České vysoké učení technické v Praze Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky Obor: Fyzika a technika termojaderné fúze



Srovnávací analýza tomografických rekonstrukcí z různých diagnostik tokamaku JET

Comparative analysis of tomographic reconstructions from different diagnostic systems of the JET tokamak

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Vypracoval: Bc. Jakub Svoboda Vedoucí práce: doc. RNDr. Jan Mlynář, Ph.D. Rok: 2018

Prohlášení

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

Nemám závažný důvod proti použití 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

Bc. Jakub Svoboda

Poděkování

Děkuji doc. RNDr. Janu Mlynářovi, Ph.D. za vedení mé diplomové práce a za podnětné návrhy, které ji obohatily. Také bych chtěl poděkovat Ing. Ondřeji Fickerovi jak za přínosné podměty, tak konzultace k tomografickému kódu, a v neposlední řadě Danielu Korousovi za konzultace v oblasti UX designu.

Jakub Svoboda

Název práce: Snovnávnať analýza tomografických nakonstrukcí z různých diogradik to								
kamaku JET	aryza tomogranických řekonstrukci z ružných diagnostik to-							
Autor:	Bc. Jakub Svoboda							
Obor:	Fyzika a technika termojaderné fúze							
Druh práce:	Diplomová práce							
Vedoucí práce:	doc. RNDr. Jan Mlynář, Ph.D.							
	Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, České vy-							
	soké učení technické v Praze							

Abstrakt: Tomografie poskytuje cenná data o vyzařování na průřezu plazmatu v tokamaku. Práce je zaměřena na porovnání tomografických rekonstrukcí z různých diagnostik na tokamaku JET vypočítaných pomocí stejného algoritmu. K tomuto účelu byl vytvořen software pro grafické zobrazení a numerickou analýzu výsledků spojený s grafickým uživatelským rozhraním. Dále je v práci popsán používaný tomografický algoritmus. Výsledky pro několik typů scénářů jsou analyzovány s využitím nově vytvořeného softwaru a diskutovány.

Klíčová slova: JET, tomografie, měkké rengenové záření, bolometrie, tokamak

Title:

Comparative analysis of tomographic reconstructions from different diagnostic systems of the JET tokamak

Author: Bc. Jakub Svoboda

Abstract: Tomography provides valuable data about tokamak plasma radiation in its cross section. This thesis is aimed at comparing tomographic reconstructions from various diagnostics used at the JET tokamak computed by the same algorithm. Grafical user interface was created for computing tomographic inversion as well as for displaying results and their numerical analysis. The applied tomographic algorithm is described. Results of tomographic inversions in several discharge scenarios are analysed using the new software and discussed.

Key words: JET, tomography, SXR, bolometry, tokamak

Obsah

Úvod	7
Přehled invezrních metod	13
Tokamak JET	17
Metoda	19
Popis implementace	19
Grafické uživatelské rozhraní	25
Výsledky	31
Používané pojmy	31
Hybridní scénáře	32
Uvolnění nečistot laserem	35
Napouštění dusíku a neonu	38
L mód s divertorem	39
Rozmítání kontaktních bodů	42
Limiterová konfigurace	44
Koncepce hromadného zpracování dat	45
Závěr	46
Seznam použitých zdrojů	47
Přílohy	49

Úvod

Slunce

Slunce bylo od nepaměti objektem, na který se upínala lidská zvědavost. Snaha vysvětlit, co je ten zářivý objekt zač a co je zdrojem jeho energie, sahá do počátků civilizace. První vysvětlení byla náboženského rázu. Mnoho civilizací považovalo slunce za boha, nebo za božský výtvor a tím končili pokusy o pochopení jeho síly. Poznání přírodních jevů nebylo ještě na dostatečně úrovni, aby bylo možné se tímto problémem zabývat jinak než pouze filosoficky.

S rozvojem astronomie a zkoumáním pohybu planet došlo k vývoji fyziky a slunce přestalo být božská svítící skvrna na obloze. Nově se ustálila představa slunce jako objektu, kolem kterého obíhají planety. Tím došlo k určitému vysvětlení toho, co je slunce zač a vědci se přirozeně pustili do zkoumání původu vyzařované energie.

Vysvětlení procesu generujícího energii ve Slunci následovalo nejnovější objevy ve fyzice a technice. Po formulování termodynamiky se hledalo vysvětlení za pomoci této teorie. Fyzikové přišli s nápadem, že Slunce by mohla být hořící koule uhlí. Nebo podle pozdějšího vysvětlení mělo jít o hmotu zahřátou třením, které bylo způsobené gravitační kontrakcí. Tyto teorie však neposkytovali Slunci dostatečnou životnost, aby byla v souladu s pro fyziku neobvyklou konkurencí, biologií a geologií. Charles Darwin ve svém díle o evoluci předpokládal mnohem delší dobu potřebnou pro vývoj druhů, než dávaly termodynamické předpovědi. Také studiem sedimentů byly získány odhady staří Země větší, než předpokládali dobové teorie. V reakci na to astrofyzikové dokonce přišli s korekcí, která uvažovala dopadající komety a asteroidy, které dodávaly další energii a tím prodloužili životnost Slunce. Ovšem i tak to pořád nestačilo.

S novými pokroky a objevy ve fyzice na začátku 20. století bylo ještě více zřejmé, že kontrakční model je nedostačující. Na tento rozpor v roce 1920 upozorňoval Arthur Eddington, který přišel s myšlenkou, že by zdrojem alespoň části sluneční energie mohla být subatomární energie. Dokonce spojil Einsteinův vzorec

$$E = mc^2 \tag{1}$$

s rozdílem hmotnosti jádra helia a čtyřnásobku hmotnosti jádra vodíku, který byl pozorovaný F.W. Astonem a navrhl hypotézu, že by jedním ze zdrojů sluneční energie mohla být exotermické reakce přeměny vodíku na helium [4]. Nešlo o nijak exaktní popis reakce, ale jak jej sám nazval, "o divoký odhad", který byl zároveň výzvou k hledání nového principu a opuštění myšlenky, že jediný zdroj energie ve Slunci jsou procesy způsobené gravitační kontrakcí.

Energetickou bilanci jaderných reakcí lze určit z rozdílu vazebné energie jádra. Pokud produkty mají větší vazebnou energii, než atomy na začátku dojde k uvolnění rozdílu ve formě kinetické energie. V opačném případě je potřeba energii dodat. Na obr. 1 je znázorněna vazebná energie vtažená na nukleon v závislosti na nukleonovém čísle a znázorněny dva základní typy reakcí, při kterých se uvolňuje energie, slučování a štěpení, které již lidstvo zvládlo více či méně ovládnout. Tento typ využívají jaderné bomby a současné jaderné elektrárny. Oproti tomu reakce probíhající ve Slunci jsou slučovací, někdy zvané fúzní.



Obr. 1: Graf závislosti vazebné energie vztažené na nukleon B/A na hmotnostním čísle atomu A [2].

S detailním vysvětlením přišel v roce 1938 Hans Bethe. Navázal na proton protonovou řetězovou reakci navrženou Gamowem s Weizsäckerem, která nevysvětlovala pozorování prvků těžších než helium, a navrhl následující sérii reakcí [3].

$${}^{2}_{1}D + {}^{1}_{1}p \rightarrow {}^{3}_{2}He + \gamma$$
$${}^{3}_{2}He + {}^{3}_{2}He \rightarrow {}^{4}_{2}He + {}^{1}_{2}p$$
$${}^{3}_{2}He + {}^{4}_{2}He \rightarrow {}^{4}_{4}Be + \gamma$$
$${}^{3}_{4}Be + {}^{2}_{4}He \rightarrow {}^{7}_{3}Be + \gamma$$
$${}^{7}_{4}Be + {}^{1}_{1}p \rightarrow {}^{8}_{5}B + \gamma$$
$${}^{8}_{5}B \rightarrow {}^{2}_{2}He + \epsilon^{+} + \nu$$

Výpočet výkonu produkovaného těmito reakcemi nestačil pokrýt sluneční výkon, proto později k uvedeným reakcím doplnil takzvaný CNO cyklus. Opakující se přeměnu uhlíku na dusík a kyslík, které vysvětlily poslední nedostatky v poznání dějů ve Slunci. Tím se konečně uspokojivě uzavřelo zkoumání zdroje sluneční energie.

Fúze na Zemi

Gravitační působení ve Slunci je tak obrovské, že hmota je stlačována takovou silou až přejde v horké a husté plazma. Vytvoří se tak dostačující podmínky, aby jádra atomů mohla překonat coulombickou barieru (znázorněna na obr. 2) a slučovat se. Energie uvolněná reakcemi vytváří tlak, jenž je protiváhou gravitačnímu smršťování a tím stabilizuje hvězdu. V pozemských podmínkách toho nelze dosáhnout. Je tedy potřeba použít jiný způsob, jak udržet podstatně menší množství plazmatu tak, aby vyprodukovalo dostatek tepla pro energetický zisk. Také je vhodné vybrat jaderné reakce, které probíhají v podmínkách lépe dosažitelných na Zemi, než přesně kopírovat ty sluneční.



Obr. 2: Průběh potenciálu pro jádro blížící se k jinému jádru. Aby došlo k fúzi, musí blížící se jádro překonat coulombickou bariéru $V_{\rm b}$ a to buď tak, že má větší energie ϵ , nebo tunelováním. V případě, že jádro nepřekoná bariéru, dostane se neblíže na poloměr $r_{\rm tp}$, kde se začne vzdalovat. [2], přeloženo

V současné době se jako nejperspektivnější jeví udržení plazmatu pomocí magnetického pole. Nejpokročilejší typ zařízení s nejlepšími výsledky se nazývá tokamak. Jde o toroidální vakuovou nádobu, kolem které jsou rozmístěny cívky vytvářející magnetické pole. Další slibný způsob je takzvané inerciální udržení, které využívá setrvačnosti palivové kuličky a pokouší se ji velmi rychle zahřát a stlačit lasery.

