České vysoké učení technické v Praze Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská Katedra fyziky

Thomsonův rozptyl na tokamaku COMPASS

Bakalářská práce

Vypracovala: Lenka Kocmanová

Vedoucí práce: RNDr. Petra Bílková, Ph.D., ÚFP, AV ČR

Školní rok: 2008/2009

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že jsem tuto práci vypracovala samostatně a použila jsem pouze podklady 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

Lenka Kocmanová

PODĚKOVÁNÍ

Na tomto místě bych chtěla poděkovat své vedoucí práce RNDr. Petře Bílkové, Ph.D. za trpělivé a důkladné vysvětlení problémů na které jsem při psaní práce narazila a za poskytnutí velice cenných informací, bez kterých by tato práce pravděpodobně vůbec nemohla vzniknout.

Název práce: Thomsonův rozptyl na tokamaku COMPASS

Obor: Fyzikální inženýrství

Zaměřění: Fyzika a technika termojaderné fúze

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: RNDr. Petra Bílková, Ph.D., ÚFP, AV ČR

Abstrakt (CZ): Abychom věděli, co se bude dít v tokamaku po jeho spuštění, je zapotřebí řada diagnostik. Jednou z nich je Thomsonův rozptyl. Pomocí Thomsonova rozptylu se zjišťuje elektronová teplota a hustota plazmatu. V první části se práce zabývala teorií Thomsonova rozptylu, jeho fyzikální podstatou a různým způsobem provedení. V další části této práce jsem se pokusila seznámit čtenáře s Thomsonovým rozptylem na různých světových pracovištích. Zmiňuji tokamak MAST (Velká Británie), TEXTOR (Německo), JET (Velká Británie) a připravovaný projekt tokamaku ITER (Francie). Nakonec se věnuji rozptylu na tokamaku COMPASS, kde jsem teorii doplnila konkrétními výpočty.

Klíčová slova (CZ): termojaderná fúze, diagnostika, Thomsonův rozptyl, COMPASS, COMPASS-D, MAST, JET, TEXTOR, ITER

Title (EN): Thomson scattering on the COMPASS tokamak

Abstract (EN): Plasma diagnostics are strong tools to study plasma behaviour during fusion experiments. Thomson scattering is one of important diagnostics aimed to measure profiles of electron temperature and electron density. This project is divided into thee parts. In the first part, the theory and different techniques of Thomson scattering are described. Then list of tokamaks in the world and a major information about them follows. The last part includes description of Thomson scattering on COMPASS tokamak.

Key words (EN): thermonuclear fusion, diagnostic, Thomson scattering, COMPASS, COMPASS-D, MAST, JET, TEXTOR, ITER

Obsah

1.	Úvod	6
2.	Teorie Thomsonova rozptylu	6
	2.1 Matematické odvození	8
	2.2 Nekoherentní Thomsonův rozptyl	13
	2.2.1 Dopplerův posuv a experimentální geometrie	14
	2.2.2 Maxwellovo rozdělení vlnové délky	16
	2.2.3 Spektrum nekoherentního Thomsonova rozptylu	17
	2.3 Brzdné záření, efektivní náboj plazmatu	19
	2.4 Technické provedení Thomsonova rozptylu	23
	2.4.1 Hlavní systémy Thomsonova rozptylu	24
	2.4.2 Laserové systémy	25
	2.2.3 Detekční systémy	26
3.	Thomsonův rozptyl na světových pracovištích	27
	4.1 Thomsonův rozptyl na tokamaku MAST	27
	4.2 Thomsonův rozptyl na tokamaku TEXTOR	31
	4.3 Thomsonův rozptyl na tokamaku JET	33
	4.3.1 LIDAR na tokamaku JET	34
	4.3.2 Thomsonův rozptyl vysokého rozlišení na tokamaku JET	35
	4.4 Vývoj diagnostiky Thomsonova rozptylu pro budoucí ITER	36
4.	Thomsonův rozptyl na tokamaku COMPASS	39
	4.1 Laserový systém Thomsonova rozptylu na tokamaku COMPASS	40
	4.2 Detekční systém Thomsonova rozptylu na tokamaku COMPASS	41

4.3 Parametry diagnostiky TS na tokamaku COMPASS	42
4.3.1 Výpočty vycházející z parametrů plazmatu na tokamaku COMPA	SS 42
4.3.2 Etendue a její výpočet pro TS diagnostiku na tokemeku COMPA	SS 42
4.3.3 Odhad počtu detekovaných fotoelektronů	44
4.3.4 Simulace průběhu signálu pro různé teploty	45
5. Závěr	46
Literatura	46

1. Úvod

Thomsonův rozptyl (Thomson scattering, TS) je jednou z laserových diagnostik používaných na většině^[1] fúzních zařízeních, která umožňuje získat parametry plazmatu, konkrétně hodnoty elektronové teploty a hustoty. Je založena na rozptylu elektromagnetických vln na volných elektronech. J. J. Thomson poprvé popsal tento proces v roce 1903. Teorie byla experimentálně ověřena až v šedesátých letech minulého století, poté co byly vyvinuty vysokoenergetické světelné zdroje. První pokus s TS jako vhodné diagnostické metody pro horké plazma provedl Peacock v roce 1969, když změřil teplotu elektronů v ruském tokamaku T3. Diagnostika Thomsonova rozptylu se ve svých počátcích používala ke změření elektronové teploty a hustoty v jednom bodě plazmatu a v jeden časový okamžik. Dnešní TS systémy umožňují měřit elektronovou teplotu (T_e) a hustotu (n_e) magneticky uzavřeného plazmatu přes celý průměr plazmatu a rozlišit přibližně 100 okamžiků s časovými odstupy 10µs-10ms.

2. Teorie Thomsonova rozptylu

Thomsonův rozptyl je pružný rozptyl elektromagnetického záření na volných nabitých částicích.^[1] Elektrické pole dopadající vlny urychluje částice. Elektrony pak vyzařují vlny o frekvenci, která odpovídá frekvenci dopadající vlny. Elektrické pole dopadající vlny způsobuje zrychlování nerelativistických částic. Částice na které probíhá rozptyl, bude kmitat ve směru oscilujícího elektrického pole. Jako důsledek kmitání vzniká elektromagnetické dipólové záření. Kmitající částice nejsilněji vyzařuje ve směru kolmém na dopadající záření. Záření kmitající částice je polarizované ve směru kmitání. Závisí tedy na úhlu pozorování.

Elektické pole vstupujícího a pozorovaného paprsku můžeme rozdělit na tzv. radiální složku, ležící v rovině pozorování (tato rovina je daná dopadajícím paprskem a směrem pozorování) a na složky k nim kolmé, tzv. tangenciální.



Obr č.1 Dopadající složka elektrického pole způsobuje pohyb nabité částice. Amplituda vlny závisí na úhlu pozorování.[podle 2]

Obrázek č.1 zobrazuje situaci v rovině pozorování. Radiální složka elektrického pole způsobuje rozkmitání nabité částice. Je zřejmé, že amplituda pozorované vlny je úměrná kosinu χ , to je úhel mezi směrem pozorováním a směrem dopadající vlny. Intenzita má velikost čtverce amplitudy, tedy $\cos^2(\chi)$. Tečné složky nebudou intenzitu ovlivňovat. Rozptyl se vyjadřuje vyzařovacím koeficientem ε . Součin $\varepsilon dV dt d\Omega d\lambda$ vyjadřuje energii rozptýlenou objemem dV za čas dt do úhlu d Ω mezi vlnovými délkami λ a λ +d λ . Z pohledu pozorovatele existují dva vyzařovací koeficienty. Koeficient ε_r odpovídá úhlově polarizovanému světlu a koeficient ε_t odpovídá tečně polarizovanému světlu. Světelný rozptyl elektronů jako celku nezávisí pouze na množství elektronů, ale také na vzájemném působení elektronů.^[2] Debyeova vlnová délka je důležitá veličina pro interakci v plazmatu. Je to vzdálenost, která je zapotřebí k odstínění bodového náboje částicemi s opačným nábojem. Plazma ve větší vzdálenosti než Debyeova vlnová délka, tedy mimo oblast tzv. stínicího obalu, už není ovlivněno tímto bodovým nábojem. Debyova vlnová délka je dána vztahem:^[1]

$$\lambda_D = \frac{v_e}{\omega_{pe}} \approx 7.4 * 10^3 \sqrt{\frac{T_e}{n_e}} \quad ,$$

kde v_e je tepelný pohyb elektronů a ω_{pe} plazmová frekvence, použité veličiny mají následující jednotky $[\lambda_D]=m, [T_e]=eV, [n_e]=m^{-3}.$

Poměr mezi λ_D a vlnovou délkou srážkové elektromagnetické vlny nazýváme Salpeterův parametr a značíme jej α

$$\alpha = \frac{1}{k \lambda_D} = \frac{\lambda_0}{4 \pi \lambda_D \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}$$

kde k je vektor rozptylu a θ představuje úhel mezi směry šíření dopadající vlny a rozptylové vlny. V závislosti na hodnotě α rozlišujeme tři oblasti, kde spektrální rozdělovací funkce rozptýleného vlnění vykazuje rozdílné znaky.

V rozsahu $\alpha <<1$ rozptylové spektrum odpovídá rozptylu na jednotlivých elektronech, a proto je ovlivňováno pouze elektronovou teplotou T_e. Příspěvek od okolních elektronů je možné zanedbat. Tento typ Thomsonova rozptylu je nazýván nekoherentním.

V případě, že $\alpha \ge 1$ se příspěvky od různých elektronů a jejich okolí sčítají koherentně, protože je zanedbatelný fázový rozdíl mezi nimi. Za této podmínky je možné změřit rychlostní rozdělení iontů, a to díky tomu, že ionty jsou obvykle obklopeny obalem obsahujícím 50% elektronů a 50% iontů. Je to rozptyl na elektronech, který měříme experimentálně. První měření iontové teploty pomocí Thomsonova rozptylu byl proveden v Alcatoru-C v roce 1983. Tento takzvaný koherentní (iontový) Thomsonův rozptyl je experimentálně velmi náročný na provedení a používá se pouze na velmi omezeném počtu fúzních zařízení. Nicméně metoda iontového kolektivního Thomsonova rozptylu se stále vyvíjí. Je to jedna z mála možností, jak studovat rozdělení rychlých iontů, což je užitečné z hlediska budoucích fúzních zařízení.

Poslední případ se zabývá hodnotami α ~5-20. V tomto případě výraz $\lambda_0 \sin(\theta/2)$ je srovnatelný s korelační délkou fluktuací hustoty v plazmatu (kolem hodnot Larmorova poloměru), a tedy rozptýlený výkon je úměrný čtverci fluktuací hustoty. Za těchto podmínek je možné pozorovat kolektivní pohyb elektronů. Tento druh rozptylu je nazýván kolektivní rozpyl a je používán na měření spektra fluktuací elektronové hustoty.

2.1 Matematické odvození

Nejprve odvodíme vztah pro vektor elektrického pole rozptýlené vlny na elektronu.^[3]

Elektron se pohybuje v elektrickém a magnetickém poli. Rovnice pohybu má následující tvar:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{m_0 \vec{v}}{(1-\beta^2)^{1/2}} \right] = -e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.1.1)$$

kde m₀ je klidová hmotnost, $y = (1 - \beta^2)^{-1/2} a \vec{\beta} = \frac{\vec{v}}{c}$. Výraz v závorce na levé straně derivujeme podle času t

$$m_0 \gamma \dot{\vec{\beta}} + \gamma^3 m_0 \vec{\beta} (\vec{\beta} \cdot \dot{\vec{\beta}}) = -e\left(\frac{1}{c} \vec{E} + \vec{\beta} \times \vec{B}\right) \quad (2.1.2).$$

Vynásobíme skalárně $\vec{\beta}$.

$$m_0 \gamma \vec{\beta} \cdot \vec{\beta} + \gamma^3 m_0 \vec{\beta} \vec{\beta} (\vec{\beta} \cdot \vec{\beta}) = m_0 \gamma^3 (1 - \beta^2 + \beta^2) (\vec{\beta} \cdot \vec{\beta}) = -e \left(\frac{1}{c} \vec{\beta} \cdot \vec{E} + \vec{\beta} \cdot (\vec{\beta} \times \vec{B})\right)$$

V členu napravo se skalárně násobí kolmé vektory, proto je rovný 0. Na levé straně se použije definice γ a skalárního součinu dvou stejných vektorů. Výraz má tedy tvar

$$\vec{\beta} \cdot \dot{\vec{\beta}} = -\frac{e}{cm. \gamma^{r}} \vec{\beta} \cdot \vec{E} \quad (2.1.3)$$

a dosadíme zpět do (2.1.2)

$$\dot{\vec{\beta}} = -\frac{e}{m_0 \gamma} \left(\frac{\vec{E}}{c} - \left(\frac{\vec{\beta} \cdot \vec{E}}{c} \right) \vec{\beta} + \vec{\beta} \times \vec{B} \right) \quad (2.1.4).$$

Předpokládá se, že na soustavu nahlížíme v určitém čase, proto předpokládáme $\vec{\beta}$ konstantní a dále upravíme.

Nyní budeme výraz (2.1.4) linearizovat. Vstupní složku magnetického pole \mathbf{B}_{i} definujeme:

$$\vec{B}_i = \frac{1}{c}\vec{i}\times\vec{E}_i \quad (2.1.5).$$

Vektor \vec{i} je jednotkový a udává směr fotonů dopadajících z laseru. Potom má výraz (2.1.4) tvar



Obr.2 Geometrie rozptylu. Směr postupu dopadající vlny je označený \vec{i} , elektrická složka \vec{E}_i dopadající elektrické vlny je polarizované a míří kolmo na rovinu rozptylu a na vektor postupu vlny, \vec{s} je směr postupu rozptýleného elektrického pole, elektrická složka je opět kolmá na rovinu rozptylu a na směr postupu rozptýleného elektrického pole, θ je úhel rozptylu a \vec{v} je rychlost a směr pohybu elektronu[podle 4]

Nyní odvodíme vyzařované elektrické pole, které je vytvořeno částicemi se zrychlením. Vycházíme ze vztahů pro potenciály, které vycházejí z Maxwellových rovnic

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$$
 (2.1.7)

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \nabla \phi \quad (2.1.8)$$

a Lorentzovy podmínky

$$\nabla \cdot \vec{A} + \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0$$
 (2.1.9)

dále potenciály vyhovují vlnové rovnici:

$$(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}) \phi = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.1.10)$$
$$(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}) \vec{A} = -\mu_0 \vec{j} \quad (2.1.11)$$

řešíme diferenciální rovnici s použitím Greenovy funkce a dostaneme výrazy pro potenciály

$$\phi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho}{|\vec{x} - \vec{x}\,'|} d^3 \vec{x}\,' \quad (2.1.12)$$
$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\vec{j}}{|\vec{x} - \vec{x}\,'|} d^3 \vec{x}\,' \quad (2.1.13)$$

kde hustota ρ a proud \vec{j} jsou vyjádřeny v retardovaném čase.

