

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

DIPLOMOVÁ PRÁCE

2015

Jméno Příjmení

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra matematiky

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Bolometrická měření na tokamaku GOLEM

**Bolometric measurements on the tokamak
GOLEM**

Posluchač: Bořek Leitl

Školitel: -

Akademický rok: 2017/2018

Na toto místo přijde svázat **zadání diplomové práce!**
V jednom z výtisků musí být **originál** zadání, v ostatních kopie.

Čestné prohlášení

Prohlašuji na tomto místě, že jsem předloženou práci vypracoval samostatně a že jsem uvedl veškerou použitou literaturu.

V Praze dne 3. května 2018

.....
Bořek Leitl

Obsah

Úvod	12
1 Termojaderná fúze	2
1.1 Tokamak	4
1.2 Záření plazmatu	6
1.3 Diagnostika plazmatu v tokamacích	8
1.3.1 Diagnostika záření	10
1.3.2 Bolometrie a SXR detektory	11
1.4 Tokamak GOLEM	14
1.4.1 Diagnostika plazmatu na tokamaku GOLEM	15
2 Tomografie	17
2.1 Analytické metody	18
2.1.1 Radonova tranformace	18
2.1.2 Abelova transformace	20
2.1.3 Cormackova metoda	20
2.2 Pixelové metody	20
2.3 Tichonovova regularizace	20
2.3.1 Minimalizace Fisherovy informace	20
3 AXUV na tokamku GOLEM	22
3.1 Uspořádání experimentu	22
3.2 Prostorová kalibrace detektorů	25
3.3 Zesilovače	29
3.4 Zpracování dat	32
3.4.1 Určení polohy a výkonu plazmatu	32
3.4.2 Použití MFR na naměřené data	32
Závěr	36
Seznam použitých zdrojů	37
Přílohy	39

Úvod

Energetická potřeba lidstva neustále roste. Zároveň se zvyšuje tlak na ekologizaci energetiky a postupné vytlačování fosilních zdrojů, zejména uhlí a olejů. Také začíná postupná elektrifikace dopravy. Podle odhadů mezinárodní agentury pro energetiku (IEA) má světová spotřeba mezi lety 2016 a 2040 vzrůst o 30%, což odpovídá hodnotám z roku 2016, pokud bychom ještě jednou započítali aktuální spotřebu Číny a Indie do stávajícího systému. Zatímco dnes vedou fosilní zdroje, výhledu do roku 2040 dominuje budování elektráren čerpajících z obnovitelných zdrojů, očekává se celkem 160 GW elektrického výkonu. Z hlediska výzkumu se jako možná alternativa pro horizont deseti let jeví především levnější a účinnější solární energetika, přičemž naděje se vkládá do rychlého vývoje panelů na bázi perovskytů a baterií s využitím nanotechnologií. Nezaostává ani jaderná energetika, která sice v Evropě zažívá úpadek po nehodě ve fukušimské jaderné elektrárně r. 2011, ale celosvětově, hlavně na Blízkém východě a v Asii, její budoucnost roste. Kromě klasických uranových elektráren se experimentuje s množivými reaktory, které umožňují recyklování paliva a zároveň využít mimo klasického U^{235} i U^{238} , jenž lze v množivém reaktoru přepracovat transmutací U^{238} na neptunium, měnící se beta rozpadem na štěpitelné plutonium. Stejným procesem lze získat U^{233} z Th^{232} . Pokud bychom využívali v jaderné energetice pouze U^{235} , kterého je v klasické uranové rudě jen okolo 0,7% a jeho využitelnost zároveň není stoprocentní, odhady ukazují, že by nám zásoby nevydržely déle než ty ropné. S využitím množivých reaktorů a nových paliv by lidstvu vydrželo palivo i stovky let. Pokud se však budeme zabývat vzdálenější budoucností než je následující dekáda a například i expanzí člověka do Vesmíru, bude zapotřebí zdroj energie koncentrovaný a zároveň nezávislý na slunečním záření. Takovým zdrojem by se mohla stát termojaderná fúze, která tyto předpoklady splňuje.

V roce 1926 britský astrofyzik Arthur Eddington poprvé popsal reakci, díky níž Slunce září již 4,6 mld. let. Tato reakce je opakem štěpení, nazýváme ji termonukleární fúze a spočívá ve spojení dvou atomových jader a uvolnění přebytečné energie. Termonukleární proto, protože k této reakci dochází za vysokých teplot řádu 10 keV, kdy se hmota vyskytuje ve stavu zvaném plazma. Energeticky je fúze výhodná pro lehké atomy až do železa, zatímco štěpení naopak pro atomy těžké. Důvodů, proč nebyl na Zemi tento jev doposud využit pro výrobu energie, je mnoho. Ačkoliv byly na počátku výzkumu vyhlídky optimistické, má fúze cestu mnohem složitější než jaderné štěpení. Podmínky pro vznik fúzních reakcí jsou velmi přísné, dokonce i v případě nejjednodušší varianty slučovaných jader D-T, tedy deuteria a tricia.

Komplexnost spočívá v dostatečné hustotě a teplotě plazmatu a době, po kterou

jej držíme. Z důvodu vysokých teplot je zapotřebí plazma držet dále od materiálu, což lze jen bezkontaktním silovým působením, tedy elektrickou nebo magnetickou silou, popřípadě tzv. inerciálně. Pro držení plazmatu tak byly testovány různé magnetické pasti od lineárních po stočené, využívající magnetické pole a velké laserové systémy, které počítají s tzv. inerciálním, tedy setrvačným udržením, kde musí reakce proběhnout velmi rychle. V magnetickém udržení dominuje tzv. tokamak, který je nejbližší energetickému využití svým prvním testovacím reaktorem ITER s výkonem 400 MW. Ten ovšem není koncipován pro dodávání elektrické energie do sítě a má především ukázat, jaké technologie budou lidé muset zvládnout před vývojem skutečné elektrárny, a zda se i nadále vyplatí do výzkumu tokamaků investovat. Ačkoliv jsou podmínky náročné a na hranici lidských možností i na počátku 21. století, výhody tohoto zdroje energie jsou nesporné a tím je především množství využitelného paliva na Zemi, jelikož podíl deuteria je oproti klasickému vodíku bez neutronů ve vodě 1/6000. Tento poměr se zdá být malý, ale v porovnání s množstvím vody na Zemi, lze z hlediska doby trvání lidské civilizace mluvit o takřka nevyčerpatelném zdroji.

Hlavní problémy termojaderné fúze jsou v udržení plazmatu, které doprovázejí nestability. K tomu, abychom věděli, co se s plazmatem děje, jaké jsou jeho vlastnosti, jak se vyvíjejí nestability, a mohli případně zpětnovazebně plazma řídit, používáme různé diagnostiky. Potřebujeme měřit jeho hustotu, teplotu, proud, polohu, magnetické pole a další veličiny. K tomu lze využít elektrické a magnetické sondy, nebo např. interakci elektromagnetických vln s plazmatem. Plazma navíc mnoho své energie vyzáří, lze jej tedy zkoumat i pomocí detektorů záření. Pokud se u tokamaku díváme na plazma v tzv. poloidálním řezu z více pozorovacích úhlů, můžeme si na základě změn záření v čase vytvořit představu o některých nestabilitách a vyzářeném výkonu, je-li naše snímkovací frekvence vyšší než frekvence těchto nestabilit. S použitím různě propustných filtrů dostaneme zároveň informaci o záření pro definované oblasti vlnových délek.

Detekci celkového vyzářeného výkonu a unikajících částic lze určit pomocí tzv. bolometrů. Ty se nejčastěji sestávají z kovové fólie absorbující veškeré záření. Někdy jsou za bolometry označovány i polovodičové detektory AXUV, které ovšem nemají v celém spektru lineární odezvu. Jejich výhodou jsou ovšem vysoké snímkovací frekvence řádu MHz, což je předurčuje pro sledování rychlých nestabilit např. sawtooth [5]. Tyto detektory jsou malé a lze je řadit do polí vedle sebe. Omezíme-li záření dopadajícího na takové pole aperturou, uvidí každý jednotlivý detektor pole jen určitou část plazmatu. Díváme-li se poté v jedné rovině na plazma několika takovými poli detektorů, lze ze signálů s použitím metod tomografické rekonstrukce získat vyzářovací profil plazmatu v průběhu jeho života. Jejich nevýhodou je ovšem jejich degradace při vystavení plazmatu a neutronovému toku [3].

Na tokamak GOLEM byl r. 2014 instalován detektor s testovacím polem AXUV, pod označením AXUV0, snímající plazma horizontálně a byla odhadnuta vertikální poloha plazmatu z detekovaného profilu záření. Detektor byl převzat z tokamaku CASTOR, tedy původního tokamaku GOLEM, společně s jedním zesilovačem a nekompletním druhým detektorem. Tato práce si klade za cíl vytvořit dva zesilovače s nízkým šumem pro dva nové AXUV detektory záření AXUV20ELG. První kapitola poskytuje nezbytné informace o termojaderné fúzi, principu tokamaku a diagnos-

tice plazmatu, zejména AXUV detektorům záření a funkci tokamaku GOLEM. Ve druhé kapitole jsou obecně rozebrány základní metody pro tomografické zpracování dat a především metoda minimalizace Fischerovy informace, u níž je předpoklad, že bude následně i využita, ačkoliv pro základní informaci se silným předpokladem na kruhové plazma by postačila i metoda Abelovy inverze. Třetí kapitola je pak věnována experimentální části a zpracování dat. Kromě prostorové kalibrace AXUV detektorů obsahuje popis konstrukce nových zesilovačů pro tuto diagnostiku a její aplikaci do systému po fyzické a softwarové stránce.

Jelikož se podmínky od prvního využití AXUV detektorů na tokamaku GOLEM výrazně zlepšily, zejména čistota plazmatu po zacelení netěsnosti, jsou očekávány silnější signály z detektoru.

Kapitola 1

Termojaderná fúze

Termojaderné fúzní reakce označují jaderné reakce při nichž dochází ke slučování atomových jader za vysoké teploty při uvolnění části vazebné energie. Známe také pojem studená fúze, kdy se hypoteticky dvě atomová jádra k sobě přiblíží a sloučí za mnohem nižších teplot.

Na počátku 20. století r. 1920 britský fyzik Sir Arthur Stanley Eddington navrhl, že hvězdy berou svoji takřka nevyčerpatelnou energii z přeměny vodíku na helium, zatímco jiní fyzici obhajovaly Kelvin-Helmholtzův mechanismus založený na gravitačním smršťování a dávajícímu Slunci stáří kolem 8,9 mil. let, což bylo i na tehdejší geologické poznatky stále málo. Eddington své teze publikoval r. 1926 ve své knize *Internal Constitution of the Stars*. O potvrzení existence fúzních reakcí se r. 1932 postarali John Cockcroft a Ernest Walton, kteří na urychlovači částic sestrojeném v Rutherfordově institutu nejprve sráželi protony s lithiem, za vzniku ${}^4\text{He}$ a po vylepšení používali místo lehkého vodíku i deuterium (izotop vodíku s jedním neutronem v jádře). Objevili tak ${}^3\text{He}$ a tritium (vodík se dvěma neutrony v jádře). Hans Bethe poté r. 1939 popsal tzv. proton-protonový cyklus.

Samotná myšlenka uvolnění energie při slučování jader je založena na změně vazebné energie na nukleon. Tato energie roste až k železu ${}^{56}\text{Fe}$ a pro těžší jádra opět klesá (viz. Obr. 1.1). Reakci označujeme za fúzní jestliže jsou reaktanty lehčí než ${}^{56}\text{Fe}$ a při níž se energie uvolňuje. U některých fúzních reakcích tak dokonce nedochází ke slučování jader např. u rozpadu lithia na helium při jeho reakci s protony. Do ${}^{56}\text{Fe}$ se tedy u většiny slučovacích reakcí energie uvolňuje, zatímco dále lze energii získat jaderným štěpením.

Aby termojaderná reakce mohla proběhnout, je zapotřebí, aby se k sobě jádra dostala dostatečně blízko k překonání odpudivé Coulombické bariéry, kde již převládají krátkodosahové jaderné síly. Jsou-li jádra od sebe dále než

$$R \approx r_0 A^{1/3}, \quad (1.1)$$

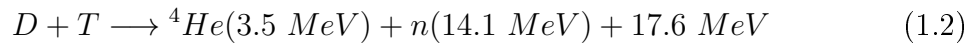
kde $r_0 = (1,52 \pm 0,08) \cdot 10^{-15}$, A je nukleonové číslo [15], bude vliv jaderných sil oproti coulombickým zanedbatelný.

Jev, při němž se k sobě mohou jádra přiblížit s dostatečnou pravděpodobností se nazývá kvantové tunelování a popsal jej nejprve G.Gammov r. 1928 a o rok později ho ve svých výpočtech použili R.E.Atkinson a F.G.Houtermans. Tento jev umožňuje

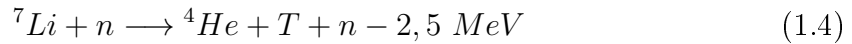
částici překonat s nenulovou pravděpodobností potenciálovou bariéru navzdory faktu, že její energie není z pohledu klasické fyziky dostatečná. Dostáváme tak podmínky na energii srážek, která je u běžných termojaderných reakcí řádu desítek mil. stupňů, kdy se látka nachází ve stavu zvaném plazma.

Proton-protonovou fúzi využít při pozemských podmínkách nelze, jelikož zde je zapotřebí přeměna protonu na neutron, což je velmi pomalý proces neumíme jej ovlivnit. Jelikož je Slunce tvořeno primárně lehkým vodíkem, určuje tato reakce rychlost jeho hoření.

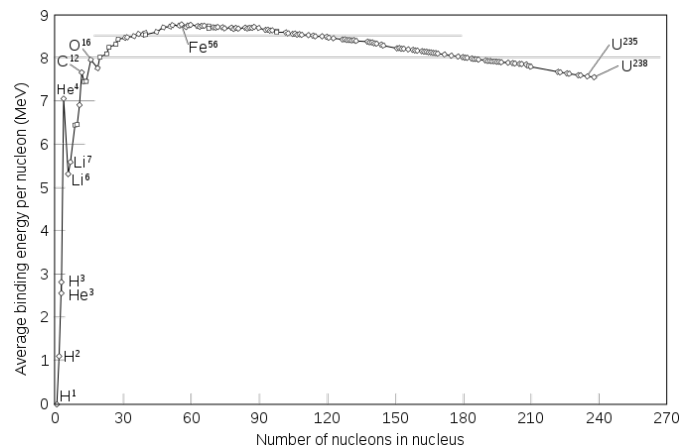
Pro využití na Zemi je v blízké době dosažitelná D-T fúze, jelikož zahrnuje nejslabší požadavky na teplotu a hustotu plazmatu.