Vhodné fúzní reakce

Pro praktické využití jsou zajímavě především následující reakce [13].

$${}_{1}^{2}D + {}_{1}^{3}T \rightarrow {}_{2}^{4}He + {}_{0}^{1}n$$
 (2)

$${}_{1}^{2}D + {}_{1}^{2}D \rightarrow \begin{cases} {}_{1}^{3}T + {}_{1}^{1}p \\ {}_{2}^{3}He + {}_{0}^{1}n \end{cases}$$
 (3)

$${}_{1}^{3}T + {}_{1}^{3}T \rightarrow {}_{2}^{4}He + 2{}_{0}^{1}n$$
 (4)

$${}_{2}^{3}\text{He} + {}_{1}^{3}\text{T} \rightarrow \begin{cases} {}_{2}^{4}\text{He} + {}_{1}^{1}\text{p} + {}_{0}^{1}\text{n} \\ {}_{2}^{4}\text{He} + {}_{1}^{2}\text{D} \end{cases}$$
(5)

$${}^{2}_{1}\mathrm{D} + {}^{3}_{2}\mathrm{He} \to {}^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{1}_{1}\mathrm{p}$$
 (6)

$$^{1}_{1}\mathrm{p} + ^{7}_{3}\mathrm{Li} \rightarrow 2^{4}_{2}\mathrm{He} \tag{7}$$

$$^{1}_{1}\mathrm{p} + ^{11}_{5}\mathrm{B} \to 3^{4}_{2}\mathrm{He}$$
 (8)

Jaderné reakce lze popsat účinným průřezem a reaktivitou. Účinný průřez je veličina, která udává pravděpodobnost, že dojde k reakci mezi párem částic. Pro usnadnění výpočtů se problémy srážek převádí do těžišťové soustavy. Účinné průřezy pro výše uvedené reakce vztažené ke kinetické energie těžiště jsou na obr. 3 vlevo. Protože držené plazma má obvykle maxwellovské rozdělení rychlostí a účinný průřez závisí na rychlosti, je potřeba toto vzít v úvahu. Proto se pro praktické srovnání používá veličina průměrná reaktivita, která udává pravděpodobnost reakce pro jednotkový čas a hustotu se zahrnutím rychlostního rozdělení pro danou teplotu. Průměrné reaktivity v závislosti na teplotě jsou znázorněny na obr. 3 vpravo. Pro vyvíjené reaktory



Obr. 3: Vlevo: graf účinného průřezu v závislosti na kinetické energii v těžišťové soustavě. Vpravo: závislost reaktivity na teplotě. [2]

se plánuje využít směs deuteria s tritiem a především reakci (2). Tato volba byla učiněna na základě nejvyšší reaktivity při nejnižší teplotě. Nižší teplota je výhodná, protože není potřeba spotřebovat tolik energie na ohřev a zároveň čím menší je, tím menší klade technické nároky na zařízení. Nebude to však jediná probíhající reakce, neboť jak ukazuje obr. 3, při optimální teplotě pro DT reakci, může jak deuterium tak tritium reagovat samo se sebou, případně s některým produktem z reakcí (2)-(4). Reakce (2) má však i nevýhody. Vznikají při ní neutrony s vysokou energii, které budou z plazmatu vylétávat. Tím bude jednak docházet ke ztrátám energie a také k poškození a aktivaci přilehlých materiálů. Další nevýhodou je potřeba tritia. Jde o radioaktivní prvek, který se na Zemi volně v přírodě vyskytuje jen ve zcela zanedbatelném množství. Využitelné jsou zásoby vzniklé jako vedlejší produkt kanadských těžkovodních štěpných reaktorů. Také je potřeba dbát na bezpečnost při manipulaci s tritiem, chemicky se chová jako obyčejný vodík a tak při jeho úniku do životního prostředí hrozí nebezpečí dlouhodobého ozáření organismům, do kterých by se dostalo a navázalo se do organických molekul. Plánuje se, že reaktory v budoucích fúzních elektrárnách budou tritium vyrábět z lithia pomocí neutronů vzniklých fúzními reakcemi.

Výše popsané problémy s neutrony a tritiem činí zajímavé reakce (6), (7) a (8). Všechny produkty vzniknou jako ionty. Zůstanou tak udržené v plazmatu, kde předají svojí energii a pomůžou tím plazma ohřát. Nebo dokonce by při jiné technické realizaci mohli být brzděny a tak přímo generovat elektřinu, bez nutnosti úbytku účinnosti při použití tepelného cyklu, který by poháněl turbínu. Avšak účinné průřezy nejsou tak vysoké a reaktivity mají podstatně větší optimální teplotu, proto by pro dosažení energetického zisku bylo potřeba dokonalejší technologie, než se v současné době jeví jako realizovatelné.

ITER

Latinsky znamená cesta, zkratka z International Thermonuclear Experimental Reactor je mezinárodní projekt tokamaku, který má využívat reakcí deuteria s tritiem k produkci tepla. Jedná se o experimentální zařízení, které má prokázat technickou proveditelnost. Technologie pro zvládnutí takového projektu jsou velmi náročné a na hranici současných možností, tím pádem i velmi nákladné. Bez mezinárodní spolupráce by realizace téměř nemožná. Návrh vzniku mezinárodního projektu byla poprvé předložen generálním tajemníkem Gorbačovem prezidentu Spojených států Reaganovi na konferenci v Ženevě konající se v listopadu 1985. O rok později byla dosažena dohoda mezi evropskou organizací zabývající se jadernou energetikou EU-RATOM, Japonskem, Sovětským svazem a Spojenými státy. Původní návrh počítal s větším a nákladnějším tokamakem, ale kvůli problematické politické situaci po rozpadu sovětského svazu a neochotě Spojených státu dále v projektu pokračovat, bylo potřeba zredukovat náklady. Nový zmenšený návrh byl dokončen a schválen v roce 2001. Poté se k projektu opět připojily Spojené státy. Nově se začlenily Čínská lidová republika, Korea a Indie. Místo pro stavbu bylo vybráno v roce 2005 podle návrhu Evropské unie v jižní Francii poblíž Saint Paul-lez-Durance [11].

Hlavní cíle

• 500MW a faktor zesílení výkonu Q alespoň 10, který popisuje poměr mezi dodanou a vyprodukovanou energii.

$$Q = \frac{P_{\text{vystup}}}{P_{\text{vstup}}} \tag{9}$$

- Demonstrovat integrovatelnost technologií pro fúzní elektrárnu.
- DT plazma se samoohřevem, tedy ohřevem z probíhajících reakcí.
- Otestovat několik technologií plození tritia, které je potřeba pro energetické reaktory.
- Ukázat bezpečnostní charakteristiky fúzního zařízení. Především zvládnutí kontroly plazmatu a zanedbatelné důsledky provozu na životní prostředí.

Pro dosažení těchto cílů je potřeba zvládnout kontrolu plazmatu. Úspěšně kontrolovat plazma je možné jen pokud budeme rozumět procesům, které v něm probíhají.

Přehled inverzních metod

Ke zkoumání plazmatu lze využít elektromagnetické záření, které přirozeně vyzařuje. Výhodné je například proto, že nedochází k ovlivnění samotného plazmatu. Za nevýhodu může být považováno, že přímo lze získat jen celkové pozorování ze směru snímaného detektorem. Tuto nevýhodu je možné odstranit použitím více detektorů, složením jejich signálů a provedením tomografické rekonstrukce. Tím se dá získat prostorové rozložení vyzařování, s jehož pomocí lze ověřovat některé teoreticky předpovězené jevy.

Dále budou uvedeny některé příklady využití tomografie pro ověření teoretických a modelových výsledků ohledně vyzařování plazmatu. Bylo navrženo několik přístupů, jak teoreticky předpovídat chování plazmatu. Jedním z nich je magnetohydrodynamika (zkráceně MHD), která využívá teorii kontinua. Na plazma se nahlíží jako na tekutinu, která je ovlivněná magnetickým polem. Z této teorie se dají odvodit jevy, které by měly probíhat v plazmatu současných experimentů s magnetickým udržením, jako například magnetické ostrovy. Tyto útvary je možné pozorovat na rozložení měkkého rentgenového záření (zkracováno SXR). Jednou z možností, jak ověřit teoretické předpovědi s experimentem, je provést tomografii měkkého rentgenového záření a porovnat výsledky s modelem. Dalším jevem, který lze studovat pomocí tomografie, je přenos nečistot uvnitř plazmatu. Prvky, které obvykle považujeme za nečistoty v experimentech s magnetickým udržením, vyzařují v oblasti měkkého rentgenového záření. Opět je možné využít tomografickou rekonstrukci a pozorovat, jak se oblast vyzařování přesouvá, a tím zkoumat modely transportu v plazmatu.

Tomografická rekonstrukce obecně znamená matematické zpracování velkého množství nelokálních měření, z kterých se odhadují lokální fyzikální vlastnosti. Široké uplatnění tato metoda našla například ve zdravotnictví, kde je nazývána zkratkou CT (*angl. computed tomography* - počítaná tomografie). Tomografické rekonstrukce jsou obecně špatně podmíněné úlohy, proto vyžadují speciální přístup při řešení. Metody, které se používají pro běžné aplikace, často využívají možnosti libovolně snímat zkoumaný objekt. Nejběžněji používaná je metoda filtrovaných zpětných projekcí (*filtered backprojection*), jež je odvozená a založená na Fourierově transformaci. Také je jednoduchá na implementaci a i díky tomu je velice efektivní. Tyto metody nejsou vhodné pro použití na tokamacích, protože měření je na nich omezeno technickými možnostmi. Především je omezený počet směrů, ze kterých lze plazma pozorovat, s tím souvisí i nepravidelné vzorkování, a velký šum měření způsobený nehostinnými podmínkami v okolí plazmatu, kde jsou umístěny detektory. Důsledkem špatného pokrytí je, že úloha je nedostatečně určená, a proto je nutné



Obr. 4: Znázornění projekčního prostoru: (a) definice proměnných používaných v projekčním prostoru, (b) modelová geometrie, (c) sinogram: zobrazení linií z (b) do projekčního prostoru s počítáním vzdálenosti od středu kružnice. [9]

použít jiné metody. Úlohu je potřeba vhodně regularizovat tak, aby se potlačily efekty špatného pokrytí a zároveň se potlačil vliv šumu na detektorech.