Uvažujeme bodový náboj q, vektor polohy je $\vec{r}(t)$ a vektor rychlosti $\vec{v}(t)$. Potom

$$\rho = q \,\delta(\vec{x} - \vec{r}(t)), \, \vec{j} = q \,\vec{v} \,\delta(\vec{x} - \vec{r}(t)) \quad (2.1.14).$$

Tyto hodnoty dosadíme do rovnic pro potenciály a získáme výrazy:

$$\phi = \frac{q}{f \pi \epsilon} \left[\frac{1}{\kappa R} \right], \qquad \vec{A} = \mu \frac{q}{f \pi} \left[\frac{v}{\kappa R} \right] \quad (2.1.15),$$

kde hranaté závorky jsou použity pro vyjádření faktu, že výrazy jimi uzavřené podléhají retardovanému času, vektor $\vec{R} = \vec{x} - \vec{r}$ je rozdílový vektor polohového vektoru pozorovatele a polohového vektoru bodového náboje a $\kappa = \sqrt{-\frac{\vec{R} \cdot \vec{v}}{Rc}}$.



Obr.3 Geometrie znázorňuje polohu počátku souřadného systému, bodového náboje a pozorovatele. Poukazuje na to, že velikosti vektorů \vec{R} a \vec{x} jsou přibližně stejné.[podle 3]

Z rovnice (2.1.8) upravíme elektrické pole \vec{E} za použití právě uvedených vztahů. K odvození \vec{E} jsem dále musela použít vztahy pro retardovaný čas t' a R(t')=c(t-t'). A tedy

$$\frac{\partial R}{\partial t} = \frac{\partial R}{\partial t'} \frac{\partial t'}{\partial t} = -\frac{\vec{R} \cdot \vec{v}}{R} \frac{\partial t'}{\partial t} = c \left(1 - \frac{\partial t'}{\partial t} \right) ,$$
$$\frac{\partial t'}{\partial t} = \frac{1}{1 - \frac{\vec{v} \cdot \vec{R}}{Rc}} , \quad gradt' = \frac{-R}{c \left(R - \frac{\vec{R} \cdot \vec{v}}{c} \right)} .$$

Elektrické pole \vec{E} má potom tvar

$$\vec{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon_o} \left[\frac{1}{\kappa^3 R^2} \left(\hat{R} - \frac{\vec{v}}{c} \right) \left(1 - \frac{v_2}{c_2} \right) + \frac{1}{c\kappa^3 R} \hat{R} \times \left(\left(\hat{R} - \frac{\vec{v}}{c} \right) \times \frac{\dot{\vec{v}}}{c} \right) \right] \quad (2.1.16)[3],$$

kde vektor $\hat{R} = \frac{\vec{R}}{R}$ je jednotkový.

Pole se považuje za dostatečně vzdálené, R je tedy velké. Proto se první člen ve výrazu (2.1.16) zanedbává. Elektrické pole rozptylu je tedy rovno

$$\vec{E}_{s} = \frac{e}{4\pi\epsilon_{0}} \left[\frac{1}{\kappa^{3}Rc} (\vec{s} \times (\dot{\vec{\beta}} \times (\vec{s} - \vec{\beta}))) \right] \quad (2.1.17)$$

kde jsem vektor \hat{R} nahradila vektorem \vec{s} , který je také jednotkový a udává směr rozptýleného záření.

Ze znalosti geometrie rozptylu a použitím vztahu pro počítání s vektory $\vec{A} \times (\vec{B} \times \vec{C}) = \vec{B}(\vec{A} \cdot \vec{C}) - \vec{C}(\vec{A} \cdot \vec{B})$ získáme základní výraz pro relativistický Thomsonův rozptyl na jednom elektronu.

$$n = \frac{E_i (1 - \beta^2)^{1/2}}{R(1 - \beta_s)^3} (-(1 - \beta_i)(1 - \beta_s)\vec{e} - \beta_e (1 - \beta_s)\vec{i} + ((1 - \beta_i)\vec{s} \cdot \vec{e} + (\vec{s} \cdot \vec{i} - \beta_s)\beta_e)\vec{s} - ((1 - \beta_i)\vec{s} \cdot \vec{e} - (1 - \vec{s} \cdot \vec{i})\beta_e)\beta)$$

$$\vec{E}_{s} = \frac{e^{2}}{4\pi\epsilon_{0}m_{0}c^{2}}n(2.1.19)$$

kde $\vec{e} = \frac{\vec{E}_i}{E_i}$ a index u β_s značí skalární součin $\beta_s = \vec{\beta} \cdot \vec{s}$, vektor \vec{i} míří ve směru laserového paprsku. Výraz před členem N je klasický elektronový poloměr r_e. Uvažujeme-li případ, kde elektrické pole je kolmé na rovinu rozptylu (danou vektory \vec{e}, \vec{i}), platí nejen $\vec{e} \cdot \vec{i} = 0$ (to platí vždy), ale i $\vec{e} \cdot \vec{s} = 0$. Takové elektrické pole umíme vygenerovat za pomoci polarizátoru. Výraz pro \vec{E}_s se zjednoduší na tvar

$$\vec{e} \cdot \vec{E}_{s} = r_{e} \left[\frac{E_{i} (1 - \beta^{2})^{\frac{1}{2}}}{R (1 - \beta_{s})^{3}} \left((1 - \vec{s} \cdot \vec{i}) \beta_{e}^{2} - (1 - \beta_{i}) (1 - \beta_{s}) \right) \right] \quad (2.1.20)$$

Uvažujme nerelativistický případ. Rychlost částice je tedy malá a z výrazu (2.1.6) plyne

$$\dot{\vec{\beta}} = \frac{-e}{m_0 c} \vec{E}_i \quad (2.1.21)$$

Pro elektrické pole ve směru rozptylu platí:

$$\vec{E}_{s} = \frac{-e}{4\pi\epsilon_{0}} \left[\frac{1}{Rc} (\vec{s} \times (\vec{s} \times \dot{\vec{\beta}})) \right] \quad (2.1.22),$$

což je právě pole rozptylu pro oscilující dipól momentu **p** takový, že $\vec{p} = -e \dot{\vec{v}}$. Dosadíme-li (2.1.21) do (2.1.22) získáme výraz

$$\vec{E}_{s} = \left[\frac{r_{e}}{R}\vec{s} \times (\vec{s} \times \vec{E}_{i})\right] \quad (2.1.23)$$

Energie na jednotkový prostorový úhel Ω_s , rozptýlená ve směru \vec{s} jedním elektronem, je $R^2 c \epsilon_0 |E_s|^2$, neboli

$$\frac{dP}{d\Omega_s} = r_e^{\mathsf{r}} \sin^{\mathsf{r}}(\phi) c \epsilon. |E_i|^{\mathsf{r}} \quad (2.1.24),$$

kde ϕ je úhel mezi vektory \vec{s} a \vec{E}_i Účinný rozptylový průřez se získá vydělením energie rozptylu jednotkovým úhlem d Ω_s a tokem energie na jednotkovou plochu c $\epsilon_0 |E_i|^2$ (Poyntingův vektor). Účinný průřez je tedy

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_s} = r_e^{\rm r} \sin^{\rm r} \phi \quad (2.1.25)$$

Úplný průřez Thomsonova rozptylu na jednom elektronu se získá integrováním, kde pro jednotkový prostorový vektor platí vztah $\Omega_s = \tau \pi \sin(\phi)$, tedy výsledkem je

$$\sigma = \frac{8\pi}{3}r_e^2$$
 (2.1.26)

Pro účinný průřez rozptylu na více elektronech platí následující vztah. Můžeme-li předpokládat, že jsou nekoherentní, je energie rozptýlená na jednotku délky rovna

$$n_e \sigma = \frac{\hbar}{r} \pi n_e r_e^{\dagger} \quad (2.1.27).$$

Často ovšem není chování elektronů úplně nekoherentní. Rozptýlené pole jedné částice můžeme psát

$$\vec{E}_{s}(\vec{x},t) = \left[\frac{r_{e}}{R}\vec{\Pi}\cdot\vec{E}_{i}\right] \quad (2.1.28),$$

kde Π je operátor tenzoru polarizace (v dipólové aproximaci pro libovolný vektor \vec{u} : $\vec{\Pi} \vec{u} = \vec{s} \times \vec{s} \times \vec{u}$). Vektor $\vec{R} = x - \vec{s} \cdot \vec{r}$ považujeme za velký, tedy rozdíl mezi $\frac{\vec{R}}{R} = a \cdot \frac{\vec{x}}{x}$ je bezvýznamný a oba výrazy se přibližně rovnají \vec{s} . Retardovaný čas se vyjádří jako $t' = t - \frac{1}{c}(x - \vec{s} \cdot \vec{r})$.

2.2 Nekoherentní Thomsonův rozptyl

Jak již bylo řečeno výše, v případě splnění podmínky $k\lambda_D >>1$ můžeme ignorovat vzájemné působení elektronů. Rozptýlený výkon na mnoha elektronech je potom jednoduchým součtem výkonu rozptylu na jednotlivých elektronech. V případě Thomsonova rozptylu na tokamaku COMPASS je možné uvažovat nekoherentní rozptyl, což vyplývá z výpočtů, které jsem provedla a jsou uvedeny níže v kapitole 4.3.



Obr. 4 Experiment a jeho geometrie. [podle 5]

2.2.1 Dopplerův posuv a experimentální geometrie

Než začnu podrobně odvozovat nekoherentní Thomsonův rozptyl, uvedu několik vztahů.^[5]

Uvažujeme vlnu

$$A(\theta) = B\cos\theta \quad (2.2.1).$$

Když vlna projde vzdálenost dx, změní se fáze o dθ. Označíme tedy

$$k = \frac{d\,\theta}{dx} \quad (2.2.2)$$

změnu fáze za vzdálenost. Vlna se vrátí do stejné fáze, po průchodu vzdáleností $\lambda = \frac{2\pi}{k}$.

Dopplerův jev se označuje změna vlnové délky, vlivem pohybu zdroje, nebo pozorovatele. Uvažujme případ pohybu zdroje. Zdroj vln s vlnovou délkou λ_0 se pohybuje rychlostí v, T je perioda, doba za kterou se vlna vrátí do stejné fáze. Potom pozorovatel v klidu přijímá signál o vlnové délce

$$\lambda = \lambda - vT = \lambda - \frac{v\lambda}{c} = \lambda \cdot \left(1 - \frac{v}{c} \right) \quad (2.2.3) ,$$

tedy pro změnu vlnové délky vyplývá vztah

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{-\nu}{c} \quad (2.2.4).$$

Za účelem zavedení úhlové frekvence ω , pro kterou platí $\omega = 2\pi f$, provedu následující úvahu.

$$c = \lambda f \Rightarrow \frac{dc}{d\lambda} = \lambda \frac{df}{d\lambda} + f = 0 \Rightarrow \frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{-df}{f} = \frac{-d\omega}{\omega} \Rightarrow \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{-\Delta\omega}{\omega} = \frac{-v}{c} \quad (2.2.5).$$

Využijeme poslední rovnost a známý vztah pro vlnovou frekvenci

$$\Delta \omega = \omega_0 \frac{v}{c} = 2\pi f_0 \frac{v}{c} = 2\pi \frac{v}{\lambda} = kv \quad (2.2.6).$$

Pokud uvažujeme více složek, uplatní se skalární součin

$$\Delta \omega = \vec{k} \cdot \vec{v} \quad (2.2.7).$$

Změna frekvence způsobená Dopplerovým posuvem je rovna skalárnímu součinu k-vektoru a rychlosti zdroje.

Na obrázku č.4 vidíme rozptyl na elektronu. Protože se jedná o rozptyl pružný, nedochází ke ztrátě energie a velikost k-vektorů je konstantní

$$\left|\vec{k}_{i}\right| = \left|\vec{k}_{s}\right| = \frac{2\pi}{\lambda_{0}} \quad (2.2.8)$$

Rozptylový vektor se definuje $\vec{k} = \vec{k}_s - \vec{k}_i$.

Z těchto rovností a obrázku č.4 je zřejmé, že

$$\sin\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{|\vec{k}|/2}{|\vec{k}_s|} \quad \Rightarrow \quad |\vec{k}| = 2|\vec{k}_s|\sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.2.9).$$

Vlivem Dopplerova posuvu dopadající vlny se ω_i změní: $\Delta \omega_i = \vec{k}_i \cdot \vec{v}$ (2.2.10).

Dopplerův posuv rozptýlené vlny způsobuje změnu ω_s : $\Delta \omega_s = \vec{k}_s \cdot \vec{v}$ (2.2.11).

Celková změna frekvence odpovídá rozdílu změny rozptýlené vlny a dopadající vlny

$$\Delta \omega_T = \vec{k}_s \cdot \vec{v} - \vec{k}_i \cdot \vec{v} = (\vec{k}_s - \vec{k}_i) \cdot \vec{v} = \vec{k} \cdot \vec{v} \quad (2.2.12).$$

Změna frekvence se může dále vyjádřit pomocí již odvozeného vzorce

$$\Delta \omega_T = \vec{k} \cdot \vec{v} = \vec{k} \cdot \vec{v}_k = k v_k \quad (2.2.13).$$

Za vektor \vec{k} se dosadí z výrazu (2.2.9):

$$\Delta \omega_T = 2 \vec{v}_k |\vec{k}_s| \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)$$
 (2.2.14).

