

TARTU ÜLIKOOL
Füüsika-keemiateaduskond
Eksperimentaalfüüsika ja tehnoloogia instituut

LEHO ROOTS

**ALALISPINGE TERAVIKKOROONA FOTOIONISEERIVA KIIRGUSE
NEELDUMINE ÕHUS**

Optika ja spektroskoopia eriala magistritöö

Juhendaja: TÜ EFTI vanemteadur
füüs.-mat. kand. ANTS HALJASTE

Tartu 2004

SISUKORD

SISUKORD	3
1. SISSEJUHATUS	5
2. KIRJANDUSE ÜLEVAADE	7
2.1. Koroonalahenduse määratlus	7
2.2. Koroonavormid	8
2.2.1. Elektronlaviinid	8
2.2.2. Laviinimpulsid	10
2.2.3. Striimerkoroona	12
2.2.4. Sädelahendus	14
2.2.5. Negatiivne koroona	15
2.3. Fotoioniseeriv kiirgus	16
2.3.1. Põhimõisted	16
2.3.2. Fotoioniseeriva kiirguse teke koroonalahenduses	17
2.3.3. Fotoioniseeriva kiirguse neeldumine õhus	20
2.3.4. Niiskuse mõju fotoioniseeriva kiirguse neeldumisele õhus	21
2.4. Koroonatuul	23
3. KATSESEADME KIRJELDUS	25
4. APARATUURI SEADISTAMINE NING KATSESEADME JA -METOODIKA TESTIMINE	27
4.1. Ionisatsioonikambri võrepingete ja lahendusvahemiku ventileerimiskiiruse valimine.	27
4.2. Koroonaallika uurimine	29
4.3. Õhu niiskuse ja rõhu reguleerimine ning mõõtmine katseseadmes	33
5. MÕÕTMISTULEMUSED	36
5.1. Katsekorralduse üldtingimused ja mõõtmisprotseduurid	36
5.2. Tulemused kuivatatud õhus	37
5.3. Tulemused niiskes toaõhus ja niisutatud õhus	42
6. KATSETULEMUSTE ANALÜÜS	46
6.1. Katsed kuivatatud õhus	46
6.2. Kuivatatud õhus saadud katsetulemuste võrdlus teiste autorite tulemustega	49
6.3. Katsed niiskes toaõhus ja niisutatud toaõhus	53
6.4. Fotoioonide saagise sõltuvus õhu niiskusest ning õhu neeldumiskarakteristikud	54

7. KOKKUVÕTE	59
8. KASUTATUD KIRJANDUSE LOETELU	61
9. INGLISKEELNE RESÜMEE	63
10. LISA 1. KASUTATUD APARATUURI LÜHISELOOMUSTUS	64

1. SISSEJUHATUS

Kõrvuti välgu sädekanaliga on elektriline koroona tõenäoliselt üks esimesi inimese poolt jälgitud elektrilisi fenomene. Püha Elmo tuledeks kutsutavat nähtust masti tippudes oli vanadel aegadel peetud ilminguks, mis ei kuulu siia maailma. Sellele nähtusele omistatavad omadused olid sama mõõtmatud, kui kuninga tujud, kelle krooni need külmad tuled väliselt meenutasid. Paraku on sarnane nimi pandud ka ühele teisele, väliselt krooni meenutavale nähtusele looduses - Päikese kroonile. Viimane pole kaugeltki koroonalahendus. Eesti keeles on need nähtused keeleliselt küll eristatavad, kuid inglise keeles kannavad mõlemad sama nimetust - *corona*.

Ühe esimestest teaduslikest "koroonavaatlustest" tegi kirjelduste kohaselt Otto von Guericke 1672. aastal. Kirjelduste kohaselt jälgiti elektriseeritud objektidega seonduvaid valgus- ja heliefekte. Koroonauuringute progress sai alguse XX sajandi kolmekümnendate aastate lõpul, kui ilmusid elektronostilloskoobid, mille ajaline lahutusvõime oli parem kui 10^{-5} s. Viimased tegid võimalikuks lahenduses asetleidvate lühemate, varem täiesti märkamatuteks jäänud impulsside registreerimise.

Gaaslahenduse füüsika valdkonda jäävate uuringute põhitähelepanu on suunatud elektrilisele läbilöögile gaasides. Just positiivne teravikkoroona oli see, mis juhatas füüsikuid sellise nähtuse nagu fotoionisatsioon avastamisele. Kõrge energiaga seisunditesse ergastatud gaasi aatomid või molekulid kiirgavad footoneid, mis on võimelised ioniseerima gaasi molekule. Fotoionisatsioon on üks olulistest protsessidest, mis määrab elektrilahenduse kulgemist gaasilises keskkonnas. Fotoionisatsioon on atmosfäärirõhul üks tähtsamaid sekundaarprotsesse pidevas koroonas, striimeris, läbilöögis ja teistes lahendusvormides. Lahendusega kaasneval fotoionisatsioonil on terve rida praktilisi rakendusi, millistest ühe näitena võib nimetada algionisatsiooni tekitamist gaasilises laserkeskkonnas. Positiivses koroonas tagab fotoionisatsioon lahenduse püsijäämise ilma välise ionisatsiooniallikata. Kuna koroonalahendused on leidnud laialdast tehnoloogilist rakendust, siis väärrib koroona poolt põhjustatud fotoionisatsioon praktilisest aspektist vaadatuna teravdatud tähelepanu ja põhjalikku uurimist.

Tänapäeval puudub detailsem arusaam mitmetest elementaarprotsessidest, mis on aluseks fotoioniseeriva kiirguse tekkele gaasisegudes ja eriti puhastes gaasides. Ammendavat vastust pole ka küsimusele, kuidas saab võimalikuks lahenduse fotoioniseeriva kiirguse levik suhteliselt suurte vahemaade taha puhastes gaasides, aga ka õhus. Lahenduse arengu

modelleerimiseks on väga oluline omada usaldusväärset informatsiooni fotoioniseeriva kiirguse intensiivsuse ja neeldumise kohta. Õhus normaalarõhul toimuvate lahenduste jaoks otsemõõdetud andmed kas puuduvad või pole küllalt usaldusväärsed. Seetõttu ollakse fotoionisatsiooni arvestamisel sunnitud kasutama madalatel rõhkudel ning „kuivas õhus“ tehtud mõõtmiste tulemusi, mille otsene ülekandmine kõrgematele rõhkudele ja suurematele õhu niiskusesisaldustele ei ole piisavalt põhjendatud. Fotoioniseeriva kiirguse täpsemate karakteristikute teadmine on hädavajalik koroonalahenduse rakenduste puhul tehnoloogiliste protsesside modelleerimisel.

Käesoleva töö eesmärgiks oli koroonalahenduse fotoioniseeriva kiirguse karakteristikute registreerimine ning uurimine õhus rõhuvahemikus paarikümnest torrini kuni atmosfäärirõhuni, erinevatel õhuniiskustel nii positiivse kui ka negatiivse koroonaga jaoks. Nimetatud eesmärgi realiseerimisprogramm hõlmas järgmisi konkreetsemaid ülesandeid:

- 1) Valmistada uuringuiks vajalik katseseade.
- 2) Mõõta koroonakiirguse fotoioonsaagist sõltuvalt kiirguse levikaugusest, õhurõhust ning õhu niiskusesisaldusest.
- 3) Uurida molekulide kõrgeltemperatuurilise seisundite pöörklise kustutamise mõju fotoioonsaagisele kuivas ja niiskes õhus.
- 4) Määrata kuiva õhu neeldumiskoeffitsient kontrollitavates tingimustes ning võrrelda saadud väärtusi varasemate kirjandusest teadaolevate tulemustega.
- 5) Määrata veeauru neeldumiskoeffitsient niiskes õhus tehtud mõõtmistest.
- 6) Uurida poolempiirilisi valemeid, mis võimaldaksid kirjeldada praktilisi rakendusi rahuldava täpsusega koroonaga fotoioonsaagise sõltuvust õhurõhust ning kaugusest kiirgusallikani.

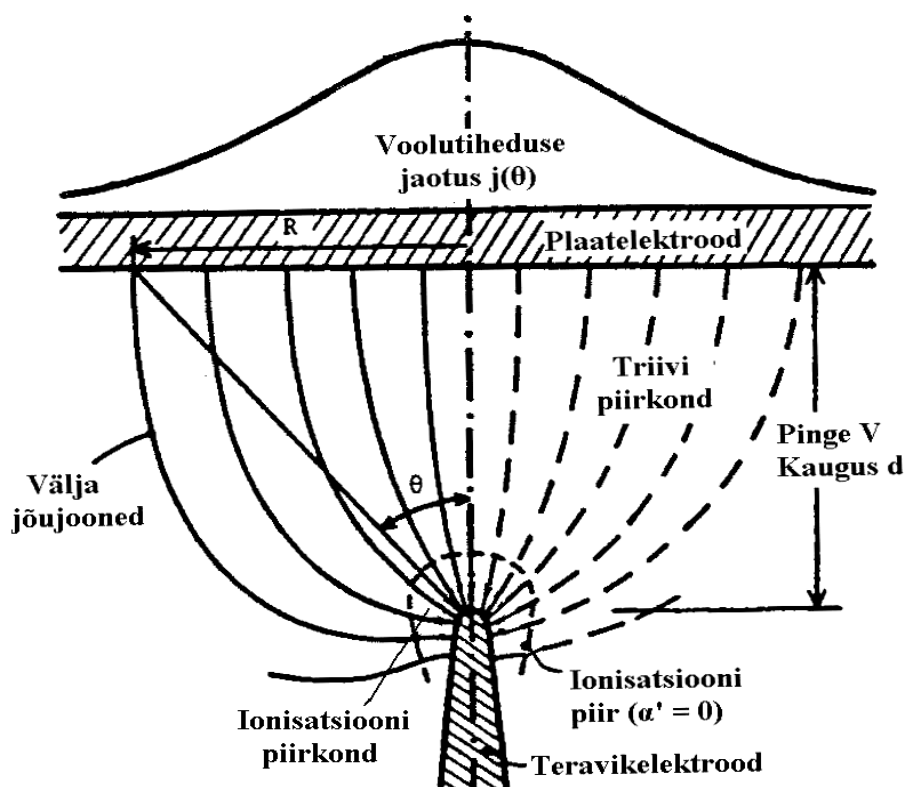
Peatükis “Kirjanduse ülevaade” käsitletakse gaaslahenduses, eriti koroonalahenduses toimuvaid füüsikalisi protsesse. Eraldi tähelepanu all on koroonalahenduses tekkiv fotoioniseeriv kiirgus ning selle levik õhus. Peatükis 3 tutvustatakse katseseadet. Peatükis 4 analüüsitakse katseseadme sobivust ning kirjeldatakse selle testimist. Peatükis 5 kirjeldatakse mõõtmiste ülesehitust ning esitatakse mõõtmiste tulemused. Peatükis 6 analüüsitakse saadud tulemusi ning võrreldakse neid teiste autorite varasemate andmetega. Lisaks uuritakse empiirilisi lähendusvalemeid saadud tulemuste jaoks. Kokkuvõttes on esitatud käesoleva töö raames saadud olulisemad tulemused.

2. KIRJANDUSE ÜLEVAADE

2.1. Koroonalahenduse määratlus

Koroona on sõltumatu gaaslahenduse vorm, milles peamised lahenduse käiku määravad protsessid on koondunud ebaühtlase jaotusega elektrivälja suurima gradiendiga piirkonda. Koroonalahenduses eristatakse järgmisi ruumilisi piirkondi, millised on esitatud joonisel 1:

- 1) Ionisatsioonipiirkond – aktiivse elektroodi lähedane kõrge väljatugevuse piirkond, kus tekitatakse vabu laenguid.
- 2) Triivipiirkond – nõrga välja piirkond, kus laetud osakesed triivivad ja reageerivad.



Joonis 1. Teravik-plaat koroonavahemik.

Koroonavahemiku teine elektrood on sageli väikese kõverusega. Väli tema lähedal on ionisatsiooninähtuste tekkimiseks enamasti liiga nõrk, mistõttu teda nimetatakse passiivseks elektroodiks. Ta toimib peamiselt laengute kollektorina.

Sõltuvalt aktiivse elektroodi polaarsusest jaguneb alalisvoolu koroona positiivseks, negatiivseks ning bipolaarseks [1]. Bipolaarse koroona on tegemist, kui mõlemad elektroodid on aktiivsed (piisavalt suure kõverusega), üks elektroodidest on pingestatud positiivselt ning teine negatiivselt. Lahendusvahemikus on siis kaks teineteisest eraldatud

ionisatsioonipiirkonda, mille vahele jäävas nõrga välja piirkonnas leiab aset ionide triiv ja rekombinatsioon.

2.2. Koroonavormid

2.2.1. Elektronlaviinid

Elektronlaviinid, mida esimesena uuris J. S. Townsend (1914. a.) etendavad tähtsat rolli enamikus gaaslahendustes. Elektronlaviinid on kõikide koroonavormide alustalaks.

Olgu teravik-plaat elektrodvahemikus teravikule rakendatud positiivne alalispinge (lahenduskeskkonnaks olgu õhk normaaltingimustel), mis on väiksem koroonalahenduse lävepingest (süttimispingest). Sellisel juhul läbib ahelat väga nõrk vool, mis on tingitud kosmilise kiirguse ja loodusliku radioaktiivsuse poolt tekitatud elektronide ja ionide liikumisest elektroodidele (ühes sekundis tekitatakse 1 cm^3 õhus normaaltingimustel 7-20 elektroni-ioonipaari ning keskmiselt leidub 1 cm^3 õhus umbes 1000 iooni) [1]. Õhus, atmosfäärirõhul nõrgas elektriväljas haaratakse vabad elektronid kiirelt õhu elektronegatiivsete komponentide, peamiselt hapniku poolt. Tekkivad negatiivsed ionid on valdavalt O_2^- tüüpi (O_2^- , O_4^- , CO_4^- , N_2O_2^-) või O_3^- tüüpi (O_3^- , CO_3^-), mis moodustavad klastreid neutraalsete H_2O molekulidega [2]. Positiivsete ionide domineerivaks tüübiks on $\text{H}^+(\text{H}_2\text{O})_n$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) [2]. Siinkohal on huvitav märkida, et ühe elektroni-ioonipaari tekitamiseks kulutatakse ionisatsiooniallika poolt keskmiselt 35 eV, kuigi lämmastiku ja hapniku ionisatsioonienergiad on tunduvalt madalamad ($W_{\text{N}_2}=15,58\text{ eV}$; $W_{\text{O}_2}=12,07\text{ eV}$) [2]. Rohkem, kui pool ionisatsiooniallikast pärinevast energiast läheb osakeste kineetiliseks energiaks, kulub molekulide dissotsiatsiooniks ning ergastamiseks. Positiivsed ja negatiivsed ionid liiguvad rakendatud välja toimetel läbi gaasi ning osa nendest rekombineerub omavahel. Pinge edasisel tõstmisel teatud väärtusest kõrgemale saavutavad vabad elektronid tugeva välja piirkonnas energia, millest piisab elektroni eemaldamiseks madala ionisatsioonipotentsiaaliga aatomite või molekulide välimistelt elektronkatetelt: algab neutraalsete gaasiosakeste ioniseerimine elektronpõrgetega. Elektroni poolt vaba tee läbimisel elektriväljas tugevusega E omandatud kiirus v ja energia K on vastavalt

$$v = \mu \cdot E \quad \text{ja} \quad K = e \cdot E \cdot \lambda,$$

kus μ on elektroni liikuvus, λ on elektroni vaba tee pikkus ja e on elektroni laeng. Vajadusel tuleb arvestada E mittekonstantsust ionisatsioonipiirkonnas. Õhu koostisosade ionisatsioonipotentsiaalidest on ta suurim heeliumil ($W_{\text{He}} = 24,6\text{ eV}$).

