

STŘEDOŠKOLSKÁ ODBORNÁ ČINNOST

Obor č. 2: Fyzika

Vliv tlaku pracovního plynu na generaci ubíhajících elektronů v tokamaku GOLEM

**Elena Pumprlová
Jihomoravský kraj**

Brno 2022

STŘEDOŠKOLSKÁ ODBORNÁ ČINNOST

Obor č. 2: Fyzika

Vliv tlaku pracovního plynu na generaci ubíhajících elektronů v tokamaku GOLEM

Influence of working gas pressure on generation of runaway electrons in tokamak GOLEM

Autoři: Elena Pumprlová

Škola: Gymnázium Brno, Slovanské náměstí, příspěvková organizace, Slovanské náměstí 1804/7, 621 00 Brno

Kraj: Jihomoravský kraj

Konzultant: Ing. Jaroslav Čeřovský

Brno 2022

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou práci SOČ vypracoval/a samostatně a použil/a jsem pouze prameny a literaturu uvedené v seznamu bibliografických záznamů.

Prohlašuji, že tištěná verze a elektronická verze soutěžní práce SOČ jsou shodné.

Nemám závažný důvod proti zpřístupňování této práce v souladu se zákonem č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon) ve znění pozdějších předpisů.

V Brně dne

Elena Pumprlová

Poděkování

Za pomoc, ochotu a čas děkuji především Ing. Jaroslavu Čerovskému, který mě provedl celým tématem a bez něhož by tato práce nemohla vzniknout. Děkuji též Ing. Kateřině Hromasové za důkladnou teoretickou přípravu a Ing. Vojtěchu Svobodovi, CSc. za možnost podílet se na výzkumu na tokamaku GOLEM.

Anotace

Tato práce se zabývá vlivem tlaku pracovního plynu na vznik ubíhajících elektronů v tokamaku GOLEM. Cílem práce je popsat tuto závislost a zmapovat generaci ubíhajících elektronů v průběhu výboje. Teoretická část popisuje tematiku ubíhajících elektronů, praktická část ověřuje hypotézu: při nižším tlaku plazmatu bude počet ubíhajících elektronů v plazmatu vyšší než při tlacích vyšších hodnot. Experimentální část dále zahrnuje analýzu dat, jež podává obraz průběhu generace ubíhajících elektronů během výboje. Ke sběru dat byly použity scintilační detektory, analýza naměřených výsledků byla provedena prostřednictvím programovacího jazyka Python. Experiment potvrdil hypotézu a dosažené výsledky poskytly náměty na další studium.

Klíčová slova

tokamak; ubíhající elektrony; scintilační detektory; tlak plazmatu

Annotation

This study investigates how working gas pressure affects the generation of runaway electrons in the tokamak GOLEM. The aim is to describe this relationship and the course of runaway electron generation in tokamak. The theoretical framework of this study inquiries into the topic of runaway electrons, the practical part tests a hypothesis: in low pressure plasma the number of runaway electrons is going to be greater than in plasma of higher pressure. The experimental part also includes the data analysis, which portrays the course of generation of runaway electrons. Scintillation detectors were used to collect the data, the analysis of values measured was conducted in the programming language Python. The experiment confirmed the hypothesis and the results opened new subjects to study more closely.

Keywords

tokamak; runaway electrons; scintillation detectors; plasma pressure

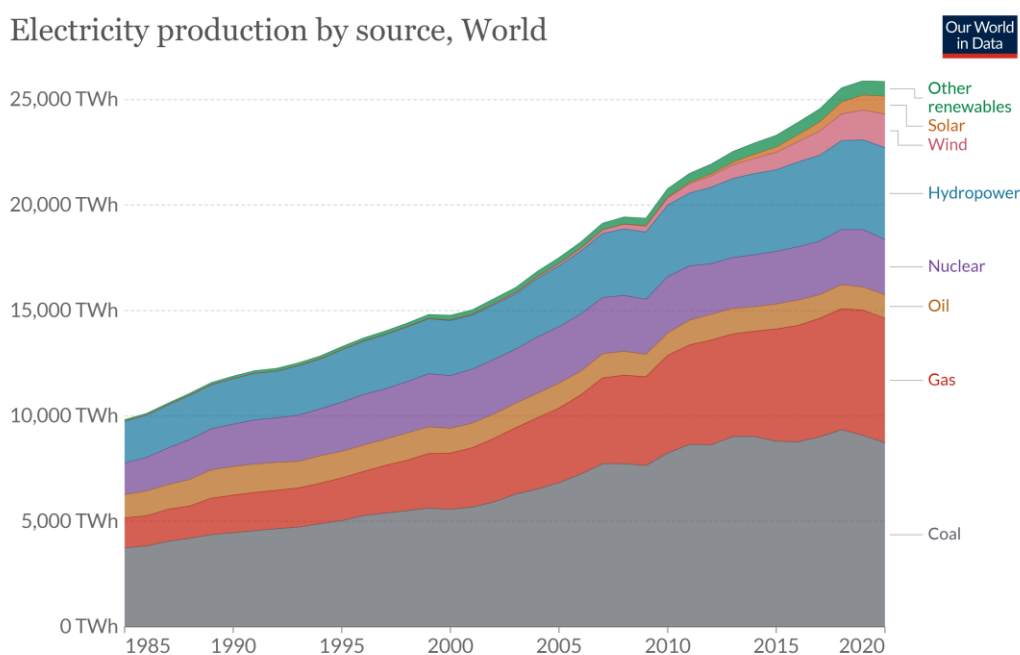
Obsah

Úvod	6
1 TOKAMAK	8
1.1 Termonukleární fúze	8
1.1.1 Jaderná fúze	8
1.1.2 Fúzní reakce v tokamaku	8
1.2 Udržení plazmatu	9
1.2.1 Lawsonovo kritérium.....	9
1.2.2 Magnetické a inerciální udržení.....	10
1.2.3 Problematika magnetického udržení.....	10
1.3 Princip a komponenty tokamaku	11
1.3.1 Tokamak jakožto transformátor.....	11
1.3.2 Konfigurace magnetického pole v tokamaku	12
1.4 Tokamak GOLEM.....	13
1.4.1 Technické specifikace.....	14
2 UBÍHAJÍCÍ ELEKTRONY	14
2.1 Vznik ubíhajících elektronů	14
2.1.1 Primární mechanismy	15
2.1.2 Sekundární mechanismy	19
2.1.3 Srovnání mechanismů vzniku.....	20
2.2 Ztráty energie ubíhajících elektronů – interakce se stěnou tokamaku	20
2.2.1 První způsob: interakce ubíhající elektron-elektron	20
2.2.2 Druhý způsob: interakce ubíhající elektron-jádro.....	21
3 METODIKA	22
3.1 Scintilační detektory.....	22
3.1.1 Princip měření scintilačními detektory	22
3.2 Základní diagnostika plazmatu.....	23
4 VLIV TLAKU PRACOVNÍHO PLYNU NA GENERACI UBÍHAJÍCÍCH ELEKTRONŮ	25
4.1 Pulsy signálu z CeBr-b	26
4.2 Počet pulsů za jednu milisekundu	29
4.3 Spektrum energií jednotlivých výbojů	31
4.4 Závislost počtu ubíhajících elektronů na tlaku pracovního plynu	33
4.5 Srovnání se scintilátory YAP-a, CeBr-a, NaI(Tl)-a	34
5 Závěr a diskuse.....	35
Zdroje.....	36
Příloha.....	39

ÚVOD

S rostoucí lidskou populací a postupujícím vývojem všech států světa rychlým tempem stoupá (s)potřeba elektrické energie. I přes negativní vlivy, jež přináší spalování fosilních paliv, je stále tento způsob výroby elektřiny ve většině zemí světa intenzivně využíván a protěžován. Emisí skleníkových plynů energetický průmysl podstatnou měrou přispívá ke globálnímu oteplování, jehož důsledky se již v současné době stávají patrné. [22]

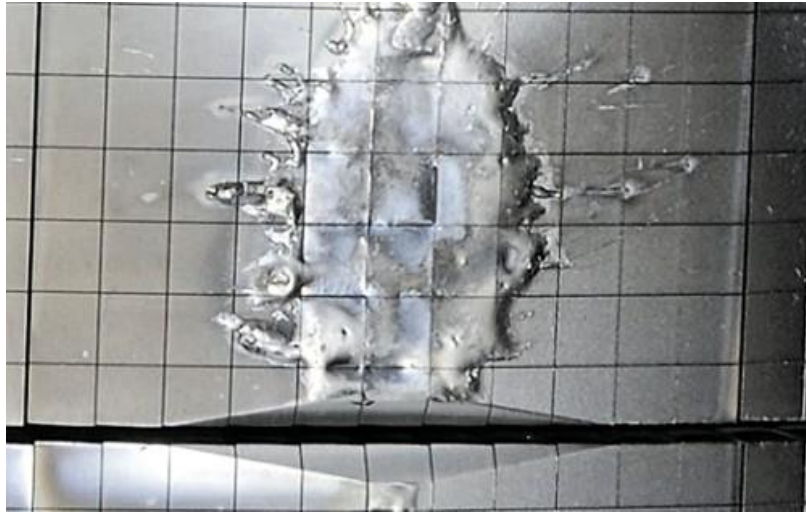
Obnovitelné zdroje šetří životní prostředí, ale nejsou stabilní, tj. nedokážou zajistit stálý přísuv energie do spotřebitelské sítě, a od štěpení jádra se některé státy odklání ať už z důvodů bezpečnostních, či politických. Využití termojaderné fúze v energetice se tedy nabízí jako progresivní řešení problémů, jimž lidstvo v budoucnu bude muset čelit. [23] V současné době je nejrozvinutějším konceptem právě tokamak, který představuje bezpečný, účinný a k životnímu prostředí šetrný zdroj energie, [22] stále však nejsou plně vyřešeny všechny technické obtíže a na celosvětové úrovni tokamak zůstává předmětem výzkumu. Jednou z otázek je též problematika ubíhajících elektronů.



Obr. 1: Graf ukazuje množství vyrobené elektřiny v letech 1985-2020, rozlišeny jsou jednotlivé zdroje elektrické energie. Ty, které jsou k prostředí šetrné, jsou dle grafu stále v menšině; převzato z [24]

Protože energie těchto částic dosahuje vysokých hodnot, při nárazu svazku ubíhajících elektronů do vnitřní stěny vakuové komory může dojít k výraznému poškození komponentů tokamaku. Takové situaci se z technických i finančních důvodů vědci snaží zabránit, o závažnou komplikaci se jedná zejména u velkých zařízení jako je např. ITER. Živou otázkou fúzního výzkumu jsou tedy mimo jiné metody, jak předejít vzniku ubíhajících elektronů či jak generaci takových částic zcela potlačit. [7]

Stále se jedná o tematiku relativně novou, proto shromažďováním dat o chování a vlastnostech ubíhajících elektronů vytváříme nezbytné podklady pro nalezení účinných postupů, jak problém řešit.



Obr. 2: Poškození vnitřní části komory tokamaku JET způsobené ubíhajícími elektrony, převzato z [25]

Tato práce se zabývá zkoumáním vlivu tlaku pracovního plynu na generaci ubíhajících elektronů v tokamaku GOLEM. Cílem práce je popsat závislost vzniku ubíhajících elektronů na tlaku pracovního plynu (potažmo plazmatu) a zanalyzovat průběh generace ubíhajících částic pomocí dat získaných ze scintilačních detektorů, jež zaznamenávají brzdné záření emitované ubíhajícími elektrony při nárazu do stěny komory tokamaku.

TEORETICKÁ ČÁST

1 TOKAMAK

Tokamak (z ruského **тороидальная камера с магнитными катушками**, tj. toroidní komora v magnetických cívkách), je původně ruský koncept, navržený v 50. letech minulého století. Jedná se o zařízení, které využívá magnetického pole k udržení plazmatu. V budoucnu tokamak potenciálně umožní využívat termonukleární fúzi k výrobě elektrické energie.

1.1 Termonukleární fúze

1.1.1 Jaderná fúze

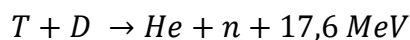
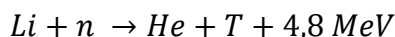
Termonukleární fúze je jeden z typů jaderných reakcí¹, kdy se dvě jádra lehčích prvků srážkou spojí v těžší jádro. Kvůli stejnému náboji obou jader působí proti srážce Coulombova síla. Aby částice mohly překonat coulombovskou bariéru, musí reaktanty disponovat dostatečným množstvím kinetické energie. Jedním ze způsobů, jak energii jádrům dodat je materiál zahřát na vysoké teploty, proto tento typ fúze nazýváme termonukleární. [1]

Překonají-li částice coulombovskou bariéru, začnou na ně působit přitažlivé jaderné síly nezávislé na náboji. Aby spojením částic vzniklo jádro, musí jaderné síly vykonat práci, je tedy spotřebována část energie celé soustavy, jež klesne o tzv. vazebnou energii. V důsledku ekvivalence hmotnosti a energie má tedy jádro sloučeného prvku menší hmotnost, než je součet hmotností jednotlivých nukleonů, jež ho tvoří. Tento rozdíl nazýváme hmotnostní schodek. Velikost uvolněné vazebné energie pak odpovídá právě hmotnostnímu úbytku podle vzorce $\Delta E = \Delta mc^2$. [2]

Fúze těžších jader má zápornou energetickou bilanci, proto se v energetice neuvažuje. Jaderná síla u těžších prvků již nepůsobí na všechny nukleony, energie se tedy nebude uvolňovat. Naopak, aby se jádra těžších prvků spojila, musíme energii dodat. Nejvíce energie se uvolní termálním slučováním jader izotopů nejlehčího prvku – vodíku. [1]

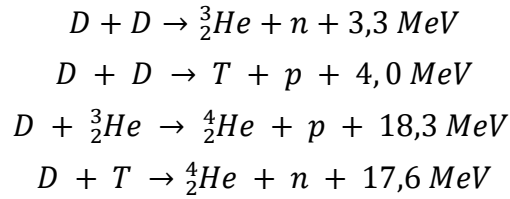
1.1.2 Fúzní reakce v tokamaku

První generace fúzních reaktorů využívala reakci deuteria a tritia. Díky velkému účinnému průřezu této reakce tokamak snáze může dosáhnout energetického zisku. Tritium se získá přímo v tokamaku reakcí lithia a neutronu.