Pro \vec{k}_s se použije definiční vztah, tedy $|\vec{k}_s| = \frac{\omega_0}{c}$. Vyjde rovnost

$$\frac{\Delta\omega_T}{\omega_0} = 2\frac{\vec{v}_k}{c}\sin\left(\frac{\omega}{2}\right) \quad (2.2.15)$$

Potom se může dosadit do vztahu (2.2.5).

$$\frac{-\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \Rightarrow -\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = 2\frac{v_k}{c}\sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.2.16).$$

Výsledkem je vztah pro změnu vlnové délky vlivem Dopplerova posuvu.

2.2.2 Maxwellovo rozdělení vlnové délky

Ve směru vektoru \vec{k} má Maxwellovo rozdělení tvar^[5]

$$f(v_k) = \left(\frac{m}{\tau \pi k_B T}\right)^{\nu/\tau} \exp\left(\frac{-\frac{1}{\tau} m v_k^{\tau}}{k_B T}\right) \quad (2.2.17).$$

Ze vztahu (2.2.15) se vyjádří v_k :

$$v_{k} = \frac{-c(\lambda - \lambda_{0})}{2\lambda_{0}\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}$$

a tento vztah se dosadí za v_k . Maxwellovo rozdělení bude funkcí závislou na proměnné λ .

$$f(\lambda) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{1/2} \exp\left(\frac{-1}{2} \frac{(\lambda - \lambda_0)^2 m c^2}{4k_B T \lambda_0^2 \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}\right) \quad (2.2.18).$$

V diagnostice Thomsonova rozptylu se počítá teplotu za pomoci šířky signálu Thomsonova rozptylu. V Gaussově rozdělení

$$f(\lambda) = A \exp\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{2\sigma^2}\right)$$
 (2.2.19)

je σ relativní odchylka. Porovnáme-li vztahy (2.2.18) a (2.2.19), získáme pro relativní odchylku výraz

$$\sigma = 2 \frac{\lambda_0}{c} \left(\frac{k_B T}{m} \right)^{1/2} \sin\left(\frac{\theta}{2} \right) \quad (2.2.20).$$

Tento vztah vyjadřuje relativní odchylku jako funkci teploty T.

2.2.3 Spektrum nekoherentního Thomsonova rozptylu

Zajímá nás spektrum frekvence rozptýleného pole, abychom ji zjistili, použijeme Fourierovu transformaci^[3] pro elektrické pole rozptylu $\vec{E}_s(t)$.

$$\vec{E}_{s}(\omega_{s}) = \frac{1}{2\pi} \int_{T} \vec{E}_{s}(t) \exp(i\omega_{s}t) dt = \frac{1}{2\pi} \int_{T} \left[\frac{r_{e}}{R} \vec{\Pi} \cdot \vec{E}_{i} \right] \exp(i\omega_{s}t) dt \quad (2.2.21).$$

Výraz se transformuje pro retardovaný čas a zanedbává se rozdíl mezi R a x, dále se zavádí vztah dt=ĸ'dt'

$$\vec{E}_{s}(\omega_{s}) = \frac{r_{e}}{2\pi x} \int_{T'} \vec{\Pi} \cdot \vec{E}_{i}(r',t') \exp(i\omega_{s}(t' + (x - \vec{s} \cdot \vec{r}')/c))\kappa' dt' \quad (2.2.22).$$

Definujeme $\vec{k}_s = \frac{\omega \vec{s}}{c}$, potom

$$\vec{E}_{s}(\omega_{s}) = \frac{r_{e}e^{i\vec{k}_{s}\cdot\vec{x}}}{2\pi x} \int_{T'} \kappa' \vec{\Pi}' \cdot \vec{E}_{i} \exp(i(\omega_{s}t' - \vec{k}_{s}\cdot\vec{r}')) dt' \quad (2.2.23).$$

Předpokládáme, že vstupní vlna byla monochromatická, tedy pro elektrické pole laseru platí vlnová rovnice $\vec{E}_i(\vec{r}, t) = \vec{E}_i \exp(i(\vec{k}_i \cdot \vec{r} - \omega_i t))$ (2.2.24), a proto

$$\vec{E}_{s}(\omega_{s}) = \frac{r_{e}e^{i\vec{k}_{s}\vec{x}}}{2\pi x} \int_{T'} \kappa' \vec{\Pi}' \cdot \vec{E}_{i} \exp(i(\omega t' - \vec{k} \cdot \vec{r}')) dt' \quad (2.2.25).$$

Vztah $\omega = \omega_s - \omega_i$ nazýváme rozptylová frekvence a vztah $\vec{k} = \vec{k}_s - \vec{k}_i$ nazýváme vektor rozptylu.

Jak už bylo zmíněno výše, pro případ nekoherentního Thomsonova rozptylu nastává případ $k\lambda_D >>1$. Uvažujeme případ monochromatické vstupní vlny, rychlost částice je konstantní a není aplikováno žádné stacionární magnetické pole. Rovnice (2.2.25) v tomto případě nezávisí na čase, a proto ji můžeme psát ve tvaru

$$\vec{E}_{s}(\omega_{s}) = \frac{r_{e}e^{i\vec{k}_{s}\cdot\vec{x}}}{\tau_{\pi x}} \tau_{\pi \kappa} \vec{\Pi} \cdot \vec{E}_{i}\delta(\vec{k}\cdot\vec{v}-\omega) \quad (2.2.26)$$

Tedy pole rozptylu na elektronu má pouze jednu frekvenci $\omega_s = \omega_i + \vec{k} \cdot \vec{v} = \omega_i + (\vec{k}_s - \vec{k}_i) \cdot \vec{v}$. Použijeme

výše definovaný vztah $\vec{k}_s = \frac{\omega_s \vec{i}}{c} a \vec{k}_i = \frac{\omega_i \vec{i}}{c}$ a rovnice pro frekvenci rozptylu získá tvar $\omega_s = \omega_i \frac{(1 - \vec{i} \cdot \vec{\beta})}{(1 - \vec{s} \cdot \vec{\beta})} \equiv \omega_d$. Jedná se o Dopplerovsky posunutou frekvenci vstupní vlny, kde hraje roli dvojí posuv, jeden způsobený pohybem elektronu ve směru ke zdroji dopadající vlny $(\vec{k}_i \cdot \vec{v})$ a druhý, přídavný posuv, způsobený pohybem elektronu ve směru k pozorovateli $(\vec{k}_s \cdot \vec{v})$.

Energii rozptylu vyjádříme v monochromatickém případě takto:

$$E_{s}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} E_{s}(\omega_{s}) \exp(-i\omega_{s}t) d\omega_{s} = \frac{r_{e}\exp(i(\vec{k}\cdot\vec{x}-\omega_{d}t))}{x} \vec{\Pi}\cdot\vec{E}_{i} \quad (2.2.27)$$

Při odvozování byly použity vztahy: $\left|\frac{d(\vec{k}\cdot\vec{v}-\omega)}{d\omega_s}\right| = \left|\frac{1-\vec{s}\cdot\vec{v}}{c}\right| = \kappa$, $\kappa\delta(\vec{k}\cdot\vec{v}-\omega) = \delta(\omega_s-\omega_d)$, $\vec{k}_s = \frac{\omega_s\vec{i}}{c}$ a vlastnosti Diracovy delta funkce $\int_{-\infty}^{\infty} f(x)\delta(x-a)dx = f(a)$.

Pro velikost Poyntingova vektoru platí $\langle S_s \rangle = \langle c \epsilon_0 (\Re(E_s(t)))^2 \rangle = \frac{1}{2} c \epsilon_0 \left| \frac{r_e}{x} \vec{\Pi} \cdot \vec{E}_i \right|^2$. Analogický vztah platí pro tok ve směru dopadajícího vektoru $\langle S_i \rangle = \frac{1}{2} c \epsilon_0 (E_i)^2$. Z těchto vztahů vyplývá rovnost $\langle S_s \rangle = \frac{r^2}{x^2} |\Pi \cdot \vec{e}|^2$ Protože Poyntingův vektor vyjadřuje tok energie, výkon za jednotkový úhel a jednotkovou frekvenci je

$$\frac{d^2 P}{d \Omega_s d \omega_s} = r_e^2 \left| \vec{\Pi} \cdot \vec{e} \right| \langle S_i \rangle \delta(\omega_s - \omega_d) \quad (2.2.28).$$

Toto je energie vztažená k času pozorovatele. Pokud chceme výraz vztáhnout k jedné částici, musíme pravou stranu (2.2.28) násobit číslem κ . Chceme-li vyjádřit celkovou energii vztaženou k jednotce objemu $d^{r}\vec{x}$, musíme ještě výraz vztažený k času částice násobit $f d^{r}\vec{v} d^{r}\vec{x}$. Nyní už můžeme psát spektrum pro úplnou nekoherentní rozptýlenou energii elektronů s distribuční funkcí f.

$$\frac{d^{\mathsf{r}}P}{d\Omega_s d\omega_s} = r_e^{\mathsf{r}} \int_V \langle S_i \rangle \int \left| \vec{\Pi} \cdot \vec{e} \right|^{\mathsf{r}} \kappa^{\mathsf{r}} f \,\delta(\vec{k} \cdot \vec{v} - \omega) d^{\mathsf{r}} \vec{v} \,d^{\mathsf{r}} \vec{r} \quad (2.2.29),$$

kde V je objem, v kterém se rozptýlené záření snímá. Za použití vztahů (2.1.6), (2.1.17), (2.1.27) a definice pro r_e , γ a získáme rovnost

$$\vec{\Pi} \cdot \vec{e} = \frac{(1-\beta^{\mathsf{r}})^{\frac{1}{\mathsf{r}}}}{\kappa^{\mathsf{r}}} \left[\vec{s} \times ((\vec{s}-\vec{\beta}) \times (\vec{e}-(\vec{\beta}\cdot\vec{e})\vec{\beta}+(\vec{\beta}\cdot\vec{e})\vec{i}-(\vec{\beta}\cdot\vec{i})\vec{e})) \right] \quad (2.2.30).$$

Průměr rozptylového průřezu vztažený na jeden elektron se získá vydělením výrazu (2.2.29) výrazem

 $\int \langle S_i \rangle n_e d^3 \vec{r}$. Tedy

$$\frac{\omega_s}{\omega_i} \frac{d^2 \sigma_p}{d \Omega_s d \omega_s} = r_e^2 \int \left| \vec{\Pi} \cdot \vec{e} \right|^2 \frac{f}{n_e} \kappa^2 \delta(\vec{k} \cdot \vec{v} - \omega) d^3 \vec{v} \quad (2.2.31),$$

kde n_e je v objemovém rozptylu konstantní. Faktor ω_s/ω_t vyjadřuje skutečnost, že foton pohybující se ve směru rozptylu má trochu jinou energii než foton pohybující se ve směru laserového paprsku. V nerelativistické dipólové aproximaci platí $\kappa^2 |\Pi \cdot \vec{e}|^2 = \vec{s} \times (\vec{s} \times \vec{e})$ a nezáleží na rychlosti. Výraz (2.2.29) má potom tvar

$$\frac{d^2 P}{d \Omega_s d \omega_s} = \left[r_e^2 \int_V \langle S_i \rangle d^3 \vec{r} \left| \vec{s} \times (\vec{s} \times \vec{e}) \right|^2 \right] f_k \left(\frac{\omega}{k} \right) \frac{1}{k} \quad (2.2.32),$$

kde $f_k(v)$ je jednodimenzionální rychlostní rozdělení ve směru \vec{k} .

Spektrum energie je svázáno s rychlostním rozdělením. V ideálním případě se jedná o Maxwellovo rozdělení rychlostí elektronů. Tato aproximace se využívá i v experimentu.

Nyní přejdeme od obecného výrazu $\vec{\Pi} \cdot \vec{e}$ ke konkrétnějšímu, kde vektor \vec{E}_i je kolmý na oba směrové vektory \vec{s} a \vec{i} , zabýváme se tedy pouze složkou $\vec{e} \cdot \vec{E}_s$. Použijeme (2.1.20). Energie rozptylu je

$$\frac{d^{2}P}{d\Omega_{s}d\omega_{s}} = r_{e}^{2}\int_{V} \langle S_{i}\rangle d^{3}\vec{r} \int \left|\vec{e}\cdot\vec{\Pi}\cdot\vec{e}\right|^{2}\kappa^{2}f\,\delta(\vec{k}\cdot\vec{v}-\omega)d^{3}\vec{v} =$$
$$= r_{e}^{2}\int \langle S_{i}\rangle d^{3}\vec{r} \int \left|\underbrace{1-\frac{(1-\vec{s}\cdot\vec{i})\beta_{e}^{2}}{(1-\beta_{i})(1-\beta_{s})}}_{(A)}\right|^{2}\underbrace{\frac{1-\beta_{i}}{(1-\beta_{s})}}_{(B)}\left|\underbrace{\frac{1-\beta_{i}}{(1-\beta_{s})}}_{(C)}\right|^{2}f\,\delta(\vec{k}\cdot\vec{v}-\omega)d^{3}\vec{v} \qquad (2.2.33).$$

Výraz označený (A) je vždy menší nebo roven 1 a vyjadřuje depolarizaci. Výraz označený (B) se rovná výrazu $\frac{\omega_s^2}{\omega_i^2}$ a je nezávislý na směru kolmém na šíření, proto jej můžeme z integrálu vyjmout. Na výraz (C) nahlížíme jako na relativistickou hmotnost. Roste-li relativistická hmotnost, klesá výkonnost rozptylu. Integrujeme \vec{v} podél \vec{k} a dostaneme výraz, který má po zanedbání členů s β^2 tvar

$$\frac{d^{\mathsf{r}}P}{d\,\omega_s\Omega_s} = r_e^{\mathsf{r}} \int_V \langle S_i \rangle d^{\mathsf{r}} \vec{r} \frac{1}{k_i (\mathsf{r}(1-\vec{i}\cdot\vec{s}))^{1/\mathsf{r}}} \left(1 + \frac{\mathsf{r}\omega}{\mathsf{r}\,\omega_i}\right) f_k\left(\frac{\omega}{k}\right) \quad (2.2.34)$$

Toto přiblížení je dostatečně dobré pro teploty nejméně do 10keV.

