B 2525

József Attila Tudományegyetem
Kisérleti Fizikai Tanszék

# $V_2O_5$ EGYKRISTÁLY ÉS V FÉM FELÜLETÉN LÉZERFÉNNYEL KELTETT MIKROPLAZMA SPEKTRÁLIS ÉS DINAMIKAI VIZSGÁLATA

Doktori értekezés

Nádházi Ágnes
tanár

Szeged
1984.

## Tartalomjegyzék


| | Oldal |
|---|---|
| BEVEZETÉS | 1 |
| I. IRODALMI ÁTTEKINTÉS | 2 |
| 1. Lézerrel keltett mikroplazma | 2 |
| a/ Lézerek | 2 |
| b/ A plazma állapot | 8 |
| c/ Lézerfénnyel keltett mikroplazma | 13 |
| 2. A plazma spektrális vizsgálata | 18 |
| a/ Fényérzékeny emulziók feketedési görbéje | 18 |
| b/ A feketedési görbe megszerkesztése többlépcsős fénygyengitő segitségével | 19 |
| c/ A szinképvonalak abszolut intenzitása | 20 |
| d/ Spektroszkópiai vizsgálatok | 21 |
| e/ A Stark-effektus | 22 |
| f/ Önabszorpció | 24 |
| 3. Dinamikai vizsgálatok | 26 |
| II. KISÉRLETI EREDMÉNYEK | 32 |
| 4. Kisérleti elrendezés | 32 |
| a/ Rubinlézer | 33 |
| b/ Beállitó és leképező eszközök, müszerek | 34 |
| c/ Spektrográf | 35 |
| d/ Hullámhossz mérés és azonositáshoz használt eszközök | 36 |
| e/ Minták | 39 |
| 5. Mérési eredmények | 41 |
| a/ A rubinlézer jellemzőinek meghatározása | 41 |
| b/ A plazma időbeli lefutása | 43 |
| c/ A spektrum felvétele és hitelesitése | 44 |
| d/ Hőmérséklet meghatározás | 46 |
| e/ Dinamikai vizsgálatok | 50 |
| III. AZ EREDMÉNYEK ÉRTÉKELÉSE | 59 |
| ÖSSZEFOGLALÁS | 63 |
| FÜGGELÉK | 64 |
| Irodalomjegyzék | 81 |


József Attila Tudományegyetem Központi Könyvtára SZEGED

# B E V E Z E T É S

Az intenziv lézerfény az anyaggal való kölcsönhatása során képes annak elpárologtatására, a keletkezett gázok ionizálására, tehát plazma létrehozására. Az igy előállitott plazma jól reprodukálható és sokoldaluan tanulmányozható. Spektroszkópiai és dinamikai módszerek alkalmazásával a vizsgált anyagról számos információ nyerhető.

A jelen értekezésben leirt kisérletek és eredmények részét képezik azoknak a vizsgálatoknak, amelyek a JATE Kisérleti Fizikai Tanszékén a $V_2O_5$ egykristály és V fém tanulmányozásával kapcsolatban már hosszabb ideje folynak.

Munkánk fő célja az volt, hogy $V_2O_5$ egykristály és V fém felületén Q-kapcsolt rubinlézerrel keltett mikroplazma néhány paraméterét /élettartam, hőmérséklet, sürüség/, valamint a lökéshullám terjedési sebességét meghatározzuk.

Az értekezés három fejezetből áll. Az I. fejezetben a lézerrel keltett mikroplazmák tulajdonságaival, ezek spektrális és dinamikai vizsgálatának egyes kérdéseivel foglalkozunk. A II. fejezetben ismertetjük az alkalmazott kisérleti berendezéseket és a mérési eredményeket. A III. fejezetben a mérési eredmények értékelését irjuk le, s végül összefoglaljuk a fontosabb eredményeket.

# I. IRODALMI ÁTTEKINTÉS

Az 1. pontban leírjuk a plazmakeltésre alkalmas lézerek működési mechanizmusát, részletesen ismertetjük a rubinlézer elvi működését, majd a lézerek üzemmódjait. Ezt követően összefoglaljuk a plazma legfontosabb jellemzőit és foglalkozunk a plazmakeltés folyamatával.

A 2. pontban ismertetünk néhány fotometriai alapfogalmat, amelyek szükségesek vizsgálatainkhoz. Megemlítünk néhány módszert a plazma spektrális vizsgálatára, részletesen foglalkozunk az általunk is alkalmazott Ornstein-Brinkman-féle módszerrel.

A 3. pontban áttekintjük a plazma dinamikai vizsgálatának néhány lehetőségét. Felsoroljuk azokat a plazma-paramétereket, melyek az általunk választott mérési eljárással meghatározhatók.

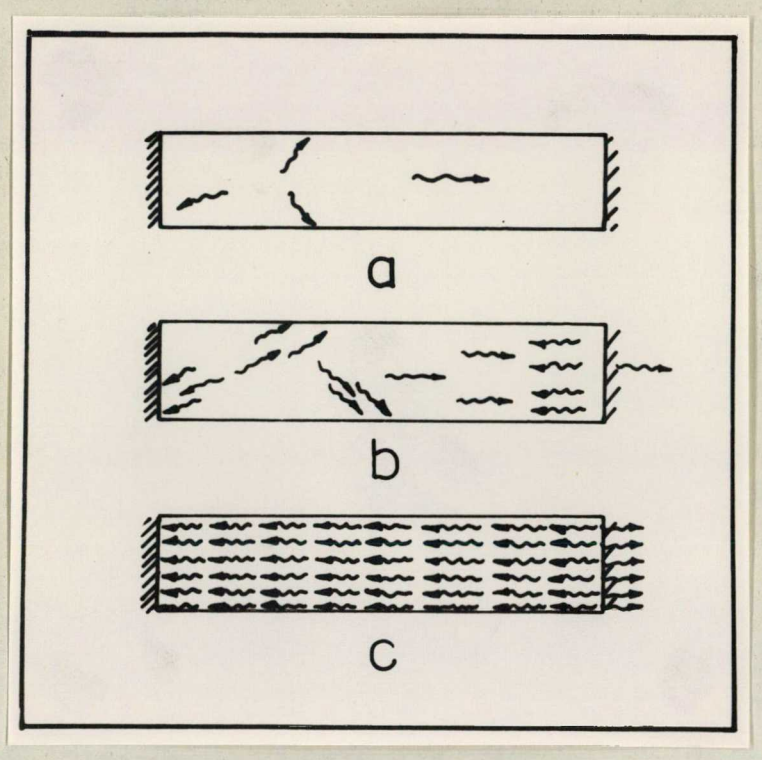
## 1. Lézerrel keltett mikroplazma

### a/ L é z e r e k

A lézer olyan fényforrás, amely monokromatikus, koherens, kis divergenciáju, nagy intenzitásu fényt, elektromágneses sugárzást bocsát ki.

A lézermüködés feltétele a populáció-inverzió, ami azt jelenti, hogy a felső energiaszinten több atom tartózkodik, mint az alsó szinten valamilyen energia alkalmas betáplálása /un. pumpálása/ következtében. A populáció-inverzió olyan

szintek között jön létre, amelyek közül a felső metastabil, vagy ahol az alacsonyabb szintek élettartama igen rövid a magasabb energiaszintek élettartamához képest. A populáció--inverzió eredményeként nagyobb lesz annak a valószinüsége, hogy a megfelelő frekvenciáju foton egy indukált fotont keltsen, mint annak, hogy e foton elnyelődjön. Ezt a további fotont az jellemzi, hogy hullámhossza, energiája és fázisa ugyanolyan, mint az első fotoné. Mindegyik foton ismét uj fotonok emisszióját képes indukálni /indukált emisszió/. A lézer tengelye mentén felépülő indukált emissziót szemlélteti az 1.1. ábra /1/.




1.1. ábra

a/ Kezdeti spontán emisszió
b/ Az emisszió előnyös felépülése a lézer tengelye mentén
c/ Telitődés több áthaladás után

A lézer müködését a gerjesztett közegben mindig jelenlevő spontán fénysugárzás inditja be. Legnagyobb valószinüséggel azok a fotonok indukálnak további emissziót, amelyeknek sugárzási iránya a lézer tengelyébe esik. Ez a sugárzás a lézerrezonátor két végén elhelyezkedő, a lézerrud optikai tengelyére merőlegesen beállitott teljesen, ill. részlegesen visszaverő tükrök segitségével tovább erősödik. Ezek a tükrök csak a lézer tengelyébe eső fényt verik vissza, ill. bocsátják át. Igy pozitiv visszacsatolás jön létre, és a lézer tengelye mentén a sugárzás gyors, összegező felépülése következik be.

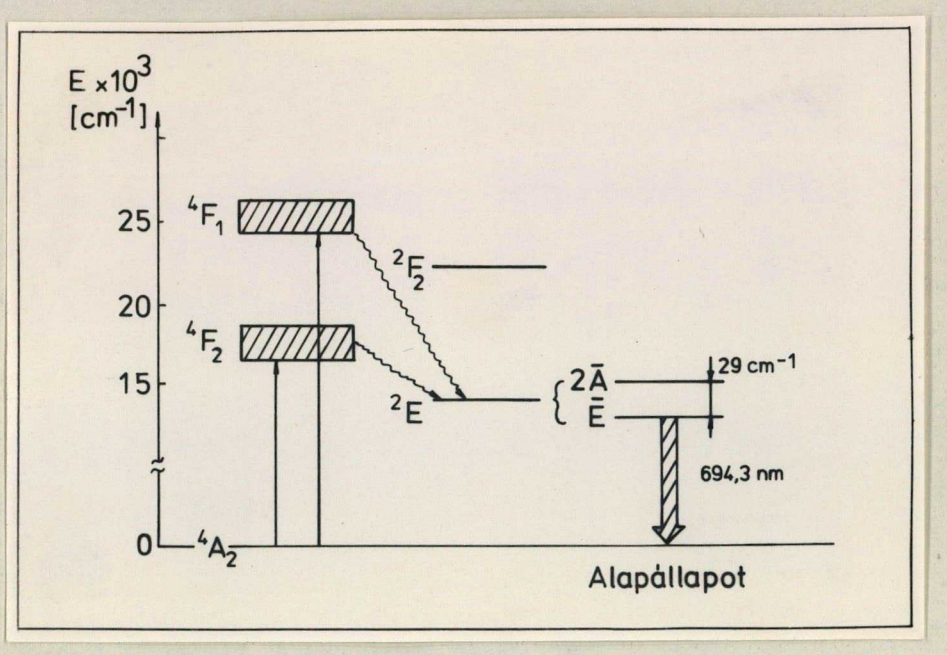
A lézer kimenete lehet folytonos vagy impulzusos. Impulzus üzemmódban a kisugárzott fény egyetlen impulzustól az ismétlődő impulzusok sorozatáig változhat, ez utóbbi jelenti a kvázifolytonos üzemmódot.

Plazmakeltés szempontjából a leglényegesebb paraméter a fényintenzitás. A nagy kiterjedésü, teljes térszögben sugárzó lámpák fényét gyakorlatilag lehetetlen egy pontra koncentrálni, viszont lézerrel ez elérhető. A nagy energiakoncentrációt a fény monokromatikussága is elősegiti. A legnagyobb teljesitmények eléréséhez az impulzuslézerek a legalkalmasabbak. Erre a célra leggyakrabban rubin, neodimium és széndioxid lézert használnak.

Rubinlézer

A lézer aktiv anyaga aluminium-oxid ($Al_2O_3$), amelyet króm-oxiddal ($Cr_2O_3$) szennyeznek. A tulajdonképpeni lézeranyag a $Cr^{3+}$ ion, amelynek energiaszint diagrammját az

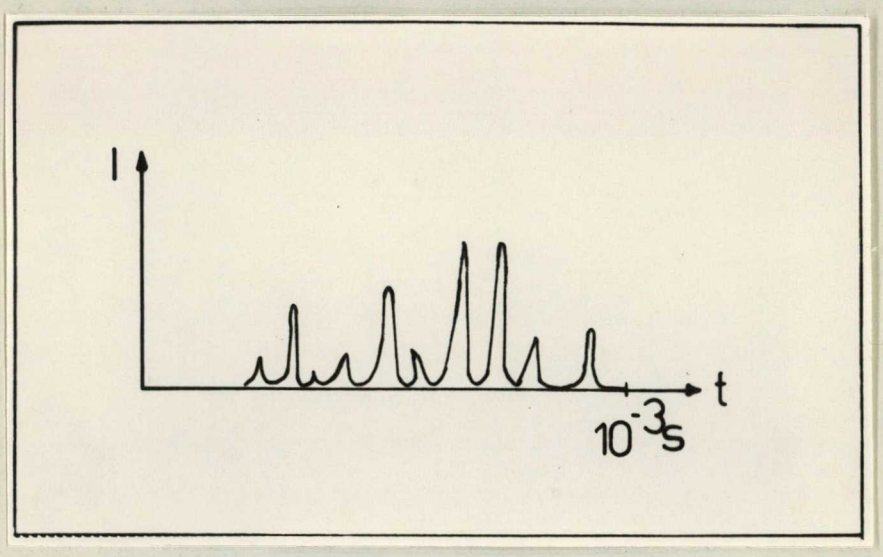
1.2. ábra szemlélteti.




1.2. ábra

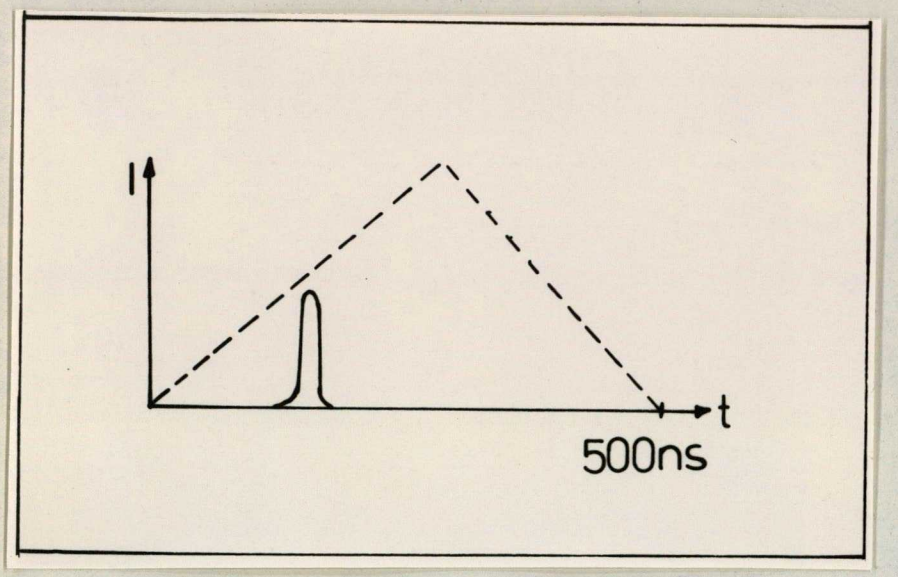
A pumpáló energia hatására a króm $^4A_2$ -alapnivójáról betöltődnek a $^4F_2$ és $^4F_1$ nivók, ahonnan igen rövid idő alatt sugárzás nélküli átmenettel a $^2E$ szintre kerülnek /amely a $2\bar{A}$ és $\bar{E}$ nivókból áll/. A $^4F_2 \rightarrow {}^4A_2$ spontán átmenet valószinüsége: $3 \cdot 10^5$ $s^{-1}$, a $^4F_2 \rightarrow {}^2E$ átmeneté pedig $2 \cdot 10^7$ $s^{-1}$ . A $2\bar{A}$ szint betöltöttségi foka a gyors termikus relaxáció miatt jóval kisebb, mint az $\bar{E}$ szinté, ezért a lézerátmenet gyakorlatilag csak az $\bar{E}$ és $^4A_2$ szint között játszódik le. Mivel az $\bar{E}$ szint viszonylag hosszu élettartamu /kb. 4 ms/, un. metastabil szint, igy létrejöhet a populáció-inverzió. A kisugárzott fény hullámhossza $\lambda$=694,3 nm /2/.

A fényteljesitmény növelését nem a fényenergia növelésével, hanem a fénykibocsátás idejének csökkentésével érik el. Az impulzushossz néhány nanoszekundumtól több milliszekundumig változhat. A gerjesztő fényforrás kb. ezred másodpercig világit, a lézer viszont csak 1-30 $\mu$s-os fényimpulzusokat bocsát ki. Igy a magára hagyott lézerben szabad generálásu üzemmódban 1-30 $\mu$s-ig tartó statisztikusan változó helyü és amplitudóju lézerfelvillanások sorozatát nyerjük, mely nagyságrendileg annyi ideig tart, ameddig a villanólámpa világit /1.3. ábra/. A csucsteljesitmény néhány kW /6/.

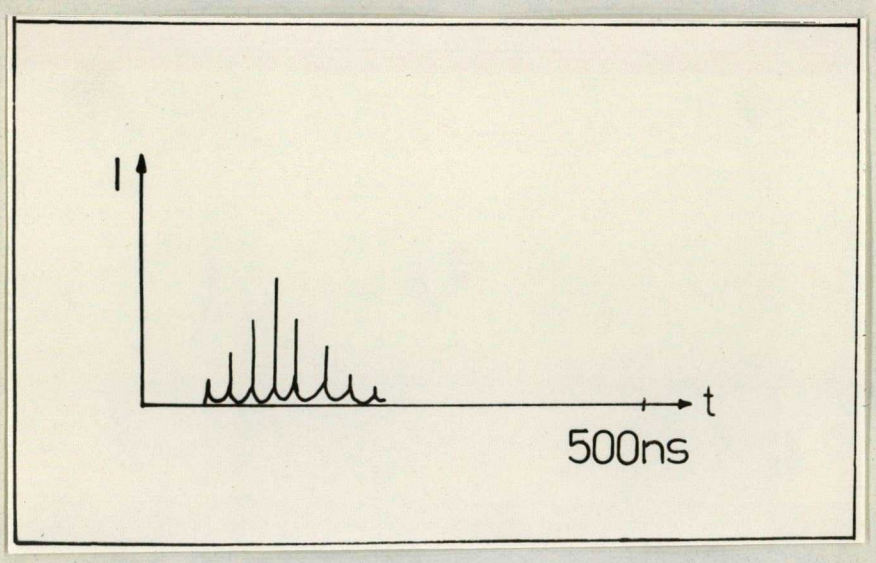



1.3. ábra

Nagyobb csucsteljesitmény eléréséhez a lézert "óriás" impulzusu /Q-kapcsolt/ üzemmódban müködtetik. Ebben az üzemmódban a lézer-rezonátor belsejében az egyik tükröt nagyon gyorsan kapcsoló fényzárral - un. Q-kapcsolóval - eltakarják.




1.4. ábra




1.5. ábra

Igy nincs lehetőség a sok apró impulzus kialakulására, a lézer energiáját a fényzár kinyitásáig gyüjtögeti és ebben az egyetlen 20-30 ns-os, de már sokkal nagyobb csucsteljesitménnyel rendelkező impulzusban bocsátja ki /1.4. ábra/. Óriás impulzusu üzemmódban már 10-100 MW teljesitmény is el-

érhető /6/.

További kedvező folyamatot jelentett az un. modusszinkronizációs üzemmód megvalósitása. A lézer kimenete gyakran sok olyan módusból áll, amelyek nincsenek egymással állandó kapcsolatban. Ennél az üzemmódnál a kimenő módusokat arra kényszeritik, hogy egymás között azonos frekvenciatávolságot és rögzitett fáziskapcsolatot tartsanak fenn, igy a kimenet időben jól meghatározott módon változik /1.5. ábra/. Az elért teljesitmény $10^9$-$10^{11}$ W /6/.

b/ A plazma-állapot

Pozitiv, negativ és semleges részecskék egymással kölcsönhatásban álló gázkeverékét plazmának nevezzük. A plazma az anyagnak a természetben előforduló leggyakoribb, az igen magas hőmérsékletü anyag természetes állapota. A Nap, a csillagok, az ionoszféra, a sugárzási övezetek plazmaképződmények. Laboratóriumokban gázkisülésekkel, különböző sugárzásokkal /ultraibolya, röntgen stb./ és nagy intenzitássürüségü lézerekkel lehet előállitani.

A plazma dinamikus rendszer, amely elektromágneses erőknek van alávetve. A különnemü töltések között fellépő elektromos erők határozzák meg a plazma un. kvázineutrális tulajdonságát, ami azt jelenti, hogy az elektronok és ionok koncentrációja közelitőleg megegyezik. Ezért a plazma semlegességének megsérülésekor elektromos erőtér alakul ki, amely a perturbáció hatását kompenzálni törekszik. Ez az erőtér sürü plazmák esetén igen nagy térerősségekkel jellemezhető.

A plazmában lévő töltött részecskék elegendően kis távolságra - a töltés körüli $r_D$ sugaru gömbben - a potenciált a következő függvény irja le:

$$\phi \sim \frac{1}{r} \exp\left[-\frac{r}{r_D}\right] . \qquad (1.1)$$

Nagy távolságokra a töltés elektromos tere által okozott polarizációs hatás /elektromos erőtér leárnyékolódása következtében/ exponenciális alaku lesz. Az $r_D$ mennyiséget Debye-hossznak vagy Debye-rádiusznak nevezzük. $r_D$ értéke:

$$r_D = \left[\frac{kT}{4\pi n_e e^2}\right]^{1/2} , \qquad (1.2)$$

ahol $k$ a Boltzmann-állandó, $T$ a plazma hőmérséklete, $n_e$ plazmakoncentráció. Igy a Debye-rádiusz a dekompenzációs tartomány térbeli méretét jellemzi. Az az idő, ameddig ez a tartomány fennmarad, ugy kapható meg, ha $r_D$ -t elosztjuk a leggyorsabb részecske /elektron/ sebességével:

$$\tau = \frac{r_D}{v_e} = [kT/(4\pi n_e e^2)]^{1/2} [m_e/(kT)]^{1/2} = \left[\frac{m_e}{4\pi n_e e^2}\right]^{1/2} . \qquad (1.3)$$

Az $1/\tau$ frekvenciadimenzióju mennyiség megegyezik az elektrosztatikus plazmarezgések frekvenciájával. Ezek a rezgések akkor lépnek fel, ha az elektronokat kimozditjuk egyensulyi helyzetükből. Az

$$\omega_* = \frac{1}{\tau} = [4\pi n_e e^2/m_e]^{1/2} \qquad (1.4)$$

mennyiséget plazmafrekvenciának vagy Langmuir-frekvenciának nevezzük /7 /.

