

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ
ÚSTAV VÝKONOVÉ ELEKTROTECHNIKY A ELEKTRONIKY

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

DEPARTMENT OF POWER ELECTRICAL AND ELECTRONIC ENGINEERING

ZPŘEHLEDNĚNÍ PARAMETRŮ VÝPOČTU PŘENOSU ZÁŘENÍ
V PLAZMATU

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE

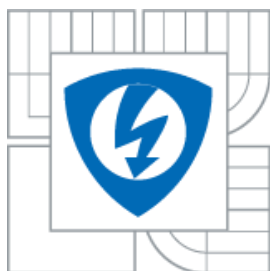
AUTHOR

TOMÁŠ KUBOVIČ

BRNO 2015



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



**FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH
TECHNOLOGIÍ
ÚSTAV VÝKONOVÉ ELEKTROTECHNIKY A
ELEKTRONIKY**

**FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF POWER ELECTRICAL AND ELECTRONIC
ENGINEERING**

ZPŘEHLEDNĚNÍ PARAMETRŮ VÝPOČTU PŘENOSU ZÁŘENÍ V PLAZMATU

VISUALIZATION OF INPUT PARAMETERS FOR RADIATION TRANSFER IN PLASMA

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE
BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

TOMÁŠ KUBOVIČ

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

MGR. PETR KLOC, PH.D.

BRNO 2015



VYSOKÉ UČENÍ
TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky
a komunikačních technologií

Ústav výkonové elektrotechniky a elektroniky

Bakalářská práce

bakalářský studijní obor

Silnoproudá elektrotechnika a elektroenergetika

Student: Tomáš Kubovič

ID: 146879

Ročník: 3

Akademický rok: 2014/2015

NÁZEV TÉMATU:

Zpřehlednění parametrů výpočtu přenosu záření v plazmatu

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

1. Vytvořte grafické rozhraní přehledně prezentující parametry výpočtu záření plazmatu.
2. Navrhněte a vytvořte rozhraní pro zadávání tvaru výpočetní domény a teplotního profilu.
3. Proveďte výpočet emisních koeficientů záření plazmatu odpovídající oblouku ve vzduchu pro různé konfigurace výpočetní domény a teplotního profilu.

DOPORUČENÁ LITERATÚRA:

- [1] MODEST, M. Radiative heat transfer. 2nd ed. Amsterdam: Academic Press, c2003, xxii, 822 s. ISBN 01-250-3163-7.
- [2] BOULOS, Maher I, Pierre FAUCHAIS a Emil PFENDER. Thermal plasmas. New York: Plenum Press, c1994-, v. <1 >. ISBN 03064460731.
- [3] GRIEM, Hans R., Pierre FAUCHAIS a Emil PFENDER. Principles of plasma spectroscopy. 1st paperback ed. Cambridge (U.K.): Cambridge University Press, 2005, v. <1 >. ISBN 978-052-1619-417.

Termín zadání: 22.9.2014

Termín odevzdání: 2.6.2015

Vedoucí práce: Mgr. Petr Kloc, Ph.D.

Konzultanti bakalářské práce:

doc. Ing. Petr Toman, Ph.D.
Předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

Autor semestrální práce nesmí při vytváření semestrální práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č.40/2009 Sb.

ABSTRAKT

Táto bakalárska práca sa zameriava na zjednodušenie zadávania vstupných parametrov pre výpočet prenosu žiarenia v elektrickom oblúku. Najprv nás oboznamuje so základmi prenosu termálneho žiarenia a výpočtami absorpčných a emisných koeficientov. Ďalej pokračuje s návrhom modelu pre výpočet absorpčného koeficienta a popisom jednotlivých častí modelu. Následne pokračuje s návrhom zjednodušeného grafického rozhrania, v ktorom sú zobrazené rôzne grafy závislostí. V ďalšej časti je vysvetlený princíp činnosti programovej aplikácie. Posledná kapitola znázorňuje ukážku grafických závislostí výpočtovej domény.

KEÚČOVÉ SLOVÁ

Prenos žiarenia, absorpčný koeficient, emisný koeficient, teplotný profil, programová aplikácia

ABSTRACT

This bachelors thesis focuses on simplification of the input parameters for electrical arc radiation transfer calculations. In the first part, we learn basics of transfer for thermal radiation and calculation of the absorption and emission coefficients. Next part is devoted to the design of absorption model and describes various parts of the model. It is followed by a graphical design of the interface which also displays various graphs. The next chapter explains the operating principle of the software application. The last chapter shows an example of the plot for computing domain.

KEYWORDS

Radiative transfer, absorption coefficient, emission coefficient, temperature profile, program application

BIBLIOGRAFICKÁ CITÁCIA

KUBOVIČ, T. *Zpřehlednění parametrů výpočtu přenosu záření v plazmatu*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2015. 47 s. Vedoucí bakalářské práce Mgr. Petr Kloc, Ph.D..

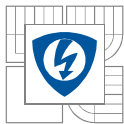
PREHLÁSENIE

Prehlasujem, že svoju bakalársku prácu na tému **Zpřehlednění parametrů výpočtu přenosu záření v plazmatu** som vypracoval samostatne pod vedením vedúceho bakalárskej práce a s použitím odbornej literatúry a ďalších informačných zdrojov, ktoré sú všetky citované v práci a uvedené v zozname literatúry na konci práce.

Ako autor uvedenej bakalárskej práce ďalej prehlasujem, že v súvislosti s vytvorením tejto bakalárskej práce som neporušil autorské práva tretích osôb, najmä som nezasiahol nedovoleným spôsobom do cudzích autorských práv osobnostných a som si plne vedomý následkov porušenia ustanovení § 11 a nasledujúcich autorského zákona č. 121 / 2000 Zb., vrátane možných trestnoprávných dôsledkov vyplývajúcich z ustanovenia § 152 trestného zákona č. 140/1961 Zb.

V Brne dňa

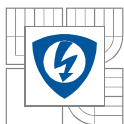
Podpis autora



ÚSTAV VÝKONOVÉ ELEKTROTECHNIKY A ELEKTRONIKY
Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií
Vysoké učení technické v Brně

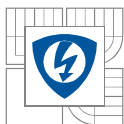
POĎAKOVANIE

Chcel by som sa poďakovať vedúcemu mojej bakalárskej práce Mgr. Petrovi Klocovi, Ph.D. za jeho odborné vedenie, metodickú a odbornú pomoc, ktorú mi poskytol pri jej vypracovávaní a taktiež Ing. Erikovi Putzovi za jeho odborné rady a skúsenosti.



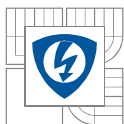
OBSAH

ZOZNAM OBRÁZKOV	9
ZOZNAM SYMBOLOV A SKRATIEK	10
ÚVOD	13
1 TEORETICKÝ ROZBOR	14
1.1 CHARAKTERISTIKA TERMÁLNEHO ŽIARENIA	14
1.1.1 TEPELNÉ ŽIARENIE.....	14
1.1.2 TVAR DOMÉNY ELEKTRICKÉHO OBLÚKA.....	16
1.2 EMISNÁ ENERGIA	16
1.2.1 SPEKTRUM EMISNEJ ENERGIE ABSOLÚTNE ČIERNEHO TELESA.....	17
1.2.2 ABSORPČNÝ KOEFICIENT	18
1.2.3 VZŤAHY MEDZI EMISIOU A ABSORPCIOU.....	19
1.3 MECHANIZMUS ŽIARENIA V PLAZME	20
1.3.1 SPONTÁNNÁ EMISIA	20
1.3.2 INDUKOVANÁ EMISIA.....	20
1.3.3 ABSORPCIA.....	21
1.3.4 PRINCÍP MIKROREVERZIBILITY.....	21
1.4 EMISIA ŽIARENIA A ABSORPCIA	22
1.4.1 KLASIFIKÁCIA EMITOVANÉHO ŽIARENIA.....	22
1.4.2 ČIAROVÉ ŽIARENIE	23
1.4.3 KONTINUUM ŽIARENIA	25
1.4.4 MOLEKULOVÉ SPEKTRUM.....	27
1.5 NET EMISSION COEFFICIENT	29
2 NÁVRH MODELU	31
2.1 MODEL ABSORPCIE	32
2.2 TEPLOTNÝ PROFIL	32
2.3 ZLOŽENIE.....	33
2.4 DATABÁZA.....	33
2.5 ABSORPČNÝ KOEFICIENT.....	34
2.6 NEC	34
2.7 LOG	35
3 PRINCÍP ČINNOSTI PROGRAMU	36
3.1 ARCHITEKTÚRA	36
3.2 SPÚŠŤANIE VÝPOČTOV	36
3.3 VYROVNÁVACIA PAMÄŤ – CACHE	38
3.4 DATABÁZA.....	39
3.5 VÝPOČET TEPLOTNÉHO PROFILU PRE NEC	39
3.5.1 VÝPOČET EFEKTÍVNEJ HODNOTY POLOMERU	40
3.5.2 SÚBOR TEPLOTNÉHO PROFILU	41
4 VÝPOČETNÁ DOMÉNA	42



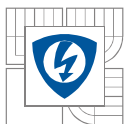
ÚSTAV VÝKONOVÉ ELEKTROTECHNIKY A ELEKTRONIKY
Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií
Vysoké učení technické v Brně

4.1	VÝPOČET EMISNÝCH KOEFICIENTOV PRE KRUH	42
4.2	VÝPOČET EMISNÝCH KOEFICIENTOV PRE ŠTVOREC	43
4.3	ZNÁZORNENIE ZÁVISLOSTÍ ABSORPČNÝCH KOEFICIENTOV	44
ZÁVER		46
POUŽITÁ LITERATÚRA		47



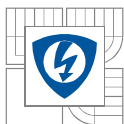
ZOZNAM OBRÁZKOV

Obr. 1.1: Elektromagnetické vlnové spektrum (pre žiarenie prechádzajúce cez vákuum) [1].....	15
Obr. 1.2: Valcový tvar elektrického oblúka	16
Obr. 1.3: Slnéčné žiarenie na Zemi [1].....	17
Obr. 1.4: Spontánna emisia, indukovaná emisia, absorpcia [2]	21
Obr. 1.5: Excitované úrovně atómov alebo iónov [2]	22
Obr. 1.6: Čiarový profil a posun čiary [2].....	24
Obr. 1.7: Závislosť absorpčného koeficienta kontinua dusíka na frekvencii [2].....	27
Obr. 2.1: Bloková schéma modelu pre výpočet absorpčného koeficienta a NEC.....	31
Obr. 2.2: Design programu.....	32
Obr. 2.3: Výber teplotného profilu.....	33
Obr. 2.4: Návrh databázy	33
Obr. 2.5: Simulácia výpočtu absorpčných koeficientov.....	34
Obr. 3.1 Architektúra programu HTC	36
Obr. 3.2 Štruktúra parametrov pre cmd.exe	37
Obr. 3.3 Editor teplotného profilu	39
Obr. 3.4 Znázornenie princípu Reimannovej metódy výpočtu určitého integrálu	41
Obr. 4.1 Výsledná závislosť NEC na teplote (kruh).....	42
Obr. 4.2 Výsledná závislosť NEC na teplote (štvorec)	44
Obr. 4.3 Vykreslená závislosť absorpčných koeficientov na frekvencii pomocou programu.....	45
Obr. 4.4 Vykreslená závislosť absorpčných koeficientov na vlnovej dĺžke pomocou programu	45



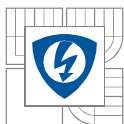
ZOZNAM SYMBOLOV A SKRATIEK

Značka	Veličina	Jednotka
A	separačná konštanta	
A_{ul}^i	pravdepodobnosť prechodu pre spontánnu emisiu	s^{-1}
B_e	rotačná konštanta dvojatómovej molekuly v pokoji	cm^{-1}
B_{lu}	pravdepodobnosť prechodu pre absorpciu	m^3/Js^2
B_{ul}	pravdepodobnosť prechodu pre indukovanú emisiu	m^3/Js^2
c, c_0	rýchlosť svetla, (vo vákuu)	cm/s
D_e	energetický rozdiel medzi rovnovážnej polohe jadra dvojatómovej molekuly a voľného atómu	cm^{-1}
E, E_b	emisná energia, emisná energia čierneho telesa	
E_{H^+}	ionizačná energia atómu vodíka = 13.6	eV
$E_{X^+}^I$	ionizačná energia atómu X	eV
E_{X_j}	excitovaný stav j atómu X	eV
e	náboj elektrónu = -1.6×10^{-19}	As
f_{min}	najnižšia frekvencia	Hz
f_{max}	najvyššia frekvencia	Hz
$G_{i,z}^n$	Gauntov faktor	
g_u, g_l	štatistická váha stavu u, l	
h	Planckova konštanta = 6.6261×10^{-34}	Js
I_λ	intenzita monochromatického žiarenia	$W/m^3 \text{ ster}$
I_ν	intenzita monochromatického žiarenia	$J/m^2 \text{ ster}$
k	Boltzmannova konštanta = 1.3807×10^{-23}	J/K
m_e	hmotnosť elektrónu = 9.11×10^{-31}	kg
$N_u(t)$	obsadenie excitovaného stavu u	
n	index lomu	
$n_{i,u}$	hustota excitovaného stavu u chemického typu i	m^{-3}
$P(\nu - \nu_0)$	tvarový faktor spektrálnej čiary	s
$P(\lambda - \lambda_0)$	tvarový faktor spektrálnej čiary	m^{-1}
R_{ef}	efektívny polomer	cm