2.3 Brzdné záření, efektivní náboj plazmatu

Důležitým jevem, se kterým při výkladu výsledku pokusu musíme počítat, jsou radiační ztráty.^[6] Radiační ztráty jsou ztráty energie nabité částice způsobené buzením brzdného záření. K buzení brzdného záření

letící nabitou částicí dochází v poli atomového jádra v důsledku vzájemného coulombického působení. Dochází k emisi záření nabité částice, která se pohybuje zrychleně nebo zpomaleně. Jedná se o transformaci kinetické energie částice na záření, které může kvůli relativně vysoké frekvenci (λ =10⁻⁹ m) snadno uniknout z plazmatu. Důsledkem je snížení kinetické energie částic, a tedy chladnutí plazmatu.

Částice s nábojem qe se pohybuje rychlostí v(t) a podle nerelativistické teorie vyzařuje energii

$$P \propto q_e^2 \left(\frac{d \vec{v}}{d t}\right)^2 \quad (2.3.1).$$

Na obrázku č.5 vidíme pohyb elektronu kolem těžkého iontu. Uvažuje se energie vyzářená za srážku. Derivace rychlosti podle času vyjadřuje střední zrychlení.

$$\frac{d\,\vec{v}}{dt} = \bar{a} \quad (2.3.2).$$

Nechť F_c je průměrná Coulombova síla. Potom pro zrychlení platí

$$\bar{a} = \frac{F_c(r_0)}{m} = \frac{Zq_e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0^2 m} \quad (2.3.3).$$

Ze vzorce vidíme, že čím těžší částice, tím menší brzdné záření. K brzdnému záření budou nejvíce přispívat elektrony díky jejich nízké hmotnosti. Elektrony budou v blízkosti iontu po dobu, kterou můžeme určit takto:

$$\Delta t_0 = \frac{r_0}{\bar{v_r}} \quad (2.3.4),$$

kde \bar{v}_r popisuje průměrnou relativní rychlost mezi elektronem a iontem. Přibližné vyjádření energie brzdného záření připadající na jednu srážku má následující tvar

$$\frac{E_{br}}{srážka} \approx P\Delta t_0 \propto \frac{Z^2 q_e^6}{m_e^2 r_0^3 \bar{v}_r} \quad (2.3.5).$$

Nechť hustota elektronů je N_e, všechny se pohybují průměrnou rychlostí $\overline{v_r}$, potom počet elektronů srážejících se za jednotku času s jedním iontem se srážkovým parametrem r₀ je

$$\frac{dR_0}{ion} \approx N_e \bar{v}_r 2\pi r_o dr_0 \quad (2.3.6)$$

a nechť N_i je hustota iontů, potom

$$dR_0 = N_i N_e \bar{v}_r 2 \pi r_0 dr_0 \quad (2.3.7)$$

je srážkový poměr pro srážky elektron-ion. Abychom získali celkový srážkový výkon, stačí vynásobit

(2.3.5) a (2.3.7) a získaný výraz integrovat přes rozsah rozptylového parametru.

$$P_{br} \propto N_i N_e \frac{Z^2 q_e^6}{m_e^2} \int_{r_0 min}^{r_e max} \frac{dr_0}{r_0^2}$$
 (2.3.8),

kde $r_{0 \min}$ má hodnotu De Broglieho vlnové délky elektronu, tedy $r_{o \min} = \frac{h}{m_e \bar{v}_e}$, \bar{v}_e je průměrná tepelná rychlost elektronu a $\bar{v}_e = \sqrt{\frac{8kT_e}{m_e \pi}}$. Výkon brzdného záření má konečný tvar

$$P_{br} = A_{br} N_i N_e Z^2 \sqrt{kT} \quad (2.3.9)$$



Obr.č.5 Brzdné záření. Pohybující se elektron se vlivem působení coulombovských sil iontu vychýlí ze své původní dráhy a vyzáří část své energie ve formě fotonu (podle [6]).

V dalším textu bude použitý obecnější vzorec pro výkon brzdného záření:^[3]

$$P(\omega_s) = C \frac{n_e^2 Z_{eff}}{T_e^{1/2}}$$
 (2.3.10),

kde C je konstanta. Z_{eff} je efektivní náboj plazmatu, je to jistá aproximace pro plazma s více druhy iontů a právě v tomuto členu je ukryta větší obecnost výrazu (2.3.10).

Pro konstantu platí:

$$C = \left(\frac{e^2}{4 \pi \epsilon_0}\right)^3 \frac{4}{3 \sqrt{3} m^2 c^3} \left(\frac{2m}{\pi}\right)^{1/2}$$

Efektivní náboj plazmatu je definován následovně:

$$Z_{eff} n_e^2 = \sum n_e n_i Z_i^2$$
 (2.3.11),

kde Z_i je náboj jednoho druhu iontu, n_e, n_i jsou elektronová a iontová hustota. V rovnovážném stavu platí kvazineutralita a tedy $n_e = \sum n_i Z_i$. Po dosazení do výrazu (2.3.11) získáme

$$Z_{eff} = \frac{\sum n_i Z_i^2}{\sum n_i Z_i} \quad (2.3.12)$$

Počet fotonů vygenerovaných brzdným zářením za jednotku času označíme N_b , počet fotonů vygenerovaných Thomsonovým rozptylem označíme N_s . Při pohledu na obrázek č.6 můžeme psát vzorce

$$N_{b}(\omega) = \Delta t P(\omega)(\Omega_{s} dL \sin \theta) D/\hbar \omega = (\Omega_{s} dL \sin \theta) D \Delta t (Cn_{e}^{2} Z_{eff} / T_{e}^{1/2} \hbar \omega_{s}) \quad (2.3.13)$$
$$N_{s} = N_{i} \frac{d\sigma}{d\Omega_{s}} \Omega_{s} n_{e} L = N_{i} r_{e}^{2} \Omega_{s} n_{e} L \quad (2.3.14),$$

kde Ω je prostorový úhel, který sbírá signál z paprsku o délce L, D je délka plazmatu ve směru rozptylu, θ je úhel mezi D a L, N_i reprezentuje počet dopadajících fotonů. Vztah $\Omega_s dL \sin \theta$ reprezentuje étendue, kterému se budu věnovat později. Dopadající fotony jsou rozptýleny ve frekvenčním pásmu, jehož šířka je přibližně $\delta \omega_s \sim k v_t = v_t \tau \frac{\omega_s}{C} \sin \frac{\omega_s}{\tau}$

Poměr rozptýlených fotonů k fotonům brzdného záření je

$$\frac{N_s}{N_b} = \frac{N_i r_e^2 \Omega_s n_e L}{v_t 2 \frac{\omega_s}{c} \sin \frac{\theta}{2} (\Omega_s dL \sin \theta) D \Delta t (\frac{C n_e^2 Z_{eff}}{T_e^{1/2} \hbar \omega_s})}$$
(2.3.15).

Pokud je plazma během laserového pulzu přibližně stacionární, šum nezpůsobuje brzdný výkon, ale jeho kolísání. Počet kolísavých fotonů je $(N_b+N_s)^{1/2}$. Protože není možné zachytit všechny fotony, zavádí se **kvantová účinnost** Q. Statistické kolísání fotoelektronů je $Q^{1/2}(N_b+N_s)^{1/2}$ a poměr signálu a šumu se pak rovná $Q^{1/2}N_s/(N_b+N_s)^{1/2}$. Člen N_s ve jmenovateli se obvykle zanedbává. Pro poměr signálu a šumu platí rovnost

$$\frac{S}{N} = \left[\frac{\hbar c}{2Csin(\frac{\theta}{2})\sin\theta}\right]^{1/2} r_e^2 N_i \left[\frac{\Omega_s L}{d D \Delta t}\right]^{1/2} \frac{T_e^{1/4}}{Z_{eff}^{1/2}} Q^{1/2} \quad (2.3.16).$$

Poměr signálu a šumu nezávisí na hustotě, ale závisí na teplotě. Na závěr uvedu Shiefeldův experiment, který provedl roce 1975. Použil rubínový laser s vlnovou délkou 694,3nm. Plazma mělo následující parametry: $T_e=500eV$, $n_e=2,5*10^{19}m^{-3}$, L=0,7cm, $\theta=90^\circ$ a Q=0,025. Počet detekovaných fotonů za jeden pulz je QN_s=2,7*10²W. Nicméně praxe ukázala, že světlo plazmatu na pozadí je 500 krát silnější, než se předpokládalo. Při laserovém pulzu dlouhém 25ns se může stát, že nezachytí ani jeden foton. Zdrojem

pozadí bylo hlavně čárové záření. Proti tomuto záření nebyla provedena žádná opatření. Tento případ z praxe varuje před podhodnocením světla pozadí.



Obr.č.6 Geometrie Thomsonova rozptylu. Na obrázku je laserový paprsek o průměru d procházející nádobou tokamaku. Pozorovaný úsek má délka L. D *je délka plazmatu ve směru rozptylu. Prostorový úhel přiléhá ke sběrné optice.[podle 3]*

2.4 Technické provedení Thomsonova rozptylu

Typická sestava pro nekoherentní Thomsonův rozptyl je na obrázku č.6.^[3] Jako zdroj záření se používá laserové záření. Rozptýlené záření fokusováno sběrnou optikou směrem k detekční části. Pro přenos světla na delší vzdálenost se někdy používají optická vlákna. Nejdůležitějším faktorem, který je nutné vzít v úvahu při stavbě diagnostiky Thomsonova rozptylu, je extrémně nízký účinný průřez tohoto děje. Velikost nekoherentního rozptylu je ovlivněna pouze úplným Thomsonovým průřezem $\sigma = 8\pi r_e^2/3$. To je konstanta s hodnotou $\sigma = 6,65*10^{-29}m^2$. Aby byl získaný signál detekovatelný, musí být velice intenzivní zdroj záření, a proto se pro měření používají vysokoenergetické pulzní lasery. Vezměme si příklad, kdy sledujeme úsek plazmatu o hustotě $n_e = 10^{20} m^{-3}$ a o délce L = 1m. Součin σ Ln_e potom je 6,65.10⁻⁹, tedy méně než 10⁻⁸ z fotonů laseru je rozptýleno. V praxi se obvykle sleduje úsek plazmatu menší než 1m, navíc dochází ke ztrátám podél celého diagnostického systému, proto nakonec počet detekovaných fotonů může být až 10⁻¹³ z počtu vstupních fotonů.

Laserový paprsek vstupuje do vakuové nádoby tokamaku vstupním oknem, prochází plazmatem tak, aby nezasáhl žádné pevné části tokamaku a vystupuje výstupním oknem směrem k laserové pasti, kde je většina jeho energie pohlcena. V nádobě tokamaku však dochází při průchodu laserového záření k nechtěnému rozptylu. Toto parazitní záření se nazývá stray light. Bez preventivních opatření může být jeho intenzita i o několik řádů vyšší než intenzita měřeného rozptýleného signálu. K odstínění stray light se používají tubusy s clonkami pro vedení laserového paprsku a optické pasti (viewing dump). Ty zabraňují několikanásobnému odrazu od stěny nádoby. Stray light má přesně vstupní frekvenci a spektrum Thomsonova rozptylu se rozšíří kvůli Dopplerovu efektu, proto se dá stray light ze spektra odstranit. Za tímto účelem se používají různé

filtry. K šumu přispívají také detektory a tepelné záření okolí, ale tyto příspěvky bývají zanedbatelné. Ve výsledku se dá považovat za jediný zdroj šumu plazma. Uvažuje se čárové záření a brzdné záření (bremsstrahlung).

Existuje mnoho různých kombinací druhu laseru, typu detekce a detailního provedení Thomsonova rozptylu. V následující podkapitole popíši některé hlavní systémy.

2.4.1 Hlavní systémy Thomsonova rozptylu

Systémy nekoherentního Thomsonova rozptylu můžeme rozdělit na Klasický Thomsonův rozptyl a na LIDAR (Light Detection And Ranging).

LIDAR TS systém

Laserové záření o velmi krátkých pulsech je vysláno do plazmatu v jednom směru a je vzápětí ve zpětném^[2] směru detekováno. Dosažitelné prostorové rozlišení je tak těsně svázáno s délkou laserového pulsu. Krátký laserový impulz dává informaci o prostoru podél dráhy laseru. Používá se např. rubínový laser s délkou pulzu 0.3ns a vlnovou délkou 694,3 nm. Výstupní signál jde přes sběrná zrcadla do spektrometrů. Elektronová teplota a hustota se zjistí díky době mezi vstupem a výstupem z jednotlivých míst v nádobě tokamaku. LIDAR je v provozu na tokamaku JET a plánuje se i pro tokamak ITER.

Klasický TS systém

V uspořádání klasického TS rozptylu je laserové záření vysláno do plazmatu a detekováno pod zvoleným úhlem, který je nejčastěji 90°.

Mezi všemi používanými systémy klasického Thomsonova rozptylu existují dva hlavní, lišící se principem detekce.

1) Nd:YAG/APD TS systém

První z nich je založený na detekci rozptýleného a spektrálně rozloženého světla pomocí fotodiod (Avalanche Photo Diods APD). Obvykle se používají Nd:YAG lasery. Rozptýlený signál je veden do mnoha spektrometrů, jejichž počet je dán požadovaným prostorovým rozlišením a detailním způsobem provedení TS diagnostiky. Používají se spektrometry založené na kaskádě spektrálních filtrů. Procházející světlo je rozděleno na jednotlivé spektrální kanály a z každého kanálu detekováno zvlášť. Počet vlnových kanálů je limitovaný, pohybuje mezi třemi a osmi. Z menšího počtu kanálů než 3 bychom nemohli zpracovat výsledky měření, větší počet vede k příliš velkým ztrátám. Interpretace dat je založena na předpokladu Maxwellovského rozdělení rychlostí elektronů v plazmatu. Pomocí každého kanálu získáme 1 bod. Body pak proložíme Gaussovou křivkou. Avalanche fotodiody jsou však citlivé pouze do 1060nm, proto fitujeme pouze část Gaussovy křivky. Pokud využijeme časových rozestupů impulzů, můžeme použít 1 detektor pro 2 vlákna. Rozestupy docílíme tak, že použijeme různě dlouhá vlákna. Impulz z každého vlákna dorazí do detektoru v jiný okamžik.