A plazma-sürüség növelésével a töltéskompenzáció térbeli és időbeli méretei csökkennek. A sürü és hideg plazmák tartományában a kvázineutralitás csak igen kis térfogatokban sérülhet. Kis sürüségü és forró plazmában a Debye-hossz sokkal nagyobb is lehet, mint maga a plazma által elfoglalt térfogat mérete. Ebben az esetben az ionok és elektronok egymástól függetlenül mozognak, és hiányzik az az automatikus mechanizmus, ami a különböző előjelü töltések koncentrációját kiegyenliti.

A Debye-hossz fogalmát felhasználva, a plazmának, mint az anyag állapotának a definiciója a következő: a szabadon mozgó, különböző töltések sokasága, vagyis ionizált gáz akkor nevezhető plazmának, ha a Debye-hossz kisebb, mint a gáz által elfoglalt térfogat lineáris mérete. Ez a definició a plazmafizika megalapozójától, Langmuirtól származik.

A Debye-rádiusz kifejezésében szereplő T hőmérséklet és $n_e$ plazmakoncentráció fontos paraméterei a plazmának. A T hőmérséklet bevezetése csak akkor jogos, ha az elektronok és ionok átlagos kinetikus energiája egyenlő. Általában a plazmánál két hőmérsékletet kell bevezetni, a $T_e$ elektronhőmérsékletet és a $T_i$ ionhőmérsékletet. A laboratóriumi körülmények között előállitott plazmában $T_e$ lényegesen nagyobb, mint $T_i$ . A két hőmérséklet közti különbség az ion és elektron tömegei közti nagy különbségen alapul. Az energiának a plazmába jutása az elektronok segitségével történik.

Az ionok termikus energiára gyors elektronokkal való ütközés eredményeképpen tesznek szert. Az ütközés során az ionnak átadott energiahányad $m_e \ll m_i$ miatt nagyon kicsi, átlagértéke még kisebb. Mivel az elektronok és ionok közti termikus energiacserével egyidőben az elektron külső forrásból energiát vesz fel és a plazmából különféle hőátadási folyamatok során energia távozik el, nagy különbség jön létre az elektron- és ionhőmérséklet között. Ez a különbség a plazma sürüségének növekedésével csökken, mert az elektronok és ionok közti ütközések száma egy adott térfogatban a koncentráció négyzetével arányosan nő.

Plazmakoncentráción, vagy plazmasürüségen a térfogategységben található egynemü töltött részecskék számát értjük. Ennek értéke több mint 20 nagyságrendet ölel fel. Általános esetben az ion- és elektronkoncentrációnak nem kell egyenlőnek lenni, mert a plazmában többszörös ionok is előfordulhatnak. Ha $n_1$ , $n_2$ jelöli az egyszeres, kétszeres ionokat, akkor az elektronkoncentráció:

$$n_e = n_1 + 2n_2 + \dots \quad . \tag{1.5}$$

Lényeges paramétere még a plazmának az $\alpha$ ionizációs foka, amelyen a plazmakoncentrációnak és az ionizálás előtti koncentrációnak az arányát értjük. Ha $n$ az ionizálás előtti koncentráció, $n_o$ az ionizálás utáni semleges részecskék koncentrációja, $n_e = n_+$ a plazmakoncentráció, akkor az

$$n = n_o + \frac{1}{2}(n_e + n_+) \tag{1.6}$$

részecskék megmaradását kifejező összefüggést felhasználva:

$$\alpha = \frac{n_e}{n} = \frac{n_e + n_+}{2n_\circ + n_e + n_+} \quad . \tag{1.7}$$

Termikus egyensulyban lévő plazmák esetében az $n_e$ , $n_+$ , $n_o$ , T és az $E_i = eU_i$ ionizációs energia /$U_i$ az ionizációs potenciál/ közötti kapcsolatot a Saha-egyenlet irja le / 8 /, melynek egyszerüsitett alakja:

$$\frac{n_e n_+}{n_\circ} = \left[\frac{2\pi m_e kT}{h^2}\right]^{3/2} \exp\left[-\frac{eU_i}{kT}\right] \quad , \tag{1.8}$$

ahol h a Planck-állandó. Az (1.8) egyenletet az (1.6) és (1.7) összefüggések segitségével a következő alakra lehet hozni:

$$n\,\frac{\alpha^2}{1-\alpha} = \left[\frac{2\pi m_e kT}{h^2}\right]^{3/2} \exp\left[-\frac{eU_i}{kT}\right] \quad . \tag{1.9}$$

Az ionizációnak a hőmérséklettől és nyomástól való függését a Saha-egyenlet alábbi alakja adja meg:

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

ahol $p = p_e + p_i + p_o$ . Az ionizációs fok a hőmérséklet növekedésével erősen megnő.

c/ Lézerfénnyel keltett mikroplazma

Nagy intenzitásu lézersugárzás abszorpciója során az anyag felszine felmelegszik. A felmelegedés hatására elektronok, ionok és semleges részecskék válnak le az anyag felületéről. A kibocsátott részecskék áramsürüségét a Richardson- formula irja le:

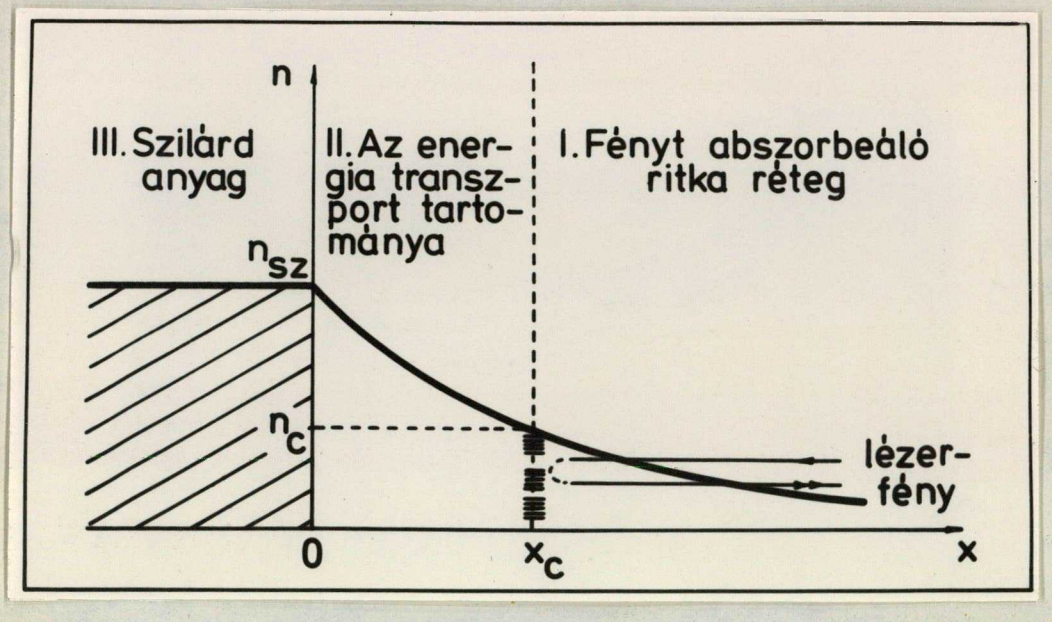
$$i = CT^2 e^{-A/kT} , \qquad (1.11)$$

ahol T a felület hőmérséklete, C az anyagra jellemző állandó, A a kilépési munka. Az elpárologtatott anyagot a még jelenlevő sugárzás tovább melegiti. E folyamat a molekulák disszociációjához, az atomok ionizációjához és gerjesztett állapotba jutásához vezethet. Igy lézer- vagy mikroplazma keletkezhet. Általánosan elfogadott konvenció szerint a $10^6$ -$10^8$ W/cm$^2$ sugárzás hatására független részecskék, felette $10^9$-$10^{16}$ W/cm$^2$-ig plazma keletkezik. A szilárdtest felületén keletkező plazmát a gázokban létrejövő optikai áttöréstől meg szokták különböztetni.

A plazma kialakulása a semleges atomok kisugárzásának kezdetétől az ionizáció maximális eléréséig tart. Ebben a folyamatban döntő az un. első elektron szerepe, amelynek létrejötte, gyorsulása, ütközése atommal, az atom ionizációja és az elektron megsokszorozódása inditja be láncreakciószerüen a plazmaállapot kialakulását. Most már a fény nem szilárd anyaggal, hanem a plazmával lép kölcsönhatásba.

A lézerenergiának a plazmába jutása az elektron-foton

és plazmarezgés-foton kölcsönhatás segitségével történik. Vákuumban a foton és a szabad elektron kölcsönhatás elsőrendüen tiltott folyamat, mert az energia és az impulzusmegmaradás egyidejüleg nem teljesül. A plazmakialakulás vázlata az 1.6. ábrán látható / 6/.




1.6. ábra

Az I-gyel jelölt térrészben azonban még nem a szabad, hanem a többiekkel és az ionokkal is kölcsönható elektronok találhatók. Ebben a közegben már van lehetőség a direkt fényenergiaabszorpcióra. Az elektron-foton folyamatban az energia- és impulzusátadás sokkal nagyobb, mint ion-foton kölcsönhatásban, mert az elektron kis tömege miatt azonos hőmérsékleten impulzusuk közelebb áll a foton impulzusához, mint az ionokéhoz. A direkt elektronfütésre gyakorlatilag egyetlen mechanizmust, az inverz fékezési sugárzást tételezik fel. E folyamat során a fény gyorsitja az elektronokat. Az

abszorpciós együttható:

$$K_\nu \sim n_e T_e^{-3/2} . \qquad (1.12)$$

Effektiv felfütésnél a plazma által kitöltött térrész lineáris mérete $\sim 1/K_\nu$ . Számottevő abszorpció eléréséhez minimálisan $\sim 10^{18}$ ion/cm$^3$ plazmasürüség szükséges. A plazmasürüségnek azonban nem szabad meghaladnia az $n_c$ un. kritikus sürüséget, amelynél fellép a gerjesztett fény reflexiója. Ez az érték, ahol a fényfrekvencia és a plazmafrekvencia megegyezik:

$$\omega = \omega_p , \qquad (1.13)$$

vagyis az

$$n = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_f^2}}$$

törésmutató képzetessé válik. Ennél nagyobb sürüségü plazma a beeső fényt már teljesen visszaveri. Ez a küszöbérték:

| | |
|---|---|
| Nd üveglézer | $n_c = 9{,}94 \cdot 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-3}$ |
| $CO_2$ lézer | $n_c = 9{,}94 \cdot 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$ |
| rubinlézer | $n_c = 2{,}32 \cdot 10^{21}\,\mathrm{cm}^{-3}$ |

A plazmareflexió tehát viszonylag kis sürüségeknél bekövetkezhet, mely lehetetlenné teszi a további energia betáplálását. Azonban a plazma korántsem homogén sürüség-eloszlásu. Turbulens áramlások erősen torzitják az elektronsürüséget, amely értéke időben változva helyenként $n_c$ alá esik.

A sürüségingadozások a fényfrekvencia komponensét is

tartalmazzák, ami természetesen a törésmutató $\omega$ frekvenciáju oszcillációját okozza a valós és képzetes rész között. A totálreflexió mellett tehát egy anomális fényabszorpció is felléphet annak ellenére, hogy az átlagos elektronsürüség meghaladja a kritikus értéket.

A másik lehetséges energiabetáplálási mechanizmus a Landau-damping /csillapitás/. Ez a mód a II. tartományban dominál. Ennek során a plazmában kialakuló elektron és plazma oszcillációk kollektiv energiája koncentrálódik egy-egy elektronra. Ez ugy történik, hogy az $\omega$ frekvenciáju foton szóródik az $\omega_p$ frekvenciáju plazmahullámon. Raman-szórás esetén az elektron-plazma oszcillációk, Brillouin-szórás esetén az ion-plazma oszcillációk erősödhetnek. A plazmában kialakuló oszcillációk nem nőhetnek a végtelenségig, a folyamat előbb-utóbb a plazma széteséséhez vezet.

A plazma lehüléséhez vezethet az a tény, hogy a plazmahullámok nagyobb frekvenciáju elektromágneses sugárzás formájában elvesztik energiájukat.

Az energiaátvitelnél lényeges, hogy milyen hosszu ideig tart a lézeres besugárzás. Meghatározott időre van ugyanis szükség ahhoz, hogy az elektronok átadhassák az ionoknak energiájukat. Ez az időtartam a sürüség és hőmérséklet függvényében $10^{-7}$-$10^{-11}$ s között változhat. Ha a gerjesztő fény impulzusa rövidebb, mint a relaxációs idő, akkor lehetőség nyilik az elektronok ionoktól független gyors felfütésére, mig ennél hosszabb idők esetén a közös kváziegyensulyban levő keverék felmelegszik. Lézeres melegités során a plazma kiterjed.

A T hőmérsékletü n sürüségü plazmában a nyomás

$$p = 2nkT \quad , \qquad (1.14)$$

amely $10^{10}$-$10^{12}$ N/m$^2$ értéket is elérhet. Ez egyrészt a plazma széteséséhez vezethet, másrészt a plazma sürüsége a szilárd anyagra jellemző $10^{23}$ atom/cm$^3$ értéket is meghaladhatja. A két látszólagos ellentmondó kijelentés ugy egyeztethető össze, hogy figyelembe vesszük azokat a hatalmas kompressziós erőket, amelyek az expanziós törekvéseket visszafogják. Elsőként az $n_c$ körüli térrészre különösen erősen ható fénynyomást emlitjük meg, amely $10^{12}$ W/cm$^2$ felett már jelentőssé válik. A plazmarezgésekben, instabilitásokban fellépő nyomáshullámzások azonban meghaladják a fénynyomást.

A fütés során fellépő inhomogén hőmérséklet-eloszlás nagy hőmérséklet-gradienst, ez nyomáskülönbséget, ennek kiegyenlitődése pedig lökéshullámot eredményez. Centrális lézeres besugárzás esetén olyan intenziv a lökéshullámok hatása, hogy a középső mag a szilárd test sürüségének a 10-1000-szeresét is meghaladhatja. /6/

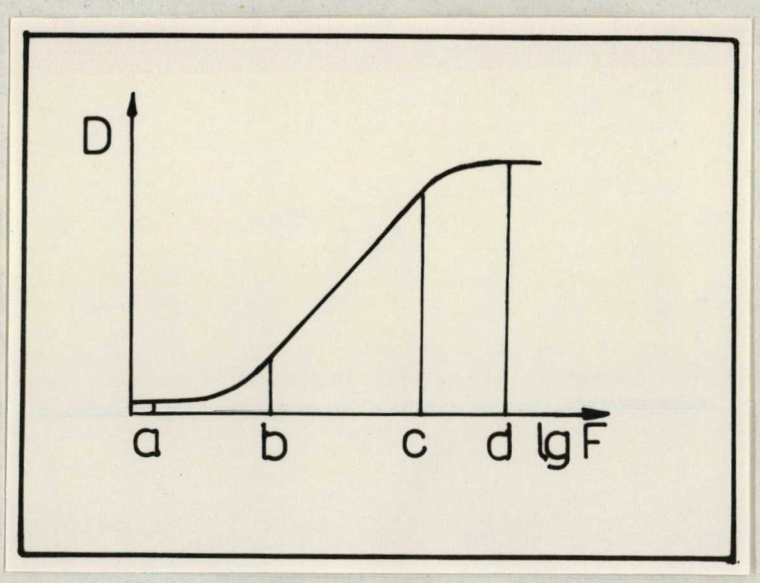
## 2. A plazma spektrális vizsgálata

### a/ Fényérzékeny emulziók feketedési görbéje

A fényérzékeny emulzió feketedésének nevezzük a

$$S = \lg \frac{I_o}{I} \qquad (2.1)$$

mennyiséget, ahol $I_o$ az emulzióra eső, I pedig az ebből kilépő fény intenzitása. A feketedési görbe a fényérzékeny emulzióra jutott fénymennyiség logaritmusa és az ezáltal létrehozott feketedés közötti összefüggést adja meg /2.1. ábra/.




2.1. ábra

A jellegzetes görbén látható, hogy a fényérzékeny emulzió megvilágitása nélkül un. fátyolfeketedés keletkezik. Növelve a fénymennyiséget a = lgF küszöbértéktől kezdve a feketedés növekedni kezd. Elérve a b = lgF helyet, a növekedés

József Attila Tudományegyetem Központi Könyvtára SZEGED

egyenes mentén folytatódik a $c=\lg F$ helyig, melytől kezdve fokozatosan elhajolva a d-nél maximumot ér el, s ettől kezdve csökken /9,10 /.

Az /a,b/ intervallum az alulvilágitás, a
/b,c/ intervallum a helyes megvilágitás, a
/c,d/ intervallum a tulvilágitás, a
d utáni rész a szolarizáció tartománya.

A görbének legfontosabb része a lineáris szakasza, melynek egyenlete:

$$D=\gamma \lg F + 1 \qquad /b \leq \lg F \leq c/ \,. \qquad (2.2)$$

A fényérzékeny emulziót az emulzió $\gamma$ meredeksége /gradációja/ jellemzi. A meghosszabbitott egyenes abcissza-tengelymetszetét a fotoréteg inercia-értékének nevezzük.

A feketedési görbe méretei a hullámhossztól, a megvilágitás és az előhivás módjától függenek.

b/ A feketedési görbe megszerkesztése többlépcsős fénygyengitő segitségével

Az eljárás alkalmazásánál a spektrográf résére eső fénynyalábot a rés hosszában több fokozatban gyengitjük. Az igy fényképezett szinképvonalak több, különböző feketedésü részből tevődnek össze. A feketedési görbe közvetlenül megszerkeszthető, ha az egyes vonalrészek feketedését meghatározzuk, és ha a különböző fokozatokhoz tartozó fénygyengités mértékét pontosan ismerjük /9 /.

c/ A szinképvonalak abszolut intenzitása

Valamely plazma meghatározott $h\nu$ fotonenergiáju szinképvonalára vonatkozó emissziós koefficiensének nevezzük azt az energiát, amelyet a plazma egységnyi térfogata térszögegységben egységnyi idő alatt kisugároz. Az i emissziós koefficiens értéke:

$$i = \frac{1}{4\pi} A_{nm} \eta_m h\nu \quad , \qquad (2.3)$$

ahol $A_{nm}$ a szinképvonalhoz tartozó, $m \rightarrow n$ kvantumállapotok közötti átmeneti valószinüség, $\eta_m$ az m kvantumállapotokra gerjesztett részecskék sürüsége. $\eta_m$ értéke:

$$\eta_m = \eta_o \frac{g_m}{U_o} e^{-E_m/kT} \quad , \qquad (2.4)$$

ahol $\eta_o$ az egyazon ionizációs állapotu, de az összes lehetséges gerjesztett állapotban levő részecskék sürüsége, $U_o$ állapotösszeg, $g_m$ az m gerjesztett állapot statisztikus sulya, $E_m$ az m gerjesztési állapothoz tartozó gerjesztési energia, k a Boltzmann-állandó, T a sugárzó plazma hőmérséklete. Ha a homogén plazma rétegvastagsága $l$, akkor a (2.3) és a (2.4) egyenlet alapján a szinképvonal abszolut intenzitása / 9 /:

$$I = \frac{1}{4\pi} A_{nm} \eta_o h\nu \frac{g_m}{U_o} l e^{-E_m/kT} \quad . \qquad (2.5)$$

d/ Spektroszkópiai vizsgálatok

Spektroszkópiai módszereket számtalan területen alkalmaznak. Segitségével megállapithatjuk például valamely anyag szennyeződéseit, ezeknek a szennyező elemeknek a koncentrációit, meghatározhatjuk a plazma hőmérsékletét.

Plazmánál a hőmérséklet az egyik legfontosabb állapothatározó. Plazmahőmérséklet meghatározására alkalmas néhány spektrális módszer alapja a következő / 11 /:

1. valamely elem egy vonalának abszolut intenzitása,
2. ugyanazon elem megfelelő két vonalának egymáshoz viszonyitott intenzitása,
3. két különböző állapothoz tartozó egy-egy ismert hullámhosszuságu spektrumvonal intenzitásviszonya,
4. a plazma kontinuum sugárzása,
5. vonalkiszélesedés,
6. vonaleltolódás.

Az elsőként emlitett módszer alkalmazhatóságának egyik nehézsége, hogy ismert energia-eloszlásu fényforrással kell hitelesiteni a filmet. Ez esetünkben - a Q-kapcsolásu lézer alkalmazása miatt - nem volt megoldható.

A második - Ornstein-Brinkman-féle, kétvonalas - módszer használatánál a vonalpár kiválasztásánál az alábbi szempontokra kell ügyelni / 9,11 /:

1/ A kiválasztott két szinképvonal intenzitásviszonya lehetőleg nagymértékben változzon a plazma hőmérsékletével.

2/ A vonalak intenzitását a hőmérsékleten kivül más effektus ne befolyásolja. Nem használhatók azok a vonalak:

a. amelyek keletkezésénél az átmeneti valószinüséget elektromos térerősség befolyásolja, azaz amelyeknél a Stark-effektus a szinképvonal profilját kiszélesiti,

b. amelyeknek az intenzitását abszorpció befolyásolja.

3/ A két kiválasztott vonal gerjesztési energiájának különbsége lehetőleg nagy legyen.

Ennél a módszernél a (2.5) egyenlet alkalmazásával a következő összefüggéshez jutunk:

$$\frac{I}{I_o} = \frac{Ag\lambda_o}{A_o g_o \lambda} \exp\left[-\frac{E-E_o}{kT}\right] . \qquad (2.6)$$

A relativ intenzitások, az átmeneti valószinüség és a statisztikus suly szorzatai, a gerjesztési energiák, valamint a hullámhosszak ismeretében a hőmérséklet meghatározható.

e/ A Stark-effektus

A Stark-effektus hatására keletkező vonal-kiszélesedésnél különbséget kell tenni az állandó erősségü és a változó erősségü elektromos erőtér befolyása között. A Stark-kiszélesedést az okozza, hogy a gerjesztett részecskék az állandó erősségü elektromos erőtérben a fényt ugy sugározzák, hogy az erőtér hatására a termek és ennek következtében a szinképvonalak is egyrészt felhasadnak, másrészt pedig a vonal-

intenzitás sulypontja eltolódik. Ez az eltolódás az elsőrendü Stark-hatásnál a térerősséggel, a másodrendü Stark-hatásnál a térerősség négyzetével arányos.

