

УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ ПРИРОДНО – МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ ДЕПАРТМАН ЗА ФИЗИКУ



Дијагностика водонично-аргонске плазме произведене у Т-цеви

- дипломски рад -

Ментор: Проф. др Зоран Мијатовић Кандидат: Бојан Миљевић

Нови Сад, 2007.

Хвала ближњима на стрпљењу, хвала колегама на разумевању и хвала Богу за све.

САДРЖАЈ

Увод 1
Глава I: Теоријски увод 2
1.1. Гасна плазма 2
1.2. Критеријуми плазменог стања 3
1.3. Модел локалне термодинамичке равнотеже 4
1.4. Електромагнетно зрачење плазме 7
1.4.1. Процес некохерентне емисије 7
1.4.2. Процес кохерентне емисије 8
1.4.3. Закочно зрачење
1.4.4. Рекомбинационо зрачење плазме
1.4.5. Линијски спектри из електромагнетног зрачења
плазме 10
Глава II: Извор плазме – електромагнетна ударна Т-цев 13
2.1. Извори плазме 13
2.2. Електромагнетна ударна Т-цев 16
Глава III: Експериментална поставка 20
3.1. Електрична шема
3.2. Гасни систем
3.3. Оптички и мерни систем 2 ²
Глава IV: Дијагностика плазме 26
4.1. Дијагностички методи у физици плазме 26
4.2. Дијагностички методи одређивања електронске
концентрације 32
4.3. Дијагностички методи одређивања електронске
температуре 35
Глава V: Резултати 39
5.1. Одређивање електронске концентрације 39
5.2. Одређивање електронске температуре 41
Закључак 48
Литература 49

УВОД

Под дијагностиком плазме подразумева се одређивање електронске концентрације N_e и температуре T као два најважнија параметра плазме. Плазма, најгрубље речено, је јонизован гас, тј. систем неутралних и наелектрисаних честица (јона и електрона), у којем доминантну улогу имају колективни процеси, односно, интеракција између честица је условљена постојањем микроелектричног поља које потиче од свих присутних наелектрисаних честица. Више о плазми и критеријумима динамичке равнотеже биће речи у теоријском уводу.

У другој глави биће описан извор плазме који је коришћен у експерименту, а то је електромагнетна ударна Т-цев у којој плазма настаје ударним таласом, и тако произведена плазма има веома високе параметре, концентрацију и температуру који су погодни за примену метода коришћених у овом раду. Т-цев је импулсни извор пражњења који се одликује радијалном хомогеношћу и има добру репродуцибилност. Радни гас је мешавина водоника и аргона.

У трећој глави је описана шема експеримента, како за произвођење плазме, тако и за њено оптичко посматрање.

Затим ће, у четвртој глави, бити описани дијагностички методи и технике које се обично користе. Детаљније ће бити обрађени методи коришћени у овом раду и то: ласерска интерферометрија за одређивање електронске концентрације и два метода за одређивање електронске температуре и то: из нагиба Болцманплота и из односа интезитета линија једном јонизованог и неутралног аргона.

На крају ће бити представљени резултати добијени експерименталним путем и њихово објашњење у закључку.

ГЛАВА І

ТЕОРИЈСКИ УВОД

1.1. ГАСНА ПЛАЗМА

Основна разлика између неутралног гаса и гасне плазме је то што је у плазми присутно знатно електромагнетно микроскопско поље, а главна карактеристика гасне плазме је налажење једног дела њених честица у јонизованом стању. Адекватна молекуларно-кинетичка слика плазме може да се добије ако се замисли високотемпературни гас јонизованих атома и електрона, који се хаотично крећу и сударају, при чему су брзине кретања и енергије судара знатно више него код неутралног гаса [1].

Елементарни процес којим се стварају наелектрисане честице у плазми је **јонизација** атома гаса, односно један од судара у којем између два атома долази до откидања електрона из електронског омотача једног од њих, а за то је потребно да енергија бар једног од атома који се сударају буде већа од енергије јонизације. Постоји више механизама јонизације: сударна јонизација, јонизација апсорпцијом фотона довољно велике енергије (фотојонизација), затим, термална јонизација, јонизација у нееластичном судару са електроном, а могући су и процеси вишеструке јонизације. У лабораторијским условима, за формирање јона одређену улогу имају и процеси захвата електрона где неутрални атоми гаса узимају прекобројни електрон и тако образују негативан јон.

Поред јонизације, истовремено се одвија и супротан процес, **рекомбинација**, нееластичан судар електрона и позитивног јона који доводи до образовања неутралног атома. Након релативно кратког времена, између јонизације и рекомбинације успоставља се стационарно стање **динамичке равнотеже**.

По дефиницији, плазма је систем наелектрисаних честица чије се понашање одређује колективном интеракцијом заснованом на Кулоновим силама [1]. Потенцијал ових сила је сразмеран са r^{-1} па су то силе дугог домета и колективна интеракција у плазми почиње да се осећа већ при релативно малој процентуалној јонизацији и има низ специфичних последица као што су макроскопска квазинеутралност, Дебајево екранирање, плазмене осцилације, итд.

У земаљским условима гасна плазма представља реткост попут муње, поларне светлости или у јоносфери, међутим, у Васиони представља доминантно агрегатно стање. Преко 99% материје налази се у стању плазме или као грађа звезда или у облику међузвезданог гаса.

1.2. Критеријуми Плазменог Стања

Тежња плазме да буде у стању у којем је запреминска густина наелектрисања једнака нули, тј. **макроскопска квазинеутралност**, је једна од најбитнијих последица колективне интеракције засноване на Кулоновим силама. Услов макроскопске квазинеутралности уједно одређује и критеријуме плазменог стања. Да би услов електронеутралности плазме:

$$\sum_{\alpha} e_{\alpha} n_{\alpha} = 0 \tag{1.1}$$

где су e_{α} и n_{α} наелектрисања и концентрације појединих врста честица плазме, био задовољен, димензије области коју заузима плазма морају бити знатно веће од димензија њене Дабајеве сфере, а разматрани интервал времена мора да буде већи од периода електричних плазмених осцилација. Други критеријум се може представити као захтев да утицај судара на плазмене осцилације буде што мањи како не би дошло до амортизовања плазмених осцилација које обезбеђују настајање макроскопске електронеутралности плазме. Дакле, критеријуми плазменог стања могу се изразити на следећи начин:

$$V >> r_{\rm D}^3 \tag{1.2}$$

$$v_{\alpha} << \omega_{p\alpha}$$

где је V запремина области коју заузима плазма, $r_{\rm D}$ Дебајев радијус плазме дефинисан као:

$$r_{\rm D} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 kT}{e^2 n}} \tag{1.3}$$

 v_{α} је тотална колизиона фреквенција, тј. укупан број судара које једна честица врсте α претрпи у јединици времена, а

$$\omega_{p\alpha} = \sqrt{\frac{e_{\alpha}^2 n_{\alpha}}{\varepsilon_0 m_{\alpha}}} \tag{1.4}$$

представља плазмену фреквенцију за једну врсту честица.

Ако се посматра двокомпонентна изотермна плазма у којој је:

$$n_e = n_i,$$

$$e = e_i,$$

$$T_e = T_i.$$

ефективни Дебајев радијус износи:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r_{\rm D}^2} &= \frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0 k_{\rm B} T_e} + \frac{e_{\rm i}^2 n_{\rm i}}{\varepsilon_0 k_{\rm B} T_{\rm i}} = \frac{2e^2 n_e}{\varepsilon_0 k_{\rm B} T_e} ,\\ r_{\rm D} &= \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_{\rm B} T_e}{2e^2 n_e}} \end{aligned}$$

и први критеријум плазменог стања каже да мора да важи:

$$n_e >> \frac{\varepsilon_0 k_{\rm B} T_e}{2e^2 r_{\rm D}^2}.$$

Ако је $r_{\rm D}$ реда величине 10 cm, а T_e износи 10⁴ K, тада концентрација електрона мора бити много већа од 10⁹ m⁻³ (10³ cm⁻³), што је у реалности испуњено.

Што се тиче другог критеријума, колизионе фреквенције су обично у интервалу $\nu_{\alpha} = (10^3 - 10^4)$ Hz, док су најниже вредности плазмених осцилација реда величине 10^6 Hz. Из свега наведеног може да се закључи да сваки гас на релативно високој температури постаје плазма.

1.3. МОДЕЛ ЛОКАЛНЕ ТЕРМОДИНАМИЧКЕ РАВНОТЕЖЕ

Модел локалне термодинамичке равнотеже (ЛТР, енг: *LTE*) је, уз стационарни коронални модел и сударно радијативни модел, најкарактеристичнији и најприсутнији.

Плазма чија се популација мења са временом назива се нестационарном, али под одређеним физичким условима, када се параметри посматране плазме не мењају сувише брзо, могуће је рећи да је стационарна. Математички гледано, није лако решити системе једначина које нам дају услове стационарности, па се користи модел ЛТР који представља једноставнији модел популационодепопулационих процеса у плазми.

У моделу локалне термодинамичке равнотеже расподела електрона по нивоима је одређена искључиво сударним процесима [2]. Ови процеси треба да се дешавају тако брзо да расподела електрона зависи тренутно од било које промене у условима плазме. Под таквим условима сваки процес је праћен инверзним процесом са истом вероватноћом по принципу детаљне равнотеже. У том случају расподела електрона је иста као у систему са потпуном термодинамичком равнотежом. Иако се температура и електронска концентрација могу мењати у простору и времену, посматрана популација у било којој тачки и било ком тренутку зависи од локалне вредности температуре и електронске концентрације.

Слободни електрони имају Максвелову расподелу по брзинама:

$$dN_{v} = N_{e} 4\pi \left(\frac{m_{e}}{2\pi kT_{e}}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{m_{e}v^{2}}{2kT_{e}}\right)v^{2} dv$$
(1.5)

а популација енергетских нивоа дата је Болцмановом и Саха једначином. Болцманова једначина има облик:

$$\frac{N_n}{N_m} = \frac{g_n}{g_m} \cdot \exp\left(-\frac{E_n - E_m}{kT_e}\right)$$
(1.6)

где су N_n и N_m популације нивоа *n* и *m*, g_n и g_m су статистичке тежине, а E_n и E_m енергије тих нивоа. Саха једначина се може написати на два следећа начина:

$$\frac{N_e N_1^z}{N_n^{z-1}} = \frac{2g_1^z}{g_n^{z-1}} \left(\frac{2\pi m_e kT_e}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{\frac{E_H}{n^2} - \Delta E_{\infty}}{kT_e}\right)$$
(1.7)

или

$$\frac{N_e N^z}{N^{z-1}} = \frac{2Z^z(T_e)}{Z^{z-1}(T_e)} \left(\frac{2\pi m_e k T_e}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(\frac{E_H - \Delta E_{\infty}}{k T_e}\right)$$
(1.8)

где је Z статистичка сума, N_e концентрација електрона, а N^z и N^{z-1} представљају концентрацију јона наелектрисаних са z или z-1 елементарних наелектрисања. Напред наведене једначине повезују концентрације јона са концентрацијом електрона што омогућује да се једна од ових величина израчуна, ако су остале познате.

Могуће грешке при одређивању интензитета спектралних линија из модела ЛТР условљене су само недовољно тачним познавањем параметара плазме и вероватноћа прелаза. Ако је плазма оптички танка, тј. ако зрачење из извора излази без интеракције са плазмом, тада је интензитет линије која настаје као резултат прелаза са нивоа *n* на ниво *m* дат изразом:

$$I_{nm} = \frac{1}{4\pi} \int N_n A_{nm} \mathbf{h} \, \mathbf{v}_{nm} \mathrm{d}l \tag{1.9}$$

где је A_{nm} вероватноћа прелаза, а hv_{nm} енергија фотона. Израз, уствари, представља снагу зрачења при наведеном прелазу по јединици запремине и по јединици просторног угла. Интеграција се врши по целој дебљини плазме која се види детектором. Континуално зрачење модела ЛТР настаје од закочног и рекомбинационог зрачења плазме. Укупан интензитет при било којој фреквенцији је сума доприноса ових зрачења на тој фреквенцији.

За примену модела ЛТР плазме постоји, наравно, и ограничење. Када је концентрација електрона у плазми довољно ниска, вероватноћа радијативног прелаза постаје упоредива или чак превазилази вероватноћу одговарајућег сударног прелаза. У том случају популација енергетских нивоа одступа од популације предвиђене Болцмановом расподелом (1.6).