Druhým typem je TVTS systém. Rozptýlené světlo je spektrálně rozloženo a poté snímáno pomocí CCD nebo CMOS kamery. Většinou se, na rozdíl od předchozího typu, používá pouze jeden spektrometr pro celý úsek pozorovaného plazmatu, tedy pro všechny prostorově rozlišené body, ve kterých probíhá měření elektronové teploty a hustoty. Spektrometr je obvykle mřížkového typu. Stejně tak kamera se používá jedna nebo dvě. Výsledkem je 2D obraz, kde svislou osu tvoří prostorová souřadnice a vodorovnou souřadnice vlnových délek.



Obr.7 Spektrometr založený na kaskádě spektrálních filtrů

2.4.2. Laserové systémy

V tomto typu TS diagnostiky se nejčastěji používá rubínový laser s vlnovou délkou 694,3nm. Typickou vlastností rubínových laserů je malá opakovací frekvence vedoucí k nízkému časovému rozlišení. Specielní a netriviální úpravou se však klasický rubínový laserový systém může upravit tak, že jedna dávka energie je rozdělena na 4 výstřely o 20-ti až 40-ti pulzech.^[1] Paprsek prochází nádobou tokamaku vertikálně. Rozptýlené světlo je sbíráno soustavou čoček a vedeno do spektrometru za pomoci balíků vláken. Signál pak vstupuje do štěrbiny, prochází čočkami a sférickým zrcadlem. Rozptýlené světlo putuje za pomoci zrcadla, které se skládá ze dvou částí, do kamerového objektivu do obrazového zesilovače a je zobrazeno dvěma CMOS kamerami. Jedna CMOS kamera se používá k měření světla z Thomsonova rozptylu a druhá snímá plazma pozadí. Výsledné obrazy se odečítají. TVTS systém měří elektronovou teplotu a hustotu podél celého plazmatického poloměru.

Pro TS se typicky používají laserové zdroje ve viditelné a infračervené oblasti a detekce světelného rozptylu obvykle pod úhlem 90°. Pro plazma $T_e \sim 1 \text{keV}$ a $n_e \sim 5*10^{19} \text{m}^{-3}$ je $\lambda_D = 33 \mu \text{m}$, α v rozsahu 2,5*10⁻³-5*10⁻³,

což znamená, že podmínka pro nekoherentní součet energií rozptylu jednotlivých elektronů je splněna dobře.

Vzhledem k malému účinnému diferenciálnímu průřezu ($d\sigma/d\Omega \sim 8*10^{-30}m^2$) je rozptylový zisk nízký. Pro typické experimentální hodnoty n_e~5*10¹⁹m⁻³, Ω =5*10⁻³sr, Δ L=5*10⁻³m a přenos optického systému τ ~0,2 je vztah mezi rozptylovou a srážkovou energií P_s/P₀~2*10⁻¹⁵. Abychom získali dostatečně vysoký zisk z vysoko-energetických světelných zdrojů, používají se Q-spínané lasery, které produkují výstupní výkon >100MW za 15ns.

Nejvíce experimentů zabývajících se TS se provádí Q-spínaným rubínovým laserem nebo Nd:YAG lasery, které slouží jako zdroje světla. Rubínový laser pracuje na λ =694,3nm s výkonem typicky 25J za 15ns (P0=1,67GW), ale jejich opakovací frekvence je nízká (\leq 4Hz, 1J/puls pro JET TS systém). Existuje však speciální "intracavity" rubínový laser (v provozu např. na tokamaku TEXTOR v Julichu v Německu), který produkuje dostatečné množství vysoko-energetických pulzů (~10J/puls, $\Delta \tau \approx 1 \mu$ s) s frekvencí pulzů 10kHz. Rubínové lasery jsou obvykle používány v systémech, kde dobré prostorové rozlišení je upřednostněno před vysoko-frekvenčním rozlišením. Nejčastěji používané systémy pro vysokofrekvenční rozlišení (periodické TS) měření je založeno na aplikaci Nd:YAG laserů, které pracují na 1064nm s výstupem ~1J, 15ns a s frekvencí 20-50Hz. Kombinací sady laserů získáme vyšší časové rozdělení. Rozbíhavost paprsků obou typů laserů je kolem 0,3-1,0mrad. Polarizace laserového paprsku je vybrána kolmo na rovinu rozptylu. Vysoká energie laseru vyžaduje speciální preventivní opatření pro užitou optiku. Paprskové průměry by měly být dost velké, pro pulzy 15ns musí být hustota energie nižší než hranice destrukce, která se nachází kolem 5J/cm2. Optické povrchy musejí být ošetřeny speciálním pokrytím a nakloněny jako opatření proti tomu, aby světlo vstupovalo zpět do laserového systému.

Jsou 2 základní principy přenosu rozptýleného světla z plazmatu do detekčního systému

- optická vlákna
- optika (čočky, zrcadla)

Hlavní výhodou optických vláken je, že mohou odvést světlo dostatečně daleko (na vzdálenost větší než 10m) od horkého plazmatu, kde je signál spektrálně rozložen podle vlnových délek a poté detekován. Aby běžná optika přenesla informace na tak velké vzdálenosti jako optická vlákna, musely by být čočky příliš veliké a na okrajích by zkreslovaly.

2.4.3 Detekční systémy

· Časově rozlišující jedno i více částicové detektory (jednoduché nebo složené)

Do této skupiny patří například Avalanche Photo Diody (APD), které pracují s lasery s vysokou energií a^[1] vlnovými délkami mezi 500-1000nm. Tyto systémy umožňují dosáhnout časové rozlišení řádově s frekvencí 15ns. Důsledkem je, že můžeme získat obraz bezprostředně před i po pulzu. TS systém, který používá periodické Nd:YAG lasery, nejvíce uplatňuje právě APD pro detekci plazmového a rozptýleného světla. Signály z APD detektorů jsou zaznamenávány pomocí ADC převodníků (analog digital convertor) ADCy a pomocí rychlých zapisovačů.

• Detektory pracující na principu integrace

Do druhé skupiny patří tzv. TV detektory. Ty dosahují nižší časové rozlišení kvůli integračnímu principu detekce. Pracují na podobném principu jako ty v televizních kamerách, které přenášejí dvoudimenzální obraz. Do této kategorie patří CCD (Charge Coupled Device), CMOS (Compementary Metal Oxide Semiconductor) a zábleskové kamery. Tyto kamery mají velký počet pixelů (10⁶-10⁷).Časový odstup záblesků se může lišit kvůli různým typům kamer. U 16-ti bitových CCD kamer je časový odstup přibližně 1s, zatímco ultra rychlé CMOS kamery mohou vyrobit až 10 000 záblesků za sekundu. Rozptýlené světlo krátkého laserového pulzu je zachyceno otevřenou bránou, která zobrazuje danou částici záznamovým systémem, jež je podobný televizi. Data detekovaná TV systémem jsou shromážděna v intervalových záznamnících (interval memories) a po ukončení plazmového výstřelu poslána k počítačové analýze.

3. Thomsonův rozptyl na světových pracovištích

Tato kapitola obsahuje přehled vybraných významných světových tokamaků a zaměřuje se na různé typy aparatur pro Thomsonův rozptyl.

3.1 Thomsonův rozptyl na tokamaku MAST, UKAEA, Culham Science Centre, Velká Británie

Na tokamaku MAST pracují celkem tři diagnostiky Thomsonova rozptylu:

- diagnostika s vysokým prostorovým rozlišením využívající rubínový laser jako zdroj a jako detekci Littrowovský spektrometr a CCD kameru
- diagnostika pro rychlé vzorkování středu plazmatu využívající Nd:YAG laser jako zdroj a jako detekci polychromátory vybavené spektrálními filtry a Avalanche fotodiodami
- nově zmodernizovaná diagnostika TS rozptylu pro vzorkování okraje plazmatu využívající Nd:YAG laser jako zdroj a jako detekci polychromátory vybavené spektrálními filtry a Avalanche fotodiodami

Tato nová diagnostika TS na tokamaku MAST^[7] umožňuje získat profily elektronové teploty a hustoty. Lasery pracují v zážehových módech s odstupem 5µs za účelem studia časového vývoje profilu v jednom směru.

V následující části je popsán vývoj TS diagnostik na tokamaku MAST:[8]

Nd:YAG systém v roce 2004 se skládal ze 4 samostatně ovladatelných laserů. Systém snímal 16 prostorově orientovaných míst zhruba 1cm od sebe umístěných v oblasti pedestalu. Systém pracoval pod rozptylovým úhlem 153°. Takto velký rozptylový úhel vede k rozšíření spektra, což umožňuje diagnostikovat i nižší teploty. Detekční systém (polychromátory – spektrometry) byl stejného designu pro diagnostiku středu i

okraje plazmatu. Polychromátory připouštěly provedení Ramanovy i Rayleighovy kalibrace (volbou spektrálních filtrů).



Obr.8 Uspořádání TS diagnostiky na tokamaku MAST.[9]

Laserový systém bylo možné používat v různých režimech. Pokud se čtyři Nd:YAG lasery nepoužívaly^[7] současně, ale v tzv. burst módu (lasery vystřelí postupně), bylo možné pozorovat rychlé jevy a detailně tak studovat např. chování ELMů (edge localezed modes) na okraji plazmatu. ELMy jsou nestability, které způsobují vyvrhování částic na stěny nádoby. V oblasti mezi separatrix a poslední uzavřenou siločárou je vytvořen tlak. Náhlý pokles tohoto tlaku způsobí silné záření v oblasti divertoru. Tokamak pracuje ve dvou módech, L-mód a H-mód. H-mód vykazuje lepší udržení energie i částic. Prvním výsledkem získaným s použitím této diagnostiky bylo chování H-módu v oblasti pedestalu. ELMy jsou problémem pro aparaturu, protože způsobují velký tok energie a částic na stěny aparatury. Většina energie je transportována do oblasti divertoru, zbytek je však veden radiálně prostřednictvím filamentů. To může způsobit výrazný lokální nárůst energie na malé ploše za velmi krátký okamžik. Studium chování ELMů a stanovení parametrů filamentů je důležité pro ITER, který bude pracovat v ELMy H-modu. ELMy v tokamaku MAST mají typickou dobu trvání 100µs. ELMy mohou být v budoucnu způsob, kterým se z tokamaku odvede helium, produkt termojaderné reakce.

TS systém zaměřený na pozorování okraje plazmatu byl navržen tak, aby skloubil přesné prostorové^[8] řešení s malým množstvím chyb na okraji. Tehdejší fyzikální programy se zaměřovaly na oblast pedestalu, zejména na chování plazmatu během ELMů. Sběrná optika i laser používaly stejný port, s rozptylovým úhlem 150°-156°. Oba detekční přístroje byly od Nd:YAG a rubínového laseru přibližně pod pravým úhlem. Vnitřní a vnější Nd:YAG systém měl pouze 19 prostorových bodů a frekvence výstřelů činila 200Hz (kombinace 4 laserů po 50Hz). Rubínový laser měl 300 prostorových bodů za plazmový výstřel.

Optika okrajového systému se zaměřovala na lasery 1,2-1,5m podél hlavního plazmového poloměru. Současně se použilo 16 prostorových kanálů s délkou mezi 1,29-1,45m. Diagnostika tak pokryla třetinu plazmového vedlejšího poloměru výstřelu v tokamaku MAST. Rozptylové délky nabývaly hodnot 10-12mm, což je podstatně méně než 26-40mm ve středu. Složené čočky se vytvářely ze 4 čoček, které se řadily do trubky. Trubka je vytvořena z 5mm silného hliníku. Systém trubek (~25kg) mohl být připevněn k tokamaku. Díl z nerezové oceli je umístěn mezi přístrojem a optickým systémem kvůli tepelné izolaci optických složek při vakuovém vypalování nádoby. Laserový paprsek se zobrazoval telecentricky, proto svazky optických vláken mohly být umístěny rovnoběžně.

Polarizátory byly součástí systému čoček a filtrovaly složky z plazmatu pozadí (background plazma light) pomocí polarizace kolmé na rozptýlené světlo. Používaly se širokopásmové polarizátory, které měly dobrý převod na požadovanou polarizaci. Polarizace Romanova rozptýleného spektra se zohledňovala při absolutní kalibraci, protože měla rovnoběžnou i kolmou složku rozptylového světla.

Rozptýlené světlo se přenáší z nádoby do polychromátorů pomocí vláknové optiky. Do každého polychromátoru přicházel signál ze dvou různých míst. Polychromátory se skládaly z pěti integračních filtrů. Čtyři měřily Thomsonův rozptyl a 5. umožňoval kalibraci Rayleighova rozptylu. Wrattenovy filtry se používaly ke snížení úrovně rozptýleného světla. Dva interferenční filtry vytvářely Ramanovu kalibraci, jejíž vlnové délky byly mezi 1047,3 a 1057,7nm a šířka vlnového pásma se pohybovala mezi hodnotami 14,3 a 5,5nm. Při pokojové teplotě produkuje Ramanův rozptyl molekul N₂ podobné příčné průřezy obou těchto krajních hodnot. Blízkost těchto hodnot laserové vlnové délce, která má hodnotu 1064nm, umožňuje měření nízkých elektronových teplot pomocí 1GHz převodníků analogového signálu na digitální (časová délka zaznamenávaného signálu je 10ns). Nízkofrekvenční světlo pozadí je bezvýznamné pro úzké spektrální kanály.

