

České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky
Obor: Fyzikální inženýrství
Zaměření: Fyzika a technika termojaderné fúze

Simulace intenzity čárového
vyzařování C5+ při vstřiku
neutrálního svazku do
vysokoteplotního plazmatu
tokamaku

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracoval: Jaroslav Krbec
Vedoucí práce: RNDr. Jan Mlynář, Ph.D.
Konzultant: Ing. Vojtěch Piřil
Rok: 2010

Před svázáním místo téhle stránky

vložíte zadání práce

 s podpisem děkana (bude to jediný oboustranný list ve Vaší práci) !!!!

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady (literaturu, projekty, SW atd.) uvedené v přiloženém seznamu.

Nemám závažný důvod proti užití tohoto školního díla ve smyslu § 60 Zákona č.121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze dne

.....
Jaroslav Krbec

Poděkování

Děkuji RNDr. Janu Mlynářovi Ph.D. za vedení mé bakalářské práce a Ing. Vojtěchu Pífflovi za konzultace a podnětné návrhy, které ji obohatily.

Jaroslav Krbec

Název práce:

Simulace intenzity čárového vyzařování C5+ při vstřiku neutrálního svazku do vysokoteplotního plazmatu tokamaku

Autor: Jaroslav Krbec

Obor: Fyzikální inženýrství

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: RNDr. Jan Mlynář, Ph.D.

Ústav fyziky plazmatu, AV ČR, v.v.i.

Konzultant: Ing. Vojtěch Píffl

Ústav fyziky plazmatu, AV ČR, v.v.i.

Abstrakt: Práce se zabývá intenzitou záření C5+ o vlnové délce 529,05 nm při vstřiku neutrálního svazku do vysokoteplotního plazmatu tokamaku, popisuje možné uspořádání experimentu na tokamaku COMPASS a obsahuje numerický model pro výpočet intenzity záření. Navržený numerický model, implementovaný v prostředí Matlab, vypočítá útlum svazku a prostorové rozložení hustoty záření C5+ na základě zadaného profilu hustoty a teploty plazmatu a srážkových průřezů příslušných reakcí. Při výpočtu uvažujeme, že jedinou nečistotou v plazmatu je uhlík. Výsledky simulace zatím nejsou porovnány s reálným experimentem.

Klíčová slova: tokamak COMPASS, neutrální svazek, nábojová výměna, nečistoty, záření C5+

Title:

Modelling of C5+ line emission during the energetic neutral beam injection in high temperature plasma

Author: Jaroslav Krbec

Abstract: This work deals with the intensity of C5+ radiation with wave length 529,05 nm, which is emitted by injection of a neutral beam into high-temperature plasma. A Matlab simulation, developed for this purpose, calculates the intensity, attenuation and layout of the density of the radiation. The input data include plasma parameters, such as the density and temperature, and collision cross sections of respective reactions. The influence of carbon as the only possible impurity is also taken into account. Further, an experimental setup for measuring this intensity on the COMPASS tokamak is proposed. The results have not been compared with experimental data so far.

Key words: tokamak COMPASS, NBI, CXRS, impurities, emission C5+

Obsah

Úvod	7
1 Teoretický úvod	9
1.1 Popis tokamaku	9
1.2 Nečistoty v plazmatu	9
1.3 Měření emisního spektra uhlíku	10
1.3.1 Rozšíření spektrální čáry	11
1.3.2 Sahova rovnice	12
1.4 Nábojová výměna	13
1.5 Neutrální svazek	14
1.5.1 Produkce částic svazku	15
1.5.2 Útlum svazku	15
1.5.3 Profil a divergence svazku	17
1.6 Intenzita záření C^{5+}	17
1.7 Reaktivita	17
1.8 Pasivní a aktivní signál	19
2 Experiment	21
2.1 Parametry tokamaku COMPASS a neutrálního svazku	21
2.1.1 Zastoupení složek	21
2.2 Uspořádání experimentu	22
2.2.1 Étendue	22
2.3 Srážkové průřezy	23
3 Simulace	25
3.1 Hustota a teplota plazmatu	25
3.2 Srážkové průřezy	26
3.3 Profil a divergence svazku ve vakuu	27
3.4 Útlum svazku	29
3.5 Hustota záření	30
Závěr	33
Seznam použitých zdrojů	34
Přílohy	35
A Kód programu v jazyce MATLAB	36

Úvod

Fúzní energetika může v budoucnosti představovat zdroj energie pro lidstvo, která je v současné době získávána především z ubývajících zásob nerostných surovin, přičemž s dalším vývojem rozvojových zemí a s rostoucím počtem obyvatelstva se očekává zvýšení spotřeby energie. Způsobem provedení fúzní reakce se lidstvo inspirovalo procesy ve hvězdách, kde se slučují jádra atomů za vysokých teplot a hustot. K udržení horkého plazmatu se však namísto gravitačních sil používá především udržení pomocí magnetického pole. Jedním ze zařízení, které během posledních několika desetiletí prokázalo významný pokrok v dosažení požadovaných parametrů pro termojadernou fúzi, je tokamak.

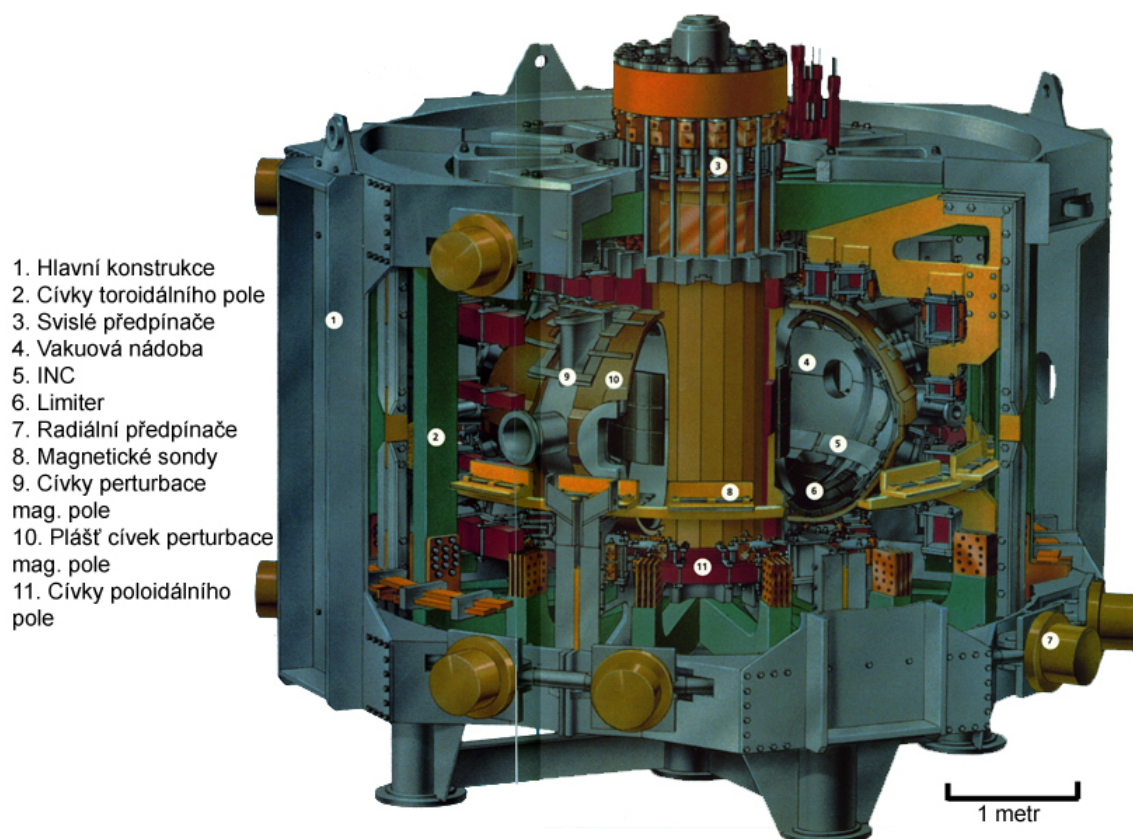
Tokamak (zkratka ruského TOroidalnaja KAtushka i MAgnitnij toK - toroidální cívka a magnetický tok) je zařízení vyvinuté v 50. letech minulého století sovětskými fyziky A.D. Sacharovem, I.J. Tammem a L.A. Arcimovičem sloužící k udržení plazmatu pomocí magnetického pole, jedná se o vakuovou komoru ve tvaru toroidu představující sekundární vinutí transformátoru, doplněnou o cívky silného toroidálního pole navinuté na torus. Součástí tokamaku je řada podpůrných systémů a diagnostických nástrojů. Pro dodatečný ohřev plazmatu se kromě mnoha dalších způsobů využívá vstřikování svazku vysokoenergetických částic (NBI, Neutral beam injection). Za pomoci svazku se však dají provádět i diagnostická měření.

Jednou z diagnostik je spektroskopie záření pocházejícího z deexcitace elektronu v atomovém obalu iontu, který přijal tento elektron na excitovanou energetickou hladinu právě od atomu svazku (CXRS, Charge exchange radiation spectroscopy). Výhodou této tzv. aktivní diagnostické metody je schopnost měřit hustotu, teplotu a rychlost plně ionizovaných atomů, s možností jak prostorového tak i časového rozlišení. Cílem je především měřit parametry nečistot v plazmatu s nízkým protonovým číslem např. helium, beryllium a uhlík, které jsou v centru plazmatu zcela ionizované.

Pro vyhodnocování dat z měření při interakci neutrálního svazku atomů vodíku s nečistotami v plazmatu, v našem případě iontů uhlíku, je zapotřebí mít k dispozici teoretický model popisující tuto interakci. Cílem této práce, za pomoci využití současných poznatků o nábojové výměně neutrálních svazků s ionty v plazmatu tj. použití srážkových průřezů pro zkoumané interakce, je vytvoření simulace záření C^{5+} o vlnové délce 529,05 nm v závislosti na parametrech svazku a iontů uhlíku v plazmatu, tedy v závislosti na energii svazku vypočítat množství fotonů dopadajících do optiky měřící aparatury.

Smyslem simulace je vytvoření zjednodušeného modelu záření C^{5+} pro tokamak COMPASS viz. obrázek 1, který je v současné době v Ústavu fyziky plazmatu, AV ČR, v.v.i. Zařízení pro vstřik neutrálního svazku bude na tokamaku v blízké době nainstalováno. Neutrální svazek bude primárně sloužit k ohřevu plazmatu, nikoliv

pro diagnostiku. Výsledek práce by měl, po konfrontaci s reálným experimentem, po-



Obrázek 1: Tokamak COMPASS.

moci k popisu interakce a v budoucnosti k lokálnímu měření iontové teploty a dalších parametrů svazkem ohřívaného plazmatu na tokamaku COMPASS.

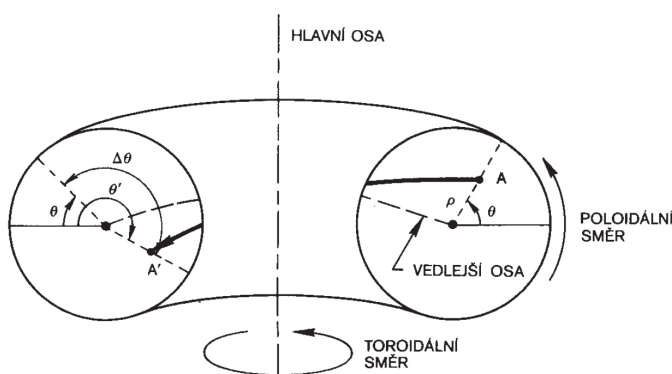
V první kapitole budou uvedeny základní informace k dané problematice např. důvod přítomnosti uhlíku v plazmatu a jeho vliv na chování plazmatu, vlastnosti neutrálního svazku, interakce svazku s ionty v plazmatu a emisní spektra uhlíku. V druhé kapitole budou popsány parametry zařízení, uspořádání experimentu a srážkové koeficienty použité při výpočtu. A ve třetí kapitole budou zobrazeny výsledky simulací. V příloze je pak ukázán kód programu implementovaný v prostředí Matlab.

Kapitola 1

Teoretický úvod

1.1 Popis tokamaku

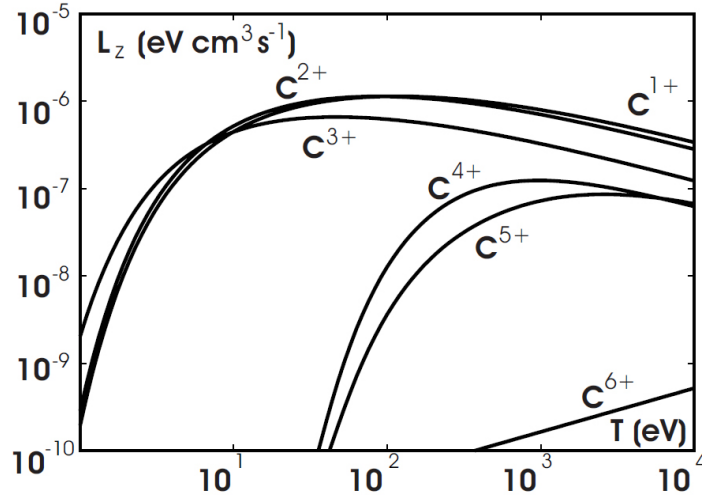
Tokamaky jako zařízení s toroidální geometrií jsou jak konstrukčně tak pro popis relativně složité. Nejčastěji se popisují v toroidálních souřadnicích, a z důvodu přehlednosti se budu v dalším popisu držet názvosloví zavedené na obrázku 1.1.



