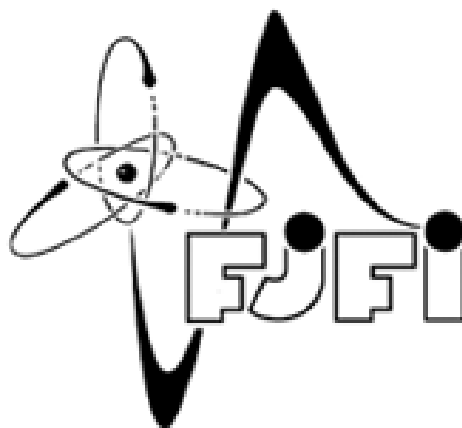
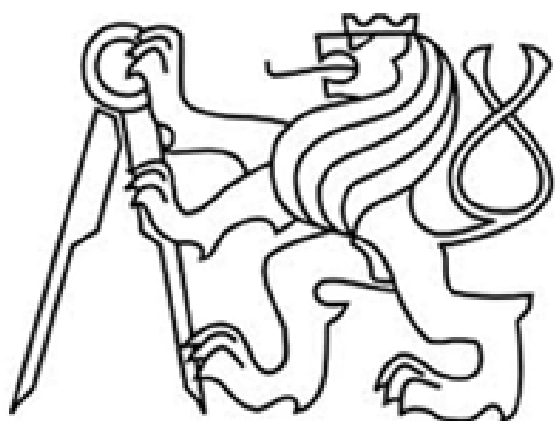


ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ



BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Studium počáteční fáze výboje v tokamacích

Autor: Jakub Veverka

Vedoucí: RNDr. Jan Stöckel, CSc.

Praha 2014

Prohlášení

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

Nemám závažný důvod proti 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.....

.....

podpis

Poděkování

Chtěl bych poděkovat vedoucímu mé práce RNDr. Janu Stöckelovi, CSc. za cenné rady a připomínky k teoretické části textu, jak z hlediska věcného, tak obsahového. Také bych mu chtěl poděkovat za jeho čas strávený u tokamaku GOLEM a pomoc při diskuzi výsledků experimentů. Dále bych chtěl poděkovat Ing. Vojtěchu Svobodovi, CSc. za vstřícnost při plánování a provádění experimentu na tokamaku GOLEM.

Abstrakt

Počáteční fáze výboje je nejdůležitější částí experimentu, která rozhoduje o jeho úspěchu či neúspěchu. Efektivní generace plazmatu v zařízeních typu tokamak může záviset na mnoha parametrech, například tlaku pracovního plynu, intenzitě toroidálního magnetického pole nebo použitém způsobu předionizace. Optimalizace fáze takzvané lavinovité ionizace je tedy důležitou součástí fúzního výzkumu. Práce v úvodu shrnuje podstatu fúzních jaderných reakcí společně s historií vývoje problematiky řízené termojaderné syntézy. Dále je stručně popsán princip magnetického udržení plazmatu v zařízeních typu tokamak, společně s popisem zařízení, na kterém docházelo k experimentům. Dále jsou zpracovávána a prezentována data charakterizující počáteční fázi výboje prostřednictvím veličin ionizační doby, ve vztahu k použitému způsobu předionizace a nastavení parametrů experimentu (tlak pracovního plynu, intenzita elektrického a magnetického pole). Krátká samostatná část je věnována zajímavým výsledkům při použití předionizace ECRH (elektronový cyklotronní ohřev).

Klíčová slova: počáteční fáze výboje, fáze lavinovité ionizace, tokamak, ionizační doba, ECRH

Abstract

The start-up phase of a discharge is the most important part of an experiment. It determines its success or failure. Effective generation of plasma in tokamak devices can be dependable on various parameters, e.g. working gas pressure, intensity of toroidal magnetic field or type of preionization. Optimization of the Avalanche ionization phase is therefore an important part of fusion research. This work summarises the principles of nuclear fusion reactions along with the history of development of controlled nuclear fusion. Afterwards, principles of a magnetic confinement of plasma in tokamak devices are described, together with the description of GOLEM tokamak, where the experiments were performed. In following parts, data that characterize the start-up phase of discharge are examined and presented, related to the type of preionization and values of discharge parameters (working gas pressure, intensity of electric and magnetic field). Short separate part is dedicated to interesting results using ECRH preionization (electron cyclotron resonance heating).

Key words: start-up phase of discharge, avalanche ionization phase, tokamak, ionisation time, ECRH

Obsah

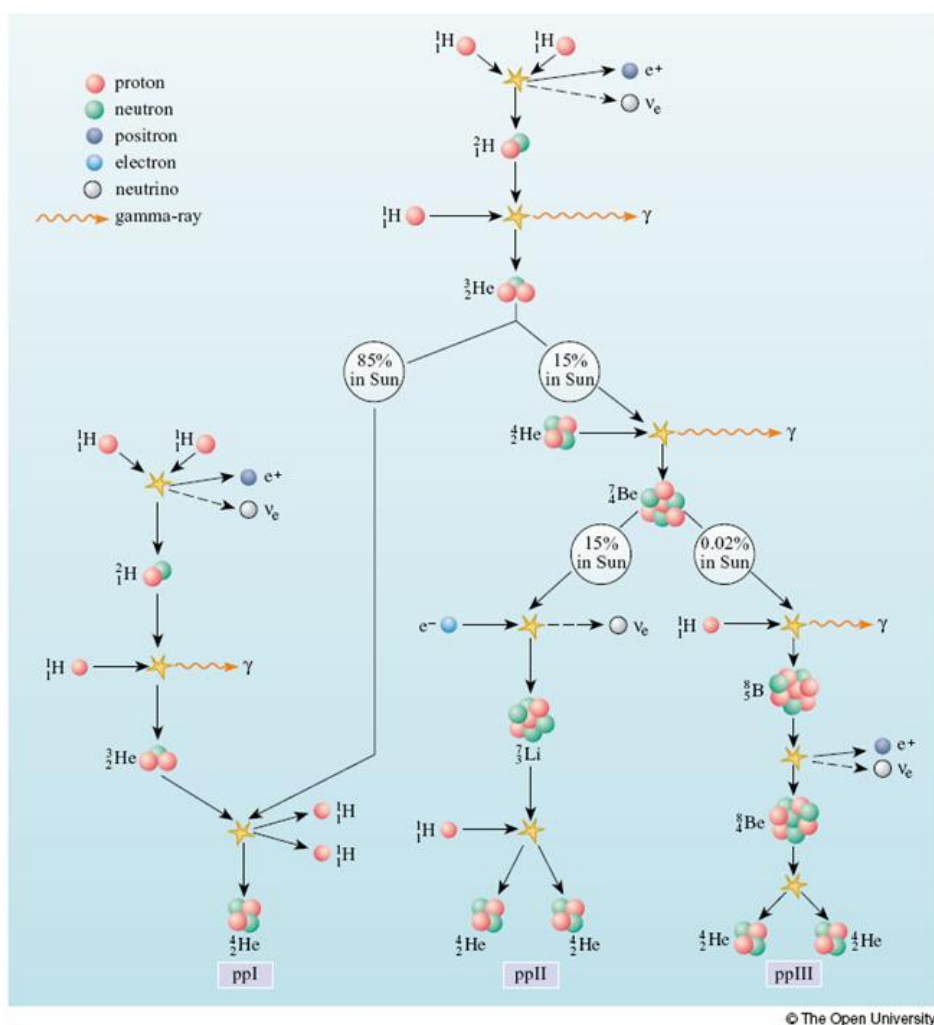
1. Úvod	6
2. Termojaderná fúze	7
2.1. D-T reakce	8
2.2. Lawsonovo kritérium	9
2.3. Historie	11
2.4. Naděje budoucnosti	11
3. Zařízení typu tokamak	13
3.1. Ohřev plazmatu	13
3.1.1. Ohmický ohřev	13
3.1.2. Ohřev neutrálními svazky	14
3.1.3. Radiofrekvenční ohřev	15
3.2. Magnetické udržení částic v komoře	15
4. Tokamak GOLEM	18
4.1. O tokamaku	18
4.2. Průběh experimentu	19
4.3. Instalované diagnostiky	20
4.4. Vlastnosti výbojů na tokamaku GOLEM	21
5. Počáteční fáze výboje	23
5.1. Lavinová fáze	23
5.2. Hustota plazmatu, ionizační doba	25
6. Praktická část	27
6.1. Výboje s použitím horní předionizační trysky	27
6.2. Výboje s použitím spodní předionizační trysky	30
6.3. Výboje s mikrovlnnou předionizací	34
6.4. Výboje s mikrovlnnou předionizací s proměnným zpožděním	37
6.5. Srovnávací výboje	39
6.6. Tokamak COMPASS	43
7. Závěr	45
8. Citovaná literatura	46

1. Úvod

Ovládnutí řízené termojaderné fúze v pozemských bylo, stále je a ještě několik desetiletí bude velkou výzvou, k jejímuž zdolání směřují vědecké týmy ve všech částech světa. K tomu je zapotřebí nejen vysokých investic do experimentů, materiálu a vzdělání odborníků, ale i dobré pochopení fyzikálních dějů, které během tohoto procesu probíhají. Tato práce se zaměřuje primárně na fázi fúzních reakcí a to na vznik plazmatu a jeho průraz. V úvodu je vylíčena motivace k ovládnutí reakcí jaderného slučování, společně s obtížemi, které jí provází a které je třeba překonat. Také jsou popsány fyzikální principy a kritéria pro úspěšné dosažení jaderného slučování. Ve zkratce je popsána historie fúzního výzkumu, společně s projekty blízké budoucnosti. Dále je vyložen princip prozatím nejúspěšnějšího zařízení ve výzkumu termojaderné fúze, tokamaku. V další kapitole je detailněji popsán tokamak GOLEM, z něhož pocházejí experimentální data, vyhodnocovaná v pozdějších kapitolách. Následuje charakteristika počáteční fáze výboje v tokamaku a hledisek pro vyhodnocení experimentálních dat. V poslední části práce jsou uvedeny výsledky ze zpracovaných dat z tokamaku GOLEM i COMPASS a závěry z nich vyvozené.

2. Termojaderná fúze

Ve všech látkách je obsaženo obrovské množství energie, jak nám dokládá slavná rovnice Alberta Einsteina: $E = mc^2$. Způsoby jak jí uvolnit, se lidstvo zabývá již od publikace tohoto přelomového vztahu. Jako nejefektivnější se jeví jaderné štěpení a jaderná fúze. Jaderné štěpení je již několik desetiletí úspěšně zvládnuté, ale fúze má oproti němu několik výhod. Jaderná fúze neboli slučování je jaderná reakce mezi lehkými jádry, při které se uvolňuje energie. Aby k tomuto mohlo dojít, je třeba dodat částicím takovou energii – udělit jim dostatečnou rychlost, aby překonaly odpudivou elektrostatickou sílu a dostaly se do oblasti účinnosti silných jaderných sil, které zaručí sloučení jader. Tyto síly mají velmi krátký dosah, řádově $10^{-14} - 10^{-15}$ metru a protože elektrostatické síly klesají se vzdáleností úměrně $\frac{1}{r^2}$, jsou potřebné hodnoty energie vysoké. Tuto rychlost je možné částicím látky udělit buď pomocí urychlovače, nebo zahřátím na vysoké teploty, při kterých bude energie tepelného pohybu natolik velká, aby při jejich srážkách mohlo dojít k fúzi. Tyto teploty dosahují řádově milionů K, v pozemských podmínkách bude třeba dokonce stovek milionů K, z důvodu menší hustoty látky než které je dosahováno při jediné dosud pozorované přirozené fúzní reakci – v nitrech hvězd. Proto se tato reakce běžně označuje jako termojaderná fúze. Při takto vysokých teplotách jsou všechny atomy plně ionizované. Tento stav je označován jako plazma.



Obr. 1: p-p cyklus, současná podoba fúzního cyklu ve Slunci.[8]

Příkladem termojaderných reakcí probíhajících ve hvězdách je P-P cyklus. Tyto reakce však nejsou vhodné pro pozemské využití, jednak z důvodu mnohem větší hustoty látky a tudíž snadnějšího splnění takzvaného Lawsonova kritéria a také, zvláště v případě p-p cyklu, velice malých účinných průřezů a tudíž i pravděpodobnosti reakce. To je ale na druhou stranu důvod, proč termojaderný kotol ve Slunci nevyhasl a reakce doposud probíhá. P-P cyklus je současná podoba fúzního cyklu ve Slunci. Jeho kompletní popis je na obr. 1, včetně procentuálního zastoupení tří různých větví, přes které může probíhat.

2.1. D-T reakce

Pro potřeby řízené jaderné reakce se předpokládá zvládnutí reakce izotopů vodíku, deuteria a tritia.



Energetický výtěžek této reakce je zhruba 4x vyšší než u štěpení uranu, zásoby surovin vystačí na velmi dlouhou dobu, řádově desítky milionů let, navíc jsou v celosvětovém měřítku rozmístěny rovnoměrně. Deuterium je v neomezeném množství dostupné jako složka mořské vody, tritium lze vyrábět například štěpením lithia, kterého jsou v zemské kůře vydatné zásoby. Příslušná reakce je uvedena jako rovnice (2). Na obrázku 2 je zobrazené rozložení rezerv a očekávaných zdrojů lithia. Je zřejmé, že oblasti výskytu jsou rozmístěné po celém světě a nejsou koncentrované, podobně jako je tomu například u ropy nebo zemního plynu.



Obr. 2: Celosvětové zásoby lithia[15].



Z toho vyplývá, že při samotné termonukleární reakci může docházet ke vzniku tritia a vnější zásobování by bylo nutné pouze u deuteria a lithia, čímž odpadají rizika spojená s přepravou radioaktivních materiálů. Technologické zvládnutí této reakce předpokládá generaci tritia ve stěně vakuové komory působením neutronů vzniklých při fúzní reakci. Helium vznikající při této reakci je magnetickým polem zachyceno, v plazmatu se termalizuje a tím přispívá k udržení potřebně vysoké teploty. Po předání energie je však žádoucí aby prostor reaktoru opouštělo. V opačném případě by totiž docházelo k jeho hromadění, snižování hustoty fúzního paliva a k eventuálnímu vyhasnutí reakce. Přítomnost neutronu jako produktu této reakce je obecně vnímána jako velká nevýhoda,

avšak z jiného pohledu jde i o podstatnou výhodu. Nevýhodou je, že v důsledku zákona zachování energie a hybnosti totiž neutron odnáší cca 80% uvolněné energie (14,1 MeV). Tato energie je deponovaná na stěnách reaktoru, čímž dochází k jejich radiačnímu poškození a vzniku indukované aktivity komory. Na druhou stranu přítomnost rychlých neutronů znamená, že se energie vznikající v plazmatu nepřenáší pouze na vnitřní povrch stěn reaktoru, ale předává se i objemově. Tím usnadňuje chlazení reaktoru a zvyšují jeho tepelný výkon. Podmínka dosažení vysoké teploty pro uskutečnění reakce a fakt, že při nepředpokládaném průběhu reakce ve většině případů dochází ke kontaktu plazmatu se stěnou reaktoru a jeho ochlazení, vylučuje nekontrolovatelný nárůst výkonu reakce s podobnými následky jako je tomu u štěpných reaktorů. Vzhledem k malému množství tritia přítomného při reakci je i radioaktivní zátěž menší než je tomu u vyhořelého jaderného paliva.

2.2. Lawsonovo kritérium

Pro potřeby řízené termojaderné fúze taktéž není vhodné využití urychlovače, ale právě dosažení dostatečné teploty. O fyzikálních podmínkách pro úspěšné dosažení fúze hovoří Lawsonovo kritérium. Odvodil ho britský inženýr J. D. Lawson v roce 1955 a už tehdy podotkl, že jeho splnění bude velmi náročné. Vychází z předpokladu, že tepelné ztráty plazmatu jsou kompenzovány vnějším ohřevem, částí fúzního výkonu zachycené plazmatem a poklesem tepelné energie plazmatu. Pro popis kvality tepelné izolace plazmatu se zavádí parametr doby udržení energie τ_E , definovaný podle rovnice (3), kde W_P je tepelná energie plazmatu a P_L celkový výkon ztrát.

$$\tau_E = \frac{W_P [J]}{P_L [W]} \quad (3)$$

V okamžiku zapálení fúzní reakce dochází k tomu, že vnitřní ohřev plazmatu vyrovná či překoná ztráty plazmatu, ekvivalentně zapsáno pomocí doby udržení energie v podobě rovnice (4), kde P_i je výkon vnitřního ohřevu.

$$\tau_E \geq \frac{W_P [J]}{P_i [W]} \quad (4)$$

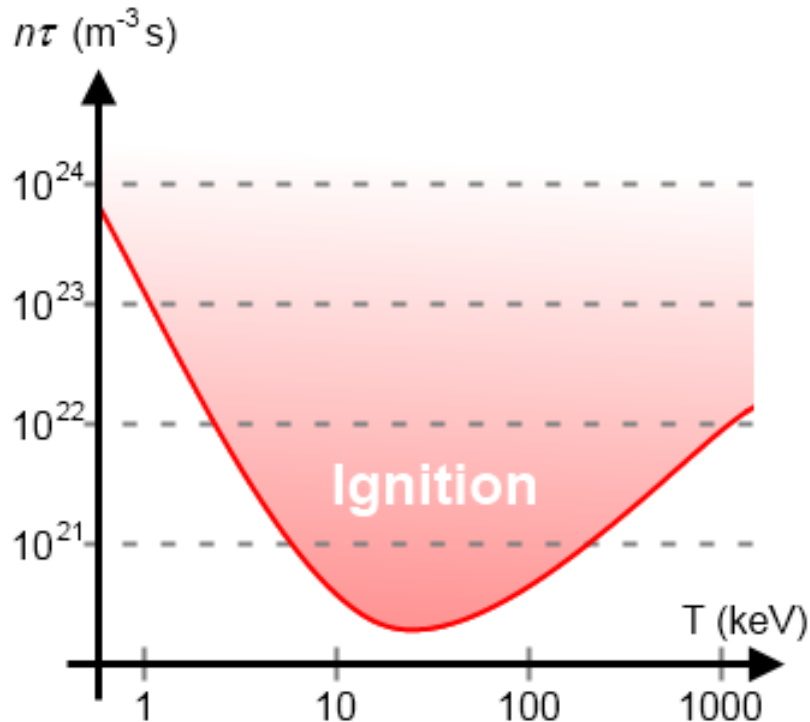
Celková tepelná energie plazmatu se dá vyjádřit podle zákonů termodynamiky a zachycený fúzní výkon je roven $\frac{1}{5}$ celkového fúzního výkonu (80% energie odnášejí neutrony), který se dá vyjádřit pomocí hustoty reakcí a energie uvolněné v jedné reakci. Použité vztahy popisuje rovnice (5).

$$W_P = 3NkT = 3(n_D + n_T)VkT; P_f = R_V V \varepsilon_f; R_V = n_D n_T \langle \sigma v \rangle; \langle \sigma v \rangle = 4\pi \int_0^\infty \sigma(v) v f(v) v^2 dv \quad (5)$$

n_D , n_T značí hustotu částic deuteria, respektive tritia (počet částic na krychlový metr), V objem, R_V objemovou četnost fúzních reakcí, $k = 1,380662 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$ Boltzmannovu konstantu, ε_f energii uvolněnou při jedné fúzní reakci, T teplotu a $\langle \sigma v \rangle$ reaktivitu, součin účinného průřezu σ a rychlosti srážky částic v , vystředovaný přes distribuční funkci rychlosti částic $f(v)$. Po dosazení vztahů z rovnice (5) do rovnice (4) a uvážením optimálního poměru deuteria a tritia 1:1 ($n_D = n_T = \frac{n}{2}$, kde n je hustota elektronů) dostáváme Lawsonovo kritérium v podobě prvního výrazu v rovnici (6). Obvykle se udává ve druhé formě a obecně má tvar třetího výrazu, kdy pravá strana je pouze funkcí teploty. Takto se dá výše uvedený postup zobecnit na jakoukoliv fúzní reakci, ve výsledném tvaru se pouze změní hodnoty číselných konstant.

$$\tau_E \geq \frac{60kT}{n\langle\sigma v\rangle_{\varepsilon_f}} ; n\tau_E \geq \frac{60kT}{\langle\sigma v\rangle_{\varepsilon_f}} ; n\tau_E \geq f_L(T) \quad (6)$$

Pro uvažovanou reakci D-T nabývá funkce $f_L(T)$ minima pro $T = 30$ keV, cca 330 milionů K, jak je znázorněno na obrázku 3.