¹ Obvykle rozlišujeme 3 typy jaderných reakcí: transmutace, štěpení a syntéza (fúze). [33]

Dnes většina tokamaků využívá reakce slučování jader deuteria [1]:



V následujících generacích fúzních zařízení se budou využívat takové reakce, jejichž produkty nejsou neutrony (př. slučování jader boru a vodíku). Bezneutronová fúze poskytne mnoho výhod z hlediska energetického zisku i větší šetrnosti ke komponentům tokamaku. [3]

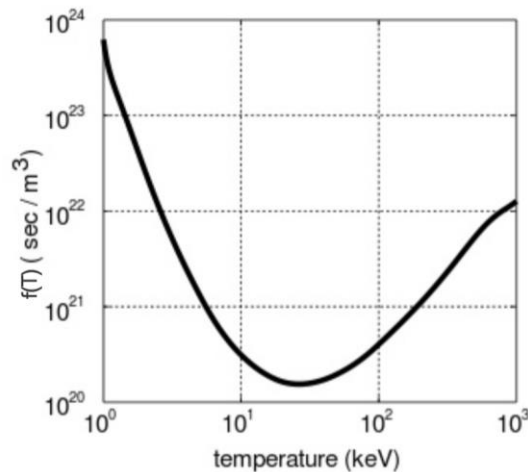
1.2 Udržení plazmatu

1.2.1 Lawsonovo kritérium

Energetická bilance reaktoru je vyjádřena Lawsonovým kritériem:

$$n\tau_E \geq f(T)$$

Součin hustoty atomových jader n a času udržení plazmatu τ_E musí být větší nebo roven funkci teploty T . Tento vztah formuluje takové podmínky, při jejichž dosažení vznikne větší množství energie, než je potřebné k ohřevu a náhradě ztrát zářením. [19] Teplota, která odpovídá energii dostačující pro průběh termonukleární fúze, se pohybuje kolem 200 milionů Kelvinů (např. při reakci deuteria a tritia musí teplota dosáhnout 160 milionů Kelvinů) a odpovídá minimu funkce $f(T)$. [3] [4]



Obr. 3: Na obrázku je graf funkce $f(T)$ pro reakci deuteria a tritia, funkce dosahuje minima právě při výše uvedených teplotách; upraveno a převzato z [34]

Lawsonovo kritérium vyjadřuje podmínky dosažení energetické rovnováhy. Specificky se hodnota stanovuje pro tři případy: scientific breakeven (rovnováha fúzního výkonu a výkonu ohřevu plazmatu), ignition (tj. zapálení, rovnováha fúzního výkonu absorbovaného v plazmatu a ztrátového výkonu plazmatu), engineering breakeven (rovnováha výkonu fúzní elektrárny a vlastní spotřeby elektrárny).

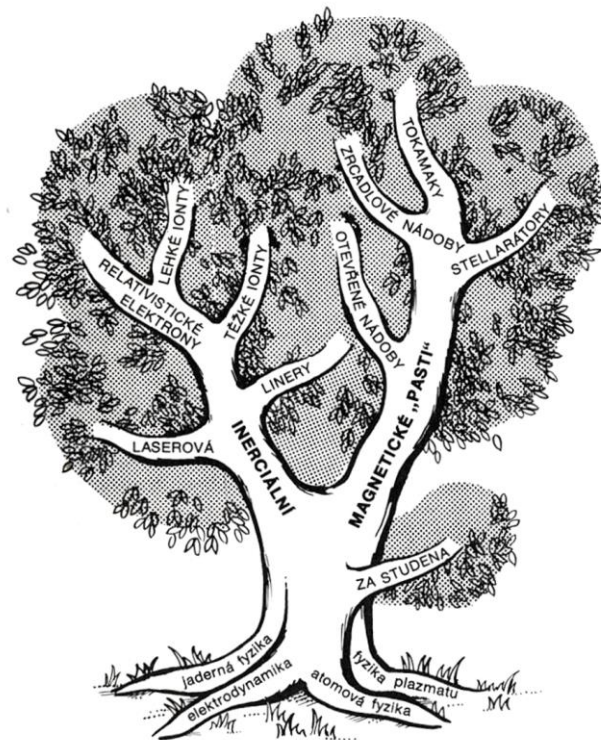
V praxi se používá upravený tvar Lawsonovy nerovnice, tzv. trojný součin:

$$nT\tau_E \geq g(T)$$

Maximální dosažitelná hodnota tlaku v plazmatu, který je charakterizován výrazem nT , je pro daný tokamak konstantní, a pro výpočet konkrétních požadavků energetické rovnováhy je proto trojný součin vhodnější. [3]

1.2.2 Magnetické a inerciální udržení

Energetické rovnováhy lze podle Lawsonova kritéria dosáhnout buď udržením vysoké hustoty po krátký čas (tzv. inerciální udržení plazmatu), nebo udržením nízké hustoty po delší čas (tzv. magnetické udržení plazmatu). Inerciální udržení není z mnoha důvodů (nízká účinnost, přílišné zatížení komponent zařízení atd.) pro energetiku vhodné. [3] Výzkum se tedy ubírá spíše cestou magnetického udržení. Využívá se zde skutečnosti, že magnetické pole vhodné konfigurace je schopno „uvěznit“ celý prstenec plazmatu. Předěje se tak roztavení materiálu komory, jenž by podlehl vysoké teplotě, zatímco na magnetické pole teplota plazmatu nemá vliv. [4]



Obr. 4: „Strom termojaderných systémů“, upraveno a převzato z [15]

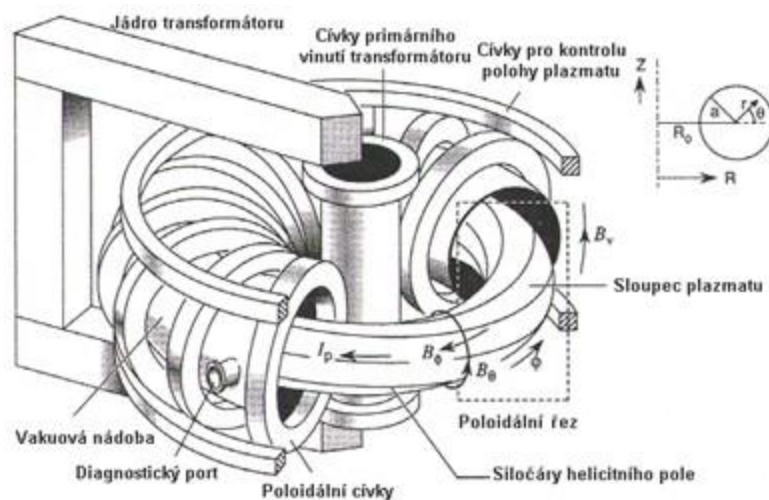
1.2.3 Problematika magnetického udržení

Prvotním otazníkem magnetického udržení plazmatu se stala konfigurace magnetického pole, následně se hledal způsob, jak dané pole vytvořit. Linie reaktorů využívajících magnetického udržení se postupně rozvětvovala a vznikala zařízení využívající různých principů, např. lineární – (theta) pinče, magnetická zrcadla, i kruhové – stellarátory, toroidální pinče, tokamaky.

Nezávisle na typu však zařízení většinou selhávala v udržení plazmatu po delší časový interval a kvůli nestabilitám docházelo k disrupcím. Výsledky dosažené tokamaky se zatím zdají nejpříznivější právě díky atributům, kterými se tokamaky odlišují od ostatních experimentů (tj. přítomnost silného toroidálního pole a zahřívání plazmatu elektrickým proudem za vzniku pole poloidálního). [4]

1.3 Princip a komponenty tokamaku

Komponenty tokamaku rozčleňujeme na chladicí, vakuový a magnetický systém. Základem zařízení jsou vakuová komora, jejíž jádro tvoří transformátor s centrálním solenoidem, a cívky toroidálního a poloidálního magnetického pole. Ty jsou doplněny cívkami korekčními a stabilizačními. [6]



Obr. 5: Schematický popis tokamaku, převzato z [16]

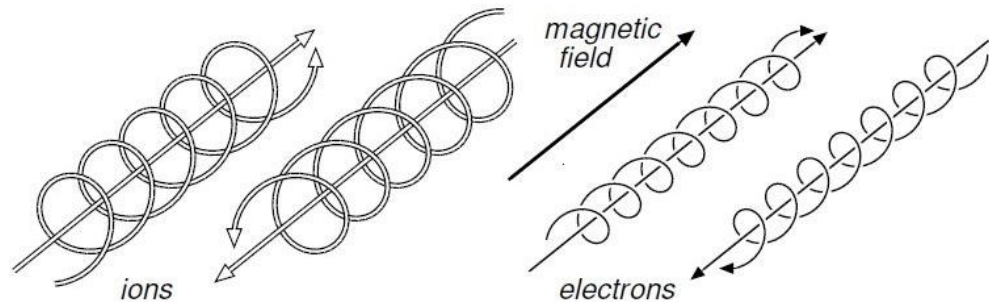
1.3.1 Tokamak jakožto transformátor

Ze své podstaty je tokamak velkým transformátorem, který generuje v plazmatu silný toroidální proud, a tedy i poloidální magnetické pole. Primární vinutí transformátoru představuje centrální solenoid, sekundární vinutí potom samotné plazma ve vakuové komoře. [7] Při prvotním průrazu dojde k ionizaci plynu a indukovaný elektrický proud současně plazma zahřívá. Tato metoda se využívá pro ohřev na teploty do 50 milionů Kelvinů, poté již není účinná kvůli minimálnímu odporu plazmatu. [6] Další ohřev zajistí buď svazek neutrálních částic, nebo elektromagnetické vlny určité frekvence (tzv. cyklotronový ohřev). [8] Indukce proudu na transformátoru však probíhá pouze při změně (růstu) elektrického pole, resp. proudu. Velikost proudu však v určitém čase dosáhne maximální hodnoty, jakou je napájecí zařízení schopno tokamaku dodat, a celý proces se musí opakovat. Tokamaky tedy fungují v pulzním režimu. To představuje problém pro rozvod elektrického proudu do spotřebitelské sítě, proto bude muset být tokamak vybaven dalšími zařízeními, jež umožní udržení plazmatu v intervalu mezi pulzy. „Zvažovány byly například vytvoření doplňkového magnetického pole pro udržení plazmatu v době přerušování proudu v plazmatu, vlečná neinduktivní generace elektrického proudu v plazmatu pomocí elektromagnetických vln, využití samoindukovaných tzv. bootstrap proudů, vznikajících na základě gradientů hustoty plazmatu, a další způsoby.“ [4]

1.3.2 Konfigurace magnetického pole v tokamaku

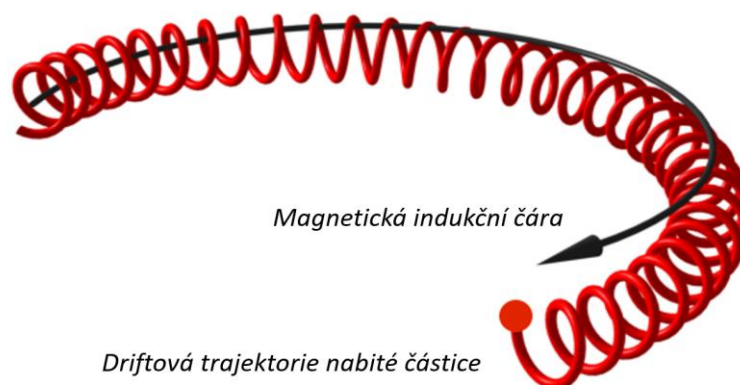
Částice s nábojem, jež tvoří plazma, se pohybují podél siločar magnetického pole. Aby nedošlo k poškození komory nárazem částic, siločáry magnetického pole by měly být uzavřeny. Nabízí se tedy využít toroidální magnetické pole generované (toroidálními) cívkami. [9]

Rychlost nabitých částic lze rozložit na složku kolmou a podélnou k magnetickému poli. V důsledku kolmé rychlosti částice rotuje kolem siločáry s určitou cyklotronní frekvencí a Larmorovým poloměrem. Vlivem podélné rychlosti se částice pohybuje kupředu.



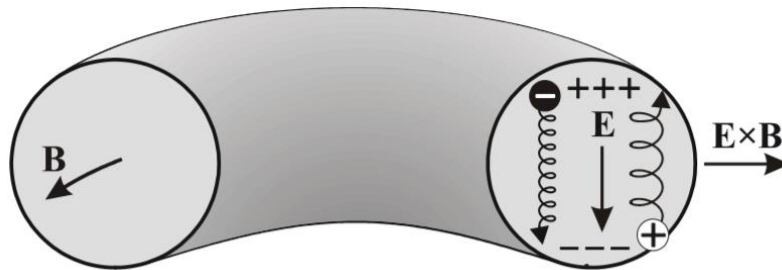
Obr. 6: Pohyb nabitých částic v magnetickém poli, převzato z [17]

Magnetické pole má však dle Ampérova zákona kvůli jeho zakřivení gradient $\nabla B \sim \frac{1}{R}$. Toroidální magnetické pole je tedy nepřímo úměrné vzdálenosti R od osy tokamaku. Dalším důsledkem zakřivení je působení dostředivé síly. Z této skutečnosti vyplývá, že pravidelný cyklotronní pohyb bude narušen a částice budou driftovat (sčítá se drift toroidálního gradientu a drift zakřivení), tzn. že při pohybu částice od hlavní osy tokamaku Larmorův poloměr roste, naopak když se částice pohybuje k hlavní ose tokamaku Larmorův poloměr se zmenšuje. Cyklotronní frekvence závisí na náboji, proto i ionty a elektrony rotují i driftují opačným směrem.