Iga välis-ionisaatori poolt vabastatud elektron tekitab ühikulise pikkusega triiviteel α uut elektroni-ioonipaari, lisaks toimub ka η_r rekombinatsiooniakti [1]. Elektronide arvu juurdekasv dN_e elementaarlõigul dr on

$$dN_e = N_{e0}(\alpha - \eta_r) \cdot dr = N_e \cdot \alpha' \cdot dr,$$

kus $\alpha' = \alpha - \eta_r$ on nn. efektiivne ionisatsioonikoefitsient ja N_{e0} on esmaste elektronide arv. Elektronide arvu juurdekasv lõpliku pikkusega lõigul r avaldub kujul

$$N_e(r) = N_{e0} \cdot \exp\left(\int_0^r \alpha' dr\right) \equiv N_{e0} \cdot M,$$

kus eksponentliige on elektronide paljunemistegur M . Tugevalt mittehomogeenses elektriväljas on koroonalahenduse puhul $\alpha' > 0$ ionisatsioonipiirkonnas, kus tekitatakse vabu laengukandjaid, ning $\alpha' \leq 0$ triivipiirkonnas, kus vabade laengukandjate rekombinatsioon on intensiivsem kui nende tekkeprotsess. Madalate ionisatsioonitasemete puhul ioniseeritakse elektronpõrkega eeldõige põhiseisundis olevaid neutraalseid osakesi: $A + e \Leftrightarrow A^+ + e + e$. Kõrgemate ionisatsioonitasemete puhul muutub oluliseks astmeline ionisatsioon, kus elektronpõrge põhjustab varasemalt ergastatud aatomite või molekulide A^* ioniseerimist: $A^* + e \Leftrightarrow A^+ + e + e$. Konstant α ehk Townsend'i esimene ionisatsioonikoefitsient on gaaslahenduses fundamentaalse tähtsusega. Esmakordselt määras Townsend α erinevate gaaside jaoks 1902. a., kasutades eksperimendis tasaparalleelseid elektroode (homogeenset elektrivälja) [3]. Kui negatiivsete ionide panus lahendusvoolus on väike, siis elektrivool i välisahelas on võrdne elektronvooluga anoodil,:

$$i = i_0 \cdot \exp(\alpha' \cdot d),$$

kus i_0 on primaarelektronide poolt tekitatud vool. Mõõtes voolud elektroodide erinevate vahekauguste d korral konstantse väljatugevuse ja rõhu juures, saame joonistada funktsiooni $\ln(i) = \text{const} + \alpha' \cdot d$ graafiku. Koordinaatides $\ln(i) - d$ saab sirge tõusu põhjal määrata α' . α' on võrdeline gaasi rõhuga antud temperatuuril: $\alpha' \sim p$. Elektroni vaba tee pikkus $\lambda \sim \frac{1}{p}$ ning α'

on funktsionaalselt seotud elektronide poolt elektriväljas omandatud keskmise energiaga K (oletame, et $K > kT$, kus k on Boltzmanni konstant ja T on gaasi absoluutne temperatuur).

Seega saame, et $\alpha = p \cdot f(e \cdot E \cdot \frac{1}{p})$ ehk arvestades e konstantsust, $\frac{\alpha}{p} = F(\frac{E}{p})$. Funktsionaalse

sõltuvuse F kuju esitas esimesena Townsend:

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp(Bp \frac{1}{E}),$$

kus A ja B on gaasist sõltuvad konstandid.

Siinses töös läbiviidud eksperimendid toimusid õhu keskkonnas, mis sisaldab elektronegatiivseid komponente. Elektronide “kleepumine” gaasi elektronegatiivsete osakeste külge aeglustab ionisatsiooni kulgu laviinis ja põhjustab läbilöögipingete kasvu antud pd piirväärtuse puhul.

Huvipakkuvad on õhu läbilöögipingete kohta tehtud eksperimentaalsed uurimused. Eksperiment [4], mis oli tehtud normaaltingimustel toaõhu keskkonda paigutatud plaatielektroodidega, näitas selgelt läbilööki tekitava väljatugevuse asümptootilist lähenemist kindlale väärtusele lahendusvahemiku pikkuse suurendamisel (lahendusvahemiku pikkus $d = 3 - 30$ cm). Piirväärtusteks saadi $E \sim 26$ kV/cm ja $E/p \sim 34$ V/(cm·Torr). See tõsiasi viitab sellele, et natuke väiksemate E/p väärtuste juures elektronide haaramine elektronegatiivsete osakeste poolt kas kolmikpõrgetes ($e + O_2 + M \Leftrightarrow O_2^- + M$, kus M on gaasi aatom või molekul) või dissotsiatiivsel kleepumisel ($e + O_2 \Leftrightarrow O^- + O$) muutub tõenäosemaks kui ionisatsioon. Ionisatsioonikoefitsient jääb väiksemaks elektronide kleepumistegurist, mistõttu elektronide efektiivne paljunemine laviinprotsessis ei ole võimalik. Äramärkimist väärib siinkohal elektronegatiivne gaas SF_6 , mille teoreetiline madalaim läbilöögipinge on eriti kõrge: $E/p = 117,5$ V/(cm·Torr). SF_6 kasutatakse isolaatorina ja ta omab suurt praktilist tähtsust

2.2.2. Laviinimpulsid

Sõltumatu lahenduse jaoks on vajalik tagasiside, antud juhul sekundaarne ionisatsiooniprotsess, asendamaks iga lähteelektroni uuega [1]. Positiivse koroona puhul peab iga ionisatsioonipiirkonna piirile ilmunud algelektron tekitama kas positiivseid ioone, footoneid või metastabiilses seisundis osakesi, milledest vähemalt ühe tõttu tekitatakse uus elektron ionisatsioonipiirkonna piirile. Sekundaarionisatsiooni koefitsient (nn. Townsend'i teine ionisatsioonikoefitsient) γ annab ühe ioniseeriva põrke kohta tuleva asenduselektronide arvu ionisatsioonipiirkonnas. γ -protsesse võib liigitada protsessideks katoodil (katoodtagasiside) ja protsessideks gaasis (gaastagasiside) [1]. Katoodilt võivad sekundaarelektronid vabaneda positiivsete ionide põrgetel katoodiga (γ_i), metastabiilses seisundis osakeste põrgetel katoodiga (γ_m) või footonite mõjul fotoefekti kaudu (γ_{ph}). Gaasis

võivad sekundaarelektronid tekkida fotoionisatsiooni tõttu, mida põhjustavad ergastatud gaasimolekulide poolt kiiratud footonid (γ_{phg}). Sammuti on võimalik gaasis sekundaarelektronide teke elektronide irdumisel negatiivsetest ioonidest. Seega on sekundaarionisatsiooni koefitsient $\gamma = \gamma_i + \gamma_m + \gamma_{ph} + \gamma_{phg}$. Townsend'i kriteeriumi lahenduse sõltumatuse jaoks võime kirjutada järgmiselt:

$$\kappa = \gamma \int_0^d \alpha dx \cdot \exp \int_0^x \alpha' dr \quad \begin{cases} < 1 & \text{kui} & i \rightarrow 0 \\ = 1 & \text{kui} & i = const \\ > 1 & \text{kui} & i \rightarrow \infty \end{cases}$$

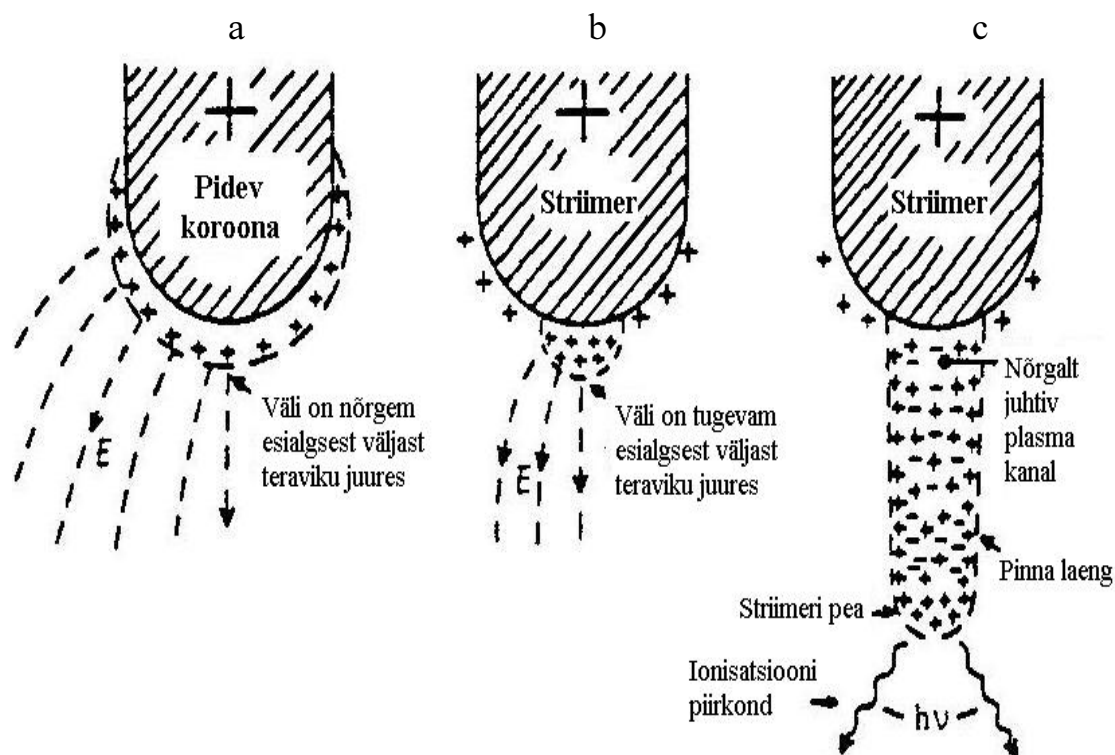
kus κ on niinimetatud reproduktsioonitegur, d on lahendusvahemiku pikkus ja i on voolutugevus. Kui $\kappa = 1$, siis $\gamma \int_0^d \alpha dx = M^{-1}$, s.t. sekundaarelektronide arv peab olema vähemalt võrdne paljunemisteguri pöördväärtusega ehk iga laviin peab andma tagasi vähemalt ühe algelektroni. Positiivse koroonaga tagasisidemehhanismi iseärasuseks on see, et ionisatsioonipiirkond on eraldatud katoodist triivipiirkonnaga, kus toimub footonite neeldumine ja katoodil fotoefekti tulemusena saadud sekundaarelektronide rekombineerumine. Põhiline tagasisidemehhanism positiivses koroonas toimib footonite kaudu, mis neelduvad ionisatsioonipiirkonna piiril: $A + h\nu \Leftrightarrow A^+ + e$.

Primaar- ja sekundaarelektronide poolt põhjustatud laviinid võivad katta kogu teravikelektroodi tipu, kus väljatugevus on küllalt suur lahenduse alalhoidmiseks. Selline lahendusvorm kannabki laviinimpulsi nime. Positiivse koroonaga arengut, mis viib laviinimpulssideni, võib kirjeldada A. F. Kip'i eksperimendi põhjal [5]. Poolsfäärilise tipuga teravik ja tasapinnaline vastaselektrood asetsesid kuivas õhus. Kasutusel oli 50 kV alalispinge allikas. Lahendusvoolusid mõõdeti vahemikus 10^{-10} - 10^{-3} A. Piisavalt suure E/p suhte puhul põhjustavad vabad elektronid Townsend'i laviine, mis liiguvad teravikule. Pinge suurendamisel hakkab teatavast pingeväärtusest alates voolutugevus järsult kasvama. Ostsillogrammil on näha vooluimpulsid kestusega 10^{-3} sekundit, mis koosnevad väikestest laviinimpulssidest (ioonide kogumikud, mis koosnevad $\sim 10^7$ ionist). Iga sellise laviinimpulsi kestus on $\sim 10^{-5}$ s. Elektroni poolt algatatud primaarlaviinis tekib peale positiivsete ioonide ning sekundaarelektronide ka ergastatud molekule [6]. Ergastatud olekust põhiolekusse üleminev molekul kiirgab kvandi, mis võib neelduda teises lähedalolevas, kuid esimesest madalama ionisatsioonipotentsiaaliga molekulis. Tekib fotoelektron, mis võib olla uue laviini algatajaks. Tekkinud uus laviin sisaldab sammuti ergastatud molekule, mis võivad

omakorda tekitada fotoelektrone ning põhjustada seega uute laviinide tekkimist esimese kõrvale. Taoline protsess kestab seni, kuni teraviku tipu piirkond, kus väljatugevus on lahenduse alalhoidmiseks küllalt suur, on kaetud laviinidega. Visuaalselt on sellised laviinimpulsid jälgitavad hästi pimendatud ruumis kui nõrgad, teraviku tippu õhukese kihina katvad valgussähvatused. Laviinimpulsis tekkinud elektronid liiguvad kiiresti anoodile ja järelejäänud positiivsete ionide ruumlaeng hakkab suhteliselt aeglaselt eemalduma katoodi suunas. Uus laviinimpulss ei saa tekkida enne, kui positiivsed ionid on eemaldunud teraviku tipust piisavalt kaugemale, kus nende elektrivälja segav mõju teraviku tipu läheduses on muutunud tühiselt väikeseks. Kui kõrge gradiendiga väljaossa teraviku tipu lähedal ilmub nüüd uus elektron või negatiivneioon, millest elektron võib irduda, siis tekib uus laviinimpulss. Pinge edasisel suurendamisel kasvab elektronide ja positiivsete ionide arv laviinimpulssides. Tugevama välja mõjul eemaldatakse positiivsed ionid teraviku lähedusest kiiremini, kusjuures mõned piirkonnad teraviku tipu lähedal võivad saada varem puhtaks kui teised. See põhjustab sekundaarse laviinimpulsi tekkimist vahetult pärast primaarset, kusjuures esimese algatajaks võivad olla primaarse purske produktides sisalduvad elektronid. Pinge suurendamisel sekundaarimpulsside arv kasvab, mistõttu ajavahemikud järgnevate laviinimpulsside vahel vähenevad. Teatud pingel ühinevad sekundaarimpulsid katkematuks lahenduseks – pidevaks koroonaks

2.2.3. Striimerkoroon

Striimer areneb välja laviinimpulsist piisavalt tugevas elektriväljas. Striimer kujutab endas lahendusvahemikus ühelt elektroodilt teisele liikuvat plasmakerakest, mis jätab endast maha peene nõrgalt juhtiva kanali (vaata jooniseid 2a ja 2b). Homogeenses väljas on võimalik striimeri liikumine ka mõlemas suunas korraga [1]. Laviini arenemiseks striimeriks peab elektronide juurdekasv laviinis olema piisavalt suur. Homogeenses väljas $M = \exp(\alpha' \cdot d) \approx 10^8$, s.t. üks elektron peab tagama laviinis $N_e = 10^8$ elektroni tekke. Sellise laviini korral saab positiivsete ionide ruumlaengu välja tugevus võrreldavaks välise rakendatud elektrivälja tugevusega. Eriti võimsate laviinide korral võib positiivsete ionide ruumlaeng kasvada piisavalt suureks ka anoodist kaugel. Selle tulemusena rikutakse laviini normaalne areng. Katoodile suunatud striimeri puhul on määravaks nii-öelda energeetilised footonid, milliseid kiiratakse laviinis ergastatud aatomite poolt. Esmase laviini lähistel toimub fotoionisatsioon, mille tulemusena tekkinud fotoelektronid algatavad sekundaarlaviine, mis arenevad esmase laviini suunas. Arengu esmase laviini suunas tingib seal paiknevate



Joonis 2. Mittehomogeenses lahendusvahemikus anoodilt katoodile suunduv striimer.

positiivsete ionide ruumlaenguvälja ja välise välja resultandi suund. Elektronid sekundaarlaviinist segunevad esmase laviini ionidega moodustades kvaasineutraalse plasma. Lisaks nad ergastavad aatomeid, mis viib uute footonite kiirgamisele. Sekundaarlaviini ionid paiknevad formeeruva plasmakanali katoodipoolses osas, kuhu positiivse ruumlaengu tõttu tõmmatakse sekundaarsete laviinide elektronid jne. Striimeri peas on positiivsete laengute tihedus $n_+ \sim 10^{18}-10^{20} \text{ m}^{-3}$ [4]. Nõnda kasvab striimer. Striimeri tekkel teravikanoodi läheduses gaasikihis, kui sinna akumulereb positiivne ruumlaeng, moodustub anoodi pinna vahetus läheduses, kus väli oli kõige tugevam ja elektronide äraliikumine kõige kiirem, positiivsetest laengutest “muhk” (vaata joonist 2b). Suur positiivne ruumlaeng anoodi vahetus läheduses nõrgendab seal elektrivälja tugevust. Sinna tekkinud plasmat võib vaadelda anoodi pinnal oleva väga peene metallteravikuna, mille ees väljatugevus kasvab, soodustades uue võimsama laviini arengut enda suunas. Striimeri stabiilseks levikuks peab väline väljatugevus ületama teatud väärtuse, õhus $4 - 5,5 \text{ kVcm}^{-1}$ [1]. Striimeri poolt tekitatud ruumlaengu väli on palju kõrgem - ligikaudu $150 - 300 \text{ kVcm}^{-1}$ [1].