Фреквенција сударне деексцитације (број судара у јединици запремине и јединици времена) може се изразити као $N_e N_n X(T_e, n, m)$ где је $X(T_e, n, m)$ коефицијент сударне деексцитације. Фреквенција спонтане деексцитације је

 $N_n A_{nm}$. Ако се дозволи 10% одступања од вредности концентрација у комплетној ЛТР, фреквенција спонтаних прелаза између било која два нивоа *n* и m (n > m) треба да буде барем десет пута мања од фреквенције сударних прелаза са *n*-тог на *m*-ти ниво:

$$N_e N_n X(T_e, n, m) \ge 10 N_n A_{nm} \tag{1.10}$$

Након израчунавања деексцитационог коефицијента добија се погоднији облик услова [2]:

$$N_e \ge 1.6 \cdot 10^{12} \sqrt{T_e} E_{nm}^3 \tag{1.11}$$

где је енергија ексцитације посматраног прелаза изражена у електрон-волтима (eV), а температура у келвинима (K).

Ово је потребан, али не и довољан услов да плазма буде у стању локалне термодинамичке равнотеже, јер је, поред наведеног, потребно да плазма буде стационарна и хомогена [1].

Стационарност плазме се оцењује упоређивањем релаксационих времена за поједине процесе у плазми са временом настајања и нестајања плазме. И екситациона и јонизациона равнотежа се остварују кроз низ квазистационарних стања која су врло блиска условима ЛТР, па, ако је релаксационо време за неку ексцитацију или јонизацију мало у поређењу са релаксационим временом настајања или нестајања плазме, може се рећи да је плазма квазистационарна. Може се десити да се одговарајућа расподела популације успостави тек од неког вишег нивоа, па се тај ниво назива термални ниво, а за такву плазму се каже да је у парцијалној ЛТР. За термални ниво, вероватноћа радијативних процеса једнака је вероватноћи сударних процеса. У већини експериманталних плазми време из претходног услова и јесте мало па се парцијална ЛТР остварује скоро тренутно у поређењу са осталим карактеристичним временима плазме.

Време потребно да се успостави Максвел-Болцманова расподела по енергијама, коју електрони морају да имају и којој одговара температура T_e , одређено је одговарајућим релаксационим временом и то време је обично много краће од времена живота плазме.

Равномерна расподела енергије између две групе наелектрисаних честица је, такође, брз процес.

Због интеракције између јона и атома, расподела атома по енергијама је врло близу расподеле јона по енергијама.

Ако је време живота плазме много веће од ових, наведених, релаксационих времена термализације, тада се може рећи да електрони, јони и атоми имају Максвел-Болцманову расподелу по енергијама одређену истом температуром [2]:

$$T_e = T_i = T_a = T \tag{1.12}$$

Потребно је, као што је већ речено, да плазма буде и хомогена, јер просторна нехомогеност може да нарушава важење модела. У току релаксационог времена за неку ексцитацију или јонизацију, честице плазме прелазе, услед дифузије, неко растојање и ако су дуж тог растојања промене параметара плазме мале, може да се каже да је плазма практично хомогена, односно да је градијент нехомогености толико мали да не утиче на модел у месту посматрања.

1.4. Електромагнетно Зрачење Плазме

Гасна плазма је јак извор електромагнетног зрачења, како у видљивој области тако и у другим деловима спектра. У лабораторијским условима се ово зрачење по спектралним карактеристикама увек разликује од зрачења црног тела одређене температуре, што нам говори да се таква плазма не налази у стању потпуне термодинамичке равнотеже. Детаљније проучавање карактеристика зрачења плазме може да донесе много информација о физичким процесима који се у њој збивају, па, стога, постоји значајан научни интерес. Најчешће коришћен експериментални метод за одређивање параметара плазме (њеног састава, концентрације и температуре њених компонената) јесте управо спектроскопија плазме, односно проучавање особина њеног зрачења.

Механизми емитовања фотона у плазми се обично деле на некохерентне (индивидуалне) и кохерентне (колективне).

Код индивидуалне емисије фотон се емитује услед прелаза електрона из једног у друго квантно стање, а укупно зрачење је сума свих зрачења појединачних електрона и при томе сваки зрачи као да је изолован.

У другом случају фотоне емитује цео колектив наелектрисаних честица. У плазми се ово дешава на фреквенцијама у близини електронске плазмене фреквенције или на неким другим дискретним фреквенцијама, које су повезане са плазменом фреквенцијом. Интензитет зрачења у процесима кохерентне емисије може бити већи од интензитета зрачења црног тела на истој фреквенцији [3].

1.4.1. Процес некохерентне емисије

Код овог типа процеса емисије уобичајено је да се разликују три типа прелаза електрона из почетног у крајње стање, а то су:

- слободно-слободни прелази,
- слободно-везани прелази,
- везано-везани прелази.

Слободно-Слободни Прелази

Код ових прелаза је електрон и у почетном и у крајњем стању слободан. Емисија зрачења наступа када је убрзање електрона различито од нуле, а може да наступи или у току судара са неком честицом или да се јави као последица циклотронске ротације електрона у спољашњем магнетном пољу. У првом случају реч је о **закочном зрачењу** (има континуални спектар), а у другом случају употребљава се термин **циклотронско зрачење** (овде се емисија врши углавном на циклотронској фреквенцији или њеним хармоницима).

Слободно-Везани Прелази

У слободно-везаним прелазима електрон је у почетном стању слободан, а у крајњем стању везан, односно уграђен у атомски омотач. Овакви прелази се одигравају при процесима рекомбинације и захвата. Кинетичка енергија електрона који прелази у везано стање (ова енергија може бити произвољна) и енергија ослобођена при уграђивању електрона W_b (ова енергија има тачно одређену вредност) се емитују у облику једног фотона који може имати произвољну енергију, али не мању од W_b . Емитовано зрачење има континуалан спектар у којем су присутне све фреквенције изнад v_{min} , односно све таласне дужине мање од λ_{max} :

$$v_{\min} = \frac{W_{\rm b}}{h},\tag{1.13}$$

$$\lambda_{\max} = \frac{hc}{W_{\rm b}}.\tag{1.14}$$

Везано-Везани Прелази

Код ових прелаза електрон је и у почетном и у крајњем стању везан, односно прелази са једне орбите на другу унутар атомског омотача, при чему се разлика енергија почетног и крајњег стања емитује у виду једног фотона. Резултат оваквих прелаза јесу типични линијски спектри карактеристични за атомске врсте присутне у плазми. Ови прелази доводе до појаве тракастих спектара код молекула. Овако настали спектри се састоје од великог броја међусобно врло блиских спектралних линија. Под извесним условима се ове линије толико збију да образују тзв. квазиконтинуалан спектар.

1.4.2. Процес кохерентне емисије

У плазми се кохерентно зрачење најчешће емитује у микроталасном подручју. Ово зрачење назива се још и *нетоплотним* због чињенице да интензитет зрачења овде може бити већи од интензитета зрачења црног тела на истој фреквенцији. Кохерентно зрачење јавља се обично код нестабилних плазми. Осим плазмених осцилација, као могуће механизме оваквог зрачења би требало споменути постојање неравнотежне, немаксвеловске расподеле електрона по брзинама, присуство нехомогености, просторне ограничености плазме и могућност принудне емисије код резонантних система као што је плазмени ласер.

Кохерентни и некохерентни механизми емисије зрачења се, када је реч о плазми, међусобно не искључују, већ се донекле и допуњују. У процесу емитовања свог удела у некохерентној компоненти зрачења плазме, електрон се не може сматрати потпуно изолованим, јер се стално налази у микроскопском електричном пољу које потиче од околних наелектрисаних честица. На тај начин се некохерентно зрачење плазме у извесној мери модификује постојањем колективних ефеката.

1.4.3. Закочно зрачење

Наелектрисане честице плазме се у моменту судара крећу неравномерно и услед тога зраче електромагнетне таласе у складу са општим законима електродинамике. За ове процесе су од највећег значаја судари електрона са јонима. Зрачење емитовано приликом тих судара назива се **закочно зрачење**. Ови судари се јављају у врло широком интервалу таласних дужина (спектралних фреквенција), почев од микроталаса, преко инфрацрвеног подручја, видљивог дела спектра, блиског и вакуумског ултраљубичастог подручја, па све до области рендгенских зрака.

За термонуклеарне проблеме у области физике плазме обично је довољно знати само укупне енергетске губитке на закочно зрачење, али за многе друге области истраживања потребно је знати и спектралне карактеристике закочног зрачења, односно расподелу израчене енергије по фреквенцијама (таласним дужинама).

Закочно зрачење емитовано негде у плазми не мора обавезно да у потпуности доспе до површине плазме где се спектроскопски може анализирати. Одређени део тог зрачења, зависно од фреквенције, биће апсорбован при проласку до површине.

Пошто ефективни апсорпциони коефицијент за закочно зрачење опада са фреквенцијом, плазма ће бити непрозрачна за то зрачење у области ниских фреквенција, а прозрачна у области високих. Прелаз из области непрозрачности у област прозрачности се код лабораторијских плазми обично констатује у инфрацрвеном делу спектра.

Спектроскопија закочног зрачења је у првом реду спектроскопија у вакуумској ултраљубичастој области и области рендгенских зрака.

1.4.4. Рекомбинационо зрачење плазме

Зрачење при слободно-везаним прелазима настаје у случају када се слободни електрон судара са јоном или неутралном честицом и образује нову неутралну честицу или нови јон. Рекомбинационо зрачење је зрачење континуалног спектра које се емитује у процесима фотозахвата као што су радијативна рекомбинација, радијативни захват електрона на вишеструко јонизованом атому и радијативни захват електрона на неутралу. Код процеса овакве врсте, врши се емисија фотона енергије [1]:

$$hv = \frac{1}{2}m_e v^2 + W_{\text{ion},n}^{(i)}, \qquad (1.15)$$

где први сабирак представља кинетичку енергију електрона који је захваћен, а други сабирак означава енергију јонизације атома A⁽ⁱ⁾ са *n*-тог енергетског

нивоа. У спектру зрачења су присутне све фреквенције изнад $v_{\min} = \frac{W_{\text{ion},n}^{(l)}}{h}$,

односно све таласне дужине испод $\lambda_{\max} = \frac{hc}{W_{\text{ion},n}^{(i)}}$.

Термин рекомбинационо зрачење који се обично употребљава уместо термина зрачење при фотозахвату, прихваћен је управо због околности да је радијативна рекомбинација (i = 0) најчешћи процес ове врсте. Рекомбинационо зрачење је слично закочном, јер је изотропно.

1.4.5. Линијски спектри из електромагнетног зрачења плазме

У зрачењу које емитује плазма могу се запазити линије својствене спектрима присутних врста атома и њима коресподентних јона различитог степена јонизације. Ови спектри могу да пруже обиље информација о физичким условима и о физичким процесима у плазми, па је зато интерес за изучавање линијских спектара емитованих из плазме у последње време све интензивнији.

Појава линијских спектара из плазме објашњава се квантномеханичком интерпретацијом тако што се показује да у нултој апроксимацији атом може постојати у стационарном стању само на одређеним енергетским нивоима, а у првој апроксимацији постоји и извесна вероватноћа за прелаз са једног на други енергетски ниво. Приликом таквих процеса долази до емисије или апсорпције кванта зрачења чија је енергија једнака разлици енергија крајњег и почетног стања.

У физици плазме, приликом проучавања плазмених спектара од важности су две основне особине спектралних линија и то:

- интензитет линије (спектрални интензитет зрачења на фреквенцији која одговара спектралној линији),
- облик профила линије.

Ове две особине одређене су међусобно независним факторима па се могу проучавати засебно.

Интензитети Спектралних Линија

Ако је плазма оптички танка за зрачење на фреквенцији спектралне линије, спектрални интензитет зрачења ће бити пропорционалан спектралном емисионом коефицијенту j_v . У случају изотропног зрачења, за дату линију важи да је $j_v \propto J_v^l$. Спектрална емисивност J_v^l , са једне стране зависи од вероватноће да се атом (јон) врсте α нађе на енергетском нивоу са квантним бројем *n* са којег се врши прелаз, а са друге стране од вероватноће да такав атом пређе у енергетско стање са квантним бројем *m* (уз емисију фотона фреквенције v_{nm}^{α}). За емисивност плазме на датој фреквенцији v_{nm}^{α} , можемо писати [3]:

$$J_{v_{nm}}^{l} = h v_{nm}^{\alpha} n_{\alpha}^{n} A_{nm}^{\alpha}, \qquad (1.16)$$

где је са n_{α}^{n} означен број атома (јона) врсте α у стању (односно на енергетском нивоу) са квантним бројем *n* (тзв. *популација* или *насељеност нивоа*), а са A_{nm}^{α} вероватноћа спонтаног радијативног прелаза $n \to m$ код атома (јона) врсте α .