Obr. 7: Drift částice v toroidálním magnetickém poli, upraveno a převzato z [18]

V případě, kdy nastane výše popsaná situace, tedy dojde k polarizaci plazmatu. Vznik vertikálního elektrického pole by způsobil $E \times B$ drift, částice by byly vytlačovány z torusu a narazily by do stěny komory. Aby se tomu zabránilo, zavádí se magnetické pole poloidální. [10]



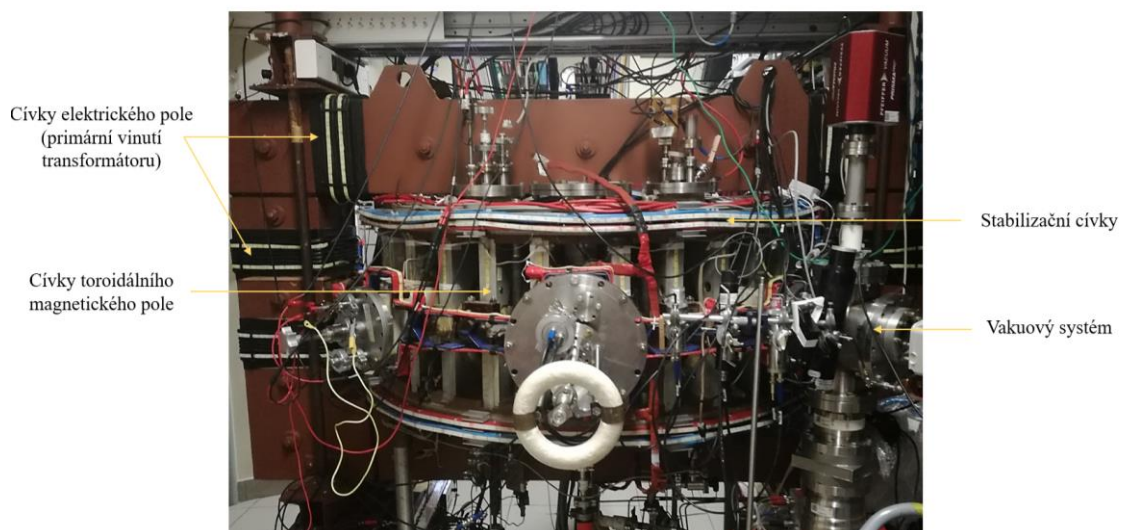
Obr. 8: „Drifty v toroidální geometrii“, převzato z [19]

Nabité částice sledují siločáry výsledného pole a již k separaci náboje nedochází. Poloidální magnetické pole je indukováno silným proudem v plazmatu a stabilizováno poloidálními cívkami. [11] Cívky korekční a stabilizační slouží ke generaci doplňkových magnetických polí pro regulaci tvaru nebo polohy plazmatu. [6]

Výsledné magnetické pole má tedy tvar šroubovice, právě jeho helicity zajišťuje stabilitu plazmatu a umožňuje udržení částic ve vakuové komoře. [10] V praxi se často používá tzv. střížné magnetické pole, kdy se úhel sklonu magnetických siločar mění se vzdáleností od středu plazmatu. [11]

1.4 Tokamak GOLEM

Tokamak GOLEM je v současnosti nejmenší a nejstarší funkční tokamak na světě. [12] V 60. letech minulého století byl sestaven v Moskvě, a pod názvem TM-1 se tak zapsal mezi jedny z prvních zkonstruovaných tokamaků vůbec. V r. 1975 byl přesunut do Prahy, po jeho rekonstrukci v r. 1985 dostal nové jméno – CASTOR (Czech Academy of Sciences TORus). V Ústavu fyziky plazmatu AV ČR fungoval až do r. 2006, kdy ho nahradil nový tokamak COMPASS. CASTOR získala FJFI ČVUT a pod jménem GOLEM jej využívá ke studijním a vědeckým účelům. [13] Roli vzdělávacího zařízení dokáže plnit též vzdáleně. Díky jeho připojení k internetovému rozhraní může iniciace výboje proběhnout z jakéhokoliv místa na světě. [14]



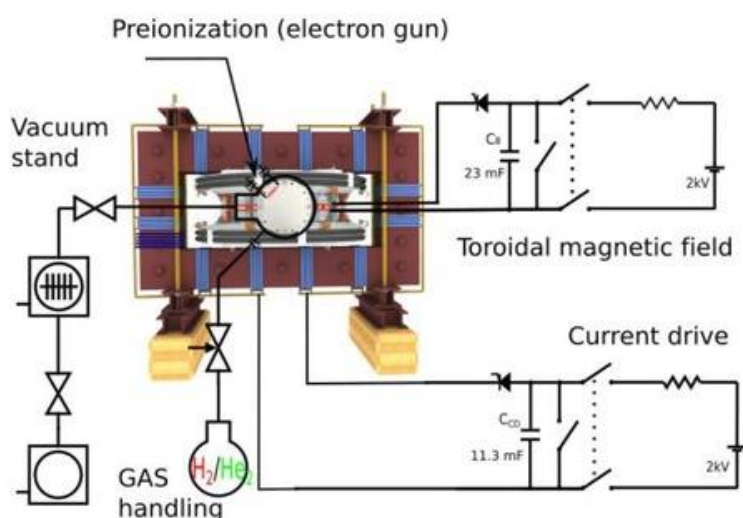
Obr. 9: Popis základních komponentů tokamaku GOLEM

Velký poloměr	$R = 0,4 \text{ m}$
Malý poloměr	$a = 0,085 \text{ m}$
Toroidální magnetické pole	$B_t < 0,8 \text{ T}$
Proud plazmatem	$I_p < 8 \text{ kA}$
Trvání výboje	13 ms

Tab. 1: Základní parametry tokamaku GOLEM [20]

1.4.1 Technické specifikace

Pracovním plynem v GOLEMu je vodík nebo helium. Indukci toroidálního magnetického pole a proudu v plazmatu zajišťují dvě kondenzátorové baterie. Vzduch z vakuové komory čerpá turbomolekulární a rotační vývěva. [13]



Obr. 10: „Tokamaku Technology Setup“, převzato z [21]

2 UBÍHAJÍCÍ ELEKTRONY

Elektrony v plazmatu jsou urychlovány silou toroidálního elektrického pole. Třecí síla vzájemných srážek mezi částicemi pak působí proti jejich pohybu. Za jistých okolností však dojde k situaci, kdy srážky nestačí kompenzovat urychlování elektronů. Jejich rychlost může dosahovat až relativistických hodnot a energie desítek MeV. [26] Takové částice nazýváme ubíhající elektrony (anglicky runaway electrons – RE), protože „utekly“ z termální části distribuční funkce ve fázovém prostoru. [7]

2.1 Vznik ubíhajících elektronů

Podle způsobu generace ubíhajících elektronů rozlišujeme primární a sekundární mechanismy vzniku.

2.1.1 Primární mechanismy

Dreicerův mechanismus

Pohybující se částice v plazmatu jsou urychlovány silou elektrického pole $F_e = -eE$, kde e je náboj elektronu a E elektrické pole. Tuto sílu kompenzuje třecí síla způsobená srážkami elektronů s ostatními částicemi plazmatu. Třecí síla nabývá hodnot $F_d = -vm_e\nu$, kde m_e je hmotnost elektronu, v je rychlost elektronu a ν je frekvence srážek s ostatními nabitými částicemi plazmatu. Převrácenou hodnotou srážkové frekvence je pak průměrná doba mezi srážkami (tzv. relaxační čas). Výsledná síla působící na elektron je rovna $F = F_e - F_d$. [7]

V rámci tematiky ubíhajících elektronů ke zkoumání plazmatu využíváme jeho statistický popis, kde zásadní roli hraje Fokkerova-Planckova rovnice. Upravíme-li příhodně její základní tvar, získáme rovnici (1). [19]

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -C_{\alpha\beta} \ln \Lambda_{\alpha\beta} 2n_{\beta} v_{0\beta}^{-2} \frac{\psi\left(\frac{v}{v_{0\beta}}\right)}{v} \mathbf{v} \quad (1)$$

$$C_{\alpha\beta} = \frac{(Q_{\alpha}Q_{\beta})^2}{4\pi\epsilon^2[(m_{\alpha}m_{\beta})^2/(m_{\alpha}+m_{\beta})^2]} \quad (2)$$

n_{β} je koncentrace částic², písmenem $C_{\alpha\beta}$ jsme označili konstanty vypsané v rovnici (2)³, Coulombův logaritmus $\ln \Lambda$ je logaritmus podílu Debyeovy délky λ_D a kritického záměrného parametru b_0 .

$$\ln \Lambda = \ln\left(\frac{\lambda_D}{b_0}\right) \quad (3)$$

Uvažujeme-li bodový náboj v plazmatu, částice opačné polarity ho obklopí a daný zdroj stíní. V důsledku toho poklesne potenciál jeho elektrického pole. Debyeova délka je potom vzdálenost, ve které potenciál bodového náboje poklesne na 1/e hodnoty dané Coulombovým zákonem. Je poloměrem tzv. Debyeovy sféry, v jejímž rámci pokládáme částice opačné polarity vzhledem k bodovému zdroji též za bodové náboje. Při překročení této délky je již potenciál odstíněn a plazma vnímáme jako kontinuum. Kritický záměrný parametr je záměrný parametr, při kterém bude úhel rozptylu 90°. Debyeova délka představuje horní hranici srážek, kritický záměrný parametr dolní hranici srážek. [19]

² Index α obecně přiřazujeme nalétávající částici, index β částici terče.

³ Kde Q je náboj, ϵ je permitivita, m je hmotnost.

Z porovnání rovnice (1) a vztahu pro rychlost⁴

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nu_{\alpha\beta} \mathbf{v}$$

plyne, že srážková frekvence je definována:

$$\nu = C_{\alpha\beta} \ln \Lambda_{\alpha\beta} 2n_{\beta} v_{0\beta}^{-2} \frac{\Psi\left(\frac{v}{v_{0\beta}}\right)}{v} \quad (4)$$

Z rovnice (4) lze vidět, že srážkovou frekvenci můžeme chápat jako funkci rychlosti, kterou nazýváme Chandrasekharova funkce Ψ .

$$\Psi\left(\frac{v}{v_{0\beta}}\right) = \frac{2}{x^2 \sqrt{\pi}} \int_0^x \xi^2 e^{-\xi^2} d\xi \quad (5)$$

Pro elektron pohybující se v elektrickém poli platí pohybová rovnice (4).

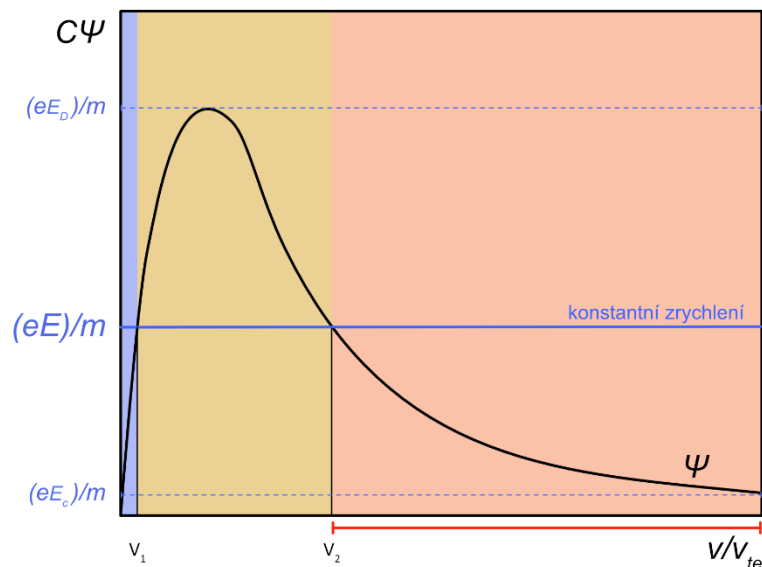
$$m_e \frac{dv}{dt} = eE - \nu m_e v \quad (6)$$

Po úpravách (vydělíme celou rovnici hmotností elektronu a dosadíme za srážkovou frekvenci) rovnice (6) získáme důležitou rovnici (5):

$$\frac{dv}{dt} = \frac{eE}{m_e} - C\Psi \quad (7)$$

První člen pravé strany rovnice reprezentuje urychlování částice, druhý člen zastupuje brzdění částice, které vyjadřuje Chandrasekharova funkce. Celou situaci lze přenést do grafu.

⁴ Při interakci částice s terčem obecně srážková frekvence figuruje jako koeficient úměrnosti při vyjadřování změny určité veličiny v čase (zde rychlost) při srážce, která je charakterizována právě změnou této veličiny. [19]



Obr. 11: V grafu přehledně vidíme, jaké situace pro rychlost elektronu mohou nastat. Jestliže rychlost elektronu bude ležet na x-ové ose v modrém poli, bude elektron urychlován až na rychlost v_1 . V tento okamžik je síla elektrického pole přesně vyvážena třecí silou srážek. Proto je v_1 stabilní bod. Částice s rychlostí v_1 se nachází v tzv. ohmickém režimu. Dále bude-li rychlost částice ležet na x-ové ose ve žlutém poli, elektron bude brzděn, aby opět dosáhl bodu v_1 . Jestliže se však vyskytne elektron s rychlostí, jež leží za bodem v_2 , vidíme, že hodnota Chandrasekharovy funkce, klesající s druhou mocninou rychlosti, je nižší než zrychlení elektrického pole. Elektron tedy bude získávat větší energie až dosáhne relativistických rychlostí. [26]

Pravděpodobnost srážky dvou částic vyjadřuje účinný průřez (tj. účinná plocha částice beta, na kterou nalétává částice alfa [19]), který – stejně jako Chandrasekharova funkce – klesá s druhou mocninou rychlosti elektronu. Čím více tedy bude elektron urychlován, tím méně bude interagovat s okolními částicemi a třecí síla srážek bude klesat.

Rychlost v_2 z obrázku 11 je jedním mezníkem, při jehož překročení se elektron stane ubíhajícím. Druhou hranicí je tzv. Dreicerovo pole, běžně značeno E_D . Představuje hodnotu elektrického pole, které během relaxačního času urychlí elektrony na dvojnásobnou rychlost.

Pohybovou rovnici pro urychlovaný elektron v plazmatu můžeme zapsat také takto:

$$m_e \frac{dv}{dt} = eE - eE_D \Psi \quad (8)$$

Hodnotu Dreicerova pole lze odvodit, jestliže obecnou rovnici (4) pro dvě interagující částice přepíšeme na případ srážky dvou elektronů a jako míru rychlosti zvolíme tepelnou rychlost elektronů. Získáme vztah (9).

$$E_D = \frac{n_e e^3}{4\pi\epsilon^2 kT_e} \ln(\Lambda) \quad (9)$$

Dreicerovo pole odpovídá vrcholu Chandrasekharovy funkce, kdy je třecí síla maximální při tepelných rychlostech elektronů. Proto platí, že překročí-li vnější elektrické pole hodnotu $E_D \Psi\left(\frac{v_{te}}{v_{te}}\right) = E_D \Psi(1) \approx 0,43E_D$, všechny elektrony se stanou nestabilními a ubíhajícími.