Obr. 3: Závislost součinu $n\tau_E$ na teplotě T . [21]

Číselně vyjádřené Lawsonovo kritérium má tvar $n\tau_E \geq 1,5 \cdot 10^{20} \text{m}^{-3}\text{s}$. Zapálení ovšem není nutnou podmínkou pro energetický zisk z fúzní reakce, pro praktický provoz fúzního reaktoru postačují teploty v rozmezí 100 až 200 milionů K. V konfiguraci s uzavřeným magnetickým polem (tokamak) lze málo ovlivnit hustotu částic, dobu udržení lze zvýšit použitím zpětnovazebného řízení experimentu (konfigurace magnetického pole a polohy plazmatu) nebo zvětšením objemu reaktoru – prodloužení doby, po kterou horké částice setrvávají v reaktivní oblasti. Zmíněná teplota, která minimalizuje Lawsonovo kritérium, klade zvýšené nároky na materiály fúzního reaktoru, respektive na zamezení kontaktu plazmatu se stěnou reaktoru, protože takovýmto teplotám není schopen odolat žádný známý materiál. Pro tento účel je vhodným řešením vytvoření „magnetické nádoby“ kopírující tvar fúzního reaktoru, jelikož na plasma, jakožto oblak nabitých částic, působí v magnetickém poli síla: $F = q \cdot (\vec{B} \times \vec{v})$, která zakřivuje jejich trajektorii. Nutnost magnetického udržení a dosažení vysoké teploty jsou faktory, kvůli kterým je dosažení jaderné syntézy obtížnější než jaderného štěpení. Kvůli dostatečné síle magnetického pole budou muset být cívky zřejmě supravodivé a jako takové budou muset být chlazeny tekutým dusíkem nebo heliem. Materiál komory, jakož i případných diagnostik bude vystaven velmi silnému toku vysoce energetických neutronů a musí tomu být patřičně konstrukčně přizpůsoben. V jiných směrech je však fúze výhodnější

2.3. Historie

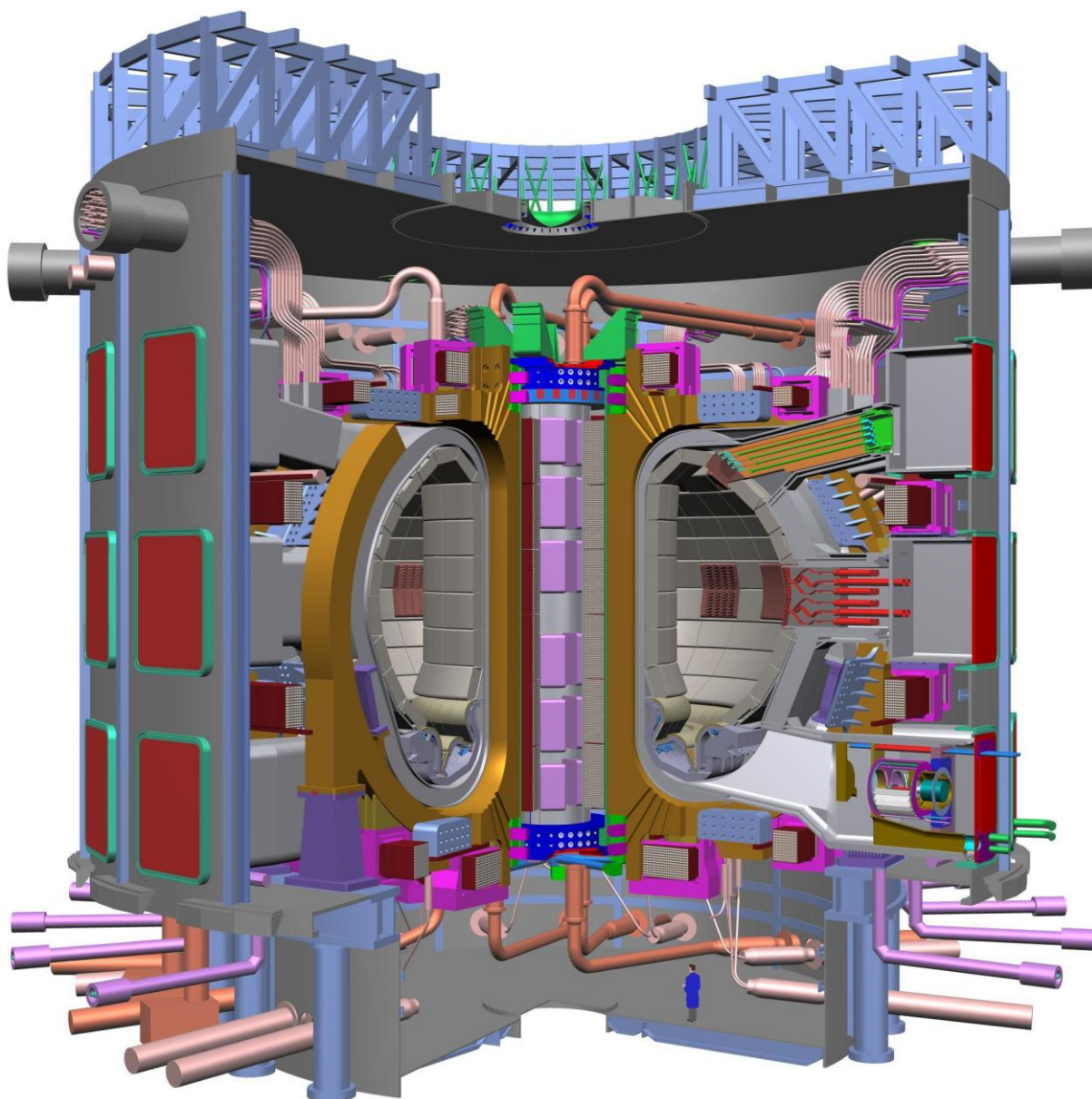
Stejně jako u štěpných reakcí, termojaderná energie byla prakticky využita dříve jako zbraň než jako zdroj energie. První pokusný výbuch vodíkové nálože se datuje do roku 1952, kdy USA na tichomořském atolu Eniwetok odpálily první pokusné termonukleární zařízení. První vodíková puma explodovala o rok později v SSSR. „Experimenty“ pokračovaly až do roku 1963, kdy byl dojednán zákaz jaderných pokusů v atmosféře, vodě a kosmickém prostoru. Naproti tomu první popis termonukleárního reaktoru se objevil teprve roku 1949, první rozhodnutí o započetí a organizaci výzkumu termojaderné fúze se objevují na počátku padesátých let a první tokamak byl instalován v roce 1955. V témže roce padla na konferenci Spojených národů hypotéza, že: „Metoda řízeného uvolňování energie jaderné fúze by měla být zvládnuta během příštích 25 let.“ Takto rychle se výzva fúze vyřešit nedokázala, ačkoliv bylo překonáno množství milníků – postupně 10 milionů Kelvin(1968, T-3, SSSR), 60 milionů Kelvin(1978, PLT, USA) až 100 milionů Kelvin(2013, EAST, Čína), proud plazmatem 1 MA(1983, JET, VB), 10 MW výkonu po dobu 1 sekundy (1994, TFTR, USA) a 6 minut 21 sekund výboje (2003, Tore Supra, Francie). V současnosti, po úspěchu tokamaku JET, který je v provozu od roku 1983, odvedl velký kus práce ve fúzním výzkumu, je největším světovým tokamakem a jako jediný používá směs deuteria s tritiem, se vkládají naděje do experimentálního zařízení ITER, budovaného v Cadarache, v jižní Francii.

2.4. Naděje budoucnosti

Tokamak ITER má být poslední výzkumný reaktor před stavbou demonstračního zařízení, předstupně fúzní elektrárny. Na obrázku 4 je znázorněno schéma celého prostoru reaktoru ITERu. Je vidět vakuová komora s divertorem ve spodní části, centrální transformátorové jádro, cívky toroidálního i poloidálního magnetického pole. Celá vakuová komora i s externími systémy je uzavřena v kryostatu, který zajišťuje teplotu potřebnou pro dosažení supravodivosti materiálu cívek. Jeho projekt byl již jednou odložen a zásadně přepracován, lépe řečeno na rozdíl od původních plánů se nyní konstruuje skromnější varianta. Tabulka 1 shrnuje parametry původního a konstruovaného ITERu. Původní návrh si kladl za cíl dosáhnout takzvaného „zapálení“, tedy situace kdy výkon fúzního reaktoru vyrovná ztráty zářením a difuzí tepla. Reaktor se tedy bude udržovat v pásmu provozních teplot bez nutnosti dalšího vnějšího ohřevu. Pro příliš velkou finanční náročnost byl v roce 1998 projekt pozastaven a přepracován, aby byla v roce 2001 představena skromnější verze. Tento návrh se liší zejména tím, že již nepředpokládá, nicméně ani nevylučuje zapálení. Adekvátně se zmenšily všechny parametry, u nejdůležitějšího z nich – faktoru zesílení – se předpokládá dosažení nebo překročení hodnoty 10.

	ITER původní	ITER stávající
I_p [MA]	22	15
V_{ch} [m ³]	2000	837
P [MW]	1500	500
Q [-]	∞	≥ 10

Tab. 1: Parametry původního a realizovaného návrhu ITER, I_p - proud plazmatem, V_{ch} - objem komory, P - fúzní výkon, Q - poměr energie získané a vynaložené na ohřev (∞ - zapálení plazmatu, další vnější ohřev není potřeba).

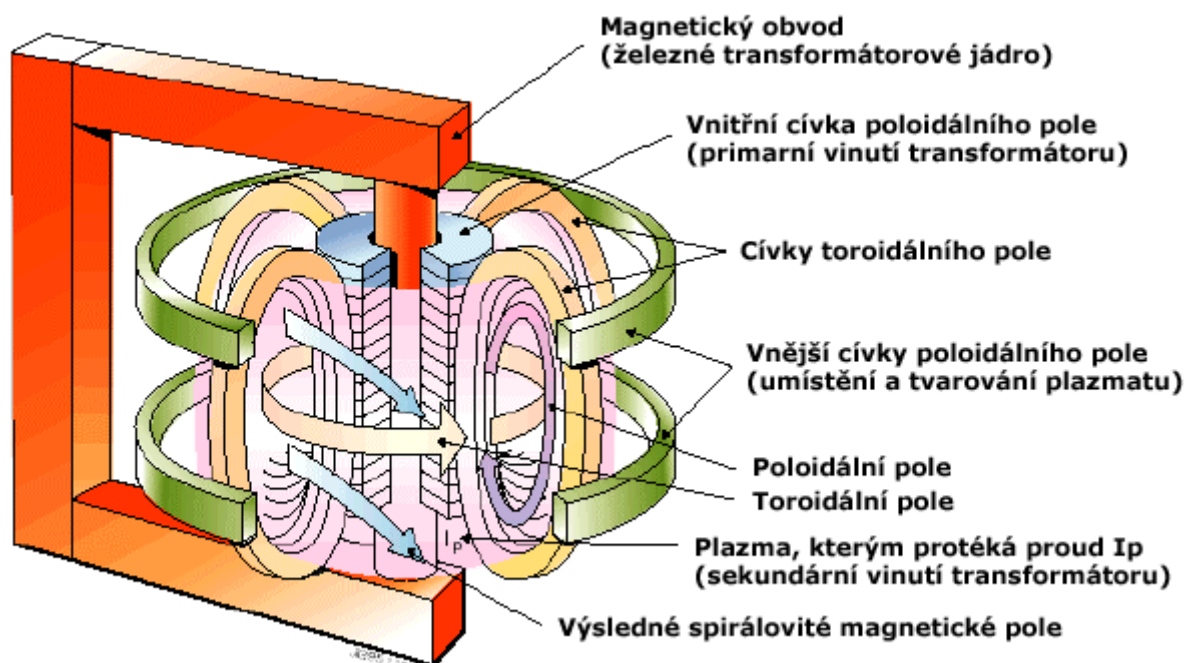


Obr. 4: Výzkumný reaktor ITER, ve spodní části pro srovnání výška člověka.[17]

I přes úpravy harmonogramu již práce na ITERu probíhají, první plazma je plánováno na rok 2022. Zhruba ve stejnou dobu by mělo dojít k zahájení prací na reaktoru DEMO, a pokud budou výsledky z obou projektů uspokojivé, může poté dojít ke stavbě prvních termojaderných elektráren a jejich připojení do rozvodné sítě.

3. Zařízení typu tokamak

Tokamak je experimentální zařízení, které v současnosti dosahuje největších úspěchů při výzkumu řízené termojaderné fúze. Jeho koncept pochází z bývalého SSSR z padesátých let minulého století.



Obr. 5: Nejdůležitější komponenty tokamaku: transformátorové jádro, vakuová komora, toroidální a poloidální cívkami.[22]

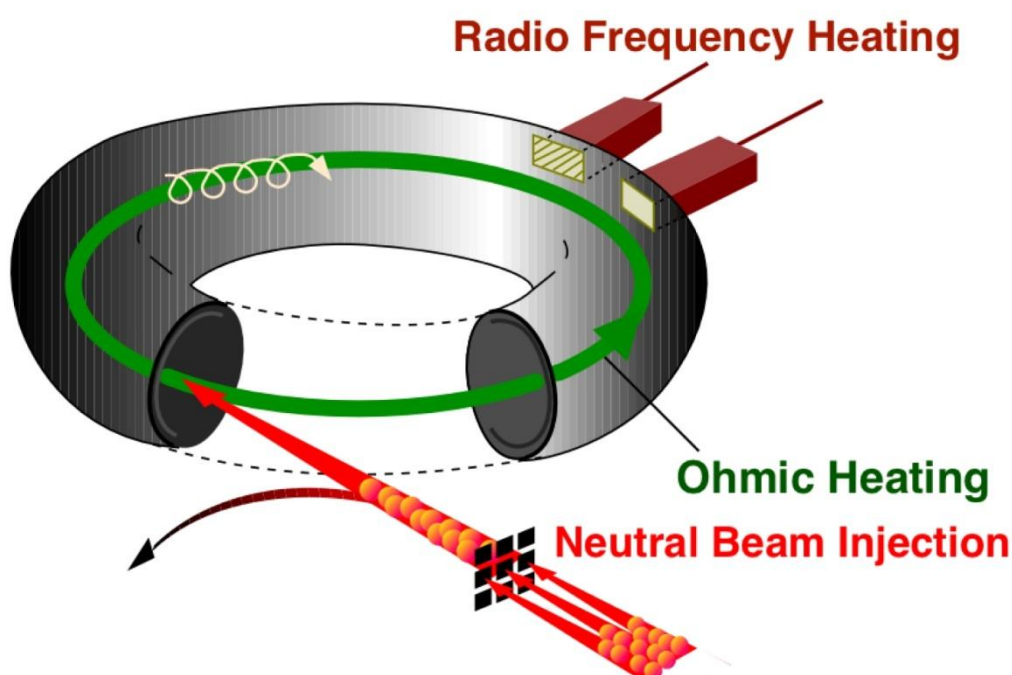
Na obr. 5 je zakresleno schéma tokamaku včetně umístění plazmatu a znázornění proudu, který jím prochází. Jeho nejdůležitější část je vodivá komora tvaru toroidu, obklopená transformátorovým jádrem a magnetickými cívkami. U starších přístrojů bývalo jádro zpravidla feromagnetické, u modernějších tokamaků je založeno na principu vzduchového transformátoru. Výhodou je jednak větší rozsah možné změny magnetického toku a také úspora materiálu. Za to se ovšem platí zvýšenou výpočetní obtížností vznikajícího magnetického pole. Na transformátorovém jádru je umístěna klasická cívka, která tvoří primární vinutí, sekundárním vinutím je pak komora tokamaku, respektive plazma samotné. Na primární vinutí je přiveden časově proměnný elektrický proud, který generuje proměnný magnetický indukční tok v jádře a v komoře vzniká toroidální elektrické pole. Díky tomu, že primární vinutí má mnohem více závitů, bude plazmatem procházet velký elektrický proud (řádově $10^3 - 10^7$ A), který vytváří poloidální magnetické pole a zajišťuje ionizaci plazmatu.

3.1. Ohřev plazmatu

3.1.1. Ohmický ohřev

Proud procházející plazmatem zajišťuje také základní ohřev plazmatu. Při tomto, takzvaném ohmickém ohřevu se v plazmatu disipuje výkon, závislý na odporu plazmatu. Ten však s rostoucí teplotou klesá a tím pádem není možné pouze ohmickým ohřevem dosáhnout libovolně velké teploty plazmatu. Horní hranice leží mezi 20-30 miliony Kelvin. Poté je vodivost plazmatu natolik velká, respektive odpor plazmatu natolik malý, že se tento způsob stává neúčinným. Pro dosažení

termojaderných teplot je třeba dodávat energii dodatečným ohřevem, například vstřikováním svazků neutrálních částic nebo radiofrekvenčním ohřevem. Situaci více popisuje obrázek 6. Zvyšování teploty naráží na 3 základní problémy: zaprvé radiační bariéru – při nižších teplotách plazma vyzařuje plazma převážně ve viditelném a ultrafialovém oboru. V průběhu těchto procesů je plazma příliš řídké na to, aby tyto ztráty bylo schopné znovu absorbovat. Dále je třeba uvažovat nábojovou výměnu s neutrálními atomy a pokles doby udržení s narůstající teplotou. Nábojová výměna spočívá v předání elektronu neutrálního atomu horkému jádru plazmatu. Jádro se tímto zneutralizuje a unikne z magnetické pasti, čímž plazma přichází o energii.



Obr. 6: Způsoby ohřevu plazmatu: Ohmický ohřev, vstřikování svazků neutrálních částic, radiofrekvenční ohřev.[23]

3.1.2. Ohřev neutrálními svazky

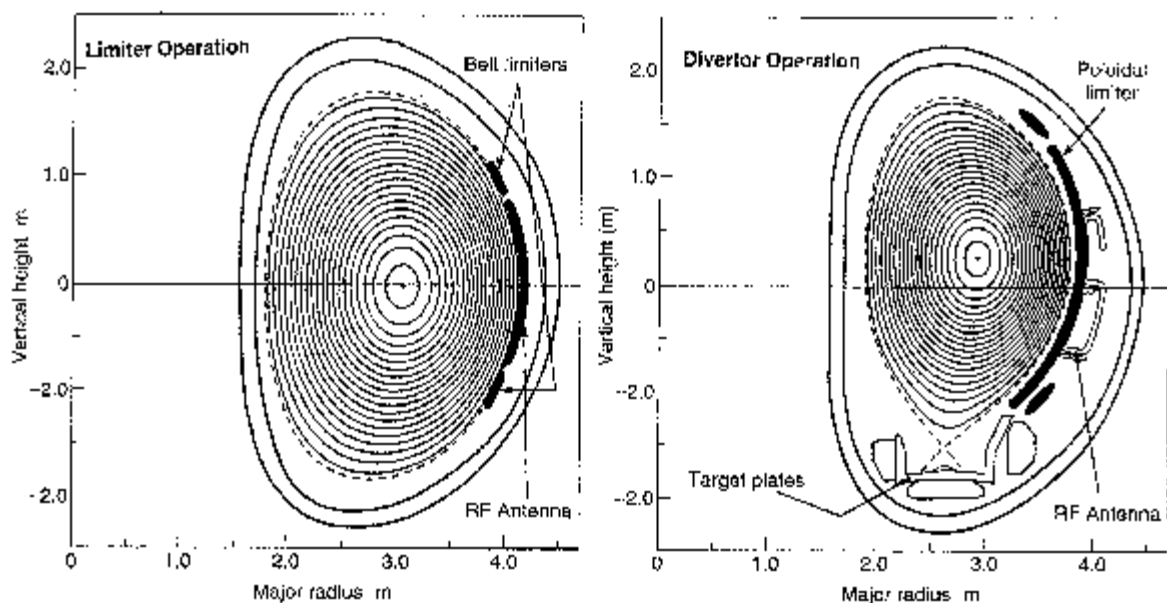
Ohřev vstřikováním neutrálních svazků spočívá ve vhánění velkého množství atomů (zpravidla deuteria) s velkou kinetickou energií. Celý proces je komplikovaný tím, že neutrální atomy je obtížné urychlit – proto se nejprve vyrábí ionty paliva, které jsou urychlovány elektrickým polem a před vstupem do komory neutralizovány. Energie svazku (kinetická energie částic) se upravuje pomocí změny velikosti urychlovacího napětí tak, aby se s největší pravděpodobností ionizovaly v horkém centru plazmatu. Směr vstřikování je většinou tečný, aby byla maximálně prodloužena dráha, po kterou atomy zůstávají v horkém centru plazmatu.

3.1.3. Radiofrekvenční ohřev

Radiofrekvenční ohřev využívá rezonanční frekvence částic plazmatu v magnetickém poli. Při těchto frekvencích plazma pohlcuje elektromagnetickou energii, kterou prostřednictvím srážek přeměňuje na kinetickou energii všech částic plazmatu a tedy jeho teplotu. Nabité částice rotují kolem silokřivek magnetického pole s cyklotronní frekvencí $\omega_c = \frac{qB}{m}$. V tokamaku klesá magnetická indukce se vzdáleností od středu komory, $B \approx \frac{1}{R}$. Rezonance proto nastává vždy na určité válcové ploše konstantní magnetické indukce, což umožňuje tento ohřev přesně zaměřit na malou oblast plazmatu. Protože je cyklotronní frekvence nepřímo úměrná hmotnosti částic, liší se její hodnoty pro elektrony (cca 100 GHz) a ionty (desítky MHz). V případě iontů je hodnota řádově srovnatelná s hodnotami radiových frekvencí, proto se tento způsob občas označuje jako radiofrekvenční ohřev.

3.2. Magnetické udržení částic v komoře

Kolem dokola komory, kolmo na osu toroidu, jsou umístěny magnetické cívky, do kterých je přiváděn elektrický proud. Tyto cívky generují toroidální magnetické pole, jehož siločáry se nacházejí uvnitř komory a nedovolí nabitým částicím plazmatu přijít do kontaktu s komorou. Proud tekoucí plazmatem vytváří poloidální magnetické pole, které zajišťuje základní udržení plazmatu. V důsledku zakřivení komory tokamaku však vzniká gradient toroidálního magnetického pole, který způsobuje driftové pohyby plazmatu v rámci komory. Tento jev je možné částečně redukovat umístěním magnetických cívek na komoru, tím pomoci poloidálnímu magnetickému poli a zvýšit schopnost udržení plazmatu mimo komoru tokamaku. Jak lze vidět z obrázku 5, tyto cívky se nacházejí na komoře a jsou tvořené několika závitů umístěnými podél prstence. Pole tvořené těmito cívkami je kolmé k ose toroidu a umožňuje další vertikální stabilizaci plazmatu v komoře. V důsledku konečného objemu reaktoru nejsou uzavřené všechny silokřivky toroidálního pole, avšak při pohybu od centra komory po čase narazíme na některé, které jsou již otevřené. Částice, které se na tyto silokřivky dostanou difúzí (viz níže) jsou strhnuty a nasměrovány na stěnu komory. Poslední plocha, na které jsou magnetické silokřivky uzavřené, se nazývá separatrix. Bývá vymezena speciálními konstrukčními prvky, divertorem nebo dříve clonou, tzv. limiterem. Jejich podoba je znázorněna na obrázku 7.