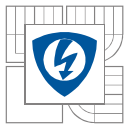
$R_{\max}$	maximálny polomer od stredu domény	cm
S_v	zdrojová funkcia	J/m ² ster
T	teplota	K
$T(e)$	celková elektronická energia dvojatómovej molekuly	cm ⁻¹
t	čas	s
u_v	hustota monochromatického žiarenia	J s/m ³ ster
u_v^0	hustota monochromatického žiarenia pre absolútne čierne teleso (Planckov zákon)	J s/m ³ ster
v_e	rýchlosť elektrónu	

Symbol	Názov	Jednotka
δE_{X^+}	znižovanie ionizačnej energie atómu X	eV
δ_λ	šírka spektrálnej čiary	nm
ε_{fb}	emisný koeficient pre voľne-viazaný prechod	
ε_L	emisný koeficient čiary	W/m ³ ster
ε_N	Net Emission Coefficient	W/m ³ ster
$\varepsilon_{i,z+1}^{nl}$	emisný koeficient chemických častíc typu i s elektrickým nábojom ze ; excitovaný stav je definovaný podľa kvantového čísla n a l	
ε_λ	monochromatický emisný koeficient	W/m ⁴ ster
ε_v	monochromatický emisný koeficient	J/m ³ ster
κ_v	monochromatický absorpčný koeficient vrátane indukovanej emisie	cm ⁻¹
κ'_v	monochromatický absorpčný koeficient na jednotku dĺžky bez indukovanej emisie	cm ⁻¹
$\kappa_{i,z+1}$	absorpčný koeficient pre častice typu i a elektrického náboja z ($z = 0$ pre atóm, $z = 1$ pre jeho prvý ión)	cm ⁻¹
$\kappa'_L(\nu)$	integrovaný absorpčný koeficient na čiarový profil	cm ⁻¹ s ⁻¹
η	vlnočet	cm ⁻¹
λ	vlnová dĺžka	μm



Λ	moment hybnosti	
σ	vlnočet spektrálnej čiary	cm^{-1}
$\sigma_{i,z}^{n,l}$	prierez fotoionizací	cm^2
τ_{ul}	životnosť excitovaného stavu u	s
τ_v	optická hĺbka	-
ν	frekvencia	Hz
ω	uhlová frekvencia	rad/s
ω_e	vibračný term, keď je predpokladaná harmonická vibrácia	cm^{-1}

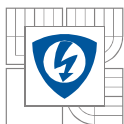
Index	Názov
i	chemický typ i
l	dolný excitovaný stav
u	horný excitovaný stav
z	elektrický náboj častice



ÚVOD

Technológia využitia termálnej plazmy sa v posledných desiatkach rokoch vyvinula do modernej interdisciplinárnej vedy, ktorá čoraz viac priťahuje pozornosť. Prenos žiarenia v elektrickom oblúku je fyzikálny jav prenosu energie vo forme elektromagnetického žiarenia. Šírenie žiarenia cez rôzne materiály je ovplyvnené absorpciou, emisiou a rozptylom.

K tomu, aby sme vedeli vypočítať prenos žiarenia, je treba zvoliť rôzne parametre. Keďže je týchto parametrov veľmi veľa a k veľkej časti z nich je potreba ďalších výpočtov, bolo zadávanie vstupných parametrov náročné a neprehľadné. Práve toto je dôvod na vytvorenie programu s grafickým rozhraním jednoduchým pre užívateľa. Tento program umožní užívateľovi jednoducho nastaviť a zvoliť všetky potrebné parametre a ako výstupy bude zobrazovať rôzne grafické závislosti a postup riešenia, akým program počítal. Program môže slúžiť ako vhodná pomôcka pri ďalších výskumoch zaoberajúcich sa podobnou tematikou a môže byť využiteľný aj ako pomôcka na laboratórnych meraniach.



1 TEORETICKÝ ROZBOR

1.1 CHARAKTERISTIKA TERMÁLNEHO ŽIARENIA

1.1.1 TEPELNÉ ŽIARENIE

Termíny radiačný prenos tepla a tepelné žiarenie sa bežne používajú ako vedecký popis prenosu tepla spôsobeného elektromagnetickými vlnami.

Tepelnú radiačnú energiu môžeme pozorovať ako zložené elektromagnetické vlny (vychádzajúc z teórie elektromagnetických vln), alebo ako zvyšky nehmotných energických častíc, zvaných fotóny (vychádzajúc z kvantovej mechaniky). Ani jeden z týchto pojmov však nie je schopný dostatočne popísať všetky radiačné javy, ktoré boli pozorované. Preto je obvyklé používať oba tieto pojmy. Všeobecne platí, že radiačné vlastnosti kvapalín a pevných látok (vrátane malých častíc), a ich povrchy, sa dajú jednoduchšie určiť pomocou elektromagnetickej vlnovej teórie. Radiačné vlastnosti plynov získavame skôr z kvantovej mechaniky.

Elektromagnetické vlny alebo fotóny sa šíria takmer cez akýkoľvek materiál pri vysokej rýchlosti. Vzhľadom k tomu, že svetlo je časť elektromagnetického vlnového spektra, sa táto rýchlosť nazýva rýchlosť svetla c . Rýchlosť svetla závisí od toho, cez aké prostredie prechádza a môže sa vzťahovať k rýchlosti svetla vo vákuu c_0 podľa vzťahu

$$c = \frac{c_0}{n}, \quad c_0 = 2,998 \cdot 10^8 \text{ m/s}, \quad (1.1)$$

kde je n známy ako index lomu daného materiálu. Index lomu pre vákuum je $n = 1$. Pre väčšinu plynov je ale index lomu blízko k jednotke, napríklad vzduch pri izbovej teplote má index lomu $n = 1.00029$ nad viditeľné spektrum. Elektromagnetické vlny sa šíria podstatne pomalšie keď prechádzajú cez dielektriká (elektricky nevodivé materiály), ktoré majú indexy lomu približne medzi 1.4 až 4, a len ťažko prenikajú do elektricky vodivých materiálov (kovov). Pre vlny môžeme zaznamenávať parametre, ako je

frekvencia, ν (meraná v Hz);

vlnová dĺžka, λ (meraná v $\mu\text{m} = 10^{-6} \text{ m}$ alebo $\text{nm} = 10^{-9} \text{ m}$);

vln počet, η (meraný v cm^{-1}); alebo

uhlová frekvencia, ω (meraná v $\text{rad/s} = \text{s}^{-1}$).

Všetky štyri veličiny sú navzájom prepojené pomocou vzťahov

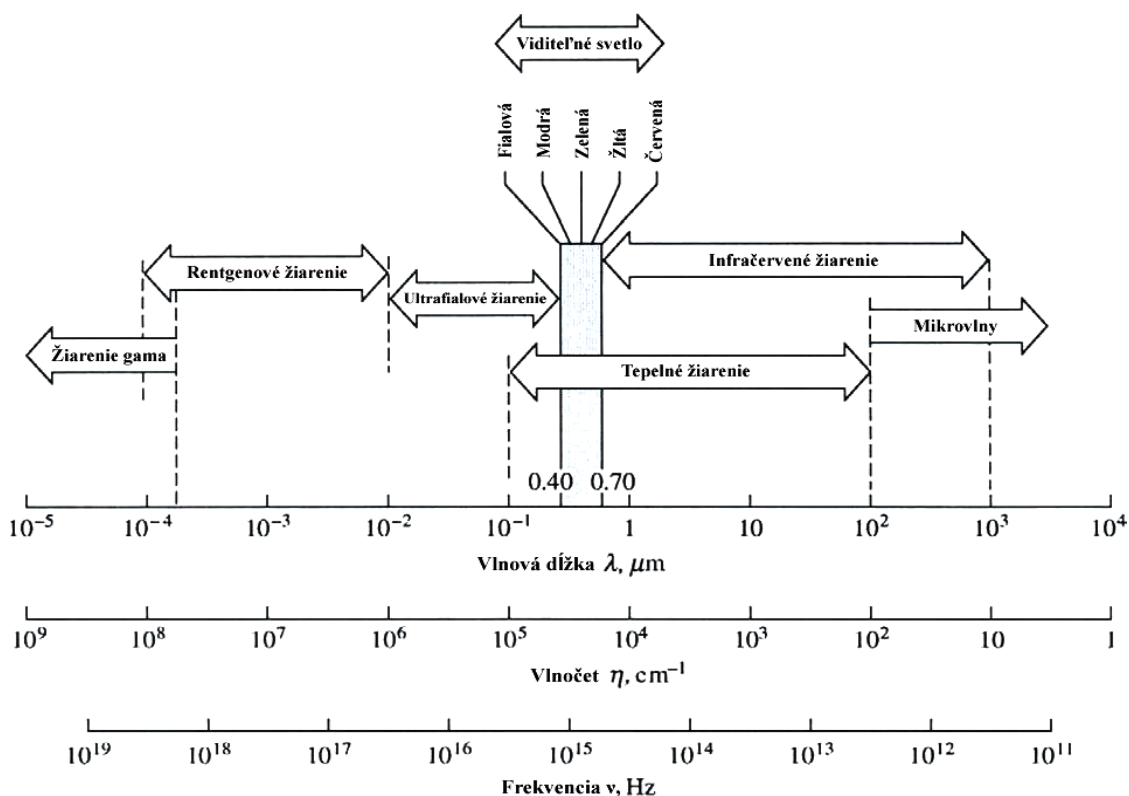
$$v = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{c}{\lambda} = c\eta. \quad (1.2)$$

Každá vlna alebo fotón so sebou nesie množstvo energie E , ktorú môžeme určiť pomocou kvantovej mechaniky ako

$$E = h\nu, \quad h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Js}, \quad (1.3)$$

kde je h známa ako Planckova konštanta. Frekvencia svetla sa nemení, keď svetlo prechádza z jedného prostredia do iného, pretože energia fotónu musí byť zachovaná. Na druhej strane sa vlnová dĺžka a vlnčet mení, v závislosti na veľkosti indexov lomu pre obe prostredia. V niektorých prípadoch sú elektromagnetické vlny, pokiaľ ide o energiu, ktorá prenáša fotón, charakterizované pomocou jednotky energie elektrónvolt ($1 \text{ eV} = 1,6022 \cdot 10^{-19} \text{ J}$). To znamená, že svetlo s energiou fotónu (alebo „frekvencie“) jedného elektrónvoltage má vlnovú dĺžku (vo vákuu) vyjadrenú

$$\lambda = \frac{hc}{h\nu} = \frac{6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Js} \cdot 2,998 \cdot 10^8 \text{ m/s}}{1,6022 \cdot 10^{-19} \text{ J}} = 1.240 \text{ } \mu\text{m}. \quad (1.4)$$

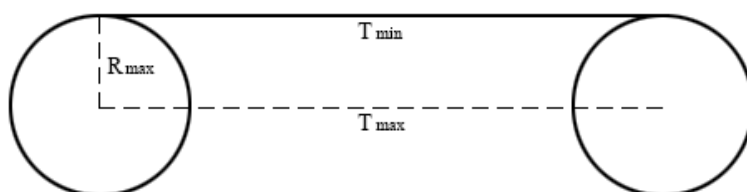


Obr. 1.1: Elektromagnetické vlnové spektrum (pre žiarenie prechádzajúce cez vákuum) [1].

Vzhľadom k tomu, že elektromagnetické vlny s odlišnými vlnovými dĺžkami nesú značne rozdielnu veľkosť energie, často sa správajú úplne odlišne. Obr. 1.1 znázorňuje elektromagnetické vlny rozdelené do niekoľkých kategórií, v závislosti od ich parametrov. Tepelným žiarením môžeme nazvať tie elektromagnetické vlny, ktoré sú vyžarované médium iba kvôli jeho teplote. Ako je znázornené vyššie, táto definícia nám zužuje rozsah vlnových dĺžok, ktoré berieme do úvahy pri prenose tepla pri uvažovaní obvyklých teplotách na hodnoty medzi $0.1\mu\text{m}$ (ultrafialové) a $100\mu\text{m}$ (stredné infračervené) [1].

1.1.2 TVAR DOMÉNY ELEKTRICKÉHO OBLÚKA

Doména elektrického oblúka môže nadobudnúť takmer hocijaký tvar, v závislosti od miesta, kde sa elektrický oblúk vyskytne. Samotný elektrický oblúk má valcovitý tvar, v ktorom je najvyššia teplota žiarenia v strede, pričom najnižšia teplota je v najvzdialenejšej hrany oblúka.



Obr. 1.2: Valcový tvar elektrického oblúka

Jednoduchým príkladom iného tvaru domény elektrického oblúka môže byť napríklad tvar štvorcový. Tento tvar sa môže vyskytnúť v elektrických prístrojoch ako je istič, kde pri vypínaní horí plazma v komore štvorcového (obdĺžnikového) prierezu.

1.2 EMISNÁ ENERGIA

Každé médium neustále vyžaruje elektromagnetické žiarenie náhodne do všetkých smerov rýchlosťou, ktorá závisí od teploty média a od vlastností materiálu. Radiačný tepelný tok vyžarovaný z povrchu materiálu sa nazýva emisná energia E . Rozlišujeme celkovú a spektrálnu emisnú energiu (tepelný tok je emitovaný v celom spektre, alebo pri danom intervale frekvencie na jednotku frekvencie), čiže

spektrálna emisná energia, $E_\nu \equiv \text{emisná energia} / \text{čas} / \text{plocha povrchu} / \text{frekvencia}$,

celková emisná energia, $E \equiv \text{emisná energia} / \text{čas} / \text{plocha povrchu}$.

