézerre:} \quad n_c &= 9,94 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}, \\ \text{rubin-lézerre:} \quad n_c &= 2,32 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}. \end{aligned}$$

Amint azt már korábban említettük, a lézer energiájának a plazmába való betáplálása a plazmarezgés-foton kölcsönhatás folyamatában is létrejöhet. Ezt az energiabetáplálási mechanizmust "Landau-damping" mechanizmusnak nevezzük. Ennek során a plazmában kialakuló elektron- és plazmaoscillációk kollektív energiája egy-egy elektronra koncentrálódik. Ez oly módon következik be, hogy az  $\omega_l$  frekvenciájú foton szóródik az  $\omega_p$  frekvenciájú plazmahullámon. Raman-szórás esetén az az elektron- és plazmaoscillációk energiája, Brillouin-szórás esetén pedig az ion- és plazmaoscillációk energiája növekszik [5].

A fenti mechanizmus az 1.4 ábrán a II-vel jelölt tartományban nagyon jelentős. Itt ugyanis  $n > n_c$  miatt  $\omega_p > \omega_l$ , és így az

$$n = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_l^2}\right)^{1/2} \quad (1.14)$$



törésmutató képzetessé válik, ami annyit jelent, hogy a beeső sugárzás teljesen visszaverődik. Kiderült azonban az, hogy a plazmában fellépő instabilitások lehetővé teszik a plazma további fűtését. A plazma ugyanis korántsem homogén sűrűségeloszlású, turbulens áramlások erősen torzítják az elektronsűrűséget, amelynek értéke időben és helyenként  $n_c$  alá esik. A sűrűségingadozások a fényfrekvencia komponensét is tartalmazzák. Ez a törésmutató  $\omega_1$  frekvenciájú oszcillációját okozza a valós és a képzetes rész között. A teljes visszaverődés mellett tehát egy anomális fényabszorpció is felléphet, annak ellenére, hogy  $n_e > n_c$  [5].

Az energiabetáplálási folyamatban a lézersugárzás intenzitása mellett igen lényeges szerepe van a lézerimpulzus  $\Delta t_1$  időtartamának, figyelembe véve az elektronok és ionok közötti energiacsere (energiarelagáció)  $\Delta t_r$  idejét. Ez utóbbit a következő formulával lehet közelíteni [9]:

$$\Delta t_r \approx \frac{252 A T^{3/2}}{n_e Z^2 \ln \Lambda} , \quad (1.15)$$

ahol  $A$  az ion atomsúlya,  $\ln \Lambda$  értéke pedig  $\sim 10$ . Lézerrel keltett mikroplazmák esetén ez az idő:  $\sim 10^{-9} - 10^{-11}$  s.

Szabadgenerálású, de még Q-kapcsolt lézerimpulzus esetén is  $\Delta t_1 > \Delta t_r$ , így az elektronok az abszorbeált energiát még az impulzus időtartama alatt át tudják adni az ionoknak. Ennek következtében, az ily módon keltett lézerplazmákban  $T_e = T_i$ . Pikoszekundumos impulzus esetén azonban  $\Delta t_1 < \Delta t_r$ , ilyen esetben tehát az idő nem elegendő az



elektronok és az ionok között az energia átadására, így  $T_e \neq T_i$  (pontosabban:  $T_e > T_i$ ).

A lézeres melegítés során a plazma kiterjed. A részecskék áramlása a céltárgy felületéről kifelé történik úgy, hogy a maximális sebességgel rendelkező részecskék mozgásának iránya a felületre merőleges. A kilökődött anyag mozgásának iránya nem függ a lézersugár beesési szögétől [10].

A tipikus sebességértékek:

- szabadgenerálású lézerimpulzus esetén:  $10^4$ - $10^5$  cm/s,
- Q-kapcsolt lézerimpulzus esetén:  $10^6$ - $10^7$  cm/s.

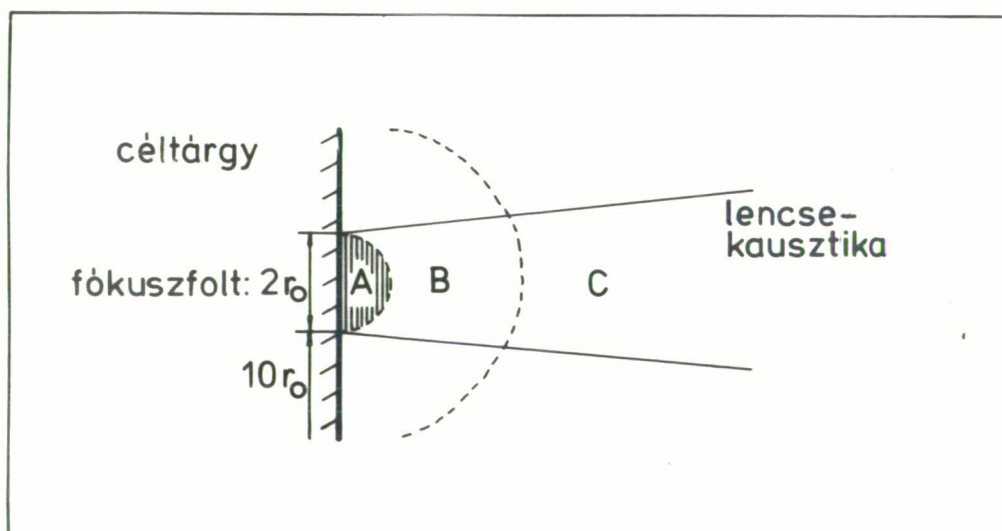
A T hőmérsékletű, n sűrűségű plazmában a nyomás:

$$p = 2n_e kT, \quad (1.16)$$

amely  $10^{10}$ - $10^{12}$  N/m<sup>2</sup> értékeket is elérhet. Ez egyrészt a plazma széteséséhez vezethet, másrészt a plazma sűrűsége a szilárd anyagra jellemző  $10^{23}$  cm<sup>-3</sup> értéket is meghaladhatja. E két, látszólag ellentmondó kijelentés úgy egyeztethető össze, hogy figyelembe vesszük azokat a hatalmas kompressziós erőket, amelyek az expanziós törekvéseket visszafogják. Ezzel kapcsolatban a fénnnyomást említjük, amely különösen erősen hat az  $n_c$  körüli térrészre (l. 1.4 ábra), mivel itt a reflexió maximális értéket ér el. A fűtés során fellépő inhomogén hőmérsékleteloszlás nagy hőmérséklet-gradienst eredményez, ami viszont nyomáskülönbséget, ennek kiegyenlítődése pedig lökeshullámokat kelt. Centrális lézeres besugárzás esetén olyan intenzív a lökeshullámok hatása, hogy

a plazma magja a szilárd test sűrűségének  $10\text{-}10^3$ -szeresét is elérheti [5].

A plazma kiterjedése során az abszorpciós együttható értéke oly értékre lecsökkenhet, hogy emiatt a plazma átlátszóvá válhat. Minél nagyobb a beeső lézersugárzás intenzitása, annál nagyobb a kezdeti kiterjedés sebessége, és így a plazma fűtése csak rövid ideig tarthat. A fűtés hatékonyságának növeléséhez a kiutat a nagyon rövid - pikoszekundumos - impulzus alkalmazása jelenti. Ez esetben az impulzus még az erős kitágulási szakasz előtt kifejti a hatását, azaz a veszteségek a minimumra csökkennek. Ugyanis a plazma ún. "inerciális megtartást" mutat, amelynek időtartama a keletkezés pillanatától a gázdinamikai szétrobbanás pillanatáig tart. Ez az időtartam:  $\Delta t_g \sim 10^{-9}$  s. A fűtési folyamat során a plazmát három lényeges részre lehet felosztani [7]. Az 1.5 ábrán e részeket A-, B- és C-vel jelöltük, ahol A a plazma sűrű, forró magját, B a gyorsítási zónát, C pedig az állandó sebességű - aszimptotikus - mozgástartományt jelenti.



1.5 ábra



A céltárgy közelében ( $0 < r < r_0$ ) a plazma u gázdinamikai sebessége kisebb, mint a plazmabeli c hangsebesség. Az A tartomány (szaggatott vonallal jelölt) határát az  $u = c$  feltétel adja. A B tartományban ( $r_0 < r < 10 r_0$ ) alakul át a plazma hőenergiája irányított gázdinamikai sebességgé. A C tartományban a plazma hőenergiája kisebb az irányított mozgással kapcsolatos kinetikus energiánál.

Az elmondottak alapján a plazma élettartamát célszerű éppen a  $\Delta t_g$  időt tekinteni [7], amelyre

$$\Delta t_g \approx \frac{r_0}{c} \quad (1.17)$$

Az energiát tehát ezen  $\Delta t_g$  idő alatt kell a plazmába pumpálni, azaz még az A tartományban. Könnyen belátható az is, hogy a lézerrel keltett mikroplazmák reális térfogata (1.5 ábrán az A tartomány) nem lehet tetszés szerinti, hanem  $\sim 0,01-1 \text{ mm}^3$ .

A fenti megfontolásokat egy példával illusztráljuk. Konkrét számításokat és becsléseket találunk a [11] irodalomban. A keletkezett plazmát gömbszimmetrikusnak feltételezve, továbbá elhanyagolva a betáplálás során a veszteséget (rövid időtartamu impulzust alkalmazva), és eltekintve a plazma sugárzási veszteségétől is (l. alább), az energiamegmaradás törvénye alapján felírhatjuk, hogy:

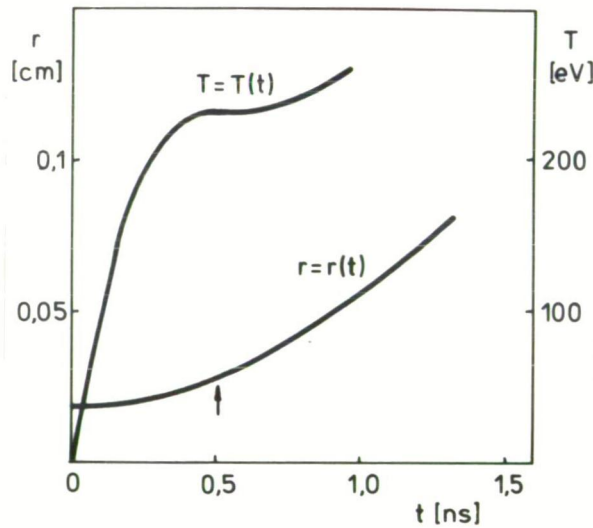
$$\frac{3}{2} (N_e + N_i) k \frac{dT}{dt} = -4\pi p r^2 \frac{dr}{dt} + P, \quad (1.18)$$

ahol  $N_e$ ,  $N_i$  az elektronok, ill. az ionok száma,  $p$  a nyomás,  $P$  a lézerimpulzus teljesítménye. Az (1.18) egyenletet az A tartományra (1.5 ábra) alkalmazva, amikor is  $dr/dt \approx 0$  (az "inerciális megtartás" miatt), a  $t \approx 0$  időpillanatokra vonatkozó megoldások:

$$r = \left[ r_0^2 + \frac{10}{9} \frac{Pt^3}{N_i m_i} \right]^{1/2}, \quad (1.19)$$

$$kT = \frac{Pt}{3(N_e + N_i)} \left[ \frac{2r_0^2 + 5Pt^3/9N_i m_i}{r_0^2 + 10Pt^3/9N_i m_i} \right], \quad (1.20)$$

ahol  $r_0$  a plazma kezdeti sugara,  $m_i$  pedig az ion tömege.



1.6 ábra

Az  $r = r(t)$  és a  $T = T(t)$  függvényeket az 1.6 ábra mutatja. A plazma kezdeti sugarának az értéke:  $r_0 = 0,015$  cm, az elnyelt sugárzás teljesítménye pedig:  $P = 10^{10}$  W volt.

Az 1.6 ábrán nyillal jelöltük a térfogati szétesés pillanatát, ekkor lesz a hőmérséklet maximális, ettől kezdve a plazma átlátszóvá válik ( $K_\gamma$  csökkenése miatt).

A plazma energiavesztesége (sugárzási veszteség) a fékezési sugárzás miatt következik be. Ennek a sugárzási veszteségnek a nagyságát a fékezési sugárzás teljesítményével mérjük [8]:

$$P = 1,42 \cdot 10^{-34} Z^3 n_e^2 T^{1/2}. \quad (1.21)$$

A számítások azonban azt mutatják, hogy  $10^6$  K alatt a sugárzási veszteségtől eltekinthetünk. Pl. hidrogénplazma esetén, amelyben  $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  és  $T = 10^5$  K, valamint a kezdeti térfogat  $10^{-5} \text{ cm}^3$ , ez a veszteség [9]:  $\sim 50$  W, amely a betáplált teljesítmény értékéhez képest elhanyagolható.  $10^6$  K felett, ahol jelentkeznek a többszörösen ionizált komponensek is, ez a veszteség már lényegessé válhat.



## 2. A plazma spektrális vizsgálata

Az optikai tartományban végzett plazmavizsgálatok egyik legrégebbi területe a plazma emissziós és abszorpciós tulajdonságainak elemzésével foglalkozó kutatások. Az első vizsgálatok csak a kisülések által kisugárzott fény kvalitatív elemzésére és ennek alapján a plazmát alkotó komponensek meghatározására korlátozódtak. A plazmaspektroszkópia célja: a plazmajellemzők és a közöttük fennálló kvantitatív összefüggések meghatározása, illetve az ezekkel kapcsolatos plazmadiagnosztikai módszerek minél pontosabb kidolgozása.

A plazmaspektroszkópia elsősorban a forró, fúziós plazmák vizsgálatának szolgálatában áll. Megemlítjük, hogy az idetartozó módszerek olyan eljárásokat jelentenek, amelyek a legkevésbé sem zavarják meg a vizsgált plazma állapotát, ezen előnyüknél fogva széleskörűen alkalmazhatók.

A továbbiakban, szem előtt tartva a disszertáció célkitűzéseit, áttekintjük a lézerrel keltett mikroplazmák spektroszkópai vizsgálatát.

A lézer-szilárdtest kölcsönhatás során keletkező plazmák optikai-spektroszkópai vizsgálata azt mutatja, hogy a plazmasugárzásban mind a folytonos, mind a vonalas spektrum megtalálható.

A folytonos sugárzás a céltárgy felületén a roncsolódás miatt keletkezett kráter üregsugárzásából, és a fékezési

valamint a rekombinációs sugárzásból tevődik össze. A vonalas spektrum pedig az atomok alap- és ionizált állapotaira jellemző vonalakból áll.

A spektrumok közös jellemzője, hogy nagy teljesítménysűrűségű lézersugárzás esetén a megfigyelt vonalak főleg két szomszédos ionizációs állapotból származnak, és az alacsonyabb állapotokból származó vonalak gyakorlatilag hiányoznak [12]. Ez a tény a Saha-féle egyenletek alapján érthető meg (1. pont). Ezek az egyenletek, termodinamikai egyensúly esetén, a szomszédos ionizációs állapotok betöltöttségét illetően a következő alakot öltik [13]:

$$\frac{n_e n_z}{n_{z-1}} = \frac{Z_z(T)}{Z_{z-1}(T)} \left( \frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_{z-1} - \Delta E_{z-1}}{kT}\right), \quad (2.1)$$

ahol az egyszeresen, a kétszeresen, ..., stb. ionizált atom esetén a  $Z$  rendre az 1, 2, ..., stb. értéket veszi fel. Az  $n_z/n_{z-1}$  az atomok koncentrációjának az arányát jelenti a  $z$  és  $z-1$  állapotban.  $Z_z(T)$  a  $Z$  állapotra vonatkozó eloszlásfüggvény,  $E_{z-1}$  a  $z-1$  állapot ionizációs energiája,  $\Delta E_{z-1}$  pedig a plazmában lejátszódó kölcsönhatások miatti korrekció, amelynek az értékét a következő kifejezés adja meg:

$$\Delta E_{z-1} \approx \left( \frac{3Ze^2}{4\pi\epsilon_0} \right) \left( \frac{4\pi n_e}{3} \right)^{1/3}. \quad (2.2)$$

Itt  $\epsilon_0$  a vákuum dielektromos állandója. A (2.1) egyenletből látszik, hogy magas hőmérsékleten egy, ill. két ionizációs állapot válik dominánsá.

A spektroszkópiai vizsgálatok többsége a plazma hőmérsékletének meghatározását tűzi ki célul. A termodinamikai egyensúlyban lévő plazmák esetén a hőmérséklet meghatározásának konkrét módszereit a 6. pontban tárgyaljuk. Ha nincs termodinamikai egyensúly, akkor a plazma hőmérsékletén mindig a  $T_e$  elektronhőmérsékletét értjük.

A plazma, valamint a lézersugárzás paraméterei közötti összefüggések részletes tárgyalása a [7] irodalomban megtalálható. Annak feltétele, hogy az egyensúlyi plazmában  $E_i$  (eV) ionizációs potenciálu ionokat figyelhessünk meg, a következő:

- 1.) a plazma elektronhőmérsékletének (eV-ban,  
 $1\text{eV} = 11600\text{ K}$ ) a:

$$T_e \sim \left(\frac{1}{5} \div \frac{1}{10}\right) E_i, \quad (2.3)$$

- 2.) a plazma  $\tau$  élettartamának és a  $\delta t$ , ionizációs időnek pedig a:

$$\tau \sim \delta t \quad (2.4)$$

kapcsolatot kell kielégítenie. Elméleti megfontolások alapján a második feltétel akkor teljesül, ha

$$n_e \tau > 10^{12} \text{ s cm}^{-3} \quad (2.5)$$

Megjegyezzük, hogy ez a feltétel 100-szor gyengébb feltételt jelent, mint a termonukleáris reakció beindulásához szükséges Lawson-kritérium.

A plazma  $T_e$  hőmérséklete függ a lézersugárzás  $q$



intenzitásától is. Ez az összefüggés a korábbi számítások alapján a következőnek adódott [14]:

$$T_e \sim q^{1/3} \quad (2.6)$$

Mérések alapján azonban kimutatták, hogy az alábbi összefüggés érvényes [7]:

$$T_e \sim q^{4/9} \quad (2.7)$$

Bebizonyosodott az is, hogy a plazma keletkezése során a párolgás, a melegedés és az anyagszétrepülés folyamata követi a lézerimpulzus teljesítményváltozását [7]. Azt is megmutatták, hogy a mikroplazma ugyanolyan relaxációs oscillációkat mutat, mint amilyeneket a szabadgenerálású lézerimpulzus "tűskéi" jelentenek [9].

A spektrumvonalak intenzitásának időbeli változására vonatkozó vizsgálatok (időfelbontásos spektroszkópia) azt mutatják, hogy a magasabb ionizációs állapotok hamarabb megjelennek, mint az alacsonyabbak [9].

A lézerrel keltett mikroplazma spektrumára, valamint a spektrummal szoros kapcsolatban lévő plazmahőmérsékletre vonatkozó általános összefüggések és megjegyzések után most áttekintést adunk konkrét spektrális vizsgálatokról.