Obr. 7: Metody ustanovení okraje plazmatu, vlevo limiter, vpravo divertor. Zachyceny jsou skutečné konfigurace plazmatu z tokamaku JET.[19]

Ve dnešních zařízeních převládá použití divertoru, speciální konfigurace magnetického pole, který je sice oproti limiteru konstrukčně složitější a rozsáhlejší, ale má řadu výhod, které tyto dva aspekty plně vyvažují. A sice:

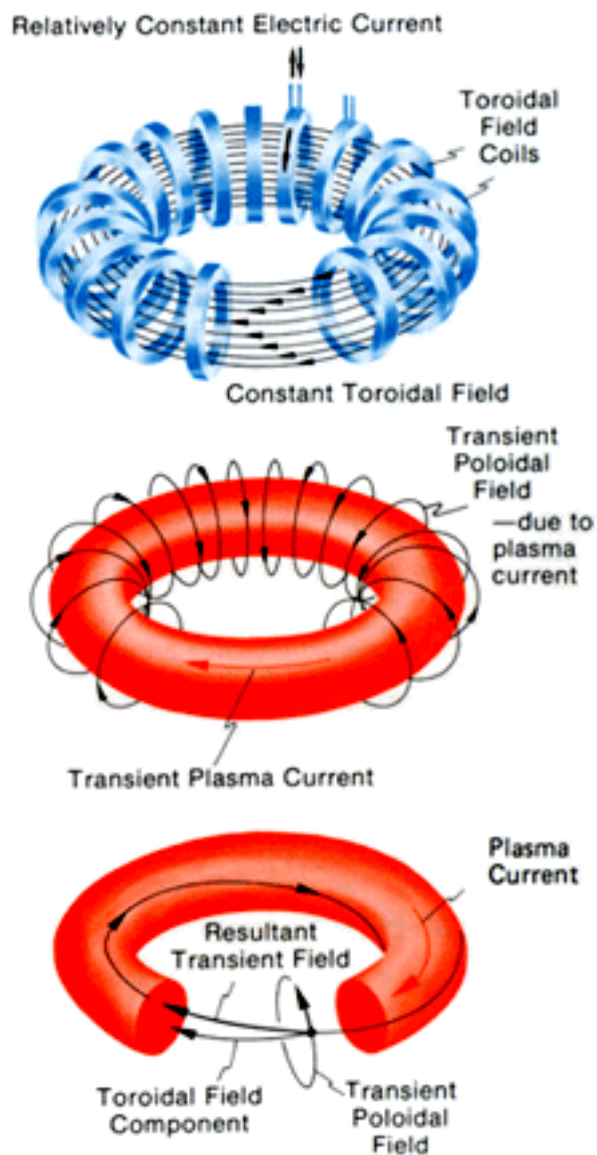
1. Oddaluje oblast interakce plazmatu se stěnou od separatrix a tím výrazně zlepšuje čistotu plazmatu.
2. Umožňuje významný pokles teploty mezi separatrix a materiálem komory, který přichází do kontaktu s plazmatem.
3. Na okraji plazmatu se v určitých případech vytváří tzv. transportní bariéra, ve které jsou potlačeny turbulence v plazmatu. Toto potlačení vede ke zvýšení doby udržení energie plazmatu, což je klíčové pro budoucí kontinuální provoz.

Podrobněji je tvar magnetických siločar v tokamaku zachycen na obrázku 8. Je odsud vidět také to, že siločáry výsledného magnetického pole, které jsou nabitě částice nuceny sledovat, mají tvar šroubovice. Úhel jejich stoupání charakterizuje stabilitu plazmatu v tokamaku. Použitím magnetického pole přicházejí částice o jeden stupeň volnosti, mohou se pohybovat pouze podél siločar a rotovat kolem nich. Jejich pohyb se tedy dá popsat dvěma rychlostmi, podélnou a tečnou, přičemž obě podléhají Maxwellovskému rozdělení. Pro kruhový pohyb kolmo na siločarvu má význam takzvaný Larmorův poloměr, definovaný podle rovnice (7), ω_c - cyklotronová frekvence, B – magnetická indukce, q – náboj částice, m – hmotnost částice.

$$r_L = \frac{v_{\perp}}{\omega_c} = \frac{mv_{\perp}}{qB} \quad (7)$$

V průběhu pohybu magnetickým polem se částice srážejí a vlivem těchto srážek mění osu svého kruhového pohybu. Tento proces se označuje jako difúze částic napříč magnetickým polem – částice se náhodně posunují ve směru kolmém k magnetickému poli. Kromě tohoto, pomalého a chaotického pohybu, se v plazmatu vyskytuje i celá řada turbulencí, které jsou charakteristické výrazným zvýšením pohyblivosti plazmatu a zvyšováním ztrát energie a částic. Děje se tak například

v případě příliš strmého gradientu teploty. Tyto turbulence jsou velmi významné při studiu fúzních procesů, protože snižují stabilitu plazmatu a stejně tak i dobu udržení. Řídí se však komplikovanými principy a zahrnují obrovská množství částic. Proto je velmi obtížné jejich počítačové modelování a pro jejich studium jsou nezbytné rozsáhlé experimenty.

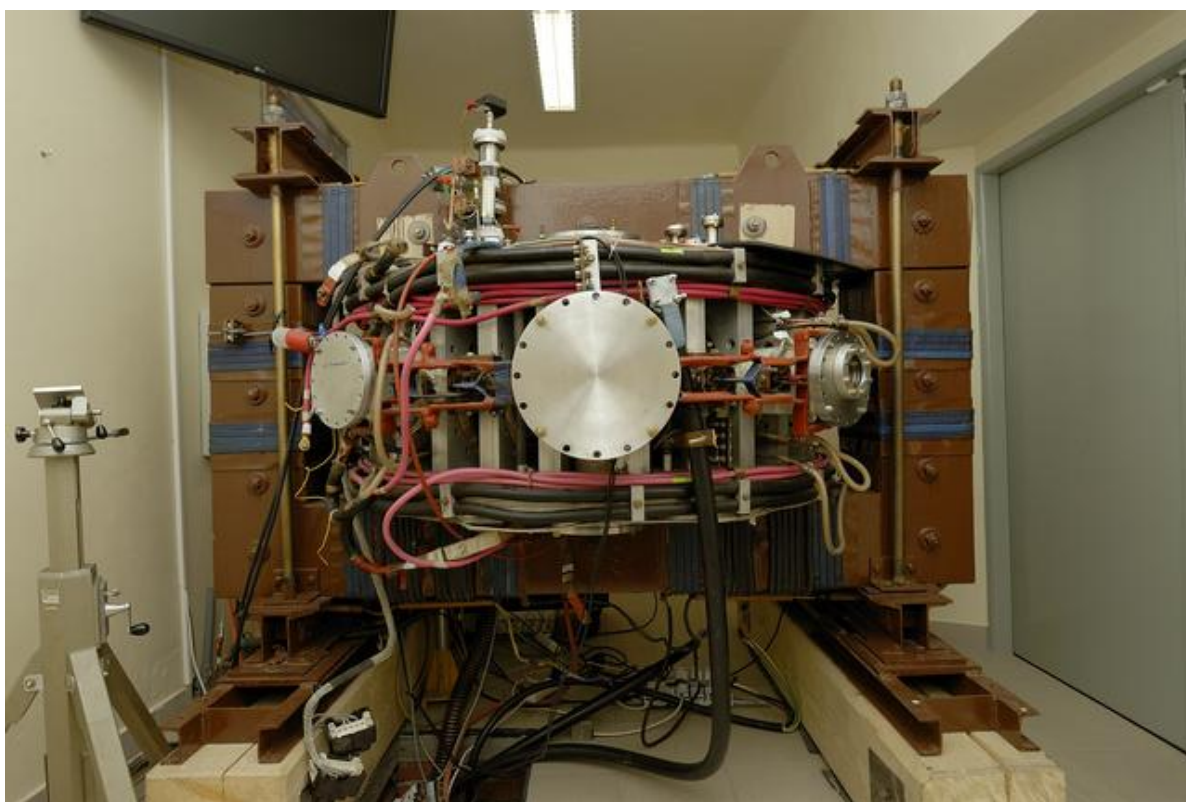


Obr. 8: Magnetická pole v komoře tokamaku.[16]

4. Tokamak GOLEM

4.1. O tokamaku

Tokamak GOLEM, dříve CASTOR, původně TM-1, je tokamak s kruhovým průřezem plazmatu, který byl zkonstruován v Moskvě počátkem 60. let minulého století jako jeden z prvních funkčních tokamaků na světě. V roce 1975 byl darován Ústavu fyziky plazmatu ČSAV, kde byl v provozu v letech 1977-2006. Poté byl jeho provoz ukončen z důvodu instalace nového tokamaku COMPASS, od té doby se nachází v budově Fakulty jaderné a fyzikálně inženýrské, kde pod novým jménem GOLEM slouží zejména k výuce, a to jak studentů zaměření Fyzika a technika termojaderné fúze, tak i zahraničních studentů. Obrázek 9 ukazuje umístění tokamaku v Břehové ulici. Pod tokamakem jsou umístěné lahve se stlačeným vodíkem a heliem. Kabely a hadice vedou skrz podlahu do spodní místnosti, kde jsou umístěny kondenzátory pro magnetické a elektrické pole.

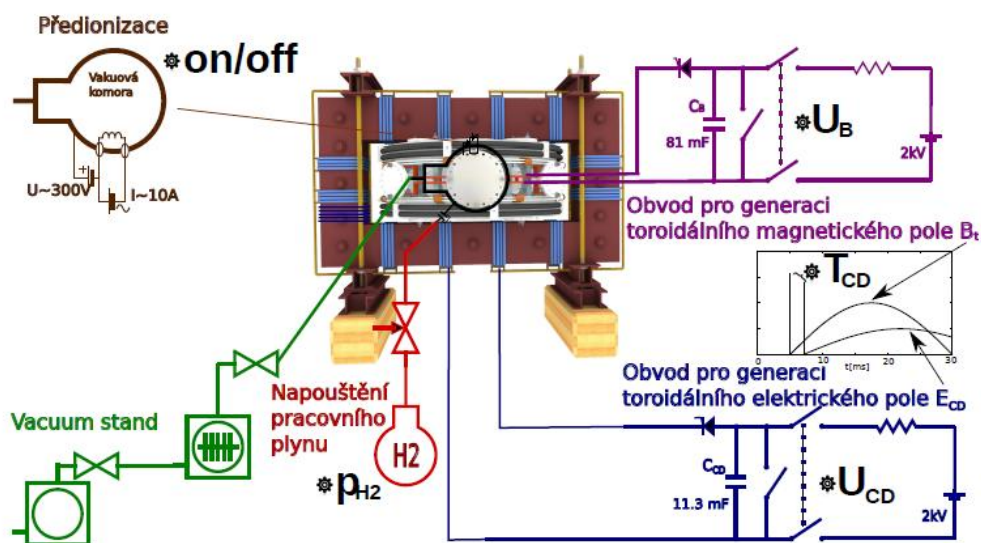


Obr. 9: Tokamak Golem[20]

Od roku 1985 má novou vakuovou komoru, s velkým poloměrem $R = 0,4$ m a malým poloměrem $a = 0,01$ m. V komoře se nachází divertor, který odklání plazma od samotné komory, aby nedošlo k jejímu poškození, a tedy určuje malý poloměr plazmatu na $a' = 0,085$ m. Jako zdroj pro toroidální magnetické pole slouží kondenzátorové baterie o kapacitě 81 mF. Toto magnetické pole je vytvářeno celkem 28 cívkami umístěnými v poloidálním směru na komoře. Každá z nich má 11 závitů, celková indukčnost je 2,8 mH a výsledné magnetické pole je časově proměnné, sinusového průběhu s maximální hodnotou 0,4 T. Zdrojem pro toroidální elektrické pole jsou také kondenzátorové baterie s kapacitou 11,3 mF, které zajišťují proud plazmatem až 1 kA. Střední délka výboje se pohybuje v řádu milisekund, dosavadní maximum má hodnotu 17,4 ms. Jako pracovní plyn může být

použit vodík nebo helium. Čerpání komory zajišťuje vakuový systém složený z turbomolekulární vývěvy s předřazenou rotační olejovou vývěvou, mezní tlak má hodnotu v řádech jednotek mPa.

Celý proces obsluhy má konzolové rozhraní, které více vyhovuje individuálnímu nastavení experimentu s eventuálními méně standardními hodnotami parametrů. Pro demonstrační a výukové účely bylo vytvořeno i grafické rozhraní, ve kterém jsou omezené možnosti nastavení parametrů, ale ovládání je intuitivnější. Toto rozhraní lze vidět na obrázku 10. Jeho ovládání je velmi přirozené, jsou zobrazeny klíčové parametry, jejichž správnou volbou lze docílit úspěšného výboje. Grafické rozhraní je přístupné i přes internet, tedy pokud je u zařízení samotného přítomná osoba, která tokamak uvede do chodu a kontroluje průběh experimentu, je možné experiment samotný ovládat z kteréhokoliv místa na světě prostřednictvím libovolného zařízení s připojením k internetu.



Obr. 10: Tokamak GOLEM, schéma pro obsluhu přes webové rozhraní.[20]

4.2. Průběh experimentu

Před započítím experimentu je na tokamaku GOLEM prováděno čištění stěn komory doutnavým výbojem a jejím vypékáním. Těmito postupy je možno dosáhnout lepší kvality vakua, a tedy nižších tlaků, které jsou pro experiment výhodnější. Před zahájením této sekvence úkonů se vyčerpá vzduch z komory, až se dosáhne tlaků v oblasti jednotek mPa, případně nižších. Následně se provede vypékání komory na teplotu 150°C. Vypékání komory uvolní molekuly adsorbované na vnitřních stěnách vakuové nádoby a umožní jejich odčerpání. Tyto molekuly se nemohou během experimentu uvolňovat do plazmatu, čímž se zvyšuje jeho čistota. Dalším podobným způsobem je čištění pomocí doutnavého výboje. Doutnavý výboj je klasický výboj v řídkém plazmatu, při tlaku řádově 10^{-1} Pa a napětí na komoře 1 kV, bez použití toroidálního magnetického pole. Udržení plazmatu je tedy velmi slabé a stěna vakuové komory je bombardována velkým počtem nabitých částic, které ji čistí stejně jako vypékání komory, odstraňují molekuly jiných prvků, adsorbované ve stěně. Na tokamaku GOLEM je možné provádět doutnavý výboj s použitím vodíku nebo helia.

4.3. Instalované diagnostiky

Pro zlepšení podmínek pro průraz plazmatu jsou na tokamaku GOLEM instalovány dva způsoby předionizace: elektronové trysky a zdroj mikrovlnného záření. Elektronové trysky jsou realizovány jednoduše vláknem z wolframu, které je několik vteřin před zahájením experimentu nažhaveno a emituje elektrony. Tyto elektrony jsou pak po sepnutí toroidálního elektrického pole urychleny a nárazy do molekul pracovního plynu způsobí jeho ionizaci. K dispozici jsou celkem dvě, jedna umístěná na spodní straně komory a druhá na horní straně komory. Předionizace mikrovlnami je realizována zdrojem záření o frekvenci 2,44 GHz. Tato frekvence je v magnetickém poli o indukci 87,5 mT rovna rezonanční elektronové cyklotronové frekvenci a rozkmit elektronů zajišťuje ionizaci pracovního plynu. Oblast rezonance se navíc pohybuje ve směru od hlavní osy toroidu, současně s poklesem magnetické indukce, což dále napomáhá ionizaci.

Mezi základní diagnostiky patří měření:

- napětí na závit
- toroidálního magnetického pole
- proudu plazmatem
- Vyzařování plazmatu

Napětí na závit je napětí, které se v plazmatu indukuje změnou magnetického indukčního toku transformátorovým jádrem. Měří se jedním závitěm, který je v toroidálním směru umístěn na komoře. Měření velikosti indukce toroidálního magnetického pole je realizováno pomocí malé cívky umístěné z boku na vnější straně komory. Tato cívka je tvořena 255 závitů a účinná plocha má rozměr 0,02 m². Základem měření je indukce napětí v důsledku proměnného magnetického indukčního toku - Faradayův zákon. Přesné určení polohy cívky v poloidálním směru je nicméně obtížné a proto není možné použít přímo naměřené hodnoty k určení velikosti magnetického indukce pole v komoře. Pro tento účel bylo třeba provést kalibraci této cívky. Proud procházející plazmatem se měří prostřednictvím Rogowského pásku. Jde o cívku tvaru solenoidu obepnutou okolo komory s plazmatem. Závity této cívky v magnetickém poli prochází magnetický indukční tok, jehož velikost se spočítá podle vztahu (8).

$$\Phi = n \oint_l B dl \oint_S dS \quad (8)$$

n – počet závitů cívky na jednotku délky, B – magnetická indukce procházející cívkou, dl – element křivky obepínající plazma (zde kružnice), dS – element plochy jednoho závitů cívky. S využitím Ampérova zákona v křivkovém integrálu přes dl získáme závislost na proudu, procházejícím středem Rogowského pásku a zjistíme, že napětí, které se na něm indukuje je úměrné změně proudu, který jím prochází.

$$U_{rog} = \mu n S \frac{dI}{dt} \quad (9)$$

μ – permeabilita vakua, n – počet závitů cívky na jednotku délky, S – plocha jednoho závitů cívky.

Při tomto způsobu měření ovšem započítáváme i proud procházející komorou tokamaku

$$I_{rog} = I_{plasma} + I_{vessel} \quad (10)$$

Proud komorou se určí ze známého odporu komory ($R_{vessel} = 10 \text{ m}\Omega$) a ze změřeného napětí na závit podle vztahu

$$I_{vessel} = \frac{U_{loop}}{R_{vessel}} \quad (11)$$

K diagnostice vyzařování plazmatu je použito bolometrů a spektrometru, speciálně v oblasti viditelného spektra pak fotodiod. Fotodioda je umístěna na jednom z portů tokamaku a pracuje s časovým rozlišením 10 ms. Při běžném provozu je na ní použit filtr H_{α} , který může být zaměněn za jiný. Bolometry a spektrometr jsou podrobněji popsány v dalším textu.

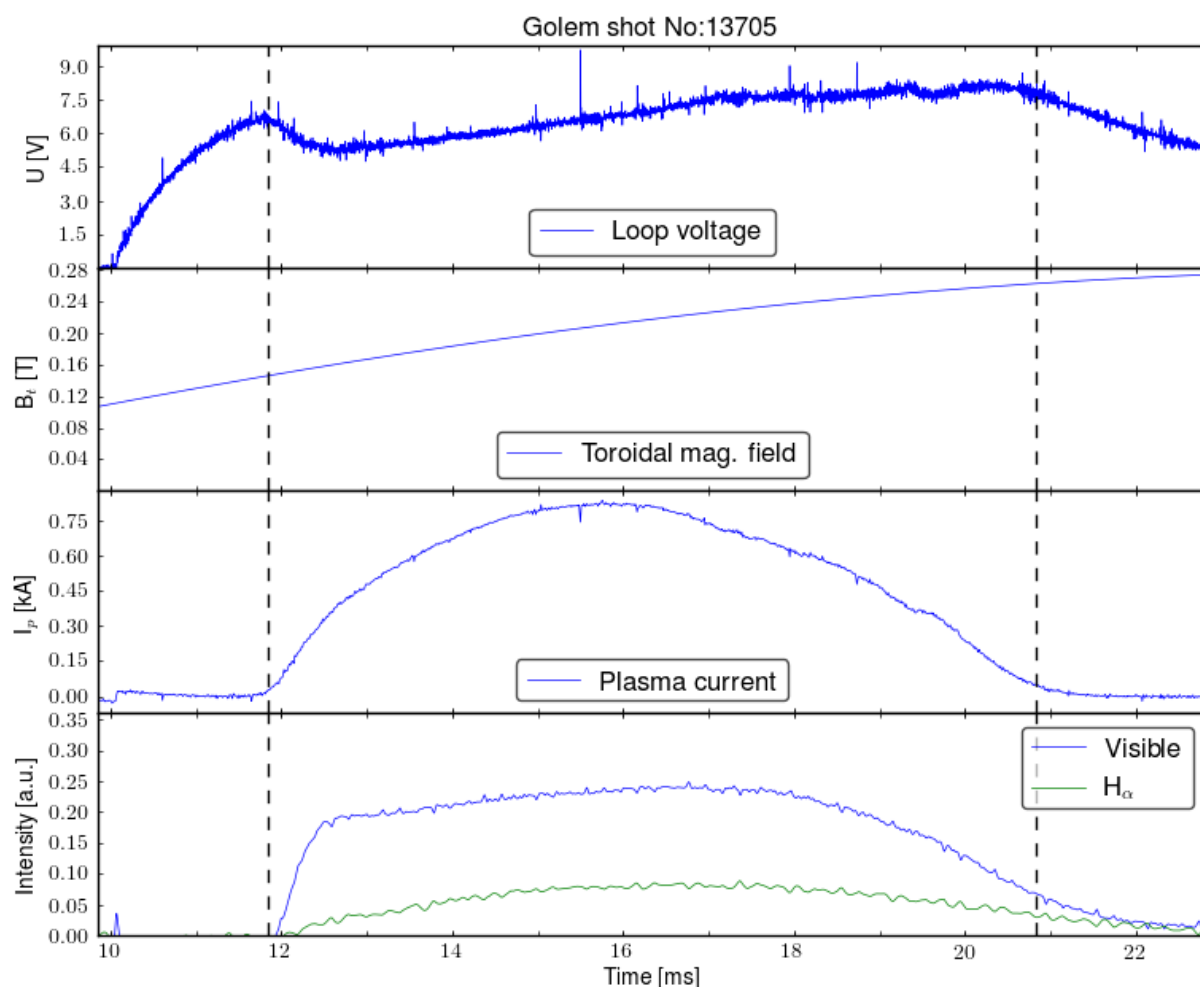
Kromě výše uvedeného jsou na tokamaku GOLEM instalovány další diagnostické techniky:

- Hallovovy sondy
- Mirnovovy cívky
- bolometry
- diagnostika tvrdého RTG záření
- IP kamery
- Spektrometr

Hallovovy sondy jsou používány k proměřování magnetického pole v komoře. Použitím většího množství sond rovnoměrně rozmístěných po komoře lze zjistit polohu plazmatu, kterou je pak možné využít pro zpětnovazební řízení experimentu. Mirnovovy cívky pracují na podobném principu, jsou umístěny kolem komory v poloidálním směru a z výsledků jejich měření lze zjistit únik plazmatu z ideální polohy ve středu komory. Měření bolometry je součástí základních diagnostik plazmatu v tokamaku. Jejich prostřednictvím se měří energie záření vyzařovaného plazmatem. Principiálně je založen na změně elektrického odporu v závislosti na jeho teplotě. V tomto případě je změna teploty realizována absorpcí dopadajícího elektromagnetického záření. V kombinaci bolometrů a datového sběru s vysokou frekvencí lze dosáhnout dostatečného časového rozlišení, aby bylo možné proměřit i turbulentní jevy v plazmatu a celkové radiační ztráty. Spektrometrická měření jsou realizována spektrometrem HR2000+ od Ocean Optics, který pracuje v oblasti 200 – 1100 nm. Jeho optické rozlišení je až 0,035 nm a časové rozlišení až 1 ms.