2.2.4. Sädelahendus

Sädelahendus tekib rõhkudel, mis on suurusjärguliselt atmosfäärirõhuga võrreldavad või kõrgemad, lahendusvahemiku pikkustel 1 cm ja rohkem ehk kokkuvõtlikult puhkudel, millal $p \cdot d \geq 10^3$ Torr·cm ja elektroodidele rakendatud pinge on kõrgem läbilöögipingest [4]. Taoliste $p \cdot d$ väärtustega vahemike puhul on läbilöögiks vaja märkimisväärset pinget ($10^4 - 10^5$ V). Sädelahendus kulgeb kiiresti ja mittestatsionaarsel moel. Läbilöögipinge saabumise järel sildab elektroodvahemiku peen ning vahetevahel sikk-sakiline helenduv kanal, mis kustub kiiresti. Lahenduse levikuga kaasneb lööklaine, mille põhjustab sädekanali suurest voolust tulenev soojuse eraldumine ja rõhu järsk kasv. Sädelahendus leiab aset nii homogeensetes väljades plaatelektroodide vahel kui ka mittehomogeensetes väljades. Lahenduskanalit läbiv tugev vool ($10^4 - 10^5$ A) tekitab välisahelas pingelangu, mis tingib elektroodidele rakendatud pinge suure alanemise, ning lahendus kustub. Kui lahenduse kustumisele järgneb pinge taastumine elektroodidel, siis lahendus kordub. Juhul, kui vooluallikas on piisavalt võimas ja suudab kindlustada tugeva voolu kulgemise kestvamalt, siis süttib kaarlahendus.

Sädelahenduse esmaseks staadiumiks on striimerlahendus. Läbilöögipinge (sädelahenduse lävepinge) saabumise järel jõuab läbilöögieelne striimer (primaarstriimer) katoodini ning moodustub juhtiv kanal. Striimeri pea jõudmisel katoodi lähedusse kasvab välja tugevus striimeri pea ja katoodi vahel. Põhiline pingelang leiab aset striimeri pea ja katoodi vahel, sest selle piirkonna juhtivus on väiksem kui moodustunud striimeri kanali oma. Hetkel, mil striimer jõuab katoodini on striimeri kanalis tekkinud plasma suhteline tihedus (elektronide kontsentratsioon n .) ning juhtivus kõige suuremad katoodi lähedases piirkonnas. Katoodi pommitavad ioonid löövad sellest välja elektrone, millised neutraliseerivad osaliselt ruumlaengut. Nüüd langeb elektrivälja tugevus lahenduskanali katoodipoolses osas, kuid tugevneb anoodi lähedal, põhjustades ionisatsiooni. Potentsiaali ümberjaotumine piki striimeri kanalit toimub väga kiirelt, katoodilt anoodile kiirusega $\sim 10^9$ cm/s leviva tagasilöögi lainena. Tagasilöögi laine ees olev elektriväli võib põhjustada osakeste ionisatsiooni ja ergastamist [7]. Lühikese viivituse järel peale primaarstriimeri pea jõudmist katoodini (tagasilöögi laine levik üle elektroodvahemiku), stardib anoodilt sekundaarstriimer. Sekundaarstriimer areneb mööda primaarstriimeri kanalit, milles on alles primaarstriimeri poolt põhjustatud ionisatsiooni jääkproduktid. Primaarstriimeri kanalis kulgeva voolu toimel on tõusnud seal gaasi temperatuur, mis omakorda põhjustab E/n suhte kasvamist. Viimasest tulenevalt suureneb efektiivne ionisatsioonikoefitsient. Sädelahendus leiab aset peale seda, kui sekundaarstriimer

sildab elektrodvahemiku [1]. Neutraalse gaasi temperatuur primaarstriimeris on ligilähedane toatemperatuurile. Sekundaarstriimeris on mõõdetud võrdlemisi kõrget neutraalse gaasi temperatuuri teravikelektroodi läheduses.

2.2.5. Negatiivne koroona.

Negatiivse koroonalahenduse oluliseks iseärasuseks on asjaolu, et ionisatsioonipiirkond külgneb vahetult katoodiga (positiivse koroona puhul eraldab ionisatsioonipiirkonda katoodist nõrga väljatugevusega triivipiirkond). Sellest tulenevalt on tagatud ionisatsioonipiirkonna kiire varustamine sekundaarsete katoodelektronidega, seda isegi tugevalt elektronegatiivsetes gaasides. Nõrga väljatugevusega triivipiirkonnas tekkiva negatiivse ruumlaengu tugevus sõltub elektronide kleepumise ristlõikest antud gaasis.

Negatiivne koroona esineb õhus erinevate vormidena, sõltuvalt elektrodide konfiguratsioonist ja rakendatud pingest. Autostabilisatsiooni režiimis, lahenduse lävepinge lähedal, tekivad üksikud vooluimpulsid, mis koosnevad liitunud elektronlaviinidest. Nenede impulsside kordussagedus on juhuslik. Selliseid impulsse kutsutakse Tricheli impulssideks (G. W. Trichel uuris esimesena 1938. a. selliste impulsside fenomeni). Pinge tõstmisel muutuvad vooluimpulsid regulaarseks ning samas ka väiksemaks [1]. Impulsside ostsillogrammi kuju on küllaltki sõltumatu koroonavoolust. Elektronid liiguvad välja toimet katoodist eemale ning põrgetel gaasi aatomite ja molekulidega tekitavad laviine, mis koosnevad elektronidest ja positiivsetest ionidest. Väljatugevus teravikelektroodi juures on mõjutatud kahte tüüpi ruumlaengute liikumisest. Esmalt suureneb väljatugevus elektronlaviinis tekkinud positiivsete ionide, millised liiguvad tugevnenud väljas katoodi poole, kuid pole sinna veel jõudnud, ruumlaengu tõttu.. Teisalt kleepuvad katoodist eemaldunud elektronid nõrgema väljaga triivipiirkonnas elektronegatiivsete aatomite või molekulide külge. Selle tulemusena tekib negatiivsete ionide ruumlaeng, mis nõrgendab elektrivälja tugevust positiivse ruumlaengu vahetus ümbruses. Selle tagajärjel piiratakse impulsi kasvu. Teravikelektroodi tipu juures on väli piisavalt tugev, et kiirendada positiivseid ioone energiateni, mis võimaldab neil katoodiga põrkudes viimasest sekundaarelektrone vabastada. Samas tekitatakse ka suur hulk ergastatud aatomeid ja molekule. Sekundaarelektronide teiseks oluliseks allikaks on fotoefekt katoodil. Lisaks eelnevatele on sekundaarelektronide üheks allikaks ka lahenduses tekkinud ergastatud aatomite ja molekulide poolt emiteeritud kiirguse poolt põhjustatud fotoionisatsioon. Pärast vooluimpulssi liigub positiivne ruumlaeng suhteliselt kiiresti katoodile, sest selles piirkonnas

on väljatugevus suur. Elektronid, mis liiguvad nõrga väljaga triivipiirkonda kleepuvad hapniku molekulide külge, moodustades niimoodi negatiivseid ioone. Negatiivsete ionide pilv ei jõua enne järgmist impulssi täielikult anoodini liikuda. Eelnevate impulsside jooksul triivipiirkonda akumulunud negatiivsete ionide ruumlaeng vähendab elektrivälja tugevust ionisatsioonipiirkonnas. Nõrgenenud väljas on reproduktsioonitegur $k < 1$ ning lahendus kustub. Uus impulss saab tekkida alles siis, kui negatiivne ruumlaeng on eemaldunud teravikelektroodist piisavalt kaugele, nii et esialgne väljatugevus katoodi juures on taastunud ($k \geq 1$). Seega reguleerib uue impulsi teket eelneva impulsi positiivse ruumlaengu katoodile jõudmiseks ning väljaspool ionisatsioonipiirkonda kogunenud negatiivsete ionide ruumlaengu teravikust eemaldumiseks kuluv aeg. Regulaarsete Tricheli impulsside kordumise periood on lühem kui negatiivsete ionide anoodile liikumise aeg. Seega võivad mitme eelneva impulsi poolt tekitatud negatiivsete ionide pilved triivida samaaegselt.

Rakendatud pinge edaspidisel tõstmisel hakkavad Tricheli impulsid ajaliselt üksteisele lähenema ning nende kestus kasvab. Ostsilloskoobi abil võib näha ühtlase pika platooga impulsse. Pinge edaspidine väike tõstmine põhjustab impulsside ühinemise pidevaks platooks, tekib pidev negatiivne koroon [1]

2.3. Fotoioniseeriv kiirgus.

2.3.1. Põhimõisted.

Fotoionisatsioon on gaasi molekulide ja aatomite ioniseerumine footonite neeldumise tagajärjel. Fotoionisatsiooni iseloomustavad suurused on funktsioonid footoni sagedusest ω . Kiirguse neeldumiskoeffitsient η :

$$\eta = \frac{1}{l} \ln \frac{I}{I_0},$$

kus I_0 ja I on kiirguse intensiivsused vastavalt enne ja pärast teepikkuse l läbimist uuritavas gaasis. η täpse määramise eelduseks kindlal lainepikkusel on kiirguse monokromaatsus, mis tagab selle, et η ei muutu kiirguse ainest läbiminekul. Kiirguse neeldumise koguristlõige σ_T :

$$\sigma_T = \frac{1}{nl} \ln \frac{I}{I_0},$$

kus n on gaasiosakeste kontsentratsioon.

Fotoionisatsiooni ristlõige σ_F kujutab tõenäosust, et neeldunud footon põhjustab ionisatsiooni:

$$\sigma_F(\omega) = \frac{P(\omega)}{\Phi_f},$$

kus $P(\omega)$ on ionisatsiooni tõenäosus aatomi kohta ajaühikus ja Φ_f on footonite voo tihedus (footonite arv, mis läbib pinnaühiku ajaühikus).

Fotoionisatsiooni saagis γ_f :

$$\gamma_f = \frac{\text{tekinud ioonide arv}}{\text{neeldunud footonite arv}}$$

Fotoionisatsiooni saagise γ_f kaudu avaldub fotoionisatsiooni ristlõige kujul $\sigma_F = \gamma\sigma_T$

Põhilised ülesanded fotoionisatsiooni uurimisel :

- 1) fotoionisatsiooni läve määramine;
- 2) üleminekute tõenäosuste määramine (footonite energiatel, mis ületavad ionisatsioonilävele vastavat energiat);
- 3) fotoionisatsiooni produktide kindlakstegemine.

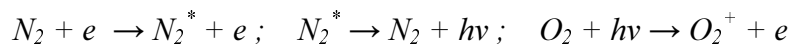
Erinevalt ionisatsioonist elektronpõrgetel on fotoionisatsiooni ristlõige ionisatsiooni lävel nullist erinev. Ionisatsiooni lävel on fotoionisatsiooni ristlõige tavaliselt maksimaalse väärtusega ning langeb footoni energia kasvul. Fotoionisatsiooni ristlõiked σ_F on ligikaudu 2-3 suurusjärku väiksemad ionisatsiooni ristlõigetel elektronpõrgetel ($\sigma_F \sim 10^{-17} - 10^{-19} \text{ cm}^2$).

2.3.2. Fotoioniseeriva kiirguse teke koroonalahenduses.

Positiivse koroonalahenduse kõige olulisemaks sekundaarprotsessiks, mis tagab lahenduse sõltumatuse on fotoionisatsioon. Negatiivses koroonas on sekundaarprotsessideks fotoionisatsioon ning protsessid katoodil. Üldtunnustatud seisukohaks on, et õhus tekib fotoioniseeriv kiirgus elektronpõrgetega ergastatud gaasi molekulide või aatomite kiirguslikul üleminekul põhiolekusse. Selle seisukoha toetuseks võib muuhulgas tuua G. W. Penny ja G. T. Hummerti poolt koroonalahendusega läbiviidud eksperimendis saadud tulemused, mille

kohaselt lahenduses fotoionisatsiooni tagajärjel tekkinud elektronide – ioonide nn. fotovoolu I_f tugevus on võrdelises sõltuvuses koroonavoolu i tugevusest. Selline seos saadi fikseeritud rõhul ja koroonaallika ning fotovoolu registreerimiseks kasutatud ionisatsioonikambri konstantsel vahekaugusel [8]. Fotoionisatsiooni intensiivsus on taolisel juhul võrdeline moodustunud ionipaaride hulgaga. Fotoioniseeriva kiirguse päritolu- ja tekkemehhanismid koroonalahenduse puhul õhus pole tänaseni täiesti selged. Kinnitust pole leidnud elektron-ionrekombinatsiooni domineeriv roll fotoioniseeriva kiirguse allikana [9]. Samuti pole kinnitust leidnud üks hilisemaid hüpoteese, mille kohaselt fotoioniseeriva kiirguse tähtsaks allikaks koroonalahenduses pakuti pehmet röntgenkiirgust (pärsskiirgust) [26]. Viimase tekke põhjuseks võiks olla anoodilähedases tugeva välja piirkonnas kiirendatud elektronide põrked anoodiga. Õhus saavad fotoionisatsiooni põhjustada footonid, mille energia ületab lämmastiku või hapniku ioniseerimise läveenergia ($W_{N_2}=15,58$ eV ; $W_{O_2}=12,07$ eV). Õhus arvatakse olevat põhilisteks fotoionisatsiooni protsessideks [10]:

- 1) Lämmastiku molekuli ergastamine elektronpõrgetel energiateni 12,1 – 15,6 eV, millele järgneb hapniku molekuli fotoionisatsioon kvandiga, mille kiirgab lämmastiku molekul üleminekul põhiolekusse:



- 2) Lämmastiku molekuli ergastamine elektronpõrgetel energiatele üle 15,6 eV, millele järgneb hapniku või lämmastiku molekuli fotoionisatsioon;
- 3) Hapniku molekuli ergastamine elektronpõrgetel energiatele üle 12,1 eV, millele järgneb hapniku molekuli fotoionisatsioon. $O_2 + e \rightarrow O^* + O + e ; \quad O^* \rightarrow O + h\nu ;$
 $O_2 + h\nu \rightarrow O_2^+ + e$

A. Przybylsky uuris $N_2 - O_2$ segudes komponentide suhtelise kontsentratsiooni varieerimise mõju fotoioniseeriva kiirguse tekkimisele ning selle neeldumisele [11]. A. Przybylsky uurimuse kokkuvõttena võib pidada õhus domineerivaks protsessi 1). Selle puhul pole tingimata vajalik ergastada lämmastiku ionisatsioonilävest kõrgemal asuvaid nivoosid. Protsess 2) toimub suhteliselt kõrgetel elektronide energiatel. Seetõttu on tema arvatav panus õhus elektronide tekitamisse suhteliselt väike. Lisaks eelnevale on sellistelt ergastusnivoodelt pärinev fotoioniseeriv kiirgus väga suure neeldumiskoeffitsiendiga, põhjustades fotoionisatsiooni ainult väga väikestel kaugustel allikast. Protsess 3) on dissotsiatiivset tüüpi, kus hapniku molekuli dissotsiatsioonile elektronpõrkel järgneb ergastatud hapniku aatomi võiiooni poolt footoni kiirgamine [10]. Protsessid 2) ja 3) domineerivad puhastes gaasides, nende

puhul on molekulid ergastatud ionisatsioonipotentsiaalset kõrgematele nivooale. See on vajalik selleks, et saaks tekkida gaasi ioniseeriv kiirgus. Ühekomponendilises gaasis kiiratakse väike osa footoneid, milliste sagedus ei lange spektrijoone lõpliku laiuse tõttu kokku joone resonantsisagedusega. Nende footonite neeldumiskoeffitsient on väiksem kui resonantse sagedusega footonitel. Viimased neelatakse ühekomponendilises gaasis väga kiiresti, mistõttu pole võimalik fotoioniseeriva kiirguse arvestatav levik [12].

Kõrgetel rõhkudel tuleb protsesside 1) – 3) puhul arvestada mitmekordseid pörkeid, millised viivad ergastatud olekute kustutamisele.

T. H. Teich on uurinud [13] fotoionisatsiooni intensiivsuse sõltuvust muutumatu E/p korral korrutisest xp , kus p on rõhk ja x kaugus ioniseeriva kiirguse allikast. Ilmnes, et xp kasvamisel x tõttu (hoides p konstantse) väheneb fotoionisatsiooni intensiivsus aeglasemalt kui siis, kui xp sama kasv saadakse p suurendamise kaudu (hoides x konstantse). Niisugune käitumine viitab ergastatud olekute kustutamisele gaasis pörgete tulemusena [13]. Kõrgetel rõhkudel ületab ergastatud seisundite keskmise eluea kestus ajavahemikku, mis kulub molekulidel pörgete vahelise vaba tee pikkuse läbimiseks [10]. Sellisel juhul toimub molekulide ergastatud seisundite kustutamine nii kiirguslikul teel, kui ka mittekiirguslikul teel ehk siis teiste molekuliga pörgete tagajärjel. Ergastatud seisundite kustutamine kõrgel rõhul pörgete tagajärjel põhjustab footonite emissiooni märgatavat vähenemist. Kiirgavate molekulide osa vähenemine kõrgel rõhul on määratud ergastatud seisundi tegeliku eluea pikkuse τ ning ergastatud seisundi kiirgusliku (loomuliku) eluea pikkuse τ_o suhtega τ/τ_o . τ on pöördvõrdeline gaasi rõhuga kuid τ_o on rõhust sõltumatu. Kõrgemal rõhul p väheneb emiteeritud footonite hulk vastavalt suhtele:

$$q = \frac{1}{1 + \frac{\tau}{\tau_o}}, \text{ kus } q \text{ on nn. kustutustegur [10]. Kustutusteguri võib avaldada ka rõhkude kaudu:}$$

$$q = \frac{1}{1 + \frac{p}{p_o}}, \text{ kus } p_o \text{ on parameeter [10]. Parameeter } p_o \text{ avaldub [14]: } p_o = \left(n_o \tau \langle \sigma_q v \rangle \right)^{-1}, \text{ kus } n_o$$

on molekulide kontsentratsioon rõhul 1 Torr, σ_q on kustutusristlõige ning v on pörkivate osakeste omavaheline suhteline kiirus.

Teich [13] pakub õhu jaoks vahemikus $10 \leq xp \leq 300$ Torr·cm kustutusrõhu väärtuseks 30 Torr. Võttes kasutusele keskmise kustutusrõhu 30 Torr õhu kustutusteguri avaldises ning taandades q abil kõrgemal rõhul saadud katsetulemused madalamatele rõhkudele, siis langesid katsepunktid ühele ja samale kõverale. Seejuures polnud enam vahet, kas xp muutus x või p muutumise tulemusena [13]. Sama kustutusrõhku on kasutanud õhu puhul teisedki autorid [10, 14]. T. H. Teich on kasutanud fotoionisatsiooni kvantitatiivseks hindamiseks suhet w/α , (ergastavate pörgete arv ioniseeriva pörke kohta), kus α on Townsendi esimene ionisatsioonikoefitsient [13]. Jättes arvestamata ergastatud seisundite kustutamise pörgetel sai T. H. Teich w/α väärtuseks kuivas õhus piirkonnas $xp < 1000$ suurusjärguliselt 10^{-3} .

2.3.3. Fotoioniseeriva kiirguse neeldumine õhus

Gaaslahendusega kaasneb elektromagnetkiirguse teke laias spektraalpiirkonnas, sealhulgas ka väga lühilainelise ultraviolettkiirguse teke. Kiirgus neeldub gaasis levides ning põhjustab gaasi aatomite ja molekulide ergastamist, ionisatsiooni ning dissotsiatsiooni.

Vaatleme monokromaatset kiirgust, mille neeldumiskoefitsient antud gaasis on η [15]. Footonite voog intensiivsusega I_0 kahaneb vahemaa l läbimisel vastavalt eksponentsiaalsele seaduspärasusele

$$I = I_0 e^{-\eta l}$$

Neeldumiskoefitsiendi η asemel võib kasutada neeldumisristlõiget σ :

$$\sigma = \eta/n,$$

kus n on gaasiosakeste kontsentratsioon.

Fotoioniseerivas kiirguses, mis tekib koroonalahenduses, on mitmeid spektraalseid komponente. Neeldumiskoefitsient on võrdeline gaasi rõhuga (footoni teele jäävate molekulide arvuga) ning footoni teepikkusega, seega korruutisega xp . Ioniseeriva kiirguse neeldumine õhus on võrdlemisi keeruline uurimisobjekt kiirguse spektraalse koosseisu mitmekesisuse ja kiirguskomponentide arvu varieerumise tõttu. Kunstõhus (N_2 - O_2 segus) läbiviidud eksperimentides on ilmnenu, et suurematel xp väärtustel on efektiivne neeldumiskoefitsient (kogukiirguse neeldumine, eristamata kiirguse erinevate spektraalkomponentide neeldumist) väiksem [16]. Sellest nähtub, et suurema neeldumisristlõikega kiirguskomponendid neelatakse kiiremini (väiksematel kaugustel

allikast) ning väiksema neeldumisristlõikega kiirgus domineerib allikast suurematel kaugustel. Przybylski [17] uuris koroonalahendusega kaasneva kiirguse neeldumist rõhkudel 5 – 250 Torr nii kuivas kui ka niiskes kunstõhus (N_2 - O_2 segus). Selgus, et kõrgetel rõhkudel läheneb neeldumiskoeffitsient väärtusele 5 cm^{-1} . Kooskõlas tema varasemate töödega võib kuivas õhus neeldumiskoeffitsiendi leida järgnevalt [11]:

$$\eta = \eta_{N_2} + \frac{\eta_{O_2} \cdot p_{O_2}}{760}$$

Kiirguse neeldumiskoeffitsient lämmastikus $\eta_{N_2} = 0,3\text{ cm}^{-1}$ oli tema katses rõhust vähesõltuv, neeldumiskoeffitsient hapnikus $\eta_{O_2} = 25\text{ cm}^{-1}$. Kuna õhus hapniku osarõhk $p_{O_2} = p/5$, siis õhu jaoks $\eta \approx 5\text{ cm}^{-1}$. Seega õhus neelab N_2 natukene ning enamuse kiirgusest neelab O_2 . Veeauru lisamisel kasvas neeldumiskoeffitsient rohkem kui 25% võrreldes kuiva õhuga.

Domineerivaks fotoionisatsioonimehhanismiks õhus peetakse lämmastiku molekuli ergastamist elektronpõrgetel energiateni 12,1 – 15,6 eV, millele järgneb hapniku molekuli fotoionisatsioon (ionisatsioonipotentsiaal 12,07 eV ning vastav lainepikkus $\lambda < 102,5\text{ nm}$). N_2 neeleb tugevasti kiirgust, mille lainepikkus $\lambda < 98\text{ nm}$ [16]. Seega eksisteerib ainult väike lainepikkuste vahemik ($98 < \lambda < 102,5\text{ nm}$), kus lämmastiku kiirgus ioniseerib otseselt hapnikku. Lisaks väheneb hapniku neeldumiskoeffitsient selles piirkonnas lainepikkuse kasvades kiiresti [14].

2.3.4. Niiskuse mõju fotoioniseeriva kiirguse neeldumisele õhus.

Niiskuse mõju koroonalahendusele, eriti katoodisuunaliste striimerite levikule on tuntud tõsiasi. Vähe on teada niiskuse mõjust koroonalahenduse fotoioniseeriva kiirguse neeldumisele ja fotoioonide saagisele õhus.

D. K. Davis on uurinud ionisatsioonisagedusi ν_i ($\nu_i = \alpha \langle v_s^2 \rangle$, kus v_s on elektronide soojusliikumise kiirus, mis on keskmistatud üle elektronide energia jaotusfunktsiooni) ja kleepumissagedusi ν_k ($\nu_k = \eta \langle v_s^2 \rangle$) kuivas ja niiskes õhus normaaltingimustel [16]. Eksperimendi andmetest nähtus veeauru mõju keeruline iseloom ionisatsiooni- ja kleepumissagedusele. Tuleb eristada veeauru mõju erinevaid aspekte ja hinnata nende osatähtsust sõltuvalt lisatud veeauru kogusest (p_{H_2O} , $\%_{H_2O}$) ning taandatud väljatugevusest (E/n). Ionisatsioonisagedus oli vähetundlik veeauru lisamise suhtes, kuid kleepumise sageduses ilmnemise olulised muutused. Seega muutub veeauru lisamisel efektiivne

ionisatsioonikoefitsient ($\alpha' = \alpha - \eta_r$). Piirkonnas $E/n < 20$ Td ($1 \text{ Td} = 10^{-21} \text{ Vm}^2$) suurenes veeauru mõjul kleepumissagedus; veeauru lisamine tõstis kolme keha põrgete tõenäosust. Piirkonnas $50 < E/n < 100$ Td olid kuiva ja niiske õhu kleepumissagedused praktiliselt samad kuid suurendades E/n väärtust üle 100 Td suurenes niiskes õhus kleepumissagedus uuesti. Selle põhjuseks peeti hüdratiseeritud negatiivsete ionide moodustumist vastavalt reaktsioonile:

$$O_2^-(H_2O)_{n-1} + H_2O + M \rightarrow (H_2O)_n O_2^- + M \quad [16].$$

Nende eksperimenditulemustega on kooskõlas Verhaarti ja van der Laani (1984) tulemused [16]. Viimaste poolt uuriti muuhulgas elektronide irdumise intensiivsust negatiivsetest ionidest, kui kuivale õhule lisati veeauru. Leiti, et 1,5% H_2O lisamine kuivale õhule rõhul 778 Torr surub alla elektronide irdumise negatiivsete ionide küljest, kuna on moodustunud stabiilsed hüdratiseeritud negatiivsed ionid. 1966. a. näitasid Pack ja Phelps, et H_2O molekul on kleepumisprotsessis kolme keha pörkel kolmanda kehana 7 korda efektiivsem kui O_2 [16].

K. H Wagner tegi oma töös (1967) muuhulgas olulise tähelepaneku selle kohta, et 5 -10 % veeauru lisamine kuivale õhule suurendas nii katoodile kui ka anoodile levivate striimerite kiirust [16]. Suurendades veelgi veeauru hulka õhus, võis tähelda striimeri levikukiiruse vähenemist ($p = 100$ Torr, $E/p = 58 - 61 \text{ Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$). Veeauru sellist mõju seletas Wagner järgmiselt. Veeaur (ionisatsioonipotentsiaal 12,61 eV) neelab ioniseerivat kiirgust tugevalt. Seetõttu suureneb sekundaarelektronide kontsentratsioon, kuid teisalt piiratakse tugeva neeldumise tõttu fotoioniseeriva kiirguse leviku ulatust. Fotoioniseeriva kiirguse neeldumine allikale väga lähedal on striimeri leviku seisukohalt ebaefektiivne.

T. H. Teich mõõtmistest koaksiaalsete silindrite vahelise lahendusega nähtus sammuti veeauru tugev mõju õhu neeldumistegurile. Kuivale õhule lisati 1,4 % veeauru ning seeläbi suurenes ioniseeriva kiirguse neeldumistegur $px \leq 150$ Torr cm juures ca 30% võrra. Mingil etteantud kaugusel kiirgusallikast väheneb fotoionisatsiooni saagis seetõttu oluliselt. See ilmneb selgelt ka homogeense lahenduse poolt emiteeritud kiirguse korral. Emiteerivas lahendusvahemikus sama E/p väärtuse korral jääb ionisatsioonikambris tekitatud laengukandjate arv niiskes õhus rõhu kasvades alati väiksemaks kui kuivas õhus.



2.3.5. Koroonatuul

Esimeses kirjeldatud teaduslikus koroonavaatluses 1672. a. mainitakse valguse ja heli tekkimist elektriseeritud objektidelt [18]. Heli viitab massi liikumisele (impulsi ülekandele). Esimese artikli, kus oli juttu juba elektri- või koroonatuulest, avaldas 1709. a. F. Hauksbee. Alles 19. sajandi alguses jõuti arusaamisele, et koroonatuul on põhjustatud laetud osakeste liikumisest elektriväljas, nende ja elektriliselt neutraalsete osakeste põrkumisest ja hõõrdest. Tehnilise rakendusena on patenteeritud koroonatuulel töötavad valjuhääldid. Koroonatuul leiab kasutamist laengute transportimiseks ja osakeste laadimiseks.

Vaadeldes positiivset teravik-plaat koroonat praktilist huvi pakkuvast rõhuvahemikus 0,01 -0,1 MPa on ilmne, et positiivsed ioonid domineerivad täielikult koroonatriivipiirkonnas [18]. Siinse rõhuvahemiku puhul võib difusiooni tema väiksuse tõttu jätta arvestamata. Ioonide liikumine läbi koroonavahemiku toimub elektrivälja toimele ning on takistatud neutraalsete osakestega põrgete ja hõõrdumise tõttu. Kuna ioonide mass on suur, siis põrgetes annavad nad elektriväljalt saadava energia peaaegu täielikult üle neutraalsele gaasile. Olgu iooni laeng q . Vaatleme selle iooni triivi elektrivälja mõjul läbi gaasi [18]. Kuna inertsiaalseid efekte ei ole, siis iooni mass pole oluline. Elektrivälja E tõttu mõjub ümbritsevale gaasile jõud $F = qE$. Impulss, mis kantakse üle gaasile, kui ioon läbib piki väljajoont distantssi l aja t jooksul:

$$P = \int_0^l q \cdot E \cdot dt = \int_0^l \frac{q \cdot E}{v} \cdot dl = \frac{q \cdot l}{\mu}$$

Järelikult lahendusvahemiku teljel ($l = d$) avaldab koroonavool I gaasile teljesuunalist jõudu F :

$$F = \frac{Id}{\mu}.$$

Teisalt avaldub jõud F gaasimassi m impulsi kaudu järgmiselt:

$$F = \frac{d(mv)}{dt} = \rho V v = \rho v^2 S,$$

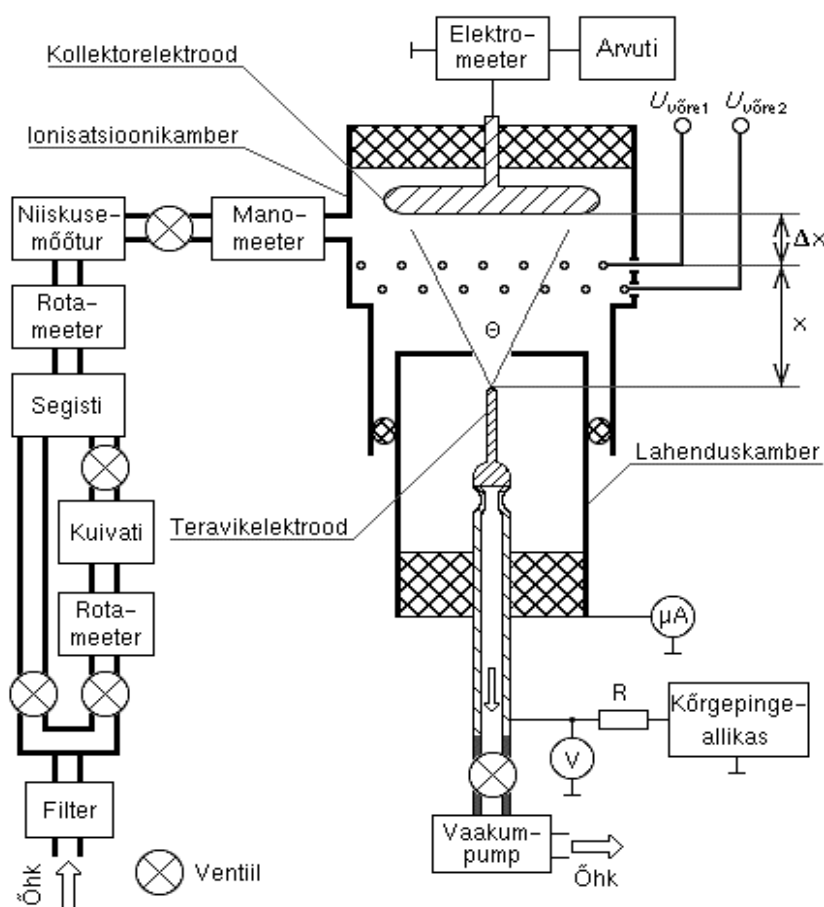
kus V ja v on vastavalt gaasi ruum- ja joonkiirus ning S on gaasivoo ristlõike pindala. Siinjuures on veel eeldatud, et gaasivoo (st koroonatuule) jaotus voo ristlõikes on ühtlane. Nüüd saame koroonatuule joonkiiruse avaldise järgmisel kujul:

$$v = \sqrt{\frac{id}{\mu \rho S}}$$

Võttes voolutugevuseks väärtuseks $i = 100 \text{ } \mu\text{A}$, koroonavahemiku pikkuseks $d = 1 \text{ cm}$ ja koroonatuule ristlõikepindalaks 1 cm^2 ($\mu \approx 2,2 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$, $\rho = 1,29 \text{ kg/m}^3$), saame rõhul $0,1 \text{ MPa}$ õhu voolukiiruseks $v \approx 6 \text{ m/s}$.

3. KATSESEADME KIRJELDUS

Katseseadme plokkskeem on esitatud joonisel 3.1 Fotoioniseeriva kiirguse allikaks on kas positiivne või negatiivne koroonateravik-plaat lahendusvahemikus. Koroonavahemik on monteeritud kahes suunas kruvimehhanismidega nihutatavasse silindrilisse metallist lahendustorusse siseläbimõõduga 21 mm. Liigutatav lahendustoru on toetatud vitoonist rõngastihendite abil liikumatusse silindrilisse juhtpuksi. Poolsfäärilise otsaga 0,25 mm diameetriga platinatraadist koroonateravik on kinnitatud roostevabast terasest teravikuhoidjasse. Plaatina eeliseks võrreldes näiteks vasega on hea töödeldavus ja pikem “eluiga”. Platinateraviku tipule andsime poolsfäärilise kuju traadi otsas süüdatud kõrgsageduslahendusega, milles platinatraadi tipp hakkas lahenduses eraldunud soojuse toimet sulama ning omandas raskusjõu toimet poolsfääri kuju. Teravikuhoidja tagaosa moodustab toruja läbiviigu, mille kaudu toimub teraviku elektriline pingestamine ning lahendusvahemikku ventileeriva õhu juhtimine vaakumpumpa. Teravik koos hoidjaga on



Joonis 3.1. Katseseadme plokkskeem.

kinnitatud lahendustorus olevasse fluorplastist tugiisolaatorisse nii, et teravikelektrood paikneb lahendustoru teljel. Lahendustoru teravikupoolne ots on suletud terasest 1 mm paksuse kaanega, mille tsentrisse on puuritud 1 mm läbimõõduga ava. Teraviku kaugus avast, st. lahendusvahemiku pikkus, on muudetav teravikuhooldiku liigutamisel tugiisolaatoris piki lahendustoru telge. Käesolevas töös on lahendusvahemiku pikkuseks 2 mm, 4 mm, 7 mm või 10 mm. Kui elektrilisest seisukohast on avaga otsakaan eelkõige teraviku vastaselektrood (plaatelektrood), siis koroonakiirguse jaoks täidab ta ümardiafragma rolli. Plaatelektrood koos lahendustoruga on maandatud läbi mikroampermeetri, millega mõõdetakse koroonavoolu tugevust.

Fotoioniseeriva kiirguse detekteerimiseks mõõdetakse ionisatsioonikambri abil fotoioonide generatsiooni määra erinevatel kaugustel koroonast. Fotoioonide registreerimiseks kasutatakse silindrilise ristlõikega ionisatsioonikambrit (vaata joonis 3.1), mille telg langeb kokku lahendustoru teljega. Ionisatsioonikamber ja nihutatav lahendustoru on omavahel ühendatud hermeetiliselt. Ionisatsioonikamber koosneb tasapinnalisest kollektorelektroodist ja kahest võrest, mis on paralleelsed kollektorelektroodiga ning risti teravikelektroodi teljega. Võred koosnevad paralleelsetest traatidest diameetriga 0,07 mm. Kahe naabertraadi telgede vahekaugus on 0,4 mm mõlema võre puhul. Võrede omavaheline kaugus on 0,4 mm. Mõlema võre traadid on omavahel paralleelsed ning omavahelises nihkes poole võre sammu võrra. Võrede summaarne optiline läbilaskvus on 0,65. Kaugus kollektori ja sisevõre vahel on 0,65 mm. Sisevõre oli pingestatud negatiivselt (-100 V) ning välisvõre positiivselt ($+100\text{ V}$). Ioonid, mis tekitati fotoioniseeriva kiirguse poolt kollektorelektroodi ja sisevõre vahelises ruumiosas (kollektorruumalas), põhjustasid voolu kollektorelektroodi ahelas. Kollektorelektrood on ühendatud elektromeetri sisendiga, mis on hoolikalt varjestatud. Kasutatud universaalne arvnaiduga elektromeeter B7 - 30 võimaldas mõõta voole kuni 1 fA.

Välisvõre elektriväli takistab sisevõre poolt fotoefekti tulemusena emiteeritud elektronide sattumist kollektorelektroodile. Sammuti takistab välisvõre elektriväli koroonalahenduses tekkinud positiivsete ionide liikumist ionisatsioonikambri kollektorruumalasse. Sama ülesannet täidab ka õhuvool, mis liigub ionisatsioonikambrist läbi ümardiafragma lahendustorusse. Õhuvoolu ruumkiirus läbiviidud eksperimentides oli 0,25-0,3 l/min. Õhuvoolu kiiruse mõõtmiseks ja jälgimiseks kasutati rotameetrit. Koroonavahemiku ja ionisatsioonikambri vahekauguse muutusi mõõdeti digitaalse nihikuga, mille lahutusvõime oli 0,01 mm ja täpsus 0,03 mm.

4. APARATUURI SEADISTAMINE NING KATSESEADME JA -METOODIKA TESTIMINE

4.1. Ionisatsioonikambri võrepingete ja lahendusvahemiku ventileerimiskiiruse valimine.

Lahendus- ja ionisatsioonikambri ventileerimine läbivoolava õhuga on vajalik selleks, et eemaldada lahenduse käigus tekkivad produktid, peamiselt osoon ja lämmastikuühendid, ning kõrvaldada lahendusvahemikust ionisatsioonikambrisse tungivat koroonatuult. Selleks, et vältida õhu märgatavat liikumist ionisatsioonikambri, on oluline kasutada ventileeriva õhuvoo võimalikult väikesi ruumkiirusi, mis siiski oleksid küllaldased koroonatuule kompenseerimiseks. Mida suurem on ümardiafragma läbimõõt, seda suurem peab olema koroonatuult kompenseeriva õhuvoo ruumkiirus. Koroonatuule joonkiirust v on numbriliselt võimalik ligikaudselt hinnata töös [18] toodud valemi abil (vaata peatükk 2. punkt 3.5):

$$v = \sqrt{\frac{id}{\mu\rho S}}, \quad (1)$$

kus i on koroonavoolu tugevus, d lahendusvahemiku pikkus, μ ionide liikuvus, ρ õhu tihedus ja S õhuvoo ristlõige. On teada, et koroonatuule kiiruse jaotus lahendusvahemiku ristlõikes jälgib voolu tiheduse jaotust vahemiku ristlõikes [19]. Meie eksperimendis kasutatud lahendusvahemiku puhul jaotub voolutihedus lahendusvahemiku ristlõikes vastavalt Warburg'i seadusele: $j(\xi) = j_0 \cos^5(\xi)$, kus j_0 on voolutihedus lahendusvahemiku teljel ning ξ on nurk lahendusvahemiku telje ja teravikelektroodilt plaatelektroodi mingisse punkti tõmmatud sirge vahel [18]. Seega peaks koroonatuule kiiruste jaotus vahemiku teljega ristiolevas tasandis alluma samale seaduspärasusele. Ümardiafragma tasandis võtame koroonatuulest tingitud õhuvoo ristlõikepindala võrdseks sellise ringi pindalaga, mille perimeetril koroonavoolu tihedus moodustab 10% voolutihedusest teljel. 2 mm pikkuse lahendusvahemiku puhul on selle ringi raadius $r = 2,5$ mm ja pindala $S = 18,9$ mm², 4 mm pikkuse lahendusvahemiku puhul on $r = 4,9$ mm ja $S = 75,9$ mm². Võttes normaaltingimustel (õhutihedus $\rho = 1,29$ kg/m³) voolutugevuseks $i = 35$ µA ja positiivsete ionide liikuvuseks $\mu^+ = 1,2$ cm²/(V·s) [20] saame avaldisest (1) koroonatuule kiiruseks 2 mm pikkuse lahendusvahemiku jaoks ~4,8 m/s ning 4 mm pikkuse lahendusvahemiku jaoks ~3,5 m/s.

Kui ventileeriva õhuvoo ruumkiiruseks võtta 0,3 l/min, siis voo joonkiiruseks 1,0 mm läbimõõduga diafragma avauses saame 6,4 m/s. Madalamatel rõhkudel olid koroonavoolu väärtused oluliselt väiksemad. Rõhu alanedes kasvab ionide vaba tee pikkus, seega ka

ioonide liikuvus μ . Võrreldes kõrgemal rõhul mõõdetud katseseeriatega vähenes suhe $i/\mu p$ madalamatel rõhkudel. Seega oli madalamatel rõhkudel veelgi paremini täidetud tingimus, et arvutuslik koroonatuule kiirus oleks väiksem ventileeriva õhuvoo joonkiirusest diafragma avauses.

Koroonatuule tegelik kiirus lahendusvahemiku teljel võib märgatavalt erineda arvutuslikust hinnangust valemi (1) ligikaudsuse tõttu. Samuti peab arvestama, et diafragma tasandi lähedal on õhuvoog mõlemal pool diafragmat turbulentne. Ometi on tehtud hinnang kooskõlas katsefaktiga, et koroonatuule mõju kõrvaldamiseks piisas ventileeriva õhuvoo ruumkiirusest 0,2 l/min, kui oma panuse andis ka ionisatsioonikambri välisvõre elektriväli, mis takistas samuti koroonavahemikust pärit positiivsete ionide jõudmist kollektorile.

Ioniseeriva kiirguse intensiivse neeldumise tõttu õhus nõrgeneb fotovool järsult, kui fotovoolu andurit eemaldada kiirgusallikast. Ioniseeriva kiirguse intensiivsus ei tohi oluliselt väheneda ionisatsioonikambri detekteeriva õhukihi läbimisel. Detektorruumala sügavus piki lahendusvahemiku telge peab olema väike. Täidetud peaks olema tingimus $\Delta x \ll 1/\eta$. Selleks on kollektorelektrood nihutatud sisevõrele võimalikult lähedale ($\Delta x = 0,56$ mm). Ionisatsioonikambri katsetuste ajal oli suurimaks distantiks kollektorelektroodi ja sisevõre vahel 3 mm, mis tagas ionisatsioonikambri rahuldava efektiivsuse ainult kuivatatud õhus, kus kiirguse neeldumine on nõrgem võrreldes niiskema õhuga.

Õhu ebasoovitavalt intensiivne liikumine ionisatsioonikambri tooks kaasa ionisatsioonitaseme muutuse detektorruumalas ja põhjustaks mõõtemääramatuse kasvu. Õhuvoolu minimaalne lubatud kiirus sai välja selgitatud katsetes, kus muudeti ionisatsioonikambri võredele rakendatud pingeid, st mõjutati välisvõre tõkkepinge toimimise efektiivsust. Teisest küljest tuli välja selgitada, milline sise- ja välisvõre pingete omavaheline suhe on sobiv selleks, et vältida sisevõrelt fotoefekti toimel emiteerunud elektronide liikumist kollektorile. Selle juures oli oluline vältida positiivse potentsiaaliga välisvõre elektrivälja tungimist läbi sisevõre detektorruumalasse.

Välisvõre madalamatel pingetel, eriti alla 50 V (sisevõre pinge oli -95 V) kasvas registreeritav fotovool õhuvoo kiiruse vähenedes oluliselt. Katses oli koroonavoolu väärtuseks 25 μ A. Fotovoolu sõltumatus õhuvoo kiirusest, eriti voolukiirustel alla 0,5 l/min, oli tagatud, kui välisvõre pinge oli kõrgem kui 80 V. Sellist olukorda saab seletada välisvõre tõkkepinge piisavalt efektiivse toimimisega lahenduspiirkonnast saabuvate ionide ionisatsioonikambri sisse pääsu tõkestamisel. Nõue, et registreerimisruumalasse ei pääseks

ükskiioon koroonavahemikust, on väga oluline. Ioonid, mis liiguvad ionisatsioonikambri detektorruumala ees oleva positiivse potentsiaaliga võre poole, kas tõmmatakse sellele (negatiivsed ioonid) või pidurdatakse ja tõugatakse eemale (positiivsed ioonid). Elektrivälja jaotuse leidmiseks arvutati elektrivälja numbriliselt antud võrede süsteemi geomeetriad arvestades erinevate sise- ja välisvõre pingete jaoks. Katsete tulemustest selgus, et ionisatsioonikambri sisevõrele rakendatud pinge -100 V ning välisvõrele rakendatud pinge $+100\text{ V}$ koos õhuvookiirusega $0,2 - 0,4\text{ l/min}$ tagavad kambri töö küllastusrežiimis. Sellisel juhul jõuavad kõik detekteerimisruumalas fotoionisatsiooni tulemusena tekkinud ioonid kollektorile, ning samas võõrioonide pääs läbi võrede ionisatsioonikambris on takistatud. Õhuvoolu kiiruse muutmine vahemikus $0,2 - 0,4\text{ l/min}$ ei avaldanud mõju registreeritavale fotovoolule I_f . Platoon paiknemise tingimuste täpsemaks väljaselgitamiseks uuriti, kuidas fotovoolu tugevus sõltub ionisatsioonikambri võredele rakendatud pingest erinevatel ventilatsioonivoo kiirustel ($0,2 - 0,4\text{ l/min}$). Välisvõre pingel 90 V ning ventilatsioonivoo kiirusel $0,4\text{ l/min}$ selgus katsest, et sisevõre pingetel allpool 60 V sõltus registreeritud fotovool sisevõre pingest. Koroonavoolu väärtus katses oli $25\text{ }\mu\text{A}$. Alates sisevõre pinge väärtusest 60 V ei mõjutanud pinge edaspidine tõstmine registreeritud fotovoolu väärtust.