Obrázek 1.1: Toroidální geometrie tokamaku, vzdálenost vedlejší osy od hlavní osy nazýváme hlavní poloměr R , vzdálenost plochy toroidu od vedlejší osy nazýváme vedlejší poloměrem r . Převzato z [1].

1.2 Nečistoty v plazmatu

Atomy uhlíku představují tzv. lehké nečistoty v plazmatu. Hlavním zdrojem uhlíku je interakce plazmatu se stěnami komory. Velká část moderních tokamaků (včetně tokamaku COMPASS) užívá dlaždice z uhlíkových kompozitů alespoň na vnitřním povrchu komory, uhlík je dále součástí ocelí, které tvoří stěny tokamaku. Uhlík se ze stěn uvolňuje několika způsoby: rozprašováním, elektrickým obloukem nebo sublimací. Rozprašování je proces, při kterém energetické ionty nebo atomy vyrážejí atomy nečistot ven z povrchu, a to včetně samotných atomů kovu. Elektrický oblouk se může zapálit v důsledku rozdílu napětí mezi plazmatem a povrchem stěny.



Obrázek 1.2: Závislost rychlosti ochlazování L_Z na teplotě pro ionty uhlíku. Převzato z [13].

Přítomnost nečistot v plazmatu způsobuje radiační ochlazování a ředění plazmatu. Jedním ze způsobů jak mohou elektrony plazmatu předat svoji energii atomům nečistot, je excitovat elektron v jeho elektronovém obalu, a při následné deexcitaci elektronu na nižší energetickou hladinu se energie vyzáří ve formě fotonu. Plasma tokamaku je opticky tenké prostředí a vyzářená energie je ztracena. Množství energie ztracené tímto typem radiačního ochlazování klesá s rostoucí teplotou, při dosažení teploty kdy je atom zcela ionizován, tento jev nenastává. S rostoucím protonovým číslem Z prvku je tato plně ionizační teplota vyšší. Hustota výkonu radiačního ochlazování je dána vztahem

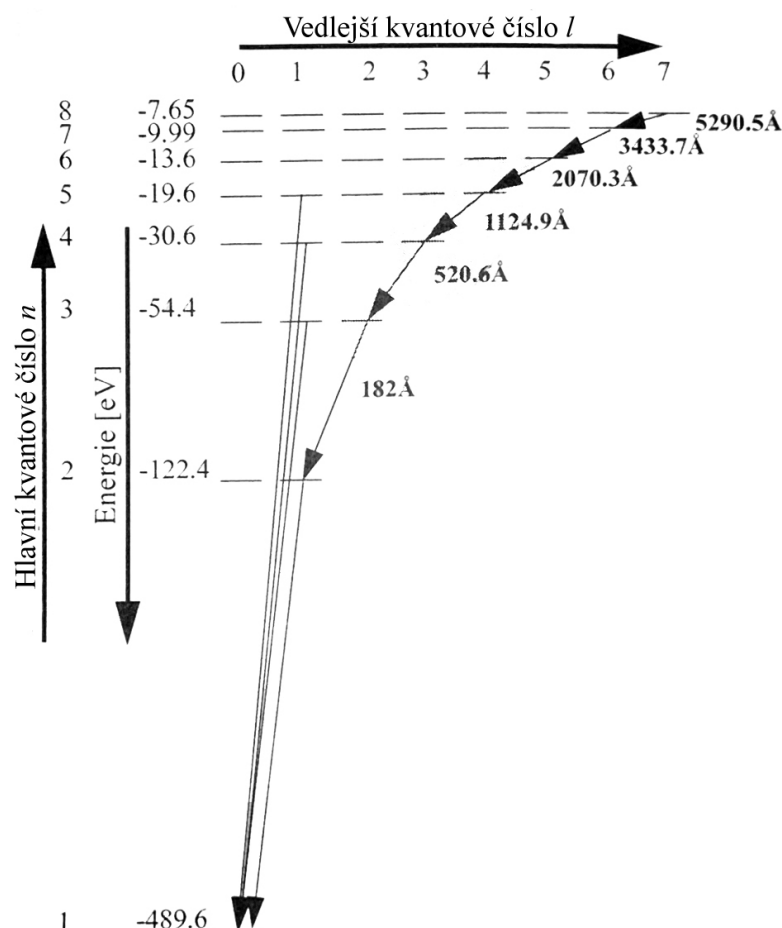
$$P_{rad} = \sum_Z n_e n_Z L_Z \quad (1.1)$$

kde sumu vysčítáme přes všechny nábojové stavy iontu, n_e je hustota elektronů, n_Z hustota iontů s nábojem Z a L_Z je rychlost ochlazování. Na Obrázku 1.2 je zobrazena rychlost ochlazování pro ionty uhlíku. Při teplotách kdy jsou nečistoty zcela ionizované pak dochází k energetickým ztrátám ve formě rekombinačního a brzdného záření, které již není tak intenzivní viz obrázek 1.2 (C6+). Plně ionizované nečistoty jsou zdrojem mnoha elektronů, a způsobují snížení hustoty iontů tj. k zředění paliva a k výslednému snížení fúzního výkonu.

1.3 Měření emisního spektra uhlíku

Účinnou metodou získávání informací o iontech v plazmatu je měření jejich emisních spekter při spontánní deexcitaci. Měření Dopplerova posuvu a rozšíření spektrálních čar záření dává informaci o rychlosti pohybu iontů a teplotě iontů v plazmatu. Měřením intenzity spektrálních čar je možné určit hustotu iontů odpovídajících příslušným spektrálním čarám.

Přechody mezi energetickými hladinami uhlíku jsou zobrazeny na obrázku 1.3. Z hlediska experimentu jsou zajímavé především přechody, při kterých se vyzáří



Obrázek 1.3: Přechody mezi energetickými hladinami C^{5+} s příslušnými vlnovými délkami emitovaného záření. Převzato z [3].

fotony z viditelné oblasti spektra, které lze analyzovat mnoha spektroskopickými metodami pro viditelné spektrum. Ve viditelném spektru nás bude zajímat přechod mezi hladinami s kvantovým čísly $n=8 \rightarrow n=7$, kterému odpovídá vlnová délka záření 529,05 nm.

1.3.1 Rozšíření spektrální čáry

Detekovaná spektrální čára přechodu mezi hladinami 8 a 7 má svojí přirozenou šířku danou Heisenbergovým principem neurčitosti, je rozšířena vlivem tepelného pohybu iontu, je posunuta Dopplerovým jevem kvůli pohybu iontu a dále je ovlivněna dvěma faktory nezáviselými na teplotě iontu: strukturou energetické hladiny n danou vedlejším kvantovým číslem l a Zeemanovým jevem v důsledku magnetického pole tokamaku.

Přirozená šířka spektrální čáry je dána Heisenbergovým principem neurčitosti $\Delta E \Delta t \approx \frac{\hbar}{2\pi}$, kde ΔE je šířka spektrální čáry v polovině výšky jejího maxima a Δt je doba existence elektronu v excitovaném stavu. Pro iont C^{5+} a přechod $8 \rightarrow 7$ odpovídající vlnové délce 529,05 nm je přirozená šířka spektrální čáry $\Delta \lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ nm,

což je zanedbatelné oproti Dopplerovskému rozšíření $\Delta\lambda_d = 5 \cdot 10^{-2} \text{ nm}$.

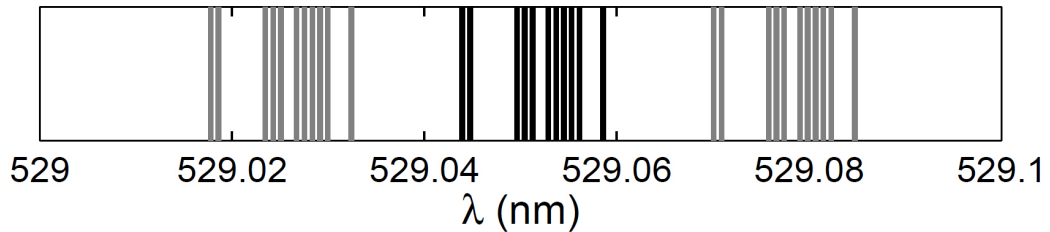
Dopplerův posun je způsoben pohybem iontů v plazmatu jak v poloidálním tak toroidálním směru. Bude-li se iont při vyzáření fotonu o vlnové délce λ pohybovat rychlostí v od pozorovatele, pozorovatel přijme záření o frekvenci nižší a to o $\Delta\nu = v/\lambda$, což se dá použitím vztahu $1/\lambda = \nu_0/c$ přepsat do tvaru $\Delta\nu = \nu\nu_0/c$. Výsledná frekvence přijatého záření bude

$$\nu = \nu_0 - \nu_0 \frac{v}{c} = \nu_0 \left(1 - \frac{v}{c}\right). \quad (1.2)$$

Distribuce rychlostí částic v plazmatu je dána Maxwelllovským rozdělením, proto s odpovídající pravděpodobností nastane jiný posun frekvence vyzářeného fotonu, výsledkem je Dopplerovské rozšíření pozorované spektrální čáry vlivem tepelného pohybu částic.

Atomová slupka s kvantovým číslem n je rozdělena na n podslupek označených vedlejším kvantovým číslem $l = 0 \dots n - 1$. Vezmeme-li v úvahu spin elektronu, dostáváme celkové vedlejší kvantové číslo $J = l \pm 1/2$. Energie těchto hladin se od sebe lehce liší, a v případě povolených přechodů mezi hladinami 8 a 7 kdy platí $\Delta l = \pm 1$ a $\Delta J = 0, \pm 1$, může nastat 37 různých přechodů namísto jednoho. Na obrázku 1.4 jsou černě nakresleny spektrální čáry přechodu $8 \rightarrow 7$ o šířce 0,015 nm odpovídající Dopplerovskému rozšíření při iontové teplotě 4 eV.

Při Zeemanově jevu dochází k dalšímu rozštěpení energetické hladiny. Struktura energetických hladin je popsána magnetickým kvantovým číslem $m = -J \dots J$ a pro přechody mezi hladinami platí $\Delta m = 0, \pm 1$. Na obrázku 1.4 jsou ukázány spektrální čáry uhlíku při přechodu $8 \rightarrow 7$. Spektrální čáry jsou v rozmezí zhruba 0.07 nm, což odpovídá Dopplerovskému rozšíření při teplotě iontů 90 eV, proto v tokamacích při teplotě plazmatu řádově 1 keV nelze tuto jemnou strukturu včetně Zeemanova jevu pozorovat.



Obrázek 1.4: Spektrální čáry C^{5+} při přechodu $8 \rightarrow 7$ bez Dopplerovského rozšíření: černé čáry představují spektrum bez magnetického pole, šedé čáry vzniknou při magnetickém poli $B = 2T$. Převzato z [6].

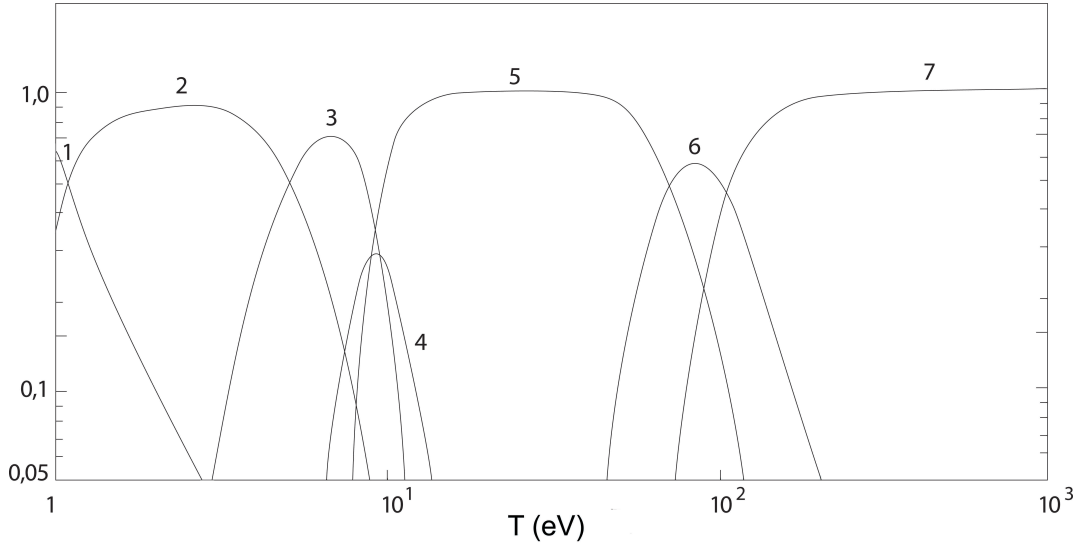
1.3.2 Sahova rovnice

Abychom mohli měřit záření iontů, je zapotřebí vědět, zda při určité teplotě plazmatu nejsou již atomy zcela ionizovány. Budeme-li uvažovat rovnovážný stav, pak poměr mezi ionizačními stavy atomů v závislosti na teplotě plazmatu je popsán

Sahovou rovnici:

$$\frac{n_{i+1}n_e}{n_i} = 2 \frac{Z_{i+1}}{Z_i} \left(\frac{2\pi m_e k_B T_e}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left(\frac{-I}{k_B T_e} \right) \quad (1.3)$$

kde n_{i+1} , n_i a n_e jsou koncentrace stavů $i + 1$, i , a elektronů, I je energie potřebná pro ionizaci ze stavu i do $i + 1$, T_e je elektronová teplota, h Planckova konstanta, m_e hmotnost elektronu a Z_i , Z_{i+1} jsou příslušné partiční funkce. Závislost stupně ionizace na teplotě plazmatu je zobrazena na obrázku 1.5.