4.4. Vlastnosti výbojů na tokamaku GOLEM

Současné vybavení tokamaku GOLEM umožňuje provádět experimenty se středními hodnotami klíčových parametrů, maximální hodnota indukce toroidálního magnetického pole je rovna 0,8 T, proud plazmatem je omezen hodnotou 8 kA. Průměrná doba života plazmatu je 13 ms, v závislosti na nastavení ostatních parametrů se může prodloužit až k hranici 18 ms.



Obr. 11: Časové průběhy základních měřených veličin při výboji na tokamaku GOLEM.

Na obrázku 11 vidíme časový průběh základních měřených veličin při typickém výboji – napětí na závit, indukci toroidálního magnetického pole, proud plazmatem a intenzitu záření plazmatu. Jedná se o výstřel #13705, s předionizací spodní elektronovou tryskou a použitím vodíku a tlakem 21,48 mPa. Bylo dosaženo úspěšného průrazu plazmatu s dobou života 9 ms. Baterie pro toroidálním magnetické pole byly nabity na 800 V, pro toroidálním elektrické pole na 400 V. Přerušované čáry ohraničují dobu, kdy bylo v tokamaku přítomné plazma. V grafu znázorňujícím napětí na závit je patrný pokles napětí v okamžiku vzniku plazmatu. Je zapříčiněn zvýšením vodivosti plynu při přechodu do plazmatického stavu. Hodnota napětí poté pozvolna stoupá až do konce výboje. Průběh magnetického pole má sinusový charakter, s velmi dlouhou periodou, vzhledem k délce trvání výboje. V grafu znázorňujícím průběh proudu plazmatem je patrný skokový nárůst v čase $t = 10$ ms, který je způsoben nepřesnou integrací signálu Rogowského pásku. Poté je patrný exponenciální nárůst proudu, ke kterému dochází v důsledku lavinové ionizace molekul pracovního plynu a průrazu plazmatu.

5. Počáteční fáze výboje

Počáteční fáze výboje je časový úsek, který je ohraničen spuštěním toroidálního elektrického pole a vznikem plazmatu. Obvyklá doba mezi těmito okamžiky je v řádu milisekund a z hlediska pravděpodobnosti vytvoření plazmatu je porozumění dějům, odehrávajících se v této oblasti, klíčové jejímu zvýšení a k dosahování optimálních hodnot ostatních parametrů plazmatu. Počátek výboje v tokamaku má dvě fáze, které se liší fyzikálními procesy. Pro optimalizaci výboje je důležité porozumět oběma fázím.

5.1. Lavinová fáze

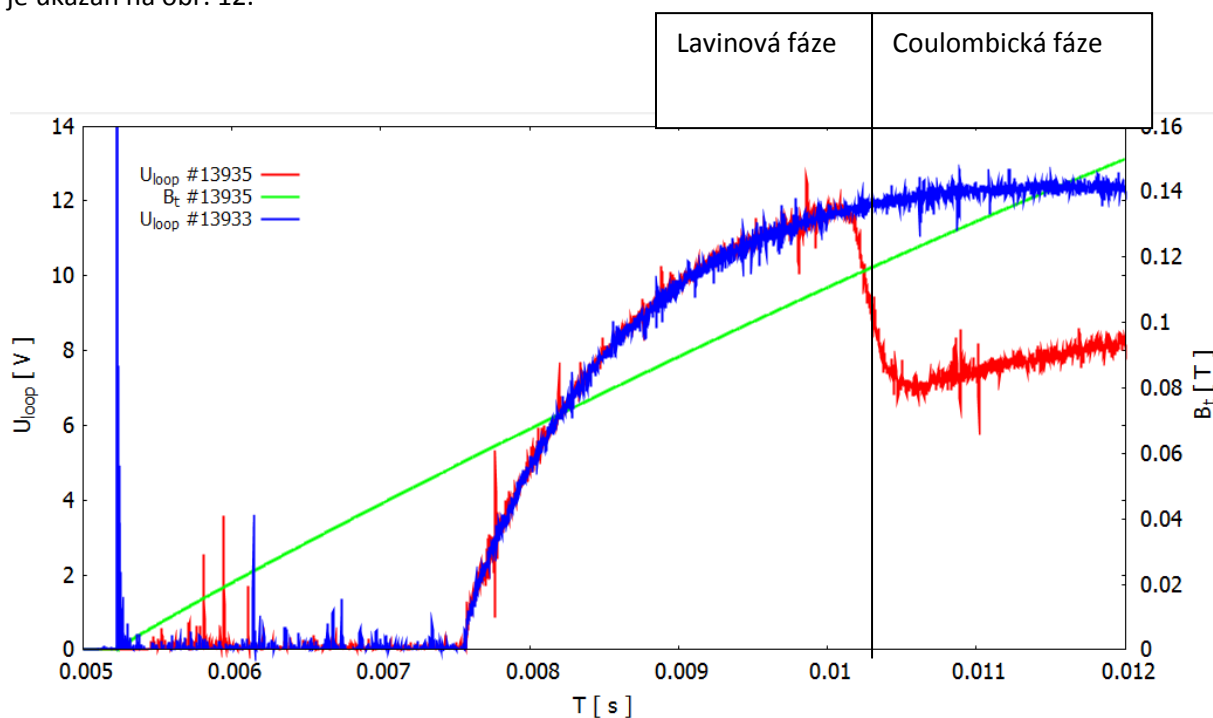
Před výbojem se komora tokamaku napustí pracovním plynem. Poté je nezbytné vytvořit v komoře tokamaku malou koncentraci elektronů. Tyto elektrony se pohybují podél siločar toroidálního magnetického pole. Indukované toroidální elektrické pole elektrony vzniklé při předionizaci urychluje v toroidálním směru.

Toroidální elektrické pole se určuje z napětí, které se indukuje na jeden toroidální závit položený na komoře tokamaku. Vztah mezi indukovaným toroidálním elektrickým polem E_{tor} a měřeným napětím na závit U_{loop} je

$$E_{tor} = \frac{U_{loop}}{2\pi R_0} \quad (12)$$

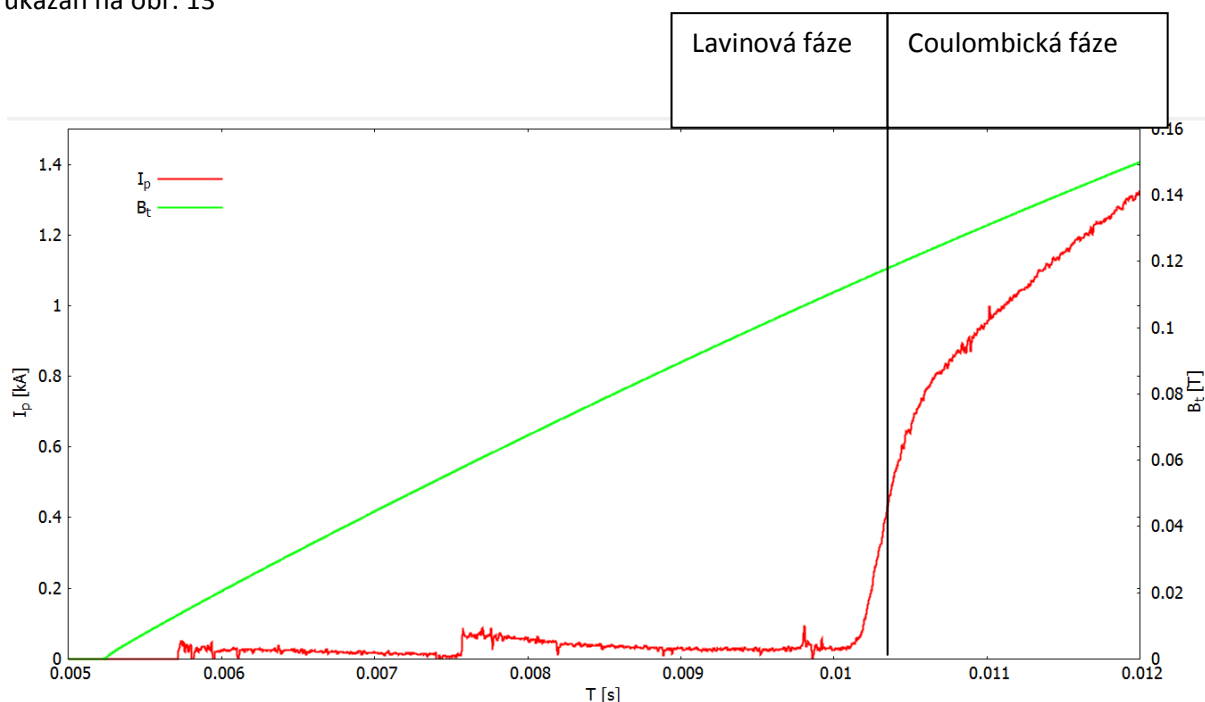
kde R_0 je velký poloměr toru.

Typický časový průběh napětí na závit, který je zadán primárním obvodem transformátoru tokamaku, je ukázán na obr. 12.



Obr. 12: Časový průběh napětí na závit a toroidálního magnetického pole během počáteční fáze výboje pro výboj #13935 a napětí na závit pro výboj #13933(vakuový výboj) – horní předionizační tryska, $p_{H_2} = 9,93$ mPa, $U_b = 800$ V, $U_{cd} = 600$ V, zpoždění $T_{cd} = 7,5$ ms.

Pokud energie elektronů přesáhne ~13.6 eV (ionizační energie molekul vodíku), pak ionizují molekuly pracovního plynu a jejich počet exponenciálně narůstá. To vede k exponenciálnímu nárůstu toroidálního proudu, který se měří Rogowského páskem. Časový průběh proudu je pro výstřel 13935 ukázán na obr. 13

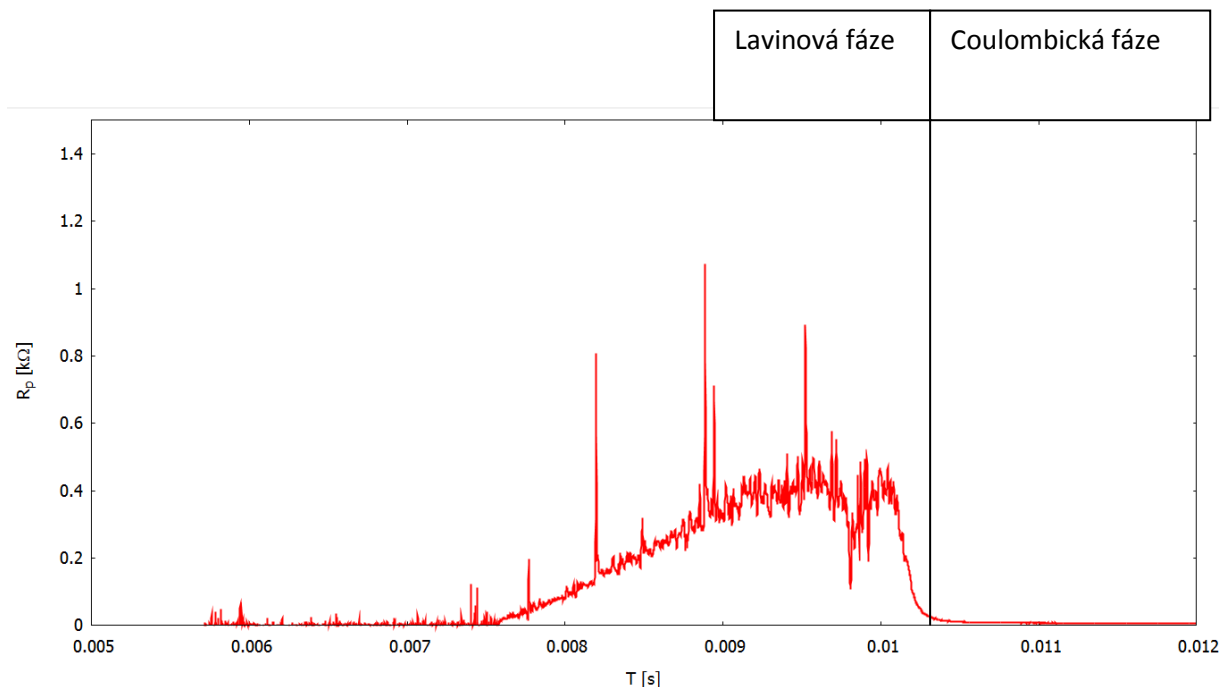


Obr. 13: Časový průběh proudu plazmatem během počáteční fáze, výboj #13935.

Během lavinové fáze je plazma slabě ionizované a převládají srážky mezi elektrony a molekulami pracovního plynu. Narůstá napětí na závit, zatímco proud plazmatem zůstává konstantní nebo se zvyšuje pouze mírně. Na obrázku 13 jsou patrné 2 skokové nárůsty proudu. Jeden z nich je důsledkem špatné integrace signálu z Rogowského pásku. Druhý, v čase 7,5 ms, je následek spuštění kondenzátorů pro toroidální elektrické pole. Z obrázku 13 mají tedy odpovídající fyzikální pozadí data až od času 9 ms až 10 ms. Tento fakt se promítne i do obrázku 14, do časového průběhu odporu plazmatu. Elektrony se urychlují prostřednictvím elektrického pole a pohybují se rovnoběžně s jeho siločarami. Tato situace trvá do momentu, kdy stupeň ionizace plazmatu dosáhne 5-10 %. Po jeho dosažení proběhne přechod do Coulombické fáze, ve které již dominují srážky nabitých částic. Makroskopicky je tato změna indikována prudkým poklesem napětí na závit, viz obr. 12, který je způsoben snížením odporu plazmatu

$$R_p = \frac{U_{loop}}{I_p} \quad (13)$$

Průběh odporu plazmatu je ukázán na obr. 14.



Obr. 14: Časový průběh odporu plazmatu během počáteční fáze, výboj #13935.

V časovém průběhu proudu se velmi odráží špatné zpracování dat z měření proudu plazmatem. Na počátku experimentu by totiž měl teoreticky odpor plazmatu být nekonečný – plazmatem neteče žádný proud. Protože se v průběhu proudu plazmatem objevují skoky, které nemají fyzikální smysl, odpor plazmatu se zobrazuje jako konečný. Jak proud plazmatu klesá ke správné – nulové – hodnotě, odpor plazmatu roste, k vrcholu mezi devátou a desátou milisekundou. Data od tohoto časového okamžiku již následují správný teoretický předpoklad, tedy pokles odporu plazmatu z nekonečné hodnoty v průběhu lavinovité fáze až do minimální hodnoty, při a po průrazu.

5.2. Hustota plazmatu, ionizační doba

Fáze lavinovité ionizace je charakterizována exponenciálním nárůstem elektronové hustoty plazmatu. Nárůst hustoty plazmatu je charakterizován veličinou ionizační doby, což je čas, který uběhne od vzniku částice po její interakci s jinou částicí. Pro studium procesů při formování plazmatu je třeba se soustředit především na lavinovitou fázi ionizace, od spuštění toroidálního pole po pokles napětí na závit. Plazma je v této fázi charakterizováno především svojí hustotou, která vychází z odporu plazmatu počítaného z přiblížení válcové geometrie. Odpor je pak definován jako

$$R_p = \rho_{e0} \frac{2\pi R_0}{\pi a^2} \quad (14)$$

ρ_{e0} - měrný odpor sloupce plazmatu, a – jeho malý poloměr, R_0 – jeho velký poloměr.

Měrný odpor slabě ionizovaného plazmatu se dá vyjádřit

$$\rho_{e0} = 5,555 \cdot 10^3 \frac{\sqrt{E n_{H_2}}}{n_e} \quad (15)$$

$E = \frac{U_{loop}}{2\pi R}$ - toroidální elektrické pole, n_e – hustota plazmatu, n_{H_2} - koncentrace molekul pracovního plynu [24].

Koncentrace molekul pracovního plynu závisí na jeho tlaku vztahem

$$n_{H_2} = 2,651 \cdot 10^{20} p_{H_2} \quad (16)$$

Výsledný vztah pro hustotu plazmatu má po dosazení vztahu (14) a (16) do vztahu (15) a po číselném vyjádření podobu

$$n_e = 6,31 \cdot 10^{15} \frac{\sqrt{U_{loop} p_{H_2}}}{R_p} \quad (17)$$

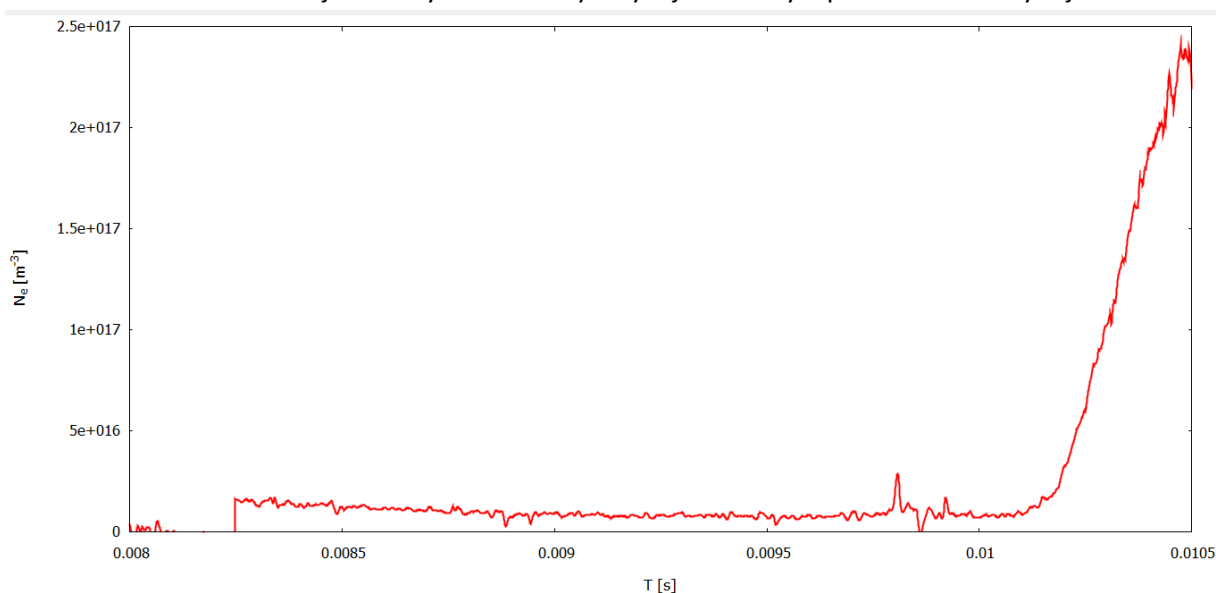
U_{loop} – napětí na závit, p_{H_2} - tlak pracovního plynu, R_p – odpor plazmatu.

Na tokamaku GOLEM je instalovaná měrka vakua, která je kalibrována na měření tlaku vzduchu. Při měření tlaku vodíku je třeba získané hodnoty násobit kalibrační konstantou 2,4.