Dreicerovo pole závisí na hustotě elektronů a jejich teplotě. [23] Proto můžeme předpokládat, že ke vzniku ubíhajících elektronů dojde především ve středu plazmatu, kde je teplota obvykle mnohonásobně větší než elektronová hustota. [26]

Poklesne-li hodnota elektrického pole pod hodnotu tzv. Connor-Hastiova pole či kritického pole E_c , již nemohou být generovány žádné ubíhající elektrony (viz obr. 11). [7]

$$E_c = \frac{n_e e^3 \ln \Lambda}{4\pi \epsilon^2 m_e c^2} \quad (10)$$

Abychom odvodili vztah pro kritickou rychlost, tj. v_2 z obrázku 11, musíme popsat chování Chandrasekharovy funkce. Pro $x \ll 1$ se chová jako $\frac{2x}{3\sqrt{\pi}}$ a pro $x \gg 1$ jako $\frac{1}{x^2}$. Nyní můžeme do rovnice (8) dosadit za Chandrasekharovu funkci výraz $\frac{1}{(v/v_{te})^2}$ a pro tepelnou rychlost elektronů

využijeme vztah $v_{te} = \sqrt{\frac{kT}{m_e}}$ [4]

$$m_e \frac{dv}{dt} = eE - \frac{n_e e^4 \ln \Lambda}{4\pi \epsilon^2 m_e v^2} \quad (11)$$

V bodě kritické rychlosti je výslednice působící na elektron nulová, levá strana rovnice se tedy bude rovnat nule. Můžeme tak zjistit vztah pro kritickou rychlost:

$$v_c = \sqrt{\frac{n_e e^3 \ln \Lambda}{4\pi \epsilon^2 m_e E}} \quad (12)$$

Pro kritickou energii elektronů bude platit rovnice (13) [2]

$$W_c = \frac{1}{2} m_e v_c^2 \quad (13)$$

Režim ubíhajících elektronů však není limitován pouze kritickou rychlostí – má i svou horní hranici. Při překročení vyšších rychlostí elektron začne emitovat synchrotronní záření, a dochází tak ke ztrátám energie i hybnosti.

Z Maxwellova rozdělení rychlostí vyplývá, že vždy se malý počet ubíhajících elektronů s rychlostí vyšší než je rychlost kritická v plazmatu bude vyskytovat. Zásadní roli hraje Dreicerův mechanismus pouze v menších tokamacích, kde je využita vyšší intenzita elektrického pole. Ve velkých tokamacích Dreicerův mechanismus nepředstavuje problém díky synchrotronnímu záření.

Hot-tail mechanismus

Hot-tail mechanismem nazýváme způsob generace ubíhajících elektronů při disrupci. Disrupce je náhlá ztráta udržení plazmatu provázená poklesem proudu v plazmatu na nulovou hodnotu. Příčiny a průběh disrupcí se v mnoha případech liší. Pro hot-tail mechanismus je nejvýznamnější tzv. radiační disrupce, způsobená narůstající přítomností nečistot v plazmatu

(způsobena záměrně – např. injektováním atomů těžších prvků – či samovolně uvolňováním částic stěn vakuové komory). Plazma bude vstřikováním nečistot ztrácet energii, extrémně rychle poklesne jeho teplota a celé se zhroutí. Při fázi chladnutí dochází k termalizaci plazmatu. V důsledku nerovnoměrného rozložení rychlostí elektronů dané Maxwellovým rozdělením však dochází k odlišnému průběhu u elektronů různých rychlostí a termalizace bude nedokonalá. Elektrony nižších rychlostí budou stále odpovídat Maxwellově distribuční funkci, pouze postupně ztrácí energii (jsou poutány atomy nečistot), a snižuje se tak teplota plazmatu. Rychle se pohybující elektrony však mají podstatně nižší srážkovou frekvenci a jejich průměrná doba mezi srážkami je delší než doba chladnutí plazmatu. [7] V kombinaci se skutečností, že kvůli přerušení proudu v plazmatu bude značně růst elektrické pole centrálního solenoidu, nastanou ideální podmínky pro vznik ubíhajících elektronů z přeživších volných elektronů, které tvoří „hot-tail“ Maxwellovy distribuční funkce. [27] Kromě nižší srážkové frekvence hraje roli i Dreicerovo pole, které roste s klesající teplotou. Také proto se ubíhajícími stanou pouze elektrony z konce rychlostního rozdělení. [23]

Další primární mechanismy vzniku

Existují dva radioaktivní jevy způsobující vznik ubíhajících elektronů. V porovnání s ostatními mechanismy jsou méně významné, avšak v plazmatu deuteria a tritia budou muset být brány v potaz, především jestli se ostatní primární mechanismy podaří potlačit. Prvním takovým jevem je radioaktivní rozpad tritia. Druhým jevem je Comptonův rozptyl. [7][22]

2.1.2 Sekundární mechanismy

Lavinový (avalanche) mechanismus

Populace ubíhajících elektronů generovaná primárními mechanismy se i přes svůj malý účinný průřez sráží s elektrony termální rychlosti. Při srážce jim tzv. primární ubíhající elektrony mohou dodat takovou energii, že jejich rychlost přesáhne kritickou hranici, a stanou se tak ubíhajícími (vznikají tzv. sekundární ubíhající elektrony). [26] Není nutnou podmínkou, že energie primárních ubíhajících elektronů klesne pod kritickou rychlost.

Míra generace sekundárních elektronů je dána vztahem (14). [7]

$$\frac{1}{n_{RE}} \frac{dn_{RE}}{dt} = \frac{1}{2\tau \ln \Lambda} \left(\frac{E}{E_{CH}} - 1 \right) \quad (14)$$

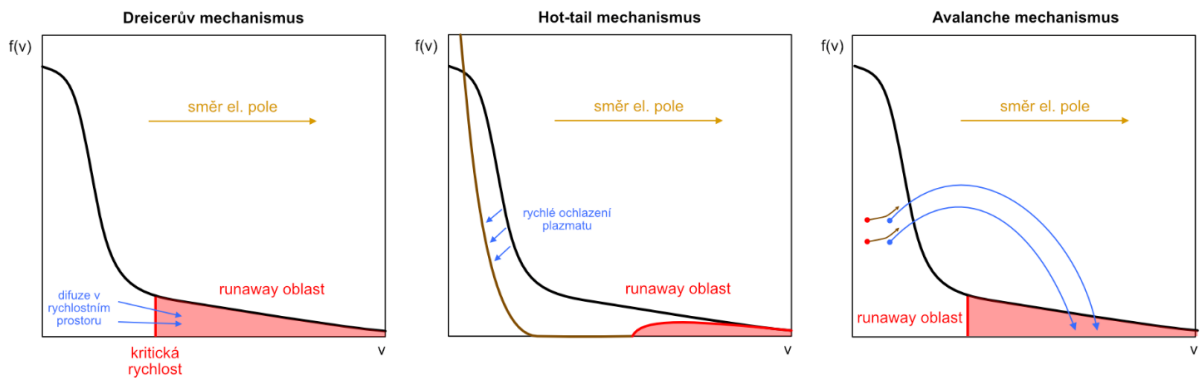
Kde τ je průměrná doba mezi srážkami pro relativistické elektrony.

$$\tau = \frac{4\pi\epsilon^2 m_e^2 c^3}{n_e e^4 \ln \Lambda} \quad (15)$$

Z rovnice (15) tedy vyplývá, že nárůst koncentrace sekundárních ubíhajících elektronů je exponenciální. [7] Proto představuje závažný problém především ve velkých tokamacích, které využívají menší elektrické pole, avšak doba výboje trvá déle. [23] Takto energetické elektrony mohou vážně poškodit stěnu vakuové komory. Návaznost lavinového mechanismu na primární mechanismy je jedním z aktuálních problémů tokamaku. [26]

2.1.3 Srovnání mechanismů vzniku

Závěrem ke vzniku ubíhajících elektronů tedy shrnu podobnosti a rozdíly jednotlivých mechanismů. Všechny mechanismy jsou založeny na překročení určité kritické rychlosti a liší se ve způsobu, jakým tuto hranici překročí. V Dreicerově mechanismu urychlující síla elektrického pole přesáhne hodnotu třecí síly při rychlostech vyšších, než je kritická rychlost. Vždy bude existovat několik elektronů s takovou rychlostí z chvostu Maxwellova rozdělení. Při hot-tail mechanismu dosáhnou elektrony vyšších rychlostí kritické rychlosti nedokonalou termalizací při chladnutí plazmatu po disrupci. Lavinovým mechanismem elektron získá nadkritickou rychlost srážkou s již primárním ubíhajícím elektronem.



Obr. 12: Grafické srovnání mechanismů vzniku ubíhajících elektronů, upraveno a převzato z [7], [27]

2.2 Ztráty energie ubíhajících elektronů – interakce se stěnou tokamaku

Při nárazu na stěnu tokamaku ubíhající elektron ztrácí energii. To se může dít dvěma způsoby: excitací či ionizací atomu stěny tokamaku (kolizní ztráty) nebo brzdným zářením, tzv. bremsstrahlung (brzdné či radiační ztráty). Celková brzdná schopnost stěny tokamaku je dána součtem kolizních a brzdných ztrát. Pro ubíhající elektrony s energiemi dosahujícími MeV a materiály s velkým protonovým číslem dominují ztráty radiační. [23]

Ztráty energie elektronu $S(E)$ jsou dány poměrem ztracené energie dE na jednotku délky dráhy elektronu dx . [7]

2.2.1 První způsob: interakce ubíhající elektron – elektron

Při průletu stěnou tokamaku může dojít ke srážce ubíhajícího elektronu a elektronu v orbitálu některého stěnového atomu. Ubíhající elektron při srážce předá část své energie stěnovému elektronu, který se tak excituje, případně ionizuje. [23] Kolizní ztráty $S(E)$ jsou dány Betheho formulí.

U částic s energiemi v rozmezí 20 až 300 MeV se velikost ztrát ustanoví na téměř konstantní hodnotě, a kolizní ztráty tedy závisí především na hustotě materiálu (nikoliv na energii částic). [7] Z Betheho vztahu vyplývá, že materiály s vyšším protonovým číslem a hustotou mají vyšší kolizní ztráty.

2.2.2 Druhý způsob: interakce ubíhající elektron – jádro

Při průletu stěnou tokamaku na ubíhající elektron v blízkosti silnějšího elektrického pole atomového jádra působí Coulombova síla, a elektron tak zpomaluje. V důsledku změny jeho hybnosti vyzáří přebytečnou energii jako tzv. bremsstrahlung. Ztráta energie elektronu letícího materiálem o určité tloušťce vlivem záření je dána vztahem [23]:

$$S_R = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_R$$
$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_R = \frac{NEZ(Z+1)e^4}{137m_e^2c^4} \left(4 \ln \frac{2E}{m_e c^2} - \frac{4}{3}\right)$$

Brzdné ztráty již závisí přímo na energii nalétávající částice. Bremsstrahlung spadá většinou do spektra tvrdého rentgenového záření o vysokých energiích. [7]

Brzdné záření interaguje s částicemi stěny tokamaku. V závislosti na energii může buď excitovat elektron nebo, má-li energii vyšší než jednotky MeV, atomové jádro, a následně tak dojde k emitaci gama záření. Rentgenové i gama záření podle energie původního ubíhajícího elektronu dále interaguje se stěnou několika způsoby: může probíhat fotoelektrický jev, Comptonův rozptyl nebo produkce elektron-pozitronového páru. [23]

PRAKTICKÁ ČÁST

3 METODIKA

Před zahájením měření jsme na tokamaku GOLEM jako test diagnostiky provedli pět přípravných výbojů, základem experimentu potom bylo 16 následujících výbojů. Naměřená data jsme vynesli do grafů a porovnávali mezi sebou jednotlivé výboje. Veškeré grafy byly vytvořeny prostřednictvím vlastních skriptů v programovacím jazyce Python s využitím knihovny numpy, matplotlib, pandas a scipy. Ke sběru dat byly využity scintilační detektory.

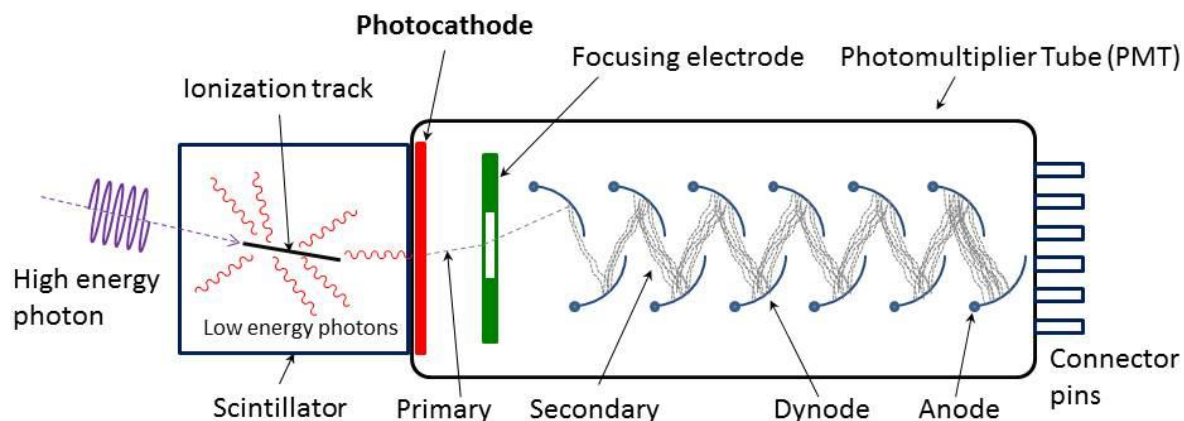
3.1 Scintilační detektory

Jedná se o zařízení, která fungují na principu přeměny energie ionizujícího záření (viz Interakce ubíhajících elektronů se stěnou tokamaku) na energii viditelného záření. Díky převodu do viditelného spektra poté můžeme záření nejen detekovat, ale také zkoumat jeho vlastnosti, např. prostorovou distribuci či intenzitu.

Scintilační detektory využívají radioluminiscentních materiálů. Jejich reakcí na pohlcení kvant záření jsou tzv. scintilace (světelné záblesky). [28] Detektory se skládají ze tří částí: scintilátor (převádí ionizujícího záření na viditelné světlo), fotonásobič (převádí viditelné světlo na elektrický signál), registrační zařízení. [29] [28]

3.1.1 Princip měření scintilačními detektory

Základní detekční jednotkou je radioluminiscentní látka – scintilátor, obklopený hliníkovým pouzdrem, tzv. reflektorem. Reflektor zabraňuje proniknutí vnějšího světla a vlhkosti do fotonásobiče. [29] Záření dopadne na scintilátor a interaguje s ním⁵. [28] Vlivem těchto interakcí scintilátor pohltí kvantum energie záření, které ionizuje či excituje jeho částice. [30]



Obr. 13: Schematický popis scintilačního detektoru, převzato z [35]

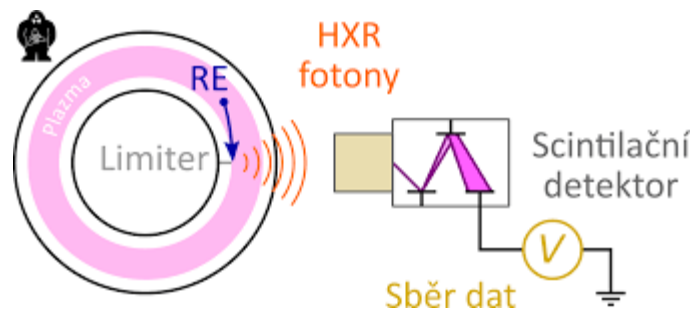
⁵ V závislosti na velikosti energie záření na scintilátoru probíhá fotoefekt, Comptonův rozptyl nebo generace elektron-positronových párů. [28]

Při návratu atomů do jejich normálního stavu dochází k vyzáření scintilace. Počet takto emitovaných scintilačních fotonů závisí přímo úměrně na energii absorbovaného záření. [28]

Fotony dále procházejí optickým kontaktem a dostávají se do styku s katodou⁶ fotonásobiče. [30] Jedná se o kovovou vrstvu tloušťky asi 10^{-7} cm, aby elektrony mohly vylétnout ven a nebyly absorbovány. [28]

Při kontaktu fotonů s katodou probíhá fotoelektrický jev a dochází k uvolnění elektronů. Ty vlivem elektrického pole (záporně nabitě částice se pohybují směrem od katody k anodě) nejdříve procházejí tzv. fokusačním okénkem, poté jsou posílány na dynodu. [31] Dynoda je elektroda napojená na zdroj kladného napětí, díky kterému dochází k tzv. sekundární emisi elektronů. Při dopadu na každou dynodu se tedy počet elektronů významně zvyšuje kvůli vyššímu napětí na každé další dynodě – dochází tak k opakovanému násobení počtu elektronů. Výsledných 10^5 - 10^8 elektronů již při dopadu na anodu vytvoří dostatečně silný elektrický impuls (krátká změna el. napětí), který se vede obvodem do zesilovače – poté jednak do A/D převodníku a počítače, jednak do analyzátoru. [28]

Pro účely této práce byly využity čtyři scintilační detektory: YAP-a, CeBr-a, CeBr-b a NaI(Tl)- a.