A többszörösen ionizált részecskék keletkezését már régen megfigyelték [15]. A  $10^{11}$  W/cm<sup>2</sup> intenzitású, Q-kapcsolt Nd-üveg lézerrel szén céltárgyon keltett plazmában C I-V vonalakat találtak (az ionizációs állapotokat a szokásos módon jelöljük: az elem jele utáni I a semleges atomot,

II az egyszeresen ionizált atomot, stb. jelöli). A maximális elektronhőmérsékletet 10 eV-nak becsülték.

Nagyon sok, többszörösen ionizált állapothoz tartozó spektrumvonalat azonosítottak. Pl. Ge IV és Sn IV vonalakat találtak az 1 MW teljesítményű rubinlézerrel keltett Ge, ill. Sn plazma spektrumában [16]. Különböző, köztük C V-VI, valamint Cr XIII - XV vonalak megjelenéséről számolnak be, 500 MW-os rubinlézer alkalmazása esetén [17].

A vákuum-UV-ben megjelenő C V - VI vonalakról írnak [18]-ban, a vizsgált tartomány 20-6000 Å. A szerzők a polietilén céltárgyra fókuszált rubinlézer hatására keletkező plazma időfelbontásos spektrumvizsgálatát végezték. A plazmát kiváltó intenzitás:  $2,9 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$ , a plazmahőmérséklet  $\sim 90 \text{ eV}$ . A vonalintenzitások időbeli változását vizsgálva megállapították, hogy először a magasabbrendű ionizált állapotoknak megfelelő vonalak tűnnek fel, amelyeket az alacsonyabbrendűekhez tartozó vonalak követnek.

Ti VII - XII vonalakat figyeltek meg az 500 MW-os Q-kapcsolt rubinlézerrel keltett plazmában. A legmagasabb ionizált állapotok a plazma centrumában, a kevésbé ionizáltak pedig 1 mm sugarú környezetben voltak megfigyelhetők [19].

Lézerrel kiváltott szikrakisülés spektrumában Ca XII-XV új intenzív vonalakat találtak [20, 21]. A többszörösen ionizált Ca vonalai asztrofizikai szempontból nagyon jelentősek.

Fe céltárgyon keltett mikroplazma spektrumában Fe XII-



XIII vonalakat figyeltek meg, amelyek segítségével lehetővé vált a megfelelő napemissziós vonalcsoport intenzív vonalainak azonosítása [22].

100 GW teljesítményű, módusszinkronizált üzemmódu Nd-lézerrel keltett Fe plazmában Fe XVII-XX vonalakat találtak, a plazma hőmérsékletére 1 keV érték adódott [23].

Ugyancsak Fe plazmában megjelenő Fe XVIII-XX vonalakat azonosítottak a 8-18 Å tartományban.  $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>, Q-kapcsolt Nd-lézert alkalmaztuk [24].

Q-kapcsolt Nd-lézerrel keltett Al plazmát vizsgálva Al XII-XIII vonalakat találtak [25]. Módusszinkronizált, 10 J energiájú Nd lézert alkalmazva vizsgálták az Al XII-XIII ionizációsállapotoknak, a céltárgy felületétől mért távolság függvényében, az eloszlását [26].

Végezetül megemlítjük, hogy a lézerrel keltett mikroplazmák vizsgálatára tulajdonképpen két alapvető méréstípus ismeretes [27]. Az egyik a plazmáról csak annak megszűnte után ad információt, ezek az ún. időintegrált módszerek. Ide sorolható eljárások: tömegspektrográfiai módszerek, kollektoron való töltésgyűjtés módszere (ionspektrum), spektroszkópiai módszerek (egyetlen spektrum felvétele a plazmafelvillanás ideje alatt).

A másik módszer csoport a plazma paramétereinek az értékét az idő függvényében igyekszik megadni, ezeket időfelbontott módszereknek nevezzük. Ezekhez a dinamikai vizsgálatokhoz tartoznak a nagysebességű fotografikus eljárások,



amelyek egyik csoportja a hidrodinamikai mozgásban lévő plazma részecskéinek sebességét rögzíti, a másik az időben felbontott spektrumok vizsgálata, a harmadik pedig az un. interferometriás eljárások csoportja, amelyek alkalmazásával pontosabb képet kapunk a plazma hidrodinamikai mozgásáról, kifejlődéséről, s így a geometriájáról is.

A lézeres plazmákról alkotott képet teljesebbé teszik a röntgenemissziós vizsgálatok, valamint a neutron-fluxus mérések, amelyek viszont már a fúziós plazmák elengedhetetlen vizsgálati módszereihez tartoznak.



### 3. A vanádiumpentoxid egykristály és a lézerfény kölcshatása

#### a/ A vanádiumpentoxid egykristály néhány kristályfizikai és optikai tulajdonsága

A  $V_2O_5$  kristály a vanádium telített oxidja, Bachmann H, [28] és Byström A. [29] szerint a rombos kristályrendszerbe tartozik, szerkezeti szimmetriája alapján a  $P_{mn}/D_{2h}^{13}$  térceportba sorolható. Elemi cellájának méretei Kera Y. és Hirota K. [30] szerint:

$$a = 11,519 \text{ \AA}; \quad b = 4,373 \text{ \AA}; \quad c = 3,564 \text{ \AA}.$$

A  $V_2O_5$  egykristály jól hasítható a (010) síkban, az (100) síkban már nehezebben érhető el hasítás, a (001) síkban való hasítás pedig rendkívül nehéz.

A  $V_2O_5$  anizotrop, kettősen törő, kéttengelyű kristály. A három (a, b, c) kristálytani tengely rendre egybeesik az optikai indikátrix  $n_g$ ,  $n_m$ ,  $n_p$  tengelyeivel. A fő törésmutatók értékei King és Suber [31] mérései alapján:  $n_g = 2,70$ ;  $n_m = 2,45$ ;  $n_p = 2,07$  a  $\lambda = 0,67 \mu m$  hullámhosszra vonatkozóan. Mivel  $n_g - n_m < n_m - n_p$ , a kristály optikai karaktere negatív.

A  $V_2O_5$  kristály n-típusú félvezető tulajdonsággal rendelkezik. Sávszerkezetét a többi között Mokerov V.G. és

Rakov A.V. [32] vizsgálták. Megállapították, hogy a  $V_2O_5$  vezetési sávja a vanádium 3d energiaszintjeiből, míg valenciasávja az oxigén 2p szintjeiből alakul ki. Az alapabszorpciós-él alakját Kenny N. [33] és Hevesi I. [34] tanulmányozták. Meghatározták a tiltott sáv szélességét és az abszorpciós koeficiensek értékeit az alapabszorpciós-él tartományában. Hevesi I. [34] mérései szerint a tiltott sáv szélessége szobahőmérsékleten:

$\Delta E_g = 2,30 \text{ eV}$ , ha  $\underline{E} \parallel \underline{c}$ , azaz ha a lineárisan poláros fény  $\underline{E}$  elektromos térerősségvektora párhuzamos a  $\underline{c}$  kristálytani tengellyel,

$\Delta E_g = 2,32 \text{ eV}$ , ha  $\underline{E} \parallel \underline{a}$ .

Quang N. és Hevesi I. kimutatták [35], hogy az alapabszorpciós-él hosszuhullámu nyulványa követi az Urbach-szabályt.

Kenny és munkatársai [33] az  $\underline{E} \parallel \underline{a}$  polarizációs helyzetben  $0,83 \mu\text{m}$  és  $1 \mu\text{m}$  hullámhossz értéknél abszorpciós maximumot észleltek. Abdullajev A.A. és munkatársai számításokat végeztek az abszorbeáló centrumok (anion vakanciák, kation intersticiális helyek, szennyezési centrumok) sűrűségére vonatkozóan. Eredményeik alapján kiderült, hogy a  $V_2O_5$  viszonylag sok Fe, Sn és Pt szennyeződést tartalmaz, és a diszlokáció sűrűsége eléri a  $10^7 \text{ cm}^{-2}$  értéket [36, 37]. Patrina I.S. és Joffe V.A. szerint [38] a leggyakoribb szennyező elemek: Fe, Pt, As, Mg és P.



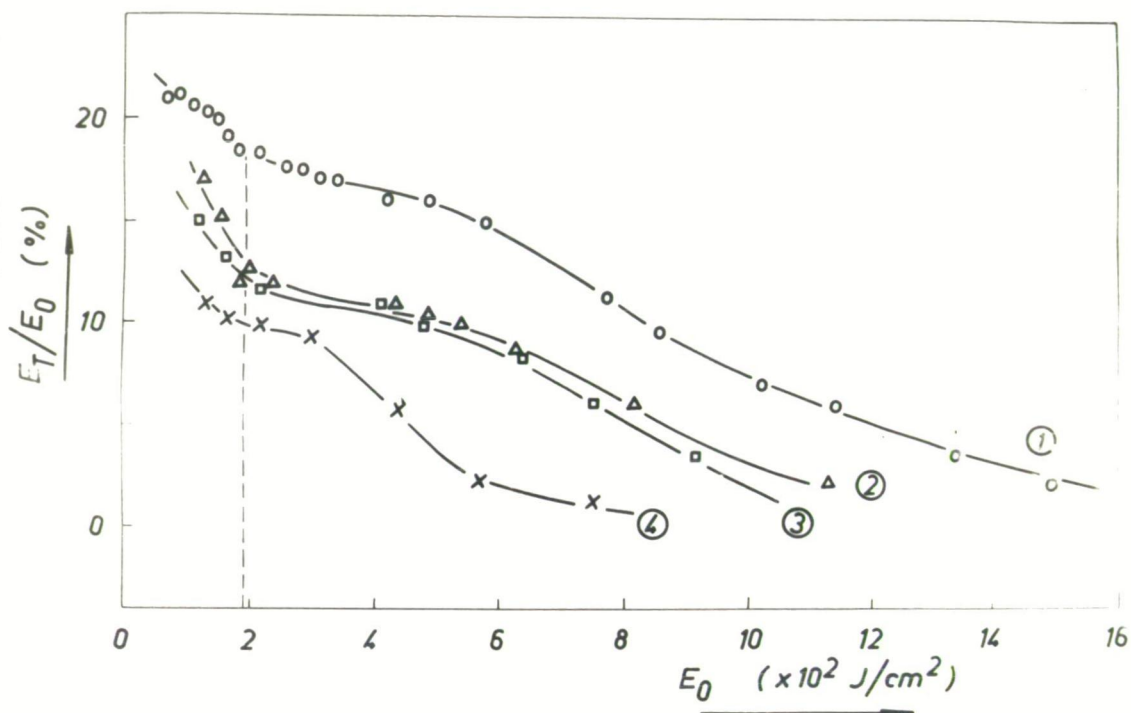
b/ A vanádiumpentoxid egykristály és a lézerfény  
kölcshatásáról

A  $V_2O_5$  egykristály felületére lézersugarat bocsátva, a lézersugár és a minta paramétereitől függően különböző effektusok játszódnak le.

Nánai L. és munkatársai [39] transzmissziós vizsgálatokat végeztek rubinlézer fényében ( $\lambda=694,3$  nm) különböző vastagságu mintákon ( $50-200\mu m$ ) a (010) hasítási síkra merőleges beesés esetén. A kristály felületére esett energiasűrűséget növelve, egy meghatározott értéknél bekövetkezett a minta roncsolódása. A méréseket az alkalmazott lézer szabadgenerálásu ( $\Delta t_1 = 0,7$  ms) és Q-kapcsolt ( $\Delta t_1 = 60-80$  ns) üzemmódjában végezték. Eredményeik alapján arra a következtetésre jutottak, hogy a roncsolódási energiaküszöbnél kisebb energiasűrűségeknél tapasztalható transzmisszió csökkenést a szabad töltéshordozók és a szennyezési, valamint a defektus nivókról származó töltéshordozók fényabszorpciójával lehet kapcsolatba hozni.

A roncsolódás mechanizmusát vizsgálva pedig azt állapították meg, hogy a lézerfény hatására a  $V_2O_5$  roncsolódása termikus jellegű. Szabadgenerálásu lézerfény esetén a szennyezéseknek, zárványoknak és strukturahibáknak tulajdonítható fényabszorpció a kristály lokális felmelegedéséhez vezet, amely a minta felületi roncsolódását okozza. Q-kapcsolt lézerimpulzus esetén az egy és többfotonos abszorpció útján keletkező

nemegyensúlyi töltéshordozók lavina-ionizációja mikroplazma fellépéséhez vezet, s ez utóbbit követő lökéshullám okozza a minta roncsolódását.



3.1 ábra

A 3.1 ábra mutatja a  $V_2O_5$  egykristály transzmissziójának változását a beeső energiasűrűség függvényében, az alkalmazott lézer szabadgenerálású üzemmódjában [39]. A szaggatott vonal jelzi a roncsolódási energiaküszöböt (itt jelent meg a fényfelvillanás, amit a roncsolódás kritériumaként tekintettek.) A roncsolódási energiaküszöböt szabadgenerálású üzemmódban  $190 \text{ J/cm}^2$ -nek, Q-kapcsolt üzemmódban pedig  $25 \text{ J/cm}^2$ -nek találták.

A roncsolódási energiaküszöb értékét más módszerrel is meghatározták [40]. Az így kapott értékek  $170 \text{ J/cm}^2$ -nek (szabadgenerálású üzemmódban), illetve  $35 \text{ J/cm}^2$ -nek (Q-kapcsolt üzemmódban) adódtak, ami jó egyezést mutat az előbbiekben említett eredményekkel.

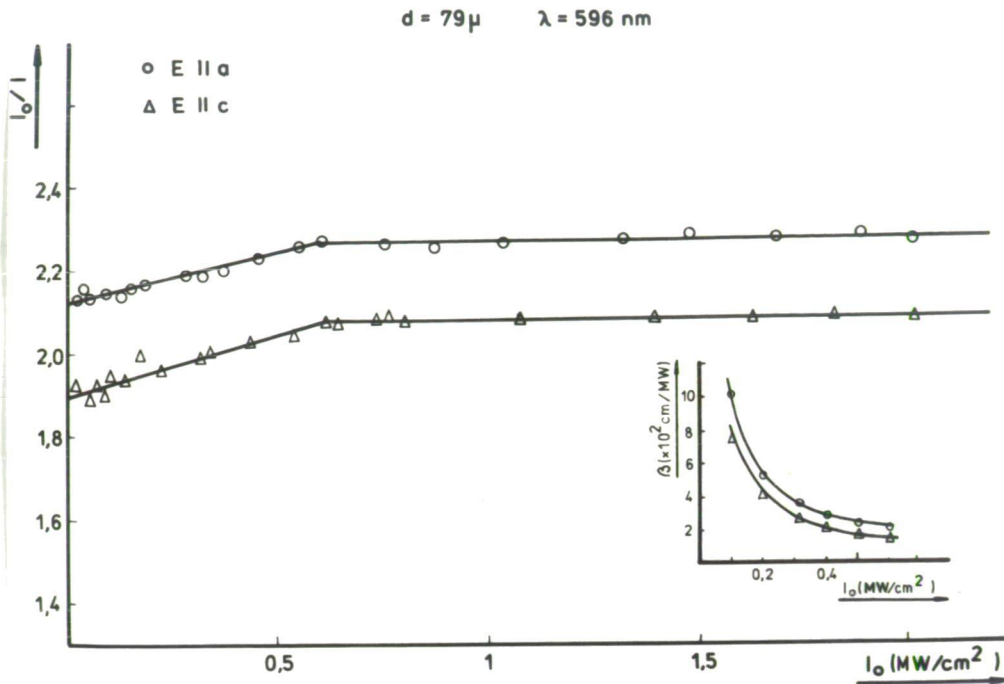
Hevesi I. és munkatársai [41]  $\text{V}_2\text{O}_5$  egykristályokon megfigyeltek nemlineáris - nevezetesen kétfotonos abszorpciót is. A mérésekhez impulzusüzemű festéklézert alkalmaztak. A  $\beta$  kétfotonos abszorpciós együttthatót az alábbi összefüggés felhasználásával határozták meg:

$$I = \frac{I_0 e^{-\kappa d}}{1 + \frac{\beta I_0}{\kappa} (1 - e^{-\kappa d})} \quad , \quad (3.1)$$

ahol  $I_0$  a mintába belépő,  $I$  pedig a mintán áthaladt intenzitás,  $d$  a minta vastagsága, és  $\kappa$  a lineáris abszorpciós együtttható. Az  $I_0/I$ -nek és a  $\beta$ -nak az  $I_0$ -tól való függését a 3.2 ábra mutatja. [41]-ben a mérések alapján arra következtettek, hogy a  $\text{V}_2\text{O}_5$  egykristály transzmissziójának csökkenését (a kisebb intenzitású tartományban) egyértelműen a fellépő kétfotonos abszorpció határozza meg. Mivel a  $\text{V}_2\text{O}_5$  tiltott sáv szélessége ( $\Delta E_g \sim 2,4 \text{ eV}$ ) nagyobb, mint az alkalmazott lézer fotonenergiája ( $2,08 \text{ eV}$ ), ezért közbülső állapotként a tiltott sávban elhelyezkedő fémszennyeződésektől származó állapot, vagy exciton állapot jöhet számításba. A kétfotonos abszorpciós koeficiens intenzitásfüggését az abszorpció következtében fellépő lokális felmelegedéssel



hozták kapcsolatba.



3.2 ábra

A  $\text{V}_2\text{O}_5$  egykristályokon végzett lézeres vizsgálatok szerint tehát a  $10^5$ - $10^6 \text{ W/cm}^2$  intenzitástartományban nemlineáris optikai jelenségek lépnek fel,  $10^6$ - $10^8 \text{ W/cm}^2$  mellett megjelennek a roncsolódás jelei,  $10^8 \text{ W/cm}^2$  intenzitásértéknél, ill. e felett pedig a kristály felületén mikroplazma keletkezik.

## II. KISÉRLETI EREDMÉNYEK

A 4. pontban a kísérletek és a mérések során alkalmazott eszközöket írjuk le. Közülük részletesebben tárgyaljuk az általunk elsősorban plazmakeltési célokra összeállított neodimium-lézerberendezést.

Az 5. pontban a céltárgyként felhasznált és a vizsgálataink tárgyát képező vanádiumpentoxid egykristály-minták előkészítését írjuk le.

A 6. pontban kerül sor a mért és számított eredményeink ismertetésére. Először a neodimium-lézer paramétereire vonatkozó adatokat, majd a plazmafelvillanás időintegrált képének felvételéből és időbeli lefutásának oszcillogramjából, s végül az időintegrált spektrumából nyert eredményeket tárgyaljuk.