Čtyři Nd:YAG lasery putují dvěma různými trajektoriemi, aby se snížilo množství stop podél rozšíření^[10] délky rozptylu. Kombinují se vždy 2 paprsky, které vstupují do plazmatu co-axiálně. V zařízení, které kombinuje ortogonálně polarizované pulzy, se využívá vysokovýkonnostní polarizační optika, která kombinuje ortogonálně polarizované pulzy a zařízení založené na elektrooptice KD*P pracující na vysokých frekvencích. Oba paprsky vstupují do zařízení vertikálně. Laser 2 prochází polarizačním rotátorem, potom thin-film polarizátorem (TFP). Cestou se otočí do horizontální polohy a následně zase do původní vertikální pozice, tak vstupuje do Pockelovy cely. Laser 1 je přímo odražen od TFP avstupuje do Pockelovy cely, odkud laserové paprsky putují co-axiálně.

Použití dobrých kvalitních polarizátorů ve sběrné optice MAST TS přináší mnoho výhod: Snižuje se poměr světla plazmatu okolí faktorem 2, a proto vzrůstá signál šumu. Snižuje se stray light, což je výhodné při Rayleighově rozptylu pro kalibraci hustoty a filtrují se nechtěné ortogonální složky Ramanova rozptylu. Přispívají přesné kalibraci kanálů vlnových délek.

Polarizátor by měl přenášet kolem 80% světla, které je natočené v požadovaném směru. Je velké množství druhů spektrometrů: Brewstrův, vápencový, krystalový, listový (sheet), mřížkový polarizátor. Druh

polarizátoru se volí podle velikosti otvoru pro sběrnou optiku. Brewstrovy polarizátory dobře filtrují vlnové délky, ale jsou velké a objemné. Vápencové polarizátory mají dobrý výkon, ale jsou velké a drahé. Listové polarizátory jsou úzké, levné, dobře přenášejí, ale mají malý rozsah vlnových délek, které propustí. Mřížové polarizátory se hojně používají. Mřížka se vyrábí z drátů z čistého hliníku.

Poměr rozptýleného světla a světla pozadí je úměrný $1/\sin\theta$, kde θ je úhel rozptylu. Při rozptylu pod úhlem 150° se intenzita světla pozadí zvětšila dvakrát oproti rozptylu při 90°. Paprsky čtyř Nd:YAG laserů prostupují nádobu tokamaku dvěma různými trajektoriemi. Spodní hranice T_e je omezena rozestupy vlnových délek rozptýleného spektra. Nižší hodnoty Te se lépe měřily při velkém úhlu, a proto bylo spektrum rozptylu širší. Velký úhel rozptylu může snížit spektrální rozlišení.



Obr.9 Středová a krajová optika tokamaku MAST. Obrázek znázorňuje poloměry rozsahu obou systémů. Středový systém má rozsah 0,4-1,5m, krajový má rozsah 1,25-1,45m (modré čáry). Krajový systém je umístěn ve stejném otvoru jako laser.[8]

Na tokamaku MAST byl vytvořen v roce 2008 nový systém pro TS. Tento systém měří ve 120 bodech^[11] prostoru s přibližně 10mm velkými rozestupy. Osm Nd:YAG laserů o 30Hz a 1.6J je zkombinováno tak, aby vzorkovací frekvence činila 240Hz. Lasery jsou umístěny tak, aby světlo z laserů postupovalo odděleně paraleleně do nádoby tokamaku. Rozptýlené světlo je detekováno objektivem s f-číslem f/6 a úhel rozptylu činí 80°-120°. Předchozí lasery měly energii 1,2J a čočky f-číslo f/12. Prostorový úhel se zvětšil čtyřikrát, ale etendue musí být zachováno. Oproti starším systémům byly eliminovány chyby měření. Měření s malým množstvím chyb je důležité v okolí magnetických ostrovů. Rozšíření úhlu, pod kterým se sbírají fotony, z f/12 na f/6 se kompenzuje snížením délky rozptylu 24mm na polychromátor na 1 kanál o délce rozptylu 10mm. Díky změně těchto hodnot se značně zvýšil počet zachycených fotonů. Nový systém zkoumající 120 bodů nahradil starý s pouze 19 body. Poměr rozptylového světla a světla plazmatu je vylepšen dvakrát díky tomu, že na polychromátor se přivádí pouze jedno optické vlákno. Nový Nd:YAG systém shromažďuje 2900fe/cm.10¹⁹ (fotoelektronů na cm na 10¹⁹ plazmovou hustotu). Předchozí systém shromažďoval 540fe/cm.10¹⁹.

Na tokamaku MAST je už třetí generace polychromátorů. První generace byla vytvořena pro střed a druhá pro kraj plazmatu. Hlavní rozdíl mezi nimi byl v interferenčních filtrech. Nejnovější polychromátor byl vytvořen tak, aby se usnadnila výroba. Signál z každého optického vlákna je elektronicky dělený do rychlých a pomalých detekčních kanálů. Signály pod 200kHz jsou zanedbávány jako fluktuace. Cílem, ke kterému má měření na tomto systému přispívat, je studovat fyzikální jevy jako magnetické ostrovy, ELMy, pellet injection a sawteeth.

3.2 Thomsonuv rozptyl na tokamaku TEXTOR, Forschungszentrum Julich, Německo

Thomsonův rozptyl na tokamaku TEXTOR se zaměřuje hlavně na rychlé děje v plazmatu a na rychlé frekvence měření. TS zkoumá plazma uvnitř nádoby pomocí pulzujícího rubínového laseru a CMOS kamer. Tento systém je někdy také nazýván "televizní TS systém – TVTS".

Od roku 2004 byl systém TS postupně vylepšován pro měření rychlých dějů. Nedávno se přidala více^[12] průchodová konfigurace. Dvě sférická zrcadla odráží laserový paprsek a ten se vrací do média laseru až poté, co několikrát projde nádobou. Vylepšená diagnostika s několikanásobným průchodem dosahuje 3% přesnosti pro elektronovou teplotu a 1.5% přesnost pro elektronovou hustotu v prostoru menším než 1cm³ s hustotou plazmatu 3.10¹⁹m⁻³ a frekvencí 5kHz za čas 8ms. To umožňuje detekovat kromě jiného jemné struktury magnetických ostrovů a změny kraje pedestalu ELMy limiter H-módu. Diagnostika TS na tokamaku TEXTOR byla původně tvořena pro studium rychlých částic plazmatu v méně než milisekundových intervalech na prostorových úhlech menších než centimetr. Systém se skládal z intra-cavity dvouprůchodového laseru a rychlých CMOS kamer.



Obr č.10 Mřížkový spektrometr poůžívaný pro TV TS na tokamaku TEXTOR. Dělené fokusační zrcadlo centrální vlnovou délku posílá zpět ke zdroji a tím předchází zahlcení detektoru.[1]

Pro požadovanou 10% přesnost měření TS diagnostiky by měl laserový systém odevzdat 10J za 1 testovací pulz. Vysoké opakovací rychlosti je dosaženo "intra-cavity" mnohoprůchodovým laserovým systémem. Systém založený na tomto principu, který byl použit na tokamaku FT-2, zajišťuje měření TS při frekvenci 10-20kHz s krajní hodnotou 40kHz. V původním dvouprůchodovém systému se laserový paprsek po průchodu plazmatem vrátí přímo do laseru díky sférickému zrcadlu, které bylo instalováno pod nádobu tokamaku. Laserový paprsek prochází dráhu dlouhou 18m a cestou prochází nádobou tokamaku. Jedná se o rubínový tyčový laser, který generuje laserové pulzy s energií 10J a frekvencí 10kHz za 10ms. Rozptýlené

světlo je sbíráno z 900mm dlouhého úseku uvnitř plazmatu. Signál jde přes sběrnou optiku a svazky vláken do vstupní štěrbiny Litrowova spektrometru.

Dvouprůchodový systém byl zaveden na tokamaku TEXTOR v roce 2004. V plazmových studiích, které nevyžadují časové rozlišení v řádu milisekund, je možné zvýšit přesnost měření akumulací rozptylového světla ze všech laserových pulzů. Tímto způsobem je možné měřit profily elektronové teploty a hustoty ve stacionárních magnetických ostovech s vysokou přesností.

Další věcí, kterou bylo možné vylepšit, je způsob průchodu laseru nádobou tokamaku. To je možné realizovat zavedením víceprůchodového systému, kdy se celková dráha laseru prodlouží, a tím se zvýší množství detekovaného rozptylového světla. Víceprůchodový TS systém byl nainstalován na tokamaku TEXTOR v roce 2007. Umožňuje 6 nebo 14 průchodů. Zvýšením počtu průchodů se značně zlepšila kvalita měření TS. Šestiprůchodový systém oproti dvouprůchodovému ztrojnásobí počet detekovaných fotoefektů z 4 500 na 13 500. Dnešní mnohoprůchodový systém umožňuje měření hybnosti rotujících magnetických ostrovů a jiných rychlých jevů v plazmatu.

První vysokofrekvenční TVTS systém na světě nainstalovali na tokamak TEXTOR-94^[13] (R/a=1750/460mm, $B_t \leq 2,6T,I_p = 800kA$) se záměrem studovat chování plazmových jevů jako je magnetohydrodynamika, filamenty, transportní překážky a okrajové jevy 20kHz "intra-cavity" laserového systému. Byl kombinován s ultrarychlou CCD kamerou. Během jednoho experimentu tokamaku TEXTOR-94 proběhla tři laserová měření o 40-ti pulzech, které mohou být extrahovány z laserového systému s časovými rozestupy 0,5s mezi výstřely. Bylo tak možné získat 3 x 40 profilů elektronové teploty a hustoty podél laserového svazku v délce 900mm s prostorovým rozlišením 7,5mm pro plný plazmový poloměr a 2mm pro krajovou oblast. Pozorovací chyba pro T_e byla 6% a pro n_e 3% pro n_e přibližně 3,5.10¹⁹m⁻³, laserová pulzní energie je 16J.

Použitím TVTS jako záznamového systému podobně jako CCD kamery, bylo možné určit T_e a n_e profily podél celého plazmového poloměru. V případě TVTS na tokamaku TEXTOR-94 bylo 120 prostorových úseků dlouhých 7,5mm, zkoumaných dvakrát s odstupem 20-500µs.

Podél dráhy laseru 900mm dlouhé se získávají profily T_e a n_e v teplotním rozsahu 0,05-5keV při hustotě minimálně 5.10¹⁸m⁻³. Prostorové a spektrální rozlišení mělo hodnotu ~7,5nm (3,5CCD pixely) v plazmatu a 4,5nm (7CCD pixelů), pro spektrometrickou štěrbinu šířky 4mm. Světlo vedlo z Q-spínaného laseru (25J, 20ns nebo dvoupulzní mód 2x12J, 30ns paprskový rozdíl (beam divergence<0,4mrad) skrz ochrannou biologickou clonu ke vstupnímu oknu, které potlačovalo rozptýlené světlo. Teleskop (f = 4,3m) soustředil laserový paprsek do bodu v centru o velikosti 1,5mm. Průměr paprsku činil 6mm na konci 900mm dlouhé pozorovací tětivy. Rozptýlené světlo bylo vedeno do spektrometru soustavou čoček a 27m dlouhým koherentním vláknovým svazkem. Soubor vláken se skládal ze 30-ti oddělených svazků, které se dále dělily na 20x3 vlákna (0,21 střed a 0,23mm plášť) seřazená v obou směrech. Celkový efektivní přenos signálu od zdroje k detektoru byl 15%. Spektrálně rozlišené světlo vytváří 2D obraz (vlnová délka λ , prostorová souřadnoce z) na 2 zrcadla, které se promítly na GaAsP katodu obrazového zesilovače. Dvě ICCD kamery zaznamenávaly světelnou hladinu zesíleného obrazu. Užití dvou ICCD kamer umožňovalo dvoupulzní měření s časovým rozestupem 20-500µs. Rozptýlené světlo vzniklé v tokamaku téměř neovlivňovalo měření Thomsonova rozptylu díky nízké hodnotě po redukci spektrometrem a vrubovým filtrem s kombinovaným potlačením řádu 10⁹. Příklad dvoupulzního měření ukazuje obrázek č.10.

Fotonové recyklování bylo účinnou metodou zlepšení rozptylové energie. Speciální laserový systém byl pro

tento účel vyvinutý ve spolupráci vědeckého pracoviště a firmy vyrábějící lasery. Základ navrhovaného dvouprůchodového systému tvořil rozptylový objem (plazma v tokamaku) umístěný uvnitř laserové dutiny. Tento systém pracoval jako laserový oscilátor. Sférické zrcadlo nutí laserový paprsek projít dvakrát skrz plazma tou samou cestou a vrací ho zpět do laserové tyče. Tento systém nebyl citlivý na vibrace. Vyhlazovaly se automaticky díky správnému zvolení vlastních frekvencí dutiny. Proces dvojího průchodu systémem byl úspěšně demonstrován v testovacím systému, jehož podstata je v jediném průchodu systémem. Tento laserový systém umožňoval měření během 2ms s frekvencí 20kHz a výkonem 10J v každém pulsu. Pro porovnání, Q-spínaný trojetapový rubínový laser založený na běžné aproximaci získal pouze 1,6J za puls s frekvencí 10kHz. Po vylepšení byl laserový systém schopen vyprodukovat tři výstřely během jednoho vypálení. Také detektor musel být upraven vzhledem k vysoké frekvenci. Jedna z ICCD kamer spektrometru se nahradila ultra rychlou CCD kamerou, kdežto současný GEN III zesilovač s P20 fosforem (s vydržením 3ms) se nahradil P46 fosforem (s vydržením 0,2µs). Ultrarychlá kamera (Ultra68) je založena na čipu, který zaznamená 17 odrazů na 512x512 pixelů (14µm) s frekvencí 100kHz. Čtyřcestný vstup vlnového štípače v kombinaci s čtyřcestným článkovým GEN II zesilují obraz. Výsledky jsou vylepšené díky zvýšení počtu snímků (256x256pixelů) na 68 a frekvence 500kHz. Čas mezi dvěma výstřely laserového pulzu je 0,5s. Díky delšímu laserovému pulzu šířky 1,2µs. Příspěvek detekovaného plazmového světla je přibližně 20x více než pro předchozí systém. Přínos prvku H_{α} je eliminován, protože dochází k blokování trajektorie H_{α} dvoudílným zrcadlem s proužkem černého papíru.



Obr.11 Nákres víceprůchodového systému. Vlevo prochází paprsek šestkrát, vpravo čtrnáctkrát. [12]

3.3 Thomsonův rozptyl na tokamaku JET

Tokamak JET (Joint European Torus) je v současné době největší tokamak na světě. Nachází se ve vědeckém centru Culham ve Velké Británii a slouží asociaci EURATOM. Teplota plazmatu v tokamaku JET se pohybuje mezi 200eV na okraji a 10keV ve středu. Profily teploty a hustoty elektronů se na tokamaku JET získávají jednak pomocí LIDAR techniky, jednak pomocí klasické diagnostiky TS s vysokým rozlišením.

3.3.1 LIDAR na tokamaku JET

Hlavní rozdíl mezi diagnostikou LIDAR a klasickou diagnostikou Thomsonova rozptylu je, že LIDAR detekuje signál vždy ze směru průchodu laseru, zatímco klasická diagnostika Thomsonova rozptylu může detekovat signál pod různými úhly ke směru laseru.

Na tokamaku JET jsou hned dvě LIDAR diagnostiky. Středový systém se zaměřuje na velký objem plazmatu a divertor na okraj plazmatu. Monochromatické světlo laseru je rozptýleno a dopplerovsky posunuto rychle se pohybujícími elektrony z plazmatu. Výsledkem je široké spektrum rozptýleného světla.

Slovo LIDAR je zkratka *LIght Detection And Ranging*, která má připomínat zkratku RADAR.^[14] RADAR (*Radio Detecting And Ranging*) je elektronický přístroj určený k indentifikaci, zaměření a určení vzdálenosti objektů pomocí velmi krátkých elektromagnetických vln. LIDAR je analigie RADARu, ^[15]je to optická dálkově ovládaná technologie. K získávání informací o teplotě a hustotě uvnitř nádoby tokamaku se používá rozptýlené světlo z krátkých laserových pulzů a zároveň se musí detekovat back-scatered světlo z elektronů (světlo rozptýlené na iontech můžeme zanedbat). Aby se zjistilo, jak je rozdělená elektronová teplota a hustota v plazmatu, posílá se krátký laserový puls (0,3ns) podél plazmového poloměru. To při rychlosti světla odpovídá délce 10cm. Z doby letu jednoho laserového pulzu skrz plazma můžeme zjistit teplotu a hustotu plazmatu podél celého průměru. Pro detekci se používá jeden rubínový laser s energií 1J. Oscilující elektrické pole laserového paprsku procházející plazmatem urychluje nabité částice uvnitř. To způsobuje změnu záření nabitých částic. Tato změna závisí na elektronové teplotě.

Doba za kterou se laserový paprsek vrátí do laseru je dána vztahem 2L/c, kde L je délka dráhy laseru a c rychlost světla. Časoprostorové řešení má takovýto tvar

$$\Delta_{x} = \frac{1}{2} c \left(\tau_{las}^{2} + \tau_{det}^{2} + \tau_{dig}^{2} \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} c \tau_{tot} ,$$

 τ_{las} je reakční doba laseru, τ_{det} je reakční doba detektoru a τ_{dig} reakční doba digitizeru. V roce 2004 se diagnostika vylepšila a reakční doby se zkrátily.

	před vylepšením	po vylepšení
τ_{tot}	850ps	460ps
τ_{det}	650ps	310ps
τ_{dig}	450ps	dosaženo až 56ps

Tabulka č.1 Srovnání reakčních časů před a po vylepšení diagnostiky LIDAR na tokamaku JET[15].



Obr.12 Systém LIDAR TS na kraji tokamaku JET [15]

3.3.2 Thomsonův rozptyl vysokého rozlišení na tokamaku JET

LIDAR však neurčuje teplotu a hustotu s potřebnou prostorovou přesností, proto je na tokamaku JET nainstalována i klasická diagnostika Thomsonova rozptylu, pro kterou se používá termín High Resolution Thomson Scatering (HRTS).^[16] Sleduje 63 prostorových bodů s frekvencí 20Hz pod úhlem 90°. Délka jednotlivých pozorovaných úseků je 15mm. Pro HRTS se používá Nd:YAG laser, jenž má jeden oscilátor a dvě zesilovací větve. Vytvářejí se dva oddělené paralelní paprsky. Energie jednoho pulzu činí 5J. Jeden paprsek se používá na krajovou diagnostiku HRTS a druhý na diagnostiku LIDAR. Vstupní otvor do tokamaku je tvořen dvojitým oknem. Skla jsou od sebe vzdálena 50mm. V tomto prostoru je bezpečnostní kontrolka tlaku v nádobě tokamaku. Nad okny je optická lavice, která obsahuje čočky a dvě zrcadla. Zrcadla a čočky vedou obraz na promítací plochu a otáčejí ho. Lavice má transformátorové zakončení, které zabraňuje rychlým pohybům lavice a poškození optiky. Lavice se také posouvá, když u středového panelu dojde k teplotnímu rozšíření. Může se posunout až o 4mm a indukuje se magnetické pole, které může přesahovat až 0,3T. Tato energie se převádí na čtyřdobé motory a využívá se na pohyb zrcadel. Detekční

systém HRTS na JETu je založen na spektrometrech osazených spektrálními filtry a na Avalanche fotodiodách.

3.4 Vývoj diagnostiky TS pro budoucí ITER

Budoucí největší tokamak na světě ITER je budován ve Francii v oblasti Cadarache. Vývoj diagnostiky^[17] Thomsonova rozptylu probíhá již nyní. U tokamaku ITER se očekávají elektronové teploty vyšší než 40keV a hustoty 10²⁰m⁻³. Parametry, kterých bude dosaženo na ITERu se výrazně liší od parametrů dosahovaných na dosud existujících zařízeních.

Tato diagnostika bude potřebná pro různé fyzikální studie a hlavně pro kontrolu okamžité teploty, proto bude potřeba velká přesnost a spolehlivost. Přípustné chyby na jiných tokamacích jsou mezi 5-10%.

ITER bude rozdělený na 3 části a každou část bude navrhovat jiný tým pracovníků. Horní část (edge plazma) bude spravovat Japonsko, střední oblast (midplane core) EU a spodní část (divertor region), kde se siločáry dotýkají nádoby, je přidělena Ruské federaci.

Budou se používat 2 technologie Thompsonova rozptylu: LIDAR (časově závislá detekce zpětného rozptylu z velmi krátkých laserových pulzů) a snímací systémy, které svírají s laserovým paprskem jiný než přímý úhel.



Obr.13 Thomsonův rozptyl pro střed tokamaku ITER

Jak už jsem zmínila, předpokládané teploty v nádobě tokamaku ITER se budou blížit 40keV. Při těchto teplotách se rychlost blíží rychlosti světla. To způsobuje modrý posuv. Výsledkem je, že spektrum není symetrické. Ani změny v polarizaci rozptýleného světla již při takto vysokých teplotách není možné zanedbat.

Do nádoby tokamaku ITER budou lasery a sběrná optika vstupovat jedním otvorem (port). Vstup laseru je umístěn tak, aby ho co nejméně ovlivňovalo plazma. Vzhledem k tomu, že ve středu tokamaku dochází při vysokých teplotách k velkému modrému posuvu, dává se přednost laserům s větší vlnovou délkou, tedy Nd:YAG (1064nm), a přesto sběrná optika přenáší téměř UV vlnění. Tento velký rozsah má neblahý dopad na optický systém a detektory, které se vyrábí nejčastěji z rhodia. Pro ITER LIDAR TS se používají 2 detektory. Jeden je založený na technologii současného zesilovače obrazu nočního vidění. K detekci se používá slitina india, galia a arzénu (NIR fotokatody). Druhý je založený na technologii přenášených elektronů. Vyvíjejí se metody analyzování výkonu v celém systému do laseru k detektoru.

LIDAR systém pro ITER se bude skládat ze 7 laserů, každý s frekvencí 15Hz. Ze zkušenosti z tokamaku MAST, kde se začlenily pouze 4 lasery, musíme počítat s nízkou účinností. Lasery tokamaku MAST měly účinnost 92%, to znamená, že 4 lasery mají účinnost pouze 71,6%. Pro tokamak ITER by to však znamenalo účinnost pouze 56%.



Obr.14 TS systém v oblasti divertoru[17]

Měření teploty a hustoty v divertorové oblasti je stěžejní. V divertorové oblasti budou umístěny 2 lasery v různých směrech. Vnitřní odvěsna míří horizontálně a vnější kolmo nahoru. Rozptýlené světlo z vnitřní odvěsny sbírá optika umístěná pod kopulí a přenáší se z divertorových kazet skrz pumpovací potrubí. Tato konstrukce již byla schválena. Problém konstrukce založené na divertorových kazetách je, že jejich životnost je omezená. Na životnost má neblahý dopad kontaminace uhlíkem. Materiály z berylia korodují. Korodovaný materiál se hromadí v potrubí, kde jsou umístěné části optiky. Významně se snižuje přenos a vrstvy způsobují změnu sklonu odraženého spektra. V loffe institutu, Petrohrad, Rusko, probíhá výzkum prevence a čištění zrcadel uvnitř nádoby tokamaku. Zejména v divertorové oblasti může rozptýlené světlo, které je

značné ovlivnit intenzitu Thomsonova rozptylu. Za účelem odstínění tohoto světla byly v Ioffe institutu vyvinuty speciální polychromátory. Pro Thomsonovu diagnostiku na tokamaku ITER jsou zapotřebí lasery s vysokým výkonem, energií a frekvencí. Ve Vilově státním institutu optiky, Petrohrad, Rusko byl zkonstruován vhodný Nd:YAG laser s parametry:

Parametry	Hodnoty
Vlnová délka	1064nm
Výkon	3Ј
Frekvence opakování	100Hz
Trvání pulzů	10ns
Rozšíření paprsku	<0,3mrad
Účinnost	>2%
Nestabilita mezi pulzy	<1%
Průměr výstupního svazku	15mm
Rozměry laseru	900x300x200mm

Tabulka č.2Parametry laseru, který se vyvíjí pro tokamak ITER ve Vilově státním institutu.

Momentálně je to jediný existující laser, který kombinuje vysokou energii a zároveň vysokou frekvenci.

V tuto chvíli je připraven design TS diagnostik na úrovni první fáze integrace. Prace na detailním designu pokračují. První experimenty v plazmatu jsou plánovány v roce 2018.

4. Thomsonův rozptyl na tokamaku COMPASS

Tokamak COMPASS byl dovezen z Velké Británie na podzim 2007, instalován a první plazma bylo zapáleno v prosinci 2008. Charakteristické parametry tokamaku COMPASS uvádí následující tabulka:

Parametry	Předpokládané hodnoty	
R	0,56m	
a	0,18-0,23m	
I _p (max)	350kA	
B _p (max)	2,1T	
Elongace	1,8	
Tvar plazmatu	D, SND, eliptický	
Délka pulzu	~1s	
P _{LH} 1,3GHz	0,4MW	
P _{NBI}	2x0,3MW	

Tabulka č.3 Parametry tokamaku COMPASS [18]

Na tokamaku COMPASS se v současné době stavějí dvě diagnostiky, jedna zaměřená na střed a druhá^[20] na kraj plazmatu. Diagnostika Thomsonova rozptylu bude sloužit k získání prostorového profilu elektronové teploty a elektronové hustoty uvnitř plazmatu. Typický průběh těchto profilů na tokamaku COMPASS-D, získaný během jeho fungování ještě ve Velké Británii [15], ukazuje obr.č.15.



Obr. č.15 Profily hustoty a teploty v závislosti na vzdálenosti od středu nádoby tokamaku COMPASS[19]



Obr. č.16 Průřez tokamakem COMPASS – průběh magnetických čar a úseky záběru obou TS diagnostik

Obě diagnostiky TS na tokamaku COMPASS jsou založené na klasické TS konfiguraci, konkrétně Nd:YAG/ APD technologii.

4.1 Laserový systém Thomsonova rozptylu na tokamaku COMPASS

Laserový systém na tokamaku COMPASS se skládá ze dvou samostatných Nd:YAG (1064 nm) laserů. Každý z laserů má frekvenci 30 Hz a výstupní energii 1,5 J. Tato volba umožňuje flexibilitu co se týká časového rozlišení. Jsou možné tři různé režimy provozu laserů:

1)lasery pracují současně – získáme výstup 30 Hz a 3J (důležité tehdy, potřebujeme-li vysokou energii)

2)lasery střílí střídavě tak, že mezi dvěma výstřely jednoho laseru střílí druhý – získá se 60 Hz a 1,5 J (výhodou je vyšší opakovací frekvence a tím lepší časové rozlišení, využitelné pro pomalejší jevy v plazmatu nebo pro lepší statistiku)

3)lasery střílí střídavě tak, že bezprostředně po výstřelu jednoho laseru střílí druhý s tím, že časový odstup těchto výstřelů je možné měnit od 5 µs (využitelné tehdy, chceme-li zachytit rychlé jevy v plazmatu).

Laserový systém je umístěn ve specielní místnosti 20 metrů od tokamaku. Oba lasery budou do tokamaku vedeny odděleně blízko sebe tak, aby bylo dosaženo požadovaného prostorového rozlišení.

4.2 Detekční systém Thomsonova rozptylu na tokamaku COMPASS

Celý systém se skládá ze sběrné optiky, optických vláken a spektrometrů. Sběrná vlákna jsou přibližně 20m dlouhá a odvádějí světelný signál z nádoby tokamaku do spektrometru, kde se signál spektrálně rozloží a poté digitalizuje. Ze strany tokamaku je svazek optických vláken uspořádaný v průřezu do tvaru obdélníku, ze strany spektrometru do tvaru kruhu. Každé optické vlákno snímá signál z 1cm dlouhého úseku ve středu tokamaku a 3mm dlouhého úseku na okraji. V ideálním případě vede jeden optický svazek do jednoho spektrometru a počet spektrometrů tak odpovídá počtu prostorově rozlišených bodů. Toto je však velmi drahé řešení, proto se v praxi uplatňuje metoda tzv. multiplexingu, kdy do jednoho spektrometru vede více optických svazků o různé délce tak, aby se signál z jednotlivých svazků dal časově rozlišit. V případě TS na tokamaku COMPASS byla zvolena metoda duplexování, tedy do jednoho spektrometru budou mířit dva svazky optických vláken.