Obr. 14: Schematický popis fungování scintilačního detektoru pro tokamak GOLEM, převzato z [20]

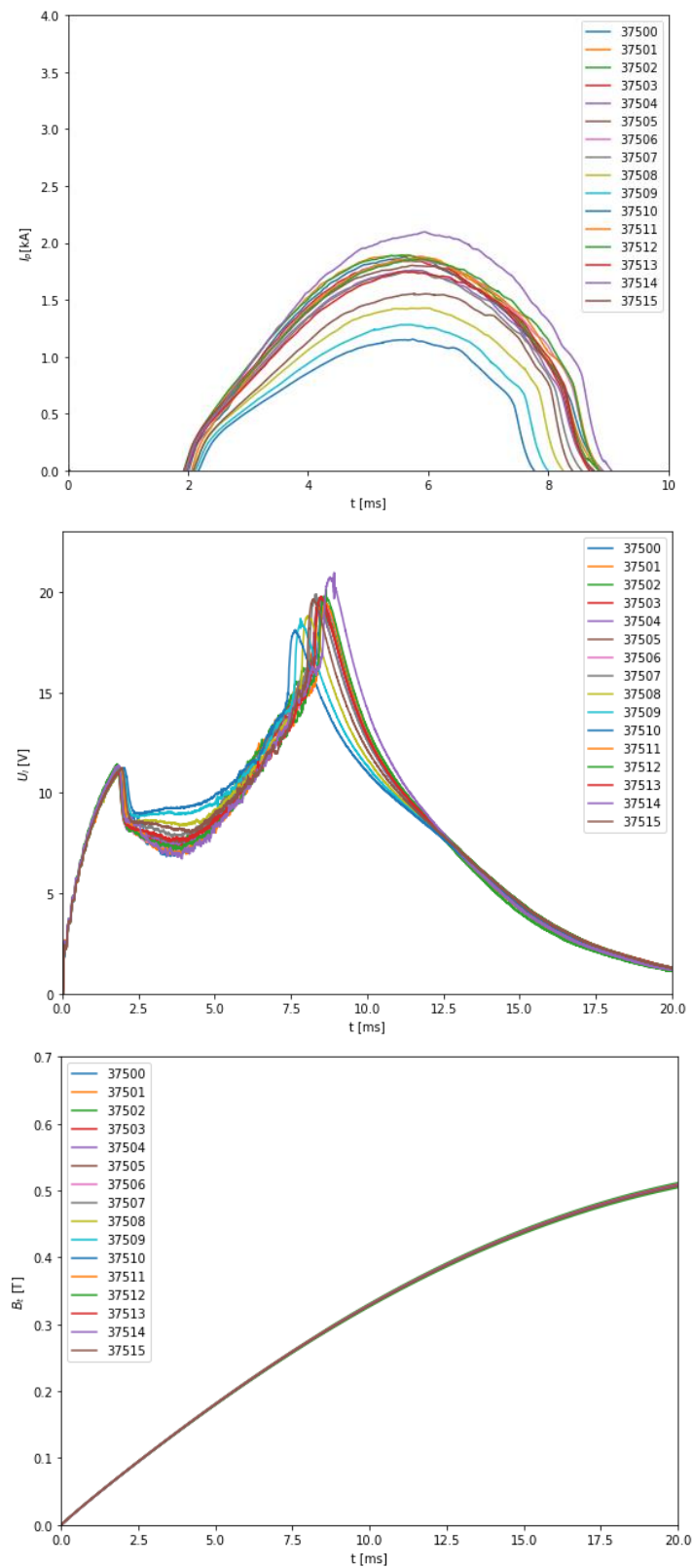
3.2 Základní diagnostika plazmatu

Během výboje je měřeno napětí na závit, toroidální magnetické pole, proud v plazmatu a vyzarování plazmatu, jejichž hodnoty poté slouží k analýze průběhu výboje a jako záruka jeho relevance (př. kontrolujeme, zda při výboji skutečně vzniklo plazma apod.).

Napětí na závit U_{loop} reprezentuje toroidální elektrické pole indukované primárním vinutím transformátoru. U_{loop} se měří závitem, který kopíruje prsteneček plazmatu.

⁶ Někdy také označována jako fotokatoda, dále emitované elektrony označovány také jako fotoelektrony, především v souvislosti s probíhajícím fotoelektrickým jevem a důležitostí fotonu pro scintilační detektory. [31]

Toroidální magnetické pole měříme závitem obepínajícím prsteneц plazmatu, hodnoty proudu protékajícího plazmatem získáme pomocí tzv. Rogowského pásku. [32] Fotodioda měří záblesk emitovaný plazmatem, a ověří tak, že výboj skutečně proběhl a plyn byl proražen. Základní diagnostiku jsme provedli u každého výboje.



Obr. 15: Grafy zachycují časový průběh veličin využívaných k základní diagnostice plazmatu (proud v plazmatu, napětí na závit, toroidální magnetické pole) pro každý výboj experimentu.

4 VLIV TLAKU PRACOVNÍHO PLYNU NA GENERACI UBÍHAJÍCÍCH ELEKTRONŮ

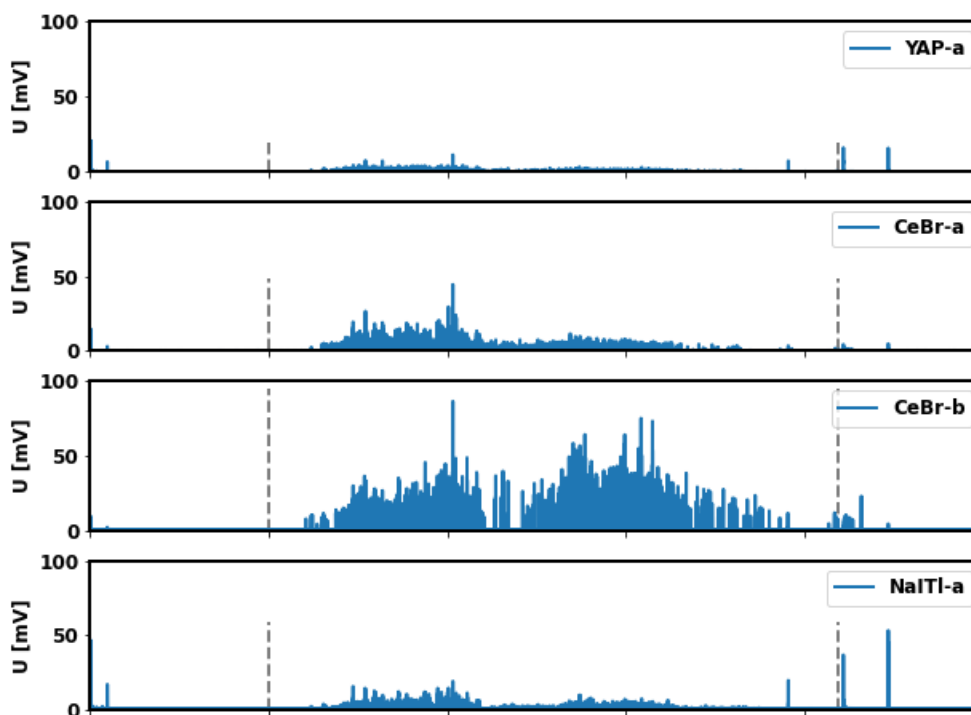
Generace ubíhajících elektronů v tokamaku GOLEM probíhá primárně Dreicerovým mechanismem, je tedy podmíněna množstvím srážek elektronů s ostatními částicemi. Tlak v pracovním plynu, potažmo v plazmatu je přímo úměrný počtu částic v komoře. Zvýší-li se tlak, bude častěji docházet ke srážkám s dalšími částicemi, a generace ubíhajících elektronů by tedy neměla být tak intenzivní jako při tlaku nižším. Měřením HXR záření emitovaného při nárazech ubíhajících elektronů do stěny komory scintilačními detektory budeme testovat hypotézu: při nižším tlaku plazmatu bude počet ubíhajících elektronů v plazmatu vyšší, tj. emitované záření bude intenzivnější.

Jako pracovní plyn jsme využili vodík. Ve všech případech bylo na kondenzátoru, který napájí cívky toroidálního magnetického pole, napětí 1000 V, na kondenzátoru, který se vybíjí do primárního vinutí, napětí 450 V.

Číslo výboje	P request [mPa]	P real [mPa]
37500	10	9,64
37501	12	12,30
37502	14	14,40
37503	16	16,20
37504	18	16,70
37505	18	16,70
37506	20	15,40
37507	20	18,70
37508	22	20,20
37509	24	20,30
37510	26	15,30
37511	10	10,90
37512	14	14,50
37513	18	17,30
37514	24	13,40
37515	22	20,40

Tab. 2: Tabulka pro každý výboj uvádí jeho číslo, tlak pracovního plynu, který byl skrze internetové rozhraní navolen, a tlak, kterého v komoře opravdu bylo dosaženo.

V experimentu byly využity čtyři scintilační detektory: YAP-a, CeBr-a, CeBr-b a NaITl-a. Z obrázku 16 je patrné, že nejcitlivěji zachytil signál CeBr-b, proto k analýze výsledků využijeme především data z tohoto scintilátoru. Plazma se u všech výbojů v komoře vyskytuje v komoře mezi 2 a 8 ms.

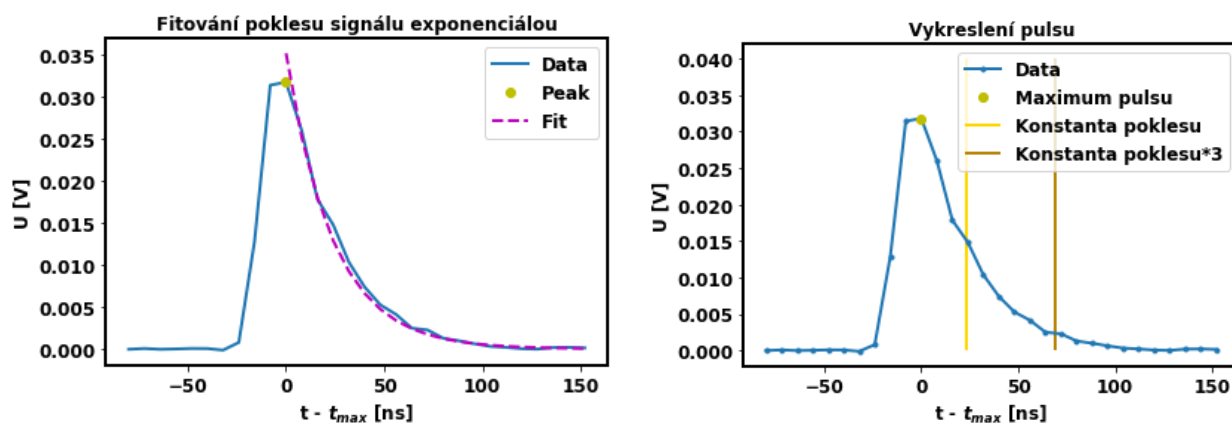


Obr. 16: Graf se signálem ze všech využitých scintilačních detektorů pro výboj #37500. Vertikální čáry vymezují vznik a zánik plazmatu.

4.1 Pulsy signálu z CeBr-b

Pulsy signálu získaného ze scintilačních detektorů reprezentují vyzářený foton, jejich počet tedy odpovídá intenzitě HXR záření emitovaného ubíhajícími elektrony. Abychom získali graf, na němž budou vykreslena maxima pulsů, potřebujeme zjistit hodnotu parametrů funkce, která dané body vyhledá. Je to tzv. distance, height a threshold.

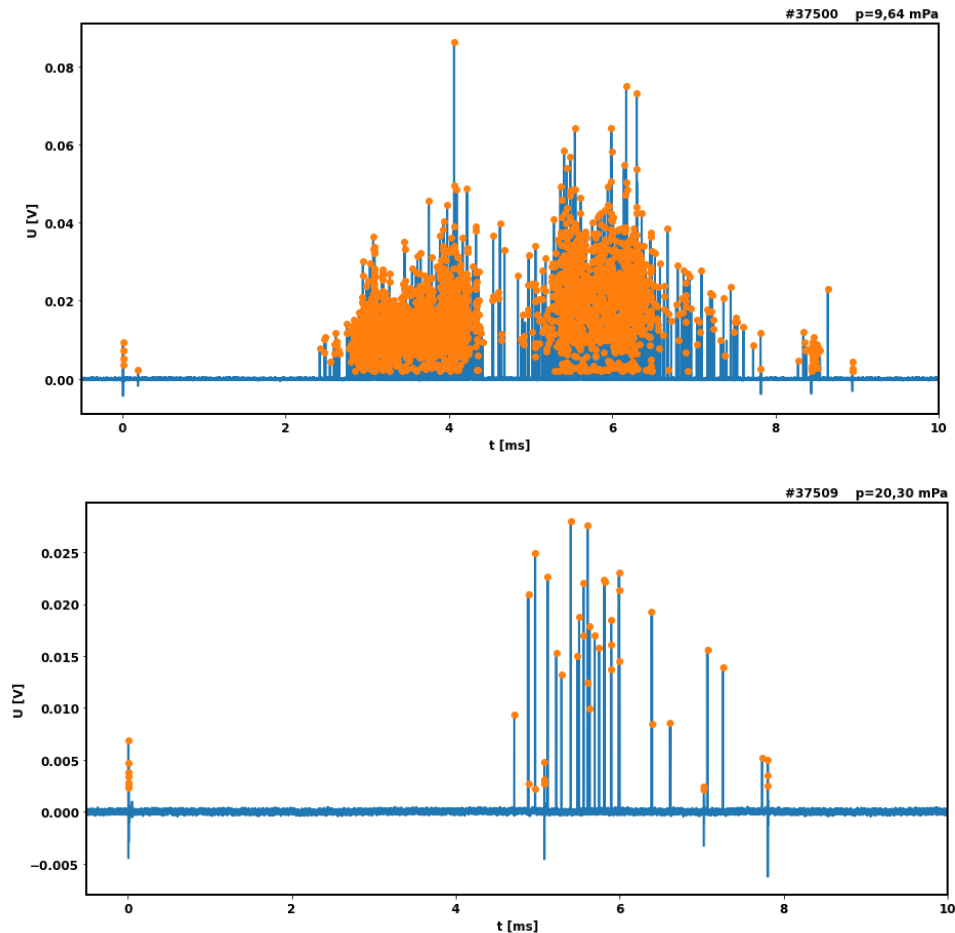
Distance je nejmenší horizontální vzdálenost dvou bodů. Pokles pulsu je exponenciální, zjistíme tedy konstantu poklesu exponenciální funkce, kterou fitujeme daný puls, a konstantu vynásobíme konkrétním číslem (zde násobeno třemi).