Obrázek 1.5: Zastoupení jednotlivých ionizačních stavů atomu uhlíku v závislosti na elektronové teplotě. Převzato z [5].

Při teplotách ve středu plazmatu na tokamaku COMPASS řádově 1 keV, je atom uhlíku zcela ionizován. Pro získání informací o atomech uhlíku ze středu plazmatu proto nelze použít pasivní spektroskopické metody.

1.4 Nábojová výměna

Za pomoci nábojové výměny, kdy jiný atom nebo iont předá elektron ze svého elektronového obalu do elektronového obalu ionizovanému atomu uhlíku, je možné detekovat čárové záření atomu uhlíku při deexcitaci přijatého elektronu. To je cílem spektroskopie pomocí nábojové výměny (CXRS - Charge Exchange Recombination Spectroscopy). Neutrální atom vodíku nebo deuteria se míjí s ionizovaným atomem uhlíku, dojde k přenosu elektronu na jednu z energetických hladin atomu uhlíku a jeho následné deexcitaci na hladinu nižší a vyzáření příslušného kvanta záření. Detekcí vyzářeného spektra lze měřit např. množství, teplotu a rychlost pohybu plně ionizovaných atomů uhlíku ze středu plazmatu. Průběh nábojové výměny pro atom uhlíku můžeme popsat rovnicí:



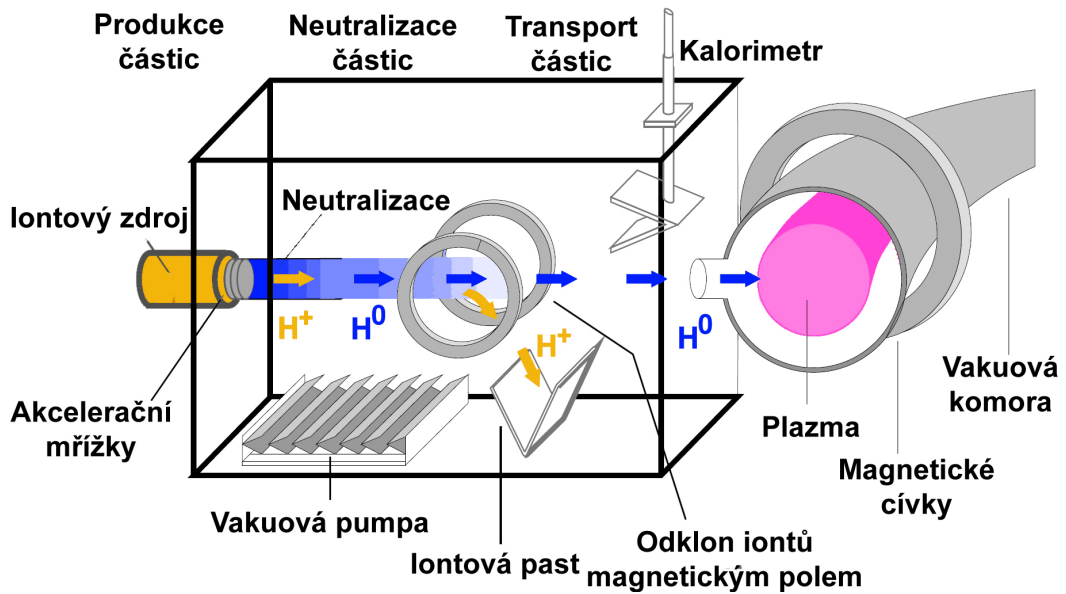
kde neutrální vodíkový resp. deuteronový atom H^0 si vymění elektron s plně ionizovaným atomem uhlíku C^{6+} , a vzniká proton resp. jádro deuteria a 5x ionizovaný excitovaný atom uhlíku C^{*5+} (tzv. vodíku podobný iont). Deexcitací přijatého elektronu vzniká čárové záření. Neutrální částice svazku nejsou ovlivněny magnetickým polem tokamaku, proto je možné svazek neutrálních částic zamířit do centrálních oblastí plazmatu. Použitím dostatečně úzkého profilu svazku oproti velikosti plazmatu lze měřit prostorové rozložení iontů uhlíku v plazmatu. Kromě prostorového rozlišení lze pomocí CXRS získat i časový vývoj parametrů nečistot za podmínky získání dostatečného počtu fotonů.

1.5 Neutrální svazek

Cílem zařízení pro vstřik neutrálního svazku (NBI - Neutral Beam Injection) na tokamacích je především dodatečný ohřev plazmatu. Atomy svazku se srážejí s částicemi plazmatu a ionizují se, ionizované atomy jsou zachyceny v magnetickém poli a předávají svoji kinetickou energii částicím plazmatu. Neutrální svazek vzniká urychlením vodíkových iontů (a jeho izotopů) rozdílem elektrických potenciálů, urychlené ionty procházejí neutralizační částí, tj. vodíkovým plynem kde nábojovou výměnou zachycují elektrony, rychlé neutrální atomy míří do tokamaku. Neutrální svazek je charakterizován průřezem d , energií produkovaných částic E [eV] a celkovým výkonem P [W]. Hustota svazku je dána vztahem

$$n_b = \frac{I}{veS} \quad (1.5)$$

kde $I = P/E$ [A] je tzv. ekvivalentní proud svazku, e elementární náboj, v rychlost částic svazku a $S = \pi(d/2)^2$ plocha průřezu svazku. Schéma zařízení pro vstřik neutrálního svazku je na obrázku 1.6.



Obrázek 1.6: Schéma neutrálního svazku. Převzato z [7].

Pro modelování intenzity záření C^{5+} je potřebné zahrnout do výpočtu i útlum svazku, jako důsledek interakce svazku s plazmatem, dále profil hustoty svazku ve svém průřezu a případně divergenci svazku.

1.5.1 Produkce částic svazku

Při vytváření svazku se nejprve ve výbojce vytvoří jednou ionizované atomy a molekuly H_1^+ , H_2^+ a H_3^+ případně v malém množství i molekuly vody H_2O^+ . Částice jsou následně urychleny soustavou urychlovacích mřížek, kdy získají všechny částice stejnou kinetickou energii, avšak díky rozdílu jejich hmotností v poměru 1:2:3:18 mají rychlosti v poměru $1 : 1/\sqrt{2} : 1/\sqrt{3} : 1/\sqrt{18}$. Molekuly se při průchodu neutralizačním plynem jednak neutralizují ale i disociují, výsledkem je proud iontů H_1^+ se složkami o energii E_0 , $E_0/2$, $E_0/3$ a $E_0/18$. Ionty, které nebyly zneutralizovány, jsou magnetickým polem odkloněny z dráhy svazku a zachyceny iontovou pastí, viz obrázek 1.6.

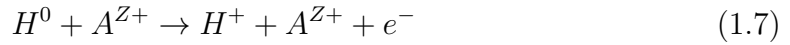
1.5.2 Útlum svazku

Vlivem interakce svazku s plazmatem se částice svazku ionizují, tj. hustota atomů svazku po dráze v plazmatu klesá. Svazek s plazmatem interaguje těmito mechanismy:

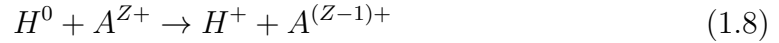
Ionizace elektronem



Ionizace iontem



Výměna elektronu s iontem



Označíme-li λ celkový srážkový průřez pro všechny tři procesy potom útlum svazku můžeme vyjádřit vztahem:

$$\frac{dn_b}{dx} = -\lambda n_b \quad (1.9)$$

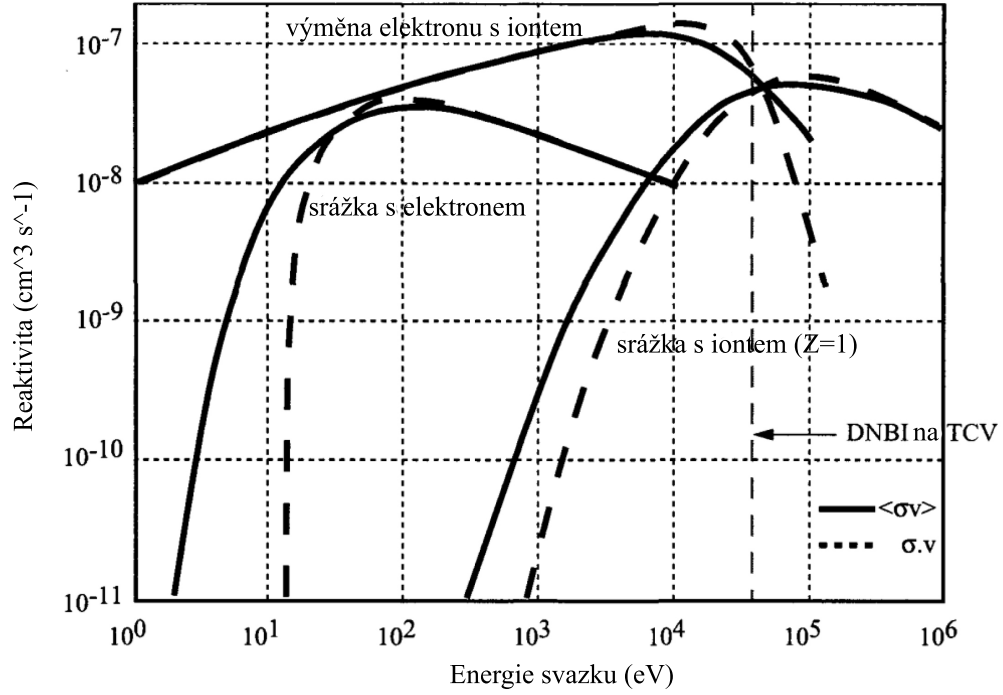
jehož integrací po dráze v plazmatu vymezenou body A a B získáme vztah

$$n_b(B) = n_b(A) \exp\left(-\int_A^B \lambda dx\right) \quad (1.10)$$

Uvážíme-li, že zmíněné typy interakcí mohou probíhat i na nečistotách v plazmatu, bude celkový srážkový průřez λ dán vztahem

$$\lambda v_b = \sum_j n_j \langle \sigma_j v_j \rangle_b \quad (1.11)$$

kde sumu vysčítáme přes všechny částice v plazmatu, v_j je rychlost částic a n_j jejich koncentrace. Hodnota součinu srážkového průřezu $\sigma(|v - v_b|)$ a rychlosti částic prostředí v udává počet reakcí v jednotce objemu za jednotku času a nazýváme ho



Obrázek 1.7: Závislost reaktivity na energii neutrálního svazku. Převzato z [3].

reaktivitou. Závislost reaktivity na energii neutrálního svazku pro interakci svazku s protony a elektrony je na obrázku 1.7. V reálné situaci jsou rychlosti částic prostředí popsány jistou rozdělovací funkcí $f(v)$ a je vhodné použít vystředovanou hodnotu reaktivity přes rychlosti částic v plazmatu

$$\langle \sigma_j v_j \rangle_b = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(|v_j - v_b|) |v_j - v_b| f(v_j) dv_j. \quad (1.12)$$

Rychlosti částic v plazmatu popisujeme Maxwellovským rozdělením a rychlost částic svazku uvažujeme konstantní. Vztah 1.11 si pro náš experiment můžeme dále zjednodušit, pokud rychlost elektronů v plazmatu je mnohem vyšší než rychlost svazku a rychlost iontů v plazmatu je mnohem nižší než rychlost svazku, tedy $v_e \gg v_b \gg v_i$. Při energii svazku $E = 40 \text{ keV}$ a teplotě plazmatu 1 keV toto jistě platí, neboť $v_b = \sqrt{2E/m_p} = 2,77 \cdot 10^6 \text{ m/s}$, $v_p = 4,38 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ a $v_e = 1,86 \cdot 10^7 \text{ m/s}$. Částice v plazmatu těžší než proton budou mít při stejné teplotě rychlost nižší. Dosazením do 1.11 dostáváme vztah

$$\lambda = n_e \frac{\langle \sigma_e v_e \rangle}{v_b} + \sum_j n_j \sigma_j \quad (1.13)$$

kde σ_j představuje celkový srážkový průřez s ionty zahrnující jak srážkový průřez pro ionizaci tak pro nábojovou výměnu s iontem. Koeficienty σ_j při naší aproximaci závisí pouze na rychlosti částic neutrálního svazku tj. na jeho energii, zatímco reaktivita $\langle \sigma_e v_e \rangle$ závisí na rychlosti elektronů tj. na elektronové teplotě. Ze vztahu 1.13 vyplývá, že s rostoucí energií svazku klesá vliv ionizace elektrony, viz obrázek 1.7.