Az un. belső Stark-kiszélesedés általában lényegesen nagyobb mértékben változtatja meg a vonalak profilját, mint az előbb leirt Stark-effektuson alapuló vonal-kiszélesedés. Ez az effektus a plazmában keletkező, fluktuáló elektromos mikroterekre vezethető vissza. A plazmában ugyanis a világitó atomokat töltést hordozó ionok és elektronok veszik körül. Az igy keletkező elektromos mikroterek pedig ugy befolyásolják a fénysugárzást, hogy ezeknek az erőtereknek a statisztikus eloszlása a szinképvonalak felhasadását ugyan megakadályozza, de a szinképvonalak lényeges kiszélesedését okozza. A lassan mozgó ionok "kváziállandó" mikroteret és ennek megfelelő "statisztikus" vonalszélesedést teremtenek, mig a gyorsan mozgó elektronok un. ütközési kiszélesedést okoznak. Ez a két effektus együttesen szabja meg a szinképvonalak tulajdonképpeni profilját.

Ionoktól eredő másodrendü Stark effektus okozta vonalkiszélesedésnél a vonal félértékszélessége:

$$\Delta\lambda = \alpha_1 \frac{\lambda}{2c} C^{2/3} v^{1/3} n \quad , \qquad (2.7)$$

a vonaleltolódás

$$\Delta\lambda^{x} = \alpha_2 C^{2/3} v^{1/3} n \quad , \qquad (2.8)$$

ahol $v$ az atomok és ionok relativ sebessége, $n$ ionkoncentráció, $C$ Stark-állandó, $\alpha_1$ és $\alpha_2$ megfelelő állandók.

A két összefüggésből kitünik, hogy a Stark-effektus következtében a vonalak kiszélesedése a hullámhossz növekedé-

sével nő, a vonalak eltolódása a hullámhossztól független /9/. Mivel $v \sim T^{1/2}$, ezért $\Delta\lambda \sim n\, T^{1/6}$.

f/ Önabszorpció

Az atomok fényhatásra gerjesztett állapotba kerülhetnek. Ennek előfeltétele, hogy az atom olyan hullámhosszuságu fényt abszorbeáljon, amilyet gerjesztéskor kisugározni képes. Ez a folyamat az un. önabszorpció. Az igy keletkező sugárzás az un. rezonáns sugárzás. Az erre hajlamos szinképvonalakat rezonáns vonalaknak nevezzük /9/.

Az önabszorpció akkor következik be, amikor a plazma körül jelentős nyomás-, és hőmérsékletesés alakul ki /10/.

Az önabszorpció csak olyan szinképvonalaknál keletkezhet, amelyeknek gerjesztésére elegendő az atomok által abszorbeált energia. További feltétel, hogy a fényforrást körülvevő térben az abszorbeáló atomok koncentrációja megfelelő nagy legyen.

Az önabszorpció megváltoztatja a szinképvonal profilját. Az önabszorpció növekedésének nemcsak az a következménye, hogy az emissziós szinképvonalak intenzitása csökken, ill. félértékszélességük egyre növekedik, hanem egyuttal a fényelnyeléskor keletkező abszorpciós vonal is erősödik. Az abszorpciós vonal hullámhossza megegyezik az emissziós vonal hullámhosszával.

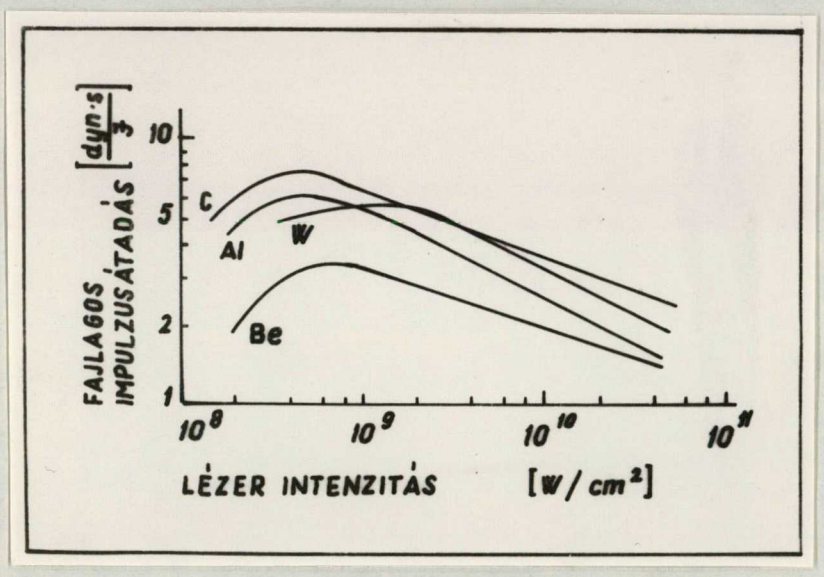
A szinképvonal intenzitása általában nő, ha a vizsgált anyagban az illető elem koncentrációja nő. Ez rezonáns vonalaknál önabszorpció miatt nem következik be. A rezonánsvonalak intenzitásnövekedése ugyanis annál kisebbé válik, minél

nagyobb az elem koncentrációja. Nagy koncentrációnál pedig előállhat az a jelenség is, hogy az önabszorpcióra hajlamos vonalak fényereje a koncentráció további növelésével már nem fokozódik, hanem csökken. Ez a jelenség az un. visszafordulás /9/.

Hiperfinom-szerkezet, vonal-intenzitás önabszorpciót mutató szinképvonalon nem vizsgálható /10/.

## 3. Dinamikai vizsgálatok

Tanulmányozva az átadott impulzus változásának a fényintenzitástól való függését / 25 / meghatározták az ingára /fonálra felfüggesztett gömbalaku céltárgyra/ fókuszált rubinlézer fénye által átadott impulzust. A 3.1. ábrán látható néhány anyag esetén a fajlagos impulzusátadás a lézerintenzitás függvényében.




3.1. ábra

A fajlagos impulzus nagyságrendekkel nagyobb a foton reflexió következtében fellépő impulzusnál. Az eredmények azt mutatják, hogy minden anyagnál van egy optimális intenzitás, amely megadja egy joule lézer-energiára vonatkoztatva a maximális impulzusátadást. Az optimálisnál kisebb intenzitás esetén az energia egy része hővezetésre, nagyobb intenzitás esetén az ionizációs fok és az elgőzölögtetett anyag hőmérsék-

József Attila Tudományegyetem Központi Könyvtára SZEGED

letének növekedésére fordítódik.

Azt az időt, amely alatt az elektronok az abszorbeált energiát átadják az ionoknak, közelitően a

$$t = 252 A T^{3/2} / n_e Z^2 \ln\Lambda \qquad (3.1)$$

formula adja, ahol $\ln \Lambda$ olyan függvény, melynek nagyságrendje a plazma paraméterek széles tartományában 10, A az ionok atomsulya. Általában t rövid, például hidrogén plazmánál 10 000 K és $10^{18} \frac{1}{cm^3}$ sürüség mellett $t \approx 2{,}5 \cdot 10^{-11}$ s.

Számos esetben t rövidebb, mint Q-kapcsolt lézerimpulzus hossza. Ez azt jelenti, hogy az elektronok még az impulzus ideje alatt át tudják adni effektive az abszorbeált energiát az ionoknak, ezért az elektron- és ionhőmérséklet egyenlőnek tekinthető. Pikoszekundumos impulzus esetén az energiaátadási folyamat nem tekinthető azonnalinak, igy az előző egyszerüsitő feltétel nem teljesül.

A plazmából a sugárzásos veszteségeket alapvetően a fékezési sugárzások okozzák. Az emittált teljesitmény /25/:

$$P = 1{,}42 \cdot 10^{-34} Z^3 n_i^2 T^{1/2} \quad W cm^{-3} \qquad (3.2)$$

Sokszor a veszteség a betáplált energiához képest elhanyagolható. Ilyen eset valósul meg például hidrogén plazmánál $10^{19} \frac{ion}{cm^3}$ ionkoncentráció és $10^5$ K hőmérséklet mellett. Kezdeti állapotban a plazma mérete $10^{-3} cm^2 \times 10^{-2} cm$ lehet, amely $10^{-5}$ $cm^3$ térfogatnak felel meg. A kisugárzott összener-

gia közelitőleg 50 W volt, jóval kisebb, mint a betáplált energia. A plazma fekete-testként sugároz olyan frekvenciákon, ahol az abszorpciós hossz kisebb a plazma méreténél. $10^6$ K alatti hőmérsékletnél a feketetest sugárzási veszteségek elhanyagolhatók. Ezek a megfontolások azt mutatják, hogy a gyakorlatban előforduló esetek nagy részében a sugárzási veszteségek kicsik. A veszteségek jelentősen megnövekedhetnek, ha a plazmában többszörösen ionizált komponensek is jelen vannak.

Amint a plazma kiterjed, az abszorpciós koefficiens értéke lecsökken összhangban a

$$K_\nu = (4/3)(2\pi/3kT)^{1/2}(n_e n_i Z^2 e^6/hcm^{3/2}\nu^3)[1-\exp(-h\nu/kT)] = \\ = 3{,}69\cdot 10^8(Z^3 n_i T^{1/2}\nu^3)[1-\exp(-h\nu/kT)] \qquad (3.3)$$

egyenlettel, és az anyag hirtelen átlátszóvá válik. Ez a tény a gyakorlatban meghatározza azt, hogy mikor történhet a fütés. Minél nagyobb a lézerintenzitás, annál nagyobb a kezdeti expanzió, és annál rövidebb idő áll rendelkezésre a fütésre. A lézerrel keltett plazmáknál az elért maximális hőmérséklet csak kis mértékben függ a lézer intenzitásától. A gyors expanzió ($\sim 10^7$ cm/s) azt mutatja, hogy a nagy intenzitásu impulzus nem hasznositható olyan hatásosan, mint az alacsonyabb intenzitásu. A megoldás nagyon rövid, azaz pikoszekundumos impulzus, amelynél az impulzus teljesen befejeződik, még a jelentős expanzió előtt. Például deutérium plazma - gömbszimmetrikusnak feltételezve - 0,015 cm kezdeti sugár

és $10^{10}$ W abszorbeált teljesitmény mellett 0,9 ns alatt vált átlátszóvá. Ez az idő lényegesen rövidebb, mint a tipikus Q-kapcsolt lézerimpulzus hossza.

Gömbszimmetrikus plazmát feltételezve az energiamegmaradás törvénye alapján a

$$\frac{3}{2}(N_e + N_i)k\,dT/dt = -4\pi P r^2 dr/dt + W \qquad (3.4)$$

egyenlet irható fel, ahol W az elnyelt sugárzás teljesitménye, P a nyomás, $N_e$ és $N_i$ külön-külön az elektronok, illetve az ionok száma. Állandó W és dr/dt=0 esetén t=0 időpillanatra vonatkozóan a megoldások

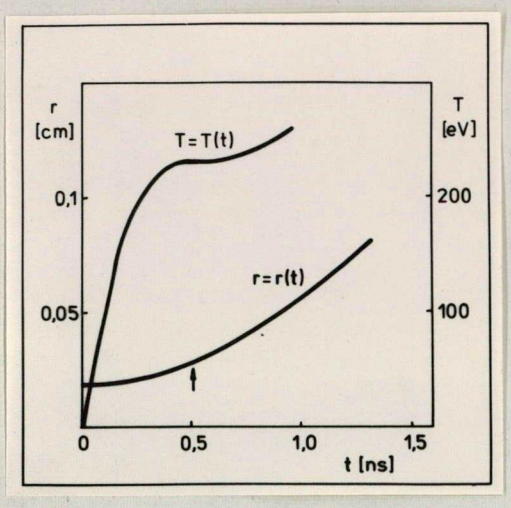
$$r = [r_o^2 + \frac{10}{9}Wt^3/N_i m_i]^{1/2} \qquad (3.5)$$

$$kT = \frac{Wt}{3(N_e + N_i)}\left[\frac{2r_o^2 + 5Wt^3/9N_i m_i}{r_o^2 + 10Wt^3/9N_i m_i}\right], \qquad (3.6)$$

ahol $r_o$ a plazma kezdeti sugara, $m_i$ az ion tömege. Az r=r(t) és a T=T(t) függvények a 3.2. ábrán láthatók.

$1{,}5\cdot10^{-2}$ cm kezdeti sugár és $W=10^{10}$ W elnyelt sugárzási teljesitmény mellett a plazma $2{,}2\cdot10^{16}$ hidrogén ionból áll. Az ábrán nyillal jelöltük azt az időpillanatot, amelynél a plazma átlátszóvá vált és a fütés megszünt.

E modell alapján számitott eredmények azt mutatják, hogy 10 GW nagyságrendü lézerek kis mennyiségü anyagot párologtatnak el és rövid idő alatt 100 eV hőmérséklet nagyságrendü plazmát hoznak létre.




3.2. ábra

A fénylő szikra expanziójánál legszembetünőbb jelenség, hogy a szikra a fénnyel ellentétes irányban növekszik. Ez vezetett a sugárzással fenntartott detonációs hullám modelljéhez. A detonációs hullám egy lökéshullám, melyet a lökésfront mögött felszabaduló energia tart fenn. Ebben az esetben az energiát a beeső lézerfény abszorpciója szolgáltatja. Ez hasonló a reaktiv gázok detonációjához, ha a gázok reakciós energiáját az abszorbeált lézerenergiával helyettesitjük. A detonációs front v sebessége:

$$v = [2(\gamma^2 - 1)\Delta E]^{1/3} , \qquad (3.7)$$

ahol $\gamma$ adiabatikus exponens, $\Delta E$ az egységnyi tömeg által a sugárzásból elnyelt energia. Az abszorbeált energiát transzmissziós mérésekkel határozták meg. Ha a teljes abszorbeált

teljesitmény W, akkor

$$\Delta E = W/v\Delta t\pi r^2\rho_2 \quad , \tag{3.8}$$

amellyel

$$v = [2(\gamma^2-1)W/\Delta t\pi r^2\rho_2]^{1/3} \quad , \tag{3.9}$$

ahol v az abszorpció $\Delta t$ ideje alatt a front átlagos sebessége, r a fokuszfolt sugara, $\rho_2$ az anyag sürüsége a lökésfront mögött, melyet a

$$\rho_2 = \rho_1[(\gamma+1)/\gamma] \tag{3.10}$$

összefüggés ad, ahol $\rho_1$ a kezdeti sürüség.

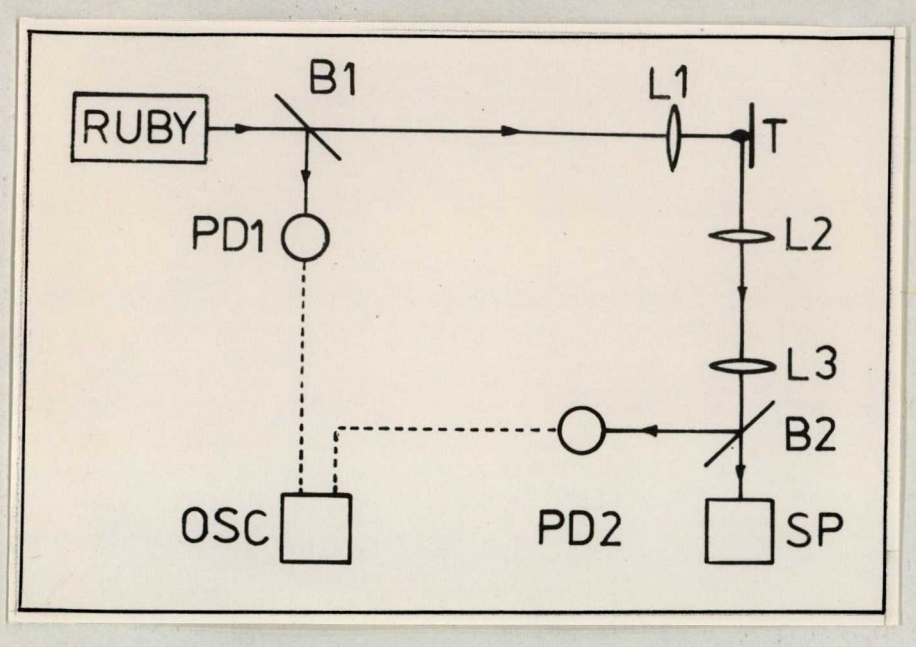
# II. KISÉRLETI EREDMÉNYEK

A 4. pontban ismertetjük a mérések során alkalmazott eszközöket, továbbá a vanádiumpentoxid egykristály, valamint a vanádium fém néhány tulajdonságát.

Az 5. pontban a mért és a számitott eredményeinket ismertetjük. Megadjuk a rubinlézer néhány paraméterét, a keletkezett plazmák élettartamát és időbeli lefutásait, a jellemző spektrumvonalak intenzitásait, a céltárgynak átadott impulzust, majd meghatározzuk a plazmák hőmérsékletét spektroszkópiai és dinamikai módszerrel, a plazmák sürüségének arányát spektroszkópiai uton, a plazmák sürüségét dinamikai vizsgálatokból és a lökéshullám terjedési sebességét.

## 4. Kisérleti elrendezés

a/ A spektroszkópiai méréseknél alkalmazott kisérleti elrendezés vázlatos rajza a 4.1. ábrán látható. Az ábrán a következő jelöléseket használtuk: RUBY - rubinlézer, $B_1$, $B_2$ - planparalel üveglemez, $L_1$, $L_2$, $L_3$ - lencsék, T - $V_2O_5$ egykristály, illetve V fém céltárgy, Sp - spektrográf, $PD_1$, $PD_2$ - fotodióda, Osc - oszcilloszkóp.



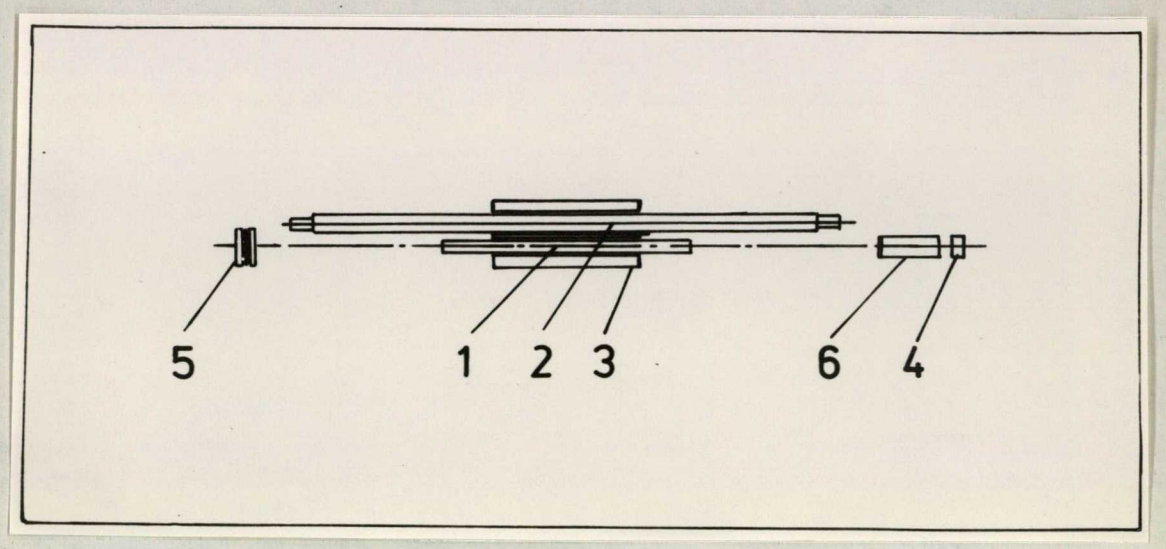

4.1. ábra

Rubinlézer

Vizsgálatainkhoz LOMO gyártmányu, OGM-20 tipusu rubinlézert használtunk. A lézer elvi müködésével az 1. pontban már foglalkoztunk. A következőkben a lézerberendezés felépitését ismertetjük /4.2. ábra/. A 120 mm hosszu, 8 mm átmérőjü rubinrud (1) és az IFP-800 tipusu villanólámpa (2) a kvarcüvegből készült, henger alaku reflektáló házban (3) helyezkedik el. A pumpálás 400 J, 600 J és 800 J energián történhet.

A lámpa és a lézerrud hütését viz cirkuláltatásával oldották meg. A záróelem (4) sarokprizma, a kicsatolótükör (5) rezonáns reflektor.

A lézert Q-kapcsolásu üzemmódban müködtettük. Q-kapcsolóként (6) a lézerbe longitudinális felépitésü Pockels cellát épitettek a záróelem és a rubinrud közé. A Pockels-cella üzemi feszültsége 15 kV. A lézer által kisugárzott fény hullámhossza $\lambda = 694{,}3$ nm / 12 /.




4.2. ábra

Beállitó és leképező eszközök, müszerek

A 4.1. ábrán látható optikai elemek és mérőeszközök, valamint a minta beállitására folytonos üzemü, 0,5 mW teljesitményü He-Ne lézert / $\lambda = 632{,}8$ nm/ használtunk.

A rubinlézerből kilépő energia, a lézerimpulzus és a plazmák időbeli lefutásának vizsgálata céljából a lézer ill. a plazma fényének egy részét a $B_1$ és $B_2$ üveglemezzel csatoltuk ki. A lemezek a lézer, illetve a spektrográf optikai tengelyével 45°-os szöget zártak be.

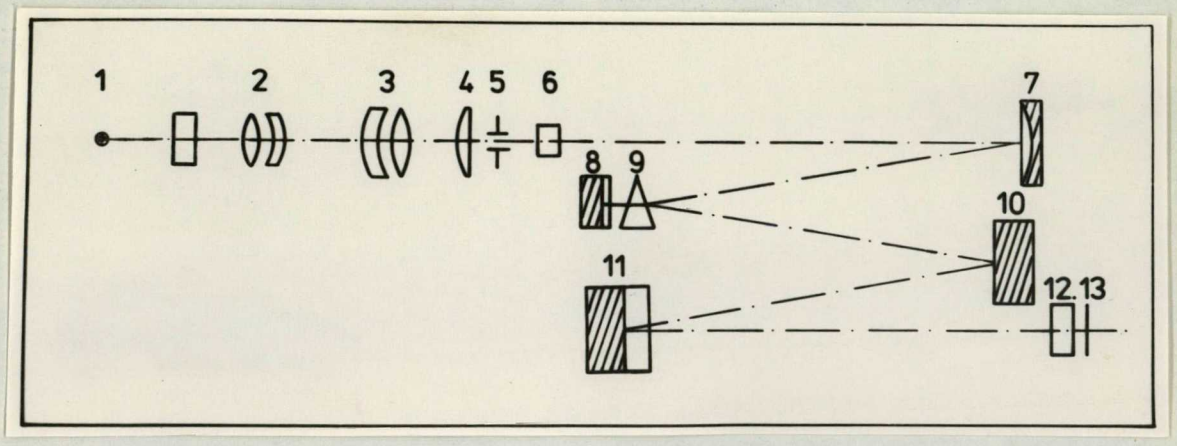
Az üveglemez kicsatolása, valamint a $B_1$ üveglemez által kicsatolt energia meghatározásánál - az ábrán nem

jelzett - LI 14 NO tipusu Laser Instrument gyártmányu termoelemhez illesztett MODEL 142 tipusu /Laser Instrumentation/ müszert alkalmaztunk.