Pozorovací linie a pokrytí

Pokud se chceme zabývat měřením přicházejícího záření a následně provést tomografickou rekonstrukci, je nejprve potřeba zjistit, co a odkud detektory zaznamenávají. Většinou se využívá zjednodušující předpoklad, že naměřená hodnota je integrovaná podél čáry, takzvané pozorovací linie. Jde o myšlenou čáru, která vychází z detektoru, projde optikou nebo štěrbinou kamery a pokračuje dále do vakuové komory. V reálných systémech však detektory měří na oblasti pruhu s konečnou šířkou. To je způsobeno vlastnostmi optiky, nebo konečnou šířkou štěrbiny. Tento jev je vhodné brát v úvahu, pokud je požadováno pozorovat útvary, které jsou menší než vzájemné vzdálenosti pozorovacích linií.

Pro zkoumání pokrytí a k návrhu rozložení pozorovacích linií se používá jejich parametrizace pomocí dvou proměnných: vzdálenosti od zvoleného bodu, například od středu poloidálního řezu vakuové komory, a úhlu mezi pozorovacím směrem a jednou z os. Tím se vytvoří tzv. projekční prostor. Zobrazení pozorovacích linií v projekčních souřadnicích se nazývá sinogram, viz obr. 4. Pokryta by měla být co největší část projekčního prostoru a pokud možno co nejpravidelněji. Toho lze dosáhnout v medicínských aplikacích, ale zpravidla to není možné u experimentů s magnetickým udržením plazmatu. Taková zařízení, jako tokamaky, z technických důvodů nedovolují pozorování z libovolného úhlu. Je možné používat jen omezené množství portů do vakuové komory, které navíc jsou omezeny i velikostně. Proto je na místě detailněji se zabývat rozložením pozorovacích linií. Ukazuje se, že je lepší použít větší počet pozorovacích úhlů, pro daný počet kanálů, než pro méně úhlů mít více pozorovacích linií [9].

Výše bylo popsáno, jak určit odkud přichází signál, zabývejme se nyní tím, jak oblast propojit s měřenými hodnotami na detektoru. Pokud chceme rekonstruovat profil vyzařování v závislosti na poloze $g(\mathbf{r})$ lze hodnotu naměřenou i-tým detektorem \mathbf{f}_i vyjádřit následovně,

$$\mathbf{f}_i = \int \mathbf{K}_i(\mathbf{r}) \mathbf{g}(\mathbf{r}) \mathrm{d}\mathbf{r}$$
(10)

kde $K_i(\mathbf{r})$ popisuje geometrii příspěvků pro i-tý detektor. Provést tomografickou rekonstrukci znamená nalézt profil vyzařování $g(\mathbf{r})$ (někdy také nazýván rekonstrukce, nebo řešení) z rovnic pro všechny detektory.

Bázové funkce

Jak už bylo uvedeno výše, tomografie v prostředí tokamaku má množství omezení, proto není možné využít metody, které provádí inverzi analyticky. Místo toho se používá tzv. rozložení do řady. Řešení $g(\mathbf{r})$ se předpokládá ve tvaru složeném z Nbázových funkcí $b_i(\mathbf{r})$.

$$g(\mathbf{r}) \approx \sum_{i}^{N} \mathbf{g}_{i} b_{i}(\mathbf{r})$$
 (11)

Úloha přechází v hledání N členů vektoru \mathbf{g} , pro které přejdou funkce $K_i(\mathbf{r})$ z rovnice (10) v matici \mathbf{K} , jejíž prvky se určí následovně.

$$\mathbf{K}_{ij} = \int \mathbf{K}_i(\mathbf{r}) \mathbf{b}_j(\mathbf{r}) \mathrm{d}\mathbf{r}$$
(12)

Existuje několik způsobů jak volit bázové funkce. Podle toho se rozlišují na lokální, globální a přirozené.

Lokální bázové funkce jsou takové, které pokrývají malé části rekonstruované oblasti. Do této kategorie patří například čtvercové (někdy i obdélníkové) pixely. Takový druh bázových funkcí vyžívá tomografický algoritmus použitý v rámci této práce.

Globální bázové funkce jsou nenulové na velké části rekonstruované oblasti. Mohou to být Fourierovy-Zernikovy, Fourierovy-Besselovy funkce, nebo na tokamacích často používané oblasti mezi dvěma blízkými plochami magnetického toku. [10]

Přirozené bázové funkce vycházejí z geometrie úlohy. Implementace na nepravidelně pokrytý projekční prostor je obtížná, a proto se jejich využití prakticky vyskytuje pouze v medicínských aplikacích.

Regularizace

Jak již bylo zmíněno dříve, tomografie obecně je špatně podmíněná úloha. To znamená, že malá změna vstupu, která může být zapříčiněná nefyzikální fluktuací, šumem, nebo změnou geometrie, může způsobit velkou změnu výsledku. Navíc tomografie tokamakového plazmatu je nedostatečně určená úloha, počet bázových funkcí je podstatně větší než je počet detektorů. To mimo jiné znamená, že pro jedno zadání existuje mnoho řešení. Proto je potřeba úlohu upravit a speciálně řešit, regularizovat. To se provádí dodáním informace o řešení, která by měla ležet v nulovém prostoru úlohy, také nazývaném jádro. Pokud k řešení přičteme nějaké ležící v jádru, výsledek se nezmění.

Jedním ze způsobů, jak do rovnic přidat dodatečnou informaci, je zavedení hodnotící funkce $O(\mathbf{g})$, která penalizuje řešení, která neodpovídají požadovaným vlastnostem vyplývajících z dodatečných informací. Považujeme-li měření za podmínku $C(\mathbf{g})$, lze zapsat minimalizaci hodnotící funkce ve tvaru,

$$\min\left\{\mathcal{O}(\mathbf{g})|\mathcal{C}(\mathbf{g}) \le 0\right\} \tag{13}$$

kde funkce $C(\mathbf{g})$ je braná jako rozdíl nepřesnosti řešení a předpokládaného šumu ϵ . Vektor vzniklý součinem $\mathbf{K} \cdot \mathbf{g}$ je možné interpretovat jako hodnoty, které by byly naměřený naprosto přesným přístrojem pokud by oblast vyzařovala podle řešení \mathbf{g} .

$$C(\mathbf{g}) = \|\mathbf{f} - \mathbf{K} \cdot \mathbf{g}\|^2 - \|\xi\|^2$$
(14)

Shrneme-li výše uvedené, hledá se takové řešení \mathbf{g} , které se od měření liší stejně nebo méně než je předpokládaná hodnota šumu ξ a zároveň co nejlépe vyhovuje dodaným informacím, takže hodnotící funkce nabývá co nejmenších hodnot.

Za předpokladu, že $O({\bf g})$ je kvadratický funkcionál, za použití \cdot pro skalární součin zapsaný následovně,

$$O(\mathbf{g}) = \mathbf{g}^T \cdot \mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{g} \tag{15}$$

a Ω je symetrická matice, lze pomocí metody Lagrangevých multiplikátorů odvodit následující vztah,

$$(\lambda \mathbf{K}^T \cdot \mathbf{K} + \mathbf{\Omega}) \cdot \mathbf{g} = \lambda \mathbf{K}^T \cdot \mathbf{f}$$
(16)

který odpovídá Tichonovově regularizaci [8]. Parametr λ je možné najít iterativním řešením této rovnice. K tomu je potřeba řádově do desítky iterací, což může být časově náročné. Proto se někdy používá metoda, při které se vyjádří λ analyticky a vykreslí se závislost O(g) na $\|\mathbf{f} - \mathbf{K} \cdot \mathbf{g}\|^2$. Tím se získá graf přibližně ve tvaru písmene L. Optimální hodnota parametru se nachází v rohu této závislosti [16]. Často se využívá logaritmické škály na osách pro zvýraznění tvaru grafu. Tato metoda nefunguje dobře pro nedostatečně určené úlohy. Navíc je možné přidat další fyzikálně motivované podmínky. Často se používá předpoklad nulovosti mimo oblast, ve které záření očekáváme, v případě tokamaku to může být mimo vakuovou komoru, nebo za poslední uzavřenou plochou konstantního magnetického toku, nazývanou separatrix. To lze prakticky realizovat několika způsoby. Jeden z nich je vytvoření pixelů, nebo jiných obecných bázových funkcí, pouze uvnitř vakuové komory. Tím se zajistí, že inverze přiřadí vyzařování pouze do oblasti odkud může fyzikálně vycházet. Nevýhodou je složitější implementace, obzvlášť při použití bázových funkcí ve formě pravidelné pixelové mříže. Dalším způsobem je vytvoření imaginárních pozorovacích linií, které sledují nějaký počet pixelů mimo zvolenou oblast nebo její hranici, a přiřazení nulového signálu těmto imaginárním detektorům. Tvar těchto linií nemusí vycházet z tvarů skutečných pozorovacích linií a lze jej upravit libovolně. Prakticky jde o přidání informace do geometrického členu rovnice (10) a tím i do zadání inverzní úlohy. Jedná se o velice snadný způsob jak přidat informace do úlohy, ale zároveň tyto podmínky podléhají regularizačnímu algoritmu. Rekonstrukce, které tuto podmínku nerespektují budou penalizovány hodnotící funkcí, avšak nebudou nijak vynuceny. Pro realizaci je možné použít několik variant imaginárních linií, například se může jednat o jednu pozorovací linii, která sleduje celý okraj, nebo se každému pixelu mimo komoru přiřadí jedna pozorovací linie.

Další používanou podmínkou je nezápornost rekonstruovaných hodnot. Tuto podmínku je možné aplikovat, protože plazma v tokamacích bývá pro používané vlnové délky opticky tenké a tak nenastává situace, že by některá z oblastí plazmatu pohlcovala více než vyzařovala. Implementace této podmínky už je poměrně složitější. Jednou z možností je během iterací v regularizačním algoritmu kontrolovat hodnoty průběžných výsledků a pokud jsou záporné nahradit je nulou. Tím se ovlivní, jak bude vypadat následující krok, ale algoritmus to nepřinutí využít pouze kladné hodnoty.

Tokamak JET

Jelikož se v této práci provádí tomografické rekonstrukce z dat pořízených na tokamaku JET, bude toto zařízení a použité detektory v této části stručně popsány. Tokamak JET byl spuštěn v roce 1983. Od počátku byl navrhován tak, aby dosáhl termojaderných podmínek. Návrh počítal s tím, že se stane vývojovým krokem mezi středními tokamaky a energetickým reaktorem. Nově získané poznatky z takto velkého stroje otevřely cestu k návrhu tokamaku ITER. Významnou roli při technickém návrhu a jeho prosazení hrál Paul-Henri Rebut, který mimo jiné prosazoval tvar komory připomínající písmeno D. To umožnilo pozdější instalaci divertoru a udržení plazmatu v H-módu, tedy režimu, který v současnosti má nejlepší výsledky ve smyslu dosažení praktického využití. Celé zařízení JET včetně cívek má poloměr 15 metrů a je 12 m vysoké. Vakuová komora je 4,2 metrů vysoká s hlavním poloměrem 2.96 m a vedlejší 1,25 m. Její objem je 100 m³, toto číslo je pozoruhodné především proto, že jeden z největší tehdejších tokamaků TFR měl objem 1 m³. [19]. V tokamaku je možné udržet stav s ustáleným proudem v plazmatu, tzv. flat top, po dobu 20 sekund s proudy v plazmatu do 3 MA. Pro tomografickou rekonstrukci se využívají níže popsané diagnostické přístroje.

Bolometry

JET využívá rezistorové bolometry, které jsou sdružené do kamer. Každá z nich se skládá z 24 detektorů. Jedna sleduje plazma z horizontálního a druhá z verti-



Obr. 5: Řez tokamakem JET s vyznačenými základními komponentami a postavou pro lepší představu o velikosti [15], přeloženo.

kálního směru. Tyto kamery mají časové rozlišení 2 ms. Pro detailnější pozorování divertorové oblasti byly nainstalovány další tři kamery dohromady s 12 detektory. [7]

Neutronové detektory

Další diagnostikou jsou neutronové detektory v tzv. Monitoru neutronového profilu. Pro tomografii se používají dvě kamery, jedna skládající se z deseti detektorů s horizontálním pohledem na plazma a druhá s devíti vertikálními pohledy. Neutronová kamera je soustava několika kolimátorů se scintilačními detektory rozmístěných do vějíře. Aby se omezilo množství neutronů, které se odrazí uvnitř kolimátoru a nepřichází tak z požadovaného směru, jsou detektory vzdálené od centra plazmatu 5,5 až 5,8 metrů. Zároveň jsou stíněné pomocí masivního betonového bloku. Rozlišení v centru plazmatu je přibližně 12 cm [1].

Detektory měkkého rentgenového záření

Jak bylo uvedeno výše, k tomografické rekonstrukci se využívá i dat z detektorů měkkého rentgenového záření. Toto záření snímají 3 kompaktní štěrbinové kamery. Dvě jsou založeny na PIN diodách a třetí je složená z radiačně odolných polovodičových detektorů. Kamery jsou umístěny v sekundárním vakuu za 250 μ m beryliovým filtrem pohlcujícím fotony s energií menší než 2 keV. Z důvodu nedostatku prostoru v portech, jsou kamery zachycující měkké rentgenové záření na různých toroidálních pozicích, snímají tak jiný poloidální řez. Kromě toho, kamera s horizontálním pohledem je mírně pootočená v toroidálním směru. [17]

Metoda

V podstatě existují dva hlavní přístupy, jak provést tomografickou inverzi. Buď se nejprve provede inverze analyticky a poté se numericky řeší (např. metoda filtrovaných zpětných projekcí), nebo se úloha nejprve diskretizuje a regularizuje, například tak jak je popsáno v předchozí části, a až poté se inverze provede numericky. V této práci byl využit software, který pro výpočet využívá druhý jmenovaný přístup.

Popis implementace

Použitý software je napsaný v programovacím jazyku Python. Algoritmus vychází ze staršího kódu v jazyce MatLab, který byl dále také vyvíjen a v současnosti je používaný na tokamaku COMPASS. Kód v jazyce Python prošel strukturálním vývojem. Nejprve byl do kódu implementován objekt tokamak, který v sobě obsahuje informace o rekonstruované oblasti a načtená nezpracovaná data, jak z detektorů, tak z magnetických diagnostik. V nedávné době došlo k podstatné restrukturalizaci a optimalizaci kódu, zejména k úpravě načítání modulů a přechodu na Python 3.

V tomto oddíle je použité odlišné značení, než bylo použito v minulé kapitole, pro snazší rozlišení teorie a popisu konkrétního algoritmu. Využívá se zde konvence běžně používaná v článcích popisující tuto konkrétní implementaci algoritmu a většina odpovídajících proměnných v kódu je stejně pojmenována.

Bázové funkce jsou zvoleny jako rovnoměrně rozložené čtvercové pixely. Výsledná rekonstrukce je složením hodnot ze všech pixelů,

$$g(\vec{r}) = \sum_{i}^{N} \mathbf{g}_{i} b_{i}(\vec{r}) \tag{17}$$

kde N je počet pixelů a \vec{r} polohový vektor. Vyjádření hodnoty zaznamenané na i-tém detektoru \mathbf{f}_i v diskretizované podobě pro pixelovou mříž je následovné,

$$\mathbf{f}_i = \sum_{j}^{N} \mathbf{T}_{ij} \mathbf{g}_j + \xi_i \tag{18}$$

kde **T** je příspěvková matice, která je speciálním případem K z rovnice (10), a ξ_i je člen reprezentující systematické chyby, nedokonalost rekonstrukce a šum.

Způsob výpočtu prvků příspěvkové matice je dán formátem souboru s geometrickou konfigurací. Pokud je uveden jeden počáteční a pouze jeden koncový bod, jejich

spojením se vytvoří pozorovací linie. Pak se prvky příspěvkové matice počítají pro každý z pixelů, jako délka pozorovací linie v tomto pixelu. V případě, že jsou uvedeny dva koncové body za účelem zvážení konečné šíře pozorovací linie, se použije speciální metoda. Místo jedné pozorovací linie se vytvoří vějíř pozorovacích linií vycházejících z počátečního bodu. Koncové body těchto linií se rovnoměrně rozloží v rozmezí mezi body, které jsou dodané v souboru s geometrickou konfigurací. Pro všechny linie ve vějíři se počítají jejich délky v pixelech, kterými prochází, a tak se určí příspěvek pro každý z detektorů. Nakonec se jednotlivé členy geometrické matice vydělí počtem fiktivních linií. Pokud je využita konvence, že vektory se píší do sloupců, první index u matice značí její řádek a druhý index sloupec, pak každý řádek matice obsahuje příspěvky všech pixelů pro daný detektor a naopak sloupec matice zase příspěvky daného pixelu pro všechny detektory.

Pomocí Tichonovovy regularizace lze regularizovat úlohu a získat vztah,

$$(\mathbf{T}^T \cdot \mathbf{T} + \lambda \mathbf{H}) \cdot \mathbf{g} = \mathbf{T}^T \cdot \mathbf{f}$$
(19)

kde **H** je regularizační matice. Jedná se o obdobu rovnice (16), s rozdílem že λ zde není stejný koeficient. V tomto případě jde o koeficient Tichonovovi regularizace, kdežto ve vztahu (16) je v roli Lagrangovského multiplikátoru. Označme Lagrangovský koeficient λ ze vztahu (16) jako α , pak platí, že ve vztahu (19) koeficient Tichonovovy regularizace λ nabývá hodnoty $1/\alpha$. Po úpravách lze získat následující vyjádření rekonstrukce **g**.

$$\mathbf{g} = \mathbf{M} \cdot \mathbf{f} = (\mathbf{T}^T \cdot \mathbf{T} + \lambda \mathbf{H})^{-1} \cdot \mathbf{T}^T \cdot \mathbf{f}$$
(20)

Pro určení regularizační matice se využívá princip minimalizace Fisherovy informace (zkracováno MFI), kterou lze v dvojrozměrné rekonstrukční oblasti spočítat následovně.

$$I_F = \int \sum_{i,j=1}^{2} \left| \frac{\partial g(x_1, x_2)}{\partial x_i} \frac{\partial g(x_1, x_2)}{\partial x_j} \frac{1}{g(x_1, x_2)} \right| dx_1 dx_2$$
(21)

Toto kritérium je zvoleno na základě očekávaných vlastností vyzařování a také dobrých zkušeností při aplikaci a testech na fantomových modelech. Fantomovým modelem se myslí vytvoření modelu předpokládaného vyzařování, jeho integrací podél pozorovacích linií a tím vytvoření fiktivních naměřených hodnot na detektorech. Z těchto hodnot se poté počítá inverze a výsledek se porovnává s původním modelem.

V algoritmu je implementováno několik způsobů výpočtu regularizační matice H (viz. řídící parametr regularization). Nejpokročilejší a nejčastěji využívanou možností je anizotropní matice založená na vzorci Fisherovy informace (21). Využívá předpokladu, že vyzařování plazmatu je hladší podél magnetického pole. Tato matice se počítá podle vzorce,

$$\mathbf{H}_{kj} = \mathbf{S}(\eta) \sum_{m}^{L} \mathbf{B}_{\parallel km}^{T} \mathbf{w}_{m} \mathbf{B}_{\parallel mj} + \mathbf{S}(-\eta) \sum_{m}^{L} \mathbf{B}_{\perp km}^{T} \mathbf{w}_{m} \mathbf{B}_{\perp mj}$$
(22)

kde S(η) kontroluje amplitudu anizotropie, nejčastěji je volena logistická funkce [17], **B**_⊥ a **B**_{||} jsou matice derivací ve směru kolmém, případně tečném na magnetické siločáry a **w** obsahuje váhy pro jednotlivé derivace, které umožní úpravu, tak aby matice byla ve formě Fisherovy informace (21). Další možností je použití izotropní regularizační matice taktéž založené na minimalizaci Fisherovy informace.

$$\mathbf{H}_{kj} = \sum_{m}^{L} \mathbf{B}_{km}^{T} \mathbf{w}_{m} \mathbf{B}_{mj}$$
(23)

Na rozdíl od předchozího případu je zde \mathbf{B} matice diskrétních derivací podél kartézských souřadnic a \mathbf{w} obsahuje váhy [17].

Pro nalezení optimální hodnoty regularizačního parametru λ se používá iterativní hledání kořenu vztahu (24) pomocí Newtonovy metody. Využívá se tak monotonnosti závislosti C a O na λ [8]. Je ovšem nutné algoritmu zadat očekávané chyby měření. Toto ovšem nevyžaduje metoda s hledáním rohu L křivky, která sice byla napsána, avšak nepoužívá se, protože pro správný chod vyžaduj daleko lépe pokrytou oblast a více měření. Pokud by tato metoda byla použita, graf by neměl výrazný roh L křivky a hledání parametru λ touto metodou by bylo nespolehlivé.

$$(\mathbf{f} - \mathbf{T} \cdot \mathbf{g}) \cdot \mathbf{W} \cdot (\mathbf{f} - \mathbf{T} \cdot \mathbf{g}) - \mathbf{e} \cdot \mathbf{W} \cdot \mathbf{e} = 0$$
(24)

Kde **W** je matice vah, $(\mathbf{f} - \mathbf{T} \cdot \mathbf{g})$ vyjadřuje nepřesnost rekonstrukce (závisí na regularizačním parametru λ) a **e** je vektor očekávaných nepřesností. Pokud hledaný parametr λ překročí předpokládanou maximální mez, spustí se metoda založená na náhodných krocích v předem definovaném rozsahu, nazvaná *naive_search*.

Vhodnost nalezeného parametru λ se posuzuje podle Pearsonova testu,

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i}^{N} \left(\frac{\|\mathbf{f} - \mathbf{T} \cdot \mathbf{g}\|_i}{\sigma_i} \right)^2 \tag{25}$$

kde σ_i je očekávaná hodnota nepřesnosti i-tého měření. Hledání λ pomocí Pearsonove testu je iterativní proces, který se opakuje dokud není dosaženo požadované přesnosti, nebo dokud neproběhl desetkrát. Tento proces se nazývá vnitřní smyčka. Protože metoda je iterativní, závisí její výsledek na počátečním odhadu. Proto se vnitřní smyčka opakuje v tzv. vnější smyčce. Výsledky z konce vnitřní smyčky se využijí jako odhady na začátku další. Ze zkušeností vyplývá, že optimální je opakovat vnější smyčku třikrát. Diagram průběhu celého algoritmu je znázorněn na obr. 6.

Kromě regularizační matice odvozené od hodnotící funkce jsou do algoritmu dodány i další požadavky na řešení. První z nich je nezápornost řešení, která je realizována nahrazováním záporných hodnot nulami během iterací v algoritmu hledajícím parametr λ . Dalším je nulovost vyzařování za separatrix, která je realizována vytvořením virtuálních pozorovacích linií. Tento požadavek je vhodný pro měkké rentgenové záření, ale už ne pro záření zaznamenané bolometry. Plazma v oblasti divertoru může poměrně výrazně zářit mimo oblast měkkého rentgenového záření. Toto záření je bolometry zaznamenáno a při jeho ignorování by došlo k zásadním chybám při rekonstrukci, proto se v případě bolometrů tento požadavek nepoužívá a je implementována úprava, která vyžaduje záření nulové jen mimo vakuovou komoru tokamaku. Pro rekonstrukci měkkého rentgenového záření se využívá ještě



Obr. 6: Schéma současné implementace MFI algoritmu v tomografickém softwaru s typickými hodnotami parametrů [14].

vyhlazování profilu vyzařování podél hranice komory. Jde o další způsob, jak zajistit, aby vně komory nedocházelo ke vzniku nefyzikálních oblastí s vyzařováním. Tento postup se nepoužívá pro bolometry, které zaznamenávají i záření vycházející z oblasti u stěny vakuové komory. Toto záření způsobuje problémy při vyhlazování podél okraje, které mají za následek nefyzikální rekonstrukce.

Hlavní řídicí parametry

Celý algoritmus je řízen pomocí jednoho slovníku *(angl. dictionary)* [18], jde o datovou strukturu jazyka Python, která umožňuje ukládat různé datové typy. Uložená data jsou indexována klíči, které můžou být také různých typů, avšak musí být v rámci jednoho slovníku unikátní. Tento řídící slovník používá jako klíče krátké textové záznamy. Níže budou popsány některé z nich, především ty, které jsou pro



Obr. 7: Ilustrace vlivu počtu opakování anizotropního MFI algoritmu na rekonstrukce měkkého rentgenového záření. Barevná škála je ve W/m^3 .

algoritmus stěžejní.

Parametry rekonstruované oblasti se nastaví při konstrukci objektu tokamak, klíči lze měnit pouze rozlišení. K tomu slouží klíče nx a ny, které nastavují počet pixelů v radiálním respektive vertikálním směru. V současnosti se standardizuje rozměr rekonstruované oblasti na tokamaku JET a používané rozlišení. To by mělo být 55 pixelů v radiálním a 100 pixelů ve vertikálním směru, proto by se neměly nastavovat jiné hodnoty těchto parametrů. V minulosti bývaly rozměry a hranice rekonstruovaných oblastí různé i v rámci využívání tohoto algoritmu, výběr byl podle potřeb a osobních preferencí uživatele.

Dále budou popsány klíče, které ovlivňují způsob provedení tomografické inverze. Kromě MFI, regularizačního algoritmu popsaného výše, je možné použít i jiné způsoby. Ne všechny z nich fungují spolehlivě, proto se prakticky používají jen MFI a jeho rychlejší varianta nazvaná rapidMFI. Ta se od standardní liší tím, že se hledá regularizační matice pouze jednou pro celý rekonstruovaný interval. Dosáhne se tím podstatného zrychlení výpočtu, avšak za cenu snížené přesnosti. Proto je vhodné používat rapidMFI algoritmus jen pro velmi krátké časové úseky, během kterých zůstávají magnetické pole a vyzařovaný výkon téměř neměnné. K výběru regularizačního algoritmu slouží klíč solver. Taktéž je implementováno několik způsobů výpočtu regularizační matice. K výběru slouží klíč regularization. Velmi důležitým parametrem v MFI algoritmech je množství opakování minimalizace. To se nastavuje klíčem *ifishmax.* Běžně používaná a doporučená hodnota je 3. Při tomto nastavení lze již získat smysluplné rekonstrukce a zároveň pro větší počet opakování dochází jen k malým změnám řešení. Vliv počtu opakování MFI algoritmu je znázorněn na obr. 7 pro rekonstrukci měkkého rentgenového záření a na obr. 8 pro záření zaznamenané bolometry. Data jsou z výstřelu 92030 v čase 49,1 s. Vliv volby regularizační matice pro bolometry je znázorněn na obr. 9

Dalším klíčem, který ovlivňuje průběh inverze je *errorscale*. Jemu přiřazená hodnota škáluje chybu měření. Ta je standardně braná jako odmocnina z naměřené hodnoty. Běžně by měla být nastavena hodnota 1, tedy neškálovat předpokládané chyby. Zvýšení tohoto parametru má za následek vetší podíl regularizační matice na



Obr. 8: Ilustrace vlivu počtu opakování anizotropního MFI algoritmu na rekonstrukci záření zaznamenaného bolometry. Barevná škála je ve $\rm W/m^3.$



Obr. 9: Ilustrace vlivu volby MFI algoritmu na rekonstrukci záření zaznamenaného bolometry. Vlevo izotropní derivace, vpravo anizotropní preferující směr podél pole. Barevná škála je ve $\rm W/m^3.$



Obr. 10: Ilustrace vlivu škálování chyby na rekonstrukci záření zaznamenaného bolometry. Barevná škála je ve W/m^3 .

výsledné rekonstrukci. Tento parametr by se měl měnit jen pokud jsou k dispozici data s velkým šumem a není potřeba přesná rekonstrukce. Vliv škálování chyby na výslednou rekonstrukci je znázorněn na obrázku 10.

Další požadavky na řešení popsané v předešlé čísti řídí následující klíče. Nezápornost řešení lze nastavit klíčem *allow_negative*. Požadavek na nulovost mimo očekávanou oblast vyzařování se aplikuje pomocí virtuálních pozorovacích linií, jejichž počet nastavuje klíč *virt_chords*. Vyhlazování podél okraje zapíná klíč *boundary*, který by měl být pro bolometrické rekonstrukce vždy vypnut (nastaven na 0 nebo False). Výsledky rekonstrukcí při použití nebo vynechání vyhlazování jsou znázorněny na obr. 11. Za povšimnutí stojí především oblast X-bodu. Při použití vyhlazování se objeví oblast se zápornými hodnotami. Také je patrné že většina vyzařování se přesune za separatrix směrem do plazmatu.

V neposlední řadě je také nutné specifikovat, jaká data chceme rekonstruovat. K tomu slouží následující klíče. Číslo výstřelu se nastaví klíčem *shot*. Časové rozmezí upravují klíče *tmin*, pro začátek, *tmax*, pro konec. Velikost časové prodlevy mezi rekonstrukcemi se nastavuje pomocí klíče *data_time_step*. Bolometry a detektory měkkého rentgenového záření zvládají pořizovat snímky i s prodlevou desetiny milisekundy. Obvykle se pro tyto kamery používá prodleva 2 milisekundy, která dostačuje pro pozorování většiny jevů. Neutronová kamera zvládá maximální rychlostí snímkování zaznamenat jeden snímek za 10 ms.

Grafické uživatelské rozhraní (GUI)

V rámci této práce bylo vytvořeno grafické uživatelské rozhraní, které umožňuje nastavit parametry tomografického algoritmu, spustit inverzi pro vybrané diagnostiky a provést analýzu výsledků.

Pro vytvoření uživatelského rozhraní byla použita knihovna TKinter. Hlavní výhody této knihovny jsou otevřenost a funkčnost na různých operačních systémech.



Obr. 11: Porovnání rekonstrukce záření zaznamenaného bolometry, při použití vyhlazování podél okraje (vlevo) a při jeho vynechání (vpravo). Barevná škála je ve $\rm W/m^3.$

Základním stavebním prvkem uživatelského rozhraní je hlavní menu ve formě samostatného okna. Na toto okno jsou postupně navázána další okna se specifickým účelem. Cílem této struktury je umožnit sledování více výsledků najednou a upravovat, jaké informace se zobrazují. Zároveň tato konstrukce umožní snadné vytvoření jiných rozhraní s odlišnou funkčností, jako je například rozhraní pro analýzu již spočítaných výsledku, které je popsáno níže.

Okna pro zpracování výsledků

Pro každý typ zobrazení a analýzy výsledků byl vytvořen vlastní objekt založený na společném základním objektu okna, který definuje rozložení prvků rozhraní. To umožní efektivně přidávat další způsoby zobrazení výsledků, stačí jen vytvořit dědičný objekt základního okna, dodat numerický algoritmus a zadat způsob zobrazení.

Okno pro zobrazení rekonstrukcí

Pro zobrazení výsledků inverze slouží okna diagnostiky. Jedná se o jeden objekt, který upraví některé vlastnosti podle toho, z jaké diagnostiky jsou dodaná rekonstruovaná data. Jsou implementována tlačítka pro zobrazení okraje komory a separatrix. Také je možné vypnout a zapnout stejný barevný rozsah pro všechny rekonstrukce v daném časovém úseku, k dispozici je i tlačítko pro uložení zobrazeného grafu.

	🖉 Tomograph — 🗆 🗙
	Tokamak: JET V Shot: 92030
Tomography GUI O Shot: 92030	Time interval: Start: 48.8 end: 49.1 s.
Time interval: Start: 48.8 end: 49.1 s. Data time step: Bolometry 0.0020 문 Neutrons 0.01 문 SXR 0.0020 문	Data time step: Bolometry 0.0020 🜩 Neutrons 0.01 🜩 SXR 0.0020 🜩
Solver options Solver MFI Regularization anisotropic MFI Max MFI loops 3 (Recommended is 3) Error scale 1	Solver options Solver MFI Regularization anisotropic MFI Max MFI loops 3 (Recommended is 3)
Reconstructions Data processing BOLometers RGB plot NeuTRons PoWeR plot SXR RECtangles Save for PPF do	Error scale 1 Reconstructions Data processing BOLometers RGB plot NeuTRons PoWeR plot SXR RECtangles
	Save for PPF do

Obr. 12: Hlavní menu, základní okno grafického rozhraní pro počítání tomografie. Vzhled na unixových systémech používaných v ÚFP AV ČR (vlevo) a na systému Windows (vpravo)



Obr. 13: Zobrazení výsledků rekonstrukce v okně pro diagnostiky. Zde zobrazeno okno pro bolometry.



Obr. 14: Okno pro zobrazení rekonstrukcí až ze tří diagnostik.

Barevné srovnání (RGB plot)

Jedná se o základní okno pro současné vizuální porovnání výsledků různých diagnostik. Jméno RGB vychází z anglického názvu pro skládání barev z červené, zelené a modré. Takto lze zobrazit až 3 různé rekonstrukce najednou. Využívá se sčítacího principu tvorby barev, každá z diagnostik je vykreslena jednou ze základních barev pro skládání. Rekonstruovaná data je potřeba upravit, aby bylo možné takto skládat barvy. Přepracování rekonstruovaného vyzařování se provádí následujícím způsobem. Nejprve se výsledky normují, tak aby všechny hodnoty ležely v intervalu $\langle 0, 1 \rangle$. Toho se docílí dělením dat každé z diagnostik příslušnou maximální hodnotou. Poté je nutné ještě zkontrolovat, jestli se ve výsledcích nevyskytují záporné hodnoty, pokud ano, nahradí se nulovými. Výsledná barva pixelu je pak dána složením barvy ze základních podle hodnot z přepočítaného vyzařování pixelů jednotlivých diagnostik. Náhled okna je na obr. 14.

Celkový vyzářený výkon (Power)

Důležitou charakteristikou je celkový vyzářený výkon. K jeho zobrazení slouží speciální okno, které umožní zobrazit výkon jak pro jednotlivé diagnostiky zvlášť i najednou. Jelikož bolometry snímají v daleko větším spektrálním rozsahu, zaznamenají i podstatně větší vyzářený výkon. Proto není vhodné porovnávat výkony v absolutních jednotkách mezi různými diagnostikami na jednom grafu. Z toho důvodu byla implementována funkce, která vydělí hodnoty vyzařování maximální hodnotou celkového vyzařování v daném intervalu a tím zajistí stejný rozsah pro všechny zobrazené diagnostiky. Okno je znázorněno na obr. 15.

Analýza vyzařování z definovaných oblastí (Rectangles)

Toto okno kombinuje zobrazení více diagnostik metodou RGB a počítání výkonu. Nejprve se na RGB grafu zadají obdélníkové oblasti, v kterých se poté počítá vyzářený výkon jednotlivých diagnostik. Každý obdélník je zobrazen svojí barvou a stejnou je poté vykreslen časový vývoj vyzářeného výkonu oblasti, kterou vymezuje.



Obr. 15: Okno pro zobrazení celkového vyzářeného výkonu



Obr. 16: Nástroj pro porovnání vyzařování v různých obdélníkových oblastech.

Jednotlivé diagnostiky se odlišují stylem čáry. Vzhled okna je zachycen na obr. 16. Při srovnání výkonu z oblastí nastává podobný problém s rozsahem, jako při porovnání celkového výkonu. Proto se data zobrazená barevným grafem normalizují. Pro každou z diahnsotik se najde pixel s největší hodnotou vyzařování v daném intervalu a tímto maximem se vydělí hodnoty vyzařování v každém pixelu z rekonstruované oblasti. To znamená, že pokud pixel vyzařuje s maximální hodnotou, je mu přiřazena nová hodnota 1. Výkon vyzářený oblastí se pak počítá jako prostý součet normalizovaných vyzářených hodnot. Pokud v oblasti vyzařují jen dva pixely s hodnotou, která odpovídá polovině maxima, je pixelově normalizovaný výkon vyzářený z dané oblasti roven 1. Pří analýze dat je potřeba brát v úvahu, že nelze porovnávat vyzářený výkon kvantitativně mezi diagnostikami, ale v rámci různých oblastí a jedné diagnostiky to je možné.

🧳 Results a	nalyze	r			-		×	
Tokamak:	JET	JET			92030			
Resolution	55x10	55x100						
Time interval								
from	: 48.8			to:	49.1			
Load: Bolometers Neutrons SXR			Data	Data processing: RGB plot Power plot Rectangles				
Create window:								
bol	ntr	sxr						
rgb	pwr	rec						
master								
do								

Obr. 17: Hlavní menu grafického rozhraní pro analýzu výsledků.

Rozhraní pro analýzu výsledků (Analyzer)

Při hromadném zpracování dat ve srovnávací analýze je potřeba provádět velká množství rekonstrukcí. I přes velmi velké zkrácení výpočetního času jednoho snímku, trvá tomografická rekonstrukce pro taková množství snímků řádově hodiny. Výpočet pomocí GUI je v tomto případě nepraktický, protože vyžaduje, aby po celou dobu výpočtu zůstalo GUI spuštěné. V takovémto případě je vhodnější výpočty spouštět buď jako procesy na pozadí nebo na speciálním výpočetním clusteru z předem připraveného kódu. Z toho důvodu bylo vytvořeno jiné grafické rozhraní, které umožní načíst spočítané výsledky a použít stejné diagnostické nástroje pro srovnání výsledků jako hlavní grafické rozhraní. Toto rozhraní se od původního liší především hlavním oknem, které je zobrazeno na obr. 17, a funkcí prováděcího tlačítka "do".

Výsledky

Pro zpracování srovnávací analýzou byly vybrány výboje s různým průběhem. Zvláštní pozornost byla věnována nestabilitám a transportu. Ve většině výbojů jsou srovnávány tomografické rekonstrukce záření zaznamenaného bolometry a měkkého rentgenového záření. Neutronová tomografie není standardně prováděna, protože signály výbojů s nedostatečným výkonem systémů ohřevu jsou slabé a s velkým šumem. Dalším omezením může být nižší časové rozlišení.

Používané pojmy

V této kapitole jsou popisovány děje v plazmatu. K tomu jsou používány různé pojmy z fyziky plazmatu a konstrukce tokamaku, které budou v této části stručně popsány.

V současné době se jako nejperspektivnější cesta k dosažení energetického zisku jeví udržení tokamakového plazmatu ve stavu zvaném H mód. Tento stav je význačný transportní barierou na okraji, která umožňuje dosahovat vyšších teplot uvnitř plazmatu, než základní stav zvaný L mód. Ten nemá bariéru na okraji a profil teploty je přibližně parabolický.

Další pojmy se týkají magnetického pole, nebo konstrukce tokamaku. Aby bylo možné dosáhnout H módu, je nutné mít magnetické pole v konfiguraci s divertorem. To je oblast ve vakuové komoře, zpravidla dole, kam jsou magnetickým polem unášeny částice, které uniknou z plazmatu. Toho je dosaženo pomocí cívek, které vytvoří tvar magnetického pole s křížením silokřivek poloidálního magnetického pole, toto křížení se nazývá X-bod. Tím, že se částice dostane mimo plazma je myšleno, že se dostane do oblasti s tzv. otevřenými silokřivkami, tj.silokřivkami, které protínají komoru tokamaku. Naopak silokřivky, které neopouštějí objem plazmatu, nazýváme uzavřené. Poslední uzavřená silokřivka se nazývá separatrix, její součástí je X-bod. Místo, kde separatrix příchází do kontaktu s materiálem divertoru se nazývá kontaktní bod.

Dále budou uvedeny některé druhy nestabilit tokamakového plazmatu. ELM (*zkratka z Edge Localized Mode*) je druh okrajové nestability, která v H módu vyvrhuje část plazmatu z transportní bariéry ven, vně separatrix a tedy na stěnu komory. Pilová nestabilita je způsobena pravidelnou reorganizací struktur v případě dosažení příliš vysokého proudu a teploty v centru plazmatu. To má za následek charakteristický tvar vývoje vyzařování měkkého rentgenového záření podle kterého dostala

své jméno. Smyčková nestabilita je také spojena s centrem plazmatu. Nastává, když je pro centrální oblast energeticky výhodnější se zkroutit do jiného než toroidálního tvaru. Pilová nestabilita se vysvětluje, jako speciální případ vnitřní smyčkové nestability. [20]

Hybridní scénáře

Jedná se o scénáře zaměřené na maximální fúzní výkon, které mají poskytnout relevantní data pro provoz tokamaku ITER. Zpravidla se používá vysoký výkon neutrálních svazků pro přechod do H-módu a jeho udržení.

Výboj #92030

Během tohoto výboje byly nalezeny dva zajímavé časové intervaly. Jednou z nich je časový interval s většími ELMy, zachycený na obr. 18. Je pozorován útlum vyzařování měkkého rentgenového záření v centru, zároveň s ním nárůst záření zaznamenaného bolometry v krajní oblasti a utlumení drobných záblesků v oblasti X-bodu, které souvisejí s ELMy. Po nějaké době dojde k prudkému poklesu vyzařování na okraji s následnou silnější nestabilitou. Také se začnou objevovat slabší ELMy a vyzařování přejde do oblasti měkkého rentgenového záření.

Druhým zajímavým intervalem je chladnutí centra plazmatu zachycené na obr. 19. Vyzařování v centru přejde z oblasti měkkého rentgenového záření do oblasti záření s nižší energií měřeného bolometry, ustanou ELMy a vyzařování se přesune do krajní (oranžové) oblasti. Na obr. 20 jsou výsledky z měření elektronové teploty, které mají podobný průběh jako vyzařování měkkého rentgenového záření v centrální (modré) oblasti.

Výboj #92398

V tomto výboji nedošlo k nárůstu vyzařování na okraji s utlumením menších ELMů. Podařilo se zaznamenat chladnutí na konci výboje, které má podobný průběh jako ve výboji 92030. Chladnutí je zachyceno na obr. 21.

Výboj #92400

V tomto výboji byly zaznamenány změny ve vyzařování spojené s utlumením ELMů, podobné těm ve výboji 92030. Průběh je zachycen na obr. 22, kde je patrný nárůst vyzařování zaznamenaného bolometry na okraji následovaný silnějším vyzařováním v oblasti X-bodu.



Obr. 18: JET výboj #92030 utlumení malých okrajových nestabilit typu ELM následované silnějšími nestabilitami.



Obr. 19: JET výboj #92030 chladnutí centra plazmatu.



Obr. 20: JET výboj #92030 elektronová teplota[12]



Obr. 21: JET výboj#92398chladnutí centra na konci
 výboje.



Obr. 22: JET výboj #92400 utlumení okrajových nestabilit typu ELM.

Uvolnění nečistot laserem

V průběhu výboje se laserem odpaří část speciálního terčíku, a tím se uvolní materiál do plazmatu. Tato diagnostická technika se využívá pro zkoumání transportu částic nečistot uvnitř plazmatu.

Výboj #91718

V tomto výboji byla nízká elektronová teplota, proto jsou analyzována jen data z bolometrů. K uvolnění nečistot laserem došlo v čase 44,5 s. Celkové zaznamenané vyzařování je zobrazen na obr. 38, z kterého je zcela zřetelně vidět, kdy se do plazmatu uvolnily nečistoty. Postupné změny v profilu vyzařování jsou znázorněny na obr. 24. Nejprve dutý profil se postupně stáhne do centra a pravděpodobně tak kopíruje pohyb uvolněných nečistot.

Po ustálení profilu došlo k oscilacím polohy oblasti s největším vyzařování, viz. obr 25, které překvapivě probíhají na straně s vysokým polem. Mohlo by jít o artefakt po nedokonalé tomografické inverzi, proto byla rekonstrukce porovnána s nezpracovanými daty. Ta jsou zobrazena na obr. 26, z kterého je patrné, že dochází k horizontálním a vertikálním posunům jasné oblasti mezi kanály bolometrů, které pozorují stranu s vysokým polem. Nejedná se tedy o artefakt po rekonstrukci. Mohla by to být smyčková nestabilita, ale perioda je kolem 70 ms. Běžně však mají smyčkové nestability frekvence kolem 10 kHz, tj. periodu přibližně 0,1 ms.



Obr. 23: JET výboj #91718 celkový výkon zaznamenaný bolometry. V čase 44,5 s došlo k uvolnění nečistot laserem a následnému nárůstu vyzařování.



Obr. 24: JET výboj #91718 změny ve vyzařovaném profilu po uvolnění nečistot laserem



Obr. 25: JET výboj #91718 oscilace na straně s vysokým polem.



Obr. 26: JET výboj #91718 nezpracovaná data z bolometrů se zřetelnou oscilací.[6]



Obr. 27: JET výboj #92417 průběh vyzařování krátce před a následně po uvolnění nečistot laserem.

Výboj #92417

K uvolnění nečistot laserem došlo přibližně v čase 47,5 s. Na obr. 27 je znázorněn průběh vyzařování. Bezprostředně po uvolnění nečistot dojde k nárůstu vyzařování v krajní oblasti a postupnému přenosu do centra plazmatu. Objevuje se ovšem druhý prudký nárůst vyzařování v krajní oblasti, ten by mohl být způsoben vyvržením části nečistot zpět. Na rozdíl od předchozího výboje má plazma větší teplotu, proto se ve větší míře objevuje i záření ve spektrální oblasti měkkého rentgenového záření.

Napouštění dusíku a neonu

Výboj #92121 - dusík

V tomto výboji se objevuje pravidelná pilová nestabilita zachycená na obr. 28. V časovém rozmezí od 46 s do zhruba 52,5 s, kdy se vyskytuje pilová nestabilita, dodává plynový ventil GIM09 stálé množství plynu. Po čase 53,5 s dochází k poklesu dodávaného výkonu neutrálními svazky, tím i k poklesu teploty. Objeví se útvary podobné chladnutí popsanému v hybridních scénářích. Průběh je zachycen na obr. 29. Na rozdíl od dříve popsaných experimentů zde dochází k podstatnému nárůstu vyzařování měkkého rentgenového záření ve středním obdélníku před následným



Obr. 28: JET výboj #92121 průběh pilové nestability.

ochlazením a nárůstem signálu bolometrů, které odpovídají záření s nižší energii. V datech z měření neutronového zisku, zobrazenému na obr. 31, je také patrný nárůst vyzařování před prudkým útlumem. Vyzařování z centra se koreluje jak se signálem elektronové teploty (obr. 30) tak s neutronovým signálem. Je možné, že došlo ke krátkému zahřátí centra těsně před snížením výkonu neutrálních svazků, které by mohlo být způsobeno vytvořením vnitřní transportní bariéry umožňující lepší udržení horkých částic v centru plazmatu.

Výboj #92128 - neon

Pro tento výboj se podařilo získat přibližnou rekonstrukci pro neutrony. Je tak možné porovnat neutronové výtěžky s měkkým rentgenovým zářením. Při porovnání celkového výkonu se zdá, že neutronový tok klesá s rostoucím zářením, viz obr. 33. Nicméně porovnáním vyzařování z centra se ukazuje, že si dobře odpovídají, jak je patrné z obr. 32. Při porovnání celkového výkonu mohou převládnout oblasti s nižší teplotou, v kterých neprobíhá tolik reakcí.

L mód s divertorem

Plazma v L módu má menší teplotu oproti standardnímu H módu zahřátému neutrálními svazky, proto i daleko méně vyzařuje a jen zřídkakdy je možné úspěšně provést tomografickou rekonstrukci.



Obr. 29: JET výboj #92121 nárůst vyzařování z centra a následné ochlazení.



Obr. 30: JET výboj #92121 elektronová teplota[12]



Obr. 31: JET výboj #92121 neutronový zisk[12]



Obr. 32: JET výboj #92128 vyzařování v centru



Obr. 33: JET výboj #92128 celkový vyzářený výkon, normalizovaný pro porovnání.



Obr. 34: JET výboj #92292 přechod mezi L a H módem.

Výboj #92292

Tento výboj je v L módu jen na začátku, po spuštění ohřevu neutrálními svazky v čase 52 přejde v H mód. Tento přechod je zachycen na obr. 34. Nejprve dochází k vytvoření dutého profilu vyzařování měkkého rentgenového záření a zároveň s tím naroste vyzařování v oblasti X-bodu. Po ustálení H módu se objeví pilová nestabilita, s mírně nepravidelnou amplitudou. Další zajímavá část výboje nastane při zvýšení výkonu ohřevu neutrálními svazky v čase 55 s, který trvá až do času 58 s, jak je patrné z obr. 36, kde je zobrazen výkon ohřevu neutrálními svazky. Vyzařování v tomto intervalu je znázorněno na obr. 35. Dojde k nárůstu vyzařování v krajní oblasti, které kopíruje výkon neutrálních svazků, vyzařování centrální oblasti zůstává víceméně stále na stejné hladině. K nárůstu dochází především při poklesu v krajní oblasti. To může být dáno nastavením neutrálních svazků, které nedodávají výkon až do centra plazmatu.