Hustota plazmatu, jak již bylo řečeno, má exponenciální průběh a lze ji popsat následujícím vztahem

$$n(t) = n_0 e^{\frac{t}{\tau_i}} \quad (18)$$

Konstanta τ_i , která charakterizuje exponenciální růst, se nazývá ionizační doba. Je to časový úsek, který uběhne od vzniku nabitě částice do její srážky s neutrální molekulou, při které dojde k její ionizaci. Na obr. 15 je zachycen časový vývoj hustoty plazmatu u výboje #13935.



Obr. 15: Časový průběh hustoty plazmatu během počáteční fáze, výboj #13935.

Ze srovnání průběhů napětí, proudu, odporu a hustoty plazmatu zjistíme, že nárůst hustoty, který je patrný z období okolo deváté milisekundy, je shodný s nárůstem proudu procházejícího plazmatem. Tato skutečnost je zcela zřejmá, při růstu hustoty elektronů se zvyšuje celkové množství náboje přítomného v komoře tokamaku a tudíž se zvyšuje hodnota proudu. Zároveň se růst hustoty objevuje v okamžiku poklesu odporu plazmatu – s rostoucí hustotou se zvyšuje množství volných elektronů a roste vodivost plazmatu. A pokles odporu plazmatu se okamžitě promítne do poklesu napětí na závit, tedy spojitost růstu hustoty a poklesu napětí je taktéž zřejmá. Z časového průběhu hustoty plazmatu lze, proložením exponenciální závislosti v příslušné oblasti, určit hodnoty ionizační doby, případně její závislost na všech volených parametrech výboje.

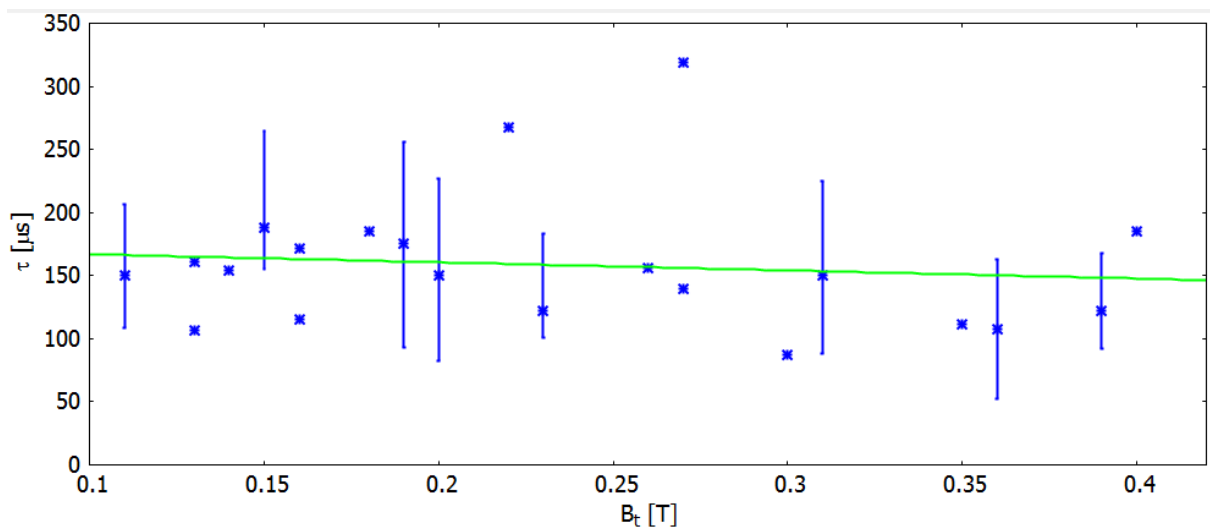
6. Praktická část

V praktické části byly zpracovány výstřely způsobem popsaným v kapitole 5.2. Primárním kritériem pro výběr výstřelů vhodných pro další zpracování byl způsob použité předionizace: horní nebo spodní předionizační tryska a mikrovlnná předionizace využívající elektronového cyklotronového ohřevu. Data pro všechny výstřely byla získána z webové databáze výstřelů tokamaku GOLEM a jejich zpracování proběhlo v programu SciDAVis. Ze změřených hodnot proudu v plazmatu a napětí na závit se vypočítal odpor plazmatu a jeho hustota podle vztahů (13) a (17) a poté se vhodná část jejího časového průběhu nafitovala exponenciální funkcí (18). Získaný parametr τ_i představuje hledanou ionizační dobu. Uvedené výsledky jsou rozdělené podle předionizace, na závěr je zařazeno jejich porovnání. Při použití chybových úseček v grafu vyjadřuje zobrazený bod průměr získaných hodnot a úsečka spojuje body s minimální a maximální hodnotou.

6.1. Výboje s použitím horní předionizační trysky

V rámci výbojů s horní předionizační tryskou bylo analyzováno 156 výbojů (#12250 – #12406) z databáze tokamaku GOLEM. Při všech těchto výbojích byl používán vodík jako pracovní plyn.

Na obrázku 16 jsou vyneseny hodnoty ionizační doby u výbojů s použitou horní předionizační tryskou. Tlak pracovního plynu byl v okolí 29 mPa.

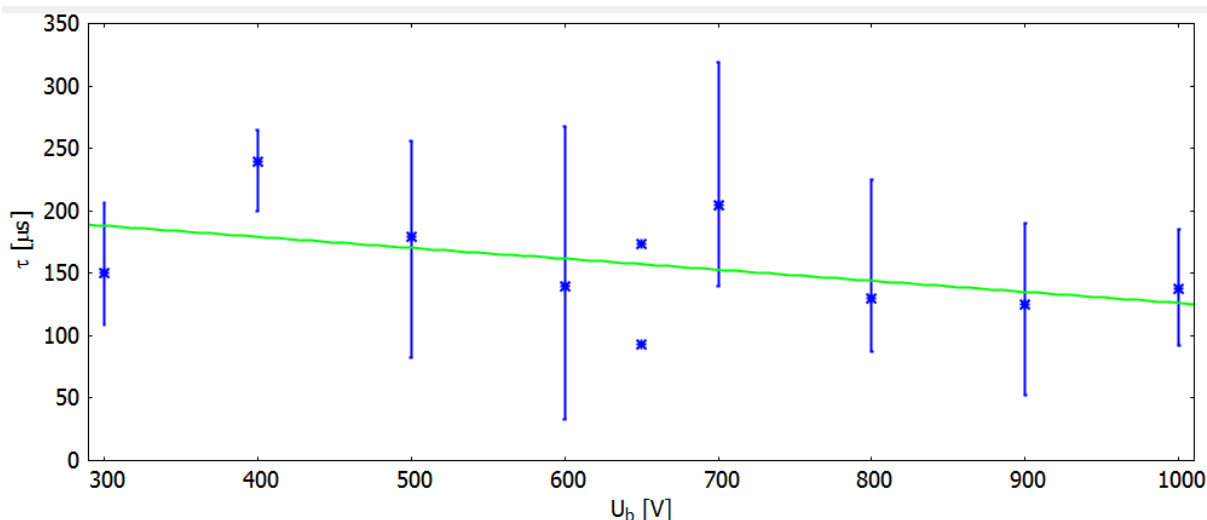


Obr. 16: Výboje s horní předionizační tryskou, závislost ionizační doby na středním toroidálním magnetickém poli, společný parametr tlak ~ 29 mPa.

Z grafu je vidět, že až na několik výraznějších odchylek se hodnoty ionizační doby pohybovaly mezi 100 μ s a 200 μ s. S rostoucím magnetickým polem se hodnoty ionizační doby snižovaly. Po proložení lineární závislosti jsem získal regresní rovnici ve tvaru

$$\tau = -64 * B_t + 173 \quad (19)$$

Podobnou situaci lze vidět i na obrázku 17. Zde je vynesena závislost ionizační doby na přímo nastavovaném parametru, na hodnotě napětí na kondenzátorech pro toroidální magnetické pole. Zpracovávají jsou stejné výboje jako na v předcházejícím případě.



Obr. 17: Výboje s horní předionizační tryskou, závislost ionizační doby na napětí kondenzátorů vytvářejících toroidální magnetické pole, společný parametr tlak ~ 29 mPa.

Z tohoto důvodu by měl být pozorován podobný charakter závislosti jako na obrázku 16, v případě přímé závislosti na magnetickém poli. Z těchto dat lze získat regresní rovnici v podobě

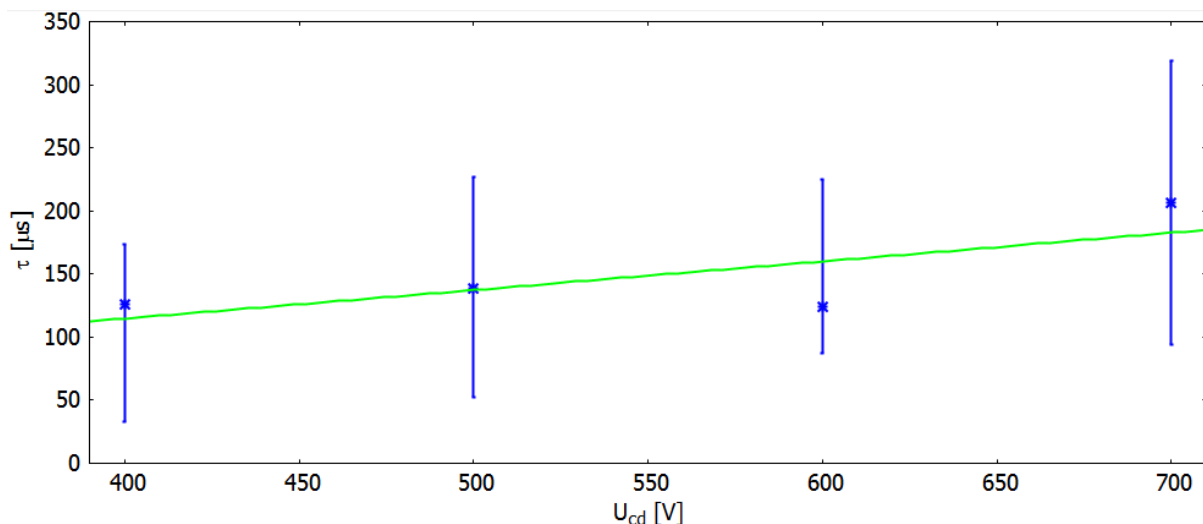
$$\tau = -0,1 * U_b + 215 \quad (20)$$

Příčinu tohoto jevu můžeme najít v pohybu kolem silokřivek magnetického pole. Se zvyšující se hodnotou magnetické indukce roste cyklotronová frekvence a zároveň se zmenšuje Larmorův poloměr, podle rovnice (21),

$$\omega_c = \frac{qB}{m} \quad ; \quad r_L = \frac{v_{\perp}}{\omega_c} = \frac{mv_{\perp}}{qB} \quad (21)$$

kde m značí hmotnost částice, q její náboj, B hodnotu magnetické indukce a $v_{\perp}$ rychlost částice ve směru kolmém k magnetickým silokřivkám. Tato rychlost podléhá Maxwellovu rozdělení. Při zvyšování indukce magnetického pole tedy částice začínají rotovat rychleji a současně jsou stlačovány do menšího prostoru kolem silokřivek. Mají tedy tendenci se více srážet a v důsledku tohoto klesá ionizační doba.

Závislost ionizační doby na velikosti napětí kondenzátorů toroidálního elektrického pole, tedy přeneseně na velikosti této elektrické intenzity, je zobrazena na obrázku 18.



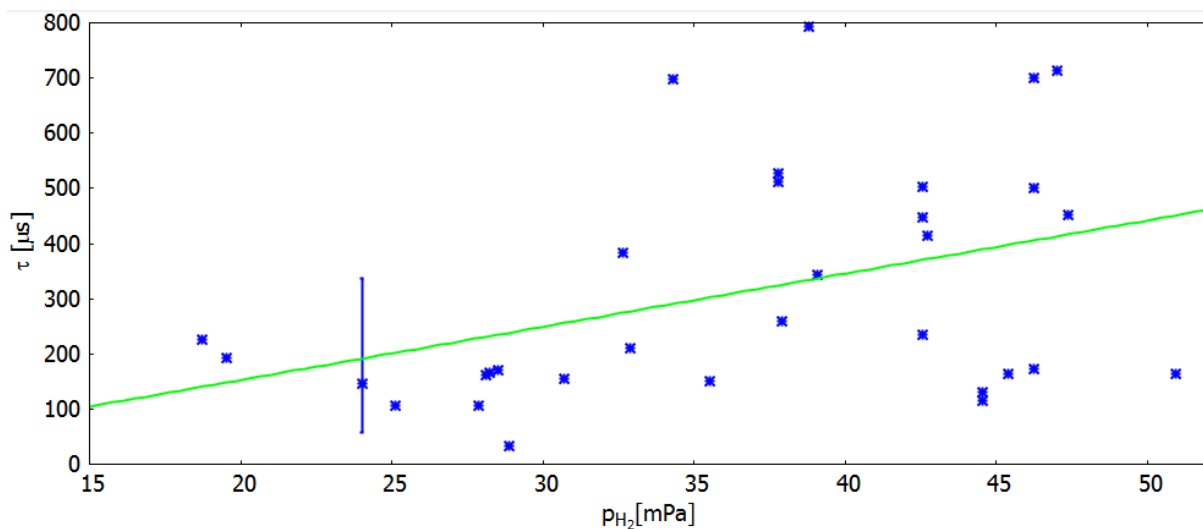
Obr. 18: Výboje s horní předionizační tryskou, závislost ionizační doby na napětí kondenzátorů vytvářejících toroidální elektrické pole, společný parametr tlak ~ 29 mPa.

Nabíjecí napětí se měnilo skokově s krokem 100V. Hodnota tlaku pracovního plynu je stále v okolí 29 mPa. Pro jednotlivé hodnoty napětí velikosti ionizační doby kolísají, někdy i v poměrně širokém rozmezí. Proložení lineární závislosti získáme regresní rovnici tvaru

$$\tau = 0,2 * U_{cd} + 24 \quad (22)$$

Nicméně globálně dosahuje ionizační doba nižších hodnot pro menší hodnoty napětí a to hodnot v rozmezí 100 μ s až 180 μ s. Se zvyšujícími se hodnotami napětí ionizační doba roste až k oblasti 180 μ s až 270 μ s.

Obrázek 19 zachycuje závislost ionizační doby na tlaku pracovního plynu. Ostatní nastavované parametry byly u této skupiny výbojů totožné, napětí na kondenzátorech magnetického pole mělo hodnotu 600 V, napětí na kondenzátorech elektrického pole mělo hodnotu 400 V.



Obr. 19: Výboje s horní předionizační tryskou, závislost ionizační doby na tlaku pracovního plynu, hodnota $U_b = 600$ V, hodnota $U_{cd} = 400$ V.

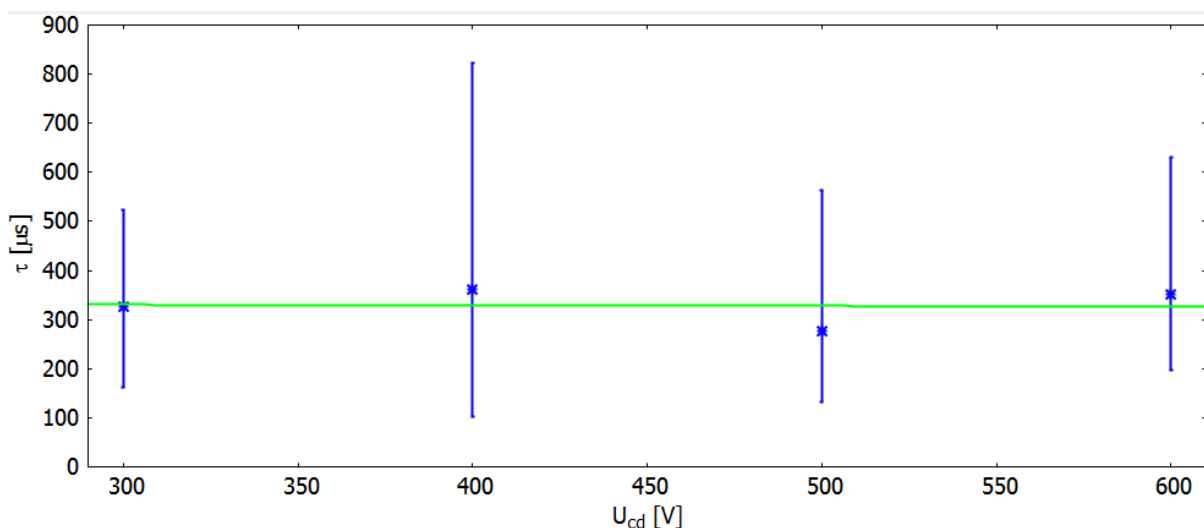
V grafu je patrné větší zhuštění bodů u hodnoty 24 mPa, při které se hodnoty ionizační doby pohybují mezi 80 a 200 μs , výjimečně dosahují vyšších hodnot kolem 300 μs . Při růstu tlaku pracovního plynu se hodnoty ionizační doby zvyšovaly, jak hodnotami, tak jejich rozptylem. Pohybovaly se v rozmezí 400 až 700 μs , ačkoliv zároveň, při některých experimentech, bylo dosahováno i hodnot okolo 150 μs . Proložení lineární závislosti získáme regresní rovnici tvaru

$$\tau = 10 * p - 40 \quad (23)$$

6.2. Výboje s použitím spodní předionizační trysky

Pro zpracování byly vybrány výboje z rozmezí 13660 – 13920 z databáze GOLEMa. Nebyly zpracovány zcela všechny z uvedeného rozsahu, například z důvodu nedosažení plazmatu nebo jiného způsobu předionizace.

Výboje zobrazené na obrázku 20 mají společnou hodnotu tlaku pracovního plynu, která se pohybuje v rozmezí 23 až 25 mPa. Hodnoty napětí se měnily skokově po 100 V.



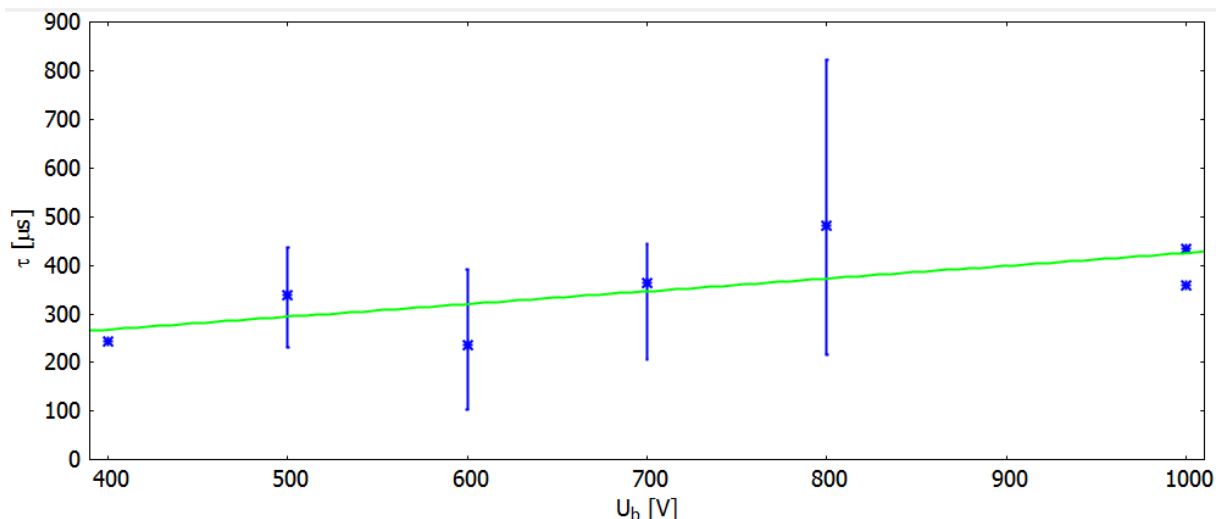
Obr. 20: Výboje se spodní předionizační tryskou, závislost ionizační doby na velikosti napětí na kondenzátorech toroidálního elektrického pole, společný parametr tlak ~ 24 mPa, $U_b=800$ V.

Ve zkoumaném rozsahu zůstávaly střední hodnoty ionizační doby přibližně stejné, což dokazuje i regresní rovnice

$$\tau = -0,01 * U_{cd} + 334 \quad (24)$$

Tu získáme proložení hodnot lineární závislostí. Pro téměř všechny hodnoty nabíjecího napětí se hodnoty ionizační doby pohybují v rozsahu 200 μs až 500 μs . Střední hodnoty se drží přibližně na úrovni 350 μs . Pro hodnotu $U_{cd}=400$ V se rozptýl hodnot zvyšuje. Střední hodnota zůstává na úrovni 350 μs , nicméně objevují se hodnoty v rozmezí 100 μs až 800 μs .

Na obrázku 21 je zobrazena závislost ionizační doby pro výboje se spodní předionizační tryskou na nabíjecím napětí kondenzátorů toroidálního magnetického pole. Při všech výbojích bylo dosahováno tlaku přibližně 24 mPa a nabíjecí napětí kondenzátorů pro toroidálním elektrické pole dosahovalo 400 V.