4.2. Koroonaalika uurimine

Käesolevas töös uuriti positiivset ja negatiivset koroonat teravik-plaat lahendusvahemikus kui ioniseeriva kiirguse allikaid. Koroonalahenduse vormid sõltuvad elektroodidele rakendatud pinge suurusest ning polaarsusest. Pinge tõstmisel alates lävepingest, on need positiivse koroonaga korral järgmised: purskeimpulsid, algstriimerid, pidev koroon, läbilöögieelsed striimerid ja läbilöök. Positiivne koroon esines siinkajastatud eksperimentides pideva koroonana ning negatiivne koroon nn Tricheli impulssidena kordussagedusega kuni mõnisada kHz. Erinevate lahendusvormide esinemispiirkonnad pinge (voolu) järgi sõltuvad teravikelektroodi läbimõõdust ja tipu kujust, teravikelektroodi ja vastaselektroodi vahekaugusest ning loomulikult gaasi rõhust. Neid lahendusvorme on võimalik üksteisest eristada visuaalse vaatluse teel ja vooluostsillogrammide põhjal. Käesolevas töös piirduti peamiselt visuaalse vaatlusega. Platinast $0,25\text{ mm}$ läbimõõduga poolsfääri kujulise otsaga teraviku puhul kasutati lahendusvahemiku pikkusi vahemikus $2 - 10\text{ mm}$. Oluline oli kasutada teravikku, mille mõõtmed oleksid võimalikult väikesed. See oli vajalik selleks, et lähendada kiirgusallikat punktallikale andmetöötluse tarbeks. Kõige peenema kättesaadava Pt-traadi läbimõõt oli $0,25\text{ mm}$. Teraviku tippu kattev pidev koroon nendes lahendusvahemikes

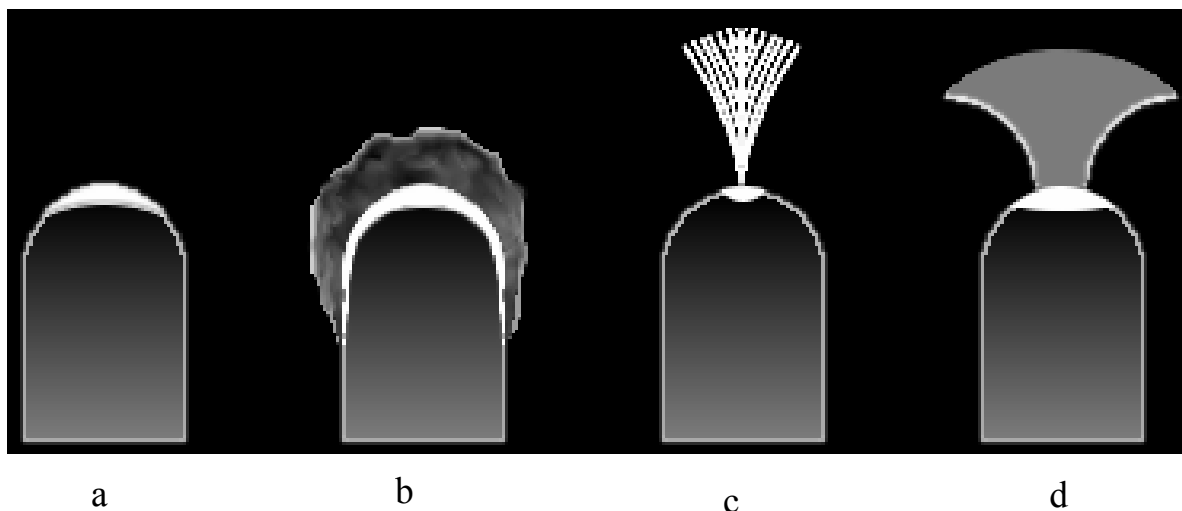
oli kõrgematel, atmosfäärirõhule lähedastel rõhkudel stabiilne laias pingepiirkonnas. Ioniseeriva kiirguse intensiivsus rahuldab registreeriva süsteemi poolt esitatud nõudeid. Madalatel rõhkudel ($p \sim 100$ Torr) kahanes pingevahemik, kus põles stabiilne koroonalahendus. Üheks oluliseks probleemiks oli niiske õhu puhul stabiilse koroonalahenduse piirkonnas elektromeetriga registreeritava signaali nõrkus, arvestades elektromeetri tundlikkust ja erinevatest allikatest pärit mürasid. Registreeritavad fotovoolud olid suurusjärgus 10^{-15} A, st eeldasid töötamist elektromeetri kõige tundlikuma mõõtepiirkonnaga. Katsetes niisutatud toaõhuga jäi elektromeetri tundlikkus liiga madalaks fotovoolu registreerimiseks 7 mm ja 10 mm pikkuste lahendusvahemike puhul. Mürade vähendamiseks varjestati ionisatsioonikamber ja elektromeetri sisend hoolikalt. Varjed maandati püüdes seejuures vältida parasiitvooluringide teket.

Madalaim rõhk, mille juures mõõtmisi tehti, oli määratud koroonalahenduse vormi säilimisega. Lahenduse stabiliseerimiseks kasutati koroonateraviku toiteahelasse järjekorda ühendatud ballasttakisteid suurusega 68 – 534 M Ω . Lisaks lahenduse stabiliseerimisele aitas ballasttakisti vältida läbilöökide teket lahendusvahemikus. Lahendusvahemikus tekkivad tugevamad läbilöögid võisid kahjustada koroonateravikku. Rõhu alandamisel muutus pideva koroonas esinemispiirkond pingele (voolu) järgi üha kitsamaks kuni enam ei olnud võimalik saada stabiilset lahendust.

Samal ajal hakkas lahendus levima teravikelektroodi silindrilisele osale, kust kiirguse levik ionisatsioonikambrisse oli osaliselt takistatud. Mõõtmisi tehti vaid sellistel rõhkudel, kus lahendus oli kindlalt identifitseeritav kas pideva positiivse koroonana või negatiivse koroonana Tricheli impulssidena teraviku poolsfäärilises tipus (joonis 4.1).

Lahendusvahemiku pikkus ja lahenduskambri otsaseinas oleva ava läbimõõt määrasid ruuminurga θ (vt. joon. 3.1), mille ulatuses teravikelektroodilt lähtuv kiirgus jõudis ionisatsioonikambrisse. Väiksema pikkuse korral on ruuminurk suurem ja see tagab suurema kollektorvoolu. Kuid väikeste pikkuste korral hakkasid rõhu alandamisel esinema läbilöögid. Seetõttu on mõõtmisi tehtud lahendusvahemiku mitmesuguste pikkuste juures vahemikus 2 - 10 mm.

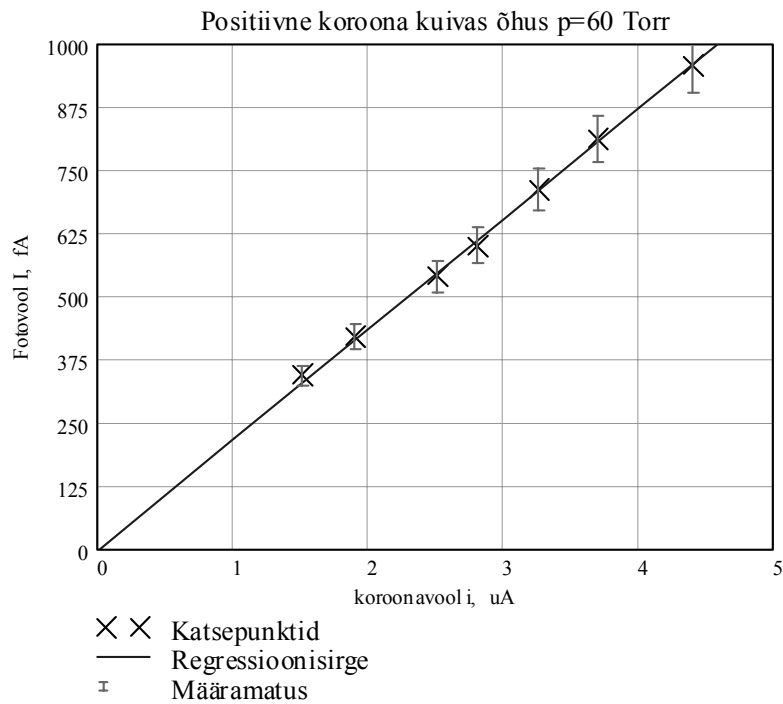
Kollektorvoolu I_f sõltuvus koroonavoolu tugevusest i oli lineaarne koroonavoolu väikeste väärtuste juures tingimusel, et koroonas vorm ei muutunud ja muud parameetrid (x , p) olid konstantsed. Lineaarsuse rikkumist täheldati madalatel rõhkudel, kui koroonavoolu tugevus



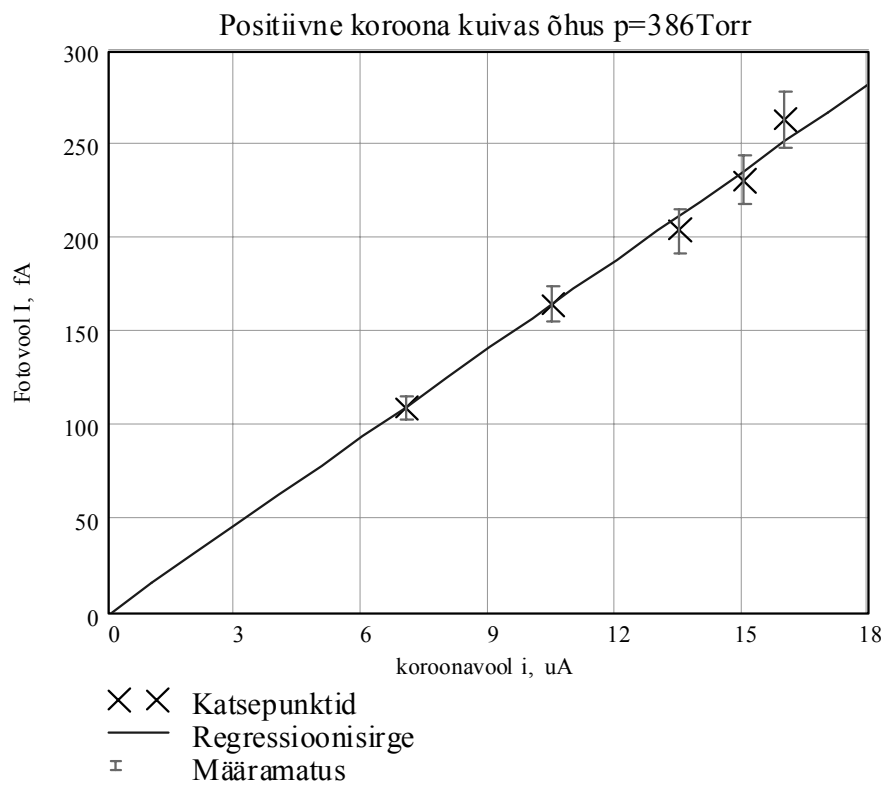
Joonis 4.1 Lahenduse vormid erinevatel rõhkudel 4 mm lahendusvahemikus.

- (a) positiivne koroona kuivatatud õhus kõrgematel rõhkudel $p \sim 200\text{-}760$ Torr
- (b) positiivse koroona kuivatatud õhus madalamatel rõhkudel $p \sim 20\text{-}200$ Torr
- (c) negatiivne koroona niiskes õhus kõrgematel rõhkudel $p \sim 200\text{-}760$ Torr
- (d) negatiivne koroona niiskes õhus madalamatel rõhkudel $p \sim 20\text{-}200$ Torr

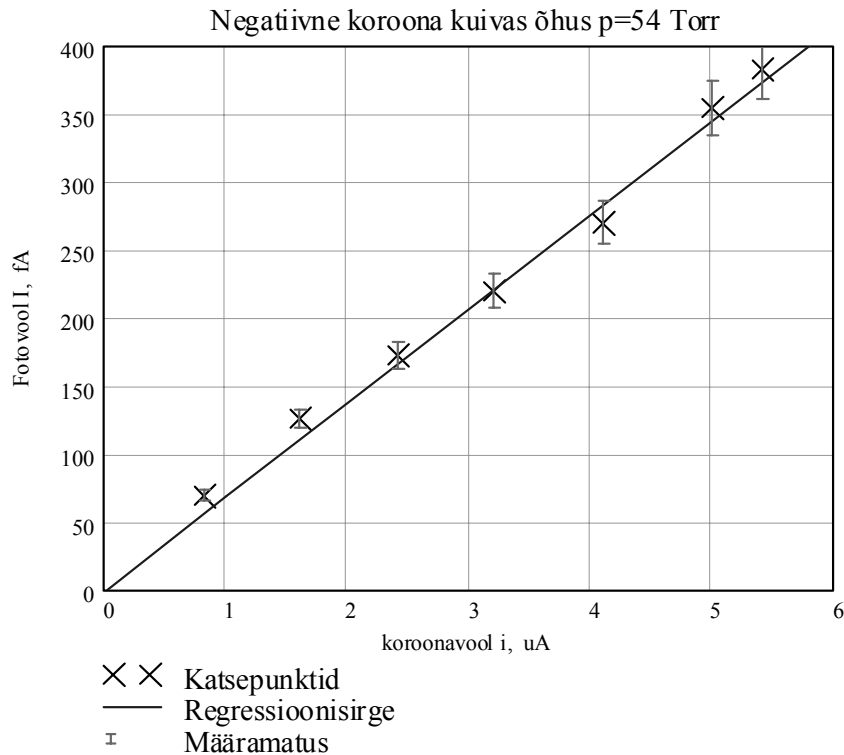
otsaseinas olev ava on teraviku silindriliselt pinnalt lähtuvale kiirgusele osaliselt varjatud teravikelektroodi enda poolt ja seetõttu jõuab elektroodi külgedelt ionisatsioonikambrisse suhteliselt vähem kiirgust kui teraviku tipust. Viimast asjaolu silmas pidades valiti neeldumiskarakteristikute (fotoioonide saagise) mõõtmisel madalate rõhkude piirkonnas koroonavoolu tugevuseks maksimaalne väärtus, mille juures veel kehtis I_f-i vaheline lineaarne seos antud rõhu ja lahendusvahemiku pikkuse jaoks (vaata joonised 4.1 – 4.3). See maksimaalne väärtus jäi vahemikku $1 - 30 \mu\text{A}$. I_f-i vaheline lineaarsus näitab seda, et fotoioniseeriva kiirguse tekkeks vajalike suure energiaga elektronseisundite ergastamine on üheastmeline protsess. Õhus pärineb fotoioniseeriv kiirgus elektronseisunditest, mis on tekkinud elektroni ja põhiseisundis oleva lämmastiku molekuli pörke tulemusena.



Joonis 4.2. Fotovoolu sõltuvus koroonavoolust positiivse korona puhul 4 mm lahendusvahemikus rõhul 60 Torr.



Joonis 4.3. Fotovoolu sõltuvus koroonavoolust positiivse korona puhul 4 mm lahendusvahemikus rõhul 386 Torr.



Joonis 4.4. Fotovoolu sõltuvus koroonavoolust negatiivse korroona puhul 4 mm lahendusvahemikus rõhul 54 Torr.

4.3. Õhu niiskuse ja rõhu reguleerimine ning mõõtmise katseseadmes.

Eksperimendid viidi läbi toatemperatuuril kolme erineva niiskustasemega õhus: kuivatatud toaõhus, niiskes toaõhus ning täiendavalt niisutatud toaõhus. Iga õhuniiskuse jaoks tehti mitu katseseeriat erinevate rõhkudega. Kasutati rõhke vahemikus 20 Torr kuni p_{atm} (atmosfäärirõhk). Igal niiskusel kasutati tavaliselt viit-kuut erinevat rõhku (p_{atm} ; $\frac{1}{2} p_{\text{atm}}$; $\frac{1}{4} p_{\text{atm}}$; $\frac{1}{8} p_{\text{atm}}$; $\frac{1}{16} p_{\text{atm}}$).

Ionisatsiooni- ja lahenduskambris tekitati vajalik alarõhk vaakumpumba abil. Samuti hoiti vaakumpumba abil püsivat õhuvoolu läbi lahendusvahemiku, millega puhastati lahendusvahemikku lahenduse jääkproduktidest tagamaks muutumatu (stabiilne) keskkond lahendusvahemikus ja ionisatsioonikambris.

Kuiva õhu saamiseks juhiti tolmust puhtaks filtreeritud toaõhk läbi silika-geeliga täidetud kuivati. Läbiviidud eksperimentides oli kuivatatud õhus normaalrõhul ja toatemperatuuril veeauru osarõhk vahemikus 0,3 – 0,5 Torr. Kuivatatud õhu temperatuuri ja kastepunkti temperatuuri mõõdeti ja jälgiti atmosfäärirõhul, kasutades selleks firma „Evikon“ kastepunkti ja temperatuuri määrajat E6211C. Seejärel suunati kuiv õhk läbi reguleerimisventiili süsteemi

alarõhuosas (ionisatsiooni- ja lahenduskambrisse). Sobiva niiskusesisaldusega õhu saamiseks segati filtreeritud toaõhule juurde täiendavalt niisutatud õhku. Niiske õhu saamiseks juhiti toaõhk läbi niisuti. Läbiviidud eksperimentides oli niisutatud õhus normaalrõhul ja toatemperatuuril veeauru osarõhk vahemikus 10 – 12 Torr. Niisutatud õhusegu suhtelist niiskust ja temperatuuri mõõdeti atmosfäärirõhul digitaalse hügrotermomeetri E6211 abil.

Ionisatsiooni- ja lahenduskambrisse juhitud etteantud niiskusesisaldusega õhu rõhku ning kambreid läbiva õhu hulka (vookiirust) reguleeriti kahe ventiili abil. Esimene ventiil paiknes ionisatsioonikambri ees. Teine ventiil paiknes lahenduskambri järel. Õhurõhku ionisatsiooni- ja lahenduskambris mõõdeti normaalrõhust kuni rõhuni 120 Torr täppismanomeetri MO abil ning madalamaid rõhkusi Hg-manomeetri abil.

Kuivatatud õhus oleva veeauru osarõhk e_{Torr} (Torr) atmosfäärirõhul leiti mõõdetud kastepunkti temperatuurist T_k (°C) Magnuse valemi abil:

$$e_{Torr} = 4,5917 \cdot 10^{\frac{7,665 T_k}{243,33 + T_k}}$$

Ionisatsiooni- ja lahenduskambris oleva veeauru osarõhk p_{H_2O} leiti kambreis oleva õhu kogurõhu $p_{\text{õhk}}$ kaudu eeldades veeauru osarõhu muutumist proportsionaalseks õhu kogurõhu muutumisega.

$$p_{H_2O} = e_{Torr} \frac{p_{\text{õhk}}}{p_{\text{atm}}},$$

kus p_{atm} on atmosfäärirõhk.