Obr. 17: Detailní vykreslení jednoho pulsu a následné fitování exponenciálou.

Height je vyžadovaná výška daného pulsu (daného bodu nejmenší možná hodnota na ose y). Threshold je minimální možná vertikální vzdálenost mezi dvěma sousedními vzorky dat.

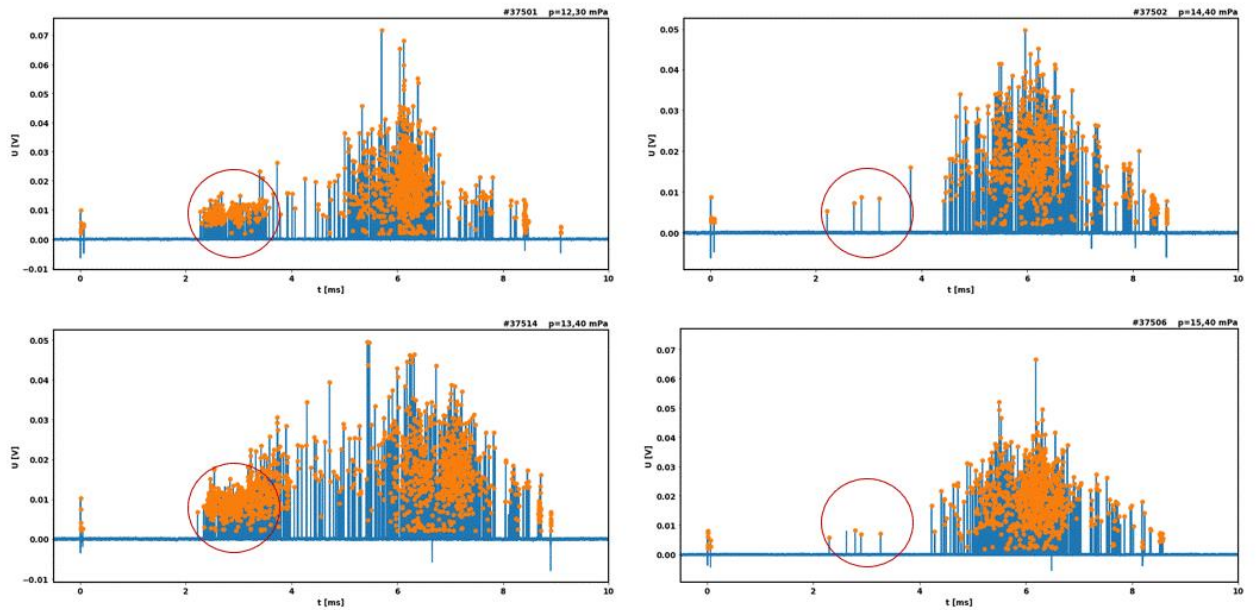
Získáme sérii grafů, na nichž jsou vykreslena maxima pulsů signálu. Po srovnání signálu z výbojů #37500 (tlak 9,64 mPa) a #35709 (tlak 20,30 mPa) vidíme, že počet vyznačených bodů s rostoucím tlakem ztlačně klesl.



Obr. 18: Oranžové body jsou maxima jednotlivých pulsů, reprezentují tedy jejich počet. Při tlaku 9,64 mPa je pulsů mnohonásobně více.

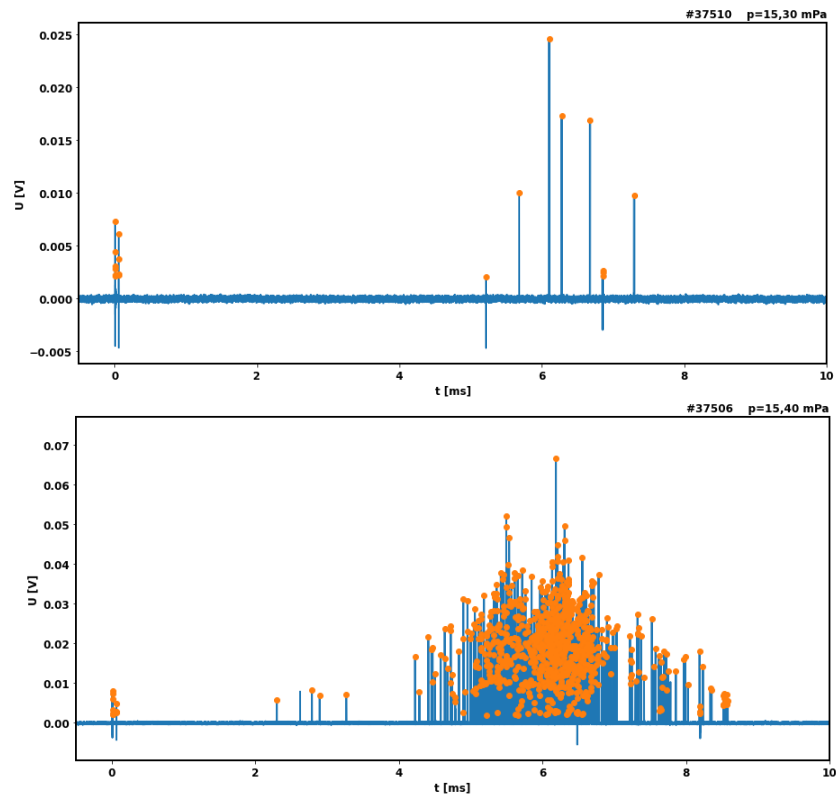
Srovnáním grafů všech výbojů zjistíme, že největší intenzity dosahuje signál v intervalu od 5 do 7 ms. Tato skutečnost koresponduje s časovým vývojem proudu v plazmatu (viz obrázek 15). Experimentální ověření této korelace by mohlo být námětem pro další pokračování práce.

Kromě počtu pulsů se výboje liší též průběhem. Do 14 mPa pozorujeme intenzivnější signál mezi 2 a 4 ms, navazuje interval se ztlačně menším počtem pulsů a maximum kolem 6 ms. Počáteční vlna ubíhající elektronů mezi 2 a 4 ms u vyšších tlaků zcela chybí. Lze se domnívat, že příčinou je hustota plazmatu, odpovídající tlaku plynu. Proud v plazmatu roste obdobně u všech výbojů, ale množstvím částic v komoře plazmatu se jednotlivé případy liší. S menší hustotou, ale stejným proudem v plazmatu tedy na částice v komoře připadne více energie. Tento poznatek by opět mohl být výchozím bodem pro další experimenty.



Obr. 19: Porovnání případů pro tlaky: 12,3 mPa; 13,4mPa; 14,4 mPa; 15,4 mPa. Graf poukazuje na odlišný vývoj v intervalu mezi 2 a 4 ms.

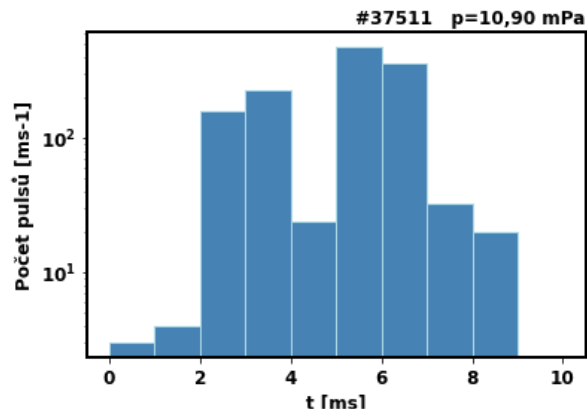
Abnormální vývoj pozorujeme u výboje #37510. Ačkoliv tlak v komoře má odpovídat hodnotě 15,3 mPa, vývoj signálu se od případů s podobným tlakem zcela liší (viz srovnání s #37510, kde je tlak pouze o 0,1 mPa vyšší). Z tabulky 2 ale vyplývá, že požadovaný tlak v komoře byl 26 mPa, též proud v plazmatu (viz obr. 15) byl při výboji nezvykle nízký, proto se pravděpodobně jedná o chybu a při další analýze výboj #37510 nebudeme brát v potaz.



Obr. 20: Porovnání výboje #37510, který se od #37506 liší pouze o 0,1 mPa. I přesto je průběh #37510 zcela odlišný a vybočuje z obecného trendu.

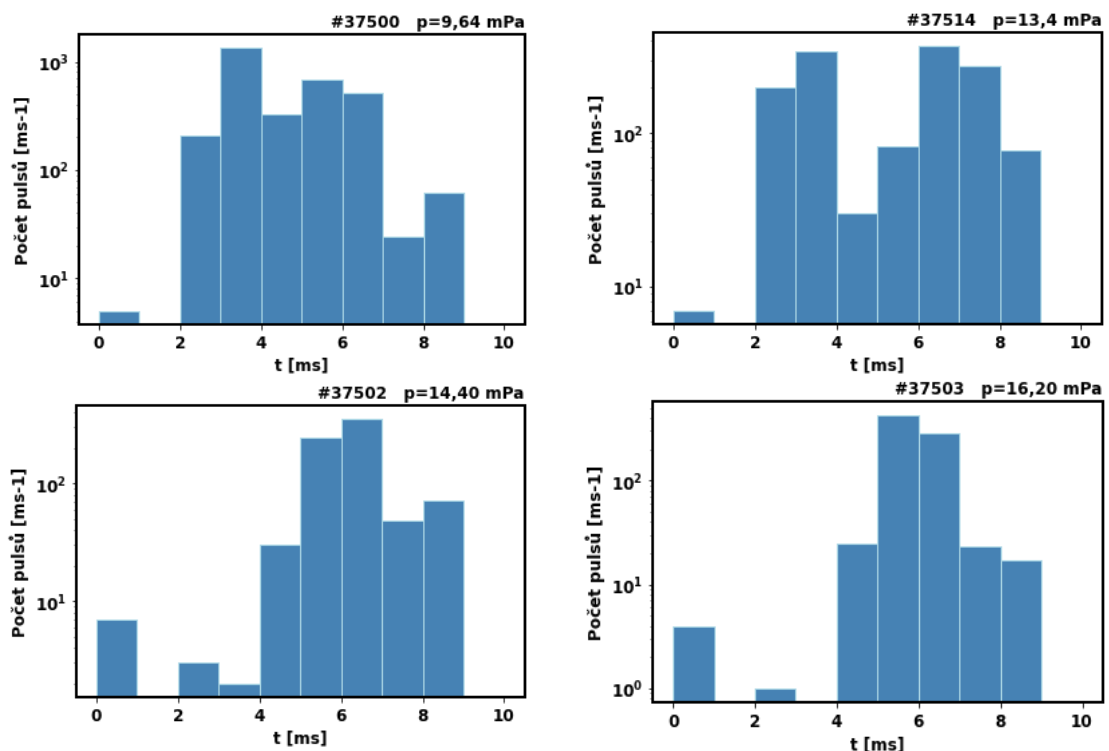
4.2 Počet pulsů za jednu milisekundu

Další analýza dat byla provedena pomocí histogramů, u všech grafů je využito logaritmické měřítko. První série grafů zobrazuje počet pulsů za jednu milisekundu, to nám umožňuje detailněji popsat průběh generace RE během výboje. Pulsy detekujeme od 0 do 9 ms, přičemž jediný výboj, ve kterém byl naměřen určitý počet pulsů v každé milisekundě, je #37511 (tlak 10,90 mPa).



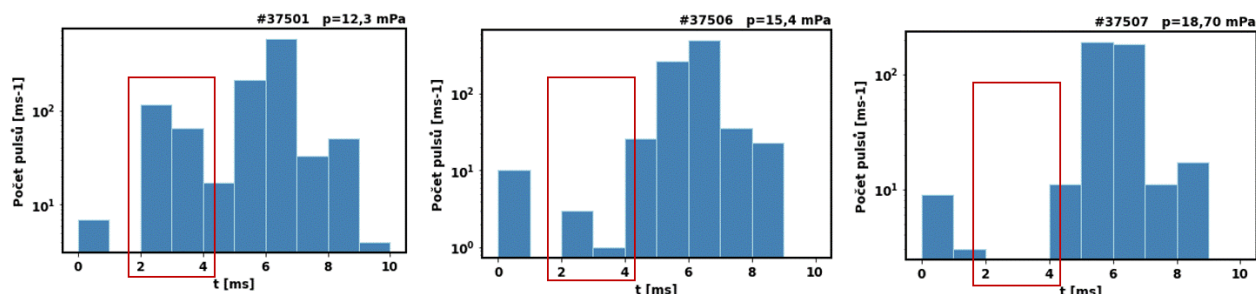
Obr. 21: Počet pulsů za jednu milisekundu pro výboj #37511, kde nedetekujeme žádnou výraznou prodlevu.

V ostatních případech nebyly zachyceny žádné pulsy (nebo jen minimální počet) v intervalu od 1 do 2 ms (ještě nedošlo k průrazu plynu); jiné časové intervaly s velmi malým počtem pulsů byly pro každý výboj specifické. Pozorujeme též již výše popsany trend, kdy maxima počtu pulsů je dosaženo od 5 do 7 ms. Výjimkou je pouze případ #37500 (tlak 9,64 mPa), zde jsme nejvíce pulsů naměřili od 3 do 4 ms, a případ #37514 (tlak 13,40 mPa), kde maximum nastává od 6 do 8 ms a tyto hodnoty jsou srovnatelné s počtem pulsů od 3 do 4 ms.