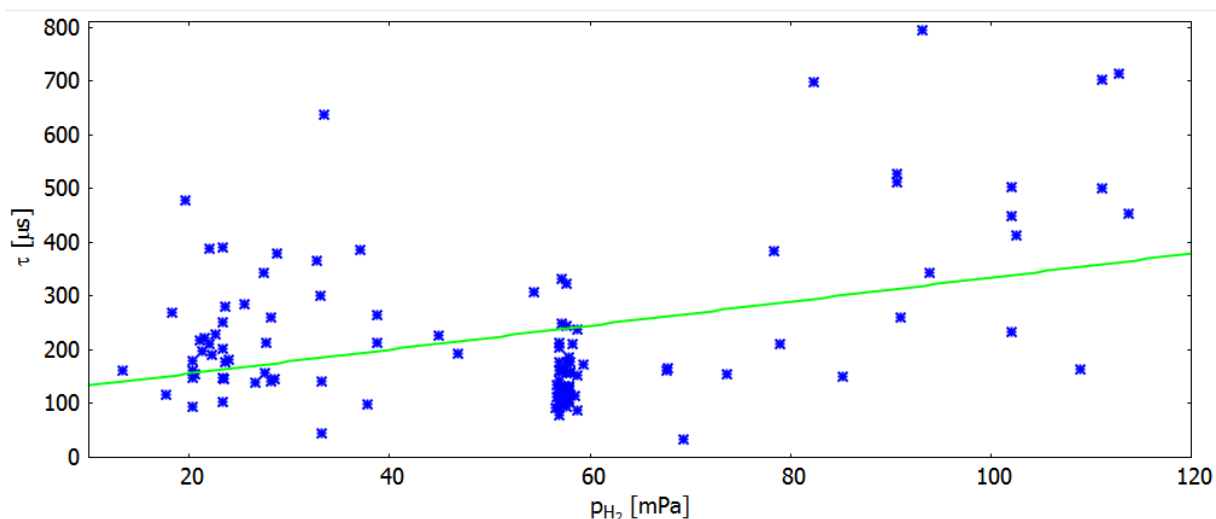
Obr. 21: Výboje se spodní předionizační tryskou, závislost ionizační doby na velikosti napětí na kondenzátorech toroidálního magnetického pole, společný parametr ~ 24 mPa, $U_{cd}=400$ V.

Hodnoty ionizační doby mají mírně vzestupnou tendenci. Proložení lineární závislosti je možné získat regresní rovnici tvaru

$$\tau = 0,3 * U_b + 164 \quad (25)$$

Většina hodnot se nachází v rozmezí mezi 200 μ s a 400 μ s. Výjimečně se dosahuje hodnot nižších, až po 100 μ s. Pro hodnotu U_b 800 V nastává zvětšení rozptýlu a také střední hodnoty. Ta se zvýší na cca 450 μ s a je dosahováno výbojů s ionizační dobou 200 μ s až 800 μ s.

Při výbojích na obrázku 22 dosahovalo napětí na kondenzátorech toroidálního magnetického pole hodnoty 600 V, na kondenzátorech toroidálního elektrického pole 400 V.



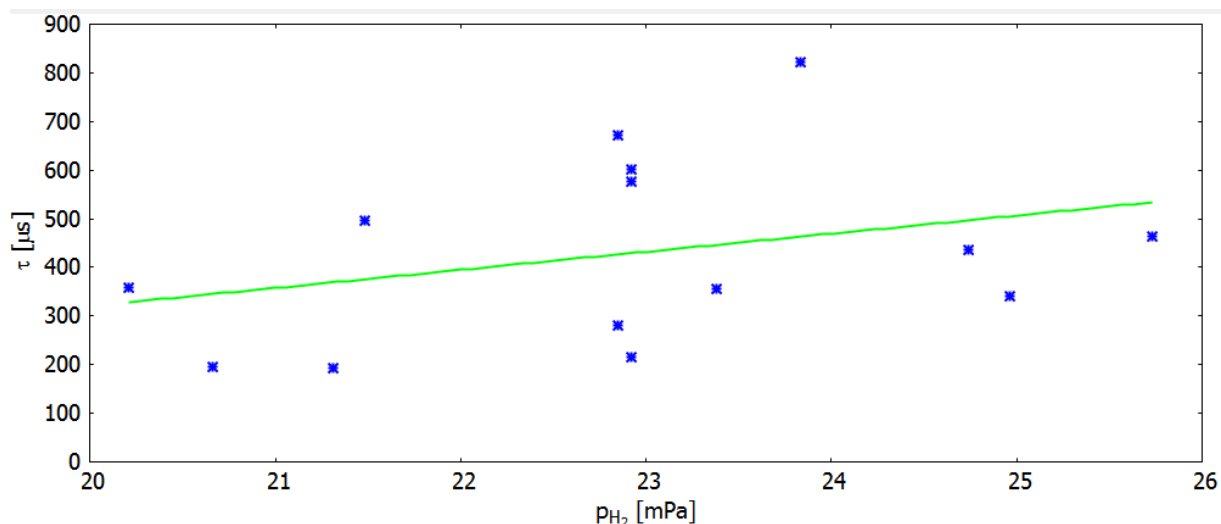
Obr. 22: Výboje se spodní předionizační tryskou, závislosti ionizační doby na tlaku pracovního plynu, hodnota $U_b = 600$ V, hodnota $U_{cd} = 400$ V.

Pro nižší tlaky pracovního plynu se hodnota ionizační doby pohybovala ve většině případů mezi 100 μ s a 300 μ s. Pro hodnoty nad 24 mPa se začínají objevovat hodnoty u horní hranice tohoto intervalu, či spíše přesahující toto rozmezí. Hodnoty ionizační doby dosahují až ke hranici 400 μ s. Pro tlaky vyšší

než 24 mPa se také zvětšuje rozptyl pozorovaných hodnot. Proložení lineární závislosti lze získat regresní rovnicí tvaru

$$\tau = 2 * p + 112 \quad (26)$$

Na obrázku 23 je znázorněna závislost ionizační doby na tlaku pracovního plynu. Pro tuto skupinu výbojů bylo voleno napětí na kondenzátorech toroidálního magnetického pole 800 V a napětí na kondenzátorech toroidálního elektrického pole 400 V.

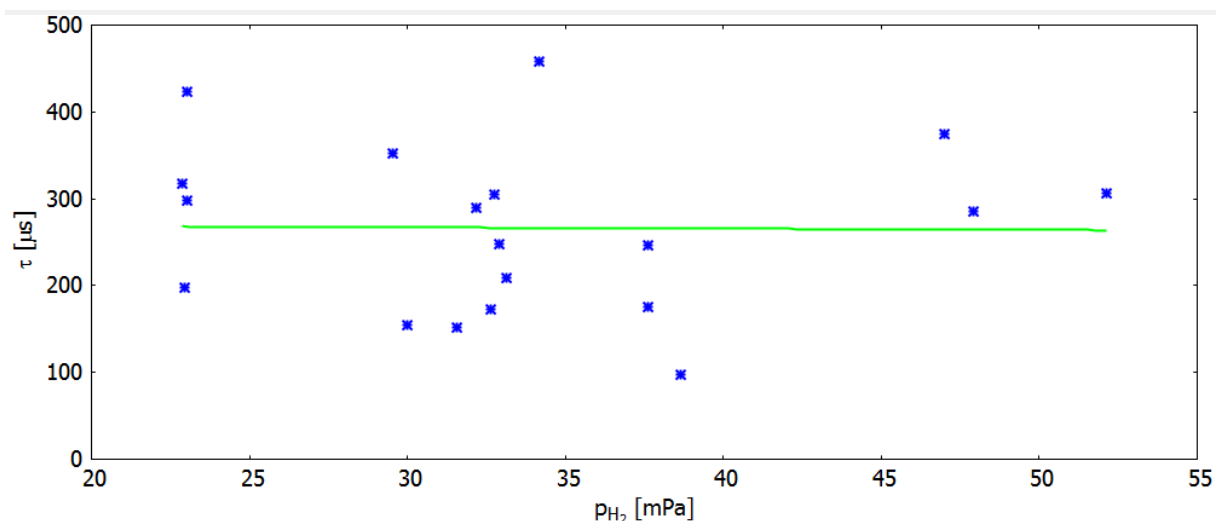


Obr. 23: Výboje se spodní předionizační tryskou, závislost ionizační doby na tlaku pracovního plynu, napětí na kondenzátorech toroidálního magnetického pole $U_b=800$ V, napětí na kondenzátorech toroidálního elektrického pole $U_{cd}=400$ V.

Hodnoty ionizační doby mají vzestupný charakter. Proložení lineární závislosti můžeme získat regresní rovnicí tvaru

$$\tau = 37 * p - 424 \quad (27)$$

Dosahované hodnoty ionizační doby leží nejčastěji v oblasti 200 μs až 500 μs . Nejvyšší rozptyl mají hodnoty v oblasti tlaku 23 mPa. Z hodnot v okolí 200 μs se dostávají až na úroveň 600 μs až 700 μs . Na obrázku 24 je znázorněna závislost ionizační doby na tlaku pracovního plynu. Pro tuto skupinu výbojů bylo voleno napětí na kondenzátorech toroidálního magnetického pole 800 V a napětí na kondenzátorech toroidálního elektrického pole 600 V.



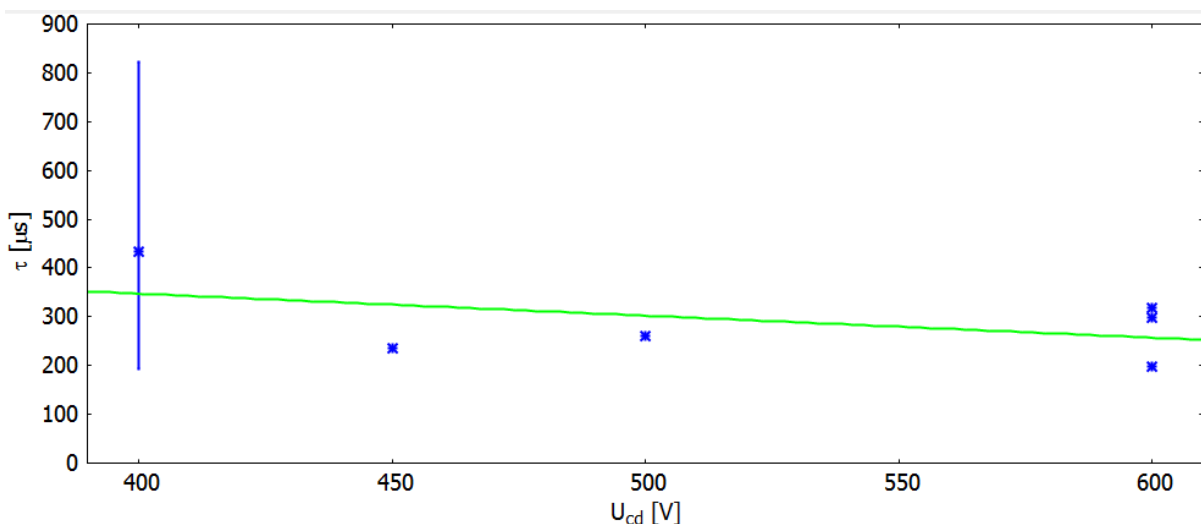
Obr. 24: Výboje se spodní předionizační tryskou, závislost ionizační doby na tlaku pracovního plynu, napětí na kondenzátorech toroidálního magnetického pole $U_b=800$ V, napětí na kondenzátorech toroidálního elektrického pole $U_{cd}=600$ V.

Hodnoty mají protentokrát klesající charakter, ačkoliv nijak výrazně. Proložení lineární závislosti můžeme získat regresní rovnici tvaru

$$\tau = -0,2 * p + 272 \quad (28)$$

Na rozdíl od obrázku 23 je protentokrát větší rozsah osy tlaku, nicméně hodnoty v odpovídajících si oblastech jsou nižší než pro napětí U_{cd} 400 V. V ostatních oblastech jsou taktéž nižší, většinou se drží v oblasti 150 μs až 300 μs, a to i pro tlaky 40 mPa až 50 mPa. Výjimečně se objevily hodnoty vyšší než 300 μs, zejména pro tlaky cca 23 mPa až 35 mPa. Výjimečně v této oblasti přesáhnou i 400 μs.

Na obrázku 25 je zobrazena závislost ionizační doby na napětí na kondenzátorech toroidálního elektrického pole.



Obr. 25: Výboje se spodní předionizační tryskou, závislost ionizační doby na napětí na kondenzátorech toroidálního elektrického pole, napětí na kondenzátorech toroidálního magnetického pole $U_b = 800$ V, $p_{H_2} \sim 21$ mPa.

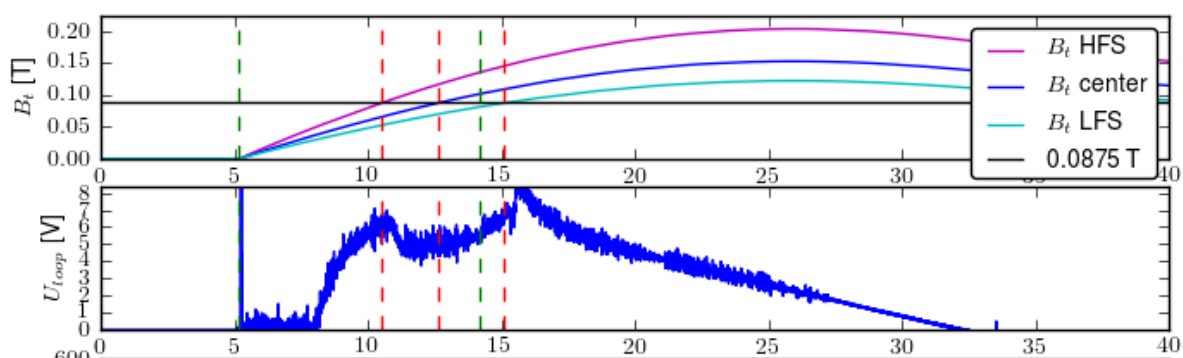
Hodnota napětí na kondenzátorech toroidálního magnetického pole byla nastavovaná na 800 V, čemuž odpovídá hodnota magnetické indukce 170 mT až 220 mT. Napětí na kondenzátorech toroidálního elektrického pole se měnilo skokově po 50 V, při většině experimentů dosahovalo hodnoty 400 V nebo 600 V. Celkově mají hodnoty klesající charakter. Proložení lineární závislosti můžeme získat regresní rovnici tvaru

$$\tau = -0,45 * U_{cd} + 528 \quad (29)$$

Hodnoty pro jiná napětí než 400 V jsou v rozmezí 150 μ s až 350 μ s. Pro nastavené napětí 400 V se v grafu nachází velmi rozptýlené hodnoty. Střední hodnota je rovna přibližně 450 μ s, ale hodnoty jsou rozloženy od 200 μ s až po 800 μ s.

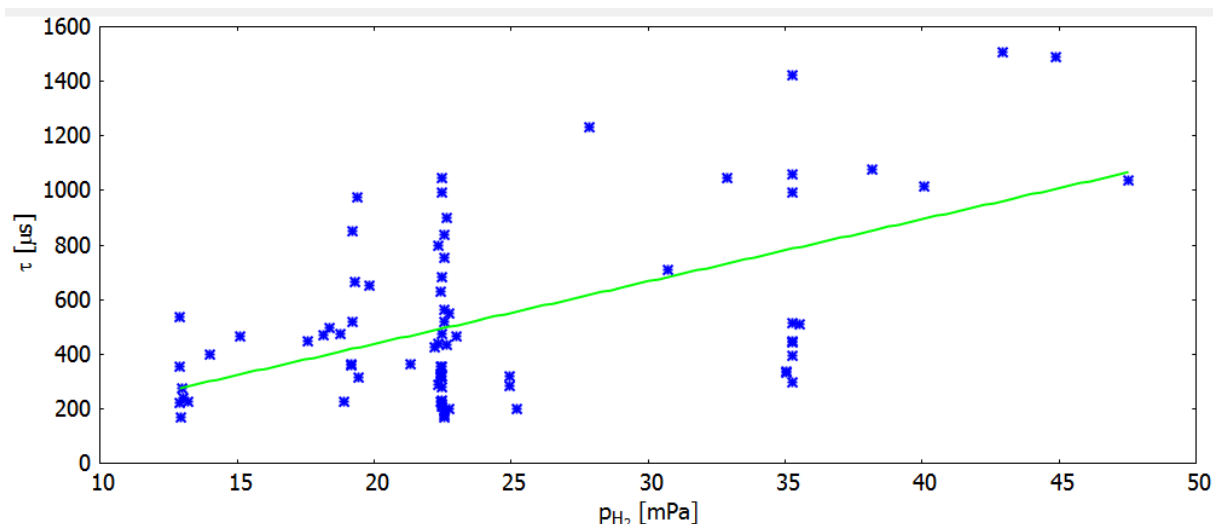
6.3. Výboje s mikrovlnnou předionizací

Pro zpracování byly zvoleny výboje z oblasti 13480 – 13660. Z této oblasti nebyly zpracovány zdaleka všechny výboje, protože mikrovlnná předionizace se v běžném provozu tokamaku GOLEM nepoužívá. Z tohoto hlediska šlo převážně o izolované experimenty. Předionizace mikrovlnami je zajišťována zdrojem záření o frekvenci 2,44 GHz a vlnovodem, který se umístěn do těsného sousedství vakuové komory. Je využíváno principu rezonance elektronů, jejichž cyklotronová frekvence je definována vztahem (21). Pokud se s touto frekvencí vyrovná frekvence elektromagnetického záření, přicházejícího do komory, dojde k rezonanci. Pro použitou frekvenci (2,44 GHz) nastává rezonance v okamžiku, kdy toroidální magnetické pole v komoře dosáhne indukce 87,5 mT. Toto magnetické pole má v čase harmonický průběh s velmi dlouhou periodou, ve srovnání s dobou experimentů. Dále také prostorově závisí na vzdálenosti od středu toroidu ($B_t \sim \frac{1}{R}$, základní vlastnost tokamaku). K rezonanci tedy dochází postupně na různých místech komory v různou dobu, s tím jak postupuje pomyslná oblast konstantní magnetické indukce 87,5 mT (Obrázek 26).



Obr. 26: Průběh magnetické indukce na různých místech komory a napětí na závit při výboji s mikrovlnnou předionizací, HFS - vnitřní strana komory, LFS - vnější strana komory, zelené svislé čáry – oblast aktivní mikrovlnné předionizace, červené čáry – oblasti rezonance.

Obrázek 27 znázorňuje závislost ionizační doby na tlaku pracovního plynu. Hodnoty nabíjecího napětí na kondenzátorech byly následující: pro toroidálním elektrické pole 300 V, pro toroidálním magnetické pole 400 V.

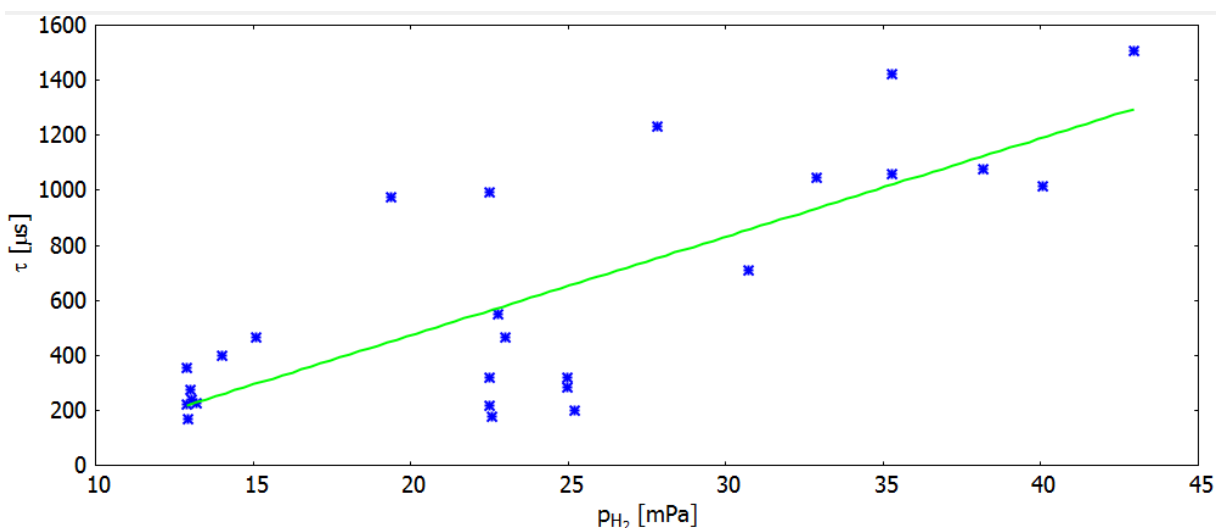


Obr. 27: Výboje s mikrovlnnou předionizací, závislost ionizační doby na tlaku pracovního plynu, hodnoty U_{cd} - 300 V, U_b - 400 V.

Ačkoliv bylo pro všechny výboje voleno stejné napětí pro generaci magnetického pole, hodnoty magnetické indukce jsou rozptýleny od 80 mT po 150 mT. Průběh výsledných hodnot má rostoucí charakter. V oblasti tlaků 5 – 10 mPa dosahují hodnoty ionizační doby 200 μs až 600 μs, výjimečně i vyšší, například 800 μs. Pro tlak pracovního plynu větší než 10 mPa se objevují převážně hodnoty přesahující 1 ms. Proložení lineární závislostí získáme regresní rovnici tvaru

$$\tau = 23 * p - 19 \quad (30)$$

Na obrázku 28 je situace podobná, je znázorněna také závislost ionizační doby na tlaku pracovního plynu při hodnotách na kondenzátorech elektrického pole 300 V a magnetického pole 400 V.