Pro spektrální rozložení rozptýleného signálu budou postaveny spektrometry podle designu 3. generace spektrometrů používaných v diagnostice TS na tokamaku MAST v Culhamu ve Velké Británii. Rozptýlené světlo vstupuje do spektrometru a je vedeno po dráze postupně mezi zrcadly na jedné straně spektrometru a spektrálními filtry a Avalanche fotodiodami na straně druhé. Set pěti spektrálních filtrů byl navržen tak, aby umožňoval měření elektronové teploty a hustoty ve stanoveném rozsahu dle požadavků tokamaku COMPASS, a aby chyby měření byly co nejmenší. Každý spektrometr je osazen pěti spektrálními filtry, z důvodu úspory financí jsou však digitalizovány zatím jen čtyři z pěti filtrů (tato čtveřice je zvolena s ohledem na rozsah očekávaných teplot elektronů v plazmatu, a tedy je jiná pro středovou diagnostiku TS a jiná pro krajovou diagnostiku TS). Signál propuštěný daným spektrálním filtrem je detekován Avalanche fotodiodou a dále digitalizován pomocí rychlých převodníků. Avalanche fotodiody byly zvoleny s vysokou účinností v infračervené oblasti. Převodníky analogového signálu na digitální jsou schopny digitalizovat s rychlostí vzorkování 1GS/s.

4.3 Parametry diagnostiky TS na tokamaku COMPASS a související výpočty

4.3.1 Výpočty vycházející z parametrů plazmatu na tokamaku COMPASS

Následující tabulka porovnává parametry na kraji a ve středu plazmatu.

Tab. č.4 Srovnání parametrů pro střed a okr	raj plazmati
---	--------------

Název veličiny a	Střed plazmatu	Kraj plazmatu
použité vzorce		
Elektronová teplota	$T_e = 10^2 - 5 \cdot 10^3 eV$	$T_e = 20 - 10^3 eV$
Elektronová hustota	$n_e = 10^{20} m^{-3}$	$n_e = 10^{19} m^{-3}$
Debyeova vlnová délka $\lambda_D \approx 7,4 \cdot 10^3 \sqrt{\frac{T_e}{n_e}}$	$\lambda_D = 7,4 \cdot 10^3 \sqrt{\frac{5000}{10^{20}}} = 5,2 \cdot 10^{-5} m$	$\lambda_D = 7, 4 \cdot 10^3 \sqrt{\frac{20}{10^{19}}} = 1,05 \cdot 10^{-5} m$
Salpeterův parametr $\alpha = \frac{\lambda_0}{4\pi \lambda_D \sin(\theta/2)}$	$\alpha = \frac{1064 \cdot 10^{-9}}{4 \pi 5, 2 \cdot 10^{-5} \sin(\frac{90}{2})} = 0.0023$	$\alpha = \frac{1064 \cdot 10^{-9}}{4\pi \cdot 1,05 \cdot 10^{-5} \sin(109/2)} = 0,01$
Šířka Gaussovy křivky	$\Delta \lambda_e = 210$ nm	$\Delta \lambda_e = 242$ nm pro $\theta = 109^{\circ}$
$\Delta \lambda_e = \frac{2\lambda_0}{c} \sin(\theta/2) \sqrt{\frac{2k_B T_e}{m_e}}$		$\Delta \lambda_e = 172$ nm pro $\theta = 71^{\circ}$

4.3.2 Etendue a její výpočet pro TS diagnostiku na tokamaku COMPASS

Pro kvalitativní posouzení optického systému používáme veličinu etendue. Je to vlastnost optických systémů, která charakterizuje světelnost. V ideálním případě by hodnota etendue na vstupu i výstupu byla stejná. Při průchodu světla zařízením dochází ke ztrátám, etendue se snižuje. Ještě předtím než bude uvedena kvantitativní definice, je třeba zavést několik nezbytných pojmů:

F-číslo definujeme:

kde f je ohnisková vzdálenost a D průměr čočky. Když například ohnisková vzdálenost bude rovna 1m, bude se f-číslo rovnat převrácené hodnotě průměru čočky. Čím menší hodnota f-čísla, tím se zachytí více fotonů. Těsně spjata s f-číslem je i numerická apertura (NA).

NA= $n \sin \theta$,

kde n je index lomu. Vztah mezi indexem lomu a f-číslem je f/# = 1/(2NA), takže v případě, že se ohnisková vzdálenost rovná 1m, je numerická apertura rovna poloměru čočky.

Nyni již můžeme definovat etendue:

$$\varepsilon = dS \, d\Omega$$
 ,

kde S je plocha průřezu optických vláken a $d \Omega = \frac{\pi}{4} \left(\frac{1}{F/\#} \right)^2 = \pi (NA)^2$.

Šířka laserového paprsku vstupujícího do nádoby tokamaku je 3mm. Musí se brát ještě v úvahu pohyb laserového paprsku (±1 mm), a proto se pozoruje 5mm široký úsek. Na výšku pozorujeme ve středu 1cm dlouhé úseky a 3mm dlouhé úseky na okraji nádoby tokamaku. Protože do jednoho spektrometru vedou vždy dva svazky optických vláken, násobí se pozorovaná plocha dvakrát. Průměr vstupního otvoru spektrometru je 3mm. Následující tabulka shrnuje parametry sběrné optiky středové a krajové diagnostiky TS a parametry spektrometru. F-číslo se podél pozorovaného úseku mění, je to dáno konstrukcí optiky. Výpočty jsem provedla pro jednu z hodnot f-čísla odpovídající zvolenému prostorovému bodu uvnitř pozorovaného úseku plazmatu.

	odjektiv-střed	objektiv-okraj	spektrometr
dS	2*5*10=100mm ²	2*5*3=30mm ²	$\frac{9}{4}\pi$ =7,068mm ²
dΩ	0,018	0,018	0,256sr
F/#	6,6	6,6	1,75
ε	1,8mm ² sr	0,54mm ² sr	1,809mm ² sr

V další tabulce jsou uvedeny limitní hodnoty f-čísla, které by odpovídaly různým počtům svazků optických vláken na jeden spektrometr. Vycházíme z konkrétního modelu spektrometru, který bude použit a jehož etendue je 1,81 mm²sr. Tj. např. V případě duplexování (dva svazky optických vláken na jeden spektrometr) je množství světla posbíraného středovým objektivem omezeno f číslem 6,6 a krajovým objektivem f-číslem 4,4. Ale v případě diagnostiky TS pro okraj plazmatu jsme zejména omezeni geometrií vstupního portu pro objektiv, která omezuje množství světla, které jsme schopni posbírat.

Tabulka č.6 Limitní hodnoty f-čísla odpovídající různým počtům vláken připadajících na jeden spektrometr.

počet vláken v multiplexu	1	2	3	4
střed	4,7	6,6	8,1	9,3
okraj	2,6	3,6	4,4	5.1

4.3.3 Odhad počtu detekovaných fotoelektronů

Počet zachycených fotoelektronů udává následující vzorec

$$N_{pe,eff} = \frac{QE}{NF^2} n_e E \frac{\lambda}{hc} \cdot \frac{d\sigma_{TS}}{d\Omega} \Delta \Omega \Delta LT$$

kde n_e je počet fotonů z laseru, E je energie laseru. Používají se dva lasery s energií 1,5J a to buď společně nebo střídavě. ΔΩ je prostorový úhel. Výraz $E\frac{\lambda}{hc}$ je rovný počtu rozptýlených elektronů a výše je označený N_i. Prostorový úhel jsem vypočítala pomocí F čísla 6,6 a činí: 0,01809. Výraz (d σ_{TS} /d σ) je diferenciální účinný průřez, jehož hodnota je 7,9*10⁻³⁰m², ΔL je délka pozorovaného úseku, NF² je faktor šumu. V našem případě nabývá hodnoty 5. QE označuje kvantovou efektivitu. Odhadem činí 0.45. Propustnost systému T nabývá hodnoty 0,4. Hodnota ρ_e se vypočítá pomocí známého vzorce E=ρ_ehc/λ.

Tabulka č.7 Počet fotonů, které uvolní laser s energií 1,5J a 3J.

E[J]	1,5	3
ρ _e	8*10 ¹⁸	16*10 ¹⁸

Výsledný počet detekovaných fotoelektronů v jednom prostorovém kanálu jsem uvedla v následující tabulce. Ve skutečnosti nedetekujeme všech 100% fotoelektronů, zejména při nižších teplotách je výsledný počet zhruba 60% z hodnot uvedených v tabulce.

Tabulka č.8 Počet detekovaných fotoelektronů v jednom prostorovém kanálu

	okraj	střed
1 laser (1,5 J)	1248	41611
2 lasery	2496	83200
(3 J)		

4.3.4 Simulace průběhu signálu pro různé teploty

Průběh rozptýleného signálu pro různé teploty v závislosti na vlnové délce ukazuje následující obrázek (s použitím programu Selden_Matoba, UKAEA, Culham, který zohledňuje relativistické jevy na vyšších teplotách). Modrý posuv spektra (směrem ke kratším vlnovým délkám) je významný už při teplotách od 1keV.

Obr.č.16 Průběh rozptýleného signálu pro různé teploty v závislosti na vlnové délce. S rostoucí teplotou roste rozptyl Gaussovy křivky a extrém se posunuje směrem ke kratším vlnovým délkám.

5. Závěr

V bakalářské práci jsem se věnovala Thomsonově rozptylu, plazmové diagnostice používané na většině fúzních zařízení ve světě a současně budované na tokamaku COMPASS v Ústavu fyziky plazmatu AV ČR, v.v.i. V Praze. V první části práce jsem se věnovala teoretickému základu Thomsonova rozptylu. Pracovala jsem s prameny uvedenými v oddílu Literatura s tím, že jsem jednotlivé poznatky uspořádala, dala do souvislostí a doplnila některá odvození. Popsala jsem experimentální uspořádání nejpoužívanějších konfigurací diagnostiky Thomsonova rozptylu. Dále podávám přehled o TS diagnostice na vybraných významných světových pracovištích, zpracovaný na základě publikací z daných pracovišť. Konkrétně se věnuji vývoji těchto diagnostik v minulých letech za účelem zlepšení parametrů měření. V této rešerši je zahrnut i stručný popis vývoje diagnostik TS pro největší budoucí fúzní zařízení ITER budované ve Francii. V závěrečné části práce jsem se věnovala Thomsonově rozptylu na tokamaku COMPASS. Kromě popisu systému jsem propočítala hodnoty Salpeterova parametru a ověřila tak oprávněnost předpokladu nekoherentnosti rozptylu. Spočítala jsem hodnoty etendue ve zvolených prostorových bodech, věnovala jsem se metodě multiplexingu, kde jsem stanovila limitní počet svazků vláken vedoucích do jednoho polychromátoru. Odhadla jsem počet detekovaných fotoelektronů a nasimulovala signál pro zvolené elektronové teploty.

Literatura

- 1. A.J.H. Donné, Barth C.J., Laser-aided plasma diagnostics, Transaction of Fusion Science and Technology 49, 2006
- 2. <u>http://en.wikipedia.org/wiki/Thomson_scattering</u>
- 3. I.H. Hutchinson, Principles of plasma diagnostics, Cambridge university press, 1992
- 4. R. Scannell, Investigation of H-mode edge profile behaviour on MAST using Thomson scattering, dizertační práce, vědecké centrum Culham, UKAEA
- 5. M. Leyland, Thomson Scattering, UKAEA, Culham Science Centre, 2009, přednáška
- 6. A. A. Harms et al, Principles of Fusion Energy, World Scientific Publishing, 2005
- 7. R. Scannell et al., Experimental investigation into ELM filament formation on MAST, Plasma Phys. Control Fusion 49, 1431, 2007
- 8. R. Scannell, M. Walsh et al, Enhanced edge Thomson scattering on MAST, Rev. Sci. Instrum. 77, 10E210, 2006
- 9. webová prezentace TS MAST, CCFE, vědecké centrum Culham
- 10. M. Walsh et al., Incorporation of fast laser beam shuting and a broadband polarizer in the MAST

Thomson scattering systems, Rev. Sci. Instrum. 78, 3909, 2004

- R. Scannell et al., Design of a New Nd:YAG Thomson Scattering systém for MAST, Rev. Sci. Instrum. 79, 10E730, 2008
- 12. M. Kantor et al, Thomson scattering systém on the TEXTOR tokamak using a multi-pass laser beam configuration, Plasma Physics Control Fusion 51, 055002, 2009
- 13. H. Medien et al., Multi-pulse 20kHz TV Thomson scattering with high spatial resolution on TEXTOR-94, 10th International Symposium on Laser Aided Plasma Diagnostics, Japan, 2001
- 14. http://cs.wikipedia.org/wiki/Radar
- 15. J.C.Flanagan et al., Enhancement of the JET Edge LIDAR Thomson Scattering Diagnostic With Ultra Fast Detectors, International Symposium on High Temperature Plasma Diagnostics, New Mexico, 2008
- 16. R. Pasqulotto et al., High Resolution Thomson Scattering for JET, Rev. Sci. Instrum.75, 3891,2004
- 17. M.Walsh et al, Performance Evaluation of ITER Thomson Scattering system, IAEA Proceedings Series, IT/P6-25, 2008
- 18. www.ipp.cas.cz/Tokamak/compass/
- 19. P. Bílková, Thomsonův rozptyl- přednáška pro studenty, 2008
- 20. P. Bílková, M. Aftanas, P. Böhm, V. Weinzettl, D. Šesták, R. Melich, J. Stöckel, R. Scannell, M. Walsh, Design of new Thomson scattering diagnostic system on COMPASS tokamak, posláno k publikaci do Nuclear Instruments and Methods, Section A, 2009