Tepelné žiarenie jednej frekvencie alebo vlnovej dĺžky sa niekedy nazýva monochromatické žiarenie (od viditeľnej časti spektra, keď ľudské oko vníma

elektromagnetické vlny farbami dúhy). Celková a spektrálna emisná energia sa dá vyjadriť ako [1]

$$E(T) = \int_0^{\infty} E(T, \nu) d\nu. \quad (1.5)$$

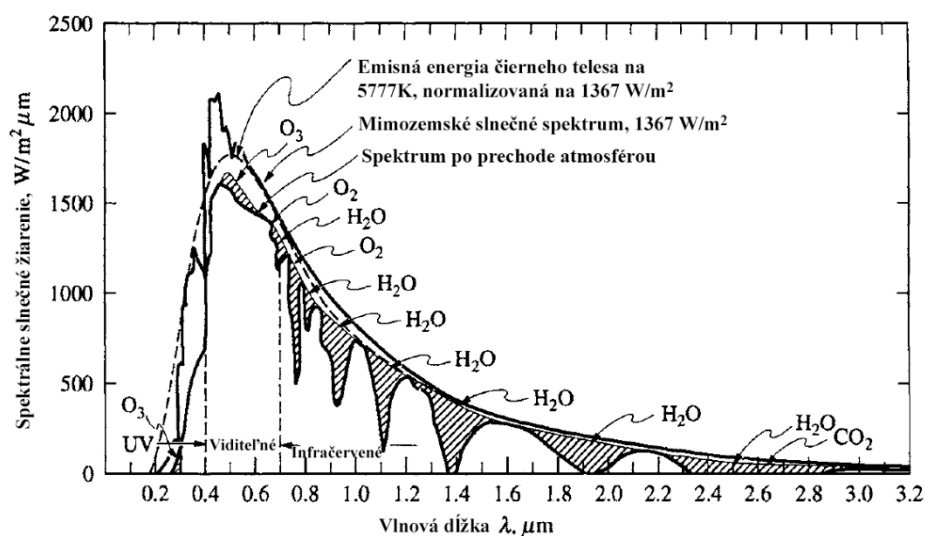
1.2.1 SPEKTRUM EMISNEJ ENERGIE ABSOLÚTNE ČIERNEHO TELESA

Mnoho rokov sa snažili vedci teoreticky predpovedať emisné spektrum slnka, ktoré sa chová približne ako absolútne čierne teleso s emisnou energiou približne 5777 K. Spektrálny slnečný tok dopadajúci na Zem, alebo slnečné žiarenie, je znázornený na Obr. 1.3 pre mimozemské podmienky a pre podmienky po prechode masou atmosféry.

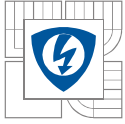
Za predpokladu, že atómy a molekuly môžu emitovať fotóny len na istých úrovniach energie, sa zistila distribúcia spektrálnej emisie absolútne čierneho telesa, dnes známa ako Planckov zákon, pre absolútne čierny povrch ohraničený priesvitným médium s indexom lomu n , vyjadrená ako

$$E_b(T, \nu) = \frac{2\pi h \nu^3 n^2}{c_0^2 \left[e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right]}, \quad (1.6)$$

kde $k = 1,3807 \cdot 10^{-23}$ J/K, známa ako Boltzmanova konštanta. Kým sa frekvencia zdá byť najlogickejšia premenná (pretože sa nemení, ak svetlo prechádza z jedného média do iného), spektrálne premenné vlnovej dĺžky λ (predovšetkým pre emisiu a absorpciu povrchu) a vlnocet η (predovšetkým pre žiarenie v plynoch), sú tiež dosť často (ak nie častejšie) potrebné.



Obr. 1.3: Slnečné žiarenie na Zemi [1]



Rovnicu (1.6) si vieme vyjadriť pomocou vlnovej dĺžky a vlnočtu vzťahmi

$$\nu = \frac{c_0}{n\lambda} = \frac{c_0}{n} \eta, d\nu = -\frac{c_0}{n\lambda^2} \left[1 + \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} \right] d\lambda = \frac{c_0}{n} \left[1 - \frac{\eta}{n} \frac{dn}{d\eta} \right] d\eta \quad (1.7)$$

a

$$E_b(T, \nu) = \int_0^\infty E_{b\nu} d\nu = \int_0^\infty E_{b\lambda} d\lambda = \int_0^\infty E_{b\eta} d\eta, \quad (1.8)$$

alebo

$$E_{b\nu} d\nu = -E_{b\lambda} d\lambda = E_{b\eta} d\eta. \quad (1.9)$$

Premenné λ a η sú vlnová dĺžka a vlnočet pre elektromagnetické vlny v médiu o indexe lomu n . Na rovnici (1.7) je vidno, že rovnica (1.6) je vhodná iba v prípade, ak je index lomu nezávislý na frekvencii (alebo vlnovej dĺžky, či vlnočtu). To platí pre vákuum ($n = 1$) a obyčajné plyny ($n \approx 1$) a môžu byť prijateľné ešte pre niektoré polopriehľadné médiá cez veľké časti spektra [1].

1.2.2 ABSORPČNÝ KOEFICIENT

Ak I_ν je špecifická monochromatická intenzita žiarenia prechádzajúca absorpčným prostredím o hrúbke dx , potom absorpčný koeficient κ'_ν na jednotku dĺžky za daný kmitočet je vyjadrený ako

$$dI_\nu = -\kappa'_\nu I_\nu dx. \quad (1.10)$$

Horný index znamená, že sa neuvažuje indukovaná emisia. Absorpčný koeficient κ'_ν je vyjadrený v jednotke cm^{-1} . Závisí od vlnovej dĺžky, od vlastností plynu na frekvencii a na smere, v ktorom sa žiarenie šíri. Ak vezmeme do úvahy dI_λ namiesto dI_ν , vzťah by bol rovnaký

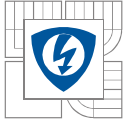
$$dI_\lambda = -\kappa'_\lambda I_\lambda dx, \quad (1.11)$$

teda $\kappa'_\nu = \kappa'_\lambda$.

Všeobecne platí po integrácii na hrúbke L plynnej vrstvy,

$$I_\nu = I_{\nu,0} \exp\left(-\int_0^L \kappa'_\nu dx\right) = I_{\nu,0} \exp(-\tau_\nu), \quad (1.12)$$

kde $I_{\nu,0}$ je intenzita žiarenia vstupujúca do plynnej vrstvy a τ_ν udáva optickú hĺbku vrstvy (bezrozmerná) [2].



1.2.3 VZŤAHY MEDZI EMISIOU A ABSORPCIOU

Pre paralelné lúče intenzity žiarenia I_ν , je nárast intenzity cez prvok hrúbky dx daný rozdielom emisie a absorpcie pri prechode cez prvok hrúbky dx :

$$dI_\nu = \varepsilon_\nu(x)dx - I_\nu(x)\kappa'_\nu(x)dx. \quad (1.13)$$

Pre hraničný stav $I_\nu(0) = 0$ má táto diferenciálna rovnica riešenie

$$I_\nu(L) = \int_0^L \varepsilon_\nu(x) \exp\left(-\int_x^L \kappa'_\nu(t) dt\right) dx. \quad (1.14)$$

Ak κ'_ν a ε_ν sú v plyne konštantné pri rovnomernej teplote, potom vieme upraviť rovnicu nasledovne

$$I_\nu(L) = \frac{\varepsilon_\nu}{\kappa'_\nu} [1 - \exp(-\kappa'_\nu L)]. \quad (1.15)$$

Pomer $\varepsilon_\nu/\kappa'_\nu$ sa nazýva zdrojová funkcia S_ν a za predpokladu celkovej termodynamickej rovnováhy môže byť totožná s rovnicou pre Planckov zákon (1.6). Všeobecne je však zdrojová funkcia S_ν daná za predpokladu, že prostredie, v ktorom je index lomu n_r

$$S_\nu = \varepsilon_\nu/n_r\kappa'_\nu. \quad (1.16)$$

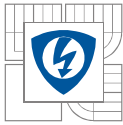
Existujú dva zjednodušené formy pre výraz $I_\nu(L)$. Prvá z nich je takzvaná opticky tenká aproximácia, kde $\kappa'_\nu L \ll 1$. Po rozšírení exponentu dostaneme

$$I_\nu(L) = \int_0^L \varepsilon_\nu(x) dx. \quad (1.17)$$

Druhá forma nastane za predpokladu termodynamickej rovnováhy, ak $\kappa'_\nu L \geq 1$

$$I_\nu(L) = \frac{\varepsilon_\nu}{\kappa'_\nu} = E(T, \nu), \quad (1.18)$$

kde $E(T, \nu)$ je Planckova monochromatická intenzita žiarenia. Tento stav odpovedá správaniu opticky hrubej plazmy a vyplýva z princípu mikrореверзibility [2].



1.3 MECHANIZMUS ŽIARENIA V PLAZME

1.3.1 SPONTÁNNÁ EMISIA

Excitovaný atóm na vyššom kvantovom stave u sa môže vrátiť do nižšieho energetického stavu l vyslaním fotónu o energie $h\nu_{ul}$. Keďže tu nedopadá žiadne žiarenie, počet atómov, ktoré opúšťajú kvantový stav u v časovom intervale dt , je úmerný $N_u(t)$, obsadeniu excitovaného stavu za čas t , alebo

$$dN_u(t) = -A_{ul}N_u(t)dt. \quad (1.19)$$

Po integrácii

$$N_u(t) = N_u(0) \exp(-A_{ul}t), \quad (1.20)$$

kde $N_u(0)$ je obsadenie stavu u v počiatočnom čase $t = 0s$.

Konštanta A_{ul} sa nazýva spontánna pravdepodobnosť prechodu a je definovaná ako pravdepodobnosť spontánneho rozpadu atómu za sekundu zo stavu u na stav l vyžarovaním fotónu o frekvencie ν_{ul} . Rovnicu (1.19) môžeme napísať aj pomocou dĺžky trvania τ_{ul} , definovanú ako čas potrebný na zníženie obsadenia stavu u pomocou faktora e , teda

$$\tau_{ul} = 1/A_{ul}. \quad (1.21)$$

Veličina A_{ul} je vyjadrená v s^{-1} . Typické hodnoty pre A sa pohybujú rádovo medzi 10^6 až $10^8 s^{-1}$, najvyššie hodnoty sú dosahované za stavu rezonancie atómov alebo molekúl (tj., prechod z prvého excitovaného stavu do základného stavu) [2].

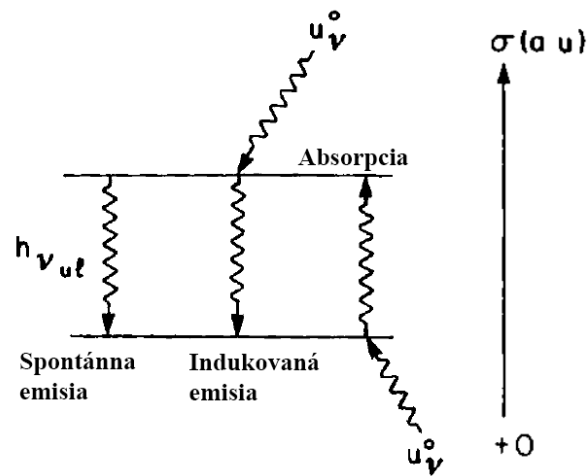
1.3.2 INDUKOVANÁ EMISIA

Základom procesu indukovanej emisie je fotón o frekvencie ν , ktorý prechádza atómom alebo iónom, vo vyššom kvantovom stave a tým prinúti tento atóm alebo ión emitovať fotón s rovnakou frekvenciou a rovnakým smerom ako blížiaci sa fotón. Počet takýchto prechodov za sekundu a na jednotku objemu je úmerný na pravdepodobnosti prechodu B_{ul} , na hustote žiariaceho poľa u_ν a na hustote počtu atómov alebo iónov v príslušnom excitovanom stave (stav atómu alebo jadra atómu, ktorý má vyšší energetický stav, ako je základný energetický stav daného atómu).

Indukovaná alebo vynútená emisia hrá kľúčovú rolu pre inverzné obsadenie v laseroch. Keď sa plazma nachádza v oblasti s radiačnou hustotou u_ν^0 , potom táto plazma nemusí existovať iba pomocou spontánnej emisie, ale aj pomocou indukovanej emisie [2].

1.3.3 ABSORPCIA

Predstavte si zväzok monochromatického žiarenia o hustote u_ν^0 a atómy, ktoré majú schopnosť byť zvýšené zo stavu l na stav u pomocou absorpcie žiarenia energie $h\nu_{lu}$. Pravdepodobnosť za sekundu, že atóm v stave l bude absorbovať kvantum $h\nu_{lu}$ a prejde do stavu u , keď je vystavené izotropnému žiareniu $u_\nu^0 d\nu$ vo frekvenčnom rozsahu medzi ν_{lu} a $\nu_{lu} + d\nu$, je úmerná u_ν^0 a píšeme ju ako $B_{lu}u_\nu^0$. Jednotka pravdepodobnosti prechodu pre absorpciu, B_{lu} , je m^3/Js^2 [2].



Obr. 1.4: Spontánna emisia, indukovaná emisia, absorpcia [2]

1.3.4 PRINCÍP MIKROREVERZIBILITY

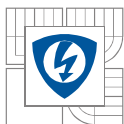
V každej skupine atómov musí byť dynamická rovnováha. V danej chvíli niektoré z atómov absorbujú žiarenie, zatiaľ čo iné žiarenie emitujú. Zistilo sa, že rovnováha je zachovaná iba vtedy, keď každý jednotlivý proces interakcie je daný ako jeho vlastný reverzný proces (mikrovyváženosť).

Na základe princípu dynamickej rovnováhy je možné uvažovať o podrobnostiach jednotlivých procesoch a odvodiť vzťahy, ktoré spájajú absorpčné a emisné procesy. Ak sú absorpcia a emisia jedinými účinnými procesmi medzi stavmi l a u , potom platí

$$u_\nu^0 B_{lu} N_l = A_{ul} N_u \quad (1.22)$$

a v prípade, že obsadenie energetických hladín atómov je riadené Boltzmannovým zákonom, platí

$$u_\nu^0 = \frac{A_{ul} g_u}{B_{lu} g_l} \exp\left(\frac{h\nu_{lu}}{kT}\right), \quad (1.23)$$



kde g_u a g_l sú štatistické váhy stavov u a l . Rovnica (1.23) však nie je finálna rovnica bilancie, pretože v nej nie je zahrnutá indukovaná emisia. Po zahrnutí dostávame vzťah, ktorý po úprave a po porovnaní s Planckovým zákonom dostaneme vzťahy

$$g_l B_{lu} = g_u B_{ul} \quad (1.24)$$

a

$$A_{ul} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} B_{ul} \quad (1.25)$$

alebo

$$A_{ul} = \frac{1.66543 \times 10^{-32}}{\lambda^3} B_{ul}, \quad (1.26)$$

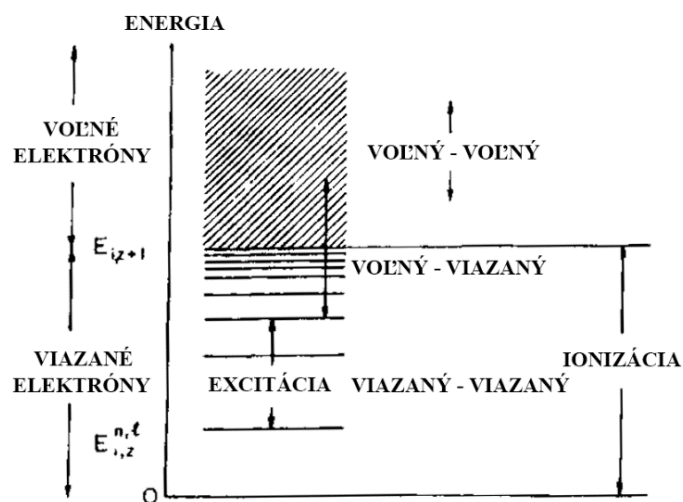
kde je λ v metroch.

Tieto prechodné stavy (A_{ul}, B_{ul}, B_{lu}) sa nazývajú Einsteinove koeficienty. Ak poznáme jeden z nich (či už z merania alebo z výpočtov), potom vieme ostatné vyjadriť zo vzťahov (1.24) a (1.25) [2].

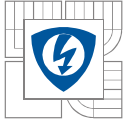
1.4 EMISIA ŽIARENIA A ABSORPCIA

1.4.1 KLASIFIKÁCIA EMITOVANÉHO ŽIARENIA

Rôzne druhy spektier, ktoré sú pozorované v plazme, sú klasifikované podľa častíc, ktoré ich vyžarujú a podľa stanovených stupňov voľnosti. Obr. 1.5 znázorňuje schému rôznych excitovaných stavov atómov alebo iónov a k nim odpovedajúce prechody viazane-viazaný, voľne-viazaný a voľne-voľný.



Obr. 1.5: Excitované úrovne atómov alebo iónov [2]



Pri **viazane-viazaných** prechodoch sa jedná o viazané stavy, ktoré nastanú pri vynútenom prechode viazaného elektrónu z vyššej hladiny na nižšiu.

Voľne-viazaný prechod je pri rekombinácii ionizovaného atómu, kde pri zachytenom voľnom elektróne je vyžiarený prebytok kinetickej energie. Tento prechod vytvára spojité spektrum.

Ku kontinuu spektra dôjde vtedy, keď voľné elektróny stratia časť svojej kinetickej energie v Coulombovom poli kladných iónov. Táto strata v kinetickej energii sa premení na žiarenie odrážajúce Maxwellove rozdelenie elektrónov. Vyžarovaná energia je kontinuum zvané „brzdné“, ktoré sa zvyčajne nachádza v infračervenej oblasti. Tento prechod sa nazýva **voľne-voľný** [2].

1.4.2 ČIAROVÉ ŽIARENIE

Množstvo absorpcie alebo emisie diskrétného žiarenia implikuje, že monochromatické žiarenie o frekvencie ν_{ul} by malo byť dodržané na jednej presne danej frekvencii. Meranie takéhoto žiarenia spektrometrom však ukazuje, že čiarové spektrum má definovanú šírku δ_ν alebo δ_λ okolo ν_{ul} alebo λ_{ul} . Ak je rozlišovacia schopnosť spektrometra používaná pre čiarovú analýzu dostatočne vysoká, potom šírka čiary závisí na vlastnostiach emitujúceho zdroja.

Pre profil čiary vyjadrený pomocou frekvencie, alebo vlnovej dĺžky musia platiť nasledujúce vzťahy:

$$\int_{\text{čiara}} P(\nu - \nu_0) d\nu = 1, \quad (1.27)$$

kde $\nu_0 = \nu_{ul}$, alebo

$$\int_{\text{čiara}} P(\lambda - \lambda_0) d\lambda = 1, \quad (1.28)$$

kde $\lambda_0 = \lambda_{ul}$.

Z týchto vzťahov vieme napísať čiarové spektrum ako

$$\varepsilon_L(\lambda) = \frac{hc}{4\pi\lambda_{ul}} A_{ul}^i n_{i,u} P(\lambda_{ul}) \quad (1.29)$$

a po integrovaní dostávame

$$\varepsilon_L(\lambda_{ul}) = \int_{\text{čiara}} \varepsilon_\lambda d\lambda = \frac{1}{4\pi} n_{i,u} A_{ul}^i \frac{hc}{\lambda_{ul}}, \quad (1.30)$$

čo je čiarový emisný koeficient.

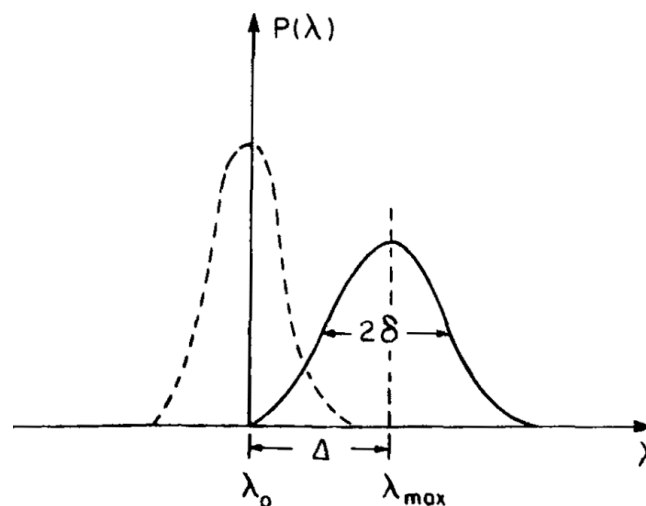
Na Obr. 1.6 sú znázornené charakteristické parametre čiarového profilu: 2δ je šírka v polovici maximálnej intenzity, λ_0 je stredná vlnová dĺžka čiary, a Δ je posun čiary.

Vzhľadom k elektrickej excitácii, viazane-viazané prechody atómov emitujú čiarové spektrum vyjadrené ako

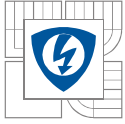
$$E_u - E_l = h\nu_{ul} = \frac{hc}{\lambda_{ul}}, \quad (1.31)$$

kde u a l sú horné a dolné excitované úrovně, medzi ktorými zaberá prechod miesto.

Frekvencia žiarenia ν (alebo vlnová dĺžka λ) je charakteristická ako pre atómy alebo ióny, tak aj pre emitujúce úrovně. Zmenou dráhy elektrónov zostávajú viazané k jadrú a tento typ prechodu sa nazýva „viazane-viazaný“ prechod. Odpovedajúce vlnové dĺžky sú v rozmedzí od infračerveného po ultrafialové [2].



Obr. 1.6: Čiarový profil a posun čiary [2]



1.4.3 KONTINUUM ŽIARENIA

Absorpčný koeficient pre častice látok i a elektrického náboja ze (kde $z = 0$ pre atóm, $z = 1$ pre jeho prvý ión, atď.) je daný

$$\kappa_{i,z+1}(\nu, T) = \sum_{n,l} n_{i,z}^{n,l} \sigma_{i,z}^{n,l}, \quad (1.32)$$

kde $n_{i,z}^{n,l}$ je hustota chemických látok i , ze je elektrický náboj excitovaného stavu definovaný hlavným kvantovým číslom n a azimutovým kvantovým číslom l , a $\sigma_{i,z}^{n,l}$ je prierez fotoionizácie fotónom $h\nu$. Emisný alebo absorpčný koeficient atómu elektrickej zátáže ze je označený indexom $z + 1$, pretože sa zhoduje s rekombináciou elektrónov s iónmi. Pre opticky tenkú plazmu vieme odvodiť rovnicu

$$\varepsilon_{i,z+1}^{n,l} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left[\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} n_{i,z}^{n,l} \sigma_{i,z}^{n,l}. \quad (1.33)$$

Rovnako ako v prípade čiarovej emisie, je potreba si dávať pozor na jednotky, ak rovnicu rátame vzhľadom ku frekvencii, potom $\varepsilon_{i,z+1}^{n,l}(\nu)$ má jednotku J/m^3 . Ak je ε ratané vzhľadom k vlnovej dĺžke, potom $\varepsilon_{i,z+1}^{n,l}(\lambda)$ má jednotku W/m^4 , teda platí

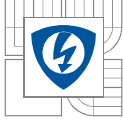
$$\varepsilon(\lambda) = \frac{c}{\lambda^2} \varepsilon(\nu). \quad (1.34)$$

Rekombinácia voľných elektrónov a N^+ iónov vedie ku zvýšeniu voľne-viazaných prechodov, čo má za následok vznik spojitého spektra pozorovateľného na hranici viditeľnej a ultrafialovej oblasti. K rovnakému javu dochádza pri rekombinácii voľných elektrónov s N^{++} , N^{+++} , N_2^+ , Zvyšok energie elektrónu s rýchlosťou v_e sa premení na žiarenie podľa vzťahu

$$\frac{m_e v_e^2}{2} + E_{N^+}^I - \delta E_{N^+} - E_{Nj} = h\nu, \quad (1.35)$$

kde $E_{N^+}^I$ je ionizačná energia odpovedajúca reakcie $N \rightarrow N^+ + e$ a δE_{N^+} je jej znižovanie. E_{Nj} je energia excitovaného stavu j , v ktorom je elektrón zachytený. Prahová hodnota vlnovej dĺžky vyplýva zo zachytených elektrónov s nulovou rýchlosťou v E_{Nj} excitovanom stave:

$$\Delta' E_N = h\nu_{min} \quad (1.36)$$



alebo

$$\lambda_{max} = \frac{hc}{\Delta' E_N} \quad (1.37)$$

a

$$\lambda_{max}(m) = \frac{1.98647 \times 10^{-25}}{\Delta' E_N(J)} = \frac{1.23944 \times 10^{-6}}{\Delta' E_N(eV)} = \frac{1.00048 \times 10^2}{\Delta' E_N(cm^{-1})}, \quad (1.38)$$

kde

$$\Delta E_N = E_{N+}^I - \delta E_{N+} - E_{Nj}. \quad (1.39)$$

Emisia pre rôzne atómy typu i a ich ióny záťaže $z + 1$ daná

$$\varepsilon_{fb} = \sum_i \sum_{z=0}^{z_{max}} \sum_{n,l}^{n_{max}} \varepsilon_{i,z+1}^{n,l}. \quad (1.40)$$

Suma sa vykonáva pre všetky atómy a ióny a pre všetky úrovně n, l nad frekvenciou ν_0 . Platí

$$h\nu_0 = E_{i,z+1}^I - \delta E_{i,z+1} - E_{i,z}^{n,l}. \quad (1.41)$$

Keďže je žiarenie vyžarované voľnými elektrónmi, ktorých kinetická energia je $\frac{1}{2} m_e v_e^2 \geq h\nu$, spektrálna vlnová dĺžka závisí na teplote elektrónu. K voľnému-voľnému prechodu môže dôjsť aj pri stretu elektrón-atóm alebo elektrón-molekula.

Voľne-voľné prechody vieme počítať pre plazmy použitím vodíkovej aproximácie

$$\sigma_{i,z}^{n,l} = (\sigma_{i,z}^{n,l})_{\text{trieda}} G_{ff}^{i,z}(\nu, T), \quad (1.42)$$

kde $G_{ff}^{i,z}$ je voľne-voľný Gauntov faktor a predpokladaný priebeh vodíka,

$$\sigma_{i,z}^{n,l} = 2n^2 \sigma_{i,z+1}^1 \quad (1.43)$$

a

$$E_{i,z+1}^I - E_{i,z}^{n,l} = \frac{(z+1)E_{H^+}}{n^2}. \quad (1.44)$$

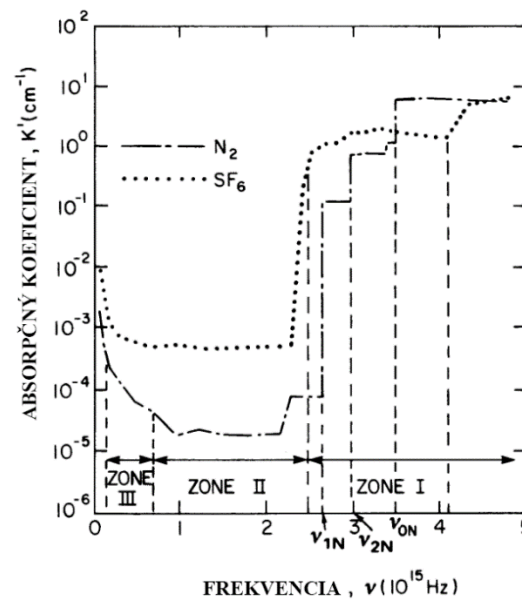
Ak je výsledný ión v excitovanom stave n', l' a nie v jeho základnom stave, musí byť energia tohto excitovaného stavu $E_{i,z}^{n',l'}$ pridaná k ionizačnej energii $E_{i,z+1}$. Z rovnici (1.41) vyplýva, že kvantové stavy, ktoré je potreba vziať do úvahy, sú závislé na frekvencii alebo vlnovej

dĺžke, na ktorej sa vykonáva výpočet. Navyše, hranica n_{max} má byť daná na hlavnom kvantovom čísle. Úrovne s vysokými hodnotami n môžeme považovať za vodíkové, teda

$$n_{i,z}^{max} = \left(\frac{(z+1)^2 E_{H^+}}{\delta E_{i,z+1}} \right)^{1/2}, \quad (1.45)$$

kde E_{H^+} je ionizačná energia vodíka.

Z rovnice (1.45) vyplýva, že zníženie ionizačného potenciálu je zhodný s hranicami diskkrétnej energie (tj, bod, v ktorom sa prekrývajú v kontinuum blízko ionizačnej hranice) [2].



Obr. 1.7: Závislosť absorpčného koeficienta kontinua dusíka na frekvencii [2]

1.4.4 MOLEKULOVÉ SPEKTRUM

Celková elektronická energia dvojatómovej molekuly môže byť vyjadrená súčtom elektronickej, vibračnej a rotačnej energie

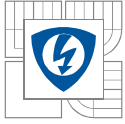
$$T(e) = T_e + G_e(\nu) + F_v(J). \quad (1.46)$$

Elektronická energia, vrátane spájania rotácie a momentu hybnosti elektrónov, je daná rovnicou

$$T_e = T_0 + A \cdot \mathbf{L} \cdot \mathbf{\Sigma}. \quad (1.47)$$

Vibračná energia závisí na interakcii potenciálu, ktorý je v jednoduchom prípade harmonického oscilátoru znížený na parabolu

$$V(r) = f \cdot (r - r_e)^2. \quad (1.48)$$



Rotačná energia, musí byť upravená tak, aby nebrala do úvahy iba vzájomné pôsobenie medzi momentom hybnosti jadier (v pravom uhle k osi vo vnútri jadra) a elektronickým momentom hybnosti, ale taktiež vzájomné pôsobenie medzi rotáciou a vibráciou. Počas vibráciách, vzdialenosť vo vnútri jadra a teda aj moment zotrvačnosti a rotačná konštanta B_e sa nemení. Keďže je doba vibrácií veľmi malá v porovnaní s dobou rotácie, používa sa stredná hodnota pre B_e vo vibračnom stave a B_v je vyjadrená ako

$$B_v = B_e - \alpha_e \left(v + \frac{1}{2} \right), \quad (1.49)$$

kde α_e je konštanta (pre daný elektronický stav), ktorá je v porovnaní s B_e malá. Podrobné kvantové mechanické rovnice vedú k

$$F(J) = B_v J(J+1) - D_v J^2(J+1)^2 + (A - B_v)\Lambda^2, \quad (1.50)$$

kde

$$D_v = D_e + \beta_e \left(v + \frac{1}{2} \right) \quad (1.51)$$

a

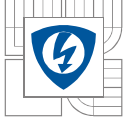
$$D_e = \frac{4B_e^3}{\omega_e^2}. \quad (1.52)$$

Spektrálne emisie excitovaných molekúl sa skladajú zo spektrálnych pásem vzhľadom k elektronickým, vibračným a rotačným hladinám. Každá čiara v pásme odpovedá prechodu medzi rotačnými hladinami, prechodu medzi vibračnými hladinami určujúce štruktúru pásma, a umiestnenie prípadných možných kriviek v diagrame energetických hladín je určené elektronickou excitáciou.

Vlnočty spektrálnych čiar odpovedajúcich prechodu medzi dvoma elektrickými stavmi (v emisii alebo absorpcii) sú dané

$$\sigma = (T'_e - T''_e) + (G' - G'') + (F' - F''), \quad (1.53)$$

kde písmená s jednou čiarou sa vzťahujú k horným stavom a písmená s dvoma čiarami k dolným stavom. Horné a dolné stavy sú určené prechodovými pravidlami [2].



1.5 NET EMISSION COEFFICIENT

Teplotný profil v ustálenom stave, osovo-jednotný elektrický oblúk, je určený energetickou rovnicou bilancie, ktorá je

$$\sigma E^2 = 4\pi\varepsilon_N + \left(\frac{1}{r}\right) d \left[-rk \left(\frac{dT}{dr} \right) \right] / dr, \quad (1.54)$$

kde σ je elektrická vodivosť, E je elektrické pole, ε_N net emission coefficient, r polomer, k tepelná vodivosť a T je teplota. V rovnici (1.54) sa predpokladá, že E je nezávislé od polomeru a že existuje lokálna termodynamická rovnováha.

Net emission coefficient ε_N sa v rovnici (1.54) vzťahuje k spektrálnym absorpciám a k teplotnému profilu nasledujúcimi rovnicami:

$$4\pi\varepsilon_N = 4\pi(\varepsilon_\nu - J_\nu\kappa_\nu) = \nabla \cdot F_R \quad (1.55)$$

$$F_R = \int_0^\infty \int_\Omega I_\nu(\mathbf{r}, \mathbf{n}) \mathbf{n} d\Omega d\nu \quad (1.56)$$

$$\mathbf{n} \cdot \nabla I_\nu = E_{b\nu}\kappa_\nu - I_\nu\kappa_\nu, \quad (1.57)$$

$$I_\nu = \int \kappa_\nu E_{b\nu} \exp\left(-\int \kappa_\nu dt\right) dx \quad (1.58)$$

kde F_R je hustota žiarenia, $I_\nu(\mathbf{r}, \mathbf{n})$ je intenzita žiarenia v polohe $\mathbf{r}$ a v smere jednotkového vektora $\mathbf{n}$, $d\Omega$ je prvok priestorového uhla a B_ν Planckova funkcia.

Pri aproximačnom výpočte je $T(r)$ získavané pomocou riešenia rovnice (1.54) použitím aproximačných koeficientov emisie žiarenia ε_A namiesto ε_N . Hodnoty ε_A sa získavajú z výpočtov NEC v strede valcovej izotermickej plazmy o rôznych teplotách a polomeroch R .

Net emission coefficient v strede oblúku pre akúkoľvek frekvenciu ν môže byť vždy daný ako

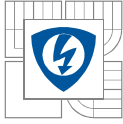
$$\varepsilon_{N\nu} = E_{b\nu}\kappa_\nu - J_\nu\kappa_\nu. \quad (1.59)$$

Priemerná intenzita žiarenia J_ν je daná pri konštantnej teplote ako

$$J_\nu = \int_{x=0}^{\kappa_\nu R} E_{b\nu} G_0(x) dx = E_{b\nu} [1 - G_1(\kappa_\nu R)]. \quad (1.60)$$

Po dosadení rovnice (1.60) do rovnice (1.59) dostaneme

$$\varepsilon_{N\nu} = E_{b\nu}\kappa_\nu - E_{b\nu}\kappa_\nu [1 - G_1(\kappa_\nu R)] = E_{b\nu}\kappa_\nu G_1(\kappa_\nu R) \quad (1.61)$$



a po integrování dostaneme rovnici pre výpočet net emission coefficient ε_A

$$\varepsilon_A = \int_0^{\infty} \varepsilon_{N\nu} d\nu = \int_0^{\infty} E_{b\nu} \kappa_{\nu} G_1(\kappa_{\nu} R) d\nu. \quad (1.62)$$

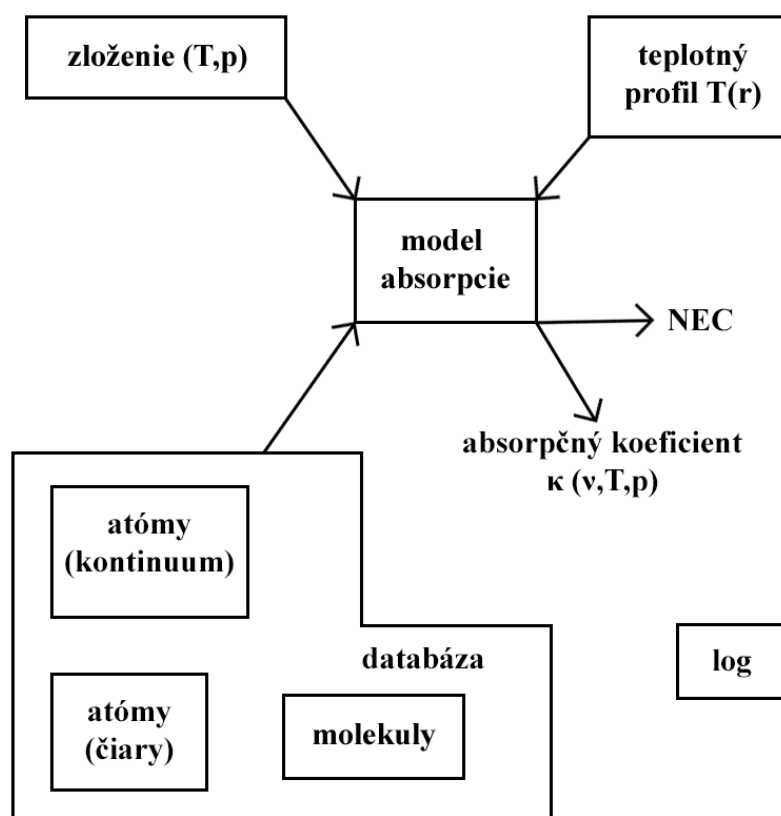
Po úpravách a za použitia rovnice (1.55) a použitia vzťahu $G_1(\kappa_{\nu} R) \sim \exp(-\kappa_{\nu} R)$ dostávame vzťah pre net emission coefficient v strede oblúka ε_N

$$\varepsilon_N \approx \int_0^{\infty} E_{b\nu} \kappa_{\nu} \exp(-\kappa_{\nu} R) d\nu. \quad (1.63)$$

Izotermický net emission coefficient ε_N odpovedá podielu z celkového počtu energie na jednotku objemu a na jednotku priestorového uhla ožiareného do objemu obklopeného okolo osy oblúka a unikajúci zo stĺpca oblúka po prechode izotermickej plazmy o hrúbky R [3][4].

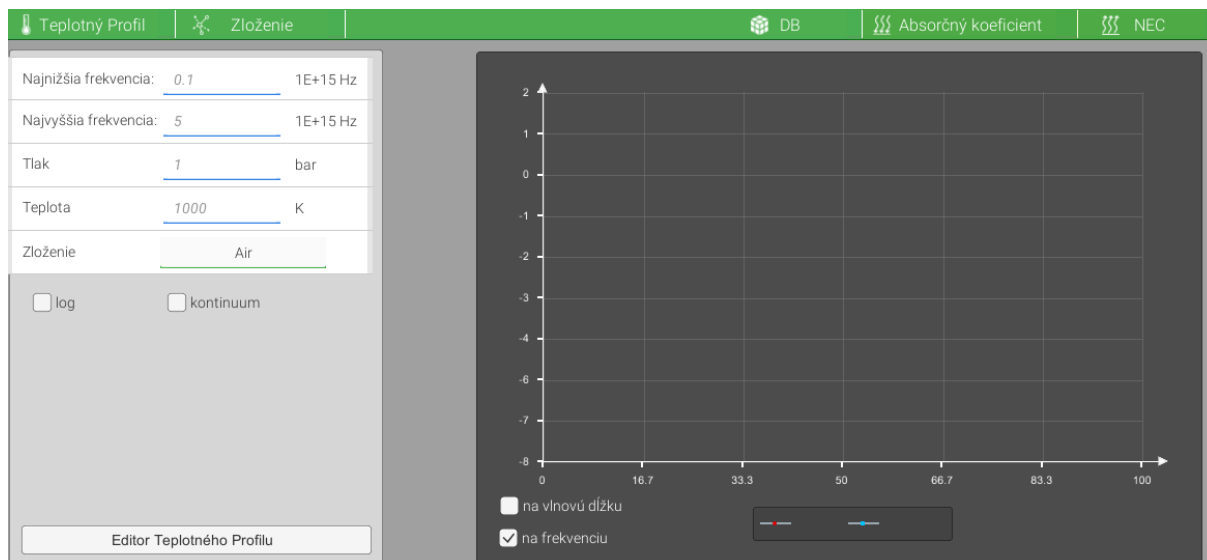
2 NÁVRH MODELU

Model programu sa skladá z viacerých častí, ktoré budú jednotlivo vysvetlené nižšie. Najprv bolo potreba navrhnuť blokovú schému (Obr. 2.1), na ktorej sú znázornené potrebné vstupné parametre a výstupný vypočítaný absorpčný koeficient, ktorý závisí od týchto vstupných parametrov. Program ďalej vypočíta za pomoci vypočítaného absorpčného koeficienta aj NEC (Net Emission Coefficient) pre rôzne teploty a pre zvolený polomer R . Potom ako program dokončí všetky výpočty, vykreslí charakteristiky pre absorpčný koeficient v závislosti na frekvencii žiarenia a NEC v závislosti na teplote.



Obr. 2.1: Bloková schéma modelu pre výpočet absorpčného koeficienta a NEC

Design programu (Obr. 2.2) je minimalistický a to znamená, že je v ňom umiestnených čo najmenej objektov a to má za následok, že sa v ňom ľahko orientuje. Cieľom bolo vytvoriť takzvané **user friendly** prostredie, ktoré je príjemné a jednoduché pre užívateľa.



Obr. 2.2: Design programu

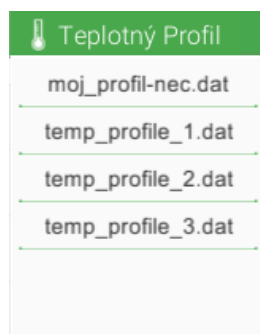
2.1 MODEL ABSORPCIE

Model absorpcie je vlastne program, ktorý má za úlohu spracovať všetky vstupné údaje a pomocou databázových tabuliek vykonať výpočty absorpčných alebo emisných koeficientov. Zloženie a teplotný profil zadáva užívateľ, pričom vlastnosti atómov a molekúl sa načítavajú z databázových tabuliek. Výpočty sú pre užívateľa nezaujímavé a preto sa nezobrazujú. Keďže sú výpočty náročné, nie je dopredu známe, ako dlho bude programu samotný výpočet absorpčných alebo emisných koeficientov trvať. Pre náročnejších užívateľov je tu možnosť ukladania celého výpočtového procesu do textových súborov, *log*. V týchto súboroch bude môcť užívateľ sledovať, z akej databázy sa čerpali hodnoty a akými metódami sa samotné výpočty vykonávali. Po prejdení na záložku *Absorpčný koeficient* alebo *NEC* začne program počítať.

2.2 TEPLOTNÝ PROFIL

Teplotný profil je jeden zo vstupných parametrov modelu absorpcie. Závisí na polomere plazmy a ako parameter je dôležitý hlavne preto, lebo od neho závisí zloženie plazmy. Toto je teda prvá vec, ktorú musí užívateľ zvoliť. Užívateľ si bude môcť vybrať z už vopred zadefinovaných teplotných profilov (Obr. 2.3), ktoré budú zobrazené na grafoch.

Ak by chcel ale zvoliť iný teplotný profil, je možnosť vytvoriť si vlastný (Obr. 3.3).



Obr. 2.3: Výber teplotného profilu

2.3 ZLOŽENIE

Nato, aby mohol model absorpcie vypočítať absorpčný koeficient a NEC, je treba zvoliť chemické zloženie plazmy, ktorej koeficienty chceme počítať a zobraziť.

Zloženie plazmy je ďalší zo vstupných parametrov modelu absorpcie. Jedná sa o látkové zloženie plazmy, teda aké chemické prvky sa v plazme vyskytujú. Závisí na teplote a tlaku.

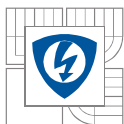
2.4 DATABÁZA

V databázach sa nachádzajú vlastnosti atómov a molekúl rôznych chemických prvkov. Týchto vlastností je veľmi veľa, takže sú pre užívateľa nezaujímavé a preto nie sú zobrazené.

Basic	Lines	Termy
qd O	Ar	Ar
Ground Level	Ar+	Ar+
	Ar++	Ar++
	Ar+++	Ar+++
	N	N
	N+	N+
	N++	N++
	N+++	N+++
	O	O
	O+	O+
	O++	O++
	O+++	O+++

Obr. 2.4: Návrh databázy

V položke *databázy* (Obr. 2.4) sú zobrazené všetky dostupné chemické prvky z databáz, ktoré sú aktualizované dynamicky po prípadnom pridaní ďalších chemických prvkov.

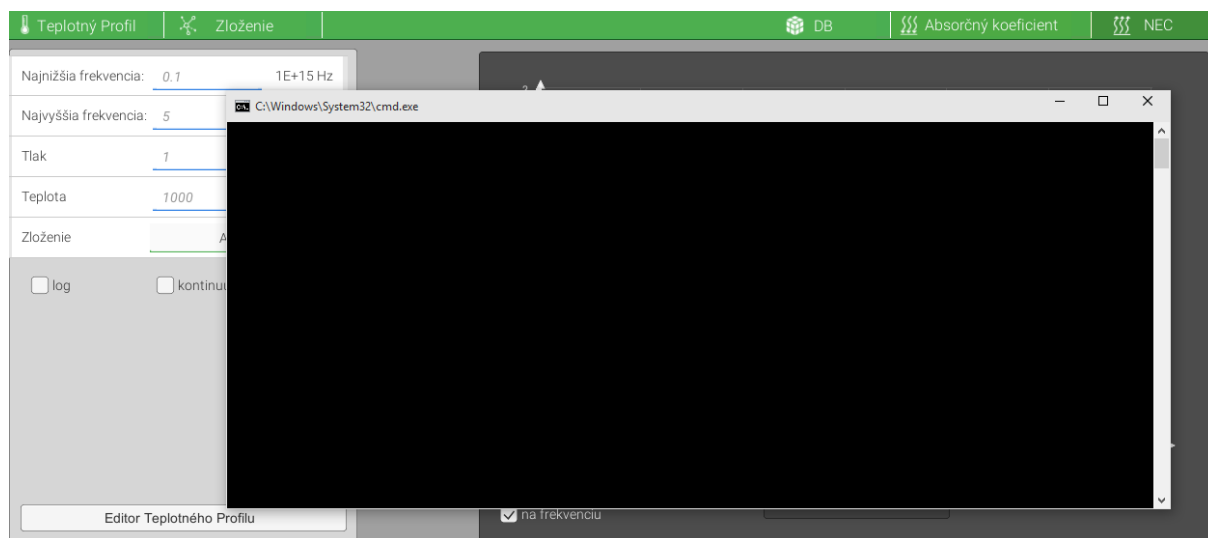


Program pracuje so štyrmi databázami:

- atómy (kontinuum) – prechody voľne-voľné a voľne-viazané
- atómy (čiary) – prechody viazane-viazané
- molekuly – dvojatómové
- molekuly – viacatómové

2.5 ABSORPČNÝ KOEFICIENT

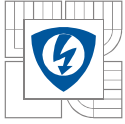
Na základe vstupných parametrov nám program vypočíta absorpčný koeficient. Keďže absorpčný koeficient určuje, ako ďaleko môže preniknúť do materiálu svetlo o určitej vlnovej dĺžke pred tým, ako je absorbované, je treba tieto závislosti zobrazit' na grafe ako závislosť absorpčného koeficientu na frekvencii a vlnovej dĺžke, pre zvolené materiály. Predtým ako program vykreslí grafy, sa zobrazí okno s konzolou. Počas procesu počítania bude program nečinný a to znamená, že sa nebudú vykonávať žiadne akcie. Po tom, ako sa okno s konzolou skryje budú v programe zobrazené grafy závislostí absorpčných koeficientov.



Obr. 2.5: Simulácia výpočtu absorpčných koeficientov

2.6 NEC

NEC (Net Emission Coefficient) je ďalším výstupným parametrom programu. Je závislý na teplote a tlaku. K výpočtu NEC je treba zvoliť teplotný profil, či už vlastný alebo v vopred zadefinovaných. Po spustení výpočtov program najprv vypočíta absorpčné koeficienty pre dané teploty a následne koeficienty NEC, preto je tento proces náročnejší a trvá dlhšie. Zobrazujeme ho na grafe v závislosti na teplote v jednotkách kelvinu.



2.7 LOG

Log je záznam o vykonaných operáciách, ktoré program vykonával počas výpočtov. Tento záznam si vie užívateľ pozrieť až po vykonaní všetkých výpočtov. Log vypisuje krok za krokom, čo program počítal a aké hodnoty pritom používal, prípadne z akých databáz čerpal parametre. Celý záznam log sa bude automaticky ukladať do súborov, oddeleným aktuálnym dátumom a časom.

3 PRINCÍP ČINNOSTI PROGRAMU

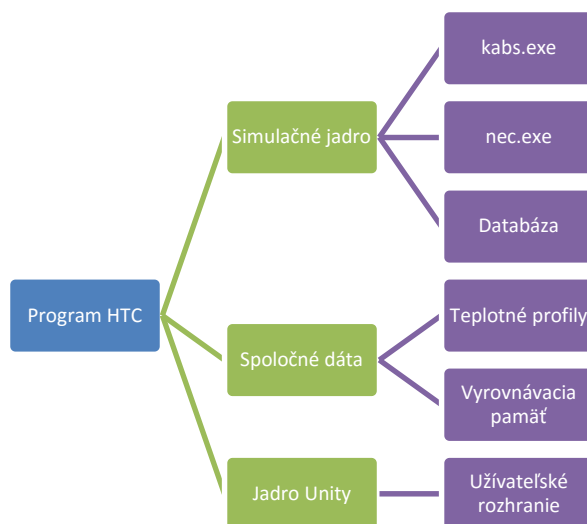
3.1 ARCHITEKTÚRA

Pre vypracovanie bolo použité prostredie Unity3D, ktoré nám zabezpečuje jednoduché modulárne rozhranie umožňujúce jednoduché rozšírenie o ďalšie funkcionality. Obrovský dôraz sa kládol na výkon a reaktivitu užívateľského prostredia, preto jednotlivé komponenty majú svoje vlastné vlákno počas behu programu, pričom inicializáciu a zrušenie zabezpečuje samotný motor.

Ako výpočtové jadro bol použitý program *Model absorpcie*, ktorý sa skladá z dvoch hlavných procesov:

Kabs – na výpočet absorpčných koeficientov

Nec – na výpočet net emission koeficientov



Obr. 3.1 Architektúra programu HTC

3.2 SPÚŠŤANIE VÝPOČTOV

Výpočty sú vykonané simulačným jadrom, ktorý je externe spúšťaný pomocou príkazového riadku. Počas výpočtov je grafický program nečinný a čaká na odpoveď z programu *Model absorpcie*. Výpočty sú náročné a môžu trvať aj niekoľko minút. Pre spustenie výpočtov je potreba zvoliť jednu z položiek menu *Absorpčný koeficient* alebo *NEC*.

Príkazový riadok odovzdáva pre vybranú metódu 4 skupiny parametrov:

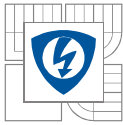
1. Zmení operačnú partíciu príkazového riadku, na partíciu simulačného jadra – takýto postup je potrebný pre prípad, ak partícia operačného systému nie je rovnaká ako partícia programu.
2. Zmení aktuálny adresár na adresár simulačného jadra.
3. Spúšťa program s parametrami:
 - a. Najnižšia frekvencia
 - b. Najvyššia frekvencia
 - c. Tlak
 - d. Teplota
 - e. Zloženie plazmy
 - f. Adresou na súbor s výsledkom, ktorý je ukladaný do vyrovnávacej pamäti
 - g. Kontinuum, ak je žiadané užívateľom
4. Súbor *log* kam sa výstup automaticky zapisuje



Obr. 3.2 Štruktúra parametrov pre *cmd.exe*

Takýto príkaz je generovaný pomocou nastavení v užívateľskom rozhraní programu HTC, čo bolo hlavným predmetom práce. Po spustení výpočtov sa otvorí konzolové okno. Počas výpočtov je program *HTC* nečinný a teda je potreba počkať, kým program *Model absorpcie* dokončí výpočty.

Čas trvania výpočtov závisí od zadaných parametrov a od voľby výpočtu. Pre výpočet absorpčného koeficientu je potreba čakať približne 7 sekúnd, pre výpočet NEC približne 22 minút. Po ukončení výpočtov sa súbory s výsledkami ukladajú do adresára *cache*, ktorý slúži ako vyrovnávacia pamäť.



3.3 VYROVNÁVACIA PAMÄŤ – CACHE

Aby sa zredukoval čas výpočtov, bola zavedená do programu takzvaná vyrovnávaciu pamäť, ktorá slúži na ukladanie už vypočítaných výsledkov. Súboru ukladá samotné simulačné jadro na základe generovaného mena, ktoré vychádza z výpočtových parametrov. Vďaka takémuto prístupu program nepočíta duplicitne a už predom vypočítané hodnoty len načíta z vyrovnávacej pamäte. Pred výpočtom vygeneruje názov súboru a skontroluje, či takýto súbor už neexistuje, ak nie, tak sa spúšťa výpočet s odovzdaním názvu.

Generátor názvu funguje nasledovne. Predpokladajme, že sme nastavili výpočtové parametre na nasledujúce hodnoty:

- najnižšia frekvencia = $0,1 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$ – ďalej len *l*
- najvyššia frekvencia = $5 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$ – ďalej len *h*
- tlak = 1 bar – ďalej len *p*
- teplota = 2000 K – ďalej len *t*
- zloženie plazmy = vzduch (Air.dat) – ďalej len *i*

Generátor zlúči jednotlivé parametre do textového poľa, s rozdeľovacím znakom „_“, podľa schémy:

<simulácia kabs alebo nec>_<hodnota l>_< hodnota h>_< hodnota p>_< hodnota t>_< hodnota i>.htc

Výsledkom podľa vyššie uvedených parametrov pre výpočet absorpčného profilu bude názov súboru:

kabs_0.1_5_1_1000_Air.htc

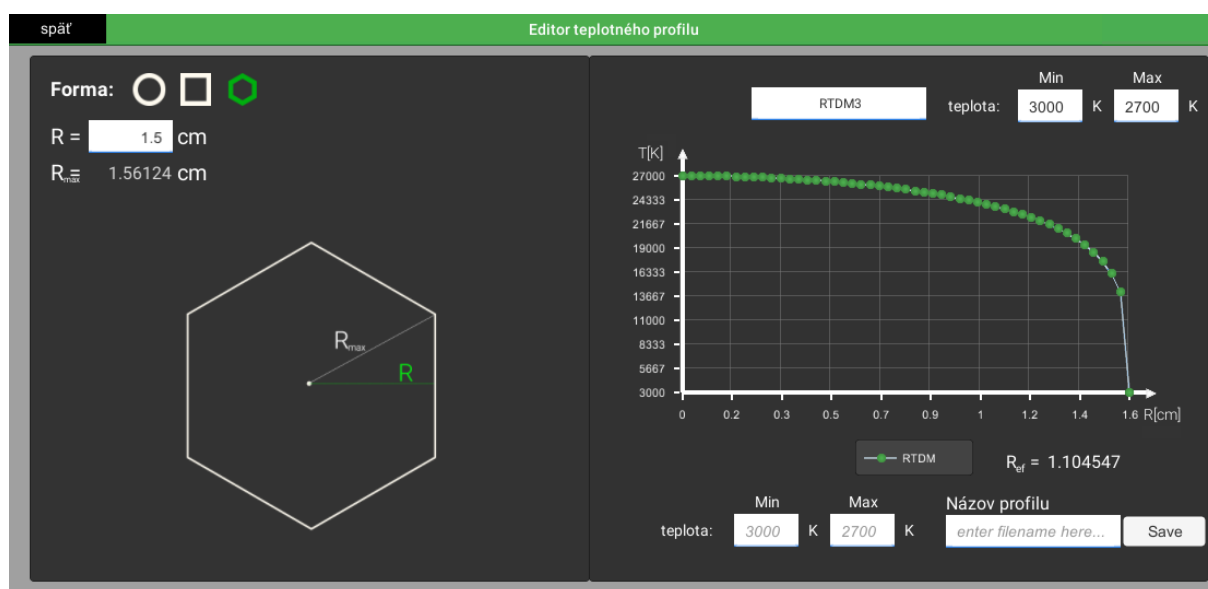
Po overení existencie správneho súboru a prípadnom spustení simulácie, program načíta výsledky z vyrovnávacej pamäte v žiadanom rozlíšení. Po načítaní sa relevantné údaje graficky zobrazia. V prípade chyby načítania súboru, z dôvodu neprístupného súboru, program chybu ignoruje a nezobrazí žiadne dáta. V prípade prerušenia výpočtov predčasným zatvorením konzolového okna sa zobrazia čiastočné údaje.

3.4 DATABÁZA

V rozhraní Unity3D by bolo zobrazenie celej databázy s rôznymi vlastnosťami chemických prvkov neprehľadné a preto bolo zobrazenie databázy vytvorené vo webovom rozhraní, v súboroch *html*. Po výbere položky menu *DB* sa otvorí webový prehliadač a načíta sa základný súbor, kde je možné si prezrieť hociktorú z pridaných databáz.

3.5 VÝPOČET TEPLOTNÉHO PROFILU PRE NEC

Na výpočet a následné vytvorenie teplotného profilu slúži *Editor Teplotného Profilu* (ETP), ktorý je prístupný z hlavnej obrazovky pomocou na to určeného tlačidla.

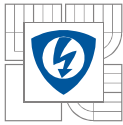


Obr. 3.3 Editor teplotného profilu

Pomocou ETP sa dajú jednoducho vytvoriť teplotné profily pre výpočet koeficientov NEC. Editor zobrazuje výsledky v reálnom čase, hneď po zadaní hodnôt. Taktiež vypočíta jednotné maximálne vzdialenosti $R_{\max}$ od stredu prierezu elektrického oblúku. Pre výpočty sú preddefinované 3 tvary elektrického oblúku:

- štvorec
- kruh (valec)
- šesťuholník

Výberom týchto tvarov a určením ich polomeru sa hodnoty automaticky porovnávajú a prenesú do grafu pomocou animácie, vďaka čomu získa užívateľ predstavu o tom, ako sa hodnota mení na základe zmeny parametrov.



Ďalej je treba vybrať distribučnú funkciu teplotného profilu. Podmienkou správnej funkcie je, aby bola vždy klesajúca a musí mať v strede oblúka nulovú prvú deriváciu. Užívateľ má možnosť výberu z dvoch funkcií.

Následne je treba nastaviť minimálnu a maximálnu teplotu (vedľa výberu distribučnej funkcie), pre ktoré bude program počítať efektívny polomer R_{ef} . V spodnej časti (vedľa názvu profilu) je možnosť zadať taktiež minimálnu a maximálnu teplotu, ale v tomto prípade sa jedná o teploty, ktoré budú zapisované do vytvoreného súboru teplotného profilu, ale nebude sa s nimi počítať efektívny polomer. Ak sa tieto hodnoty nevyplnia, do súboru sa uložia teploty z vyššie zadaných hodnôt.

Po nastavení všetkých parametrov si užívateľ určí názov teplotného profilu, ku ktorému sa automaticky pripisuje predpona „nec-“ pre jednoduchšie rozpoznanie od vopred zadefinovaných súborov s teplotným profilom. Novo vytvorené súbory program ukladá do adresára „sim/temp_profiles“.

3.5.1 VÝPOČET EFEKTÍVNEJ HODNOTY POLOMERU

Efektívna hodnota odporu je vypočítaná na základe vzorca

$$R_{\text{ef}} = \frac{1}{T_{\text{max}}^4} * \int_0^{R_{\text{max}}} T(r)^4 dr, \quad (1.64)$$

kde funkcia $T(r)$ bola buď

RTDM2:

$$T(r) = T_{\text{max}} - (T_{\text{max}} - T_{\text{min}}) \cdot \frac{1 - \exp\left[-n \cdot \left(\frac{r}{R}\right)^3\right]}{1 - \exp(-n)}, \quad (1.65)$$

čo je funkcia oblúku bez vonkajších vplyvov, alebo

RTDM3:

$$T(r) = \left\{ \left[(T_{\text{max}})^{\frac{1}{n}} - (T_{\text{min}})^{\frac{1}{n}} \right] \cdot \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] + (T_{\text{min}})^{\frac{1}{n}} \right\}^n, \quad (1.66)$$

čo je funkcia oblúku blízko chladiacej steny.

Vzťah (1.64) bol použitý na základe Stefanov-Boltzmannovho zákona, ktorý hovorí o celkovej intenzite žiarenia absolútne čierneho telesa vyjadrená ako

$$I = \sigma T^4. \quad (1.67)$$

Na výpočet integrálu bola použitá Reimannova metóda (Obr. 3.4). Princíp spočíva v rozložení integrovanej funkcie na obdĺžniky, ktorých súčet obsahov je približne rovný hodnote určitého integrálu.

Pre vzorkovanie jednotlivých obdĺžnikov bola vybraná vzdialenosť q , ktorá bola určená ako

$$q = \frac{R_{\max}}{1000}. \quad (1.68)$$

Šírka vzorky sa rovná jednej tisíciny intervalu. Súčet sa spočítava cyklicky s rozstupom q ,

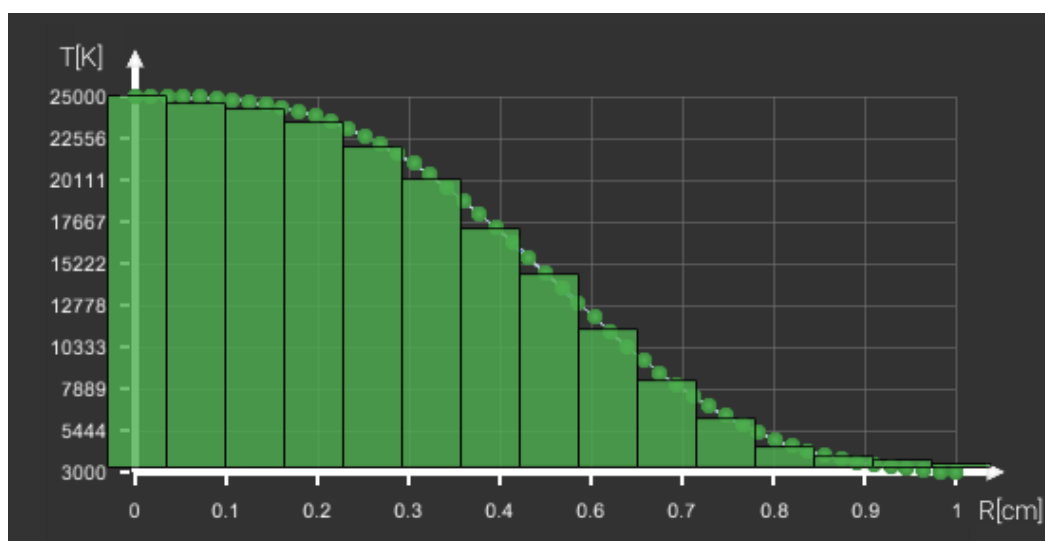
$$integral_{\text{hodnota}} = \frac{T^4(r_0) * q}{2} + \sum_{i=1}^n (T^4(r_i) * q) - \frac{T^4(r_n) * q}{2}, \quad (1.69)$$

kde

$$n = 1000$$

a

$$0 = r_0 < r_1 < r_2 < \dots < r_n = R_{\max}.$$



Obr. 3.4 Znáznornenie princípu Reimannovej metódy výpočtu určitého integrálu

3.5.2 SÚBOR TEPLTNÉHO PROFILU

Po výpočte efektívnej hodnoty polomeru vytvorí program súbor s teplotným profilom, ktorý má nasledujúci formát:

$$\begin{array}{ll} 0 & T_{\max} \\ R_{\text{ef}} & T_{\min} \end{array}$$

Tento formát je nutné dodržať kvôli rozdeleniu výpočtov na jedenásť krokov od minimálnej teploty po maximálnu.

4 VÝPOČETNÁ DOMÉNA

V tejto kapitole sú navrhnuté a vypočítané teplotné profily vybraných domén elektrického oblúka a vypočítané koeficienty NEC, ktoré sú znázornené na grafických závislostiach.

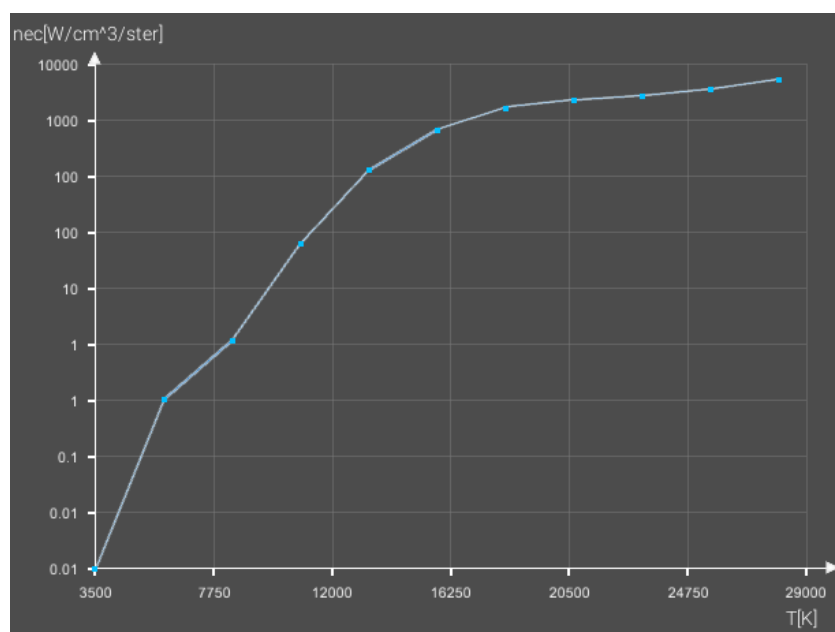
4.1 VÝPOČET EMISNÝCH KOEFICIENTOV PRE KRUH

Najčastejšou doménou elektrického oblúka je doména tvaru kruhu, keďže samotný oblúk má tvar valca. Výpočet maximálnej veľkosti polomeru v tomto prípade nebol potrebný, keďže platí $R_{\max} = R$. K výpočtu efektívnej hodnoty polomeru boli použité nasledujúce vstupné parametre:

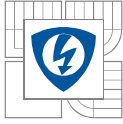
- Tvar domény: kruh
- Distribučná funkcia: RTDM3
- $R = 1.5\text{cm}$
- $T_{\min} = 3500\text{K}$
- $T_{\max} = 28000\text{K}$
- $n = 0,2$

Po integrovaní program vypočítal, že hodnota efektívneho polomeru je pri zadaných parametroch rovná $R_{\text{ef}} = 1,0612\text{cm}$.

Uložením sa vytvoril súbor teplotného profilu, ktorý sa použil po spustení výpočtu NEC.



Obr. 4.1 Výsledná závislosť NEC na teplote (kruh)



Vstupné parametre pre výpočet emisných koeficientov navrhutej domény boli nasledovné:

- Najnižšia frekvencia $f_{\min} = 0,1 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$
- Najvyššia frekvencia $f_{\max} = 5 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$
- Tlak $p = 1 \text{ bar}$
- Zloženie: vzduch

Výpočet trval približne 16 minút.

4.2 VÝPOČET EMISNÝCH KOEFICIENTOV PRE ŠTVOREC

V tomto príklade bola použitá doména tvaru štvorca. Takáto doména elektrického oblúka sa môže vyskytnúť napríklad v ističoch pri rozopnutí kontaktov. Výpočet maximálnej veľkosti polomeru bol v tomto prípade pomocou Pytagorovej vety a to nasledovne:

$$R_{\max} = \sqrt{R^2 + R^2} = \sqrt{2} = 1,4142 \text{ cm.} \quad (1.70)$$

K výpočtu efektívnej hodnoty polomeru boli použité nasledujúce vstupné parametre:

- Tvar domény: štvorec
- Distribučná funkcia: RTDM2
- $R = 1 \text{ cm}$
- $T_{\min} = 3000 \text{ K}$
- $T_{\max} = 25000 \text{ K}$
- $n = 5$

Po integrovaní program vypočítal, že hodnota efektívneho polomeru je pri zadaných parametroch rovná $R_{\text{ef}} = 0,4891 \text{ cm}$.

Uložením sa vytvoril súbor teplotného profilu, ktorý sa použil po spustení výpočtu NEC.

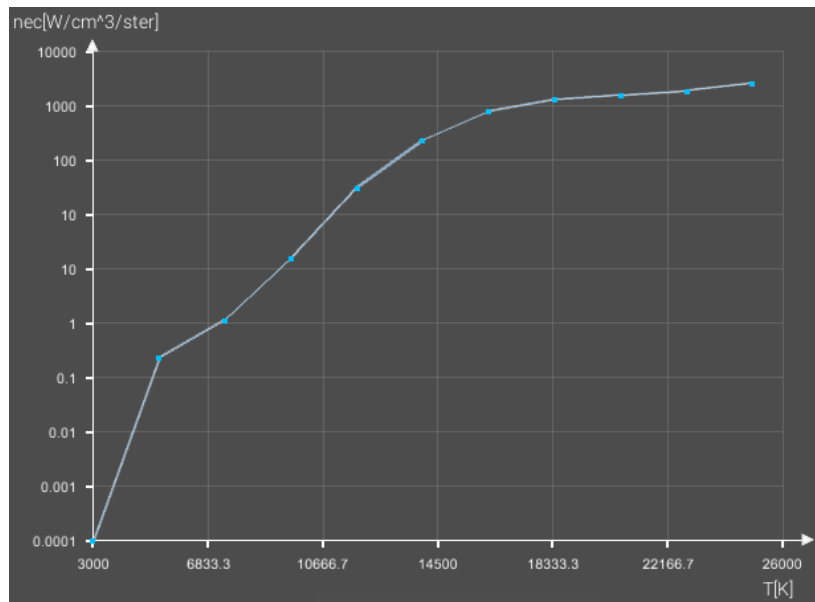
Vstupné parametre pre výpočet emisných koeficientov navrhutej domény boli nasledovné:

- Najnižšia frekvencia $f_{\min} = 1 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$
- Najvyššia frekvencia $f_{\max} = 7 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$
- Tlak $p = 1 \text{ bar}$
- Zloženie: vzduch

Výpočet trval približne 23 minút.

V porovnaní so závislosťou pre kruh, počiatočné hodnoty emisných koeficientov pre štvorcový tvar domény sa pohybovali v rádovo menších hodnotách a najvyššia hodnota

nedosiahla úroveň hodnôt pri emisných koeficientoch domény tvaru kruhu. Veľký vplyv mala aj najnižšia a najvyššia frekvencia, keďže pri domény tvaru kruhu boli obe hodnoty frekvencií menšie ako pri doméne štvorcového tvaru.



Obr. 4.2 Výsledná závislosť NEC na teplote (štvorec)

4.3 ZNÁZORNENIE ZÁVISLOSTÍ ABSORPČNÝCH KOEFICIENTOV

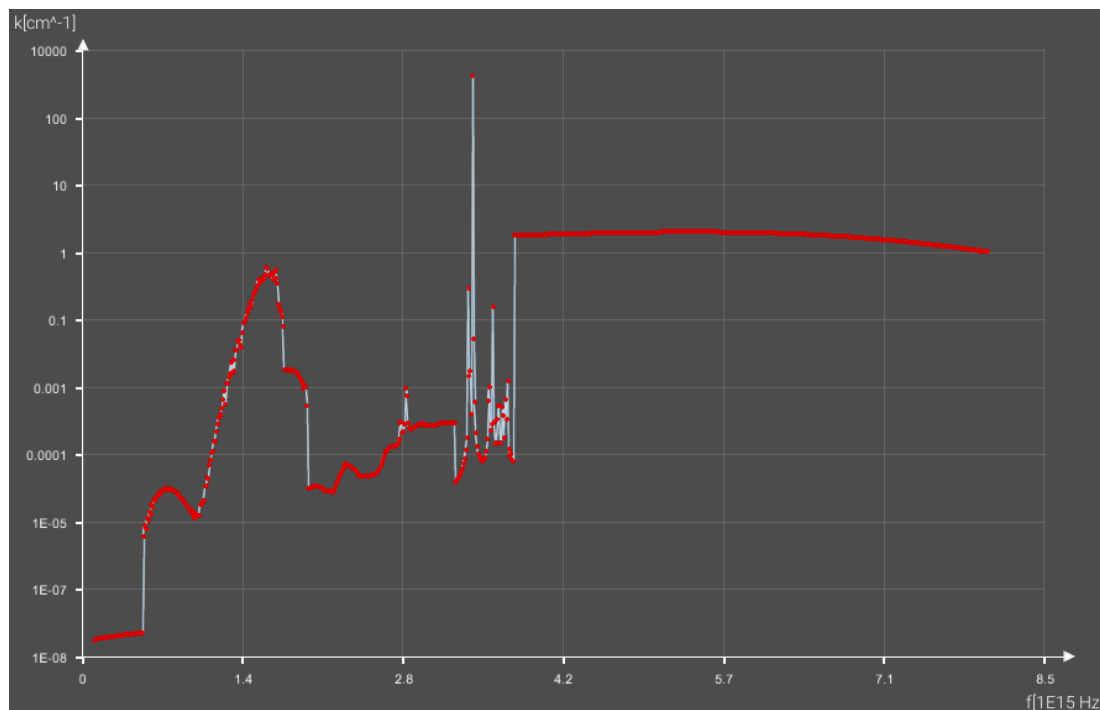
Absorpčné koeficienty sú zobrazované na grafických závislostiach ako závislosť absorpčného koeficientu na frekvencii a závislosť absorpčného koeficientu na vlnovej dĺžke. Ako príklad boli použité tieto vstupné parametre:

- Najnižšia frekvencia $f_{\min} = 0,1 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$
- Najvyššia frekvencia $f_{\max} = 8 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$
- Teplota $T = 1500 \text{ K}$
- Tlak $p = 1 \text{ bar}$
- Zloženie: vzduch

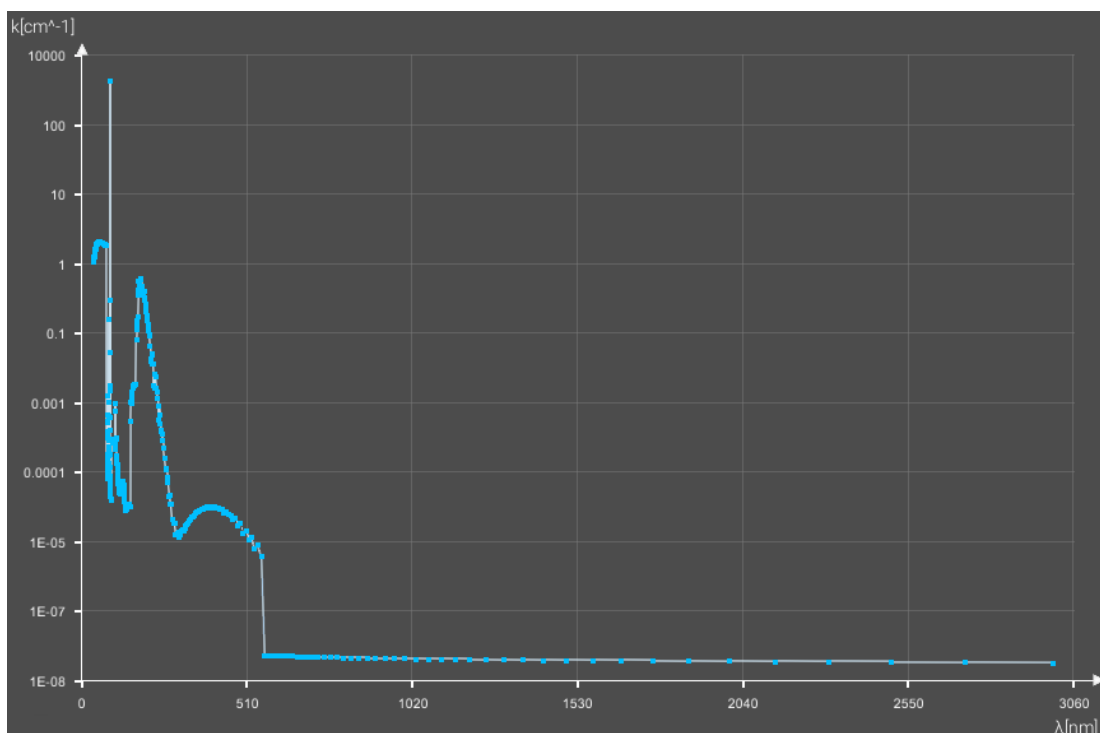
Výpočet trval približne 5 sekúnd. Tu je viditeľný rozdiel oproti výpočtu koeficientov NEC, ktorých výpočet trvá v priemere 20 minút.

Na grafických závislostiach je viditeľné, že maximálne hodnoty absorpčných koeficientov dosahujú hodnotu blížiacu sa $10\,000 \text{ cm}^{-1}$ a to pri frekvencii $3,4 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$ a vlnovej dĺžke približne 80 nm (Obr. 4.3 a Obr. 4.4). Absorpčné koeficienty pritom môžu dosahovať aj väčšie hodnoty, ale v programe bola vykreslená každá 100. hodnota, teda namiesto

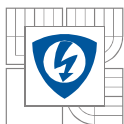
výsledných 500 000 hodnôt bolo vykreslených 50 000. Dôvodom zmenšenia tejto hustoty hodnôt bola veľkosť grafov, v ktorých by tak veľa hodnôt vyzeralo neprehľadne.



Obr. 4.3 Vykreslená závislosť absorpčných koeficientov na frekvencii pomocou programu



Obr. 4.4 Vykreslená závislosť absorpčných koeficientov na vlnovej dĺžke pomocou programu



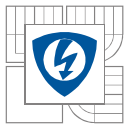
ZÁVER

Programové aplikácie by mali byť v dnešnej dobe prehľadné a jednoduché na používanie. V prvých kapitolách nás táto práca oboznamuje so základmi prenosu termálneho žiarenia a výpočtu absorpčných a emisných koeficientov. V ďalšej časti je návrh modelu pre výpočet absorpčného koeficienta a NEC (Net Emission Coefficient). Hlavnou náplňou práce je návrh jednoduchého užívateľského rozhrania na zjednodušenie zadávania vstupných parametrov pre výpočet prenosu žiarenia v elektrickom oblúku a naprogramovanie tohto grafického rozhrania.

Návrh designu pre programovú aplikáciu bol v minimalistickom štýle čo znamená, že je v nej umiestnených čo najmenej objektov, pre ľahšiu orientáciu. V hlavičke sú umiestnené položky menu, ktoré sú nasledovné: *Teplotný profil*, *Zloženie*, *Absorpčný koeficient*, *NEC*, *Databáza*. Na ľavej strane programu je ešte položka *Editor teplotného profilu*. Všetky vstupné parametre, ktoré musí užívateľ zadať sú na ľavej strane programu. Výstupné parametre sú spracované a prevedené do formy grafických závislostí, ktoré sú zobrazované v položkách *Absorpčný koeficient* a *NEC*. Položka *Databáza* slúži na zobrazenie vlastností atómov a molekúl rôznych chemických prvkov. Položka *Editor teplotného profilu* slúži na spustenie časti programu, kde si užívateľ môže navrhnuť a vytvoriť teplotný profil podľa potreby. Užívateľ má k dispozícii dve distribučné funkcie teplotných profilov a tri tvary domény elektrického oblúku.

Samotný program bol vytvorený v prostredí Unity3D, čo je vlastne prostredie na tvorbu video hier pre PC, hracie konzoly, mobilné zariadenia a webové stránky. Program bol písaný v jazyku C#. Výhodou prostredia Unity3D je, že neustále vykresľuje zmeny v programe a tak program reaguje oveľa rýchlejšie a spracováva požiadavky v reálnom čase. Toto bol jeden z hlavných dôvodov výberu tohto prostredia.

Výpočty koeficientov sú časovo náročné a preto bola do programu zavedená vyrovnávacia pamäť cache, ktorá ukladá všetky výpočty vykonané v programe. Pri opätovnom výpočte koeficientov s už raz nastavenými parametrami nám vyrovnávacia pamäť cache slúži na urýchlené zobrazenie grafických závislostí.



POUŽITÁ LITERATURA

- [1] MODEST, M. *Radiative heat transfer*. 2nd ed. Amsterdam: Academic Press, c2003, xxii, 822 s. ISBN 01-250-3163-7.
- [2] BOULOS, Maher I, Pierre FAUCHAIS a Emil PFENDER. *Thermal plasmas*. New York: Plenum Press, c1994-, v. <1 >. ISBN 03064460731.
- [3] LOWKE, J.J., *Predictions of Arc Temperature Profiles Using Approximate Emission Coefficients for Radiation Losses*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 1974, Vol 14, pp. 111-122
- [4] BARTLOVA, M.; AUBRECHT, V.; COUFAL, O. *NET EMISSION COEFFICIENTS OF RADIATION IN THERMAL PLASMAS OF AIR WITH CARBON ADMIXTURE* [online]. 2010 [cit. 2014-11-15]
Dostupné z: <http://publications.aob.rs/89/pdf/241-244.pdf>
- [5] UNITY TECHNOLOGIES. *Unity - Manual: Unity Manual* [online]. 5.0.1. 2015 [cit. 2015-05-03]. Dostupné z: <http://docs.unity3d.com/Manual/UnityOverview.html>
- [6] GRIEM, Hans R., Pierre FAUCHAIS a Emil PFENDER. *Principles of plasma spectroscopy*. 1st paperback ed. Cambridge (U.K.): Cambridge University Press, 2005, v. <1 >. ISBN 978-052-1619-417.