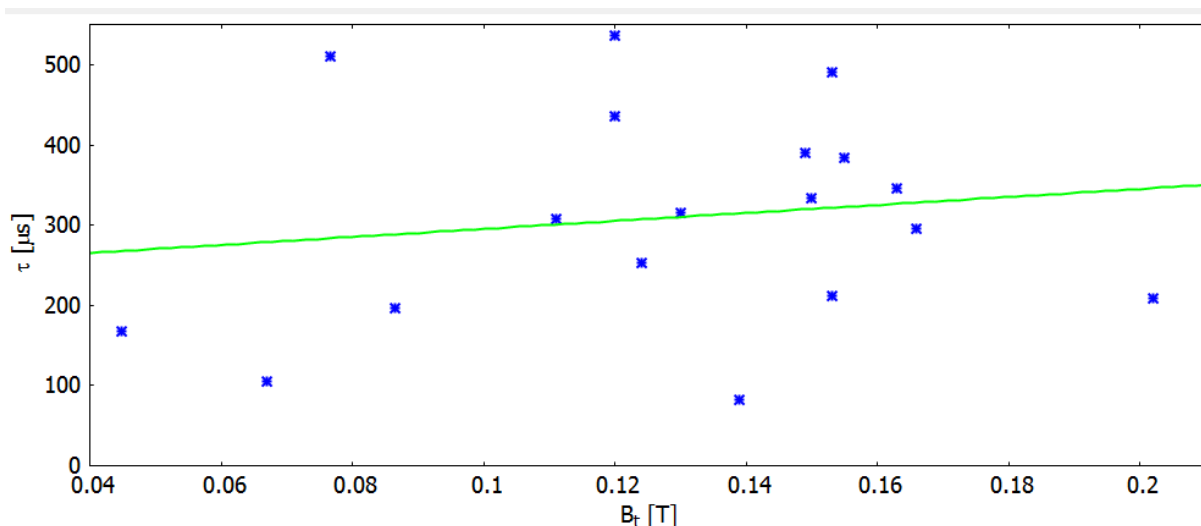


Obr. 28: Výboje s mikrovlnnou předionizací, závislost ionizační doby na tlaku pracovního plynu, hodnoty U_{cd} - 300 V, U_b - 400 V.

Od obrázku 27 se zvolené výboje liší tím, že je při nich dosahováno srovnatelného magnetického pole s indukcí v okolí 100 mT. Hodnoty ionizační doby sledují stejný průběh jako výše. Při tlacích 12 mPa až 24 mPa dosahují převážně 200 μ s až 400 μ s. Při růstu tlaku nad 24 mPa hodnoty stoupají a převážně přesahují 1 ms. Proložení lineární závislosti můžeme získat regresní rovnicí tvaru

$$\tau = 36 * p - 243 \quad (31)$$

Závislost ionizační doby na indukci toroidálního magnetického pole zobrazuje obrázku 29. Pro vybrané výboje je charakteristické napětí na kondenzátorech toroidálního elektrického pole o velikosti 300 V a stoupající hodnoty tlaku.

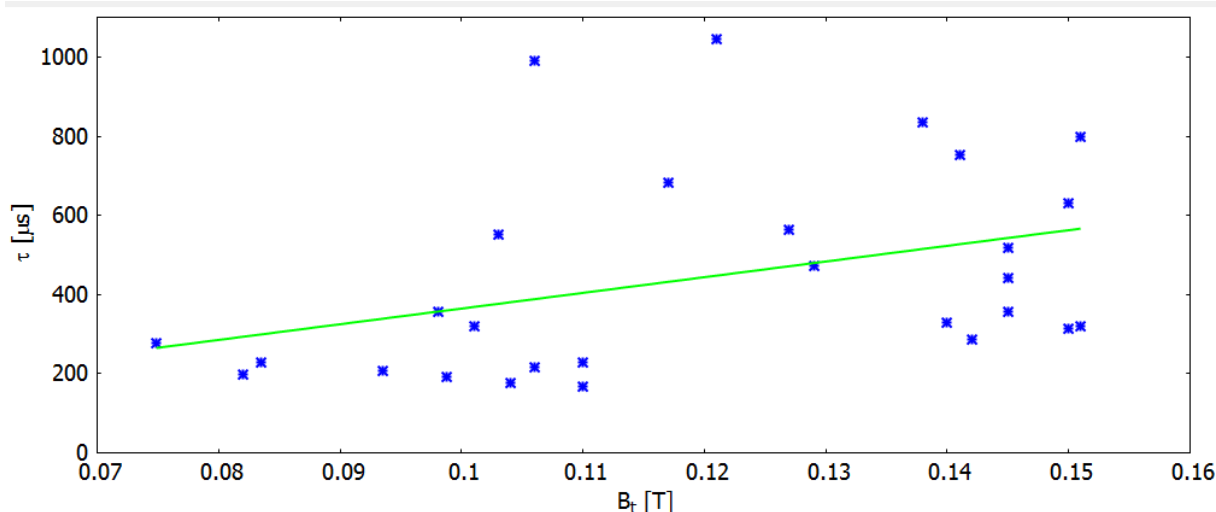


Obr. 29: Výboje s mikrovlnnou předionizací, závislost ionizační doby na indukci magnetického pole, hodnota U_{cd} - 300 V.

Tlak, stejně jako magnetická indukce, v rozsahu zkoumaného intervalu roste a jeho hodnoty se pohybují mezi 12 a 20 mPa. Ionizační doba se v rozmezí hodnot magnetické indukce 100 mT – 200 mT příliš nemění, dosahuje hodnot 300 μ s až 500 μ s, nejčastěji v okolí 400 μ s. Pro nižší hodnoty, pod 100 mT, se objevují nižší hodnoty, které se pohybují v rozmezí 100 μ s až 200 μ s. Proložení lineární závislosti získáme regresní rovnicí tvaru

$$\tau = 498 * B_t + 246 \quad (32)$$

Situace na obrázku 30 je podobná. Znázorňuje závislost ionizační doby u výbojů s mikrovlnnou předionizací na indukci toroidálního magnetického pole. Napětí na kondenzátorech toroidálního elektrického pole je taktéž rovno 300 V, tlak pracovního plynu dosahuje hodnot velmi blízkých 22,5 mPa.



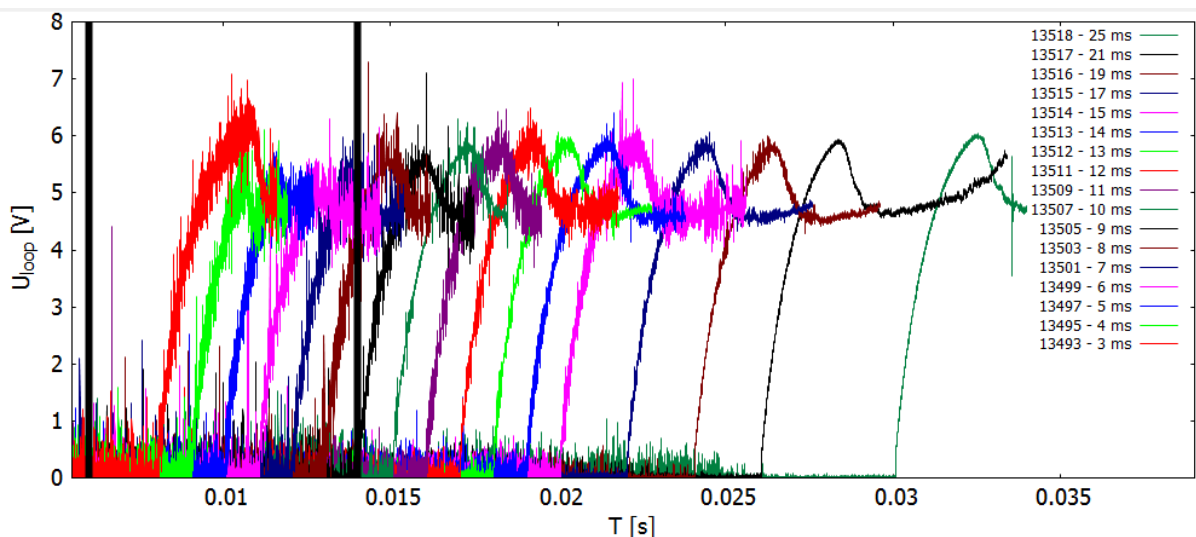
Obr. 30: Výboje s mikrovlnnou předionizací, závislost ionizační doby na magnetické indukci, hodnota $U_{cd} = 300$ V, tlak pracovního plynu $\sim 22,5$ mPa.

Výsledné hodnoty ionizační doby mají také podobný průběh. Pro magnetickou indukci menší než 100 mT dosahují hodnot blízkých 200 μ s, v rozmezí 170 μ s až 250 μ s. Se zvyšující se hodnotou magnetické indukce se zvyšují i hodnoty ionizační doby, většina výbojů dosahuje hodnot 400 μ s až 800 μ s, několikrát byla zaznamenána i ionizační doba dosahující téměř 1 ms. Proložení lineární závislostí získáme regresní rovnici tvaru

$$\tau = 3964 * B_t - 31 \quad (33)$$

6.4. Výboje s mikrovlnnou předionizací s proměnným zpožděním

V rámci studia počáteční fáze výboje byla uskutečněna série experimentů s mikrovlnnou předionizací, při které se měnilo zpoždění spuštění elektrického pole. Toroidální elektrické pole je možné spouštět nezávisle na toroidálním magnetickém poli, tak aby ke vzniku plazmatu a jeho průrazu došlo až při dostatečné hodnotě magnetického pole, která zajišťuje jeho dobré udržení. Toto zpoždění bylo voleno v intervalu 1 ms až 25 ms, se skoky po 1 ms, později 2 ms. Mikrovlnná předionizace, více popsaná v části 6.3 byla aktivní vždy v období 6 ms až 14 ms po zahájení datového sběru. Výsledky jsou zobrazeny na obrázku 31.



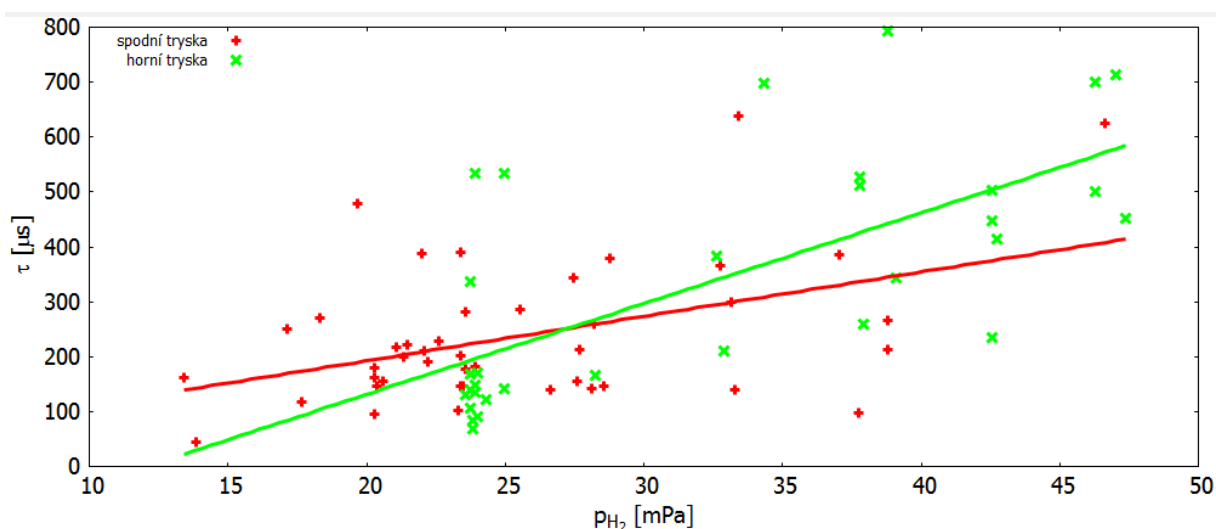
Obr. 31: Časové průběhy napětí na závit při výbojích s použitím mikrovlnné předionizace a s proměnným zpožděním spuštění magnetického a elektrického pole, výboje #13493-13511 liché, #13512-18.

Černé vertikální čáry ohraničují dobu, po kterou je aktivní předionizace mikrovlnami. Pro všechny výboje byly kondenzátory toroidálního elektrického pole nabíjeny na 300V a pro toroidálním magnetické pole na 400V. Zobrazené časové průběhy napětí na závit naznačují přítomnost plazmatu pro všechny použité hodnoty zpoždění, i pro ty, při kterých nastává spuštění elektrického pole až po vypnutí mikrovlnného zdroje. Znamená to, že nabitě částice vzniklé při předionizaci se v magnetickém poli tokamaku udrží na dobu delší, než je maximální možná doba záznamu na tokamaku GOLEM, nejsou odneseny ani polarizačním, ani $E \times \text{grad} B$ driftem. Při výbojích s vyššími hodnotami zpoždění jsou dokonce získávaná data hladší než při shodně nastavených výbojích spuštěných dříve.

6.5. Srovnávací výboje

Pro srovnání závislostí ionizační doby na způsobu předionizace byly zvoleny výboje ze stejných oblastí jako v částech věnovaných každému způsobu předionizace zvlášť.

Na obrázku 32 jsou zobrazeny závislosti ionizační doby na tlaku pracovního plynu. Jsou srovnávány výboje s horní a spodní předionizační tryskou. Hodnoty nabíjecích napětí byly voleny následovně $U_b = 600 \text{ V}$, $U_{cd} = 400 \text{ V}$.



Obr. 32: Výboje s použitím horní a spodní předionizační trysky, srovnání závislosti ionizační doby na tlaku pracovního plynu, hodnoty $U_b = 600 \text{ V}$, $U_{cd} = 400 \text{ V}$.

Hodnoty s použitím obou dvou trysek mají vzestupný charakter, hodnoty z horní trysky stoupají rychleji než pro spodní trysku. Proložení lineární závislostí získáme regresní rovnice tvaru

$$\tau = 8 * p + 31 \quad (34)$$

pro spodní trysku a

$$\tau = 17 * p - 199 \quad (35)$$

pro horní trysku. Hodnoty ionizační doby jsou nižší při použití horní trysky pro tlaky v oblasti 25 mPa. Experimenty jsou v této oblasti zhuštěné, ionizační doba nabývá hodnot 50 μs až 200 μs , pro nižší tlaky nebyly k dispozici vhodná data. Při růstu tlaku, pro hodnoty 30 mPa až 45 mPa, se hodnoty zvyšují a začínají převyšovat hodnoty při použití spodní trysky. V těchto oblastech se pohybují mezi 400 μs a 700 μs . Hodnoty ionizační doby při použití spodní trysky mají pozvolnější vzestup a jsou méně rozptýleny. V celém rozsahu tlaku, od 10 mPa do 50 mPa, se hodnoty ionizační doby pohybují převážně mezi 100 μs a 300 μs . Výjimečně je dosahováno vyšších hodnot a to mezi 300 μs a 500 μs . Pro vyšší tlaky, 33 mPa až 45 mPa, dosahují velice výjimečně hodnoty ionizační doby až 600 μs .

Na obrázku 33 je znázorněno porovnání závislostí ionizační doby na tlaku pracovního plynu. Při zpracovaných výbojích dosahovala indukce toroidálního magnetického pole hodnoty přibližně 150 mT, hodnoty nabíjecího napětí U_{cd} byly 400 V pro elektronové trysky a 300 V pro mikrovlnou předionizaci. Hodnoty pro elektronové trysky mají rostoucí charakter, pro horní trysku rostou výrazně pomaleji než pro spodní. Při použité mikrovlnné předionizaci mají hodnoty klesající charakter.

Proložení hodnot lineární závislosti dostáváme následující regresní rovnice

$$\tau = 5 * p + 75 \quad (36)$$

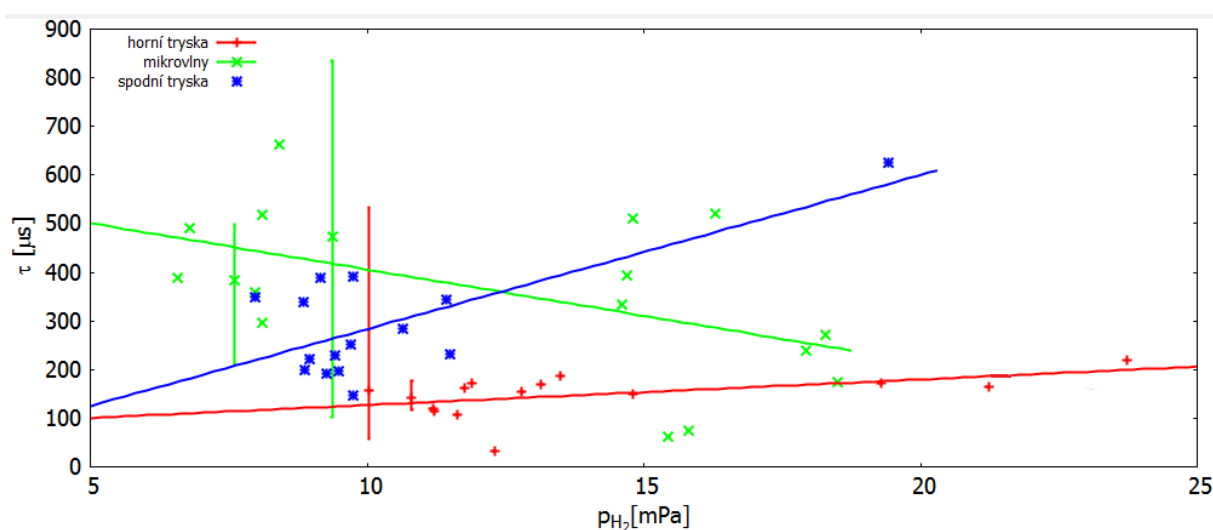
pro horní trysku

$$\tau = 32 * p - 33 \quad (37)$$

pro spodní trysku a

$$\tau = -19 * p + 597 \quad (38)$$

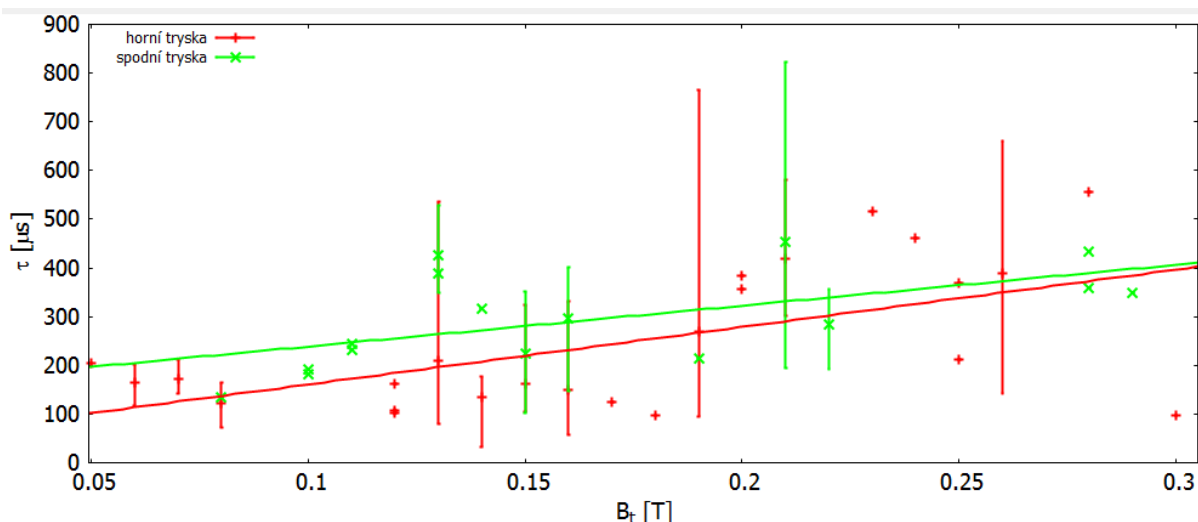
pro mikrovlnou předionizaci.



Obr. 33: Výboje se všemi typy předionizace, srovnání závislostí ionizační doby na tlaku pracovního plynu, hodnota magnetické indukce $B_t \sim 0,15$ T.

Pro horní trysku dosahují hodnoty ve valné většině 100 μ s až 200 μ s, zatímco při použití spodní trysky hodnoty vzrostou na téměř dvojnásobek, 100 μ s až 400 μ s. Také se zvýší jejich rozptyl, není velmi výrazný, ale je větší než při použití horní trysky. Hodnoty ionizační doby jsou při použití horní trysky, kromě hodnoty 10 mPa, okolo které se nachází velké množství experimentů, umístěné blízko u sebe. Pro tlak 10 mPa dosahuje ionizační doba hodnot od cca 60 μ s až po 550 μ s. Nejvyšších hodnot ionizační doby je dosahováno při použití mikrovlnné předionizace. Mají sice klesající charakter a při hodnotách tlaku vyšších než 15 mPa se svojí tendencí dostávají pod experimenty se spodní tryskou, ale ze spočtených hodnot jsou nejvyšší. Dosahují hodnot většinou od 100 μ s do 500 μ s, při tlacích nižších než 10 mPa stoupají i k 700 μ s až 800 μ s. Také dosahují nejvyššího rozptylu..

Na obrázku 34 je zpracováno porovnání závislostí ionizační doby na velikosti indukce toroidálního magnetického pole. Konstantní byla při těchto výbojích hodnota napětí pro generaci toroidálního elektrického pole, a sice 400 V. Tlak pracovního plynu se pohyboval v oblasti 9 mPa až 12 mPa.



Obr. 34: Výboje s horní a spodní předionizací, srovnání závislosti ionizační doby na indukci toroidálního magnetického pole, hodnota U_{cd} - 400 V.