1.5.3 Profil a divergence svazku

Neutrální svazek nemá konstantní hustotu ve svém průřezu. Uprostřed průřezu svazku je hustota větší než na jeho okrajích. Příčinou je kolmá složka rychlosti získaná při urychlování částic a také tepelný pohyb částic ve zdroji iontů, který má ve všech směrech Maxwellovo rozdělení. Výsledný profil bude mít Gaussovo rozdělení. Pro náš zjednodušený model popíšeme hustotu průřezu svazku funkcí

$$n_b(r, z) = C_1(z) \exp(-C_2(z) \frac{r^2}{2\sigma^2}) \quad (1.14)$$

kde r je radiální souřadnice svazku, z je souřadnice po dráze v plazmatu a parametr σ určujeme šířku Gaussova profilu, budeme-li požadovat, aby v intervalu $r \in \langle -a, a \rangle$ (šířka svazku) leželo 99,7 % částic svazku položíme $\sigma = a/3$. Na ose svazku hustota klesá na dráze exponenciálně, tím určíme $C_1 = \exp(-z)$. Z požadavku zachování počtu částic na dráze svazku určíme konstantu $C_2 = \exp(-z)$ a dosazením do 1.14 dostaneme

$$n_b(r, z) = \exp(-z) \cdot \exp(-\exp(-z) \frac{r^2}{2\sigma^2}). \quad (1.15)$$

Bude-li n_0 definovaná hustota svazku, potom normováním 1.15 dostáváme výsledný profil svazku ve vakuu

$$n_b(r, z) = \frac{n_0 a^2}{2\sigma^2} \exp(-z) \cdot \exp(-\exp(-z) \frac{r^2}{2\sigma^2}). \quad (1.16)$$

1.6 Intenzita záření C^{5+}

Intenzitou záření rozumíme počet fotonů vyzářených za jednotku času v jednotce objemu. Intenzita záření C^{5+} se dá vyjádřit jako

$$I = n_b n_C \langle \sigma v \rangle \quad (1.17)$$

kde n_b je hustota neutrálních atomů, n_C hustota zcela ionizovaných atomů uhlíku C^{6+} v plazmatu a $\langle \sigma v \rangle$ je reaktivita (viz. část 1.7) závisající na relativní rychlosti částic mezi atomy uhlíku a atomy neutrálního svazku. Často se intenzita záření podělí hodnotou 4π čímž získáme intenzitu do jednotkového prostorového úhlu. Pro měření je důležité detekovat dostatečný počet fotonů, aby relativní chyba měření byla co nejmenší.

1.7 Reaktivita

Reaktivita $\langle \sigma v \rangle$ je střední hodnota součinu srážkového průřezu a relativní rychlosti iontů C^{6+} a neutrálních atomů. Srážkový průřez σ v sobě zahrnuje dva procesy, za prvé přenesení elektronu z neutrálního atomu svazku na uhlík a za druhé deexcitaci přijatého elektronu z energetické hladiny $n=8$ na energetickou hladinu $n=7$ (odpovídající pozorované spektrální čáře), kde n značí hlavní kvantové číslo.

Interpolační vztah, viz [8], popisující reaktivitu pro viditelné spektrum záření má tvar

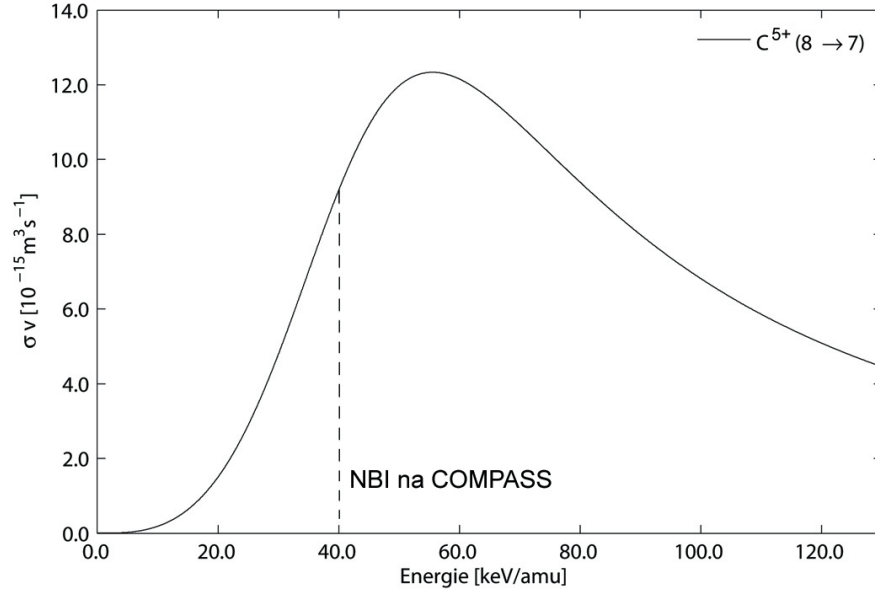
$$\sigma v = (\sigma v)_0 \frac{X^p}{1 + X^q} \quad (1.18)$$

kde $X = \mathcal{E}/\mathcal{E}_m$ je normalizovaná energie srážky, $\mathcal{E}_m$ je přibližná hodnota srážkové energie, při níž je reaktivita maximální. V tabulce 1.1 jsou zobrazeny konstanty $(\sigma v)_0$, p a q pro výpočet reaktivity pro některé ionty a jejich přechody mezi energetickými hladinami pro nábojovou výměnu.

Přechod	Vlnová délka [nm]	$(\sigma v)_0$ [$10^{-15} \text{m}^3 \text{s}^{-1}$]	$\mathcal{E}_m$ [keV/amu]	p	q
$\text{He}^{+1}(4 \rightarrow 3)$	468,52	9,3	36,3	2,34	4,65
$\text{Be}^{+3}(5 \rightarrow 4)$	253,00	49,7	43,1	1,89	3,93
$\text{B}^{+4}(6 \rightarrow 5)$	298,20	57,9	40,9	2,41	4,25
$\text{B}^{+4}(7 \rightarrow 6)$	494,60	21,6	41,5	3,00	4,61
$\text{C}^{+5}(7 \rightarrow 6)$	343,37	55,1	48,5	2,42	4,29
$\text{C}^{+5}(8 \rightarrow 7)$	529,05	23,7	49,2	3,05	4,76
$\text{O}^{+7}(8 \rightarrow 7)$	297,58	135,0	57,5	2,40	4,86
$\text{O}^{+7}(9 \rightarrow 8)$	434,06	65,9	58,1	2,92	5,27

Tabulka 1.1: Koeficienty pro fitování reaktivity, při elektronové hustotě $n_e = 3 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$. Převzato z [8].

Na obrázku 1.8 je zobrazena závislost reaktivity nábojové výměny na energii srážky pro iont C^{+5} a přechod $8 \rightarrow 7$ použitím vztahu 1.18 a koeficientů z tabulky 1.1.



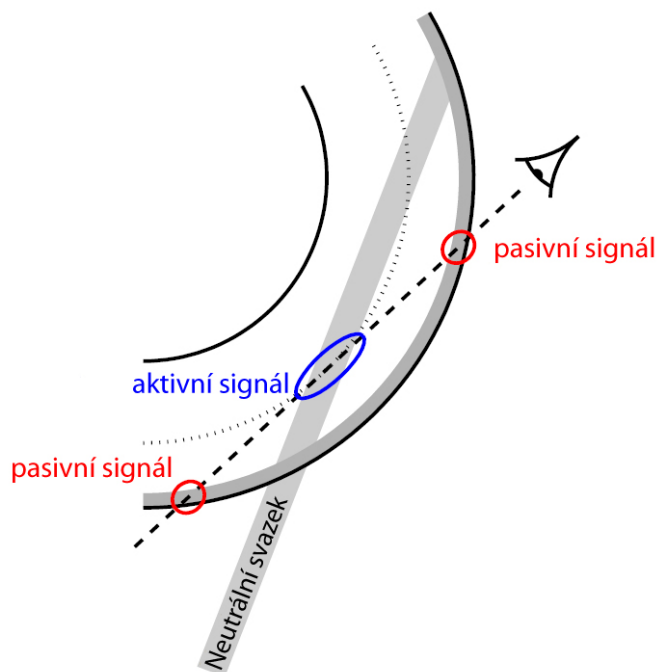
Obrázek 1.8: Efektivní srážkový průřez pro iont C^{+5} a přechod $8 \rightarrow 7$, s koeficienty z tabulky 1.1.

1.8 Pasivní a aktivní signál

Při měření hustoty je cílem detekovat signál z nábojové výměny mezi svazkem a plazmatem. K tomu je zapotřebí ho oddělit od signálu pozadí, které se nasčítá po pozorovací dráze v plazmatu. Pozadí je tvořeno jednak brzdným zářením a tzv. pasivním signálem.

Brzdné záření vzniká v důsledku srážek nabitých částic v tokamaku, toto záření nabývá libovolných energetických hodnot avšak jeho intenzita je malá oproti intenzitě čárového záření vzniklého deexcitací elektronů uvnitř atomového obalu.

Pasivní signál vzniká v chladnějších oblastech plazmatu, tedy na jeho okrajích, kde atomy nejsou zcela ionizovány. Uhlík je u okrajů plazmatu částečně ionizovaný a elektrony plazmatu s ním mohou rekombinovat. Ve výsledku se nábojová výměna děje jednak vstřikem neutrálního svazku, kdy neutrální atomy mají energie například 40 keV, a zároveň v chladnějších oblastech na okrajích plazmatu, kde energie vodíkových atomů je přibližně 1 keV. Z pohledu měření můžeme rozdělit signál z nábojové výměny na dvě části, na pasivní a aktivní signál, jak je zobrazeno na obrázku 1.9.



Obrázek 1.9: Detekce pasivního a aktivního signálu. Převzato z [6].

Odstranění pasivního signálu se dá provést několika způsoby. Rozdíl mezi spektrální čarou z pasivního a aktivního signálu je v její šířce. Pasivní signál vzniká v chladnějších oblastech plazmatu a spektrální čára je užší než spektrální čára vzniklá ve středu plazmatu.

Další možností je modulovat svazek, tak aby nábojová výměna ve středu plazmatu probíhala jen v určitých časových intervalech, po naměření intenzity záření se odečte intenzita signálu při vypnutém svazku od intenzity záření při svazku zapnutém a výsledkem je pouze aktivní signál. Nevýhodou tohoto měření je nižší

množství signálu, protože polovinu času měření je svazek vypnutý a horší časové rozlišení.

Množství signálu se dá zvýšit metodou, kdy se současně měří v oblasti plazmatu se vstřikem svazku a v oblasti plazmatu bez vstřiku svazku, opět odečtením těchto měření se získá aktivní signál. Při tomto měření se předpokládá, že parametry plazmatu v oblasti bez vstřiku svazku a se vstřikem jsou velmi blízké.

Kapitola 2

Experiment

2.1 Parametry tokamaku COMPASS a neutrálního svazku

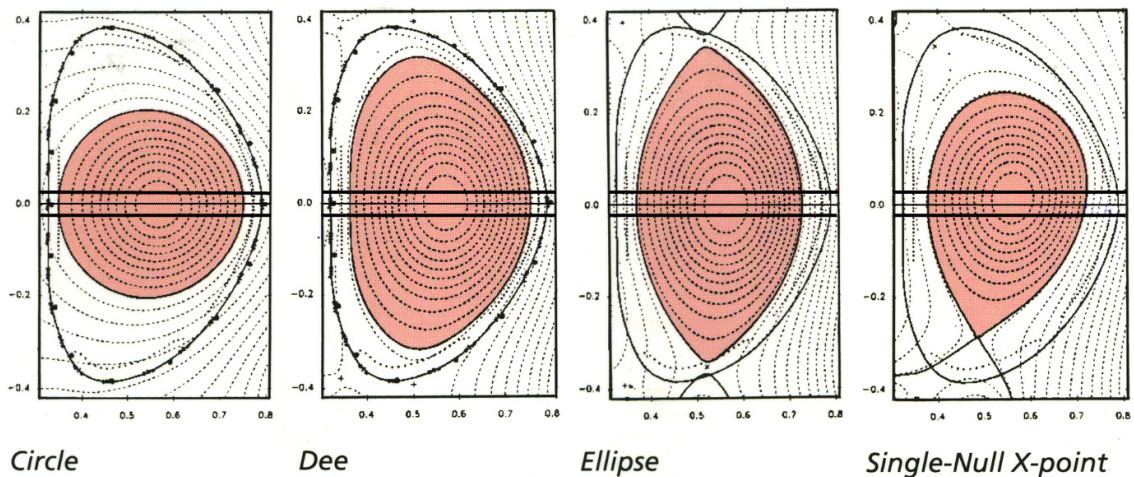
V tabulce 2.1 jsou základní parametry vakuové komory tokamaku COMPASS a neutrálního svazku.

COMPASS	
Velký poloměr R	0,557 m
Malý poloměr, horizontální a	0,232 m
Malý poloměr, vertikální	0,385 m
Aspect ration R/a	2,53
Neutrální svazek	
Výkon P	0,3 MW
Energie E	40 keV
Průměr svazku d	5 cm
Poměr složek $H_1 : H_2 : H_3$ (zdroj iontů)	73 : 20 : 7
Účinnost neutralizace H_1, H_2, H_3	50 % , 78 % , 85 %

Tabulka 2.1: Parametry vakuové komory tokamaku COMPASS a zařízení pro vstřik neutrálního svazku.

2.1.1 Zastoupení složek

Poměr iontů $H_1^+ : H_2^+ : H_3^+$ ve zdroji iontů je 73 : 20 : 7, tento poměr představuje rozdělení původního výkonu do jednotlivých složek. Při průchodu neutralizační částí se molekuly iontů disociují a neutralizují. Účinnost neutralizace pro H_1 , H_2 a H_3 je 50 % , 78 % a 85 % . Po neutralizaci je zastoupení jednotlivých energetických složek $73 \cdot 50 = 36,5\%$ pro E_0 , $20 \cdot 78 = 15,6\%$ pro $E_0/2$ a $7 \cdot 85 = 5,9\%$ pro $E_0/3$. Proudů jednotlivých složek jsou v poměru $I_{E_0} : I_{E_0/2} : I_{E_0/3} = 36,5 : 31,2 : 17,7$ což pro počáteční výkon zdroje 0,3 MW dává hodnoty proudů $I_{E_0} = 2,7A$, $I_{E_0/2} = 2,4A$ a $I_{E_0/3} = 1,35A$.



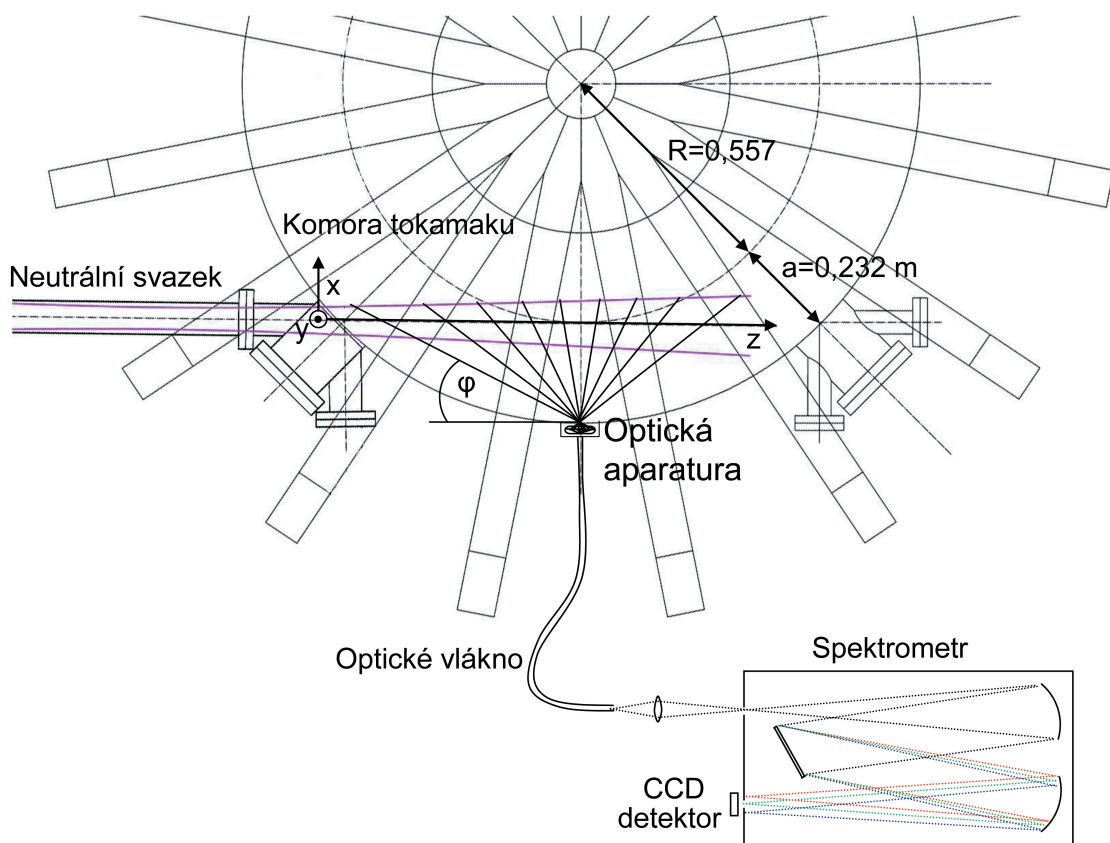
Obrázek 2.1: Konfigurace plazmatu na tokamaku COMPASS (poloidální řez). Černě je vyobrazena poloha svazku.

2.2 Uspořádání experimentu

Tokamak COMPASS umožňuje několik různých konfigurací plazmatu tak jak je znázorněno na obrázku 2.1 i s polohou svazku. Pro všechny čtyři typy tvarů magnetických ploch můžeme říci, že v oblasti vstřiku svazku nedochází k velikým změnám jejich zakřivení. Jak již bylo zmíněno, neutrální svazek slouží k dodatečnému ohřevu plazmatu. Z důvodu dosažení maximálního předání energie částicím plazmatu, umísťuje se svazek v rámci možností tak, aby dráha v plazmatu byla co nejdelší a procházela horkými oblastmi plazmatu. Při měření záření C^{5+} se instaluje optická aparatura na komoru tokamaku zaměřená do zkoumaných oblastí plazmatu, v místech kde prochází svazek. Záření je pomocí optických vláken přiváděno do spektrometru, a měřené vlnové délky se detekují CCD detektorem. Na obrázku 2.2 je zobrazen vrchní pohled na předpokládané experimentální uspořádání zařízení pro vstřik neutrálního svazku na tokamaku COMPASS včetně souřadnic, v kterých budeme experiment popisovat. Rozmezí úhlu φ , pod kterým se optika dívá na svazek, je v našem modelu uvažován maximální možný. V reálném experimentu je úhel limitován vlastnostmi optické aparatury. Optická aparatura ovlivňuje množství dopadajícího záření parametrem *étendue*, viz kapitola 2.2.1. Horizontální rovina svazku je v úrovni vedlejší osy tokamaku. Svazek je možné vychylovat i mimo vedlejší osu.

2.2.1 Étendue

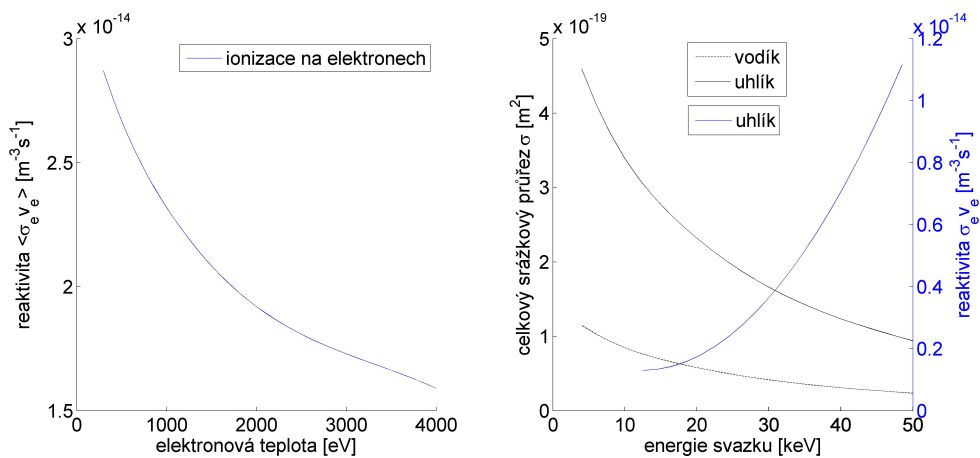
Množství záření dopadající do detektoru je ovlivněn optickou soustavou, kterou světlo prochází. Světlo ze zdroje dopadá do optické aparatury o průřezu A a je pozorováno pod prostorovým úhlem Ω . Bude-li intenzita záření zdroje I potom detekovaná intenzita bude $IA\Omega$. Součin $A\Omega$ nazýváme *étendue* a určuje světelnou propustnost optické aparatury. *Étendue* je konstantní po celé dráze světelného paprsku a tedy intenzita dopadajícího záření je ovlivněna nejslabším prvkem optické aparatury tj. nejčastěji spektrometrem. Pro numerickou simulaci bylo použito $A\Omega = 6 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2 \text{ sr}$.



Obrázek 2.2: Vrchní pohled na uspořádání NBI u tokamaku.

2.3 Srážkové průřezy

Celkové srážkové průřezy pro interakci svazku s vodíkem jsou převzaty z [2] a nafiťovány pro energie modelovaného svazku, viz obrázek 2.3, srážkový průřez pro uhlík bereme 4x větší. Reaktivity pro interakci svazku s elektrony a iontem uhlíku jsou taktěž vykresleny na obrázku 2.3.



Obrázek 2.3: Srážkové průřezy a reaktivity pro interakci svazku s plazmatem.

Celkové srážkové průřezy jsou použity pro výpočet útlumu svazku a zahrnují v sobě srážkové průřezy dvou reakcí: ionizaci a nábojovou výměnu s daným prvkem. V numerickém modelu se fitováním podle teploty plazmatu a energie svazku získají příslušné srážkové průřezy. Reaktivita pro interakci svazku s elektrony je v našem přiblížení závislá pouze na elektronové teplotě, a srážkové průřezy a reaktivita pro interakci svazku s uhlíkem je závislá pouze na energii svazku.

Kapitola 3

Simulace

Při simulaci bylo použito následujících zjednodušení:

- Jako jedinou nečistotu v plazmatu uvažujeme uhlík a jeho koncentraci bereme 1% z hustoty plazmatu.
- Profil a divergence svazku nereflextuje rozdílné rozšiřování svazku pro každou energetickou složku svazku.
- Svazek protíná plazma v horizontální rovině v úrovni vedlejší osy tak jak je zobrazeno na obrázku 2.1 a průměr svazku je relativně malý oproti velikosti komory, proto neuvažujeme zakřivení magnetický ploch a nahrazujeme je přímkami.
- Neuvažujeme absorpci záření při průchodu plazmatem ani nepočítáme se zdrojem pasivního signálu.

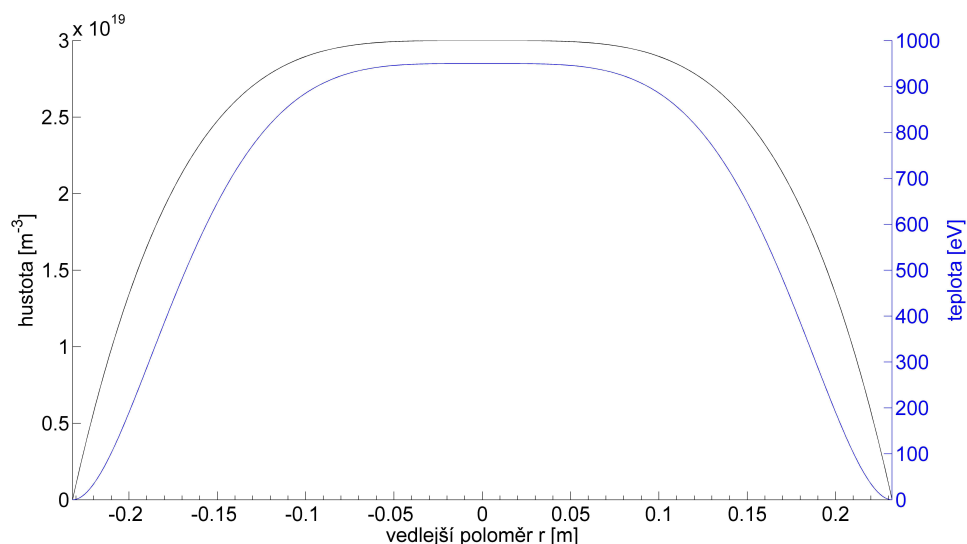
3.1 Hustota a teplota plazmatu

Hustota a teplota plazmatu jsou spolu se srážkovými průřezy základní vstupní data pro výpočet intenzity záření. Hustotní a teplotní profily plazmatu použité pro základní výpočet jsou popsány funkcemi 3.1 (převzaté z [12], avšak mohou být použity i jiné profily nebo přímo data naměřená v experimentu) a vykresleny na obrázku 3.1.

$$n_p = n_{max} \left(1 - \frac{r^4}{a^4}\right) \quad T_p = T_{max} \left(1 - \frac{r^4}{a^4}\right)^2 \quad (3.1)$$

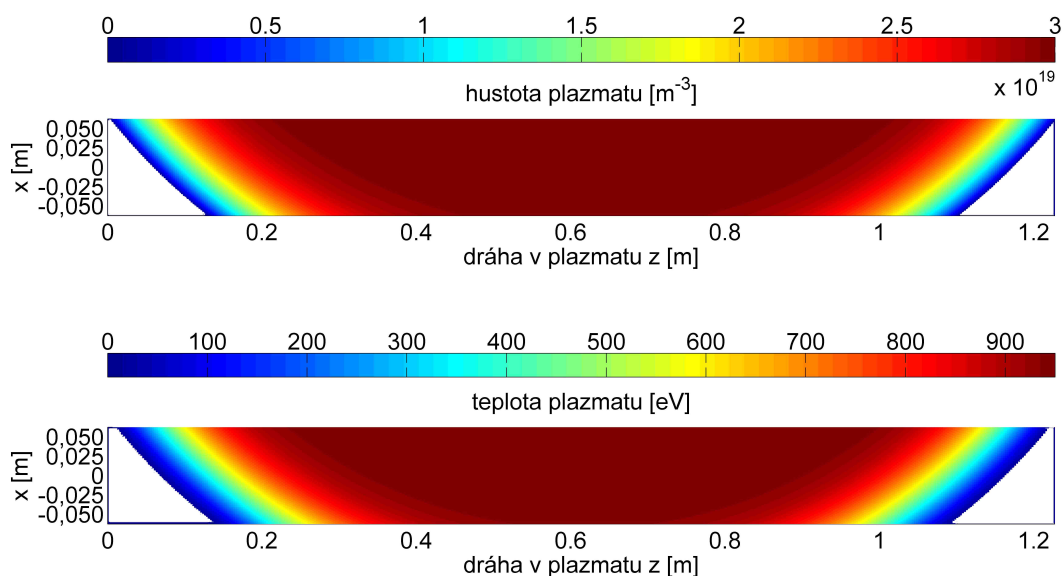
Maximální hustota plazmatu byla zvolena $n_{max} = 3 \cdot 10^{19}$ a teplota plazmatu $T_{max} = 950 \text{ eV}$, r představuje vedlejší poloměr a a je vzdálenost vedlejší osy od stěny komory tokamaku.

Svazek je popsán v souřadnicích x (příčný směr) a z (podélný směr) a dívat se na něj v toroidálním řezu, viz obrázek 2.2, proto je zapotřebí převést hustotu a teplotu plazmatu do souřadnic svazku. Většina výsledků bude vyobrazena právě v souřadnicích svazku. Hustota a teplota plazmatu v souřadnicích svazku je vykreslena na obrázku 3.2, s ohledem na rozšiřování svazku a jeho Gaussovskému profilu jsou výpočty prováděny v 2,5 krát širší oblasti než je tabulková hodnota šířky svazku,



Obrázek 3.1: Hustotní a teplotní profil plazmatu.

což zaručí započítání okrajových částí svazku do výsledné intenzity záření C5+, proto jsou i grafy hustoty a teploty plazmatu širší. Bílé oblasti v grafech představují oblasti mimo komoru tokamaku.

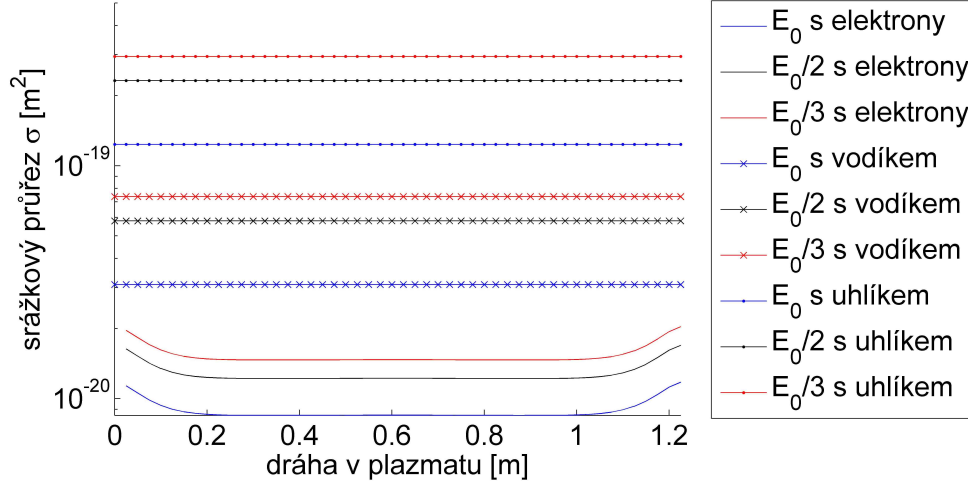


Obrázek 3.2: Hustota a teplota plazmatu v souřadnicích svazku.

3.2 Srážkové průřezy

Od teplotního profilu plazmatu se odvíjí reaktivita ionizace svazku elektrony. Z grafu na obrázku 2.3 je zřejmé, že s rostoucí teplotou plazmatu klesá reaktivita ionizace elektrony. Vypočítané hodnoty reaktivity po dráze svazku jsou společně

s hodnotami celkového srážkového průřezu vykresleny na obrázku 3.3 (kvůli lepšímu porovnání průřezů se jedná o hodnoty na ose svazku), který nám kvantitativně porovnává vliv jednotlivých srážkových procesů na různých prvcích (reaktivita byla podělena rychlostí částic svazku, čímž dostaneme srážkový průřez pro každou energetickou složku jiný, neboť rychlosti jsou závislé na energii částic, viz 1.5.1).



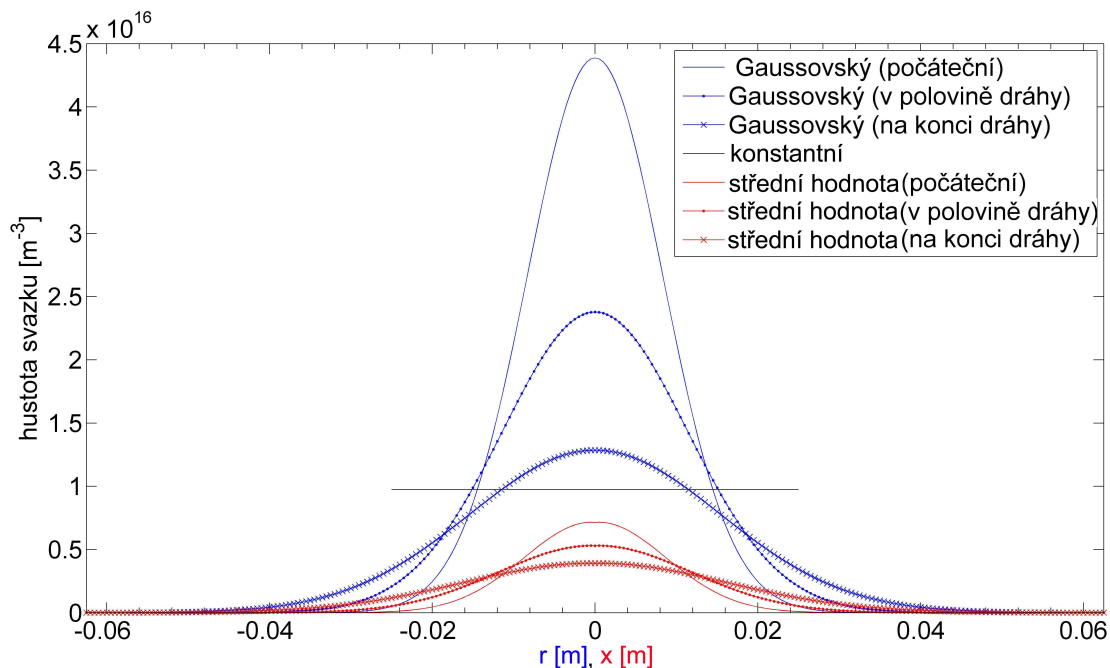
Obrázek 3.3: Velikosti srážkových průřezů na dráze svazku.

Srážkové průřezy s uhlíkem a protony v našem přiblížení nezávisí na vlastnostech plazmatu ale pouze na energii částic svazku, proto jsou po celé dráze konstantní a útlum svazku vlivem ionizace uhlíkem a protony se odvíjí pouze od hustoty plazmatu, zatímco srážkový průřez s elektrony je ovlivněn teplotou plazmatu a v chladnějších oblastech plazmatu tj. na okrajích plazmatu je největší, důsledkem toho útlum svazku ionizací elektrony závisí nejen na hustotě plazmatu ale i na jeho teplotě. Ionizace protony a uhlíkem (rozumíme s iontem) mají přibližně o jeden řád větší vliv na útlum svazku než ionizace elektrony.

3.3 Profil a divergence svazku ve vakuu

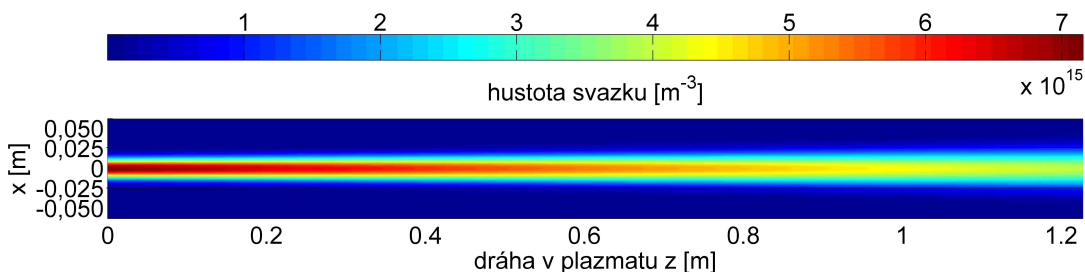
Jak již bylo na začátku kapitoly zmíněno, v tomto modelu budeme uvažovat malé zakřivení magnetických povrchů v poloidálním řezu na vzdálenostech odpovídajících šířce svazku (viz obrázek 2.1) a nahradíme je přímkami. Výsledkem jsou stejné vlastnosti plazmatu podél y-ové souřadnice a můžeme počítat pouze ve dvou rozměrech x a z , s profilem, který bude vystředován přes y-ovou souřadnici. Profil budeme nazývat střední hodnotou profilu a bude představovat projekci hustoty svazku do roviny x a z , v které leží osa svazku. Střední hodnotu profilu budeme používat ve všech numerických výpočtech.

Na obrázku 3.4 je zobrazen původní Gaussovský profil svazku v třech bodech dráhy tj. na vstupu do komory tokamaku, v polovině dráhy svazku a na konci komory tokamaku, společně s konstantní hustotou svazku a střední hodnotou profilu svazku. V rozmezí tabulkové hodnoty šířky svazku (tabulka 2.1) se nachází 99,7% částic svazku, viz kapitola 1.5.3. Ačkoliv jsou vykresleny oba profily v jednom grafu,



Obrázek 3.4: Hustotní profily svazku. Modře je nakreslen hustotní profil v závislosti na radiální složce. Červeně je nakreslena střední hodnota profilu v závislosti na souřadnici x .

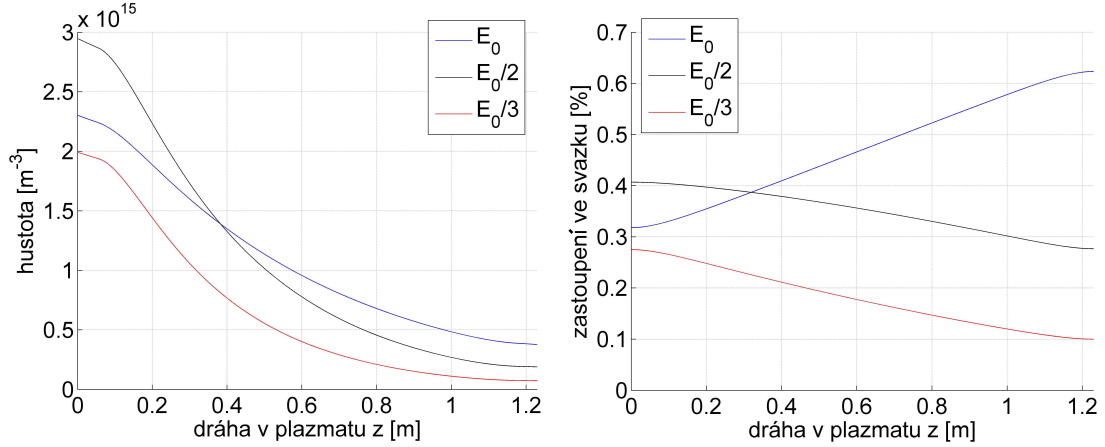
původní profil představuje závislost hustoty na radiální složce polárních souřadnic, zatímco střední hodnota profilu představuje hustotu v jednotlivých bodech x -ové souřadnice s příslušnou y -ovou výškou (svazek má kruhový průřez). Na obrázku 3.4 je vidět významný pokles intenzity svazku na jeho dráze, který je způsoben pouze jeho rozbíháním nikoliv útlumem svazku, který bude vypočítán v následující kapitole. Střední hodnota Gaussovského profilu má nižší hustotu než je konstantní hustota, jelikož konstantní hustotu má svazek ve svém průřezu o poloměru a , zatímco Gaussovský profil a následně profil zprůměrovaný mají průřezy o poloměru $2,5a$. V následujících výpočtech budeme používat střední hodnotu profilu, použitím vztahu pro divergenci svazku (1.16) vypočteme hustotu svazku po jeho dráze v plazmatu. Na obrázku 3.5 je zobrazena celková hustota svazku tj. součet hustot všech tří složek, společně s vyznačenou šířkou svazku, na kterou je svazek vycloněn v přírubě tokamaku.



Obrázek 3.5: Celková hustota svazku. Černě je nakreslena vycloněná šířka svazku.

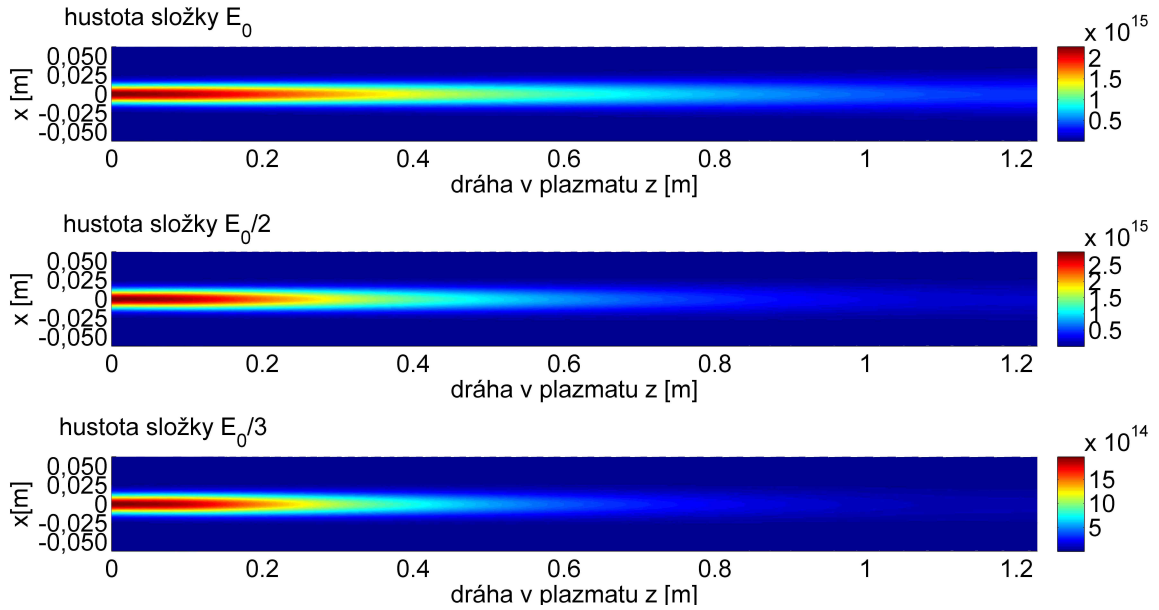
3.4 Útlum svazku

Při průchodu plazmatem se částice svazku ionizují a následně zachycují v magnetickém poli tokamaku a ze svazku ubývají, výpočetem podle vztahu (1.9) s použitím uvedených srážkových průřezů a hustoty plazmatu a uhlíku dostaneme hustotu svazku na jeho dráze v plazmatu, viz obrázek 3.6 (pro přehlednost srovnání jednotlivých zastoupení složek je zobrazen útlum svazku pouze na jeho ose). Částice



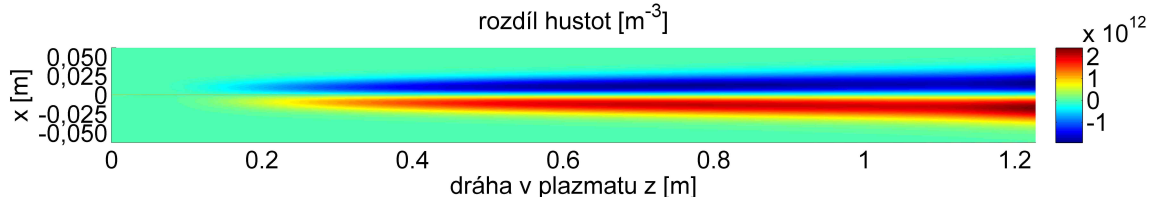
Obrázek 3.6: Hustota složek svazku při průchodu plazmatem.

svazku s nižší energií se díky větším srážkovým průřezům ze svazku více ztrácí a po dráze svazku se mění poměrné zastoupení jednotlivých složek. Výsledné hustoty jednotlivých složek jsou zobrazeny na obrázku 3.7. Útlum svazku je počítán v souřadnicích svazku, tj. rozbíhajících se souřadnicích, nikoliv v z-ové souřadnici



Obrázek 3.7: Hustota složek svazku při průchodu plazmatem v souřadnicích svazku.

