VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ
ÚSTAV TEORETICKÉ A EXPERIMENTÁLNÍ ELEKTROTECHNIKY

FACULTY OF ELECTROTECHNICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF THEORETICAL AND EXPERIMENTAL ELECTRICAL ENGINNERING

NÍZKOÚROVŇOVÁ MĚŘENÍ

DOKTORSKÁ PRÁCE

DOCTORAL THESIS

AUTOR PRÁCE — ING. ZDENĚK ROUBAL

AUTHOR

BRNO 2015

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ
ÚSTAV TEORETICKÉ A EXPERIMENTÁLNÍ ELEKTROTECHNIKY

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF THEORETICAL AND EXPERIMENTAL

Nízkoúrovňová měření

Low level measurement

DOKTORSKÁ PRÁCE

DOCTORAL THESIS

AUTOR PRÁCE — ING. ZDENĚK ROUBAL

AUTHOR

VEDOUCÍ PRÁCE — DOC. ING. MILOSLAV STEINBAUER, Ph.D.

SUPERVISOR

BRNO 2015

Abstrakt

Disertační práce se zabývá metodami a metodikou nízkoúrovňových měření, které aplikuje na měření koncentrace vzdušných iontů. Postupně jsou určovány rozhodující jevy mající vliv na změřenou koncentraci vzdušných iontů a to tak, aby byly postihnuty při zhodnocení nejistoty měření. Cílem práce je metodicky popsat postup a požadavky na metrologický proces nízkoúrovňových měření s ohledem na věrohodnost procesu, tedy prvky opakovatelnosti, eliminace chyb a definování a popsatelnosti nejistot měření. Takto stanovená metodika skýtá například možnost dlouhodobého sledování koncentrace vzdušných iontů v extrémních podmínkách, jako jsou jeskyně, prostory s vysokou vlhkostí a teplotou. Při použití běžných metod určení spektra pohyblivosti vzdušných iontů se rušivě projevuje fluktuace koncentrace vzdušných iontů v čase a do procesu vstupují další rušivé vlivy. V experimentální části práce byly testovány rozdílné varianty uspořádání měřicího zařízení - sběrné elektrody a polarizačního kondenzátoru na dosažení nejvýhodnějšího rozložení elektrostatického pole v senzoru - aspiračním kondenzátoru (AK). Na metodické potlačení vlivu měření nežádoucích fluktuací koncentrace vzdušných iontů při průběhu měření saturačních charakteristik je aplikována/využita numerická metoda nejmenších čtverců jako podpůrného aparátu. Jedná se o hybridní metodu popisu a evaluace experimentálního modelu.

V druhé části disertační práce je metodika nízkoúrovňových měření doplněna poznatky z odlišné části fyzikálních měření; je věnována pozornost metodice měření mrznoucího potenciálu. Oblast měření mrznoucího potenciálu jako metodu experimentálního procesu při fázových změnách vzorku se dosud aktuálně a dostatečně metrologicky nepodařilo popsat, jsou zde oblasti, které si zaslouží další vědeckou pozornost. V předložené práci se autor problematikou zabýval, metodicky řešil stav, při kterém nejsou dostupné a tedy i porovnatelné výsledky měření mrznoucího potenciálu publikovaných více autory. Navržená metodika byla použita v aplikovaném výzkumu při realizaci měřicí aparatury pro účely experimentálních měření mrznoucího potenciálu chemicky definovaných vzorků a ze získaných výsledků lze metodicky vyvodit závěry s vyhodnocením vlivů, které způsobují diference naměřených dat a lze je dále také konfrontovat s pracemi dalších vědeckých pracovišť.

Klíčová slova

Nízkoúrovňová měření, Aspirační kondenzátor, AK, vzdušné ionty, metodika měření, vysokoimpedanční měření, speleoterapie, mrznoucí potenciál, kryogenika.

Abstract

The doctoral thesis presents methods for low-level measurements, which are exemplified by the general measurement of air ion concentration. Within the first section, the author progressively identifies certain critical effects influencing the concentration of air ions, and these effects are to be considered in evaluating the uncertainty of the measured concentrations. Thus, the thesis aims to provide a systematic description of the procedures and requirements related to low-level measurements; the proposed description then involves a discussion of the process reliability requirements, namely the factors of repeatability, elimination of errors, and definition and describability of measurement uncertainties. Such methodology facilitates, among other activities, the long-term monitoring of air ion concentration in extreme environments, including caves or spaces characterized by high temperatures and humidity. The use of common methods for determining the air ion mobility spectrum is accompanied by a number of disturbing effects, such as spurious fluctuation in the concentration of air ions in time. The experimental section of the thesis describes the testing of different configurations of the measuring device (a collecting electrode and a polarization capacitor); at this stage, we seek the most advantageous distribution of the electrostatic field in the sensor – a Gerdien tube. The systematic suppression of the influence of spurious fluctuations in air ion concentration during the measurement of saturation characteristics is carried out with the least-squares numerical method (as a supporting element), a hybrid technique to describe and evaluate the experimental model.

In the second part of the thesis, the methodology of low-level measurement is complemented with procedures for the measurement of freezing potential. This latter domain, as an overall experimental approach applicable during phase changes of the sample, has hitherto not been sufficiently characterized from the metrological perspective, in an up-to-date manner; several subregions of the said domain remain somewhat obscured and deserve significantly more attention. In the given context, this thesis systematically considers a problem where comparable measurement results produced by multiple authors are not available. The measuring methodology proposed herein was utilized in applied research to facilitate the fabrication of an apparatus for the experimental measurement of freezing potential in pre-defined samples; the obtained results then lead us to conclusions with respect to the evaluation of effects that cause differences in the measured data, and the results can be further compared with those obtained by other researchers investigating the given segment of the problem.

Keywords

Low-level measurement, Gerdien tube, air ions, measurement methodology, high impedance measurement, speleotherapy, freezing potential, cryogenics.

Bibliografická citace práce

ROUBAL, Z. Nízkoúrovňová měření. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2015. 95 s. Vedoucí disertační práce: doc. Ing. Miloslav Steinbauer, Ph.D.

Prohlášení

Prohlašuji, že svou disertační práci na téma „Nízkoúrovňová měření“ jsem vypracoval samostatně pod vedením školitele doktorského studia a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

V Brně, 31.11.2015 .....

Ing. Zdeněk Roubal

Poděkování

Popsaný výzkum byl realizován v laboratořích podpořených z projektu SIX; registrační číslo CZ.1.05/2.1.00/03.0072, operační program Výzkum a vývoj pro inovace.

Acknowledgments

The described research was performed in laboratories supported by the SIX project; the registration number CZ.1.05/2.1.00/03.0072, the operational program Research and Development for Innovation.

Poděkování

Na tomto místě chci poděkovat svému školiteli doc. Ing. Miloslavu Steinbauerovi, Ph.D. za odborné vedení a cenné připomínky při zpracování disertační práce. Děkuji svému otci za podporu během mého studia a pomoci při výrobě speciálních elektrometrických součástí. Dále děkuji Ing. Tomáši Křížovi za konzultace a rady při řešení a přístupu k numerickému modelování. Děkuji vedení Dětské léčebny Ostrov u Macochy a také všem ostatním, kteří přispěli ke vzniku této práce, zejména Ústavu teoretické a experimentální elektrotechniky za poskytnutí potřebného zázemí.

V Brně, 31.11.2015 .....

Ing. Zdeněk Roubal

Obsah

1. ÚVOD 1

2. SOUČASNÝ STAV 2

2.1. Historický vývoj měření koncentrace vzdušných iontů a současné přístupy 2
2.2. Měřicí systém s aspiračním kondenzátorem 4
2.3. Vznik a dynamika vzdušných iontů v atmosféře 6
2.4. Principiální funkce aspiračního kondenzátoru 12
2.5. Pohyb iontu v elektrickém poli 13
2.6. Aproximace pohybu iontů ve válcovém AK pro konstantní rychlostní profil 15

3. CÍLE DISERTACE 21

4. ZVOLENÝ PŘÍSTUP K NAPLNĚNÍ CÍLŮ DISERTACE 22

5. MODELOVÁNÍ POHYBU IONTŮ V AK 23

6. NÁVRH CELKOVÉ KONCEPCE METODIKY MĚŘENÍ 24

6.1. Návrh konstrukčního uspořádání AK 24
6.2. Koncepce elektrometrického zesilovače 35
6.2.1. Bočníkový ampérmetr 35
6.2.2. Zpětnovazební ampérmetr 35
6.2.3. Analýza náhradního obvodu s AK 36
6.2.4. Šumová optimalizace zpětnovazebního ampérmetru 39
6.2.5. Použití aktivního stínění u varianty číslo 2 41

7. NAVRŽENÝ AUTOMATIZOVANÝ MĚŘICÍ SYSTÉM AK UTEE V2 42

8. STANOVENÍ SPRÁVNÉ METODIKY METROLOGIE A POSTUPU MĚŘENÍ 43

9. VÝPOČET SPEKTRA POHYBLIVOSTI VZDUŠNÝCH IONTŮ 45

10. POROVNÁNÍ NAVRŽENÝCH AK REFERENČNÍM MĚŘENÍ 49

11. APLIKACE METODIKY MĚŘENÍ KONCENTRACE VZDUŠNÝCH IONTŮ NA PROSTŘEDÍ SPELEOTERAPIE 56

11.1. Dosavadní vývoj měření radioaktivity a vzdušných iontů v Císařské jeskyni 57
11.2. Prvotní prováděné měření vzdušných iontů v Císařské jeskyni 59
11.3. Podrobné zmapování iontového pole v Císařské jeskyni 64

12. MĚŘENÍ MRZNOUCÍHO POTENCIÁLU 80

12.1. Návrh měřicí aparatury 80
12.2. Návrh elektrometrického zesilovače 82
12.3. Naměřené hodnoty mrznoucího potenciálu 83

13. PŘÍNOS DISERTAČNÍ PRÁCE 85

14. ZÁVĚR 86

LITERATURA 87

Seznam použitých zkratek a symbolů

Zkratky

AK	aspirační kondenzátor
UV	ultrafialové záření
MKP	metoda konečných prvků
DA	dielektrická absorbce

Symboly

k	pohyblivost iontu	$[cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}]$
k	Boltzmannova konstanta	$[J \cdot K^{-1}]$
k_m	mezní pohyblivost iontu	$[cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}]$
n	koncentrace lehkých vzdušných iontů	$[iontů \cdot cm^{-3}]$
n^+	koncentrace lehkých kladných vzdušných iontů	$[iontů \cdot cm^{-3}]$
n^-	koncentrace lehkých záporných vzdušných iontů	$[iontů \cdot cm^{-3}]$
P	koeficient unipolarity	[-]
q_I	ionizační příkon	$[iontů \cdot cm^{-3} \cdot s^{-1}]$
α_R	rekombinační koeficient lehkých iontů	$[cm^3 \cdot s^{-1}]$
Z_{TOT}	počet kondenzačních jader	$[cm^{-3}]$
β_{eff}	efektivní koeficient přilnavosti iontů ke kondenzačním jádrům	$[cm^3 \cdot s^{-1}]$
S_a	iontový úbytek	$[s^{-1}]$
δ	koeficient rychlosti elektrostatické depozice	$[s^{-1}]$
L	délka aspiračního kondenzátoru	[m]
E	intenzita elektrického pole	$[V \cdot m^{-1}]$
q	elementární náboj ($q = 1{,}602 \cdot 10^{-19}$ C)	[C]
v	rychlost pohybující se částice	$[m \cdot s^{-1}]$
f	koeficient brzdné síly	[-]
λ	poměr střední volné dráhy molekul disperzního prostředí	[m]
r	poloměr částice	[m]
η	dynamická viskozita vzduchu	$[m^2 \cdot s^{-1}]$
g	gravitační zrychlení	$[m \cdot s^{-2}]$
m	hmotnost iontu	[kg]
$n_{+-}(k_1,k_2)$	počet vzdušných iontů v daném intervalu pohyblivosti	[-]
$\rho_{+-}(k_1,k_2)$	náboj částic v daném intervalu pohyblivosti	[C]
C_{AK}	kapacita válcového aspiračního kondenzátoru (bez okrajových efektů)	[F]
U_{AK}	polarizační napětí aspiračního kondenzátoru	[V]
r_1	poloměr vnitřní elektrody	[m]
r_2	poloměr vnější elektrody	[m]
d_1	průměr vnitřní elektrody	[m]
d_2	průměr vnější elektrody	[m]
v_x	průměrná rychlost proudění vzduchu v aspiračním kondenzátoru	$[m \cdot s^{-1}]$
M	objemový průtok vzduchu	$[cm^3\ s^{-1}]$
ε_0	permitivita vakua	$[F \cdot m^{-1}]$
ε_r	relativní permitivita	[-]
W_{io}	střední energie ionizace	[eV]
K_{iont}	korekčního koeficientu	[-]
I_{iont}	proud AK změřený elektrometrickým zesilovačem	[A]
N	počet naměřených hodnot koncentrace vzdušných iontů	[-]
T	termnodynamická teplota	[K]
G	funkce charakterizující spektrální vlastnosti AK	

1. Úvod

Za nízkoúrovňové hodnoty se považujeme měření elektrických proudů v řádu [nA] a menších, měření elektrických napětí úrovní v řádech [nV] blížících se hranici Johnsonova šumu, či měření elektrických napětí u zdrojů s vysokým vnitřním odporem, měření elektrických odporů hodnot menších než 1 mΩ nebo naopak větších než 1 GΩ. Lze je rozdělit do dvou velkých oblastí, na měření signálů z elektrických zdrojů s velkým vnitřním elektrickým odporem a na měření signálů z elektrických zdrojů s malým vnitřním elektrickým odporem.

V první oblasti při měření signálů elektrických zdrojů s velkým vnitřním elektrickým odporem je práce převážně zaměřena na měření velmi malých elektrických proudů v řádu 10^{-10} až 10^{-15} A za účelem měření koncentrace vzdušných iontů metodou využívají jako snímače aspiračního kondenzátoru.

Měření vlastností vzdušných iontů a jejich koncentrace je dnes velmi aktuální téma, řešené na mnoha vědeckých pracovištích [40], [49]. Řadou lékařských výzkumů například uvedených v pracích [23], [45], bylo prokázáno, že záporné lehké ionty mají pozitivní vliv na lidské zdraví a jejich nedostatek je příčinou únavy, zdravotních problémů a menší výkonnosti na pracovišti. Pro zhodnocení těchto vlivů je důležité určit v požadovaném prostoru koncentraci vzdušných iontů, jejich polaritu a spektrum pohyblivosti. Jednou z největších výhod metody využívající AK vzhledem k jiným metodám měření koncentrace vzdušných iontů, uvedeným například v pracích [64] a [23], je možnost vyhodnocení spektra pohyblivosti vzdušných iontů z prováděných měření. Lze použít časově náročnější měření s aspiračním kondenzátorem s nedělenou sběrnou elektrodou nebo rychlejší, ale z hlediska určení spektra pohyblivosti vzdušných iontů méně přesné měření pomocí aspiračního kondenzátoru s dělenou vnitřní elektrodou.

Kromě navržení vhodného elektrometrického zesilovače a identifikace zdrojů chyb měření je předložená práce zaměřena na stochastické modelování trajektorie iontu v aktivní zóně aspiračního kondenzátoru a analýzy spektra pohyblivosti vzdušných iontů z naměřených elektrických proudů. Navržená koncepce měřicího systému s AK byla ověřována při měření v jeskyních prostorách využívaných k léčebným účelům. Tyto prostory jsou charakteristické přítomností vysoké vzdušné vlhkosti a kladou tedy extrémní požadavky na provedení měřicího zařízení, zejména aspiračního kondenzátoru a také elektroniky zesilovače.

V předložené práci jsou porovnány experimentálně získané výsledky, při měřeních pomocí několika typů a provedení aspiračních kondenzátorů. Takto byly porovnány a zpětně zhodnoceny měření provedené v minulosti na rozdílných měřicích aparaturách.

Do oblasti měření a vyhodnocení signálu elektrických zdrojů s velkým vnitřním elektrickým odporem zasahuje problematika měření elektrických napětí elektrických zdrojů s velkým vnitřním odporem vyžadující měření napětí v řádu stovek voltů. Běžné prostředky používané k měření využívající OZ nemají takový rozsah vstupního napětí, aby vyhověly metrologickým požadavkům, a je nutné použít speciálních elektrická zapojení, která nepoužívají vstupní odporový dělič. V aplikaci uvedeného přístupu bylo nutné zhodnotit vliv použitého elektrometrického zesilovače na nejistoty měření.

2. Současný stav

2.1. Historický vývoj měření koncentrace vzdušných iontů a současné přístupy

Měření koncentrace vzdušných iontů má rozsáhlé využití v monitorování stavu znečištění ovzduší, kontroly hygieny pracoviště, léčebné terapii - speleoterapii, studiu elektrických dějů v atmosféře a aktuálně i v předpovídání zemětřesení nebo jiných anomálií počasí. Všechny tyto aplikace pracují s údaji koncentrace lehkých vzdušných iontů a určení spektra jejich pohyblivosti s relevantní přesností a metrologicky správně získanými údaji. Je proto nevyhnutelné nastavit měřicí proces a metodiku tak, aby na dosažené výsledky mohl navázat další proces analýzy a vyhodnocení odvozených a sledovaných jevů. Metody a metodiky budou podrobněji popsány dále v této práci.

Vzdušné ionty byly poprvé měřeny a byl zkoumán jejich dopad na biosféru na konci 19 století, zejména v souvislosti jejich produkce vlivem ionizačních účinků Rentgenových paprsků uplatňujících se v plynech [1]. Nejprve byly pozorovány a popsány tzv. ionty lehké, následně těžší ionty Langevinovy (vytvářené v okolí kondenzačního jádra, první popis je v práci [2]). Později byly sledovány tzv. ionty ultratěžké, které se svou velikostí blíží aerosolům a jsou popisované J. J. Nolanem a P. J. Nolanem ve 20. až 40. letech 20. století v pracích [3] a [4]. V tomto období byla poprvé aproximována dynamická rovnováha mezi lehkými a těžkými ionty a poměr mezi prachovými částicemi nabitými a elektricky neutrálními, vyskytujícími se v přírodě za běžných atmosférických podmínek, viz práce [5]. Měřením spektra pohyblivosti vzdušných iontů se v 30. letech 20. století intenzivně zabýval H. Israël [6].

Následný výzkum v oblasti fyzikální chemie přinesl mnoho údajů a hypotéz o koncentraci vzdušných iontů na zemském povrchu. Byl spojen s výzkumem z oblasti hledání vlastností a účinků kosmického záření a atmosférické elektřiny na lidský organizmus. Ověřovala se koncentrace lehkých vzdušných iontů v závislosti na dvou hlavních parametrech, zemské šířce a výšce měřeného bodu nad mořskou hladinou. Závislost na zemské šířce byla zjišťována měřením koncentrace vzdušných iontů a elektrické vodivosti vzduchu na hladinách všech světových oceánů expedicí nemagnetické dřevěné lodi Carnegie v letech 1915-1921 a 1928-1929, publikováno v pracích [7] a [8]. Obě expedice se uskutečnily pod vedením Carnegie institutu ve Washingtonu. Závislost koncentrace vzdušných iontů vyskytující se v troposféře a stratosféře pak bezpečně zjistily stratosférické balóny Picardovy a podrobněji pak stratosférický balón Explorer II, vyslaný v roce 1934 Americkou zeměpisnou společností a Letectvem Armády Spojených států amerických, blíže popsaných v [9], [10]. Tyto výzkumy objasnily i související jevy spojené s ionizací plynů v atmosféře a poměry vlivů ionizace vzniklé radioaktivitou zemského povrchu a ionizací generovanou přítomností kosmického záření.

V období mezi 20. – 30. léty 20. století se problematikou vzniku a koncentrace vzdušných iontů zabýval v Československu i prof. František Běhounek, který se při řešení problému existence závislosti intenzity dopadajícího kosmického záření na zeměpisné šířce zúčastnil v roce 1928 výpravy generála Nobilleho na severní pól, jak je uvedeno v literatuře [10], [11]. Průběh výpravy i její ztroskotání je všeobecně znám. Výsledky, které Běhounek během letu vzducholodí „Italia“ získal, publikoval v časopise „Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity“ [12]. V dnešní době lze takto získané měření použít jako cenný zdroj informací objasňující tehdejší metrologii a přístupy k měření koncentrace vzdušných iontů. Na konci 30. let 20. století prof. Běhounek provedl první rozsáhlejší měření koncentrace vzdušných iontů v Československu [13], současné měření a porovnání výsledků ukazuje na pokles koncentrace lehkých záporných iontů v atmosféře s vysoce pravděpodobným vlivem znečištění ovzduší.

V 50. až 70. letech 20. století se zásadním způsobem měnily konstrukce elektrometrických zesilovačů a byl otevřen prostor dalších výzkumů, které umožnily aparatury AK s vyšší citlivosti i při jejích menších geometrických rozměrech, jak je patrné z prací [14] a [15]. Dodnes probíhá výzkum vzniku a vlastností atmosférické elektřiny a zákonitosti výskytu iontů v atmosféře i v polárních oblastí [17], ve stratosféře. Výzkum zaměřený na vlastnosti vzdušných iontů se začíná zaměřovat na vliv lehkých záporných iontů a lidské zdraví, pracovní prostředí, pracovní výkonnost člověka, životní prostředí v obytných prostorech. Komplexní přístup je publikován v dílech [18], [19], [20] ruských a amerických biologů, potvrzující pozitivní vliv lehkých záporných iontů na lidský organismus. Výzkum vlivu vzdušných iontů na lidský organismus byl urychlen kosmickým programem. Ukázalo se, že je nezbytné vytvořit v kosmickém modulu elektrické a iontové podmínky, na které je organismus adaptován [21]. Bez jejich nastavení umělými zdroji iontů došlo u pokusných zvířat k úhynu, jak bylo publikováno v [22], [23]. V 70. letech se objevily průmyslově vyráběné bytové ionizátory [24], které nahradily pokles koncentrace lehkých záporných iontů v atmosféře vlivem znečištění životního prostředí a nastupujícího trendu klimatizací a úspor energií za pomoci aplikace méně či více zdařilých technologií pasivních domů. I v Československu byla na začátku 70. let provedena úspěšná studie potvrzující subjektivní zlepšení pracovního prostředí při umělé ionizaci lehkými zápornými ionty [25], např. i studenti dosahují lepších výsledků v osvojení učební látky [26]. V Praze se v 70. a 80. letech zabývala problematikou měření koncentrace vzdušných iontů na pracovištích a vyhodnocení vlivu klimatizace na psychický a fyzický stav člověka MUDr. Ariana Lajčíková [29], tato problematika pak byla následně řešena při Státním zdravotním ústavu (SZÚ) v Praze - [30], [31]. Teorii vnitřního prostředí budov i z pohledu správného iontového mikroklimatu zpracoval Miroslav Jokl [32], [33]. Jeho výzkumná skupina stanovila jako vyhovující koncentraci lehkých záporných iontů na pracovišti a v obydlích hodnotu 1250 iontů/cm^3 [31]. Uvedená hodnota byla pouze doporučující, nikdy nebyla normalizována a údaj koncentrace vzdušných iontů na pracovišti je pouze nevymahatelným doplňkovým údajem. Na výzkum prof. Běhounka v oblasti měření vzdušných iontů navázal v 80. letech jeho spolupracovník doc. Zdeněk Spurný [27], [28], který provedl měření na identických místech, kde je ve 30. letech prováděl prof. Běhounek. Výzkum potvrdil špatný stav ovzduší v tehdejším ČSSR. Po Spurného smrti v jeho zaměření na monitorování koncentrace vzdušných iontů nikdo nepokračoval [34].

V současné době je výzkum vlivu účinků iontů na organismus a jejich výskyt v přírodě na jedné straně a metodika měření koncentrace vzdušných iontů na druhé straně soustředěn do několika světových výzkumných center. Vývojem spektrometrů na bázi AK, umožňujících kontinuální měření koncentrace vzdušných iontů a jejich pohyblivosti, se zabývá od 60. let 20. století univerzita v estonském městě Tartu pod vedením prof. Hannese Tammeta. Ten je také autorem přehledové publikace o principu funkce měřicích zařízení s AK [35] a mnoha dalších prací zaměřených na vyhodnocení spektra pohyblivosti vzdušných iontů, včetně analýzy dat s interpretací velikosti iontů [35], [36]. Spektrometry, které tamější výzkumníci navrhli, jsou převážně stacionárního provedení, vhodné pro meteorologické stanice určené pro měření v klimatizované budově [37], [38]. Vědecké zaměření výzkumného týmu odpovídá výzkumu a studiu určení znečištění atmosféry nepřímo z kontinuálního měření a analýzy výskytu lehkých, středně těžkých i těžkých iontů v atmosféře [40].

Pokud nabijeme koronou všechny aerosoly vstupující do iontového spektrometru, je možné sledovat celkový obsah a velikost aerosolů a prachu ve vzduchu. Takto zkonstruovaných spektrometrů bylo vyvinuto pro meteorologické účely více typů a množství, jako příklad moderního řešení lze uvést přístroj univerzity Tartu [41], nebo přístroje vyvinuté na univerzitě v Cambridge [42].

Účinku vzdušných iontů na lidský organismus se v současné době věnuje biofyzikální ústav v Moskvě [43], [44], [45], [46]. Testoval například speciální ionizátory využívající stimulaci rostlin, které byly umístěny v roztoku soli, vysokým elektrickým napětím [47] a vyhodnocoval jejich vliv a účinek na průdušnice laboratorních potkanů s analýzou stavu jejich krve. Pozitivní vliv lehkých záporných iontů na organismus pokusných zvířat je podle jejich výsledků nepopiratelný.

Skupina výzkumníků pod vedením K. L. Alpina [48] se věnuje sledování účinkům atmosférické elektřiny na okolí a způsobu jejího generování v troposféře. Oblast jejich zájmu přesahuje do astrofyziky a jsou zaměřeni také na výzkum atmosférických výbojů a ionizace na plynných planetách sluneční soustavy [50].

Speciální vícekolektorové AK popsal ve své práci Grabarzik [51]. Zaměřuje se na vyhodnocení vlivu vedení vysokého napětí na stav ionizace okolního vzduchu [52] a výzkum funkce hrotových ionizátorů. V práci popsal problémy s použitím konvenčních hrotových ionizátorů na odstranění cigaretového kouře v obytných prostorách, zabýval se principy likvidace jedovatých nebo radioaktivních aerosolů vzniklých jako produkt cigaret [54].

Fyzikální ústav v Bělehradě objasnil souvislost mezi objemovou koncentrací radonu a ionizací vzduchu [55] v obytných prostorách, provedl i rozsáhlé měření a vyhodnocení koncentrace vzdušných iontů u Alpských vodopádů [56]. Z hlediska metrologie a měřicích metod pro stanovení výskytu iontů si ústav vyvinul vlastní automatizovanou měřicí aparaturu [57].

V současnosti se další výzkumné práce zaměřují na měření stavu a koncentrace vzdušných iontů i jejich sledování před náhlými změnami biosféry, například před vznikem zemětřesení [58]. Podle současných hypotéz a teorií se před uvolněním tlaku v tektonických deskách uvolní značné množství záporných i kladných iontů [59]. Doposud se sledovaly změny chování pokusných zvířat, například mravenci (citliví na změnu koncentrace CO_2), sloni nebo telata. O sledovaná zvířata se však musí na stanici starat ošetřující personál a příčina změny chování nemusí být jednoznačná. Proto je výzkum zaměřen na zjištění, na kterou fyzikální veličinu sledovaný druh zvířat reaguje a nahradit je pak v procesu predikce elektronickými senzory a provozovat měřicí stanice bez lidské obsluhy. V USA na západním pobřeží se již vybudovala síť stanic pro predikci zemětřesení, využívající senzorů magnetického pole Země, AK pro sledování koncentrace vzdušných iontů a geofonů pro snímání otřesů.

2.2. Měřicí systém s aspiračním kondenzátorem

První aparaturu pro měření koncentrace vzdušných iontů využívající aspirační princip zkonstruoval již v roce 1903 Erberts [61]. Současná konstrukce měřicích zařízení s AK je již odlišná a jiné je také její umístění vzhledem k rovině země. Původně bylo tělo AK umístěno vůči zemskému povrchu svisle, což způsobovalo problémy se zemským elektrostatickým polem (vznikal rozdíl elektrického potenciálu mezi ústím trubice a jejím koncem). Následně v roce 1905 Gerdien vytvořil měřicí aparaturu s AK [62] již velmi podobnou současným konstrukcím, která byla nastavena tak, aby trubice pracovala v oblasti nenasyceného elektrického proudu a měřila pouze elektrickou vodivost vzduchu. Dřívější měřicí technika neumožňovala měřit elektrický proud sběrnou elektrodou přímo; proto se měřil tento proud nepřímou metodou jako úbytek elektrického napětí na sběrné elektrodě za měřicí periodu dlouhou 2 až 4 minuty. Elektrické napětí se měřilo citlivých dvouvláknovým elektrometrem, většinou Wulfova typu [13]. Výhodou takto realizované koncepce bylo získání údajů o průměrné koncentraci vzdušných iontů bez potřeby dodatečné filtrace a separace iontů a vyhodnocení spektra přítomných typů iontů podle jejich velikosti a pohyblivosti. Jako izolátor se u obou trubic v prvních návrzích používal jantar [64], při provozu v prostředí s vysokou relativní vlhkostí však bylo nutné jeho povrch opakovaně čistit [11].

Napájení elektroniky obou typů systémů s AK bylo tvořeno sadou baterií a stupnice vláknových elektrometrů odečítaná mikroskopem měla kvadratický průběh [14]. Proto měřicí aparatura AK pracovala v úzkém rozmezí polarizačního napětí a když se požadoval jako výstup i údaj o pohyblivosti iontů, měřilo se oběma trubicemi (Erbertsovou a Gerdienovou) současně; pohyblivost převažujících iontů se určila z průsečíku dvou přímek (podrobněji objasnění je uvedeno v dalším textu). Touto metodikou byly měřeny koncentrace a pohyblivosti vzdušných iontů expedic lodí Carnegie [6], [8] nebo například prof. Běhounkem na Špicberkách při jeho první výpravě v roce 1926, [10]. V případě, ve kterém byla kritická hmotnost měřicí aparatury AK [12], používal se v měřicím postupu alternativní přístup, který využíval regulaci objemového průtoku vzduchu tělesem AK a využívala se pouze jedna trubice AK. Toto řešení se ale příliš často neaplikovalo z důvodů nutnosti použití kalibrovaného měřiče průtoku vzduchu a minimálně dvojnásobné délky měření.

V 50. a 60. letech 20. století začaly být používány kvalitnější izolační materiály [64], některé konstrukce AK experimentovaly se safírem [66] (podle [97] nejkvalitnější současný izolant), ale nakonec se celkově prosadil plastový materiál teflon pro svůj vysoký měrný elektrický odpor a svoji vodoodpudivost. Nevýhodou teflonu je významný triboelektrický jev ([64], [97]) oproti k jiným alternativám. Další používané izolační materiály - polystyren, polyetylen - nejsou vhodné do vlhkého kondenzujícího prostředí.

V 60. letech 20. století došlo k zásadní změně měření koncentrace vzdušných iontů, když se přestaly používat vláknové elektrometry, měřící úbytek elektrického napětí (pro jejich citlivost na otřesy, nutnost optického odečítání veličiny obsluhou přístroje, případná automatizace se prováděla cestou záznamu na fotografický film) a měřil se přímo elektrický proud sběrnou elektrodou elektronickým elektrometrem. Elektrometr prošel dlouhým vývojem, při němž se jako aktivní vstupní zesilovací prvky používaly elektrometrické elektronky [14], následně vybírané tranzistory FET, hybridní integrované obvody a v současné době monolitické integrované obvody se speciálním vstupním diferenciálním stupněm. U prvních typů elektrometrů byl na vstupu používán jako modulátor ve vakuu zatavený dynamický vibrační kondenzátor (využíval jej například zesilovač použitý v měřicím zařízení koncentrace iontů SAI-TGU-66 zkonstruovaný H. Tammetem [15]). Výhodou uvedeného řešení bylo odstranění šumu $1/f$ díky použitému modulačnímu principu, nevýhodou ale byla křehkost a značné rozměry zařízení. V současné době se stále využívá pro metrologické měření elektrických proudů v řádu 10^{-15} A.

Nižší cena a rozměry komponentů vedly v 70. letech 20. století k převažujícímu použití elektrometrických zesilovačů založených na polovodičích. Bylo ale nutné vyřešit teplotní a časovou nestabilitu vstupního klidového proudu elektronických zesilovačů. Ve své době unikátní a dodnes svými parametry špičkový hybridní obvod AD310K s varaktorovým modulátorem ve vstupní části dosahoval vstupního klidového proudu 10 fA při absenci vstupního proudového šumu $1/f$. Byl použit v mnoha konstrukcích s AK, například i v typu AK MGK-01 používaném v SZÚ MUDr. Lajčíkovou.

Moody se zabýval problémem iontově indukovaného šumu a přidal do klasické konstrukce s AK stínicí mřížku [68]. Podle něj nastává při měření iontového pole, kdy je výrazný nepoměr mezi koncentrací vzdušných iontů jedné z polarit - například převažují záporné ionty z ionizátoru, ovlivnění měření iontů opačné polarity. Vzájemný poměr koncentrace kladných a záporných iontů vyjadřuje tzv. koeficient unipolarity P

$$P = \frac{n_+}{n_-} \qquad (1)$$

Spektrální charakteristiku zařízení s AK se stínicí mřížkou odvodil Grabarzik [51], Alpin potřebu stínicí mřížky neakceptoval [49], neboť podle jeho názoru se v přírodě běžně nevyskytují případy, kdy by byl koeficient unipolarity P menší než 0,1.

Samostatnou část řešení měřicích zařízení a systémů pro vyhodnocení koncentrace vzdušných iontů tvoří spektrometry, umožňující kontinuální měření spektra vzdušných iontů v reálném čase. Při jejich konstrukci se naráží na problém měření extrémně malých elektrických proudů (v oblasti fA), protože rozdělením sběrné elektrody na jednotlivé segmenty musí zařízení zesilovat odpovídajícím způsobem menší hodnotu elektrického proudu. Uvedený fakt vede k návrhu zařízení s většími rozměry iontových spektrometrů. Ty se používají ve stacionárních meteorologických stanicích blíže popsaných v pracích [37] a [38]. Selektivita určení spektra pohyblivosti vzdušných iontů je u takových zařízení poněkud horší vzhledem k zařízení s AK, běžně se jednotlivé rozsahy překrývají a numericky se hledá nejpravděpodobnější rozložení spektra pohyblivosti přes Tammetovu inverzní transformaci publikovanou v práci [40].

V konstrukcích, v nichž nebylo modulačního principu použito, se volila dlouhá časová konstanta integračního obvodu v převodníku I/U, průměrujícího měřený elektrický proud. V extrémních případech to bylo až 5 minut [40] a vstupní tranzistor FET byl tepelně stabilizován [67]. Šum s charakterem $1/f$ nebyl ovšem touto filtrací odstraněn a konstrukce dosahovaly horších parametrů než jiné typy konstrukce s AK. Moderní monolitické integrované obvody současně dostupné umožňují dosáhnout přesného měření elektrických proudů v řádu 10^{-14} až 10^{-12} A. Aplikace v zařízeních s AK a metrologie vyžaduje možnost záznamu koncentrace vzdušných iontů pro sledování dlouhodobých trendů v závislosti na dalších zkoumaných veličinách. Aktuálně již není limitujícím faktorem konstrukcí s AK elektrometrický zesilovač, ale do popředí tak stále více vystupuje celková koncepce a konstrukce AK. V případě potřeby měření s AK v agresivním teplém, vlhkém prostředí tropů nebo kondenzujícím studeném prostředí jeskyně je nutné plně využít princip aktivního stínění a navrhnout správnou metodiku měření vzdušných iontů, aby se odstranily nežádoucí změny parametrů AK. Důležité je též postihnout vliv vnějších elektrostatických polí.

2.3. Vznik a dynamika vzdušných iontů v atmosféře

Ionty klasifikujeme podle polarity jejich elektrického náboje na vzdušné ionty kladné a záporné. Druhým kritériem jejich klasifikace je jejich velikost, která souvisí s dalším parametrem - pohyblivostí iontů k v elektrickém poli. Dr. Horrak navrhl nové členění vzdušných iontů [40], které je shrnuto v tab. 1.

Tab. 1 Rozdělení vzdušných iontů podle Horraka [40]

Druh iontů	k **[cm²·V⁻¹·s⁻¹]**	d **[nm]**
Těžké velké ionty	$0{,}0042 > k \geq 0{,}00041$	$22{,}0 < d \leq 79{,}0$
Lehké velké ionty	$0{,}074 > k \geq 0{,}0042$	$4{,}80 < d \leq 22{,}0$
Střední ionty	$0{,}500 > k \geq 0{,}074$	$1{,}60 < d \leq 4{,}80$
Velká seskupení iontů	$1{,}28 > k \geq 0{,}50$	$0{,}85 < d \leq 1{,}60$
Lehké ionty	$3{,}20 > k \geq 1{,}28$	$0{,}36 < d \leq 0{,}85$

Hypotéza procesu vzniku vzdušných iontů byla popsán Israëlem v přehledové práci [64] a postupným dalším výzkumem byla zpřesňována, blíže specifikována jejich chemická podstata a složení, tak také vznik. Nejvýznamnějšími zdroji ionizační energie pro uvolnění elektronu

z neutrálního atomu v zemské atmosféře jsou tři základní děje. Prvním je kosmické záření uplatňující se ve vyšších nadmořských výškách, druhým radioaktivita zemských hornin zapříčiněná především radionuklidy ^{238}U, ^{238}Th a ^{40}K a nakonec radioaktivita ovzduší způsobená zejména radonem [75], [55]. Ostatní ionizační jevy, jako jsou atmosférické výboje, tříštící se kapičky vody [69] jak v turbulentních proudech mraků, tak u vodopádů, UV sluneční záření, plamen a elektrická korona, se uplatňují v blízkosti zemského povrchu jen lokálně, nebo jsou součástí laboratorního výzkumu.

Původ kosmického záření je předmětem usilovného výzkumu a není dosud plně vysvětlen [70]. V současné době se rozlišuje složka solární, pocházející ze Slunce a složka galaktická, jejíž zdroj je pravděpodobně v objektech mimo naši Galaxii [75]. Výzkumu se věnuje v současné době observatoř Pierra Augera v Argentině [72]. Primární složka kosmického záření vstupuje do zemské atmosféry z vesmíru, je tvořena z 88 % protony, 10 % jádry hélia (alfa záření), 1 % elektrony a pozitrony a poslední 1 % tvoří těžší částice [75], [28]. Hypotéza ionizace a vzniku iontů vstupem primárního kosmického záření do atmosféry tvrdí, že dojde k interakci s částicemi atmosféry, vlivem následných srážek dochází k tvorbě sekundárního kosmického záření a tato sprška následně dopadá na zemský povrch. Majoritní vliv kosmického záření se projevuje ve vyšších vrstvách atmosféry, na úrovni hladiny moře generuje pouze 20 % vzdušných iontů, jak tvrdí autoři prací [49], [75].

V přízemních částech atmosféry zřejmě dominuje vliv radioaktivity zemské litosféry, jak je uvedeno například v pracích [28], [75]. Území České republiky je v určitých oblastech nadprůměrně radioaktivní působením radionuklidů ^{238}U, ^{238}Th a ^{40}K, výsledky jsou přehledně zpracované Matolínem [118] v Radiometrické mapě ČR. Výrazně radioaktivní jsou podle Matolína variské magmatity, migmatity a terciérní vulkanity, ze sedimentů pak jílovité horniny. Vápence patří k nejméně radioaktivním horninám na území České Republiky, u jeskynních sedimentů může však být obsah všech tří radionuklidů zvýšen [119].

Ze Země také vystupuje puklinami v horninách radon jakožto dceřiný produkt radia uranové (^{222}Rn) i thoriové řady (^{220}Rn) [75]. Ten radioaktivním rozpadem generuje záření alfa, které ionizuje okolní plyn. Jeho uvolňování do atmosféry (zvané radonová emanence) závisí na atmosférickém tlaku, propustnosti horniny a pohybech větru [73]. Zatímco radon je za běžných teplot plynného skupenství, jeho následné rozpadové produkty jsou většinou kovy a ulpívají na pevných a kapalných aerosolech. V krátké době 3-4 hodin se vytvoří u koncentrace radonu ^{222}Rn a jeho dceřiných produktů rovnováha. Mezi objemovou aktivitou radonu a koncentrací vzdušných iontů v uzavřených prostorech je patrná závislost [55], prokázaná mnoha měřeními i v jeskyních prostorách [83]. V uzavřených prostorech má potom na koncentraci vzdušných iontů rozhodující vliv výměna vzduchu. Čím je prostor méně větrán, tím je vyšší objemová aktivita radonu (a sekundární radiace) i koncentrace vzdušných iontů [55].

K ionizaci vzduchu o známém průměrném chemickém složení v pozemské atmosféře je potřeba dodat střední energii ionizace $W_{io} = 34{,}98$ eV $\pm$ 0,05 eV, pokud ionizuje alfa částice, v případě ionizujících protonů pak střední energii ionizace $W_{io} = 36$ eV $\pm$ 0,4 eV [74]. Tato hodnota již předpokládá, že některé atomy se ionizují, zatímco jiné pouze excitují elektrony do vyšších energetických hladin [28]. Platí tedy statisticky pro větší množství částic. Když známe energii alfa částice vzniklé rozpadem radonu a jeho následných produktů, je možné určit počet iontů vzniklých jednou alfa částicí. Jedna částice alfa vzniklá rozpadem ^{222}Rn vytvoří na své průměrné dráze 4,12 cm přibližně 160 000 iontových párů. Ionizační schopnost není rozložena rovnoměrně, ke konci dráhy stoupá, kdy díky nižší rychlosti setrvává delší dobu v okolí molekul plynu [74], [76]. Následující tab. 2 uvádí dceřiné produkty vycházející z radia (z kterého se radon i thoron tvoří) uranové i thoriové řady.

Tab. 2 Radon a jeho dceřiné produkty uplatňující se u radioaktivity ovzduší [77], [78]

Prvek	Poločas rozpadu	Druh záření	Energie vzniklého záření [MeV]	
^{222}Rn	3,82 dne	α	5,590	Uranová řada ^{238}U
^{218}Po	3,098 min	α	6,001	
^{214}Pb	27,06 min	β^-	1,019	
		γ	0,242 (7,26 %) 0,295 (18,4 %) 0,352 (35,6 %)	
^{214}Bi	19,9 min	β^-	3,269	
		γ	0,609 (45,5 %) 1,120 (14,9 %) 1,764 (15,3%)	
^{214}Po	164,3 μs	α	7,686	
^{220}Rn	55,6 s	α	6,287	Thoriová řada ^{232}Th
^{216}Po	0,145 s	α	6,778	
^{212}Pb	10,64 hod	β^-	0,569	
		γ	0,238 (43,6 %) 0,300 (3,18 %)	
^{212}Bi	60,55 min	β^- (64,06 %)	2,252	
		α (35,94 %)	4,181	
^{212}Po	0,299 μs	α	8,954	

Protože má thoron ^{220}Rn krátký poločas rozpadu, za svoji životnost nedosáhne příliš vysokých nadmořských výšek. V literatuře [74] se uvádí pro thoron pokles na 50 % z původní koncentrace ve výšce 10 m, u radonu ^{222}Rn je pokles na 50 % hodnotu z původní koncentrace ve výšce 100 až 200 m.

Horrak zopakoval starší pokusy pro ověření ionizačního příkonu q_I na zemském povrchu. Dřívější práce shrnuté Israëlem a Chalmersem došly k závěru ([64], [16]), že průměrná hodnota ionizačního příkonu q_I je 10 iontových párů na 1 cm^3 ve výšce 1 m nad povrchem země. Radioaktivita zemské horniny se zde podílí průměrně 4,6 ionty na cm^3, radioaktivity vzduchu způsobena radonem a thoronem pak 4 ionty/cm^3 a kosmické záření 1,5-1,8 iontů/cm^3. Na meteorologické stanici Hyytiälä ve Finsku v borovém lese Laakso měřil v letech 2000-2006 kontinuálně objemovou koncentraci radonu, koncentraci prachových částic a jejich spektrální složení, dále byla měřena a zaznamenávána teplota, tlak a relativní vlhkost. Radioaktivita zemské horniny v místě stanice byla určena gama spektrometrem. Dlouhodobé měření porovnávalo tyto veličiny s koncentrací vzdušných iontů n a celkově byl takto získán ionizační příkon q_I [81]. V ověřované hypotéze se jako důsledek rozpadu jednoho atomu radonu ^{222}Rn uvažoval vznik tří α a dvou β částic. Jelikož naměřené q_I nabývalo příliš nízkých hodnot vzhledem k jiným měřením, byla změněna metodika měření s úpravou nasávání pomocí pokovené trubice. Po úpravě dosahovalo již q_I obvyklých hodnot od 9 do 21 iontů/cm^3 s variací podle denního cyklu [82].

V hypotéze se předpokládá, že po prvotní ionizaci neutrálního atomu plynu dochází vlivem jeho nestability ke spojování s neutrálními molekulami vody a čpavku, tím jsou vytvářeny malé „clustery“ lehkých iontů [64], přičemž molekul vody v clusteru je přibližně 8-12 u iontů kladných a 6-7 u iontů záporných. Záporné ionty mají tedy větší pohyblivost než ionty kladné. V ovzduší, kde se vyskytuje prach či malé kapičky aerosolu, se tyto lehké ionty s nimi spojují

a vytvářejí ionty těžké. Hypotézy procesu vzniku a zániku lehkých iontů jsou podpořeny popisem diferenciálních rovnic, přičemž spolu mohou rekombinovat jak ionty lehké, tak těžké.

Starší experimentální výsledky analýz shrnuté Israëlem [64], vycházejí především z prací Nolanových [3] a uvažují vzájemnou rekombinaci iontů lehkých a jejich úbytek vlivem absorpce s těžkými aerosolovými částicemi. Při uvažování konstantního ionizačního příkonu je tento děj popsán rovnicí

$$-\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} = q_\mathrm{I} - \alpha_\mathrm{R} n_+ n_- - \beta_\mathrm{eff} Z_\mathrm{TOT} n \qquad (2)$$

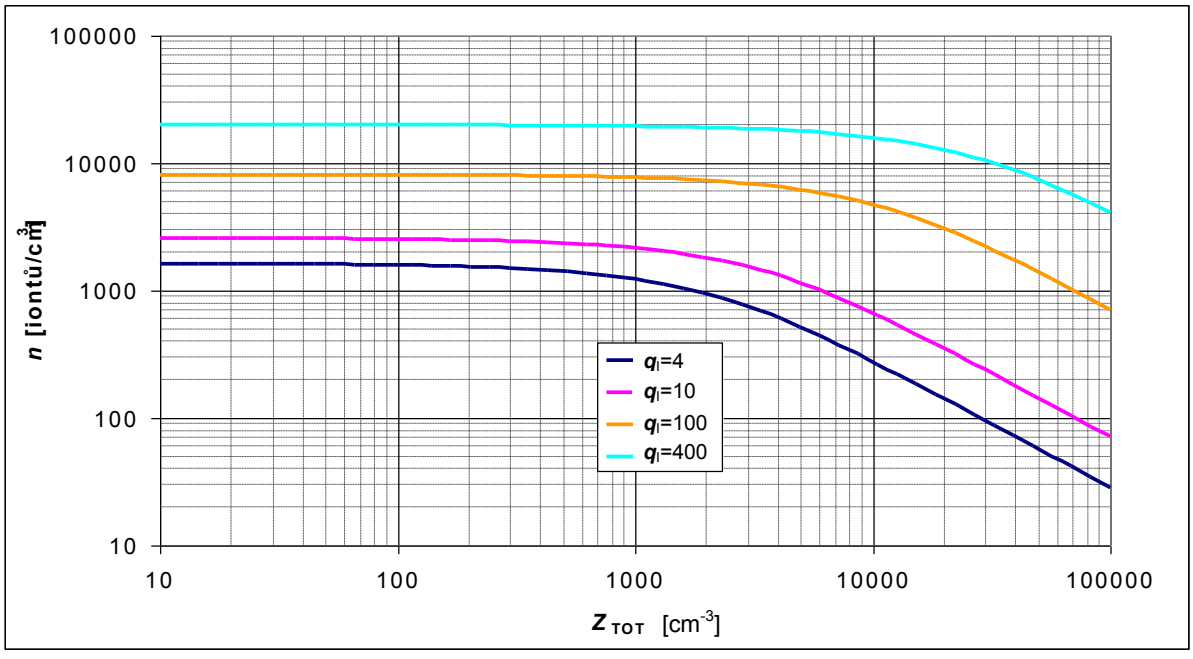
Hodnota rekombinační koeficientu iontů α_R byla empiricky měřením určena jako $1{,}5\cdot10^{-6}$, Z_{TOT} je celkový počet kondenzačních jader a koeficient β_{eff} odpovídá efektivnímu koeficientu přilnavosti iontů ke kondenzačním jádrům, přičemž jeho hodnota závisí na poloměru kondenzačních jader. Pro běžné atmosférické podmínky jej lze aproximovat jako $\beta_{eff} = 1{,}4\cdot10^{-6}$.