Lahendusvahemiku fikseeritud pikkusel alustati eksperimente alati kuivatatud õhu keskkonnas. Ionisatsiooni- ja lahenduskambris muutumatute parameetritega kuiva õhu keskkonna saavutamiseks viidi enne mõõtmisi läbi paar kuivatamistsükli. Kuivatamistsükli jooksul ventileeriti ionisatsiooni- ja lahenduskambrit ning õhu sisselasketrakti paari tunni vältel kuivatatud õhuvooga. Ventileerimine toimus vähesel alarõhul vookiirustel 1 – 2 l/min. Lisaks ventileerimisele kuumutati õhu sisselasketrakti ja ionisatsioonikambrit väljastpoolt kuuma (~100°C) õhujoaga. See oli vajalik torustiku ja kambri seintele adsorbeerunud veeauru paremaks eemaldamiseks. Ühe kuivatamistsükli järel lasti kuiva õhuga täidetud süsteemil seista alarõhul (rõhk süsteemis ~10 Torr) 1 – 2 tundi ning korrati kuivatamistsükli. Ionisatsiooni- ja lahenduskambri summaarseks ruumalaks on ligilähedaselt 0,22 l. Seega

vahetub õhk süsteemis kahetunnise kuivatustsükli jooksul enam kui 1000 korda (õhuvoo kiirusel 2 l/min).

5. MÕÕTMISTULEMUSED.

5.1. Katsekorralduse üldtingimused ja mõõtmisprotseduurid.

Voolutugevust I_f ionisatsioonikambri kollektorelektroodi ahelas mõõdeti sõltuvalt koroonalahenduse voolutugevusest i ja kaugusest x teravikelektroodi tipu ja ionisatsioonikambri vahel (vt. joonist 3.1). Mõõtmistel kasutati erinevaid lahendusvahemiku pikkusi. Lahendusvahemiku iga pikkuse juures tehti mõõtmisi gaasi erinevatel niiskusesisaldustel ja mitmesugustel rõhkudel p , nii atmosfäärirõhul kui ka madalamatel rõhkudel.

Fotoioonide saagist mõõdeti sõltuvalt kaugusest x konstantsel rõhul ja koroonavoolu konstantse tugevuse juures. Tulemused on esitatud abisuuruse $\Psi(xp)$ kõveratena ehk sisuliselt Ψ sõltuvusena footoni teele jäävate molekulide (aatomite) arvust. Suurus Ψ on ühikulises ruuminurgas ühikulise paksusega kihis kaugusel x kiirgusallikast, ühikulisel rõhul tekitatud fotoioonide arv ühe ioniseeriva elektronpõrke kohta koroonalahenduses. Koroonalahenduse puhul jääb lahtiseks küsimus ioniseeriva kiirguse spektraalsest koosseisust. Abisuuruse Ψ abil on fotoioonide generatsiooni intensiivsus seotud järgmiste füüsikaliste suurustega:

- 1) lahenduses ühes sekundis elektronpõrgete tulemusena tekkinudioonipaaride arvuga N_d ;
- 2) ruuminurgaga θ , milles levib ionisatsioonikambri detektorruumalasse jõudev kiirgus;
- 3) korrutisega $p\Delta x$, kus p on rõhk ja Δx on detektorruumala sügavus lahendusvahemiku telje suunal; see korrutis on proportsionaalne molekulide arvuga footoni teel läbi detektorruumala.

Ψ on määratletud seosega [8]:

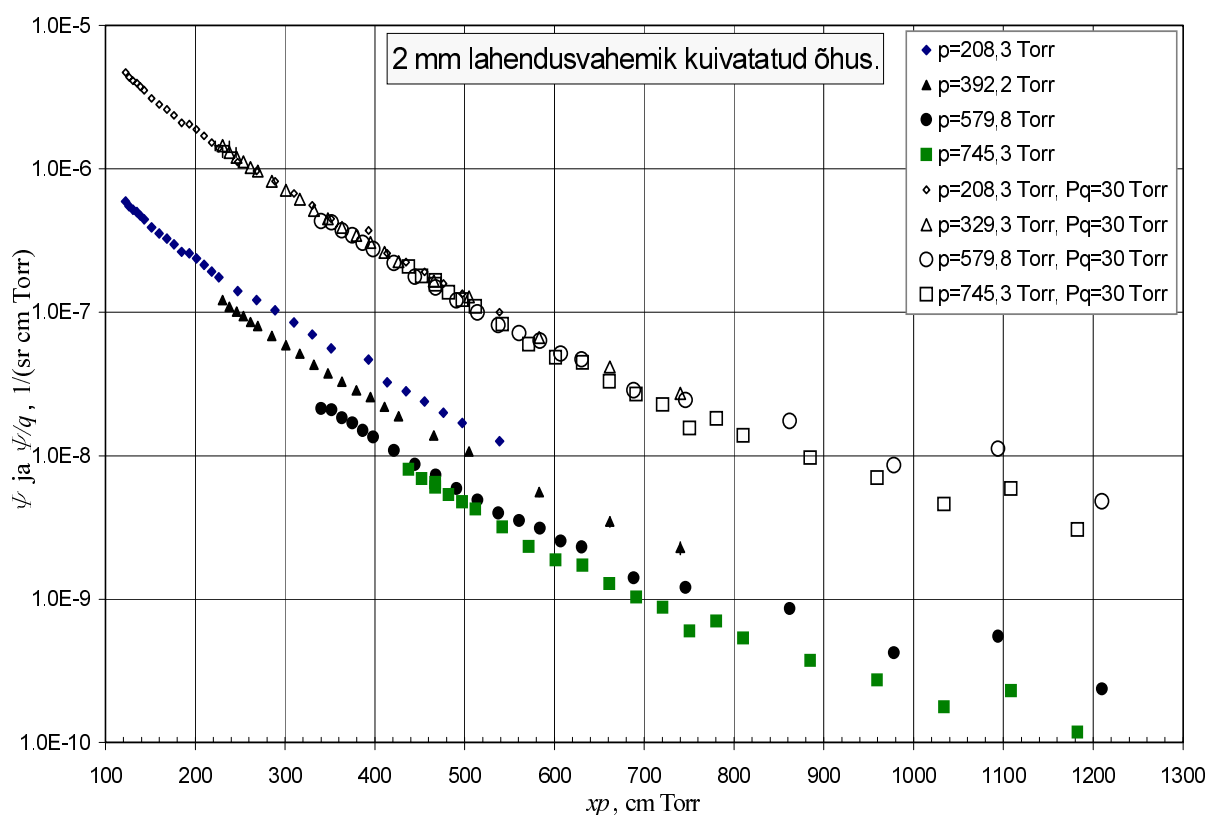
$$\Psi = \frac{I_f}{i \cdot \theta \cdot T \cdot p \cdot \Delta x} \cong \frac{N_f}{N_d \cdot \theta \cdot T \cdot p \cdot \Delta x}; \quad I_f = e \cdot N_f; \quad i = e \cdot N_d$$

i ja I_f on siin vastavalt lahendusvool ja ionisatsioonikambri kollektori ahelas mõõdetud fotovool, e on elektroni laeng ning N_f on detektorruumalas ühes sekundis genereeritud fotoioonipaaride arv.

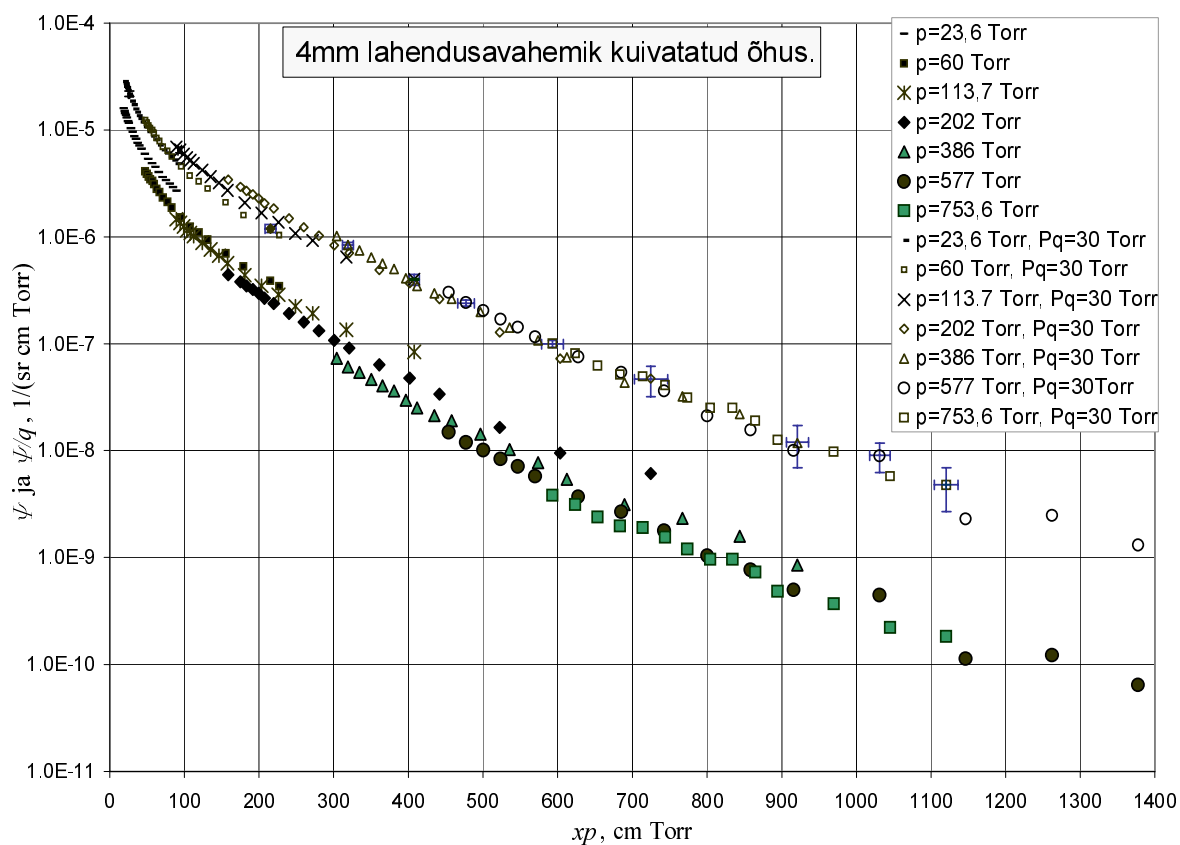
Suurus T täiendab esialgset Ψ arvutusvalemit [8] võttes arvesse ionisatsioonikambris detektorruumala ees olevate võrede summaarset optilist läbilaskvust ($T = 0,65$).

5.2. Tulemused kuivatatud õhus.

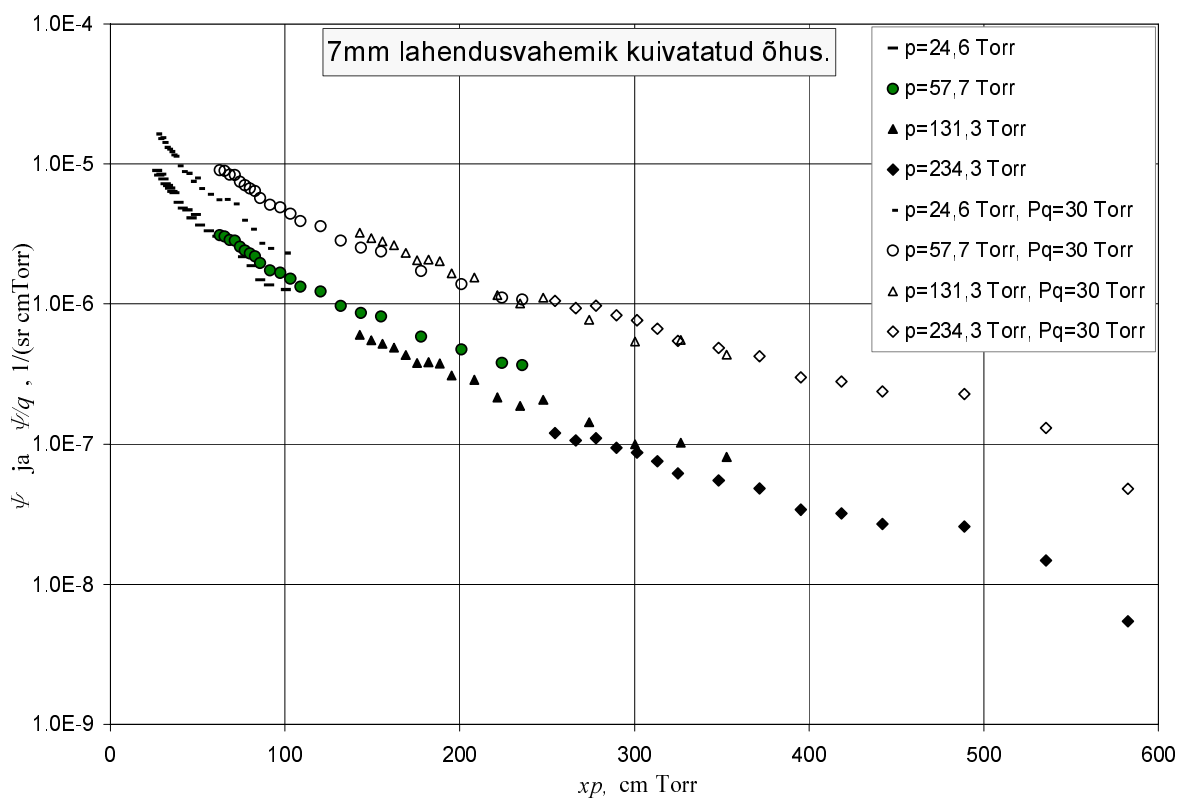
Järgnevalt on joonistel 5.1 – 5.4 esitatud mõõtmistulemused positiivse koroona jaoks kuivatatud õhus erinevatel lahendusvahemiku pikkustel. Pikemate lahendusvahemike kasutamine oli vajalik läbilööride vältimiseks ja stabiilse koroonalahenduse saamiseks madalatel rõhkudel. Näiteks kahe millimeetrise lahendusvahemiku puhul ei olnud võimalik hoida stabiilset lahendust kuivas õhus rõhul 100 Torr.

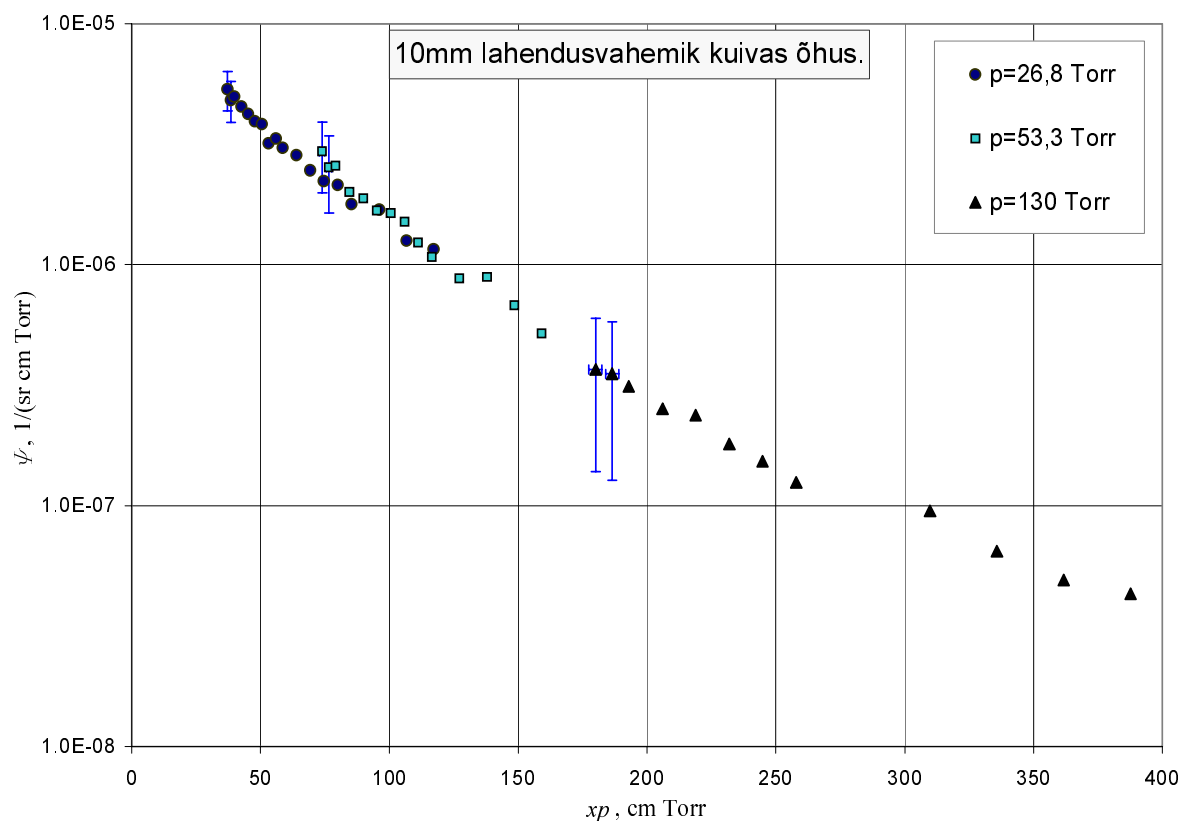


Joonis 5.1. Ψ ja Ψ/q sõltuvus parameetrist p_x kuivas õhus erinevatel rõhkudel.