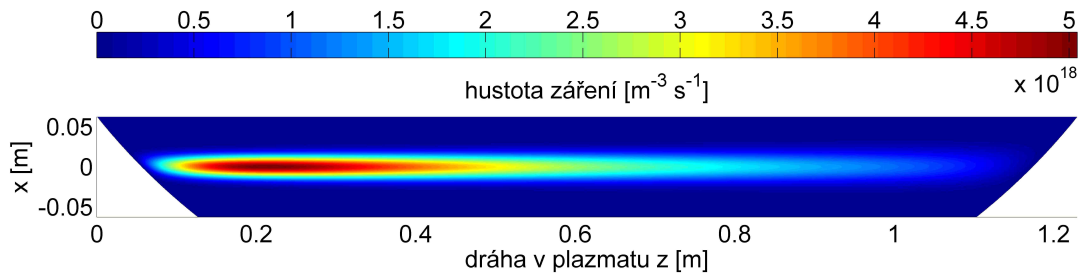
(kartézské souřadnice). Souřadnice svazku jsou určeny nalezením dvou bodů se stejnou hustotou a přepočtem do polárních souřadnic. Při pohybu v souřadnicích svazku urazí částice delší vzdálenost než na ose svazku a zároveň oproti výpočtu při pohybu po z-ové souřadnici částice procházejí rozdílnými místy v plazmatu. Rozdíl mezi výpočtem v z-ové souřadnici a souřadnicích svazku pro složku s energií E_0 je na obrázku 3.8. Relativní chyba rozdílu ve výpočtech je 10^{-3} , což je z pohledu našeho výpočtu zanedbatelný rozdíl, avšak při profilech hustoty plazmatu, kdy se v oblasti svazku na malých oblastech značně mění hustota plazmatu, může být relativní chyba rozdílu ve výpočtech větší.



Obrázek 3.8: Rozdíl hustoty složky E_0 způsobené výpočtem útlumu po z-ové souřadnici a v souřadnici svazku.

3.5 Hustota záření

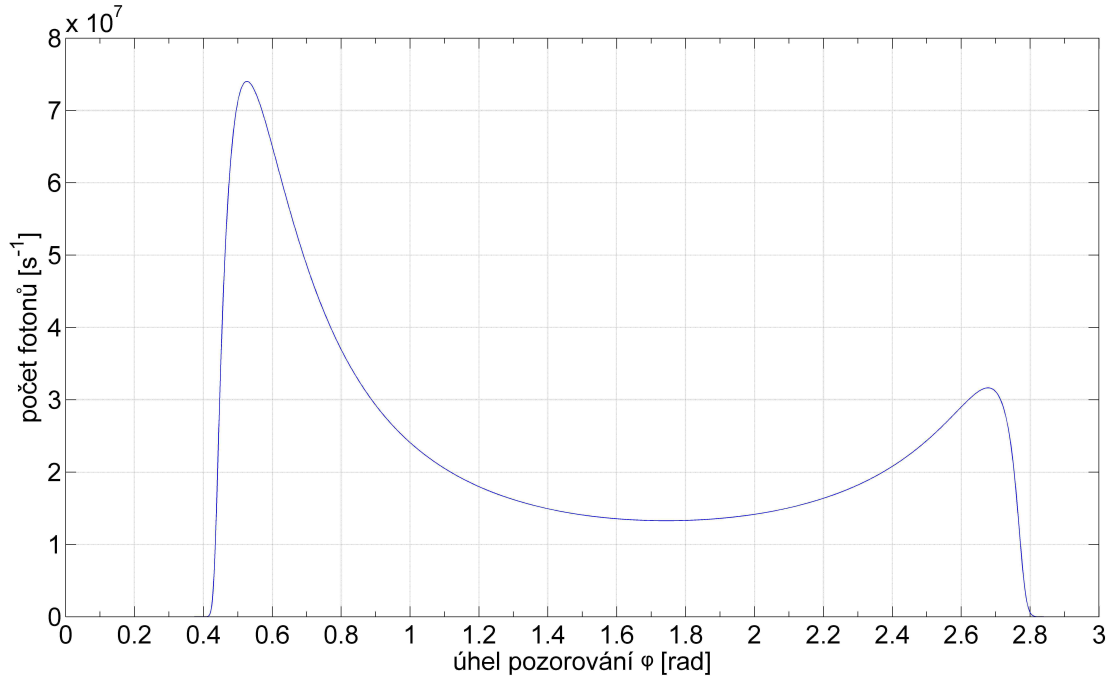
Hustota záření je pro každou energetickou složku vypočtena ze vztahu 1.17, jedná se o součin hustoty plazmatu (obrázek 3.2) a hustoty svazku (obrázek 3.7) při použití příslušných reaktivit pro energetické složky svazku. Výsledná hustota záření je dána součtem příspěvků jednotlivých složek. Počet fotonů záření C5+ v jednotce objemu za jednotku času v každém bodě plazmatu po dráze svazku je na obrázku 3.9. Hustota záření v oblasti vstupu svazku do tokamaku roste úměrně s hustotou plaz-



Obrázek 3.9: Hustota počtu fotonů přechodu $8 \rightarrow 7$ iontu uhlíku C5+.

matu a na vzdálenosti 20 cm dosáhne svého maxima. Hustota plazmatu z pohledu svazku dále roste, avšak díky interakci svazku s plazmatem dochází k poklesu hustoty svazku a tedy i k snížení hustoty záření. Největší intenzita záření nastává v okrajové oblasti plazmatu, čehož je možné využít k studování těchto okrajových oblastí. Počet fotonů dopadající do CCD detektoru je vypočten transformací hustoty záření v souřadnicích x a z do polárních souřadnic optiky φ a r , přičemž se vysčítají příspěvky

záření přes radiální souřadnici a vynásobí příslušnými výškovými plošnými elementy odpovídající kruhovému průřezu svazku. Intenzita záření je vynásobena *étendue* optické aparatury. Výsledný počet fotonů detekovaný za jednotku času v závislosti na pozorovacím úhlu φ je vynesena v obrázku 3.10.

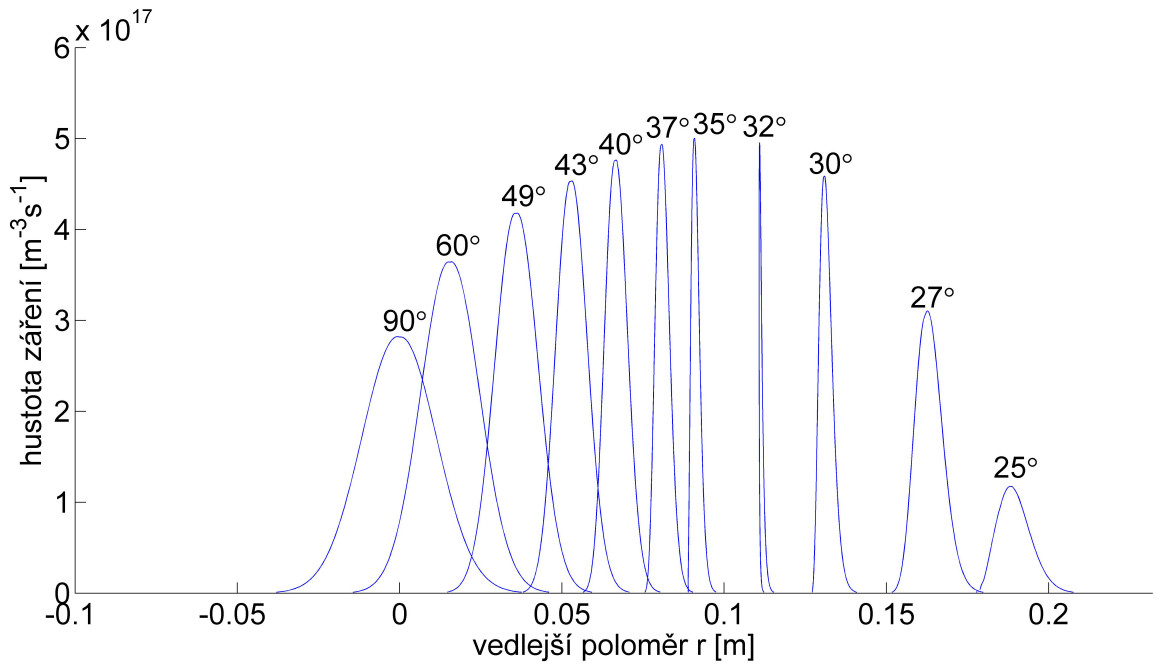


Obrázek 3.10: Počet fotonů za jednotku času v závislosti na pozorovacím úhlu (přechod $8 \rightarrow 7$ iontu uhlíku $C5+$).

Z grafu na obrázku 3.10 je vidět velké množství fotonů přicházejí z okrajové oblasti plazmatu v místě vstupu svazku a po nižším množství záření detekované ve středu měřené oblasti se objevuje na konci svazku další nárůst počtu detekovaných fotonů, jenž je důsledkem transformace do polárních souřadnic, stejně tak i zisk fotonů z okrajové oblasti je umocněn touto transformací.

Pro určení hustoty záření v závislosti na vedlejším poloměru tokamaku je nutné převést úhly pohledu do souřadnic tokamaku. Z důvodu měření prostorového rozložení intenzity záření je úhel optiky rozdělen do několika kanálů o zadané šířce. Každý kanál budeme pro názornost reprezentovat přímkou, viz obrázek 2.2. Na obrázku 3.11 je zobrazen průmět hustoty záření z pohledu jednotlivých kanálů určené úhlem φ do vedlejšího poloměru tokamaku. Na obrázku je vidět dobré prostorové rozlišení v oblasti okolo $r=0,12$ m odpovídající kanálům okolo úhlu 32° , zatímco kanály měřící pod úhlem větším než 40° přináší informaci o hustotě záření z relativně široké oblasti plazmatu.

Celkový počet detekovaných fotonů se odvíjí od doby vstřiku svazku. Pokud by byl svazek aktivní po celou dobu výboje na tokamaku COMPASS, byla by doba měření přibližně 1 s a počet dopadajících fotonů řádově 10^7 . Modulováním svazku z důvodu odstranění pasivního signálu přijdeme o polovinu fotonů. Při volbě šířky jednotlivých optických kanálů 0,1 rad (z důvodu měření prostorového průběhu intenzity záření) a poklesu intenzity záření při průchodu optickými částmi aparatury maximálně na



Obrázek 3.11: Průmět hustoty záření pozorované pod příslušným úhlem φ do vedlejšího poloměru tokamaku.

desetinu původní intenzity, naměříme v každém kanálu přibližně 10^5 fotonů. Hustotu záření pasivního signálu v okrajových oblastech plazmatu, při hustotě plazmatu $n_p = 3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, můžeme podle [4] očekávat řádově $10^{17} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ a detekovaný signál mezi 10^4 až 10^5 fotonů. Intenzita aktivního signálu je řádově srovnatelná nebo dokonce převyšuje intenzitu pasivního signálu, a proto by mělo být možné, po odečtení pasivního signálu od celkového, využít neutrální svazek k měření teploty iontů z Dopplerova rozšíření.

Závěr

Práce nabízí shrnutí základních poznatků týkající se spektroskopie nábojové výměny a neutrálního svazku. Na základě teorie shrnuté v první kapitole a popisu experimentálního uspořádání v kapitole druhé byla vytvořena simulace záření C5+ o vlnové délce 529,05 nm při vstřiku neutrálního svazku do plazmatu tokamaku.

Navržený numerický model, implementovaný v prostředí Matlab, vypočítá na základě zadaného profilu hustoty a teploty plazmatu profil a divergenci svazku, jeho útlum tj. průběh hustoty svazku na dráze v plazmatu a počet fotonů dopadajících za jednotku času do detektoru. Na základě výpočtu útlumu svazku je možné vhodně volit výkon svazku tak, aby co nejméně částic končilo na stěně komory tokamaku. Závislost počtu fotonů na úhlu pozorování ukazuje možnost sledovat koncentraci uhlíku v okrajových oblastech plazmatu.

Porovnání modelovaných intenzity záření aktivního signálu s možnými hodnotami pasivního signálu ukazuje, že za daných podmínek je množství detekovaných fotonů postačující k měření teploty iontů z Dopplerova rozšíření.