Pro zjednodušení položíme stejnou koncentraci lehkých iontů záporných i kladných a dostaneme

$$-\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} = q_\mathrm{I} - \alpha_\mathrm{R} n^2 - \beta_\mathrm{eff} Z_\mathrm{TOT} n \qquad (3)$$

V ustáleném stavu z pohledu dynamiky a rovnovážného stavu je změna koncentrace lehkých vzdušných iontů rovna 0, rovnici tak nabývá kvadratického tvaru, z jejího kořene majícího fyzikální interpretaci určíme koncentraci lehkých vzdušných iontů

$$n = \frac{\beta_\mathrm{eff} Z_\mathrm{TOT} - \sqrt{\left(\beta_\mathrm{eff} Z_\mathrm{TOT}\right)^2 + 4\alpha_\mathrm{R} q_\mathrm{I}}}{-2\alpha_\mathrm{R}} \qquad (4)$$



Obr. 1 Závislost rovnovážné koncentrace vzdušných iontů pro různé ionizační příkony q_I na počtu kondenzačních jader

Závislosti koncentrace lehkých vzdušných iontů na počtu kondenzačních jader pro standardní atmosférické podmínky podle rovnice (4) jsou na obr. 1. V neznečištěném prostředí vnitrozemí je průměrná hodnota $Z_{TOT}=10^4$, ve znečištěném prostředí města $Z_{TOT} = 35\cdot10^4$ až $150\cdot10^4$ [40]. Jak je patrné z obr. 1, je koncentrace lehkých záporných iontů v těchto místech převážně určena počtem kondenzačních jader a vzájemná rekombinace mezi lehkými ionty představuje méně než 5 % celkového úbytku iontů. Opačná situace nastává v prostředích s velmi čistých vzduchem, jako jsou oceány $Z_{TOT} = 10^3$, hory ve výškách nad 2000 m nad mořem $Z_{TOT} = 10^3$, nebo jeskyně $Z_{TOT} = 250$. Zde je rozhodující vzájemná rekombinace lehkých vzdušných iontů a koncentrace lehkých vzdušných iontů je úměrná druhé odmocnině ionizačního příkonu q_I.

Rovnice (4) aproximující zjednodušeně rovnovážný stav lehkých vzdušných iontů byla upravována především pro věrohodnější postihnutí úbytku iontů vlivem absorpce na kondenzačních jádrech. Spektrum průměru kondenzačních jader se totiž s časem mění, například v závislosti na vlhkosti prostředí, jelikož kondenzační jádra jsou značně hydroskopická a mění svůj průměr v závislosti na obsahu vodních par v objemu vzduchu. Hoppel provedl rozsáhlé množství měření a numerických aproximací získaných dat [79], [80]. Po úpravě výrazů (1) až (4) získáme výraz

$$-\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} = q_\mathrm{I} - \alpha_\mathrm{R} n^2 - S_\mathrm{a} n \qquad (5)$$

Nově definovaný „iontový úbytek“ S_a je vyčíslen pro spektrum kondenzačních jader jako

$$S_\mathrm{a} = \int_r \sum_{i=-\infty}^{\infty} \beta_\mathrm{i}(r)\, p_\mathrm{i}(r)\, n(r)\, \mathrm{d}r \qquad (6)$$

kde $\beta_i(r)$ je koeficientu přilnavosti mezi lehkými ionty (negativními nebo pozitivními) a aerosolovými částicemi o průměru r a s i (nebo $–i$) elementárními náboji, $p_i(r)$ je pravděpodobnost přenášení i elementárních nábojů a $n(r)$ spektrum velikosti aerosolových částic.

Publikovaná měření [82] v podstatě potvrdila podobný charakter průběhu koncentrace vzdušných iontů z obr. 1 podle nové metodiky, avšak nevystupuje zde již počet kondenzačních jader, ale iontový úbytek S_a. Se zvyšující se prašností prostředí tedy koncentrace vzdušných iontů klesá. Tím se závěry hypotézy přibližují experimentálním výsledkům výše popsaným.

Dosavadní přístup k efektům vznikajícím v závislosti na chemicko-fyzikálním složení vzduchu nebral v úvahu problematiku koncentrace vzdušných iontů v uzavřených prostorech, například kanceláří, ve kterých dochází k úbytku iontů i vlivem ulpívání lehkých iontů na nabitém povrchu. Zmiňované výzkumné týmy se totiž zaměřovaly na koncentraci iontů ve volném prostoru zemské atmosféry a cíleně nezkoumaly důsledky rozdílných koncentrací vzdušných iontů v uzavřených prostorech. Problematika úbytku lehkých iontů v uzavřených prostorech je ovšem velmi důležitá pro pracovní prostředí člověka, je spojena v současné době s diskutovaným „syndromem nemocných budov“ a začíná vystupovat do popředí v úpravě konstrukce klimatizací a změny materiálů interiéru. Měření koncentrace vzdušných iontů v pracovním prostředí se v ČR zabývala MUDr. Lajčíková SZÚ [31] a Ing. Buřival [86], [87]. Zjednodušenou rovnici (3) lze pak rozšířit o koeficient rychlosti elektrostatické depozice δ[55], který závisí na relativní vlhkosti vzduchu v prostředí interiéru a existenci povrchového náboje v prostoru

$$-\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} = q_{\mathrm{I}} - \alpha_{\mathrm{R}} n^2 - \beta_{\mathrm{eff}} Z_{\mathrm{TOT}} n - \delta n \qquad (7)$$

Materiály s nízkou permitivitou a měrnou elektrickou vodivostí mohou v interiéru většinou lehkých iontů na svůj povrch zcela vázat. To může být jednou z příčin, proč je takový rozdíl mezi přírodními materiály a materiály v současné době používanými ve vlivu na zdravotní pohodu člověka v interiérech. Přírodní materiály, jako je dřevo, keramika, kámen nebo například vápenná omítka, mají relativní permitivitu v rozmezí ε_{r} = 6-7 a jejich elektrická měrná vodivost v porovnání se syntetickými materiály je vyšší [86]. Zvláště nevhodné jsou syntetické nátěrové hmoty a podlahové materiály jako polyvinylchlorid (PVC), které mají tendenci vázat kladně volné ionty a odstraní tak z interiéru většinu lehkých záporných iontů.

V případě dvou mezních případů prostředí (zaplněné vzduchem), tedy prostředí vysoce čistým jakým je jeskyně, nebo naopak velmi znečištěným, jakým je střed velkoměsta, se rovnice (4) zjednoduší do formy, která je často používaná k rychlým odhadům koncentrace iontů. V případě vysoce čistého vzdušného prostoru, tedy prostředí bez kondenzačních jader a elektricky nabitých povrchů přechází vztah (4) do tvaru

$$n = \sqrt{\frac{q_{\mathrm{I}}}{\alpha_{\mathrm{R}}}} \qquad (8)$$

Ve velmi čistém vzduchu ve sledovaném prostoru je koncentrace lehkých volných iontů úměrná druhé odmocnině ionizačního příkonu q_{I}. Pro prostředí s vysokou prašností lze vyjádřit

$$n = \frac{q_{\mathrm{I}}}{\beta_{\mathrm{eff}} Z_{\mathrm{TOT}}} \qquad (9)$$

a koncentrace lehkých volných iontů je přímo úměrná ionizačního příkonu q_{I}. To je závěr Nolanových prací [3], [4] a lze tak přijmout závěry pro parametry charakteristického zkoumaného a hodnoceného prostředí.

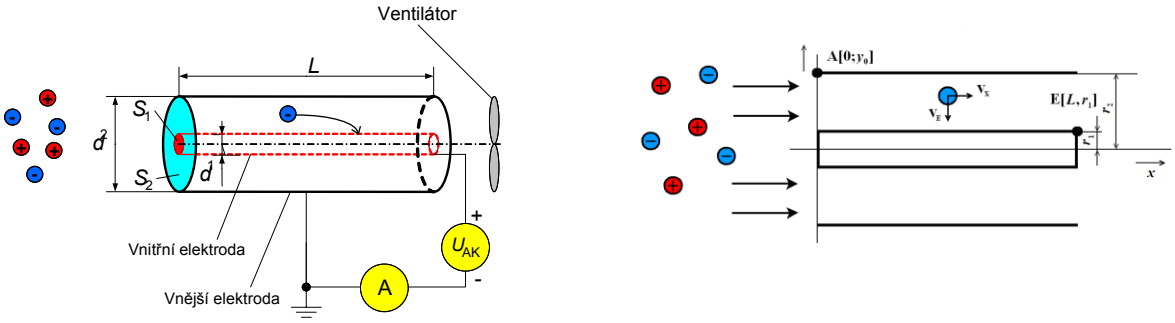
Závislost výskytu a koncentrace vzdušných iontů na okamžitých klimatických podmínkách je funkce velmi komplikovaná. Rekombinační koeficient α_{R} není příliš citlivý na chemicko-fyzikální složení/uspořádání vzdušných iontů, jeho korekce na tlak je nutné provádět až od nadmořské výšky 2000 m [28]. Vliv relativní vzdušné vlhkosti na koeficientu přilnavosti $\beta_{\mathrm{i}}(\mathrm{r})$ byl použit v rovnici (4) a je pro něj charakteristické, že se zvyšujícím se průměrem objektů aerosolu tento koeficient zvyšuje svou hodnotu.

Pohyblivost volných iontů k je podle Langevina [2] závislá na atmosférickém tlaku p a teplotě T. Za zjednodušujících podmínek nulové velikosti molekuly iontu byla aproximována pohyblivost jako

$$k = k_0 \cdot \frac{273{,}15}{T} \cdot \frac{p}{101325} \qquad (10)$$

kde k_0 je pohyblivost iontů za referenčních atmosférických podmínek, T je termodynamická teplota a p atmosférický tlak.

2.4. Principiální funkce aspiračního kondenzátoru



Obr. 2 Základní princip funkce aspiračního kondenzátoru

Aspirační kondenzátor (AK) slouží jako snímací prvek měřicího zařízení pro měření a vyhodnocení koncentrace vzdušných iontů v testovaném prostoru za předpokladu, že množství zkoumaného plynu (vzduchu) není omezeno, nebo jsou ionty průběžně generovány zdrojem iontů [15], [64]. V jednom okamžiku je možné měřit pouze ionty jedné polarity. Ionizovaný vzduch je nasáván ventilátorem do trubice aspiračního kondenzátoru. Mezi vnější a vnitřní elektrodou válcového uspořádání AK je elektrické pole s intenzitou E vyvolané elektrickým napětím U_{AK} přiloženým mezi obě elektrody. Pokud je iont elektricky záporně nabitý a sběrná vnitřní elektroda je na kladném potenciálu, je iont postupně přitahován silou vyvolanou intenzitou elektrického pole E k vnitřní elektrodě a v případě, že na ni dopadne, vyvolá tím elektrický proud i, který je měřen citlivým elektrometrickým pikoampérmetrem. Rychlost pohybu iontů v elektrickém poli lze popsat tzv. pohyblivostí k udávanou v $cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$. Pro každou konfiguraci AK lze určit tzv. mezní pohyblivost k_m. Všechny ionty s pohyblivostí větší než k_m dopadnou na vnitřní elektrodu, iontů s pohyblivostí menší než k_m dopadne jen poměrná část. Z parametrů AK definujme objemový průtok vzduchu

$$M = \left(r_2^{\,2} - r_2^{\,2}\right) \cdot \pi \cdot v_x \,. \tag{11}$$

Hlavní parametr používaný k určení pohyblivosti vzdušných iontů je mezní pohyblivost

$$k_m = \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot M}{C_{AK} \cdot U_{AK}} \tag{12}$$

pak lze pro proud naměřený elektrometrickým pikoampérmetrem definovat

$$I_{k<k_m} = \frac{k}{k_m} \cdot n \cdot q \cdot M$$

$$I_{k \geq k_m} = n \cdot q \cdot M \tag{13}$$

Je třeba si uvědomit, že podmínka rovnosti elektrického náboje iontu elementárnímu náboji elektronu je splněna jen u lehkých iontů. U těžkých iontů, které obsahují těchto nábojů několik, podmínka neplatí. Pak můžeme uvažovat relativní počet iontů na jednotku objemu, protože obvykle nejsme schopni odlišit, jaký elektrický náboj má ojedinělý nosič náboje. Vyjdeme z velikosti náboje v daném intervalu pohyblivosti a objemu [94].

$$n_{+-}\left(k_1,k_2\right)=\frac{\rho_{+-}\left(k_1,k_2\right)}{\mathrm{q}}, \tag{14}$$

Celkový elektrický proud lze potom zapsat ve tvaru:

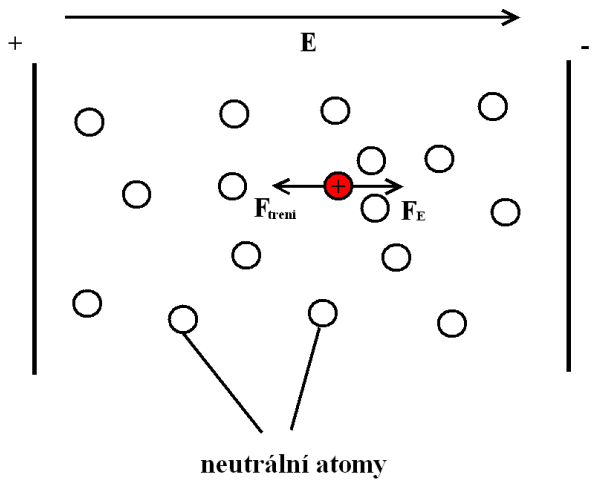
$$I=M\cdot\frac{1}{k_{\mathrm{m}}}\int_0^{k_{\mathrm{m}}}k\cdot\rho\left(k\right)\mathrm{d}k+M\cdot\int_{k_{\mathrm{m}}}^{\infty}k\cdot\rho\left(k\right)\mathrm{d}k \tag{15}$$

Zápis lze pro další práci zjednodušit použitím funkce *G*. Ta v sobě zahrnuje parametry spektrální vlastností aspiračního kondenzátoru

$$I=\int_0^{\infty}G\cdot\rho\left(k\right)\mathrm{d}k \tag{16}$$

V předložené práci se autor výrazně zaměřuje na měření koncentrace vzdušných iontů lehkých s ohledem na jejich dominantní vliv na lidský organismu.

2.5. Pohyb iontu v elektrickém poli



Obr. 3 Působení sil na iont v elektrickém poli ve vzduchu

Pomocí pohybu iontu v elektrickém poli definujeme jeho významný parametr, pohyblivost *k*. Pohyblivost iontu vyjadřuje, jakou rychlostí se iont pohybuje v elektrickém poli. Další úvahy platí pro zjednodušený model pohybu volných iontů, umožňující zohlednění jednotlivých vlivů na pohyblivost iontu.

V ose, ve které působí elektrické pole s intenzitou *E*, se uplatňují dvě síly. Jde jednak o sílu vyvolanou elektrickým polem působící na iont

$$F_{\mathrm{E}}=E\cdot\mathrm{q} \tag{17}$$

a dále sílu brzdnou. V modelu pro jednoduchost uvažujeme, že elektrický náboj iontu je roven elementárnímu náboji elektronu, což je u lehkých iontů akceptovatelné. Opačným směrem než síla F_{E} působí brzdná síla způsobená srážkami elektricky nabitého iontu s elektricky neutrálními

elementy/atomy vzduchu. Za předpokladu existence disperzního prostředí pro brzdnou sílu platí jednoduchá závislost

$$F_{\text{treni}} = f \cdot v \tag{18}$$

Kde f je koeficient tření je, v je okamžitá rychlost iontu. V našem modelu s plynným disperzním prostředím závisí koeficient tření f na poměru střední volné dráhy částice/molekul λ disperzního prostředí a poloměru iontu r

$$\ell \quad \text{,} \tag{19}$$

Jestliže platí $\ell << 1$ (poloměr iontu r je daleko větší než střední volná dráha molekul disperzního prostředí) můžeme použít základní tvar Stokesova vztahu

$$f = 6 \cdot \pi \cdot \eta \cdot r\,, \tag{20}$$

Stokesův vztah platný pro homogenní prostředí na frikční sílu, odvozený pro sférické částice, za předpokladu, že pohybující se částice jsou rozměrově mnohem větší než molekuly disperzního prostředí, je akceptovatelný pro laminární proudění a malé rychlosti pohybu. Pak třecí síla je

$$F_{\text{treni}} = 6 \cdot \pi \cdot \eta \cdot r \cdot v \tag{21}$$

Pro teplotu 23°C platí $\eta = 1{,}82 \cdot 10^{-5}\ \text{N} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-2}$. Částice bude urychlována, dokud se tato síla nevyrovná brzdné síle F_{treni} vzduchu. Z rovnosti těchto sil můžeme určit, jakou rychlostí v se bude iont pohybovat ve směru působení elektrického pole s intenzitou E.

$$F_{\text{E}} = F_{\text{treni}}\,,$$

$$E \cdot \text{q} = 6 \cdot \pi \cdot \eta \cdot r \cdot v\,, \tag{22}$$

$$v = \frac{E \cdot \text{q}}{6 \cdot \pi \cdot \eta \cdot r}\,.$$

Vidíme, že rychlost částice v je přímo úměrná intenzitě elektrického pole E. Potom lze zavést veličinu zvanou pohyblivost iontů

$$k = \frac{\text{q}}{6 \cdot \pi \cdot \eta \cdot r} \tag{23}$$

Nyní dostáváme výsledný vztah

$$v = k \cdot E \tag{24}$$

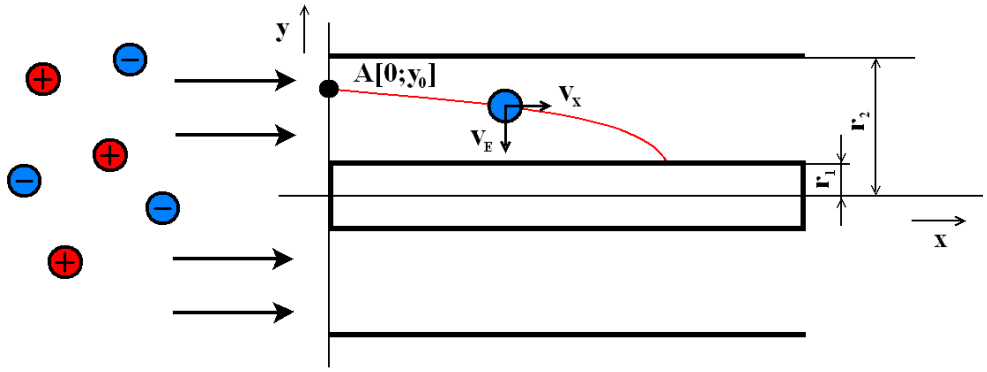
Pohyblivost iontů k je parametrickou funkcí poloměru částice r i jejího elektrického náboje q. Velmi přesná aproximace pohyblivosti iontu v závislosti na jeho hmotnosti, poloměru a dalších parametrech je uvedena v [40].

V tomto modelu pohyblivosti iontu musíme předpokládat, že iont/částice má natolik malou hmotnost m, že se vzhledem k pohybové rovnici celého systému neprojeví setrvačnost iontu. Z druhého Newtonova zákona platí

$$m \ll \left| \vec{g} + k \left| \frac{\mathrm{d}\vec{E}}{\mathrm{d}t} \right| \right| \tag{25}$$

Za těchto podmínek bude iont pohybující se v elektrickém poli téměř okamžitě sledovat změnu intenzity elektrického pole E. V dalším textu autor uvažuje za hlavní parametr iontu jeho pohyblivost k. V modelu je poloměru iontu závislý na použité aproximaci, proto je nutné u každého experimentálního měření uvádět okamžitý atmosférický tlak a teplotu vzduchu, pro který je vyhodnocována koncentrace vzdušných iontů. Z modelu vyplývá i vliv gravitace g, projevující se u těžkých iontů s nezanedbatelnou hmotností m.

2.6. Aproximace pohybu iontů ve válcovém AK pro konstantní rychlostní profil



Obr. 4 Pohyb volných vzdušných iontů ve válcovém aspiračním kondenzátoru

Vzduch obsahující ionty je do aspiračního kondenzátoru nasáván ventilátorem. Mezi vnější a vnitřní elektrodou AK je elektrické pole s intenzitou E vyvolané napětím přiloženým u mezi obě elektrody. Je měřen elektrický proud i vyvolaný dopadem iontů na elektrodový systém. V krátkosti je na jednoduchém matematickém modelu ukázáno odvození pohybové rovnice iontu v klíčové části AK.

Ve směru osy střední elektrody je iont přibližován s proudem vzduchu vyvolaným ventilátorem do kritické vzdálenosti, ze které intenzita elektrického pole E vtáhne do prostoru AK iont. Pohybuje se v přiblížení do kritického místa konstantní rychlostí v_x

$$\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} = v_x \tag{26}$$

Jak bylo odvozeno v předcházející kapitole o pohybu iontu v elektrickém poli

$$\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}t} = v_E = -k \cdot E \tag{27}$$

Záporné znaménko je zde proto, že se volný iont pohybuje proti směru osy y. U válcového kondenzátoru platí pro modul intenzity elektrického pole E, že se zvyšuje směrem k vnitřní elektrodě [90] a je dána vztahem

$$E = \frac{U_{\mathrm{AK}}}{y \cdot \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} \tag{28}$$

Dosadíme vztah (28) do (27) a dostáváme

$$v_E = \frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}t} = -k \cdot \frac{U_{\mathrm{AK}}}{y \cdot \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} \tag{29}$$

Časové proměnné se zbavíme dosazením z rovnice (26)

$$\mathrm{d}t = \frac{\mathrm{d}x}{v_x},$$

$$\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x} = -k \cdot \frac{U_{\mathrm{AK}}}{v_{\mathrm{x}} \cdot y \cdot \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} \tag{30}$$

Diferenciální rovnici vyřešíme pomocí separace proměnných.

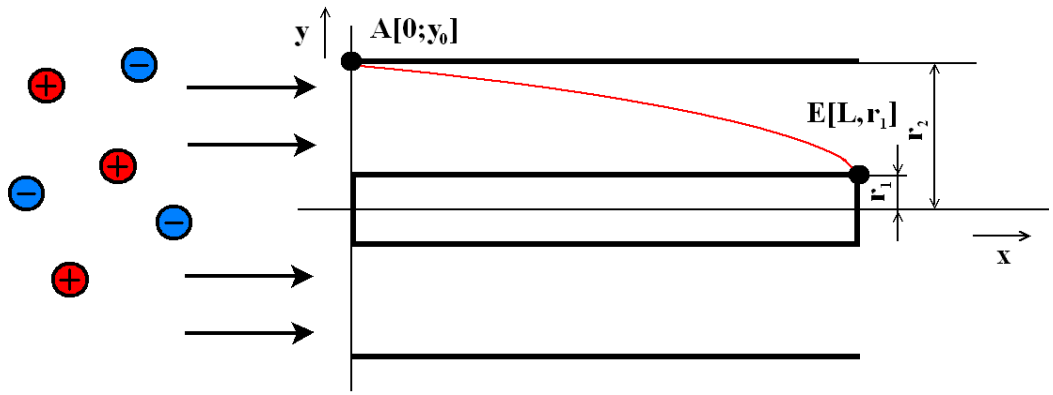
$$y^2 = -2 \cdot x \cdot k \cdot \frac{U_{\mathrm{AK}}}{v_x \cdot \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} + C \tag{31}$$

Rovnice musí splňovat počáteční podmínku. Z té zjistíme konstantu C

$$y^2 = -2 \cdot x \cdot k \cdot \frac{U_{\mathrm{AK}}}{v_x \cdot \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} + y_0^2 \tag{32}$$

Vztah (32) je konečná rovnice zvoleného modelu trajektorie iontu v AK. Je zřejmé, že iont se pohybuje po parabolické dráze.

Z pohybové rovnice můžeme zjistit, jaké typy a kategorie iontů dopadnou na vnitřní sběrnou elektrodu AK a vyvolají elektrický proud i, který je měřen elektrometrickým zesilovačem. Pro tento účel definujeme mezní pohyblivost k_{m}. Všechny volné ionty s pohyblivostí větší než k_{m} dopadnou na vnitřní elektrodu. Za počáteční bod trajektorie volíme A, jako koncový bod pak E [L;r_1]. Situace je znázorněna na obr. 5.



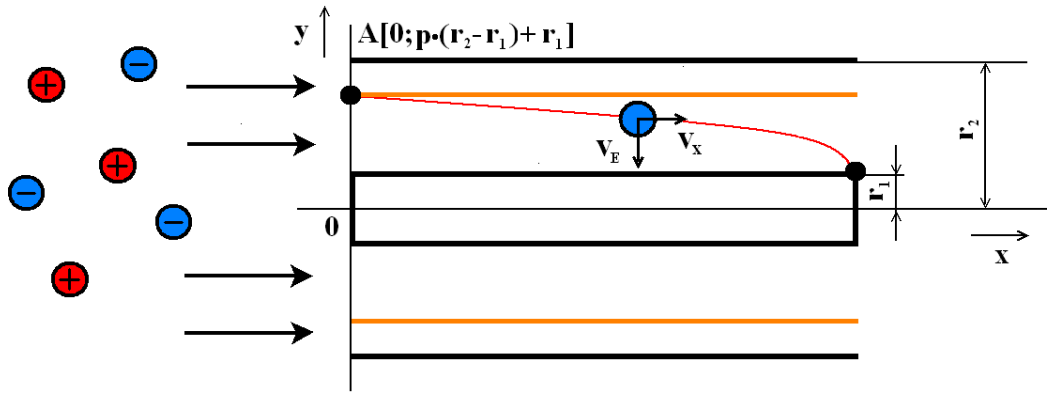
Obr. 5 Odvození mezní pohyblivosti ve válcovém aspiračním kondenzátoru

Dosazením bodů A a E a vyřešením rovnice (32) dostáváme

$$k_{\mathrm{m}} = \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{\mathrm{r}} \cdot M}{C_{\mathrm{AK}} \cdot U_{\mathrm{AK}}} \tag{33}$$

$$M = \left(r_2^{\,2} - r_1^{\,2}\right) \cdot \pi \cdot v_{\mathrm{x}} \tag{34}$$

Dalším krokem je určení proudu vyvolaného dopadem iontů na sběrnou elektrodu. Tento proud je určen nejenom ionty s pohyblivostí větší než k_{m} ale i částí iontů s $k<k_{\mathrm{m}}$. Pro určení počtu iontů, které dopadnou na vnitřní elektrodu, použijeme obr. 6. V literatuře [64] je odvození provedeno pro deskový aspirační kondenzátor, zde je rozšířeno odvození pro v praxi používaný válcový aspirační kondenzátor.



Obr. 6 Ionty s k< km ve válcovém aspiračním kondenzátoru

Z iontů které mají pohyblivost $k< k_{\mathrm{m}}$ dopadnou na vnitřní elektrodu jen některé. Uvažujme, že iont s pohyblivostí $k< k_{\mathrm{m}}$ vstupuje do AK v bodě A $[0;p\cdot(r_2-r_1)+r_1]$ dostatečně blízko vnitřní elektrody dopadne do bodu E $[L;r_1]$. Pak všechny ionty, které vstupují do AK s menší vzdáleností od vnitřní elektrody než tento iont dopadnou na elektrodu. Naopak ionty, které jsou při vstupu dále od vnitřní elektrody než tento iont, vnitřní elektrody nedosáhnou. Pokud jsou ionty rovnoměrně rozloženy v jednotce objemu, pak poměr těch co vnitřní elektrody dosáhnou a celkového počtu iontů bode dán poměrem objemu AK a AK s redukovanou vzdáleností elektrod.

Poměr objemů je dán

$$V_m = \pi \cdot r_2^2 \cdot v_x - \pi \cdot r_1^2 \cdot v_x = \pi \cdot v_x \cdot \left(r_2^2 - r_1^2\right)$$

$$V_\mathrm{p} = \pi \cdot v_\mathrm{x} \cdot \left(\left(p \cdot \left(r_2 - r_1\right) + r_1\right)^2 - r_1^2\right) \tag{35}$$

$$\frac{V_\mathrm{p}}{V_\mathrm{m}} = \frac{\pi \cdot v_\mathrm{x} \cdot \left(\left(p \cdot \left(r_2 - r_1\right) + r_1\right)^2 - r_1^2\right)}{\pi \cdot v_\mathrm{x} \cdot \left(r_2^{\,2} - r_1^2\right)} = \frac{\left(\left(p \cdot \left(r_2 - r_1\right) + r_1\right)^2 - r_1^2\right)}{\left(r_2^{\,2} - r_1^2\right)}$$

Výše odvozený výraz porovnáme s poměrem iontu s takovouto pohyblivostí k vůči mezní pohyblivosti k_m. Iont se pohybuje z bodu A $[0;p\cdot(r_2\text{-}r_1)+r_1]$ do bodu E $[L;r_1]$. Nejprve dosadíme počáteční bod do pohybové rovnice

$$y^2 = -2 \cdot x \cdot k \cdot \frac{U_\mathrm{AK}}{v_\mathrm{x} \cdot \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} + \left(p \cdot \left(r_2 - r_1\right) + r_1\right)^2 \tag{36}$$

A nyní dosadíme nejzazší bod dopadu

$$r_1^2 = -2 \cdot L \cdot k \cdot \frac{U_\mathrm{AK}}{v_x \cdot \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} + \left(p \cdot \left(r_2 - r_1\right) + r_1\right)^2 \tag{37}$$

vyjádříme k

$$k = \frac{v_\mathrm{x} \cdot \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right) \cdot \left(r_1^2 - \left(p \cdot \left(r_2 - r_1\right) + r_1\right)^2\right)}{-2 \cdot L \cdot U_\mathrm{AK}} \tag{38}$$

Dáme pohyblivost iontu k_p mezní pohyblivosti k_m (rovnice (33)) do poměru

$$\frac{k_\mathrm{p}}{k_\mathrm{m}} = \frac{\left(\left(p \cdot \left(r_2 - r_1\right) + r_1\right)^2 - r_1^2\right)}{\left(r_2^{\,2} - r_1^2\right)} \tag{39}$$

Je vidět, že poměr objemů se rovná poměru pohyblivosti iontu s $k < k_\mathrm{m}$ k mezní pohyblivosti. Poměr počtu iontů, které dosáhnou vnitřní elektrody k celkovému počtu iontů v jednotce objemu, bude tedy

$$\frac{zachyceno}{celkový\ počet} = \frac{k}{k_\mathrm{m}} \tag{40}$$

Pokud je pohyblivost iontů menší než mezní pak v souhlase z odvozením

$$I_{k<k_\mathrm{m}} = \frac{k}{k_\mathrm{m}} n \cdot \mathrm{q} \cdot M \tag{41}$$

Pro saturační oblast je proud dán

$$I_{k>k_\mathrm{m}} = n \cdot \mathrm{q} \cdot M \tag{42}$$

Uvažujme spojité spektrum. Pak proud bude dán součtem iontů s danou pohyblivostí, pro ionty s $k < k_\mathrm{m}$ bude platit rovnice (41), pro ionty s $k \geq k_\mathrm{m}$ bude platit rovnice (42).

Je výhodné vyjít z hustoty koncentrace náboje. Pak lze psát

$$I = M \frac{1}{k_\mathrm{m}} \int_0^{k_\mathrm{m}} k \cdot \rho(k)\,\mathrm{d}k + M \int_{k_\mathrm{m}}^{\infty} \rho(k)\,\mathrm{d}k \tag{43}$$

Po úpravě

$$I = \frac{C_\mathrm{AK} \cdot U_\mathrm{AK}}{\varepsilon_0} \int_0^{k_\mathrm{m}} k \cdot \rho(k)\,\mathrm{d}k + M \int_{k_\mathrm{m}}^{\infty} \rho(k)\,\mathrm{d}k \tag{44}$$

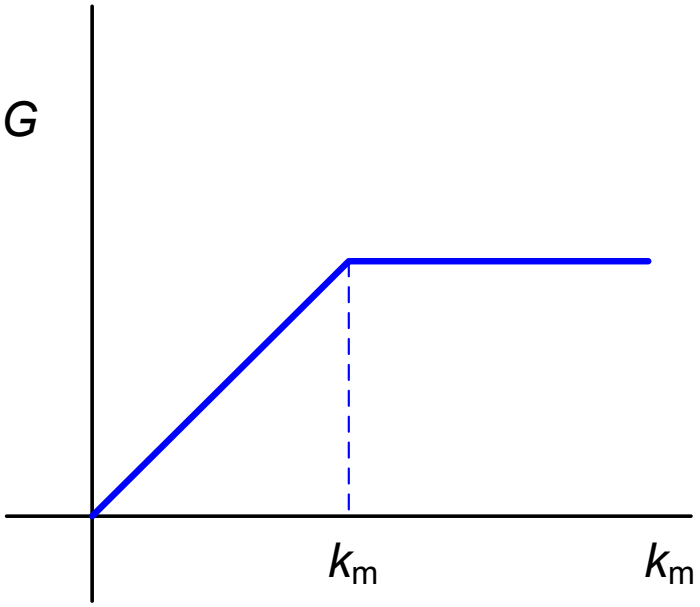
V literatuře [15] je pro sjednocení výpočtu pro mnoho různých druhů AK a zjednodušení zápisu integrál sjednocen použitím funkce *G*. Funkce *G* je pro válcový aspirační kondenzátor integrálního typu dána

$$G = \begin{cases} \dfrac{C_\mathrm{AK} \cdot U_\mathrm{AK} \cdot k}{\varepsilon_0} & pro\ k < k_\mathrm{m} \\ M & pro\ k \geq k_\mathrm{m} \end{cases} \tag{45}$$

Pak lze rovnici (44) upravit na

$$I = \int_0^{\infty} G(k) \cdot \rho(k)\,\mathrm{d}k \tag{46}$$

U dalších typů AK pak stačí pouze zjistit funkci *G*. Funkce *G* pro integrační AK podle vzorce (43) je na obr. 7



Obr. 7 Funkce G pro integrační aspirační kondenzátor

Zde popsaná aproximace pohybu vzdušných iontů v AK je pouze přibližná, sloužící k definici pojmu mezní pohyblivosti k_m a pochopení principu AK. Dále bude uveden složitější model aspiračního kondenzátoru.

3. Cíle disertace

Základem dizertace je návrh metodiky nízkoúrovňových měření ve dvou aplikacích s maximálním využitím numerického modelování a zpracování dat. Cíle disertace jsou uspořádány do dvou hlavních oblastí:

1) Návrh a experimentální ověření nové metodiky měření koncentrace vzdušných iontů umožňující snížit neurčitost měření

   Byla navržena metodika měření vzdušných iontů uvažující problematiku elektrostatického pole v AK, optimální postup měření a metrologie, algoritmus určení spektra vzdušných iontů odolný vůči rušivým signálům a šumu.

2) Metrologie a metodika měření mrznoucího potenciálu

   V oblasti mrznoucího potenciálu byla navržena nová metoda měření umožňující zvýšení přesnosti měření včetně posouzení a eliminování artefaktů zvyšující neurčitost výsledků měření. Metoda umožní opakovatelné měření mrznoucího potenciálu na rozhraní ledu a kapaliny pro základní výzkum vodných roztoků solí. V současnosti publikované výsledky měření mrznoucího potenciálu od různých autorů nejsou porovnatelné. Na navržené aparatuře se metodika ověřila a zhodnotily se získané výsledky. Byly určeny jednotlivé zdroje nejistoty měření mrznoucího potenciálu, které pomohou k lepšímu pochopení procesů vznikajících při jeho vzniku.

Přínosem práce v oblasti měření koncentrace vzdušných iontů je návrh a ověření hypotézy pro pohyb a měření koncentrace vzdušných iontů, což umožňuje dlouhodobá opakovatelná a s definovanou nejistotou prováděná měření v extrémních podmínkách (např. v prostorech s vysokou vlhkostí a nízkou teplotou) a minimalizovat vliv přístrojových a klimatických artefaktů na přesnost a reprodukovatelnost měření.

Dalšími cíli disertace je návrh a ověření principu aktivního stínění ke zvýšení citlivosti měření s AK při zachování jeho malých rozměrů. Tyto nové poznatky umožní dlouhodobě zkoumat změny mikroklimatu a jeho vliv na úspěšnost léčby astmatu, měření vzdušných iontů s ohledem na predikci geologických změn s efekty povrchovými (např. zemětřesení v rizikových oblastech tropů).

4. Zvolený přístup k naplnění cílů disertace

Disertační práce se zabývá metodikou nízkoúrovňových měření, které demonstruje na měření koncentrace vzdušných iontů.

Postup řešení stanovených cílů je zvolen tak, že pomocí postupných kroků jsou prokazovány rozhodující jevy a je jim přiřazena váha v celém metrologickém přístupu a to pro koncentraci vzdušných iontů s ohledem na respektování při hodnocení nejistoty naměřených koncentrací.

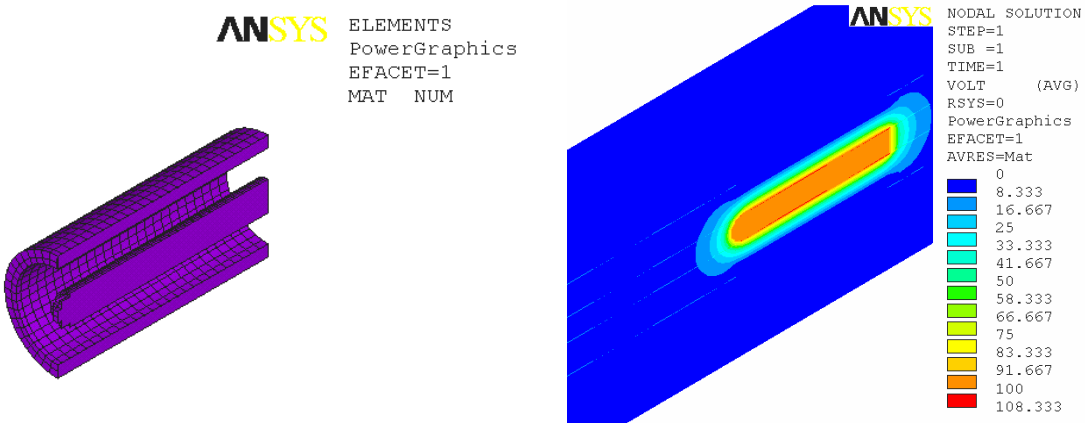
Z takto popsaných jevů je metodicky sestaven postup a požadavky na metrologický proces nízkoúrovňových měření vzhledem k požadavku věrohodnosti procesu, tedy prvky opakovatelnosti, eliminace chyb a definování a popsatelnosti nejistot měření. Takto tvořená metodika skýtá věrohodné a opakovatelné získání výsledků při extrémních typech měření, například možnost dlouhodobého sledování koncentrace vzdušných iontů v extrémních podmínkách jako jsou jeskyně, prostory s vysokou vlhkostí a teplotou. Při použití běžných metod určení spektra pohyblivosti vzdušných iontů se rušivě projevuje fluktuace koncentrace vzdušných iontů v čase a do procesu vstupují další rušivé vlivy.

V experimentální části práce byly zkoumány různé varianty uspořádání měřicího zařízení - sběrné elektrody a polarizačního kondenzátoru na dosažení nejvýhodnějšího rozložení elektrostatického pole v senzoru - aspiračním kondenzátoru. Na metodické potlačení vlivu měření nežádoucích fluktuací při průběhu měření saturačních charakteristik je aplikována například numerická metoda nejmenších čtverců.

V druhé části disertační práce je metodika nízkoúrovňových měření doplněna poznatky z odlišné části fyzikálních měření za extrémních podmínek, je věnována pozornost metodice měření mrznoucího potenciálu. Oblast měření mrznoucího potenciálu jako metodu experimentálního procesu při fázových změnách vzorku je dosud málo prozkoumána. Byla realizována experimentální měřicí aparatura pro měření mrznoucího potenciálu , používaná při výzkumných pracích na Ústavy chemie na Masarykově univerzitě.

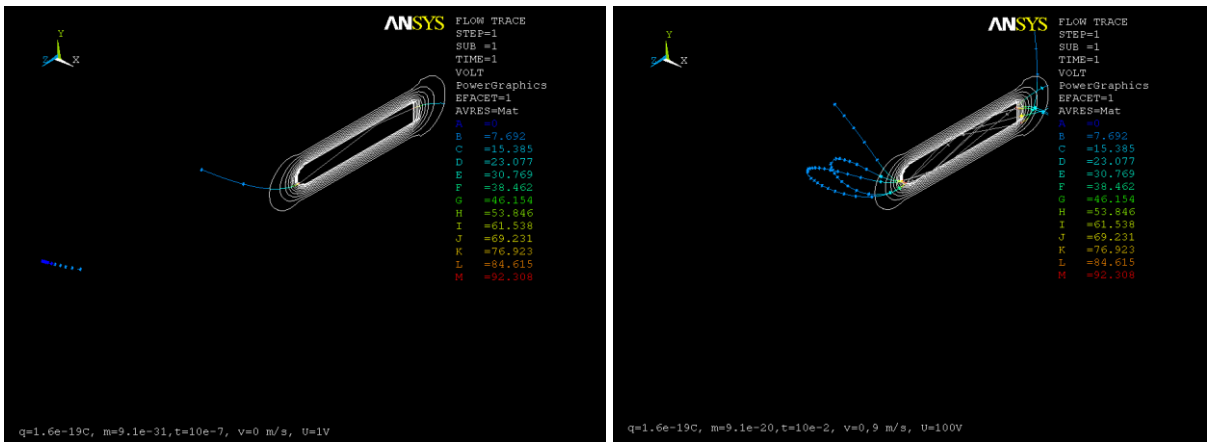
5. Modelování pohybu iontů v AK

Na UTEE byl v minulosti vytvořen sdružený numerický model pohybu iontu v elektrostatickém poli tělesa AK [103], [104], který uvažoval okrajové efekty u ústí AK, ovlivňující dráhu ionty. Model byl vytvořen v programu ANSYS. Vytvořená síť konečných prvků je na obr. 8 vlevo, vypočtené rozložení elektrostatického potenciálu pro polarizační napětí U_{AK}=1 μV - 100 V v okolí AK pak vpravo.



Obr. 8 Vysíťovaný geometrický model (vlevo) a simulací získané rozložení elektrostatického potenciálu v okolí AK (vpravo) [103]

Pro získané rozložení elektrického potenciálu φ se analyzovala dráha iontu, jako hmotného modu s hmotností m a elektrickým nábojem q, přičemž se parametrizovalo polarizační napětí $U_{AK,}$ elektrický náboj q vzdušného iontu a jeho hmotnost m. Závěry plynoucí z těchto modelů a analýz vedly ke konstrukci iontové pasti, vyplývající ze stochastického modelu pohybu iontu za rozdílných parametrů AK. Ukázalo se, že vzdušný iont za jistých okolností může proletět tělesem AK několikrát a tím značně ovlivnit údaje měření. Byla navržena iontová past a při experimentálním ověření se hypotéza prokázala.



Obr. 9 Simulace trajektorie iontu v AK, vlevo pro napětí 1 V, vpravo pro napětí 100 V [103]

6. Návrh celkové koncepce metodiky měření

Problematika metodiky měření vzdušných iontů vyžaduje komplexní řešení zahrnující několik vzájemně se doplňujících oborů. Především je nutné uvažovat správné rozložení elektrostatického pole ve snímači – AK. Toto elektrostatické pole má vtahovat ionty nalézající se před AK bez vzniku elektrostatických čoček. Dále je ovšem nutné, aby toto pole výrazně neovlivňovalo elektrický potenciál v měřeném prostoru. Ionty jsou do aspiračního kondenzátoru nasávány ventilátorem. Tento ventilátor obsahující motorek je nutné magneticky stínit, aby neovlivňoval trajektorii iontů v AK. Nejsou vhodné motorky s komutátorem, jelikož jsou zdrojem značného rušení.

Důležitým problémem je otázka vhodného uzemnění AK. Zde je potřebné vyzkoušet jeho vliv na výsledky měření koncentrace vzdušných iontů pro různá uspořádání. Při simulacích pomocí MKP lze vliv uzemnění zkoumat aplikací rušivého potenciálu na vnější elektrodu.

V neposlední řadě je nutné správně vyřešit měření velmi malých proudů řádu 10^{-12} až 10^{-15} A. Během vývoje elektrometrického zesilovače se ukázalo jako vhodné řešení využití aktivního stínění jak u samotného AK, tak u relé na přepínání rozsahů a nabíjení. Měřicí uspořádání nejvhodnější pro správné rozložení elektrostatického pole je problematické z hlediska aktivního stínění. Proto byla navržena alternativa využívající aktivní stínění i pro tuto variantu, která se u měření vzdušných iontů AK zatím nevyužívá. Z hlediska celkové koncepce metodiky měření lze hlavní body shrnout takto:

- Metodika návrhu proporcí a rozložení potenciálů v AK pro správné měření vzdušných iontů.
- Uspořádání elektrometrického zesilovače pro snížení šumu, zvýšení izolačního odporu aktivním stíněním a jeho vlivu na impulzní odezvu změny koncentrace vzdušných iontů
- Stanovení správné metodiky metrologie a měřicího postupu. Je nutné postupně eliminovat vliv elektrostatického pole měřeného prostoru, svodový proud AK, problematiku zemnění a dynamiku změny koncentrace vzdušných iontů v čase.
- Zpracování naměřených hodnot vedoucí k potlačení šumu, návrh algoritmu málo citlivého na fluktuaci koncentrace vzdušných iontů v čase.

6.1. Návrh konstrukčního uspořádání AK

Z dostupné literatury a možných variant uspořádání elektrostatického pole v AK vychází čtyři možností uspořádání AK pro měření záporných iontů, pokud uvažovaný AK má vnitřní elektrodu, vnější elektrodu a dále stínící vnější elektrodu na potenciálu země.

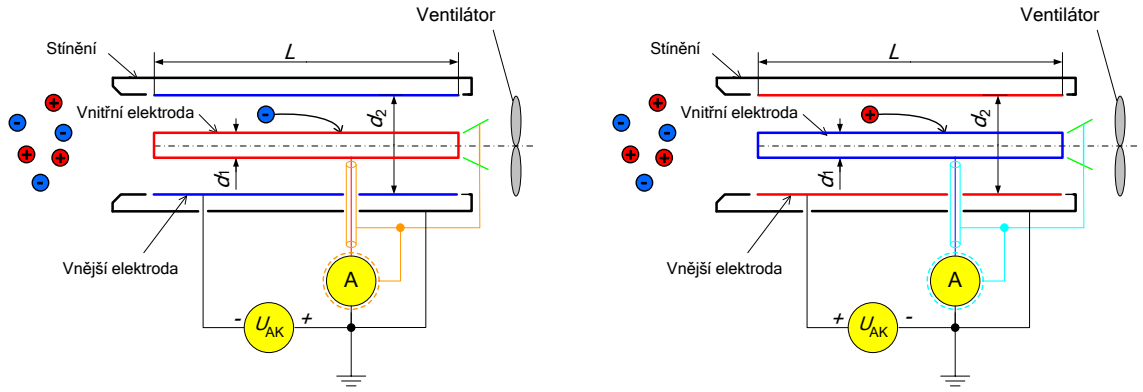
Tab. 3 Používané varianty zapojení AK a jejich vhodnost na aktivní stínění

Číslo varianty	Sběrná elektroda	Vnitřní elektroda	Vnější elektroda	Vhodné pro aktivní stínění
1	vnitřní	0 V	záporná	Ano
2	vnitřní	kladná	0 V	Ne
3	vnější	0 V	kladná	Ne
4	vnější	záporná	0 V	Ano

Jednotlivé varianty nejsou vůči sobě rovnocenné z hlediska metrologických vlastností. AK vyvinuté na Univerzitě v Tartu v Estonsku využívají většinou variantu číslo 4 [15], [38], [39]. AK navrhnutý v Srbsku Kollarem [57] využívá varianty číslo 1. V dalším výkladu bude ukázáno, že varianta číslo 2, použitá na UTEE je z hlediska rozložení elektrostatického pole na měření vzdušných iontů nejvýhodnější.