Obr. 22: Maximum počtu pulsů za jednu milisekundu se většinou pohybuje mezi 5 a 7 ms, pro dva horní případy je tomu jinak.

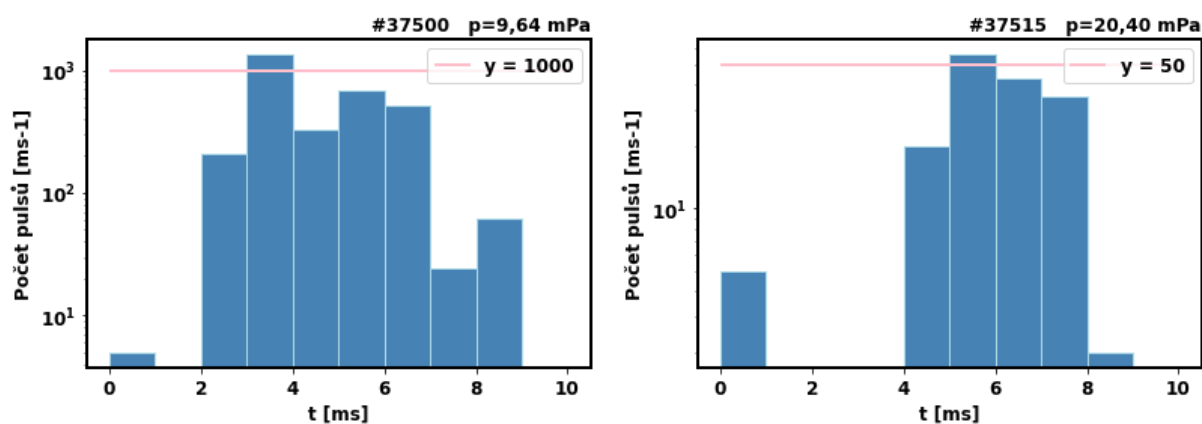
Grafy potvrdily zmiňovanou skutečnost, že po překročení tlaku 14 mPa počet pulsů od 2 do 4 ms prudce poklesl, od 16 ms je nulový nebo pouze minimální. U nižších tlaků navazuje interval (4 až 5 ms) s výrazným propadem počtu pulsů za jednu milisekundu, zatímco u vyšších tlaků je to začátek vlny ubíhajících elektronů.



Obr. 23: Grafy ilustrují skutečnost, že s rostoucím tlakem se počet pulsů mezi 2 a 4 ms markantně snižuje.

Z grafů vyplývá, že v každém případě jsme detekovali pulsy v počátečním intervalu, tedy od 0 do 1 ms. Ještě nedošlo k ionizaci plynu a na obr. 18 vidíme, že některé pulsy v tomto intervalu nabývají záporných hodnot, pravděpodobně se tedy nejedná přímo o detekci ubíhajících elektronů, ale o interferenci signálů.

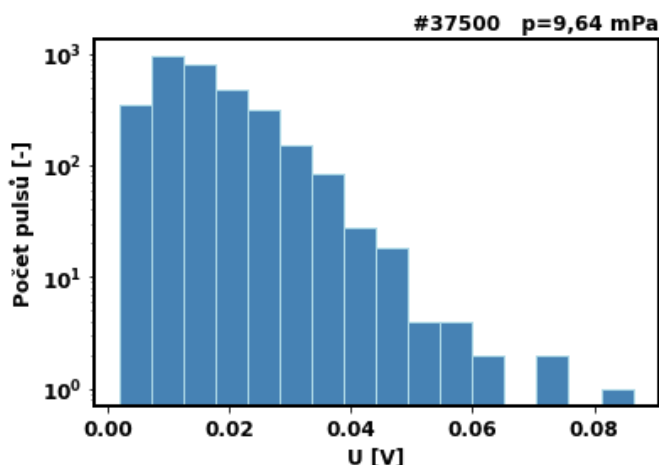
Obecně série grafů ukazuje, že počet pulsů se s rostoucím tlakem snižuje – v případě #37500 (tlak 9,64 mPa) maximální počet pulsů za jednu milisekundu přesahuje 1000, u výboje #37515 (tlak 20,40 mPa) počet přesahuje 50.



Obr. 24: Maximální počet pulsů za jednu milisekundu u tlaku 9,64 mPa přesahuje 1000, u tlaku 20,4 mPa je za jednu milisekundu nejvýše 50 pulsů.

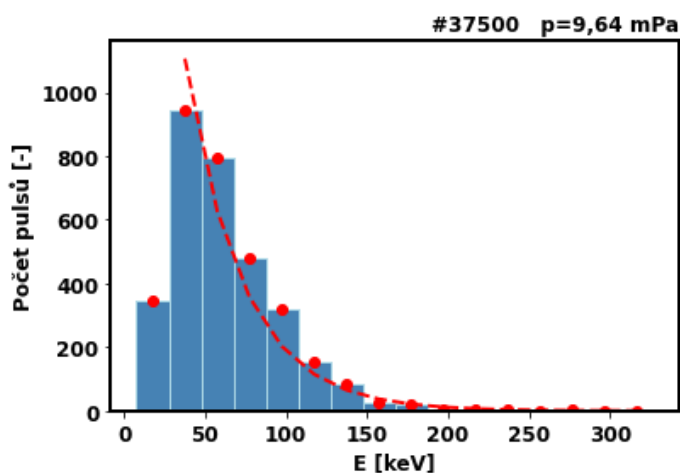
4.3 Spektrum energií jednotlivých výbojů

Další série grafů vykresluje energetické spektrum RE během výbojů. Výchozím bodem pro tuto metodu analýzy je histogram zobrazující počet pulsů v závislosti na jejich napětí.



Obr. 25: Histogram zobrazuje rozložení pulzů v závislosti na dosaženém napětí.

Za předpokladu lineární odezvy detektorů je jejich energetická kalibrace taková, že 175 mV odpovídá 662 keV. Z toho vyplývá převodní konstanta $c = 662/175$, kterou vynásobíme hodnoty napětí, a získáme tak energii v keV. Zakreslíme-li vhodně do grafu body reprezentující jednotlivé sloupce histogramu, fitovaná funkce bude mít tvar exponenciály.

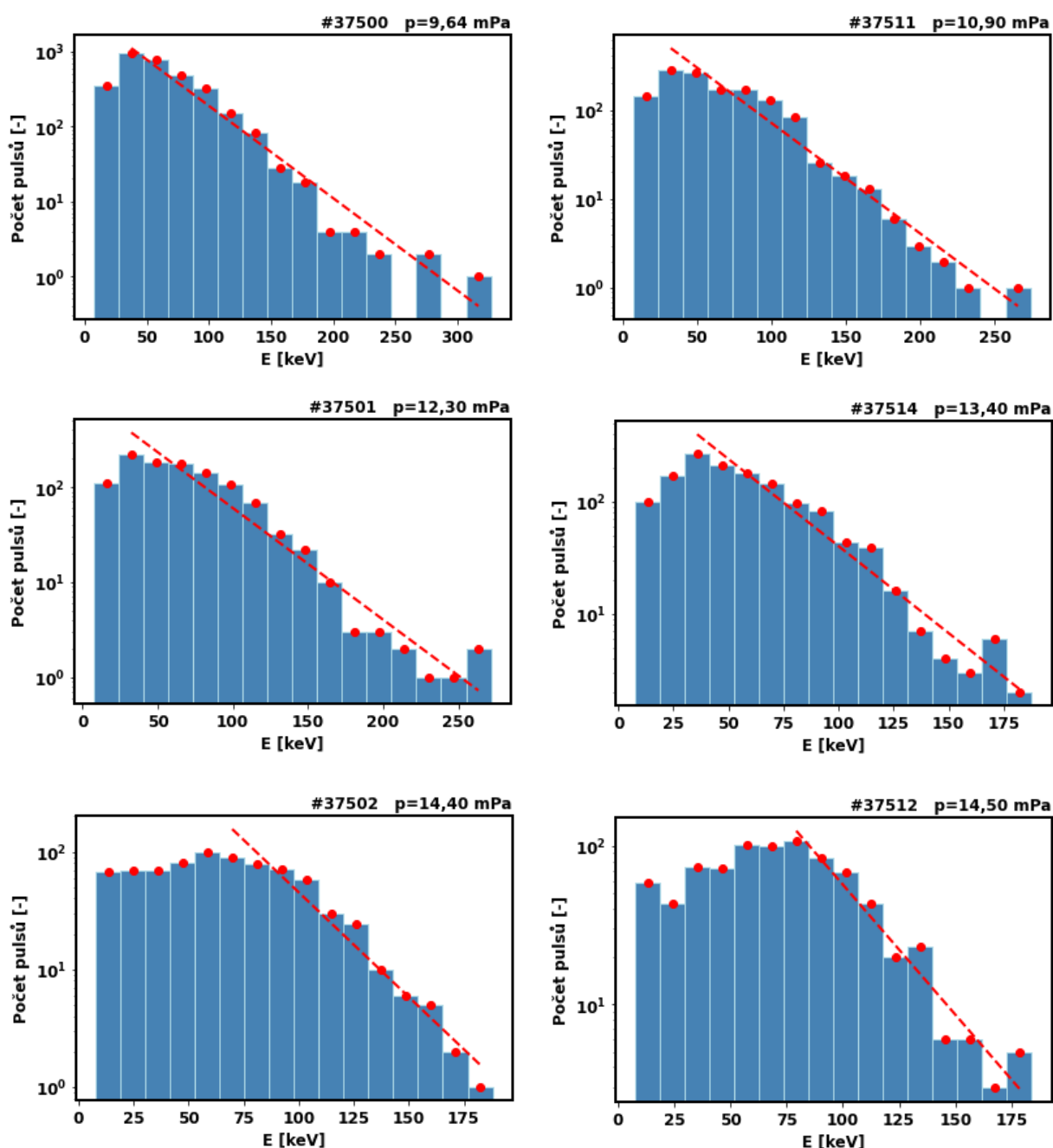


Obr. 26: Fitování histogramu, který zobrazuje počet pulsů signálu v závislosti na jejich energii.

Číslo výboje	Tlak [mPa]	E_{\max} [keV]
37500	9,64	284,62
37511	10,90	249,42
37501	12,30	251,37
37514	13,40	203,32
37502	14,40	192,98
37512	14,50	206,89

Tab. 3: Tabulka shrnuje zjištěné hodnoty maximální energie ubíhajících elektronů pro jednotlivé výboje.

Y-ovou osu zlogaritmujeme, fitovaná funkce tedy bude přímka. Bod, kdy výboj dosáhl maximální energie, má y-ovou souřadnici $y = 0$. Data fitujeme funkcí, která je dána rovnicí $y = ax + b$, tedy pro $y = 0$ bude $x = -b/a$. Jestliže platí, že $\ln(\exp(x)) = x$, pak $\ln\left(\exp\left(-\frac{b}{a}\right)\right) = -b/a$, pomocí fitu tedy získáme hodnotu maximální dosažené energie. Tato metoda však pro přesné výsledky vyžaduje větší množství bodů, nemůžeme ji tedy využít k analýze výbojů s vysokým tlakem. Budeme uvažovat pouze šest výbojů s nejnižším tlakem.

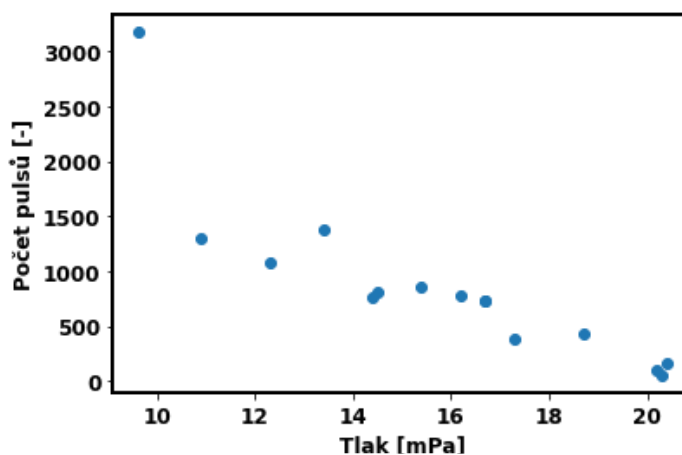


Obr. 27: Histogramy energetického spektra fitované přímkou, pomocí níž jsme vypočítali maximální energii ubíhající elektronů.

Hodnoty maximální energie výbojů se pohybují kolem 200 keV. Nejmenší energie (192,98 keV) bylo dosaženo při výboji #37502 s tlakem 14,40 mPa, největší energie (284,62 keV) při výboji #37500 s tlakem 9,64 mPa, rozdíl tedy činí asi 90 keV. Obecný trend je takový, že při vyšším tlaku maximální energie dosahuje nižších hodnot. Tyto hodnoty jsou však pouze orientační, protože závisí na bodě, od kterého fitujeme histogram přímkou. Také je nutno brát v potaz, že maximální dosažená energie závisí i na dalších faktorech, nikoliv pouze na tlaku plazmatu.

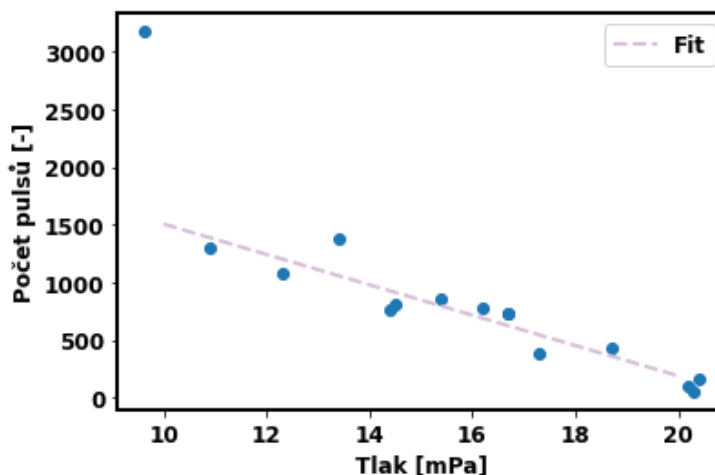
4.4 Závislost počtu ubíhajících elektronů na tlaku plazmatu

Zásadním grafem pro tuto práci je závislost počtu ubíhajících elektronů (respektive pulsů v signálu scintilačního detektoru) na tlaku pracovního plynu.



Obr. 28: Závislost počtu pulsů na tlaku pracovního plynu.