Hodnoty při použití obou trysek mají rostoucí charakter. Ionizační doby při použití horní trysky rostou mírně rychleji, než při použití spodní, což ukazují i regresní rovnice

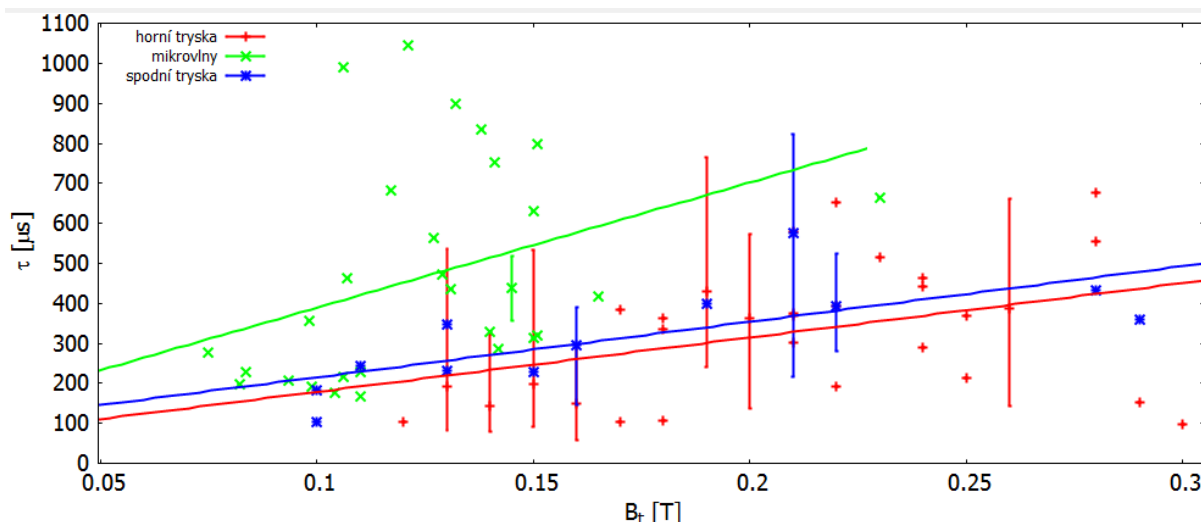
$$\tau = 1179 * B_t + 43 \quad (39)$$

pro horní trysku a

$$\tau = 839 * B_t + 155 \quad (40)$$

pro spodní trysku, získané proložením lineárních závislostí. Protože jsou hodnoty pro spodní trysku vyšší než pro horní trysku, rozdíly mezi nimi se se zvyšujícím tlakem snižují. Při předionizaci horní tryskou mají hodnoty ionizační doby poměrně malý rozptyl, dokud intenzita magnetického pole nedosáhne hodnoty 0,2 T, pohybují se převážně v rozmezí 80 μs až 250 μs . Poté se zvyšují na 300 μs až 600 μs , výjimečně až na hranici 700 μs a jejich rozptyl se také zvyšuje. Při předionizaci spodní tryskou má ionizační doba mírně vyšší hodnoty a ty mají méně výraznou vzestupnou tendenci, než při použití horní trysky. Z hodnot v rozmezí 100 μs až 300 μs pro indukce do 160 mT se zvýší až na hodnoty na úrovni 400 μs pro indukce 200 mT a větší.

Obrázek 35 porovnává výboje podle závislosti na indukci toroidálního magnetického pole. Tlak pracovního plynu dosahoval hodnot v okolí 10 mPa. Nabíjecí napětí kondenzátorů toroidálního elektrického pole dosahovalo hodnoty 400 V pro elektronové trysky a 300 V pro mikrovlnnou předionizaci.



Obr. 35: Výboje se všemi typy předionizace, srovnání závislostí ionizační doby na indukci toroidálního magnetického pole, tlak pracovního plynu $p_{H_2} \sim 10$ mPa.

Při použití předionizace spodní i horní tryskou vykazují hodnoty ionizační doby mírný vzestup s rostoucím magnetickým polem. Příslušné regresní rovnice mají tvar

$$\tau = 1369 * B_t + 43 \quad (41)$$

pro horní trysku a

$$\tau = 1388 * B_t + 77 \quad (42)$$

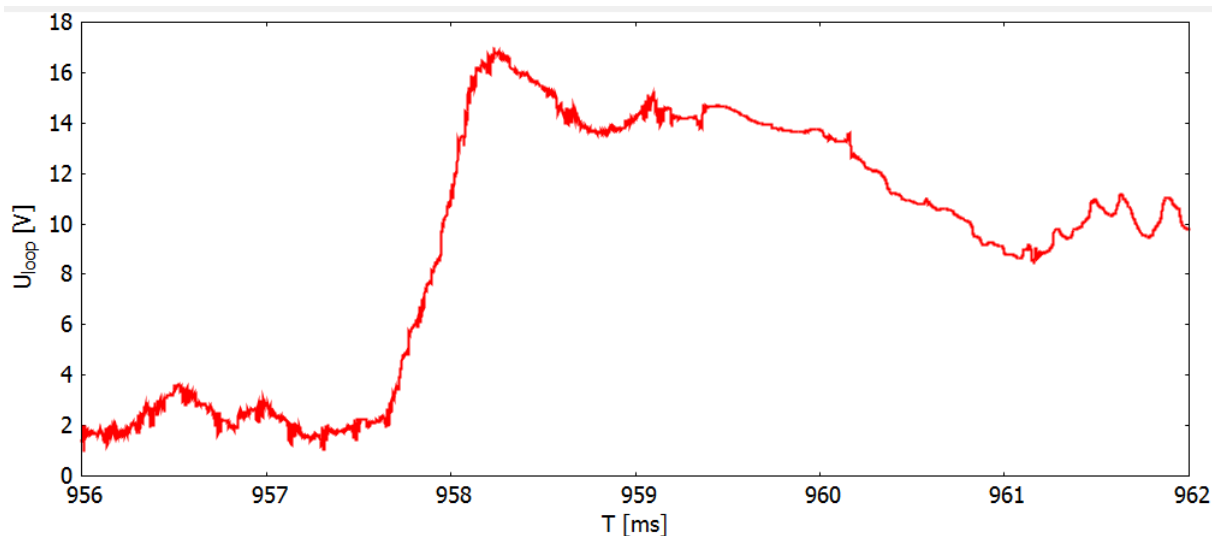
pro spodní trysku. Hodnoty pro obě trysky mají podobné hodnoty, rozptyl těch pro spodní trysku je menší. Pro indukce do 150 mT se pohybují mezi 100 μs a 300 μs a jejich rozptyl je minimální. Po překročení této indukce hodnoty stoupají na 300 μs až 500 μs . I jejich rozptyl se zvyšuje, objevují se například hodnoty z rozsahu 200 μs až 800 μs . Při použití horní trysky mají hodnoty v celém rozsahu vyšší rozptyl, pro indukce do 150 mT dosahují 100 μs až 500 μs . Po překročení této hranice se objevují i vyšší hodnoty, 600 μs až 700 μs . Celkově jsou střední hodnoty ionizační doby pro horní trysku většinou nižší než pro spodní trysku, ale svým vyšším rozptylem dosahují jak nižších, tak vyšších, někdy výrazně vyšších hodnot. Ionizační doba dosahuje nejvyšších hodnot pro předionizaci mikrovlnami. I tyto hodnoty s rostoucím magnetickým polem rostou, a to rychleji než při předionizaci tryskami. Regresní rovnice pro mikrovlnou předionizaci má tvar

$$\tau = 3131 * B_t + 77 \quad (43)$$

Tyto hodnoty mají poměrně velký rozptyl na celém rozsahu, ve kterém byly prováděny experimenty. Ionizační doba narůstá z hodnot na úrovni 100 μs až 300 μs pro indukce o velikosti 50 mT až 100 mT, až k hodnotám mezi 600 μs a 900 μs pro indukce 100 mT až 150 mT. Rozptyl těchto hodnot je taktéž nejvyšší, jsou zaznamenány i hodnoty dosahující 1 ms a pro srovnatelné hodnoty magnetické indukce kolísají hodnoty ionizační doby i o 400 μs či 600 μs .

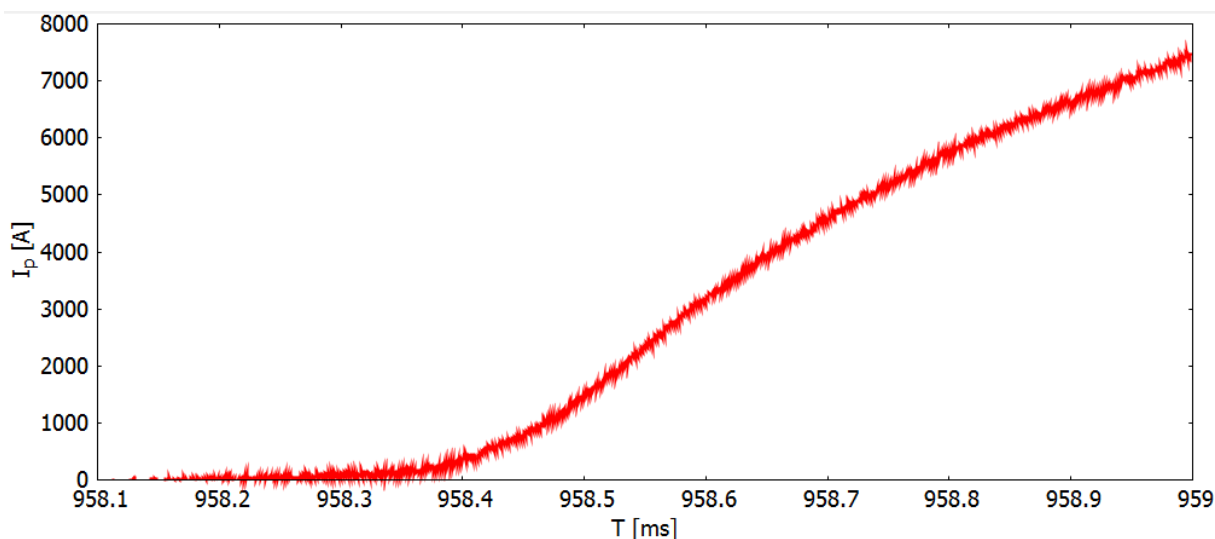
6.6. Tokamak COMPASS

Naznačený postup byl aplikován i na jeden výboj provedený na tokamaku COMPASS. Tokamak COMPASS je hlavním experimentálním zařízením oddělení tokamak ÚFP AV ČR. Byl zkonstruován v 80. letech 20. století v Culhamu, v Anglii. První plazma bylo zapáleno v roce 1989 a byly na něm prováděny četné průkopnické experimenty. V roce 1992 byl vybaven vakuovou komorou s průřezem tvaru D. Po této úpravě odpovídá COMPASS rozměry a tvarem plazmatu jedné desetíně plánovaného ITERu. Hlavní poloměr tokamaku je 0,56 m, vedlejší poloměr 0,18 m. Proud plazmatem dosahuje maximálních hodnot 200 kA, magnetické pole 1,3 T. Na obrázku 36 je zobrazen průběh napětí na závit při výboji #7000 na tokamaku COMPASS. Originální data byla vyhlazena mediánovým filtrem.



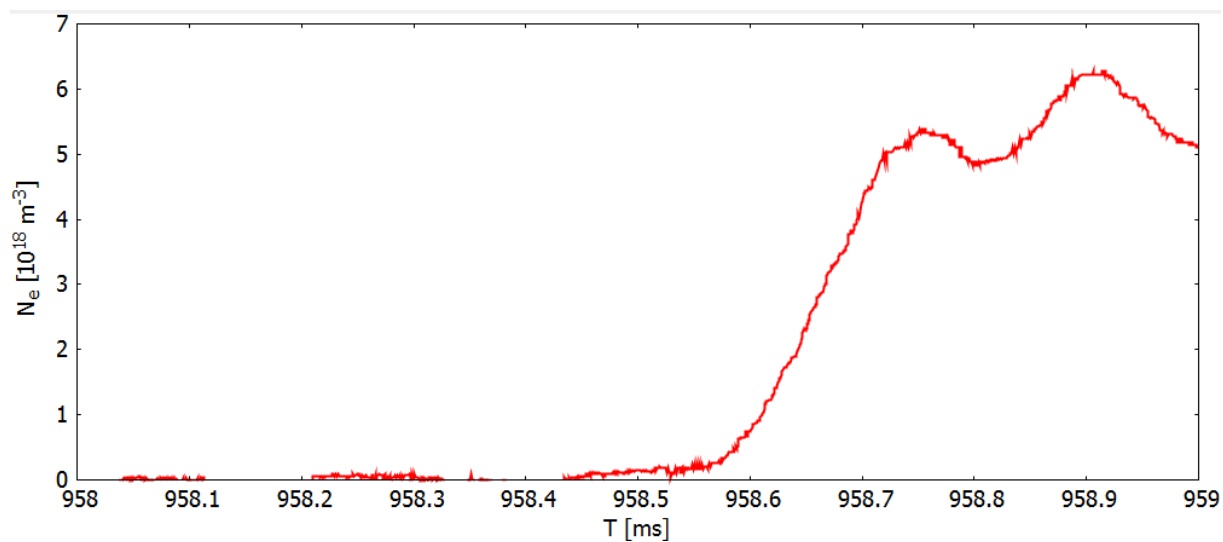
Obr. 36. Průběh napětí na závit, výboj #7000 na tokamaku COMPASS.

Pokles napětí indikující průraz plazmatu se nachází v čase přibližně 958 ms, breakdown voltage má hodnotu cca 17 V. Obrázek 37 zobrazuje průběh proudu plazmatem při téže výboji.



Obr. 37: Průběh proudu plazmatem, výboj #7000 na tokamaku COMPASS.

Exponenciální nárůst proudu k hodnotám přesahujícím 4 kA probíhá od času 958,2 ms do 958,6 ms. Na obrázku 38 je zobrazen průběh hustoty plazmatu.



Obr. 38: Průběh hustoty plazmatu, výboj #7000 na tokamaku COMPASS.

Hustota plazmatu má očekávaný exponenciální průběh, k maximální hodnotě cca $6 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ dostoupá v čase mezi 958,7 ms a 958,8 ms. Data z oblasti 958,4 ms až 958,7 ms byla použita pro výpočet ionizační doby. Její zjištěná hodnota je 120 μs .

7. Závěr

Počáteční fáze je nejdůležitější část experimentu, která rozhoduje o jeho úspěchu či neúspěchu. V rámci bakalářské práce byl v úvodu popsán princip termojaderné syntézy obecně a princip zařízení typu tokamak. Byly postupně odvozeny vztahy pro výpočet hustoty plazmatu z makroskopických parametrů výboje, mimo jiné tlaku pracovního plynu nebo napětí na závit. Experimentální data z tokamaku GOLEM a COMPASS byla použita k výpočtu hustoty plazmatu, z jejichž časového průběhu byla získána konstanta charakterizující její exponenciální nárůst. Tato veličina se nazývá ionizační doba. Ze zpracovaných závislostí je možné vyčíst některé zákonitosti. Zcela očividně tyto zákonitosti závisí na způsobu použité předionizace. Při použití mikrovlnné předionizace bylo dosahováno mnohem vyšších, až dvojnásobných hodnot ionizační doby než při předionizace elektronovými tryskami. Tyto hodnoty se vyznačují jak podobným chováním, tak rozdílnými podobami závislostí. Všeobecně se jako rostoucí jevila závislost na tlaku pracovního plynu. Tato závislost však byla ovlivňována ostatními volenými parametry. S rostoucím napětím pro generaci toroidálního elektrického pole se jejich růst snižoval. Růst napětí pro generaci toroidálního magnetického pole měl stejný efekt, jen rychlost poklesu byla menší. Závislosti ionizační doby na indukci toroidálního magnetického pole se již mezi tryskami odlišují. Zatímco pro horní trysku mají klesající tendenci, pro spodní a stejně tak pro mikrovlnou je charakter již rostoucí. Rychlost růstu je u těchto dvou způsobů prakticky stejná. Stejně tak závislosti na velikosti intenzity toroidálního elektrického pole. Hodnoty ionizační doby jsou pro horní trysku přímo úměrné velikosti této intenzity, zatímco pro spodní nastává setrvalý stav, případně mírný pokles. Velmi zajímavý výsledek přineslo studium experimentů s využitím mikrovlnné předionizace. Při zvyšování prodlevy mezi sepnutím toroidálního magnetického a elektrického pole se uchovaly podmínky pro vznik plazmatu i pro zpoždění, které bylo na hranici měřitelnosti datového sběru na tokamaku GOLEM. Vlastnosti plazmatu, například jeho doba života nebo napětí při průrazu byly pro celé rozpětí posunu – 3 ms až 30 ms – podobné. Pro vysvětlení těchto jevů a určení jejich významu jsou nutné další experimenty podobného typu.

8. Citovaná literatura

1. **Chen, F. F.** *Introduction to plasma physics and controlled fusion*. místo neznámé : Plenum Press, 1974, 1984. české vydání Úvod do fyziky plazmatu, Academia, Praha 1984.
2. **prof. Ing. Martin Libra, CSc., RNDr. Jan Mlynář, Ph.D., Ing. Vladislav Poulek, CSc.** *Jaderná energie*. 1. vydání. Praha : ILSA, 2012. str. 176. ISBN 978-80-904311-6-4.
3. **Řípa M., Weinzettl V., Mlynář J., Žáček F.** *Řízená termojaderná syntéza pro každého*. 2. vydání. Praha : Ústav fyziky plazmatu AV ČR, ČEZ, 2005. ISBN 8090272479.
4. Vysokoteplotní plazma na tokamaku GOLEM, Úloha 13A, Praktikum KF FJFI II. [Online] [Citace: 12. 4 2014.] http://praktikum.fjfi.cvut.cz/pluginfile.php/2757/mod_resource/content/6/uloha13A_v6.pdf.
5. Měření teploty plazmatu v tokamaku GOLEM, Úloha 13B, Praktikum KF FJFI II. [Online] [Citace: 12. 4 2014.] http://praktikum.fjfi.cvut.cz/pluginfile.php/2756/mod_resource/content/8/uloha13B_v6.pdf.
6. **Stöckel, J.** *Plasma start-up in tokamaks*. prezentace v rámci Zimní školy fyziky plazmatu FJFI ČVUT, Mariánská 2010.
7. **Mlynář, J.** *Termojaderná fúze ve hvězdách*. přednáška pro 3. ročník BS, Úvod do termojaderné fúze, FJFI ČVUT, 2014.
8. **Mlynář, J.** *Fúzní jaderné reakce*. přednáška pro 3. ročník BS, Úvod do termojaderné fúze, FJFI ČVUT, 2014.
9. ITER - the new way to energy. [Online] [Citace: 22. březen 2014.] <http://www.iter.org/sci>.
10. CO JSOU BOLOMETRY A MIKROBOLOMETRY? | Automatizace.HW.cz. [Online] [Citace: 30. duben 2014.] <http://automatizace.hw.cz/clanek/2005111601>.
11. GOLEM Tokamak Wiki. [Online] [Citace: 20. duben 2014.] <http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/>.
12. Vessel cleaning methods | EFDA. [Online] [Citace: 20. duben 2014.] <https://www.efda.org/fusion/jet-tech/jet-vessel-baking/>.
13. Termojaderná fúze | Materiály 21. století. [Online] [Citace: 1. březen 2014.] <http://www.materialy21.cz/termojaderna-fuze>.
14. LatAm Threads - Evo Morales and Bolivia's Lithium Deposits. [Online] 4. duben 2014. <http://latam-threads.blogspot.cz/2013/09/evo-morales-and-bolivias-lithium.html>.
15. FusionScience.org: The Leading Fusion Science Site of the Net. [Online] 4. duben 2014. <http://www.fusionscience.org/technical/ASlides/ASlides.html>.
16. Jak Dosáhnout 150 000 000°C? | Atomová energie, zpravodajství - portál Atominfo.cz. [Online] 4. duben 2014. <http://atominfo.cz/2013/11/jak-dosahnout-150-000-000-c/>.

17. EFDA/*European Fusion Development Agreement*. [Online] [Citace: 4. duben 2014.] <http://www.efda.org/wpcms/wp-content/uploads/2011/07/7c.jpg>.
18. **Todd, N. T. a G., Windsor C.** [Online] [Citace: 7. duben 2014.] <http://freespace.virgin.net/colin.windsor/fusrev/fusrev.htm>.
19. GOLEM @ FJFI.CVUT. [Online] [Citace: 24. duben 2014.] golem.fjfi.cvut.cz.
20. Ryan Hamerly - Laser Fusion. [Online] [Citace: 1. červen 2014.] <http://www.stanford.edu/~rhamerly/cgi-bin/Ph240/Ph240-2.php>.
21. **Smetana, Martin.** *aldebaran*. [Online] [Citace: 4. duben 2014.] http://www.aldebaran.cz/bulletin/2003_39/tokamak.gif.
22. **Eester, Dirk van.** ITER and Fusion Energy. [Online] 4. duben 2014. <http://iter.rma.ac.be/en/physics/plasmaheating/index.php>.
23. **Wesson, J. A. a Campbell, D. J.** *Tokamaks*. 4th edition. Oxford : Oxford University Press, 2011. str. 812. ISBN - 0199592233.
24. **H. Prinzler, P. Heymann, J. Stöckel, J. Babalec, F. Žáček, K. Jakubka, V. Kopecký.** Investigation of the start up phase in the TM-1-MH tokamak. *Czech. J. Phys.* 34, (7) 665-679 1984.
25. **A. Raicu, T. Ionescu-Bujor, A. Pantea, V. Valeanu, J. Badalec, K. Jakubka, V. Kopecký, J. Stöckel, M. Valovič, F. Žáček.** The thermal ionization phase during the plasma formation in TM-1-MH tokamak. *Czech. J. Phys.* 37, (7) 850-861 1987.