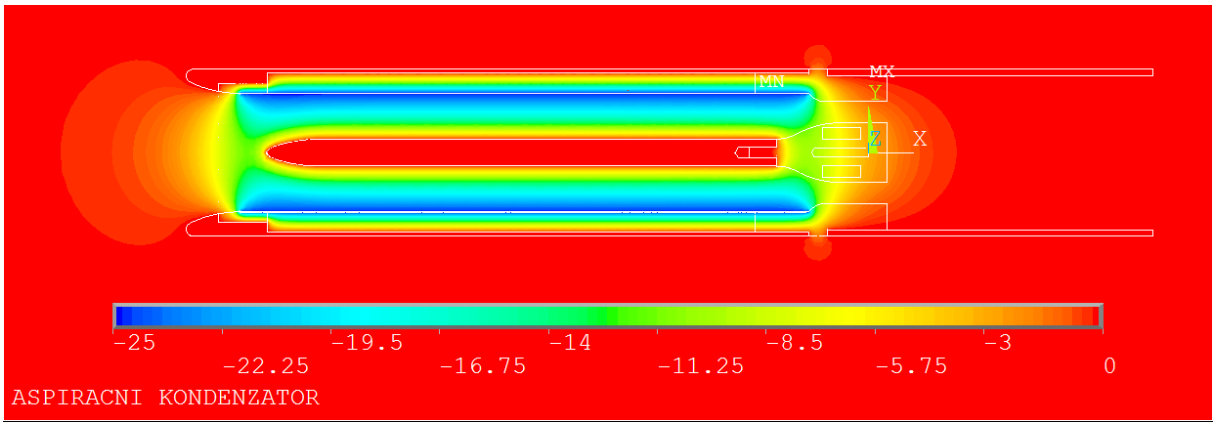
V programu ANSYS byl vytvořena geometrie modelu AK, vytvořena numerická síť a zadány okrajové podmínky. Pro geometrické rozměry nové stíněné varianty AK UTEE v2 postačuje na měření lehkých záporných iontů polarizační napětí $U_{AK} = 25$ V a pro toto napětí byly provedeny všechny výpočty. V simulaci bylo uvažováno vzdušné okolí AK o rozměrech 2×2×2 m.

Měřicí uspořádání pro **variantu číslo 1** je znázorněno na obr. 10. Pro průchodku i pro teflonový držák vnitřní elektrody je možné výhodně použít aktivní stínění.

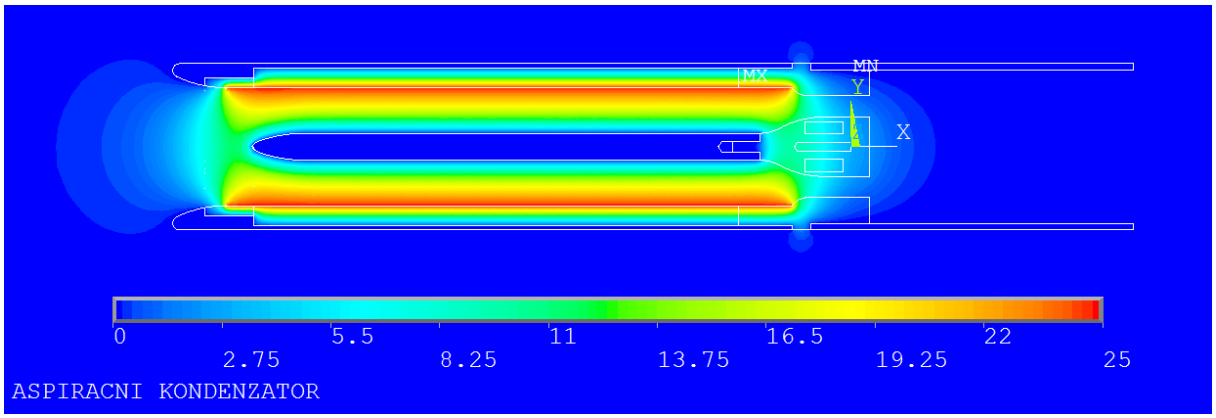


Obr. 10 Měřicí uspořádání varianty číslo 1 s aktivním stíněním pro měření koncentrace záporných iontů (vlevo) a kladných iontů (vpravo)

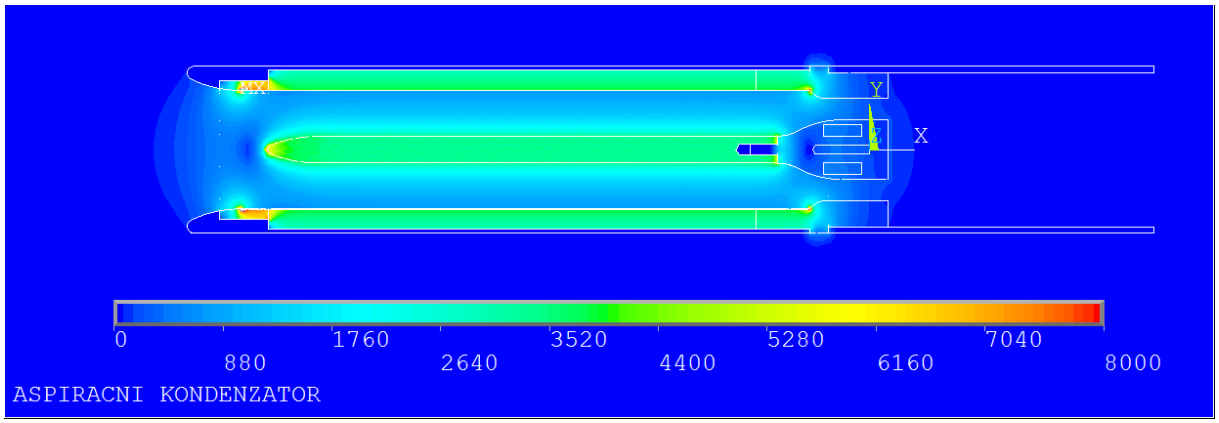
Z výsledků na obr. 11 a obr. 12 je patrné, že AK část svého elektrického potenciálu vyzařuje před své ústí a tím ovlivňuje rozložení elektrostatického pole ve svém okolí. Tomu by se dalo zabránit prodloužením jeho přední části se stínící elektrodou, to je ale nevýhodné z hlediska požadovaných rozměrů a hmotnosti. Rozložení intenzity E je obr. 13, výhodnější zobrazení s omezením škály intenzity E do hodnoty 3200 V/m je na obr. 14. Je patrné, že vlivem potřebného stínícího pláště AK na potenciálu země vzniká na vstupu AK před vnitřní elektrodou elektrostatická čočka. Díky ní část iontů nedosáhne sběrné elektrody a změřená koncentrace vzdušných iontů pro tuto variantu bude nižší než skutečná v měřeném prostoru. Detail rozložení intenzity E u ústí AK je na obr. 15. Maxima dosahuje intenzita E na okrajích vnější elektrody u ústí AK a dále pak na špičce vnitřní elektrody.



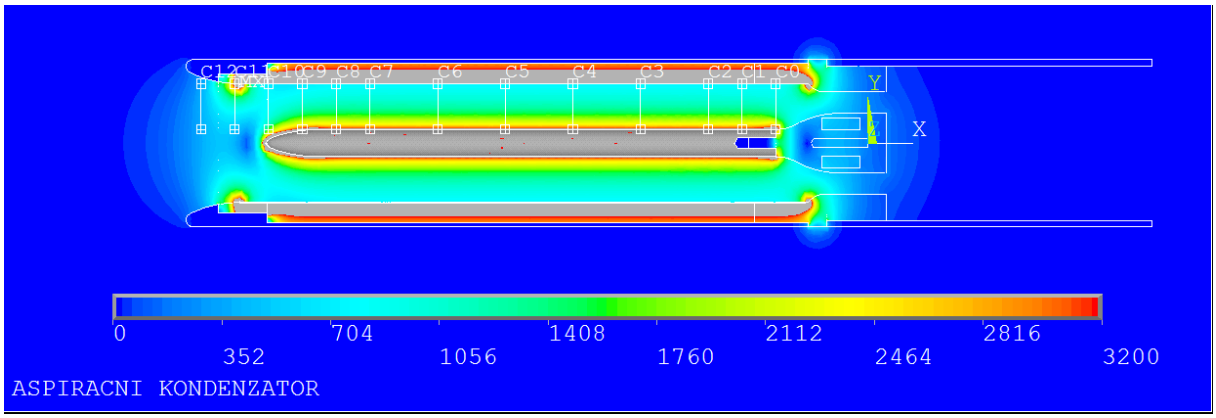
Obr. 11 Rozložení elektrického potenciálu v řezu AK UTEE v2 varianty číslo 1 pro záporné ionty



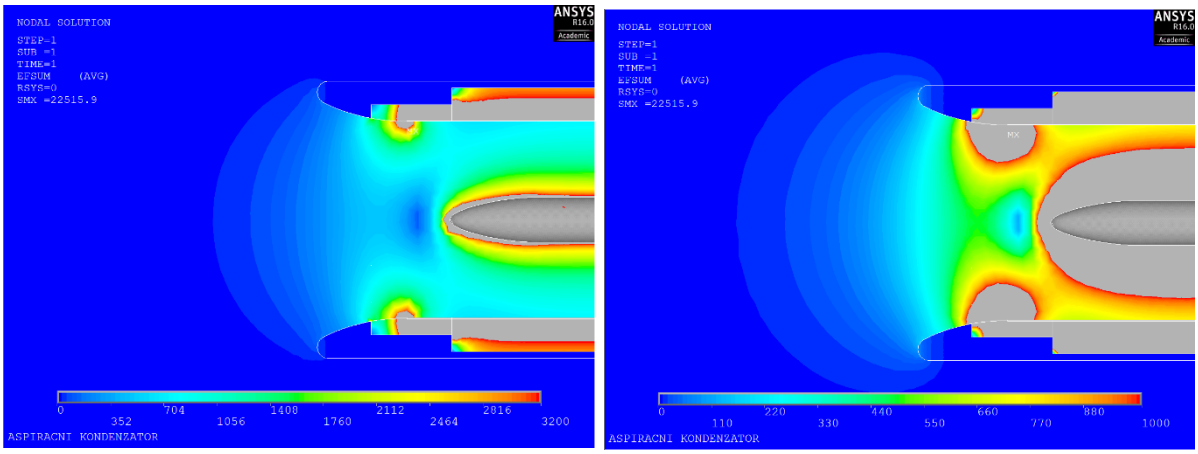
Obr. 12 Rozložení elektrického potenciálu v řezu AK UTEE v2 varianty číslo 1 pro kladné ionty



Obr. 13 Rozložení intenzity E v řezu AK UTEE v2 varianty číslo 1 (platí pro záporné i kladné ionty)

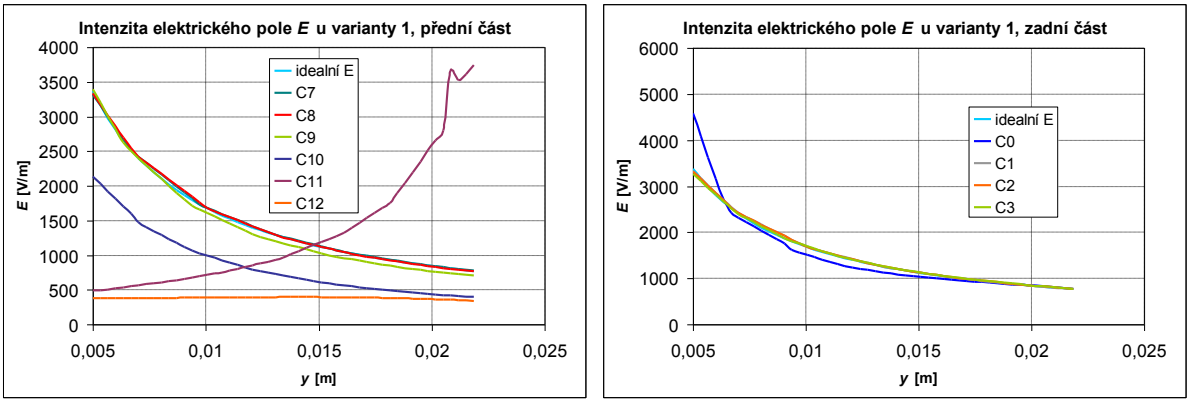


Obr. 14 Rozložení intenzity E v řezu AK UTEE v2 varianty číslo 1 (platí pro záporné i kladné ionty) s omezením škály do 3200 V/m a definovanými cestami C0 až C12

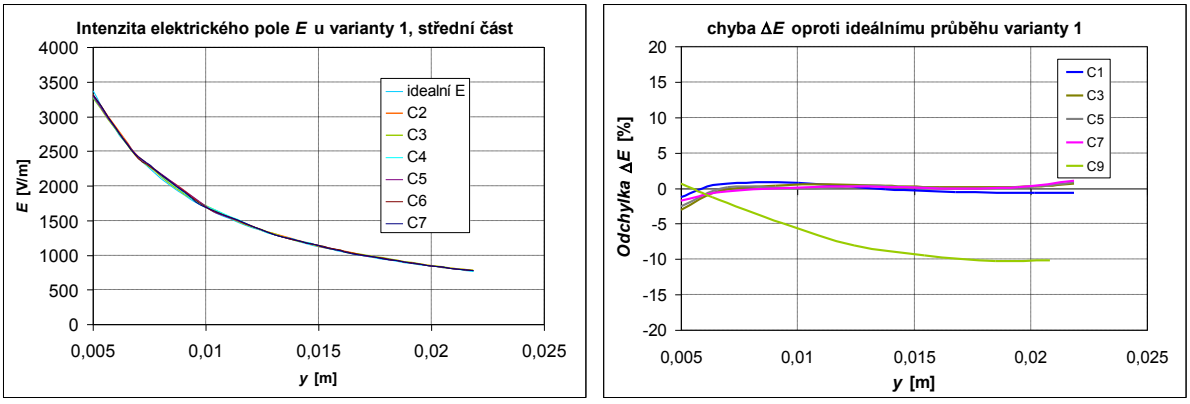


Obr. 15 Rozložení intenzity E na vstupu AK UTEE v2 varianty číslo 1 s omezením škály do 3200 V/m (vlevo) a 1000 V/m(vpravo)

Pro ověření shody rozložení intenzity elektrického pole v simulovaném AK s ideálním rozložením ve válcovém kondenzátoru, popsaném vztahem (28) byly definovány v modelu cesty C0 až C12 (zobrazeny na obr. 16 a obr. 17). U cest ve střední části AK pak byla vypočtena odchylka od ideálního průběhu ve válcovém kondenzátoru. Z výsledků vyplývá velmi dobrá shoda ideálního průběhu pro válcový kondenzátor v porovnání v navrženým AK UTEE. U cest C1 až C7 je převážně způsobena numerickou chybou MKP. U cesty C9, kde začíná zužování přední aerodynamické špičky vnitřní elektrody, je odchylka intenzity ΔE do -10 %. Lze prohlásit platnost vztahu (28) u varianty číslo 1 v 90 % prostoru mezi vnitřní a vnější elektrodou ve střední části AK. Důvodem dobré shody jsou vhodně navržené proporce AK UTEE.

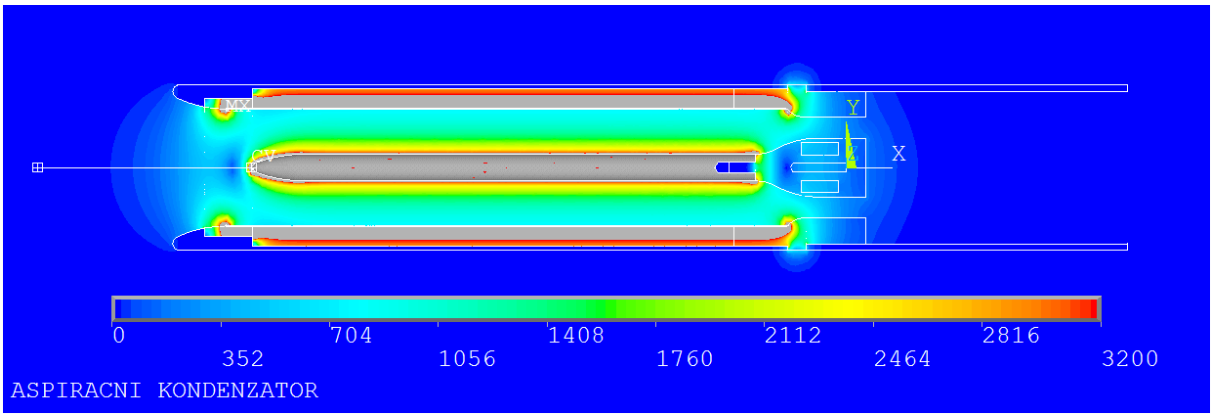


Obr. 16 Intenzita E v AK v definovaných řezech v přední a zadní části AK

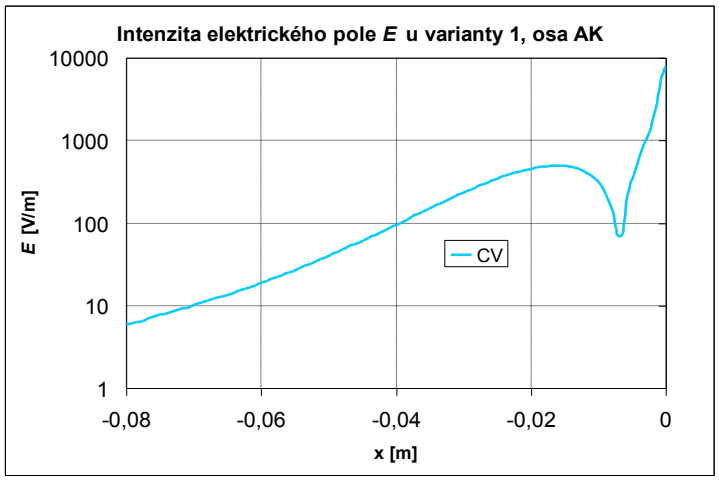


Obr. 17 Intenzita E ve střední části AK(vlevo) a relativní odchylka od ideálního průběhu (vpravo)

Problematický u této varianty je, jak již bylo zmíněno, vznik elektrostatické čočky v ústí AK. To je patrné na obr. 16 vlevo u cesty C11, kde jsou přitahovány ionty směrem od vnitřní sběrné elektrody k vnější elektrodě. Pokud budeme uvažovat cestu CV (obr. 18) pro iont pohybující se v ose x AK, zjistíme patrný pokles intenzity *E* v prostoru před sběrnou vnitřní elektrodou ve směru osy x - obr. 19. To ve spojení se zvýšenou intenzitou *E* ve směru osy y (cesta C11 na obr. 16 vlevo) vede k deformaci trajektorie iontu v AK.



Obr. 18 Cesta CV ve směru osy x na vstupu AK UTEE v2

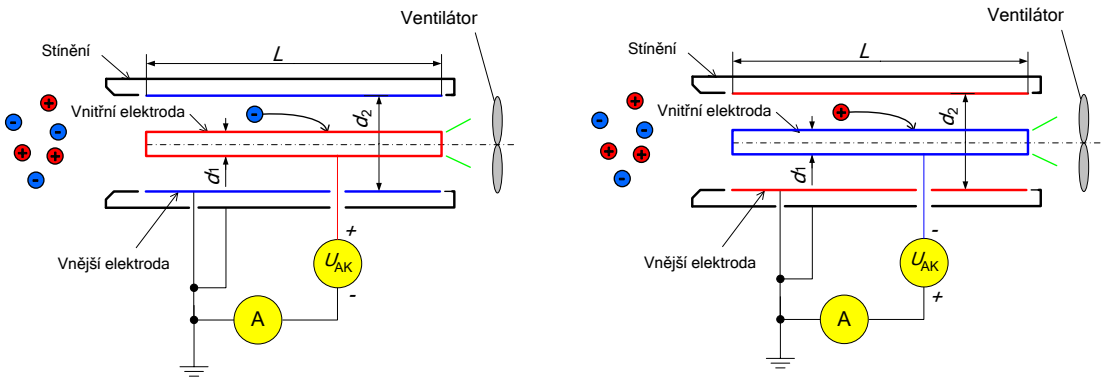


Obr. 19 Intenzita elektrického pole na cestě CV

Průběh u cesty C1 na obr. 16 vpravo je ovlivněn ostrými hranami na konci vnitřní elektrody. Po provedení zjemnění sítě (z 6 uzlů mezi vnitřní a vnější elektrodou na 8 uzlů) byla lepší shoda s ideálním průběhem, odchylka intenzity ΔE pak byla maximálně 15 %.

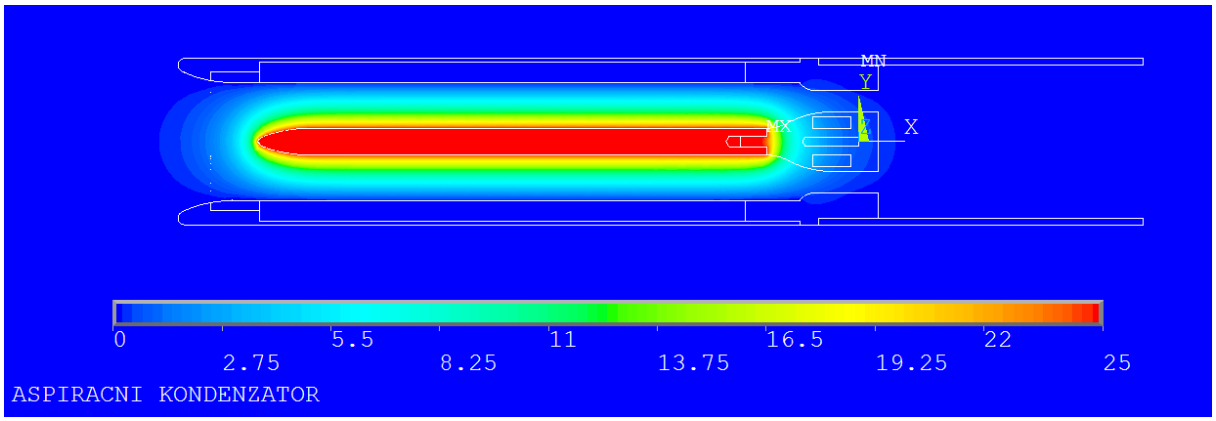
Nulový potenciál na sběrné vnitřní elektrodě umožňuje mezi ní a zem umístit snadno elektrometrický zesilovač (na obr. 10 znázorněn zjednodušeně jako ampérmetr). Díky tomu lze využít jeho vývody na aktivní stínění a připojit je na stínění průchodky a stínící prstenec teflonového držáku vnitřní elektrody. Tato varianta je tedy vhodná do vlhkého prostředí s agresivními nečistotami v nasávaném vzduchu, kde může snadno dojít ke snížení izolačního odporu AK vlivem ulpívání nečistot na povrchu izolantu.

Měřicí uspořádání pro výhodnější **variantu číslo 2** je znázorněno na obr. 20. Zde zatím pro základní seznámení s variantou aktivní stínění neuvažujme, jelikož nelze přímo použít stínící vývody u elektrometrického zesilovače. Vylepšená varianta s aktivním stíněním bude popsána v dalším textu.

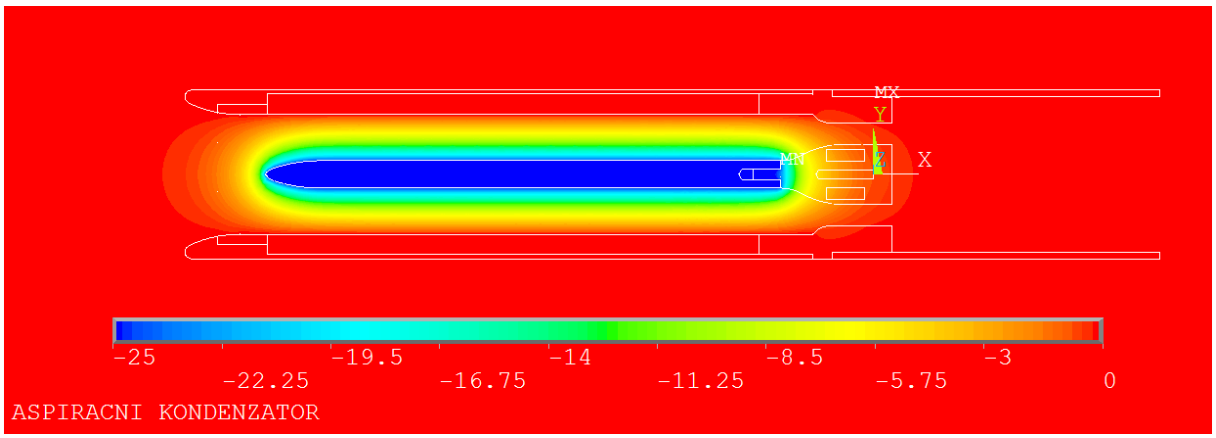


Obr. 20 Měřicí uspořádání varianty číslo 2 pro záporné ionty (vlevo) a kladné ionty (vpravo)

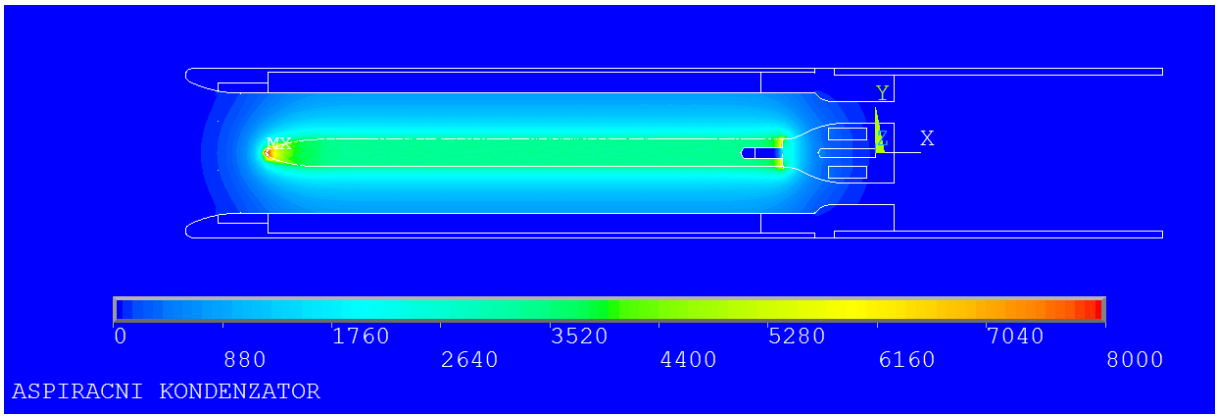
Porovnání výsledků na obr. 21 a obr. 22 s variantou číslo 1 ukazuje, že AK v uspořádání varianty č. 2 vyzařuje do svého okolí elektrostatický potenciál výrazně méně. Tím je při stejných rozměrech dosaženo menší ovlivňování elektrického pole v měřeném prostoru. Pro malé stísněné prostory, kde chceme měřit iontové pole, může být tato vlastnost rozhodující. Na obr. 23 a obr. 24 je zobrazena intenzita *E* v AK.



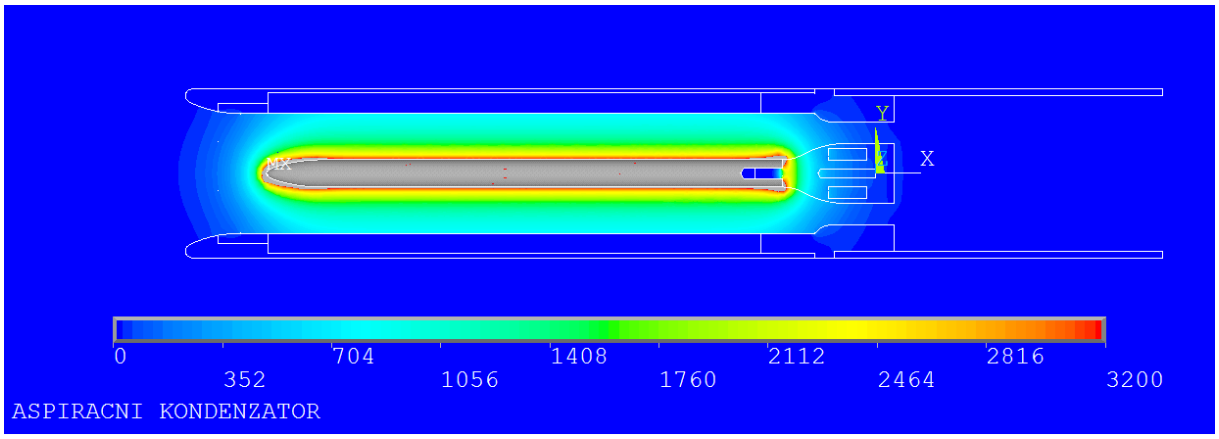
Obr. 21 Rozložení elektrického potenciálu v řezu AK UTEE varianty číslo 2 pro měření záporných ionty



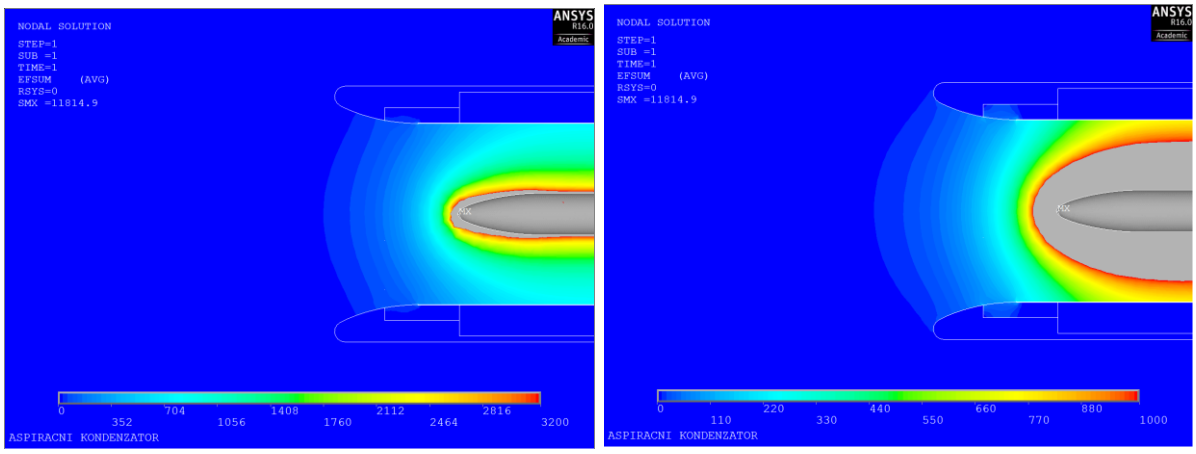
Obr. 22 Rozložení elektrického potenciálu v řezu AK UTEE varianty číslo 2 pro měření kladných iontů



Obr. 23 Rozložení intenzity E v řezu AK UTEE v2 varianty číslo 2 (platí pro záporné i kladné ionty)

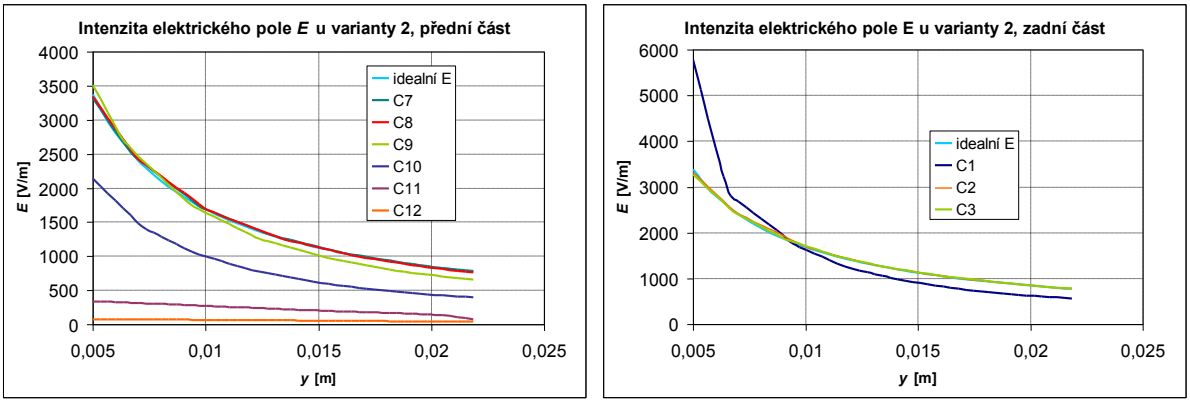


Obr. 24 Rozložení intenzity E v řezu AK UTEE v2 varianty číslo 2 (platí pro záporné i kladné ionty) s omezením škály do 3200 V/m

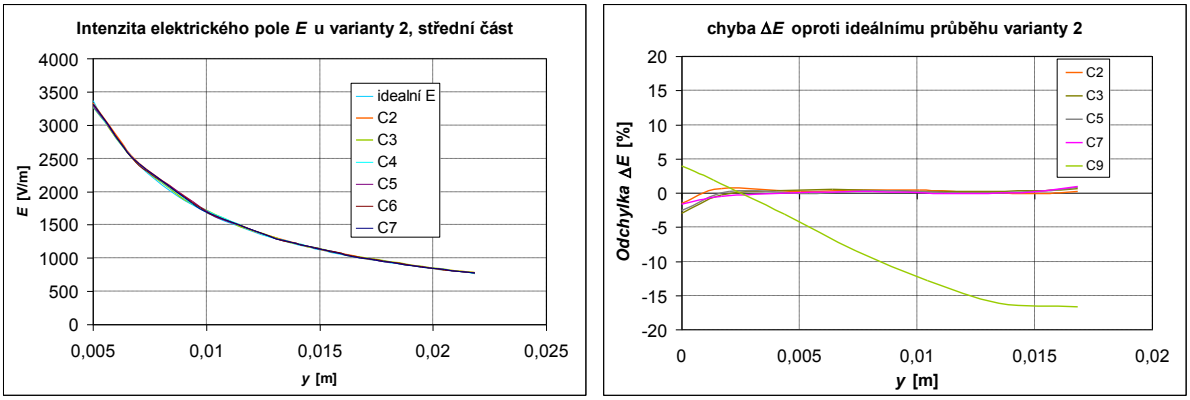


Obr. 25 Rozložení intenzity E na vstupu AK UTEE v2 varianty číslo 2 s omezením škály do 3200 V/m (vlevo) a 1000 V/m(vpravo)

Výsledky simulací u ústí AK pro intenzitu *E* na obr. 25 potvrzují vhodné nasávání vzdušných iontů bez vzniku elektrostatické čočky na vstupu. Nedochází tedy k úbytku naměřené koncentrace vzdušných iontů, který byl navíc závislý na velikosti napětí U_{AK}. Obdobně jako u předcházející varianty byly definovány cesty C0 až C12 a porovnány s ideálním rozložením intenzity elektrického pole ve válcovém kondenzátoru na obr. 26 a obr. 27.



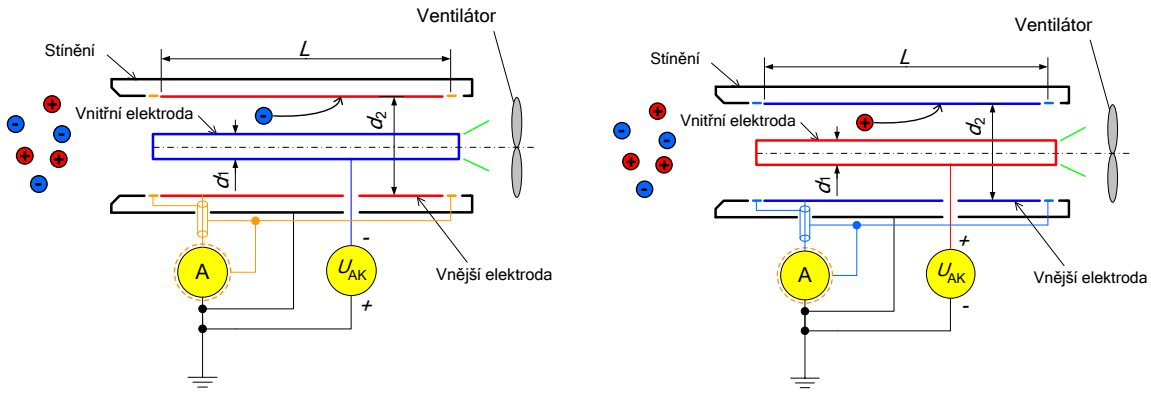
Obr. 26 Intenzity elektrického pole v AK UTEE v2 v definovaných cestách v přední a zadní části AK



Obr. 27 Intenzity elektrického pole ve střední části AK UTEE v2 v definovaných cestách (vlevo) a relativní odchylka od ideálního průběhu (vpravo)

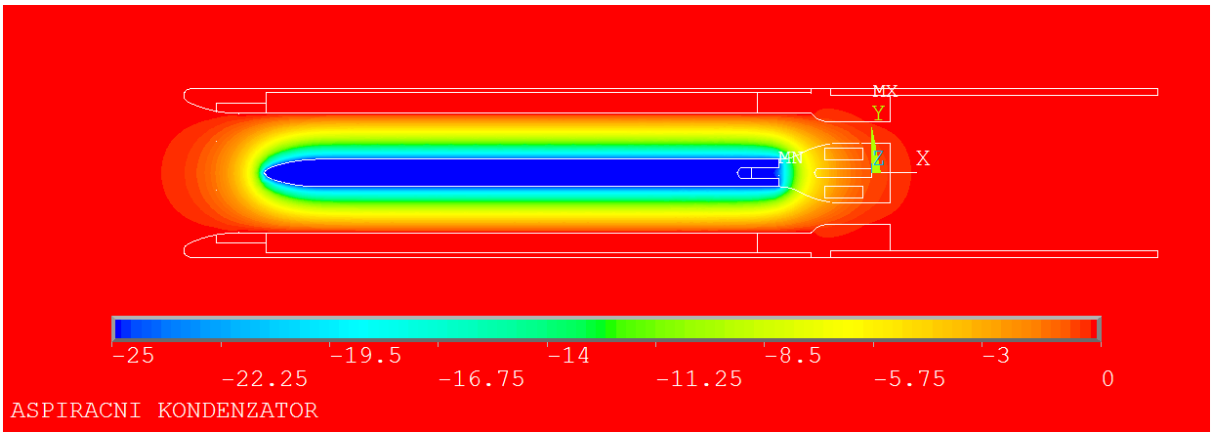
Nejdůležitější pro metrologické vlastnosti AK jsou průběhu řezů na obr. 26 vlevo. Pro všechny z nich intenzita elektrického pole stoupá směrem k vnitřní sběrné elektrodě. Nedochází tedy k deformaci trajektorie vzdušných iontů a k případnému poklesu naměřené koncentrace vzdušných iontů se změnou polarizačního napětí U_{AK}. U okrajů vnitřní elektrody není pokles intenzity E kompenzován okrajovými efekty vnější elektrody jako u **varianty 1**, je zde tedy větší odchylka od ideálního průběhu daném rovnicí (28). V případě cesty C9 dosahuje ΔE až -15 %. Na konci vnitřní elektrody u cestu C1 (obr. 16 vpravo) dochází vlivem ostré hrany k případným divergencím MKP, dá se ale usuzovat při stejné síti modelu jako u předcházejícího výpočtu, že zde bude intenzita E vyšší než u varianty 1. Opět lze prohlásit, že v 90 % prostoru mezi vnitřní a vnější elektrodou platí ideální rozložení elektrického potenciálu obdobně jako u válcového kondenzátoru.

Varianta číslo 4, jejíž uspořádání je na obr. 28, je obdobně výhodná jako varianta číslo 2 z hlediska rozložení elektrostatického pole uvnitř a v ústí AK.

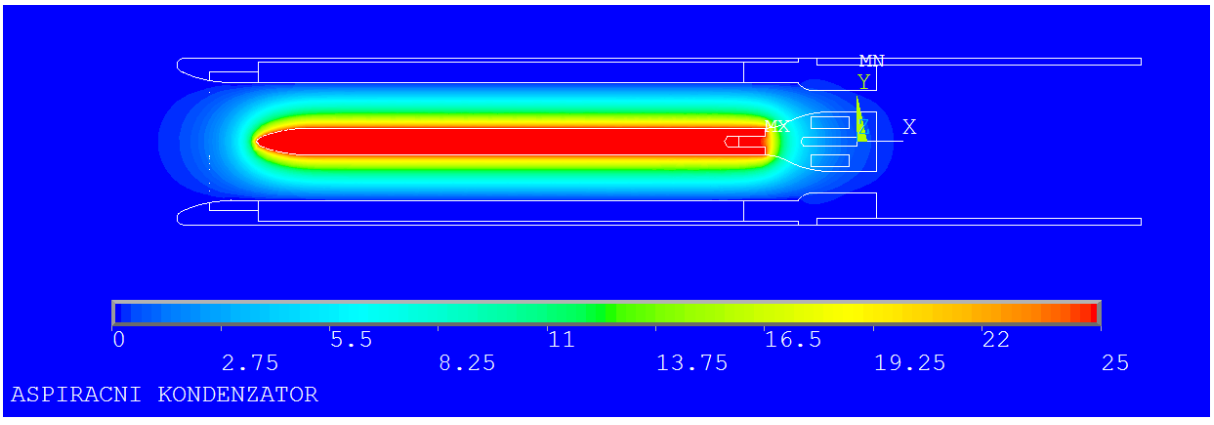


Obr. 28 Měřicí uspořádání varianty číslo 4 pro záporné ionty (vlevo) a kladné ionty (vpravo)

Důvod pro použití vnější sběrné elektrody je v jednodušším konstrukčním uspořádání, není nutné použití izolační průchodky vnější elektrodou a lze použít jednoduše aktivní stínění od elektrometrického zesilovače na stranách vnější elektrody. Opět lze tedy toto variantu použít do vlhkého a znečištěného prostředí, kde se povrch izolačního materiálu snadno pokryje vrstvou prachu a znečištěného vodního filmu.



Obr. 29 Rozložení elektrického potenciálu v řezu AK UTEE varianty číslo 4 pro měření záporných ionty

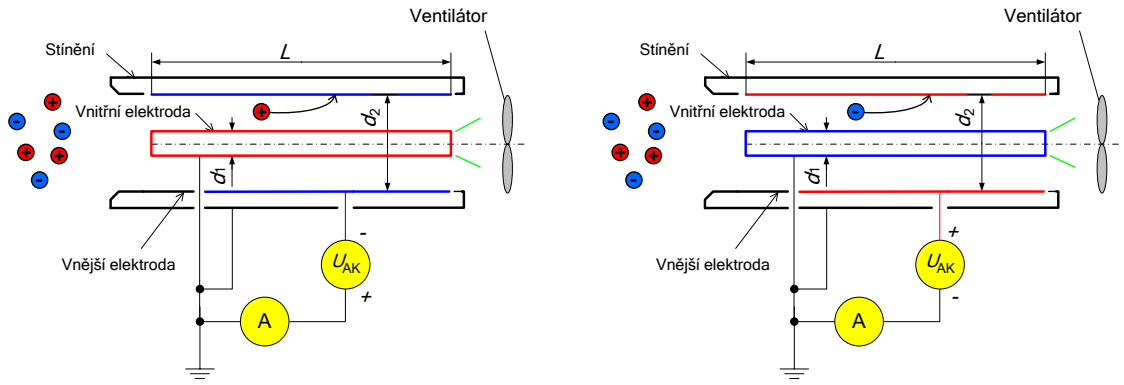


Obr. 30 Rozložení elektrického potenciálu v řezu AK UTEE varianty číslo 4 pro měření kladných iontů

Rozložení elektrického potenciálu je opačné pro měření kladných a záporných iontů než u varianty číslo 2 jak je patrné na obr. 29 a obr. 30. Intenzita elektrického pole má stejné rozložení jako u varianty číslo 2 pro kladné i záporné ionty. Je především nutno zdůraznit, že v okamžiku dopadu iontu na sběrnou elektrodu je u varianty číslo 2 modul intenzity *E* přibližně 3300 V/m,

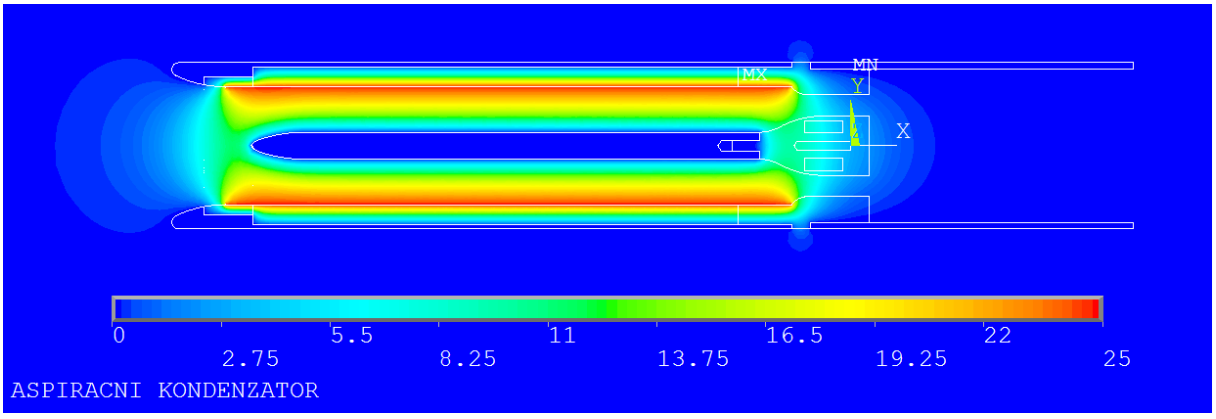
zatímco u této varianty je modul intenzity E pouze 680 V/m. Gradient elektrického pole u vnější sběrné elektrody je zde nižší, a to pravděpodobně způsobuje větší náchylnosti na fluktuaci proudění v AK. V přechodné oblasti saturační charakteristiky číslo 2, mezi oblastí platnosti Ohmova zákona a saturační oblastí, je obvykle zvýšený rozptyl naměřené koncentrace vzdušných iontů. To vede k problémům při určování spektra pohyblivosti vzdušných iontů.

Varianta číslo 3 se v praxi příliš nepoužívá, jelikož kombinuje nevýhodné vlastnosti variant číslo 2 a 4. Měřicí zapojení je na obr. 31.

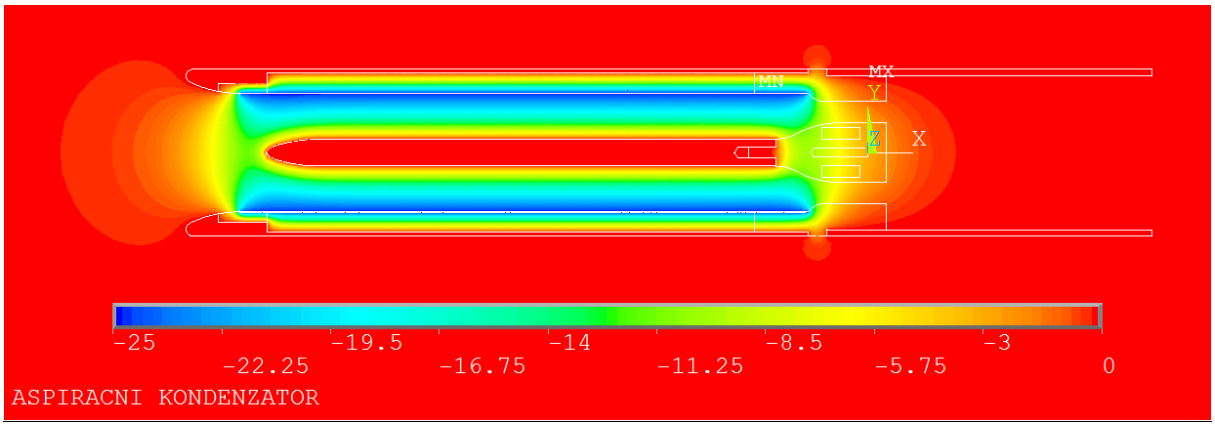


Obr. 31 Měřicí uspořádání varianty číslo 3 pro záporné ionty (vlevo) a kladné ionty (vpravo)

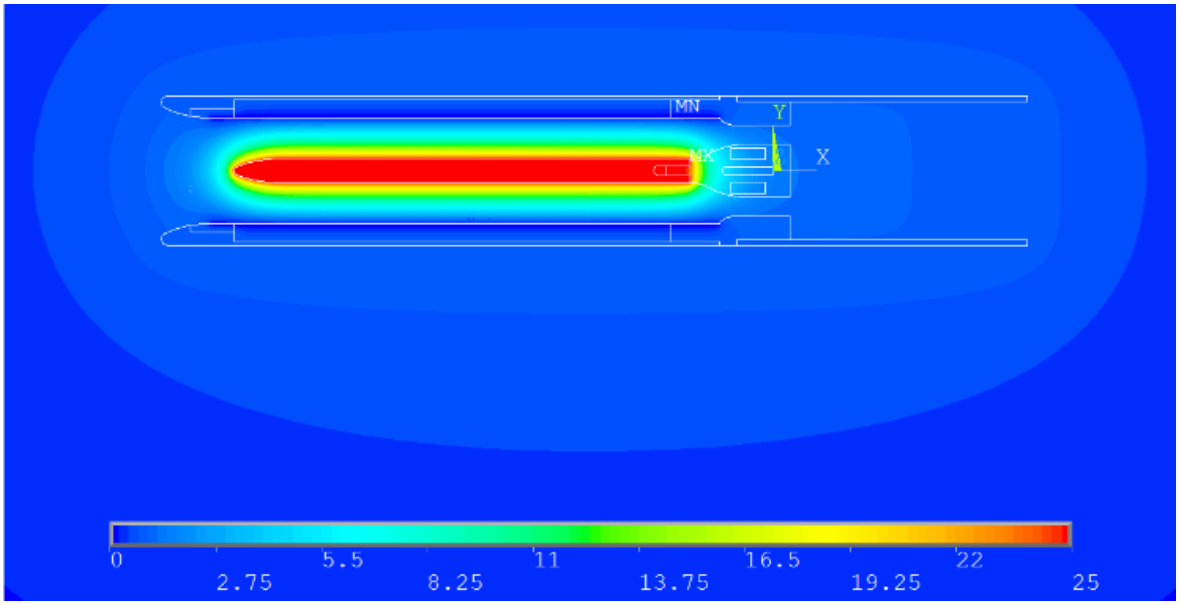
Rozložení elektrického potenciálu pro záporné ionty je na obr. 32, pro kladné ionty pak na obr. 33. Případné použití by připadalo v úvahu, pokud by bylo nutné z konstrukčního hlediska připojit vnitřní elektrodu na potenciál země.



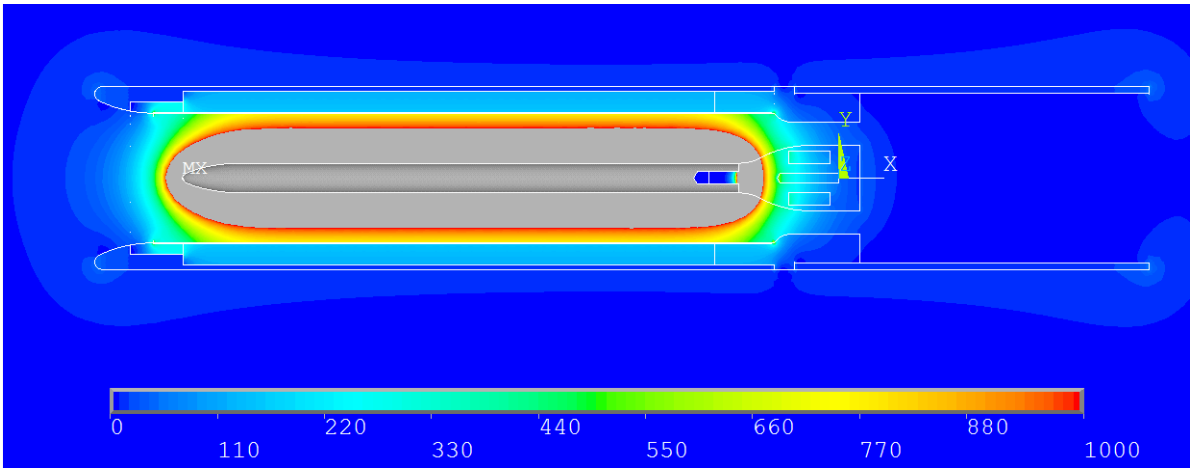
Obr. 32 Rozložení elektrického potenciálu v řezu AK UTEE v2 varianty číslo 3 pro měření záporných iontů



Obr. 33 Rozložení elektrického potenciálu v řezu AK UTEE v2 varianty číslo 3 pro měření kladných iontů



Obr. 34 Rozložení elektrického potenciálu v řezu AK UTEE v2 v případě rušivého kladného potenciálu 1 V na stínícím plášti



Obr. 35 Rozložení intenzity E v řezu AK UTEE v2 v případě rušivého kladného potenciálu 1 V na stínícím plášti s omezením škály 1000 V/m

Speciální případy mohou nastat, pokud je vnější stínění na jiném než nulovém potenciálu. V běžném životním prostředí naší planety nacházíme elektrického potenciál mezi ionosférou a

zemským povrchem, který na hladině oceánu kolísá během dne v rozmezí hodnot 100 V/m až 200 V/m [65]. Pokud není AK uzemněn a napájení elektrometrického zesilovače je plovoucí, může se na stínícím plášti objevit náhodný rušivý potenciál. Pro námi vybranou variantu číslo 2 byla tato situace simulována s velikostí potenciálu stínění 1 V. Obdobný stav může nastat i v případě, kdy je AK uzemněn přes vodič PEN v soustavě TN-C, na kterém vznikají úbytky napětí vlivem procházejícího proudu k spotřebiči.

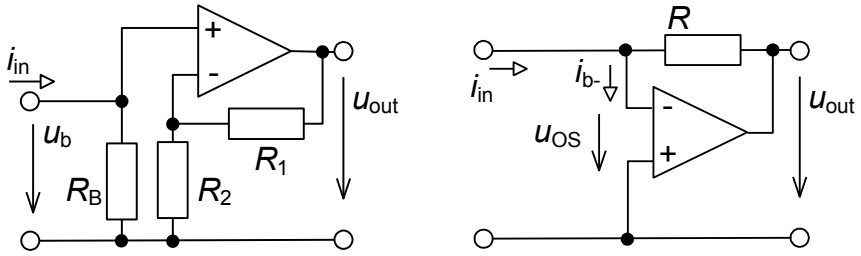
V případě plně plovoucího stínění bez definovaného vztahu s potenciálem země a počátečním kladným potenciálem 1 V dopadající záporné ionty uvádí stínící elektrodu postupně na opačný záporný potenciál. Ta poté přitahuje ionty kladné a opět nabývá kladného potenciálu. Vznikají tedy postupné oscilace potenciálu na stínící elektrodě, které se projevují i změřeném proudu sběrnou elektrodou. Následná měření ukázala kmitočet těchto oscilací u předcházející varianty AK UTEE bez stínící elektrody, ale s neuzemněnou vnější elektrodou okolo 0,02 Hz.

6.2. Koncepce elektrometrického zesilovače

Jelikož v použité konstrukci AK používáme pro určení koncentrace vzdušných iontů měření proudu na sběrné elektrodě, je cílem návrhu elektrometrického zesilovače postavit převodník proud/napětí s co nevyšší citlivostí a malým vlastním šumem. Vzhledem k velmi nízkým měřeným proudům je nevhodné použití externího továrně vyráběného elektrometrického multimetru, jelikož se rozhodujícím způsobem při měření projevují vlastnosti měřicích kabelů, rušivých elektrických i magnetických polí. Nejvýhodnějším řešením je tedy umístit speciální elektrometrický zesilovač v co nejbližší vzdálenosti ke sběrné elektrodě AK a dále jej vhodně stínit od vnějších elektromagnetických polí. Ze známých zapojení připadají v úvahu tři základní koncepce [97].

6.2.1. Bočníkový ampérmetr

Jeden z nejběžněji používaných ampérmetrů používá bočníkový rezistor R_B, na kterém se snímá napětí úměrné protékajícímu proudu. Lze s výhodou použít přístrojový operační zesilovač, umožňující nastavení zesílení pro snadnou volbu rozsahů. Schéma je na obr. 36 vlevo.



Obr. 36 Bočníkový ampérmetr (vlevo) a zpětnovazební ampérmetr (vpravo)

V případě měření velmi malých proudů v řádu 10^{-12} až 10^{-15} A ovlivňuje použitý R_B dynamické vlastnosti spolu s kapacitou AK.

6.2.2. Zpětnovazební ampérmetr

Díky výhodných vlastnostem OZ lze řádově zvýšit rychlost odezvy zapojením snímacího rezistoru do zpětné vazby. Schéma spolu vyznačením vlivu vstupního klidového proudu a i_{B-} a vstupního zbytkového napětí u_{OS} je na obr. 36 (vpravo).

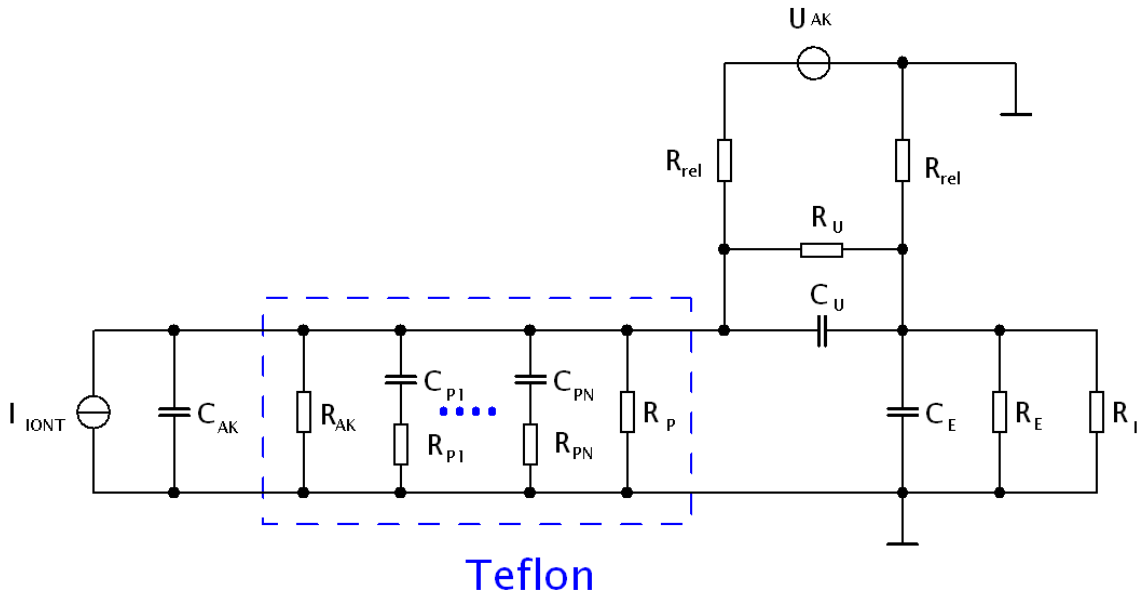
V současné době jsou k dispozici moderní OZ umožňující měřit přirozenou koncentraci vzdušných iontů, díky svému velmi malému vstupnímu klidovému proudu. Jedná se o OZ

OPA129, LMP7721, LMC6001, AD8606, LTC6078. V dřívějších konstrukcích měřičů vzdušných iontů se uplatňovali vstupní zesilovače obsahující typy WSH223, ICH8500A.

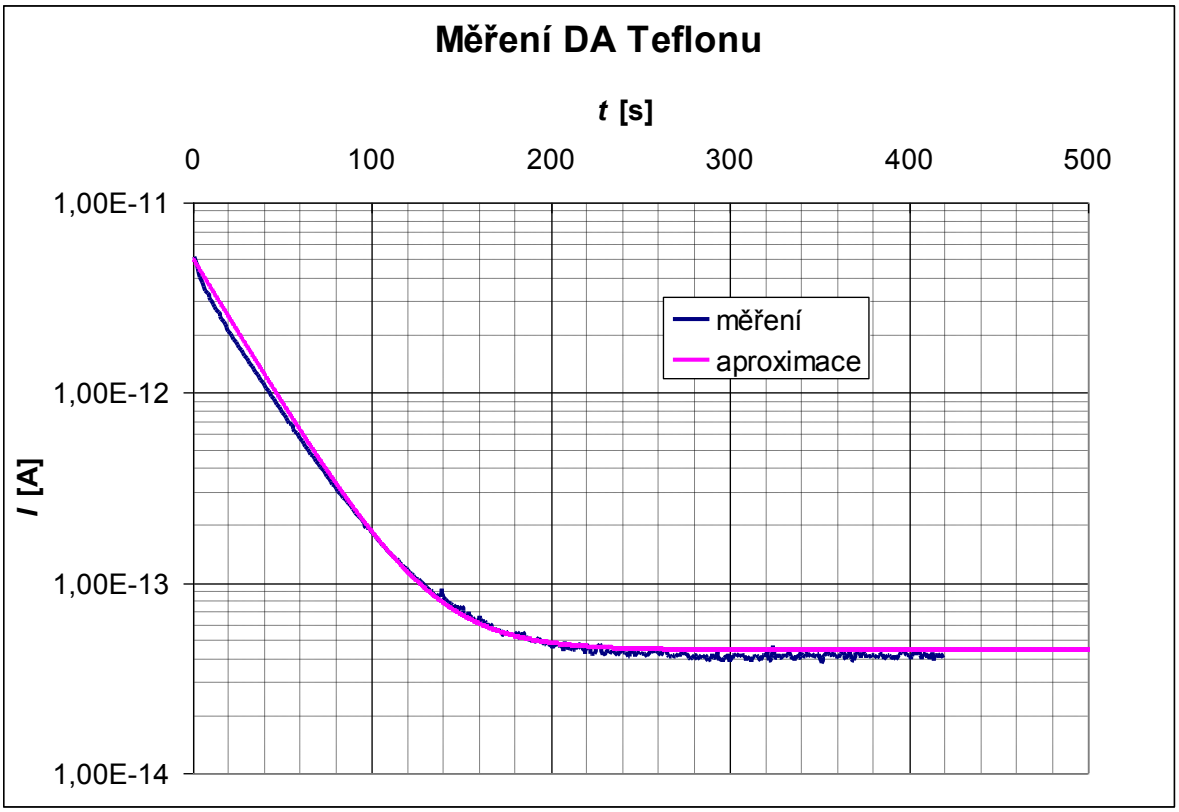
Pomocí malé modifikace zapojení, kdy je zpětnovazební rezistor nahrazen kondenzátorem, dostáváme převodník náboj/napětí, tedy coulombmetr. Výhodou je, že odpadá vysokoohmový rezistor, který je zdrojem Johnsonova tepelného šumu, navíc toto zapojení má vlastnosti filtru typu dolní propust. Jde vlastně o integrační měřič proudů, kdy proud se vypočte jako podíl změřeného náboje za periodu měření.

6.2.3. Analýza náhradního obvodu s AK

V dřívější práci byla provedena analýza systematických chyb (nejistot typu B) v náhradním schématu aparatury s AK. V publikované práci [99] se toto náhradní schéma rozšířilo o dielektrickou absorpci teflonu, dále se přidal vliv svodového odporu nabíjecích relé, viz obr. 37. Na vysokoimpedančním pracovišti s elektrometrem Keithley 6517B byla změřena hodnota paralelní kombinace izolačního odporu teflonu $R_{AK} \parallel R_P$ spolu s časovým průběhem jeho svodového proudu pro určení DA. Obdobně se ověřil měřením izolační odpor polarizačního kondenzátoru C_U.



Obr. 37 Náhradní schéma aparatury s AK UTEE



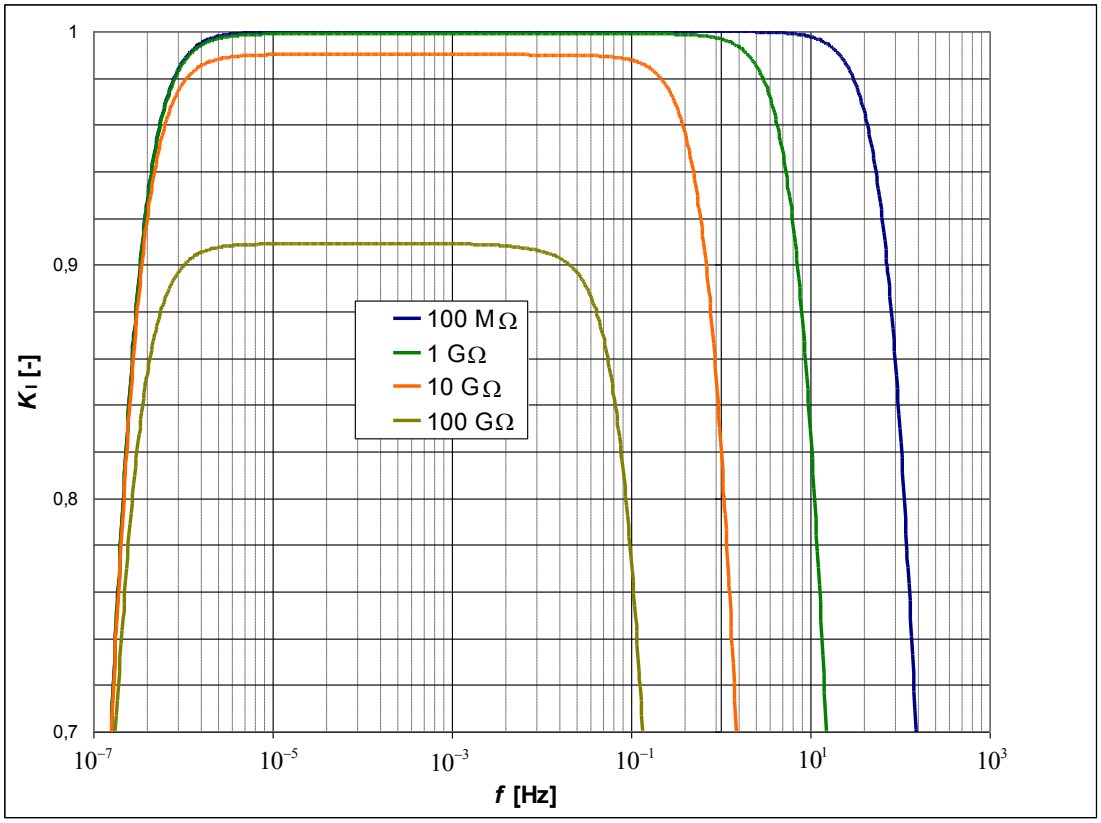
Obr. 38 Porovnání naměřené závislosti svodového proudu teflonového izolátoru AK UTEE na čase s aproximací jedinou časovou konstantou C_{P1} a R_{P1}

Tab. 4 Hodnoty prvků náhradního schématu na obr. 37 pro AK UTEE

AK UTEE		
C_{AK}	7,7 pF	kapacita AK
$R_{AK} \parallel R_P$	5000 TΩ	svodový odpor AK a teflonové průchodky
C_{P1}, R_{P1}	0,7 pF, 40 TΩ	RC článek modelující DA teflonu
C_U, R_U	1 μF, 100 TΩ	polarizační kondenzátor se svodovým odporem
C_E	3 pF	kapacita přívodu k snímacímu odporu
R_E	1000 TΩ	svodový odpor přívodu k snímacímu odporu
R_{REL}	100 TΩ	svodový odpor nabíjecích relé
R_I	10 GΩ	vstupní odpor elektrometrického zesilovače
U_{AK}	25 V	Zdroj pro nabíjení polarizačního kondenzátoru

Pro hodnoty náhradního schématu uvedené v tab. 4 jsem ověřil kmitočtovou charakteristiku závislosti přenosu proudu K_I (zobrazená na obr. 39), z které se v dřívějších pracích určoval maximální čas měření mezi znovu nabitím polarizačního kondenzátoru C_U. Relativní chybě přenosu 2 % odpovídá kmitočet 800 nHz a čas opětovného nabití přibližně 10^6 s. Stejnosměrný přenos proudu K_I je dán vztahem (veličiny G jsou přepočtené vodivosti svodových odporů)

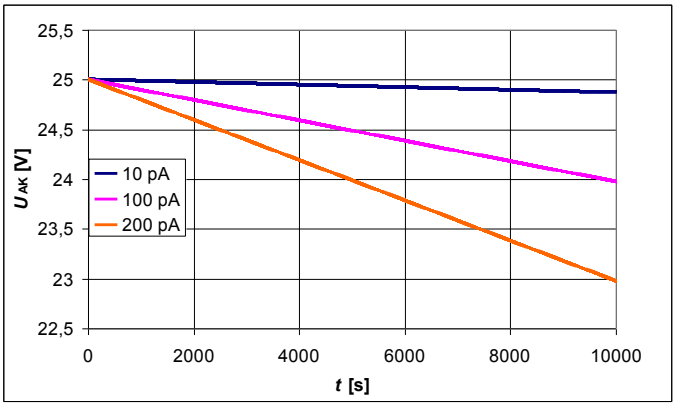
$$K_I = \frac{G_I}{G_I + G_{AK} + G_P + G_E} \tag{47}$$



Obr. 39 Vypočtený přenos proudu K_I pro různé hodnoty vstupního odporu elektrometrického zesilovače

Ze vztahu (47) je patrné, že se snižujícím se vstupním odporem elektrometrického zesilovače stoupá proudový přenos K_I. Pokud ale měříme proud generovaný v AK pomocí bočníku, je při nízké hodnotě bočníku i malé snímací napětí, což způsobuje problémy s offsetem OZ a vlivem rušivých signálů. Proto je výhodné použít zapojení zpětnovazebního ampérmetru, kde je snímací rezistor umístěn ve zpětné vazbě OZ. U tohoto zapojení se provedla šumová optimalizace.

Čas pro opětovné nabití polarizačního kondenzátoru se určil z časové analýzy náhradního schématu na obr. 37. Zde jsem zahrnul jev dříve neuvažovaný, že proud generovaný vzdušnými ionty vybíjí polarizační kondenzátor C_U.



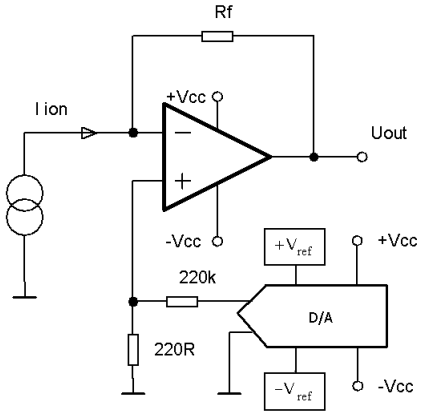
Obr. 40 Vybíjení polarizačního kondenzátoru C_U v závislosti na proudu generovaném ionty

Pokud vezmeme v úvahu, že změna polarizačního napětí U_{AK} o 0,5 V v oblasti nenasyceného proudu saturační charakteristiky může již výrazně ovlivnit určení spektrum pohyblivosti vzdušných iontů, je omezení významné především při měření saturačních charakteristik

bytových ionizátorů. Zde by mělo dojít ze znovunabití C_U do 4000 s, u měření v jeskyni pak vychází čas $50 \cdot 10^5$ s.

6.2.4. Šumová optimalizace zpětnovazebního ampérmetru

Pro návrh jsem použil precizní OZ LMP7721 s garantovaným vstupním klidovým proudem menším než 20 fA, typická hodnota je 3 fA. Protože nemá vývod na kompenzaci nuly, je použit externí D/A převodník



Obr. 41 Kompenzace ofsetu zpětnovazebního ampérmetru s D/A převodníkem

Výstupní napětí zpětnovazebního ampérmetru je podle [98] dáno vztahem

$$U_{\text{out}} = \frac{U_{\text{out}}}{A} - \left(I_{\text{iont}} - I_B^-\right) \cdot R_{\text{f}} + U_{\text{OS}} \tag{48}$$

První část rovnice (48) lze zanedbat, protože použitý OZ má zesílení A = 10^6. Ze vztahu (48) vyplývá nutnost kompenzace offsetového napětí U_{OS}, jelikož výstupní napětí je při měřeném proudu v řádu desítek pA maximálně několik desítek mV. Poslední nejvýznamnější složkou rovnice je vstupní klidový proud I_B^-. Tento proud zvýší svoji velikost dvakrát na každých 10 °C a způsobuje změny výstupního napětí s teplotou. V případě měření v širokém teplotním rozsahu v přírodě je nutné provést periodicky kompenzaci nuly zpětnovazebního ampérmetru, kdy se odpojí od AK a vynuluje. Tím jsou tyto fluktuace potlačeny. Pak lze zjednodušeně uvést

$$U_{\text{out}} = -I_{\text{iont}} \cdot R_{\text{f}} \tag{49}$$

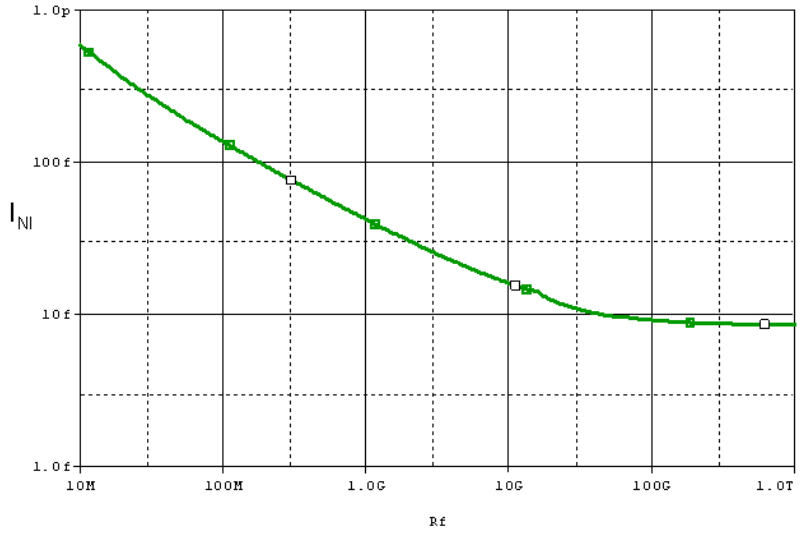
Dalším zdrojem nejistoty měření, tentokráte nejistotu typu A, je šum generovaný OZ a zpětnovazebním rezistorem. V [97] je odvozeno výstupní šumové napětí pro uvažovanou šířku pásma Δf

$$U_{\text{NO}} = \sqrt{U_{\text{N}}^{\,2} + \left(I_{\text{N}}^- \cdot R_{\text{f}}\right)^2 + 4\text{k}TR_{\text{f}}\Delta f} \tag{50}$$

Po přepočtu na vstupní šumový proud

$$I_{\text{NI}} = \sqrt{\left(\frac{U_{\text{N}}}{R_{\text{f}}}\right)^2 + \left(I_{\text{N}}^-\right)^2 + \frac{4kT\Delta f}{R_{\text{f}}}} \tag{51}$$

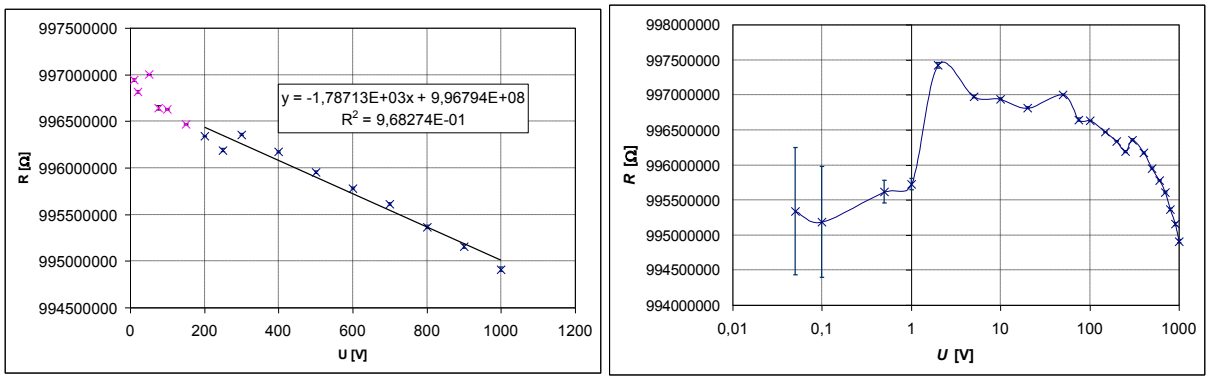
Pro použitý OZ byl optimalizován zpětnovazební rezistor na co nejnižší hodnotu vstupního šumového proudu v programu PSpice.



Obr. 42 Závislost vstupního šumového proudu na zpětnovazebním rezistoru R_f pro Δf = 1 Hz

Tato šumová optimalizace uvažuje šum 1/*f* použitého OZ, ale neuvažuje šum 1/*f* použitého zpětnovazebního rezistoru. Výrobci vysokoohmových rezistorů totiž neuvádějí ani jeho přibližnou hodnotu. Vysokoohmových rezistory jsou obvykle vyráběny tlustovrstvou technologií na substrátu z korundu Al_2O_3. Publikované vědecké práce se shodují v tom, že šum 1/*f* se zvyšuje s měrným odporem tlustovrstvé pasty. Je tedy výhodnější použít vysokoohmový rezistor na větší zatížení, který má větší rozměry a používá odporovou pastu s menším měrným odporem. Šum 1/*f* závisí u tlustovrstvých rezistorů na přiloženém napětí. Proto byla nakonec zvolena kompromisní varianta velikosti zpětnovazebního rezistoru R_f = 10 GΩ a 1 GΩ, kdy je na rezistoru při rozsahu 10 pA, respektive 100 pA, napěťový úbytek 10 mV. Při dalším zvyšování zpětnovazebního rezistoru by se tepelný šum již dále výrazněji nesnižoval a naopak by začala převládat složka šumu typu 1/*f* zpětnovazebního rezistoru.

Zbigniew Kłos ve své práci [101] tvrdí, že rezistory typu MOX, použité v navrženém zpětnovazebním ampérmetru, jsou pro nízká napětí nelineární. Proto byla na vysokoimpedančním pracovišti s elektrometrem Keithley 6517B ověřena závislost odporu 4 kusů rezistorů Ohmite SM102031007FE 1 GΩ na přiloženém napětí. Měření probíhalo za teploty 25 °C, atmosférického tlaku 1011 hPa a relativní vlhkosti 50 %. Výsledky pro jednotlivé vzorky se od sebe výrazně nelišily, proto jsou v obr. 43 uvedeny pouze pro jeden vzorek.

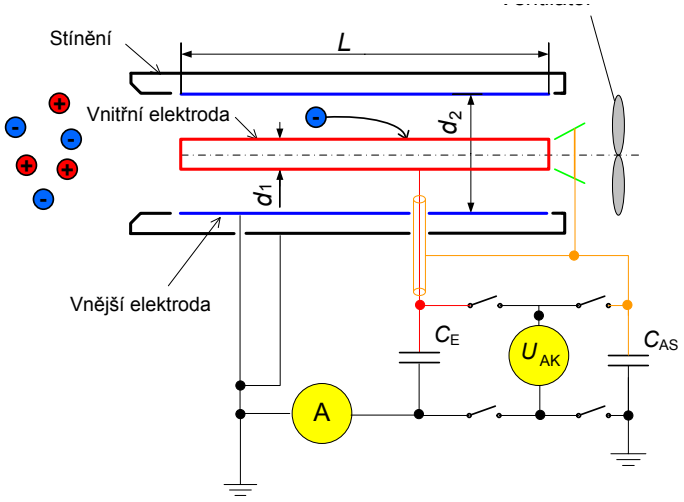


Obr. 43 Závislost odporu vysokohmového rezistoru Ohmite 1 GΩ na přiloženém napětí v lineárním měřítku napětí (vlevo) a s logaritmickou stupnicí napětí (vpravo)

Měření potvrdilo lineární záporný napěťový koeficient -1,78 $\cdot 10^{-4}$ %/V blízký katalogovému údaji -2 $\cdot 10^{-4}$ %/V. Jelikož se jedná o vysoce přesné rezistory s nízkým teplotní koeficientem ±25 ppm, změna jejich odporu vlivem ohřevu byla zanedbatelná. Měření nepotvrdilo výraznou nelinearitu vysokoohmových tlustovrstvých rezistorů pro malé hodnoty napětí, relativní změna odporu v závislosti na napětí nepřekročila 0,2 %.

6.2.5. Použití aktivního stínění u varianty číslo 2

Jak bylo zmíněno v kapitole 6.1, je problematické použít pro variantu číslo 2 aktivní stínění, jelikož nelze jednoduše použít stínící svorky z elektrometrického zesilovače. Proto jsem navrhl speciální variantu zapojení využívající pomocný kondenzátor. Tento kondenzátor se nabije společně s polarizačním kondenzátorem na začátku měření na napětí U_{AK}. Jeden jeho vývod je uzemněn, druhý je připojen na stínící kroužek u stínění průchodky a stínící prstenec teflonového držáku vnitřní elektrody. Po odpojení zdroje polarizačního napětí pak aktivně stíní vnitřní elektrodu.



Obr. 44 *Možnost použití aktivního stínění u varianty číslo 2*

Důvod pro použití toho dalšího kondenzátoru je ten, že polarizační napětí U_{AK} může nabývat hodnoty až 60 V, což znesnadňuje použití dalšího zesilovače s potřebným vyšším napájecím napětím. Přímo připojit vývody aktivního stínění na zdroj polarizačního napětí též nelze, jelikož je realizován jako unipolární a jeho polarita se mění pomocí relé na výstupu. Zbývá vyřešit vliv vybíjení polarizačního kondenzátoru C_E a kondenzátoru aktivního stínění C_{AS}. V případě že by aktivní stínění nebylo použito, je svodový proud dán

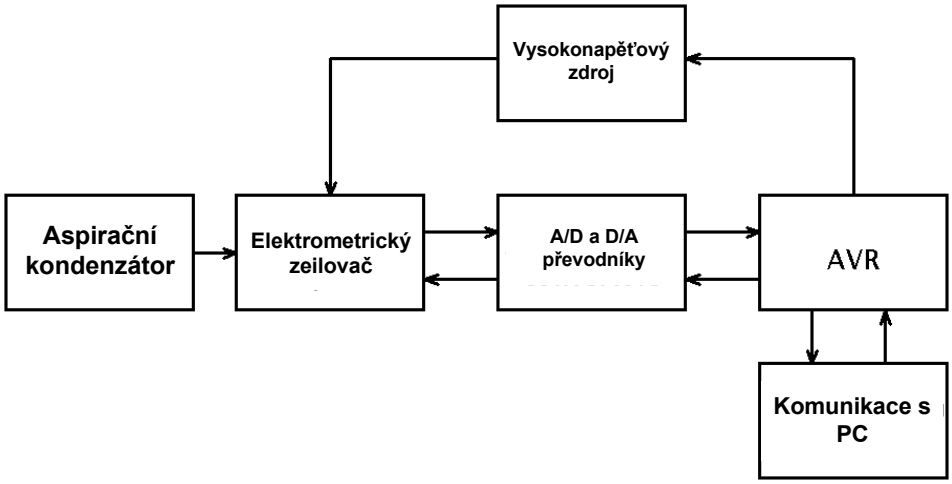
$$I_{svod} = \frac{U_{AK}}{R_{AK} \parallel R_P} \qquad (52)$$

Při použití aktivního stínění kryje tento svodový proud kondenzátor C_{AS}. Chybu pak způsobuje jen rozdíl napětí mezi polarizačním kondenzátorem a pomocným kondenzátorem, daný jejich rozdílným vybíjením během měřicího procesu. Z experimentálních měření vyplynula jako dostačující perioda pro opětovné nabití obou kondenzátorů na polarizační napětí 30 minut.

7. Navržený automatizovaný měřicí systém AK UTEE v2

S využitím výsledků uvedených v předchozích kapitolách byla realizována nová aparatura s AK UTEE v2, zobrazená na obr. 53, která již používá stínící plášť a nový elektrometrický zesilovač. K jejímu návrhu se plně využily všechny předcházející úvahy o rozložení elektrostatického pole i zkušenosti z návrhu předcházející měřicí aparatury [100]. Blokové schéma navržené aparatury je na obr. 46.

Obr. 45 Dvě nové kompletní měřicí aparatury s AK UTEE v2



Obr. 46 Blokové schéma AK UTEE v2

Celková koncepce umožňuje periodickou automatickou kompenzaci nuly elektrometrického zesilovače bez zásahu obsluhy. Předpokládané použití je v pralese ostrova Sumatry, jakožto součást stanice předpovídající zemětřesení. Za tímto účelem byla navázána spolupráce s doktorem Wolfgangem Strakou z TU Wien, odborníkem na zemětřesení, a oba vyrobené AK byly prozatímně umístěny pro dlouhodobé monitorování v blízkosti Vídně.

8. Stanovení správné metodiky metrologie a postupu měření

Výzkum na UTEE se podrobně věnoval problematice správné metodiky metrologie a postupu měření pro určení koncentrace vzdušných iontů [103], [104]. V následujícím textu bude probráno měření absolutní, které bylo nakonec použito při měření koncentrace vzdušných iontů v jeskyni. Měření diferenciální naráží na obtíže naprosté shodnosti obou AK a neznámého rozložení elektrostatického pole v měřeném prostoru. Bude předmětem dalšího výzkumu.

Při absolutním měření koncentrace vzdušných iontů pomocí jednoho AK mají vliv na měření kromě požadované koncentrace lehkých vzdušných iontů i tyto vlivy:

- Elektrostatické pole v měřeném prostoru, šířící se rychlostí světla AK;
- Fluktuace svodového proudu AK způsobené znečištěním povrchů izolantů AK, či jevy spojené s dielektrickou absorpcí;
- Kontaminace AK radioaktivními látkami;
- Šum elektrometrického zesilovače, zvláště pak jeho nízkofrekvenční složka 1/*f*.

Tab. 5 Původní metodika měření iontů na UTEE [104]

typ měření		ventilátor	napětí	generátor iontů	regulace průtoku vzduchu	popis
	mód	F	V	I	R	
absolutní	testování A	0	0	0	0	A1
		0	1	0	0	A2
		1	0	0	0	AF
		1	1	0	0	AFV
diferenciální	testování D	0	0	0	0	D
		0	1	0	0	DV
		1	0	0	0	DF
		1	1	0	0	DV
	měření D	0	0	1	0	DI
		0	1	1	0	DVI
		1	1	1	1	DVIF

Z rozsáhlých měření prováděných ve stíněné komoře UTEE se ukázal zbytečný mód A1. Dále se ukázalo, že AK měří i bez ventilátoru zbytkový proud způsobený elektrostatickým polem ionizátoru, kdy se ionty pohybují difúzí od hrotu ionizátoru s sběrné elektrodě. Proto se navrhla nová metodika absolutního měření shrnutá v tab. 6. Zde je již nulován AK při zapnutém generátoru iontů. Výsledná saturační charakteristika se získá, tak že se od každé změřené hodnotě AFV odečte hodnota A. Dále se provede jedno měření při nulovém polarizačním napětí U_{AK}, aby se eliminoval vliv elektrostatického pole v měřeném prostoru. Předcházející postup, kdy se AK nuloval při zakrytovaném ústí, se ukázal jakožto chybný, protože se nevykompenzovalo elektrostatické pole v měřeném prostoru. Předpokládá se, že jeho rozložení se v čase výrazně nemění. Použité názvy kompenzovaných saturačních charakteristik jsou v tab. 7.

Pro odstranění šumu 1/*f* je nutné periodicky nulovat elektrometrický zesilovač. Tím se odstraní změna svodového proudu AK vlivem nečistot a případného vodního filmu, stejně jako vliv teploty na vstupní klidový proud OZ.

Tab. 6 Nová metodika měření iontů na UTEE

typ měření	mód	ventilátor	napětí	generátor iontů	popis
		F	V	I	
absolutní	testování A	0	1	1	A
		1	0	1	AF
	měření A	1	1	1	AFV

Tab. 7 používané názvy korekcí saturační charakteristiky

název	výpočet
měřená	AFV
korigovaná	AFV-A
nulovaná	(AFV-A)-AF

9. Výpočet spektra pohyblivosti vzdušných iontů

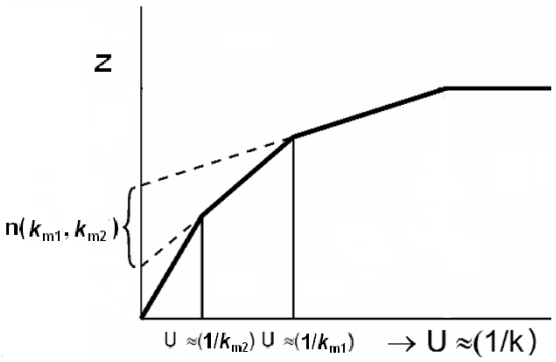
Saturační charakteristika je závislost naměřeného elektrického proudu procházejícího AK na polarizačním napětí U_{AK} (schéma na obr. 2). Israël ve své práci [63], [64] odvodil s využitím vztahu (15) počet iontů, které mají větší pohyblivost než k_m

$$\int_{k_m}^{\infty} n(k)\,\mathrm{d}k = Z - U\frac{\mathrm{d}Z}{\mathrm{d}U} \tag{53}$$

kde pomocná proměnná Z je dána vztahem (54) a uvádí naměřenou koncentraci vzdušných iontů pro dané polarizační napětí U_{AK}

$$Z = \frac{I}{\mathrm{q}\cdot M} \tag{54}$$

Charakteristika z (54) je graficky znázorněna na obr. 47. Za účelem stanovení množství iontů v intervalu pohyblivosti se provede první derivace pro dvě polarizační napětí U_{AK} a zjistí se průsečík s osou y, obr. 47.



Obr. 47 Příklad určení spektra pohyblivosti vzdušných iontů (upraveno podle [64])

Výsledek počtu iontů v intervalu pohyblivosti $k_{m1} < k_{m2}$ je dán vztahem

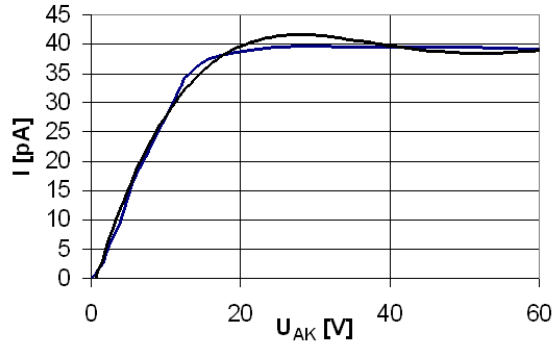
$$n(k_{m1}, k_{m2}) = \int_{k_{m1}}^{\infty} n(k)\,\mathrm{d}k - \int_{k_{m2}}^{\infty} n(k)\,\mathrm{d}k \tag{55}$$

Ze své podstaty by měla být saturační charakteristika monotónně stoupající funkcí. Vlivem různých rušivých jevů, nebo například změny koncentrace lehkých záporných iontů během jejího celkového měření tomu tak být nemusí. To se poté projevuje fyzikálně špatnou interpretací, kdy je vypočtena záporná koncentrace iontů na daném intervalu pohyblivosti.

Určení spektra pohyblivosti vzdušných iontů ze vztahu (55) je vysoce citlivé na fluktuace a šum. Proto je jeden bod saturační charakteristiky získán z průměru 100 změřených hodnot koncentrace lehkých záporných iontů, i tak je ovšem ovlivněn nejistotami typu A i B.

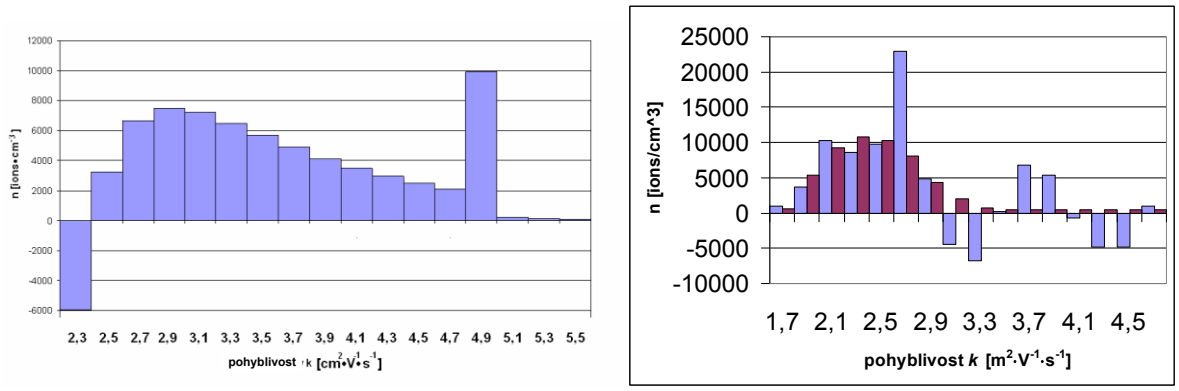
Jelikož pro automatizované určení spektra potřebujeme saturační charakteristiku vhodně interpolovat, byl v první části výzkumu [105], [106] přímo použit vztah (55) a charakteristika se proložila polynomem a kubickým splinem. Krok spektra se volil lineární, čemuž odpovídá nelineární rozložení odpovídajících napětí U_{AK}. Pro modelovou saturační charakteristiku změřenou na ionizátoru se provedlo proložení splinem a polynomem 3 řádu (obr. 48). Následně se provedla numerická derivace. Získané spektrum pohyblivosti pro proložení polynomem je

na obr. 49 vlevo, pro proložení kubickým splinem pak na obr. 49 vpravo. U proložení polynomem je patrná vlastnost polynomů vyššího stupně a totiž snaha zakmitávat. Získané spektrum pohyblivosti je problematické v oblasti krajních mezí – zde je vypočtena záporná koncentrace iontů na intervalu pohyblivosti 2,2 až 2,4 $m^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$. Proto se jako výhodnější jevilo proložení kubickým splinem. I při jeho použití docházelo ale k zakmitávání, použitelné výsledky se získali až po následné digitální filtraci (průměrovací filtr s počtem vzorků 10).



.

Obr. 48 Modelová saturační charakteristika získaná měřením ionizátoru BIV-06 proložená splinem a polynomem



Obr. 49 Získané spektrum pohyblivosti při proložení polynomem (vlevo) a splinem bez filtrace (modrá) a s dodatečnou filtrací (fialová)

Jelikož snaha získat spektrum přímo pomocí vztahu (55) nevedla k dobrému výsledku, využila se numerická metoda nejmenších čtverců aplikovaná na proložení saturační charakteristika. Vyjděme přímo z funkce G (45). Pokud jsou v prostředí přítomny ionty s různou pohyblivostí, je saturační charakteristika vlastně součtem několika funkcí G. Pokud by spektrum bylo spojité, těchto funkcí by bylo nekonečně mnoho. Jak potvrdilo měření, ve většině případů stačí uvažovat spektrum o dvou až třech hlavní pohyblivostech iontů. Hledáme pak takové funkce G, jejichž součet dá s co nejmenším součtem čtverců odchylek změřenou saturační charakteristiku.

Tímto výpočtem se neprovádí první derivace změřené saturační charakteristiky, která dále zvýrazňuje fluktuace naměřeného průběhu. To výrazně omezuje vliv nežádoucího šumu a nestálosti koncentrace lehkých záporných iontů v prostoru.

Ještě je třeba uvést jeden problém - již zmíněný charakter saturační charakteristiky, konkrétně její monotónní stoupání. V tomto ohledu je výhodné proložení kubickou interpolací zachovávající tvar. Jedná se o Hermiteův interpolační polynom třetího stupně, který nezachovává spojitost druhých derivací. V programu Matlab má zkratku *pchip*.

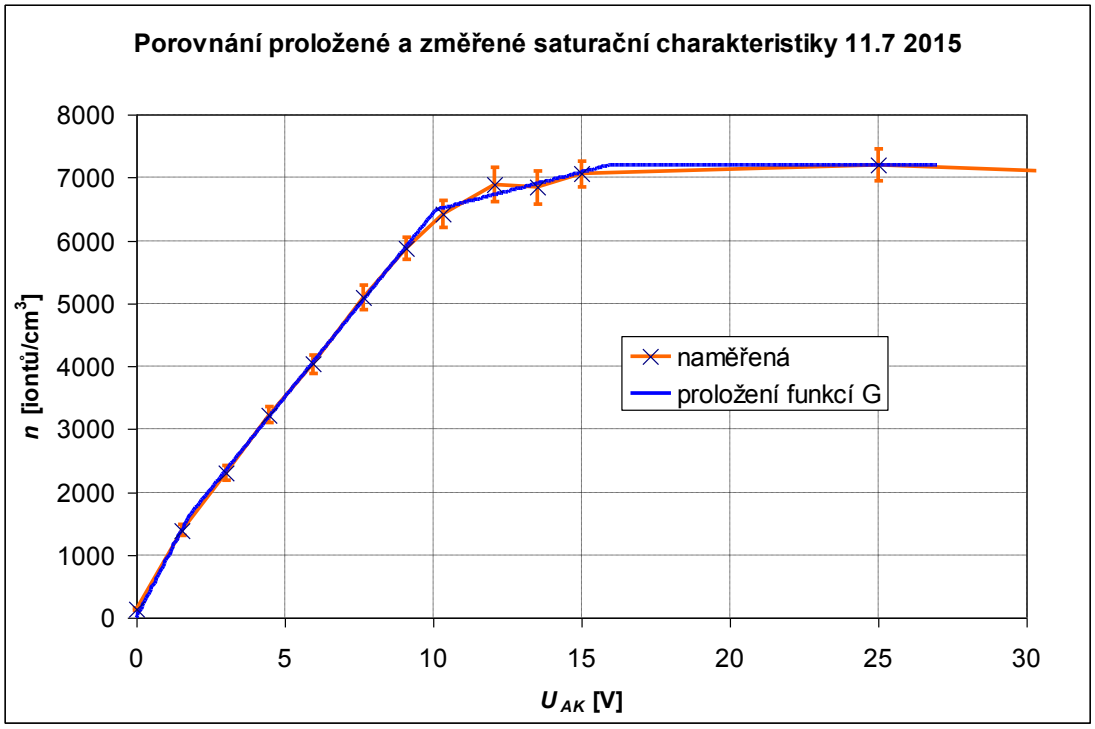
Pro numerickou metodu nejmenších čtverců se využila funkce *lsqcurvefit* která je založena na metodě Levenberg-Marquardt. Výsledný přepočet využívající vztah pro mezní pohyblivost (12) s již uvedenou konstantou pro AK UTEE je na obr. 50 a obr. 51. Výhodou je zvládnutí problému případného poklesu funkce saturační charakteristiky, které by vedl v případě přímého použití vztahu (55) k divergenci výpočtu. Příklad proložení změřené saturační charakteristiky je na obr. 52. I přes nejistotou typu A ovlivněný bod saturační charakteristiky $U_{AK} = 14$ V došlo ke správnému proložení funkce.

```
% změřená saturační charakteristika
Uak_zmereno=[0,3,6,9.11,25.01];
n_iontu_zmereno=[0,2471,4406,6255,7431];

% vytvoření osy x
int_Uak=0:0.05:30;

%interpolace pomocí Hermitův interpolační polynom třetího stupně
int_n_iontu=interp1(Uak_zmereno,n_iontu_zmereno,int_Uak_zaporne,'pchip');

%vykreslení změřené charkteristiky
plot(int_Uak,int_n_iontu,'Linestyle','-','Color','r','LineWidth',2);

% odkaz na funkci
F4=  @moje_funkce;

% počáteční aproximace zlomu saturační charakteristiky
x0 = [20000 12; 50000 15];

% zjištění koeficientů aproximované funkce G
[x,resnorm,~,exitflag,output] = lsqcurvefit(F4,x0,Uak_zaporne,n_iontu_zaporne)

% vykreslení aproximované funkce
hold on
plot(int_Uak_zaporne,F4(x,int_Uak_zaporne))
hold off

% přepočet zlomového napětí na odpovídající pohyblivost AK UTEE
pohyblivost(1,2)=24.5/x(1,2);
pohyblivost(2,2)=24.5/x(2,2);

% přiřazení koncentrace iontů odpovídající pohyblivosti
pohyblivost(1,1)=x(1,1);
pohyblivost(2,1)=x(2,1);
```

Obr. 50 Hlavní výpočetní část programu aproximující saturační charakteristiku

```
function [s]=moje_funkce(x,xdata)
% zjisteni velikosti pole polarizačniho napětí
parametr_d=size(xdata);
% zjisteni počtu funkcí G
parametr_x=size(x);
d=parametr_d(2);
pocet_funkci_G=parametr_x(1);

pomocne_pole=zeros(1,d);
s=zeros(1,d);
for p=1:pocet_funkci_G
    for i=1:d
        if (xdata(i)<=(x(p,2)))
            pomocne_pole(i)=x(p,1)*(xdata(i)/x(p,2));
        else
            pomocne_pole(i)=x(p,1);
        end
    s(i)=s(i)+pomocne_pole(i);
    end
end
end
```

Obr. 51 funkce, která sčítá jednotlivé funkce G

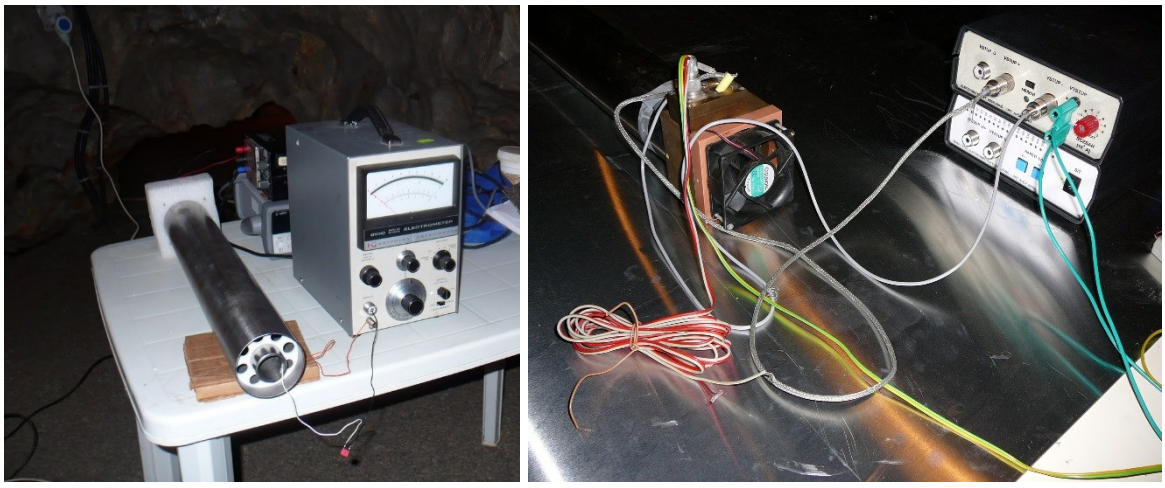


Obr. 52 Změřená saturační charakteristika a její proložení funkcí G

10. Porovnání navržených AK referenčním měření

Měření koncentrace lehkých vzdušných iontů na UTEE navazuje na dlouhodobější výzkum založený v Brně Ing. Buřivalem [87]. V 80. letech 20. století byl osloven MUDr. Říčným, aby sledoval koncentraci lehkých záporných iontů v jeskyních Moravského Krasu, které byly používány pro léčebné účely. Byl vyroben AK UETE (obr. 53 vlevo), který ke své činnosti potřeboval externí zdroj a elektrometr Keithley 610C. Měření nebylo automatizováno, i když měl elektrometr k dispozici analogový výstup. Vnitřní elektroda byla upevněna na dvou teflonových izolátorech, které byly provrtány. To může způsobovat problémy s nabíjením vstupního teflonového izolátoru triboelektrickým efektem a ovlivněním rozložení elektrostatického pole v AK. Po odchodu Ing. Buřivala do důchodu na jeho výzkum navázal prof. Bartušek, který navrhl AK UPT (obr. 53 vpravo) a provedl měření spektra pohyblivosti vzdušných iontů u několika zdrojů ionizace [91]. Tento AK používal vlastní elektrometrický zesilovač, navržený Ing. Dokoupilem [92] a propojený s AK UPT pomocí stíněného kabelu. Pro zvýšení izolačního odporu je vnitřní elektroda připevněna na ventilátor přes teflonový izolátor. V případě provozu ve vlhkém prostředí se může teflonový izolátor vyhřívat topným rezistorem. Díky tomuto řešení, které navrhl prof. Bartušek, dosahuje AK UPT oproti řešení AK UETE vyšší citlivosti. Měření bylo již automatizováno pomocí měřicí ústředny HP34970A a ve spojení se speciálně navrženým vysokoimpedačním zdrojem polarizačního napětí U_{AK} se měřily automatizovaně saturační charakteristiky. Nevýhodou byly značné rozměry AK UPT a obtížná práce s měřicí sestavou v terénu.

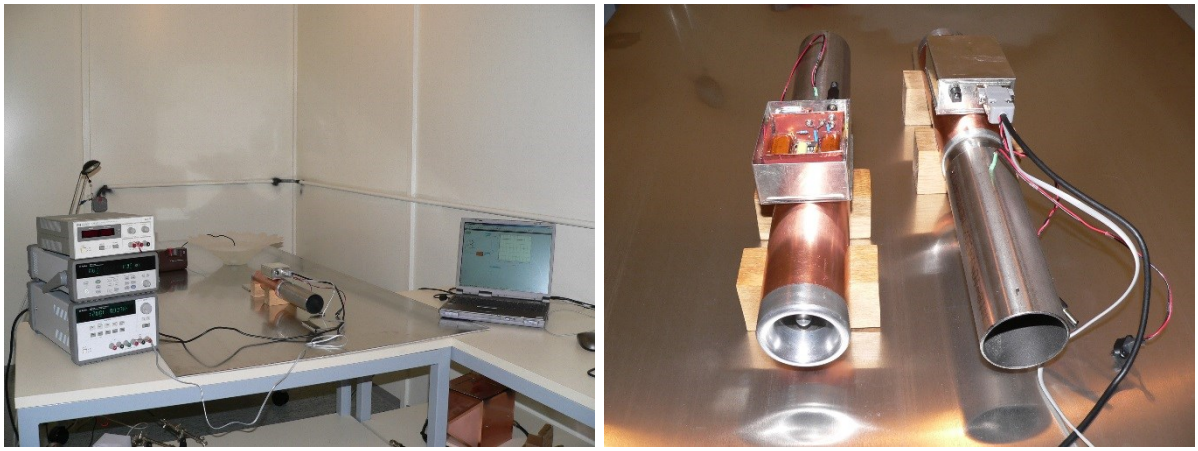
Na UTEE se pod vedení prof. Fialy navrhl AK UTEE, který je oproti předcházejícím AK UETE a AK UPT menší, z čehož vyplývá i menší objemový průtok vzduchu. Oproti předcházejícím typům je lépe aerodynamicky tvarovaná vnitřní elektroda. Elektrometrický zesilovač je již umístěn na těle AK, což odstraňuje problémy se svodem a kapacitou připojovacích kabelů. Původní konstrukce využívala ovládání přes měřicí ústřednu HP34970, řídicí program byl vytvořen doc. Steinbauerem v prostředí Agilent VEE.



Obr. 53 AK UETE při měření v Císařské jeskyni (vlevo) a původní uspořádání měřicí aparatury AK UPT (vpravo)

Po ověření správné funkce AK UTEE jsem navrhl kompletní řídicí a měřicí elektroniku, umožňující automatizované měření bez nutnosti použití měřicí ústředny a externího polarizačního zdroje. Výsledkem je kompaktní měřicí přístroj, který svými parametry předčí předcházející měřicí uspořádání AK UETE a AK UPT. Vyvstala ale otázka, jestli je správná koncentrace vzdušných iontů změřená AK UTEE a také zda se dají výsledky měření koncentrace vzdušných iontů od různých typů AK porovnávat. Aby bylo možné na tuto otázku odpovědět, nejprve byla provedena kalibrace AK UTEE jakožto poslední nejlepší varianty na

SZÚ. Ten využívá AK MGK-01, který obsahuje vysoce kvalitní elektrometrický modulační zesilovač AD310K. Je využíván na ověření generované koncentrace vzdušných iontů ionizátory a dále pro posouzení iontového prostředí na pracovišti.



Obr. 54 AK UTEE v původním měřicím uspořádání (vlevo) a detail připevnění elektrometrického zesilovače k tělu AK(/vpravo)

Na SZÚ bohužel nebyla k dispozici stíněná Faradayova komora a AK MGK01 nebylo možné zapůjčit. Byla tedy pro porovnávací měření použita místnost na testování ionizátorů. Referenční ionizátor byl umístěn na stůl pokrytý alobalem spojeným s potenciálem země, obdobně bylo učiněno u stolu s AK MGK-01 a AK UTEE. Tím byly potlačeny případné oscilace v měřeném průběhu.

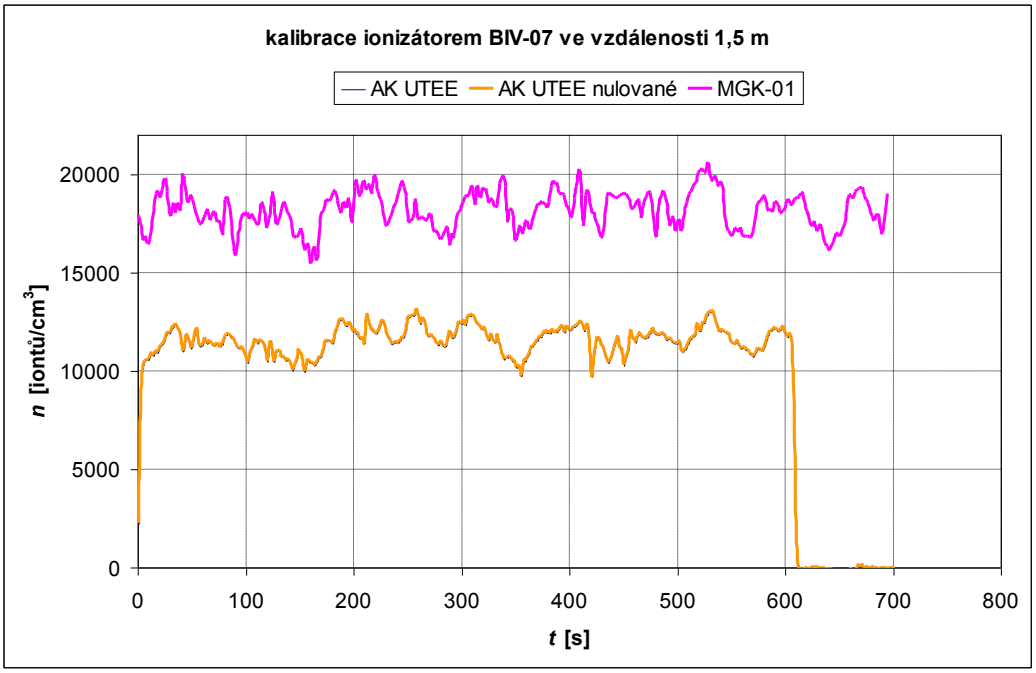
Obr. 55 Uspořádání ionizátoru na SZÚ porovnávaných AK (vlevo) a jejich vzájemná poloha (/vpravo)

Porovnávací měření na SZÚ bylo provedeno dvakrát a to 4.11.2011 a 21.2.2012. I když má AK MGK-01 k dispozici analogový výstup, není na SZÚ využíván. Během prvního termínu 4.11.2011 se zvolila metodika ověření údajů obou přístrojů ve dvou vzdálenostech 1,5 m a 2 m od ionizátoru BIV-06, přičemž u MGK-01 byly provedeny během měření tři optické odečítání (dle metodiky SZÚ) na stupnici a vypočetl se z nich průměr. V tab. 8 jsou porovnány naměřené koncentrace vzdušných iontů u AK UTEE a AK MGK-01. Výsledkem bylo získání korekčního koeficientu K_{iont}, který koriguje nejistotu určení objemového průtoku M v AK UTEE.

Tab. 8 porovnání AK UTEE a AK SZÚ dne 4.11.2011

Vzdálenost od ionizátoru [m]	AK UTEE [iontů/cm^3]	AK MGK-01 [iontů/cm^3]	K_{iont} [-]
1,5 m	8000	12000	1,50
2,0 m	4500	6500	1,44

Následně 21.2.2012 byl již vytvořen program využívající analogový výstup z MGK-01, aby bylo možné provést přesnější měření s možností průměrování naměřené koncentrace vzdušných iontů u AK MGK-01. Měřilo se dvakrát pro každou vzdálenost a díky dálkovému ovládání přes PC nebylo rozložení iontového pole mezi ionizátorem a AK ovlivněno pohybem obsluhy. Z charakteru průběhu koncentrace vzdušných iontů na obr. 56 je patrný vyšší rozptyl naměřené koncentrace vzdušných iontů u AK MGK-01. Navíc jsou díky delší časové konstantě filtračního integračního článku u AK MGK-01 posunuty fluktuace koncentrace vzdušných iontů způsobené nestabilitou referenčního ionizátoru. Vypnutím ventilátoru AK UTEE nedošlo ke změně údaje AK MGK-01. Obdobně byl provedena kontrola vypnutím napájení AK MGK-01, údaj AK UTEE se též nezměnil. Dá se tedy prohlásit, že se oba AK navzájem výrazně neovlivňovaly.



Obr. 56 Porovnání naměřených průběhů z AK UTEE před kalibrací a AK MGK-01 (v čase 600 s se u AK UTEE vypnul ventilátor) ve vzdálenosti 1,5 m od ionizátoru BIV-07

Tab. 9 porovnání AK UTEE a AK SZÚ MGK-01 dne 21.2.2012

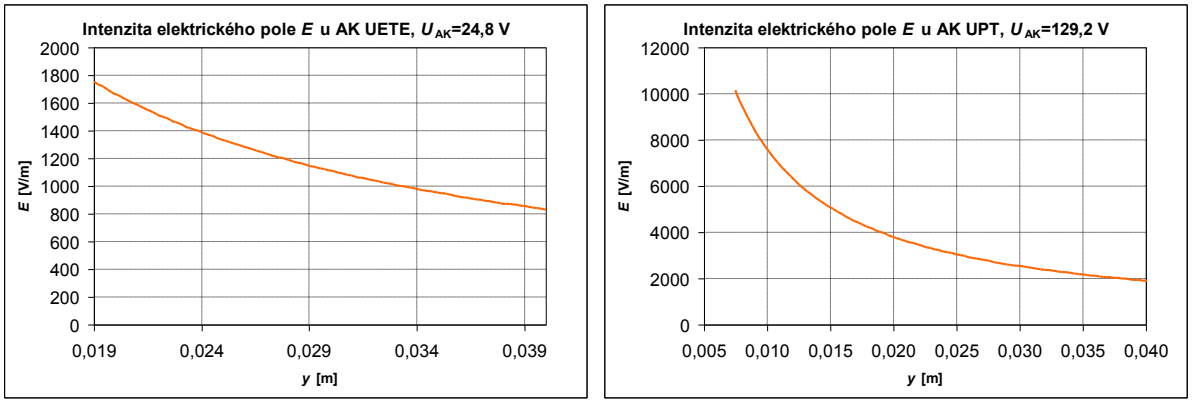
Vzdálenost od ionizátoru [m]	AK UTEE [iontů/cm^3]	AK MGK-01 [iontů/cm^3]	K_{iont} [-]
1,0 m	26700 ± 900	38800 ± 1400	1,45
1,5 m	14400 ± 600	18000 ± 1000	1,58
2,0 m	5350 ± 610	8140 ± 1000	1,52

Z tab. 9 jsou uvedeny změřené koncentrace vzdušných iontů u AK UTEE a AK MGK-01 spolu se výběrovou směrodatnou odchylkou. Koncentrace vzdušných iontů byla získána z průměru naměřených hodnot v čase 100 s až 500 s. Interval měření byl zvolen 2 s. Z poměru těchto koncentrací se určila průměrná hodnota korekční koeficientu K_{iont}=1,55, které je následně použita ve všech následujících měřeních. Uvažuji toto porovnání jako přesnější než 4.11.2011, protože bylo možné zpracovat analogový výstup z MGK-01 a získat z něj průměr z N=200 naměřených hodnot. Obsluha navíc neovlivňovala iontové pole v blízkosti obou přístrojů. Díky tomu jsou měření uvedená v následující práci porovnatelná s měřeními na světových pracovištích.

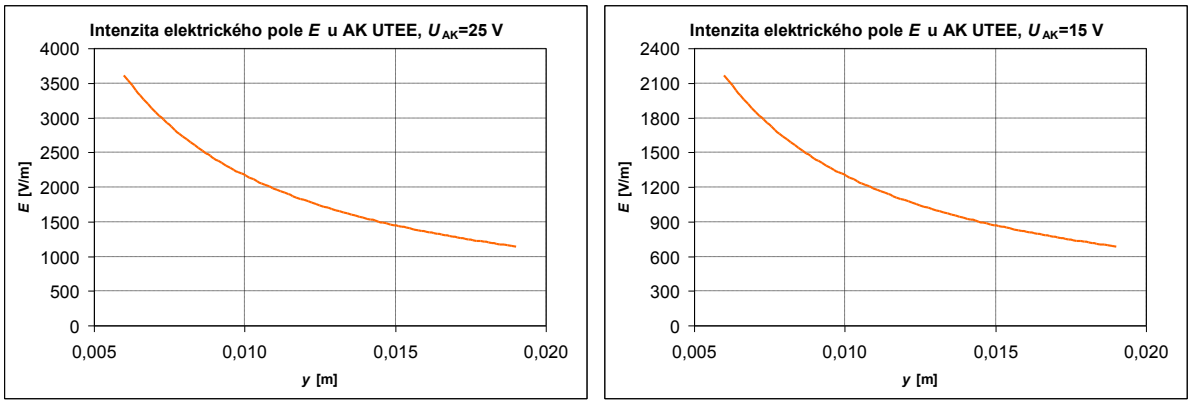
Následně po navázání AK UTEE na měření SZÚ proběhlo porovnání jednotlivých AK ve stíněné Faradayově komoře na UTEE. Základní parametry porovnávaných typů AK jsou tab. 10. Je z nich patrné potřeba vyššího polarizačního napětí U_{AK} u AK UPT při měření lehkých záporných iontů než u zbývajících dvou typů, na druhou stranu má AK UPT nevyšší citlivost. Dále je uvedeno polarizační napětí U_{AK} odpovídající přitáhnutím všech lehkých záporných iontů obvyklé pohyblivosti vyskytujících se v přírodě. Na obr. 57 je rozložení intenzity E uvnitř AK UETE a UPT pro případ kdy chceme zachytit všechny ionty s pohyblivostí větší než 1 $cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$.

Tab. 10 Vlastnosti jednotlivých porovnávaných aparatur AK

	AK UETE	AK UPT	AK UTEE
Průměr d_2 [mm]	80	82	38
Průměr d_1 [mm]	38	15	12
Délka vnitřní elektrody L [mm]	595	460	160
Rychlost proudění v_x [$m \cdot s^{-1}$]	3,2	4,3	2,1
Objemový průtok vzduchu M [$cm^3 \cdot s^{-1}$]	12460	21990	2140
Kapacita C_{AK} [pF]	44,5	15,1	7,7
Mezní pohyblivost k_m [$cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$]	$\frac{24,8}{U_{AK}}$	$\frac{129,2}{U_{AK}}$	$\frac{24,5}{U_{AK}}$
Napětí U_{AK} potřebné pro měření lehkých iontů s pohyblivostí k = 1,7 $cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$	14,6	76	14,4

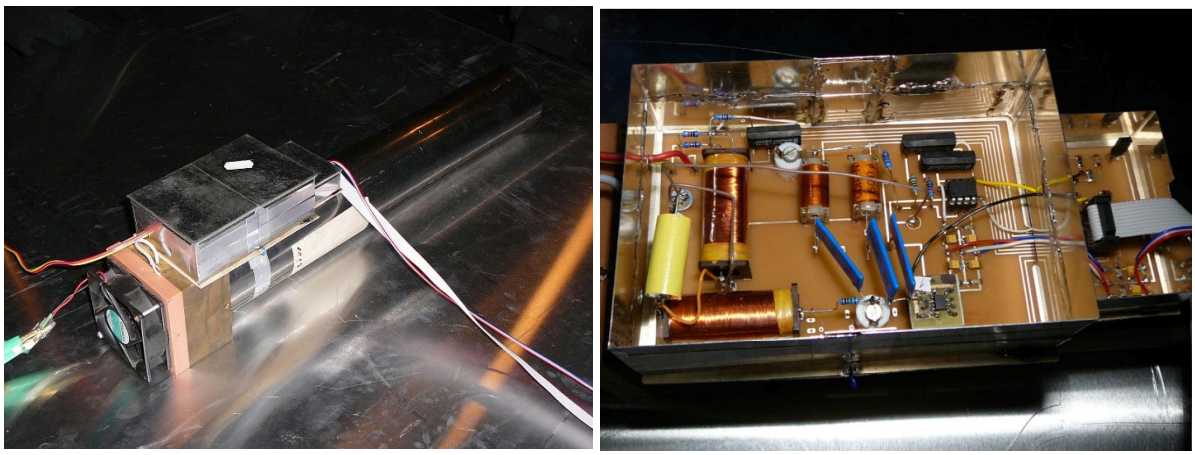


Obr. 57 Intenzita E v AK UETE (vlevo) a AK UPT (vpravo)



Obr. 58 Intenzita E v AK UTEE pro U_{AK}=25 V (vlevo) a U_{AK}=15 V (vpravo)

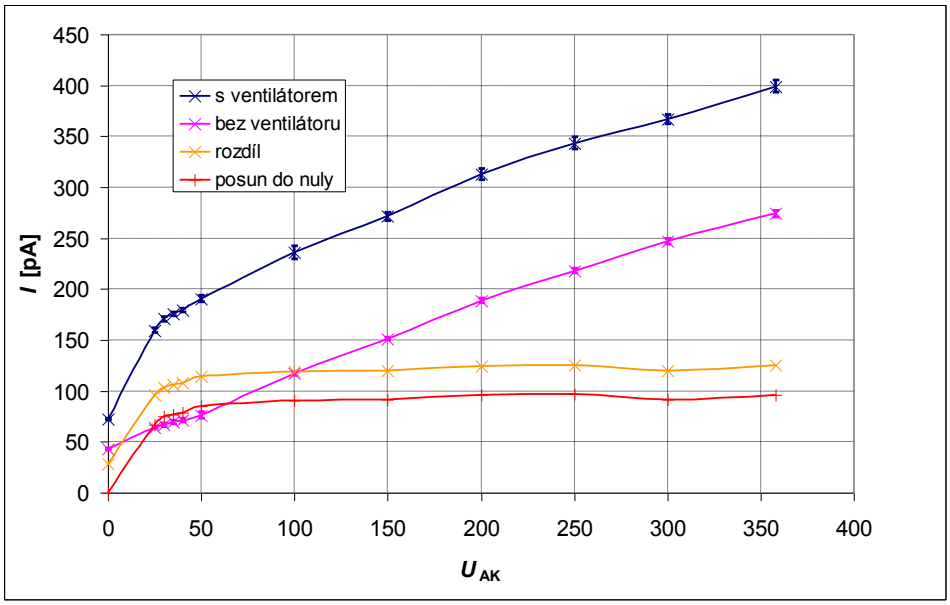
Aby bylo možné jednotlivé typy AK porovnat, bylo domluveno zapůjčení AK UETE [110]. Dále byla na UTEE vypracován návrh nového elektrometrického zesilovače k AK UPT, který by byl již přímo umístěn na těle AK [109]. Umístění nového elektrometrického zesilovačem s OZ OPA129 na těle AK UPT je na obr. 59 vlevo, jeho vnitřní uspořádání pak na obr. 59 vpravo. AK UETE byl propojen s měřicí ústřednou a následně byly všechny tři AK porovnány ve Faradayově komoře s referenčním ionizátorem BIV-06. Ještě před tím byly u všech typů změřen izolační odpor AK, aby bylo možné porovnat případný posun nuly v čase u měřené varianty.



Obr. 59 Nové uspořádání elektrometrického zesilovače k AK UPT (vlevo) a jeho vnitřní uspořádání (vpravo)

Tab. 11 porovnání svodového odporu AK během měření ve Faradayově komoře

	R_{izol} [TΩ]
AK UETE	620
AK UPT	910
AK UTEE	5000

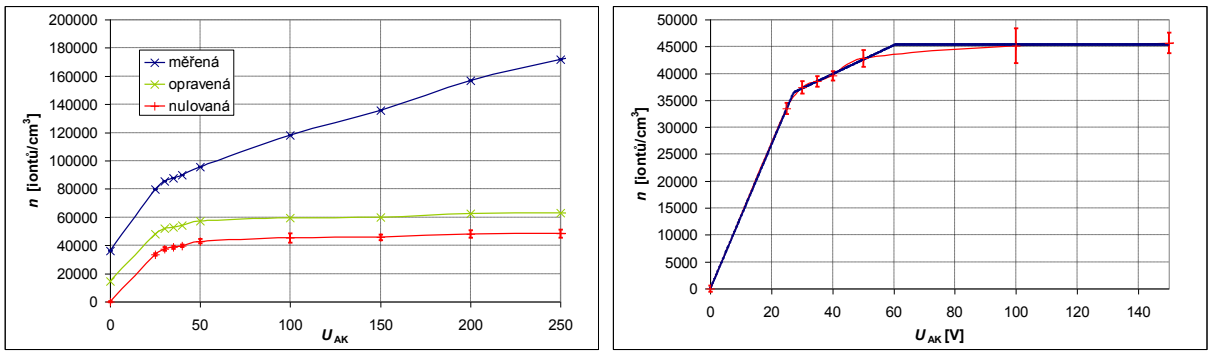


Obr. 60 Změřená saturační charakteristika AK UETE s vyznačenými korekcemi

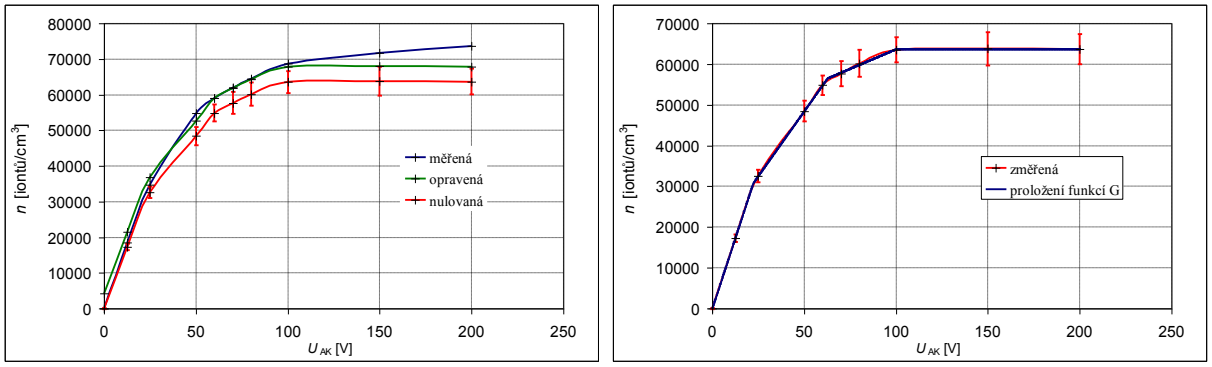
Na vyzkoušení nové metodiky měření vzdušných iontů se měřilo u všech tří AK ve Faradayově komoře při vzdálenosti 0,8 m od referenčního ionizátoru BIV-06. U nejhoršího měřicí

uspořádání s AK UETE se ukázal výrazný vliv elektrostatického pole ionizátoru na změřený proud I_{iont}. Saturační charakteristika bez korekce (zde je pro ilustraci na ose y měřený proud I_{iont}) stoupala výrazně rychleji než by odpovídalo svodovému odporu AK UETE, jak je patrné na obr. 60. Zde se tedy projevil výrazný vliv elektrostatického pole ionizátoru na změřený proud. I_{iont}. Přívodní vodič (obr. 53 vlevo) není totiž nijak stíněn a je umístěn ještě před ústím AK UTEE.

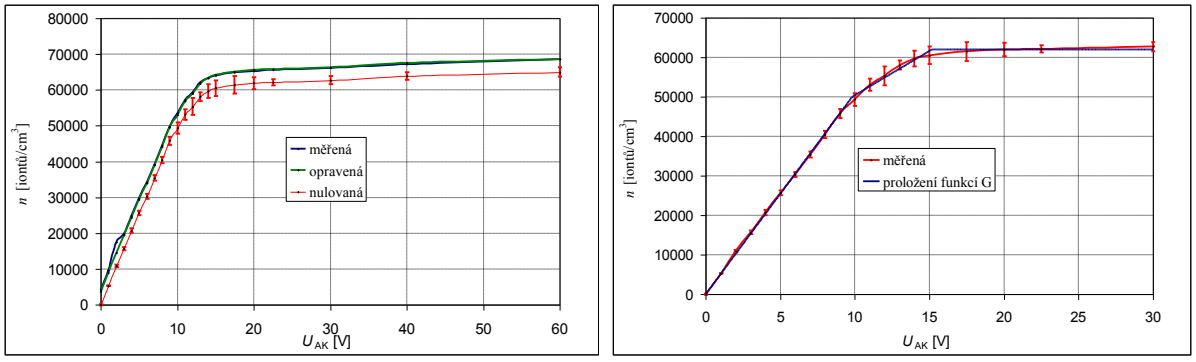
Přesto se po korekci podařilo vliv tohoto pole odstranit, a po posunu saturační charakteristiky do počátku souřadnic již dává srovnatelné výsledky koncentrace lehkých záporných iontů s oběma zbývajícími AK.



Obr. 61 Změřená saturační charakteristika AK UETE s korekcemi (vlevo) a její proložení funkcí G (vpravo)



Obr. 62 Změřená saturační charakteristika AK UPT s korekcemi (vlevo) a její proložení funkcí G (vpravo)



Obr. 63 Změřená saturační charakteristika AK UTEE s korekcemi (vlevo) a její proložení funkcí G (vpravo)

U AK UPT se projevovalo několik rušivých vlivů. Na jeho vnitřní elektrodě je vysoká intenzita E oproti AK UETE a UTEE, to může vést k deformaci intenzity E na případných nerovnostech elektrody. Dále je v AK UPT silně turbulentní proudění, jak vyplývá z jeho Reynoldsova čísla. V některých případech se AK UPT dostává do nedefinované saturace vlivem svých ostrých hran. Celkově lze ale zhodnotit, že získaná pohyblivost lehkých záporných iontů je blízká

výsledkům s AK UTEE a změřená koncentrace lehkých záporných iontů se liší od výsledku AK UTEE jen o 3000 iontů/cm^3 , což odpovídá relativní odchylce 4,7 %. Dalším zdrojem této odchylky může být i nepřesně nastavená vzdálenost mezi ionizátorem a AK, vzhledem ke způsobu fixace lze uvažovat opakovatelnost vzdálenosti rovnu 2 cm.

Tab. 12 Získané spektrum pohyblivosti iontů generovaných ionizátorem BIV-06

AK UETE		AK UPT		AK UTEE	
k [cm^2·V^{-1}·s^{-1}]	n [iontů/cm^3]	k [cm^2·V^{-1}·s^{-1}]	n [iontů/cm^3]	k [cm^2·V^{-1}·s^{-1}]	n [iontů/cm^3]
0,4	16000	1,28	19200	1,61	34000
0,91	29000	2,06	27900	2,49	28000
		5,78	16600		

AK UTEE dosahuje menšího rozptylu naměřené koncentrace lehkých záporných iontů oproti AK UPT. Pokud uvážíme, že AK UTEE měří při stejné koncentraci lehkých záporných iontů desetkrát menší proud (to vyplývá z poměru objemového průtoku vzduchu M obou AK) je patrná lepší konstrukce elektrometrického zesilovače a rozložení elektrostatického pole v samotné trubici AK.

Tab. 13 Změřená koncentrace lehkých záporných iontů u poměřovaných AK ve vzdálenosti 0,8 m

AK	Koncentrace iontů	U_{AK} [V]
AK UETE	(42800 ± 1900) iontů/cm^3	100
AK UPT	(63500 ± 4200) iontů/cm^3	50
AK UTEE	(61930 ± 1690) iontů/cm^3	20

Při celkovém zhodnocení lze uvést, že při měření s AK UETE se výrazně projevují nejistoty typu B, které lze systematicky korigovat, ale výsledná změřená koncentrace je těmito nejistotami silně ovlivněna. U AK UPT se výrazně projevují nejistoty typu A, vlivem turbulencí proudění vzduchu a silných gradientů elektrického pole v AK a na jeho ostrých okrajích. AK UTEE má oproti předcházejícím typům menší nejistoty typu B (vyplývající z jeho vyššího izolačního odporu a umístění elektrometrického zesilovače přímo na těle AK) i typu A (vhodný aerodynamický tvar a absence ostrých hran).

11. Aplikace metodiky měření koncentrace vzdušných iontů na prostředí speleoterapie

Výše uvedené zásady byly uplatněny v měření koncentrace vzdušných iontů v prostředí speleoterapeutické jeskyně. Zde jsou léčeni dětští pacienti trpící Asthma bronchiale. Touto nemocí trpí podle lékařských zpráv v ČR až 20 % dětí [111], jedná se tedy o problém s celospolečenským dopadem. V ČR se praktikuje léčba astmatu s využitím speleoterapie v centru Eden Zlaté Hory v Jeseníkách a dále v dětské léčebně Ostrov u Macochy, kde probíhalo měření využívající navrženou metodiku.

Dětská léčebna se speleoterapií v Ostrově u Macochy se dlouhodobě zabývá léčbou dětí s chorobami dýchacího ústrojí. Pro jejich léčbu se využívá Císařská jeskyně (dříve nazývaná Ostrovská vodní jeskyně), která byla pro tyto účely speciálně upravena. Jedná se o studenou jeskyni krasového typu [111]. Jeskyně je přístupná veřejnosti pouze dvakrát za rok během Mariánské pouti a koncertu, jinak je plně využívána pro účely speleoterapie dětské léčebny.

Ozdravný vliv jeskyně je předmětem mnoha výzkumů. Za tímto účelem jsou konány pravidelné zdravotnické konference zkoumající, které vlivy jsou rozhodující pro úspěšnou léčbu. Podle současného stavu poznání má vliv na léčbu se mikroklima jeskyně spolu s vysokou koncentrací lehkých záporných iontů [111]. Ozdravný účinek v jeskyních moravského krasu byl podrobně zkoumán v rámci dvou státních výzkumných úkolů v 80 letech (P-17-330-459-06 a P-12-303-808), které jednoznačně potvrdily úspěšnost léčby a díky nimž byla speleoterapie uznána jakožto léčebná metoda v roce 1985 ministerstvem zdravotnictví. Na vznik a rozvoj speleoterapie v Ostrově u Macochy měl rozhodující podíl doktor Drahoslav Říčný [111], [113].

Dřívější teorie klimatické koncepce byla nahrazena teorií environmentální, která léčebné účinky připisuje celému souboru složek, faktorů a procesů endoprostředí jeskyně a jejich klinicky ověřitelnými interakcemi s lidským organismem. Potvrzené vlivy ovlivňující zdravotní stav pacientů lze podle současného stavu poznání charakterizovat takto [111]:

- stálá teplota jeskyně v rozmezí 7-8 °C;
- vysoká relativní vlhkost vzduchu dosahující po většinu roku 100 %;
- vysoký obsah záporných lehkých iontů způsobený ionizací vzduchu radonem generovaným radionuklidy obsaženými ve vápenci (uran, thorium a radioaktivní draslík);
- obsah vápníkových a hořčíkových iontů v aerosolu;
- malé proudění vzduchu;
- nízká prašnost, absence alergenů a baktérií.

Pokud jednotlivé vlivy mezi sebou analyzujeme, zjistíme, že spolu navzájem souvisí. Vysoká relativní vlhkost vzduchu čistí vzduch v jeskyni od prachu a odstraňuje pyl, což vede k vyšší koncentraci lehkých záporných iontů, které dále kladnou zpětnou vazbou čistí vzduch. Vyšší koncentrace vzdušných iontů se bude obvykle vyskytovat tam, kde bude malé proudění vzduchu. Lehké záporné ionty zabíjí bakterie vyskytující se ve vzduchu a působí pozitivně na dýchací systém organismu [47]. Prostředí jeskyně je izolováno od vnějších elektrických polí. V některých pramenech uváděný příznivý vliv zvýšené koncentrace CO_2 na větší hloubku dýchání se v Císařské jeskyni neuplatňuje, jelikož díky dobrému větrání je zdejší koncentrace tohoto bezbarvého plynu v běžných mezích do 1000 ppm [123], [121]. Tato hodnoty je trvale kontrolována pracovníky Báňského úřadu a byla též ověřena i mnou provedeným měřením v jeskyni. Obsah vápníkových a hořčíkových iontů v aerosolu byl zkoumán Faimonem [123], jejich koncentrace ve speleoatmosféře v průběhu roku silně kolísá. Podle posledních výzkumů je rozhodujícím rozdílem mezi venkovním prostředím mimo jeskyni a mikroklimatem v ní

vyšší obsah záporných lehkých iontů, což vede k většímu důrazu na jejich přesné dlouhodobé měření v jeskyni.

11.1. Dosavadní vývoj měření radioaktivity a vzdušných iontů v Císařské jeskyni

Jeskyně byla v minulosti (v letech 2001-2009) podrobně proměřována na obsah radionuklidů ^{238}U, ^{232}Th a ^{40}K v hornině Vilémovických vápenců [117]. Pro tato terénní měření se využíval gama spektrometr GS-256 Geofyziky Brno a výsledky byly publikovány Štelclem a Zimákem v odborné literatuře [117], [119]. V oblasti Moravského Krasu je Císařská jeskyně umístěna v nadprůměrně radioaktivní oblasti [117] (60 Bq/kg), ale v kontextu celé České republiky je spíše průměrně radioaktivní oblastí [118]. Zvláště je zde vyšší koncentrace thoria oproti okolnímu Krasu[117]. V práci [120] Krajsová porovnala terénní měření obsahu radionuklidů gama spektrometrem v několika jeskyních s laboratorním gama spektrometrickým měřením, kdy je nutné vždy odebrat potřebnou horninu a analyzovat ji až následně. Závěr z této práce ukazuje problém s určením obsahu ^{238}U. Ten se totiž není měřen přímo, ale v gama spektroskopii přes aktivitu jeho dceřiného produktu ^{214}Bi. Radon ^{222}Rn, který se uvolňuje z horniny, je ovšem v uranové řadě ještě před ^{214}Bi, takže jeho zvýšená objemová koncentrace v měřeném prostoru ovlivňuje výsledek měření a způsobuje vyšší naměřenou koncentrace ^{238}U v hornině než jaká je ve skutečnosti. Scintilační detektor gama spektrometru NaI(Th) je při měření ozařován nejenom z horniny, ale i okolního prostředí vně detektoru obsahujícího radon. Tento fakt autoři měření [117] přiznávají a provedli porovnání terénní gama spektroskopie s laboratorní gama spektroskopií, nejnovější výsledky pro Císařskou jeskyni v [119] se pak mírně liší od mezivýsledků v práci [116].

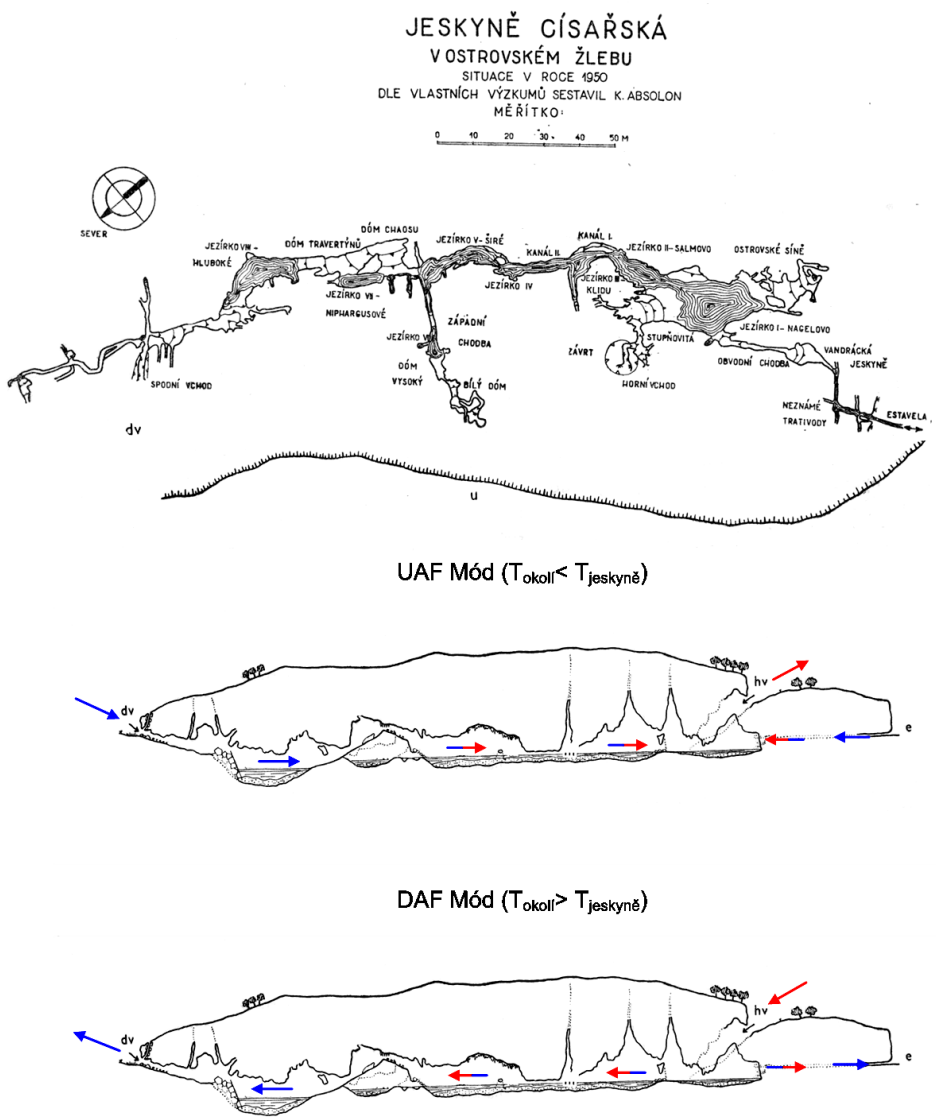
Objemová koncentrace radonu a thoronu je ponejvíce ovlivněna větráním jeskyně v průběhu roku. Proudění vzduchu v Císařské jeskyni se věnoval Faimon [124] a ve své diplomové práci Lang [121]. Císařská jeskyně je v případě větrání oběma ventilačními okénky vstupních dveří dynamickou jeskyní s prvky statické jeskyně. Má dva samostatné vchody, umístěné v odlišné nadmořské výšce. Pokud je v jeskyni provozována speleoterapie, pak je okénko u horního vchodu pouze mírně otevřeno, zatímco dolní vchod má okénko u vstupních dveří otevřeno po celý rok. Na obr. 64 je nákres jeskyně od K. Absolona odpovídající stavu z roku 1950, který jsem upravil podle dvou pramenů uvádějících Absolonovo mapování [125], [126]. Podle závěrů Langovi práce [121] jsou do něj naznačeny dva hlavní směry proudění vzduchu, a to mezi dolním a horním vchodem a dále i pravděpodobný tok vzduchu přes estavelu (nyní zasypanou - [127]). V současné době zasypané Nagelovo jezero je využíváno jako tělocvična a nachází se blízko hornímu vchodu, tedy v prostoru více větraném. Naopak lehárna umístěná v Dómu chaosu je na půli cesty mezi horním a dolním vchodem a větrání nemusí být již tak intenzivní, protože je umístěna v hlubších partiích jeskyně.

Jelikož některé části jeskyně jsou pod úrovní dolního vchodu, vykazuje jeskyně i prvky statického charakteru a v letních měsících v DAF módu je ventilace méně účinná než v měsících zimních. Zde se zřejmě významnou měrou projevuje ventilace přes estavelu, která je položena níže než dolní vchod, tato problematika je otázkou probíhajícího výzkumu na MUNI a není zatím zveřejněna.

Proudění vzduchu v jeskyni má zásadní vliv na koncentraci lehkých záporných iontů, proto lze i jejich měřením nepřímo určit možné mechanismy toků vzduchu v jeskyni.

Z předchozích dvou zásadních parametrů jeskyně a totiž obsahu radionuklidů v hornině vápence a ventilace jeskyně vyplývá průběh koncentrace lehkých záporných iontů v jeskyni. Protože problematika přesného určení radioaktivity horniny a proudění v jeskyni je do současné

doby nedořešena a předmětem výzkumu několika vědeckých týmů, nabízí se možnost měřit lehké záporné ionty v jeskyni přímo a určovat korelaci s okolní teplotou, tlakem, vlhkostí a vlivem počtu dětských pacientů v jeskyni.



UAF Mód ($T_{okolí} < T_{jeskyně}$)

DAF Mód ($T_{okolí} > T_{jeskyně}$)

Obr. 64 Upravený nákres geometrie Císařské jeskyně podle K. Absolona s vyznačeným prouděním vzduchu podle závěrů Faimona a Langa.

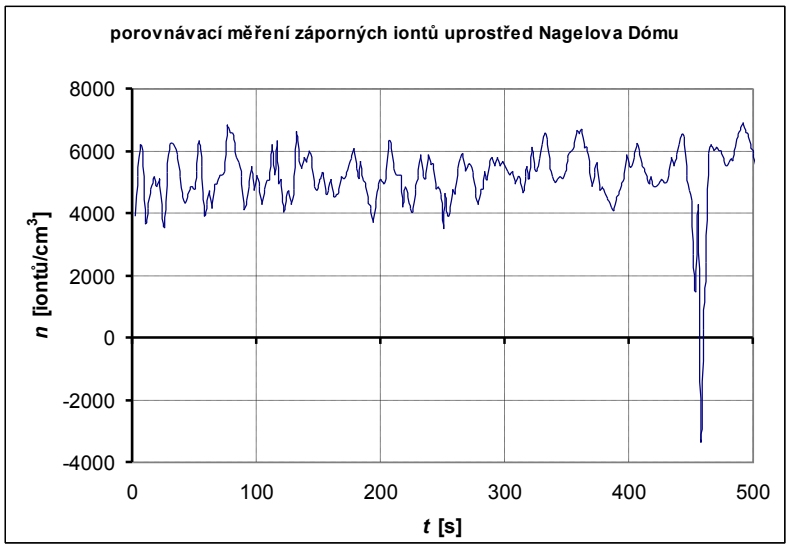
V minulosti probíhající měření koncentrace vzdušných iontů v jeskyni pod vedením Ing. Buřivala [88] bylo silně ovlivněno vysokou vlhkostí a kondenzací vody v prostorách jeskyně [87]. Nebylo možné dlouhodobé měření v jeskyni (maximální doba měření nepřekračovala půl hodiny až hodinu [87]) a měření koncentrace vzdušných iontů byla značně ovlivněno svodem AK. Použitý AK UETE nepoužíval pro snížení svého svodu aktivní stínění a měření proudu bylo prováděno externě přes elektrometr Keithley 610C. Získaná saturační charakteristika nereprezentovala dostatečně vlastnosti iontů v dané jeskyni, protože musela být měřena několikrát, přičemž koncentrace iontů v jeskyni se mění podle aktuálních meteorologických podmínek. Dosud provedená měření tedy nepodávají informaci o pohyblivosti lehkých vzdušných iontů v ní se nacházejících.

11.2. Prvotní prováděné měření vzdušných iontů v Císařské jeskyni

Prvotní měření vzdušných iontů s AK UTEE v Císařské jeskyni bylo provedeno ve čtvrtek 13.10.2011 v čase 11.30 až 12.30, aby se zjistily vlastnosti nově navrženého AK UTEE v porovnání s AK UETE Ing. Buřivala. Porovnání nakonec nebylo možné, protože příprava měřicí aparatury trvala příliš dlouho, takže jeho svodový proud při jejím sestavení byl několikanásobně vyšší oproti proudu vyvolanému vzdušnými ionty. Naproti tomu AK UTEE pracoval spolehlivě po celou dobu měření v jeskyni. Pro toto měření ještě nebyl AK uzemněn, takže se projevil větší směrodatná odchylka naměřené koncentrace lehkých záporných vzdušných iontů způsobená oscilacemi. Konstrukce AK UTEE tehdy ještě neumožňovala zjištění koncentrace lehkých kladných iontů a změnu polarizační napětí U_{AK}, které bylo pevně nastaveno na hodnotu 25 V.

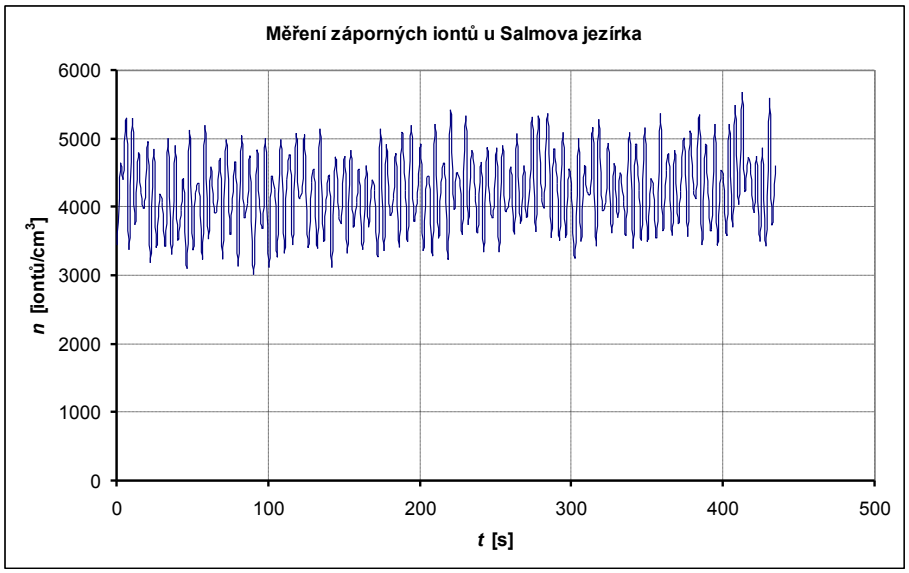
Obr. 65 Porovnávací měření AK UTEE s AK UETE Ing. Buřivala v Nagelově dómu 13.10.2011 (vlevo) a následné automatizované měření u Salmova jezírka (vpravo)

Změřená teplota vzduchu v jeskyni 8,6 °C pravděpodobně neodpovídala skutečnosti, jelikož teplotní čidlo nestačilo vyrovnat svou teplotu s okolím. Získané koncentrace lehkých záporných iontů byly později korigovány podle kalibrace AK UTEE na SZÚ v Praze v roce 2012. Již korigované průběhy pro prostor uprostřed Nagelova dómu jsou na obr. 66.



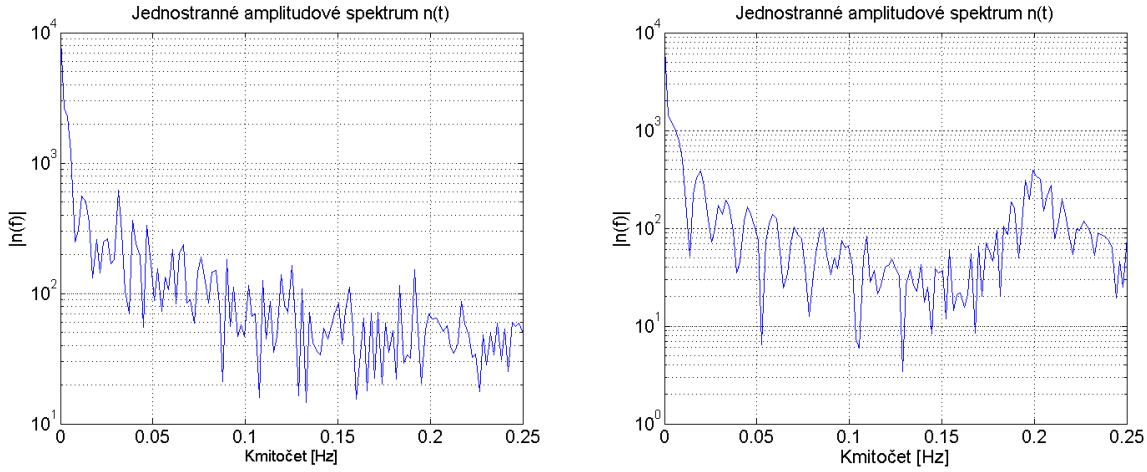
Obr. 66 Měření AK UTEE 13.10.2011 uprostřed Nagelova dómu s patrnými oscilacemi průběhu koncentrace iontů okolo její střední hodnoty

Následné automatizované měření u Salmova jezírka ukázalo v naměřeném průběhu na obr. 67 superpozici dvou výrazně odlišných dominantních kmitočtů. Koncentrace lehkých záporných iontů zde byla nižší než uprostřed Nagelova dómu, jako hypotetické vysvětlení lze uvažovat předcházející delší měření s AK UETE, který má vyšší objemový průtok vzduchu než AK UTEE a mohl snížit koncentraci lehkých záporných iontů, nebo hodinový pobyt čtyř osob v Nagelově dómu.



Obr. 67 Měření AK UTEE 13.10.2011 u Salmova jezírka

Pro posouzení oscilací u obou průběhů jsem vypočetl jednostranné amplitudové spektrum koncentrace vzdušných iontů s využitím Fourierovy transformace, viz obr. 68.



Obr. 68 Kmitočtové spektrum změřeného průběhu koncentrace vzdušných iontů uprostřed Nagelova dómu (vlevo) a u Salmova jezírka (vpravo)

Z výsledků měření se určily v Nagelově dómu dvě nejvýznamnější kmitočtově blízké dominantní pomalé oscilace 0,0117 Hz a 0,0313 Hz, u Salmova jezírka pak pomalé oscilace na kmitočtu 0,0195 Hz a rychlé na kmitočtu 0,1992 Hz. Z histogramů obou průběhů lze usuzovat, že fluktuace okolo střední hodnoty jsou blízké normálovému rozdělení, takže je lze charakterizovat směrodatnou odchylkou. Naměřené výsledky koncentrace vzdušných iontů 13.10.2011 s výběrovou směrodatnou odchylkou jsou v tab. 14.

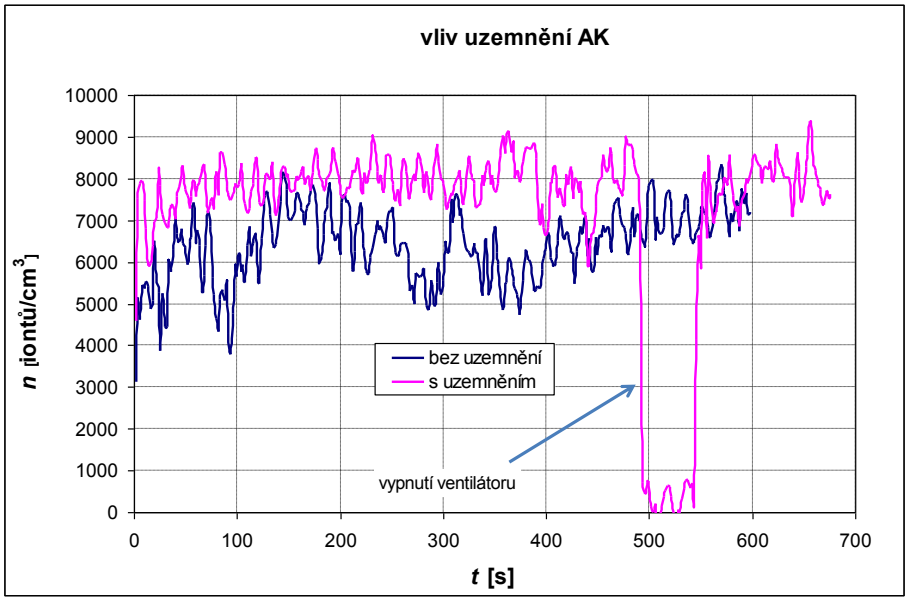
Tab. 14 výsledky měření 13.10.2011 v Císařské jeskyni

Místo měření	Koncentrace iontů
Nagelův dóm	(5220 ± 680) iontů/cm^3
Salmovo jezírko	(4240 ± 650) iontů/cm^3

Další měření 12.5.2013 v Císařské jeskyni proběhlo až po obvodové přestavbě AK UTEE a naprogramování nových funkcí ovládacího programu, aby bylo možné měnit polarizační napětí U_{AK} a změřit saturační charakteristiky. Iontmetr byl umístěn na nastavitelný fotografický stojan, kvůli měření koncentrace vzdušných iontů ve výšce h = 120 cm, kde dýchají děti obvyklého vzrůstu cvičící v Nagelově dómu.

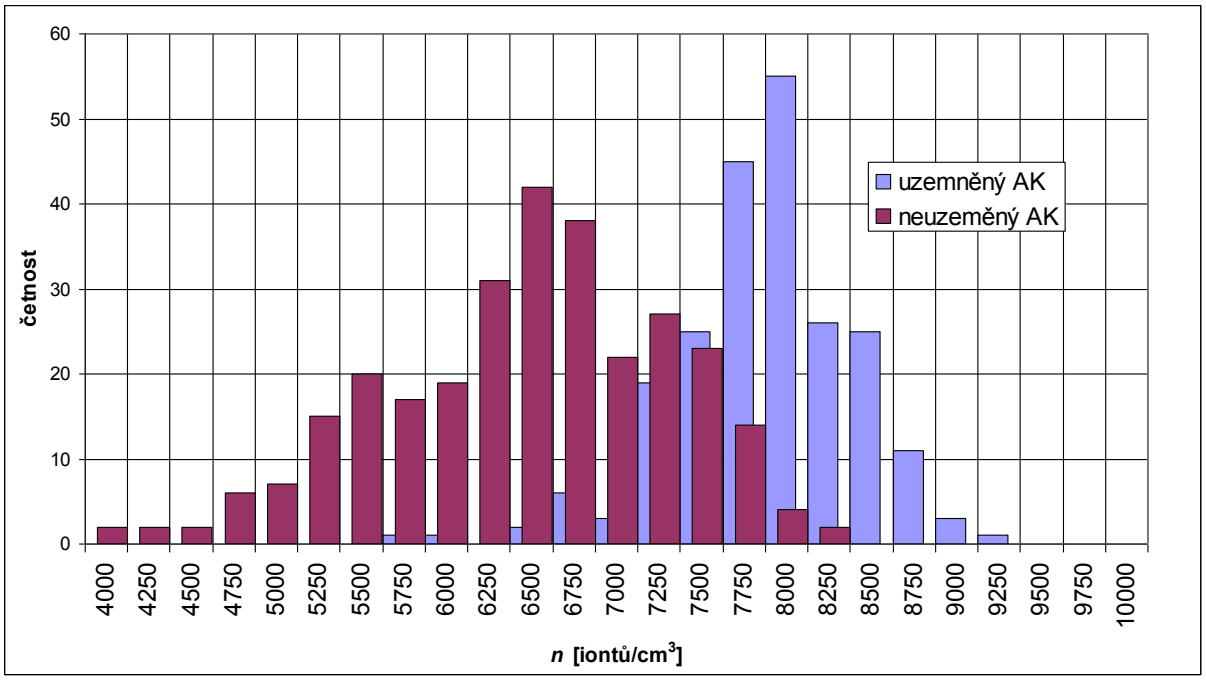
Obr. 69 Měření s uzemněným AK UTEE na fotografickém stojanu 12.5.2013 (vlevo); diskuse léčebných účinků jeskynního prostředí s Ing. Buřivalem, MUDr. Slavíkem a Ing. Špinkou (vpravo, foto Martin Lazorka)

Předcházející měření 13.10.2011 vykazovalo značné rozdíly v změřené koncentraci vzdušných iontů pomocí AK UTEE s dřívějšími hodnotami získanými AK UETE Ing. Buřivala. Proto byly v období zimního semestru provedeno množství porovnávacích měření mezi AK UTEE, AK UPT a AK UETE ve stíněné Faradayově komoře UTEE. Shrnutí těchto porovnání je uvedeno v předcházející kapitole 10. Výsledkem byla upravená metodika měření aplikovaná na AK UETE, aby bylo možné provést porovnání s AK UTEE v jeskyni. Nejprve byl experimentálně ověřen vliv uzemnění na směrodatnou odchylku naměřených hodnot koncentrace vzdušných iontů.



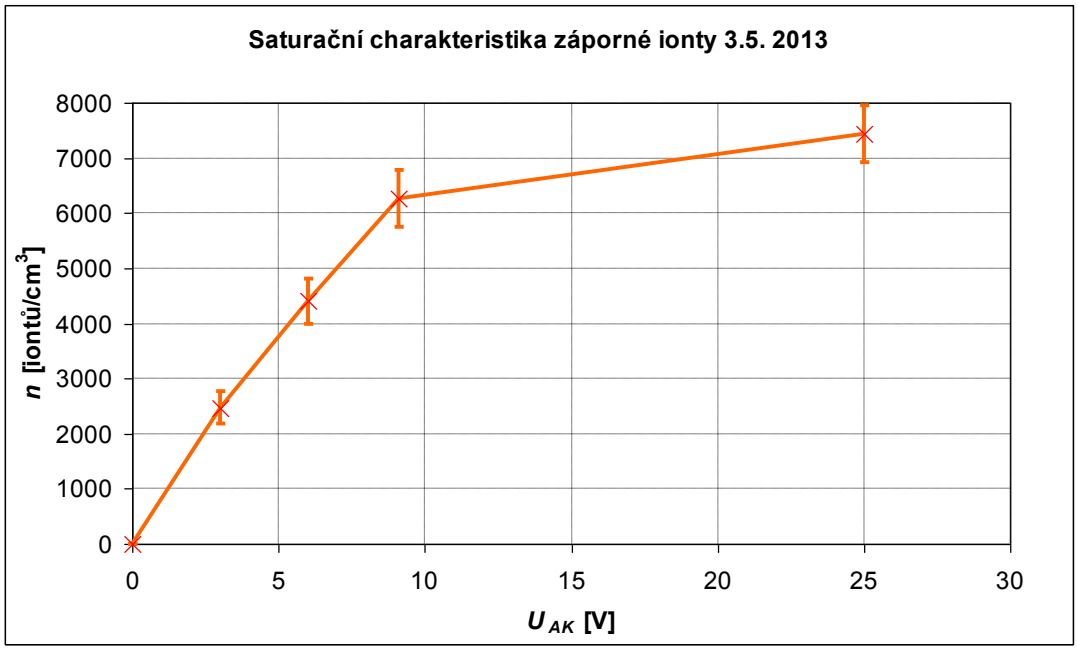
Obr. 70 Porovnání naměřených průběhů koncentrace lehkých záporných iontů s uzemněným a neuzemněným AK UTEE v čase 11.00-11.45

Při porovnání kmitočtového spektra koncentrace vzdušných iontů již nejsou patrné ani u jednoho průběhu rychlé oscilace v okolí 0,2 Hz. Pokud porovnáme histogram obou průběhů, je patrná menší směrodatná odchylka u uzemněné varianty. Především je však vyšší naměřená hodnota koncentrace vzdušných iontů získaná aritmetickým průměrem z naměřených dat. Část iontů, které v neuzemněné variantě dopadly na vnější elektrodu, totiž již nyní dopadá správně na sběrnou vnitřní elektrodu.



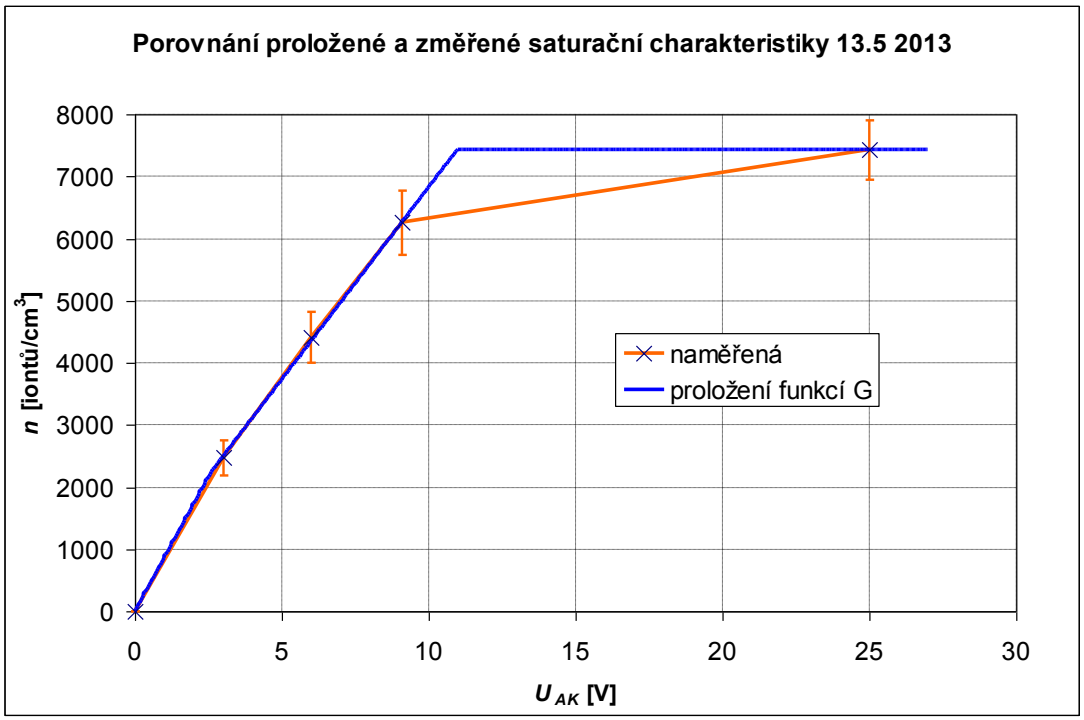
Obr. 71 Porovnání histogramů koncentrace iontů pro uzemněnou a neuzemněnou variantu AK UTEE pro šířku intervalu 250 iontů/cm^3, N=200 naměřených hodnot v čase 11.00-11.45

Všechny další naměřené koncentrace vzdušných iontů byly již měřeny s uzemněným AK. Pro orientační určení pohyblivosti vzdušných iontů byly změřeny čtyři body saturační charakteristiky, vlivem pohybu osob v Nagelově dómu během měření byla větší směrodatná odchylka naměřených dat. Změřené body jsou propojeny přímkami, jelikož jich je málo a hladké proložení kubickým splinem vede k falešným zákmitům.



Obr. 72 Saturační charakteristika záporných iontů změřená 3.5.2013 v čase 12.00-12.30

Následně byla na změřenou saturační charakteristiku aplikována metoda pro zjištění spektry pohyblivosti vzdušných iontů využívající metody nejmenších čtverců. U saturační charakteristiky jsou patrné dva zlomy, aproximace tedy hledá dvě funkce *G*.



Obr. 73 Proložení saturační charakteristiky záporných iontů změřené v Nagelově dómu dne 13.5.2013

Tab. 15 Spektrum pohyblivosti lehkých záporných iontů získané ze saturační charakteristiky na obr. 73

k [cm^2·V^{-1}·s^{-1}]	n [iontů/cm^3]
2,23	6790
9,40	640

Poněkud překvapivá je existence iontů s vysokou pohyblivostí $k = 9{,}40\ \mathrm{cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}}$. Jejich původ lze pravděpodobně hledat v mechanismu tříštících se kapiček vody v jeskyni. Lehké záporné ionty s pohyblivostí $k = 2{,}23\ \mathrm{cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}}$ jsou obvyklého původu od radonu a jeho dceřiných produktů v jeskynní atmosféře a dále od radioaktivního záření radionuklidů ve vápencových stěnách. Tyto ionty tvoří většinu vyskytujících se v Nagelově dómu. Zde popsaná měření byla publikována v práci [128].

11.3. Podrobné zmapování iontového pole v Císařské jeskyni

Předcházející krátkodobá měření dala určitou představu o koncentraci vzdušných iontů v jeskyni, ale zůstalo mnoho nejasných otázek, jejichž řešení vyžadovalo dlouhodobější měření koncentrace vzdušných iontů. Díky vstřícnosti vedení Dětské léčebny Ostrov u Macochy bylo prováděno v druhém pololetí roku 2015. Byly postupně stanoveny tyto cíle:

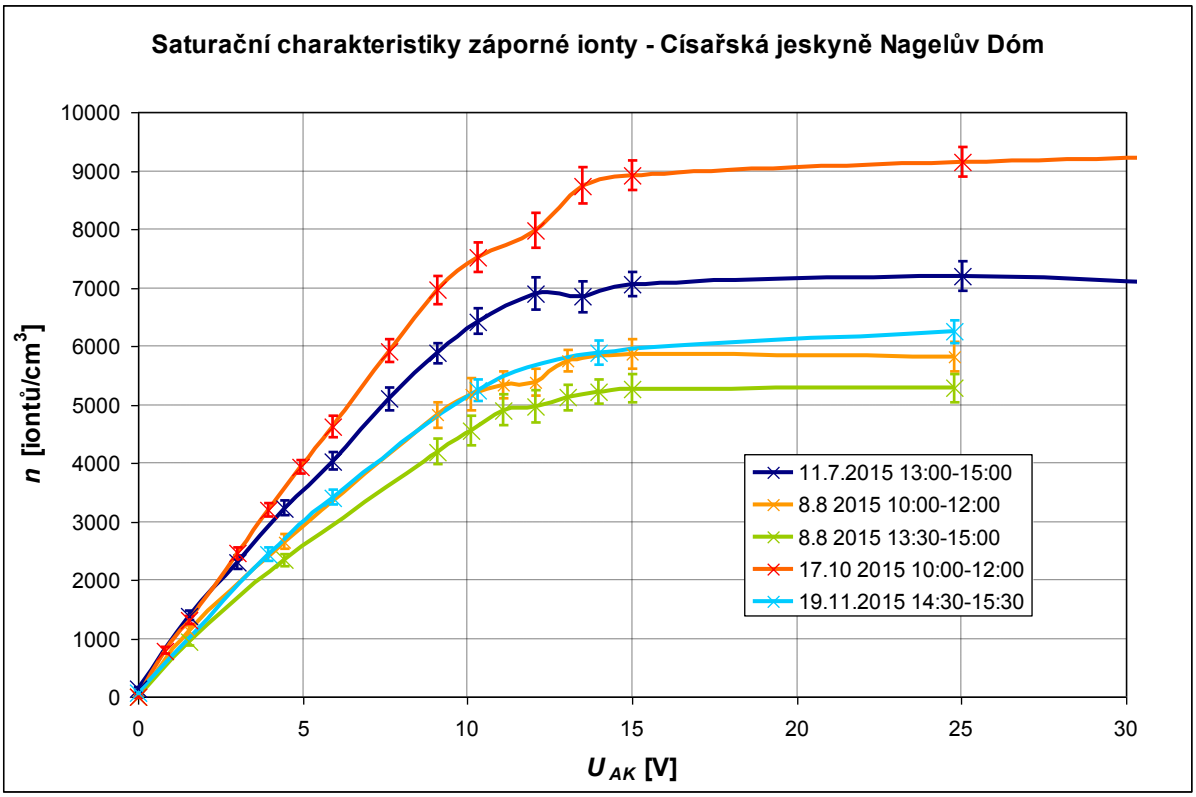
- Proměřit podrobně saturační charakteristiku AK v prostředí Císařské jeskyně a určit pohyblivost vzdušných iontů záporných i kladných v ní se nacházejících.
- Zjistit závislost koncentrace vzdušných iontů na výšce od podlahy jeskyně.
- Provést řez jeskyní pro určení vlivu stěny jeskyně na koncentraci vzdušných iontů a koeficient unipolarity *P*.
- Porovnat koncentraci vzdušných iontů na různých místech jeskyně.
- Zjistit vliv dětských pacientů na koncentraci vzdušných iontů v jeskyni.
- Provést několik týdenní měření, které objasní vliv meteorologických podmínek panujících v okolí jeskyně na koncentraci vzdušných iontů v jeskyni.

V roce 2015 byla velmi suchá druhá polovina léta, což se projevilo v měřeních probíhajících v srpnu až říjnu v jeskyni nižším stavem vody v jezírcích a ustáním kapání vody ze stropu. Relativní vlhkost vzduchu v jeskyni se ale i tak stále blížila 100 %. K měření vnitřní a vnější teploty a vlhkosti byl použit ruční měřicí přístroj GFTH 95, který má přesnost měření teploty ± 0,3 °C a relativní vlhkosti ± 3 % RH. Pro kontinuální záznam teploty a relativní vlhkosti během dlouhodobých měření byl použit datalogger AXIOMet AX-DT100, který má přesnost měření teploty ± 1 °C a relativní vlhkosti ± 3,5 % RH.

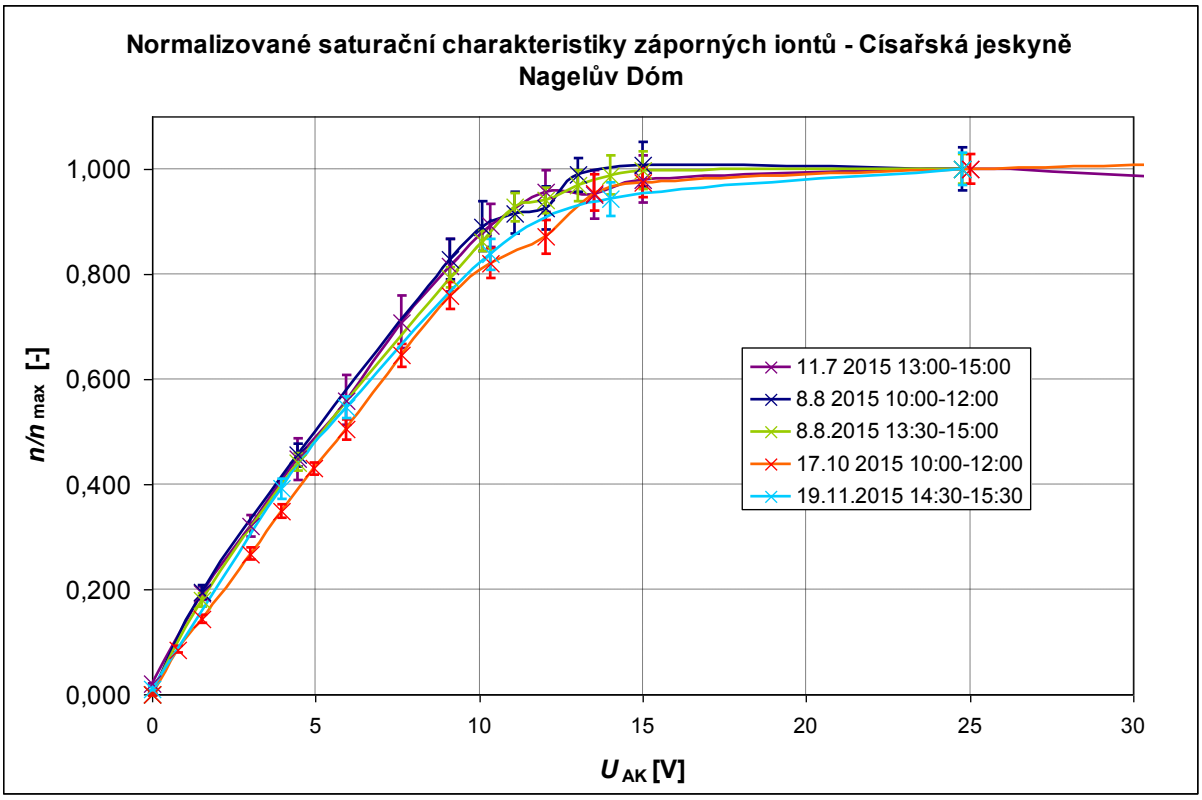
Saturační charakteristiky lehkých záporných iontů byly měřeny 11. července, 8. srpna, 17. října a 19. listopadu. Bylo nutné zvolit kompromis mezi počtem změřených bodů, celkovou dobou měření jedné saturační charakteristiky a délkou měření jednoho bodu. Pro měření probíhající 11. července, 17. října a 19. listopadu byla zvolena délka měření jednoho bodu saturační charakteristiky 200 s se zapnutým ventilátorem a 100 s s vypnutým ventilátorem.

U měření 8. srpna se zvolila delší doba měření 300 s se zapnutým ventilátorem a 100 s s vypnutým ventilátorem. To se ale neosvědčilo, jelikož směrodatná odchylka naměřených dat se delším měřením příliš nesnížila a projevila se již změna koncentrace vzdušných iontů v jeskyni během měření celé saturační charakteristiky. Proto se jeví optimální délka jednoho měření 300 s. Kalibrace nuly AK UTEE trvala průměrně 240 s. Za hodinu bylo tedy možné provést měření přibližně 6 bodů saturační charakteristiky.

Pro lepší porovnání je výhodné saturační charakteristiky normalizovat vzhledem k maximální hodnotě v oblasti saturace, u AK UTEE odpovídající $U_{AK} = 25$ V. Bude pak patrné, jestli se mění v jeskyni v průběhu roku pohyblivost vzdušných iontů. Normalizované saturační charakteristiky jsou na obr. 75.



Obr. 74 Saturační charakteristiky záporných iontů v Nagelově dómu

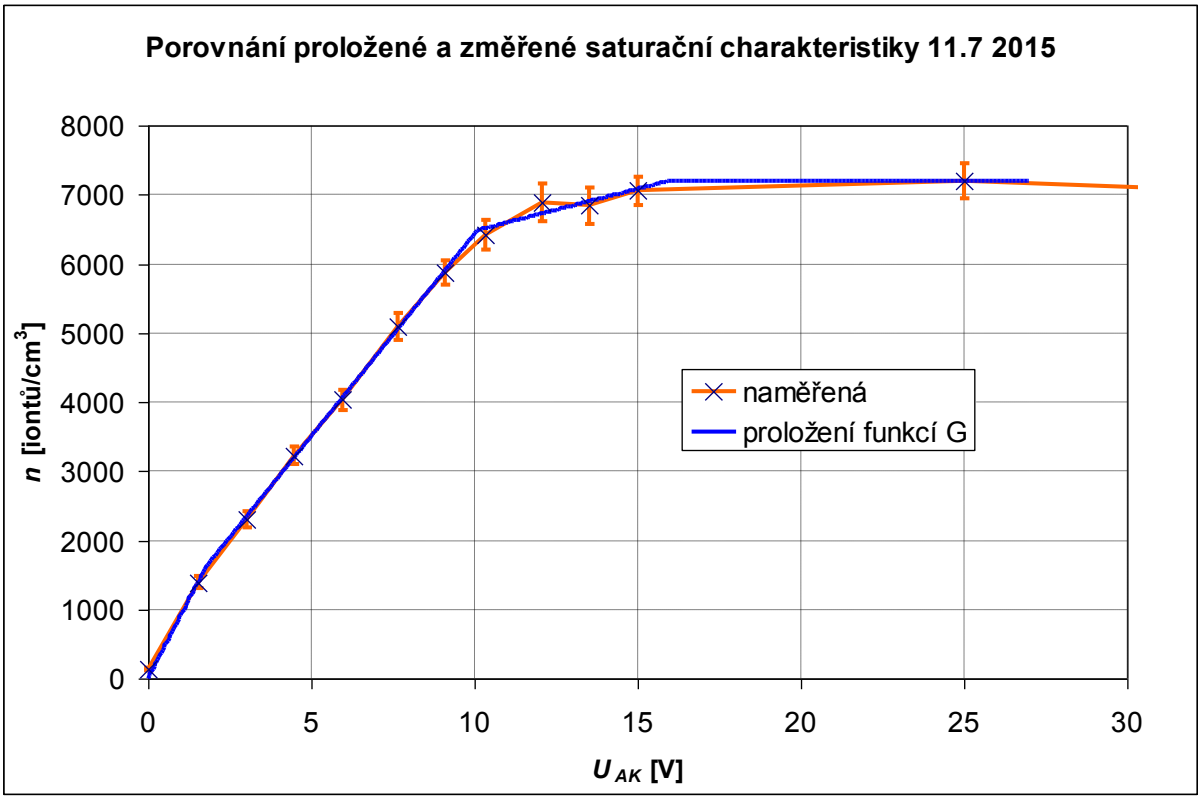


Obr. 75 Normalizované saturační charakteristiky záporných iontů v Nagelově dómu

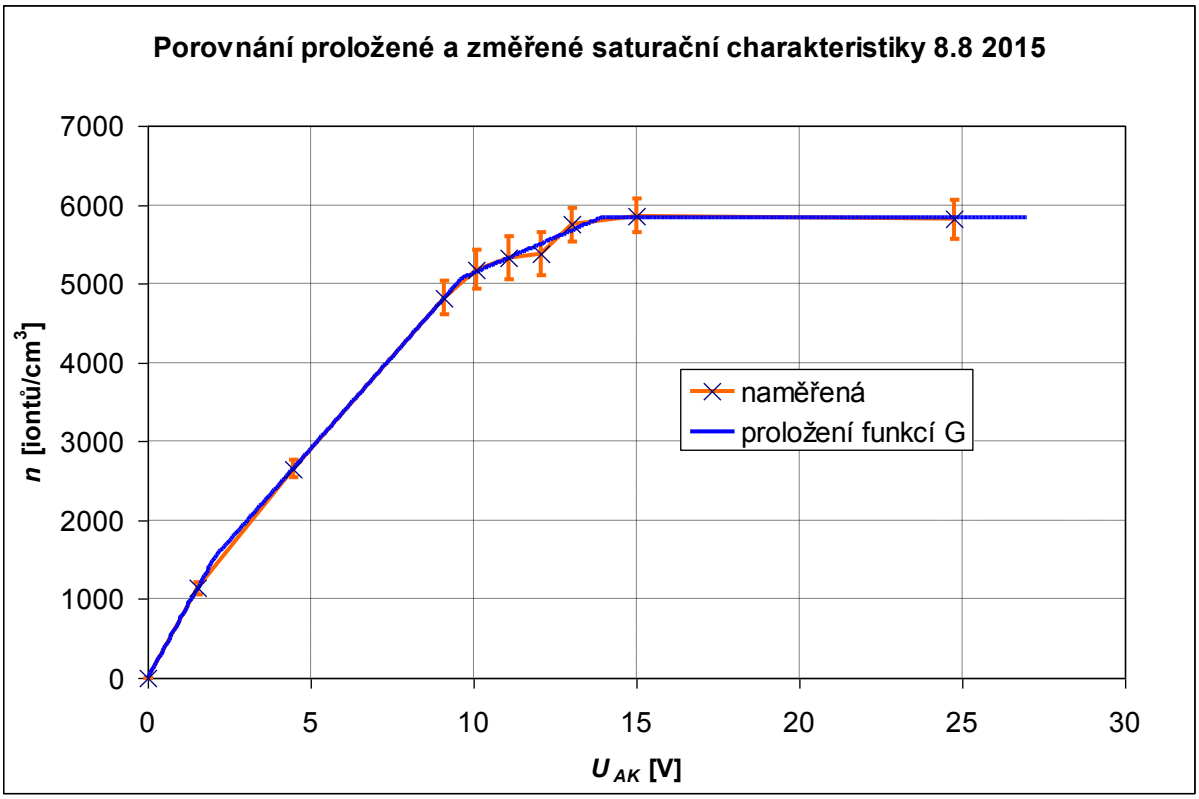
Původní hypotéza byla, že se pohyblivost iontů v průběhu roku nemění, čemuž nasvědčovaly výsledky měření v červenci a v srpnu v porovnání s rokem 2013. V říjnu, kdy díky minimálnímu teplotnímu rozdílu mezi jeskyní a venkovním prostředím byla v jeskyni vysoká

koncentrace lehkých záporných iontů se ale ukázalo, že vzdušné ionty mají nižší pohyblivost a vymizely ionty nejvyšší pohyblivosti. Proto byla do měřicí sekvence následného dlouhodobého měření přidána aproximace saturační charakteristiky v oblasti, kde dochází ke změně v závislosti na klimatických podmínkách před jeskyní.

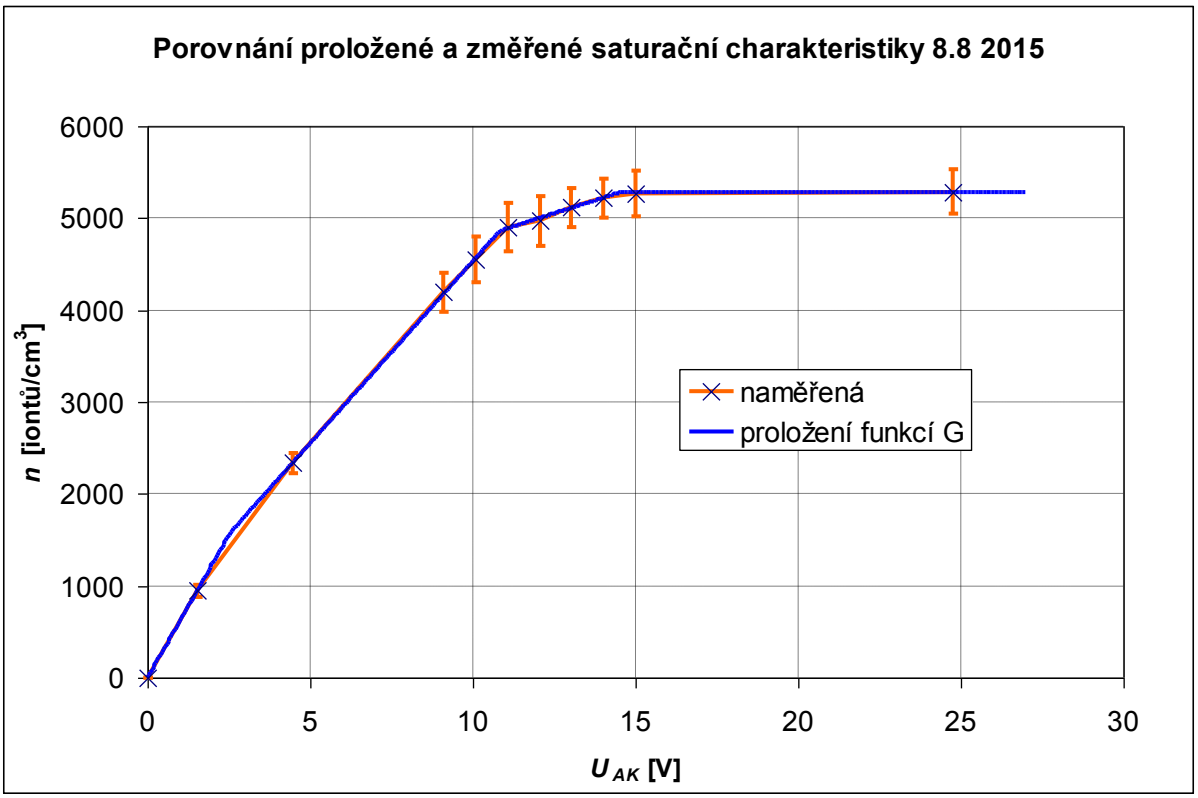
Problémem saturačních charakteristik bylo fluktuace hodnoty koncentrace vzdušných iontů v oblasti jejího dominantního zlomu. Využila se tedy navrhnutá metoda určení spektra pohyblivosti vzdušných iontů, kdy se uvažovaly tři dominantní zlomy saturační charakteristiky. Z doposud získaných výsledků se zdá, že v případě výraznějšího větrání jeskyně jsou v převaze ionty s pohyblivostí $k = (2{,}26$ až $2{,}84)$ $cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$. Dále se zde vyskytuje poměrně stálá koncentrace iontů 570 iontů/cm^3 s vysokou pohyblivostí $k = (9{,}0$ až $14)$ $cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$. Jejich původ zřejmě souvisí s prouděním vzduchu v jeskyni, jakožto nejpravděpodobnější hypotéza se jeví původ od tříštících se kapiček a jemného aerosolu vody.



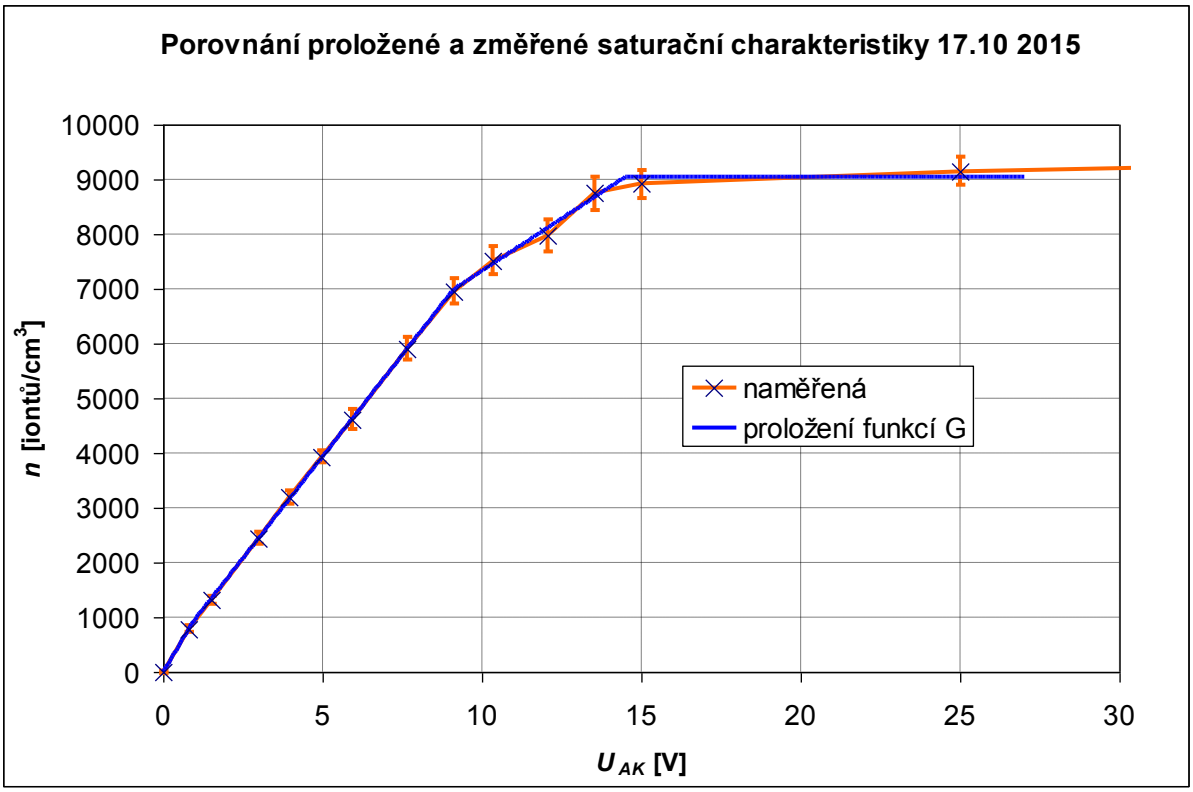
Obr. 76 Proložení saturační charakteristiky záporných iontů změřené v Nagelově dómu dne 11.7.2015



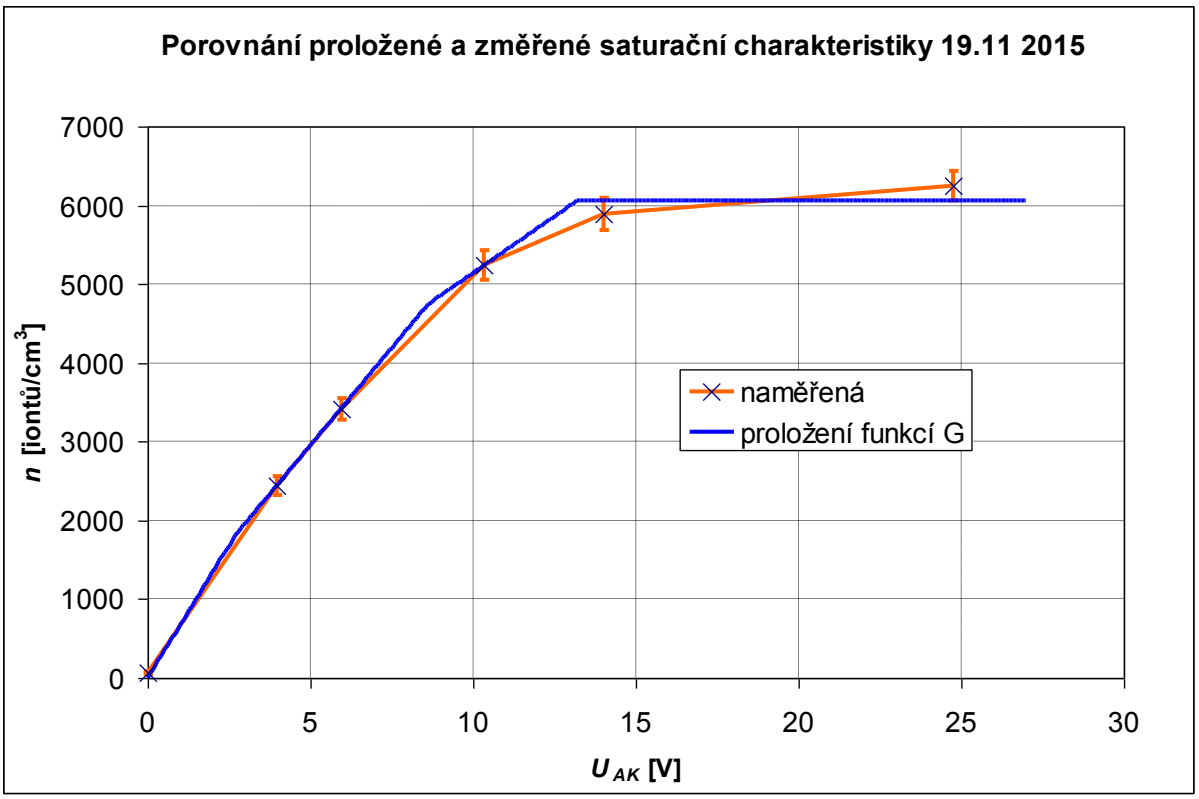
Obr. 77 Proložení saturační charakteristiky záporných iontů změřené v Nagelově dómu dne 8.8.2015 v čase 10.00-12.00



Obr. 78 Proložení saturační charakteristiky záporných iontů změřené v Nagelově dómu dne 8.8.2015 v čase 13.30-15.00



Obr. 79 Proložení saturační charakteristiky záporných iontů změřené v Nagelově dómu dne 17.10.2015



Obr. 80 Proložení saturační charakteristiky záporných iontů změřené v Nagelově dómu dne 19.11.2015

Tab. 16 Spektrum pohyblivosti lehkých záporných iontů získané ze saturační charakteristiky na obr. 76 a obr. 77

měření 11.7.2015		měření 8.8.2015 10.00-12.00	
k [cm^2·V^{-1}·s^{-1}]	n [iontů/cm^3]	k [cm^2·V^{-1}·s^{-1}]	n [iontů/cm^3]
1,54	1940	1,76	2500
2,43	2680	2,55	2760
13,7	580	11,8	570

Tab. 17 Spektrum pohyblivosti lehkých záporných iontů získané ze saturační charakteristiky na obr. 78 a obr. 79

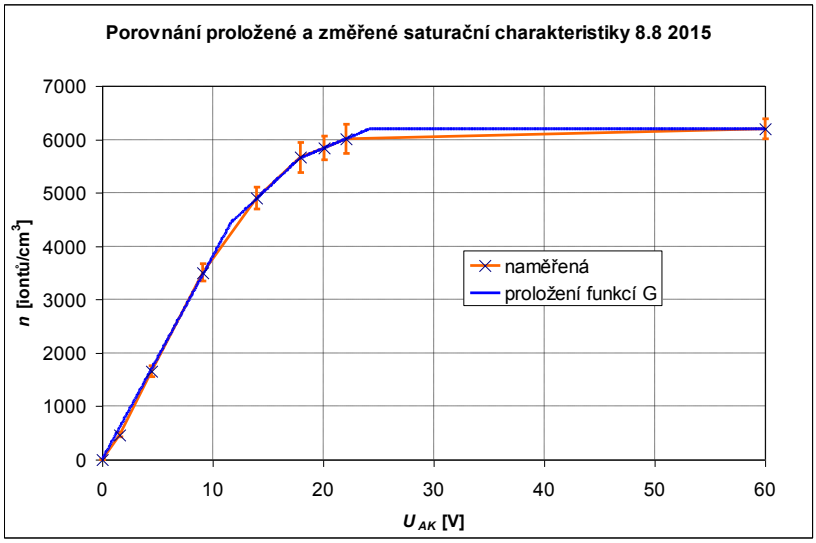
měření 8.8.2015 13.30-15.00		měření 17.10.2015	
k [cm^2·V^{-1}·s^{-1}]	n [iontů/cm^3]	k [cm^2·V^{-1}·s^{-1}]	n [iontů/cm^3]
1,69	1640	1,69	5520
2,26	3060	2,69	3300
9,5	570	26	220

Tab. 18 Spektrum pohyblivosti lehkých záporných iontů získané ze saturační charakteristiky na obr. 80

měření 19.11.2015	
k [cm^2·V^{-1}·s^{-1}]	n [iontů/cm^3]
1,85	3800
2,84	1800
9,1	480

Za klimatických podmínek kdy nedochází k ventilaci a koncentrace vzdušných iontů výrazně vzroste až k hodnotě 10000 iontům/cm^3 začnou převažovat ionty s nižší pohyblivostí k = (1,54 až 1,85) cm^2·V^{-1}·s^{-1}.

Lehké kladné ionty nebyly tak podrobně v Císařské jeskyni sledovány jako lehké záporné ionty, jelikož se u nich nepředpokládá pozitivní vliv na lidské zdraví [23], [111]. Pro porovnání byla změřena saturační charakteristika 8.8.2015 zobrazená na obr. 81. Po výpočtu spektra pohyblivosti lehkých kladných iontů se potvrdil předpoklad, že lehké kladné ionty mají menší pohyblivost než lehké ionty záporné.

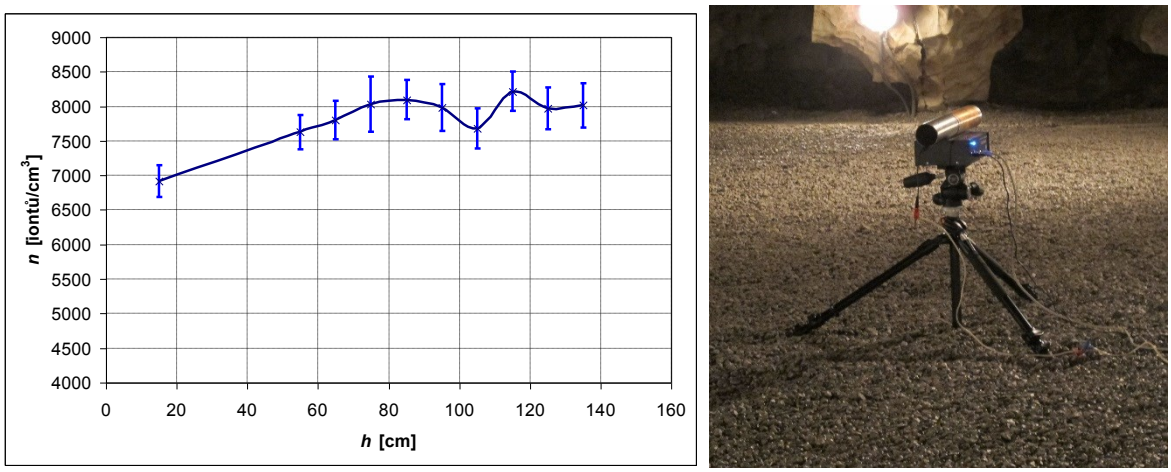


Obr. 81 Proložení saturační charakteristiky kladných iontů změřené v Nagelově dómu dne 8.8.2015

Tab. 19 Spektrum pohyblivosti lehkých kladných iontů získané ze saturační charakteristiky na obr. 81

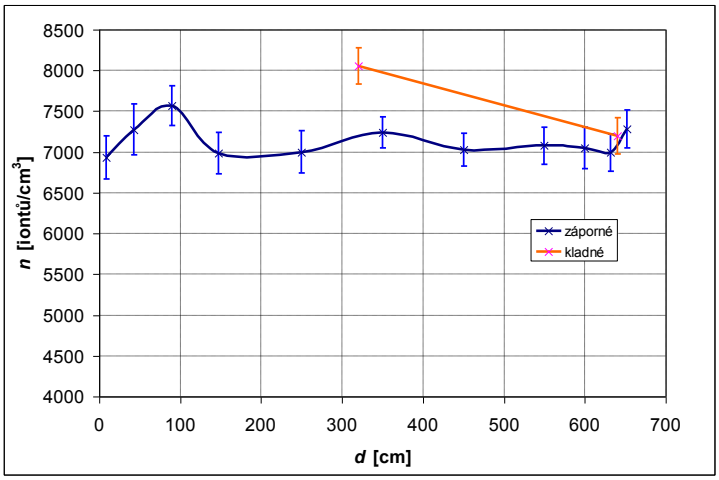
měření 8.8.2015	
k [cm^2·V^{-1}·s^{-1}]	n [iontů/cm^3]
1,01	2110
1,37	1910
2,10	2170

Měření závislosti koncentrace lehkých záporných iontů na výšce od podlahy Nagelova dómu bylo provedeno 11.7.2015. Výsledky měření zobrazené na obr. 82 neprokázaly výraznou závislost koncentrace lehkých záporných iontů na výšce od podlahy. Je ale nutné podotknout, že Nagelův dóm vznikl zasypáním původního Nagelova jezera a suťovitá navážka pochází jednak z nově vyražené gotické chodby, jednak byla dovezena z lomu v jiné lokalitě. Přímo pod povrchem se tedy nenachází původní vápencový masív. Pro celkové proměření rozložení iontového pole v jeskyni by bylo nutné umístit AK na nastavitelné žebříky a změřit závislost až ke stropu Nagelova dómu, ale zatím se zdá, že převažuje vliv difúze a lehké ionty se rovnoměrně rozptylují po prostoru Nagelova dómu.



Obr. 82 Závislost koncentrace lehkých záporných iontů na výšce od podlahy Nagelova dómu (vlevo) a její měření (vpravo)

V jeskyni se dále pro posouzení vlivu stěny jeskyně na koncentraci lehkých záporných iontů změřil řez jejím profilem. Měření bylo prováděno 11.7.2015 a 19.11.2015, druhé měření v listopadu bylo ale znehodnoceno změnou směru proudění vzduchu v jeskyni během měření a proto není průkazné. Řez byl zvolen tak aby postihnul původní vápencové stěny, které ležely po většinu času před úpravou jeskyně pod hladinou jezera, a jeho poloha je zakreslena na obr. 84. Výsledky na obr. 83 ukazují na mírně zvýšenou koncentraci (o přibližně 500 iontů/cm^3) lehkých záporných iontů u stěn jeskyně, na pozici d = 90 cm se měřilo ve výklenku stěny a vápenec se nacházel i nad měřeným bodem. Koncentrace kladných iontů se pro nedostatek času měřila pouze ve dvou bodech a to uprostřed profilu a u jedné ze stěn, koeficient unipolarity se směrem ke středu prostoru Dómu blížil obvyklé hodnotě P = 1,25, blíže ke stěně převažovaly ionty záporné. Vliv vápencových stěn v jeskyni bude předmětem dalšího výzkumu, jelikož jsou po většinu roku mokré a díky vyšší relativní permitivitě a vodivosti vápence na nich nerekombinují lehké ionty, jak tomu nastává u moderních budov.



Obr. 83 Řez závislosti koncentrace lehkých iontů Nagelovým dómem (vlevo) a jeho měření (vpravo)

Pro posouzení rozložení iontového pole v jeskyni se provádělo měření 19.11.2015 na několika vytipovaných místech s rozdílnou ventilací a radioaktivitou vápencového masívu. Všechny měřené body jsou vyznačeny na upraveném plánku Císařské jeskyně zobrazeném na obr. 84. Měření probíhalo celý den, z toho důvodu bylo ovlivněno měnícími se meteorologickými podmínkami v oblasti Ostrovského žlebu. Jako záchytné body pro porovnání lze uvažovat dopoledne měření v Nagelově dómu v 8.47 a 10.56. Mezi těmito časy se změřená koncentrace lehkých záporných iontů na stejném měřicím bodě číslo 1 výrazně nezměnila, takže lze dobře porovnat koncentraci lehkých záporných iontů v Ostrovských síních prostoru ping-pongového stolu oproti referenčnímu měřicímu bodu v Nagelově dómu.

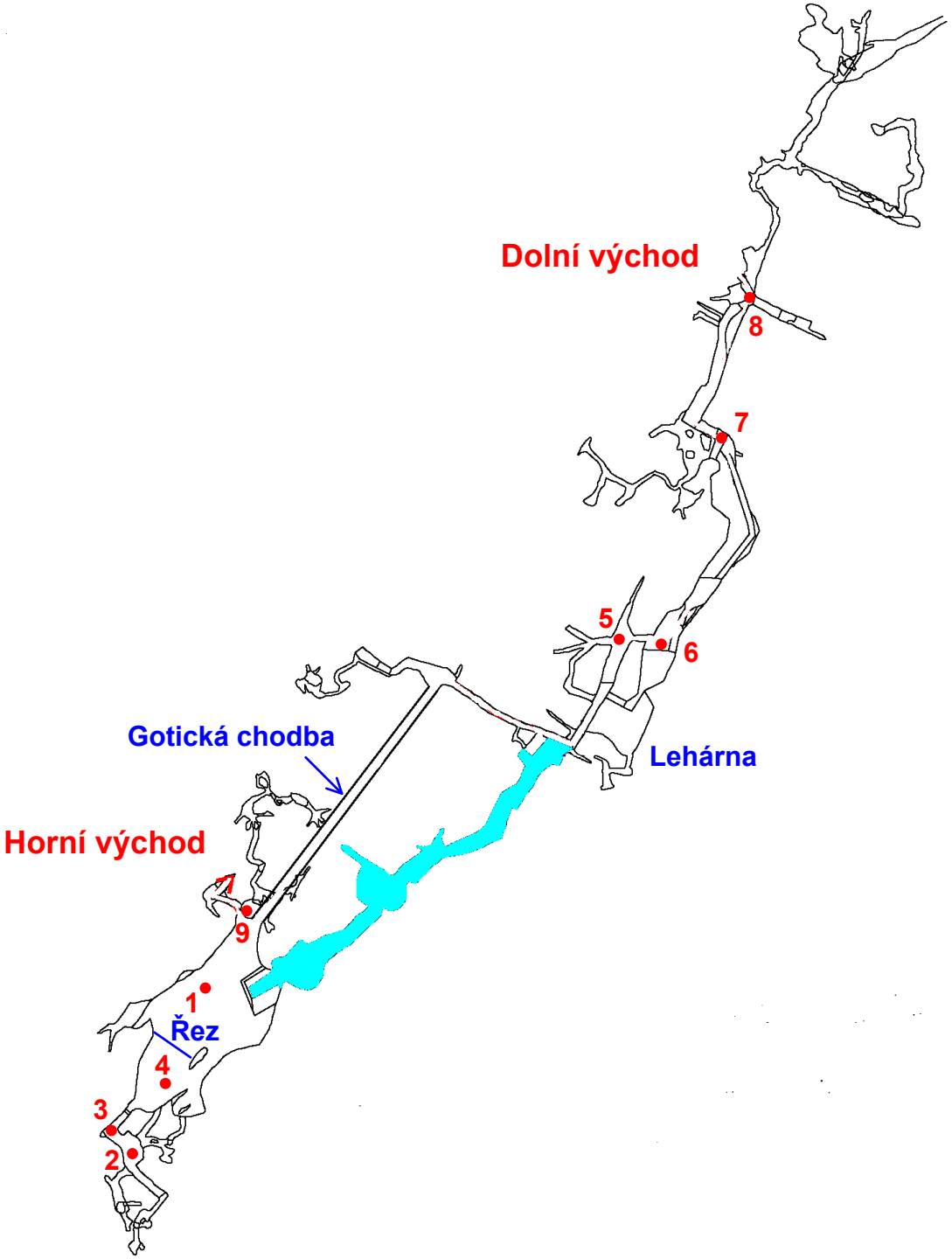
Tab. 20 Měření koncentrace iontů obou polarit na různých místech jeskyně dopoledne 19.11.2015

místo (číslo měřicího bodu)	čas	n_- [iontů/cm^3]	n_+ [iontů/cm^3]	P [-]
Nagelův dóm (1)	8.47	5330 ± 190	5970 ± 170	1,12
Ostrovské síně 1 (2)	9.46	6050 ± 180	6500 ± 170	1,08
Ostrovské síně 2 (3)	9.48	6020 ± 200	7120 ± 180	1,18
Ping-pong (4)	10.13	5900 ± 220	5920 ± 170	1,00
Nagelův dóm (1)	10.56	5250 ± 190	5840 ± 190	1,11

Tab. 21 Měření koncentrace iontů obou polarit na různých místech jeskyně odpoledne 19.11.2015

místo(číslo měřicího bodu)	čas	n_- [iontů/cm^3]	n_+ [iontů/cm^3]	P [-]
Nagelův dóm (1)	16.00	6060 ± 160	6530 ± 180	1,08
Lehárna dole (5)	16.52	5460 ± 330	6680 ± 170	1,22
Lehárna nahoře (6)	17.18	6110 ± 290	6610 ± 220	1,08
začátek Hlubokého jezírka (7)	17.48	5700 ± 260	6320 ± 190	1,11
Dolní vstup (8)	18.15	6530 ± 280	7500 ± 190	1,15

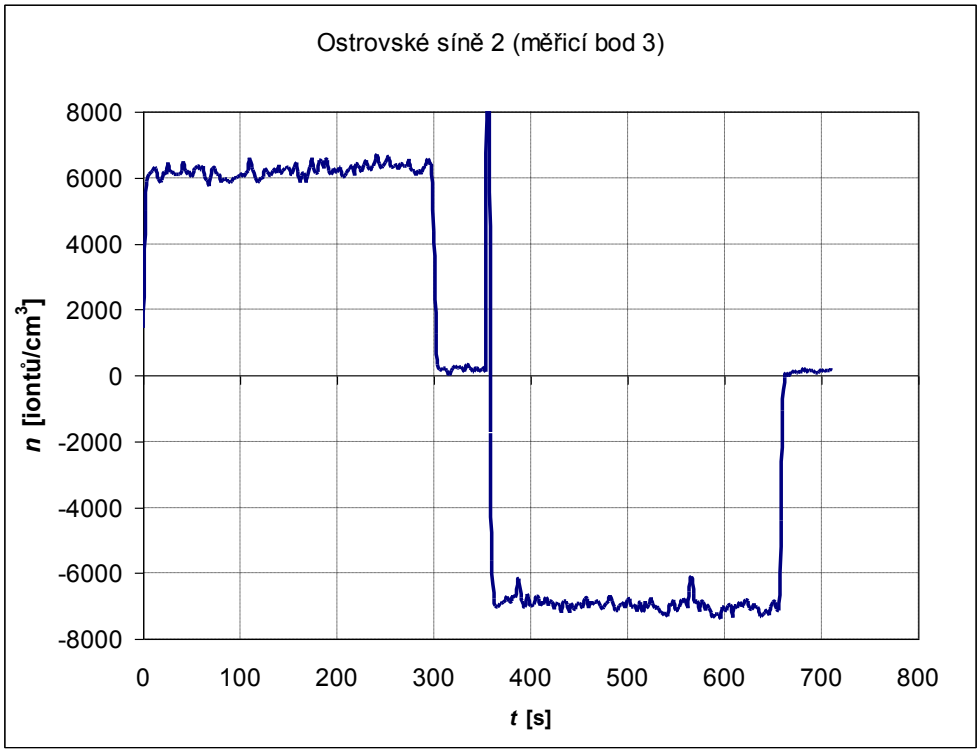
I když v prostoru probíhá difúze iontů ve vzduchu, je patrné, že v méně větraných místech jako jsou Ostrovské síně nebo prostor ping-pongu je vyšší koncentrace lehkých iontů obou polarit. Koeficient unipolarity je v měřených bodech jeskyně, které jsou umístěny v menších prostorech a blízko vápencových stěn, blízký hodnotě $P = 1$, v prostoru více vzdáleném od stěn kolísá ve svém obvyklém rozsahu $P = (1{,}12$ až $1{,}18)$. Zde je třeba vyzdvihnout zásadní výhodu AK UTEE pro měření v jeskynních prostorech a to jeho nízký objemový průtok vzduchu M. Jak bude ukázáno dále, jelikož je v jeskyni téměř nulové proudění vzduchu, ovlivňuje AK svým ventilátorem zkoumaný prostor.



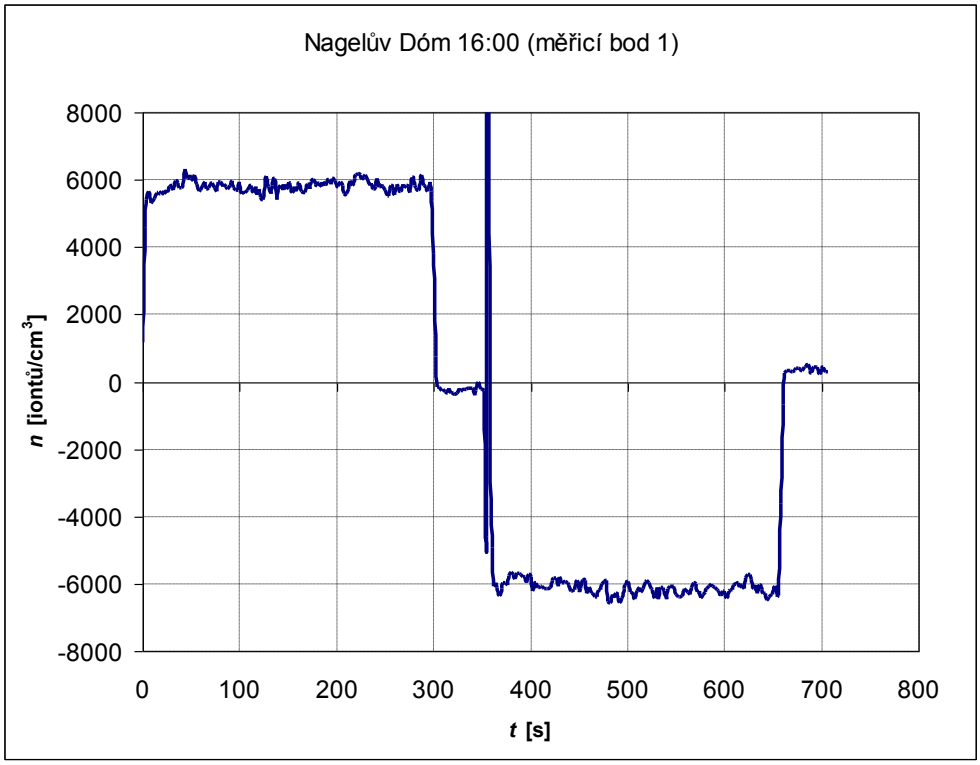
Obr. 84 Plánek současného stavu Císařské jeskyně s vyznačenými měřicími místy a měřeným řezem Nagelovým dómem. Upraveno dle dodaného havarijního plánu Dětské léčebny Ostrov u Macochy (vyhotovil MUDr. Pavel Slavík)

Odpolední měření bylo poznamenáno změnou průměrné koncentrace lehkých iontů v jeskyni během proměřování na různých měřicích bodech v jeskyni, což bylo zapříčiněno snížením teploty vzduchu v Ostrovském žlebu. Za povšimnutí lze uvést zvýšenou hodnotu koeficientu unipolarity *P* v místě umístění lehátek na kovovém roštu Niphargusového jezírka. Proudění vzduchu je zde minimální a v průběhu měření s ventilátorem narůstala koncentrace lehkých záporných iontů. Zřejmě se projevuje plastový materiál lehátek a specifičnost měřeného místa. To že je jeskyně výrazně mikroklimaticky oddělena od okolního prostředí potvrzuje měření u dolního vstupu. Měřicí bod číslo 8 se nacházel jen 3 metry od vstupních dveří, ale změřená koncentrace lehkých iontů obou polarit byla téměř stejná jako v Lehárně i Nagelově dómu.

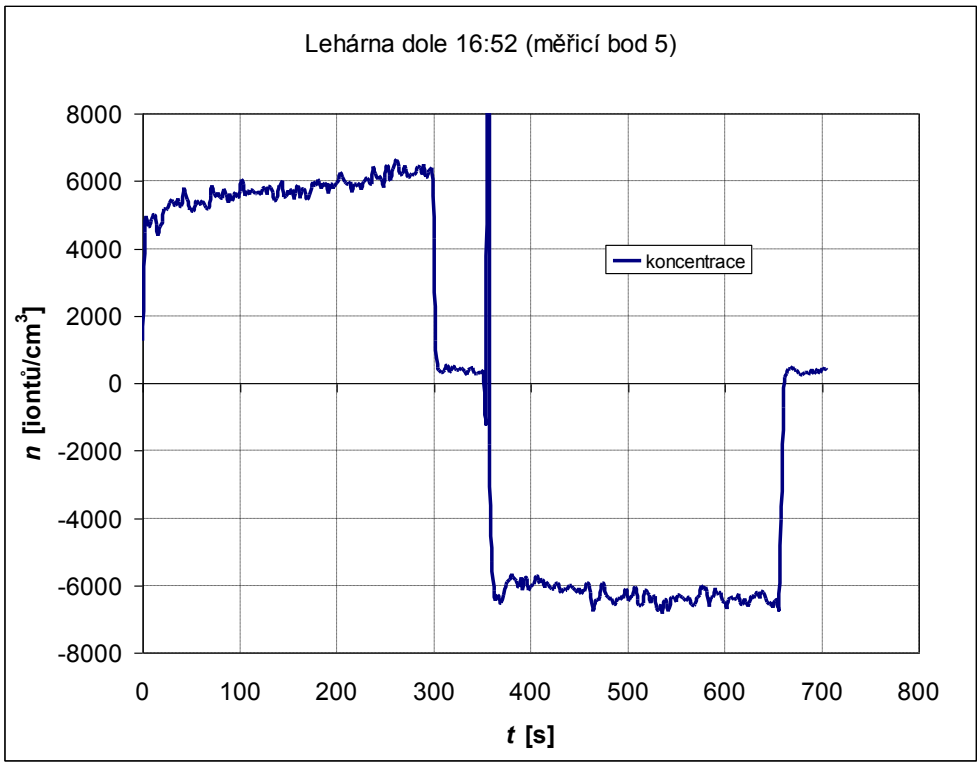
Z hlediska metodiky měření vzdušných iontů v jeskyni je zajímavé porovnat jednotlivé naměřené průběhy. Zatímco průběh v Nagelově dómu u referenčního měřicího bodu číslo 1 (obr. 86), stejně jako u dopoledního měření v Ostrovské síni 2 (obr. 85) nevykazuje výraznou změnu koncentrace vzdušných iontů během měřicího intervalu 300 s se zapnutým ventilátorem, při měření v málo větraných místech Císařské jeskyně byl již patrný vliv AK UTEE na změřenou koncentraci lehkých záporných iontů. Jelikož je měřicí sekvence u iontů obou polarit stejná a stejnou dobu trvá i předcházející kalibrace nuly, lze vyloučit vliv rozběhu ventilátoru. Zbývá tedy jediné možné vysvětlení a to že proud vzduchu nasávaný AK ovlivňuje koncentraci lehkých záporných iontů v prostoru. Konkrétně je tento vliv nejvíce patrný při měření v dole v Lehárně na měřicím bodu 5 (změřený průběh na obr. 87) a též se objevuje na začátku Hlubokého jezírka v měřicím bodu 7 (změřený průběh na obr. 88).



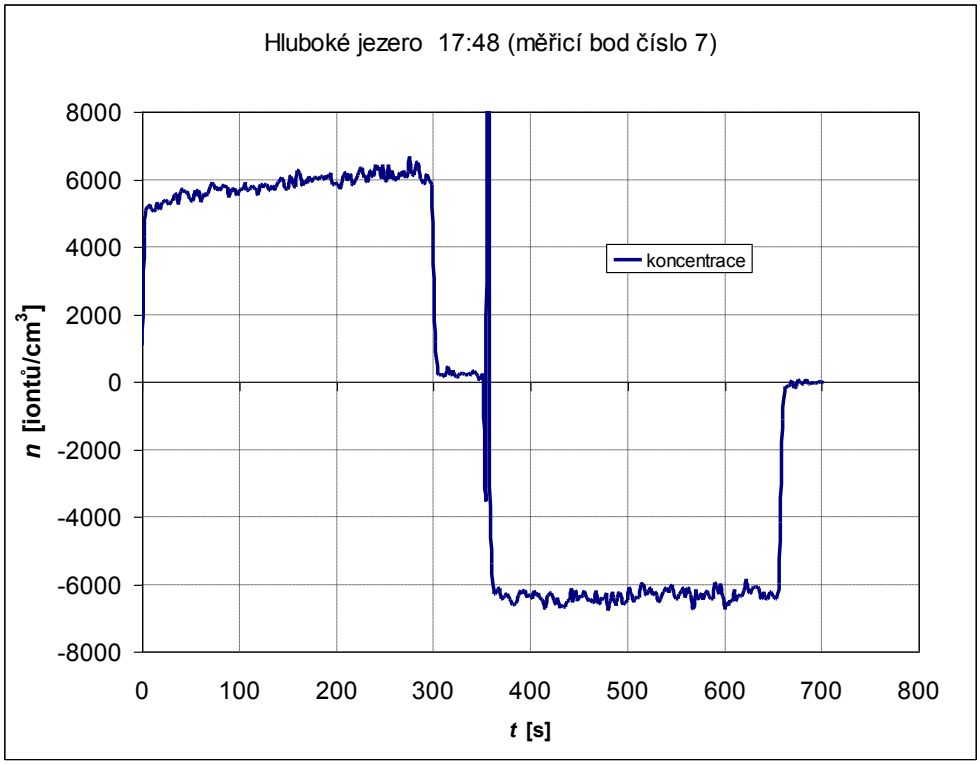
Obr. 85 Průběh měřicí sekvence koncentrace lehkých iontů (záporné ionty kladná koncentrace, kladné ionty záporná koncentrace) v měřeném bodu číslo 3



Obr. 86 Průběh měřicí sekvence koncentrace lehkých iontů (záporné ionty kladná koncentrace, kladné ionty záporná koncentrace) v referenčním měřeném bodu číslo 1 v čase 16.00



Obr. 87 Průběh měřicí sekvence koncentrace lehkých iontů (záporné ionty kladná koncentrace, kladné ionty záporná koncentrace) v měřeném bodu číslo 5 v čase 16.52



Obr. 88 Průběh měřicí sekvence koncentrace lehkých iontů (záporné ionty kladná koncentrace, kladné ionty záporná koncentrace) v měřeném bodu číslo 5 v čase 17.48

Obr. 89 Referenční měřicí bod číslo 1 (vlevo) a měřicí bod číslo 2 (vpravo)

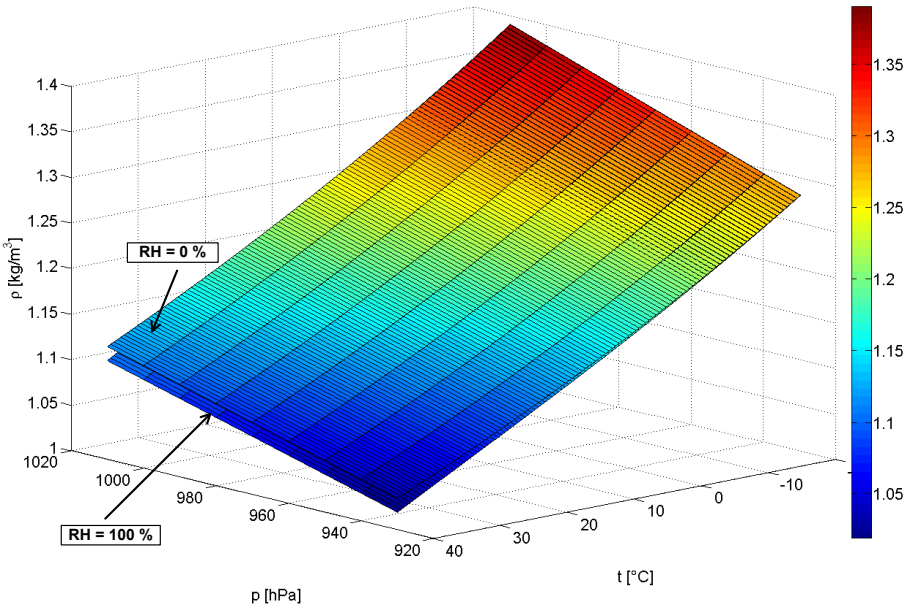
Obr. 90 Měřicí bod číslo 3 (vlevo) a měřicí bod číslo 4 (vpravo)

Obr. 91 Měřicí bod číslo 5 (vlevo) a měřicí bod číslo 6 (vpravo)

Orientace ústí AK byla pokud možno volena tak, aby nebyl nasáván vzduch proti ustálenému směru proudění vzduchu v jeskyni. Poloha AK UTEE na měřicích bodech 1 až 6 je na obr. 89, obr. 90 a obr. 91. Jelikož teplota před jeskyní byla vyšší než teplota uvnitř jeskyně 8,1 °C, uvažoval se směr proudění vzduchu od dolnímu vchodu k estavely. To potvrdilo i kontrolní měření průtokoměrem TA 888. Pro nevětrané prostory Ostrovských síni pak AK nasával vzduch z jejich prostor směrem do Nagelova dómu.

Pro posouzení vlivu vliv pobytu dětských pacientů na koncentraci vzdušných iontů v Nagelově dómu byl instalován od soboty 17.10.2015 do pátku 23.10.2015 AK UTEE na měřicí bod číslo 9. Poloha byla zvolena kompromisně tak, aby děti nemohly přístroj zničit při míčových hrách. Umístění AK UTEE je na obr. 92.

Obr. 92 umístění AK UTEE na měřicím bodě číslo 9 v blízkosti horního vchodu. Celkový pohled na umístění vlevo, detail vpravo.



Obr. 93 Závislost hustoty vlhkého vzduchu v závislosti na teplotě, tlaku a relativní vlhkosti vyskytující se během roku v lokalitě Císařské jeskyně se pro dvě mezní hodnoty relativní vzdušné vlhkosti

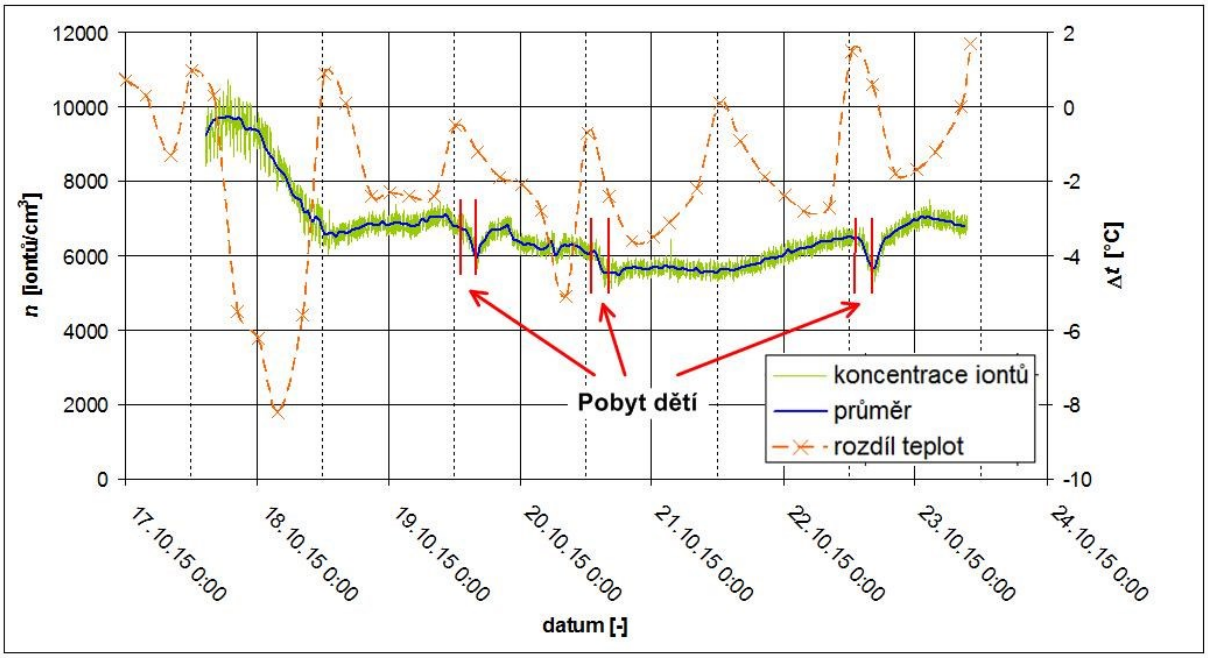
Jak již bylo zmíněno, na objemovou koncentraci radonu v jeskyni má vliv její ventilace. Ta závisí na tzv. komínovém efektu. K pohybu vzduchu dochází vlivem rozdílné hustoty vzduchu [114], [121]. Mezinárodní úřad pro váhy a míry v Sevres sestavil skupinu, která publikovala stavovou rovnici pro popis vlhkého vzduchu [122]. Ta byla následně ověřena i experimentálně a je podle ní možné určit závislost hustoty vzduchu na čtyřech veličinách a to teplotě T, atmosférickém tlaku p, relativní vlhkosti vzduchu h a obsahu oxidu uhličitého CO_2. Pro lokalitu Císařské jeskyně byl podle této stavové rovnice, pro obvyklé hodnoty těchto veličin zde se vyskytujících, sestrojen graf závislosti hustoty vzduchu zobrazený na obr. 93, aby byl patrný jejich poměrný dopad na celkovou hustotu. Vliv relativní vlhkosti na hustotu vzduchu je oproti teplotě a tlaku výrazně menší.

Faimon [124] i Lang [121] ve své práci porovnávali proudění vzduchu v jeskyni pouze v závislosti na venkovní teplotě. Vzhledem k tomu, že nebylo během roku 2015 k dispozici tlakové čidlo vhodné provozu ve vlhkém prostředí Nagelova dómu, nebylo možné vliv změny

okolního atmosférického tlaku na koncentraci lehkých záporných iontů v Císařské jeskyni postihnout. Lze jenom konstatovat, že pro dynamické jeskyně se předpokládá malý rozdíl atmosférického tlaku uvnitř a vně jeskyně [114]. Rozdíl nadmořské výšky mezi horním a dolním vchodem je 10 m [123], rozdíl výšky mezi estavelou a dolním vchodem pak přibližně (lze jen odhadnout, jelikož nebyly k dispozici přesné nákresy, uvažme přibližně nadmořskou výšku estavely rovnu hladině vody v jeskyni) asi 6 m. Tomu odpovídá statický rozdíl tlaku 1,25 hPa pro horní a dolní vchod a 0,75 hPa mezi estavelou a dolním vchodem. Ze stavové rovnice pro bod obvyklých vlastností vzduchu v jeskyni (teplota 8,1 °C, absolutní tlak 980 hPa a relativní vlhkost $h = 100\%$) vyplývá citlivost hustoty vzduchu na atmosférický tlak $\Delta\rho/\Delta p = 1{,}25 \cdot 10^{-3}$ kg·m^{-3}·hPa^{-1} a teplotu $\Delta\rho/\Delta T = -4{,}65 \cdot 10^{-3}$ kg·m^{-3}·K^{-1}. Je tedy zřejmé, že vliv teploty je skutečně dominantní, protože teplotní rozdíl mezi jeskyní a okolním prostředím může nabývat až 20 °C. Vliv vyrovnávání rozdílů tlaku lze tedy pro další měření zatím zanedbat i ve vzhledem k faktu že změny teploty jsou daleko rychlejší než změny tlaku.

Zde je ale nutné upozornit na to, že předchozí úvahy uvažovaly pouze jeden faktor vlivu tlaku na koncentraci lehkých záporných iontů a to jeho vliv na ventilaci jeskyně. Je zde ještě druhý faktor a to vliv atmosférického tlaku na uvolňování radonu z horniny, jak bylo zmíněno v úvodu.

Změny izolačního odporu R_i v čase je v podstatě možné interpretovat jako šum $1/f$ ovlivňující naměřenou koncentraci lehkých iontů. Potlačení je možné automatickou kompenzací nuly AK což je prováděno periodicky každou půl hodinu. Za tuto dobu se výrazně nevybije polarizační kondenzátor a nezmění hodnota svodového proudu AK. Díky tomuto použitému principu je možné měřit až celý týden.



Obr. 94 Závislost koncentrace lehkých záporných iontů v průběhu týdne spolu s odpovídajícím rozdílem teploty mezi vnitřkem jeskyně

Pro sledovaný týden jsou výsledky zobrazeny na obr. 94. Ozdravný pobyt probíhá tak že se skupinka 30 dětí rozdělí na dvě poloviny, jedna polovina spí v Lehárně a druhá polovina si hraje v Nagelově dómu (obvykle nazývaným jako herna) [113]. Děti přicházejí do jeskyně v 13.00 a odcházejí v 16.00, v polovině pobytu se vymění.

Před začátkem měření v sobotu 17.10.2015 byla stejná teplota před jeskyní jako uvnitř již po několik dní. Koncentrace lehkých záporných iontů se blížila hodnotě až $n_- = 10\,000$ iontů/cm^3.

Pak ale v noci ze soboty na neděli přišlo chladné počasí a teplota venku klesla v noci až k nule. Do poledne v neděli díky intenzivnímu větrání poklesla koncentrace lehkých záporných iontů na hodnotu $n_- = 6600\text{-}7000$ iontů/cm^3. Návštěvy děti v pondělí, úterý a čtvrtek jsou na průběhu jasně patrné, jejich pobyt v jeskyni byl potvrzen ošetřujícím personálem.

V pondělí 19.10.2015 klesl počet iontů za 3 h pobytu dětí o asi 800 iontů/cm^3 a prostor Nagelova dómu se zregeneroval na původní hodnotu za 2-3 hodiny. Rozdíl venkovní a vnitřní teploty byl na konci pobytu dětí v 16.00 roven -1,2 °C. V úterý klesl počet iontů za 3 h pobytu o asi 520 iontů/cm^3, ale původní počet iontů se neobnovil do dalšího dne. Rozdíl venkovní a vnitřní teploty byl na konci pobytu v 16.00 roven -2,4 °C (jeskyně už byla dobře větrána). Ve čtvrtek 22.10.2015 klesl počet iontů za 3 h pobyt o asi 840 iontů/cm^3, zregeneroval se za 3,5 hodiny. Rozdíl venkovní a vnitřní teploty byl na konci pobytu dětí v jeskyni 0,6 °C.

Zde jsou patrné korelace výsledků s typem proudění v jeskyni. Podle závěrů Faimona dochází ke vzniku proudění při vyšším teplotním rozdílu $\Delta T = 2$ °C. Tomu odpovídá otázka regenerace jeskyně po pobytu dětí, kdy se zdá být rozhodující teplota na konci pobytu pacientů. Větrání je intenzivnější při UAF módu ventilace. Výsledky zpracované na obr. 94 jsou unikátní co se týče délky měřeného záznamu; zatím nebylo v Císařské jeskyni s ohledem na náročné klimatické podmínky prováděno tak dlouhodobé měření.

12. Měření mrznoucího potenciálu

Měření mrznoucího potenciálu bylo řešeno ve spolupráci s Ústavem chemie na Masarykově univerzitě. Důvodem k započetí výzkumu v oblasti měření mrznoucího potenciálu na rozhraní tekuté a pevné fáze látky je významný vliv mrznoucího potenciálu na poškození biologických vzorků. Mrznoucí potenciál byl objeven v roce 1948 Workmanem a Reynoldsonem [129], měřicí aparaturu a výsledky pro značné množství vodných roztoků solí popsali v následujícím článku [130]. Její uspořádání je na obr. 95. Výsledky fázové změny na biologické materiály byly diskutovány v mnoha pracích [131], [132]. V současném stavu je známo mnoho rozdílných výsledků, závisejících na měřicí metodě, konfiguraci měřicí aparatury a snímacím zesilovači. Jestliže porovnáme výsledky měřeného potenciálu, získáváme rozptyl v řádku stovek mV [131] až stovek voltů [130], [137]. Mrznoucí potenciál principiálně vzniká generováním elektrického náboje na rozhraní kapalné a pevné fáze, toto rozdělení závisí na rozdělovacích koeficientech anionů (K_-) a kationů (K_+) mezi krystalem a tekutinou a generuje elektrický potenciál, známý jako mrznoucí potenciál. Tento proces je typický pro vodu a vodné roztoky. Nejběžnějším místem vzniku mrznoucího potenciálu je rozhraní ledu a vody. Fyzika ledu a jeho různé fáze je popsány Petrenkem v základní literatuře [133].

Na polaritu mrznoucího potenciálu mají rozhodující vliv složení soli obsažené ve vodě. Například pro běžnou kuchyňskou sůl NaCl je potenciál kladný, pro vodný roztok čpavku NH_4OH naopak záporný. Mrznoucí potenciál dále závisí na molární koncentraci soli v roztoku, pro námi běžně užívanou solný roztok NaCl nabývá maxima v rozsahu 10^{-5} M až 10^{-3} M [134], [135]. Závisí též na rychlosti mrznutí roztoku, podle práce [136] je potenciál nejvyšší při rychlosti mrznutí přibližně 30 $\mu m \cdot s^{-1}$. U některých solí se mění polarita mrznoucího potenciálu s koncentrací roztoku, jedná se například o roztoky KCl a NH_4Cl [137]. Na mrznoucí potenciál má vliv počáteční pH měřeného roztoku [139] a během zmrznutí dojde k jeho změně. Pro velmi čistou vodu (například dvakrát destilovanou) s koncentrací nečistot menší než 10^{-7} M lze naměřit vysoký záporný mrznoucí potenciál, na vysvětlení tohoto jevu existuje několik teorií [137].

Model mrznoucího potenciálu byl vytvořen Lefebrem [138] a postihuje generování náboje, redistribuci a neutralizaci. Nicméně v tomto modelu nebyly diskutovány rozdělení náboje v ledu vzhledem k iontové difúzi H^+, která proudí elektrickým polem v krystalu. Tento jev byl analyzován poněkud lépe v modelu Bronshteyna a Chernova (BC model) [139].

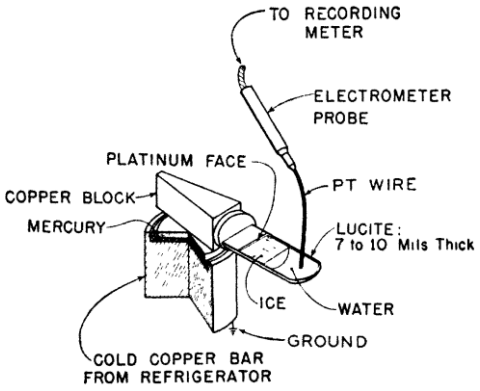
12.1. Návrh měřicí aparatury

Jak bylo zmíněno v úvodu, velikost naměřeného mrznoucího potenciálu silně závisí na konfiguraci měřicí aparatury, z tohoto důvodu bylo nutné navrhnout speciální měřicí zařízení. Klíčové se během vývoje ukázaly tyto vlastnosti

- použití speciální stíněné kyvety zajišťující definované a opakovatelné mrznutí pouze v jednom směru profilu;
- stíněním před nežádoucímu náboji;
- navržení elektrometrického zesilovače s velmi vysokou vstupní impedancí.

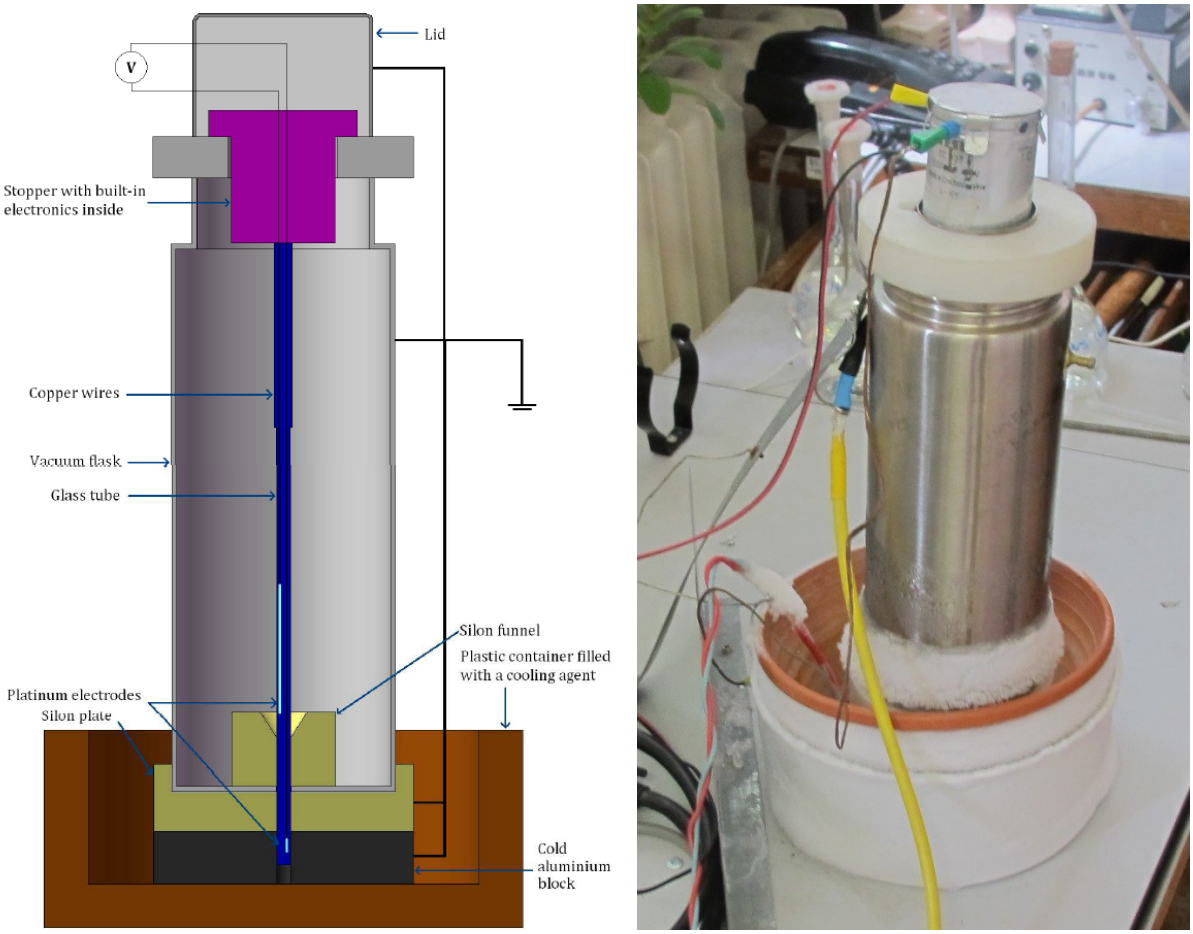
Původní uspořádání použité v [130] je ukázáno na obr. 95. Základní měděná kostka byla vychlazena ledničkou na -5 až -30 °C, následně byla přes rtuťovou vanu pro snadnou manipulaci ochlazován měděný blok s navařeným platinovým čelem, v kterém byl žlábek s měřeným roztokem. Po vložené zkoumaného roztoku začal od čela narůstat led, v kapalině měří potenciál přes platinový drát, který je připojen přes elektrometrickou sondu k registračnímu zařízení pro záznam průběhu. Uzemněná byla zmrzlá část roztoku (led). Nevýhodou původního uspořádání je horizontální mrznutí roztoku, problém se stíněním oproti

nežádoucím okolním nábojům a použití toxické rtuti pro manipulaci se vzorkem. Použití platiny jakožto referenční elektrody je výhodné pro její chemickou netečnost, v případě použití jiných kovů by mohly být měřené roztoky kontaminovány případnými vzniklými sloučeninami. Pro tento měřicí přípravek byl naměřen v původním prameni [130] mrznoucí potenciál u 40 různých roztoků.



Obr. 95 Původní uspořádání aparatury pro měření mrznoucího potenciálu [130]

V aparatuře navržené na UTEE byla zvolena stíněná konstrukce a vertikálním růstem ledu v mraženém roztoku. Celkový řez aparaturou je zobrazen na obr. 96.



Obr. 96 Nová aparatura na měření mrznoucího potenciálu, navržená na UTEE (vlevo řez návrhem, vpravo fotka z průběhu měření)

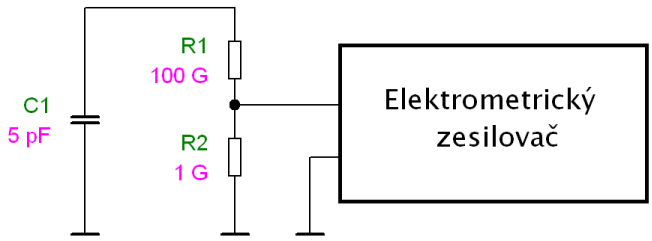
Stíněná aparatura stojí v chladící vaně, do které se nalévá potřebná chladicí kapalina. Jedná se o tekutý dusík N_2, v případě jestliže chceme dosáhnout vysokých rychlostí chlazení, nebo suchý led s etalonem, když chceme chladit zkoumaný roztok pomaleji. Na dně aparatury je kovový monoblok udržující nízkou teplotu. Nad ním je nutné teplotní izolace ze silonu. Samotný prostor, ve kterém se nachází měřicí kyveta, je stíněn ocelovou nádobou proti elektrickým i magnetickým polím. Na vrcholu aparatury je umístěna měřicí hlavice, fixovaná s ocelové nádobě silonovým mezikružím, pro zajištění konstantní výšky zasunutí. Teplota je kontrolována platinovým teplotním čidlem umístěným v hliníkovém monobloku. Aby nebyla kyveta při zasunutí rozdrcena hliníkovým monoblokem vlivem teplotní roztažnosti hliníku, je v něm umístěn mosazná vložka. V měřicí hlavě je umístěn vybíjecí relé, definující počáteční podmínky před započetím měření a derivační kondenzátor elektrometrického zesilovače.

Během prvních zkoušek se ukázalo, že kapacitní vazba, kdy hliníkový monoblok představoval uzemněný záporný pól měření, je náchylná na nežádoucí nabíjení. To se projevovalo superpozicí mrznoucího potenciálu na nežádoucí exponenciální nabíjení, dané konstrukcí aparatury. Proto byla kyveta upravena, do její špičky se zatavila platinový drát a celá kyveta se pokovila molybdenem. To přineslo několik výhod, z nichž nejzásadnější je elektrostatické stínění kyvety po celé její délce a dále definované rozložení intenzity elektrického pole uvnitř kyvety. Detail špičky kyvety je na vlevo, celek kyvety pak vpravo.

Obr. 97 Špička měřicí kyvety s platinovým drátkem (vlevo) a celkový vzhled kyvety (vpravo)

12.2. Návrh elektrometrického zesilovače

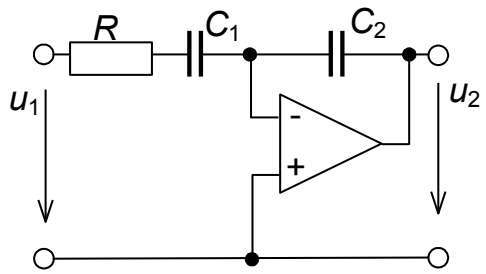
Vzhledem k tomu, že náboj vznikající na rozhraní kapaliny a ledu je velmi malý, veškerý výsledek měření značně závisí na vysoké vstupní impedanci elektrometrického zesilovače. To bylo v některé dřívějších pracích silně opomíjeno. Původní návrh uvažoval použití aktivního stínění ve spojení s OZ INA116, ale při měření se ukázalo, že měřený potenciál je pro dané uspořádání bližší hodnotám uvedeným v původní práci [130] než k původně předpokládaným nižším hodnotám uvedeným v práci [131] a bude mít vyšší amplitudu, než dovolí napájecí napětí INA116. To vedlo k nesnadné situaci, protože použití odporového děliče na vstupu bylo vyloučeno. Snadno to lze vysvětlit na schématu v obr. 98.



Obr. 98 Případné použití odporového děliče na vstupu elektrometrického zesilovače

Jestliže naše stíněná kyveta má vlastní kapacitu v řádu jednotek pF, i při použití vysokoohmových rezistorů hodnoty 100 GΩ je časová konstanta obvodu rovna 0,5 s. Mrznoucí

potenciál se tedy okamžitě po svém vzniku vybije. Řešení jsem nalezl ve speciálním integračně-derivačním elektrometrickém zesilovači, znázorněném na obr. 99.



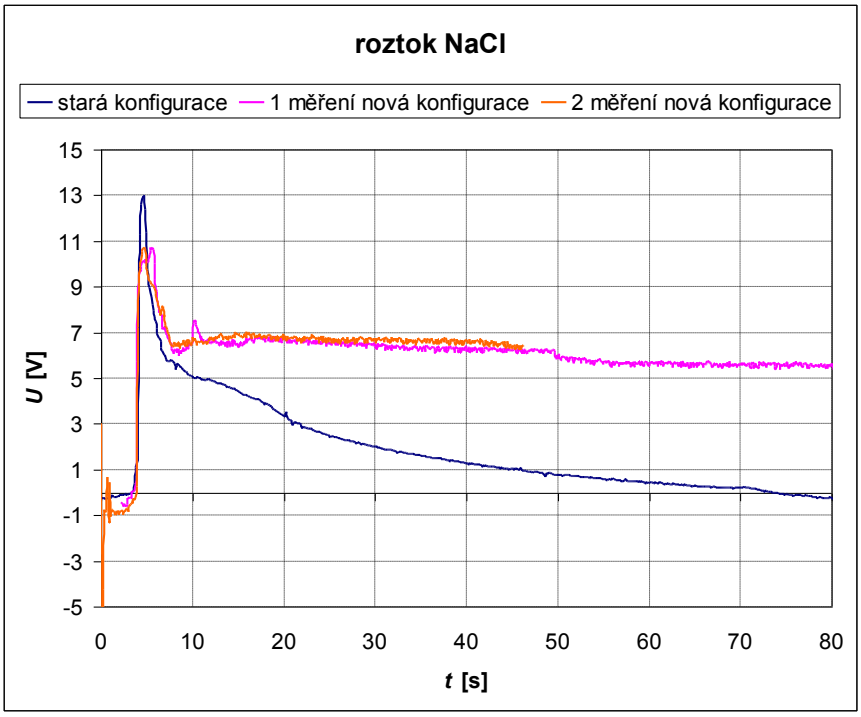
Obr. 99 Integračně-derivační invertující elektrometrický zesilovač

Napěťové zesílení tohoto zesilovače $K_U = \frac{C_1}{C_2}$. Rezistor R zvyšuje stabilitu zapojení, jeho hodnota závisí na vlastnostech použitého OZ a byla optimalizována pomocí simulátoru PSpice.

Vstupní impedance elektrometrického zesilovače je pro stejnosměrný signál rovna svodu kondenzátoru C_1, pro kvalitní polystyrenový kondenzátor nabývá hodnoty 100 TΩ.

12.3. Naměřené hodnoty mrznoucího potenciálu

Pro experimentální ověření navržené aparatury (obr. 101) bylo provedeno měření mrznoucího potenciálu pro roztoky NaCl ve vodě - [140], [141]. Potvrdil se nejvyšší mrznoucí potenciál pro molární koncentraci 10^{-4} M. Původní konfigurace s nízkým vstupním odporem 100 GΩ rychle vybila vzniklý náboj. Po návrhu nového elektrometrického zesilovače a zvýšení vstupního odporu na 100 TΩ je na vznikajícím průběhu patrný i vznik puklin během růstu ledu a náboj zůstává zachován.



Obr. 100 Naměřený průběh mrznoucího potenciálu pro molární koncentraci 10^{-4} M NaCl

Obr. 101 Experimentální aparatura pro měření mrznoucího potenciálu s nově navrženým elektrometrickým zesilovačem

13. Přínos disertační práce

V disertační práci byl zkoumán vliv měřicího uspořádání na rozložení elektrostatického pole v měřicím zařízení s AK určeným pro experimentální zjištění a následné vyhodnocení koncentrace vzdušných iontů, jako nízkoúrovňového měřicího systému. Byla diskutována možnost návrhu aktivního stínění u variant navržených měřicích systémů. Byl nalezen způsob použití principu a tak byla nalezena nová cesta zpřesnění a zvýšení citlivosti měřicího zařízení nízkoúrovňového systému. U měřicího systému s aplikací AK byla navržena a experimentálně a numericky ověřována varianta se sběrnou vnitřní elektrodou, které má vnější elektrodu AK na potenciálu země. Byly zde nalezeny teoretické a experimentální shody a byly ověřeny. Ukázalo se, že navržené řešení má nejvýhodnější rozložení elektrostatického pole u ústí tělesa AK, přičemž je i méně citlivá na fluktuace proudění vzduchu [96], [108]. Pro tuto variantu bylo navrženo speciální aktivní stínění využívající pomocného kondenzátoru.

Byl navržen matematický aparát pro klasifikaci a popis chování vzdušných iontů za atmosférických podmínek. Byl navržen zjednodušený analytický systém popisující základní vlastnosti existence volného iontu ve vzduchu, dále numerický model s aplikací metody konečných prvků vyhodnocující detailní parametry pohybu iontů v prostoru tělesa AK a tak nastavil do měřicího systému optimální parametry AK. Na tento model navázal proces návrhu jedinečného řešení měřicího zesilovače. Podařilo se vyřešit dílčí kroky – byl určen čas potřebný ke znovunabití AK pro různé koncentrace vzdušných iontů [99]. Tento model byl kalibrován experimentálními měřeními.

Pro navržený AK byla stanovena nová metodika měření, která vycházela z předchozích prací v laboratoři. Unikátnost metodiky spočívá ve vynechání kroků s minoritním vlivem na výslednou analyzovanou veličinu. Tím se zásadním způsobem změnila přesnost a doba měření v extrémních podmínkách exteriérových měření.

Těmito třemi přínosy je práce jedinečná. Dosažené výsledky byly průběžně publikovány na vědeckých fórech. Práce splnila stanovené cíle.

14. Závěr

V předložené práci se na základě návrhu celkové metodiky měření vzdušných iontů postupně analyzovaly jednotlivé rušivé vlivy. Především se ukázal významný vliv způsobu uzemnění AK na přítomnost nežádoucích oscilací v měřeném průběhu (jak bylo prokázáno v práci [107]). Kmitočet oscilací byly zkoumány jak v kancelářských prostorech, tak v jeskynním prostředí. Dále se zvolila nejvhodnější varianta způsobu polarizace samotného AK z hlediska rozložení elektrostatického pole [96]. V navržené variantě nevzniká elektrostatická čočka a AK nevyzařuje elektrostatické pole do vnějšího okolí. Pro tuto variantu se navrhl nově způsob aktivního stínění nevyžadující speciální vysokonapěťové zesilovače. Z analýzy náhradního schématu AK vyplynulo jako nejvýhodnější varianta použití zpětnovazebního ampérmetru, který v sobě spojuje výhody malého vstupního odporu a dostatečně velikého výstupního napětí pro další zpracování. Nízký vstupní odpor snižuje nejistotu typu B u analyzovaného zapojení, hodnota zpětnovazebního odporu byla podrobena šumové analýze. Následně byla navržen nový způsob určení spektra pohyblivosti vzdušných iontů přímo využívající *G* funkci AK. Bylo ověřeno, že případné nejistoty typu A nemají na určení spektra pohyblivosti významný vliv.

V referenčním měření se navzájem porovnaly tři konstrukce AK různých rozměrů, aby se zjistila možnost porovnatelnosti výsledků z AK různých konstrukcí. Výsledky ukázaly na úskalí jednotlivých koncepcí. Naměřená koncentrace lehkých záporných iontů se u konstrukcí AK UPT a AK UTEE lišila minimálně, pouze o 4,7 %. AK UETE svou koncepcí prokázal nevhodnost pro měření spektra pohyblivosti vzdušných iontů. U AK UPT se zase projevovaly rušivě ostré hrany vnější elektrody u ústí a turbulentním prouděním uvnitř AK UPT.

Při měření koncentrace lehkých iontů v Císařské jeskyni, spolu s určením jejich spektra se plně využila navržená metodika měření. Navrhla se měřící sekvence s automatickým nulováním elektrometrického zesilovače, intervaly kompenzace nuly se zvolily podle simulace vybíjení polarizačního kondenzátoru jako optimální varianta z hlediska potlačení změny svodového proudu při ještě přijatelném časovém využití měřicího intervalu AK. Bylo poprvé zjištěno spektrum pohyblivosti vzdušných iontů v Císařské jeskyni, jelikož dřívější měření provedená AK UETE nejsou reprezentativní. V tomto ohledu byl léčebný prostor podrobně analyzován a výsledky mohou být použity pro porovnání s účinností léčby. Prokázala se změna pohyblivosti vzdušných iontů v jeskyni, která závisí na meteorologických podmínkách.

Nová metodika přinesla výrazné snížení výběrové směrodatné odchylky u měřených průběhů koncentrace lehkých iontů než předcházející měření. To je patrné na měřeních v kapitole 11.3. V tomto ohledu je nyní možné detailněji sledovat malé změny koncentrace lehkých iontů v závislosti na mnoha meteorologických i léčebných parametrech.

Měření mrznoucího potenciálu prokázalo významný vliv vstupní impedanci elektrometrického zesilovače. Byl navržen unikátní integračně-derivačním elektrometrický zesilovač se vstupním odporem 100 TΩ. Při použití všech zásad aktivního stínění se podařilo dosáhnout vysoké opakovatelnosti měření bez samovybíjení mrznoucího potenciálu. To umožnilo porovnávat časové průběhy jednotlivých zkoumaných solných roztoků bez vlivu měřicí aparatury. Výsledky dávají naději na lepší pochopení procesu mrznoucího potenciálu.

Literatura

[1] RUTHERFORD, E. The velocity and rate of recombination of the ions in gases exposed to Roentgen radiation. *Phil. Mag*. 1897, 44: 422-440.

[2] LANGEVIN, P. Sur les ions de l'atmosphère. *C. R. Acad. Sci*. 140, 1905, 232-234.

[3] NOLAN J. J., BOYLAN R.K. a DE SACHY G.P. The equilibrium of ionization in the atmosphere, *Proceedings of the Royal Irish Academy. Section A: Mathematical and Physical Sciences*, 37, 1925, 1-12.

[4] NOLAN, P. J. "The Influence of Condensation Nuclei and Dust Particles on Atmospheric Ionisation". *Proceedings of the Royal Irish Academy. Section A: Mathematical and Physical Sciences* 41, 1932.

[5] NOLAN, P. J. Experiments on Condensation Nuclei. *Proceedings of the Royal Irish Academy. Section A: Mathematical and Physical Sciences 47, 1941*.

[6] ISRAËL H. 1931. Zur Theorie und Methodik der Grössenbestimmung von Luftionen. *Beitr. Geophys*. 31. pp. 171–216 1931.

[7] AULT, J. P., MAUCHLY, S. J., PETERS, W. J., BAUER, L. A., FLEMING J. A. *Ocean Magnetic and Electric Observations, 1915-1921 and special report*. Researches of the Department of Terrestrial Magnetism, volume V. Washington, D.C. Carnegie Institution of Washington, publication 175, 1926, 430s.

[8] TORRESON, O. W., *Ocean atmospheric-electric results*. Researches of the Department of Terrestrial Magnetism. Washington, D.C. Carnegie Institution of Washington, 1946, 178s.

[9] GISH O. H. a SHERMAN K. L.: Electrical conductivity of air to an altitude of 22 kilometers, *Nat. Geogr. Soc. Techn. Papers*, Stratosphere Series, No 2, Washington, DC, 1936.

[10] BĚHOUNEK, F. *Cesta za objevem - tajemné záření vesmíru*. Praha: Život a práce, 1945, 297 s.

[11] BĚHOUNEK, F. *Trosečníci na kře ledové*. Praha: Mars, knižní dům B. Fikejz a B. Kusák, 1928, 287 s.

[12] BĚHOUNEK, F., Atmospheric-electric researches made in 1928 during the Nobile Arctic Expedition in collaboration with Professor A. Pontremoli (Milan) and Professor F. Malmgren (Upsala), *Terr. Magn. Atmos. Electr.*, 34(3), 1929, 173–198.

[13] BĚHOUNEK, F. *Atmosférická elektřina*. Praha: Elektrotechnický svaz československý. Elektrotechnická knihovna; [Sv. 6]. 1936. 129 s.

[14] IMIANITOV, I. M. *Instruments and Methods for Measuring Atmospheric Electricity*. Wilmington: Translated by American Meteorological society, 1962, 520 s.

[15] TAMMET, H. F. *The aspiration method for determination of atmospheric- ion spectra*. Jerusalem: IPST, 1970.

[16] CHALMERS, J. A. *Atmospheric electricity*. 2nd Edn. Oxford: Pergamon Press, 1967, 515 s.

[17] GUNN R., The electrical conductivity and electric field intensity over the North Atlantic and its bearing on changes in the world-wide pollution of the free atmosphere, In: *The American University*, Washington DC., 1960, 49-55.

[18] A. L. TCHIJEVSKY, A *Manual for the Application of Ionized Air in Industry, Agriculture, and Medicine* (in Russian). Moscow, Russia: Gosplanizdat, 1959.

[19] KRUEGER, A. P. Biological effects of ionization of the air. In: *Progress in Biometeorology*, division A, Volume 1, part 1A. Swets and Zeitlinger, Amsterdam 1974, pp. 335-344.

[20] KRUEGER, A. P.; REED, E. J. Biological impact of small ions. *Science. 1976*, 193, s. 1209–1213.

[21] SHARPE, M. R. *Living in Space. The Astronaut and His Environment.* New York 1969, 200 s.

[22] SULMAN, F. G. *The Effect of Air Ionization, Electric Fields, Atmospheric and Other Electric Phenomena on Man and Animal.* Amer. Lect. Ser. Thomas, Illinois, Springfield, U.S.A. 1980, 398 s.

[23] CHARRY J. M.; KAVET, R. *Air Ions: Physical and Biological Aspects*, CRC Press, Inc. Boca Raton, Florida, 1987, 205 s.

[24] PAVLÍK, I. Hygienické aspekty umělé ionizace vzduchu v obytných místnostech. *Sborník mezinárodní konference Vnitřní prostředí bytových a občanských staveb*, Praha 1972, str. 271-294.

[25] ŽÁČEK, I. *Zpráva o výsledcích studia vlivu ionizátorů ovzduší na pracovní prostředí a na subjektivní zdravotní pocity pracovnic ČSTP.* KHS Středočeský kraj, Praha, 1975, p. 10.

[26] MORTON, L. L. a J. R. KERSHNER, Differential negative air ion effects on learning disabled and normal-achieving children. *Int. J. Biometeorol*. 34, 1990, 1: 35-41.

[27] SPURNÝ, Z. Metoda integrálního hodnocení kvality ovzduší. *Ochrana ovzduší*, 1984, č. 4, s. 51-55.

[28] SPURNÝ, Zdeněk. *Atmosférická ionizace*. Praha: Československá akademie věd, 1985. 156 s.

[29] LAJČÍKOVÁ, A. *Vliv klimatizovaného prostředí na zdraví a pohodu člověka*. 1985. Kandidátská disertační práce. Institut hygieny a epidemiologie Praha. Vedoucí práce Ladislav Oppl.

[30] ŠIMEČEK, J. a A. LAJČÍKOVÁ. Vliv umělé ionizace vzduchu na prašnost. *Pracovní. Lékařství.*, 40, 1988, č. 5, s. 205-212.

[31] LAJČÍKOVÁ, A. Syndrom nemocných budov [online]. 2007 [cit. 2015-11-26]. Dostupné z http://www.personaloxygen.eu/download2/file/9

[32] JOKL, M a L. HAPL. Ionic Microclimate within Buildings. *Building services Eng. Res. Technol. 8, 1987*, 2:39–42.

[33] JOKL, M. *Zdravé obytné a pracovní prostředí*. Praha: Academia, 2002, 261 s.

[34] LAJČÍKOVÁ, A, osobní sdělení, Historie měření iontů v Československu, 2012.

[35] H. TAMMET A M. KULMALA, Simulation tool for atmospheric aerosol nucleation bursts. *Journal of Aerosol Science*, Volume 36, Issue 2, February 2005, Pages 173-196, ISSN 0021-8502

[36] HARRISON, R.G. a TAMMET, H. Ions in the terrestrial atmosphere and other solar system atmospheres. *Space Science Reviews*, 137 (1-4). 2008 pp. 107-118. ISSN 0038-6308

[37] TAMMET, H. , Continuous scanning of the mobility and size distribution of charged clusters and nanometer particles in atmospheric air and the Balanced Scanning Mobility Analyzer BSMA, *Atmospheric research*, 82(3), 2006, 523-535.

[38] MIRME, A., TAMM, E., MORDAS, G., VANA, M., UIN A J., MIRME, S., BERNOTAS, T., LAAKSO, L., HIRSIKKO, A. A KULMALA, M. A widerange multi-channel Air Ion Spectrometer, *Boreal Environ. Res.*, 12, 247–264, 2007

[39] TAMMET, H. Symmetric inclined grid mobility analyzer for the measurement of charged clusters and fine nanoparticles in atmospheric air. *Aerosol Sci. Technol*., 45, 2011, 468–479.

[40] HÖRRAK, U. *Air ion mobility spectrum at a rural area*. Tartu: Dissertationes Geophysicales Universitatis Tartuensis, 2001.

[41] H. TAMMET, A. MIRME a E. TAMM, Electrical aerosol spectrometer of Tartu University. *Atmospheric Research*, Volume 62, Issues 3–4, June 2002, Pages 315-324.

[42] G. BISKOS, K. REAVELL a N. COLLINGS, Description and theoretical analysis of a differential mobility spectrometer. *Aerosol Sci. Tech.*, 2005, 39, 527-541.

[43] V. SIROTA, V.G. SAFRONOVA, A.G. AMELINA, V.N. MAL'TSEVA, N.V. AVKHACHEVA, A.D. SOFIN, V.A. YANIN, E.K. MUBARAKSHINA, L.K. ROMANOVA A V.I. NOVOSELOV. The Effect of Negative Air Ions on the Respiratory Organs and Blood. In *Biofizika, 2008,* Vol. 53, No. 5, pp. 886–893.

[44] SIROTA, T.V., NOVOSELOV, V.I., SAFRONOVA, V.G., YANIN, V.A., TSVETKOV, V.D., AMELINA, S.E., LUSHNIKOVA, A.L., MALTSEVA, V.N., TIKHONOV, V.P. A KONDRASHOVA, M.N. The Effect of Inhaled Air Ions Generated by Technical Ionizers and a Bioionizer on Rat Trachea Mucosa and the Phagocytic Activity of Blood Cells. In *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol.34, no.4, pp.1351-1358, Aug. 2006.

[45] V. P. TIKHONOV, A. A. TEMNOV, V. A. KUSHNIR, T. V. SIROTA, E. G. LITVINOVA, M. V. ZAKHARCHENKO a M. N. KONDRASHOVA, Complex Therapeutical Effect of Ionized Air: Stimulation of the Immune System and Decrease in Excessive Serotonin. H2O2 as a Link between the Two Counterparts. In *IEEE Trans. Plasma Scien.*, 2004, 32(4), 1661-1667.

[46] KONDRASHOVA, M. N.; GRIGIGORREKO, E. V.; TIKHONOV, A. N.; SIROTA, T. V.; TEMNOV, A. V.; STAVROVSKAYA, I. G.; KOSYAKOVA, N. I.; LANGE, N. V.; TIKONOV, V. P. The primary physicochemical mechanism for the beneficia biological/medical effects of negative air ions. In *IEEE Trans. Plasma Sci*. 2000, 28, s. 230-237.

[47] V. P. TIKHONOV, V. D. TSVETKOV, E. G. LITVINOVA, T. V. SIROTA a M. N. KONDRASHOVA, Generation of negative air ions by plants upon pulsed stimulation applied to soil. *J. Plant Physiol.*, vol. 51, no. 3, pp. 414–419, 2004.

[48] APLIN, K. L. Composition and measurement of charged atmospheric clusters, *Space Sci. Rev.*, 137, 213–224, 2008.

[49] APLIN, K. L. *Instrumentation for atmospheric ions measurement*. Reading: Dissertationes Department of Meteorology, 2000.

[50] LEBLANC, F., K. L. APLIN, Y. YAIR, G. HARRISON, J. P. LEBRETON a M. BLANC. *Planetary Atmospheric Electricity* [online]. Springer-Verlag New York, 2008 [cit. 2015-11-30]. ISBN 978-0-387-87664-1. Dostupné online z: http://www.springer.com/us/book/9780387876634

[51] GRABARZYK, Z. Frequency characteristic of an aspiration integrating small ion counter with a shielded collector. *Journal of Electrostatics*. 2001, 51-52, s. 284–289.

[52] GRABARCZYK, Z. a BERLIŃSKI J., Charging of atmosphere aerosols by AC HV power lines, *Journal of Electrostatics*, Volume 63, Issues 6–10, June 2005, Pages 755-759.

[53] GRABARCZYK, Z. Effectiveness of Indoor Air Cleaning with Corona Ionizers. *Journal of Electrostatics*. 51–52: 2001, 278–283.

[54] SAWANT, V.S., MEENA G.S. a JADHAV, D.B. Effect of Negative Air Ions on Fog and Smoke. *Inter. J. Aerosol and Air Quality Research,* 12, 1007-1015, 2012.

[55] KOLARZ, P.M., ET AL., Daily variations of indoor air-ion and radon concentrations. *Appl. Radiat. Isotope*s. 2009, doi:10.1016/j.apradiso.2009.07.023

[56] KOLARŽ, P., GAISBERGER, M., MADL, P.; HOFMANN, W., RITTER, M., A. Hartl, Characterization of ions at Alpine waterfalls. *Atmospheric Chemistry & Physics Discussions*, 2011, Vol. 11 Issue 9, 3687-3697.

[57] P. KOLARŽ, B. P. MARINKOVIĆ a FILIPOVI D. M. Zeroing and testing units developed for Gerdien atmospheric ion detectors. *Review of Scientific Instruments*, 76, 046107–9, (2005)

[58] F. T. FREUND, I. G. KULAHCI, G. CYR, J. LING, M. WINNICK, J. TREGLOAN-REED A FREUND M. M., Air ionization at rock surfaces and pre-earthquake signals Original Research Article *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, Volume 71, Issues 17–18, December 2009, Pages 1824-1834.

[59] F. FREUND, Pre-earthquake signals: Underlying physical processes Original Research Article *Journal of Asian Earth Sciences*, Volume 41, Issues 4–5, 5 June 2011, Pages 383-400.

[60] R. A. GRANT, J. P. RAULIN a FREUND F. T., Changes in animal activity prior to a major (M = 7) earthquake in the Peruvian Andes, *Physics and Chemistry of the Earth*, Parts A/B/C, Volumes 85–86, 2015, Pages 69-77, ISSN 1474-7065.

[61] EBERT, H. Aspriationsapparat zur Bestimmung des Ionengehaltes der Atmosphäre, *Phys. Z.* 2:1901, 662-664.

[62] GERDIEN, H. Die absolute Messung der elektrischen Leitfahigkeit und der spezifischen lonengeschwindigkeit in der atmosphäre, *Phys. Z.* 4, 1903, 632-635.

[63] ISRAËL, H., and L. SCHULZ, The mobility-spectrum of atmospheric ions—principles of measurements and results. *Terr. Magn. Atmos. Electr.*, 38(4), 1933, 285–300.

[64] ISRAËL, H. *Atmospheric electricity. Vol. I.* Jerusalem: IPST, 1971. 265 s.

[65] ISRAËL, H. *Atmospheric electricity. Vol. II.* Jerusalem: IPST, 1973. 796 s.

[66] GUNN R. Improved Apparatus for the Measurement of Atmospheric Electrical Conductivity. In *Review of Scientific Instruments,* Volume 36, Issue 5, p.594-598.

[67] MATISEN, R., MILLER, F., TAMMET, H. a SALM, J. Air ion counters and spectrometers designed in Tartu University. *Acta Comm. Univ. Tartu* 947, 1992, 60–67.

[68] MOODY, N. F. Design and construction of an improved, portable, air-ion counter. *International Journal of Biometeorology*. 1984, 3, s. 169-184.

[69] LENARD P. Über die Elektrizität der Wasserfälle. *Ann. Phys. Lpz.* 46: 1892, 584–636.

[70] BAZILEVSKAYA, G. A. Usoskin, I. G., Flückiger, E. O., Harrison, R. G., Desorgher, L., Bütikofer, R., Krainev, M. B., Makhmutov, V. S., Stozhkov, Y. I., Svirzhevskaya, A. K., Svirzhevsky, N. S. a G. A. Kovaltsov, Cosmic Ray Induced Ion Production in the Atmosphere. *Planetary Atmospheric Electricity*. 2008, 137(1-4): 149-173.

[71] S. L. DANIELS On the ionization of air for removal of noxious effluvials, In *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 30, no. 4, pp. 1471–1481, Aug. 2002.

[72] PIERRE AUGER COLLABORATION, et al. The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory. *arXiv preprint arXiv:1502.01323*, 2015.

[73] NEZNAL M., NEZNAL M., MATOLÍN M., BARNET I. a MIKŠOVÁ, J. Nová metodika stanovení radonového indexu pozemku. Praha: *Práce české geologické služby*, 16, 2004.

[74] ŠEDA JOSEF, *Dozimetrie ionizujícího záření.* Praha : SNTL, 1983. 418 s..

[75] JAROMÍR JANDL A IVO PETR, *Ionizující záření v životním prostředí.* Praha: SNTL, 1988. 200 s.

[76] MATOLÍN, M. *Radiometrické metody užité geofyziky*. První. Praha: SPN, 1960.

[77] S.-C. WU, Nuclear Data Sheets for A = 214, Nuclear Data Sheets, Volume 110, Issue 3, March 2009, Pages 681-748, ISSN 0090-3752, http://dx.doi.org/10.1016/j.nds.2009.02.002.

[78] Live Chart of Nuclides [online]. [cit. 2015-12-08]. Dostupné z: https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html

[79] HOPPEL, W. A. a G. M. FRICK. Ion-aerosol attachment coefficients and the steady-state charge distribution on aerosols in a bipolar ion environment, *Aerosol Science and Technology*, 5, 1986, 1–21.

[80] HOPPEL, W. A. a G. M. FRICK. The Nonequilibrium Character of the Aerosol Charge Distributions Produced by Neutralizes, *Aerosol Science and Technology*, 12:3, 1990, 471-496.

[81] L. LAAKSO, T. PETAJA, K. E. J. LEHTINEN, M. KULMALA, J. PAATERO, ET AL.. Ion production rate in a boreal forest based on ion, particle and radiation measurements. *Atmospheric Chemistry and Physics*, European Geosciences Union, 2004, 4 (7), pp.1933-1943.

[82] HÕRRAK, U., SALM, J., KOMSAARE, K., LUTS, A., VANA, M. a H. TAMMET. Problem of Ionization Rate in the Research of Atmospheric Aerosols. *XV International Conference on Atmospheric Electricity,* 15-20 June 2014, Norman, Oklahoma, U.S.A. 2014, 1 - 6.

[83] ŠTELCL, J., J. ZIMÁK, O. NAVRÁTIL, P. SLÁDEK a D. SAS. Geologické faktory a mikroklima speleoterapeutické léčebny v Javoříčských jeskyních (Geological factors and microclimate of the speleotherapeutical sanatorium in the Javoříčko Caves). *Scripta Facultatis Scientiarum Naturalium Universitatis Masarykianae Brunensis*, Brno: Masarykova univerzita, 1998, roč. 25, No 1, p. 47-58.

[84] SZABÓ, Z.; BARTUŠEK, K. Air Ions Concentration Infuence on Bacterial Colony Count in the Dwelling Spaces. In *PIERS 2009. 1.* PIERS 2009, 2009. s. 1053-1055. ISBN: 978-1-934142-10- 3.

[85] BUŘIVAL, Z. Die stabilität einiger für die speleoterapie wichtiger komponenten des höhenklimas. *Mezinárodní konference Sejan-Slovenie*, 1992.

[86] BUŘIVAL Z. a MOHELNÍKOVÁ J. Bioklimatické prostředí budov. In *IUAPPA 2000*, Praha, 2000, 95-97. Dostupný online z WWW < http://www.umad.de/infos/iuappa/pdf/A_26.pdf>.

[87] BUŘIVAL, Z., osobní sdělení, Problematika měření vzdušných iontů, 2013.

[88] BARTUŠEK K., BUŘIVAL Z. a DARINA H. Methodology of Measurement of Air Ions in Moist Environment for Speleotheraphy. *Measurement'99*, Smolenice, Proc. p. 262-265, 1999.

[89] KUBÁSEK, R. a ROUBAL, Z. The measurement of air ions spectrum using the aspiration method. In *Proceedings of SCS 2009 International Conference on Signals, Circuits and Systems.* Tunisia: 2009. s. 30-33. ISBN: 978-1-4244-4398- 7.

[90] DĚDEK, L. – DĚDKOVÁ, J. *Elektromagnetismus*. Brno: VUTIUM, 2000. ISBN 80-214-1548-7

[91] BARTUŠEK, K. Měření spektrálních charakteristik iontových polí. *Elektrorevue* [online]. 2001, [cit. 2010-04-29]. Dostupný z WWW: <http://www.elektro-revue.cz/clanky/01038/index.html>.

[92] BARTUŠEK, K. a Z. DOKOUPIL. Automatic Device for Ion Fields Measurement. *Measurement science review*. 2003, 2003(3): 75-78.

[93] VOJTEK, T.; STEINBAUER, M.; DREXLER, P.; KROUTILOVÁ, E. Methods of Air Ion Concentration Measurement. In *Applied Electronics 2006*. Pilsen, Czech Republic, University of West Bohemia Department of Applied Electronics and Telecommunications. 2006. p. 181 - 184. ISBN 80-7043-442-2.

[94] TAMMET, H. F. *The aspiration method for determination of atmospheric- ion spectra.* Jerusalem: IPST, 1970.

[95] ISRAËL, H., and L. SCHULZ, The mobility-spectrum of atmospheric ions - principles of measurements and results. *Terr. Magn. Atmos. Electr.*, 38(4), 1933, 285–300.

[96] ROUBAL, Z. a KŘEPELKA, P. Estimation of the Air Ion Mobility Spectrum by means of a Gerdien Tube with a Segmented Inner Electrod. In *PIERS 2013 in Taipei Proceedings*. Taipei: 2013. s. 767-771. ISBN: 978-1-934142-24- 0.

[97] *Low Level Measurements Handbook: Precision DC Current, Voltage, and Resistance Measurements*. 6th edition: 2004. Cleveland, Ohio, Keithley Instruments, Inc. 2004.

[98] DOSTÁL, Jiří. *Operační zesilovače*. Praha: BEN-technická literatura, 2005. 536 s. ISBN 80-7300-049-0.

[99] ROUBAL, Z., SZABÓ, Z. a M. STEINBAUER, Uncertainty determination in measurements using a Gerdien Tube. In *PIERS 2014 Guangzhou Proceedings*. Progress In Electromagnetics. 777 Concord Avenue, Suite 207 Cambridge, MA 02138: The Electromagnetics Academy, 2014. s. 1902-1906. ISBN: 978-1-934142-28- 8. ISSN: 1559- 9450.

[100] ROUBAL, Z. a M. STEINBAUER. Design of Electrometric Amplifier for Aspiration Condenser Measurement. In *PIERS 2010 in Xi' an Proceedings*. Cambridge: The Electromagnetic Academy, 2010. s. 1430-1434. ISBN: 978-1-934142-12- 7.

[101] KŁOS Z.: *Problematyka wzorcowania aparatury elektrometrycznej*. Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław, 2004.

[102] MOODY, N. F. Design and construction of an improved, portable, air-ion counter. *International Journal of Biometeorology*. 1984, 3, s. 169-184.

[103] BARTUŠEK, K., FIALA, P., JIRKŮ, T. a E. KROUTILOVÁ. Experiments of Accuracy Air Ion Field Measurement. *PIERS ONLINE*, 2007, roč. 3, č. 8, s. 1330-1333. ISSN: 1931- 7360.

[104] STEINBAUER, M.; FIALA, P.; BARTUŠEK, K.; SZABÓ, Z. Experiments with Accuracy of Air Ion Field Measurement. In *PIERS 2008 Hangzhou*. Cambridge, The Electromagnetic Academy. 2008. p. 1001 - 1005. ISBN 978-1-934142-04-2.

[105] ROUBAL, Z.; STEINBAUER, M.; SZABÓ, Z. Modeling of Saturation Characteristic of an Aspiration Condenser. *PIERS ONLINE, 2010*, roč. 6, č. 3, s. 24-30. ISSN: 1931- 7360.

[106] ROUBAL, Z.; BARTUŠEK, K.; SZABÓ, Z.; DREXLER, P. Measurement of concentration and mobility spectrum of air ions in the natural environment. *Progress In Electromagnetics*, 2011, roč. 2011, č. 2011, s. 648-652. ISSN: 1559- 9450.

[107] ROUBAL, Z.; KADLEC, R. The Measured of Air Ions Mobility Spectrum. In PIERS 2012 Moscow Proceedings. *Progress In Electromagnetics*. Moscow: 2012. s. 370-374. ISBN: 978-1-934142-22- 6. ISSN: 1559- 9450.

[108] ROUBAL, Z.; BARTUŠEK, K. The determination of function G and air ion mobility spectrum in an aspiration condenser with segmented innerelectrode. In *Proceedings of PIERS 2012 in Kuala Lumpur*. Cambridge: The Electromagnetic Academy, 2012. s. 374-379. ISBN: 978-1-934142-20- 2.

[109] ŠOT, Jan. *Nízkoúrovňová měření pro zjištění koncentrace vzdušných iontů*. Brno, 2012. Bakalářská práce. FEKT VUT. Vedoucí práce Zdeněk Roubal.

[110] LAZORKA, Jan. *Vyhodnocení vlastností vzdušných iontů vytvářených různými zdroji iontů*. Brno, 2013. Diplomová práce. FEKT VUT. Vedoucí práce Jiří Špinka.

[111] JIRKA, Zdeněk. *Speleoterapie: principy a zkušenosti*. 1. vyd. Olomouc: Univerzita Palackého, 2001, 282 s. ISBN 80-244-0346-3.

[112] S. P. GRIGORÂEV a O. V. ALEXANDROV. Air ion therapy in complex treatment of patients with bronchial asthma. *Rossijskij Meditsinskij Zh*., vol. 2, pp.14 -16 2003.

[113] GRÜNWALDOVÁ, Barbora. *MUDr. Drahoslav Říčný, CSc. a speleoterapie v Moravském krasu*. Olomouc, 2011. Diplomová práce. PřP UP. Vedoucí práce Drahomíra Holoušová.

[114] PŘIBYL, Jan. *Základy karsologie a speleologie*. 1. vyd. Praha: Academia, 1992, 354 s., [40] s. obr. příl. ISBN 80-200-0084-4.

[115] ZIMÁK, Jiří a Jindřich ŠTELCL. *Přirozená radioaktivita horninového prostředí v jeskyních České republiky*. 1. vyd. Olomouc: Univerzita Palackého, 2004. ISBN 80-244-0938-0.

[116] OTÁHAL, Petr. *Radioaktivita horninového prostředí jeskyní Moravského krasu*. Brno, 2006. Diplomová práce. PřF MU. Vedoucí práce Jindřich Štelcl.

[117] ZIMÁK, Jiří a Jindřich ŠTELCL. *Přirozená radioaktivita horninového prostředí Moravského krasu*. 1. vyd. Olomouc: Univerzita Palackého, 2006. ISBN 80-244-1386-8.

[118] MANOVÁ, M. a M. MATOLÍN, *Radiometrická mapa České republiky 1:500 000*. Praha: ČGU, 1995.

[119] ŠTELCL, Jindřich a Jiří ZIMÁK. Přirozená radioaktivita horninového prostředí speleoterapeutických léčeben v Císařské jeskyni a Sloupsko-šošůvských jeskyních (Moravský kras, Česká republika). *Geologické výzkumy na Moravě a ve Slezsku v roce 2011*. 2011, XVIII(2): 197-200. ISSN 1212-6209.

[120] KRAJSOVÁ, Lucie. *Složení fluviálních sedimentů Moravského krasu*. Olomouc, 2010. Diplomová práce. PřP UP. Vedoucí práce Jiří Zimák.

[121] LANG, Marek. *Výměna vzduchu mezi jeskynní a venkovní atmosférou: ovlivnění prostředí Císařské jeskyně (Moravský kras)*. 2012. Diplomová práce. PřP MU. Vedoucí práce Jiří Faimon.

[122] SPURNÝ, R. *Základy metrológie hustoty*. Bratislava: Slovenský metrologický ústav, 2009.

[123] FAIMON, Jiří, Jindřich ŠTELCL, Miroslav KOMBEREC a Petra VESELÁ. Cave aerosol in Císařská and Sloup-Šošůvka Caves (Moravian Karst, Czech Republic). *Slovenský kras (Acta Carsologica Slovaca)*. Liptovský Mikuláš: Slovenské múzeum ochrany prírody a jaskyniarstva, 2011, 49(2): 133-139. ISSN 0560-3137.

[124] FAIMON, Jiří, Dana TROPPOVÁ, Vít BALDÍK a Roman NOVOTNÝ. Air circulation and its impact on microclimatic variables in the Císařská Cave (Moravian Karst, Czech Republic). *International Journal of Climatology*. Chichester: John Wiley & Sons, 2012, 32(4): 599–623. DOI: 10.1002/joc.2298.

[125] ABSOLON, Karel. *Moravský Kras I*. Praha: Academia, 1970. 415 s. ISBN 80-7300-049-0.

[126] STEHLÍK, Vladimír a Josef KUNSKÝ. *Macocha a Moravský kras*. 2. vyd. (v NČSAV 1.). Praha: ČSAV, 1961, 366 s.

[127] ŠAMALÍK-SKALSKÝ, Josef. *Krápníkové jeskyně Ostrovské v Moravském Krasu. Balcarova skála a její podsvětí: vodní záhady a krápníkové domy v Císařské jeskyni, nová jeskynní sídliště člověka v Moravském Krasu*. V Brně: Občanská tiskárna, 1937, 172 s.

[128] ROUBAL, Z.; SZABÓ, Z.; BARTUŠEK, K.; STEINBAUER, M. Measurement of concentration of air ions in the laboratories and cave. In *International Interdisciplinary PhD Workshop 2013*, Proceedings. Brno, Czech republic: 2013. s. 182-186. ISBN: 978-80-214-4759- 2.

[129] WORKMAN, E. J. a S. E. REYNOLDS. A Suggested Mechanism for the Generation of Thunderstorm Electricity. *Physical Review*. 1948, 74(6): 709.

[130] WORKMAN, E. J. a S. E. REYNOLDS. Electrical Phenomena Occurring during the Freezing of Dilute Aqueous Solutions and Their Possible Relationship to Thunderstorm Electricity. *Physical Review*. 1950, 78(3): 254.

[131] SOLA, M. I. a H. R. CORTI. Freezing Induced Electric Potentials and Ph. Changes in Aqueous- Solutions of Electrolytes. *Anales De La Asociacion Quimica Argentina*. 1993, 81(6): 483-498.

[132] CHEN, Y.H. a Z. CUI. Effect of salts on the freezing denaturation of lactate dehydrogenase. *Food and Bioproducts Processing*. 2006, 84(C1): 44-50.

[133] PETRENKO, V. F. a R. W. WHITWORTH. *Physics of ice*. Oxford: Oxford University Press, 1999. ISBN 0-19-851895-1.

[134] WILSON, P. W. a A. D. J. HAYMET. Workman-Reynolds freezing potential measurements between ice and dilute salt solutions for single ice crystal faces. *J. Phys. Chem. B*. 2008, 112(37): 11750-11755.

[135] LODGE, J. P., M. L. BAKER a J. M. PIERRARD. Observations on Ion Separation in Dilute Solutions by Freezing. *Journal of Chemical Physics.* 1956, 24(4): 716-719.

[136] WILSON, P. W. a A. D. J. HAYMET. Effect of ice growth rate on the measured Workman-Reynolds freezing potential between ice and dilute NaCl solutions. *J. Phys. Chem. B*. 2010, 114(39): 12585-12588.

[137] MURPHY, E.J. The generation of electromotive forces during the freezing of water. *Journal of Colloid and Interface Science*. 1970, 32(1): 1–11.

[138] LEFEBRE, V. The Freezing Potential Effect. J. *Colloid Interfacing Sci*. 1967, 25(2): 263-269.

[139] BRONSHTEYN, V. L. a A. A. CHERNOV. Freezing potentials arising on solidification of dilute aqueous solutions of electrolytes. *J Crystal Growth*. 1991, 112(1): 129-145.

[140] ROUBAL, Z.; SZABÓ, Z.; STEINBAUER, M.; HEGER, D.; KUBÁSEK, R. The design of high-impedance and high-voltage input amplifier for measurement of electropotentials on solid- liquid phase boundary. *Progress in Electromagnetics*, 2011, roč. 2011, č. 2011, s. 1162-1166. ISSN: 1559- 9450.

[141] ROUBAL, Z.; KADLEC, R. Evaluation of characteristics of an HV electrometric amplifier with low input current. *Progress in Electromagnetics*, 2011, roč. 2011, č. 2011, s. 995-999. ISSN: 1559- 9450.