Ова последња величина је у литератури позната као Ајнштајнов коефицијент за спонтану емисију, а он зависи од унутаратомских услова. Често се уместо Ајнштајнових коефицијената за емисију, уводе њима пропорционалне величине тзв. јачине осцилатора f_{mn}^{α} , преко релације:

$$A_{nm}^{\alpha} = \frac{g_{\alpha,m}}{g_{\alpha,n}} \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{8\pi e^2}{m_e c^3} \right) (v_{nm}^{\alpha})^2 f_{mn}^{\alpha}, \qquad (1.17)$$

где су $g_{\alpha,m}$ и $g_{\alpha,n}$ статистичке тежине нижег и вишег квантног стања атома врсте α . Може да се покаже да јачина осцилатора представља број класичних хармонијских осцилатора исте фреквенције v_{nm}^{α} , који би у погледу апсорпције електромагнетне енергије зрачења били еквивалентни једном посматраном атому (јону). Овако дефинисане јачине осцилатора не морају бити цели бројеви, нити морају бити већи од јединице.

ПРОФИЛИ СПЕКТРАЛНИХ ЛИНИЈА

Спектрална линија није линија дословно, односно њој не одговара строго монохроматско зрачење таласне дужине λ_0^* (односно фреквенције v_0^*). У зрачењу које формира посматрану линију су присутни, у мањој или већој мери, и фотони свих таласних дужина из неког интервала таласних дужина $\Delta\lambda$ око таласне дужине λ_0^* , тако да спектрална линија има свој **профил**. Профил не мора да буде симетричан (слика 1.)



Слика 1. Изглед профила спектралне линије.

Спектрални интензитет зрачења је по правилу највећи у **центру линије** $(\lambda = \lambda_0^*)$, а затим брже или спорије опада са удаљавањем од центра на тзв. **крилима линије**. Основна карактеристика профила линије је његова **полуширина** $\delta\lambda$, а то је по дефиницији ширина линије при спектралном интензитету који је једнак половини своје максималне вредности. Постоје и друге карактеристике профила које су битне, као што је форма крила линије или евентуална асиметрија. Спектрална линија у целости може да претрпи известан помак (*shift*) [1].

Постојање профила коначне ширине, његове асиметрије, као и помака линије, сведочи о посебним физичким условима у којима атоми (јони) емитују фотоне. Ови посебни физички услови су последица истовременог присуства интензивног термалног кретања честица плазме и интеракције међу њима, што изазива померање и/или цепање енергетских нивоа. Строго говорећи, ни фотони које би емитовали атоми (јони) у условима потпуне изолованости и одсуства термалног кретања, нису потпуно монохроматични, већ образују линију извесне коначне ширине, и то је тзв. **природна ширина** линије (реда величине 10⁻⁵ nm). Она се објашњава квантним ефектима. У разматрањима ширења спектралних линија у плазми, природно ширење се занемарује као мали ефекат вишег реда.

Иако се код сваког појединачног атома (јона) може говорити о Доплеровом помаку таласне дужине зрачења које он емитује, сумарни ефекат ће представљати суперпозицију појединачних помака, односно довешће до Доплеровог ширења (и/или помака) спектралне линије. Аналогно важи и за Штарков ефекат. Зрачење појединих атома (јона) се састоји од линија померених и расцепљених на компоненте дејством електричног поља, али су ова померања различита за различите атоме (јоне), јер макроскопско електрично поље које изазива Штарков ефекат флуктуира од тачке до тачке у плазми и као сумарни ефекат испољава се Штарково ширење (и/или помак) спектралне линије. Штарково ширење настаје услед интеракције емитера ca наелектрисаним честицама. Експериментално посматрани профили спектралних линија емитованих из плазме се најчешће објашњавају комбинованим утицајем Доплеровог и Штарковог ефекта, који делују истовремено. Ако се уведе величина $\xi = \lambda - \lambda_0^*$ (растојање од центра линије), а са $I_D(\xi)$ и $I_S(\xi)$ се означе функције које описују Доплерово и Штарково ширење профила, онда се резултујући профил, који се посматра експериментално, добија као конволуција горње две функције (Војтов профил) у случају јонских линија [3]:

$$I(\xi) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_{\rm D}(\eta) I_{\rm S}(\xi - \eta) \mathrm{d}\eta \,. \tag{1.18}$$

Најчешћа ситуација је да су функције $I(\xi)$ и $I_D(\xi)$ познате. Прва се мери, а друга се израчунава на основу функције расподеле атома (јона) по брзинама. Па израз (1.18) служи за одређивање Штарковог профила $I_s(\xi)$.

Поред природног, Доплеровог и Штарковог ширења постоје и Ван дер Валсово и резонантно ширење. Ван дер Валсово ширење настаје услед интеракције емитера са неутралним атомима. Потенцијал ове интеракције опада са шестим степеном растојања између честица, тако да ће се у зависности од растојања мењати и енергетска разлика између нивоа атома емитера, што се одражава на таласну дужину емитованог фотона. Резонантно ширење настаје услед интеракције емитера са пертурберима исте врсте као и емитер. Штарково, ван дер Валсово и резонантно ширење се називају једним именом: ширење услед притиска. Свакако, код разматрања лабораторијских плазми најдоминантније је Штарково ширење спектралних линија.

Додатно **инструментално ширење** спектралних линија уноси и спектрални уређај. Инструментални профили су приближно Гаусовог типа.

ГЛАВА II

ИЗВОР ПЛАЗМЕ – ЕЛЕКТРОМАГНЕТНА УДАРНА Т-ЦЕВ

2.1. Извори Плазме

Лабораторијски извори плазме морају да задовољавају одређене критеријуме који су задати условима плазменог стања и тиме да произведена плазма буде погодна за спектроскопска посматрања и испитивања особина спектралних линија. Значи, мора да буде успостављена локална термодинамичка равнотежа (ЛТР), односно да у доминантним сударним процесима у плазми слободни електрони имају Максвелову расподелу (1.5), а да је популација нивоа дата Болцмановом (1.6) и Саха (1.7) једначином. Затим, мора да буде задовољена стационарност у плазми, тј. да релаксациона времена за релевантне атомске процесе буду много мања од времена настајања или нестајања плазме. Следећи услов је да не постоји самоапсорпција или, ако постоји, да је довољно мала тако да се може извршити корекција. И на крају да постоји услов хомогености плазме који може да се наруши, али у малој мери, односно, да плазма буде бар осно симетрична па да се примени нека од процедура анализе линија [13].

Главна подела извора плазме је по режиму рада, а то су:

- импулсни извори,
- континуални извори.

Најбитнија карактеристика ове поделе јесте питање да ли се енергија из извора стално предаје средини (континуални) или се преда одједном (импулсни), односно у веома кратком временском интервалу. Подела извора плазме на импулсне и континуалне дата је у табели 1.

Импулсни	Континуални
импулсни лук*	електрични лук
пинчеви (Z, θ)	тињаво пражњење
ударне цеви*	радиофреквентне плазме
ласерски произведена плазма*	

Извори из табеле 1. означени звездицом могу да буду и квазиконтинуални, а могу да се на континуалним изворима ураде извесне модификације па такви извори могу да произведу плазму у импулсном режиму.

Када је у питању вид енергије који се користи у изворима за добијање плазме (јонизованог гаса), можемо да поделимо изворе на следећи начин.

Вид Енергије	Извор Плазме
Механичка	ударне цеви
Електрична	пинчеви, лук, ударна Т-цев
Електромагнетна	радиофреквентне плазме (RFP)
Светлосна	ласерски произведена плазма (LPP)

Табела 2. Подела извора плазме по виду енергије који користе

Основни параметри плазме, као што је већ речено, су електронска концентрација N_e и електронска температура T_e (параметри чије дијагностиковање и одређивање и јесте циљ овог рада) и евентуално јонска температура T_i код неких извора. За стандардне изворе, процене основних параметара плазме дати су у табели 3 [13].

у различитим изворима				
Извор Плазме	$N_{e} [{\rm m}^{-3}]$	T_e [K]		
радиофреквентна плазма (RFP)				
импулсни лук	$(2-6) \cdot 10^{21}$	$(2-5) \cdot 10^4$		
зидом стабилисани лук	$(1.5-3) \cdot 10^{22}$	$(9-11) \cdot 10^3$		
ударна Т-цев	$(0.8-8) \cdot 10^{23}$	$(1.4 - 4) \cdot 10^4$		
Z-пинч	$(0.2 - 20) \cdot 10^{23}$	$(3-11) \cdot 10^4$		
ласерски произведена плазма	$(0.2 - 30) \cdot 10^{23}$	$(0.2 - 30) \cdot 10^4$		
фузионе плазме	од ~10 ²⁰ до ~10 ²⁸	$T_i \ge 10^8 K$		

ТАБЕЛА 3. Интервали електронске концентрације и температуре у различитим изворима

Електромагнетна Ударна Т-цев

Принцип рада Т-цеви заснива се на појави ударног таласа који, простирањем кроз Т-цев, загрева разређени гас испред себе. Ударни талас се формира услед пражњења кондензатора преко електрода које су смештене у краћем делу Тцеви. У тој области пражњења, током кратког временског интервала, формира се лучна плазма високе температуре и притиска у односу на дужи део Т-цеви, што ствара услове за појаву ударног таласа који се креће ка периферији бочног дела Т-цеви. Убрзању ударног таласа значајно доприноси и електромагнетна сила која се јавља између струје која протиче међу електродама за пражњење и струје из повратног вода који је паралелан краћем делу Т-цеви, и та струја је супротног смера од струје између електрода. Удаљавајући се од електроде, ударни талас загрева гас испред себе. Ако је на крају бочног дела Т-цеви постављена препрека – рефлектор, ударни талас се одбија од ње и, крећући се у супротном смеру, додатно загрева долазећу плазму. На тај начин је могуће постићи температуру плазме од неколико десетина хиљада К и електронску концентрацију између $10^{17} - 10^{18}$ cm⁻³.

Механичка Ударна Цев

Механичка ударна цев је, у ствари, дугачак цилиндар подељен на два дела мембраном. Мембрана се посебно припрема, односно бира се таква која ће да пуца на одређеном притиску који треба да буде постигнут. Део ударне цеви који садржи гас на вишем притиску назива се компресиона комора, а други део цеви назива се експанзиона комора где влада нижи притисак. У моменту пуцања мемране настаје ударни талас чији се фронт креће кроз експанзиону комору, а затим се рефлектује од чеоног зида повећавајући своју јачину. Погонски гас, тј. гас у компресионој комори не мора да буде исти као радни гас који се налази у експанзионој комори. Негативна особина је та што једним пуцањем мембране и једним пуњењем гаса може да се произведе само један ударни талас, а време понављања није мало.

Импулсни Лукови Ниског Притиска и Z-пинч

Код лукова ниског притиска плазма се производи пражњењем кондензатора кроз стаклену цев у којој се налази испитивани гас на смањеном притиску. Конструкција импулсног лука и Z-пинча је иста, а једина разлика је у величини примењеног напона: ако се ради о неколико kV, плазма ће имати карактеристике лука, док се при напонима вишим од 10kV јавља пинч-ефекат. Код Z-пинча се достиже већа електронска концентрација него код лука, што даје предност Z-пинчу при испитивању узаних линија више пута јонизованих атома.

Од осталих импулсних извора плазме треба напоменути импулсно капиларно пражњење и θ-пинч.

Стационарни Извори Плазме

У ове изворе спадају стабилисани лукови и плазма-џетови. Лукови представљају електрична пражњења на атмосферском притиску, при чему је плазма у стању врло блиском стању потпуне термодинамичке равнотеже. У том случају, међутим, долази до кривљења и нестабилности плазменог стуба, што се стабилизује или протоком гаса око простора за пражњење или се пражњење изводи у суду који се састоји од међусобно изолованих металних сегмената хлађених водом (зидом стабилисани лук). Предност ових извора представља њихов континуалан рад, што обезбеђује дуго време посматрања, тако да су снимљене линије прецизно дефинисане.

У овом раду коришћена је електромагнетна ударна Т-цев као извор плазме па ће бити подробније описан механизам формирања плазме у њој.