Z grafu je patrné, že počet pulsů s rostoucím tlakem opravdu klesá. Výboj #35714 s tlakem 13,4 mPa se výrazně liší od sousedních tlaků, ovšem nemůžeme určit, zda se jedná o jeden specifický případ, nebo pro tlak o hodnotě 13 mPa bude pravidelně počet ubíhajících elektronů vyšší. Tento případ může být dále zkoumán experimentálně. Pro ilustraci můžeme vykreslit lineární spojnicí trendu, nebudeme-li brát (pro větší přesnost) v potaz první bod. Protože nemáme data pro nižší tlaky, nelze usuzovat, zda se u počtu pulsů prvního výboje jedná o příležitostnou chybu, nebo zda se počet pulsů při nižších tlacích bude zvyšovat prudším tempem. Ačkoliv tedy nelze přesně určit typ závislosti těchto dvou veličin, můžeme konstatovat, že jsme potvrdili naši hypotézu.

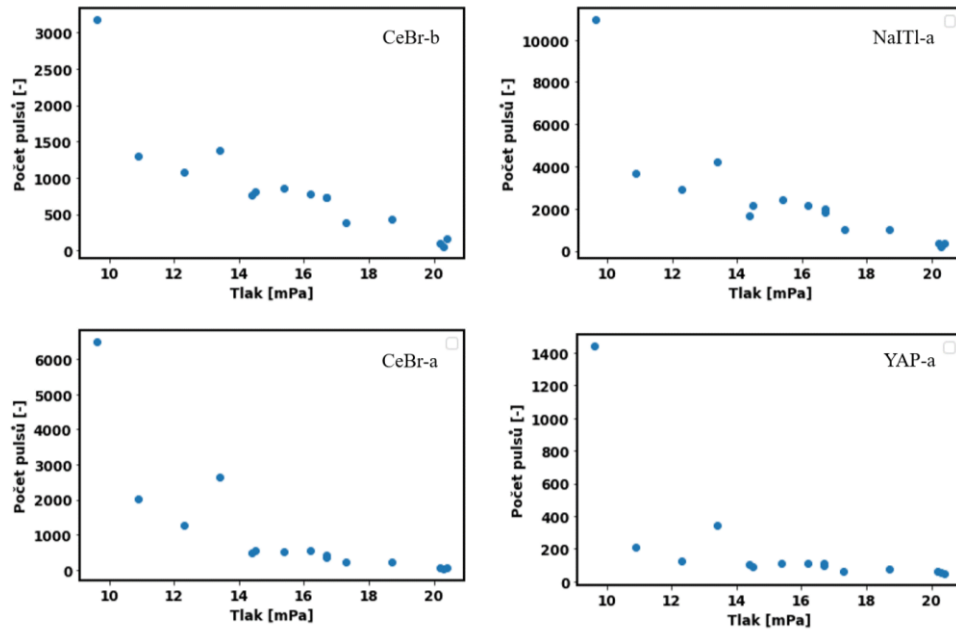


Obr. 29: Závislost počtu pulsů na tlaku pracovního plynu, pro ilustrační účely je graf fitován přímkou.

4.5 Srovnání se scintilátory YAP-a, CeBr-a, NaI(Tl)-a

Detailní analýze jsme podrobili pouze data ze scintilátoru CeBr-b, nyní srovnáme výsledky s ostatními scintilátory.

Počet pulsů pro každý tlak je u každého scintilátoru jiný, nicméně obecný trend se ve všech případech liší jen velmi málo. Hypotézu tedy nevyvrátila ani data z ostatních detektorů.



Obr. 30: Závislost počtu pulsů na tlaku pracovního plynu pro jednotlivé scintilační detektory.

5 ZÁVĚR A DISKUSE

V této práci jsme zmapovali generaci ubíhajících elektronů v průběhu výboje – ta je odlišná pro tlaky vyšších a nižších hodnot. U výboje s tlakem nižším než 14 mPa pozorujeme intenzivní vlnu ubíhajících částic mezi 2 a 3 ms, signál poté dosahuje maxima kolem 6 ms. Obě vlny jsou odděleny intervalem s podstatně nižším počtem pulsů. U výboje s tlakem vyšším než 14 mPa prvotní vlna chybí, naopak nejintenzivnější je signál mezi 5 a 7 ms. Nezávisle na tlaku byl minimální počet pulsů zaznamenán v intervalu od 1 do 2 ms.

Dále jsme popsali energetická spektra ubíhajících elektronů v jednotlivých výbojích. Maximální hodnoty energií se pohybují kolem 200 keV, největší hodnota dosáhla 284,62 keV, nejmenší hodnota byla 192,98 keV.

Zjistili jsme, že s rostoucím tlakem plazmatu se počet ubíhajících elektronů v plazmatu snižuje. Tím jsme potvrdili naši hypotézu a díky výše uvedeným poznatkům byly splněny stanovené cíle experimentu.

Při analýze dat jsme narazili na mnoho skutečností, jež mohou být dále studovány a experimentálně ověřeny, např. vliv proudu plazmatu na generaci ubíhajících elektronů, důvod zvýšeného počtu pulsů mezi 2 a 3 ms pouze pro nižší tlaky, zvýšený počet pulzů při 13,4 mPa, zkoumání počtu ubíhajících elektronů při tlacích nižších, než je 9 mPa. V našem experimentu byla analyzována pouze jedna série výbojů, které probíhaly (kromě změn tlaku) za relativně stejných podmínek. Námětem na další studium by tedy mohlo být pozorování vlivu tlaku pracovního plynu na vznik ubíhajících elektronů při jiném napětí na kondenzátoru než 450 V a při dalších obdobných změnách.

Práce splnila vytyčené cíle, potvrdila hypotézu a poskytla nové otázky ke zkoumání, proto ji hodnotím jako úspěšnou.

Zdroje

- [1] Fyzika fúzní reakce. *Budoucnost energetiky: jaderná fúze* [online]. Praha: Středisko společných činností AV ČR, 2019, s. 78 [cit. 2021-9-27]. ISBN 978-80-200-3007-8.
Dostupné z: <https://www.academia.cz/uploads/media/preview/0001/06/21842ad99060b912743ec2dbe1ffa58321268c09.pdf>
- [2] Vazebná energie jader. *Energyweb.cz* [online]. [cit. 2021-9-27]. Dostupné z: https://www.energyweb.cz/web/index.php?display_page=2&subitem=1&ee_chapter=3.6.3
- [3] Základy fúzní energetiky II. – Základní fyzika fúzních reaktorů. *Tzb-info.cz* [online]. 2016 [cit. 2021-9-27]. Dostupné z: <https://energetika.tzb-info.cz/elektroenergetika/14538-zaklady-fuzni-energetiky-ii-zakladni-fyzika-fuznich-reaktoru>
- [4] Elektřina z fúze (II) – fyzikální základy. *Tzb-info.cz* [online]. 2013 [cit. 2021-9-27]. Dostupné z: <https://energetika.tzb-info.cz/10045-elektřina-z-fuze-ii-fyzikalni-zaklady>
- [5] Čistá energie tokamaků. *Vesmir.cz* [online]. 1998 [cit. 2021-9-27]. Dostupné z: <https://vesmir.cz/cz/casopis/archiv-casopisu/1998/cislo-4/cista-energie-tokamaku.html>
- [6] Základy fúzní energetiky III. – Reaktorové technologie. *Tzb-info.cz* [online]. 2016 [cit. 2021-10-31]. Dostupné z: <https://energetika.tzb-info.cz/elektroenergetika/14587-zaklady-fuzni-energetiky-iii-reaktorove-technologie>
- [7] ČALOUK, Jakub. *Studium energie ubíhající elektronů v tokamacích*. Brno, 2020. Diplomová práce. Masarykova univerzita. Vedoucí práce Prof. RNDr. David Trunec, CSc.
- [8] Elektřina z fúze (III) – reaktory ITER, HiPER a DEMO. *Tzb-info.cz* [online]. 2013 [cit. 2021-10-31]. Dostupné z: <https://energetika.tzb-info.cz/elektroenergetika/10069-elektřina-z-fuze-iii-reaktory-iter-hiper-a-demo>
- [9] *Budoucnost energetiky: jaderná fúze* [online]. Praha: Serifa, 2019 [cit. 2021-10-31]. ISBN 978-80-200-3007-8. Dostupné z: <http://www.ipp.cas.cz/miranda2/export/sitesavcr/ufp/ufp-v-mediich/Publications/Budoucnost-energetiky-jaderna-fuze.pdf>
- [10] O symetrii tokamaku. *Československý časopis pro fyziku* [online]. 2009, **59**(4), 6 [cit. 2021-10-31]. Dostupné z: http://www.ipp.cas.cz/miranda2/export/sitesavcr/ufp/vedecka_struktura_ufp/tokamak/popularizace/pdf/09-4_207-212_Mlynar_O_symetrii_tokamaku.pdf
- [11] *ŘÍZENÁ TERMOJADERNÁ FÚZE PRO KAŽDÉHO* [online]. Třetí. Praha, 2015 [cit. 2021-10-31]. Dostupné z: https://www.cez.cz/edee/content/file/vzdelavani/fuze_sceen.pdf
- [12] Jak dostat hvězdu na Zemi. *Tajemství vesmíru* [online]. **7-8/2020**, 4 [cit. 2021-12-06]. Dostupné z:

<http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/Chronicle/MediaHits/HighLights/0820TajemstviVesmiru/JakDo statHvezduNaZemi.pdf>

[13] Tokamak CASTOR a jeho historie. *Ipp.cas.cz* [online]. [cit. 2021-12-06]. Dostupné z: http://www.ipp.cas.cz/vedecka_struktura_ufp/tokamak/COMPASS/historie/tokamak_castor/index.html

[14] Vojtěch Svoboda: návštěva Golema a vesmírná energie. *Energyglobe.cz* [online]. [cit. 2021-12-06]. Dostupné z: <https://www.energyglobe.cz/temata-a-novinky/na-navsteve-golema-a-o-kroceni-vesmirne-energie-s-vojtechem-svobodou>

[15] *Fúze* [online]. 2018 [cit. 2021-12-06]. Dostupné z: <https://ipnp.cz/krticka/lectures/>. Prezentace. Institute of Particle and Nuclear Physics, Charles University.

[16] *Termojaderné slučování v tokamacích* [online]. 2008 [cit. 2021-12-06]. Dostupné z: <https://slideplayer.cz/slide/2323775/>. Prezentace. Jihočeská univerzita, Ústav fyziky plazmatu AV ČR.

[17] *Real Time Plasma State Monitoring* [online]. Padova, 2016 [cit. 2021-12-06]. Dostupné z: https://www.researchgate.net/publication/297725507_Real_Time_Plasma_State_Monitoring. Università degli Studi di Padova, Universidade de Lisboa.

[18] Stellarators. *Terpconnect.umd.edu* [online]. [cit. 2021-12-06]. Dostupné z: https://terpconnect.umd.edu/~mattland/projects/1_stellarators/

[19] KULHÁNEK, Petr. *Úvod do teorie plazmatu*. Praha: AGA, 2017. ISBN 978-80904582-2-2.

[20] *Tokamak GOLEM wiki* [online]. [cit. 2021-12-06]. Dostupné z: <http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/>

[21] *Tokamak Golem: Hvězda uprostřed Prahy* [online]. abicko.cz, 2019 [cit. 2021-12-06]. Dostupné z: <https://www.abicko.cz/galerie/precti-si-technika/51271/tokamak-golem-hvezda-uprostred-prahy?foto=8>

[22] SRIDHAR, Sundaresan. *Generation and Deconfinement of Runaway Electrons in the COMPASS tokamak*. 2017. Diplomová práce. Ghent University. Vedoucí práce Doc. RNDr. Jan Mlynář, Ph.D.

[23] TUNKL, Marek. *Aplikace segmentovaných polovodičových detektorů pro diagnostiku ubíhajících elektronů*. Praha, 2019. Bakalářská práce. ČVUT. Vedoucí práce Ing. Michal Marčíšovský, Ph.D

[24] Electricity Mix. *Our World in Data* [online]. [cit. 2021-12-07]. Dostupné z: <https://ourworldindata.org/electricity-mix>

- [25] Aldebaran Bulletin: To je on, elektron II. *Aldebaran.cz* [online]. 2019 [cit. 2021-12-07]. Dostupné z: https://www.aldebaran.cz/bulletin/2019_14_ele.php
- [26] ČEŘOVSKÝ, Jaroslav. *Ubíhající elektrony v tokamacích*. Praha, 2016. Bakalářská práce. ČVUT. Vedoucí práce Doc. RNDr. Jan Mlynár, Ph.D.
- [27] MLYNÁŘ, Jan, Jakub ČALOUŠ, Ondřej FICKER, Eva MACÚŠOVÁ a Jaroslav ČEŘOVSKÝ. Ubíhající elektrony v tokamacích – otevřené otázky a český příspěvek k jejich řešení. *Československý časopis pro fyziku*. 2020, **70**(6).
- [28] Detekce a spektrometrická analýza fotonového a korpuskulárního záření pro výzkum, technologické aplikace a medicínu. *Astronuklfyzika.cz* [online]. [cit. 2021-12-07]. Dostupné z: <https://astronuklfyzika.cz/DetekceSpektrometrie.htm>
- [29] *RIA instrumentace* [online]. [cit. 2021-12-08]. Dostupné z: https://is.muni.cz/el/med/podzim2013/KBOMII/um/RIA_prednaska.pdf. Prezentace. OKB FN Brno.
- [30] *SCINTILAČNÍ DEKEKTORY* [online]. 2002 [cit. 2021-12-08]. Dostupné z: <http://www.pf.jcu.cz/stru/katedry/fyzika/prof/Svadlenkova/Scintilacni%20detektory.pdf>. Jihočeská universita v Českých Budějovicích, Pedagogická fakulta.
- [31] DIBDIAK, Lukáš. Scintilační detektor princip. *YouTube* [online]. 2016 [cit. 2021-12-08]. Dostupné z: <https://www.youtube.com/watch?v=6V1ADnCP-Tc>
- [32] *Jak fungují tokamaky u nás a ve světě* [online]. 2009 [cit. 2021-12-08]. Dostupné z: <https://slideplayer.cz/slide/3115448/>. VUT Brno.
- [33] Jaderné reakce. *Cez.cz* [online]. [cit. 2021-12-08]. Dostupné z: <https://www.cez.cz/edee/content/microsites/nuklearni/k31.htm>
- [34] HARACK, Benjamin. *Derivation of Lawson Criterion for D-T* [online]. [cit. 2021-12-09]. Dostupné z: <https://www.visionofearth.org/wp-content/uploads/2010/11/LawsonCriterion.pdf>
- [35] Dozimetrie: (obrázek scintilačního detektoru). *Wikiskripta.eu* [online]. [cit. 2021-12-07]. Dostupné z: <https://www.wikiskripta.eu/w/Dozimetrie>

Příloha

Grafy, které nebyly uvedeny v textu:

