



TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI
Fakulta mechatroniky, informatiky
a mezioborových studií ■

Studijní program: P2612 Elektrotechnika a Informatika
Studijní obor: 3901V55 Aplikované vědy v inženýrství

Vliv elektrických veličin na Biefeld-Brownův efekt

The influence of electrical parameters on the Biefeld-Brown effect

AUTOREFERÁT DISERTAČNÍ PRÁCE

Autor: Ing. Bc. Jiří Primas

Školitel: Prof. Ing. Václav Kopecký, CSc.

Úvod

V poslední době se do popředí zájmu nejen odborné veřejnosti dostává jev, při kterém na kondenzátorech s asymetrickými elektrodami dochází po připojení vysokého napětí ke vzniku síly. Nejedná se o prosté vzájemné Coulombovské přitahování opačně nabitých elektrod, ale síla má tendenci pohybovat celým kondenzátorem ve směru k menší elektrodě. Přestože se jedná o relativně malou sílu (v řádu milinewtonů), rýsují se zajímavé možnosti praktického využití tohoto jevu.

Za objevitele tohoto fenoménu můžeme považovat amerického fyzika T. T. Browna. Ten si v roce 1921 při svých experimentech se soustavami asymetrických elektrod povšiml, že po připojení vysokého napětí v řádu desítek kV má soustava elektrod tendenci pohybovat se směrem k menší elektrodě. Na výzkumu tohoto jevu později úzce spolupracoval s Dr. P. A. Biefeldem a tomuto fenoménu oba zasvětili značnou část své odborné kariéry. Z jejich spolupráce vzešla celá řada patentů [např. 1, 2], které můžeme považovat za první a zásadní publikace věnující se této problematice. Na jejich počest se proto jev vzniku síly na vysokonapětovém kondenzátoru s asymetrickými elektrodami označuje jako Biefeld-Brownův efekt.

Přestože se významný americký letecký konstruktér A. P. de Seversky později pokusil jevu využít ke konstrukci nového typu pohonu pro létání [3], tak zájem o tento fenomén postupně opadal. Zlom nastal až na konci 90. let 20. století, a to nikoliv ze strany odborné veřejnosti, ale ze strany amatérů. Objevila se totiž nová konstrukční varianta původního de Severského asymetrického kondenzátoru, tzv. lifter. Ten byl navržen tak, aby se po připojení vysokého napětí cca 20 kV celý asymetrický kondenzátor vznesl. Jednoduchost konstrukce umožnila, že tuto variantu asymetrického kondenzátoru bylo možné bez obtíží postavit i v amatérských podmínkách. Atraktivnost experimentu pak způsobila, že návod na jeho konstrukci se především díky internetu velmi rychle rozšířil a kondenzátor v této podobě postavilo a úspěšně otestovalo obrovské množství lidí, které tento jev zaujal.

Velkým problémem ale zůstávala skutečnost, že neexistoval přesný matematicko-fyzikální popis vznikající síly. Několik vědeckých týmů na významných pracovištích se pokusilo o nástin možné fyzikální podstaty, ale jednalo se pouze o ojedinělé, a často velmi obecně psané publikace [4, 5]. Jedním z důvodů, proč vědecké zprávy nebyly detailnější, je jistě fakt, že část výzkumů byla (a zřejmě stále je) utajena.

Bohužel vedle těchto seriózních výzkumů, se objevilo velké množství výzkumů amatérských a neseriózních [6], takže v současné době je orientace v dostupných zdrojích s touto tematikou značně obtížná. Internetové vyhledávače sice naleznou k tomuto tématu obrovské množství odkazů, ale prakticky všechny jsou nespolehlivé, v některých případech dokonce zjevně nesmyslné. To celkový pohled na danou problematiku spíše devaluje.

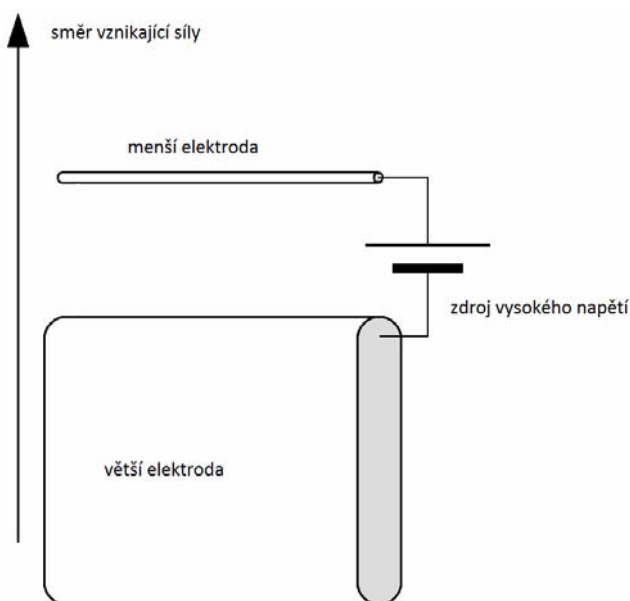
Hlavním cílem této disertační práce je předložit kompletní matematicko-fyzikální popis vzniku síly na vysokonapěťovém kondenzátoru s asymetrickými elektrodami, a tento popis verifikovat na velké sérii experimentů. Mým přáním je, aby se tato disertační práce stala první prací, která poskytne na zkoumanou problematiku komplexní, a především vědecky relevantní pohled.

1. Rešerše

V rešeršní části této práce nejprve definujeme a stručně popíšeme Biefeld-Brownův efekt, a poté se podíváme na několik vybraných publikací z posledních let, které se problematice tohoto jevu věnují. Dvě z nich jsou publikacemi ze seriózních pracovišť a můžeme je pokládat za dobrý ukazatel současného stavu zkoumání této problematiky, třetí z nich je uvedena jako příklad toho, jak dle mého názoru pseudovědecky lze tuto problematiku také uchopit.

1.1. Biefeld-Brownův efekt

Biefeld-Brownovým efektem budeme v této disertační práci rozumět elektrický efekt pozorovatelný na vysokonapěťových kondenzátorech s výrazně asymetrickými elektrodami. Po připojení napětí, které je větší než zápalné napětí koronového výboje, nabitě částice vznikající v okolí menší elektrody jsou urychlovány elektrickým polem směrem k elektrodě větší a v průběhu své dráhy předávají svůj moment hybnosti přítomným neutrálním částicím okolního média (nejčastěji vzduchu). To má dva zásadní důsledky. Tím prvním je vznik síly, která působí na celou konstrukci kondenzátoru (viz obr. 1) a míří vždy směrem k menší elektrodě (a to nezávisle na polaritě připojeného napětí), druhým důsledkem je vznik ustáleného orientovaného proudění neutrálního okolního média (vzduchu) ve směru, který je opačný, než směr vznikající síly.



Obr. 1: Síla vznikající na kondenzátoru s asymetrickými elektrodami

1.2. Bahder, T. B., Fazi, Ch.: Force on an asymmetrical capacitor

V tomto článku [5] se autorská dvojice pod záštitou US Army Research Laboratory pokusila o nástin analýzy Biefeld-Brownova efektu z pohledu fyzikálního principu, který za vznikem síly opravdu stojí. Autoři vyšli z původních Brownových patentů a provedli na velmi jednoduchých modelech základní měření vznikající síly. V další části vyloučili jako možný princip elektrický vítr, a naopak potvrdili teorii iontového driftu – tj. uspořádaného pohybu iontů, které vznikají v okolí malé elektrody a jsou urychlovány směrem k elektrodě velké. Autoři se nepokusili o hlubší kvantitativní popis zkoumaného jevu.

1.3. Canning F. X.: Asymmetrical capacitors for propulsion

Autor F. X. Canning v tomto článku [4], který je vlastně závěrečnou zprávou projektu CR-2004-213312 prováděném v NASA na vysokonapěťovém kondenzátoru s asymetrickými elektrodami, zkoumal, zda síla vzniká i za výrazně sníženého tlaku, příp. ve vakuu. Na testovacím modelu, který opět vycházel z původního Brownova návrhu, ukázal, že ke vzniku síly je nezbytně nutná interakce pohybujících se iontů s okolními neutrálními částicemi vzduchu. Pokud tyto částice nejsou přítomny, ke vzniku síly nedochází.

1.4. Musha T.: Theoretical explanation of the Biefeld-Brown effect

Tato práce [6] japonského inženýra T. Mushi pod slibným názvem skrývá příklad článku, který je přinejmenším silně spekulativní, při použití silnějšího výraziva neseriózní a pseudovědecký. Musha se totiž pokusil vysvětlit sílu vznikající na vysokonapěťovém kondenzátoru s asymetrickými elektrodami pomocí elektrogravitace, přesněji řečeno gravitačního pole, které na kondenzátoru prý vzniká a interaguje s gravitačním polem Země. Ač myšlenka na fyzikální teorii, která by sjednotila všechny síly, včetně gravitační, je jistě velmi lákavá, domnívám se, že bude muset vzejít od osoby fundovanější, než je právě T. Musha, především proto, že vznikající sílu není problémem vysvětlit v rámci běžných, zavedených a verifikovaných fyzikálních teorií. Zásadním argumentem proti Mushově teorii je i skutečnost, potvrzená výše uvedeným Canningem a totiž, že síla nevzniká ve vakuu.

2. Zvolený zdroj vysokého napětí

Pro většinu provedených experimentů budeme používat laboratorní stejnosměrný vysokonapěťový zdroj Glassman FX, jehož principem je využití násobiče napětí. Zdroj je regulovatelný, maximální dosažitelné napětí je 50 kV a maximální výstupní proud 5 mA. Zdroj disponuje také nastavitelnou proudovou ochranou a možností přímo odečítat na digitálním displeji výstupní vysoké napětí a proud procházející obvodem. Tento vysokonapěťový laboratorní zdroj vidíme na obr. 2.



Obr. 2: Vysokonapěťový stejnosměrný zdroj Glassman FX

Pro jediný experiment se střídavým vysokým napětím bude, jak již bylo zmíněno, použit vysokonapěťový transformátor KGUG36, s převodním poměrem 230 : 36000, a tedy dosažitelným napětím 36 kV, s výkonem 2 kVA, viz obr. 3. Výstupní napětí budeme regulovat pomocí síťového autotransformátoru THALHEIMER ESS104 na jeho primární straně, proudovou ochranu zajistí sériově zapojený vysokonapěťový rezistor 3WK68009-B o odporu $R = 20 \text{ M}\Omega$ na sekundární straně, maximální proud protékající zkoumaným obvodem je tedy omezen na 1,8 mA.



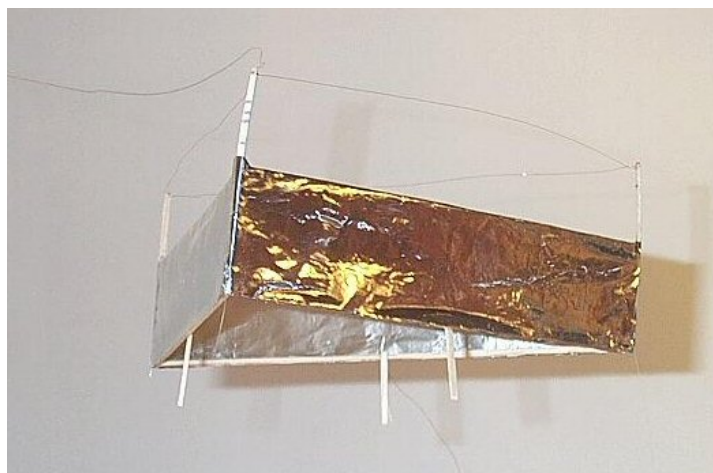
Obr. 3: Fotografie námi použitého vysokonapěťového transformátoru KGUG36

3. Stat'

3.1. Konstrukce vysokonapětového kondenzátoru s asymetrickými elektrodami

Prvním a zásadním úkolem při výzkumu vzniku síly na vysokonapětovém kondenzátoru s asymetrickými elektrodami bylo vybrat si konkrétní konstrukci tohoto kondenzátoru, jakýsi jeho modelový typ, na kterém budou provedeny veškeré další experimenty. Data z těchto měření později poslouží k verifikace teoreticky odvedených vztahů. Již ve své diplomové práci [7] jsem otestoval několik konstrukčních typů tohoto kondenzátoru. V zásadě můžeme rozlišit trojici základních typů – tzv. lifter, dále asymmetrical capacitor thruster – ACT a konečně námi navržený typ, tzv. element.

První typ, nazývaný v anglicky psané literatuře *lifter* (do češtiny je někdy tento název opisem překládán jako „elektrostatické vznášedlo“), vidíme na obr. 4.

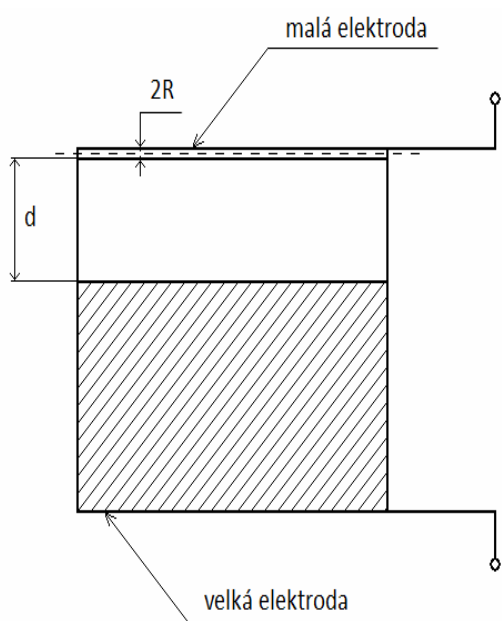


Obr. 4: Konstrukční typ asymetrického kondenzátoru – tzv. lifter

Jedná se o velmi lehkou nosnou konstrukci například z balzového dřeva, která tvoří pravidelný n-úhelník (v případě lifteru na obr. 4 rovnostranný trojúhelník). Ta je potažena tenkou hliníkovou fólií a tato část tvoří velkou elektrodu. Malá elektroda je tvořena velmi tenkým (průměr desetiny mm a menší) holým vodičem, který je pomocí distančních sloupků držen v konstantní vzdálenosti od velké elektrody. Tento typ asymetrického kondenzátoru se velmi často používá pro demonstrační účely. Připojíme-li totiž toto zařízení ke zdroji vysokého napětí, dojde ke vzniku síly, která, jak víme, míří směrem k malé elektrodě. Pokud

má celá konstrukce dostatečně malou hmotnost, pak tato vznikající síla postačuje k tomu, aby se celé zařízení vzneslo do vzduchu. Na ukázkou toho, že jev skutečně existuje, se jistě jedná o zajímavý konstrukční typ. Pro naše účely, tedy především měření vznikající síly, se ale příliš nehodí.

Dalším základním typem asymetrického kondenzátoru je tzv. *element*. Jedná se vlastně o konstrukčně nejjednodušší typ, základní praktickou realizaci soustavy dvou výrazně asymetrických elektrod. Po sérii pilotních experimentů jsem se rozhodl na tomto typu provést všechna další měření, a proto si v popisu uvedme i konkrétní rozměry. Malá elektroda je tvořena holým měděným vodičem o průměru $d_i = 2 \cdot R = 0,1$ mm, ta je pomocí izolačních sloupků držena v konstantní vzdálenosti d od velké elektrody (ve většině experimentů $d = 30$ mm). Velkou elektrodou je hliníkový kvádr o rozměrech 100 x 50 x 10 mm, celá konstrukce a její konečný vzhled jsou zřejmé z obr. 5.



Obr. 5: Náčres a fotografie základního typu vysokonapětového asymetrického kondenzátoru, tzv. *element*

Již na tomto místě učiníme velmi důležitou poznámku. Malá elektroda je, jak zřetelně vidíme na obr. 5, držena v určité vzdálenosti d od velké elektrody pomocí izolačních distančních sloupků. Je nesmírně důležité, jaký materiál pro stavbu těchto sloupků zvolíme. Většina konstruktérů volí jako nejdostupnější a nejsnáze opracovatelný materiál dřevo. Uvědomme si ale, že budeme zařízení připojovat na vysoké napětí v řádu desítek kV. Při

tomto napětí dřevo vykazuje již znatelný svodový proud, který je navíc velmi obtížně kvantifikovatelný (vliv vlhkosti vzduchu, výrazná nelinearita závislosti proudu na napětí, atd.). Proto je dřevo jako materiál pro tuto aplikaci zcela nevhodné a v naší práci nebude použito. Materiálem použitým na distanční sloupky bude sklo, které je svými elektrickými vlastnostmi pro tento účel výrazně lepší – jeho izolační odpor je o několik řádů větší, není závislý na vlhkosti vzduchu, atd.

3.2. Použité metody a přístroje, experimentální uspořádání

K vytvoření kompletního matematicko-fyzikálního popisu zkoumaného fenoménu budeme potřebovat velkou sérii experimentálních dat, vždy nás ale budou zajímat pouze tři základní fyzikální veličiny – napětí U , na které je kondenzátor připojen, proud I , který obvodem prochází a vznikající síla F . Podívejme se tedy nyní detailně na jednotlivé přístroje a metody, které k měření těchto veličin budeme používat. Připomeňme, že elektrické zapojení zkoumaného obvodu je vždy velmi jednoduché, asymetrický kondenzátor je přímo připojen na výstupní svorky vysokonapětového zdroje.

3.2.1. Měření napětí

Měření stejnosměrného napětí U , které je připojeno ke zkoumanému asymetrickému kondenzátoru, je v případě použití zdroje Glassman FX velmi jednoduché. Tento zdroj totiž přímo umožňuje odečítat generované výstupní napětí na vestavěném digitálním voltmetru. Vzhledem k tomu, že zkoumaný kondenzátor je připojen přímo na tento zdroj, je tato hodnota výstupního napětí zároveň také hodnotou napětí na zkoumaném kondenzátoru. Tento vestavěný vysokonapětový voltmetr má rozlišovací schopnost na desetiny kV (tj. stovky V), což je pro náš účel zcela dostačující.

V případě jediného měření se střídavým vysokým napětím bude měřeno napětí na primární straně vysokonapětového transformátoru a přepočteno na výstupní napětí na sekundární straně prostým vynásobením převodním poměrem transformátoru.

3.2.2. Měření proudu

Přestože vysokonapětový zdroj Glassman FX umožňuje také odečítat stejnosměrný proud I procházející obvodem, nemůžeme ho, vzhledem k tomu, že jeho rozlišovací schopnost je pouze na desetiny mA (tj. stovky μA), použít. Proud procházející obvodem budeme měřit

pomocí multimetru U1252B firmy Agilent, který připojíme sériově do uzemněného konce měřeného obvodu. Tím je zajištěna ochrana multimetru před vysokým napětím a můžeme takto bez obtíží měřit proud s dostatečnou přesností až na desetiny μA .

Velkou výhodou této metody je, že pouhým přepnutím rozsahu multimetru můžeme měřit zcela stejným způsobem i proud střídavý.

3.2.3. Měření vznikající síly

Po připojení asymetrického kondenzátoru ke zdroji vysokého napětí U začne vznikat síla F v řádu mN. Takto malá síla je obecně velmi těžko měřitelná dostupnými přístroji, obzvlášť uvážíme-li přítomnost vysokého napětí v řádu desítek kV na malé elektrodě. Již ve své diplomové práci [7] jsem diskutoval několik možností, jak toto měření prakticky realizovat.

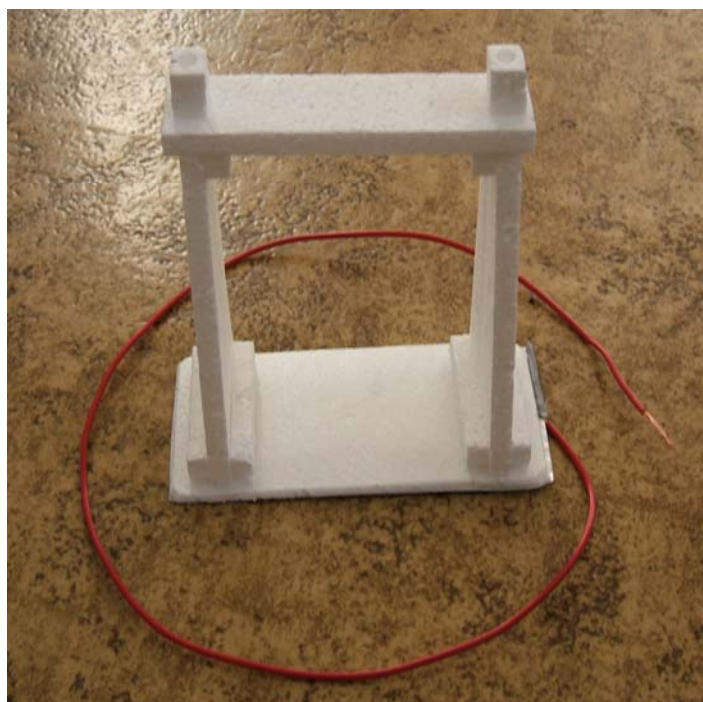
Jako nejlepší metoda, která bude použita i v této práci, se ukázala možnost měřit vznikající sílu nepřímou jako úbytek (příp. přírůstek) hmotnosti zkoumaného kondenzátoru na digitální váze. Tato změna hmotnosti Δm je pak velmi snadno přepočtena na vznikající sílu F pomocí známého vztahu:

$$F = \Delta m \cdot g, \quad (1)$$

kde g je gravitační zrychlení ($g = 9,81 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$).

Abychom ale tuto metodu mohli použít, je potřeba dodržet několik důležitých zásad. Především digitální váha musí mít dostatečnou *citlivost*. Uvažujeme-li vznikající sílu F v řádu milinewtonů (která je, jak plyne ze vztahu (1), ekvivalentní změně hmotnosti v řádu desetin gramu), pak je nutné, aby použitá váha měla citlivost alespoň o řád větší. Nami zvolená digitální váha KERN PEJ620-3M s citlivostí na jednotky miligramů tuto podmínku rozhodně splňuje. Další důležitou podmínkou je dostatečné *tlumení* digitální váhy. Požadujeme, aby měřený výsledek (tj. úbytek hmotnosti) neoscilloval. Tento požadavek je u námi použité digitální váhy PEJ620-3M také splněn, jak se prokázalo již při pilotních experimentech. Důležitým parametrem, který musíme také uvažovat je *váživost* použité váhy. Ta je v případě digitální váhy PEJ620-3M rovna 620 g. Tuto hmotnost tedy musíme mít na paměti jako maximální možnou. Celková hmotnost všech částí zkoumaného zařízení musí být tedy menší než tato maximální hodnota. Posledním technickým problémem, který je nutné vyřešit, je *ochrana digitální váhy před přítomností vysokého napětí* v řádu desítek kV na zkoumaném asymetrickém kondenzátoru. Tento problém byl úspěšně vyřešen pomocí izolujícího stojanu, který je vyroben z pěnového polystyrenu, který má velmi malou hustotu a má tedy i při

větších objemech velmi malou hmotnost. Stojan byl vyroben s ohledem na to, aby byl dostatečně vysoký a vzhledem ke křehkosti pěnového polystyrenu i dostatečně pevný. Na spodní straně stojanu je navíc přilepena hliníková fólie, která je v průběhu měření uzemněna, tím je měřený element dostatečně izolován od vlastní digitální váhy. Finální podobu izolujícího stojanu vidíme na obr. 6.



Obr. 6: Fotografie konečné podoby izolujícího stojanu

Vlastní měření na vysokonapěťovém asymetrickém kondenzátoru bude tedy probíhat následujícím způsobem. Zkoumaný element bude přes sériově zapojený ampérmetr U1252B, na kterém budeme odečítat proud I procházející obvodem, připojen ke svorkám vysokonapěťového stejnosměrného zdroje Glassman FX, na jehož voltmetru budeme odečítat připojené napětí U . Celý element je upevněn na izolujícím stojanu, který je již přímo postaven na vážící misce digitální váhy KERN PEJ620-3M. Na váze budeme v průběhu měření odečítat úbytek hmotnosti Δm , který poté při zpracování experimentálních dat přepočteme pomocí vztahu (1) na vznikající sílu F .

Jak již bylo uvedeno, vzniká na zkoumaném kondenzátoru vedle síly F také ustálené proudění okolního vzduchu. Aby toto proudění nenaráželo na misku vah a nedošlo k devalvací naměřených výsledků, je měřený element orientován vždy tak, aby proudění bylo orientováno směrem nahoru, do volného prostoru, opačným směrem od misky vah. Celkový

pohled na použitou měřicí soustavu, tedy digitální váhu KERN PEJ620-3M, izolující stojan a zkoumaný element, vidíme na obr. 7.



Obr. 7: Fotografie kompletní měřicí soustavy

3.2.4. Nejistoty měření

V závěrečné podkapitole této části je ještě nutné zmínit se o nejistotách provedených měření. Je známým faktem, že vysokonapěťová měření jsou obecně zatížena poměrně velkými chybami. Při pracovních napětích desítek kV je za velmi dobrou považována přesnost 5 - 10% [8]. Protože cílem této práce je nalezení obecného matematicko-fyzikálního popisu vzniku síly na vysokonapěťovém asymetrickém kondenzátoru, tedy funkčních závislostí a trendů, nikoliv přesných konkrétních naměřených hodnot, nebudeme se stanovováním jednotlivých nejistot v této disertační práci zabývat. Dalším důvodem je i ta skutečnost, že většina dále provedených měření je velmi náročná na přesné dodržení všech faktorů, které mohou výsledky měření částečně ovlivnit (teplota, atmosférický tlak, vlhkost vzduchu, atd.), a proto není možné získat dostatečně velké a současně relevantní soubory dat k jejich dalšímu statistickému zpracování.

3.3. Fyzikální princip Biefeld-Brownova jevu

Jak již bylo uvedeno v kapitole 1, většina seriózních výzkumů se shoduje na faktu, že příčinou vzniku síly po připojení asymetrického kondenzátoru na vysoké napětí je ustálený pohyb iontů a jejich interakce s neutrálními částicemi okolního média. Formulujeme proto nyní několik základních hypotéz, které budeme v této části práce analyzovat, potvrzovat a poté z nich budeme dále vycházet při odvození matematicko-fyzikálního popisu zkoumaného fenoménu. Při formulaci těchto hypotéz mějme na paměti, že již v předcházejících výzkumech [4, 5, 7] byly ukázány tyto tři velmi důležité fenomenologické aspekty zkoumaného jevu:

1. *Vznikající síla F míří vždy směrem k malé elektrodě.*
2. *Směr této vznikající síly zůstává stejný bez ohledu na polaritu připojeného vysokého napětí.*
3. *Tato síla vzniká jak po připojení stejnosměrného, tak i střídavého napětí.*

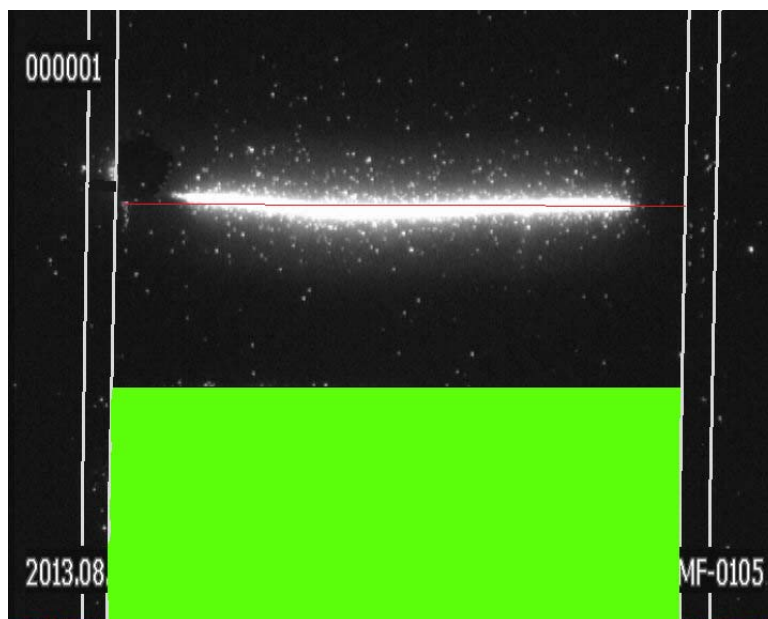
Fyzikální teorie, která má vznik síly na vysokonapětovém asymetrickém kondenzátoru uspokojivě popsat, v sobě musí zahrnovat možnost tyto důležité a na první pohled překvapivé aspekty zkoumaného jevu vysvětlit.

Hypotéza č. 1 – Vznik iontů v okolí malé elektrody

Předpokládejme, že na blízkém okolí malé elektrody je dostatečná intenzita elektrického pole E pro ionizaci okolního vzduchu. Pak v tomto okolí malé elektrody vzniká obrovské množství iontů. Pokud je malá elektroda kladná, pak kladných iontů, které jsou od malé elektrody odpuzovány, a elektronů, které jsou ke kladné elektrodě naopak přitahovány a okamžitě se vybíjejí. Pokud je malá elektroda záporná, pak kladné ionty jsou k ní přitahovány a neutralizují se, elektrony jsou odpuzovány a většina z nich velmi rychle vytvoří s okolním médiem (vzduchem) záporné ionty, které jsou také odpuzovány. Vidíme tedy, že mohou nastat dva zásadně odlišné případy podle polarity malé elektrody. V případě, že malá elektroda byla kladná, jsou od ní tedy odpuzovány kladné ionty, v případě, že malá elektroda byla záporná, jsou od ní v konečném důsledku odpuzovány záporné ionty a v malém množství také elektrony.

Hypotézu č. 1 jsem potvrdil experimentem, kdy jsem pozoroval element připojený na vysoké napětí pomocí koronakamery UVIRCO CoroCAM I. Tato speciální kamera umožňuje ve tmě pozorovat koronový výboj v okolí vodičů, v průmyslové praxi se používá např. pro

pozorování svazků vodičů rozvodné sítě k následnému možnému omezení ztrát. My tuto kameru využijeme právě k vizualizaci koronového výboje na zkoumaném elementu. Na obr. 8 vidíme jeden ze snímků z tohoto pozorování. Pro přehlednost je schématicky znázorněn i zkoumaný element, zeleně je označena velká elektroda, která byla uzemněna, červenou úsečkou je označena malá elektroda, která byla připojena na vysoké napětí $U = 10$ kV, dvojice paralelních bílých čar reprezentují skleněné sloupky.



Obr. 8: Snímek z koronakamery, zkoumaný element připojen na napětí $U = 10$ kV.

Z tohoto pozorování elementu pomocí koronakamery můžeme učinit dva důležité závěry. Ke vzniku korony (a tedy k masivnímu vzniku iontů) dochází skutečně jen na malé oblasti v bezprostředním okolí malé elektrody, jak ukazuje přítomnost jasně zářící oblasti v okolí této elektrody na obr. 8. Tuto skutečnost můžeme považovat za potvrzení hypotézy č. 1. Další důležitou skutečností je fakt, že ke vzniku pozorovatelného koronového výboje dochází při přesně stejné hodnotě připojeného vysokého napětí U , jako ke vzniku zkoumané síly F . Evidentně tedy můžeme ztotožnit hodnotu napětí, při které vzniká korona, s hodnotou napětí, při které vzniká zkoumaná síla.

Toto jsou velmi podstatné argumenty, který dokazují, že ke vzniku síly je skutečně nutná přítomnost obrovského množství iontů, které vznikají v okolí malé elektrody. Je to zároveň důvod, proč nutným předpokladem vzniku síly je výrazná asymetrie elektrod kondenzátoru.

Hypotéza č. 2 – Iontový drift a nutnost nenulového vektorového součtu driftových rychlostí

Z hypotézy č. 1 plyne, že v okolí malé elektrody vzniká obrovské množství nabitých částic, které jsou odpuzovány od této elektrody. Protože jsou ale zároveň v přítomnosti elektrického pole E , tak jsou také přitahovány k elektrodě větší, která je vůči nim opačně nabitá. Tento jev se nazývá iontový drift. Nabité částice se ve vzduchu pohybují po klikaté trajektorii, a jejich driftová rychlost v_D je popsána Blancovým zákonem.

Aby ale na vysokonapěťovém asymetrickém kondenzátoru mohlo dojít ke vzniku síly F , je nezbytné, aby vektorový součet driftových rychlostí jednotlivých nabitých částic byl nenulový, tj. aby existoval výrazně preferovaný směr jejich pohybu. Tuto skutečnost nám dokazuje experiment s asymetrickým koaxiálním kondenzátorem, jehož konstrukce je zřejmá z obr. 9.



Obr. 9: Asymetrický koaxiální kondenzátor

Jedná se o válec s průměrem 8 cm z vodivé sítě, který tvoří velkou elektrodu. V jeho středu je napnuta elektroda malá, opět z holého měděného vodiče o průměru 0,1 mm. V této konfiguraci je jistě splněn předpoklad z hypotézy č. 1, tj v okolí malé elektrody při dostatečně velikosti připojeného napětí U opět vzniká obrovské množství iontů. Ale na rozdíl od již

popsaného elementu, kde je elektrické pole E orientováno od malé elektrody k velké, v této konfiguraci je elektrické pole E radiální, neexistuje tedy žádný preferovaný směr driftové rychlosti, vektorový součet driftových rychlostí jednotlivých pohybujících se částic je nulový. Na této konfiguraci by tedy neměla vznikat žádná síla F , což se podařilo měřením na tomto koaxiálním kondenzátoru zcela potvrdit. Kondenzátor byl postupně vážen v několika různých orientacích a v žádné z poloh nevznikala měřitelná síla, i když zařízením protékal odpovídající proud I . Tento experimentální fakt můžeme pokládat za potvrzení hypotézy č. 2.

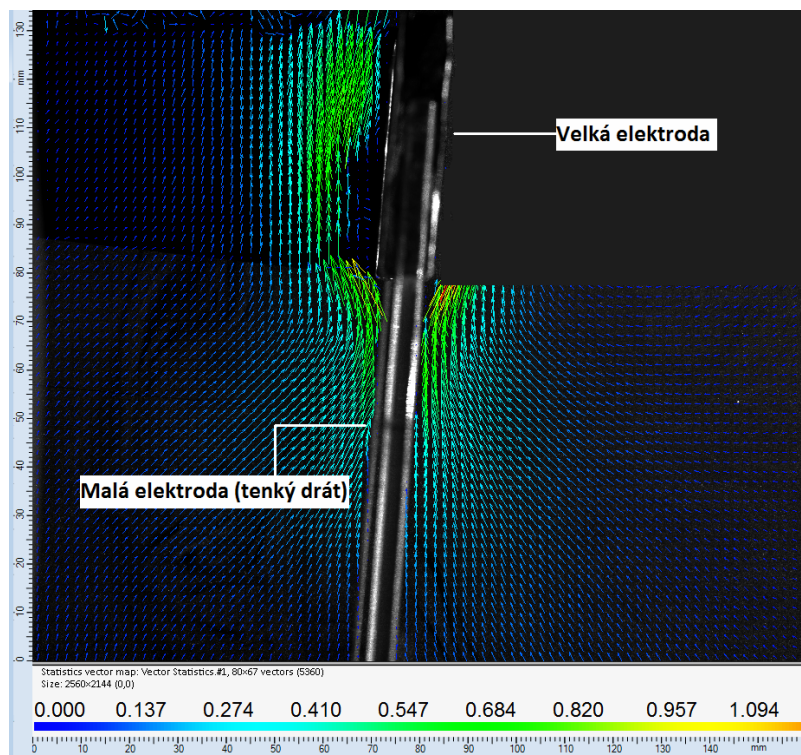
Hypotéza č.3 – Interakce nabitých částic s okolním médiem, existence ustáleného proudění

Jak již bylo uvedeno, nabité částice se tedy pohybují mezi elektrodami asymetrického kondenzátoru mechanismem iontového driftu. Zde je nutné si ale uvědomit, že se nepohybují ve vakuu, ale v přítomnosti nějakého média, nejčastěji vzduchu. Za svůj průlet mezi elektrodami tedy mnohokrát do těchto neutrálních částic narazí.

Ze zákona zachování hybnosti vyplývá, že po srážce se neutrální částice a iont rozletí opačnými směry. Vzhledem k tomu, že iont se vlivem elektrického pole před srážkou pohyboval směrem k opačně nabitě elektrodě, tak po srážce je odmrštěn směrem právě opačným. Jelikož je ale tento iont stále v elektrickém poli, toto pole se mu snaží v pohybu směrem k souhlasně nabitě elektrodě zabránit. A začne ho postupně urychlovat opět směrem k opačně nabitě elektrodě, až do další srážky. Tímto vzájemným působením dojde k přenesení hybnosti přes elektrické pole i na vlastní pevnou konstrukci – asymetrický kondenzátor.

Neutrální částice okolního média, které nesou stejně velkou, ale opačně orientovanou hybnost, tuto hybnost postupně ztrácejí nárazy na okolní neutrální částice. Protože ale nejsou pod vlivem elektrického pole, tak tuto hybnost již nepřenesou zpět na konstrukci – kondenzátor. Jejich pohyb ale způsobí uspořádané proudění okolního prostředí. Právě z tohoto rozdílu – tj. ionty svou hybnost konstrukci (kondenzátoru) předají, a naopak neutrální částice své hybnosti ztratí nárazy na okolní částice, vzniká zkoumaná síla.

Pokud je tato hypotéza správná, pak musí v okolí zkoumaného kondenzátoru existovat při připojení dostatečného napětí U ustálené proudění okolního vzduchu. Za tímto účelem jsme pomocí metody Particle Image Velocimetry (PIV) v Laboratoři laserové anemometrie TUL zkoumali proudění v okolí elementu. Na obr. 10 můžeme vidět výsledky z jednoho takového měření, element byl připojen na stejnosměrné vysoké napětí $U = 16$ kV, malá elektroda je kladná.



Obr. 10: Výsledky z PIV měření, zkoumaný element připojen na $U = 16 \text{ kV}$

Výsledky, vizualizované na obr. 10, jasně ukazují, že v okolí zkoumaného elementu skutečně vzniká ustálené proudění vzduchu (při $U = 16 \text{ kV}$ o přibližné rychlosti $v = 0,7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$). Tuto skutečnost můžeme považovat za potvrzení hypotézy č. 3.

Při měřeních, které budou v této práci dále provedeny, musíme mít tuto skutečnost, tedy že v okolí zkoumaného elementu vzniká proudění vzduchu, na paměti. Toto proudění a jeho možná interakce s plochami měřeného elementu a s okolními plochami by totiž mohlo mít na naměřené výsledky nezanedbatelný vliv. Tento vliv se budeme snažit minimalizovat, jak již bylo naznačeno v části 3.2.3. Tato práce si totiž neklade za cíl tyto aerodynamické vlivy zkoumat.

3.4. Teoretické odvození vztahu pro vznikající sílu F

Již v mé diplomové práci [7] se mi podařilo na základě některých zjednodušujících předpokladů z elementárních fyzikálních vztahů teoreticky odvodit vztah, který popisuje velikost vznikající síly F v závislosti na procházejícím proudu I a pohyblivosti μ pohybujících se iontů:

$$F = \frac{I \cdot d}{\mu}. \quad (2)$$

Pokusme se nyní v této části práce o odvození vztahu pro vznikající sílu F na základě daleko obecnějšího přístupu, a to přímo z Maxwellových rovnic. Hlavním účelem tohoto odvození bude poskytnout hlubší fyzikální vzhled do zkoumaného jevu. Je tedy zřejmé, že nepůjde o duplicitu či jakési algebraické cvičení, ale o zásadní krok při popisu tohoto jevu.

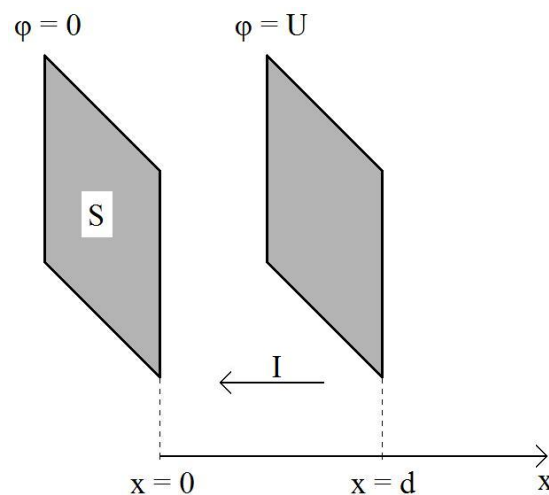
Při tomto odvozování vyjdeme z hypotéz, které byly komentovány a potvrzeny v části 3.3. této práce. Pro přehlednost si je nyní stručně ve formě bodů zrekapitulujme:

- V bezprostředním okolí malé elektrody vzniká od určitého připojeného napětí ionizací okolního vzduchu obrovské množství iontů.
- Tyto ionty jsou urychleny ve směru vektoru intenzity elektrického pole na driftovou rychlost v_d a putují směrem k opačně nabitě elektrodě.
- Ionty průběžně narážejí do okolních neutrálních molekul vzduchu, jejich trajektorií není přímka, jak je tomu ve vakuu, ale klikatá čára.
- Dokud kinetická energie takto urychlených iontů nestačí k ionizaci neutrálních molekul, dochází pouze k předání hybnosti iontu částicím okolního prostředí, aniž by se tyto okolní částice ionizovaly.
- Ze zákona zachování hybnosti plyne, že po srážce se neutrální částice a iont rozletí opačnými směry. Vzhledem k tomu, že iont se vlivem elektrického pole před srážkou pohyboval směrem k opačně nabitě elektrodě, tak po srážce je odmrštěn směrem právě opačným. Jelikož je ale tento iont stále v elektrickém poli, toto pole se mu snaží v pohybu směrem k souhlasně nabitě elektrodě zabránit. A začne ho postupně urychlovat opět směrem k opačně nabitě elektrodě, až do další srážky. Tímto vzájemným působením dojde k přenesení hybnosti přes elektrické pole i na vlastní pevnou konstrukci – kondenzátor.
- Neutrální částice, které nesou stejně velkou, ale opačně orientovanou hybnost, tuto hybnost postupně ztrácejí nárazy na další okolní neutrální částice. Protože ale nejsou pod vlivem elektrického pole, tak tuto hybnost již nepřenesou zpět na konstrukci – kondenzátor. Jejich pohyb ale způsobí částečně uspořádané proudění okolního prostředí – nejčastěji vzduchu.

- Právě z tohoto rozdílu, tj. iont svou hybnost konstrukci (kondenzátoru) předal, a naopak neutrální částice svoji hybnost ztratila nárazy na okolní částice, vzniká uvažovaná síla.
- Takto popsaný mechanismus platí pouze tehdy, pokud u iontů, které se pohybují mezi elektrodami, nedochází k nárazové ionizaci. Dále předpokládáme, že příčinou proudu, který protéká obvodem, jsou pouze urychlené ionty, které se pohybují bez rekombinací a jiných ztrát od jedné elektrody k druhé.

Aby bylo možné úlohu analyticky vyřešit, je nutné provést jisté zjednodušující předpoklady a aproximace. Vyjdeme z následujícího modelu – mějme soustavu dvou elektrod ve vzájemné vzdálenosti d od sebe (deskový kondenzátor), jedna z elektrod je uzemněna, tj. má potenciál $\varphi = 0$ a druhá elektroda je připojena na vysoké napětí, tj. má potenciál $\varphi = U$.

Nyní je potřeba provést důležitý teoretický předpoklad. Budeme v kontradikci se skutečným stavem předpokládat, že obě elektrody kondenzátoru mají plochu S , která je u obou shodná. Tato plocha S je ve srovnání se vzdáleností d mezi nimi mnohem větší ($S \gg d^2$), takže můžeme zanedbat okrajové efekty. Tím zajistíme transformaci problému do 1D, tedy všechny vlastnosti zkoumaného fenoménu budou záviset pouze na proměnné x . Dimenze problému jsou zřejmé z obr. 11.



Obr. 11: Náskres řešené úlohy

Aby ale mohl vznik síly vůbec nastat, je nutné, aby mezi elektrodami byly přítomny ionty. Z předchozího textu již víme, že ionty vznikají kolem velmi tenké elektrody jako následek ionizace okolního vzduchu. Předpokládejme proto nyní bez další analýzy, že ionty jsou v dostatečném množství mezi elektrodami kondenzátoru přítomny.

Vyjdeme ze čtyř základních rovnic uvedených např. v [8, 9]:

$$1. \text{ Poissonova rovnice: } \frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon_0}, \quad (3)$$

kde φ je elektrický potenciál, x je hlavní proměnná udávající vzdálenost od počátku, ρ je hustota náboje a ε_0 je permitivita vakua.

$$2. \text{ Definice potenciálu: } E(x) = -\frac{d\varphi}{dx}, \quad (4)$$

kde E je intenzita elektrického pole.

$$3. \text{ Definice proudu: } I = -j \cdot S = -\rho \cdot v_D \cdot S, \quad (5)$$

kde I je procházející proud, j je proudová hustota, S je plocha elektrod a v_D je driftová rychlost pohybu nosičů náboje.

$$4. \text{ Blancův vztah: } v_D(x) = \mu \cdot E(x), \quad (6)$$

kde μ je pohyblivost iontu.

Nyní již můžeme přistoupit k vlastnímu analytickému výpočtu. Ten je podrobně proveden v kompletní verzi této disertační práce. Zde uvedme jen důležitý mezikrok:

$$I = -\frac{9 \cdot \varepsilon_0 \cdot \mu \cdot S \cdot U^2}{8 \cdot d^3} \quad (7)$$

a konečný výsledek celého výpočtu v již známém tvaru jako:

$$F = \frac{I \cdot d}{\mu}. \quad (8)$$

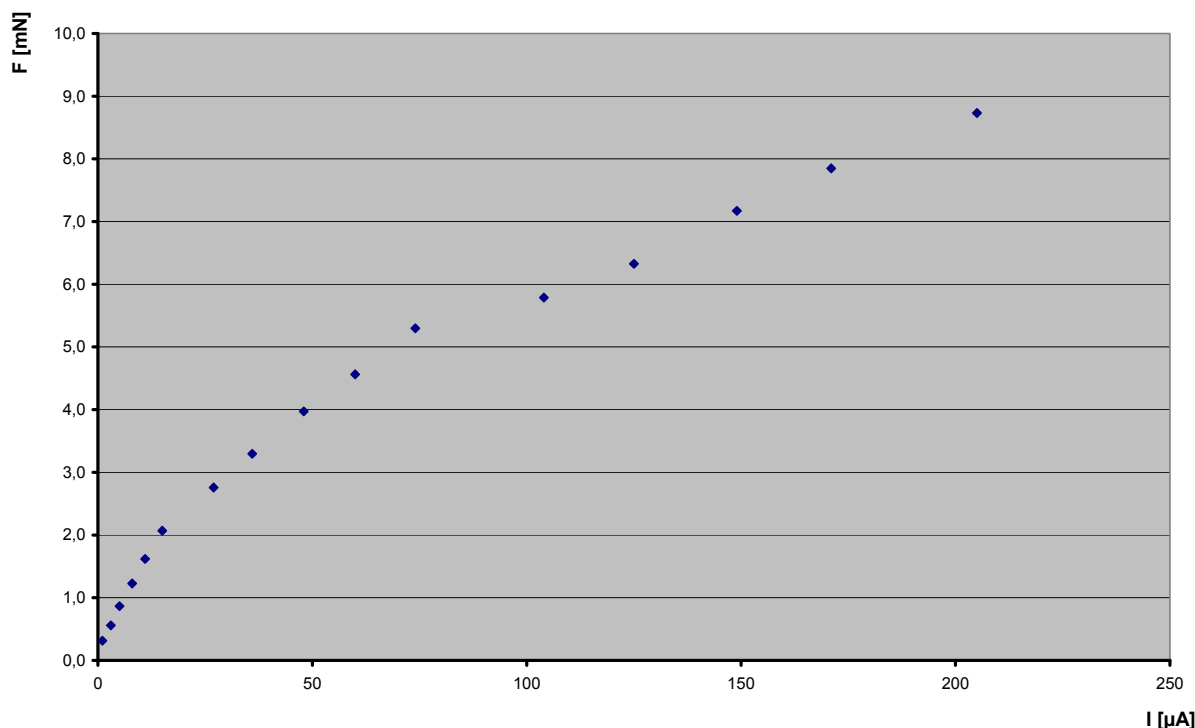
Je tedy zřejmé, že i při tomto způsobu odvození jsme pro vznikající sílu našli shodný vztah jako již dříve v [7].

Z tohoto nového způsobu odvození vyplývá několik důležitých faktů. Za prvé hlavní důvod, proč je pro vznik síly nutná asymetrie elektrod kondenzátoru, je v tom, že vysoká intenzita elektrického pole v okolí tenké elektrody slouží ke „generování“ iontů. Jak je vidět z odvození uvedeného výše, žádný jiný význam nemá. Pokud bychom ionty dodávali mezi desky symetrického kondenzátoru, síla bude vznikat stejným způsobem. Za druhé vztah (7)

poskytuje vhléd do voltampérové charakteristiky zkoumaného problému. Je z něj patrné, že procházející proud I závisí na kvadrátu napětí U . Tento vztah je známý z jiné oblasti fyziky, z teorie polovodičů, jako Mottův vztah. Zde přesně popisuje voltampérovou charakteristiku polovodiče. V další části této práce si ukážeme, proč tento vztah nevystihuje přesně také voltampérovou charakteristiku námi zkoumaného asymetrického kondenzátoru.

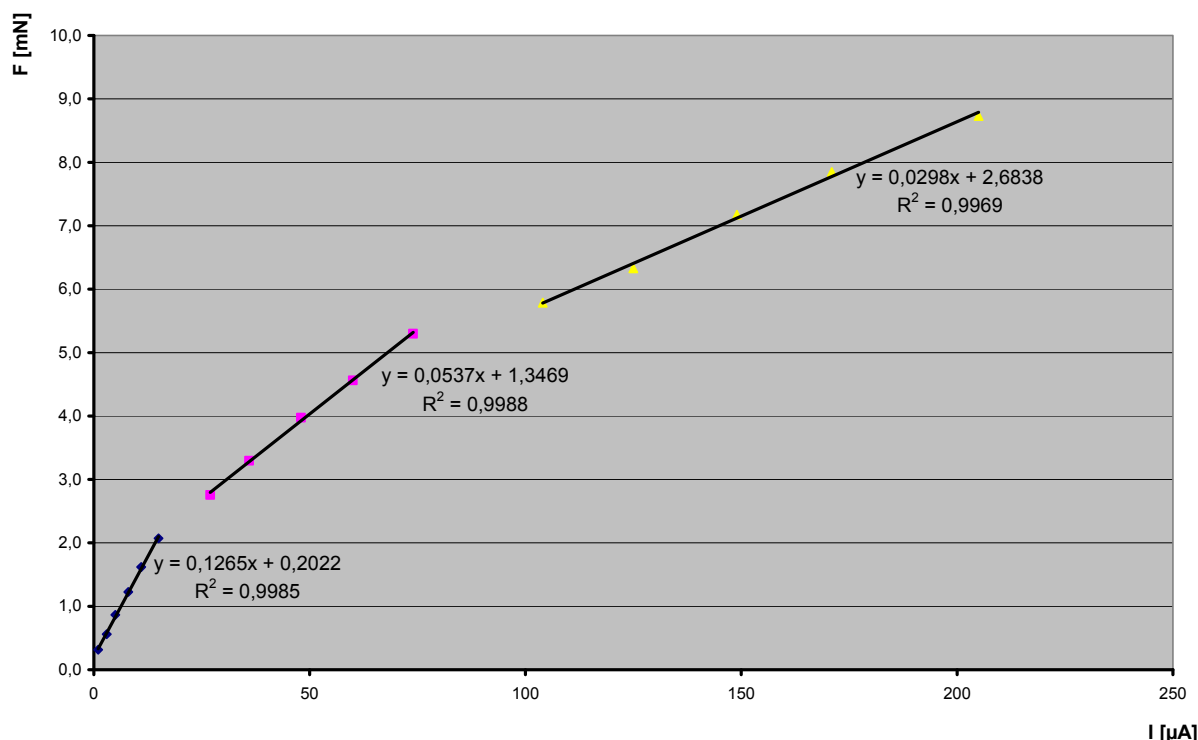
3.5. Experimentální výsledky získané na elementu ve vzduchu a jejich srovnání s teoreticky odvozeným vztahem

V této části mé disertační práce se budeme věnovat výsledkům měření, které byly provedeny na zkoumaném elementu ve vzduchu za standardních podmínek. Malá elektroda byla připojena na kladné vysoké napětí, velká elektroda byla uzemněna. Proto v celé této části mé práce budeme pohyblivostí μ rozumět pohyblivost kladných iontů ve vzduchu μ^+ . Nejprve se podívejme na funkční závislost $F(I)$ – tedy jak vznikající síla závisí na procházejícím proudu. V grafu č. 1 vidíme grafickou reprezentaci výsledků tohoto měření.



Graf č. 1: Naměřená funkční závislost $F(I)$ pro zkoumaný kondenzátor

Na první pohled je zřejmé, že se naměřená funkční závislost $F(I)$ dá rozdělit na tři lineární oblasti. V grafu č. 2 vidíme tyto tři oblasti s proloženými regresními přímkami, rovnicemi regrese a hodnotami spolehlivosti (koeficientu determinace) R^2 .



Graf č. 2: Naměřená funkční závislost $F(I)$, lineární regrese pro každou ze tří oblastí

Z grafu č. 2 je tedy jasné, že závislost mezi procházejícím proudem I a naměřenou silou F je skutečně lineární, jak predikoval vztah (8). Musíme si ale také položit otázku, proč se průběh závislosti $F(I)$ rozpadá na tři různé oblasti s lineárními průběhy s různými směrnici. Na to nám již vztah (8) nedokáže odpovědět. Abychom vysvětlili tuto skutečnost, musíme se vrátit k hypotézám, z kterých jsme vyšli při odvození vztahu (8). Citujme z poslední hypotézy: „Takto popsaný mechanismus platí pouze tehdy, pokud u iontů, které se pohybují mezi elektrodami, nedochází k nárazové ionizaci...“. Tento předpoklad je ve skutečnosti splněn pouze pro první ze tří lineárních oblastí. V druhé a třetí lineární oblasti je kinetická energie pohybujících se nabitých částic dostatečná k tomu, aby došlo ke vzniku laviny elektronů, tak jak ji popisuje John Sealy Townsend v [10]. Pokud má elektron, který vznikl při ionizaci částice, dostatečnou kinetickou energii, může na své dráze způsobit další ionizaci, a tedy i uvolnění dalších elektronů. Tento proces je lavinovitý, má charakter řetězové reakce (1, 2, 4, 8, ...) elektronů, a pokud je intenzita pole mezi elektrodami dostatečná, dojde až ke vzniku výboje. V našem případě je ovšem pole mezi elektrodami výrazně nehomogenní a

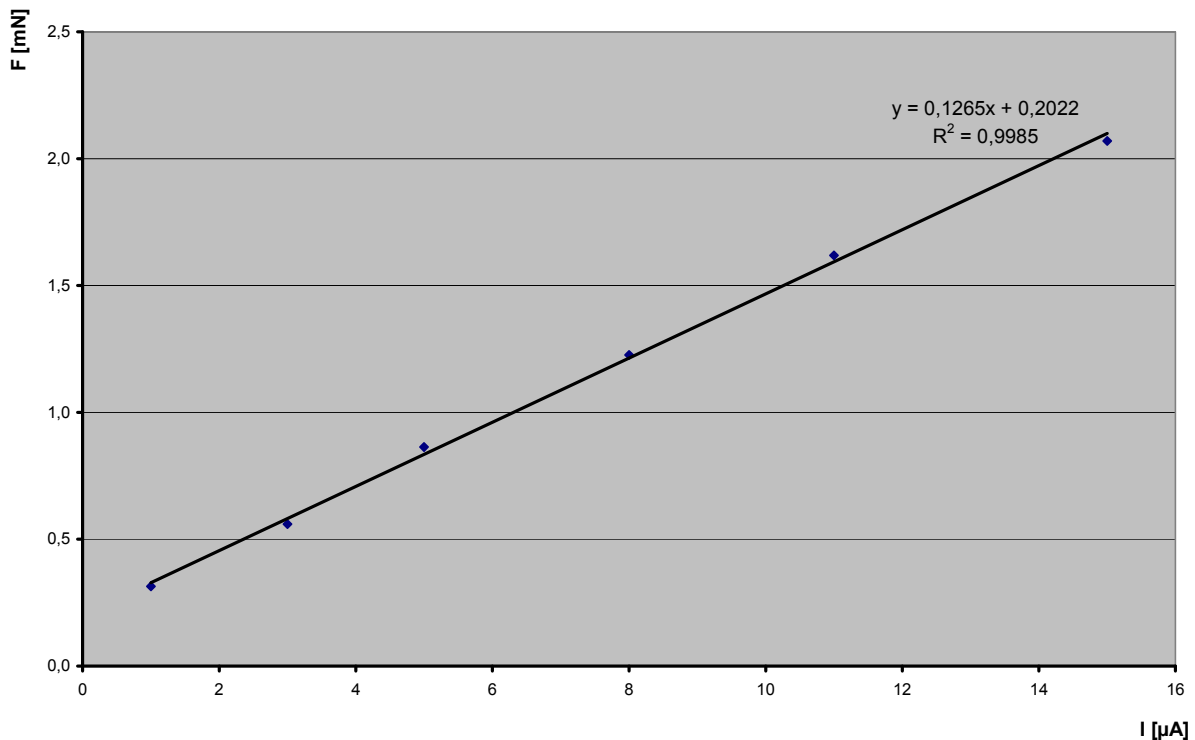
k tomuto mechanismu dojde jen v určité oblasti kolem malé elektrody, nedojde tedy až ke vzniku výboje. Ke vzniku počátečního stádia laviny elektronů ale dojde. Mezi elektrodami námi zkoumaného asymetrického kondenzátoru projde v případě druhé lineární oblasti dvojnásobek, v případě třetí lineární oblasti čtyřnásobek elektronů. Snadno tedy nahlédneme, proč pro druhou oblast naměříme sílu poloviční, než predikoval vztah (8) a pro třetí oblast sílu pouze čtvrtinovou. Důvodem je to, že příspěvek elektronů ke vzniku síly je zanedbatelný (jejich hmotnost je ve srovnání s hmotností pohybujících se iontů zanedbatelná), naopak ale přispějí k náboji, který prošel mezi elektrodami, a tedy i k změřenému proudu.

Musíme tedy provést korekci vztahu (8) a zohlednit výše uvedenou skutečnost. Proto nyní zavedeme koeficient ζ , která necht' udává množství elektronů vzniklých v Townsendově smyslu. Tedy pro první lineární oblast by teoretické hodnoty měly být $\zeta = 1$, pro druhou $\zeta = 2$ a pro třetí $\zeta = 4$. Vztah (8) nyní upravíme takto:

$$F = \frac{I \cdot d}{\mu \cdot \zeta}. \quad (9)$$

Tento vztah (9) již tedy vysvětluje existenci tří lineárních oblastí, které byly na zkoumaném kondenzátoru naměřeny. Podívejme se teď na skutečně naměřené hodnoty ζ . Pro první oblast necht' je $\zeta = 1$, pak pro druhou oblast vychází z rovnic regrese z naměřených hodnot $\zeta = 2,4$, pro třetí oblast $\zeta = 4,3$. Vidíme tedy, že skutečně naměřené hodnoty se dobře shodují z hodnotami předpokládanými teorií. Rozdíly v hodnotách koeficientu ζ oproti teoreticky předpokládané hodnotě jsou způsobeny především tím, že hodnoty byly určeny lineární regresí pro celou druhou, resp. celou třetí oblast. Jsou tedy průměrnou hodnotou pro všechny naměřené hodnoty z této celé oblasti.

Podívejme se nyní detailněji na první lineární oblast, kde $\zeta = 1$. Tato oblast by tedy měla být přesně popsána vztahem (8).



Graf č. 3: První lineární oblast funkční závislosti $F(I)$ s provedenou lineární regresí

V grafu č. 3 vidíme detailně graficky zobrazené naměřené hodnoty, včetně rovnice regrese a hodnoty spolehlivosti. Zde si můžeme povšimnout další neshody mezi naměřenými hodnotami a odvozeným vztahem. Vztah (9) totiž predikoval lineární závislost mezi F a I , ale tato závislost měla být lineární bez absolutního členu. Jak ale vidíme v grafu č. 3, tato závislost je sice lineární, ale s absolutním členem.

Abychom vysvětlili tuto neshodu, provedeme nyní přesnou analýzu proudu I , který prochází měřeným obvodem. Musíme si uvědomit, že aby nabitá částice, která prochází mezi elektrodami zkoumaného kondenzátoru, přispěla k celkovému změřenému proudu, musí skutečně projít od jedné elektrody k druhé. To je opravdu zajištěno, pokud ale neuvažujeme možnou rekombinaci této nabitě částice na trajektorii mezi elektrodami. Tato rekombinace je sice málo pravděpodobná, přesto ale možná. Znamená to tedy, že proud, který reálně naměříme, se rovná proudu, který působí vznik síly, zmenšenému o proud ztrátový. Z této úvahy nám vyplývá jednoduchý vztah:

$$I_M = I_F - I_Z, \quad (10)$$

kde jako I_M označíme naměřený proud, I_F označuje proud, který působí vznikající sílu a I_Z necht' je proudem ztrátovým. Právě proud I_F je tím proudem, který bychom měli správně

dosazovat do vztahu (9). Provedeme tedy toto dosazení, tj. ze vztahu (10) dosadíme za $I_F = I$ do vztahu (9) a dostaneme:

$$F = \frac{(I_M + I_Z) \cdot d}{\mu \cdot \zeta}. \quad (11)$$

Pro nyní analyzovanou první lineární oblast uvažujeme $\zeta = 1$, provedeme tedy dosazení do (11) a pro přehlednost přeskupíme proměnné a získáme:

$$F = I_M \cdot \frac{d}{\mu} + I_Z \cdot \frac{d}{\mu}. \quad (12)$$

V této podobě vztahu (12) už tedy jasně vidíme, proč byla výsledkem lineární regrese na naměřených výsledcích pro první lineární oblast sice lineární funkce, ale s absolutním členem. Tento absolutní člen totiž udává součin ztrátového proudu I_Z a vzdálenosti mezi elektrodami d , děleno pohyblivostí μ .

Protože tento ztrátový proud I_Z není možné přímo změřit, zásadním testem správnosti této teorie bude výpočet jeho velikosti z naměřených dat. Vyjdeme z grafu č. 3, konkrétně z rovnice regrese dané přímkou. Vyjádříme ji včetně fyzikálních jednotek a máme vztah:

$$F [mN] = 0,1265 \cdot I_M [\mu A] + 0,2022. \quad (13)$$

Z předchozího textu již víme, že absolutní člen v rovnici (13) udává součin ztrátového proudu I_Z a vzdálenosti mezi elektrodami d dělenou pohyblivostí μ . Je tedy již velmi snadné tento ztrátový proud vypočítat, víme-li že pro náš asymetrický kondenzátor je vzdálenost mezi elektrodami $d = 30$ mm a pohyblivost, v tomto případě kladných iontů ve vzduchu, bereme dle [9] jako $\mu = 2,4 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. Jednoduchým výpočtem dostaneme výsledek $I_Z = 1,6 \mu\text{A}$. Tato hodnota tedy udává průměrný ztrátový proud I_Z pro první oblast. Uvážíme-li, že první lineární oblast končí pro hodnotu naměřeného proudu $I_M = 15 \mu\text{A}$, pak hodnota ztrátového proudu $I_Z = 1,6 \mu\text{A}$ je rozhodně hodnotou, kterou můžeme považovat za reálnou.

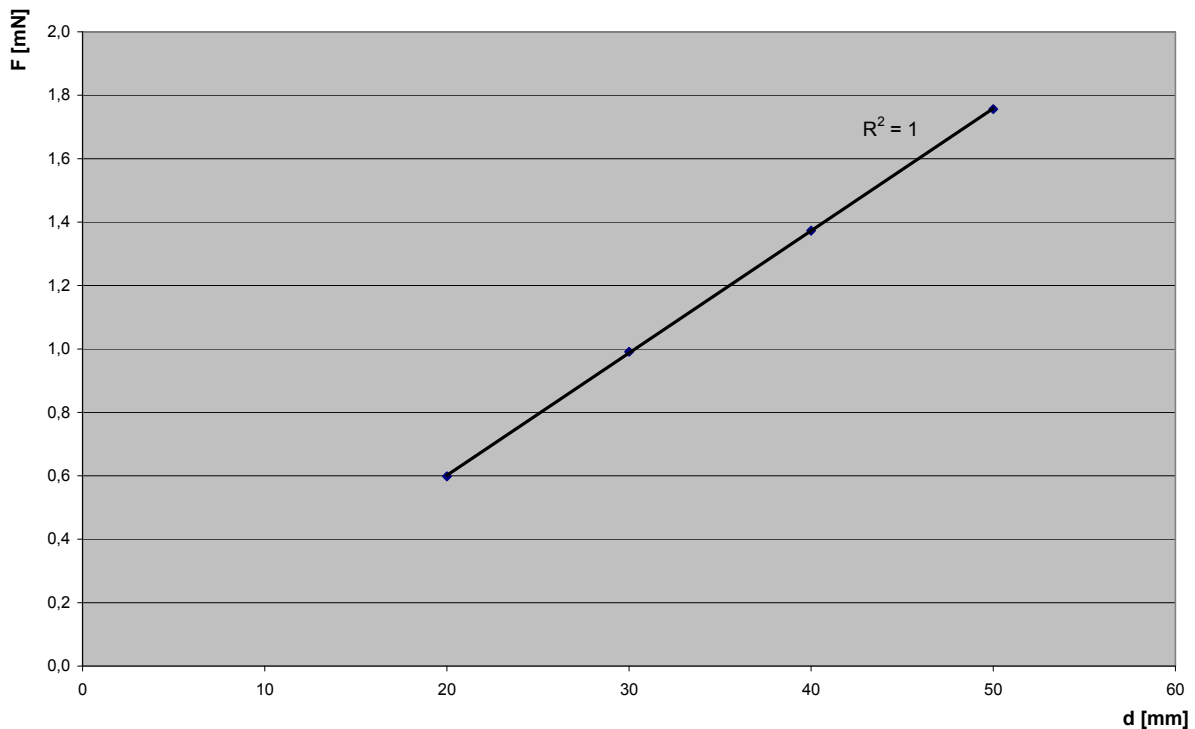
Zcela obdobným způsobem můžeme hodnotu ztrátového proudu I_Z vypočítat i pro další dvě oblasti, pouze musíme respektovat hodnoty koeficientu ζ pro danou oblast. Vyjdeme z regresních rovnic v grafu č. 2. V tabulce č. 1 vidíme shrnuté průměrné ztrátové proudy a maximální naměřený proud I_{Mmax} vždy pro danou lineární oblast.

Tabulka č. 1: Ztrátové proudy pro jednotlivé lineární oblasti

	1. oblast	2. oblast	3. oblast
I_Z [μA]	1,6	10,8	21,5
$I_{M\max}$ [μA]	15	74	205

Z tabulky č. 1 je zřejmé, že ztrátový proud je tím větší, čím větší je proud procházející měřeným obvodem. To je zcela ve shodě s očekáváním, protože čím větší počet nabitých částic se mezi elektrodami pohybuje, tím větší je pravděpodobnost, že některé z nich rekombinují a nepřispívají k proudu, který naměříme. Nicméně poměr ztrátového proudu (jak se snadno přesvědčíme triviálním výpočtem z tabulky č. 1) k maximálnímu naměřenému proudu pro tuto oblast zůstává přibližně stejný a rovná se asi 10-15 % tohoto naměřeného proudu. Tímto ztrátovým proudem jsme tedy vysvětlili existenci absolutního členu v rovnicích regrese a ospravedlnili jsme úpravu teoreticky odvozeného vztahu pro vznikající sílu na jeho finálovou podobu ve tvaru (11).

Dalším důležitým experimentálním testem správnosti tohoto vztahu (11) je ověřit, zda vznikající síla skutečně lineárně závisí na vzdálenosti mezi elektrodami d . K tomuto účelu jsem provedl experiment, kde byla pro stejný procházející proud I_M změřena vznikající síla F , ale pro různé vzdálenosti mezi elektrodami d . Abychom se pro přehlednost a jednoduchost pohybovali v první lineární oblasti, byla jako hodnota proudu pro toto měření zvolena hodnota $I_M = 5 \mu\text{A}$. V grafu č. 4 jsou graficky zobrazeny výsledky z tohoto měření.



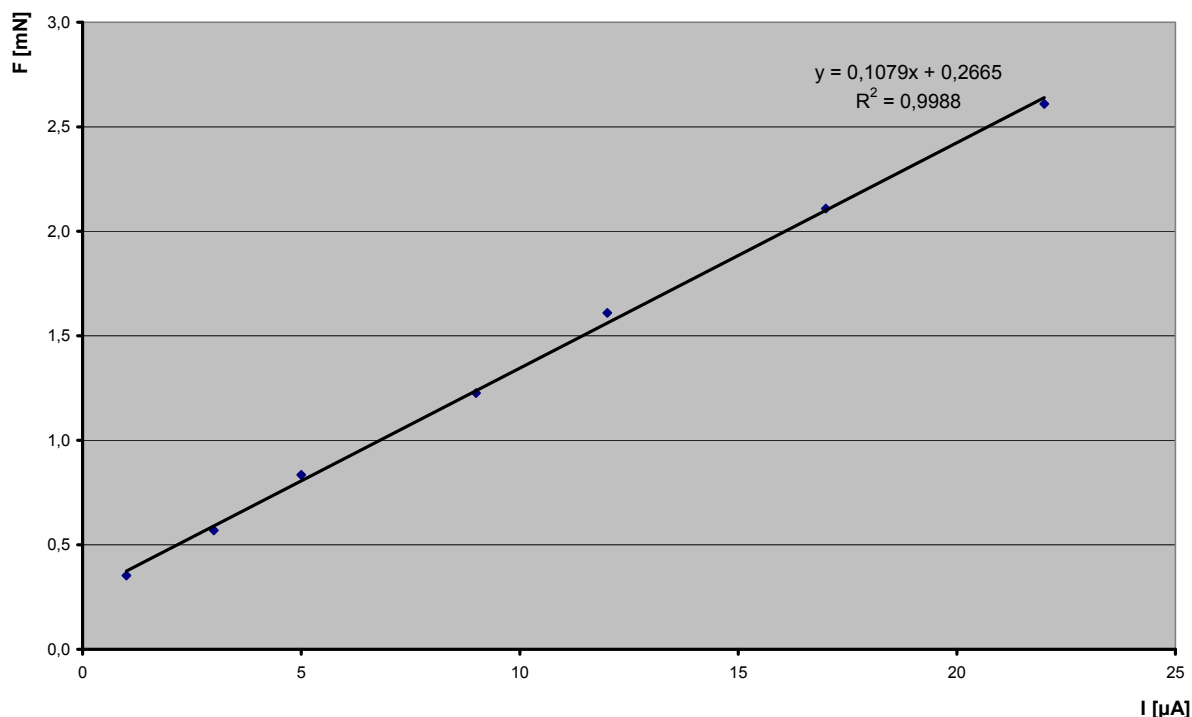
Graf č. 4: Výsledky měření vznikající síly F pro různé vzdálenosti mezi elektrodami d

Na grafu č. 4 vidíme, že vznikající síla F byla měřena pro čtyři různé vzdálenosti d , a to $d = 20, 30, 40$ a 50 mm. Pro ověření linearitu vztahu mezi vznikající silou F a vzdáleností mezi elektrodami d , tak jak předpovídá vztah (11), jsme na grafu č. 4 provedli lineární regresi se zobrazenou hodnotou spolehlivosti R^2 . Hodnota $R^2 = 1$ je jistě vynikajícím důkazem linearitu tohoto vztahu, a tím experimentálně ověřuje platnost vztahu (11).

Poslední veličinou, která ve vztahu (11) figuruje a její vliv na vznikající sílu nebyl ještě experimentálně ověřen, je pohyblivost μ . Tato část mé práce bude tedy zaměřena na experimentální zkoumání právě tohoto vlivu. Pro zjednodušení výpočtů a přehlednost se budeme ve všech těchto provedených měřeních pohybovat v první lineární oblasti, kde $\zeta = 1$.

Základním a na realizaci nejjednodušším experimentem je měření vznikající síly na zkoumaném asymetrickém kondenzátoru při jeho přepólování, tj. malá elektroda bude uzemněna, velká je připojena na kladné vysoké napětí. Jak již bylo vysvětleno, při této polaritě přivedeného napětí budou vznikat kolem malé elektrody záporné ionty a určité množství elektronů, na rozdíl od kladných iontů, které vznikaly ve všech předešlých experimentech. Směr síly, která na kondenzátoru vzniká, zůstává nezměněn, ale pohyblivost záporných iontů je obecně větší, než pohyblivost iontů kladných. Předpokládáme tedy, že vznikající síla bude menší, než při obrácené polaritě elektrod.

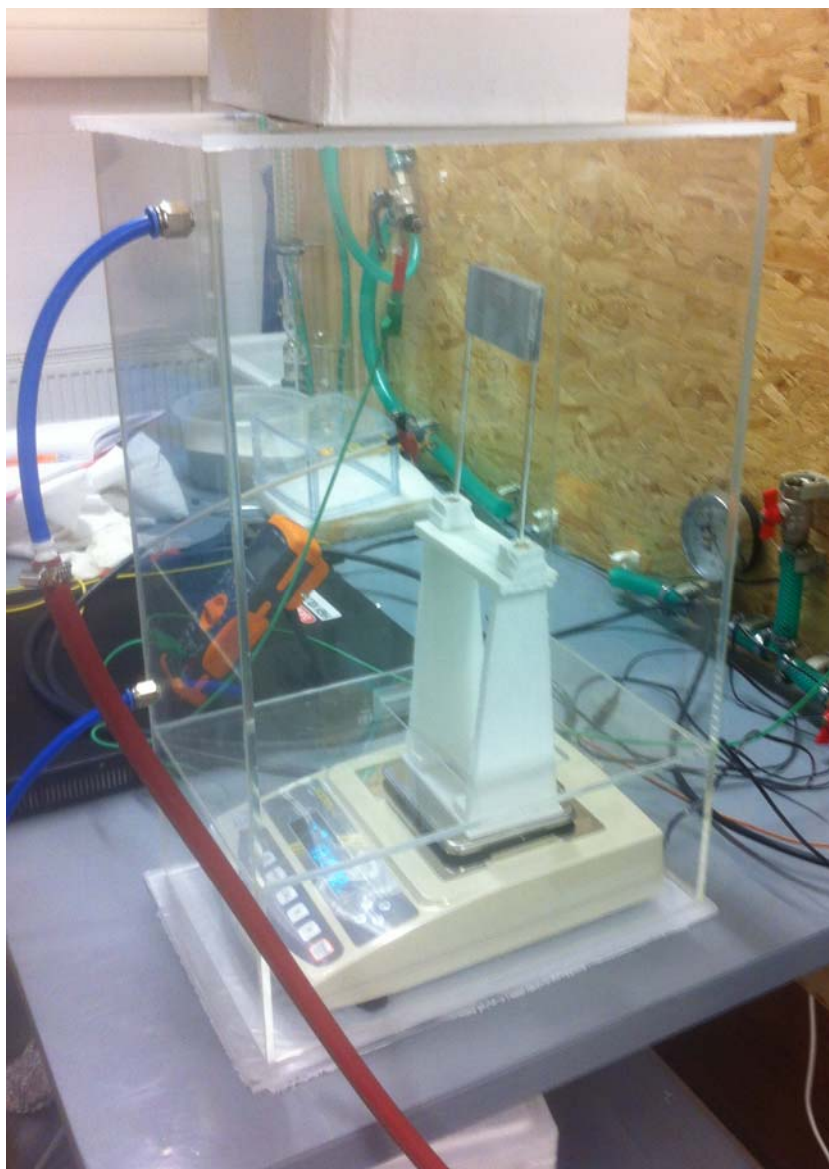
V grafu č. 5 vidíme graficky znázorněné výsledky tohoto experimentu, včetně provedené lineární regrese.



Graf č. 5: Závislost vznikající síly F na procházejícím proudu I (první lineární oblast), element je přepólován, mezi elektrodami se tedy pohybují záporné ionty.

Závislost je ve shodě s očekáváním stále lineární, ale srovnáme-li závislosti vznikající síly F na procházejícím proudu I v grafu č. 3 a v grafu č. 5, je zřejmé, že vznikající síla je pro stejný proud pro měření zachycené v grafu č. 5 skutečně menší. To zcela odpovídá našemu původnímu předpokladu. Tento experiment s přepólováním zkoumaného kondenzátoru můžeme pokládat za potvrzení vztahu (11) i z hlediska vlivu pohyblivosti μ .

Dalším experimentem provedeným k ověření vlivu pohyblivosti μ na vznikající sílu F bylo měření zkoumaného elementu v atmosféře jiných plynů než je vzduch. Element byl v těchto a dalších experimentech již připojen obvyklým způsobem, tj. malá elektroda byla kladná, velká elektroda byla uzemněna. Tyto experimenty jsou na praktickou realizaci velice náročné, měření bylo nutné provádět v plynotěsné komoře, která byla zaplněna zkoumaným plynem a v tomto plynu bylo provedeno měření vznikající síly F . Pro tento účel byla pro naše experimenty vyrobena měřicí komora z plexiskla o rozměrech 250 x 400 x 600 mm. Uspořádání celé měřicí aparatury vidíme na obr. 12.



Obr. 12: Měřicí aparatura pro měření vznikající síly v různých plynech

Prvním zkoumaným plynem byl fluorid sírový – SF_6 . Tento technický plyn je znám z praxe svými výbornými izolačními vlastnostmi, je používán např. k tlakovému plnění vysokonapěťových transformátorů, apod. Pro tento experiment byl ale vybrán především proto, že molekuly fluoridu sírového jsou výrazně těžší než molekuly dusíku a kyslíku (hlavní složky vzduchu), proto i pohyblivost iontů fluoridu sírového je velmi malá. Předpokládaný výsledek tohoto experimentu je tedy takový, že vznikající síla F na zkoumaném asymetrickém kondenzátoru by tedy měla být výrazně větší než ve vzduchu. V tabulce č. 2 vidíme velikost vznikající síly F pro stejnou hodnotu proudu I ve vzduchu a ve fluoridu sírovém.

Tabulka č. 2: Naměřená vznikající síla F pro stejný proud, ale různé plyny

	I [μA]	F [mN]
vzduch	36	3,3
fluorid sírový	36	6,5

Z tabulky č. 2 je tedy jasné, že pro stejný procházející proud I je vznikající síla ve fluoridu sírovém zhruba dvojnásobná, než ve vzduchu. To potvrzuje náš předpoklad a ukazuje také správnost vztahu (11) z hlediska vlivu pohyblivosti μ .

Byl také proveden experiment v argonu, ten byl vybrán jako typický vzácný plyn. O vzácných plynech je známo, že se v přítomnosti elektrického pole velmi snadno ionizují. To by mohlo ukazovat na vzácné plyny jako na vhodné kandidáty ke zkoumání. Bohužel ale jejich průrazné napětí (tedy napětí, než dojde k přeskočení mezi elektrodami) je tak malé, že nestačí vůbec dojít ke vzniku korony, a tedy podmínek nutných pro vznik síly F . To experiment také ukázal – v argonu došlo k přeskočení mezi elektrodami dříve, než se objevila jakákoliv měřitelná síla F .

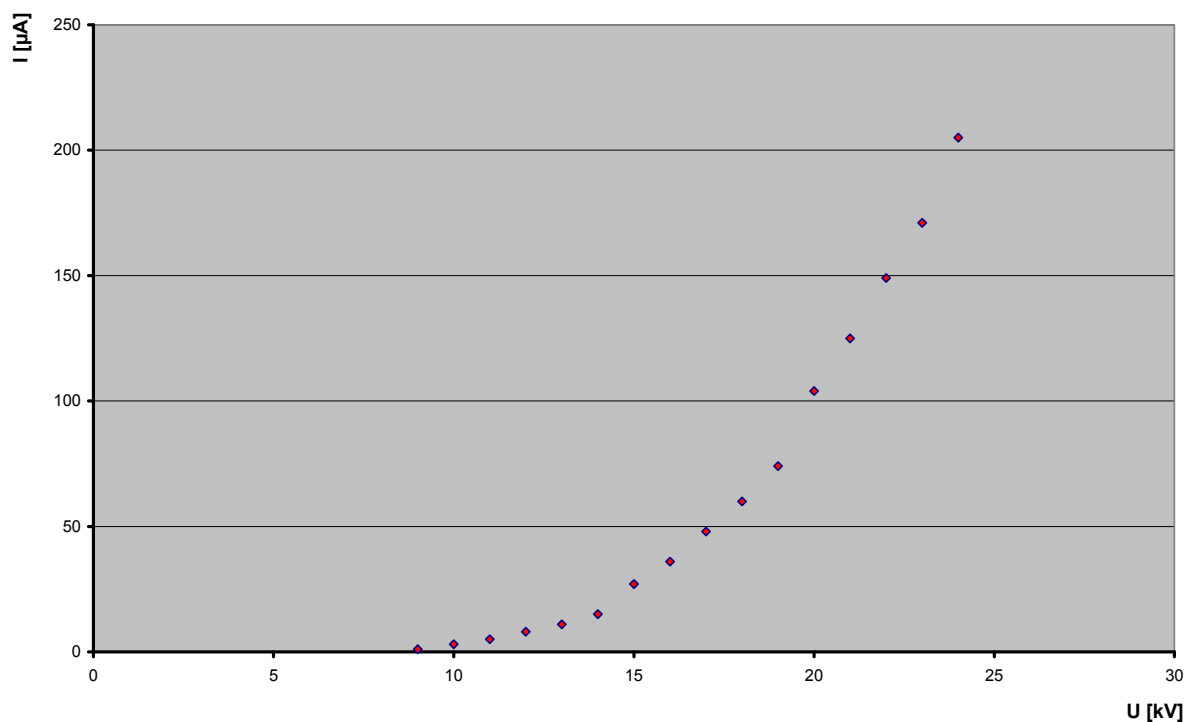
3.6. Voltampérová charakteristika zkoumaného zařízení

V průběhu odvozování vztahu pro vznikající sílu F jsme dospěli také ke vztahu (7), který je znám např. z fyziky polovodičů jako Mottův vztah. Uvedme si ho zde ve zkrácené a zjednodušené podobě:

$$I = k \cdot U^2, \quad (14)$$

kde necht' konstanta k zahrnuje všechny konstanty, které ve vztahu (7) figurují.

Tento vztah (14) nám tedy ukazuje, že závislosti mezi připojeným napětím U a procházejícím proudem I by měla být kvadratická. V grafu č. 6 vidíme graficky zachycenou reálně naměřenou voltampérovou charakteristiku pro náš zkoumaný element v základním uspořádání, tj. malá elektroda je kladná, velká elektroda je uzemněna a měření probíhá za standardních podmínek ve vzduchu.



Graf č. 6 : Naměřená funkční závislost $U(I)$ – voltampérová charakteristika zkoumaného kondenzátoru

Již z průběhu závislosti $F(I)$, který se rozpadá na tři oblasti, plyne, že i voltampérová charakteristika zkoumaného asymetrického kondenzátoru by se měla rozpadat do tří oblastí. Z experimentu, jehož výsledky jsou graficky reprezentovány v grafu č. 6, je na první pohled zřejmé, že stejně jako závislost vznikající síly F na procházejícím proudu I i voltampérová charakteristika zkoumaného asymetrického kondenzátoru se skutečně rozpadá na tři oblasti. Tyto oblasti odpovídají oblastem již definovaným výše pomocí koeficientu ζ . To, že tyto tři oblasti nacházíme i u voltampérové charakteristiky, je dalším experimentálním důkazem správnosti zavedení tohoto koeficientu do finálového vztahu pro vznikající sílu F (11). Koeficient ζ nám popisoval situaci, kdy jsem tři oblasti charakterizovali vzhledem k proudu I . V podrobné analýze voltampérové charakteristiky ale potřebujeme tyto tři oblasti definovat vzhledem k připojenému napětí U .

Je evidentní, že vztah (14) nezahrnuje existenci těchto tří oblastí. Při jeho odvození nebylo také uvažováno, že proud prochází zkoumaným kondenzátorem až od určitého napětí (zápalného napětí korony CIV), ani tato skutečnost v něm proto není zohledněna. Dává nám tedy pouze základní informaci, že průběh voltampérové charakteristiky by měl být kvadratický. Pro přehlednost a jednoduchost bude nyní podrobně popsána pouze první oblast

voltampérové charakteristiky zkoumaného asymetrického kondenzátoru, až dále bude poté proveden její kompletní popis.

Nyní se zaměříme na voltampérovou charakteristiku koronového výboje. Tato problematika je obecně pokládána za velmi složitou, podrobně se jí věnovalo pouze několik autorů [11, 12]. W. Deutsch odvodil pro tuto voltampérovou charakteristiku empirický vztah, dospěl k němu na základě analýzy obrovské série provedených měření na mnoha různých geometriích elektrod [11, uvedeno také v 8]:

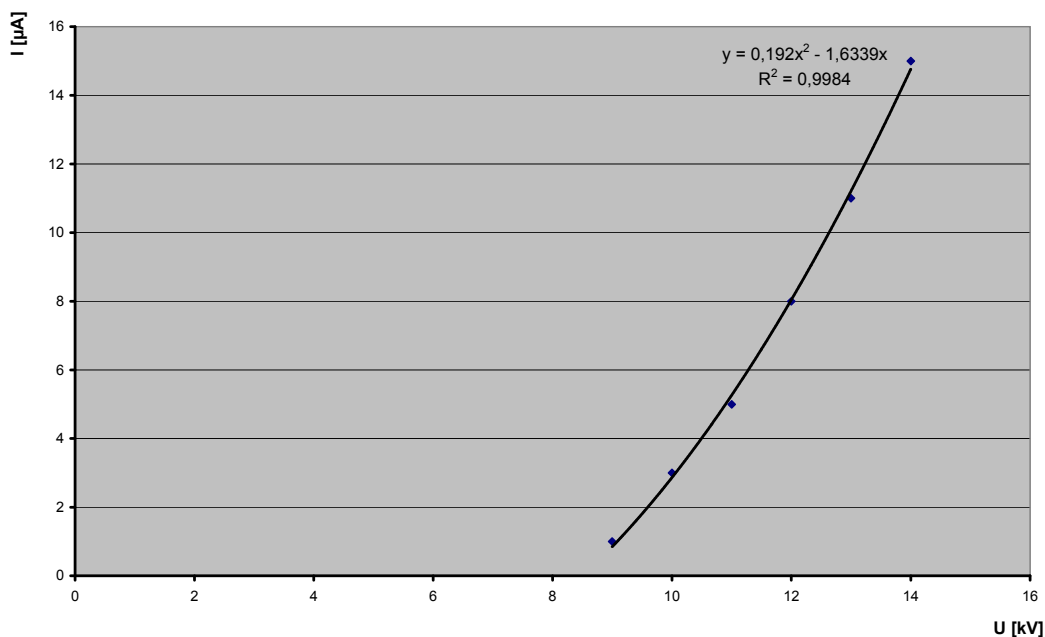
$$I = \psi \cdot U \cdot (U - CIV), \quad (15)$$

kde I je proud procházející obvodem, ψ je činitel závisející na tvaru elektrického pole a na charakteru částic, které se mezi elektrodami pohybují a CIV je zápalné napětí korony pro danou geometrii a kvalitu elektrod.

Upravíme-li vztah (15) pouhým roznásobením, dostaneme:

$$I = \psi \cdot U^2 - \psi \cdot CIV \cdot U. \quad (16)$$

Ze vztahu (16) tedy jasně plyne, že závislost procházejícího proudu I na připojeném napětí U je kvadratickou závislostí bez absolutního členu. V grafu č. 7 je graficky zachycena první část voltampérové charakteristiky zkoumaného zařízení, včetně provedené lineární regrese právě ve tvaru kvadratické závislosti bez absolutního členu.



Graf č. 7 : Voltampérová charakteristika zkoumaného kondenzátoru pro první oblast s provedenou lineární regresí

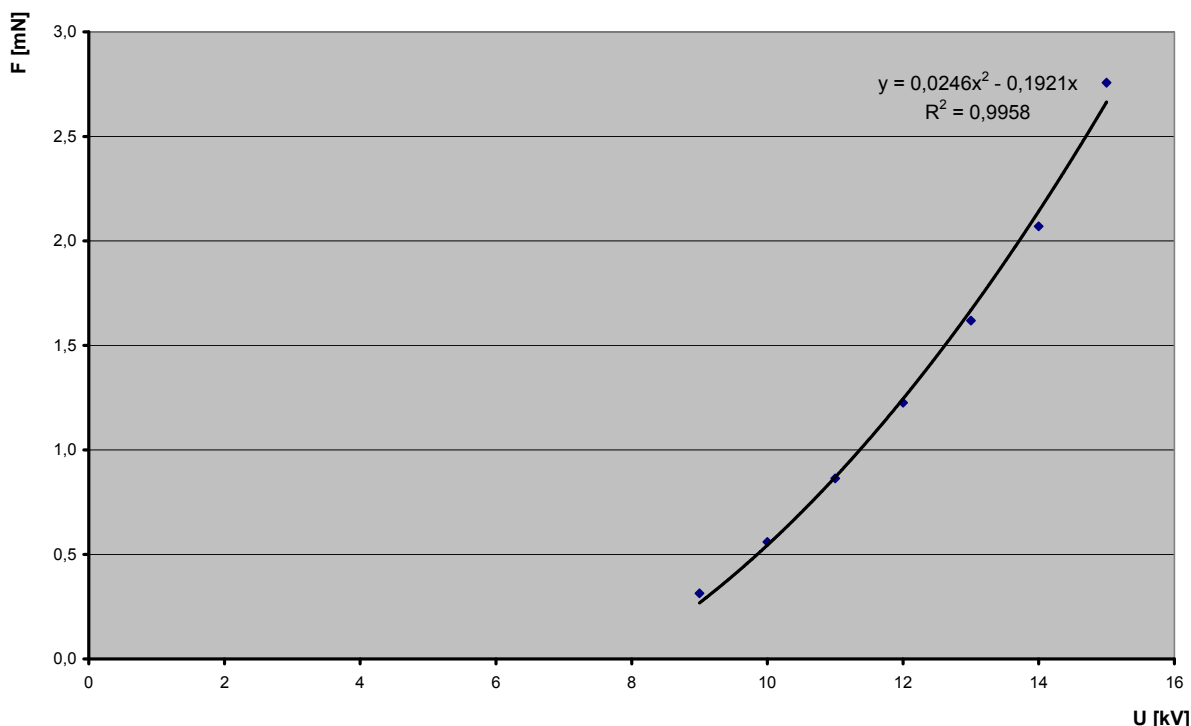
Z grafu č. 7 je tedy zřejmé, že závislost plynoucí ze vztahu (15) velmi dobře vystihuje naměřená data, a tento vztah tedy velmi věrně popisuje první oblast voltampérové charakteristiky zkoumaného asymetrického kondenzátoru. Přestože je činitel ψ empirický, můžeme z rovnice voltampérové charakteristiky, která byla získána pomocí lineární regrese, vyloučit a určit přímo hodnotu zápalného napětí korony CIV pro náš asymetrický kondenzátor. Rovnice první části voltampérové charakteristiky včetně fyzikálních jednotek zní:

$$I [\mu A] = 0,192 \cdot U^2 [kV]^2 - 1,6339 \cdot U [kV]. \quad (17)$$

Porovnáním vztahu (16) a vztahu (17) můžeme elementárním postupem vypočítat hodnotu CIV a dostaneme výsledek $CIV = 8,5$ kV.

Druhou možností určení CIV je použitím Peekových vztahů, viz kompletní verze této disertační práce.

Další možností určení zápalného napětí korony CIV pro náš zkoumaný asymetrický kondenzátor je vyjít z naměřené závislosti $F(U)$ pro první oblast, kterou vidíme graficky zachycenou v grafu č. 8.



Graf č. 8: Naměřená funkční závislosti $F(U)$ s provedenou lineární regresí.

Abychom mohli závislost z grafu č. 8 podrobněji analyzovat, je nutné popsat závislost $F(U)$ matematicky. Vyjdeme ze vztahu (9), který v základní podobě popisuje závislost $F(I)$ pro první oblast a ze vztahu (15), který popisuje závislost $I(U)$. Kombinací těchto dvou vztahů, tedy přesněji dosazením vztahu (15) do vztahu (9) získáme vztah:

$$F = \frac{\psi \cdot U \cdot (U - CIV) \cdot d}{\mu} \quad (18)$$

Vztah (18) udává, jak vznikající síla F závisí na napětí U mezi elektrodami, popisuje tedy funkční závislost $F(U)$. Roznásobením vztahu (18) a přeskupením proměnných dostaneme:

$$F = A \cdot U^2 - A \cdot CIV \cdot U, \quad (19)$$

kde necht' koeficient A je definován jako $A = (\psi \cdot d) / \mu$ a byl zaveden čistě pro přehlednost.

Z tvaru vztahu (19) je zřejmé, že se opět jedná o kvadratickou závislost bez absolutního členu. V grafu č. 8 jsou naměřené hodnoty proloženy pomocí lineární regrese právě tímto typem kvadratické závislosti. Z hodnoty R^2 plyne, že tato závislost skutečně dobře vystihuje hodnoty naměřené na zkoumaném asymetrickém kondenzátoru. Uveďme si nyní regresní rovnici závislosti $F(U)$ včetně fyzikálních jednotek:

$$F[mN] = 0,0246 \cdot U^2[kV]^2 - 0,1921 \cdot U[kV]. \quad (20)$$

Porovnáním vztahů (19) a (20) již snadno vypočteme hodnotu CIV , která touto metodou vyjde $CIV = 7,8$ kV.

V předchozím textu byly ukázány tři různé možnosti výpočtu zápalného napětí korony CIV pro náš zkoumaný asymetrický kondenzátor. V tabulce č. 3 vidíme pro přehlednost tyto hodnoty pod sebou.

Tabulka č. 3: Porovnání vypočtených hodnot CIV pomocí tří různých metod

Metoda výpočtu CIV	CIV [kV]
ze závislosti $I(U)$	8,5
z Peekových vztahů	6,8
ze závislosti $F(U)$	7,8

Z tabulky č. 3 je vidět, že hodnoty CIV vypočtené pomocí různých metod se od sebe vzájemně liší. Abychom mohli vybrat některou z hodnot jako tu, která je nejbližší skutečné hodnotě CIV pro naše zkoumané zařízení, je nutné provést experiment s koronakamerou.

Pozorujeme-li asymetrický kondenzátor v dokonale zatemněné místnosti, můžeme právě pomocí koronakamery hodnotu CIV určit. Je to ta hodnota napětí, při kterém se korona na malé elektrodě právě objeví. V našem experimentu se pozorovatelná korona objevila právě při napětí $U = 8$ kV. Snímek pořízený pomocí koronakamery UVIRCO CoroCAM I vidíme na obr. 13.



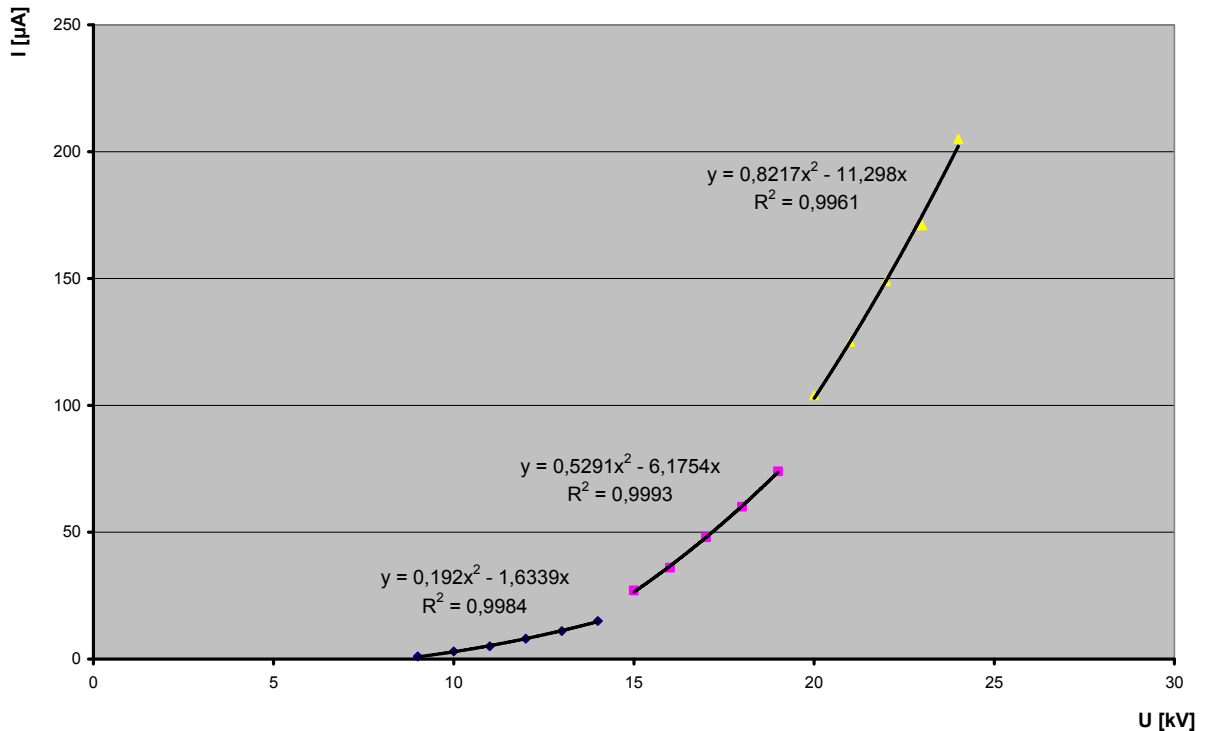
Obr. 13: Snímek z koronakamery - nástup korony na zkoumaném zařízení při $U = 8$ kV.

Experiment s koronakamerou tedy ukazuje, že nejbližší skutečné hodnotě CIV je hodnota vypočtená ze závislosti $F(U)$. I hodnota vypočtená ze závislosti $I(U)$, tedy z voltampérové charakteristiky, je experimentálně získané hodnotě s dostatečnou přesností blízká. Naopak hodnota vypočtená pomocí Peekových vztahů je reálně naměřené hodnotě nejvzdálenější. Tímto experimentem a srovnáním s vypočtenými hodnotami můžeme ukončit problematiku CIV našeho zkoumaného zařízení.

Dalším problémem, který je nutné vysvětlit, je existence tří oblastí voltampérové charakteristiky. Již jsme uvedli, že je tyto tři oblasti nutné charakterizovat vzhledem k připojenému napětí U . Vyjdeme ze vztahu (15) a zavedeme novou proměnou U_{Ti} , která necht' charakterizuje napětí, při kterém právě dojde ke změně koeficientu ζ . V našem případě tedy budeme definovat napětí U_{T1} , U_{T2} a U_{T3} , kde $U_{T1} = CIV$. Dostaneme pak upravený vztah:

$$I = \psi \cdot U \cdot (U - U_{Ti}). \quad (21)$$

Každou ze tří oblastí voltampérové charakteristiky tedy popisuje kvadratická závislost bez absolutního členu, jak plyne ze vztahu (21). V grafu č. 9 je graficky znázorněna kompletní voltampérová charakteristika zkoumaného kondenzátoru, včetně pomocí lineární regrese proložené kvadratické závislosti pro každou ze tří oblastí.



Graf č. 9: Tři oblasti voltampérové charakteristiky zkoumaného kondenzátoru s provedenou lineární regresí pro jednotlivé oblasti

Z rovnic, které jsme získali lineární regresí aplikovanou na naměřená data v grafu č. 9, můžeme nyní určit jednotlivá napětí U_{T1} , U_{T2} a U_{T3} . Postup výpočtu je elementární, shodný s postupem výpočtu v případě vztahu (16). Tímto výpočtem získáme následující hodnoty pro jednotlivá napětí U_T : $U_{T1} = 8,5$ kV, $U_{T2} = 11,7$ kV a $U_{T3} = 13,7$ kV. Tyto tři hodnoty napětí tedy rozdělují voltampérovou charakteristiku zkoumaného zařízení na tři oblasti, stejně jako hodnoty koeficientu ζ rozdělovaly na tři oblasti závislost $F(I)$.

Vztah (21) v kombinaci s experimentálně získanými hodnotami U_{Ti} kompletně popisuje závislost $I(U)$ zkoumaného asymetrického kondenzátoru, a tedy jeho kompletní voltampérovou charakteristiku.

3.7. Chování zkoumaného asymetrického kondenzátoru při připojení na střídavé vysoké napětí

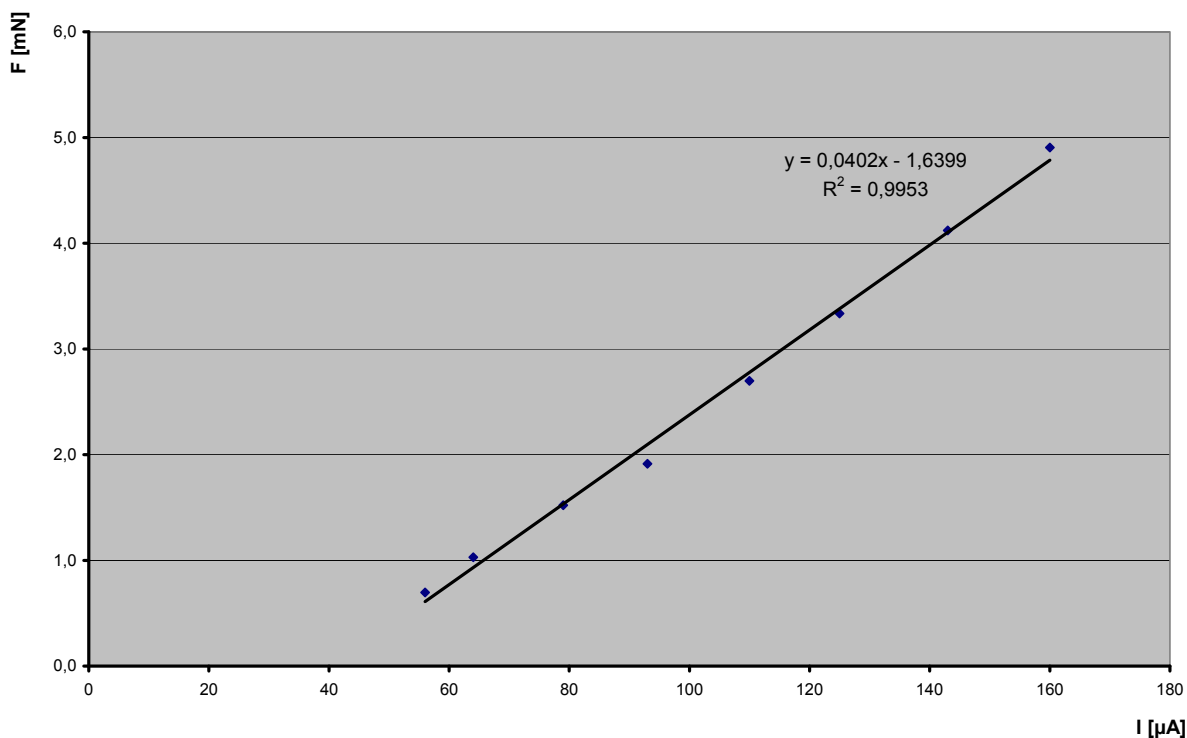
Dalším a posledním krokem v kompletním popisu vlivu elektrických veličin na Biefeld-Brownův efekt je popis chování zkoumaného zařízení při připojení na střídavé vysoké napětí.

Experimenty diskutované v této části disertační práce byly provedeny stejným způsobem, který byl podrobně popsán výše, pouze s jediným rozdílem, k napájení asymetrického kondenzátoru byl místo stejnosměrného použit střídavý vysokonapěťový zdroj.

Abychom mohli provést matematicko-fyzikální popis chování zkoumaného kondenzátoru za těchto podmínek, je nezbytně nutné učinit několik důležitých teoretických předpokladů:

1. K napájení zkoumaného zařízení budeme používat vysoké napětí o standardním průmyslovém kmitočtu, tedy $f = 50$ Hz. Ke změně polarity připojeného napětí dochází padesátkrát za sekundu. Tyto změny se mohou na první pohled jevit jako rychlé, zdůrazněme ale skutečnost, že u nabitých částic, které se pohybují mezi elektrodami asymetrického kondenzátoru, dojde cca k 10^{10} srážkám s neutrálními částicemi okolního prostředí za každou sekundu. Porovnáme-li tyto dvě hodnoty, je zřejmé, že změna polarity je ve skutečnosti velmi pomalá. Díky tomu můžeme na děje, ke kterým na zkoumaném kondenzátoru dochází, pohlížet jako na dvojici jevů, které již byly popsány dříve – v první půlperiodě střídavého napětí je na malou elektrodu asymetrického kondenzátoru připojen kladný pól vysokonapěťového zdroje, velká elektroda je uzemněna. V druhé půlperiodě je situace právě opačná – tj. malá elektroda je uzemněna, na velkou elektrodu je připojen kladný pól zdroje.
2. V případě stejnosměrného napájení neprotékal zkoumaným kondenzátorem žádný kapacitní proud I_C . Ten musíme pochopitelně v případě střídavého napájení uvažovat. A to nejen kapacitní proud, který protéká zkoumaným elementem, ale také kapacitní proud, který protéká přívodními kabely, apod.
3. Vzhledem k tomu, že Townsendův mechanismus laviny elektronů vychází z teoretického modelu, který předpokládá napájení stejnosměrným napětím [10], nebude v případě napájení střídavým napětím docházet k rozdělení funkčních průběhů do tří popsaných oblastí, naopak funkční průběhy, tedy zejména $F(I)$ a $I(U)$ budou mít charakter spojitých funkcí.

V grafu č. 10 jsou graficky zachyceny výsledky ze skutečně provedeného měření, zkoumaný element byl napájen střídavým vysokým napětím o frekvenci $f = 50$ Hz, je zachycen funkční průběh $F(I)$.



Graf č. 10: Naměřená závislost $F(I)$ pro napájení elementu střídavým proudem o $f = 50 \text{ Hz}$

V grafu č. 10 byla provedena lineární regrese, která okamžitě ukazuje experimentální potvrzení bodu č. 3 výše uvedených předpokladů, je totiž evidentní, že v případě střídavého napájení může být celý funkční průběh $F(I)$ proložen jedinou lineární funkcí.

Z bodu č. 1 předpokladů pro popis chování kondenzátoru při střídavém napájení plyne, že celková síla, která bude na zkoumaném zařízení vznikat, je dána jako aritmetický průměr sil pro dvě různé pohyblivosti iontů – kladných a záporných. To lze vyjádřit následujícím vztahem pro vznikající sílu F , který vychází ze základního vztahu (8):

$$F = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{I_F \cdot d}{\mu^+} + \frac{I_F \cdot d}{\mu^-} \right), \quad (22)$$

kde μ^+ je pohyblivost kladných iontů, μ^- pohyblivost iontů záporných. Zavedeme-li pro přehlednost proměnnou μ_i^{+-} , inverzní pohyblivost iontů obou znamének, která necht' je součtem převrácených hodnot jednotlivých pohyblivostí, tj.:

$$\mu_i^{+-} = \left(\frac{1}{\mu^+} + \frac{1}{\mu^-} \right). \quad (23)$$

Pak můžeme vztah (22) upravit do přehlednější podoby:

$$F = \frac{d}{2} \cdot \mu_i^{+-} \cdot I_F . \quad (24)$$

Z bodu č. 2 předpokladů plyne, že naměřený proud I_M je v případě střídavého napájení zkoumaného kondenzátoru definován jako:

$$I_M = I_F - I_Z + I_C . \quad (25)$$

Oproti stejnosměrnému napájení je naměřený proud definován jako proud I_F , který způsobí vznikající sílu, zmenšený o proud ztrátový I_Z , ale navíc ještě navýšený o procházející kapacitní proud I_C . Vliv tohoto kapacitního proudu je velmi významný. Provedeme-li nyní porovnání proudů, které jsou nutné pro dosažení stejné vznikající síly F , např. pro vznikající sílu $F = 2,7$ mN. V případě stejnosměrného napájení je potřeba procházející proud $I_M = 27$ μ A, pro střídavé napájení $I_M = 110$ μ A. Vidíme, že pro dosažení stejné velikosti vznikající síly F je v případě střídavého napájení nutný téměř čtyřnásobný proud. To je způsobeno nejen tím, že vznikající síla je z definice o něco menší (srovnejme např. vztahy (8) a (22)), ale především právě procházejícím kapacitním proudem I_C , který sice naměříme jako nedílnou součást I_M , ale nepřispěje ke vznikající síle F .

Provedeme-li dosazení za I_F ze vztahu (25) do vztahu (24) pro vznikající sílu F a přeskupíme proměnné, dostaneme:

$$F = \frac{d}{2} \cdot \mu_i^{+-} \cdot (I_M + I_Z) - \frac{d}{2} \cdot \mu_i^{+-} \cdot I_C . \quad (26)$$

Porovnáním tohoto tvaru vztahu (26) se vztahem získaným lineární regresi z naměřených dat v grafu č. 10 můžeme elementárním postupem vypočítat hodnotu I_C , která vyjde $I_C = 41$ μ A, což je průměrný kapacitní proud pro celý naměřený průběh $F(I)$.

Proveďme nyní podrobnější analýzu tohoto kapacitního proudu I_C . Ten je součtem dvou částí, tou první je kapacitní proud, který prochází pouze skutečnou kapacitou zkoumaného kondenzátoru, označme jej I_{C1} , druhou částí je kapacitní proud, který prochází přívody, apod., je tedy kapacitním proudem parazitním a označíme ho I_{C2} , můžeme tedy psát:

$$I_C = I_{C1} + I_{C2} . \quad (27)$$

První část kapacitního proudu I_{C1} můžeme vypočítat. Vyjdeme ze základního vztahu, známého z teoretické elektrotechniky jako vztah popisující velikost proudu procházejícího kondenzátorem:

$$I_{C1} = 2 \cdot \pi \cdot f \cdot U \cdot C , \quad (28)$$

kde f je frekvence připojeného napětí a C kapacita daného kondenzátoru. Abychom mohli tento vztah použít, je nutné znát kapacitu C zkoumaného kondenzátoru. Pokud je vzdálenost mezi elektrodami d větší než poloměr malé elektrody r (což je v našem případě splněno), pak je kapacita C podle [13] určena takto:

$$C = \frac{2 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot a}{\operatorname{arccosh}\left(\frac{d}{r}\right)}, \quad (29)$$

kde a je délka malé elektrody. Pokud provedeme dosazení skutečných hodnot zkoumaného kondenzátoru do vztahu (29), získáme výsledek $C = 1$ pF. Dosadíme-li tuto hodnotu kapacity C a hodnotu napětí $U = 16,7$ kV (což je průměrné napětí pro celou změřenou oblast) do vztahu (28) dostaneme výsledek $I_{C1} \approx 5$ μ A. Dosazením této hodnoty do vztahu (27) můžeme určit hodnotu $I_{C2} = 36$ μ A. Je tedy zřejmé, že hodnota I_{C2} je více než sedmkrát vyšší než hodnota I_{C1} . Z toho plyne, že většina kapacitního proudu prochází parazitní kapacitou přívodů apod., nikoliv vlastní kapacitou zkoumaného kondenzátoru.

Závěrem této kapitoly tedy můžeme konstatovat, že při napájení zkoumaného asymetrického kondenzátoru střídavým proudem využíváme pouze velmi malou část procházejícího proudu ke generování síly F . Toto řešení je tedy oproti napájení proudem stejnosměrným velmi neefektivní a neexistuje proto žádný důvod, proč napájení střídavým proudem ke generování síly v praxi vůbec používat.

Závěr

V této disertační práci jsem se podrobně zabýval vznikem síly na vysokonapětovém kondenzátoru s asymetrickými elektrodami. Jevem, který se označuje jako Biefeld-Brownův efekt. Zkoumání tohoto fenoménu bylo velmi komplexní, od návrhu a realizace měřicí metody, která umožňuje velmi rychle a přesně měřit vznikající sílu jako úbytek hmotnosti kondenzátoru na digitální váze, přes vyhodnocení velké série provedených experimentů, až po interpretaci naměřených dat, která umožnila vytvoření matematicko-fyzikální teorie Biefeld-Brownova jevu, a konečně i výslednou verifikaci teoreticky dosažených výsledků a odvozených vztahů experimenty. Tato nová teorie vysvětluje podstatu zkoumaného jevu v rámci známých fyzikálních teorií a zároveň umožňuje falzifikaci některých nesmyslných hypotéz a spekulativních domněnek, které se v odborné literatuře bohužel také vyskytují, především hypotézu elektrogravitace a dále dielektroforetickou hypotézu.

Odvozená matematicko-fyzikální teorie dovoluje jak kvalitativní, tak i kvantitativní popis vlivu elektrických veličin na Biefeld-Brownův efekt. Konkrétně vztah (11) vysvětluje vznik síly F na vysokonapětovém asymetrickém kondenzátoru při připojení na stejnosměrné napětí vzhledem k procházejícímu proudu I :

$$F = \frac{(I_M + I_Z) \cdot d}{\mu \cdot \zeta}, \quad (11)$$

kde F je vznikající síla, I_M označuje naměřený proud, I_Z je proud ztrátový, d je vzdálenost mezi elektrodami, μ je pohyblivost iontu a koeficient ζ udává množství elektronů vzniklých v Townsendově smyslu.

Vztah (21) popisuje voltampérovou charakteristiku zkoumaného zařízení, tedy funkční závislost $I(U)$:

$$I = \psi \cdot U \cdot (U - U_{Ti}), \quad (21)$$

kde I je proud, který protéká obvodem, ψ je činitel závisející na tvaru elektrického pole a na charakteru částic, které se mezi elektrodami pohybují, U je přiložené napětí a U_{Ti} charakterizuje napětí, při kterém právě dojde ke změně koeficientu ζ .

A konečně kombinace obou vztahů (11) a (21) umožňuje kvantifikovat také funkční závislost $F(U)$. Tím je proveden kompletní popis chování Biefeld-Brownova efektu při stejnosměrném napájení. V případě střídavého napájení asymetrického kondenzátoru vztah (26) popisuje funkční závislost $F(I)$:

$$F = \frac{d}{2} \cdot \mu_i^{+-} \cdot (I_M + I_Z) - \frac{d}{2} \cdot \mu_i^{+-} \cdot I_C, \quad (26)$$

kde μ_i^{+-} je inverzní pohyblivost iontů obou znamének a I_C je kapacitní proud. Vzhledem k tomu, že je tento způsob napájení pro tuto aplikaci velmi neefektivní a de facto nepoužitelný v praxi, nebyl dále podrobněji analyzován.

Lze tedy konstatovat, že cíle práce se podařilo splnit beze zbytku. V práci byl předložen kompletní matematicko-fyzikální popis vzniku síly na vysokonapěťovém kondenzátoru s asymetrickými elektrodami, tento popis byl verifikován na velké sérii experimentů a byla ukázána výborná shoda teoreticky získaných vztahů s reálnými experimentálními daty.

Přesto ale zkoumání tohoto fenoménu rozhodně nelze považovat za zcela skončené. Velmi důležitým aspektem, který vznikající sílu ovlivňuje, je mimo jiné i konkrétní geometrie elektrod zkoumaného kondenzátoru, touto problematikou se zabývá ve své disertační práci M. Malík [14]. Otevřenou zůstává také otázka detailní analýzy ztrátových proudů I_Z , které jsou důležitou složkou vztahů popisujících vznikající sílu F .

Autor této disertační práce sám již provedl některé další experimenty, které dále osvětlují vznik síly. Je to především vliv silného magnetického pole na oblast mezi elektrodami kondenzátoru, který se i při velkých hodnotách magnetické indukce $B = 1,5$ T jeví jako zcela zanedbatelný. To je ve shodě s mechanismem vzniku síly podrobně popsáným v této práci, především proto, že střední volná dráha iontů, které se pohybují mezi elektrodami, je tak krátká, že ani tak silné magnetické pole nemůže mít na zakřivení jejich trajektorie výraznější vliv. Další otázkou byl vliv materiálu malé elektrody, zde autor provedl experimenty s několika různými drátovými elektrodami stejného průměru – konkrétně ze železa, wolframu, india, niklu a stříbra. Nepodařilo se experimentálně prokázat žádný vliv těchto materiálů na velikost vznikající síly. Je to tedy další experimentální důkaz toho, že se mezi elektrodami pohybují ionty, které vznikají skutečně z okolního média (nejčastěji vzduchu) a rozhodně tedy nedochází např. ke studené emisi z tenké elektrody.

Zásadní přínos této disertační práce spočívá v tom, že se podařilo přesně a kompletně popsat jak mechanismus vzniku síly při Biefeld-Brownově efektu, tak také kvantifikovat vliv elektrických (příp. i jiných) veličin na velikost vznikající síly. Pokud je mi známo, je tato práce první vědecky relevantní prací, která se o to pokusila na jasných a nespekulativních fyzikálních základech.

Použitá literatura

- [1] BROWN, T. T. *A Method of and an Apparatus or Machine for Producing Force or Motion*. Britský patent č. 300311 z roku 1927.
- [2] BROWN, T. T. *A Elektrokinetic apparatus*. US patent č. 2949550 z roku 1960.
- [3] DE SEVERSKY, A. P. *Ionocraft*. U.S. patent č. 3130945 z roku 1964.
- [4] CANNING, F. X. *Asymmetrical Capacitors for Propulsion*. NASA West Virginia, 2004.
- [5] BAHDER, T. FAZI, Ch. *Force on an Asymmetrical Capacitor*, ARL-TR-3005, Army Research Laboratory, Adelphi, 2003.
- [6] MUSHA, T. *Theoretical Explanation of the Biefeld-Brown Effect*. Electric Spacecraft Journal, Issue 31, 2000 str. 29-35.
- [7] PRIMAS, J. *Elektrické vlastnosti vysokonapěťového kondenzátoru s asymetrickými elektrodami*, Diplomová práce, Technická univerzita v Liberci, 2008.
- [8] AKOPJAN, A. A. *Technika vysokého napětí*. SNTL Praha, 1956.
- [9] TIPLER, P. A. *Physik für Wissenschaftler und Ingenieure*. Spektrum Verlag, Heidelberg, 2004.
- [10] TOWNSEND, J. S. *Electricity in gases*, Clarendon Press, Oxford, 1915.
- [11] DEUTSCH, W. *Über die Dichteverteilung unipolarer Ionensströme*. Ann. Phys., Leipzig, 1933.
- [12] WARBURG, E. *Charakteristik des Spitzenstromes*. Springer Verlag, Berlin, 1927.
- [13] JACKSON, J. D. *Classical Electrodynamics*, Wiley, 1975.
- [14] MALÍK, M. *Vliv mechanických veličin na na síly působící v kondenzátorech s asymetrickými elektrodami*, Disertační práce, Technická univerzita v Liberci, 2014.

Vlastní publikace autora

2009

PRIMAS, J., KOŠEK, M., MALÍK, M., RICHTER, A. *Approximation of strong electric field*. Proceedings of conference Advanced Methods in the Theory of Electrical Engineering, Pilsen: University of West Bohemia, 2009, pp. 13-14.

2010

PRIMAS, J., MALÍK, M., JAŠÍKOVÁ, D., KOPECKÝ, V. *Force on high voltage capacitor with asymmetrical electrodes*. Proceedings of WASET 2010 Conference, Amsterdam. ISSN 1307-6892

PRIMAS, J., MALÍK, M., KOPECKÝ, V. *Proudění a vznik síly na kondenzátoru s asymetrickými elektrodami*. Sborník 24. Sympozia o Anemometrii, Holany-Litice 2010. ISBN 978-80-87117-07-1

2011

PRIMAS, J., MALÍK, M., JAŠÍKOVÁ, D., KOPECKÝ, V. *Mathematical description of the Biefeld-Brown effect*. ISMOT Proceedings 2011 Conference, Praha: FEL ČVUT, 2011. ISBN 978-80-01-04887-0

2012

PRIMAS, J., MALÍK, M., JAŠÍKOVÁ, D., KOPECKÝ, V. *The influence of electrode heating on the force generated on a high voltage capacitor with asymmetrical electrodes*. International Journal of World Academy of Science, Engineering and Technology, (eISSN: 2010-3778), Issue 67, pp.1230-1232, 2012.

2013

PRIMAS, J., MALÍK, M., SVOBODA, M. *Influence of the insulating material on current efficiency and force on a high voltage capacitor with asymmetrical electrodes*. International Journal of World Academy of Science, Engineering and Technology, Issue 79, Stockholm, 2013. pp. 1546-1548 pISSN 2010-376X

2014

PRIMAS, J., MALÍK, M., KOPECKÝ, V., SVOBODA, M. *Calculation and measurement of a neutral air flow velocity impacting a high voltage capacitor with asymmetrical electrodes*. AIP Advances Vol. 4, No. 1, 2014.