Rozmítání kontaktních bodů (Sweeping)

Velmi rychle se pohybuje polohou plazmatu pomocí změn lokálního magnetického pole v oblasti divertoru. Tato technika se používá proto, aby se rozprostřel tok částic na větší oblast divertoru, tím se sníží tepelné toky a dochází k menšímu poškození materiálu obložení komory v této oblasti.



Obr. 35: JET výboj #92292 vývoj vyzařování měkkého rentgenového záření během maximálního výkonu ohřevu neutrálními svazky.



Obr. 36: JET výboj #92292 výkon systémů ohřevu plazmatu [12].



Obr. 37: JET výboj #92327 přechod mezi módem L a H

Výboj #92327

Jedná se hybridní scénář s rozmítáním. Průběh vyzařování se příliš neliší od hybridních výstřelů bez rozmítání, které byly popsané zvlášť. Zajímavé části jsou zachycené na obr. 37. Jde především o přechod mezi módy krátce po začátku ohřevu neutrálními svazky, které začalo v čase 46 s. Stejně jako v předchozím případě se nejprve utvoří dutý profil vyzařování. Po ustálení H módu je možné pozorovat protichůdné tendence mezi modrou a oranžovou oblastí. Pokud v jedné vzroste vyzařování, v druhé klesne.

Limiterová konfigurace

Nevyužívá se divertorových cívek, takže magnetické pole je bez X-bodu. Místo toho je plazma omezené kontaktem s limitery.

Výboj #91074

V tomto výboji byla příliš nízká teplota plazmatu a jeho vyzařování má z toho důvodu malou intenzitu. To má za následek slabé signály na detektorech a větší vliv šumu. Pro taková data tomografická rekonstrukce selhává. Nepodaří se najít takový regularizační parametr, aby výsledná rekonstrukce splnila Pearsonův test (25). Ukázka špatné rekonstrukce je na obr. 38.



Obr. 38: JET výboj #91074 ukázka špatné rekonstrukce způsobené příliš slabým signálem na detektorech

Koncepce hromadného zpracování dat

Pro hromadné zpracování dat byly napsány kódy, které umožní provádět tomografické rekonstrukce pro výboje a intervaly zadané ve formě textového souboru, případně přímo definované v samotném kódu. Tyto kódy byly otestovány na rekonstrukcích, které budou srovnány s rekonstrukcemi získanými algoritmem využívající neuronové sítě [5]. Tomuto algoritmu se věnuje student Lisabonské technické univerzity Diogo Carvalho.

Tyto rekonstrukce je nutné zpětně manuálně zkontrolovat a zpracovat, protože není navržen systém automatické kontroly dat a zpracování. V minulosti byly provedeny pokusy o vytvoření takového systému s částečnými úspěchy, avšak v současnosti se žádný takový systém nepoužívá. Pro hromadné zpracování dat by bylo vhodné vytvořit spolehlivý automatický systém kontroly dat.

V budoucnu by hromadné zpracování dat mohlo probíhat následujícím způsobem. Nejprve se automaticky zkontrolují data, provedou se tomografické rekonstrukce, například přes noc na výpočetním clusteru. Následně se rekonstrukce zkontrolují automatickým algoritmem, který buď označí špatné, nebo je vyloučí, například na základě Pearsonova testu (25). Nakonec by mohly být vytvořeny nástroje, které automaticky provedou základní analýzy, jako například celkový vyzářený výkon nebo vyzařování v oblasti X-bodu. Také by mohlo být vytvořeno rozhraní, které umožní srovnávat data z různých výbojů.

Závěr

Tato práce se zabývá porovnáváním výsledků tomografických rekonstrukcí z dat naměřených různými diagnostickými přístroji. K tomuto účelu byly navrženy metody analýzy a vytvořeno uživatelské rozhraní

V první kapitole byla nastíněna historie objevu fúzních reakcí a popsány reakce vhodné pro budoucí energetické využití.

V druhé kapitole jsou stručně shrnuty tomografické metody a detailněji je popsána použitá tomografická metoda minimalizace Fisherovy informace. Také je zde popsán tokamak JET a využívané diagnostické přístroje.

V třetí kapitole je detailně popsána použitá implementace algoritmu minimalizace Fisherovy informace. Také je zde popsáno grafické uživatelské rozhraní, které bylo vytvořeno pro tuto práci a které umožňuje výpočet nebo analýzu rekonstrukcí z více diagnostik. Jsou zde také popsány navržené numerické metody.

Ve čtvrté kapitole jsou uvedeny výsledky pro šest typů výbojů. Při jejich analýze byl kladen důraz na pozorování přenosu nečistot a vývoje nestabilit. Také zde byla popsána koncepce hromadného zpracování dat a shrnut současný stav a zkušenosti při testování.

Seznam použitých zdrojů

- J. ADAMS ET AL., The JET neutron emission profile monitor, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 329 (1993), p. 277:290.
- [2] S. ATZENI AND J. MEYER-TER VEHN, *The Physics of Inertial Fusion*, Oxford university press, 2004.
- [3] H. BETHE, Nobel lecture: Energy production in stars, Nobelmedia AB. http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1967/bethelecture.html, citováno 15.3.2018.
- [4] A. S. EDDINGTON, The Internal Constitution of the Stars, The Scientific Monthly, 11 (1920), p. 297:303.
- [5] D. R. FERREIRA, P. J. CARVALHO, AND H. FERNANDES, Full-Pulse Tomographic Reconstruction with Deep Neural Networks, Fusion Science and Technology, (2018). přijato k publikaci.
- [6] O. FICKER, použito s laskavým svolením autora.
- [7] A. HUBER, K. MCCORMICK, P. ANDREW, P. BEAUMONT, S. DALLEY, J. FINK, J. FUCHS, K. FULLARD, W. FUNDAMENSKI, L. INGESSON, ET AL., Upgraded bolometer system on JET for improved radiation measurements, Fusion Engineering and Design, 82 (2007), pp. 1327–1334.
- [8] L. INGESSON, The Mathematics of Some Tomography Algorithms Used at JET., JET Joint Undertaking, 2000.
- [9] L. INGESSON, B. ALPER, B. PETERSON, AND J.-C. VALLET, Tomography diagnostics: bolometry and soft-x-ray detection, Fusion science and technology, 53 (2008), pp. 528–576.
- [10] L. INGESSON, H. CHEN, P. HELANDER, AND M. MANTSINEN, Comparison of basis functions in soft x-ray tomography and observation of poloidal asymmetries in impurity density, Plasma physics and controlled fusion, 42 (2000), p. 161.
- [11] ITER WEB PAGE, History of ITER. https://www.iter.org/proj/iterhistory, citováno 15.3.2018.
- [12] JET, Data Dashboard. https://data.jet.uk/dashboard/, citováno 28.4.2018.

- [13] M. KIKUCHI, K. LACKNER, AND M. Q. TRAN, *Fusion Physics*, International Atomic Energy Agency.
- [14] J. MLYNÁŘ, Habilitační práce, FJFI ČVUT, (2014).
- [15] J. MLYNÁŘ ET AL., Focus On: JET The European Centre of Fusion Research, EFDA JET report EFDR (07), 1 (2007).
- [16] J. MLYNÁŘ, M. TSALAS, L. BERTALOT, S. CONROY, AND G. BONHEURE, Neutron spectra unfolding with minimum fisher regularisation, SISSA Proceedings of Science, (2006), p. 063.
- [17] M. ODSTRČIL, J. MLYNÁŘ, T. ODSTRČIL, B. ALPER, A. MURARI, AND JET EFDA CONTRIBUTORS, Modern numerical methods for plasma tomography optimisation, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 686 (2012), pp. 156–161.
- [18] PYTHON SOFTWARE FOUNDATION, Dokumentace jazyka Python 5. Data Structures. https://docs.python.org/3/tutorial/datastructures.html, citováno 20.4.2018.
- [19] J. WESSON, *The science of JET*, European Fusion Development Agreement, (2000).
- [20] J. WESSON AND D. J. CAMPBELL, Tokamaks, Oxford University Press, 2011.

Přílohy

Příklady skriptů pro hromadnou analýzu

Skript pro spuštění výpočtu na výpočetním clusteru se systémem pro řazení procesů PBS může vypadat třeba takto.

```
#!/bin/bash
#PBS -l select=1:ncpus=6:mem=4gb
#PBS -l walltime=12:00:00
module load "modul s pythonem"
cd /misto/kde/je/ulozena/tomografie
python jmeno_skriptu.py
```

Znak # označuje řádky s komentářem, pokud ho následují písmena PBS bere se jako pokyny pro tento systém. Výše uvedený skript si rezervuje 6 jader a 4 GB operační paměti na jednom výpočetním stroji a nastaví 12 hodin jako maximální možný čas výpočtu. Do fronty se skript přidá příkazem

qsub script.sh

Stejný skript je možné použít i mimo cluster. Spuštění na pozadí přes terminál unixového systému je možné provést příkazem bash.

bash script.sh > output.out 2>&1 & disown

Tento příkaz zajistí zapsání konzolového a chybového výstupu do souboru output.out a také zruší příslušnost procesu k terminálu, což umožní jeho zavření bez přerušení procesu, který tak i nadále běží.

Zdrojové kódy

Verze kódů vytvořených pro tuto práci aktuální k datu odevzdání je k dispozici na tomto odkazu https://goo.gl/srE8jr. Tyto kódy nefungují pokud není k dispozici zbytek tomografického algoritmu, v případě analyzeru je možné ho zprovoznit několika jednoduchými úpravami a zkopírováním výsledků.