### 4. Kísérleti elrendezés

A vizsgálatainkban alkalmazott kísérleti berendezés vázlatos képe a 4.1 ábrán látható. Az ábra jelöléseinek a jelentése:

He-Ne: hélium-neon gázlézer,

Nd: neodimiumlézer,

$T_1, T_2$ : planparalel üveglemezek,



$L_1, L_2, L_3$ : lencsék,

K :  $V_2O_5$  egykristály,

Sp : spektrográf,

Th : energiamérő,

I: indikátor

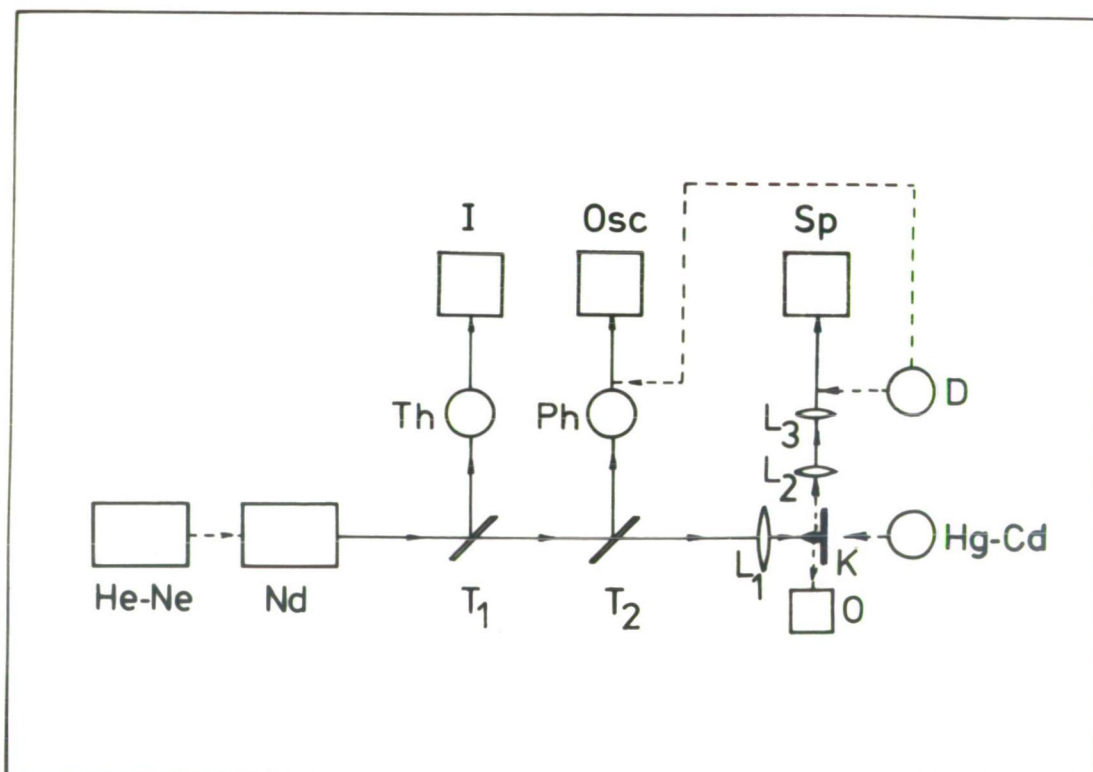
Ph: fotocella,

Osc: oszcilloszkóp,

D: fotodióda,

O: fényképező objektív,

Hg-Cd : higany-kadmium spektrállámpa.



4.1 ábra

A továbbiakban rátérünk az eszközök szerepének, illetve működésének leírására.



### a/ Neodimium-lézer

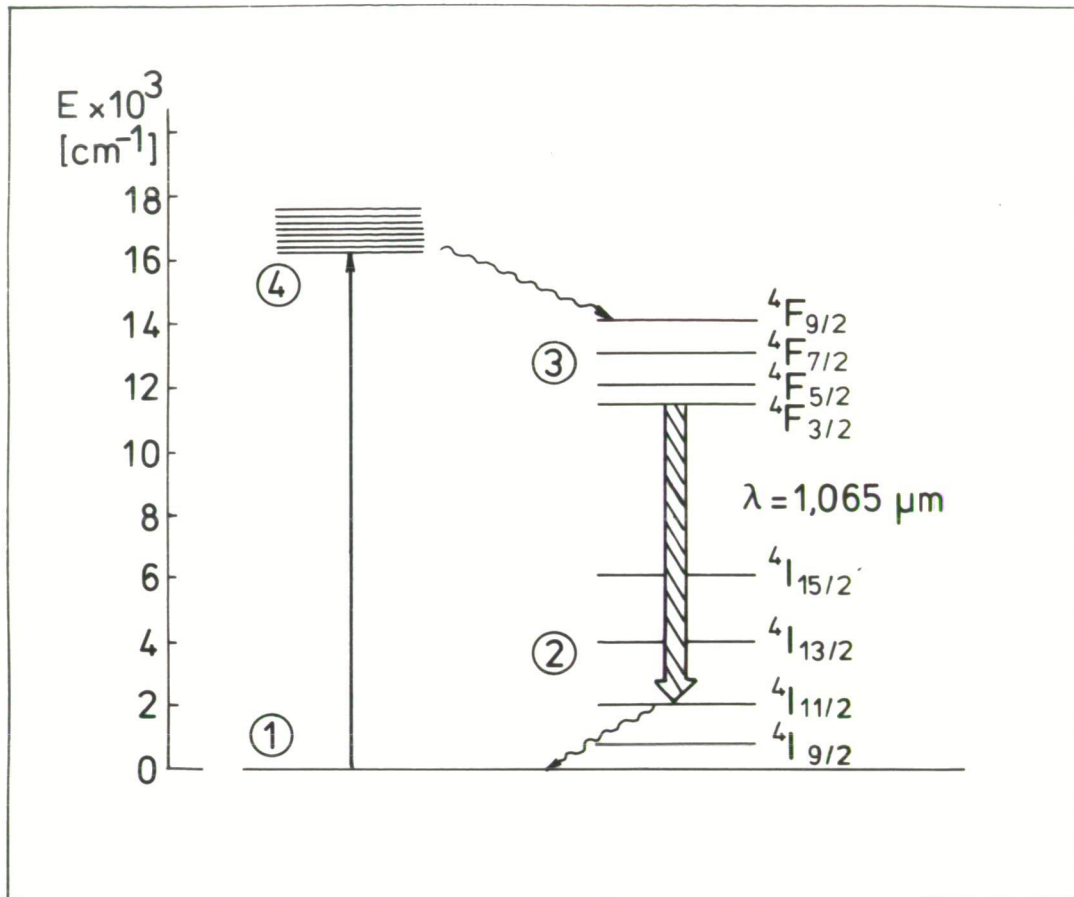
A megépített lézerünk aktív anyaga a  $\text{Nd}^{3+}$  ionokkal szennyezett, rud alakú  $\text{CaWO}_4$  (kalciumvolframát) kristály, amely a tetragonális kristályrendszerbe tartozik. A rud (szovjet gyártmányu) főbb jellemzői:

szennyezési koncentráció: 1 %,  
hossz: 110 mm,  
átmérő: 10 mm,  
abszorpciós együttható:  $1,3 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ .

A rud végei 10 mm hosszú zafir kristállyal vannak lezárva, amelyeket síkpárhuzamosan csiszoltak. A rud palástja mattított, a jobb energiaelnyelés biztosítása miatt.

A  $\text{Nd}^{3+}(\text{CaWO}_4)$  lézerben a lézereffektus keletkezését a  $\text{Nd}^{3+}$  ionok energiaszint-vázlatát bemutató 4.2 ábra segítségével világítjuk meg. Az ábrából látható, hogy a neodimium-lézer a négy energiaszintes átmenettel rendelkező lézerek csoportjába tartozik. A pumpálás hatására a  $\text{Nd}^{3+}$  ionok az (1)-gyel jelölt alapnívóról a (4) -gyel jelölt, viszonylag széles energiasávba kerülnek. Ezen átmenet valószínűsége ugyanis igen nagy. Ehhez a pumpáló fényforrásnak nagy energiát kell szállítania a  $0,6\text{--}0,9 \mu\text{m}$  hullámhossz tartományban. A felpumpált (4) sávból az ionok, sugárzás nélküli átmenetek révén igen rövid idő alatt a  $^4\text{F}$  szintekre kerülnek, mivel a (4)  $\rightarrow$   $^4\text{F}$  átmenet valószínűsége sokkal nagyobb, mint a (4)  $\rightarrow$  (1) spontán átmeneté. A  $^4\text{F}$  szintek közötti gyors termikus relaxáció miatt,

a  ${}^4F_{3/2}$  szint betöltöttsége a legnagyobb, pontosabban: ezen szint populációja az egyedüli számottevő.

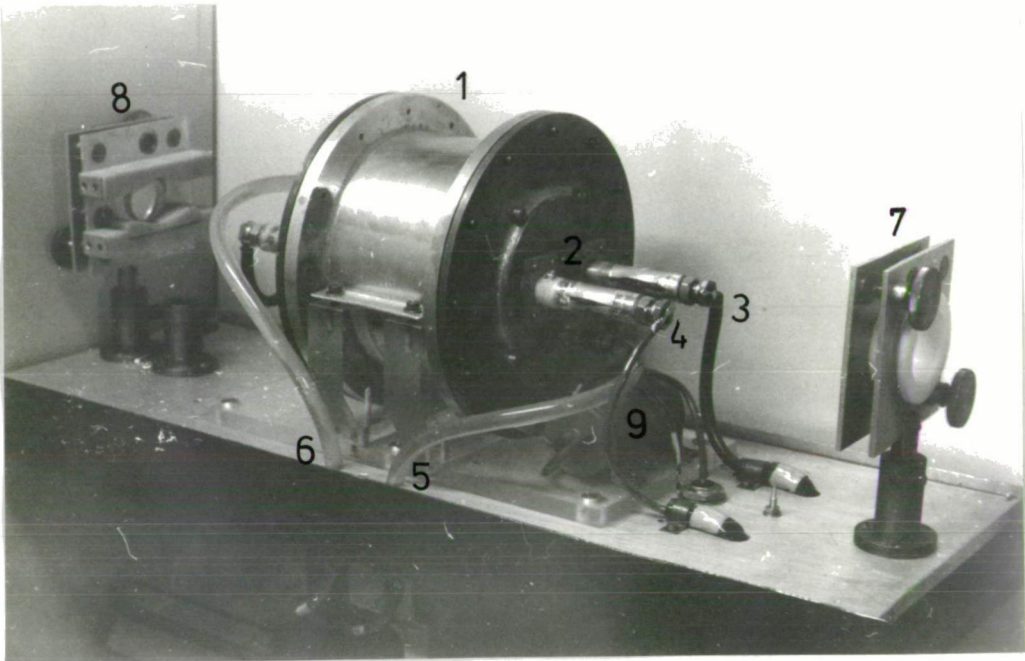


4.2 ábra

Ezen szint viszonylag hosszú élettartammal rendelkező ( $0,18 \mu\text{s}$ ) metastabil szint. Mivel a  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$  átmenet valószínűsége (295 K mellett) igen nagy, ezért és az előbbiekben mondottak alapján a  ${}^4F_{3/2}$  és  ${}^4I_{11/2}$  szintek között létrejön a populáció-inverzió. A lézerátmenet – indukált emisszió – ezen szintek között játszódik le. A kibocsátott sugárzás hullámhossza:  $\lambda = 1,065 \mu\text{m}$ , vonalszélessége (295 K mellett):

$\Delta\nu = 5 \text{ cm}^{-1}$ . A  ${}^4\text{I}_{11/2}$  szintről a  $\text{Nd}^{3+}$  ionok, sugárzás nélküli átmenetek révén, visszakerülnek az alapállapotba [42,43].

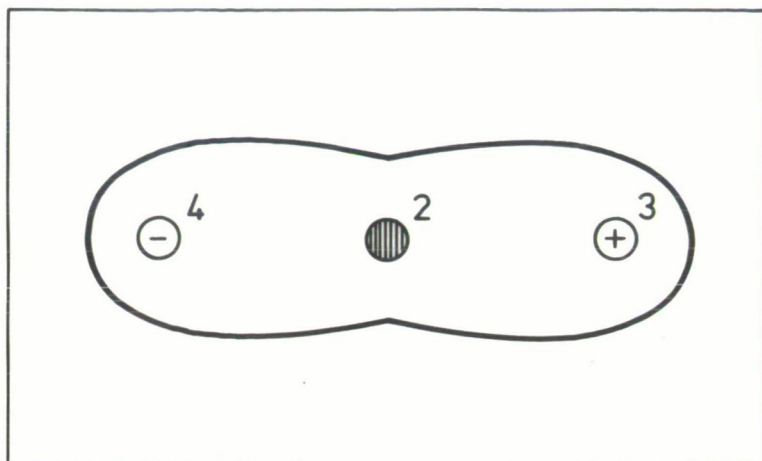
Megjegyezzük, hogy bizonyos feltételek mellett létrejöhet a  ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{13/2}$  ( $\lambda = 1,3372 \mu\text{m}$ ) és a  ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{9/2}$  ( $\lambda = 0,9145 \mu\text{m}$ ) lézerátmenet is [44].



4.3 ábra

A lézer-rezonátort a 4.3 ábra, külön a reflektor-ház keresztmetszetét pedig a 4.4 ábra mutatja (a két ábrán közösen a jelölések). A lézerrudat (2) a réztömbökből kialakított dupla elliptikus reflektorba (1) helyeztük, amelyre Cr-Ni tükröző bevonatot vittünk fel. A rudat a két elliptikus henger közös fókusz tengelyében, a pumpáló fényforrásokat (3), (4) pedig a két szélső fókusz tengely mentén rögzítettük.





4.4 ábra

Ez az elrendezés biztosítja, hogy a pumpáló fény szinte teljes egészében a lézerrud felületére jusson. A reflektor hossza 110 mm, a két lámpa távolsága 48 mm.

A pumpálást 2 db sorbakapcsolt, IFP 2000 típusu (szovjet gyártmányu) xenontöltésű villanólámpával végeztük. A lámpák effektív hossza (az elektródok közötti távolság): 130 mm, belső átmérője: 11 mm, üzemi feszültsége: 1,5 kV.

A lámpák és a lézerrud hűtéséről desztillált víz cirkuláltatásával gondoskodtunk. A víz cirkuláltatását egy S-32 típusu (lengyel gyártmányu) görgős szivattyu biztosította (a desztillált víznek a reflektor-házba történő be- és kivezetését a 4.3 ábrán (5) és (6) jelöli).

A reflektort a lézerruddal együtt a (7) kicsatoló és a (8) zárótükör közé helyeztük. A tükrök távolsága (rezonátorhossz): 50 cm. A két tükör (többrétegű interferenciatükrök)

vastagsága: 11 mm, átmérője: 40 mm. A zárótükör reflexiója: 99,9 %, a kicsatolótüköré pedig 53 %.

A lézer pumpáló fényforrásait az NZ-613 típusu (MTA KFKI gyártmányu) szilárdtest-lézer tápegység működteti: ebben a szabályozó és vezérlő elektronika feltölti a 4 db párhuzamosan kapcsolt, IM 5-150 típusu impulzus-kondenzátort, amelyek összkapacitása így  $569 \mu\text{F}$ . A kondenzátortelep feszültsége közvetlenül a lámpákra jut, amelyek gyújtását ugyancsak a tápegység végzi egy transzformátoron keresztül (4.3 ábrán: (9)). A gyújtóimpulzus a lámpákat körülvevő fém reflektorházra kerül. A gyújtóimpulzus hatására megindul a kondenzátortelep lámpákon keresztüli kisülése, amely kisülés gyors felfutása. A kondenzátorok a mérések során 3 kV feszültségre lettek feltöltve, így az impulzuslámpákba táplált energia a jól ismert

$$E = \frac{1}{2} C U^2 \quad (4.1)$$

összefüggés alapján:  $E = 2560 \text{ J}$ .

A balesetvédelem és a zavarszűrés miatt a lézert fémházban helyeztük el, amelyet a tápegységgel együtt védőföldeléssel láttunk el.

A mérések során az impulzusok 2 percenként követték egymást. Ezt az időt a kondenzátortelep feltöltődési ideje, valamint a pumpáló lámpák és a lézerrúd effektív hűtéséhez szükséges idő szabta meg.

A lézer paramétereinek az értékeit a 6. pontban tárgyaljuk.

b/ Beállító és leképező eszközök, műszerek

A folytonos üzemű 0,5 mW teljesítményű He-Ne lézert ( $\lambda = 632,8$  nm) az optikai tengely kitűzésére, ill. a neodimium-lézer, a  $T_1$  és  $T_2$  planparalel üveglemezek, az  $L_1$  fókuszáló lencse és a K minta beállítására használtuk fel.

A neodimium-lézer által kibocsátott energia mérése, és a lézerimpulzus időbeli lefutásának vizsgálata céljából az energia egy részét a  $T_1$  és a  $T_2$  planparalel üveglemezekkel csatoltuk ki. A lemezeket a lézersugárhoz képest  $45^\circ$ -os szög alatt állítottuk be. A reflexiót, figyelembe véve a lemez elülső és a hátulsó síkjáról való visszaverődést is, a Fresnel-formula alapján számítottuk ki[45]:

$$R = \frac{1}{2} \left[ \frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)} + \frac{\operatorname{tg}^2(i-r)}{\operatorname{tg}^2(i+r)} \right] , \quad (4.2)$$

ahol  $r$  értékét az  $n = \frac{\sin i}{\sin r}$  ( $n = 1,5$ ;  $i = 45^\circ$ ) összefüggésből nyertük. A reflexióra  $R = 0,05$  érték adódott.

A  $T_1$  üveglemez által kicsatolt energiát az LI 14 NO típusu (Laser Instrumentation Ltd.) Th termoelem érzékelő felületére (nikkeloxid) bocsátottuk. Az energiát a termoelemhez illesztett Model 142 típusu (Laser Instrumentation Ltd.), Joule-okban kalibrált I indikátorral mértük. Ismerve az üveglemez reflexióját, a lézer által kibocsátott energia kiszámítható (1. 6. pont).



A lézerimpulzus időbeli lefutásának vizsgálata és időtartamának mérése céljából a  $T_2$  üveglemezzel kicsatolt energiát a CV 90 típusu (TUNGSRAM gyártmányu) Ph fotocella katódjára bocsátottuk. A megjelenő jelet a TEKTRONIX 466 (DM 44) típusu 100 MHz-es Osc memória-oszcilloszkóppal vizsgáltuk, és a jelet lefényképeztük (1. 6. pont).

A lézernyalábot az  $L_1$  üveglencsével fókuszáltuk a cél tárgy felületére. A fókuszfolt átmérőjét az első diffrakciós minimumra vonatkozó

$$d = 2,44 \cdot \lambda \cdot \frac{f}{d_{ny}} \quad (4.3)$$

formula alapján számítottuk ki  $d$ , ahol  $f$  a lencse fókusztávolsága,  $d_{ny}$  a lézernyaláb átmérője, és  $\lambda = 1,065 \mu m$  a lézersugárzás hullámhossza. A lencse fókusztávolságát a lézer hullámhosszán, és a nyalábátmérőt fotografikus uton határoztuk meg. A kapott értékek:  $f = 7,15$  cm,  $d_{ny} = 0,6$  cm. Ezen adatok és a (4.3) összefüggés alapján a fókuszfolt átmérője:  $d = 3,1 \cdot 10^{-3}$  cm, a fókuszfolt területén pedig:  $q = 7,53 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2$  érték adódott.

A plazmafelvillanást egy HELIOS 2/58 típusu 0 objektívval fényképeztük, ORWO típusu NP 27 érzékenységű filmre. A fényképező objektív optikai tengelye merőleges volt a lézer optikai tengelyére. Ismerve a nagyítást, a keletkezett képből a plazma geometriai (külső) méretei kiszámíthatók (1. 6. pont).

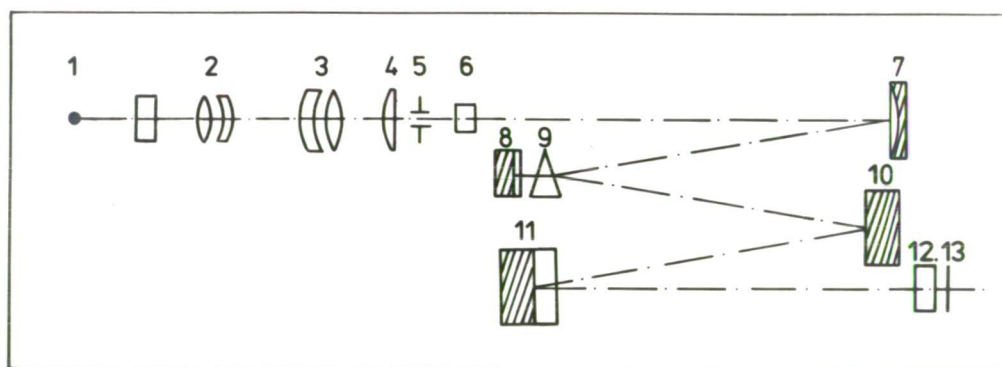
A plazmafelvillanás időbeli lefutását egy HSD 1850 típusu (ITL gyártmányu) D gyorsfotodióda és a már említett Osc



oszilloszkóp segítségével vettük fel és a kapott jelet lefényképeztük (1. 6. pont). A gyorsfotodiódát az  $L_2$  és  $L_3$  lencsék után, az Sp spektrográf rése elé helyeztük, biztosítva ezzel az érzékelő felület intenzív megvilágítását (1. 4. c/ pont).

#### c/ Spektrográf

A vizsgálandó spektrumot az SZTE-1 típusu (LOMO gyártmányu) Sp spektrográffal vettük fel. A spektrográf fényereje 1:17, optikai vázlatát a 4.5 ábrán láthatjuk.



4.5 ábra

A spektrográfot úgy helyeztük el, hogy az optikai tengelye merőleges legyen a lézer optikai tengelyére, tehát a lézernyalábra. A  $V_2O_5$  egykristály felületén keletkezett (1) plazmát a (2) akromatikus kvarckondenzor (a 4.1 ábrán  $L_2$ ,  $f=96$  mm) a (3) akromatikus kvarckondenzornak a felületére képezi le (a 4.1 ábrán  $L_3$ ,  $f=118$  mm).

Ez a lencse az  $L_2$  lencse képét a (4) részlencsén keresztül az (5) részre vetíti. Ezzel az ún. Zeiss-rendszerű közbenső leképezéssel érhetjük el a rés egyenletes megvilágítását [46]. A (6) hengerlencsén keresztül az (1) fényforrás képe létrejön a (7) kollimátor objektív (homorú tükör) síkjában. A (7) objektív a rés képét a (8) prizma vetíti (üveg, vagy kvarc-prizma), amely függőleges síkban képez spektrumot, majd a 600 (kvarcprizmához tartozó), vagy a 300 vonal/mm-es (üvegprizmához tartozó) (9) rács bontja tovább a fényt vízszintes síkban. Ezután a sugár újból áthalad a (8) prizmán, majd a (10) tükröre, ezt követően pedig a (11) kamara objektívra jut.

A spektrum éles képe a (13) film síkjában jön létre. Fotolemez esetén a (12) hengerlencsén keresztül kapjuk a spektrum éles képét. Ezen prizma-rácsos bontás esetén a spektrum három egymás alatti sorban keletkezik.

A spektrumokat ugyancsak ORWO típusú NP 27 érzékenységu filmre vettük fel. A hitelesítést egy Hg-Cd (4.1 ábra) spektráallámpa (OSRAM gyártmányu) felhasználásával végeztük. A plazma és a hitelesítő fényforrás spektrumának egymás fölé helyezését a rés elé helyezett Hartmann-féle diafragmával oldottuk meg.

#### d/ Spektrumkiértékelő egység

A hullámhosszmérést, a Hg-Cd spektráallámpa vonalainak felhasználásával (két ismert hullámhosszusú vonal között lineáris interpolációt alkalmazva) egy Abbe-féle kompa-



rátorral (Zeiss gyártmányu) hajtottuk végre.

A spektrumok regisztogramjának felvételét egy G II típusu (Zeiss) gyorsfotométerrel, valamint ennek érzékelő fényeleméhez csatlakoztatott MIKROGRAPH BD5 típusu (KIPP und ZONEN gyártmányu) kompenzográffal végeztük. A tárgyasztalt egy több sebességfokozatu, a gyorsfotométerhez illesztett motor mozgatta egyenletes sebességgel.

## 5. A minta előkészítése

Vizsgálataink tárgyát a  $V_2O_5$  egykristály és annak felületén keltett plazma képezte. Optikai mérések szempontjából kedvező, hogy a  $V_2O_5$  könnyen hasítható, lemezes szerkezetű kristály. A hasított kristálylemezeket fényes, (010) orientációju, planparalel lapok határolják. A kristálylapok reflektált fényben vöröses-barna színűek. A mintán szabad szemmel is jól láthatók a kristálynövesztés közben keletkezett inhomogenitások. A  $V_2O_5$  egykristályokból viszonylag homogén,  $\sim 1 \mu\text{m}$  vastagságú mintákat is sikerült előállítani [47]. Ezek a lemezek plazmakeltési célokra azonban nem alkalmasak, mert viszonylag kis energiasűrűségű lézerimpulzus hatására is törnek és átllyukadnak. A plazmakeltés céljára 2 mm, ill. ennél vastagabb kristálylemezek bizonyultak alkalmasnak. A vizsgálatokban  $4 \times 3 \text{ cm}^2$  területű mintákat használtunk fel. Ezeket olyan mintatartóra erősítettük, amely a lézer optikai tengelye mentén, valamint a spektrográf optikai tengelyével párhuzamosan mikrométercsavarral volt állítható. A minta síkját, azaz a (010) síkot, a lézer optikai tengelyére merőlegesen állítottuk be oly módon, hogy a rá eső He-Ne lézer fénye önmagába verődjék vissza. A mintatartó említett mozgathatósága lehetővé tette a kristály beeső síkjának a két optikai tengely metszéspontjához való igen pontos beállítását.

## 6. Mérési eredmények

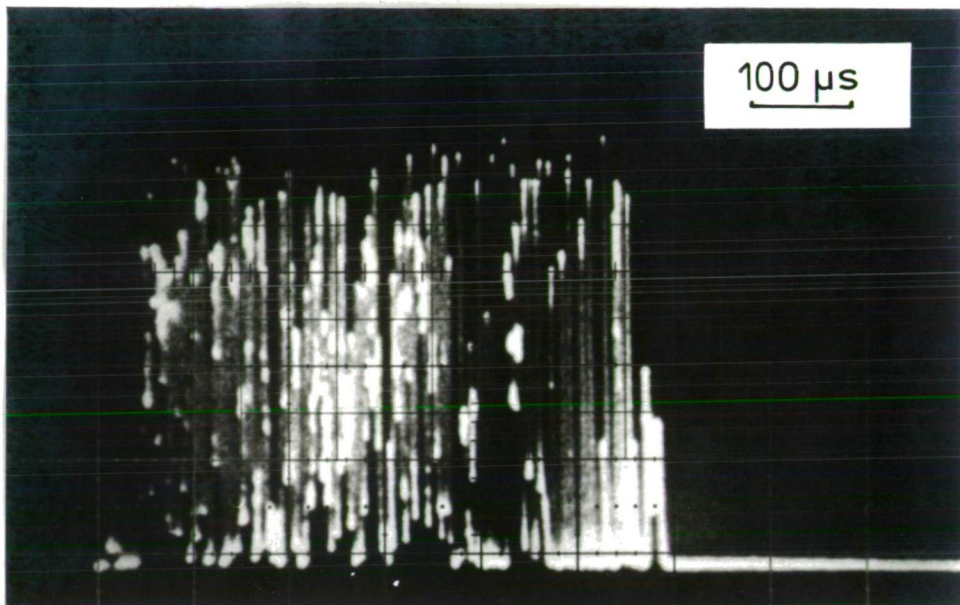
### a/ A neodimium-lézer jellemzőinek meghatározása

Vizsgálataink szempontjából mindenekelőtt szükségünk volt a neodimium-lézer következő jellemzőinek a meghatározására: a lézerimpulzus időbeli változására, ill. időbeli hosszára, a lézerből kilépő energia nagyságára, a céltárgy felületén létrehozott teljesítménysűrűség értékére.

A plazmakeltés során az alkalmazott neodimium-lézert szabadgenerálású (és sokmódusú) üzemmódban működtettük. A 4. pontban felsorolt eszközökkel vizsgáltuk a lézerimpulzus időbeli változását és mértük a lézerből kilépő energiát. Ezen mérések előtt felvettük a pumpáló fényforrás időbeli változására vonatkozó oscillogramot, mégpedig úgy, hogy a Ph fotocellát (4.1 ábra) a lézer kilépő ablakához helyeztük, a kiscsatoló tükröt kivettük, azaz megszüntettük a generálás feltételeit, majd a lámpákat kisütöttük. A kisülés időbeli félértékszélességére  $\sim 1,5$  ms értéket kaptunk, aminél a lézerimpulzus hosszának értéke csak kisebb lehet. A 6.1 ábra olyan időfelbontásban mutatja a lézerimpulzust, amelynek alapján meghatározható annak a hossza. Azt találtuk, hogy abban az esetben, ha nem változtatjuk meg a generálás feltételeit, akkor az impulzusok hossza:  $500-600 \mu s$ . Az impulzusvonulatot vizsgálva az ábrából látható, hogy az különböző amplitudóju

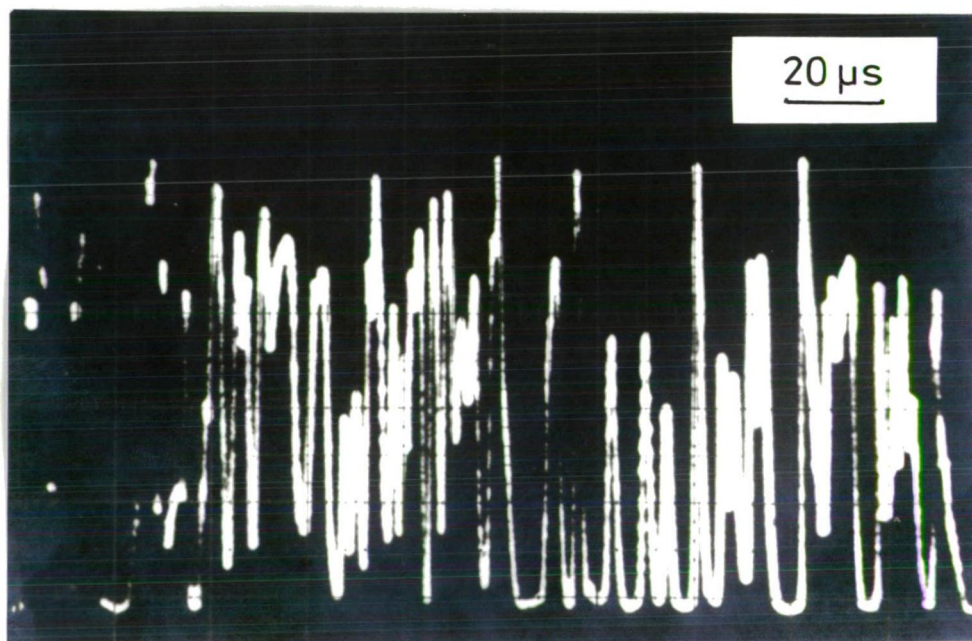


un. lézertüskék sokaságából áll.



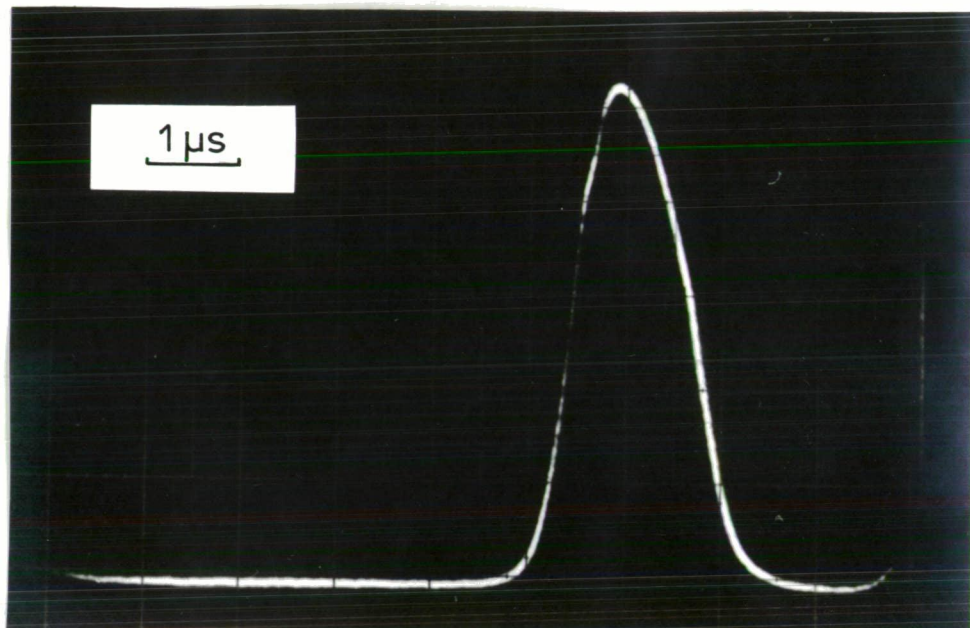
6.1 ábra

Nagyobb időfelbontást alkalmazva kitűnik (6.2 ábra), hogy az egyes tüskék időbeli hossza is, és a tüskék közötti időtartam is változik.



6.2 ábra

Megállapítható, hogy az egyes tüskék időbeli félértékszélessége  $1-3 \mu\text{s}$ , a tüskék közötti követési idő pedig:  $2-5 \mu\text{s}$ . Egyetlen lézer-tüske időbeli változását mutatja a 6.3 ábra, amelyből látszik, hogy a tüske alakja jó közelítéssel szimmetrikus.



6.3 ábra

A lézerből kilépő energiát a  $T_h$  termoelemmel mértük, az I indikátor segítségével. A kapott értékek:  $1-1,2 \text{ J}$ . A mérésekből, figyelembe véve a fényutban lévő  $T_1$  és  $T_2$  planparallel üveglemezekre és a fókuszáló  $L_1$  lencsére vonatkozó reflexió, ill. abszorpciós veszteségeket, azt állapítottuk meg, hogy a céltárgy felületére eső energia értéke:  $0,9-1,1 \text{ J}$ . Fókuszáló lencsét alkalmazva, kiszámítottuk a céltárgy felületére jutó energia- ill. teljesítménysűrűséget is. A 4. pontban már leírtuk, hogy a fókuszfolt területe:  $7,53 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2$ .



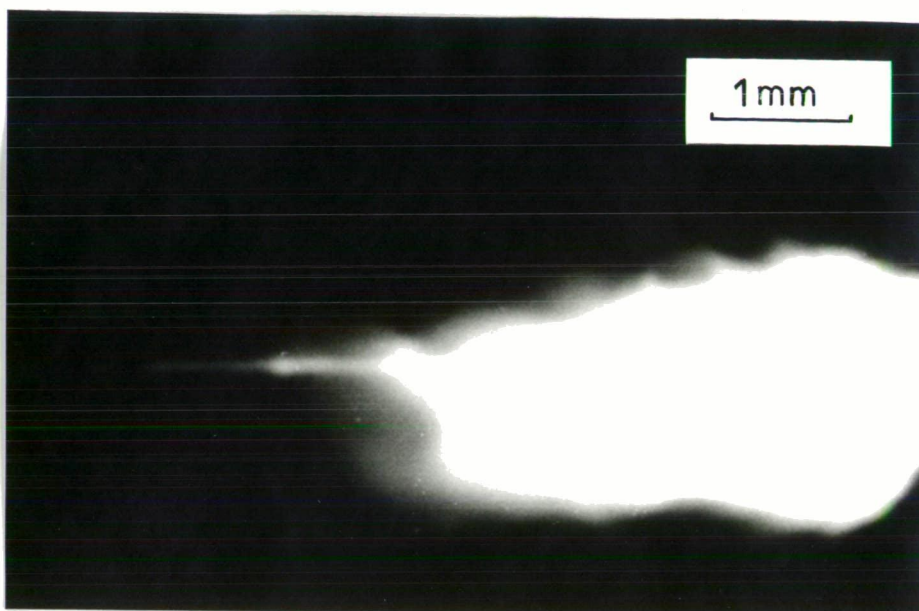
Igy 1 J átlagos energiát figyelembe véve, az energiasűrűség értéke:  $1,33 \cdot 10^5 \text{ J/cm}^2$ , a teljesítménysűrűség értéke pedig, ha  $550 \mu\text{s}$  impulzushosszal számolunk:  $2,42 \cdot 10^8 \text{ W/cm}^2 = 242 \text{ MW/cm}^2$ . Tekintettel a lézerből kilépő energia és az impulzushossz ingadozására, a céltárgy felületére jutó teljesítménysűrűség a  $199 \text{ MW/cm}^2$  és a  $292 \text{ MW/cm}^2$  értékek között változik. Ez az ingadozás, amint az a kísérletekből kiderült, a plazmakeltés szempontjából nem játszik lényeges szerepet.

#### b/ Plazmakeltés, a plazma időintegrált képének felvétele

Az 5. pontban már említettük, hogy a fókuszált lézerfény merőlegesen esett a  $\text{V}_2\text{O}_5$  egykristály felületére. A lézerimpulzus hatására, szabad szemmel is jól látható, kékes-fehér színű fényfelvillanás-plazma-keletkezett a céltárgy felületén. A 6.4 ábrán, a 4. pontban említett módon lefényképezett plazma képe látható. A felvételtől látszik, hogy a plazma alakja hosszukás, és szimmetrikus a lézersugárra, mint tengelyre. Az alkalmazott nagyítást figyelembe véve a plazma hossza: 5-6 mm, legnagyobb átmérője: 2 mm. A plazmáról készült felvételek fotografikus kiértékeléséből az derült ki, hogy a plazma képének céltárgy felőli végénél egy 0,1-0,2 mm átmérőjű, igen nagy feketedésű folt helyezkedik el. Ebből arra lehet következtetni, hogy a lézeres besugárzás helyén, a céltárgy felületén egy nagy intenzitású, erősen sugárzó tartomány létezik. A 6.4 ábrából jól kivehető az anyagáramlást jellemző áramvonalak is, amelyek a plazma magjából indulnak ki.







6.4 ábra

A keletkezett plazmát minden esetben hangjelenség - éles csattanás - kísérte, valamint mindig bekövetkezett a kristály erőteljes roncsolódása.



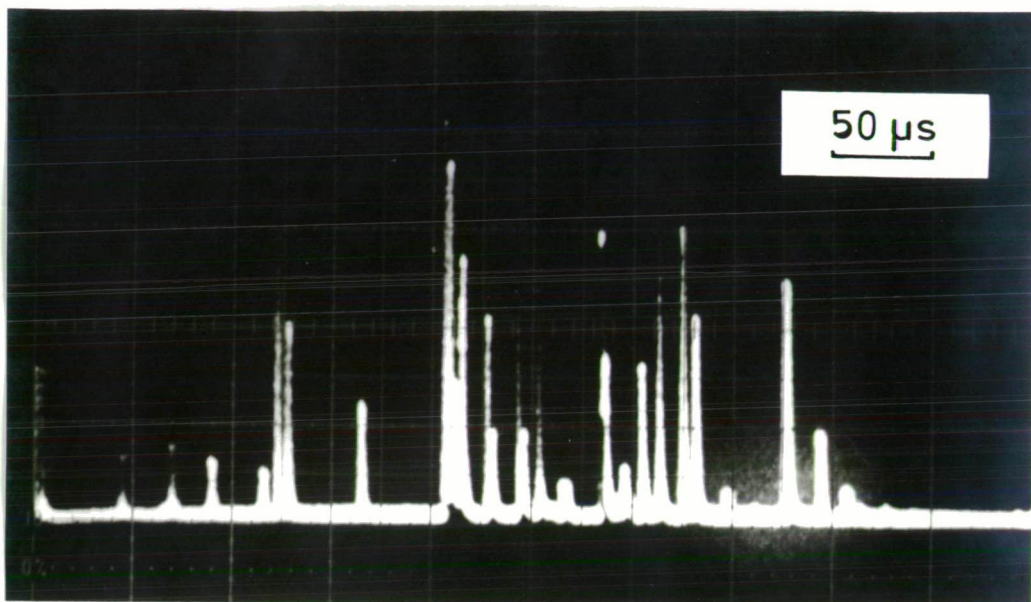
6.5 ábra

A 6.5 ábra a plazmafelvillanás helyén, a kristály felületén keletkezett roncsolódási képet mutatja be. Mikroszkóp segítségével megállapítottuk, hogy a  $V_2O_5$  egykristály felületén keletkezett, jó közelítéssel henger alakú kráterek átmérője 0,2-0,25 mm. Feltűnő, hogy a kráterek mélysége nagy: 0,5-0,6 mm. Figyelembe véve az említett értékeket és a  $V_2O_5$  egykristály sűrűségét ( $3,36 \text{ g/cm}^3$ ), megbecsültük, hogy a lézerimpulzus hatására elpárolgott, ill. megolvadt és megszilárdult anyag tömege átlagosan  $7,3 \cdot 10^{-2} \text{ mg}$  volt. A mikroszkópos vizsgálatok alapján az is megállapítható volt, hogy az így kapott érték elsősorban az elpárolgott anyag mennyiségét jelentette, mivel a kráterek szélén és belső falán csak elenyésző mennyiséget képviselő megolvadt és megszilárdult anyag volt található.

#### c/ A plazmafelvillanás időfelbontása

A 4. pontban leírt módon vizsgáltuk a céltárgy felületén keletkezett plazma időbeli változását. Azt találtuk, hogy egy-egy felvillanás hasonló időbeli struktúrával rendelkezik, mint a szabadgenerálású lézerimpulzus. A felvillanás oszcillogramja is tüskékből, plazmatüskékből áll, ahogy azt a 6.6 ábrán láthatjuk.

A megfelelő időfelbontásban készített oszcillogramok alapján megállapítottuk, hogy a plazmafelvillanást jelentő tüske-sorozat időtartama: 500-600  $\mu\text{s}$ , és ez megegyezik a lézerimpulzus hosszával.

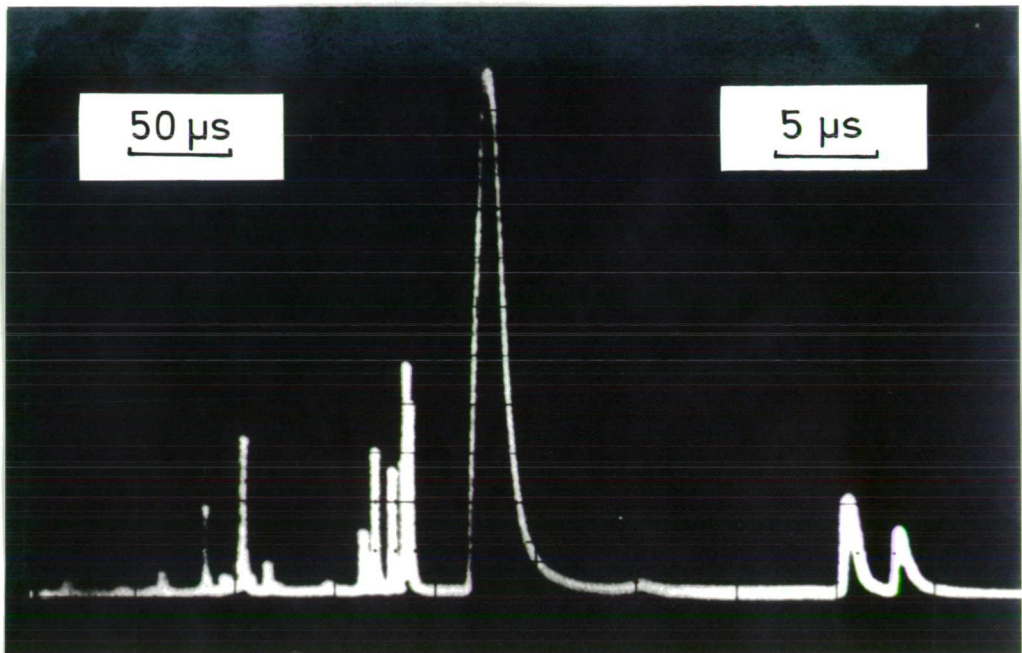


6.6 ábra

A 6.6 ábrából látható az is, hogy az egyes tüskék amplitudója és követési ideje változó. Ez utóbbira  $2\ \mu\text{s}$  és  $40\ \mu\text{s}$  közötti értékeket állapítottunk meg. Vizsgálataink alapján az átlagos követési időre  $17\ \mu\text{s}$  adódott.

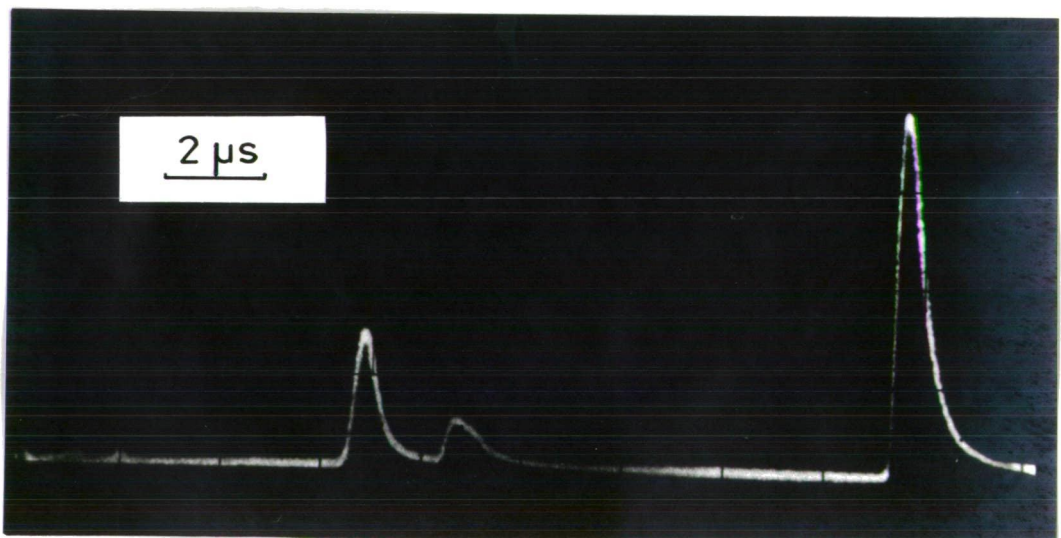
Az egyes tüskék időbeli változását, a 6.6 ábra időfelbontása alapján, minden esetben ugyanolyannak találtuk. Nagyobb időfelbontást alkalmazva sem tapasztaltunk eltérést. A mondotakat jól illusztrálja a 6.7 ábrán látható oscillogram, ahol az első négy osztás (balról-jobbra)  $50\text{-}50\ \mu\text{s}$ -ot, a többi pedig  $5\text{-}5\ \mu\text{s}$ -ot jelent (az alkalmazott oszcilloszkóp lehetővé tette az ilyen vegyes időfelbontást).





6.7 ábra

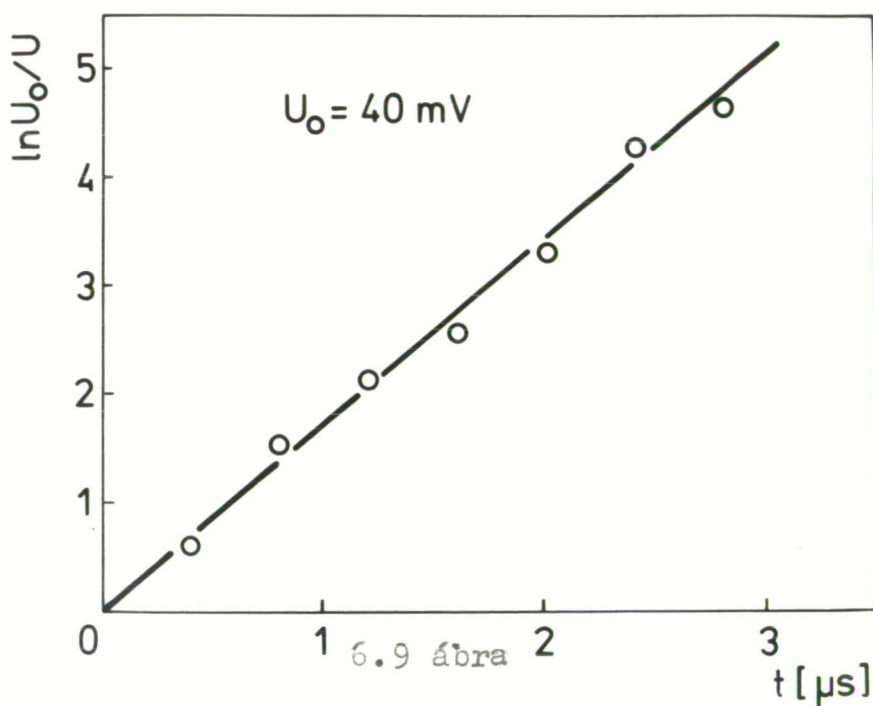
A 6.8 ábrán még nagyobb időfelbontásban láthatók a plazmatüskék. Az oszcillogramokból nyert észrevételeink, valamint



6.8 ábra

annak a ténynek a figyelembevétele, hogy a detektálásban felhasznált fotodióda felfutási ideje: 100 ps, lecsengési ideje pedig ennél legfeljebb csak egy nagyságrenddel hosszabb, indítottak bennünket arra, hogy elvégezzük a plazmatüskék időbeli változásának részletes elemzését.

A jelek alakját tekintve arra lehet gondolni, hogy a lecsengés az idővel exponenciálisan változik. Ezért az egyes tüskék leszálló ágára vonatkozóan az  $\ln U_0/U$  értékeket ábrázoltuk a  $t$  idő függvényében ( $U_0$  a jel amplitúdója mV-ban,  $U$  pedig a  $t$ -hez tartozó kitérés ugyancsak mV-ban). A különböző  $U_0$  amplitudójú jelekhez tartozó grafikonok nagyfokú linearitást mutattak.



A 6.9 ábrán láthatunk egy ilyen grafikont, amely az  $U_0=40$  mV amplitudójú jelhez tartozik. A grafikonok alapján

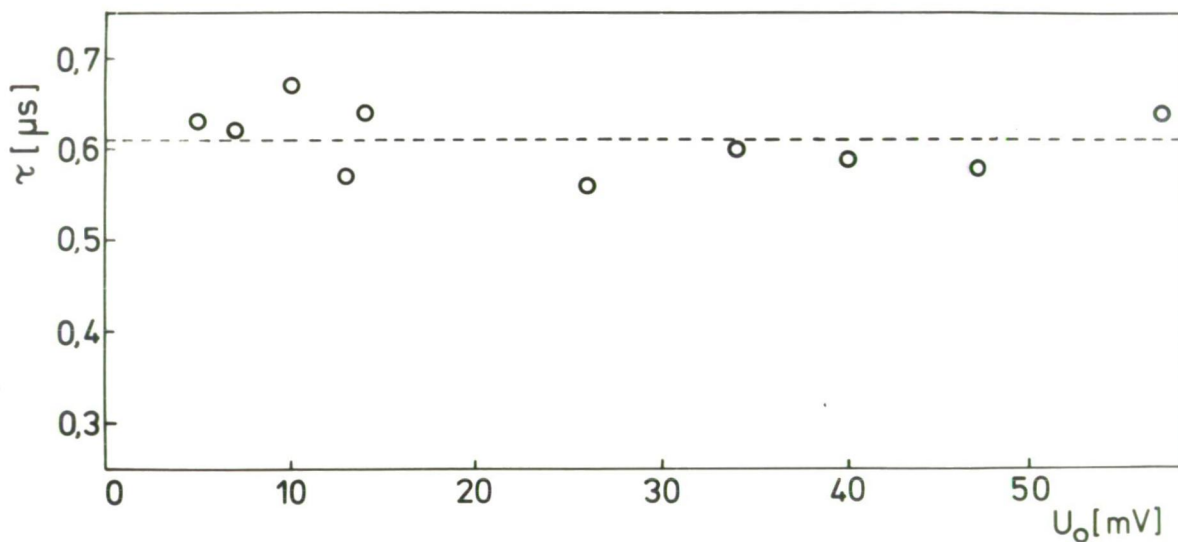
írhatjuk, hogy

$$\ln \frac{U_0}{U} = ct, \quad (6.1)$$

ahol  $c$  adott  $U_0$ -ra állandó érték, azaz legfeljebb az  $U_0$ -tól függhet. A további elemzésekhez célszerű bevezetni a

$$\tau = \frac{1}{c} \quad (6.2)$$

idődimenziójú mennyiséget, ahol  $\tau$  természetesen ugyanugy, mint a  $c$ , függhet az  $U_0$ -tól.



6.10 ábra

Ezt követően ábrázoltuk  $\tau$ -t az  $U_0$  függvényében (6.10 ábra). Az ábrából látható, hogy a különböző  $U_0$  értékekhez tartozó  $\tau$  értékek a  $0,61 \mu$ s átlagos értéket  $\sim 5\%$ -os átlagos hibával megközelítik. A fentiek szerint tehát a plazmatüskék időbeli lecsengését jó közelítéssel az

$$U = U_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (6.3)$$



összefüggéssel írhatjuk le, ahol  $\tau \approx 0,61 \mu s$  a plazmatüskék lecsengési ideje, másképpen időállandója. Tekintettel arra, hogy az oszcilloszkóp ernyőjén megjelenő jel nagyságának  $U$ -értéke arányos a plazma sugárzásának  $I$  intenzitásával, a (6.3) összefüggést figyelembe véve mondhatjuk, hogy az egyes plazmatüskék által kibocsátott sugárzás intenzitásának időbeli lecsengését (jó közelítéssel) az

$$I_0 = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (6.4)$$

összefüggés írja le. Itt  $I_0$  a sugárzás intenzitásának maximális értéke,  $\tau$  pedig minden plazmatüskére ugyanakkora:  $\tau \approx 0,61 \mu s$  értéket jelent.

Megvizsgáltuk a jelek felfutását is. Azt kaptuk, hogy ez az idővel közel lineárisan változik. A felfutási időre  $0,46 \mu s$  átlagos értéket kaptunk,  $\sim 10 \%$ -os átlagos hibával. Megállapítható, s ez az ábrákból is látszik, hogy a plazmatüskék lecsengése "elnyújtottabb" folyamat, mint a felfutása.

A felfutási időből és a lecsengésre vonatkozó (6.3), vagy (6.4) összefüggésből számolt megfelelő értékek alapján a plazma-tüskék időbeli félértékszélességére  $0,65 \mu s$  érték adódik.

Az előzőekben ismertetett eredményeinkből az is kiderült, hogy mikroplazmán, ha szabadgenerálású lézerpulzust alkalmazunk, tulajdonképpen egyetlen plazma-tüskét kell értenünk. Tehát az a fényfelvillanás, amelyet időintegrált módon detektálunk, nem más, mint az előbb pontosított mikroplazmák sorozata.



d/ A plazma időintegrált spektrumának vizsgálata

A  $V_2O_5$  egykristály felületén lézerfényvel keltett mikroplazma spektrumának kiértékelése során meghatároztuk a plazma hőmérsékletét, azonosítottuk a vanádiumnak a plazmában előforduló különböző ionizált állapotait és a kristály leggyakrabban előforduló szennyező elemeit.

A plazma spektrumát az SZTE-1 spektrográffal vettük fel, mint említettük, ORWO NP 27 filmre. A filmek előhívásához finomszemcsés REANAL hívót használtunk (1:7 higitásban). Az előhívási idő 10 perc, a fixálási idő pedig 15 perc volt. Az elkészült negatívokat a kiértékelés megkönnyítése céljából spektrállemezek közé helyeztük.

Kísérleteink kezdetén azt tapasztaltuk, hogy kívánt minőségű, ill. kiértékelhető spektrumot csak abban az esetben kaphunk, ha legalább 10 egymásutáni plazmafelvillanás spektrumát vesszük fel a film ugyanazon helyére. Ennek során a céltárgyat úgy mozgattuk, hogy az egymást követő lézerimpulzusok becsapódási helyei 2 mm távolságban legyenek egymástól. Ezzel biztosítottuk azt, hogy a plazma minden esetben a kristály felületének roncsolódásmentes, nem sérült részén keletkezzék. Az ily módon felvett spektrumok, a kristály felületét tekintve, átlagolt eredményt szolgáltatnak.

A spektrumokat két különböző résszélesség mellett vettük fel. A plazmahőmérséklet meghatározásához viszonylag széles: 80  $\mu\text{m}$ -es rést, (hogy a spektrum folytonos alapja is értékelhető legyen), a hullámhossz méréshez és azonosításhoz pedig

keskenyebb:  $20\text{ }\mu\text{m}$ -es rést használtunk, (hogy maximális vónalfelbontást érijünk el).

Megemlítjük még, hogy a kísérleteink során a plazmakéltést szobahőmérsékleten, levegőben,  $\sim 1\text{ atm}$  nyomás mellett végeztük.

Térjünk most rá a plazmahőmérséklet meghatározásának a leírására. Előbb azonban felsorolunk néhány, a termikus egyensulyban lévő plazmák ( $T_e = T_i$ ) hőmérsékletének a megállapítására alkalmas és használatos módszert. Ezek közül a leggyakoribbak [9, 48]:

1. a plazma kontinuum sugárzásán,
2. ugyanazon atom, vagy ion spektrumában két ismert hullámhosszuságu vonal intezeitásviszonyán,
3. két különböző ionizált állapothoz tartozó egy-egy ismert hullámhosszuságu spektrumvonal intenzitásviszonyán,
4. a vonalkiszélesedésen és
5. vonaleltolódáson

alapuló hőmérséklet meghatározási módszerek. Megjegyezzük, hogy a fenti módszerek közül egyesek alkalmasak a hőmérséklet időbeli változásának vizsgálatára is, természetesen az időfelbontásos spektroszkópia keretein belül.

A  $\text{V}_2\text{O}_5$  egykristály felületén keletkező plazma hőmérsékletét a kontinuum sugárzás alapján határoztuk meg. Feltételeztük, hogy a plazma sugárzásának ez a része a céltárgy



felületén keletkező kráter üregsugárzásából, mint fekete test sugárzásából ered. Ennek a sugárzásnak - hőmérsékleti sugárzásnak - a  $\lambda$  hullámhossz (vagy  $\nu$  frekvencia) szerinti  $E_\lambda$  emisszióképesség eloszlását a Planck-féle sugárzási törvény írja le:

$$E_\lambda = \frac{2c^2h}{\lambda^5 (e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1)} \quad , \quad (6,5)$$

ahol  $c$  a vákuumbeli fénysebesség. A Wien-féle eltolódási törvény alapján a maximális emisszióképességhez tartozó  $\lambda_{\max}$  hullámhossz és a  $T$  abszolút hőmérséklet között az alábbi összefüggés érvényes:

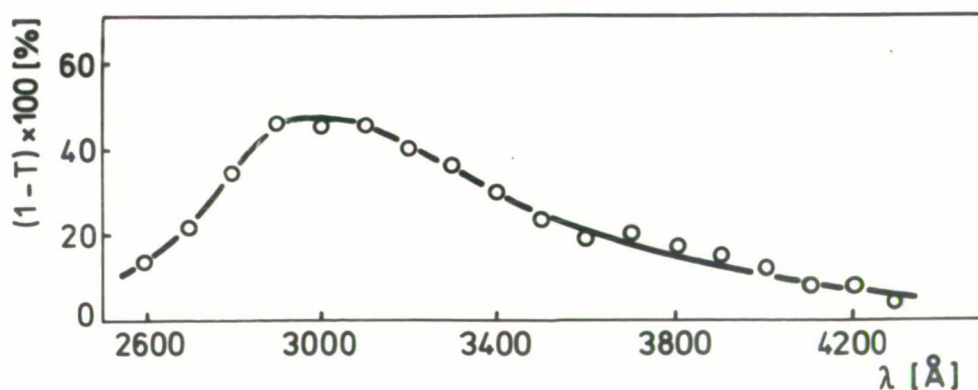
$$\lambda_{\max} T = 2880 \cdot 10^{-6} \text{ mK} \quad . \quad (6,6)$$

Ennek alapján, ha  $\lambda_{\max}$  értékét ismerjük,  $T$  kiszámítható.

A  $\lambda_{\max}$  meghatározásánál a következő módon jártunk el. Tekintettel arra, hogy a folytonos sugárzás által a filmen létrehozott feketedés a 2600-4000 Å hullámhossztartományban volt jelentős, ezért ebben a tartományban vizsgáltuk meg a negatív anyag  $\tau$  gradációjának a  $\lambda$  hullámhossztól való függését. A  $\tau(\lambda)$  értéket a  $\lambda$ -hoz tartozó feketedési görbéből nyertük. Azt találtuk, hogy az említett tartományban, miközben  $\lambda$  értéke 4000 Å-től 2600 Å-re változik, a  $\tau$  értéke igen lassan, 0,76-ról 0,69-re csökken, vagyis jó közelítéssel állandónak tekinthető. Megjegyezzük, hogy a feketedési görbék

felvételéhez szükséges negatívokat hasonló feltételek mellett (a rés elé helyezett 10 fokozatu platina gyengítő segítségével) készítettük el, mint a hőmérséklet meghatározása, a hullámhossz mérése ill. azonosítása esetén. Ezzel kiküszöböltük, a rövid ideig tartó, impulzusszerű megvilágításoknál fellépő intermittencia-effektust [46].

Felhasználva azt, hogy  $\gamma$  értéke a szóbanforgó hullámhossz-tartományban alig változik, és ebben a tartományban a film színérzékenysége is közel állandó [46], továbbá, hogy a feketedési görbék szigorúan monoton növekedőek, mondhatjuk azt, hogy az  $E_\lambda$  emisszióképességnek ugyanott van a maximuma, mint a regisztrogramokon ábrázolt  $(1 - T)$ -nek, ahol  $T$  a negatív anyag transzmissziója (ugyanis, ha  $I_0$  a filmre eső, s  $I$  pedig a filmen átment fényintenzitás, akkor a  $D$  denzitás és a  $T$  transzmisszió között a  $D = \lg I_0 / I = \lg 1/T$  összefüggés érvényes). Így a regisztrogramok alapján elkészítettük a spektrum folytonos alapjára vonatkozó  $(1 - T)$ -nek a  $\lambda$ -tól való függését kifejező grafikont, amelyet a 6.11 ábrán láthatunk.



6.11 ábra

Az ábra alapján:

$$\lambda_{\max} = 3000 (\pm 100) \text{ \AA} .$$

Igy a (6.6) összefüggés felhasználásával a termikus egyensúlyban lévő plazma hőmérsékletére a

$$T = 9600 (\pm 300) \text{ K} = 0,83 (\pm 0,03) \text{ eV}$$

értéket kapjuk.

Ezt követően rátérünk a plazma spektrumában található különböző vonalak vizsgálatára. A hullámhosszméréshez és a vonalak azonosításához a [49] és [50] táblázatokat használtuk fel. Egyébként a hullámhosszmérést a 4. pontban említett Abbe-féle komparátorral végeztük.

A 2300-6500 Å hullámhossz-tartományban a spektrumban nagyon sok vonal található. A kapott spektrumokból megállapítható, hogy a kiértékelés szempontjából a 2500-4900 Å tartomány a leghasználhatóbb.

A vizsgálatokból kiderült, hogy a vonalak legnagyobb része a vanádium alapállapotából V I és az egyszeresen V II ill. kétszeresen ionizált V III állapotából származnak. A spektrumban V IV -hez tartozó vonalakat nem találtunk.

A 6.1 táblázatban közöljük a vanádiumatom különböző ionizált állapotaihoz tartozó ( $V^{6+}$ -ig) ionizációs energiák értékét [51]:



6.1 Táblázat

| Ionizációs<br>állapot      | V <sup>+</sup> | V <sup>2+</sup> | V <sup>3+</sup> | V <sup>4+</sup> | V <sup>5+</sup> | V <sup>6+</sup> | V <sup>7+</sup> |
|----------------------------|----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| Ionizációs<br>energia [eV] | 6,74           | 14,66           | 29,32           | 46,71           | 65,2            | 128,9           | 150,8           |

A Függelék 1., 2. és 3. ábrája bemutat néhány, a V I, V II és V III állapothoz tartozó intenzív vonalat. A vonalak egy része jelentős önabszorpció fellépésére utal (Függelék 4. ábra).

Meglepő, hogy a spektrumban O jelenlétére utaló vonalat nem találtunk. A [49,50] táblázatokban szereplő egyik legintenzívebb O vonalat (O I 4368,30 Å) sem tudtuk azonosítani, mivel viszonylag kis intenzitású V I vonalak közvetlen környezetében található (Függelék 4. ábra).

Mivel a vizsgálatokat levegőn végeztük, N vonalak kimutatásával is próbálkoztunk, azonban ilyeneket nem találtunk.

A következőkben felsoroljuk a V<sub>2</sub>O<sub>5</sub> egykristályoknak azokat a gyakoribb szennyezőit, amelyeket a spektrumok alapján azonosítani tudtunk:

|      |       |           |                    |
|------|-------|-----------|--------------------|
| Vas: | Fe II | 2599,40 Å |                    |
|      | Fe I  | 3719,94 Å | (Függelék 5. ábra) |
|      | Fe I  | 3749,49 Å | (Függelék 5. ábra) |
|      | Fe I  | 4307,91 Å |                    |

|          |      |           |                    |
|----------|------|-----------|--------------------|
| Platina: | Pt I | 2659,45 Å |                    |
|          | Pt I | 2830,30 Å | (Függelék 6. ábra) |

|            |       |           |                    |
|------------|-------|-----------|--------------------|
| Magnézium: | Mg II | 2795,53 Å | (Függelék 6. ábra) |
|            | Mg II | 2802,70 Å | (Függelék 6. ábra) |

|          |      |           |                    |
|----------|------|-----------|--------------------|
| Foszfor: | P II | 4589,86 Å | (Függelék 1. ábra) |
|          | P II | 4954,39 Å |                    |

Feltételezhetjük, hogyha a plazmaspektrumok felvételéhez nagyobb feloldóképességű negatív anyag állt volna rendelkezésünkre, akkor valószínű, hogy további szennyező elemek jelenlétére utaló vonalakat is észleltünk volna.

### III. AZ EREDMÉNYEK ÉRTÉKELÉSE

Ebben a fejezetben kísérletet teszünk arra, hogy:

- megadjuk a  $V_2O_5$  egykristály felületén neodimium-lézerrel keltett mikroplazma keletkezésének és a kristály lézerfény hatására bekövetkező térfogati roncsolódásának mechanizmusát,
- leírjuk a lézerimpulzus ideje alatti energiaelosztást,
- értelmezzük a szabadgenerálású lézerimpulzus hatására bekövetkező plazma-tüskék időbeli változásának dinamikáját,
- bizonyítsuk, hogy az általunk megadott hőmérséklet a plazma hőmérsékletének csak alsó határa lehet,
- magyarázatát adjuk annak a ténynek, hogy a spektrumból hiányoznak az O és az N vonalak,

és végül utalunk a  $V_2O_5$  egykristály általunk kimutatott leggyakoribb szennyező elemeire.

A  $V_2O_5$  egykristályon korábban végzett roncsolódási vizsgálatok során [39,40] is észleltek plazmafelvillanást. Ez azonban gyenge intenzitású, spektroszkópiailag nem értékelhető mikroplazma volt, annak ellenére, hogy az alkalmazott rubin-lézer fényének fókuszálásával elért teljesítménysűrűség nagyságrendje abba a tartományba esett, mint az általunk használt



neodimium-lézeré. Esetünkben viszont intenzív plazma keletkezett, ez az alábbiak miatt következhetett be. A neodimium-lézer hullámhosszán ( $\lambda = 1,065 \mu\text{m}$ ), szemben a rubin-lézerével, a  $\text{V}_2\text{O}_5$ -nek erős abszorpciós sávja van [33]. Továbbá igen nagy a kétfotonos rezonancia-abszorpció valószínűsége is, mivel a lézerünk fotonenergiája: 1,17 eV, a  $\text{V}_2\text{O}_5$  tiltott sáv szélessége pedig: 2,30-2,32 eV [34]. Az energia abszorpcióját elősegíti a viszonylag nagy értékű diszlokációsűrűség ( $10^7 \text{cm}^{-2}$ ) [36,37], és a kristály felületi rétegében meglévő jelentős fémzárvány koncentráció [52]. A fentieket figyelembe véve a plazma keletkezése a következőképpen képzelhető el. A kristály felületének a lencsekausztikába eső része (fókuszfolt) a nagy energiaabszorpció következtében gyorsan felmelegszik, az anyag megolvad és párolog. Az energia akkumulációját elősegíti a kristály viszonylag rossz hővezetőképessége és az alacsony sugárzási veszteség [9]. Az elpárologtatott anyag a beeső fényhullám terében tovább melegszik, és az eredetileg semleges atomok, rugalmatlan ütközések révén, ionizálódnak. Az így kialakult ionizált gáz alkotórészei azonnal nem tudnak kilépni a sugárzási térből (a lencsekausztikából), mivel az igen nagy értéket elérhető fénynyomás miatt összetartó erő hat rájuk. Emiatt megnövekszik a gáz sűrűsége. Az elektron-fonon kölcsönhatás során további energiaabszorpció következik be, a felgyorsult elektronok további ionizációt idéznek elő, s mindezek következtében plazma alakul ki (pontosabban: kialakul az első plazma-tüske).

A plazma sűrűsége a pumpáló energia miatt növekszik, s eléri azt az értéket, amelyhez tartozó plazmafrekvencia (1. (1.1) összefüggés) egyenlő a lézer frekvenciával:  $\omega_p = \omega_l$ . Ezen a frekvencián - tükrözési frekvencián - a beeső lézersugárzást a kialakult plazma teljesen visszaveri. Ekkor éri el a fénynyomás a maximális értékét, amellyel a plazmában uralkodó nyomás megegyezik. A plazma tágulni kezd, elsősorban a lézersugárra merőleges radiális és a kristályra merőleges befelé mutató (a b tengely mentén) irányban. Ez a tágulási folyamat robbanásszerűen következik be, ennek során intenzív lökéshullámok alakulnak ki. Ezek sebessége a  $10^5$ - $10^6$  cm/s értéket is eléri [9].

A plazma kialakulásának kezdetétől a hőmérséklet a szét-esés pillanatáig növekszik [11]. Közben az egész folyamat során egyensúlyi plazmáról beszélhetünk ( $T_e = T_i$ ), hiszen az egyes plazma-tüskék élettartama ( $0,65 \mu s$ , 1. 6. pont) nagyságrendekkel nagyobb az elektron-ion kölcsönhatás relaxációs idejénél ( $10^{-9}$ - $10^{-11}$  s, 1. 1. pont).

A plazmáról készült oscillogramok alapján azt mondhatjuk, hogy az első plazma-tüske megszűnte után, a fentiekben leírt folyamatok, a jelenlévő lézersugárzás hatására, megismétlődnek.

A plazmafelvillanásról készült időintegrált felvételtől pedig azt állapíthatjuk meg, hogy a tulajdonképpeni plazma a kristály felületén, a lencsekausztiában elhelyezkedő erősen fénylő mag, amelynek létét fotografikus kiértékeléssel mutattuk ki. Ennek térfogata a 6. pontban leírtak alapján



legfeljebb:  $3,4 \cdot 10^{-2} \text{ mm}^3$ .

A 6. pontban említettük, hogy a lézerimpulzus hatására, a plazmafelvillanás ideje alatt ( $550 \mu\text{s}$ ) a kristály felületén  $0,2-0,25 \text{ mm}$  átmérőjű, közel kör keresztmetszetű és  $0,5-0,6 \text{ mm}$  mélységű kráter keletkezett. A korábbi,  $\text{V}_2\text{O}_5$  egykristályokon végzett roncsolódási vizsgálatokat [39,40] vékony mintákon végezték, így a térfogati roncsolódásról ezek alapján nem tudunk következtetéseket levonni. Esetünkben a minták vastagsága legalább  $2 \text{ mm}$  volt, a kristály átlyukadása nem következett be. Hogy a kráterek mélysége ilyen nagy érték, ez az előbbi plazmakialakulási mechanizmusból érthető meg. Az első plazma-tüske kialakulása előtt megolvad a kristály felületi rétege, majd ez a rész kidobódik. A lézersugárzás ezután az egyre nagyobb sűrűséget elérő gázzal ill. plazmával áll kölcsönhatásban. A gáz ill. a plazma energiaabszorpciója, majd a fellépő reflexió miatt a kristály belépő felülete fokozatosan leárnyékolódik, amely folyamat a plazma széteséséig tart. Ezen idő alatt tehát az anyagnak a kristályból való eltávolítására csak kevés energia fordítható, a kráter mélysége ezért alig változik. A plazma szétrobbanásakor keletkező intenzív lökéshullámok, mint említettük, a kristály belseje felé is terjedhetnek. Ezt megkönnyíti az a tény, hogy a kristály a b tengely irányában laza, lemezes struktúrával rendelkezik, ezért feltételezhetjük, hogy a lökéshullámok szétroncsolják, ill. összetörik a lemezek egy részét. A lemezek töredezettsége mikroszkóp alatt, az interferencia-gyűrűk alapján, megfigyelhető [53]. Ez a folyamat az



első plazma-tüske megszűnte után ismétlődik, így a viszonylag mély kráter, véleményünk szerint, főleg a plazma-tüskék szétrobbanását követő lökéshullámok sorozatának mechanikai roncsoló hatásaként alakul ki.

A 6. pontban leírtuk, hogy a plazmafelvillanás hasonló relaxációs oszcillációkat mutat, mint a szabadgenerálású lézerimpulzus. Ezt a tényt már korábban is megfigyelték [9]. A plazmafelvillanásra vonatkozó oscillogramokat vizsgálva megállapítottuk, hogy a plazma-tüskék átlagos követési ideje:  $17\mu\text{s}$ . A lézerimpulzusra vonatkozó oscillogramokat elemezve azt állapítottuk meg, hogy az intenzívebb lézer-tüskék követési ideje átlagosan:  $8-10\mu\text{s}$ , az intenzívebb lézer-tüske vonulatoké pedig  $15-20\mu\text{s}$ . Ennek alapján feltételezhetjük, hogy a plazma-tüskék ez utóbbiak hatásaként keletkeznek.

A lézerimpulzus időtartama alatt ( $550\mu\text{s}$ ) átlagosan 1000 mJ energia esik a céltárgy felületére. Ha eltekintünk az impulzus alatti reflexiós és sugárzási veszteségektől, akkor a plazma-tüskék időbeli félértékszélessége (a 6. pontban:  $0,65\mu\text{s}$ ) és az átlagos követési idő ( $17\mu\text{s}$ ) alapján azt mondhatjuk, hogy egy plazma-tüskébe a céltárgyra eső energiának átlagosan, legfeljebb a  $0,65/17 \approx 0,04$  része pumpálódik. Így a plazma fűtésének hatásfoka legfeljebb: 4 %. Tehát az egy lézerimpulzusban szállított 1000 mJ energiának nem egészen 4 %-a: 40 mJ jut a plazmába, több mint 96 %-a: 960 mJ pedig az anyag felmelegítésére, megolvasztására, elpárologtatására fordítódik.

Az előbbi megállapításainkat a következő közelítő becslés is alátámasztja. A 6. pontban láttuk, hogy az elpárologtatott anyag tömege:  $7,3 \cdot 10^{-2}$  mg. Ismerve a  $V_2O_5$  képződéshőjének értékét [54]:  $H = 126$  kg/kmol, kiszámítható az előbbi anyagmennyiség felmelegítéséhez, megolvasztásához és elpárologtatásához szükséges energia. Ennek értékeül 900 mJ-t kapunk, amely a mintára eső lézerenergiának 90 %-a. Ez jó egyezést mutat az oszcillogramok analiziséből nyert értékkel.

Az egyes plazma-tüskék időbeli változását vizsgálva a 6. pontban megállapítottuk, hogy a felfutás az idővel közel lineárisan, a lecsengés pedig elég nagy pontossággal, exponenciálisan változik. Továbbá a felfutás gyors, lökésszerű folyamat, a lecsengés ennél elnyújtottabb. Az 1. pontban említettük, hogy a lézerrel keltett plazmák kialakulásában is döntő az un. első elektron szerepe. Ennek az atommal való ütközése, és így az atom ionizációja következtében az elektronok száma lavinaszerűen megsokszorozódik (lavina- vagy lökési ionizáció). Ebben a folyamatban jelentős tényező az ütközések közötti idő és az elektron-ion kölcsönhatás relaxációs ideje, (ezek igen rövid idők). E folyamatot természetesen lassíthatja a kialakult plazma magját körülvevő, viszonylag hideg gáz abszorpciója. Az elmondottak alapján érthető a felfutás gyors, közel lineáris volta. A felfutási folyamat során a plazma hőmérséklete is növekszik, majd a szétesés pillanatában (a felfutás végén) felveszi maximális értékét.



Most tekintsük a lecsengést. Az már korábban ismert tény, hogy a szikraplazma hőmérséklete az idővel exponenciálisan csökken [55]. Azonban esetünkben, figyelembe véve a plazma tá-  
gulási folyamatát, ez egyértelműen nem bizonyítja a plazma-  
tüske által kibocsátott sugárzás intenzitásának exponenciális  
csökkenését (ugyancsak az idő függvényében). Ennek a kérdés-  
nek a tisztázásához olyan vizsgálatok végzése szükséges, ame-  
lyek lehetővé teszik a plazma-tüske rövid időközönkénti elem-  
zését (legalább  $10^{-8}$  s-os időfelbontású gyorsfotokamerás fel-  
vételek).

A  $V_2O_5$  egykristály felületén lézerfény hatására keletkező,  
termikus egyensúlyban lévő plazma hőmérsékletét a folytonos  
háttérsugárzás intenzitás-eloszlása alapján határoztuk meg  
(felhasználva a Planck-féle sugárzási és a Wien-féle törvényt).  
A hőmérsékletre kapott 9600 K érték azonban csak alsó határ le-  
het. A plazmafelvillanásról felvett spektrumokban ugyanis na-  
gyon sok és intenzív V III vonal található (Függelék 3. ábra),  
amelyek, mint tudvalevő a  $V^{2+}$  ionizációs állapothoz tartoz-  
nak. A  $V^{2+}$  állapot eléréséhez szükséges ionizációs potenciál  
értéke viszont 14,66 eV (l. 6.1 táblázat), és ezzel, figyelembe  
véve a (2.3) összefüggést, a plazma hőmérsékletének maximális  
értékére 17000 K adódik. Megjegyezzük, hogy a hőmérséklet idő-  
beli változásának vizsgálatára ugyancsak időfelosztásos mód-  
szerek szükségesek.

A spektrumok kiértékelése során O és N vonalakat nem ta-  
láltunk. N vonalakat valószínű azért nem figyelhettünk meg,



mert az alkalmazott teljesítménysűrűség értékek mellett a levegő áttörése nem következik be [56]. O vonalakat pedig azért nem találtunk, mert a kísérleteket levegő atmoszférában végeztük, és a rezonancia abszorpció miatt az O vonalai nem figyelhetők meg. Valószínű, hogy vákuumban elvégzett hasonló vizsgálatokkal pontosabb választ adhatunk e problémánkra.

A 6. pontban azt is említettük, hogy a V I vonalak erős önabszorpcióját figyeltük meg. Ez azt bizonyítja, hogy a plazma-tüskék közötti idő alatt igen erős a párolgási folyamat, amelyben döntő többséggel semleges vanádiumatomok vesznek részt.

A spektrumokban Fe, Pt, Mg és P vonalakat találtunk. A  $V_2O_5$  egykristály ezen szennyezőit már számos munkában kimutatták, pl. [36,37,38]-ban is. A fémek jelenlétükénél fogva, jelentős szerepet töltenek be a kristály roncsolódásában, amint erre a [39]-ben is rámutattak.

## ÖSSZEFOGLALÁS

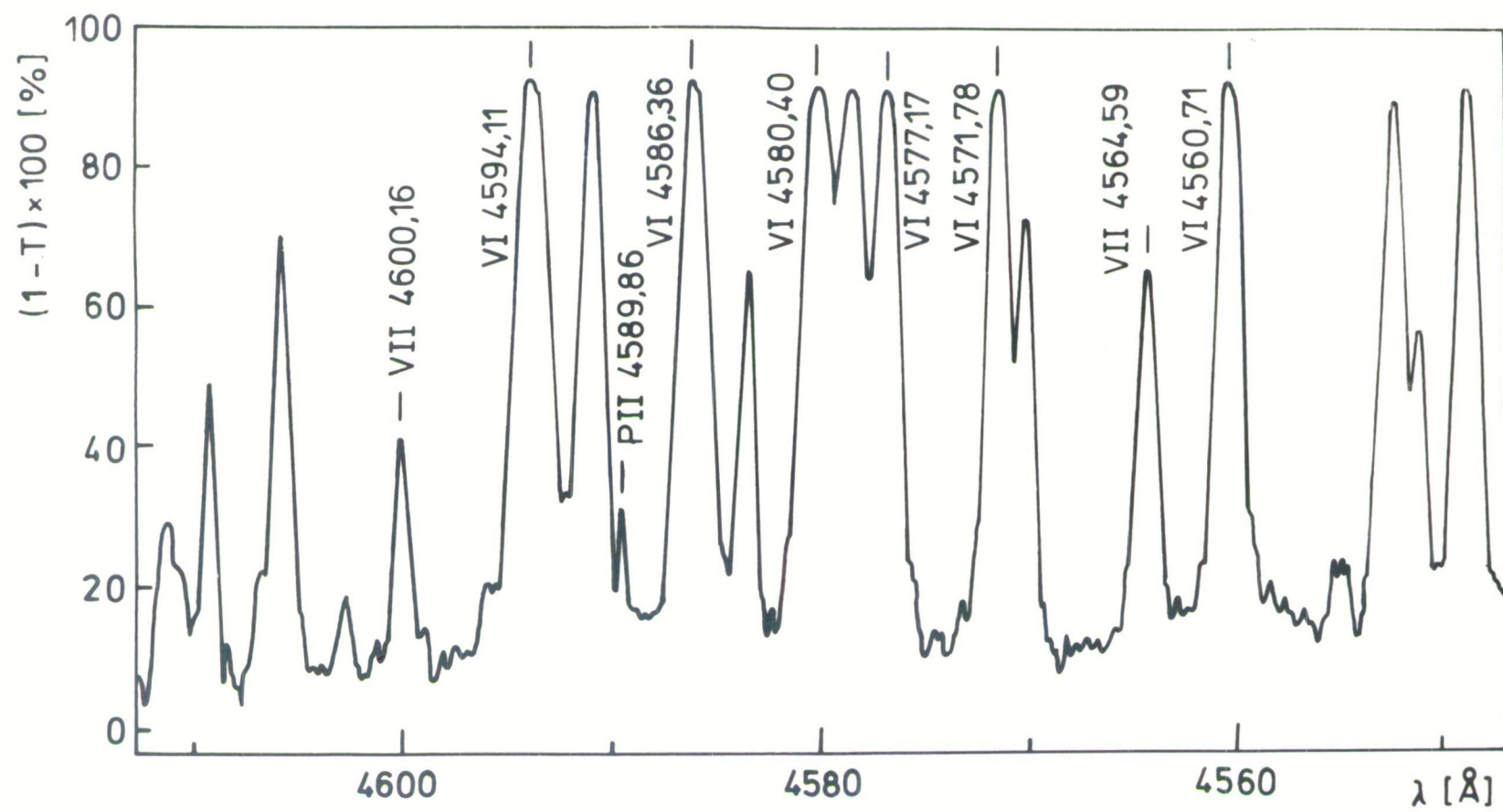
Az értekezésben leírt vizsgálataink fontosabb eredményeit az alábbiakban foglaljuk össze:

1. Lézerrel keltett plazma vizsgálatára alkalmas mérőberendezést állítottunk össze. Megépítettünk egy neodimium-lézert, amely alkalmasnak bizonyult a  $V_2O_5$  egykristály felületén spektroszkópiailag is értékelhető plazma létrehozására.
2. A plazmafelvillanás és a szabadgenerálású lézerimpulzus oszcillogramjainak elemzésével javaslatot tettünk a  $V_2O_5$  egykristály felületén keletkező plazma kialakulásának mechanizmusára. Ugy találtuk, hogy az egyes plazma-tüskéket az intenzívebb lézer-tüske vonulatok hozzák létre. Rámutattunk arra is, hogy a plazma fűtésének hatásfoka legfeljebb 4 %. Az egyes plazma-tüskék felfutását az idővel közel lineárisnak, lecsengését elég nagy pontossággal, exponenciálisnak találtuk. A plazma-tüskék időbeli félértékszélességére  $0,65 \mu s$ -ot kaptunk.
3. Értelmeztük a plazmafelvillanáskor a  $V_2O_5$  egykristályon bekövetkező térfogati roncsolódás mechanizmusát. Megállapítottuk, hogy a viszonylag mély kráterek, elsősorban az egyes plazma-tüskék szétesésekor keletkező intenzív

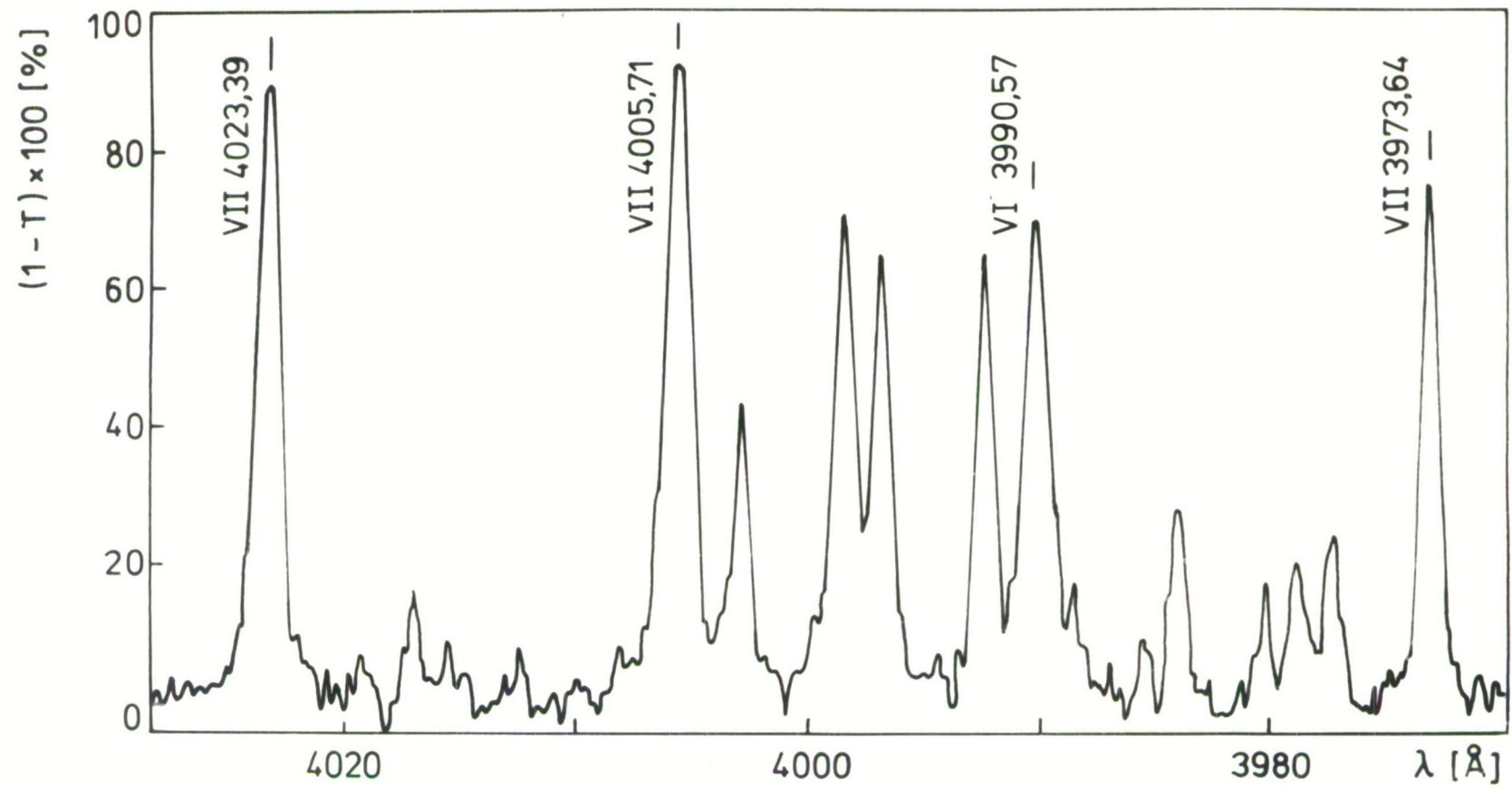
lökéshullámok mechanikai roncsoló hatásaként keletkeznek.

4. Felvettük a plazmafelvillanás időintegrált spektrumát. Ennek kiértékeléséből a termikus egyensúlyban lévő plazma hőmérsékletére  $\sim 9600$  K értéket kaptunk. Rámutattunk arra, hogy a spektrumban intenzíven megjelenő V III vonalak miatt, ez az érték a plazma hőmérsékletének csak alsó határa lehet. A hőmérséklet maximális értéke legfeljebb  $17000$  K értéket vehet fel.
5. A spektrumokból a Fe, Mg, Pt és P szennyező elemek jelenléte egyértelműen megállapítható volt.

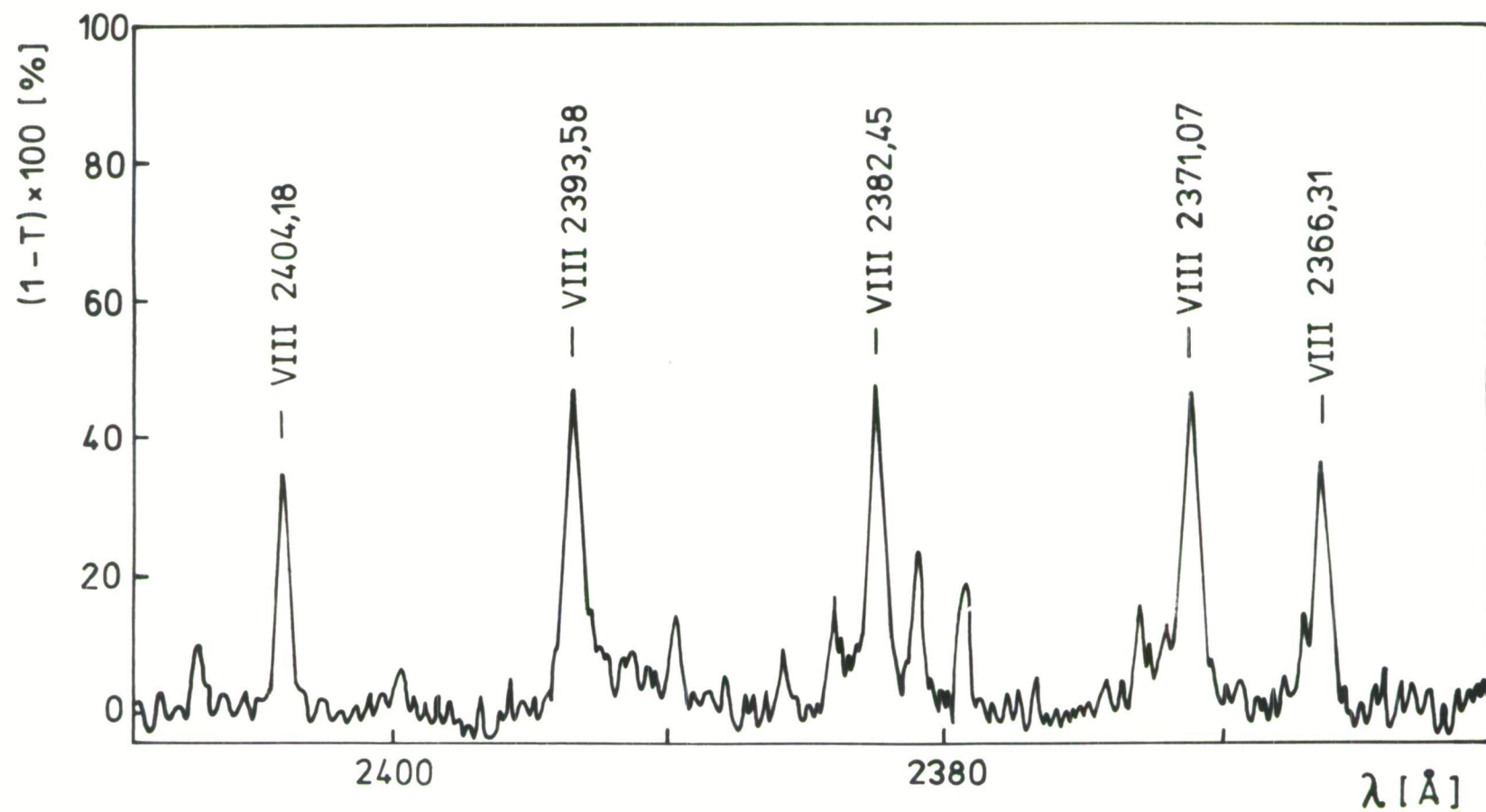




1. ábra

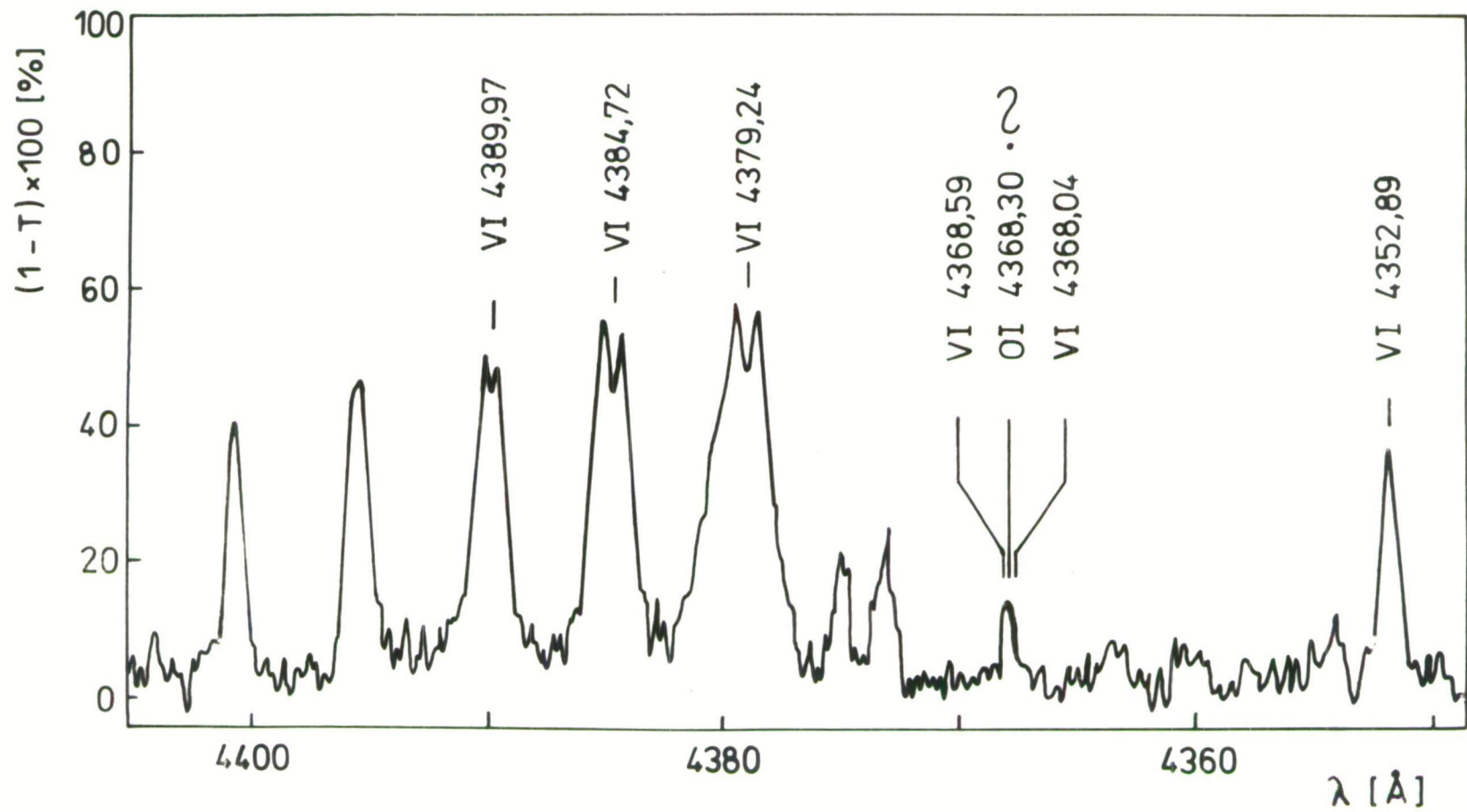


2. ábra

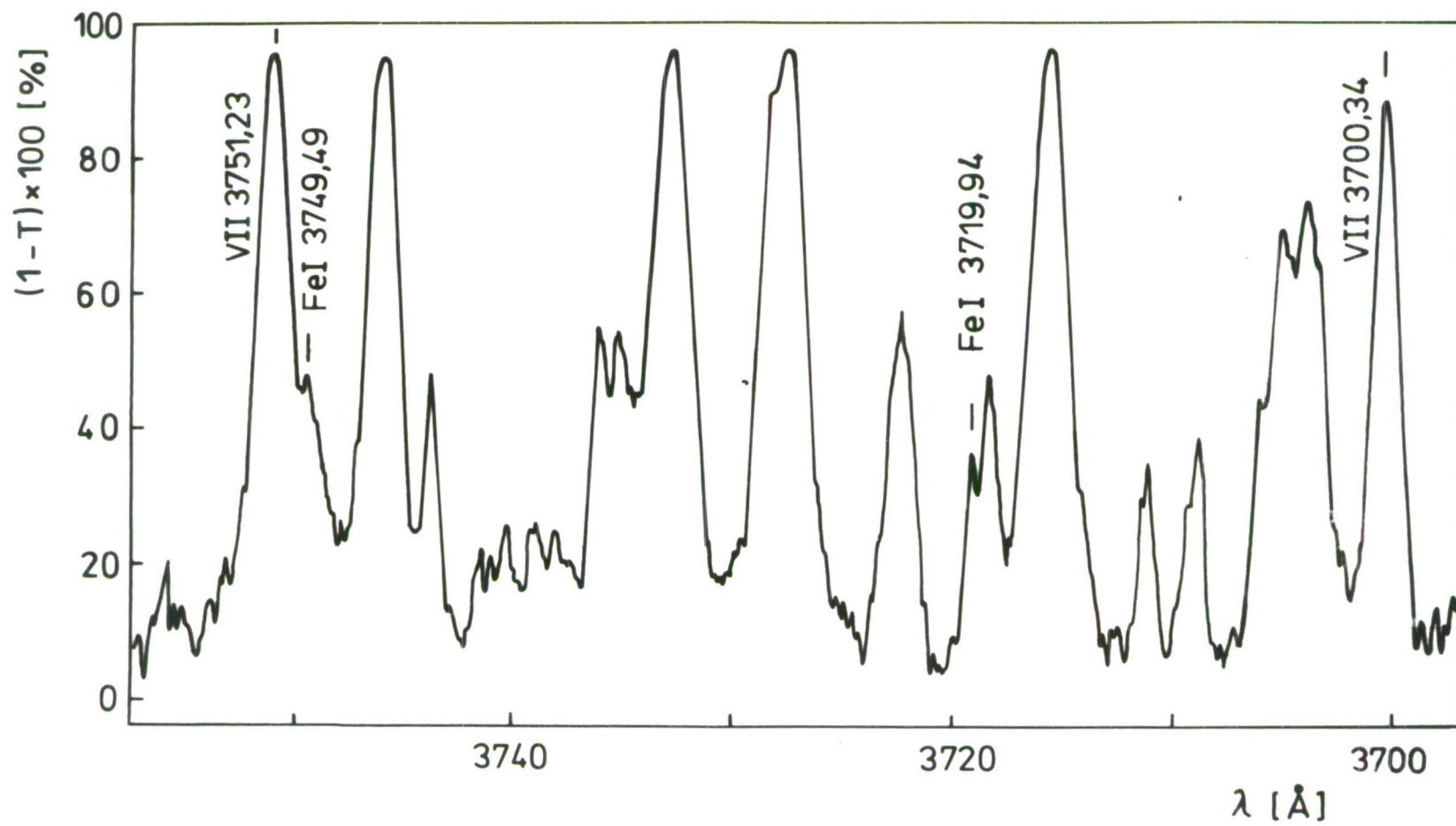


3. ábra

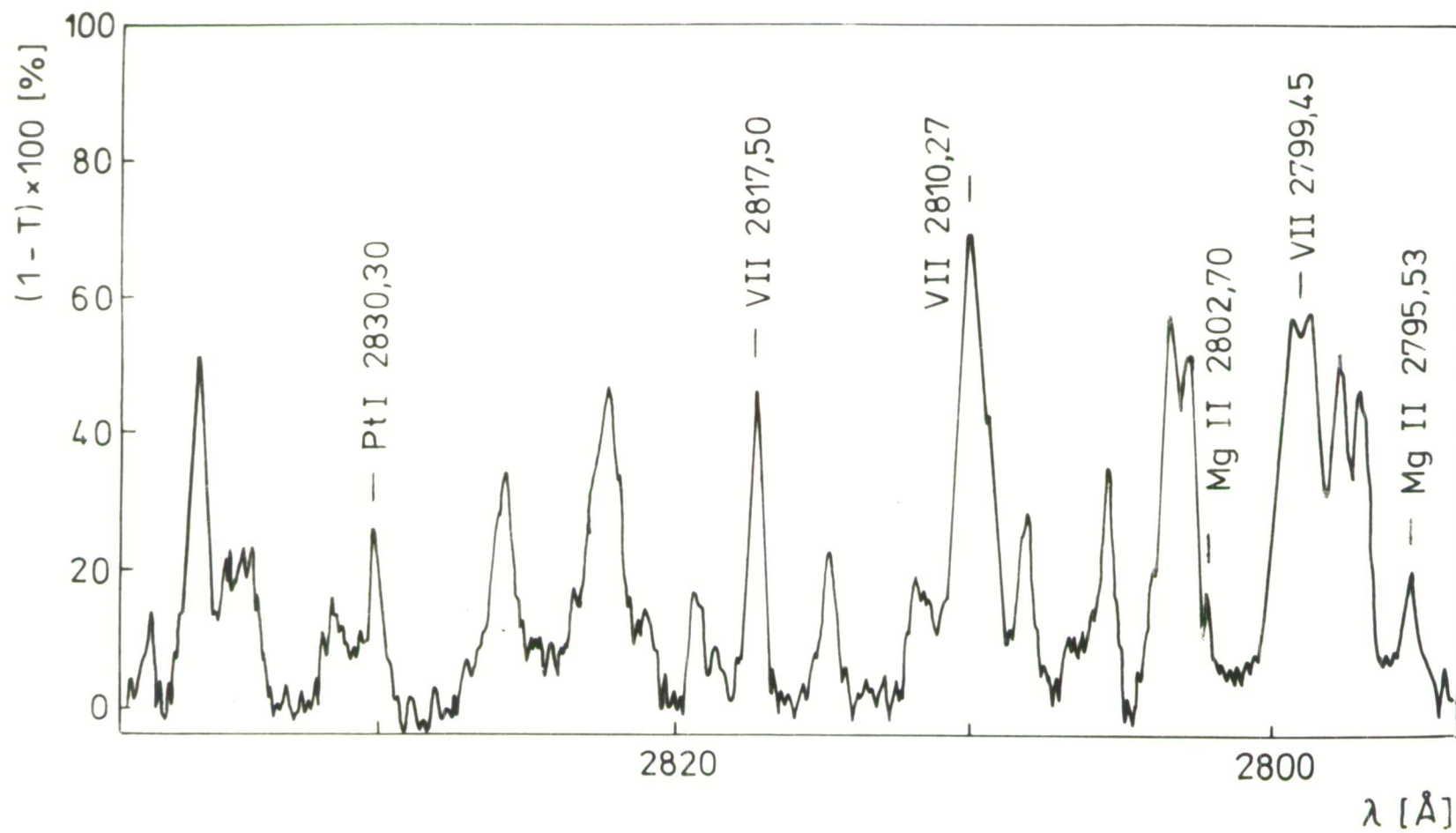




4. ábra



5. ábra



6. ábra





## IRODALOMJEGYZÉK

- [1] Thomson, W.B.: An introduction to plasma physics,  
Pergamon Press, London, New York, Paris, (1962).
- [2] Arcimovics, L.A.: Sto kazsduj fizik dolzszen znaty  
o plazme, Atomizdat, Moszkva, (1976).
- [3] Fényes, I.(szerk.): Modern fizikai kisenciklopédia,  
Gondolat Kiadó, Budapest, (1971).
- [4] Ionescu-Pallas, N.J.: Rev. Roum. Phys.  
19, 305 (1974).
- [5] Farkas, Gy., Z.Gy. Horváth: Részecskeemisszió lézerefény  
hatására, Gondolat Kiadó, Budapest, (1976).
- [6] Harry, J.E.: Ipari lézerek és alkalmazásuk,  
Műszaki Kiadó, Budapest, (1979).
- [7] Bojko, V.A., O.N. Krokhin, G.V. Szklizkov: Trudü FIAN.  
76, 186 (1974).
- [8] Spitzer, L.: Physics of fully ionized gases,  
Wiley, Interscience, New York, (1956).
- [9] Ready, J.F.: Effects of high-power laser radition,  
Academic Press, New York-London, (1971).
- [10] Colon, C. et al.: J. Appl. Phys.  
39, 2991 (1968).
- [11] Dawson, J.M.: Phys. Fluids.  
7, 981 (1964).
- [12] Fawcett, B.C. et al.: Proc. Phys. Soc.  
88, 1051 (1966).
- [13] Griem, H.R.: Plasma Spectroscopy, Ch.6.  
MC Graw-Hill, New York, (1964).
- [14] Haught, A.F. et al.: Production of Plasmas for  
thermonuclear research by laser beam  
Irradiation of solid particles,  
UARL Rep. F 920365-8 (1968).

- [15] Archbold, E., T.P. Hughes: Nature  
204, 670 (1964).
- [16] Archbold, E., D.W. Harper, T.P. Hughes: Brit. J. Appl.  
Phys. 15, 1321 (1964).
- [17] Burgess, D.D., B.C. Fawcett, N.J. Peacock: Proc. Phys. Soc.  
92, 805 (1967).
- [18] Boland, B.C., F.E. Irons, R.W.P. Mc Whirter: J. Phys. B.  
(Proc. Phys. Soc., Ser. 2) 1, 1180 (1968).
- [19] Fawcett, B.C., N.J. Peacock: Proc. Phys. Soc.  
91, 973 (1967).
- [20] Baszov, N.G.: Piszma v ZSETF  
5, 177 (1967).
- [21] Baszov, N.G.: Piszma v ZSETF  
6, 849 (1967).
- [22] Fawcett, B.C., A.H. Gabriel, P.A.H. Saunders:  
Proc. Phys. Soc. 90, 863 (1967).
- [23] Feldman, U., G.A. Doschek, W.E. Behring, L. Cohen:  
Appl. Phys. Lett. 31, 571 (1977).
- [24] Bromage, G.E. et al.: UKAEA Report, Culham Laboratory,  
CLM-R 170, (1977).
- [25] Chase, L.F. W.C. Jordan, J.D. Perez, J.G. Pronko:  
Appl. Phys. Lett. 30, 137 (1977).
- [26] Bhagavatula, V.A., B. Yaakobi: Opt. Comm.  
24, 331 (1977)
- [27] Zajdel, A.N., G.V. Osztrovszkaja: Lazernüje metodü  
iszledovanija plazmü,  
Nauka, Leningrád, (1977).
- [28] Bachman, H.G., F.R. Achmed, W.H. Barnes: Zeitschr. f.  
Kristall. 115, 110 (1961).
- [29] Byström, A., K.A. Wilhelmi, O. Brotsen: Acta Chem. Scand.  
4, 1119 (1950).
- [30] Kera, Y., K. Hirota: I. at Phys. Chem.  
73, 3973 (1969).
- [31] King, B.W., L.L. Suber: I. am Ceram. Soc.  
38, 306 (1955).

- [32] Makerov, V.G., A.V. Rakov: FTT  
10, 1127 (1968).
- [33] Kenny, N., C.R. Kannewurf, D.H. Whitmore: J. Phys. Chem.  
Solids. 27, 1237 (1966).
- [34] Hevesi, I.: Kandidátusi értekezés,  
Szeged, (1967).
- [35] Quang, N., I. Hevesi: Acta Phys. et Chem.  
Szeged, 20, 285 (1974).
- [36] Abdullaev, A.A., L.M. Beljajev, T.V. Dimitrieva, G.F.  
Dobrzsanszkij, V.V. Nyuhin, I.Sz. Ljubotin:  
Krisztallografia 14, 473 (1969).
- [37] Abdullaev, A.A., L.M. Beljajev, I.V. Vinarov, G.F.  
Dobrzsanszkij, R.T. Jankelevics: Krisztallog-  
rafia 14, 1095 (1969).
- [38] Joffe, V.A., I.B. Patrina: FTT 6,  
6, 3045 (1964).
- [39] Nánai, L., I. Hevesi, I. Ketskeméty: Acta Phys. et Chem.  
Szeged, 3-4, 109 (1975).
- [40] Nánai, L., E. Szil, I. Hevesi: Acta Phys. et Chem.  
Szeged, 3, 405 (1978).
- [41] Hevesi, I., L. Nánai, K. Dobos, E. Szil: 3rd Conference  
on Luminescence, Szeged, Hungary,  
September 4-7, (1979).
- [42] Goodwin, D.W.: Zs. angew. Math. Phys.  
16, 35 (1965).



- [43] Jonson, L.F.: Quantum Electronics, Proceedings of the Third International Congress, Paris, Vol.2. New York, 1964, p. 1021.
- [44] Baiborodina, J.V., L.Z. Krikszunova, O.N. Litvinenko: Szpravocsnik po lazernoj technike, Technika, Kiev, (1978).
- [45] Born, M., E. Wolf: Principles of optics, Academic Press, New York-London, (1969).
- [46] Mika, J., T. Török: Emissziós szinképelemzés, Akadémiai Kiadó, Budapest, (1968).
- [47] Birnbaum, M.: I. Appl. Phys, 36, 3688 (1965).
- [48] Vörös, I.: Kandidátusi értekezés, Budapest, (1965).
- [49] Saidel, A.N., W.K. Prokofjev, S.M. Raiski: Spektralt abellen, VEB Verlag Technik, Berlin, (1961).
- [50] Saidel, A.N., W.K. Prokofjev, S.M. Raiski, W.A. Slavni, E.J. Sreider: Tablicü szpektralnüh linii, Nauka, Moszkva, (1977).
- [51] Glusko, V.P.(red): Termiceseszkije konsztantü vesesztv, Viniti, Moszkva, (1974).
- [52] Patrina, I.B., V.A. Joffe: FTT 6, 3227 (1964).
- [53] Hevesi, I., L. Nánai: MTA- SZUTA II. Szilárdtestfizikai Konferencia (előadás), Budapest, (1980).

- [54] Goncsarenko, A.Sz.: Elektro himija vanadija i jevo  
Stojedinenij, Metallurgija,  
Moszkva, (1969).
- [55] Kremp1, H.: Z. Physik  
167, 302 (1962).
- [56] Raiser, J.P.: Lasernaja istkra i raszprosztranenije  
razradov, Nauka, Moszkva, (1974).

## Köszönetnyilvánítás

Jelen értekezés a JATE Kisérleti Fizikai Tanszékén készült.

Köszönetet mondok Dr. Ketskeméty István tanszékvezető egyetemi tanárnak, amiért lehetővé tette számomra e téma kidolgozását és munkámat nagy figyelemmel kísérte.

Köszönetemet fejezem ki Dr. Hevesi Imre egyetemi docensnek, a fizikai tudományok kandidátusának, aki munkámat irányította, és a felmerülő elméleti problémák megoldásában, valamint az értekezés összeállításában igen értékes tanácsokkal látott el.

Megköszönöm Dr. Nánai László egyetemi adjunktusnak és Szil Elemér egyetemi tanársegédnek a kísérleti munkában, az eredmények értékelésében és az értekezés összeállításában nyújtott odaadó segítségét.

Ezuton mondok köszönetet az értekezés technikai kivitelezéséért Szemmári Lászlónénak, Horváthné Miklós Ibolyának és Iványi Zoltánnénak.