Pro tuto reakci ovšem potřebujeme i T, které je na rozdíl od D nestabilní, má poločas rozpadu 12,32 roku, a nelze jej proto dlouhodobě uchovávat. Existuje proto několik řešení, které se získáváním tritia zabývají a využívají reakce při bombardování izotopů Li neutrony:



Řešení pro výrobu tritia potřebují především účinný zdroj neutronů. V úvahu je tak jeho produkce v obalu komory budoucí termojaderné elektrárny. První z uvedených reakcí je exotermická, a lze ji využít v hybridních reaktorech, druhou však ne. Nevýhodou je i podíl izotopů lithia v zemské kůře. Zatímco ${}^6\text{Li}$ je zde zastoupeno 7,5% ${}^7\text{Li}$ představuje celkem 92,5%. Hranice 2,5 MeV je bohužel tak vysoká, že pro druhou reakci nelze použít klasické štěpení, k produkci potřebných neutronů, jelikož energie neutronů při těchto reakcích bývá $< 2 \text{ MeV}$. Další termojaderné reakce je možno nalézt např. zde: [4].

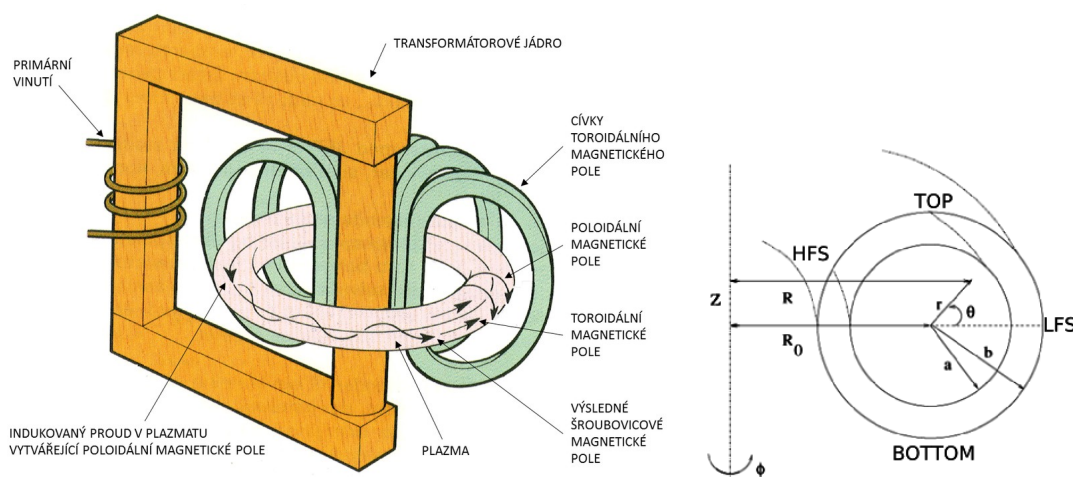


Obrázek 1.1: Závislost vazebné energie na nukleonovém čísle (převzato z ??)

1.1 Tokamak

Tokamak neboli (Тороидалная камера с магнитными катушками), tedy "toroidální komora s magnetickými cívkami" je zařízení s magnetickým udržení plazmatu. Původní koncept v 50. letech 20. stol. navrhl Rus O. A. Lavrentěv a plazma mělo být drženo elektrickým polem. Konceptu využili I. J. Tamm a A. Sacharov. Místo elektrického pole, použili magnetické udržení a za vedení L. Arcimoviče bylo zařízení zkonstruováno.

Původní návrh zařízení sestával z toroidální vakuové komory s kruhovým průřezem (viz Obr. 1.2) Pro lepší podmínky udržení plazmatu se dnes používají průřezy připomínající písmeno D společně s dalšími prvky jako jsou polohovací a tvarovací cívky a tzv. divertor.



Obrázek 1.2: Základní schéma tokamaku (vlevo), geometrie (vpravo)

Tokamak si lze představit jako ocelovou pneumatiku viz Obr. 1.2 Ohřev pracovního plynu je založený na principu transformátoru, kdy centrální solenoid probíhá středem prstence a díky změně indukčního toku je uvnitř nádoby generováno elektrické pole a ohmicky plyn uvnitř ohřívá, lavinově ionizuje, dokud nedojde k výboji, kdy vzniklým plazmatem nezačne téct proud a plazma se nezačne v principu chovat jako jedna smyčka sekundárního vinutí transformátoru.

V geometrii tokamaku (viz. pravá část Obr. 1.2) rozeznáváme hlavní poloměr R_0 , udávající vzdálenost rotační osy prstence Z od osy komory a vedlejší poloměr a , což je poloměr komory. Při parametrizaci toroidálního tvaru rozlišujeme dva hlavní úhly, čímž se definují i dva základní směry, tedy poloidální a toroidální. První úhel, který značíme ϕ popisuje otáčení kolem osy Z (toroidální směr), zatímco úhel θ , popisuje pohyb kolem osy komory tokamaku (poloidální směr). Vzdálenost od počátku, který volíme ve středu osy Z udává parametr R . Libovolný bod v komoře tokamaku je tedy popsán třemi souřadnicemi (R, ϕ, θ) .

Tokamak je založen na principu magnetického udržení. Díky proudu plazmatem z transformátorového efektu se kolem plazmatické smyčky vytvoří tzv. poloidální magnetické pole, jehož silokřivky jsou v poloidální rovině. Aby se trajektorie částic uzavíraly v kruhu podél toru, je nádoba obklopena cívkami toroidálního magnetického pole, které společně s nádobou připomínají stočený solenoid s dutým ocelovým jádrem. Pokud se částice pohybují pouze podél silokřivek spojeného toroidálního a poloidálního pole, kterému říkáme střížné jsou tak lapeny do magnetické pasti. Díky této kombinaci lze předejít některým typům driftů částic viz [1]. Střížné pole je pro stabilitu nutné, ale u ostatních zařízení jako např. u stellarátorů se řeší jiným způsobem. Tokamak se od stellarátorů liší právě řízeným proudem v plazmatu. V reálném plazmatu také probíhají srážky, a tudíž i difúze, což má za následek velké úniky energie ale také částic.

Toroidální pole, viz obrázek 1.2, klesá s $1/R$, a tudíž je na vnitřní straně prstence, tj. blíže k ose Z , silnější magnetické pole. Tuto vnitřní část tokamaku se silnějším toroidálním polem označujeme jako HFS (High Field Side), zatímco vnější stranu tokamaku značíme LFS (Low Field Side). Pro horní, resp. spodní část komory, zavedeme označení TOP resp. BOTTOM. Pro polohování a tvarování plazmatu, umožňující zároveň zpětnou vazbu, jsou vně nádoby umístěny další cívky (nejsou znázorněny na obrázku).

Proud v plazmatu je kromě generování poloidálního magnetického pole důležitý i z důvodu ohmického ohřevu. S rostoucí teplotou plazmatu však klesá jeho odpor a klesá tak i efektivita ohmického ohřevu. Rychlá změna magnetického pole v plazmatu indukovaného proudem navíc vede k nestabilitám [18]. Ohmický ohřev se tak uplatní při nízkých teplotách plazmatu, kdy má plazma dostatečný odpor. Velkým problémem tohoto typu ohřevu je také saturace transformátorového jádra, kdy dochází k jeho nasycení a není dále možné předávat plazmatu energii, jelikož k tomu je zapotřebí změna magnetického pole.

Dalším typem ohřevu plazmatu je využití mikrovln a rádiových vln o specifických frekvencích, které interagují s polem částic plazmatu, a tak jej zahřívají. Frekvence se volí dle vyšších modů rezonančních frekvencí iontů a elektronů [18]. Elektrony mají vyšší rezonanční frekvenci než ionty a vyžadují pro ohřev mikrovlnný zdroj s frekvencemi v řádu GHz. Ionty mají rezonanční frekvence nižší a ohřev probíhá pomocí rádiových vln s frekvencemi v řádu MHz. Velké energie je možné plazmatu předat také svazky neutrálních částic, kdy se postupně urychlí svazek vodíkových, popřípadě heliových atomů, které před vstupem do komory tokamaku prochází neutralizátorem, aby svazek nebyl ihned odkloněn magnetickým polem v tokamaku a navíc aby nepřinášel do plazmatu lokální náboj, což by mělo vliv na porušení kvazineutrality. Společně s vysokoenergetickými lasery se ohřev neutrálními svazky částic využívá u převážné většiny středních a velkých tokamaků, kdy je zapotřebí dosahovat vysokých energií částic.

Uvažujeme, že plazma tokamaku je tedy externě zahříváno výkonem P_{ext} . V elektrárně bude ohřev zprostředkován i částí α částic vzniklých při reakci, označme tento výkon P_{α} . Zanedbáme-li ohřev srážkami s neutrony, máme celkový příspěvek k ohřevu.

Ztráty energie plazmatu jsou způsobené jednak tokem částic na stěnu P_{Γ} a dále zářením P_{rad} , pro které je plazma opticky tenké a není tedy absorbováno. Označíme-li celkovou energii plazmatu jako W , pak můžeme napsat energetickou bilanční rovnici jako

$$\frac{dW}{dt} = P_{\Omega} + P_{\alpha} - P_{rad} - P_{\Gamma} \quad (1.5)$$

Bilance určuje čas, po který plazma udržíme, tedy tzv. dobu udržení energie τ_E . Zde se budeme zabývat členem P_{rad} , který chceme odhadnout. K tomu je zapotřebí záření plazmatu detekovat viz. 1.3.2

Pro diagnostiku tokamakového plazmatu je obecně nutné mít k dispozici pozorovací okna, kterým říkáme porty. Ty mohou mít různou velikost a polohu v závislosti na konstrukčním řešení tokamaku. V případě tokamaku GOLEM jsou umístěny se na TOP, BOTTOM a HFS. Porty lze využít pro manipulaci s vnitřní částí komory, zavedení detektorů, sond a jiných diagnostik nebo ohřevu.

Koncept tokamaku se díky dobrým výsledkům stal kandidátem na první fúzní elektrárnu. Hlavním testem nových technologií bude projekt ITER, jenž má být dostaven na počátku třicátých let. Než bude možné přistoupit ke konstrukci demonstrační elektrárny, je stále zapotřebí vyřešit několik problémů. Jednak stále není k dispozici finální řešení produkce tritia a také rychlý odvod tepelného toku z nejexponovanějších částí. Dalším problémem je výstavba elektrárny samotné, ta bude muset obstát jednak stále levnější energii z obnovitelných zdrojů ale také stále vyšším kritériím na bezpečnost, jelikož neutronové záření fúzního plazmatu způsobuje degradaci materiálu stěny a ta se stává radioaktivní. Ve výzkumu termojaderné fúze tak zajisté budou hrát roli i tzv. "advanced" reakce, kde nevystupují neutrony.

1.2 Záření plazmatu

Částice plazmatu jsou v tokamaku vystaveny různým vlivům. Jednak je zde prostoro-
rově i časově proměnlivé magnetické pole a zároveň částice plazmatu interagují mezi sebou. Plazma též mění při výboji svoji energii a jednotlivé atomy se tak ionizují a opět rekombinují. Při těchto podmínkách nastává obecně několik jevů, díky nimž může vznikat elektromagnetické záření. V prvé řadě jednotlivé nabitě částice konají zrychlený pohyb v magnetickém poli. Jakmile se nabitě částice dostanou dostatečně blízko sebe, ovlivňují se vzájemnou coulombickou interakcí, přičemž zrychlují ve svém elektrickém poli a vzniká tak tzv. brzdné záření neboli Bremsstrahlung. Pokud získáme příspěvek jedné takové srážky, můžeme souhrně odhadnout výkon takového záření. Ten je úměrný $1/r^4$, kde r je vzdálenost mezi interagujícími částicemi a lze jej zjednodušeně odvodit jako

$$P = \frac{e^2 a^2}{6\pi\epsilon_0 c^3}, \quad (1.6)$$

kam dosadíme za zrychlení vztah pro coulombickou interakci, tj.

$$a_B = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m_e r^2}. \quad (1.7)$$

Po několika krocích a se zjednodušením na jednotnou hustotu $n = n_i = n_e$, můžeme výkon brzděného záření P_B popsat vztahem

$$P_B = \frac{e^6}{24\pi\epsilon_0^3 c^3 m_e h} n^2 Z^2 \sqrt{\frac{8KT_e}{\pi m_e}} g_{ff} \left(\frac{Z^2}{T_e} \right) [W/m^3], \quad (1.8)$$

kde g_{ff} je tzv. free-free Gauntův faktor představující korekci na kvantové efekty [4], n je hustota plazmatu a Z náboj iontů. Gauntův faktor je pro SXR ~ 1 a pro viditelné záření, kdy se uplatňuje především bremsstrahlung, nabývá hodnot přibližně 2-5 [3]. Vztah pro nekvantové odvození lze nalézt v [14] či v [13].

po dosazení konstant při započtení Gauntova faktoru dostaneme přibližný vztah

$$P_B = 1,7 \cdot 10^{-38} n^2 Z^2 \sqrt{T_e} \quad (1.9)$$

Zvážíme-li, že plazma obsahuje i příměsi, a tedy různé ionty, je třeba nahradit Z efektivním nábojem, který zavádíme jako

$$Z_{eff} \equiv \sum_{i \neq e} \frac{n_i Z_i^2}{n_e}, \quad (1.10)$$

Pokud ve vztahu 1.6 zaměníme zrychlení z coulombické interakce za vliv magnetického pole, dostaneme druhý typ záření kterému říkáme cyklotronní. Na částici v plazmatu totiž působí Lorenzova síla kolmá jak na magnetické pole, tak na směr rychlosti jejího pohybu. Výsledkem je tzv. gyrační pohyb částice kolem magnetických silokřivek po kružnici v rovině kolmé na silokřivky s tzv. Larmorovým poloměrem r_L . Částice zároveň koná volný pohyb podél silokřivek, takže se na ně jejich trajektorie volně navíjí. Vezmeme-li tedy zrychlení částice v magnetickém poli jako

$$a_C = \frac{eB}{m_e} \sqrt{\frac{2eT_e}{m_e}} \quad (1.11)$$

a dosadíme a_C do 1.6, dostaneme přibližně

$$P_C \approx \frac{n_e e^5 B^2 T_e}{3\pi\epsilon_0 c^3 m_e^3} \quad (1.12)$$

kde c je rychlost světla, B kolmá složka magnetického pole na vektor rychlosti částice. Dosazením konstant dostaneme přibližný vztah

$$P_C \approx 6,1 \cdot 10^{-20} n_e B^2 T_e [W m_e^{-3}]. \quad (1.13)$$

Kvůli závislosti na hmotnosti budou lehké elektrony v plazmatu dominovat cyklotronnímu záření. Cyklotronní záření je závislé na magnetickém poli a celá oblast

plazmatu pro něj nemusí být transparentní. Jelikož většinou známe magnetické pole, lze za vhodných podmínek využít toto záření ke stanovení teplotního profilu plazmatu.

Třetím významným zdrojem záření v plazmatu jsou zářivé přechody elektronů v atomovém obalu. Jelikož jsou tyto přechody z hlediska energie kvantované, projevuje se toto záření charakteristickými čarami v zobrazeném spektru. Tyto čáry mají specifickou vlnovou délku a fungují jako otisk pro jednotlivé elektronové přechody. Jelikož jsou zároveň částice plazmatu vystaveny magnetickému poli či plazma může rotovat, lze pozorovat spektrální rozšíření těchto čar, čehož se využívá například ke stanovení rychlosti rotace či teploty plazmatu.

1.3 Diagnostika plazmatu v tokamacích

Plazma na tokamacích můžeme zkoumat díky jeho vlivu na okolí. Jednak je činné elektromagneticky, vyzařuje od HXR přes SXR, viditelné záření, až po mikrovlnou oblast. Také je zdrojem částic - fúzních neutronů a alfa částic v případě dostatečných teplot a dále elektronů a iontů. Zároveň je zde celá řada jevů, díky nimž se náš zdroj informací, tedy záření obecně a tok částic z plazmatu neustále mění. Cílem diagnostiky je tyto změny zachytit a jevy za nimi popsat tak, abychom pochopili jeho chování a mohli přizpůsobit podmínky za kterých plazma držíme, ohříváme,...

Metody, které používáme lze rozřadit do dvou základních skupin a to na aktivní a pasivní podle míry vlivu našeho měření na plazma. Zatímco aktivní metody pouze snímají záření a částice jdoucí z plazmatu ven, aktivní diagnostiky s ním přímo interagují, jedná se především o různé elektrické sondy. Z důvodu vysokých energií částic plazmatu je však dlouhodobý kontakt pro sondu destruktivní. Aktivní mohou být i jiné diagnostiky, kdy např. vysíláme do plazmatu různé druhy záření či vln a sledujeme jeho změny po průchodu plazmatem.

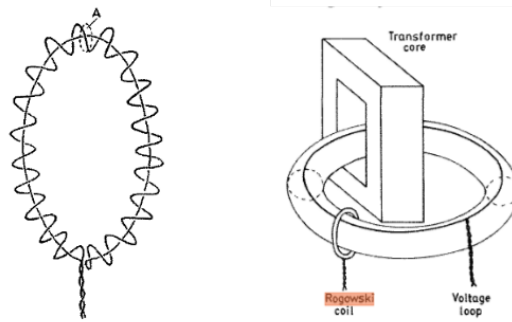
Nejjednodušší způsob z hlediska potřebných instrumentů, jak získat nějakou informaci o plazmatu, je pracovat s jeho magnetickým polem. Změna magnetického toku procházejícího uzavřenou vodivou smyčkou vyvolává v ní dle Faradayova zákona elektromotorické napětí. Proud plazmatem v toroidálním směru získáme z detekce poloidálního složky magnetického pole, které proud vytváří. Cívce k tomu určené říkáme Rogovského pásek viz. Obr. 1.3. Jedná se o solenoid obtočený kolem komory tak, že jeho závity prochází právě poloidální magnetické pole. Smyčka však není uzavřena a drát je poté veden vnitřkem solenoidu zpět na počátek. Tím se vyhneme započtení toroidálního pole. Známe-li indukčnost komory, Rogovského pásek sčítá vliv proudu plazmatem i komorou, můžeme stanovit proud plazmatem.

Podél toru můžeme vést smyčku, kterou měříme tzv. napětí na závit U_{loop} . Známe-li proud a napětí plazmatu, lze určit střední vodivost a ze Spitzerovy formule odhadnout elektronovou teplotu T_e . K určení polohy plazmatu v komoře a detekci toroidálních a poloidálních módů nestabilit slouží tzv. Mirnovovy cívky. Jedná se o malé cívky rozložené buď po obvodu komory v poloidálním nebo toroidálním směru. Porovnáním párů cívek lze zjistit lokální odlišnosti v magnetickém poli a tím stanovit

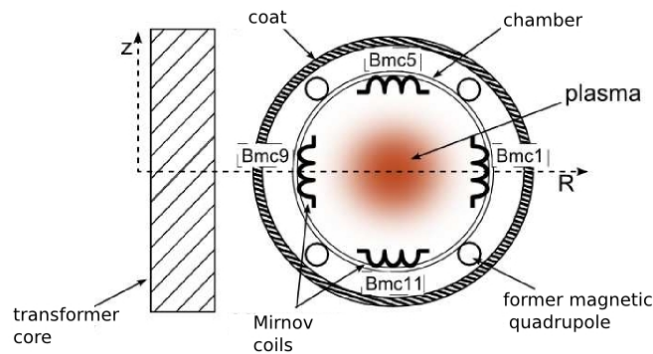
např. polohu plazmatu [8]. Společně s dalšími diagnostikami slouží Mirnovovy cívky pro získání magnetických povrchů z Gradovy–Shafranovovy rovnice a jejich časový vývoj. Přímé měření magnetického pole umožňují Hallovy detektory. Senzorem je polovodičová destička, kterou protéká proud I . Umístíme-li destičku tloušťky d kolmo na magnetické pole ve směru osy y , dostaneme napříč destičkou potenciálový rozdíl U_H úměrný velikosti magnetické indukce B_y

$$U_H = R_H \frac{IB_y}{d}, \quad (1.14)$$

kde R_H je tzv. Hallova konstanta, závislá na vodivosti polovodiče.



Obrázek 1.3: Rogovského cívka - vlevo, U_{loop} a umístění Rogovského cívky - vpravo (převzato z [4])



Obrázek 1.4: Umístění Mirnovových cívek na tokamaku GOLEM - poloidální řez komorou

Některé diagnostiky využívají interakci s elektrickým polem plazmatu. Jedná se o různé druhy elektrických sond, kdy se na izolované elektrodě, jejíž obnažený hrot interaguje s plazmatem, přiloží napětí, často rozmítané. Měří se tak tzv. sondová charakteristika, tedy voltampérová charakteristika. Z té lze získat např. teplotu plazmatu, plovoucí potenciál či koncentraci elektronů. Sond je možno použít i více najednou s

různými vazbami. Nejstarší ze sond jsou tzv. Langmuirovy sondy, ale existují i složitější sondy např. Katsumotova či Ball-pen pro přímé měření potenciálu plazmatu.

Zkoumat lze i záření plazmatu. To lze rozdělit do několika skupin. Jednak na optickou část od blízkých UV, přes viditelné záření až po infračervené (IR), dále tvrdé resp. měkké rentgenové záření HXR resp. SXR, ale také záření v mikrovlnných oblastech. Více v následující sekci.

Z pasivních diagnostik nám podstatnou informaci poskytují i korpuskulární diagnostiky jakými jsou hmotnostní nebo neutronová spektroskopie. Jednak chceme vědět, jak čistý plyn v pracovní komoře máme a v případě fúzních zařízení, kde jsou produkovány neutrony, chceme zjistit, zda jsou produkovány fúzními reakcemi.

1.3.1 Diagnostika záření

Plazma je zdrojem rozličného záření od HXR po mikrovlny. Jelikož je pro většinu spektra plazma transparentní, není tak záření od svého vzniku zkresleno. Díky tomu lze i bez kontaktu s plazmatem zjistit lokální informace i uvnitř plazmatického prstence, často s velkým časovým rozlišením. Jeho detekce je klíčem k pochopení průběhu nestabilit a turbulencí, k určení složení plazmatu či energetické bilance. Vysokoenergetické plazma větších tokamaků vyzařuje zejména v oblasti měkkého rentgenového záření (SXR). Z něho lze určit polohu středu plazmatu, teplotu a koncentraci příměsí [16]. Principu detektorů záření je věnována následující sekce.

I diagnostiku záření lze rozdělit na aktivní a pasivní. Zatímco pasivní metody pouze plazma sledují. Aktivní vysílají do plazmatu nějaký typ vln, či laserového paprsku, jenž s ním interaguje a poté je detekováno záření z této oblasti.

Plazma ztrácí energii především brzděním zářením a také rekombinacemi iontů v nedokonalě ionizovaném plynu, které dominuje zpravidla na okrajích. Některé informace však poskytuje i záření cyklotronní, pro které není plazma v některých místech transparentní.

Cyklotronní záření pocházejí z elektronové cyklotronní emise (ECE) a lze detekovat v mikrovlnné oblasti. Elektronů vyzařují, ale také je absorbují stejnou ECE frekvencí. Pokud budeme uvažovat, že jsou tyto procesy v rovnováze, chovají se elektrony jako černé těleso, které lze popsat vztahem pro intenzitu záření I_B jako

$$I_{bb} = \frac{\hbar\omega^3}{8\pi^3c^2} \exp\left(\frac{\hbar\omega}{eT_e} - 1\right)^{-1}, \quad (1.15)$$

kde \hbar je redukovaná Planckova konstanta, ω frekvence záření, e náboj elektronu, T_e elektronová teplota a c rychlost světla ve vakuu. Uvažujeme-li zároveň nízké frekvence $\hbar\omega \ll eT_e$ lze psát přibližný vztah pro I_B

$$I_{bb} = \frac{\omega^3 e T_e}{8\pi^3 c^2}, \quad (1.16)$$

Je tak možné stanovit elektronovou teplotu, která v tomto případě závisí na frekvenci. Mikrovlny lze využít i jinak. Frekvenční transparence plazmatu je dána vlnami v něm. Jako low pass filtr funguje plasmatická frekvence, ta závisí nepřímo úměrně na koncentraci částic. Nižší frekvence než je plasmatická jsou odraženy, vyšší projdou

ale dochází k jejímu útlumu úměrnému uražené vzdálenosti. Prošlá vlna je jednak tlumena ale také fázově posunuta, čehož lze využít ke stanovení koncentrace.

Velmi specifické je tzv. čárové záření. Každá čára ve spektru je charakteristickým otiskem jednoho elektronového přechodu v obalu atomu. Spektroskopii čárového záření je možno využít od IR oblasti po gama. Pasivní spektroskopie umožňuje určit složení nečistot v plazmatu a z Dopplerovského rozšíření čar potom teplotu nebo rotaci plazmatu. Použití multichordové diagnostiky pak poskytuje rozložení nečistot. Ze spojitého záření ve viditelném spektru se dá zjistit také efektivní náboj nečistot, jelikož intenzita záření je úměrná $n_e^2 Z_{eff} \sqrt{T_e}$. Ze znalosti elektronové teploty T_e a hustoty n_e , tak určíme Z_{eff} . Spektroskopie se využívá i ve spojení s aktivní diagnostikou. Např. na tokamaku JET byl vstřikován kobalt pro získání informací o pohybu nečistot. Jiné metody využívají např. vstřikování argonu. Pomocí spektrometrie lze určit i teplotu elektronů. K tomu se používá Thompsonova rozptylu laserového svazku na elektronech a opět se pozoruje Dopplerovské rozšíření spektra rozptýleného záření.

Celkovou vyzařenou energii pomocí tzv. bolometrů. Jde-li nám o vysoké časové rozlišení vývoje profilu záření v průběhu výboje ve viditelném a SXR spektru, používají rychlé kamery s CCD a CMOS čipy či AXUV obsahující pole polovodičových detektorů. Pro detekci energie záření se používají jak polovodičové detektory, tak detektory celkové dopadající energie záření i částic, tvořené většinou kovovou fólií. Tyto diagnostiky se často vzájemně doplňují. Lze pomocí nich určit výkon vyzařovaný plazmatem, popř. je s nimi možné odhadovat absolutní teplotu resp. rychlostní rozdělení částic a dobu udržení energie. [7] Kritériem při výběru detektoru tedy je, jaké záření chceme detekovat, s jakým časovým rozlišením a jak přesně tento údaj potřebujeme.

1.3.2 Bolometrie a SXR detektory

Na plazma se díváme skrze porty a využíváme buď přímý dopad záření na detektor nebo jej nejprve vedeme optickou soustavou přes různě propustné filtry, které určují rozsah pozorovaného spektra. Detektory a s nimi spojená soustava se liší také tím, jaký typ plazmatu se chystáme pozorovat. U větších zařízení, kdy jsou zároveň dosahovány vyšší teploty a dochází dokonce k produkci neutronů, je nutné pozorovací soustavu chránit před poškozením.

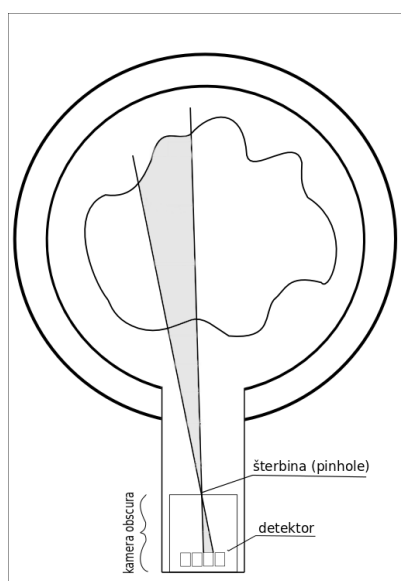
K detekci záření se používá několik fyzikálních principů. Prvním z nich je absorpce záření na plátku kovu např. Au, který je spojený s tepelným rezervoárem. Kov je zapojen, většinou můstkovým zapojením do obvodu, kdy se měří jeho odpor, jehož závislost na teplotě je známa. Odtud je možno určit změnu energie kovu a tedy i dopadající energii fotonů a částic. Těmto detektorům, které absorbují veškerou vyzařenou energii říkáme bolometry.

Bolometr, řecky ($\beta\omicron\lambda\acute{o}\mu\epsilon\tau\rho\nu$) je obecně zařízení sloužící k měření energie dopadajícího záření a částic. Původ slova je odvozen z řeckého ($\beta\omicron\lambda\acute{o}\eta$) s významem čára nebo šíp a slova ($\mu\epsilon\tau\rho\nu$) čili měřit. První bolometr vůbec vynalezl americký astronom Pierpont Langley r. 1878 a měřil jím energii kosmického záření. Jeho detektor sestával ze dvou černých proužků platiny zapojené do Wheastonova můstku. Hlavní úlohou

bolometrů na tokamacích je právě detekce celkového úniku energie záření a částic z plazmatu, tj. skrze celé spektrum. Tato informace je důležitá pro stanovení celkové energetické bilance plazmatu, a tedy i doby udržení.

Kromě odporu lze pro bolometry využít i piezoelektrického jevu. Např. u niobičnanu litného (LiNbO_3) je generován proud na základě spontánní polarizace závislé na teplotě. Jejich nevýhodou je malý generovaný proud $\sim \text{pA}$ a náchylnost na otřesy, což klade velké nároky na zesilovače a stínění před vibracemi.

Na plasma se nemusíme dívat jen přímo, můžeme umístit zlaté či platinové destičky tak, aby absorbovaly veškeré záření plazmatu a poté detekovat až vlastní infračervenou stopu těchto destiček. Na tomto principu fungují infračervené (IR) bolometry, ty mají zároveň lepší poměr signál/šum oproti odporovým bolometrům. Detektory (IR) jsou pak ukryté před tvrdým zářením a rychlými částicemi za sérii IR zrcadel. Pole takový bolometrů lze umístit za aperturu (štěrbinu) viz. Obr. 1.5, která omezuje pozorovací úhel jednotlivých detektorů. Tomuto uspořádání říkáme camera obscura. Každý detektor tak bude integrovat záření plazmatu z jiného prostoru. V praxi se tak používají i stovky kanálů (pixelů), např. 192 kanálů v případě JT-60U, kde navíc bylo dosaženo časového rozlišení IR bolometrů 10 ms. S IR bolometry se počítá i v projektu ITER [7].

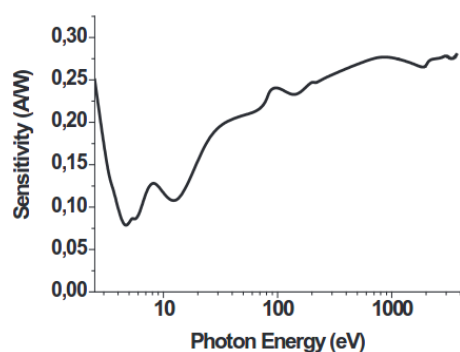


Obrázek 1.5: Shema camera obscura

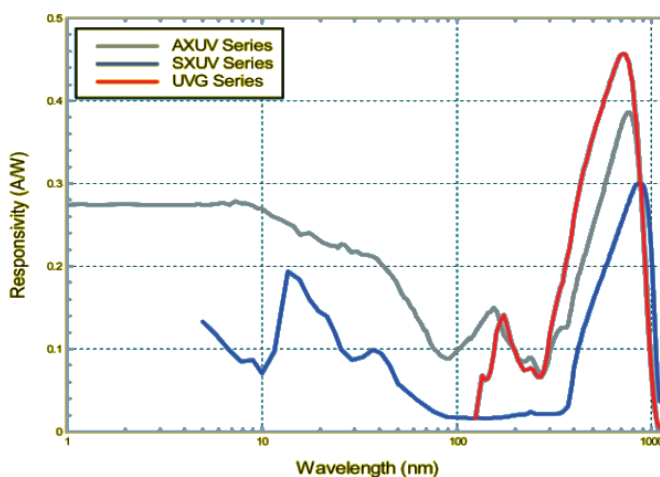
V této práci se zabýváme převážně polovodičovými detektory, využívající fotoelektrického jevu a jejichž výhodou je oproti kovovým odporovým detektorům ve velmi rychlé odezvě řádu MHz. Používají se k tomu polovodiče s vhodnou stavbou a dopováním. Absorpční vrstva určuje spektrální odezvu, tj. kolik párů elektron-díra se vytvoří pro konkrétní energii dopadajícího záření a tedy i poměr generovaného proudu vzhledem k jeho dopadajícímu výkonu A/W . I tyto detektory lze umístit za aperturu a nastavit tak jejich pozorovací úhel, tzv. chordu. Díváme-li se na plazma z více míst poloidálního řezu s překrývajícími se chordami, můžeme pozorovat změny sledova-

ného parametru lokálně díky zpracování dat tomografickými metodami. Omezíme-li část záření dopadajícího na detektor, můžeme se zaměřit pouze na konkrétní spektrum. Jako filtr pro nízké energie funguje např. beryliové okénko, nebo, pokud chceme např. SXR a vyšší energie, lze použít tenký kovový filtr. Polovodičových detektorů využívá i celá řada již zmiňovaných diagnostik např. optická spektroskopie, kdy je záření rozloženo na optickém hranolu a takto rozdělené dopadá na sadu polovodičových detektorů, z nichž každý snímá jen jistou úzkou oblast vlnových délek.

Nevýhodou tepelných detektorů, tj. detektorů převádějících energii absorbovaného záření a částic tepelnou cestou do rezervoáru, je jejich špatný poměr signál/šum. Tepelné detektory jsou totiž ovlivněny například mikrovlnami, které se neabsorbují při ohřevu plazmatu, či infračerveným zářením, pocházejícím ze součástí vystavených plazmatu [7]. Rozvoj ve výrobě polovodičů umožnil vznik fotodiod s velmi tenkou mrtvou vrstvou, jejichž účinnost se proto blíží vnitřní kvantové účinnosti. V celkové účinnosti je třeba ještě započítat vliv ochranného prvku, často tvořeného oxidem křemičitým. Navzájem je odlišujeme podle účelu, tj. spektra detekovaného záření, pro něž byly vyrobeny. Podle toho se i označují. Vznikly tak například i diody AXUV (Absolute eXtreme Ultra Violet), které nemají dopovanou mrtvou vrstvu a mají téměř plochou křivku citlivosti pro energie fotonů vyšší než 50 eV, jak je vidět z obrázku 1.6. Pro tyto energie se tak blíží jejich citlivost teoretické hodnotě 0,27 A/W. Tyto detektory jsou využívány i jako bolometry. Je-li však těžiště výkonu v oblasti, kde jejich citlivost není rovnoměrná, tj. energie dopadajících fotonů ≈ 10 eV mohou být výsledky značně zkreslené. Výhodu nad tepelnými detektory mají tedy v rychlosti, ale jako bolometry je jejich využitelnost omezena. Obecná skladba AXUV a podobných diod je pak naznačena na obrázku 1.8.

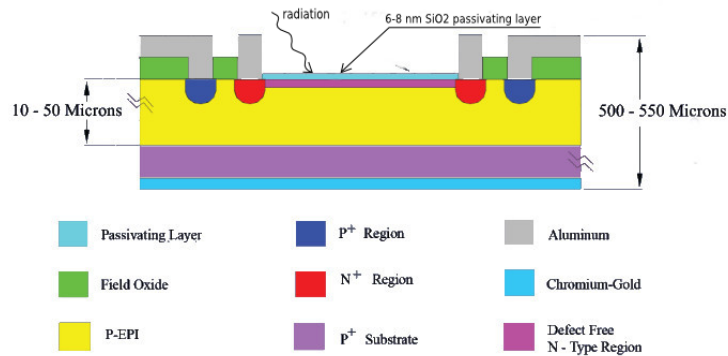


Obrázek 1.6: Citlivost AXUV pro energie fotonů (Převzato z [7])



Obrázek 1.7: Citlivost AXUV pro vlnové délky záření ve srovnání s SXUV a UVG (Převzato z [6])

Využití rychlých polovodičových detektorů k pozorování rychlých změn ve vyzařování tokamakového plazmatu je široké, uplatňují se při studiu MHD (Magneto Hydro



Obrázek 1.8: Skladba AXUV diod (Převzato z [6])

Dynamic) nestabilit a ELM (Edge Localized Modes), modů lokalizovaných na okraji, vyskytujících se v tokamacích s divertorem [16]. Tyto procesy mají vliv na vyzářování plazmatu a probíhají velmi rychle, což klade požadavky na pozorovací zařízení. Kromě rychlosti musejí detektory splnit i podmínku na dobré rozlišovací schopnosti. AXUV diody tyto požadavky splňují a poskytly důležité informace o MHD a ELM nestabilitách např. na tokamacích Alcator C-mode, TCV, T-11, T-10 a dalších. Jejich nevýhodou je degradace v neutronovém záření a částečná ztráta účinnosti při vystavení plazmatu, proto se s nimi na fúzních zařízeních nepočítá. Po vhodné kalibraci se některé AXUV diody využívají také jako absolutní detektory [6]. Nelineární citlivost pro nízké energie fotonů zároveň omezuje AXUV pro jejich využití jako detektorů celkového vyzářeného výkonu plazmatu [7].

Polovodičové detektory lze vyrobit poměrně malé, takže abychom zjistili prostorové rozlišení vyzářovaného výkonu plazmatu, řadí se bolometry do polí a umisťují se za aperturu. Taková detektorová pole snímají plazma z několika míst v poloidálním řezu a mohou zahrnovat i stovky detektorů, z nichž každý integruje signál z jistého prostorového úhlu tzv. chordy. Zorné pole detektorů, se překrývají a signály jsou proto provázané. Vhodnou parametrizací lze s pomocí integrálních transformací (viz kapitola 2) získat profil vyzářovaného výkonu pozorované oblasti plazmatu a dokonce jeho časový vývoj, v případě velkého rozlišení detektorů. Této rekonstrukci se věnují tomografické metody.

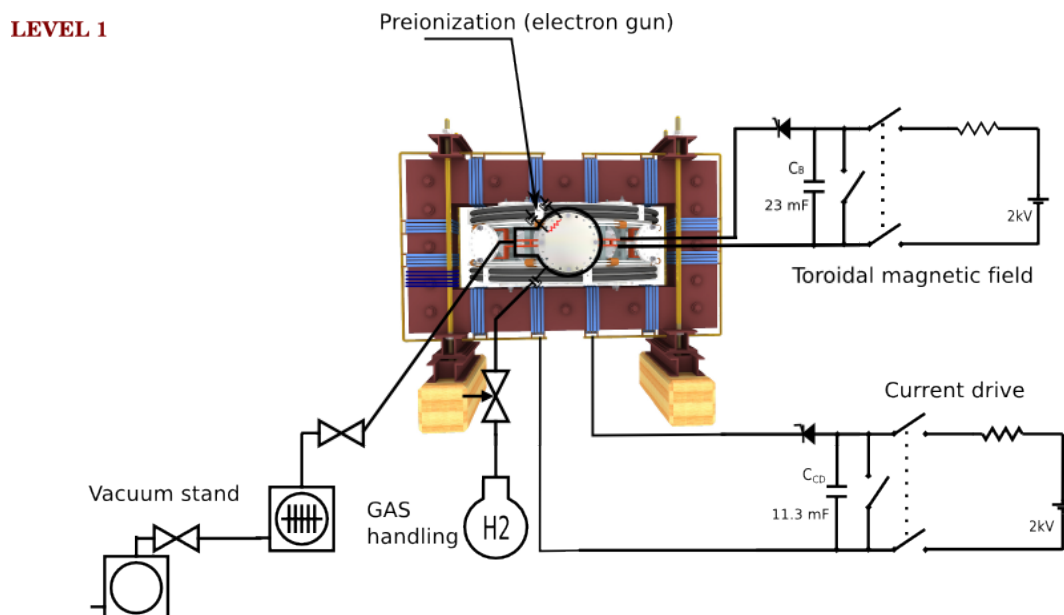
1.4 Tokamak GOLEM

Tokamak GOLEM je malé zařízení sloužící převážně pro výukové účely a studentské projekty. Přestože energie elektronů ($T_e < 50$ eV) neumožňují vznik fúzních reakcí, je GOLEM unikátní svou ovladatelností, jež díky vzdálenému přístupu umožňuje komukoliv na světě připojenému k internetovému rozhraní vytvořit výboj dle jeho požadavků. GOLEM je nová verze původního moskevského tokamaku TM-1, který sloužil v letech 1977–2007 na Ústavu fyziky plazmatu pod jménem CASTOR. Uveden

do chodu byl opět r. 2009 na FJFI, ČVUT pod názvem GOLEM. Základní parametry tokamaku a dosahované vlastnosti plazmatu jsou uvedeny v tabulce 1.1 a uspořádání cívek, čerpání a ohřevu na Obr. 1.9.

Hlavní poloměr	$R_0 = 0.4 \text{ m}$
Poloměr komory	$r_0 = 0,1 \text{ m}$
Poloměr limiteru	$a = 0,085 \text{ m}$
Toroidální magnetické pole B_t	$B_t < 0.8 \text{ T}$
Proud plazmatem I_p	$I_p < 8 \text{ kA}$
Dosahované délky výbojů τ	$< 30 \text{ ms}$
Centrální elektronová teplota T_e	$\approx 20 \text{ eV}$
Tlak v nádobě	$P = 0,5 - 30 \text{ mPa}$
Pracovní plyn	H_2, He
Kapacita kondenzátorů pro B_t pole	$C_B = 81 \text{ mF}$
Kapacita kondenzátorů pro toroidální el. pole E_{CD}	$C_{CD} = 11,3 \text{ mF}$

Tabulka 1.1: Základní parametry tokamaku GOLEM společně s běžně měřenými veličinami a jejich hodnotami

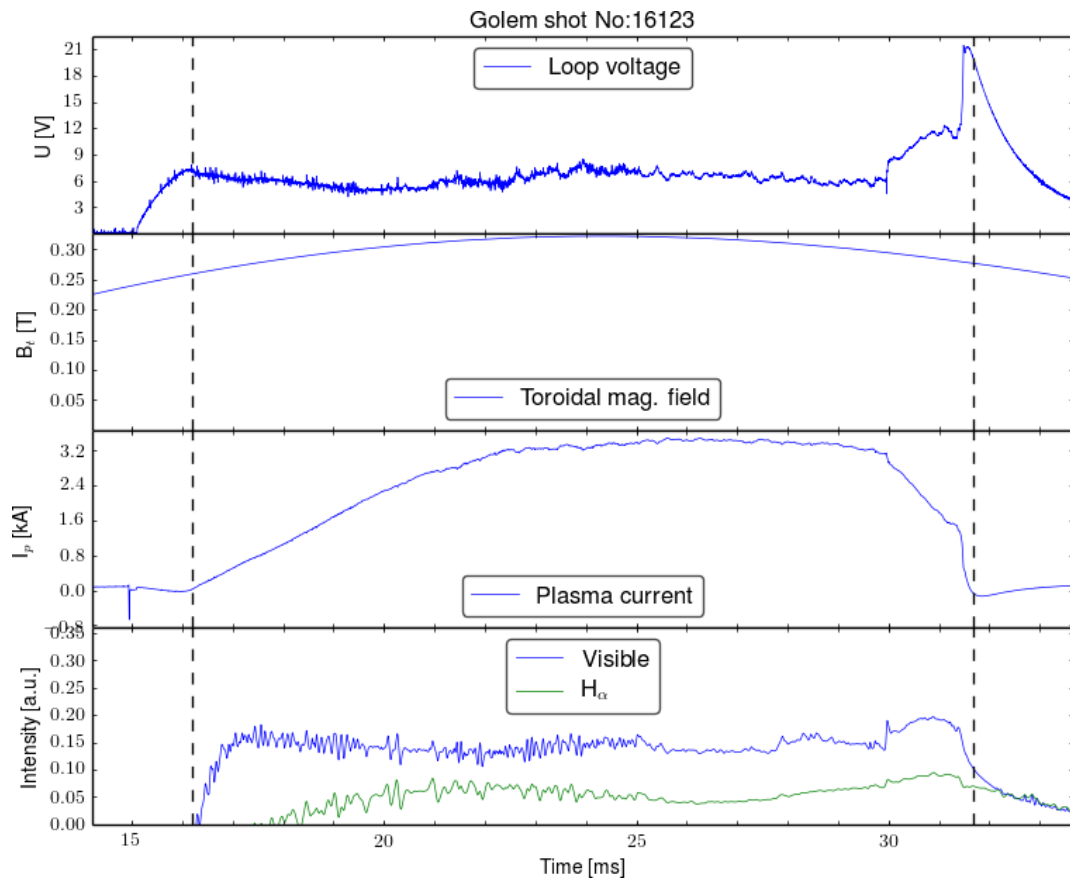


Obrázek 1.9: Schéma tokamaku GOLEM, převzato z [?]

1.4.1 Diagnostika plazmatu na tokamaku GOLEM

Výstup klasických diagnostik standartního výboje je uveden na Obr. 1.10. Kromě klasických magnetických měření se používá i optického spektrometru pro zjištění složení plazmatu při výboji. Podobné geometrické uspořádání jako experiment, kterému se

tato práce věnuje, mají rychlé fotoaparáty umístěné na pozicích LFS a TOP. Data z fotoaparátů jsou poté tomograficky zpracovány viz. [10] a [12]. Je tedy možné výsledky obou experimentů srovnat. U fotoaparátů je však problém s prostorovou kalibrací, kdy nevíme, kterou část poloidálního řezu dotyčné pixely fotoaparátu pozorují, a proto je údaj o poloze orientační. Ke srovnání s naším experimentem, který má za úkol odhadnout i polohu plazmatu, mohou posloužit i poloidálně umístěné Mirnovovy cívky pro snímání poloidálního magnetického pole. O záření plazmatu podává informaci i sada diod, jedna snímající viditelné záření a druhá, opatřena H_α filtrem, umožňuje společně s první určit intenzitu vodíkové čáry s vlnovou délkou $\lambda_{H_\alpha} = 656,28$ nm. Máme tak celou řadu informací, s nimiž lze instalovanou diagnostiku AXUV detektorů srovnat.



Obrázek 1.10: Příklad standartních diagnostik na tokamku GOLEM

Kapitola 2

Tomografie

-tomografie obecně, analyticky tomografie obecně Tomografie je obecně zobrazení, které umožňuje určit lokální veličiny objektu jako jsou emisivita či absorpce na základě nelokálních integrálních měření těchto veličin. Slovo tomografie je odvozeno od řeckého $\tau\acute{o}\mu\omicron\varsigma$ tomos a $\gamma\rho\alpha\phi\acute{\iota}\alpha$ grafos psát. Tomografické metody zahrnují jak analytické tak numerické postupy. Využívána je v lékařství, při nedestruktivním testování materiálů, archeologii, a samozřejmě i fyzice plazmatu. Jde tedy o zobrazení vnitřních vlastností materiálů aniž by došlo k jejich porušení.

V případě fyziky plazmatu na tokamacích se používá 2D tomografických metod např. pro určení vyzařovacího profilu, tj. lokální emisivity plazmatu, odkud určujeme další parametry. Uvažuje zjednodušení průhledného plazmatu, tj. minimální absorpci záření v objemu plazmatu a lokální informace se tedy dostne na detektor nezkráceně. Některé metody zároveň používají zjednodušení na kruhový profil plazmatu.

Jako detektory mohou být použity pole bolometrů či SXR detektorů. Ty se umísťují za aperturu často obdélníkového průřezu tak, aby jednotlivé detektory integrovaly záření jen z určité oblasti poloidálního řezu a malého výseku v toroidálním směru omezeném geometrií úlohy, tj. délkou apertury a velikostí diagnostického portu. Idealizované, velmi úzké zorné pole detektoru nazýváme chorda. Reálný detektor nicméně zabírá jistý prostorový úhel a zároveň je ovlivněn aperturkou tak, že detektor nemá rovnoměrné pokrytí, pro záření s dostatečně velkou vlnovou délkou se navíc uplatňují ohybové jevy a záleží tak na šířce apertury [11]. Tím prakticky dáno prostorové rozlišení, které tak nemůžeme do ne

Přidržíme se obecně používaného značení viz. Obr. ?? . Integrální veličinu podél přímek p značíme $f(\theta, p)$. K poloidálnímu úhlu θ tak máme projekci $f(p, \theta)$ emisivity $g(x, y)$. Ve 2D stanovujeme tedy emisivitu plazmatu $g(x, y)$ v poloidálním řezu z projekce $f(p, \theta)$ integrovaných hodnot podél chordy jednoho detektoru. Jako projekce často myslíme množinu měření, podél chord s jedním úhlem θ Výslednému řešení říkáme tomografická rekonstrukce nebo také inverze.

Ideální řešení počítá se znalostí funkce $f(p, \theta)$ ze všech pohledů na zkoumaný objekt, nicméně toho nejsme schopni dosáhnout z důvodů technických omezení. Nejbližší je počítačové tomografie (CRT), kdy je k dispozici mnoho pozorovacích. striktně omezení. U tokamaku GOLEM máme pouze 2 detektory. Pro každé pozorovací místo je však většinou možné pokrýt parametr p , tedy detektor vidí celý řez plazmatem.

Kromě malého počtu pozorovacích míst jsou problémem tomografie plazmatu v tokamacích i šum signálu a nerovnoměrné pokrytí zorného pole.

Pro inverzní transformaci máme tedy jen velmi málo měření a je zapotřebí rozhodnout, které z řešení odpovídá nejvíce realitě. Úloha je špatně podmíněná. Využíváme proto tzv. apriorních informací, tedy dat z jiných fyzikálních měření jako je znalost magnetických silokřivek nebo fyzikálních očekávání např. na hladkost.

Tomografické metody se musejí vypořádat jednak se špatnou podmíněností

2.1 Analytické metody

2.1.1 Radonova transformace

Obecný analytický vztah mezi funkcí projekcí $f(\vec{p})$ a funkcí zdrojů $g(\vec{x})$ popisuje tzv. Radonova transformace, která je definována jako

$$\hat{R}\{g(\vec{x})\} \equiv f(\vec{p}) = \int_{R^N} g(\vec{x})\delta(\vec{x} \cdot \vec{n} - p), \quad (2.1)$$

kde viz. Obr. ?? \vec{x} je polohový vektor, vektor \vec{p} určuje parametrizaci možných směrů projekce, $\vec{n} = \vec{p}/|\vec{p}|$ a $p = |\vec{p}|$. velikost p je pak vzdálenost roviny projekce (obecně $N-1$ dimenzionální plochy) od počátku a normála \vec{n} určuje směr projekce.

Ve 2D určuje vektor \vec{p} přímky a to nejkratší vzdáleností p přímky od počátku a úhlem θ mezi normálou k těmto přímkám a zvoleným směrem. Projekce $f(p, \theta)$ pak probíhá integrací $g(x, y)$ po přímkách (chordách) protínající objekt na přímky daných vektorem \vec{p} . Funkce $g(\vec{x})$ je omezená v prostoru, takže hodnoty projekce $f(\vec{p})$ jsou mimo oblast objektu nulové.

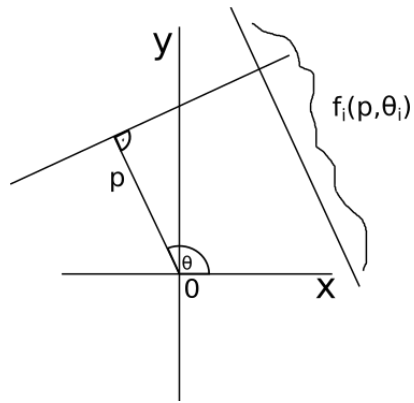
Ve 2D máme tedy polohový vektor $\vec{x} = (x, y)$ a vektor určující přímky do nichž projektujeme $\vec{p} = (p, \theta)$. Rovnici 2.1 lze pak přepsat jako

$$f(p, \theta) = \int_{R^2} g(x, y)\delta(x\cos\theta + y\sin\theta - p)dx dy, \quad (2.2)$$

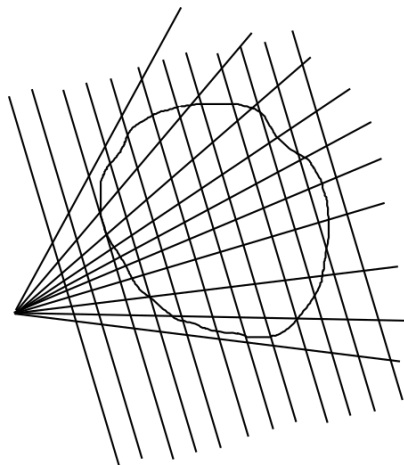
Integrace tedy probíhá po přímkách daných parametrizací $p = x\cos\theta + y\sin\theta$. Pro každý úhel θ_i dostaneme množinu projekcí $f_i(p, \theta_i)$ a pokud mluvíme o jedné projekci, většinou myslíme právě tuto množinu. Pro množinu projekcí pro různé směry se u Radonovy transformace vžil název sinogram, jelikož Radonova transformace bodu neležícího ve zvoleném počátku je sinusoida. Pokud jsou přímky po nichž integrujeme kolmé na projekční přímky, jedná se o tzv. paralelní nebo také úplnou projekci. Kromě toho existuje i vějířová projekce, kdy chordy vystupují z jednoho bodu viz. Obr. 2.2.

Přímé řešení inverze problému vede na integrál se singularitou a derivací, což je obtížně řešitelný problém. Můžeme si však pomoci Fourierovou transformací a využít tak vztahů mezi ní a Radonovou transformací. K řešení $g(\vec{x})$ rovnice 2.1, tedy získání inverzní transformace \hat{R}^{-1} použijeme Fourieru transformaci, jejíž operátor se definuje jako

$$\tilde{g}(\vec{\xi}) = \hat{F}(g(\vec{x})) = \int g(\vec{x})e^{-2\pi i \vec{x} \cdot \vec{\xi}} d\vec{x}, \quad (2.3)$$



Obrázek 2.1: Schema Radonovy transformace 2D s parametrizací (p, θ) vpravo



Obrázek 2.2: Vějířovitá a paralelní (úplná) projekce

a inverzní transformace jako

$$g(\vec{\xi}) = \hat{F}^{-1}(\tilde{g}(\vec{\xi})) = \int g(\vec{\xi}) e^{2\pi i x \xi} d\vec{\xi}, \quad (2.4)$$

Dále se využije delta funkce definovaná jako pro rozšíření fourierovy transformace 2.6

$$\tilde{g}(\vec{\xi}) = \int g(\vec{x}) e^{-2\pi i t} \delta(t - \vec{x} \cdot \vec{\xi}) d\vec{x}, \quad (2.5)$$

Exponenciála je tak nulována delta funkcí pro $t = \vec{x} \cdot \vec{\xi}$ a závisí proto jen na t . Zavedeme substituci $t = \eta \xi$, kde $\xi = \|\vec{x}\|$ a exponenciálu tak lze předsunout před integrál Dostaneme

$$\tilde{g}(\vec{\xi}) = \int g(\vec{x}) e^{-2\pi i t} \delta(t - \vec{x} \cdot \vec{\xi}) d\vec{x}, \quad (2.6)$$

Obyčejná Radonova transformace se však pro účely tomografie tokamakového plazmatu nehodí, jelikož potřebuje znát funkci $f(p, \theta)$ úplně. Tomu se lze přiblížit, pokud je možno získat projekce pro velký konečný počet úhlů θ . Jednodimenzionální Fourierovu transformaci lze volit i jinak. Zavádí se filtrovací funkce $H(p)$, která je pro náš zjednodušený případ rovna jedné a řešení se pak nazývá zpětná projekce (back-projection) a celé metodě filtrovaná zpětná projekce (FBP). Inverzní transformace tak probíhá ve dvou krocích, nejprve filtrace a poté zpětná projekce. Pomocná filtrovací funkce $H(p)$ se označuje jako regularizace. Pokud označíme P pro p ve frekvenční doméně, pak $H(p)$ má za úkol minimalizovat součin $|P| \cdot H(p)$ pro velká P tedy velké prostorové frekvence. Numerická implemetace FBP se používá například v lékařské tomografii.

2.1.2 Abelova transformace

2.1.3 Cormackova metoda

2.2 Pixelové metody

-krátce výběr pixelů, Abelova metoda

2.3 Tichonovova regularizace

2.3.1 Minimalizace Fisherovy informace

sekce Tomografie: co to je, hlavní typy, použití obecně a ve fúzním výzkumu (vyzařování plazmatu SXR, neutrony) Historie - metody tomografie [Radonova transformace, Cormacova metoda, Abelova transformace] apriorní informace - rozpracovat možnost

použití dat z Mirnovových cívek Fischerova metoda - detailene popsat plus regularizace a její metody, proč je nutné použít regularizaci - výhody a nev oproti ostatním metodám

Tomografie: obecně srovnání s jinými obory využívajícími tomografie Metody - stručný výčet a popis metoda, která bude přenášena z COMPASSU na GOLEM - více rozebrat

Kapitola 3

AXUV na tokamku GOLEM

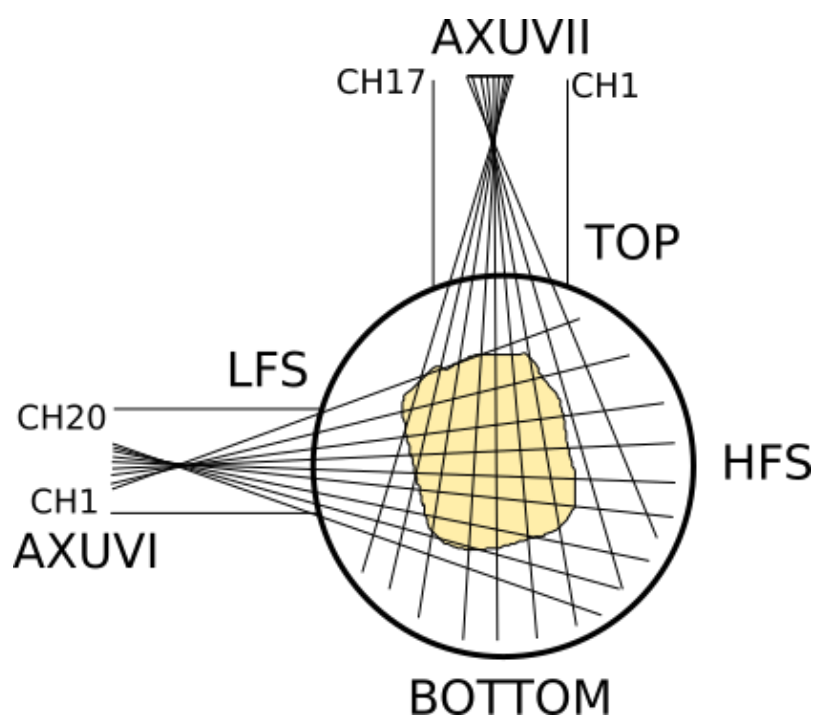
AXUV detektory viditelného a SXR záření byly již instalovány na původním tokamaku CASTOR viz. [2] a technická dokumentace [17]. Tato práce zároveň navazuje na BP práci na stejné téma, kdy byl tokamak GOLEM osazen přírubou s označením I. s testovacím detektorem AXUV0 na bočním portu viz. [9]. Pro zesílení byl použit původní zesilovač. Cílem této práce je zavedení i druhého detektoru do systému diagnostik tokamaku GOLEM. K tomu bylo zapotřebí těchto kroků:

1. navrhnout a otestovat nové zesilovače pro oba detektory
2. revidovat I. detektor a zkompletovat detektor na přírubě č. II.
3. provést základní otestování zesilovačů společně s detektory mimo tokamak a v systému tokamaku
4. provést prostorovou kalibraci obou detektorů
5. osazení detektorů a jejich zavedení do systému

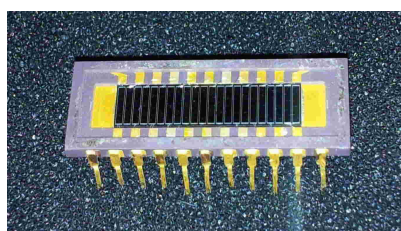
3.1 Uspořádání experimentu

Detektor AXUVI je umístěn na boční přírubě, zatímco AXUVII na horní. Schema umístění detektorů na tokamaku společně s kanály detektorů jsou na Obr. 3.1 a dále foto umístění detektorů na tokamaku je na Obr. ???. Vzdálenosti šterbin detektorů od osy komory jsou: $L_1 = 342,4$ a $L_2 = 264,7$. Šterbiny mají rozměry $0,2 \times 8,5$ mm.

Parametry čipu detektoru AXUV20ELG jsou v Tab. 3.1 a samotné pole fotodiód je na obrázku 3.2. Detektory jsou umístěny do patice v silikonových podložkách a zabudované do schránek viz. Obr. 3.3 Schránka detektoru AXUVII je na Obr. 3.4. Detektor je umístěn na silikonové podložce. Vzdálenost podložky a spodní části schránky vymezují dva silikonové distančníky se závitem M2 Detektor tak lze polohovat pomocí šroubů M2 cca 20 mm a maticí ze spodní strany schránky a tím měnit vzdálenost detektoru od šterbiny.



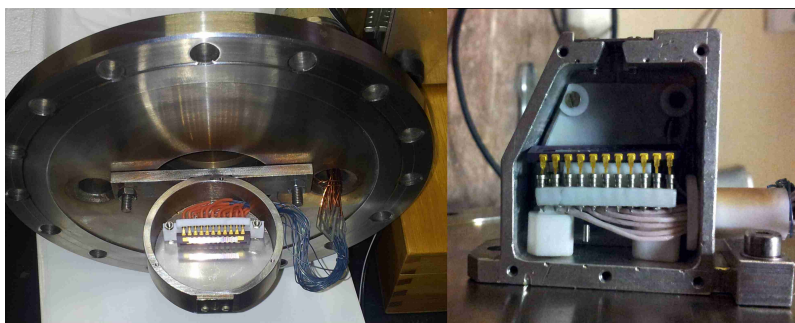
Obrázek 3.1: Umístění detektorů v poloidálním řezu a pohledy jednotlivých kanálů detektorů



Obrázek 3.2: Foto čipu AXUV20ELG

Citlivá plocha	$3 \times 19 \text{ mm}^2$
Šířka diody	0,75 mm
Výška diody	4 mm
Délka mezery mezi diodami	0,144 mm
Vzdálenost středů diod	0,894 mm
Šířka užitečného pole AXUVI (20 kanálů) resp. AXUVII (17 kanálů)	17,73 mm resp. 15,05 mm
Zkratovací odpor	300 M Ω
Citlivost diod	0,26 A/W (pro energie fotonů $h\nu$ 1-5 keV)
Doba náběhu (10-90%)	0,2 μs

Tabulka 3.1: Základní charakteristika fotodiod



Obrázek 3.3: Foto příruby s detektory pro AXUVI vlevo, AXUVII vpravo

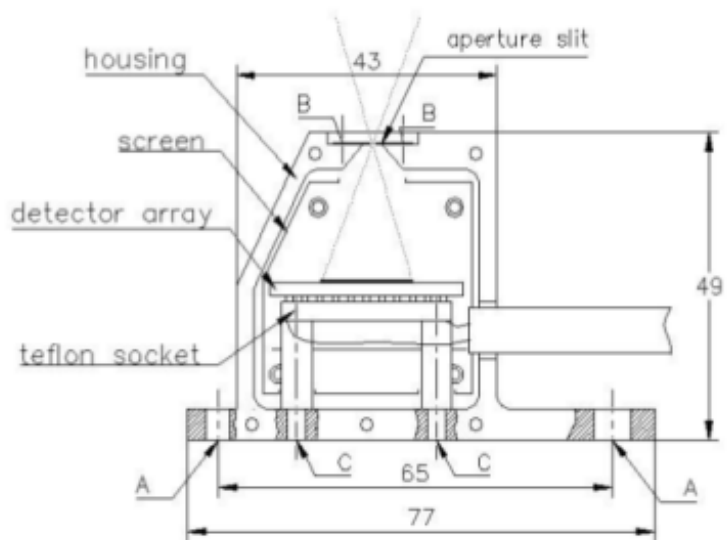


Fig. 3. Layout of the measuring head.

Obrázek 3.4: Náčrveschránky pro AXUVII, převzato z [17]

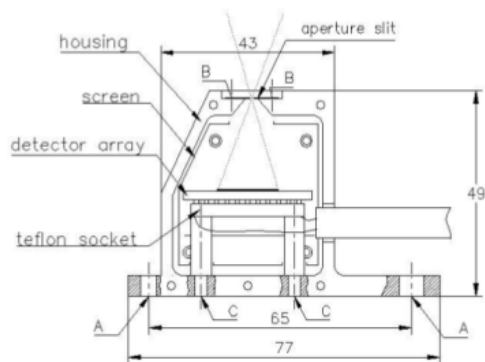


Fig. 3. Layout of the measuring head.

Obrázek 3.5: Foto umístění detektorů na tokamaku

3.2 Prostorová kalibrace detektorů

Abychom mohli určit pozorovací úhly jednotlivých diod a kolmou vzdálenost detektoru od apertury je zapotřebí provést prostorovou kalibraci. Se znalostí geometrie umístění detektorů lze poté zjistit přepočítávající koeficienty pro jednotlivé detektory zohledňující efektivní plochu detektoru, plochu štěrbinu a omezení výhledu detektoru diagnostickým portem.

Schema experimentu provedení kalibrace je na Obr. 3.6. Ve vzdálenosti b byla od štěrbinu umístěna dráha se žárovkou o stabilizovaném výkonu 40 W s vláknem, které je připojeno lineárně, její schema jen na Obr. 3.7. Vzdálenosti b byly $b_1 = 371,3$ mm a $b_2 = 374,3$ mm. Výběr žárovky je důležitý, jelikož pro různé pozorovací úhly můžeme při špatné volbě dostat jinou intenzitu. Tento fakt nebyl v [9] odhalen a pravděpodobně způsobil snížení maxim u středových detektorů. Pro určení pozorovacích úhlů by však tento fakt neměl mít velkou váhu. Pohyb žárovky byl zajištěn pomocí krokového motorku. Měřena byla odezva detektorů na intenzitu záření procházející přes štěrbinu a dopadající na jednotlivé diody při různých vzdálenostech x_z žárovky od osy detektoru o_d . Signál byl kromě standartního zesílení I. stupně viz. 3.3 ještě 4x zesílen II. stupněm sběru dat. Dostaneme maxima signálu při poloze žárovky x_i odpovídající polohám středům diod y_{di} od o_d . Z podobnosti trojúhelníků dostaneme

$$y_{di} = -\frac{x_i a}{b}. \quad (3.1)$$

Pokud budeme považovat rozměry diod za přesné, můžeme vztáhnout ostatní vzdálenosti k prvnímu maximu y_{d1} jako

$$y_{di} = y_{d1} - (s_d + s_s)(i - 1). \quad (3.2)$$

Pomocí metody nejmenších čtverců můžeme odvodit dva parametry. Prvním je poloha prvního maxima y_{d1} , odkud počítáme polohy y_{di} a druhým kolmá vzdálenost detektoru od štěrbinu a viz. [9].

Pro y_{d1} dostaneme

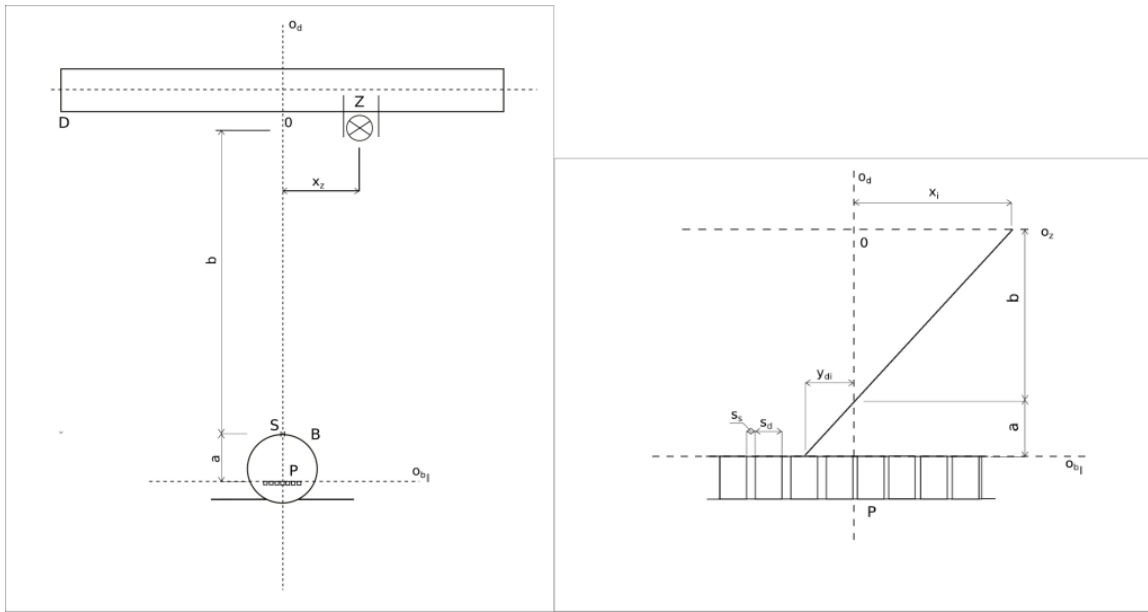
$$y_{d1} = \frac{1}{CH_{NUM}} \left((s_d + s_s) \sum_{i=1}^{CH_{NUM}} (i - 1) - \frac{a}{b} \sum_{i=1}^{CH_{NUM}} x_i \right) \quad (3.3)$$

a pro a

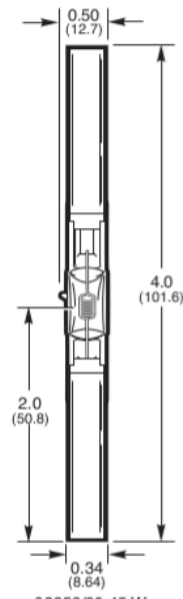
$$a = \frac{b(s_d + s_s) \left(\sum_{i=1}^{CH_{NUM}} x_i (i - 1) - \frac{(CH_{NUM}-1)}{2} \sum_{i=1}^{CH_{NUM}} x_i \right)}{\sum_{i=1}^{CH_{NUM}} x_i^2 - \frac{1}{CH_{NUM}} \left(\sum_{i=1}^{CH_{NUM}} x_i \right)^2} \quad (3.4)$$

kde CH_{NUM} označuje počet detektorů, s_d šířku detektoru, s_s velikost neaktivní štěrbinu mezi dvěma detektory, b vzdálenost štěrbinu od dráhy se zdrojem světla. Pro oba detektory dostaneme $a_1 = 29,05$ mm $a_2 = 21,04$ mm. Polohy jednotlivých diod jsou uvedeny v příloze.

Naměřené signály pro jednotlivé polohy žárovky jsou uvedeny na Obr. 3.8 pro AXUVI a Obr. 3.9 pro AXUVII. Zároveň jsou zde značeny jednotlivé kanály a směr



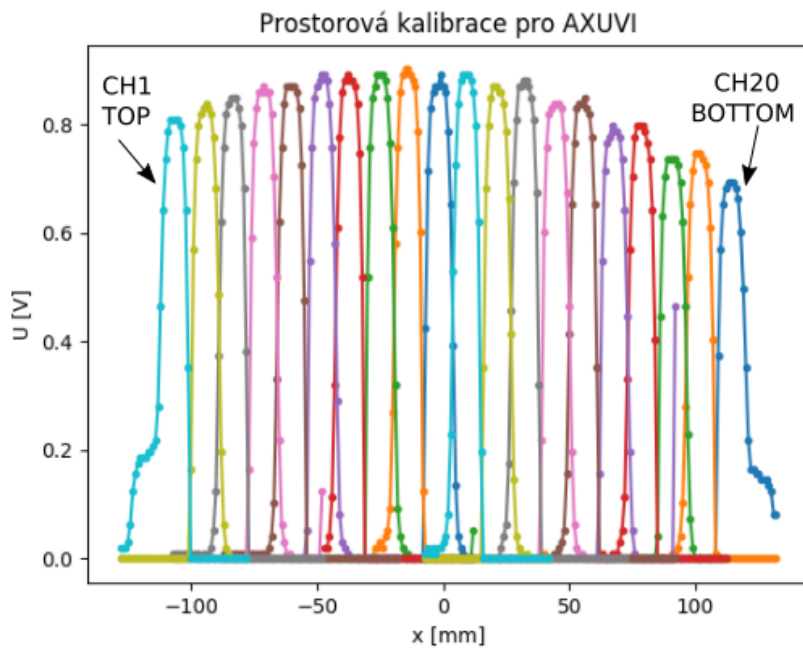
Obrázek 3.6: Schéma značení pro prostorovou kalibraci detektorů AXUVI a AXUVII



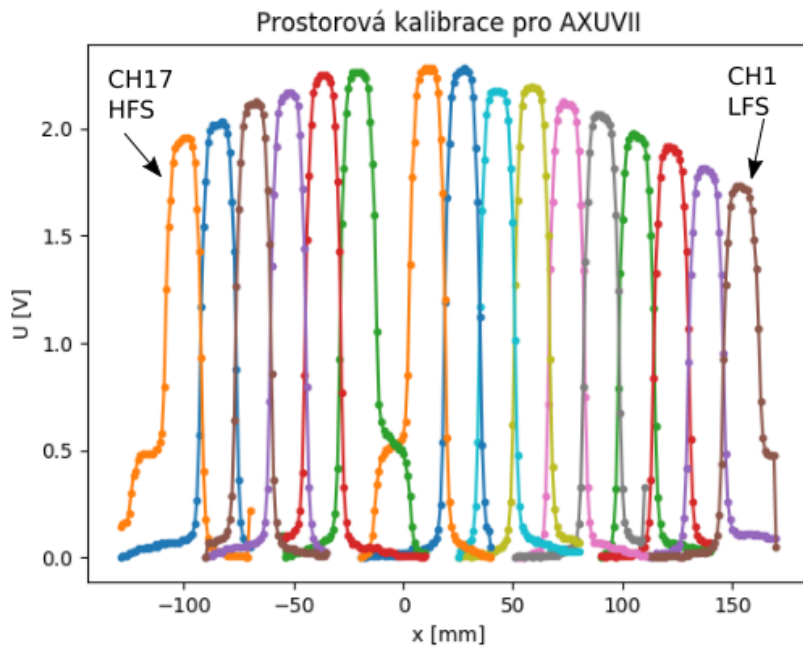
Obrázek 3.7: Schema žárovky

do něhož se dívají v tokamaku viz. Obr. 3.1 Jednotlivé signály byly fitovány Gaussovou křivkou, odkud byly získány polohy maxim intenzity x_i pro další výpočty.

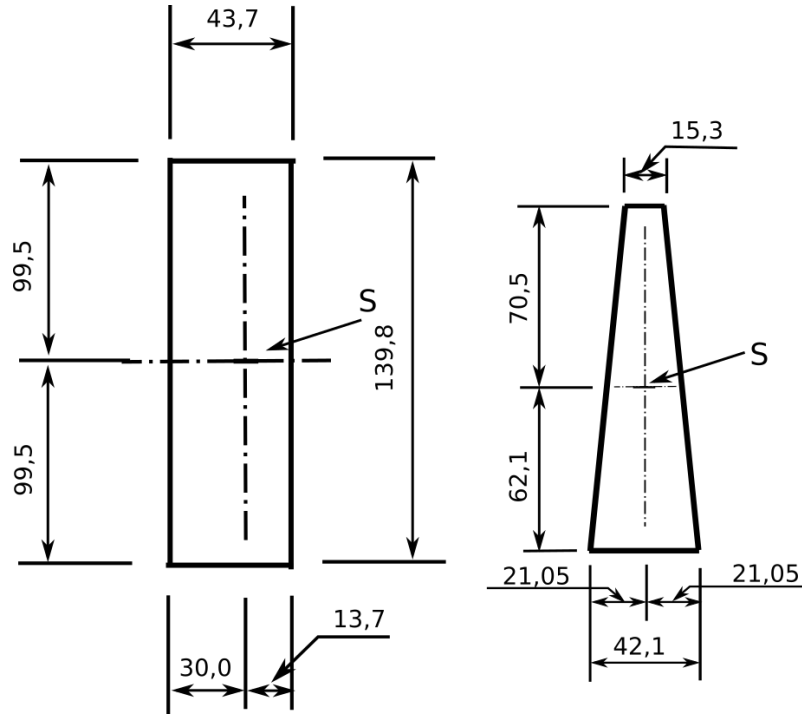
Dále je zapotřebí započítat geometrii umístění detektorů na tokamak a omezení výhledu kvůli portům. Polohy obou štěrbin vůči portům jsou na Obr. 3.10, kde S označuje osu štěrbin.



Obrázek 3.8: Kalibrace detektoru AXUVI - závislost signálu U [V] na poloze žárovky x [mm]



Obrázek 3.9: Kalibrace detektoru AXUVII - závislost signálu U [V] na poloze žárovky x [mm]



Obrázek 3.10: Umístění detektorů vůči portům - boční příruba vlevo, horní příruba vpravo

Pro zvolené uspořádání bylo zjištěno, že poslední dvě zorná pole AXUVII, tedy detektoru umístěného na horním portu, a které se dívají směrem na HFS, jsou poloidálně omezeny, což se potvrzuje i na signálu, který se značně liší od ostatních neobvykle nízkým šumem (jedná se o pravděpodobně od světelný odraz od stěny komory [validace XXX]). Výpočet omezení detektorů je podrobně popsán zde [2] a zde [9] a zde se přidržíme značení. Hodnoty počítaných parametrů jsou uvedeny v příloze. Zatímco u detektoru č.I, umístěného na bočním portu je šířka portu omezující toroidální pohled stejná, pro II. detektor tomu tak není a za šířku portu byly brány šířky portu v místě průchodu osy detektoru z portu do komory.

Abychom mohli určit radianci plazmatu detekovanou pro jednotlivé diody P_i [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$] a poté i celkový výkon P_{RAD} vyzařovaný plazmatem s ohledem na spektrální účinnost detektorů, potřebujeme znát efektivní citlivost detektorů S_{eff} , kterou budeme brát jako $0,27 \text{ W/A}$, prostorový úhel $d\Omega_i$, pod nímž plazma vidí detektor, zesílení zesilovače R_f a efektivní plochu, kterou vidí jeden detektor na midplane S_{pi} .

Pro P_i platí

$$P_i = \frac{U_i}{R_f S_{eff} S_{pi} d\Omega_i} \quad (3.5)$$

kde plocha S_{pi} je definována jako součin velikosti úsečky q_{pi} , jenž vytíná zorné pole detektoru v poloidálním směru na ose komory rovnoběžné s detektorem a odpovídající zorné úsečky v toroidálním směru h_{pi} . Součin $S_{pi} d\Omega_i$ je také znám jako étendue.

Abychom získali celkový výkon P_{RAD} vyzařovaný plazmatem ve spektrální oblasti

detektoru. P_i je vztažen na jednotkovou plochu a jednotkový úhel, P_{RAD} tak určíme buď sumací přes všechny detektory a pozorovací plochy detektorů vztažené na obvod tokamaku a vynásobené celkovým prostorovým úhlem $\Omega = 4\pi$, přičemž předpokládáme, že plazma vyzařuje homogenně do prostorového úhlu. Hodnoty výkonu je ovšem třeba brát s rezervou, jelikož jednak nevíme přesné spektrum záření plazmatu, které se s parametry plazmatu liší a zároveň pro tokamak GOLEM platí, že dosahované teploty plazmatu jsou nízké $T_e \sim 30$ eV a pohybujeme se tak blízko oblasti minima citlivosti detektorů. Za S_{eff} bychom tak měli brát spíše střední hodnotu pro oblast křivky $S(\epsilon)$ dosahovaných energií fotonů tedy mezi 0,15 a 0,20 viz. Obr. 1.6.

Pro P_{RAD} tak máme

$$P_{RAD} = \Omega \sum_{i=1}^{CH_{NUM}} S_i P_i = 4\pi \cdot \sum_{i=1}^{CH_{NUM}} q_{pi} \cdot K_i \cdot U_i \quad (3.6)$$

kde $S_i = 2\pi q_{pi} R_{TOK}$ a R_{TOK} (AXUV1) hlavní poloměr tokamaku a koeficienty K_i značí

$$K_i = \frac{1}{R_f S_{eff} S_{pli} d\Omega_i} \quad (3.7)$$

nebo integrací v toroidálním směru funkce $f(x) = K(x)U(x)$, kterou dostaneme fitováním bodů profilu $K_i U_i$, kde x je poloha průniku osy detektoru a osou komory od středu komory, pro AXUVI tedy na horizontální ose, pro AXUVII na vertikální ose. Pak

$$P_{RAD} = 4\pi \cdot 2\pi R_{TOK} \int_{-a}^a K(x)U(x)dx. \quad (3.8)$$

Pro AXUV2 je nutné počítat S_i horizontální plochu řezu jinak, jelikož se dívají na jinou vzdálenost od hlavní osy tokamaku, takže máme

$$S_i = 2\pi q_{pi} R_{TOK} + R_i * \cos(\alpha_{Di}) * q_{pi} \quad (3.9)$$

kde R_i jsou kolmé vzdálenosti od středu poloidálního řezu na osu zorného úhlu.

Podarilo se tedy okalibrovat oba detektory. Byla zjištěna jejich zorná pole a dopočítány násobící koeficienty $K_i [Wm^{-2}sr^{-1}V^{-1}]$ pro přepočítání detekovaného signálu na plošnou radianci plazmatu $P_{RAD} [Wm^{-2}sr^{-1}]$

3.3 Zesilovače

Zesilovače pro AXUV fotodiody musí splňovat několik základních požadavků. Hlavní důraz je kladen na nízký šum, dostatečné zesílení a z důvodu požadavku napájení bateriemi i nízký odběr. Schema původního zesilovače je na Obr. 3.12. Zapojení diod je ve vodivostním směru, takže katoda diody má výstup na invertující vstup zesilovače (-) a jsou zdrojem záporného proudu. Je také možné zavést malý 0,3 V bias. U AXUV diod známe úměru proud/výkon detekovaného záření [A/W], měřímě napětí, a proto potřebujeme zesilovač proud/napětí, tedy tzv. transimpedanční zapojení Obr. 3.11. Proud AXUV diod je velmi malý μA a proto je zapotřebí výstup co nejméně

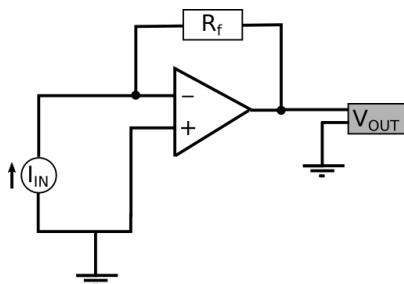
zatížit. Při volbě operačního zesilovače je tak nutné brát ohledy na I_B proudový bias, který určuje nejmenší detekovatelný proud s fyzikálním významem. Pokud je I_B moc vysoký, srovnatelný nebo vyšší než pracovní proud diod, ztratili bychom informaci o jejich signálu. Z tohoto důvodu byl nakonec vybrán operační zesilovač MCP6022 na bázi CMOS s $I_B = 1$ pA. Schema nového zesilovače je na Obr. 3.12. Původní zapojení obsahuje mezi diodou a invertujícím vstupem odpor $R_1 = 3,9$ k Ω a zesilení V/A (gain) je tak úměrné R_f/R_1 , kde R_f je tzv. zesilovací odpor (u starého zesilovače $R_f = 510$ k Ω). U nového zesilovače byl kvůli snaze o potlačení možného šumu na R_1 tento odpor vynechán. U transimpedančního zesilovače je zesilení $-R_f$ a výstup má díky invertujícímu zapojení opačnou polaritu. Velikost R_f byla volena tak, aby byl signál dostatečně silný a zároveň nedocházelo při běžném provozu k saturaci výstupního napětí, které je omezené napájecím napětím zesilovače. To je udržováno pomocí regulátoru napětí na hodnotě 5 V. Paralelní kondenzátor $c_1 = 3,3$ pF, který má za úkol bránit šumu při vyšších frekvencích byl z původního návrhu ponechán. Detektory mají společnou katodu a pracují ve fotovodivostním režimu viz. voltampérová charakteristika fotodiody na Obr. ???. Výstupní signál je pro nízké frekvence

$$U = R_f \cdot I_{IN}, \quad (3.10)$$

Pro vysoké frekvence může hrát roli kapacita fotodiody a vstupní kapacita zesilovače.

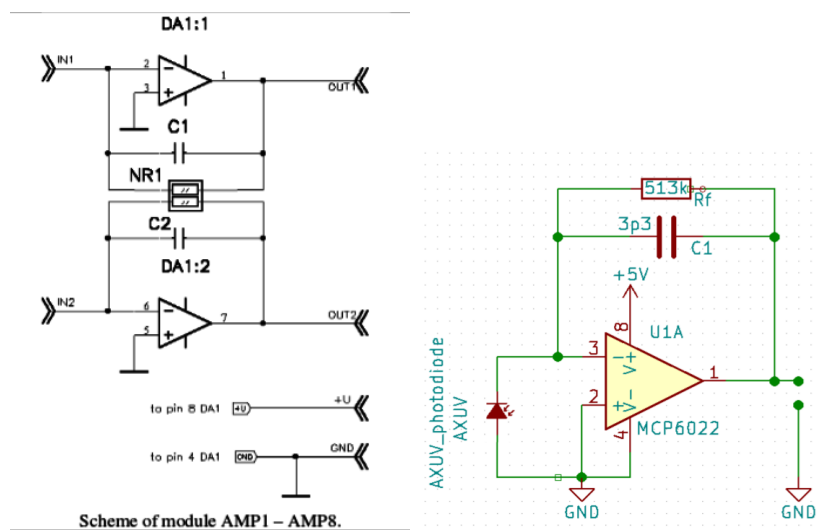
Při nahrazení starého modulu AD822AN byl nejprve zvolen špatný typ zesilovače s tzv. split-supply napájením a tedy zesilujícím jak kladné tak záporné signály a navíc nevhodný pro naše účely vysokým I_B a dalšími parametry. Nás ovšem zajímá pouze proud generovaný diodou při fotovoltickém režimu, stačí nám tedy tzv. napájení single supply.

Společně se schématem 3.12, bylo odzkoušeno i zapojení kondenzátory paralelně k diodě a zapojení s biasem 0,4 V pomocí Schottkyho diody. Základní požadavky však splnilo i nejjednodušší řešení, a proto bylo zvoleno i pro desku zesilovače. K navržení desky plošného spoje byl použit program KiCad. Návrh a osazená deska jsou na Obr. 3.13

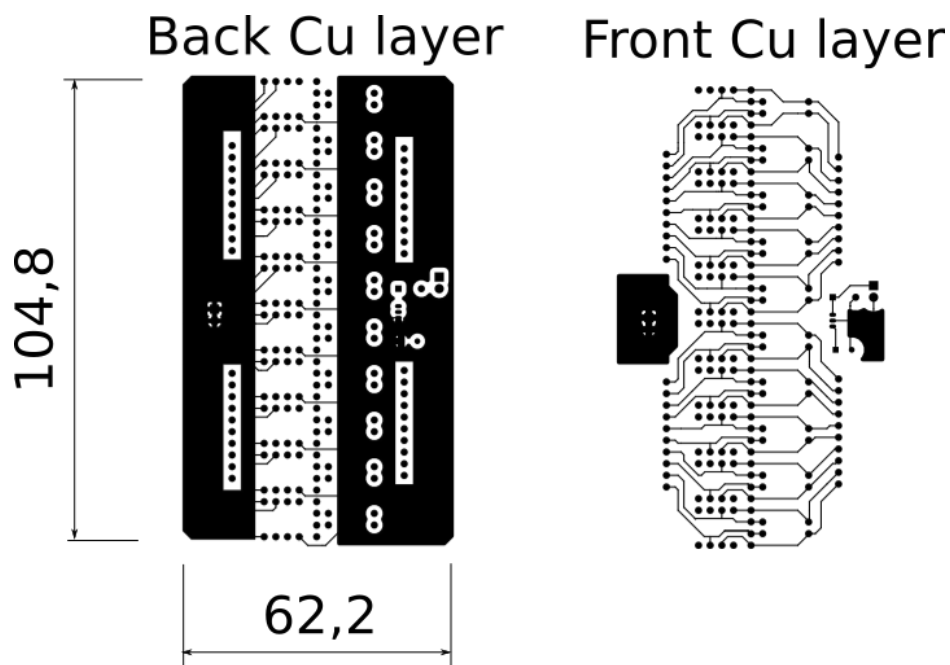


Obrázek 3.11: Schema trasimpedančního zesilovače

Porovnání parametrů obou zesilovačů jsou uvedeny v tabulce 3.2



Obrázek 3.12: Schema původního zesilovače - vlevo [17], nový zesilovač - vpravo



Obrázek 3.13: Přední a zadní strana plošného spoje nového zesilovače

Parametry	Původní zesilvač	Nový zesilovač
Modul	AD822AN	MCP6022
Typ	FET	CMOS
Vstupní klidový proud I_B	0.5 nA (max. při $T_{max} = + 85^\circ \text{ C}$)	150 pA při T_{max}
Vstupní napětí	1,2 mV (max. při $T_{max} = + 85^\circ \text{ C}$)	0,5 mV při T_{max}
Šířka pásma	1,8 MHz	10 MHz
Rychlost přeběhu	3 V/ μs	7 V/ μs
hustota šumu vstupního napětí	16 nV/Hz ^{1/2} pro f = 1 kHz	8,7 nV/Hz ^{1/2} pro f = 1 kHz
hustota šumu vstupního proudu	0,8 fA/Hz ^{1/2} pro f = 1 kHz	3 fA/Hz ^{1/2} pro f = 1 kHz
Klidový proud	2 × 0,8 mA	1 mA

Tabulka 3.2: Parametry původního a nových zesilovačů

3.4 Zpracování dat

3.4.1 Určení polohy a výkonu plazmatu

Prostorová kalibrace nám dává informaci, jakou část plazmatu konkrétní detektor vidí. Promítneme-li detekovaný signál na osu poloidálního řezu komory horizontální pro AXUVII a vertikální pro AXUVI, můžeme určit a jednodimenzionální profil a zároveň polohu, odkud plazma září nejvíce. Nejjednodušší varianta je jednotlivé profily pro konkrétní časový řez fitovat Gaussovou křivkou

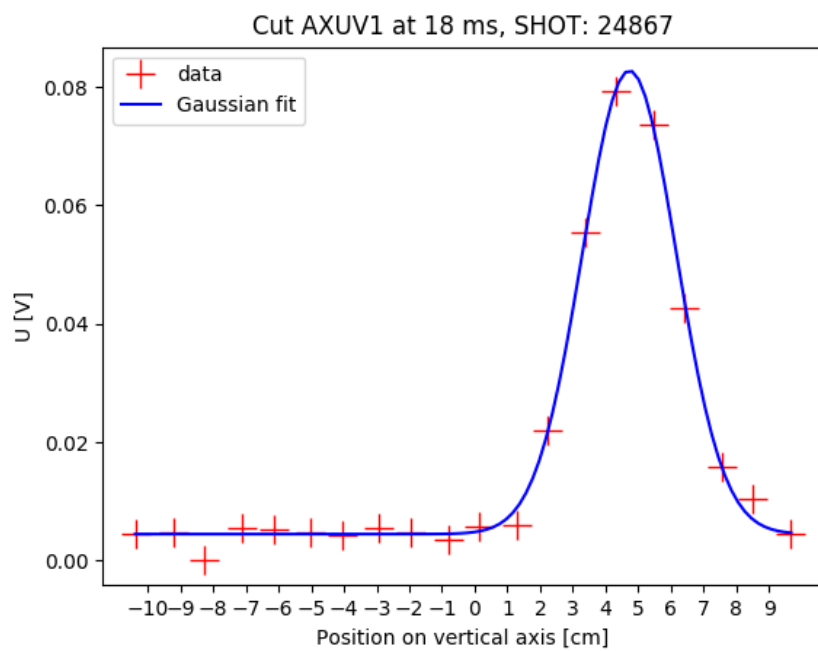
$$f(x) = a e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}, \quad (3.11)$$

kde a je výška křivky, funkce $f(x)$ má v $x = \mu$ vrchol a σ určuje šířku zvonu. Výstup pro výboj č. 24867 je na Obr. 3.14

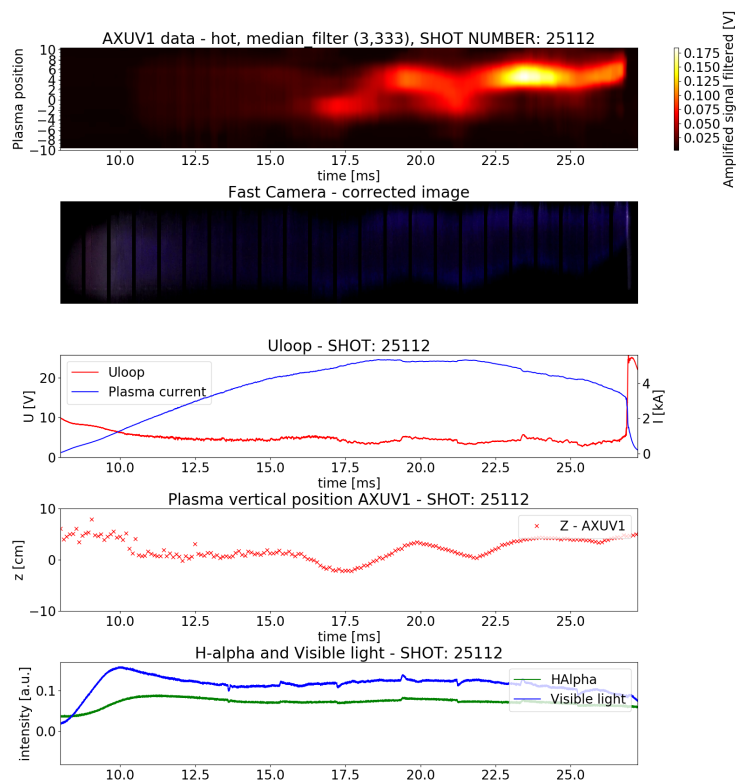
Polohu maxima zároveň můžeme porovnat s polohou počítanou z Mirnovových cívek sledující polohu plazmatu skrze poloidální magnetické pole. Celková diagnostika zahrnuje i porovnání konturového grafu se snímkem z rychlých fotoaparátů a detekovaným zářením fotodiodou pro viditelné záření a vodíkové čáry H_α . Standartní výstup funkce `make_multiplot` skriptu `plots.py` pro výstřel 25112 je na Obr. 3.15 Pro tento výboj byla zároveň použita vertikální stabilizace pro pohyb plazmatem. Srovnání polohy určené z maxima fitu jednoduchou Gaussovou křivkou s polohou určenou ze signálů Mirnovových cívek je na Obr. 3.16

Vyzařovaný výkon plazmatu je počítán sumací dle rovnice 3.6 na Obr. ?? jsou srovnány detekované výkony obou detektorů.

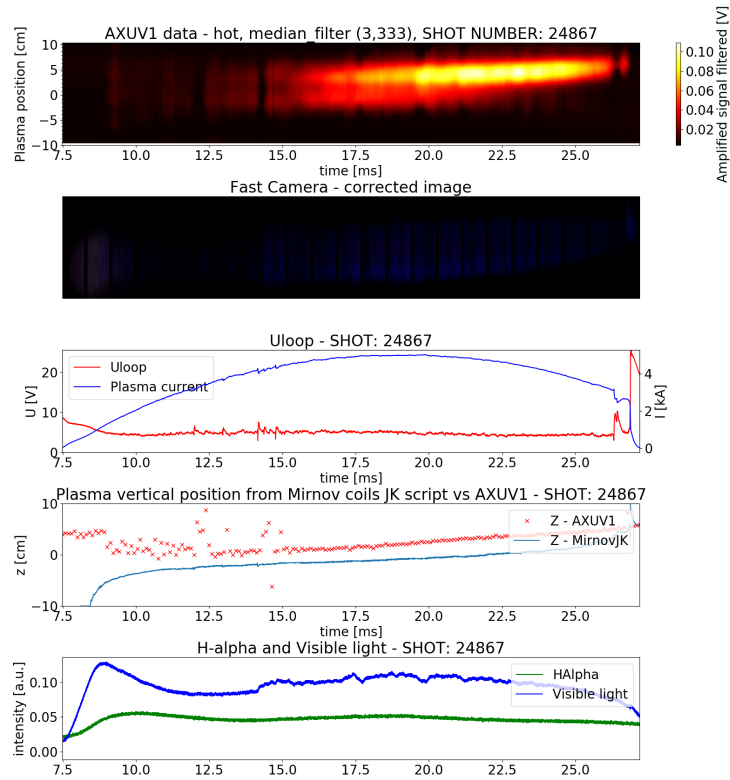
3.4.2 Použití MFR na naměřené data



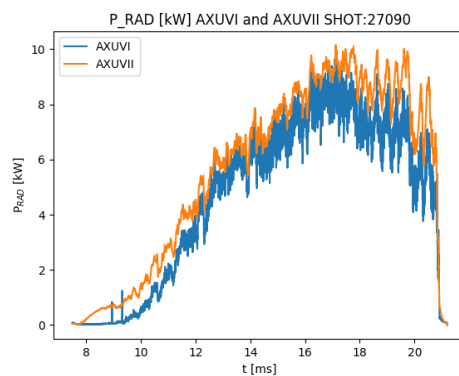
Obrázek 3.14: Řez pro výboj č. 24867 v čase 18 ms, fitování jednoduchou Gaussovou křivkou - modře



Obrázek 3.15: Porovnání konturového grafu AXUV1 se starým zesilovačem při hýbání plazmatem pomocí vertikální stabilizace, vertikální poloha je počítána určením maxima z fitu jednoduchou Gaussovou křivkou



Obrázek 3.16: Porovnání vertikální polohy v porovnání s daty z Mirnovových cívek



Obrázek 3.17: Celkový detekovaný výkon P_{RAD} AXUV1 a AXUVII pro výboj č. 27090

Závěr

Jelikož byly upřednostněny praktické výsledky, tedy především konstrukce nových zesilovačů a zprovoznění diagnostiky, je analýze zpracovaných dat věnován menší prostor a tomografická rekonstrukce je probírána pouze teoreticky.

Pro diagnostiku pro diagnostiku AXUVI a AXUVII na tokamak GOLEM byly navrženy a vyrobeny dva nové transimpedanční zesilovače. Obsahují operační zesilovače na bázi CMOS a jejich ideální zesílení je dáno hodnotou odporu zpětné vazby $R_f = 510 \text{ k}\Omega$. Zesilovače byly nejprve otestovány v jednobokém provedení, poté byly osazeny na tištěný spoj a otestovány v systému tokamaku GOLEM. Pro výkres desky spoje byl použit volně dostupný program KiCad [?].

Značný prostor byl dán i prostorové kalibraci, při níž byl zjištěn značný vliv volby žárovky sloužící jako bodový zdroj, kdy vlákno žárovky může vyzařovat v rovině detekce nehomogenně kvůli rozložení vláken žárovky. Kalibrace byla nakonec provedena na ÚFP AV pomocí stabilizovaného 40 W zdroje se žárovkou jejíž vlákno je napojeno v lineárním směru. Zjištěné parametry vzdálenosti apertur od detektorů byly $a_1 =$ a $a_2 =$. Detekované intenzity vzhledem k polohám kalibrační žárovky jsou uvedeny na Obr. ?? a ?? Kalibrační koeficienty K_i z rovnice ?? jsou uvedeny v Tab. ??.

Detektory byly následně osazeny na tokamak GOLEM. V systému jsme ovšem limitováni sběrem dat, který má jen 36 kanálů, z nichž 1-2 nefungují, zatímco kanálů AXUV1 je 20 a AXUV2 17. Z prostorové kalibrace bylo ovšem zjištěno, že poslední dva kanály, tedy 16 a 17 jsou omezeny portem a tudíž je možné tyto využít.

TODO : přidat popis konektoru a jeho značení -

Seznam použitých zdrojů

- [1] F. F. Chen. *Úvod do fyziky plazmatu*. 1984.
- [2] E. Dufková. Bolometrická měření celkového vyzářeného výkonu vysokoteplotního plazmatu tokamaku CASTOR: bakalářská práce. Master's thesis, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, 2008.
- [3] L. C. Ingesson et al. Tomography diagnostics: Bolometry and Soft X-ray Detection. 53:528–576, 2008.
- [4] I. H. Hutchinson. *Principles of Plasma Diagnostics*. Cambridge University Press, 2005.
- [5] M. Imříšek. Tomografie měkkého rentgenového záření na tokamaku JET. Master's thesis, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, 2011.
- [6] IRD. Brožura International Radiation Detectors. <https://confluence.aps.anl.gov/download/attachments/6226377/IRD2011.pdf?version=1&modificationDate=1361829923000&api=v2>, 2011.
- [7] M. Kikuchi, K. Lackner, and M. Q. Tran. *Fusion Physics*. INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, 2012.
- [8] J. Kocman. Řízení polohy plazmatického prstence na tokamaku GOLEM. Master's thesis, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, 2015.
- [9] B. Leitl. Bolometrická měření na tokamaku GOLEM. 2014.
- [10] V. Loffelmann. Praktika FTTF - Tomografie z rychlých kamer. <http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/TrainingCourses/FTTF/2014-2015/ViktLoff/index>, 2015.
- [11] M. Ostrčil. Tomografie plazmatu na tokamaku COMPASS : bakalářská práce. Master's thesis, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, 2010.
- [12] M. Ostrčil. Basic introduction to tomographic reconstruction. <http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/Education/ExperimentMenu/Tomography/index>, 2012.
- [13] Jan Scheffel and Per Brunsell. *Fusion physics, introduction to the physics behind the fusion energy*. Stockholm, 2007.

- [14] W.M. Stacey. *Fusion Plasma Physics*. Wiley, 2005.
- [15] I. Úlehla, M. Suk, and Z. Trka. *Atomy, jádra, částice*. 1990.
- [16] M. Řípa, J. Mlynář, V. Weinzettl, and F. Žáček. *Řízená termojaderná fúze pro každého*. TA. Print, s.r.o., 2011.
- [17] V. Weinzettl. Bolometric System for the CASTOR Tokamak, Technical description. http://golem.fjfi.cvut.cz:5001/Diagnostics/Radiation/Bolometry/bol_descr.pdf, 2011.
- [18] J. Wesson. *Tokamaks*. Clarendon Press - Oxford, 2004.

Přílohy