2.2. Електромагнетна Ударна Т-цев

Ударни Таласи

Простирање таласа у ма којој средини се описује једначинама које се добијају из основних једначина динамике дате средине применом методе пертурбације. Најједноставнији модел проучавања динамике плазме јесте магнетохидродинамички (МХД) модел. У том моделу се плазма поистовећује са једним проводним флуидом, а динамичко стање у њој се описује једначинама које повезују поље густине $\rho(x, y, z, t)$, притиска p(x, y, z, t), температуре T(x, y, z, t), брзине протицања $\vec{v}(x, y, z, t)$, густине струје $\vec{j}(x, y, z, t)$, електричног и магнетног поља $\vec{E}(x, y, z, t)$ и $\vec{B}(x, y, z, t)$. МХД апроксимација је примењива код флуида високе проводности и јако изражене тенденције ка електронеутралности [1].

Применом малих пертурбација обично методе ce добијају диференцијалне једначине које су нелинеарне по пертурбацијама. Ове једначине се могу линеаризовати ако су амплитуде поремећаја мале, међутим у неким случајевима се мора узети у обзир коначна величина амплитуде. Тада се може успоставити такво стање у којем хидродинамичке величине плазме трпе скок на извесним површинама унутар области који плазма заузима. Ове површине дисконтинуитета се, обично, кроз плазму крећу надзвучном брзином. Ако густина флуида испред и иза дисконтинуитета није једнака, дисконтинуитет се зове ударни талас, а површина на којој параметри флуида трпе скок јесте фронт ударног таласа [5, 6].

Ударни фронт није површина у геометријском смислу речи, звог тога што има коначну дебљину, која је одређена дисипативним ефектима, као што су вискозност, топлотна проводљивост и коначна електрична проводљивост. Како је средњи слободни пут молекула флуида пропорционалан вискозности и топлотној проводљивости, он представља меру дебљине дисконтинуитета. Следи да при проучавању структуре самог ударног фронта мора да се узме у обзир и молекуларна структура флуида. Дисипативни механизми одређују, међутим, само величине градијената хидродинамичких величина унутар фронта, а не утичу на њихову скоковиту промену при проласку ударног таласа. Ова чињеница омогућује да се при анализи промене параметара флуида после проласка ударног фронта кроз флуид занемаре споменути дисипативни ефекти и да се проучавање врши на основу општих закона одржања.

Нека се раван ударни фронт креће кроз флуид ван магнетног поља који мирује, константном брзином U дуж х-осе (слика 2), при чему се занемарују запреминске силе неелектромагнетског порекла. Параметри средине испред ударног фронта обележени се индексом 0 (ρ_0, p_0, T_0), а иза фронта индексом 1 (ρ_1, p_1, T_1), а u је брзина струјања флуида иза фронта.







Слика 3. Простирање ударног фронта у систему референце везаног за фронт.

Ако се систем референце веже за фронт ударног таласа, у том систему ударни фронт мирује, U је брзина којом непертурбовани флуид "утиче" на дисконтинуитет, а $U_1 = U - u$ брзина којом се флуид, сабијен и загрејан проласком кроз ударни фронт, удаљава од њега (слика 3). Све величине зависе само од координате x, тако да једначине континуитета, кретања и одржања енергије имају облик:

$$\rho v = \text{const.}$$
 (2.1)

$$\rho v \frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{\partial p}{\partial x} \tag{2.2}$$

$$\frac{1}{2}\rho v^2 + p + \rho \varepsilon = \text{const.}$$
(2.3)

где је ε унутрашња енергија јединице масе флуида.

Интеграцијом ових једначина добијају се Ранкин-Игониоове релације [5]:

$$\rho_0 U = \rho_1 U_1 = \rho_1 (U - u) \tag{2.4}$$

$$p_0 + \rho_0 U^2 = p_1 + \rho_1 U_1^2 \tag{2.5}$$

$$\varepsilon_0 + \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{U^2}{2} = \varepsilon_1 + \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{U_1^2}{2}$$
(2.6)

које повезују хидродинамичке величине иза ударног фронта са онима испред фронта ударног таласа.

При даљем извођењу претпоставља се да флуид са обе стране фронта задовољава и термичку и калоричку једначину стања идеалног гаса, и уводе се бездимензиони параметри:

$$M = \frac{U}{v_{s}} = \frac{U}{\sqrt{\frac{p_{0}}{\rho_{0}}}}, \qquad X = \frac{\rho_{1}}{\rho_{0}}, \qquad Y = \frac{p_{1}}{p_{0}}$$
(2.7)

где је M Махов број и представља однос брзине протицања флуида и брзине звука у истој средини, X је параметар компресије, а Y параметар јачине ударног таласа.

Важне особине ударних таласа су [5]:

- 1. Параметар компресије је, у случају плазме ван магнетног поља, увек већи од јединице, тј. ударни талас је увек компресиони.
- 2. Брзина гаса испред фронта (у лаб. систему то је брзина кретања фронта) је увек надзвучна.
- 3. Температура гаса иза ударног фронта се повећава.

Уочено је да се рефлексијом ударног таласа од непокретног зида, његова јачина значајно повећава. Ова особина ударних таласа може се искористити за добијање високотемпературног гаса рефлексијом ударног таласа од рефлектора постављеног на крају ударне цеви.

Ударна Т-цев

Ударни талас се, у електромагнетној ударној Т-цеви, ствара при електричном пражњењу између електрода. Високонапонска и нискоиндуктивна батерија кондензатора се испразни кроз гас при чему се ствара плазма у краћем делу Т-цеви (слика 4). Интеракција између магнетног поља струје кроз повратни вод и магнетног поља струје пражњења кроз гас у цеви генерише ударни талас који се креће дуж бочног дела Т-цеви. На крају цеви постављен је рефлектор. Одбијањем од рефлектора ударни талас врши даље загревање гаса.



Слика 4. Електромагнетна ударна Т-цев.

Ако се претпостави да је електрично коло са слике нискоиндуктивно, може се узети да је струја пражњења константна у току времена потребног да електромагнетна сила одгурне плазмоид, настао пражњењем, довољно далеко од међуелектродног простора.

Плазма произведена у Т-цеви скоро у потпуности задовољава услове потребне за квалитетно испитивање спектралних линија (односно за спектроскопију). У ранијим радовима [4,7,9] који су разматрали плазму произведену у Т-цеви Катедре за физичку електронику Департмана за физику ПМФ-а у Новом Саду утврђено је да је она квазистационарна и хомогена у интервалу времена релевантном за спектроскопска снимања.

Стационарност и хомогеност плазме су испитивани под условима модела локалне термодинамичке равнотеже (ЛТР). О овим критеријумима које извор плазме и сама плазма морају да задовољавају било је речи пре. Стационарност плазме се оцењује упоређивањем релаксационих времена за поједине процесе у плазми са временом живота плазме τ_{pl} . Резултати су показали да је релаксационо време за ексцитацију за два или три реда величине мање у односу на τ_{nl} , па може да се каже да је плазма квазистационарна.

Хомогеност плазме подразумева да је број честица одређене врсте, који у јединици времена прође кроз јединицу површине неке контролне равни у једном смеру, једнак броју честица у супротном смеру. Значи, у току посматрања нема просторне промене параметара плазме, тј. не постоји градијент концентрације или температуре у запремини коју плазма заузима.

Радијална хомогеност плазме је веома битна пошто се спектроскопска испитивања врше на фиксном положају бочног дела Т-цеви, близу рефлектора. На основу испитивања може да се закључи да је плазма добијена у Т-цеви слабо нехомогена, односно да постоје мали негативни радијални градијенти електронске концентрације и температуре, нарочито у граничном слоју уз зидове цеви, али у области у којој се највише врше снимања плазма се може сматрати готово сасвим хомогеном.

ГЛАВА III

ЕКСПЕРИМЕНТАЛНА ПОСТАВКА

У овом раду је као извор плазме коришћена електромагнетна ударна Т-цев. Начин формирања и загревања плазме у ударној Т-цеви описан је у претходној глави па сада следи техничка спецификација и конструкција експерименталне поставке која је овде била примењена да би се произвела добро дефинисана водонично-аргонска плазма чије смо параметре, електронску коцентрацију и температуру касније одређивали.

Цев је израђена од стакла и конструисана је тако да се може, по потреби, лако заменити. Електроде су начињене од волфрама да би се депоновање материјала електрода на зидове цеви свело на минимум. Електроде су причвршћене на месингане носаче на којима се налазе отвори за проток радног гаса и вакуумирање гасног система. Рефлектор, који се налази на крају цеви насупрот електродном делу, начињен је од кварцног стакла и залепљен је на држач од месинга чији положај може да се мења, а тиме може да се мења и ефективна дужина Т-цеви. Иза рефлектора постоје отвори за довођење радног гаса у цев за пражњење.



Слика 5. Пресек Т-цеви [2].

3.1. Електрична Шема

Електрична шема подразумева електрично коло које обезбеђује пражњење кроз цев и контролу пражњења. Саставни делови електричне шеме [8,9] овог експеримента су: коло за напајање електричном енергијом, кондензатори који врше улогу акумулатора енергије и систем за иницирање пражњења (слика 6).



Слика 6. Електрична шема експеримента.

Коло за напајање треба да обезбеди пуњење кондензатора до напона на којем ће се вршити пражњење. Батерија кондензатора се пуни помоћу високонапонског трансформатора при чему отпорник у примару трансформатора служи да се ограничи јачина струје пуњења. Секундар трансформатора везан је за исправљачки део струјног кола који се састоји од три високонапонске диоде.

Акумулатор енергије чине четири паралелно везана кондензатора, сваки капацитета вредности 1µF и максималног напона од 75 kV.

Модификовани систем за пражњење састоји се од игнитрона, преко којег се кондензатори празне, и од отпорника од 0.3 Ω . Отпорник служи за пригушење (амортизацију) осцилација струје пражњења, па после пригушења остаје практично само прва полупериода. Ово је омогућено тако што је отпор изабран такав да RLC коло буде у критично пригушеном режиму ($R = 2\sqrt{L/C}$) и тиме је обезбеђено да се енергија кондензатора испразни у првој полупериоди, јер се тако спречавају инверзне струје, односно појава инверзних напона који скраћују време живота кондензатора.

Игнитрон има улогу јакострујног прекидача [9] и његов уздужни пресек дат је на слици 7.



Слика 7. Уздужни пресек игнитрона.

Кућиште игнитрона је у облику цилиндра и направљен је од нерђајућег челика са стакленим изолатором који одваја електроде различитог потенцијала. Катоду чини жива, којом је испуњен резервоар у доњем делу игнитрона, а анода је од графита. Електрода којом се иницира провођење игнитрона зове се игнитор. У одсуству напона на игнитору, он представља отворен прекидач способан да издржи велику разлику потенцијала без провођења. Када се позитиван напон доведе између игнитора и живиног базена, између њих настаје тињаво пражњење при чему се ствара живина пара. Жива испарава и испуњава простор између аноде и катоде и тиме се обезбеђује провођење струје. Довођењем иницијалног импулса игнитрон постаје затворен прекидач преко којег се празни кондензаторска батерија. Систем за окидање, тј. за иницирање пражњења има и део за контролу напона пражњења и тај део се састоји од генератора иницијалног импулса, компаратора напона и генератора импулса који се води на игнитрон. Напон на кондензаторима се директно мери волтметром коришћењем високонапонске сонде отпора 1090М Ω . Измерени напон се води на компаратор чија је улога да при задатом напону батерије иницира генератор иницијалног импулса (мали тиратрон) који на свом излазу потом даје напонски импулс од 400V. Импулс од 400V, затим, окида генератор импулса (велики тиратрон) чији се излазни сигнал (5-10.5kV) коначно води на игнитор чиме се обезбеђује пражњење кондензатора и тиме формирање плазме у Т-цеви. Окидање генератора иницијалног импулса од 400V може да се изврши и ручно помођу тастера.

3.2. ГАСНИ СИСТЕМ

Гасни систем је шематски приказан на слици 8. Да би се обезбедила чистоћа радног гаса, пре почетка рада Т-цев се вакуумира, тј. из ње се извлачи ваздух и остале нечистоће из гасног система помоћу вакуум пумпе. Пумпа је уљног типа марке "Edwards", тип ED50 и на њој се налази трап који служи за елиминисање нечистоћа из цеви и уљне паре која потиче из вакуум пумпе. Почетни притисак мери се помоћу мерне сонде пирани-типа и електронског инструмента за мерење ниског притиска. Радни гас је мечавина водоника и аргона у тачно одређеном процентуалном односу који је у овом експерименту износио 90% H_2 и 10%Ar. Радни гас се доводи у цев из боце преко гасног отпорника којим се врши редукција притиска 1mm. Игличасти вентил. Гасни отпорник је савијена бакарна цев пречника 1mm. Игличастим вентилом се подешава притисак гаса у цеви који се мери уљним "U" манометром у којем се налази апиезонско уље [2].



Слика 8. Гасни и вакуумски систем експеримента.

3.3. Оптички и Мерни Систем

На слици је приказан оптички систем експеримента. Светлост која се емитује из Т-цеви фокусира се помоћу сабирног сочива на улазну пукотину монохроматора. Мерења су вршена на оси Т-цеви на месту које је од електрода удаљено 116 mm, а од рефлектора 4 mm. Са обе стране цеви направљен је мали отвор на који је залепљено стакло које је равно, јер је то било потребно за ласерску интерферометрију која је примењена као дијагностички метод.

По проласку кроз улазну пукотину светлост пада на једно огледало од којег одбијени зрак пада на дисперзиони елемент. Дисперзиони елемент монохроматора је дифракциона решетка са 1200 зареза по милиметру (n=1200mm⁻¹). Закретањем дифракционе решетке може да се изабере жељена таласна дужина зрачења која треба да изађе из монохроматора. На излазној пукотини монохроматора налази се фотомултипликатор, који се напаја извором високог напона. Фотомултипликатор је изабран тако да је његова осетљивост довољно добра на делу спектра на којем ће се мерења вршити. Сигнал са фотомултипликатора се даље води на дигитални осцилоскоп којим се посматра облик сигнала.



Слика 9. Оптички и мерни систем експеримента.

Рачунар истовремено служи и за прикупљање података са осцилоскопа и за саму контролу осцилоскопа. Софтвер који је коришћен при овом раду је посебно развијен за снимање спектралних линија из Т-цеви на Катедри за физичку електронику. Омогућује одбацивање оних сигнала који доста одступају од очекиваног. До појаве необично малих или великих сигнала долази услед нерепродуцибилности пражњења која ипак, додуше у малој мери, постоји. Да би се знало који сигнал треба одбацити, а који не, од дела експерименталног тима који ради на аквизицији података захтева се извесно експериментално искуство у мерењима на Т-цеви. Крајњи сигнал представља усредњену вредност пет изабраних сигнала на једној истој таласној дужини. У даљој обради прикупљених сигнала очитавање спектралних интензитета у релативним јединицама могуће је извршити за произвољне временске интервале и у произвољном броју тачака. За резултат те обраде добијају се спектрални интензитети посматране линије за изабрана времена, на основу чега се конструише профил линије за та времена.

ГЛАВА IV

ДИЈАГНОСТИКА ПЛАЗМЕ

4.1. Дијагностички Методи у Физици Плазме

Дијагностика у Физици Плазме

Под дијагностиком плазме се подразумева опширно експериментално мерење или одређивање низа релевантних параметара неког плазменог стања, почев од електричних карактеристика гасних пражњења, као што су мерења јачине струје, напона, отпора, електричне проводности итд, па све до одређивања концентрације и температуре конституената плазме. Због специфчности плазменог стања, многи параметри плазме не могу да се директно измере па се онда посредно одређују неким поступцима који су обично везани за неки аспект посматрања плазме. Ти поступци називају се дијагностички методи које обично разликујемо по карактеристикама плазме, одредили из неке зависности од мерене величине. Дијагностички методи могу да буду различити па тако имамо оптичку и ласерску интерферометрију, микроталасну дијагностику, плазмену спектроскопију, мерења плазменим сондама и многе друге дијагностичке методе и технике које се примењују [1,10]. Наравно, овде ће бити поменути само најчешћи примери дијагностичких метода.

Као што је већ речено, најважнији параметри неке плазме јесу њена електронска концентрација и електронска температура (или код неких плазми јонска температура) па ће тако бити више речи о дијагностичким методима одређивања концентрације и температуре, а највише о оним дијагностичким методима које су коришћене у овом раду.

Мерење Јачине Струје

Мерења карактеристике плазме као дела струјног кола су у ствари најједноставнији методи и најдиректнија мерења, а своде се на мерење струје и напона.

Можда најчешће коришћен метод одређивања јачине струје приликом пражњења кроз гас јесте **метод Роговског** (*Rogowski*) [1,3,10] који се састоји из следећег. Калем Роговског је један тороидални соленоид са *n* навојака, а полупречник калема је много већи од полупречника једног навојка. Калем се поставља тако да обухвата пражњење или струјни вод кроз који протиче струја која је успостављена због пражњења и да линије сила магнетног поља пражњења теку дуж осе соленоида. Он игра улогу секундара једног трансформатора, чији је примар само гасно пражњење. Калем Роговског на свом излазу директно показује промену извода струје пражњења у току времена.



Слика 10. Примена калема Роговског за мерење јачине струје.

Ако се овај излазни сигнал пропусти кроз интегришуће RC коло, добија се јачина струје, јер ће напон на излазу бити:

$$V_0 = \frac{1}{R_i C_i} \int V_C dt = \frac{\mu_0}{2\pi R} nA \frac{I}{R_i C_i} = \frac{K}{R_i C_i} I, \qquad (4.1)$$

где је R_i омски отпор, а C_i капацитет интегришућег кола.

Други метод за мерење јачине струје у физици плазме своди се на мерење пада напона при проласку те струје кроз познат отпор. Како су струје пражњења често веома високе, ови отпори би требали да буду релативно мали да би се добили напони који могу лако да се измере. Овакви нискоомски отпори обично се зову **шантови**. Главни недостатак примене овог метода јесте у чињеници да су струје које се мере најчешће врло брзо променљиве па тако индуктивни отпор шанта може да постане истог реда величине као његов омски отпор. Фреквенција струје која тече кроз плазму и димензије шанта су често такве да је једини начин обезбеђивања услова $\omega L << R$ одабирање такве симетрије у којој коло шанта не би уопште реаговало на промене магнетног флукса које потичу од мерене струје. Пример такве геометрије јесте *коаксијални шант*.

Мерење Напона

У експерименталној физици плазме има потребе да се мери напон у два различита случаја. Први је **мерење високих константних напона** на кондензаторима, а други случај јесте **мерење високих брзо променљивих** напона при процесу пражњења батерија кроз плазму [3,10].

Први случај решава се врло једноставно применом високоомског делитеља напона. Ситуација код високих, али брзо променљивих напона је

нешто сложенија па се код њих примењује компензовани омски делитељ или чисто капацитивни делитељ напона.

За омски делитељ који се примењује код константних величина важи $\frac{V_0}{V_i} = \frac{R_2}{R_1 + R_2}$. Компензовани делитељ представља комбинацију омског и капацитивног делитеља и обично се узима да је $R_1C_1 = R_2C_2$ и $R_1 >> R_2$, $C_1 << C_2$. У том случају је $\frac{V_0}{V_i} \approx \frac{R_2}{R_1} = \frac{C_1}{C_2}$ и овакав делитељ може да се користи у опсегу од неколико десетина Нz, до неколико МHz. Капацитивни делитељ је погодан код високих фреквенција, а важи $\frac{V_0}{V_i} = \frac{C_1}{C_1 + C_2}$.

Мерење Отпора и Електричне Проводљивости

Динамички отпор плазме најједноствније може да се одреди снимањем волтамперске карактеристике пражњења, односно своди се на истовремено мерење напона и јачине струје.

Мерење електропроводности заснива се на интеракцији плазме са магнетним пољем и у том циљу може да се мери време потребно да се експериментално изазвани поремећај спољашњег магнетног поља доспе у плазму до неке линеарне димензије. Присуство магнетног поља региструје се магнетним сондама [1].

Плазмене Сонде

Плазменим сондама зовемо електроде врло малих димензија и различитих форми, а намењене су директном уношењу на жељено место у плазми. Да се не би сувише пертурбовало првобитно електромагнетно поље присуством сонде у плазми, њене димензије морају бити мале.

Плазмене сонде можемо да поделимо на електричне и магнетне, зависно од тога да ли се њима мере електричне или магнетне величине, а од тога зависи и конструкција сонде.

Магнетна сонда обично има облик малог калема, уноси се у жељену област пражњења и оријентише се тако да јој се оса поклапа са правцем оне компоненте магнетног поља чија се јачина одређује.

Електрична сонда има облик мале електроде која се директно уноси у плазму и доводи се на одређени потенцијал у односу на неку од електрода између које се образује пражњење, или у односу на уземљени проводник (код безелектродне тороидалне геометрије).

Микроталасна Дијагностика

Микроталасно зрачење је део електромагнетног спектра који припада опсегу таласних дужина од неколико дециметара до пар милиметара, односно опсегу фреквенција 10⁸-10¹¹Hz. У овом опсегу фреквенција управо се налази већина

фреквениціа карактеристичних за колективне процесе па је управо због тога микроталасна дијагностика интересантна за физику плазме. Разликујемо две групе микроталасних дијагностичких техника зависно од тога да ли микроталасно зрачење пропуштамо кроз плазму па затим посматрамо добијени спектар (**трансмисионе технике**) или посматрамо микроталасно зрачење које потиче од саме плазме (**МТ спектроскопија плазме**) [1,3].

Трансмисионе технике користе се приликом **метода микроталасне интерферометрије** помоћу којег се одређује електронска концентрација плазме, а како је микроталасни опсег део спектра у којем плазма још зрачи као црно тело и како је познато да је емитована спектрална снага сразмерна температури система, тако се спектроскопија плазме користи за одређивање електронске температуре.

Оптичка и Ласерска Интерферометрија Плазме

Коришћење електромагнетног зрачења из видљивог (или блиско видљивог) дела спектра у дијагностици плазме има три битна преимућства над микроталасном дијагностиком [1]:

- за фреквенције из видљивог дела спектра знатно је боље задовољен услов $\omega >> (\omega_{pe})_{max}$, односно да је фреквенција таласа знатно већа од плазмене фреквенције,
- за рад могу да се одаберу врло танки снопови зрачења и да се тако сниме профили концентрација, а не само да се мере средње електронске концентрације,
- коришћење светлосних извора знатно је једноставније од употребе извора микроталаса.

Два последња фактора постају посебно уочљива када се као извор светлости користи ласер (како у видљивом, тако и у другим деловима спектра, посебно инфрацрвеном).

У оптичкој ласерској интерферометрији се употребљавају сви типови интерферометара код којих се светлост добијена из једног извора дели на два снопа, па се један сноп пропушта кроз плазму и након тога пушта да интерферира са другим (референтним) снопом. Од интерферометара могу да се користе: интерфероматар Рождественског, Мајкелсонов интерферометар, Мах-Цендеров итд.

Уколико је потребна већа осетљивост, користе се интерферометри код којих трансмитовани сноп више пута пролази кроз испитивану плазму (Фабри-Пероов интерферометар).

Као пример биће споменут интерферометар Рождественског који се састоји од два огледала M_1 і M_2 и две планпаралелне полупропусне плоче P_1 і P_2 (слика 11).



Слика 11. Интерферометар Рождественског.

При томе су паралелни M_1 и P_1 , M_2 и P_2 , али M_1 и M_2 образују известан мали угао. Растојања између равни у којима леже M_1 и P_1 , M_1 и P_2 , M_2 и P_1 , M_2 и P_2 су међусобно једнака и износе *D*. Светлосни зрак који потиче од извора S се на плочици P_1 дели на два дела, који ће после рефлектовања од M_1 и M_2 и проласка кроз плочицу P_2 бити паралелни и фазно померени (када је интерферометар празан), за:

$$\delta = \frac{4\pi D}{\lambda} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2) \tag{4.2}$$

Између M_1 и P_2 се у интерферометар уноси плазма, што значи да је пут $P_1M_1P_2$, аналоган трансмисионом каналу, док $P_1M_2P_2$ одговара референтном. Интерференциона слика која се посматра у фокалној равни објектива О даје информацију о електронској концентрацији на путу трансмисионог зрака, што омогућује снимање профила електронске концентрације.

Метод Ласерског Расејања

Пре проналаска ласера, чије се зрачење одликује великим интензитетом, строгом монохроматичношћу и кохерентношћу емитоване светлости, није било говора о употреби расејања светлости у дијагностичке сврхе.

Метод ласерског расејања састоји се у пропуштању ласерског снопа кроз плазму и у спектралној анализи светлости која је расејана под неким углом θ у односу на правац упадног ласерског снопа. Расејана светлост није више строго монохроматска, за разлику од упадне, а то је последица деловања више фактора. Конкретан облик спектра омогућује да се, у поређењу са теоријским израчунавањима, дође до одређених закључака о параметрима посматране плазме [1].

Полази се од претпоставке да до расејања долази углавном на електронима, мање или више корелираним са јонима и другим електронима. Ови електрони врше принудно осциловање у електричном пољу упадног таласа и представљају изворе секундарног диполног зрачења, односно расејања.

Међутим, зрачење које потиче од појединачних електрона деструктивно интерферира, ако су електрони у простору равномерно распоређени, тако да морају да постоје флуктуације у електронској густини да би метод могао да се примени.

Плазмена Спектроскопија

Спектроскопија плазме може да се, у основи, подели на анализу спектралних линија (форма, облик профила, помак и интензитет) и на проучавање радијационог континуума (закочно, циклотронско и рекомбинационо зрачење). О карактеристикама ових зрачења је већ било речи.

Код изучавања спектралних линија, првенствено нас интересује њихов интензитет и профил. Интензитети спектралних линија могу да пруже информације о популацији појединих енергетских нивоа атомских врста присутних у датој плазми (под условом да су познати Ајнштајнови коефицијенти, односно јачине осцилатора). Ако су експериментални услови такви да је оправдана претпоставка о локалној термодинамичкој равнотежи, могу се добити и подаци о температури система. Мерење профила спектралних линија такође може дати мноштво информација о физичком стању плазме. На пример, Доплерово ширење профила линије омогућује непосредно мерење гасне температуре, док је код Штаркових профила од интереса разматрати посебно централни део линије, а посебно крила линије чиме се добијају подаци о електронској температури и о електронској концентрацији плазме [3].

Спектроскопија радијационог континуума може такође да пружи многе информације о параметрима плазме. Радијациони континуум се при нижим температурама плазме састоји углавном од рекомбинационог зрачења, а при вишим температурама од закочног зрачења.

ПРИМЕНЉИВОСТ ДИЈАГНОСТИЧКИХ МЕТОДА У ФИЗИЦИ ПЛАЗМЕ

Као што може да се примети, један те исти параметар одређене плазме може да се одреди различитим методима, и у реалној ситуацији у лабораторијским истраживањима се, због контроле и поузданости, то обично и ради.

Електронска концентрација може се одредити из полуширине линије, микроталасном и ласерском интерферометријом, спектроскопијом радијационог контнуума или помоћу Штарковог ефекта.

Температура електрона може се мерити спектроскопијом радијационог континуума у вакуумској UV области и области меког рендгенског зрачења, методом ласерског расејања итд.

Међутим, сваки од метода може да се примењује само у одређеним границама, које су понекад условљене техничким условима, а доста често принципијелним, физичким околностима [1,10,11]. Рецимо, мерење концентрације електрона методом Штарковог ширења линије просто је неприменљиво како код плазми велике густине, тако и код плазми високе електронске температуре. Мерење помоћу сонди није могуће код плазми сувише мале или сувише велике густине, јер ће теоријске релације, са којима се резултати мерења упоређују, важити само ако је дијаметар сонде већи од Дебајевог радијуса плазме и мањи од средњег слободног пута електрона. И тако постоји читав низ ограничења за разне методе.

Већина експерименталних метода се заснива на теорији која претпоставља да је плазма у локалној термодинамичкој равнотежи или бар да један део њених честица има Максвелову расподелу по брзинама. Знатније одступање од оваквог типа понашања је исто један од важнијих ограничавајућих фактора код примене таквих метода.

4.2. Дијагностички Методи Одређивања Електронске Концентрације

У случају електричног пражњења кроз гасове одређивање електронске концентрације N_e и температуре T_e је кључни корак у спектроскопији плазме.

За одређивање електронске концентрације примењују се разноврсни методи, као што су:

- 1. метод Саха-Егертове јонизационе равнотеже
- 2. метод Инглис-Телера
- 3. мерење апсолутног интензитета континуума
- 4. метод Лангмуирове сонде
- 5. метод Томсоновог расејања
- 6. метод ласерске интерферометрије
- 7. метод Штарковог ширења спектралних линија

У овом раду, за одређивање електронске концентрације, примењен је метод ласерског (троогледалског) интерферометра.

Метод Ласерског (Троогледалског) Интерферометра

Ласерска интерферометрија се користи за мерење електронске концентрације у опсегу од $1 \cdot 10^{16} \, m^{-3}$ до $1 \cdot 10^{24} \, m^{-3}$.

Опис простирања електромагнетних таласа кроз плазму заснива се на решавању Максвелових једначина, заједно са једначинама које описују кретање наелектрисања.

Користећи ове једначине, уз услове да је поље променљиво и да је $v_i \le v_e$ добија се израз за диелектричну константу плазме [12,13]:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 \left(1 + i\frac{\nu}{\omega}\right)}$$
(4.3)

где је v фреквенција судара електрона, ω кружна фреквенција електромагнетног таласа, а

$$\omega_0 = \left(\frac{4\pi e^2 N_e}{m_e}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{4.4}$$

представља електронску плазмену фреквенцију. Значи да плазма може да се посматра као диелектрик са индексом преламања:

$$n = \left(\varepsilon\right)^{\frac{1}{2}} = \left[1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 \left(1 + i\frac{\nu}{\omega}\right)}\right]^{\frac{1}{2}}$$
(4.5)

У одсуству спољашњег магнетног поља при условима *v* << ω , индекс преламања плазме је:

$$n = \left[1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right]^{\frac{1}{2}} \tag{4.6}$$

а за све вредности $\omega >> \omega_0$ плазма је прозрачна, па коришћењем израза (4.4) претходни израз може да се напише у облику:

$$n = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right) = 1 - 4.49 \cdot 10^{-14} \cdot \lambda^2 \cdot N_e$$
(4.7)

Приликом простирања таласа кроз плазму, талас добија допунски фазни померај у односу на простирање таласа у вакууму. Величина помераја одређена је густином плазме, а ако се плазма посматра као диелектрик са индексом преламања датим у релацији (4.7), добија се [12]:

$$\frac{\Delta\varphi}{2\pi} = \frac{L}{\lambda} (1-n) = 4.49 \cdot 10^{-14} \cdot \lambda \cdot N_e \cdot L \tag{4.8}$$

У овој једначини лежи основ коришћења интерферометра за одређивање електронске концентрације у плазми. Фазни померај се мери на основу интерференције таласа који пролази кроз плазму и реферетног таласа који мора да буде монохроматски и кохерентан, а то се постиже избором ласера за извор електромагнетног зрачења. У овом експерименту коришћен је гасни He-Ne ласер, таласне дужине $\lambda = 632.8$ nm.

Ласерски интерферометар има два резонатора: активни (ласер) и пасивни (плазма). Пасивни резонатор је Фабри-Пероов интерферометар у којем се налази плазма чији се индекс преламања мери. Дужина пута при проласку ласерског зрака кроз плазму износи L = 2.7 сm.

Ласерски интерферометар који је коришћен у овом експерименту (слика 12.) састоји се од два резонаторска огледала (O_1 и O_2), која припадају ласеру, једног тотално рефлектујућег огледала (O_3), који је постављен иза Т-цеви у којој се формира плазма, полупропустљиве плоче (П) и детектора. Т-цев је посебно обрађена тако што су на местима, где ласерски зрак треба да прође кроз њу, са обе стране пробушене рупе и залепљени прозори који су равни и на којима нема дисперзије, како ласерски зрак не би био расут. Плоча П не учествује у интерференцији, већ само служи да скрене оба зрака (и онај који је фазно померен због проласка кроз плазму и онај референтни из извора) у детектор.



Слика 12. Ласерски (троогледалски) интерферометар.

Одређивање електронске концентрације ласерским интерферометром је могуће, ако се примени израз (4.8) на коришћени интерферометар. Прво мора да се одреди број интерференционих максимума f у плазми на путу L (удаљеност између два отвора при проласку ласерског зрака кроз ширину Т-цеви) у Фабри-Пероовом интерферометру при промени индекса преламања Δn , када је таласна дужина λ :

$$f = \frac{\Delta n \cdot 2L}{\lambda} \tag{4.9}$$

Фактор 2 се јавља због тога што ласерски зрак пролази два пута кроз плазму (пре и после одбијања од огледала О₃). Користећи претходна два израза добија се:

$$\frac{f}{2L} = 4.49 \cdot 10^{-14} \cdot \lambda \cdot \Delta N_e \tag{4.10}$$

и управо ово је једначина из које се одређује концентрација за f интерференционих максимума, на дужини плазме L и таласној дужини λ [12,13]:

$$\Delta N_e = \frac{f}{4.49 \cdot 10^{-14} \cdot \lambda \cdot 2L} \tag{4.11}$$

Интерференциона слика се разлаже у времену (доводећи сигнал оптичким водом, преко фотомултипликатора, на осцилоскоп) па се једноставним бројањем интерференционих максимума и уврштавањем у претходну формулу добија електронска концентрација у ст⁻³ у плазми дужине L изражене у ст.

4.3. Дијагностички Методи Одређивања Електронске Температуре

За одређивање електронске температуре постоји низ метода, а неки од њих подразумевају претходно познавање електронске концентрације. Електронска температура се може одредити на пример:

- 1. помоћу релативног интензитета континуума
- 2. на основу интензитета линије и континуума
- 3. помоћу односа помераја и полуширине Штарковски проширених изолованих линија
- 4. из односа површина профила линије и континуума
- 5. на основу равнотежног састава плазме
- 6. из нагиба Болцман-плота
- 7. на основу релативног интензитета спектралних линија

Спектроскопски методи су у предности у односу на сондне, јер не пертурбују плазму током мерења, па се, стога, и чешће примењују. Методи који су засновани на мерењима релативних интензитета спектралних линија захтевају постојање локалне термодинамичке равнотеже (ЛТР) у плазми. Њихова примена уједно представља и проверу важења ЛТР [1,2].

У овом раду, за одређивање електронске температуре, примењена су два експериментална метода. Први је метод одређивања температуре из нагиба Болцман-плота, а други коришћени метод је одређивање температуре из односа релативних интензитета спектралних линија два узастопна јонизациона стања.

Одређивање Електронске Температуре Из Нагиба Болцман-плота

У условима локалне термодинамичке равнотеже (ЛТР), број атома у ексцитованом стању $N_{\rm m}$ са енергијом ексцитације $E_{\rm m}$ одређен је Болцмановом расподелом [17]:

$$N_{m} = \frac{g_{m}}{g_{0}} N_{0} e^{-\frac{E_{m}}{kT_{e}}}$$
(4.12)

где је N_0 број емитера у основном стању, T_e температура електрона, а g_m и g_0 су статистичке тежине ексцитованог и основног стања емитера. Како у плазми обично постоје честице различитих врста (неутрални атоми, једноструко и вишеструко јонизовани атоми) онда се претходни израз може написати за честице врсте r:

$$N_{r,m} = \frac{g_{r,m}}{\sum_{S=0}^{S_{max}} g_{r,S} e^{-\frac{E_{r,S}}{kT_e}}} N_r e^{-\frac{E_{r,m}}{kT_e}}$$
(4.13)

где је:

$$Z_{r}(T_{e}) = \sum_{S=0}^{S_{max}} g_{r,S} \ e^{-\frac{E_{r,S}}{kT_{e}}}$$
(4.14)

статистичка сума за честице врсте r. Ако се посматра зрачење које настаје прелазом из стања m у стање n, онда се интензитет зрачења по јединици времена, по једном атому и јединичном просторном углу може изразити као:

$$J_{nm} = \frac{1}{4\pi} A_{nm} h v_{nm}$$
 (4.15)

где је A_{nm} вероватноћа прелаза, односно Ајнштајнов коефицијент за спонтану емисију. Ако се у стању *m* налази N_m атома по јединици запремине оптички танке плазме, ефективне емисионе дужине *L*, онда се интензитет спектралне линије може изразити као:

$$J_{nm} = \frac{1}{4\pi} A_{nm} N_m h v_{nm} L$$
 (4.16)

Комбинацијом израза (4.4) и (4.7) добија се:

$$J_{nm} = \frac{1}{4\pi} A_{nm} N_r h v_{nm} L \frac{g_{r,m}}{Z_r} e^{-\frac{E_{r,m}}{kT_e}}$$
(4.17)

Написан у односу на основно стање претходни израз гласи:

$$J_{nm} = \frac{1}{4\pi} A_{nm} N_0 h v_{nm} L \frac{g_m}{Z_0} e^{-\frac{E_m}{kT_e}}$$
(4.18)

Ако на десној страни претходног израза остану само величине које карактеришу спектралну линију, добија се:

$$J^{*} = \frac{N_{0}}{Z_{0}} \frac{g_{m} A_{nm}}{\lambda_{nm}} e^{-\frac{E_{m}}{kT_{e}}}$$
(4.19)

где је J^* релативни интензитет спектралне линије. Претходни израз је погодан за одређивање електронске температуре, а у том циљу га треба написати у следећем облику:

$$\frac{J^* \lambda_{nm}}{g_m A_{nm}} = \frac{N_0}{Z_0} e^{-\frac{E_m}{k T_e}}$$
(4.20)

и затим га логаритмовати:

$$\log\left(\frac{J^*\lambda_{nm}}{g_m A_{nm}}\right) = \log\left(\frac{N_0}{Z_0}\right) - \frac{E_m}{kT_e}\log e$$
(4.21)

Јасно се види да је зависност $\log\left(\frac{J^*\lambda_{nm}}{g_m A_{nm}}\right)$ од енергије ексцитације горњих

нивоа E_m , спектралних линија емитера једног степена јонизације, права линија. Коефицијент правца (нагиб) те праве одређује електронску температуру [16]:

$$tg\alpha = -\frac{\log e}{kT_e} \tag{4.22}$$

График који се на овај начин добија зове се Болцман-плот.

Теоријски, тачност овог метода зависи од разлике енергија горњих нивоа линија коришћених за мерење и од испуњености услова локалне термодинамичке равнотеже. Примена ЛТР модела плазме ограничена је следећим критеријумима. У овим прорачунима подразумева се да је број сударних процеса у односу на процесе спонтане емисије за ред величине већи. То доводи до критеријума [11]:

$$N_e \ge 10^{12} T_e^{1/2} (E_k - E_i)^3 \text{ [cm}^{-3}\text{]}$$
(4.23)

где је T_e изражена у К, а разлика енергија прелаза у eV. Ако се овај критеријум примени на услове у плазми у овом експерименту ($T_e \approx 20000$ K, $E_k - E_i \approx 2.5$ eV) добија се да електронска концентрација треба да буде већа од $2.3 \cdot 10^{15}$ cm⁻³ = $2.3 \cdot 10^{21}$ m⁻³. Услови у плазми у овом експерименту увелико задовољавају овај услов.

Постоји свакако и грешка одређивања релативног интензитета линије. Релативни интензитет је сразмеран површини испод профила спектралне линије:

$$J^* = c \int_{-\infty}^{+\infty} J_{\lambda} \, d\lambda \tag{4.24}$$

Потребно је и одабрати линије за које постоје поуздани подаци о вероватноћама прелаза.

Одређивање Електронске Температуре Из Односа Релативних Интензитета Линија Два Узастопна Јонизациона Стања

Укупна енергија израчена по спектралној линији у јединици времена и јединици запремине у пун просторни угао (4π) одређена је са:

$$J_{nm} = A_{nm} N_n h v_{nm} \tag{4.25}$$

Користећи Болцманову једначину претходни израз постаје:

$$J_{nm} = A_{nm} N_0 \frac{g_n}{Z_0} e^{-\frac{E_n}{kT_e}} h v_{nm}$$
(4.26)

Примењујући Саха-Егертову једначину:

$$\frac{N_0^{II}}{N_0^{I}} = \frac{2}{N_e} \frac{Z_0^{II}}{Z_0^{I}} \frac{(2\pi m_e k T_e)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \exp\left(-\frac{E^{I,II}}{k T_e}\right)$$
(4.27)

заједно са релацијом (4.17) добија се израз за однос релативних интензитета спектралних линија два узастопна јонизациона стања [11]:

$$\frac{J^{II}}{J^{I}} = \frac{2}{N_e} \frac{A_{kl} g_k v_{kl}}{A_{nm} g_n v_{nm}} \frac{(2\pi m_e k T_e)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \exp\left(-\frac{E^{I,II} + E_k - E_n}{kT_e}\right)$$
(4.28)

где је $E^{I,II}$ енергија јонизације из стања I у стање II (ови индекси обележавају два узастопна јонизациона стања истог атома), E_n и E_k су енергије ексцитације јонских стања I и II респективно. $g_n = 2J_n + 1$ и $g_k = 2J_k + 1$ су статистичке тежине нивоа n и k, а J_n и J_k укупни моменти импулса ексцитованих атома, односно јона у стањима I и II. Коначан изглед претходног израза, који се примењује приликом експерименталног одређивања електронске температуре, дат је следећом релацијом:

$$\frac{J^{II}}{J^{I}} = \frac{2}{N_e} \frac{f_{kl} g_k \lambda_{nm}^3}{f_{nm} g_n \lambda_{kl}^3} \frac{(2\pi m_e k T_e)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \exp\left(-\frac{E^{I,II} + E_k - E_n}{k T_e}\right)$$
(4.29)

Одавде следи да одређивање електронске температуре, поред измерених релативних интензитета J^{l} и J^{ll} захтева још и познавање електронске концентрације N_e , што није неопходно када се T_e одређује из коефицијента правца Болцман-плота. Међутим, предност овог метода је у мањој релативној грешци одређивања електронске температуре у плазми.

ГЛАВА V

РЕЗУЛТАТИ

5.1. Одребивање Електронске Концентрације

Метод Ласерског (Троогледалског) Интерферометра

Као што је већ речено, у овом раду је у сврху дијагностике водонично-аргонске плазме (мешавина 10%Ar – 90%H₂) коришћен метод ласерског интерферометра за одређивање електронске концентрације.

Плазма је произвођена у електромагнетној ударној Т-цеви при напону $U \approx 22.5$ kV на притиску p = 85.8 Ра .



ГРАФИК 1. Пример интерферограма ласерске интерферометрије при временској бази од 5µs.

За одређивање електронске концентрације коришћен је израз (4.11) [12]:

$$\Delta N_e = \frac{f}{4.49 \cdot 10^{-14} \cdot \lambda \cdot 2L} \ [\text{cm}^{-3}]$$

Дужина пута при проласку ласерског зрака кроз плазму, у једном смеру, износи L = 2.7 cm. Ласерски сноп електромагнетног зрачења из He-Ne ласера је таласне дужине $\lambda = 632.8 \text{ nm}$. Остаје да се утврди број интерференционих максимума f како би се одредила промена електронске концентрације у току времена.

Пример интерферограма са којег се очитавају интерференциони масимуми *f* дат је у графику 1.

Временски развој електронске концентрације N_e у плазми након пражњења приказан је у графику 2. Грешка је процењена на 5-6%.



ГРАФИК 2. Временска зависност електронске концентрације

Из једначине се добија да је негативна промена електронске концентрације у плазми једнака:

$$\Delta N_{e} = 6.5 \cdot 10^{16} \,\mathrm{cm}^{-3} \tag{5.1}$$

Толико износи промена, али у временима на којима се јављају интерференциони максимуми. Резултати очитавања времена дати су у табели 4.

$t(\mu s)$	$N_e\left(10^{17}\mathrm{cm}^{-3}\right)$
8.8	2.6
11.1	1.95
15.3	1.3
35	0.65

ТАБЕЛА 4. Зависност N_e од времена живота плазме

5.1. Одређивање Електронске Температуре

Одрељивање Електронске Температуре из Нагиба Болцман-плота

Да би овај метод био поуздан, односно да би са великом сигурношћу одредили електронску температуру у плазми, потребно је за Болцман-плот одабрати линије за које постоје поуздани подаци о вероватноћама прелаза.

Како би одредили електронску температуру, крећемо од линеарне зависности $\log \left(\frac{J^* \lambda_{nm}}{g_m A_{nm}} \right)$ од енергије ексцитације горњих нивоа E_m (4.21) [16]:

$$\log\left(\frac{J^*\lambda_{nm}}{g_m A_{nm}}\right) = \log\left(\frac{N_0}{Z_0}\right) - \frac{E_m}{k T_e} \log e$$

Нагиб (коефицијент правца) те праве одређује електронску температуру (4.22):

$$tg\alpha = -\frac{\log e}{kT_e}$$

График који се на овај начин добија зове се Болцман-плот.

Због једноставнијег рачуна, једначина (4.21) може да се представи на следећи начин:

$$\log\left(\frac{J^* \lambda_{ki}}{g_k A_{ki}}\right) = A + B \cdot E_k$$
(5.2)

где је J^* релативни интензитет спектралне линије, λ_{ki} таласна дужина линије, g_k статистичка тежина стања, A_{ki} Ајнштајнов коефицијент, а B представља коефицијент правца, односно $B = tg\alpha$. Релативни интензитет линије J^* се мери, а λ_{ki} , g_k , A_{ki} и E_k су преузети из таблица за атомски спектар аргона, које објављује амерички Национални институт за стандарде и технологију(*NIST*)[18].

В се добија из линеарног фита користећи релацију (5.2), а електронска температура се просто израчунава из следећег израза:

$$T_e = -\frac{\log e}{k} \cdot \frac{1}{B} \tag{5.3}$$

Подаци о спектралним линијама аргона чије интензитете смо експериментално одређивали приказани су у табели 5.

E_k $[\mathrm{cm}^{-1}]$	190592.23	186816.05	198604.15	161048.74	161048.74	183090.89	172213.88
g_k	4	~	10	4	4	4	4
A_{ki} [s ⁻¹]	1.9 e ⁸	2.88 e ⁸	$4 e^{8}$	4.8 <i>e</i> ⁷	2.44 <i>e</i> ⁷	2.6 <i>e</i> ⁷	8 <i>e</i> ⁷
J_{11}	0.002	0.013	0.00	0.008	0.047	0.044	0.012
J_{10}	0.003	0.025	0.014	600.0	0.063	0.044	0.020
J_9	0.004	0.028	0.021	0.014	0.092	0.077	0.028
J_8	900.0	0.035	0.027	0.017	0.110	0.078	0.034
J_7	0.007	0.041	0.048	0.022	0.160	0.107	0.052
J_6	600.0	0.049	0.057	0.032	0.207	0.143	0.062
J_5	0.011	0.070	0.075	0.039	0.265	0.171	0.077
J_4	0.018	060.0	0.093	0.050	0.344	0.242	0.105
J_3	0.019	0.117	0.119	0.063	0.445	0.285	0.138
J_2	0.0249	0.14	0.143	0.0747	0.5154	0.3396	0.165
J_1	0.023	0.149	0.179	0.825	0.557	0.378	0.190
J [nm]	338.85	355.95	356.10	372.93	392.86	427.52	427.75

ТАБЕЛА 5. Подаци за израчунавање T_e из нагиба Болцман-плота.

За Болцман-плот узимају се спектралне линије чије се енергије горњих нивоа знатно разликују [15] и из тог разлога узете су линије аргона наведених таласних дужина [14].

Величине J_1 до J_{11} представљају релативне интензитете спектралних линија подељене са спектралном осетљивошћу оптичког система на датим таласним дужинама. Индекси 1 – 11 означавају интезитете линија у одређеним временима развоја плазме. Веза енергије ексцитације изражене у [cm⁻¹] и исте величине у [J] дата је релацијом:

$$E_{k}[J] = E_{k}[cm^{-1}] \cdot 10^{2} hc$$
(5.4)

где је *h* Планкова константа, а *с* брзина светлости у вакууму.

Болцман-плот за једно време приказан је на графику 3.





За свако време у развоју плазме је одређена електронска температура и временски развој T_e приказан је табеларно (табела 6.) и графички (график 4). Уврштавајући вредности базе природног логаритма *е* и Болцманове константе *k* у израз (5.3) долази се до формуле једноставне за коришћење:

$$T_e = 0.6250064 \cdot \frac{1}{B} \tag{5.5}$$

t [µs]	<i>B</i> [10 ⁻⁵ cm]	<i>T</i> _e [K]
1.5	2.802	22 300
2.0	2.868	21 800
2.5	2.792	22 400
3.0	2.836	22 050
3.5	2.902	21 500
4.0	2.759	22 650
4.5	2.847	21 950
5.0	2.899	21 600
5.5	2.794	22 400
6.0	3.047	20 500

ТАБЕЛА 6. Временска зависност електронске температуре T_e .



ГРАФИК 4. Временска зависност електронске температуре одређене из нагиба Болцман-плота.

Грешке које су начињене при одређивању електронске температуре коришћењем овог метода крећу се између 10% и 15%.

Одређивање Електронске Температуре из Односа Релативних Интензитета Спектралних Линија Два Узастопна Јонизациона Стања

Услов за одабир линија при коришћењу ове методе јесте да је довољно велика разлика горњих енергетских нивоа $E^{II}-E^{I}$ [11], чак би та разлика требала да буде упоредива са kT_{e} [10]. Важно је, такође, да узете спектралне линије буду оптички танке, односно да нису реапсорбоване у области у којој се налази плазма. Држећи се услова овог метода изабране су следеће две линије: линија неутралног аргона ArI 4266.286Å и линија једном јонизованог аргона ArII 3388.5Å.

За одређивање електронске температуре овим методом коришћен је следећи израз [15]:

$$\frac{J^{II}}{J^{I}} = \frac{f^{II}g^{II}(\lambda^{I})^{3}}{f^{I}g^{I}(\lambda^{II})^{3}} \cdot \frac{1}{4\pi^{3/2}a_{0}^{3}} \cdot \frac{1}{N_{e}} \cdot \left(\frac{kT_{e}}{E_{H}}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E^{jon} + E^{II} - E^{I}}{kT_{e}}\right)$$
(5.6)

а како је јачина осцилатора:

$$f_{12} = \frac{m_e c}{8\pi^2 e^2} \cdot \frac{g_2}{g_1} \lambda^2 A_{21}$$
(5.7)

добија се израз:

$$\frac{J^{II}}{J^{I}} = \frac{g_{2}^{II} A_{21}^{II} \lambda^{I}}{g_{2}^{I} A_{21}^{II} \lambda^{II}} \cdot \frac{1}{4\pi^{3/2} a_{0}^{3}} \cdot \left(\frac{k}{E_{\rm H}}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{T_{e}^{3/2}}{N_{e}} \exp\left(-\frac{E^{\rm jon} + E^{II} - E^{I}}{kT_{e}}\right)$$
(5.8)

Величине које карактеришу изабране линије су [18]:

$$g_{2}^{II} = 4 \qquad A_{21}^{II} = 1.9 \cdot e^{8} \mathrm{s}^{-1} \qquad \lambda^{II} = 338.853 \,\mathrm{lnm} \qquad E^{II} = 190592.23 \mathrm{cm}^{-1}$$

$$g_{2}^{I} = 5 \qquad A_{21}^{I} = 3.12 \cdot e^{5} \mathrm{s}^{-1} \qquad \lambda^{I} = 426.6286 \mathrm{nm} \qquad E^{I} = 117183.59 \mathrm{cm}^{-1}$$

$$E^{\mathrm{jon}} = 127109.9 \mathrm{cm}^{-1}$$

и $a_0 = 0.529 \cdot 10^{-10}$ m и $E_{\rm H} = 13.6 {\rm eV}$ су константе тако да читави делови једначине могу да се замене бројевима па израз (5.8) постаје:

$$\frac{J^{II}}{J^{I}} = D \cdot \frac{T_e^{3/2}}{N_e} \exp\left(-\frac{C}{T_e}\right)$$
(5.9)

Примењујући пар елементарних операција добија се једначина за итеративни поступак којим се проналази температура:

$$T_{e}^{(i+1)} = \frac{C}{\frac{3}{2} \ln T_{e}^{(i)} + \ln \left(\frac{J_{os}^{I}}{J_{os}^{II}} \cdot \frac{D}{N_{e}}\right)}$$
(5.10)

Интензитети линија који фигуришу у једначини јесу отежане величине, односно интензитети подељени са осетљивошћу оптичког система на датим таласним дужинама:

$$J_{os}^{I} = \frac{J^{I}(\text{ArI})}{0.9977}$$
 $J_{os}^{II} = \frac{J^{II}(\text{ArII})}{0.7429}$

а за почетну електронску температуру у итеративном поступку је узета вредност $T_{a}^{(0)} = 20\,000$ К.

Резултати су приказани у следећој табели и графику.

t [µs]	N_e [10 ²² m ⁻³]	J_{os}^{I}	J_{os}^{H}	T _e [K]
0.5	22.60	1.48922	0.63267	20 050
1.0	21.88	1.93641	0.68651	19 800
1.5	21.30	2.20435	0.58356	19 400
2.0	20.70	2.14140	0.47113	19 150
2.5	20.00	1.97125	0.36102	18 900
3.0	19.40	1.65134	0.29835	18 850
3.5	18.90	1.36580	0.21420	18 700
4.0	18.30	1.09446	0.15487	18 550
4.5	17.70	0.83503	0.10671	18 400
5.0	17.30	0.61058	0.10327	18 650
5.5	16.75	0.49607	0.07000	18 450
6.0	16.27	0.42651	0.04569	18 100

ТАБЕЛА 7. Вредности електронске температуре T_e добијене методом односа релативних интензитета линија ArII 3388.5Å и ArI 4266.286Å.

Грешке добијених вредности електронске температуре, коришћењем метода односа релативних интензитета спектралних линија два узастопна јонизациона стања, процењене су на око 10%.



ГРАФИК 5. Временска зависност електронске температуре одређене из односа релативних интензитета спектралних линија аргона ArII 3388.5Å и ArI 4266.286Å.

Благо одступање електронске температуре од тренда у каснијим временима је највероватније последица лошег облика профила линије ArII 3388.5Å у тим временима.

Упоређивање резултата, односно развоја електронске темперетуре у времену добијених путем оба примењена метода, сликовито је приказано на графику 6.



ГРАФИК 6. Упоређивање резултата оба коришћена метода за одређивање електронске температуре.

ЗАКЉУЧАК

До сада је на овој апаратури као радни гас коришћен водоник и сва истраживања су углавном била везана за спектралне линије водоника. У овом дипломском раду, као радни гас, коришћена је мешавина 10%Ar-90%H₂. Због тога је било потребно одредити вредности електронске концентрације и температуре водонично-аргонске плазме произведене у Т-цеви за различита времена живота плазме.

Електронска концентрација је одређена ласерском интерферометријом и реда је величине 10¹⁷ cm⁻³. Грешка начињена коришћењем овог метода, при мерењима и обради резултата износи приближно 5-6%.

За одређивање електронске температуре коришћена су два метода: метод одређивања T_e из нагиба Болцман-плота и одређивање T_e из односа релативних интензитета линија једном јонизованог аргона ArII 3388.5Å и неутралног аргона ArI 4266.286Å. Вредности температуре се крећу око 20 000K, зависно од времена живота плазме, а грешке које су могле да буду урађене су оне које потичу од очитавања интензитета из профила посматраних линија и износе од 10-15% за одређивање T_e из нагиба Болцман-плота и око 10% за одређивање T_e из односа релативних интензитета линија. Вредности електронских температура које су одређене применом ова два метода се међусобно разликују за 10-15%.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Milić, Božidar S., Osnove fizike gasne plazme, Naučna knjiga, Beograd (1977)
- 2. Đurović, S. *Magistarski rad*, Prirodno-matematički fakultet Univerziteta u Beogradu (1982)
- 3. Кобиларов, Р. *Предавања из физике јонизованих гасова,* неауторизована скрипта
- 4. Mijatović, Z., *Diplomski rad*, Prirodno-matematički fakultet Univerziteta u Novom Sadu (1983)
- 5. Bulajić D., *Diplomski rad*, Prirodno-matematički fakultet Univerziteta u Novom Sadu (1998)
- 6. Wright, J. K. Shock Tubes, Methuen & Co., London (1961)
- 7. Mijatović, Z., *Magistarski rad*, Fizički fakultet Univerziteta u Beogradu (1990)
- 8. Malešević, B., *Diplomski rad*, Prirodno-matematički fakultet Univerziteta u Novom Sadu (1996)
- 9. Gajo, T., *Diplomski rad*, Prirodno-matematički fakultet Univerziteta u Novom Sadu (2005)
- 10. *Plasma Diagnostic Techniques*, Ed. R.H. Huddlestone, S.L. Leonard, Academic Press, New York, London (1965)
- 11. *Plasma Diagnostics*, Ed. W. Lochte-Holtgreven, North-Holland, Amsterdam (1968)
- 12. Kobilarov, R., *Doktorska Disertacija*, Fizički fakultet Univerziteta u Beogradu (1990)
- Konjevic, N., Wiese, W.L., Experimental Stark Widths and Shifts hor Non-Hydrogenic Spectral Lines of Ionized Atoms, J. Phys. Chem. Ref. Data Vol.5, No.2, (1976)
- Djeniže, S. et al, Stark Broadening and Shift of Singly-Ionized Argon Spectral Lines in Higher Multiplets, J. Quant. Spetrosc. Radiat. Transfer, Vol. 42, No.5, (1989)
- 15. Griem, H.R., *Principles of Plasma Spectroscopy*, Cambridge University Press, Cambridge (1997)
- 16. Ćirišan, M., *Magistarski rad*, Prirodno-matematički fakultet Univerziteta u Novom Sadu (2006)
- 17. Mitchner, M., Kruger, C. H. Jr, *Partially Ionized Gases*, John Wiley & Sons, New York, London, Sydney, Toronto (1973)
- 18. http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html (National Institute of Standards and Technology, USA)

БИОГРАФИЈА



Рођен сам 3. јануара 1977. у Загребу. У родном граду сам завршио основну и три разреда у Х гимназији.

Завршио сам Гимназију "Јован Јовановић-Змај" 1995. године, када и уписујем из чисте љубави студије физике на ПМФ-у у Новом Саду. Ожењен сам и са супругом Аном имам два

сина, Љубомира и Михаила.

УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ

КЉУЧНА ДОКУМЕНТАЦИЈСКА ИНФОРМАЦИЈА

Редни број: РБР	
Идентификациони број: ИБР	
Тип документације: Ти	Монографска документација
1 Д Тип записа:	Текстуални штампани материјал
ТЗ Врста рада:	Дипломски рад
BP Avmon	Бојан Миљевић
AV	
Ментор: МН	Проф. др Зоран Мијатовић
Наслов рада: НР	Дијагностика водонично-аргонске плазме произведене у Т-цеви
Језик публикације: .Ш	српски (ћирилица)
Језик извода: ни	српски/енглески
зи Земља публиковања: Эн	Србија
311 Уже географско подручје: УБН	Војводина
утп Година: Го	2007
ГО Издавач: ИЗ	Ауторски репринт
Место и адреса:	Природно-математички факултет, Трг Доситеја Обрадовића 4, Нови
МА Физички опис рада: ФО	Сад 7/49/7/12/6/0
ФО Научна област: НО	Физика
но Научна дисциплина:	Физика атома, молекула и јонизованог гаса
нд Предметна одредница/ кључне речи: ПО	Физика плазме, дијагностика плазме, Т-цев, ласерска интерферометрија, Болцман-плот, интензитети линија
УДК <i>Чува се:</i>	Библиотека Департмана за физику ПМФ-а у Новом Саду
Чу Важна напомена: вн	Нема
Извод:	У раду су објашњени дијагностички методи и одређене су вредности
ИЗ	електронске концентрације и електронске температуре водонично- аргонске плазме произведене у Т-цеви. Електронске концентрације су између (0.5-2.5) 10^{17} сm ⁻³ , а електронске температуре око 20 000K.
Датум прихватања теме од НН већа: ДП	
Датум одбране: Д О	13.4.2007.
Чланови комисије: КО	
Председник:	Проф. др Радомир Кобиларов
Члан:	Проф. др Зоран Мијатовић
Члан:	Доц. Др Срђан Ракић

UNIVERSITY OF NOVI SAD FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number:	
ANO	
Identification number:	
	Management multipation
Document type: DT	Monograph publication
Type of record:	Textual printed material
TR	
Content code:	Final paper
CC	
Author:	Bojan Miljevic
AU	
Mentor/comentor:	PhD Zoran Mijatovic, full professor
Title.	Diagnostics of Hydrogen-Argon Plasmas Produced in T-tube
TI	Diagnostics of Hydrogen Argon Flashids Froduced in Flade
Language of text:	Serbian (Cyrilic)
LT	
Language of abstract:	Serbian/English
Country of publication:	Serbia
CP Locality of publication:	Voivodina
Locally of publication.	vojvodina
Publication year:	2007
PY	
Publisher:	Author's reprint
PU	
Publication place:	Faculty of Sciences, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad
PP Physical description:	7/40/7/12/6/0
PD	1149/1112/0/0
Scientific field:	Physics
SF	
Scientific discipline:	Physics of Atoms, Moleculs and Ionized Gases
SD	
Subject/ Key words:	Plasma physics, plasma diagnostics, T-tube, laser interferometry,
SKW UC	Boltzmann-plot, intensities of lines
Holding data:	Department of Physics Library Trg Dositeia Obradovića 4
HD	Deparament of Finjoico Diotaly, Tig Doonega Ooradorida 1
Note:	None
Ν	
Abstract:	In this paper, plasma diagnostics methods was described and electron
AB	density and electron temperature of hydrogen-argon plasmas produced in T-
	tube was determinated. Electron densities are in between (0.5-2.5) 10 ⁻⁷ cm ⁻⁵
Accented by the Scientific Roard	and electron temperature is about 20,000K.
ASB	
Defended on:	April, 13 th , 2007
DE	
Thesis defend board:	
DB	
President: Mambar:	PhD Kadomir Kobilarov, tull professor PhD Zoran Mijatovia, full professor
Member. Member:	PhD Srdian Rakic assistent professor
	The orajan Rakio, assistent professor