A lézerimpulzus és a plazmák időbeli lefutását a $PD_1$ ill. a $PD_2$ ITL gyártmányu HSD 1850 tipusu gyorsfotodiódákkal és a TEKTRONIX 466 tipusu memóriaoszcilloszkóppal regisztráltuk. A céltárgyra a lézernyalábot a 3,5 cm fókusztávolságu $L_1$ lencsével, a spektrográf résére a plazma fényét a $L_2$ ill. a $L_3$ lencsével fókuszáltuk. A $B_2$ lemez ábra szerinti elhelyezése esetén a dióda érzékelő felületének megvilágitása intenziv volt.

Spektrográf

A spektrumokat az SZTE-1 tipusu /LOMO gyártmányu/ spektrográffal /Sp/ vettük fel.




4.3. ábra

A spektrográf fényereje 1:17, hullámhossztartománya 220-900 nm. A spektrográf optikai vázlata a 4.3. ábrán látható. A

spektrográfot ugy helyeztük el, hogy optikai tengelye merőleges legyen a lézer optikai tengelyére. A céltárgy felületén keletkező plazmát a (2) akromatikus kondenzor /f=96 mm/, a (3) akromatikus kondenzor /f=118 mm/ felületére képezi le. Ez a lencse a (2) lencse képét a (4) réslencsén keresztül az (5) résre vetiti. A fény a (6) hengerlencsére és a (7) kollimátorra jut, amely a ráeső sugárzást $4^{o}15'$-cel eltéríti. Ez a fénynyaláb a (9) kvarc vagy üvegprizmára esik, amely függőleges sikban képez spektrumot, majd a (8) 600, vagy 300 vonal/mm rács bontja a fényt tovább vizszintes sikban. Ezután a sugár áthalad a (9) prizmán és a (10) tükörre, majd a (11) szferikus kamera objektivre jut, és a (12) lencsén keresztül fókuszálódik a(13) sikra /ez egybeesik a fotólemez emulziós sikjával/. A (12) lencsét csak fotolemez esetében használjuk. A spektrum három, egymás alatti sorban keletkezik / 13/.

A spektrumot ORWO NP 27 filmre vettük fel, amelynek hitelesitését Hg-Cd spektrállámpával végeztük. A plazma és a Hg-Cd lámpa spektrumának egymás fölé képezését a rés elé helyezett Hartmann-féle diafragmával oldottuk meg.

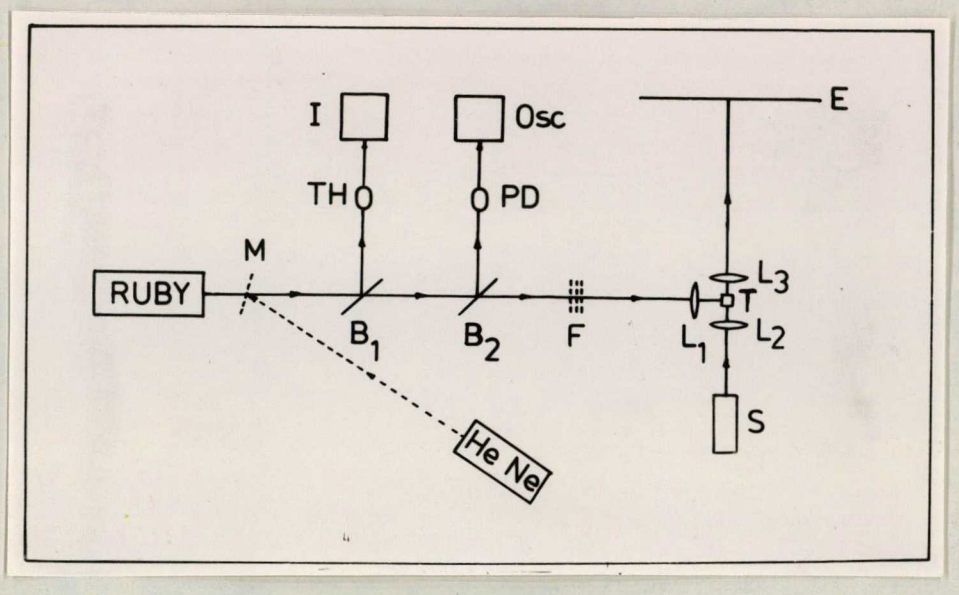
Hullámhossz mérés és azonositáshoz használt eszközök

A hullámhossz mérést Hg-Cd spektrállámpa vonalainak felhasználásával Abbé-féle komparátorral /Zeiss gyártmányu/ végeztük.

A spektrumok regisztogramját G II tipusu /Zeiss/ gyorsfotométer és ehhez csatlakoztatott MIKROGRAPH BD5 tipusu /KIPP und ZONEN gyártmányu/ kompenzográffal vettük fel.

A tárgyasztalt több sebességfokozatu, a gyorsfotométerhez illesztett motor mozgatta egyenletes sebességgel.

b/ A dinamikai vizsgálatnál alkalmazott kisérleti elrendezés vázlatos rajza a 4.4. ábrán látható.




4.4. ábra

Az ábrán a következő jelöléseket használtuk:

RUBY - rubinlézer,
M - tükör,
$B_1$, $B_2$ - planparalel üveglemez,
F - szürők,
$L_1$, $L_2$, $L_3$ - lencse,
T - inga,
S - lámpa,
E - ernyő,
TH - termoelem,
I - indikátor,
PD - fotodióda,
Osc - oszcilloszkóp,
He-Ne - helium-neon lézer,

A dinamikai vizsgálatokat szintén OGM-20 tipusu rubinlézerrel végeztük. Az üveglemezek kicsatolási tényezőjét, a rubinlézerből kilépő energiát és a lézerimpulzus időbeli lefutását az előző kisérletnél leirt módon a $B_1$ és $B_2$ üveg-

lemezek által kicsatolt energiával határoztuk meg. Az üveglemezek a lézer optikai tengelyével $45^{o}$-os szöget zártak be. A céltárgyra eső energiát szürők segitségével változtattuk, melyek transzmisszióit mérésekkel határoztuk meg. A céltárgyak V és $V_2O_5$ lemezek voltak, melyeket ingára rögzitettünk. A lemezek adatai: kb. 2 mm x 2 mm x 1 mm. Az ingák súlytalannak tekinthető, 43,5 cm hosszu fonállal bifilárisan felfüggesztett parafa téglatestek, melyek méretei 3 mm x 7 mm x 10 mm voltak. A minták tömegei 29,2 és 46,2 mg között változtak. Az ingát minden egyes mérésnél a rubinlézer optikai tengelyébe folytonos üzemü, 0,5 mW teljesitményü He-Ne lézer és kivehető M tükör segitségével állitottuk be. A lézerfényt az $L_1$ lencsével fókuszáltuk az ingára. A lámpából ill. az $L_2$ és $L_3$ lencséből álló optikai rendszer segitségével az inga elmozdulását az E ernyőre vetitettük ki, melyen a kitérés leolvasása pontosabbá vált. Az inga 1 cm-es kitérésének az ernyőn 40 cm felelt meg. Az előző kisérletnél is felhasznált eszközök, müszerek leirására itt nem térünk ki.

József Attila Tudományegyetem Központi Könyvtára SZEGED

## A m i n t á k

### A vanádium (V) fém

A vanádium (V) igen kemény, acélszürke fém. Rendszáma 23. Vegyértéke 2, 3, 4 és 5. A periódusos rendszer 5. alcsoportjában elfoglalt helyének megfelelően ötértékü vegyületei a leggyakoribbak és legállandóbbak. Atomsulya 50,95, sürüsége $6,09.10^3$ kg/m$^3$. Olvadáspontja 1715°C, forráspontja 3000°C/29/. Hővezetőképessége 300 K-on 0,31 W/cmK.

Elemi cellája köbös tércentrált, rácsparamétere 3,03 Å. A legközelebbi szomszédig mért távolság $2,62.10^{-11}$ m. Atomsürüsége $7,22.10^8$ m$^{-3}$ /30/.

Az első ionizációs energiája 6,74 eV, a második 14,65 eV / 30/. Ötvözetek vanádium-tartalmának meghatározására a szinképelemzés alkalmas.

### A vanádiumpentoxid ($V_2O_5$) egykristály

A $V_2O_5$ egykristály a $P_{mnm}$ ($D_{2h}^{13}$) tércsoportba sorolható. Elemi cellájának méretei:

a = 11,519 Å , b = 4,373 Å , c = 3,564 Å .

A kristály a (010) sikban jól hasitható, az (100) sikban is elérhető hasitás, a (001) sikban való hasitás viszont rendkivül nehéz. Ezek a tulajdonságok a kristály szerkezetével magyarázhatók.

A $V_2O_5$ anizotróp, kettősen törő, kéttengelyü kristály. A fő törésmutatók értékei az a, b, c kristálytani tengelyek irányában rendre 2,70, 2,07 és 2,45 a $\lambda = 0,67$ $\mu$m

hullámhosszra vonatkozóan /14/.

A $V_2O_5$ n-tipusu félvezető tulajdonsággal rendelkezik. Sávszerkezetét vizsgálva megállapitották, hogy a vezetési sávja a vanádium 3d energiaszintjeiből, valenciasávja az oxigén 2p szintjeiből alakult ki /19/.

Kenny N. /16/ és Hevesi I. /17,18/ tanulmányozták az abszorpciós él alakját. Meghatározták a tiltott sáv szélességét és az abszorpciós koefficiens értékeit az alapabszorpcióél tartományában. A tiltott sáv szélessége - Hevesi I. /17/ mérései szerint - szobahőmérsékleten: $E_g = 2,3$ eV, ha $\underline{E} \parallel \underline{c}$ , és $E_g = 2,32$ eV, ha $\underline{E} \parallel \underline{a}$ .

A kristály viszonylag sok Fe, Sn és Pt szennyeződést tartalmaz /21/. A $V_2O_5$ egykristálylemezek optikai tulajdonságainak jellemző vonása az áteresztőképesség és az abszorpciónak a beeső fény polarizációjától való függése /16,20/.

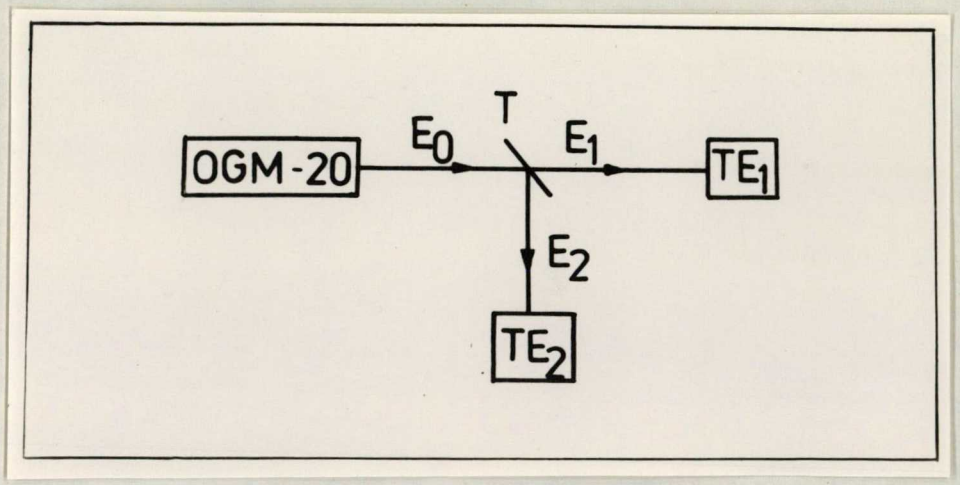
A $V_2O_5$ egykristály reflektált fényben vöröses-barna szinü. A spektroszkópiai méréseknél plazmakeltés céljára 2 mm-nél vastagabb kristálylemezek alkalmasak. A minta sikját - a (010) sikot - a lézer optikai tengelyére merőlegesen állitottuk be.

## 5. Mérési eredmények

### a/ A rubinlézer jellemzőinek meghatározása

A kitüzött cél eléréséhez szükségünk volt a rubinlézer néhány jellemzőjének - a lézerből kilépő energia nagyságának, a céltárgy felületén létrehozott teljesitménysürüségnek, a lézerimpulzus időbeli lefutásának és élettartamának - meghatározására.

A plazmakeltés során a rubinlézert Q-kapcsolásu üzemmódban müködtettük. A 4. részben leirt eszközökkel megmértük a planparalel üveglemez kicsatolási tényezőjét, a lézerből kilépő energiát és megvizsgáltuk a lézerimpulzus időbeli változását.



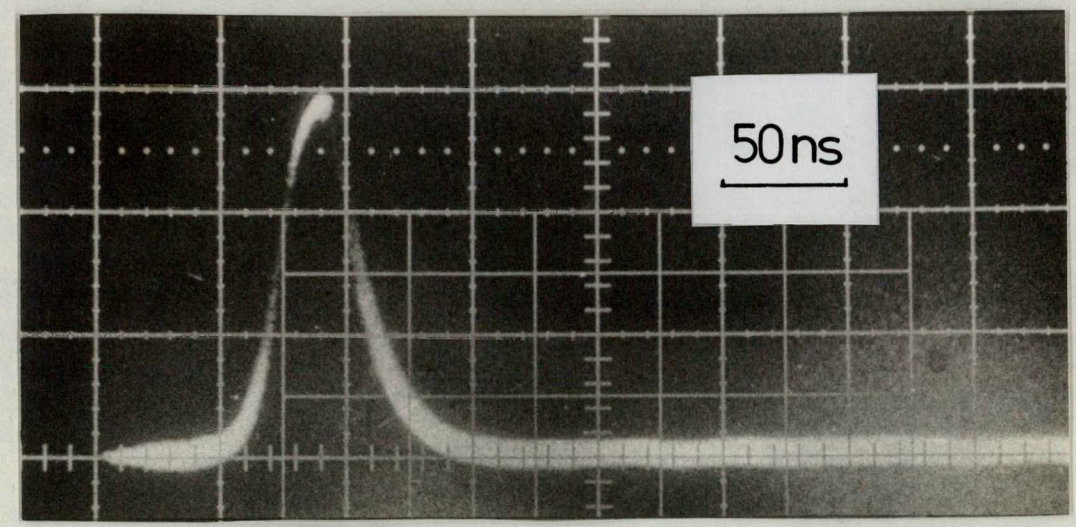

5.1. ábra

Az üveglemez kicsatolási tényezőjét az 5.1. ábrán látható kisérleti elrendezéssel állapitottuk meg.

A T üveglemez által kicsatolt ($E_2$) és a rajta áthaladó ($E_1$) energiát a $TE_1$ és a $TE_2$ termoelemek segitségével mértük. Az üveglemez kicsatolási tényezője:

$$\frac{E_1}{E_2} = 44 \quad . \qquad (5.1)$$

A lézerimpulzus időbeli változását az 5.2. ábra mutatja.




5.2. ábra

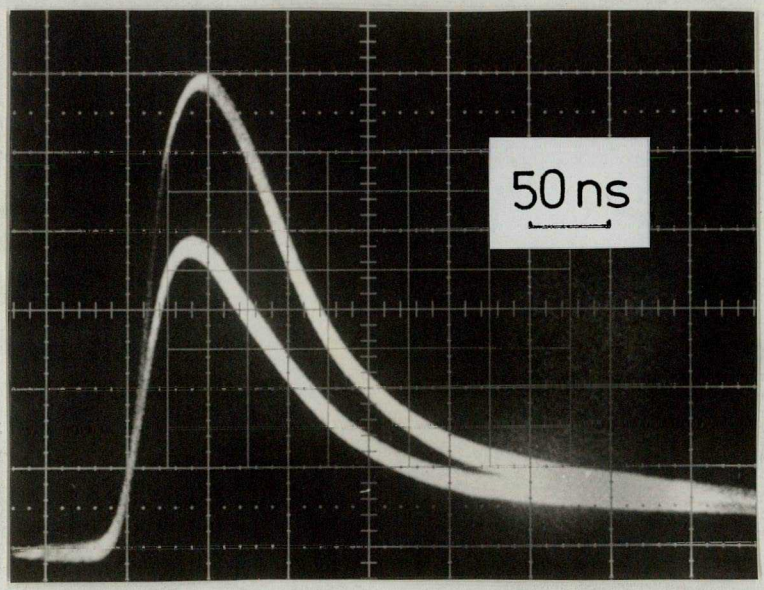
Az impulzus jó közelitéssel harang alaku, időbeli félérték-szélessége 40 ns.

A lézerből kilépő energia nagyságának eltérése az egyes méréseknél 5 %-nál kisebb volt. A lézernyalábot az $L_1$ lencsével fókuszáltuk a céltárgy felületére, melyre eső átlagos energia /figyelembe véve az üveglemezek által kicsatolt energiát/ 0,4 J volt. A fókuszfolt területét az alábbi módon számitottuk ki. A fókuszfoltban elhelyezett film erőteljesen roncsolódott. Ez a roncsolódott rész /fókuszfolt/ közelitőleg kör, melynek átmérőjét Abbé-féle komparátorral mértük: $d = 2{,}47 \cdot 10^{-2}$ cm, igy a fókuszfolt területe $4{,}8 \cdot 10^{-4}$ cm$^2$.

A céltárgy felületére eső 0,4 J átlagos energia és fókuszfolt területének ismeretében az energiasürüség $8,33 \cdot 10^2 J/cm^2$, a teljesitménysürüség 40 ns-os lézerimpulzushosszal számolva $\sim 2 \cdot 10^{10}$ $W/cm^2$.

b/ A plazma időbeli lefutása

A fókuszált lézerfény merőlegesen esett a $V_2O_5$ egykristály, ill. a V fém felületére. A lézerimpulzus hatására a céltárgy felületén plazma keletkezett. A keletkezett plazmát minden esetben hangjelenség - éles csattanás - kisérte, és a céltárgy erőteljesen roncsolódott.




5.3. ábra

Az 5.3. ábra a plazmák felvillanásáról a 4. pontban leirt módon készült oszcillogramot mutatja. A felső jel a vanádium, az alsó jel a $V_2O_5$ felületén keletkezett plazmától származik. A plazmák élettartama az ábra alapján mindkét esetben 130-140 ns. Ez a hasonlóság arra utal, hogy a plazmák időbeli lefutásánál alapvető szerepet játszanak a V ionok. /31/

c/ A spektrum felvétele és hitelesitése

A $V_2O_5$ és a V felületén rövid impulzusu lézerfénnyel keltett mikroplazma spektrumát a plazmák hőmérsékletének és sürüségük arányának meghatározásához készitettük. A plazmák spektrumát a SZTE-I spektrográffal vettük fel az ORWO NP 27, 400 ASA filmre. A filmek előhivására finomszemcsés REANAL hivót használtunk. Az előhivási idő 20°C-on 13 perc, a fixálási idő pedig 10 perc volt. Az elkészült negativokat a kiértékelés megkönnyitése céljából spektrállemezek közé helyeztük.

Megfelelő minőségü, kiértékelhető spektrumot csak abban az esetben kaptunk, ha 20 egymás utáni plazmafelvillanás spektrumát vettük fel a film ugyanarra a helyére. Kevesebb lézerlövés esetén a spektrumvonalak nem elég intenzivek, több lövés esetén pedig a spektrumvonalak intenzitásához nagy a háttérsugárzás. Az egyes felvillanások közötti időtartam kb. 3 s volt. A hullámhossz méréséhez és azonositásához a spektrumokat 20 $\mu$m-es résszélesség mellett vettük fel. Ekkora résszélesség mellett megfelelő vonalfelbontást és intenziv spektrumvonalakat értünk el.

Méréseink során a plazmakeltést szobahőmérsékleten, levegőben, $\sim 10^5$ Pa nyomás mellett végeztük.

A $V_2O_5$ egykristály és a V fém felületén keletkező plazmák hőmérsékletét a V spektrumában két ismert hullámhosszuságu vonal intenzitásviszonya alapján határoztuk meg. Korábban a $V_2O_5$ felületén Nd lézerrel keltett mikroplazma hőmérsékletét a kontinuum sugárzás alapján mérték /22,23/.

József Attila Tudományegyetem Központi Könyvtára SZEGED

A relativ intenzitásviszonyokat feketedési görbe segitségével határoztuk meg. Mivel a számitásokhoz szükséges adatok csak 3000 Å hullámhossz felett álltak rendelkezésünkre, továbbá a spektrumokat a (2200 Å - 4500 Å) intervallumban vettük fel, ezért a (3000 Å - 4400 Å) hullámhossz-tartományban megvizsgáltuk a fényérzékeny emulzió meredekségét. 200 Å-ként elkészitettük a meghatározott hullámhosszhoz tartozó feketedési görbéket /Függelék 1. Táblázat/. Azt találtuk, hogy az emlitett tartományban a feketedési görbék meredekségei jó közelitéssel állandónak tekinthetők. A feketedési görbék felvételéhez szükséges negativokat hasonló feltételek mellett - a rés elé helyezett 10 fokozatu platina gyengitő segitségével - készitettük el, mint a hullámhossz mérése, illetve azonositása esetén. A platina fénygyengitő transzmissziója egyes fokozatokban mérések alapján 100 %, 40 %, 20 %, 10 %, 5 % és 2,5 % volt. A többi fokozat alkalmazásával értékelhető eredményt nem kaptunk. A feketedési görbéket az alábbi módon készitettük el. A 10 fokozatu platina gyengitőről felvett negativról meghatározott hullámhosszuságu spektrumvonalaknál a Zeiss gyors-fotométer és a kompenzográf segitségével regisztogramokat készitettünk. A regisztogramokon 100 %-nak az az eset felel meg, amikor az emulzión nem halad át fény /teljesen sötét/, 0 %-nak pedig az, amikor a fény csak a spektrumlemezeken halad keresztül. Igy a regisztogramról közvetlenül leolvasható, hogy az emulzióra eső fény hány százaléka ($i_T$) halad át rajta. Igy a feketedést a

$$S = \lg \frac{100}{i_T} \qquad (5.2)$$

formulából számitottuk.

Az igy elkészitett feketedési görbék alapján - felhasználva, hogy a feketedési görbék $\gamma$ értéke a vizsgált tartományban jó közelitéssel állandó, továbbá feltéve, hogy a film spektrális érzékenysége az emlitett tartományban nem változik /10/ - egy átlagos feketedési görbét szerkesztettünk /Függelék 1. ábra/.

d/ Hőmérséklet meghatározás

A feketedési görbék meredekségére az előző részben tett megállapitás lehetőséget ad arra, hogy a különböző szinképvonalak feketedéséből következtethessünk a megfelelő, különböző hullámhosszuságu fénynyalábok relativ intenzitására.

A spektrumok negativjáról készitett regisztogramokon a spektrumvonalak hullámhosszát Hg-Cd spektrállámpa vonalainak felhasználásával /két ismert hullámhosszuságu vonal között lineáris interpolációt alkalmazva/ Abbé-féle komparátorral számitottuk és azonositottuk.

A valódi /nem abszolut!/ $I_v$ intenzitásokat az alábbi módon nyertük.

1/ Meghatároztuk a szinképvonalon mért $S_{v+h}$ és a háttér $S_h$ feketedését.

2/ A feketedési görbéről leolvastuk az $S_{v+h}$ és az $S_h$ feketedés-értékeknek megfelelő $Y_{v+h}$ és $Y_h$ értékeket.

3/ A valódi sugárzáshoz tartozó $Y_v$ értéket az $Y_v = Y_{v+h} - Y_h$ logaritmus-intenzitás különbségből számitottuk.

4/ $I_v$ értékét az $Y_v = \lg I_v$ formulából kaptuk /Függelék 2. Táblázat/.

Mivel a spektrumok felvételénél a háttérsugárzás nem volt számottevő, ezért külön háttérsugárzás-korrekciót nem alkalmaztunk.

A plazmahőmérsékletet - mint korábban emlitettük - kétvonalas módszer segitségével határoztuk meg. A (2.6) egyenlet logaritmusát véve az

$$\ln \frac{I A_o g_o \lambda}{I_o A g \lambda_o} = -\frac{1}{T} \frac{E - E_o}{k} \qquad (5.3)$$

összefüggéshez jutunk. Ha az energiát eV-ban adjuk meg, akkor az (5.3) egyenlet

$$\ln \varepsilon = -\frac{1}{T} \Delta E \qquad (5.4)$$

alakban irható, ahol T is eV-ban értendő /1 eV = 11600 K/, továbbá $\varepsilon = \frac{I \lambda A_o g_o}{I_o \lambda_o A g}$ és $\Delta E = E - E_o$. Az $\ln \varepsilon$ értékeket ábrázolva $\Delta E$ függvényében lineáris függvényt kapunk, amelynek meredeksége $m = -1/T$. Ebből $T = -1/m$.

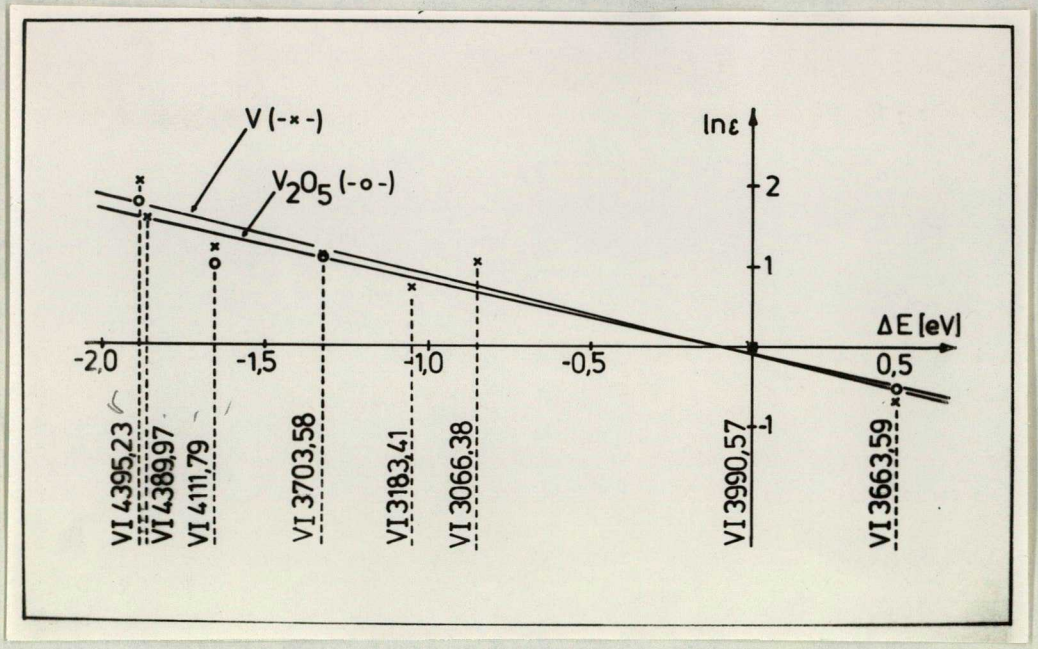
A relativ intenzitásviszonyok meghatározásánál a $\lambda_o$ = 3990,57 Å hullámhosszuságu spektrumvonalat választottuk alapvonalnak mind $V_2O_5$, mind V esetén, és ennek intenzitásához viszonyitottuk a többi spektrumvonal intenzitásait. Az Ag értékek és a gerjesztési energiák /24/-ben találhatók meg. Ábrázolva az $\ln \varepsilon = f(\Delta E)$ függvényeket /5.4 ábra/, jó közelitéssel egyeneseket kaptunk, melynek meredekségéből a $V_2O_5$ felületén

keltett plazma hőmérséklete

$$T\ (V_2O_5) = 1{,}15\ eV = 13340\ K,$$

a V felületén keltett plazma hőmérséklete

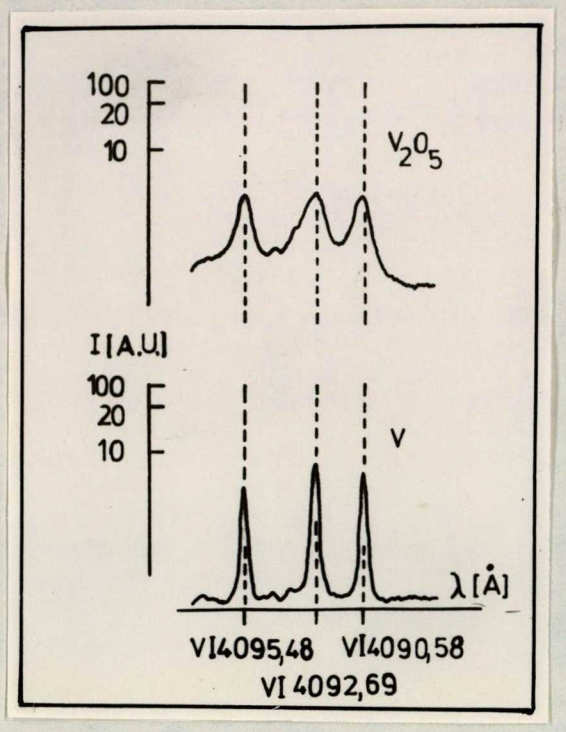
$$T\ (V) = 1{,}02\ eV = 11832\ K.$$



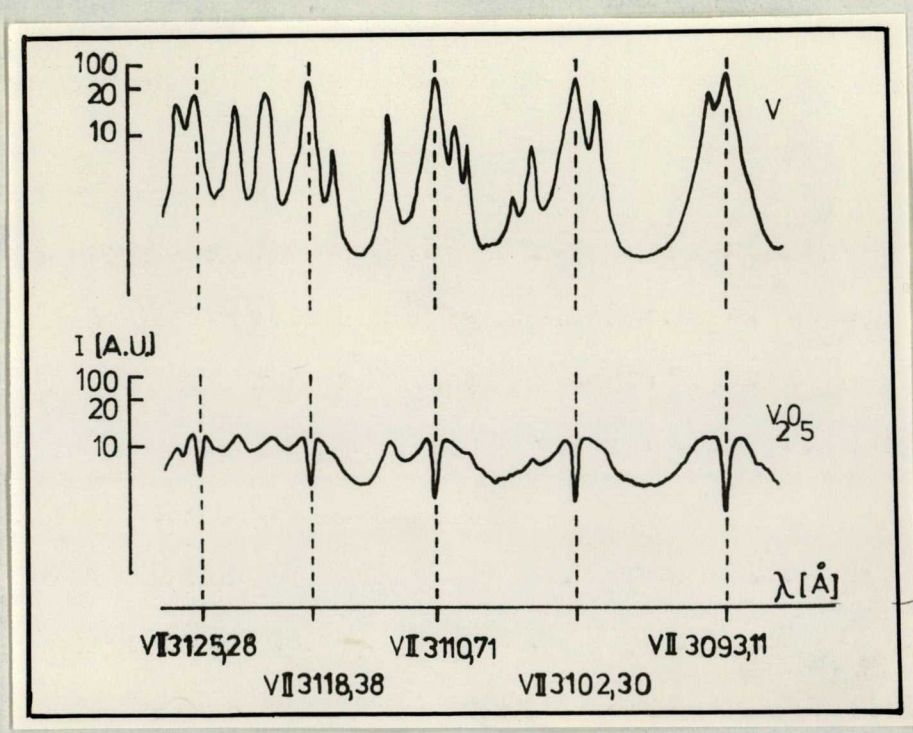

5.4 ábra

A közel azonos hőmérséklet ellenére néhány lényeges különbséget figyelhetünk meg a két plazma között. A $V_2O_5$ plazmánál a V vonalak kiszélesedései jóval nagyobbak, mint V plazmánál ugyanazon hullámhosszakhoz tartozó V vonalak esetén /5.5 ábra/.

Mivel lézerrel keltett plazmáknál a vonakiszélesedés oka a négyzetes Stark-effektus, mely hatására a szinképvonalak félértékszélessége $\Delta\lambda \sim n\,T^{1/6}$, a két különböző plazmánál ugyanazon a vonalnak a kiszélesedését összehasonlitva




5.5 ábra




5.6 ábra

megkaptuk a plazmák sürüségének arányát. Megmérve a vonalak félértékszélességét, a két plazma sürüségének aránya:

$$n\,(V_2O_5) : n\,(V) = 7 \div 10 .$$

A vonalkiszélesedésen kivül erős önabszorpciót tapasztaltunk $V_2O_5$ plazma esetén. Az 5.6 ábra a két spektrum egy-egy részletét mutatja /31/.

e/ Dinamikai vizsgálatok

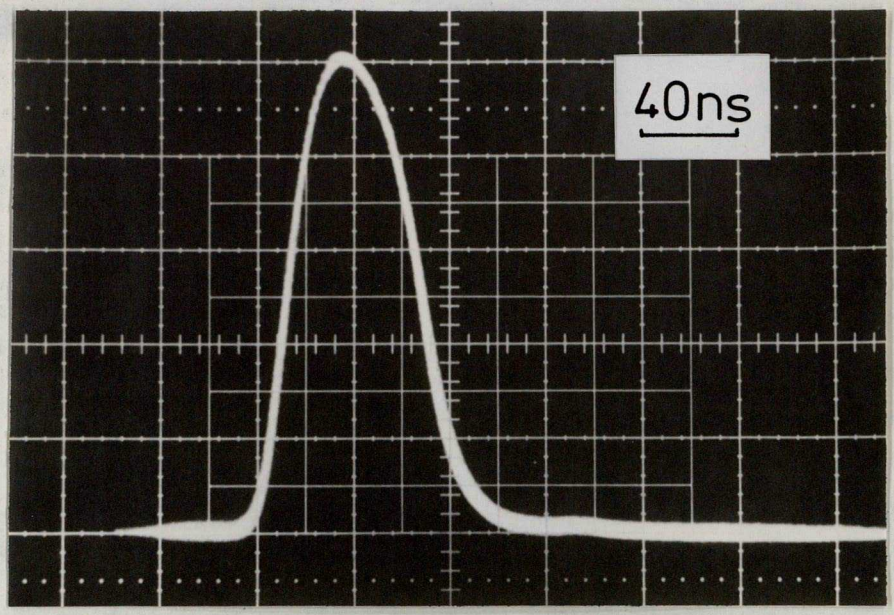
A plazma paramétereinek meghatározásához szükségünk volt a rubinlézerből kilépő energia nagyságának, a lézerimpulzus élettartamának és időbeli lefutásának, valamint a céltárgy felületén létrehozott teljesitménysürüségnek a meghatározására.

A rubinlézert Q kapcsolt üzemmódban müködtettük. Az üveglemezek kicsatolási tényezőjét, a lézerből kilépő energiát és a lézerimpulzus időbeli alakulását a spektroszkópia résznél leirt módon határoztuk meg.

Az üveglemezek kicsatolási tényezője ebben az esetben 32,2 érték volt.

A lézerimpulzus időbeli változását az 5.7 ábra mutatja, melynek alapján a félértékszélesség $\tau = 60$ ns-nak adódott.

A lézerből kilépő energiát minden egyes impulzus esetén mértük, értéke 0,17-0,24 J között változott. A céltárgy felületére eső energiát szürők segitségével változtattuk. Az ilymódon gyengitett lézerimpulzust az $L_1$ lencsével fókuszáltuk a minta felületére.




5.7. ábra

A fókuszfolt területét a fókuszsikba helyezett film segitségével fotografikus uton határoztuk meg. A fókuszfolt átmérője Abbé-féle komparátorral mérve $d = 2{,}16 \cdot 10^{-2}$ cm, igy a fókuszfolt területe $A = 3{,}66 \cdot 10^{-4}$ cm$^2$. A céltárgy felületére eső teljesitménysürüséget az

$$I = 32{,}2 \cdot E' \cdot F_{filter} \cdot \frac{1}{A\tau} \qquad (5.5)$$

formulából számitottuk, ahol $E'$ az üveglemez által kicsatolt energia, $T_{filter}$ a szürő transzmissziója /Függelék 3. Táblázat/. $E'$ , $T_{filter}$ és I értékeit a Függelék 4. táblázata tartalmazza.

A céltárgyat bifilárisan felfüggesztett ingára erősitettük fel. A besugárzott zónában kráter keletkezett, melynek mélysége (h) jellemző a kölcsönhatás következtében eltávozott anyagmennyiségre ($\Delta M$). A lézerimpulzus hatására

a céltárgyból kilépő anyag, valamint a kialakult lökéshullám hatására a céltárgynak impulzus adódik. Ezen impulzus és az eltávozott anyag mérése lehetővé teszi a céltárgyon lejátszódó folyamatok és a plazma-paraméterek tanulmányozását.

Vákuumban és kis ingakitérések mellett ($\leq 5^\circ$) a céltárgynak átadott impulzust a

$$J = \sqrt{\frac{g}{l}}\, x_o M \qquad (5.6)$$

formula alapján számithatjuk ki, ahol $l$ az inga hossza, $M$ a minta tömege, $x_o$ a kitérés vizszintes irányu vetülete. A mi esetünkben a céltárgy nem vákuumban, hanem levegő atmoszférában volt. Ezért a kitéréssel arányos kvázielasztikus erőn kivül fellépett a sebességgel ellentétes irányu surlódási erő, melynek nagysága a mérések alapján arányos a sebességgel. Igy az inga mozgásegyenlete $M\ddot{x} + \beta\dot{x} + kx = 0$ alakban irható fel. Bevezetve a $K = \frac{\beta}{2M}$ és az $\omega_o^2 = \frac{k}{M} = \frac{g}{l}$ jelöléseket, a mozgásegyenletre $x(0) = 0$ és $v(0) = v_o$ kezdőfeltételek mellett a jól ismert

$$x = \frac{v_o}{\omega} e^{-Kt} \sin \omega t \qquad (5.7)$$

megoldást kapjuk, ahol $\omega = \sqrt{\omega_o^2 - K^2}$. Az inga mozgása tehát olyan csillapitott rezgésnek tekinthető, melynek amplitudója az idővel exponenciálisan csökken. Az inga első maximális kitérését

$$t_1 = \frac{T}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{2\pi}{KT} \qquad (5.8)$$

idő mulva éri el /32/.

A fentiek alapján az első maximális kitérések arányát az

$$\frac{x_o}{x_1} = \frac{\frac{v_o}{\omega_o}}{\frac{v_o}{\omega} e^{-\kappa t_1} \sin \omega t_1} = \frac{\omega \cdot e^{\kappa t_1}}{\omega_o \cdot \sin \omega t_1} \qquad (5.9)$$

egyenlet szerint számithatjuk. A $\kappa$ értékét az $\frac{x_n}{x_{n+2}} = e^{\kappa T}$ összefüggés alapján határoztuk meg, ahol $x_n$ és $x_{n+2}$ két egymásutáni, egyirányu maximális kitérés. Méréseinkből $T = 1{,}353$ s és $\kappa = 0{,}292\ s^{-1}$ értékeket kaptuk. Minthogy az inga lengésideje vákuumban $T_o = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}} = 1{,}323$ s, körfrekvenciája $\omega_o = 4{,}749\ \frac{1}{s}$, igy $\omega = 4{,}74\ \frac{1}{s}$, és az (5.9) formulából $x_o = 1{,}098\ x_1$. Az (5.6) egyenlet ezzel a korrekcióval

$$J = \sqrt{\frac{g}{l}}\, 1{,}098\, x_1 M \,. \qquad (5.10)$$

A kisérletek során mért M, J és J/E értékeket a Függelék 4. Táblázata tartalmazza.

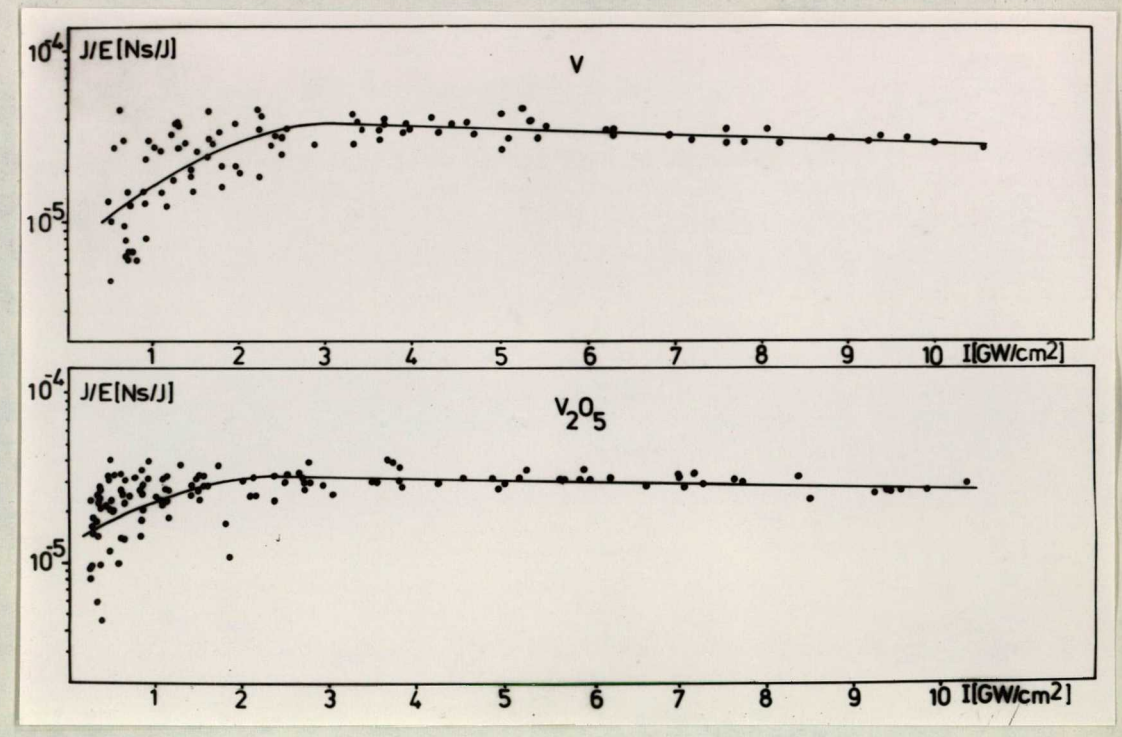
A kráter mélységét reflexiós mikroszkóppal mértük, mert az eltávozótt kis anyagmennyiség direkt mérésére nem volt lehetőség /Függelék 5. Táblázat/. Az elpárolgott anyagmennyiséget, mivel a kialakult kráterek jó közelitéssel henger alakunak bizonyultak, a

$$\Delta M = \frac{\pi}{4} d^2 h \rho \qquad (5.11)$$

összefüggés alapján számitottuk ki, ahol $\rho$ a céltárgy sürüsége /Függelék 5. Táblázat/.

Az 5.8 ábrán a J/E értékeket, az 5.9 és 5.10 ábrák pedig rendre a $\Delta M/E$ mennyiséget mutatják az I intenzitás függvényében mindkét céltárgy esetében.

József Attila Tudományegyetem Központi Könyvtára SZEGED



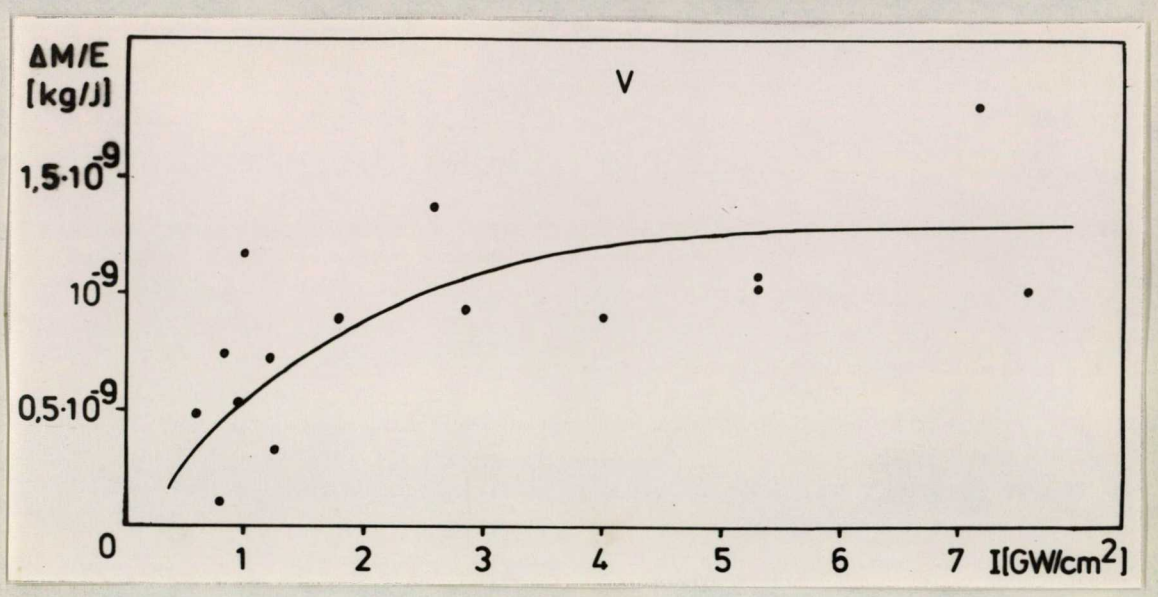

5.8 ábra

A fenti grafikonok lehetőséget adnak ionizálatlan semleges gáz közvetlenül a céltárgy felületén levő, a lökésfront előtti sebességének $(v_o)$ , hőmérsékletének és koncentrációjának vizsgálatára a céltárgy felületére eső teljesitmény-sürüség függvényében.

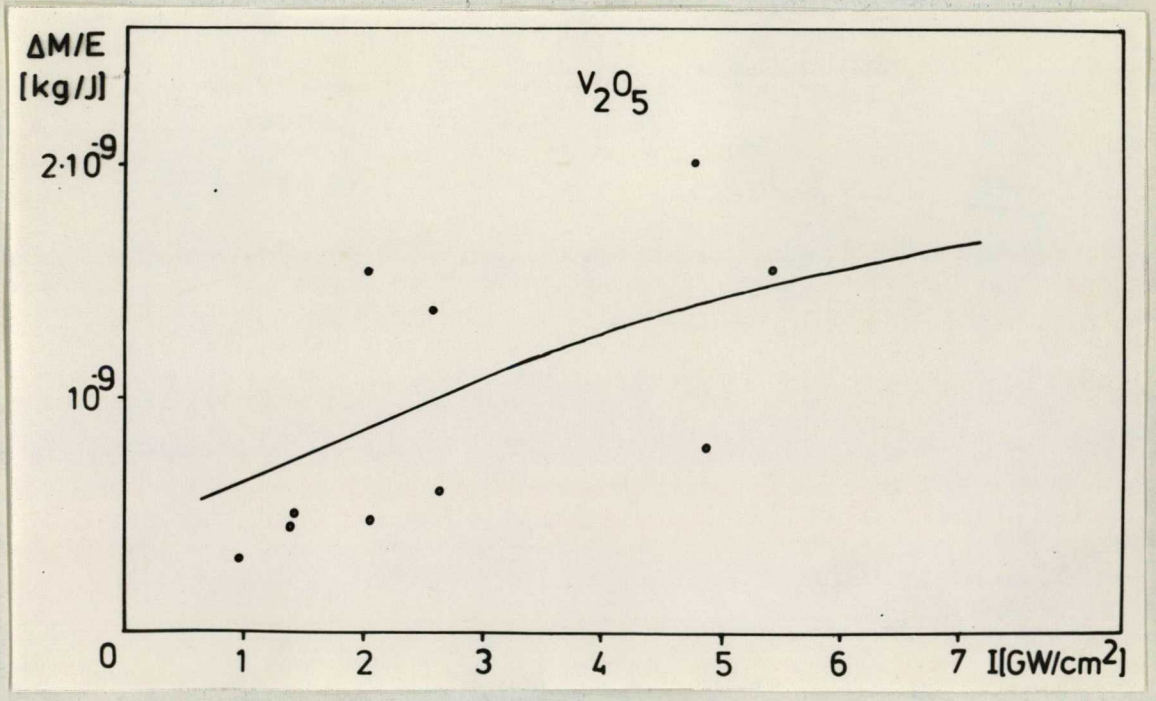
Adott I -hoz tartozó $v_o$ a

$$\frac{J/E}{\Delta M/E} = \gamma v_o \qquad (5.12)$$

összefüggés alapján számitható /33/.




5.9 ábra




5.10 ábra

$\gamma$ értéke vanádium céltárgy esetén 5/3, vanádiumpentoxid esetén pedig - felhasználva a belső energia additivitását - 55/37.

Egy részecske $E_{kin}$ kinetikus energiája a / 34 / munka alapján:

$$E_{kin} = Mv_o^2 \frac{\gamma}{(\gamma^2-1)(\gamma+1)} , \qquad (5.13)$$

ahol M egy részecske tömege. Ez az érték vanádium esetén $M_v = 8{,}49 \cdot 10^{-23}$g. A másik esetben a $V_2O_5$ plazma olyan homogén gáznak fogható fel, melynek átlagos molekulasulya felhasználva a parciális nyomásokat: 40,42 g, és ezzel $M_{V_2O_5} = 6{,}74 \cdot 10^{-23}$g.

Egy részecske kinetikus és $E_{term}$ termikus energiájának arányát a következő összefüggés adja meg /25/:

$$\frac{E_{kin}}{E_{term}} = \frac{4\gamma}{(\gamma-1)^2} . \qquad (5.14)$$

Az (5.13) és az (5.14) egyenletek összevetésével a hőmérsékletre a

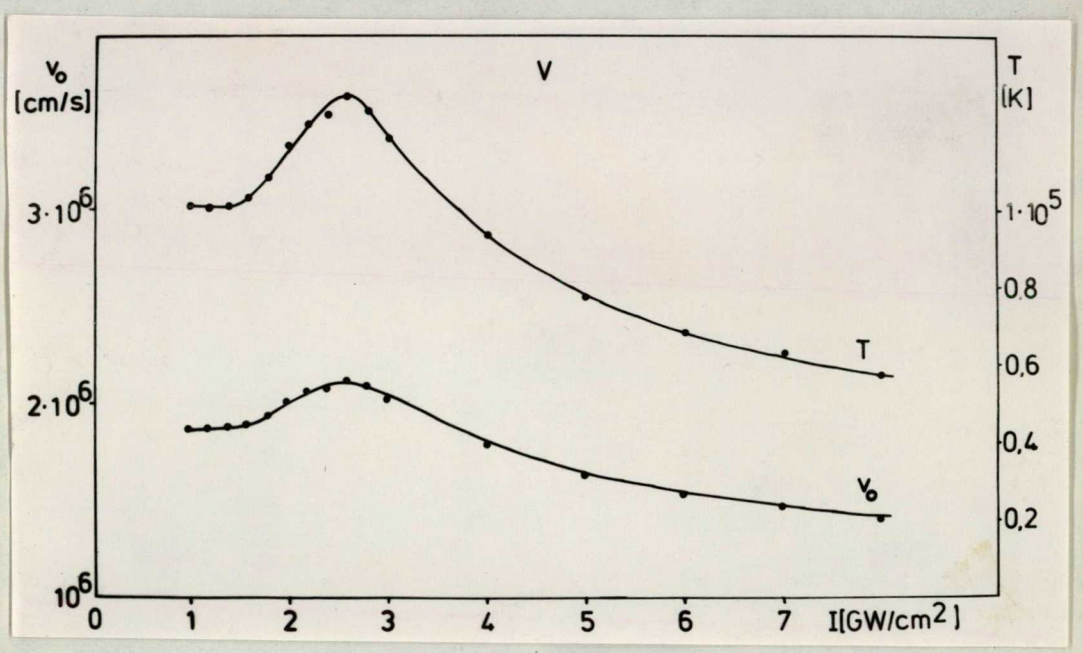
$$T = \frac{Mv_o^2(\gamma-1)}{2k(\gamma+1)^2} \qquad (5.15)$$

kifejezés adódik, ahol k a Boltzmann-állandó.

Az elpárologatott anyag koncentrációja a /33/

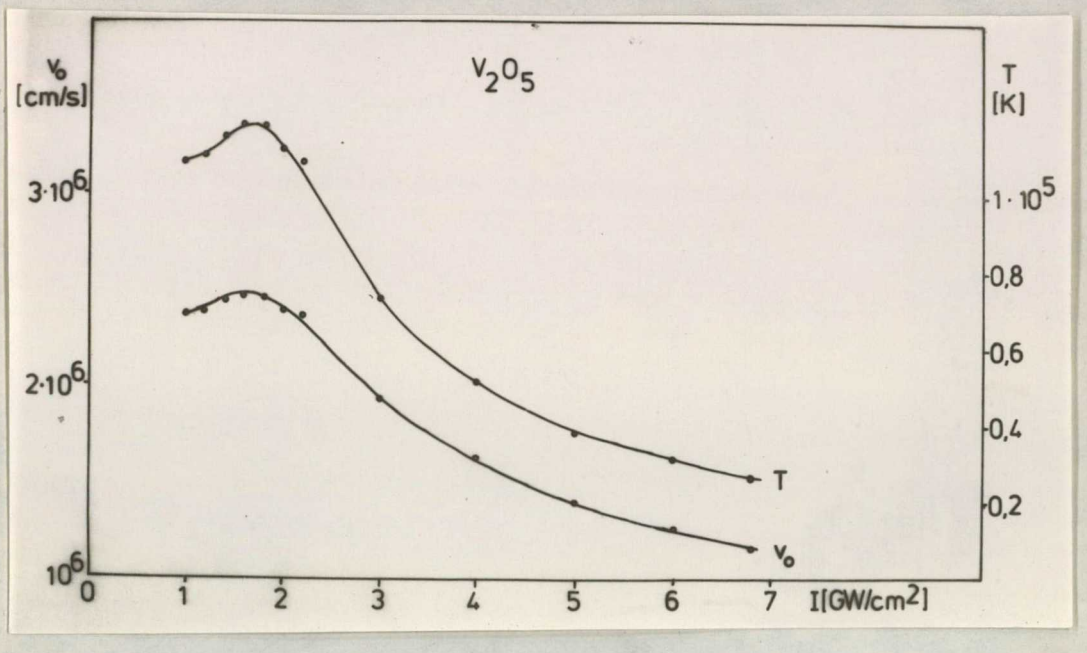
$$\frac{h\varrho}{\tau} = nMv_o \qquad (5.16)$$

egyenlet alapján határozható meg, ahol $\rho_V = 6.1\ g/cm^3$, $\rho_{V_2O_5} = 3{,}357\ g/cm^3$, $\tau$ a lézerimpulzus félértékszélessége. Megjegyezzük, hogy ez a koncentráció a céltárgy-plazma határon levő, a plazma kezdeti, (nem ionizált) állapotára jellemző koncentrációt jelenti, ami nem vethető összesze a spektroszkópiai vizsgálatoknál említett plazma-abszorpció után kialakult (elektron) koncentrációval.




5.11 ábra

Az (5.12) és (5.15) összefüggések alapján számitott sebesség és hőmérséklet értékeket V céltárgyra a Függelék 6.1 Táblázata, $V_2O_5$ -re pedig a Függelék 6.2 Táblázata tartalmazza, az 5.11 és 5.12 ábrákon ezen táblázatok adatait vettük fel az intenzitás függvényében.




5.12 ábra

Az ábrák alapján az látható, hogy mind a sebesség, mind a hőmérséklet maximummal rendelkezik. V céltárgyra ez a maximum 2,6 GW/cm$^2$-nél, $V_2O_5$ esetén pedig 1,6 GW/cm$^2$ jelenik meg. Ennél nagyobb intenzitások alkalmazásakor a sebesség és a hőmérséklet mindkét céltárgynál jellegében azonos módon, de a $V_2O_5$ kristálynál erősebben csökken. Az (5.16) formulából számitott koncentráció értékek $5\cdot10^{19}$ cm$^{-3}$-ról $6\cdot10^{20}$ cm$^{-3}$értékre növekedtek mindkét céltárgyra az (1-7) GW/cm$^2$ intenzitás intervallumban, jó közelitéssel lineáris módon.

# III. AZ EREDMÉNYEK ÉRTÉKELÉSE

Fém vanádium és vanádiumpentoxid egykristály felületén lézerfénnyel keltett mikroplazmák jellemzőit tanulmányoztuk és hasonlitottuk össze. Munkánk első része Q-kapcsolt rubinlézerrel végrehajtott, időintegrált spektroszkópikus vizsgálatokról számol be. A spektrumvonalak relativ intenzitásának mérésével, a kétvonalas módszer alapján meghatároztuk a plazma hőmérsékletét. A másodrendü Stark kiszélesedés alapján, amit az önabszorpcióra vonatkozó eredmények is alátámasztottak, becslést tettünk a plazmakoncentrációk arányára. Vizsgálataink második részében. dinamikai vizsgálatok alapján meghatároztuk a céltárgyak felületén keltett plazmák hőmérsékletét, az eltávozott anyag koncentrációját, valamint a lökéshullám sebességét.

Az 5.3 ábrán a plazmák időbeli lefutása látható. A felső jel a V -plazmára, az alsó a $V_2O_5$ egykristályra vonatkozik. A plazma élettartama /az $I_{max}$/e -hez tartozó idő/ mindkét esetben 130-140 ns-nak bizonyult. Ez azt mutatja, hogy a plazma időbeli sajátságának megszabásában a V ionoknak alapvető szerepük van.

Helyi termodinamikai egyensulyban lévő plazma tanulmányozható a kétvonalas módszerrel. Ready /25/ megmutatta, hogy Q-kapcsolt lézerek használatakor /a nanoszekundumos

tartományban/ a plazma helyi termodinamikai egyensulyban van, mert a lézer kiváltotta plazmák esetén az elektron-koncentrációk általában magasak, és az elektron-ion ütközési idő $10^{-9}$s-nál rövidebb is lehet. Esetünkben a fenti feltételek jó közelitéssel teljesülnek, ezért használhatjuk a kétvonalas módszert. A spektroszkópiai mérések alapján a hőmérsékletek közel egyenlőek. $T(V) = 1{,}02$ eV = 11832 K, $T(V_2O_5) = 1{,}15$ eV = 13340 K . Boland és munkatársai /35/, valamint Sinha /36/ megmutatták, hogy a plazma hőmérséklete függ a céltárgytól való távolságtól, nevezetesen a céltárgytól távolodva erősen csökken. Elméleti számitásokból Haught és Polk /37/ azt kapták, hogy a hőmérséklet a lézerimpulzus csucsánál maximális, és az impulzus végére tizedére csökkenhet. Minthogy a mi spektrális méréseink idő, és térintegráltak voltak, jogosnak látszik az a feltételezés, hogy a plazma hőmérséklete /melyen a forró-zóna hőmérsékletét értjük/ a kapott értéknél egy nagyságrenddel nagyobb, azaz ~10 eV. Ezt a következtetést - amely egyébként jó összhangban van Ready /25/ könyvében összefoglalt adatokkal - a továbbiakban majd összevetjük és alátámasztjuk a dinamikai vizsgálatokból kapott hőmérséklet-adatokkal.

A plazmák hasonlósága mellett /az élettartam és a hőmérséklet egyenlősége/ a spektroszkópiai vizsgálatok néhány szembeötlő különbségre is rámutattak. A spektrumvonalak szélessége a $V_2O_5$ -plazma esetén lényegesen meghaladta a V -plazmáét (5.5 ábra). Jól ismert, hogy sürü plazmák esetén a vonalkiszélesedésben a másodrendü Stark-effektus

József Attila Tudományegyetem Központi Könyvtára SZEGED

a domináns. A vonalak félértékszélességének összehasonlításából megkapható a plazma sürüségek aránya. A mérések alapján a sürüségek arányára $n(V_2O_5):n(V) = 7 \div 10$ értéket kaptunk.

A vonalkiszélesedés mellett a $V_2O_5$ -plazma esetén a V I és V II vonalak erős önabszorpciója is megfigyelhető /5.6 ábra/. Ez alátámasztja a plazma-koncentrációra vonatkozó fenti becslést.

Fentebb már emlitettük, hogy a kétvonalas módszer alkalmazhatóságának alapfeltétele, hogy a keletkezett plazma egyensulyi legyen, azaz az elektron és ion hőmérséklet megegyezzék: $T_e = T_i$ . Utaltunk arra is, hogy irodalmi adatok alapján a mi kisérleti körülményeink biztositják a termodinamikai egyensulyt. Ahhoz, hogy erről megbizonyosodjunk, a spektroszkópiai eljárástól független módszerrel is meghatároztuk a plazmák hőmérsékletét, és összevetettük a kétféle módon nyert adatokat. Ez a független /abszolutnak tekinthető/ módszer a lézerimpulzus hatására a céltárgyról eltávozott anyag mennyiségének mérésén, valamint a kilépő anyag és a kialakuló lökéshullám hatására a céltárgynak átadott impulzus meghatározásán alapul. Az eredményeknek az előbbi fejezetben leirt módon való feldolgozása nemcsak a plazmahőmérsékletre nyujt információt, hanem olyan, spektroszkópiai módszerrel nem elérhető jellemző paraméterekre, mint az anyagkoncentráció és a lökéshullám terjedési sebessége is adatokat szolgáltat.

Az 5.11 ábra a V , az 5.12 ábra a $V_2O_5$ céltárgyakra

mutatja a lökéshullám terjedési sebességét és a plazmák hőmérsékletét. A sebességekre kapott $10^6$ cm/s nagyságrend jó egyezésben van más irodalmi adatokkal /33, 34/. A hőmérsékletre kapott $T(V) = 129611$ K és $T(V_2O_5) = 117745$K [$T(V) = 11{,}17$ eV, $T(V_2O_5) = 10{,}15$ eV] maximális értékek arra utalnak, hogy a spektroszkópiai uton nyert átlagos hőmérsékletek helyesek, és igazolják azt a fejtegetést, hogy a maximális hőmérséklet az idő- és térintegrált hőmérsékletnek mintegy 10-szerese.

Megjegyezzük még, hogy eredményeink az ilyen teljesitménysürüségeknél kapott egyéb irodalmi adatoknak is megfelelnek /25/. A maximális részecske-koncentrációkra kapott $6 \cdot 10^{20}$ $cm^{-3}$ nagy értékek azt igazolják, hogy mindkét céltárgy hatákonyan iniciálja a plazmát.

# ÖSSZEFOGLALÁS

Az értekezésben leirt vizsgálataink eredményeit az alábbiakban foglaljuk össze:

1. Összeállitottunk egy mérőberendezést, amely alkalmas lézerrel keltett mikroplazma időintegrált spektrumának felvételére és kiértékelésére, valamint a plazma és a lézerimpulzus időbeli lefutásának vizsgálatára.
2. Az ugynevezett kétvonalas módszer alkalmazásával, vanádiumvonalak felhasználásával meghatároztuk a plazmák hőmérsékletét: $T(V) = 1{,}02$ eV $= 11832$ K, $T(V_2O_5) = 1{,}15$ eV $= 13340$ K.
3. Dinamikai vizsgálatok elvégzésére alkalmas kisérleti berendezést állitottunk össze, mellyel a lökéshullám terjedési sebessége, a céltárgy - plazma határán a részecske-koncentráció, valamint a plazmahőmérséklet tanulmányozható.
4. Megállapitottuk, hogy a plazmák maximális hőmérséklete: $T(V) = 11{,}17$ eV $= 129611$ K, $T(V_2O_5) = 10{,}15$ eV $= 117745$ K, a lökéshullám terjedési sebességének maximuma: $v(V) = 2{,}12 \cdot 10^6$ cm/s, $v(V_2O_5) = 2{,}47 \cdot 10^6$ cm/s, a részecske-koncentráció maximuma $6 \cdot 10^{20}$ cm$^{-3}$.
5. Mind a spektroszkópiai, mind a dinamikai vizsgálatok alapján arra következtettünk, hogy az alkalmazott intenzitásoknál rubinlézer hatására a céltárgyak effektiven iniciálják a plazmát, és a mért plazma-paraméterek értékei jó egyezésben vannak más irodalmi adatokkal.

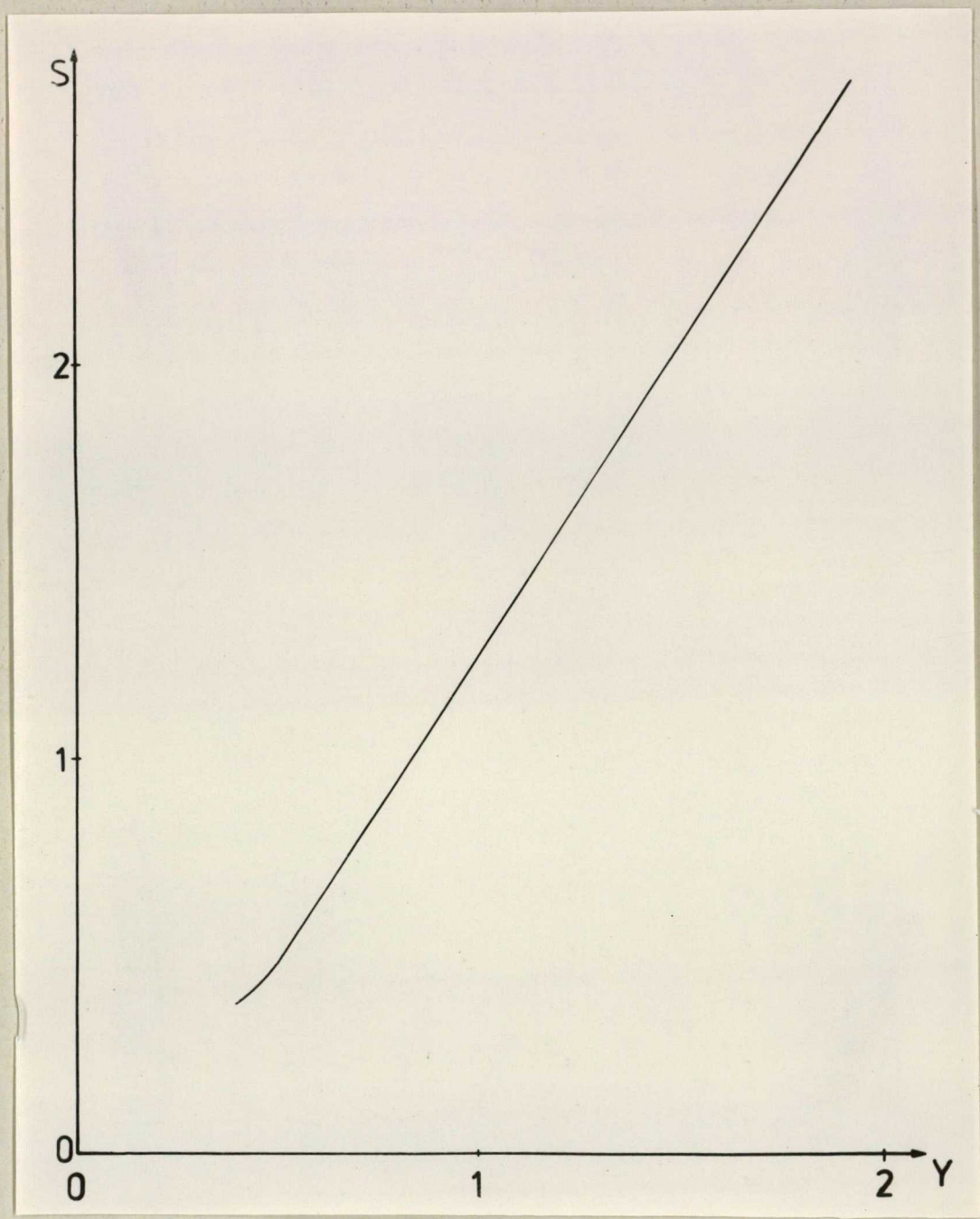
# F Ü G G E L É K

## 1.a. Táblázat

| λ[nm] | Fokozat | $i_T$ | D |
|---|---|---|---|
| 300 | 1 | 0,375 | 2,426 |
| | 2 | 1 | 2,000 |
| | 3 | 2,25 | 1,648 |
| | 4 | 7,75 | 1,111 |
| | 5 | 21,5 | 0,668 |
| | 6 | 46,5 | 0,333 |
| 320 | 1 | 0,375 | 2,426 |
| | 2 | 1 | 2,000 |
| | 3 | 2 | 1,699 |
| | 4 | 5,5 | 1,259 |
| | 5 | 13,75 | 0,862 |
| | 6 | 40 | 0,398 |
| 360 | 1 | 0,25 | 2,602 |
| | 2 | 0,5 | 2,301 |
| | 3 | 1,25 | 1,903 |
| | 4 | 3,5 | 1,456 |
| | 5 | 10,25 | 0,989 |
| | 6 | 35,5 | 0,450 |

## 1.b. Táblázat

| λ[nm] | Fokozat | $i_T$ | D |
|---|---|---|---|
| 380 | 1 | 0,25 | 2,602 |
| | 2 | 0,6 | 2,282 |
| | 3 | 1,5 | 1,824 |
| | 4 | 4,75 | 1,323 |
| | 5 | 15 | 0,824 |
| | 6 | 42,5 | 0,372 |
| 400 | 1 | 0,5 | 2,301 |
| | 2 | 0,75 | 2,125 |
| | 3 | 2,25 | 1,648 |
| | 4 | 7,5 | 1,125 |
| | 5 | 23,5 | 0,629 |
| | 6 | 48 | 0,319 |
| 440 | 1 | 0,4 | 2,398 |
| | 2 | 0,6 | 2,222 |
| | 3 | 1,5 | 1,824 |
| | 4 | 5 | 1,301 |
| | 5 | 17 | 0,770 |
| | 6 | 42,5 | 0,372 |




1. ábra

József Attila Tudományegyetem Központi Könyvtára SZEGED

## 2. Táblázat

| | λ[Å] | $i_T$ | $S_{v+h}$ | $i_{Th}$ | $S_h$ | $Y_{v+h}$ | $Y_h$ | $I_v$ | lgAg | ln ε | $E_\lambda$[eV] | $E_\lambda - E_{\lambda_o}$[eV] |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | | | | | V | | | | | | |
| 1. | 3066,38 | 5,5 | 1,260 | 43,0 | 0,367 | 1,017 | 0,401 | 4,1305 | 0,45 | 1,063 | 4,11 | -0,85 |
| 2. | 3183,41 | 14,5 | 0,839 | 45,0 | 0,347 | 0,746 | 0,347 | 2,5061 | 0,39 | 0,739 | 3,91 | -1,05 |
| 3. | 3663,59 | 20,0 | 0,699 | 43,0 | 0,367 | 0,655 | 0,401 | 1,7947 | 0,92 | -0,675 | 5,41 | 0,45 |
| 4. | 3703,58 | 9,3 | 1,034 | 42,0 | 0,377 | 0,872 | 0,420 | 2,8314 | 0,33 | 1,150 | 3,64 | -1,32 |
| 5. | 3990,57 | 11,5 | 0,939 | 43,0 | 0,367 | 0,811 | 0,401 | 2,5704 | 0,82 | 0,000 | 4,96 | 0,00 |
| 6. | 4111,79 | 7,0 | 1,155 | 44,0 | 0,357 | 0,949 | 0,378 | 3,7239 | 0,46 | 1,229 | 3,31 | -1,65 |
| 7. | 4389,97 | 12,5 | 0,903 | 47,0 | 0,328 | 0,787 | 0,280 | 3,2137 | 0,26 | 1,608 | 3,10 | -1,86 |
| 8. | 4395.23 | 16,0 | 0,796 | 47,0 | 0,328 | 0,718 | 0,280 | 2,7416 | -0,01 | 2,072 | 3,08 | -1,88 |
| | | | | | | $V_2O_5$ | | | | | | |
| 1. | 3663,59 | 25,5 | 0,593 | 44,0 | 0,357 | 0,586 | 0,378 | 1,6144 | 0,92 | -0,514 | 5,41 | 0,45 |
| 2. | 3703,58 | 17,5 | 0,757 | 44,0 | 0,357 | 0,693 | 0,378 | 2,0654 | 0,33 | 1,102 | 3,64 | -1,32 |
| 3. | 3990,57 | 21,0 | 0,678 | 45,0 | 0,347 | 0,641 | 0,347 | 1,9679 | 0,82 | 0,000 | 4,96 | 0,00 |
| 4. | 4111,79 | 19,0 | 0,721 | 46,0 | 0,337 | 0,670 | 0,309 | 2,2961 | 0,46 | 1,013 | 3,31 | -1,65 |
| 5. | 4395,23 | 32,5 | 0,488 | 48,0 | 0,319 | 0,518 | 0,180 | 2,1777 | -0,01 | 1,819 | 3,08 | -1,88 |

3. Táblázat

| N | Kombináció | $T_{filter}$ |
|---|---|---|
| 1 | 1V | 0,740 |
| 2 | 12V | 0,550 |
| 3 | 123V | 0,409 |
| 4 | 1S | 0,293 |
| 5 | 1S+1V | 0,217 |
| 6 | 1S+12V | 0,161 |
| 7 | 1S+123V | 0,120 |
| 8 | 12S | 0,090 |
| 9 | 12S+1V | 0,067 |
| 10 | 12S+12V | 0,050 |
| 11 | 12S+123V | 0,037 |
| 12 | 123S | 0,027 |
| 13 | 123S+1V | 0,020 |

## 4.1. Táblázat (V)

| N | M [mg] | $x'_i - x'_o$ [cm] | E' [mJ] | Szűrő | E [mJ] | I [GW/cm$^2$] | J·10$^7$ [Ns] | (J/E)·10$^5$ [Ns/J] |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 39,2 | 120 | 6,3 | - | 202,86 | 9,238 | 61,32 | 3,023 |
| 2 | | 97 | 7,0 | 1V | 166,80 | 7,596 | 49,57 | 2,972 |
| 3 | | 92 | 6,2 | 12V | 109,80 | 5,000 | 47,01 | 4,281 |
| 4 | | 47 | 6,0 | 123V | 79,02 | 3,598 | 24,02 | 3,040 |
| 5 | | 18 | 5,2 | 1S | 49,06 | 2,234 | 9,198 | 1,875 |
| 6 | | 17 | 6,3 | 1S+1V | 44,02 | 2,005 | 8,687 | 1,973 |
| 7 | | 17 | 6,9 | 1S+12V | 35,77 | 1,629 | 8,687 | 2,429 |
| 8 | | 6 | 6,5 | 1S+123V | 25,12 | 1,144 | 3,066 | 1,221 |
| 9 | | 2 | 6,1 | 12S | 17,68 | 0,805 | 1,022 | 0,578 |
| 10 | | 2 | 7,2 | 12S+1V | 15,44 | 0,703 | 1,022 | 0,662 |
| 1 | 41,6 | 92 | 6,4 | 1V | 152,50 | 6,944 | 49,89 | 3,271 |
| 2 | | 122 | 6,4 | - | 206,08 | 9,384 | 66,16 | 3,210 |
| 3 | | 70 | 5,7 | 12V | 100,95 | 4,597 | 37,96 | 3,760 |
| 4 | | 52 | 6,0 | 123V | 79,02 | 3,598 | 28,20 | 3,569 |
| 5 | | 26 | 5,8 | 1S | 54,72 | 2,492 | 14,10 | 2,577 |
| 6 | | 32 | 7,0 | 1S+1V | 48,91 | 2,227 | 17,35 | 3,547 |
| 7 | | 16 | 6,4 | 1S+12V | 33,18 | 1,511 | 8,677 | 2,615 |
| 8 | | 6 | 5,7 | 1S+123V | 22,02 | 1,003 | 3,254 | 1,478 |
| 9 | | 2 | 5,6 | 12S | 16,23 | 0,739 | 1,085 | 0,669 |
| 10 | | 1,5 | 7,1 | 12S+1V | 15,23 | 0,694 | 0,813 | 0,534 |
| 1 | 44,7 | 50 | 6,2 | 12V | 109,80 | 5,000 | 29,13 | 2,653 |
| 2 | | 113 | 6,6 | - | 212,52 | 9,678 | 65,84 | 3,098 |
| 3 | | 102 | 7,0 | 1V | 166,80 | 7,596 | 59,43 | 3,563 |
| 4 | | 63 | 7,4 | 123V | 97,46 | 4,438 | 36,71 | 3,767 |
| 5 | | 36 | 6,6 | 1S | 62,27 | 2,836 | 20,98 | 6,501 |
| 6 | | 16 | 6,1 | 1S+1V | 42,62 | 1,941 | 9,323 | 2,187 |
| 7 | | 10 | 6,0 | 1S+12V | 31,11 | 1,417 | 5,827 | 1,873 |
| 8 | | 7 | 6,6 | 1S+123V | 25,50 | 1,161 | 4,079 | 1,600 |
| 9 | | 5 | 6,7 | 12S | 19,42 | 0,884 | 2,913 | 1,500 |
| 10 | | 2 | 7,0 | 12S+1V | 15,01 | 0,684 | 1,165 | 0,776 |

## 4.1. Táblázat (V)

| N | M [mg] | $x'_1-x'_0$ [cm] | E' [mJ] | Szűrő | E [mJ] | I [GW/cm$^2$] | J·10$^7$ [Ns] | (J/E)·10$^5$ [Ns/J] |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 37,3 | 67 | 6,5 | 123V | 85,61 | 3,898 | 32,58 | 3,806 |
| 2 | | 132 | 7,2 | - | 231,84 | 10,560 | 64,18 | 2,768 |
| 3 | | 103 | 7,2 | 1V | 171,56 | 7,812 | 50,08 | 2,919 |
| 4 | | 71 | 6,3 | 12V | 111,57 | 5,081 | 34,52 | 3,094 |
| 5 | | 37 | 6,6 | 1S | 62,27 | 2,836 | 17,99 | 2,889 |
| 6 | | 13 | 5,6 | 1S+1V | 39,13 | 1,782 | 6,321 | 1,615 |
| 7 | | 10 | 6,1 | 1S+12V | 31,62 | 1,440 | 4,862 | 1,538 |
| 8 | | 10 | 7,0 | 1S+123V | 27,05 | 1,232 | 4,862 | 1,797 |
| 9 | | 5 | 6,9 | 12S | 20,00 | 0,911 | 2,431 | 1,216 |
| 10 | | 2 | 7,0 | 12S+1V | 15,01 | 0,684 | 0,973 | 0,648 |
| 1 | 40,5 | 38 | 6,0 | 1S | 56,61 | 2,578 | 20,06 | 3,639 |
| 2 | | 120 | 6,8 | - | 218,96 | 9,971 | 63,35 | 2,893 |
| 3 | | 90 | 5,7 | 1V | 135,82 | 6,185 | 47,51 | 3,498 |
| 4 | | 100 | 6,5 | 12V | 115,12 | 5,242 | 52,79 | 4,586 |
| 5 | | 39 | 5,5 | 123V | 72,44 | 3,299 | 20,59 | 2,842 |
| 6 | | 16 | 5,6 | 1S+1V | 39,13 | 1,782 | 8,447 | 2,159 |
| 7 | | 12 | 6,0 | 1S+12V | 31,11 | 1,417 | 6,335 | 2,036 |
| 8 | | 7 | 6,4 | 1S+123V | 24,73 | 1,126 | 3,696 | 1,495 |
| 9 | | 3 | 6,8 | 12S | 19,71 | 0,898 | 1,584 | 0,804 |
| 10 | | - | - | 12S+1V | - | - | - | - |
| 1 | 46,2 | 27 | 5,1 | 1S+1V | 35,64 | 1,623 | 16,26 | 4,562 |
| 2 | | 10 | 6,1 | 12S+1V | 13,08 | 0,596 | 6,022 | 4,604 |
| 3 | | 6 | 5,3 | 12S | 15,36 | 0,699 | 3,613 | 2,352 |
| 4 | | 13 | 6,2 | 1S+123V | 23,96 | 1,091 | 7,829 | 3,268 |
| 5 | | 17 | 5,4 | 1S+12V | 27,99 | 1,275 | 10,24 | 3,658 |
| 6 | | 37 | 5,1 | 1S | 48,12 | 2,191 | 22,28 | 4,630 |
| 7 | | 53 | 5,5 | 123V | 72,44 | 3,299 | 31,92 | 4,406 |
| 8 | | 47 | 4,8 | 12V | 85,01 | 3,871 | 28,31 | 3,330 |
| 9 | | 62 | 5,0 | 1V | 119,14 | 5,425 | 37,34 | 3,134 |
| 10 | | 81 | 4,9 | - | 157,78 | 7,185 | 48,78 | 3,092 |

## 4.1. Táblázat (V)

| N | M [mg] | $x'_1-x'_0$ [cm] | E' [mJ] | Szűrő | E [mJ] | I [GW/cm$^2$] | J·10$^7$ [Ns] | (J/E)·10$^5$ [Ns/J] |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 35,5 | 14 | 4,7 | 1S+12V | 24,37 | 1,246 | 6,479 | 2,659 |
| 2 | | 3 | 4,8 | 12S+1V | 10,29 | 0,469 | 1,388 | 1,349 |
| 3 | | 3 | 5,1 | 12S | 14,78 | 0,673 | 1,388 | 0,939 |
| 4 | | 7 | 5,7 | 1S+123V | 22,02 | 1,003 | 3,239 | 1,471 |
| 5 | | 23 | 5,3 | 1S+1V | 37,03 | 1,686 | 10,64 | 2,873 |
| 6 | | 32 | 5,5 | 1S | 51,89 | 2,363 | 14,81 | 2,854 |
| 7 | | 57 | 5,7 | 123V | 75,07 | 3,418 | 26,38 | 3,514 |
| 8 | | 65 | 4,9 | 12V | 86,78 | 3,952 | 30,08 | 3,466 |
| 9 | | 95 | 5,1 | 1V | 121,52 | 5,534 | 43,96 | 3,618 |
| 10 | | 135 | 5,5 | - | 177,10 | 8,065 | 62,47 | 3,527 |
| 1 | 38,6 | 12 | 5,6 | 1S+123V | 21,64 | 0,985 | 6,038 | 2,790 |
| 2 | | 1 | 5,1 | 12S+1V | 10,94 | 0,498 | 0,503 | 0,460 |
| 3 | | 4 | 5,6 | 12S | 16,23 | 0,739 | 2,013 | 1,240 |
| 4 | | 17 | 5,7 | 1S+12V | 29,55 | 1,346 | 8,554 | 2,895 |
| 5 | | 23 | 5,2 | 1S+1V | 36,33 | 1,654 | 11,57 | 3,185 |
| 6 | | 35 | 5,6 | 1S | 52,83 | 2,406 | 17,61 | 3,333 |
| 7 | | 66 | 6,1 | 123V | 80,34 | 3,658 | 33,21 | 4,134 |
| 8 | | 75 | 5,2 | 12V | 92,09 | 4,194 | 37,74 | 4,098 |
| 9 | | 89 | 4,9 | 1V | 116,76 | 5,317 | 44,78 | 3,835 |
| 10 | | 116 | 5,2 | - | 167,44 | 7,625 | 58,37 | 3,486 |
| 1 | 40,5 | 8 | 4,8 | 12S | 13,91 | 0,633 | 4,224 | 3,037 |
| 2 | | 6 | 5,5 | 12S+1V | 11,79 | 0,537 | 3,168 | 2,687 |
| 3 | | 12 | 5,3 | 1S+123V | 20,48 | 0,933 | 6,335 | 3,093 |
| 4 | | 19 | 5,1 | 1S+12V | 26,44 | 1,204 | 10,03 | 3,793 |
| 5 | | 31 | 6,1 | 1S+1V | 42,62 | 1,941 | 16,37 | 3,841 |
| 6 | | 33 | 5,8 | 1S | 54,72 | 2,492 | 17,42 | 3,183 |
| 7 | | 56 | 6,1 | 123V | 80,34 | 3,658 | 29,56 | 3,679 |
| 8 | | 63 | 5,8 | 12V | 102,72 | 4,678 | 33,26 | 3,238 |
| 9 | | 85 | 5,8 | 1V | 138,20 | 6,293 | 44,88 | 3,247 |
| 10 | | 115 | 6,0 | - | 193,20 | 8,798 | 60,71 | 3,142 |

## 4.1. Táblázat (V)

| N | M [mg] | $x'_1-x'_0$ [cm] | E' [mJ] | Szürő | E [mJ] | I [GW/cm$^2$] | J·10$^7$ [Ns] | (J/E)·10$^5$ [Ns/J] |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 46,0 | 2 | 5,4 | 12S+1V | 11,58 | 0,527 | 1,199 | 1,035 |
| 2 | | 4 | 5,5 | 12S | 15,94 | 0,726 | 2,399 | 1,505 |
| 3 | | 10 | 6,0 | 1S+123V | 23,18 | 1,056 | 5,996 | 2,587 |
| 4 | | 18 | 5,4 | 1S+12V | 27,99 | 1,275 | 10,79 | 3,855 |
| 5 | | 22 | 5,5 | 1S+1V | 38,43 | 1,750 | 13,19 | 3,432 |
| 6 | | 34 | 5,2 | 1S | 49,06 | 2,234 | 20,39 | 4,156 |
| 7 | | 48 | 5,6 | 123V | 73,75 | 3,358 | 28,78 | 3,902 |
| 8 | | 52 | 5,3 | 12V | 93,86 | 4,274 | 31,18 | 3,322 |
| 9 | | 81 | 5,8 | 1V | 138,20 | 6,293 | 48,57 | 3,514 |
| 10 | | 88 | 5,6 | - | 180,32 | 8,211 | 52,77 | 2,926 |

## 4.2. Táblázat ($V_2O_5$)

| N | M [mg] | $x'_1-x'_0$ [cL] | E' [mJ] | Szűrő | E [mJ] | I [GW/cm$^2$] | $J\cdot10^7$ [Ns] | $(J/E)\cdot10^5$ [Ns/J] |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 33,8 | 122 | 6,4 | - | 206,08 | 9,384 | 53,75 | 2,608 |
| 2 | | 108 | 6,4 | 1V | 152,50 | 6,944 | 47,59 | 3,121 |
| 3 | | 71 | 5,6 | 12V | 99,18 | 4,516 | 31,28 | 3,154 |
| 4 | | 52 | 5,8 | 123V | 76,39 | 3,479 | 22,91 | 2,999 |
| 5 | | 38 | 5,8 | 1S | 54,72 | 2,492 | 16,74 | 3,059 |
| 6 | | 24 | 5,6 | 1S+1V | 39,13 | 1,782 | 10,57 | 2,701 |
| 7 | | 20 | 6,3 | 1S+12V | 32,66 | 1,487 | 8,812 | 2,698 |
| 8 | | 15 | 6,2 | 1S+123V | 23,96 | 1,091 | 6,609 | 2,758 |
| 9 | | 11 | 6,3 | 12S | 18,26 | 0,832 | 4,847 | 2,654 |
| 10 | | 8 | 6,0 | 12S+1V | 12,87 | 0,585 | 3,525 | 2,739 |
| 11 | | 7 | 6,2 | 12S+12V | 9,88 | 0,450 | 3,084 | 3,121 |
| 12 | | 4 | 6,3 | 12S+123V | 7,46 | 0,340 | 1,762 | 2,362 |
| 13 | | 2 | 6,2 | 123S | 5,39 | 0,245 | 0,881 | 1,635 |
| 1 | 31,1 | 99 | 5,4 | 1V | 128,67 | 5,859 | 40,14 | 3,120 |
| 2 | | 109 | 5,8 | - | 186,76 | 8,505 | 44,19 | 2,366 |
| 3 | | 93 | 7,0 | 12V | 123,97 | 5,645 | 37,70 | 3,041 |
| 4 | | 77 | 6,0 | 123V | 79,02 | 3,598 | 31,22 | 3,951 |
| 5 | | 59 | 6,4 | 1S | 60,38 | 2,750 | 23,92 | 3,962 |
| 6 | | 35 | 5,4 | 1S+1V | 37,73 | 1,718 | 14,19 | 3,761 |
| 7 | | 22 | 6,0 | 1S+12V | 31,11 | 1,417 | 8,919 | 2,867 |
| 8 | | 19 | 6,4 | 1S+123V | 24,73 | 1,126 | 7,703 | 3,115 |
| 9 | | 12 | 6,4 | 12S | 18,55 | 0,845 | 4,865 | 2,623 |
| 10 | | 11 | 6,2 | 12S+1V | 13,30 | 0,606 | 4,459 | 3,353 |
| 11 | | 5 | 5,8 | 12S+12V | 9,25 | 0,421 | 2,027 | 2,191 |
| 12 | | 3 | 5,8 | 12S+123V | 6,85 | 0,312 | 1,216 | 1,775 |
| 13 | | 3 | 6,1 | 123S | 5,30 | 0,241 | 1,216 | 2,294 |