Ověření platnosti simulace by bylo možné dosáhnout porovnáním vypočtených hodnot s daty naměřenými v experimentu. Numerický model by mohl být dále rozšířen o 3 rozměrný výpočet útlumu svazku a zohlednění pasivního signálu na možnost určení koncentrace uhlíku v středových oblastech plazmatu.

Seznam použitých zdrojů

- [1] BROTÁNKOVÁ, J. *Diagnostika vysokoteplotního plazmatu metodou Thomsonova rozptylu*, Diplomová práce, Univerzita Karlova v Praze, Matematicko-fyzikální fakulta, 2003
- [2] BOILEAU, A. von HELLERMANN, M. HORTON, L. D. SPENCE, J. a SUMMERS, H. P. 1987 JET Joint Undertaking Report JET-P(87)44
- [3] BOSSHARD, P. *Confinement ionique dans le tokamak TCV mesuré par spectroscopie d'échange de charge*, Lausanne: EPFL, 2003, 209 s., Vedoucí dizertační práce Basil Duval
- [4] BOSSHARD, P., DUVAL, B.P., MLYNÁŘ, J., WEISEN, H. *Charge exchange recombination spectroscopy optimisation with the TCV diagnostic neutral beam*, 28th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Madeira, Portugal, 2001
- [5] CAROLAN, P.G. a PIOTROWICZ, V.A. 1983, Plasma Phys. Vol.25 1065
- [6] DE BOCK, M. *Understanding and controlling plasma rotation in tokamaks*, Ph.D. thesis, Technische Universiteit Eindhoven, 2007
- [7] FANTZ, U., GUTSER, R., FRANZEN, P. *Plasma Heating: Neutral Beam Injection*, IPP Summer University for Plasma Physics, Greifswald, 2007, Max-Planck-Institute für Plasmaphysik
- [8] HUTCHINSON, Ian H. *Principles of plasma diagnostics*. Cambridge: Cambridge University Press, 2002. 440 s. ISBN 978-0-521-80389-2.
- [9] CHEN, Francis F. *Úvod do fyziky plazmatu*. Praha: Academia, 1984. 328 s.
- [10] McCracken, Garry M. *Fúze: energie vesmíru*. Praha: Mladá fronta, 2006. 324 s. ISBN 80-204-1453-3
- [11] MLYNÁŘ, J. *TCV DNBI Profile and Attenuation Studies with Code Manual*, LRP 692/01 (CRPP EPFL 2001)
- [12] MLYNÁŘ, J. *beatold.m*, Program pro výpočet útlumu svazku
- [13] TOKAR, M.Z. Transaction of fusion science and technology. *Impurity transport and radiation*, Feb. 2008, Vol. 53, s. 243-250.

Přílohy

Příloha A

Kód programu v jazyce MATLAB

```
function [H2tot,foton]=zarenic5plus(Es,Ps)
```

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%  
%Výpočet hustoty záření v souřadnicích svazku a množství detekovaných  
%fotonů v závislosti na úhlu pozorovací optiky při zadaných hodnotách  
%energie a výkonu svazku.  
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
```

konstanty

```
if exist('Ps','var')==0, Ps=3e+4; end %výkon svazku [W]  
if exist('Es','var')==0, Es=4e+4; end %energie svazku [eV]  
d=0.025; % poloměr svazku  
d1=0.0025; % délka kroku souřadnice x [m]  
d2=0.005; % délka kroku souřadnice y [m]  
npm=3e19; % maximální hustota plazmatu [m^-3]  
Tm=0.95e3; % maximální teplota plazmatu [eV]  
a=0.232; % vedlejší poloměr tokamaku [m]  
R=0.789; % hlavní poloměr tokamaku [m]  
Rstr=0.557; % poloha vzdálenější osy tokamaku [m]  
Rosa=0.557; % kolmá vzdálenost osy svazku od hlavní osy tokamaku [m]  
E=[Es,Es/2,Es/3]; % energie složek svazku  
kc=0.01; % koncentrace uhlíku  
O1=0.232; % kolmá vzdálenost optiky od osy svazku (optika je na stěně tokamaku)  
O2=0;  
phi1=1.5*pi/18; % počáteční úhel měření  
phi2=16.5*pi/18; % koncový úhel měření  
const.e=1.602e-19; % elementární náboj [J]  
const.c=2.99792458e8; % rychlost světla [m/s]  
const.mp=938e6; % hmotnost protonu [eV]  
S=pi*d^2; % průřez svazku [m^2]  
AO=6e-9; % étendue [m^2 sr]  
pp=[0.365 0.312 0.177]; % poměr proudů složek  
  
rychlost=((2*Es*const.c^2)/const.mp)^0.5; % rychlost složky E/1  
proudslozek=[Ps*pp(1)/E(1) Ps*pp(2)/E(1) Ps*pp(3)/E(1)]; % poměr proudů složek  
nslozek=ones(1,3); % alokace vektoru hustoty složek  
pomerrychl=[1 1.44 1.73]; % poměr rychlostí složek  
for i=1:3  
    nslozek(i)=proudslozek(i)*pomerrychl(i)/(const.e*S*rychlost); % výpočet hustoty složek  
end  
  
dd=2.5*d; %velikost okolí svazku  
A=(Rosa-dd:d1:Rosa+dd); %šířka svazku v souřadnicích tokamaku [m]  
z=(R^2-(Rosa-dd)^2)^0.5;  
zs=(0:d2:2*z); %z-ová souřadnice svazku [m]  
rs=A-Rosa; %x-ová souřadnice svazku [m]
```

Profil a divergence svazku ve vakuu

```
H=ones(length(rs),length(zs),3)*0; % alokace tenzoru hustoty svazku ve vakuu  
% výpočet hustoty svazku  
for k=1:3  
    for i=1:length(rs)  
        for j=1:length(zs)  
            H(i,j,k)=nslozek(k)*(9/2)*exp(-zs(j))*exp(-(1/(2*((d/3)^2)))*exp(-zs(j))*((rs(i))^2));  
        end  
    end  
end  
% výpočet hustoty svazku zprůměrovaný přes y-ovou souřadnici  
HH=ones(length(rs),length(zs),3)*0;  
for l=1:3  
    for k=1:length(zs)  
        for j=1:ceil(length(rs)/2)  
            for i=1:j  
                HH(j,k,l)=HH(j,k,l)+H(i,k,l)*(sqrt(abs(rs(i)^2-rs(j+1)^2))-sqrt(abs(rs(i+1)^2-rs(j+1)^2)));  
            end  
        end  
    end  
end
```

```

        end
        HH(j,k,l)=HH(j,k,l)/(sqrt(rs(1)^2-rs(j+1)^2));
        HH(length(rs)+1-j,k,l)=HH(j,k,l);
    end
end
end
end

```

Určení ohniska rozbíhajících se souřadnic

```

h=0;
y=ones(1,2)*0;
for j=[1,length(zs)]
    h=h+1;
    for i=1:ceil(length(rs)/2)
        if (H(i,j,1)<H(ceil(length(rs)/2),length(zs),1)/1000 && H(i+1,j,1)>H(ceil(length(rs)/2),length(zs),1)/1000)
            y(h)=i+1;
        end
    end
end
% vzdálenost ohniska vstupu svazku do plazmatu
kon=((rs(y(1))/rs(y(2)))*zs(length(zs))-zs(1))/(1-(rs(y(1))/rs(y(2))));
H=HH;

```

Hustota a teplota plazmatu v souřadnicích svazku

```

NPB=ones(length(A),length(zs)); %alokace matice hustoty plazmatu
TB=ones(length(A),length(zs)); %alokace matice teploty plazmatu

for i=1:length(A)
    for j=1:length(zs)
        NPB(i,j)=npm*(1-(((zs(j)-z)^2+(A(length(A)+1-i))^2)^(0.5))-Rstr)^4/((a)^4);
        TB(i,j)=Tm*(1-(((zs(j)-z)^2+(A(length(A)+1-i))^2)^(0.5))-Rstr)^4/((a)^4)^2;
        if NPB(i,j)<0
            NPB(i,j)=0;
            TB(i,j)=0;
        end
    end
end
end

```

Výpočet reaktivity pro interakci svazku s elektrony

```

% data pro fitování - teplota plazmatu [eV], reaktivita [m^3s^-1]
Tvec=[300,500,1000,2000,4000,10000];
revec=[2.87,2.67,2.32,1.92,1.59,1.19]*1.e-14;

RE=ones(length(A),length(zs));
for i=1:length(A)
    RE(i,:)=spline(Tvec,revec,TB(i,:));
end

for i=1:length(A)
    for j=1:length(zs)
        if NPB(i,j)==0;
            RE(i,j)=0;
        end
    end
end
end

```

Převod do rozjíždějících se souřadnic (svazek, hustota, reaktivita)

```

psi1=-0.19*pi/18;
psi2=0.19*pi/18;
uhelpsi=(psi1:0.00025:psi2);
sournova=ones(length(uhelpsi),length(zs));
for i=1:length(zs)
    for j=1:length(uhelpsi)
        sournova(j,i)=tan(-uhelpsi(j))*(kon+zs(i));
    end
end
% nabitování hustoty svazku, plazmatu a reaktivity do rozjíždějících se souřadnic
Hpsi=ones(length(uhelpsi),length(zs),3); % tenzor hustoty svazku v rozjíždějících se souř.
for k=1:3
    for i=1:length(zs)
        Hpsi(:,i,k)=spline(rs,H(:,i,k),sournova(:,i));
    end
end
NPBpsi=ones(length(uhelpsi),length(zs)); % tenzor hustoty plazmatu v rozjíždějících se souř.
for i=1:length(zs)
    NPBpsi(:,i)=interpl(rs,NPB(:,i),sournova(:,i),'linear');
end

```

```
REpsi=ones(length(uhelpsi),length(zs)); % tenzor reaktivity v rozjíždějích se souř.
for i=1:length(zs)
    REpsi(:,i)=interp1(rs,RE(:,i),sournova(:,i),'linear');
end
```

Útlum složek svazku

```
% data pro fitování - energie svazku [eV], srážkový průřez [m^2]
Evec=[6,10,17,30,50].*1e3;
sigvec=[10.3,8.47,6.44,4.15,2.35].*1e-20;
sigmaH=spline(Evec,sigvec,E); %srážkový průřez pro interakci svazku s plazmatem (E,E/2,E/3)

sigmatot=sigmaH*(1+4*kc); %srážkový průřez pro interakci svazku s plazmatem a uhlíkem

for k=1:3
    for i=1:length(uhelpsi)
        for j=2:length(zs)
            lambda=0;
            for l=1:j-1
                % výpočet srážkového průřezu po celé dráze částice
                lambda=lambda+NPBpsi(i,l)*(sigmatot(k)+REpsi(i,l)/(rychlost/pomerrychl(k)))*(d2/cos(uhelpsi(i)));
            end
            Hpsi(i,j,k)=Hpsi(i,j,k)*exp(-lambda); % útlum svazku
        end
    end
end
```

Převod zpátky do souřadnic x a z

```
for k=1:3 % nahrazení "not a number" nulou
    for i=1:length(uhelpsi)
        for j=1:length(zs)
            if isnan(Hpsi(i,j,k))==1
                Hpsi(i,j,k)=0;
            end
        end
    end
end
% nafitování hustoty svazku do souřadnic x a z
Hbezpsi=ones(length(rs),length(zs),3)*0;
for k=1:3
    for i=1:length(zs)
        Hbezpsi(:,i,k)=spline(sournova(:,i),Hpsi(:,i,k),rs');
    end
end
```

Hustota záření v souřadnicích x a z

```
%data pro fitování - reaktivita pro CX [m^{-3}s^{-1}], energie svazku [eV]
sigc8_7vec=1e-15*[1.3,2.5,12];
Ec8_7vec=[12.5,25,50].*1e3;
sigmav=spline(Ec8_7vec,sigc8_7vec,E); % (E,E/2,E/3)

[m,n,o]=size(H);
HZ=ones(m,n,o); % alokace tenzoru hustoty záření
for k=1:3
    HZ(:, :, k)=Hbezpsi(:, :, k).*NPB*sigmav(k)*kc;
end

% součet příspěvků záření jednotlivých složek
HZtot=ones(m,n);
HZtot(:, :)=HZ(:, :, 1)+HZ(:, :, 2)+HZ(:, :, 3);
```

Hustota záření v souřadnicích optiky (velikost snímané oblasti určena úhly phi1 a phi2)

```
uhel=(phi1:0.001:phi2); % souřadnice optiky
sourzet=ones(length(rs),length(uhel));
% přepočítání úhlů do souřadnic svazku
for i=1:length(rs)
    for j=1:length(uhel)
        sourzet(length(rs)+1-i,j)=(R^2-Rosa^2)^0.5+02-01/tan(uhel(j))+rs(i)/tan(uhel(j));
    end
end
%nafitování hustoty záření do souřadnic optiky
HZphi=ones(length(rs),length(uhel));
for i=1:length(rs)
    HZphi(i,:)=interp1(zs,HZtot(i,:),sourzet(i,:), 'linear');
end
% nahrazení "not a number" nulou
for i=1:length(rs)
    for j=1:length(uhel)
        if isnan(HZphi(i,j))==1
            HZphi(i,j)=0;
        end
    end
end
```

```
        end
    end
end
```

Vysčítání přes radiální složku polárních souřadnic a vynásobení étendue

```
foton=ones(1,length(uhel))*0; % vektor záření
for i=1:length(uhel)
    for j=1:length(rs)
        foton(i)=foton(i)+HZphi(j,i)*(d1/sin(uhel(i)))*(O1/sin(uhel(i))-rs(j)/sin(uhel(i)))*2*sqrt(abs(dd^2-rs(j)^2))*AO;
    end
end
```

```
end
```