## 4.2 Táblázat ($V_2O_5$)

| N | M [mg] | $x'_i - x'_o$ [cm] | E' [mJ] | Szürő | E [mJ] | I [GW/cm$^2$] | J·10$^7$ [Ns] | (J/E)·10$^5$ [Ns/J] |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 40,0 | 70 | 6,4 | 12V | 113,34 | 5,161 | 36,50 | 3,220 |
| 2 | | 120 | 5,7 | - | 183,54 | 8,358 | 62,57 | 3,409 |
| 3 | | 100 | 6,6 | 1V | 157,26 | 7,161 | 52,14 | 3,316 |
| 4 | | 58 | 6,3 | 123V | 82,97 | 3,778 | 30,24 | 3,645 |
| 5 | | 34 | 6,3 | 1S | 59,44 | 2,707 | 17,73 | 2,983 |
| 6 | | 26 | 6,3 | 1S+1V | 44,02 | 2,005 | 13,56 | 3,080 |
| 7 | | 20 | 6,3 | 1S+12V | 32,66 | 1,487 | 10,43 | 3,194 |
| 8 | | 14 | 6,2 | 1S+123V | 23,96 | 1,091 | 7,300 | 3,047 |
| 9 | | 15 | 6,8 | 12S | 19,71 | 0,898 | 7,821 | 3,968 |
| 10 | | 6 | 6,5 | 12S+1V | 13,94 | 0,635 | 3,129 | 2,245 |
| 11 | | 4 | 6,2 | 12S+12V | 9,88 | 0,450 | 2,086 | 2,111 |
| 12 | | 2 | 6,1 | 12S+123V | 7,21 | 0,328 | 1,043 | 1,447 |
| 13 | | 2 | 6,5 | 123S | 5,65 | 0,257 | 1,043 | 1,846 |
| 1 | 32,7 | 55 | 6,4 | 123V | 84,29 | 3,838 | 23,44 | 2,781 |
| 2 | | 126 | 6,4 | - | 206,08 | 9,384 | 53,71 | 2,606 |
| 3 | | 99 | 6,5 | 1V | 154,88 | 7,053 | 42,20 | 2,725 |
| 4 | | 75 | 6,2 | 12V | 109,80 | 5,000 | 31,97 | 2,912 |
| 5 | | 54 | 7,0 | 1S | 66,04 | 3,024 | 23,02 | 3,486 |
| 6 | | 20 | 5,8 | 1S+1V | 40,53 | 1,846 | 8,525 | 2,103 |
| 7 | | 26 | 6,6 | 1S+12V | 34,22 | 1,558 | 11,08 | 3,238 |
| 8 | | 25 | 7,3 | 1S+123V | 28,21 | 1,285 | 10,66 | 3,779 |
| 9 | | 15 | 6,3 | 12S | 18,26 | 0,832 | 6,394 | 3,502 |
| 10 | | 10 | 6,6 | 12S+1V | 14,15 | 0,644 | 4,263 | 3,013 |
| 11 | | 9 | 7,3 | 12S+12V | 11,64 | 0,530 | 3,836 | 3,296 |
| 12 | | 4 | 6,7 | 12S+123V | 7,92 | 0,361 | 1,705 | 2,153 |
| 13 | | 2 | 6,6 | 123S | 5,74 | 0,261 | 0,853 | 1,484 |

## 4.2. Táblázat ($V_2O_5$)

| N | M [mg] | $x'_i - x'_o$ [cm] | E' [mJ] | Szürő | E [mJ] | I [GW/cm$^2$] | J·10$^7$ [Ns] | (J/E)·10$^5$ [Ns/J] |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 33,7 | 28 | 5,5 | 1S | 51,89 | 2,363 | 12,30 | 2,370 |
| 2 | | 115 | 5,2 | - | 167,44 | 7,625 | 50,52 | 3,017 |
| 3 | | 96 | 5,7 | 1V | 135,82 | 6,185 | 42,17 | 3,105 |
| 4 | | 91 | 6,5 | 12V | 115,12 | 5,242 | 39,98 | 3,473 |
| 5 | | 54 | 5,9 | 123V | 77,70 | 3,538 | 23,72 | 3,053 |
| 6 | | 27 | 6,0 | 1S+1V | 41,92 | 1,909 | 11,86 | 2,829 |
| 7 | | 18 | 6,0 | 1S+12V | 31,11 | 1,417 | 7,907 | 2,542 |
| 8 | | 13 | 6,3 | 1S+123V | 24,34 | 1,108 | 5,711 | 2,346 |
| 9 | | 12 | 5,8 | 12S | 16,81 | 0,766 | 5,272 | 3,136 |
| 10 | | 10 | 6,6 | 12S+1V | 14,15 | 0,644 | 4,393 | 3,105 |
| 11 | | 7 | 6,0 | 12S+12V | 9,56 | 0,435 | 3,075 | 3,217 |
| 12 | | 4 | 5,9 | 12S+123V | 6,97 | 0,317 | 1,757 | 2,521 |
| 13 | | 1 | 6,2 | 123S | 5,39 | 0,245 | 0,439 | 0,815 |
| 1 | 37,8 | 31 | 6,7 | 1S+1V | 46,82 | 2,132 | 15,28 | 3,264 |
| 2 | | 1 | 6,3 | 123S | 5,48 | 0,250 | 0,493 | 0,899 |
| 3 | | 4 | 6,3 | 12S+123V | 7,45 | 0,339 | 1,971 | 2,645 |
| 4 | | 5 | 5,5 | 12S+12V | 8,77 | 0,399 | 2,464 | 2,810 |
| 5 | | 7 | 6,2 | 12S+1V | 13,30 | 0,606 | 3,449 | 2,590 |
| 6 | | 11 | 6,3 | 12S | 18,26 | 0,832 | 5,420 | 2,968 |
| 7 | | 11 | 5,8 | 1S+123V | 22,41 | 1,020 | 5,420 | 2,419 |
| 8 | | 20 | 6,6 | 1S+12V | 34,22 | 1,558 | 9,855 | 2,880 |
| 9 | | 36 | 5,8 | 1S | 54,72 | 2,492 | 17,74 | 3,242 |
| 10 | | 63 | 7,1 | 123V | 93,51 | 4,258 | 31,04 | 2,903 |
| 11 | | 93 | 7,3 | 12V | 129,28 | 5,887 | 45,83 | 3,545 |
| 12 | | 102 | 7,1 | 1V | 169,18 | 7,704 | 50,26 | 2,971 |
| 13 | | 122 | 7,6 | - | 244,72 | 11,140 | 60,12 | 2,457 |

## 4.2. Táblázat ($V_2O_5$)

| N | M [mg] | $x'_i - x'_o$ [cm] | E' [mJ] | Szűrő | E [mJ] | I [GW/cm$^2$] | J·10$^7$ [Ns] | (J/E)·10$^5$ [Ns/J] |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 40,8 | 20 | 6,8 | 1S+12V | 35,25 | 1,605 | 10,64 | 3,018 |
| 2 | | 1 | 6,7 | 123S | 5,83 | 0,266 | 0,532 | 0,912 |
| 3 | | 1,5 | 7,0 | 12S+123V | 8,27 | 0,377 | 0,798 | 0,965 |
| 4 | | 4 | 6,6 | 12S+12V | 10,52 | 0,479 | 2,127 | 2,022 |
| 5 | | 7 | 7,1 | 12S+1V | 15,23 | 0,694 | 3,723 | 2,445 |
| 6 | | 12 | 7,0 | 12S | 20,29 | 0,924 | 6,382 | 3,145 |
| 7 | | 12 | 6,6 | 1S+123V | 25,50 | 1,161 | 6,382 | 2,503 |
| 8 | | 32 | 7,4 | 1S+1V | 51,71 | 2,355 | 17,02 | 3,291 |
| 9 | | 36 | 6,2 | 1S | 58,49 | 2,663 | 19,15 | 3,405 |
| 10 | | 56 | 7,2 | 123V | 94,82 | 4,832 | 29,78 | 3,141 |
| 11 | | 71 | 7,0 | 12V | 123,97 | 5,645 | 37,76 | 3,046 |
| 12 | | 94 | 6,4 | 1V | 152,50 | 6,944 | 49,99 | 3,278 |
| 13 | | 123 | 7,0 | - | 225,40 | 10,260 | 65,42 | 2,902 |
| 1 | 31,5 | 12 | 6,6 | 1S+123V | 25,50 | 1,161 | 4,927 | 1,932 |
| 2 | | 1 | 6,4 | 12S+12V | 10,20 | 0,465 | 0,411 | 4,025 |
| 3 | | 3 | 5,8 | 12S+1V | 12,44 | 0,567 | 1,231 | 0,990 |
| 4 | | 8 | 6,3 | 12S | 18,26 | 0,832 | 3,285 | 1,799 |
| 5 | | 19 | 6,4 | 1S+12V | 33,18 | 1,511 | 7,802 | 2,351 |
| 6 | | 27 | 6,5 | 1S+1V | 45,42 | 2,068 | 11,09 | 2,454 |
| 7 | | 39 | 6,3 | 1S | 59,44 | 2,707 | 16,01 | 2,693 |
| 8 | | 61 | 6,3 | 123V | 82,97 | 3,778 | 25,05 | 3,019 |
| 9 | | 83 | 6,0 | 12V | 106,26 | 4,839 | 34,08 | 3,207 |
| 10 | | 103 | 6,5 | 1V | 154,88 | 7,053 | 42,29 | 2,731 |
| 11 | | 140 | 6,7 | - | 215,74 | 9,824 | 57,49 | 2,665 |

## 4.2. Táblázat ($V_2O_5$)

| N | M [mg] | $x'_1-x'_o$ [cm] | E' [mJ] | Szűrő | E [mJ] | I [GW/cm$^2$] | $J\cdot10^7$ [Ns] | $(J/E)\cdot10^5$ [Ns/J] |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 30,5 | 7 | 6,3 | 12S | 18,26 | 0,832 | 2,783 | 1,524 |
| 2 | | 1 | 5,8 | 12S+123V | 6,85 | 0,312 | 0,398 | 0,580 |
| 3 | | 3 | 6,2 | 12S+12V | 9,88 | 0,450 | 1,193 | 1,207 |
| 4 | | 8 | 6,1 | 12S+1V | 13,08 | 0,596 | 3,181 | 2,432 |
| 5 | | 13 | 6,1 | 1S+123V | 23,57 | 1,073 | 5,169 | 2,193 |
| 6 | | 28 | 6,4 | 1S+12V | 33,18 | 1,511 | 11,13 | 3,354 |
| 7 | | 34 | 5,9 | 1S+1V | 41,23 | 1,878 | 13,52 | 1,352 |
| 8 | | 48 | 6,3 | 1S | 59,44 | 2,707 | 19,08 | 3,210 |
| 9 | | 73 | 6,3 | 123V | 82,97 | 3,778 | 29,02 | 3,498 |
| 10 | | 73 | 6,1 | 12V | 108,03 | 4,919 | 29,02 | 2,686 |
| 11 | | 102 | 6,1 | 1V | 145,35 | 6,619 | 40,55 | 2,790 |
| 12 | | 130 | 6,3 | - | 202,86 | 9,238 | 51,69 | 2,548 |
| 1 | 32,1 | 5 | 6,7 | 12S+1V | 14,37 | 0,654 | 2,092 | 1,456 |
| 2 | | 2 | 6,4 | 123S | 5,56 | 0,253 | 0,837 | 1,505 |
| 3 | | 4 | 6,4 | 12S+123V | 7,56 | 0,344 | 1,674 | 2,214 |
| 4 | | 6 | 6,6 | 12S+12V | 10,52 | 0,479 | 2,511 | 2,387 |
| 5 | | 9 | 6,3 | 12S | 18,26 | 0,832 | 3,766 | 2,062 |
| 6 | | 13 | 6,0 | 1S+123V | 23,18 | 1,056 | 5,440 | 2,347 |
| 7 | | 24 | 6,8 | 1S+12V | 35,25 | 1,605 | 10,04 | 2,848 |
| 8 | | 28 | 6,8 | 1S+1V | 47,51 | 2,163 | 11,72 | 2,467 |
| 9 | | 47 | 6,9 | 1S | 65,10 | 2,964 | 19,67 | 3,022 |
| 10 | | 80 | 6,1 | 123V | 80,34 | 3,658 | 33,48 | 4,167 |
| 11 | | 95 | 7,4 | 12V | 131,05 | 5,968 | 39,75 | 3,033 |
| 12 | | 110 | 6,7 | 1V | 159,65 | 7,270 | 46,03 | 2,883 |
| 13 | | 130 | 6,5 | - | 209,30 | 9,531 | 54,40 | 2,599 |

5.1. Táblázat (V)

| N | h[μm] | d[μm] | ΔM [μg] | E [mJ] | $(\Delta M/E)\cdot 10^{10}$ [kg/J] | I [GW/cm$^2$] |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 11 | 57 | 0,1712 | 167 | 10,25 | 7,62 |
| 2 | 6 | 66 | 0,1252 | 117 | 10,70 | 5,32 |
| 3 | 4 | 64 | 0,0785 | 86 | 9,13 | 4,03 |
| 4 | 3 | 74 | 0,0787 | 57 | 13,80 | 2,58 |
| 5 | 2 | 61 | 0,0357 | 40 | 8,93 | 1,80 |
| 6 | 1,5 | 39 | 0,0109 | 21 | 5,19 | 0,944 |
| 7 | 2 | 38 | 0,0138 | 18,5 | 7,46 | 0,844 |
| 8 | 1 | 37 | 0,0066 | 13,3 | 4,96 | 0,61 |
| 9 | 13 | 68 | 0,2880 | 158 | 18,23 | 7,18 |
| 10 | 8 | 56 | 0,1202 | 117 | 10,27 | 5,32 |
| 11 | 3 | 64 | 0,0589 | 63,2 | 9,32 | 2,88 |
| 12 | 2,5 | 49 | 0,0288 | 40 | 7,20 | 1,23 |
| 13 | 1 | 44 | 0,0093 | 28 | 3,32 | 1,27 |
| 14 | 3 | 42 | 0,0254 | 22 | 11,55 | 0,99 |
| 15 | 0,5 | 28 | 0,0019 | 18 | 1,06 | 0,81 |

5.2. Táblázat ($V_2O_5$)

| N | h[μm] | d[μm] | ΔM [μg] | E [mJ] | $(\Delta M/E)\cdot 10^{10}$ [kg/J] | I [GW/cm$^2$] |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 7 | 107 | 0,2113 | 105 | 20,12 | 4,773 |
| 2 | 4,5 | 81 | 0,0778 | 56,6 | 13,75 | 2,580 |
| 3 | 3,5 | 86 | 0,0683 | 44,34 | 15,40 | 2,019 |
| 4 | 3 | 42 | 0,0139 | 30,7 | 4,53 | 1,400 |
| 5 | 5,5 | 113 | 0,1852 | 119 | 15,56 | 5,424 |
| 6 | 3,5 | 95 | 0,0833 | 107 | 7,79 | 4,882 |
| 7 | 3 | 66 | 0,0345 | 57,9 | 5,96 | 2,638 |
| 8 | 3 | 52 | 0,0214 | 45,3 | 4,72 | 2,062 |
| 9 | 3,5 | 42 | 0,0163 | 31,4 | 5,19 | 1,432 |
| 10 | 2 | 35 | 0,0065 | 20,7 | 3,14 | 0,944 |

6.1 Táblázat (V)

| I [GW/cm$^2$] | $(J/E)\cdot10^5$ [Ns/J] | $(\Delta M/E)\cdot10^{10}$ [kg/J] | $v_o\cdot10^{-6}$ [cm/s] | T [K] |
|---|---|---|---|---|
| 1,0 | 1,65 | 5,3 | 1,87 | 100845 |
| 1,2 | 1,90 | 6,1 | 1,87 | 100845 |
| 1,4 | 2,15 | 6,9 | 1,87 | 100845 |
| 1,6 | 2,40 | 7,6 | 1,89 | 103013 |
| 1,8 | 2,65 | 8,2 | 1,94 | 108536 |
| 2,0 | 2,95 | 8,8 | 2,01 | 116510 |
| 2,2 | 3,20 | 9,3 | 2,06 | 122379 |
| 2,4 | 3,40 | 9,8 | 2,08 | 124766 |
| 2,6 | 3,60 | 10,2 | 2,12 | 129611 |
| 2,8 | 3,70 | 10,6 | 2,09 | 125969 |
| 3,0 | 3,70 | 10,9 | 2,03 | 118840 |
| 4,0 | 3,60 | 12,0 | 1,80 | 93436 |
| 5,0 | 3,45 | 12,6 | 1,64 | 77564 |
| 6,0 | 3,30 | 12,9 | 1,54 | 68393 |
| 7,0 | 3,20 | 13,0 | 1,48 | 63167 |
| 8,0 | 3,05 | 13,0 | 1,41 | 57333 |

6.2 Táblázat ($V_2O_5$)

| I [GW/cm$^2$] | $(J/E)\cdot10^5$ [Ns/J] | $(\Delta M/E)\cdot10^{10}$ [kg/J] | $v_o\cdot10^{-6}$ [cm/s] | T [K] |
|---|---|---|---|---|
| 1,0 | 2,25 | 6,4 | 2,37 | 108178 |
| 1,2 | 2,45 | 6,9 | 2,39 | 110180 |
| 1,4 | 2,65 | 7,3 | 2,44 | 114902 |
| 1,6 | 2,85 | 7,75 | 2,47 | 117745 |
| 1,8 | 3,00 | 8,2 | 2,46 | 116793 |
| 2,0 | 3,10 | 8,7 | 2,40 | 111166 |
| 2,2 | 3,20 | 9,1 | 2,37 | 108404 |
| 3,0 | 3,15 | 10,9 | 1,94 | 72636 |
| 4,0 | 3,10 | 12,8 | 1,63 | 51277 |
| 5,0 | 3,00 | 14,4 | 1,40 | 37827 |
| 6,0 | 2,95 | 15,6 | 1,27 | 31128 |
| 7,0 | 2,90 | 16,7 | 1,17 | 26419 |

## Irodalomjegyzék


/1/ Harry, J. E.: Ipari lézerek és alkalmazásuk, Müszaki Kiadó, Budapest, (1979).

/2/ Charschan, S. S.: Lasers in Industry, Van Nostrand Reinhold Comp., New York, Toronto, Melbourne, London, (1972).

/3/ Baiborodina, J.V., L. Z. Krikszunova, O. N. Litvinenko: Szpravocsnik po lazernoj technike, Technika, Kiev, (1978).

/4/ Kozma, L., I. Ketskeméty: Festéklézerek, József Attila Tudományegyetem Természettudományi Kar, Szeged, (1978).

/5/ Sztrahovszkij, G. M., A. V. Uszpenszkij: Osznovi kvantovoj elektroniki, (1973).

/6/ Farkas, Gy., Z. Gy. Horváth: Részecskeemisszió lézerfény hatására, Gondolat Kiadó, Budapest, (1976).

/7/ Arcimovics, L. A.: Amit a plazmáról minden fizikusnak tudnia kell, Gondolat Kiadó, Budapest, (1977).

/8/ Thonson, W. B.: An introduction to plazma physics, Pergamon Press, London, New York, Paris, (1962).

/9/ Mika, J., T. Török: Emissziós szinképelemzés, Akadémiai Kiadó, Budapest, (1968).

/10/ Mátrai, T.: Gyakorlati spektroszkópia, Müszaki Könyvkiadó, (1963).

/11/ Vörös, T.: Kandidátusi értekezés, Budapest, (1965).

/12/ Generátor opticseszkij monoimpulznij OGM-20.

/13/ Szpektrográf szo szkresennoj diszpersziej SZTE-1.

/14/ King, B. W., L. L. Suber: J. of. Amer. Geram. Soc. 38, 306 (1955).

/15/ Makerov, V. G., A. V. Rakov: FTT 10, 1127 (1968).



József Attila Tudományegyetem Központi Könyvtára SZEGED

/16/ Kenny, N., C. R. Kannewurf, D. H. Whitmore: J. of Phys. and Chem. of Sol., 27, 1237 (1966).

/17/ Hevesi, I.: Kandidátusi értekezés, Szeged, (1967).

/18/ Quang, N., I. Hevesi: Acta Phys. et Chem. Szeged, 20, 285 (1974).

/19/ Rivoalen, L., A. Revcholevschi, J.Livage, R. Colongues: J. of Non-cryst. Sol. 21, 171 (1976).

/20/ Hevesi, I.: Acta Phys. Acad. Sci. Hung., 23, 75 (1967).

/21/ Abdullaev, A.A., L.M. Beljajev, I.V. Vinarov, G.F. Dobrzsanszkij, R.T. Jankelevics: Krisztallografia, 14, 1095 (1969).

/22/ Kovács, J.: Doktori értekezés, Szeged, (1980).

/23/ Bunkin F.V., I. Ketskeméty, J. Kovács, L. Nánai, E. Szil, I. Hevesi: Kratkije szoobsényija po fizike, 5, 14 (1981).

/24/ Táblicü szpektralnij linij, Nauka, Moszkva, (1977). (Zajdel, Prokafjev, Rajszkij, Szlavnüj, Srejder).

/25/ Ready, J.F.: Effects of high - power laser radition, Academic Press, New-York-London, (1971).

/26/ Zajdel, A.N., G.V. Osztrovszkaja: Lazernüje metodü iszledovanija plasmü, Nauka, Leningrád, (1977).

/27/ Bakeev, A.A.: Zsurnal prikladnoj szpektroszkopii, 31, 592 (1979).

/28/ I. Apostol, M. Dinescu, V. Draganescu, I.N. Michailescu, L.C. Nistor, V. Teodorescu, I. Hevesi, J. Kovács, L. Nánai, E. Szil: Trends in Physics, 5 th General Conf. of EPS. Istanbul (1981), p. 265.

/29/ Römpp: Vegyészeti lexikon, Müszaki Könyvkiadó, Budapest, (1961).

/30/ Kittel C.: Bevezetés a szilárdtest-fizikába, Müszaki Könyvkiadó, Budapest, (1981).

/31/ J. Kovács, E. Szil and Á. Nádházi: Acta Phys. et Chem., Szeged, 28, 129 (1982).

/32/ Budó Á.: Mechanika, Tankönyvkiadó, Budapest, (1965).

/33/ I.D. Apostol, C. Grigoriu, I. Morjan, I.N. Mihailescu, and V.A. Batanov, V.B. Fedorov, A.M. Prokhorov: Rev. Roum. Phys., 21, 371 (1976).

/34/ Zeldovics Ja. B., Rajzer Ju. P.: Fizika udarhnüh voln i vüszokotemperaturnüh gidrodinamicseszkih javlenij, Nauka, Moszkva (1966).

/35/ Boland, B.C., F.E. Irons, R.W.P. McWhirter: J. Phys. B.1. 1180 (1968).

/36/ Sinha, B.K.: J. Appl. Phys. 52, 5010 (1981).

/37/ Haught A.F., D.H. Polk: Phys. Fluids 13, 2825 (1970).

Köszönetnyilvánitás

Jelen értekezés a JATE Kisérleti Fizikai Tanszékén készült.

Köszönetet mondok Dr. Ketskeméty István tanszékvezető egyetemi tanárnak, amiért lehetővé tette számomra a téma kidolgozását.

Köszönetemet fejezem ki Dr. Hevesi Imre egyetemi docensnek, a fizikai tudományok kandidátusának, aki munkámat nagy figyelemmel kisérte.

Megköszönöm Dr. Szil Elemér egyetemi adjunktusnak és Dr. Kovács József egyetemi tanársegédnek, hogy irányitották munkámat, a kisérleti munkában és az értekezés összeállitásában segitséget nyujtottak.

Ezuton mondok köszönetet az értekezés technikai kivitelezéséért Iványi Zoltánnénak és Szemmári Lászlónénak.