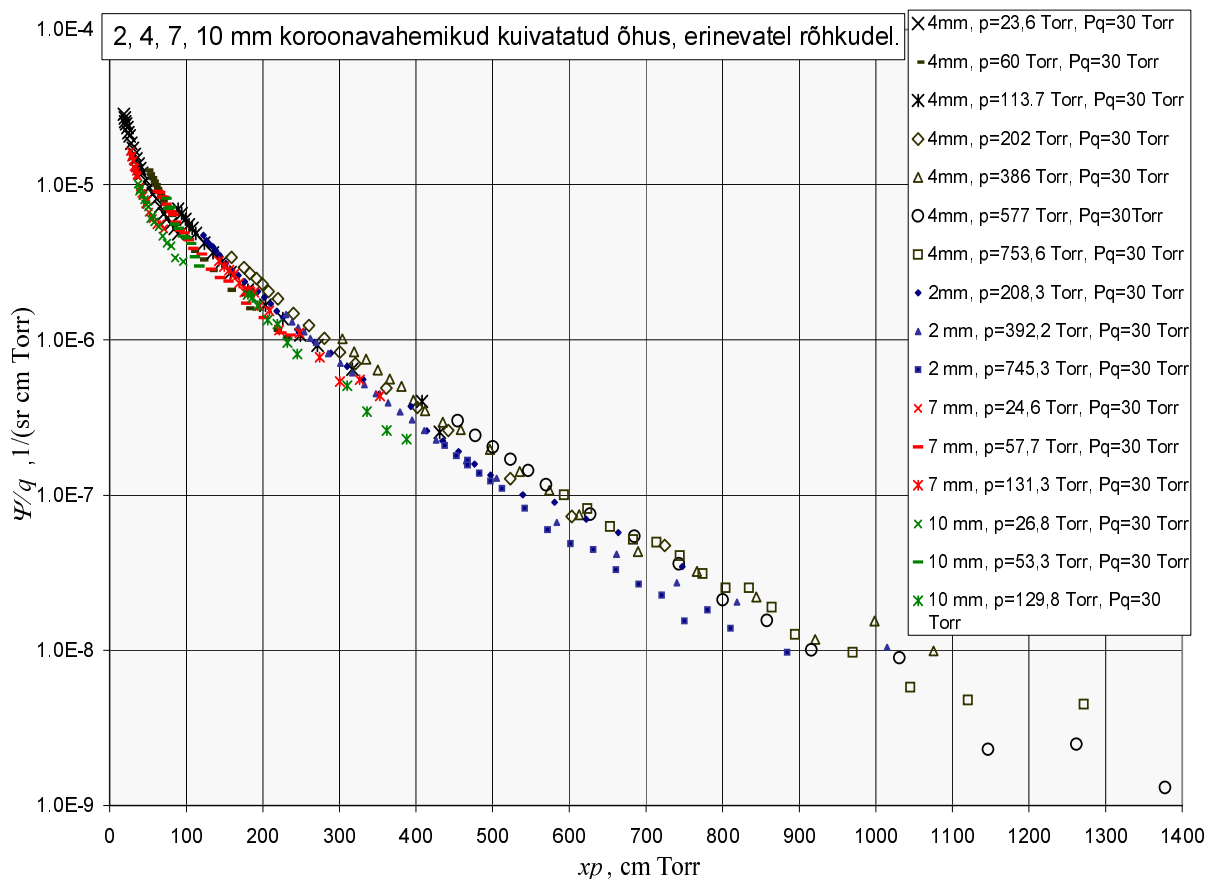
Joonised 5.2.↑ ja 5.3.↓ Ψ ja Ψ/q sõltuvus parameetrist px kuivas õhus erinevatel rõhkudel.





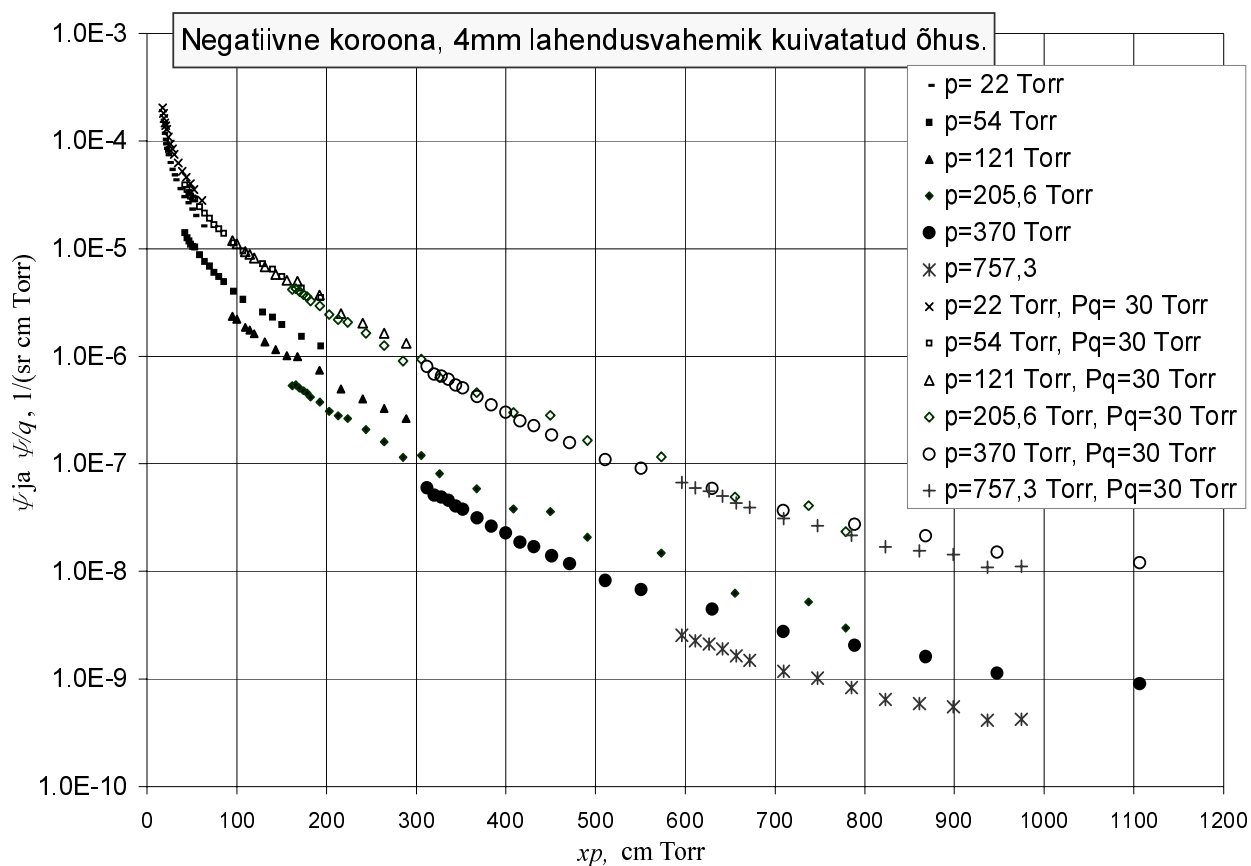
Joonis 5.4. Ψ sõltuvus parameetrist px kuivas õhus erinevatel rõhkudel.

Pikemate lahendusvahemike puuduseks oli aga see, et kõrgematel rõhkudel (suurtel xp väärtustel) jäi ionisatsioonikambris tekitatud laengukandjate arv liialt väikseks, et seda detekteerida olemasoleva aparatuuriga. Ruuminurk Θ vähenes lahendusvahemiku pikkuse suurendamisel: 2 mm pikkuses lahendusvahemikus oli $\Theta \cong 0,085$ sr, kuid 10 mm pikkuses lahendusvahemikus ainult 0,0065 sr, seega enam kui suurusjärgu võrra väiksem. Katsetes kuivatatud õhu keskkonnas jäi standardtingimustele (õhurõhk 760 Torr ja temperatuur 20°C) taandatud veeauru osarõhk õhus alla 0,5 Torr (0,3 – 0,5 Torr).

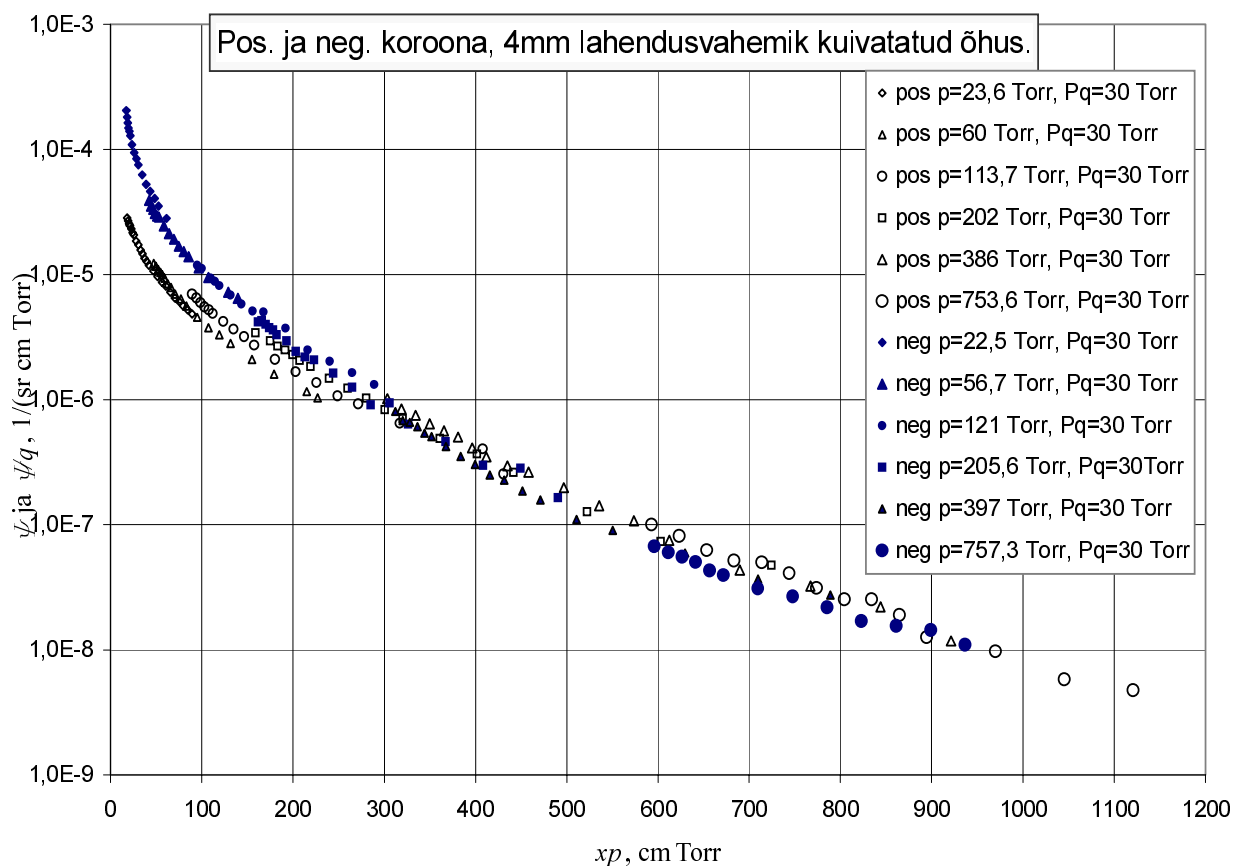


Joonis 5.5. Ψ/q sõltuvus parameetrist px kuivas õhus erinevatel rõhkudel lahendusvahemiku erinevate pikkuste korral.

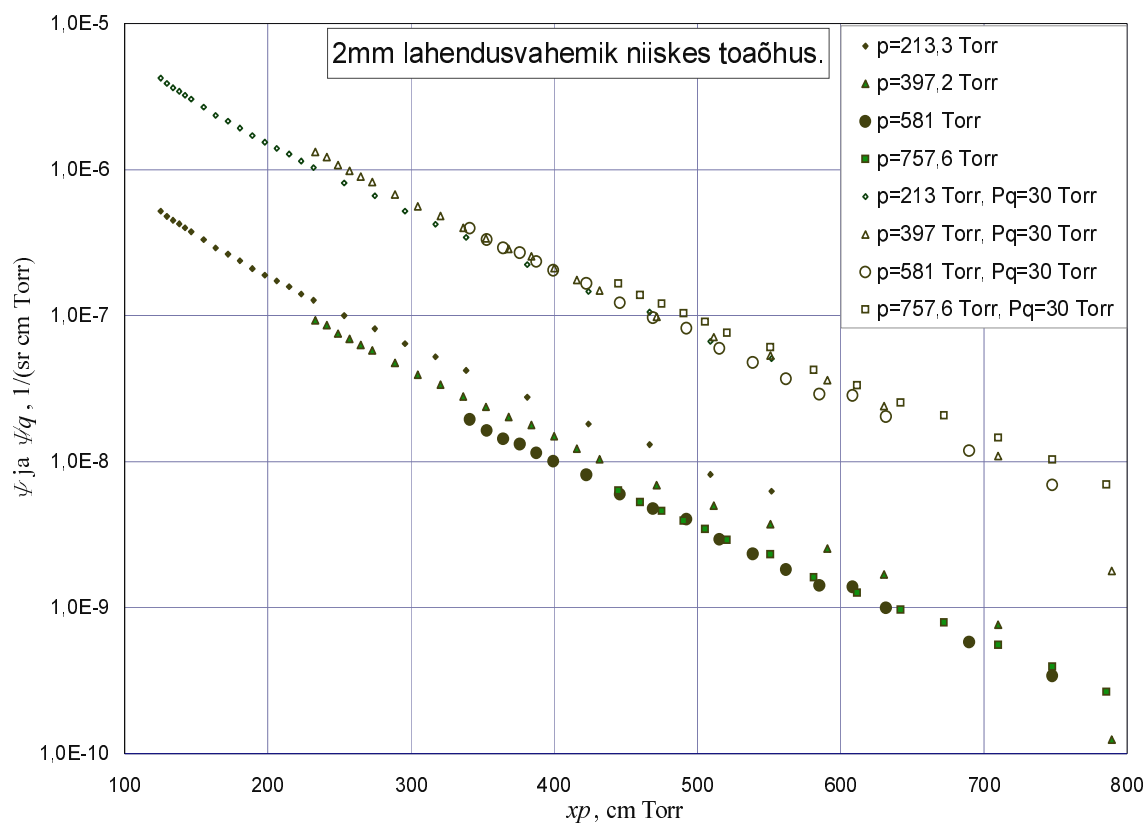
Järgnevalt on joonisel 5.6 esitatud mõõtmistulemused negatiivse koroona jaoks kuivatatud õhus 4 mm lahendusvahemiku pikkusel. Mõõteseriad on esitatud sarnaselt positiivse koroona erinevatel rõhkudel. Joonisel 5.7 on esitatud positiivse ja negatiivse koroona võrdlus 4mm lahendusvahemiku jaoks kuivatatud õhus.



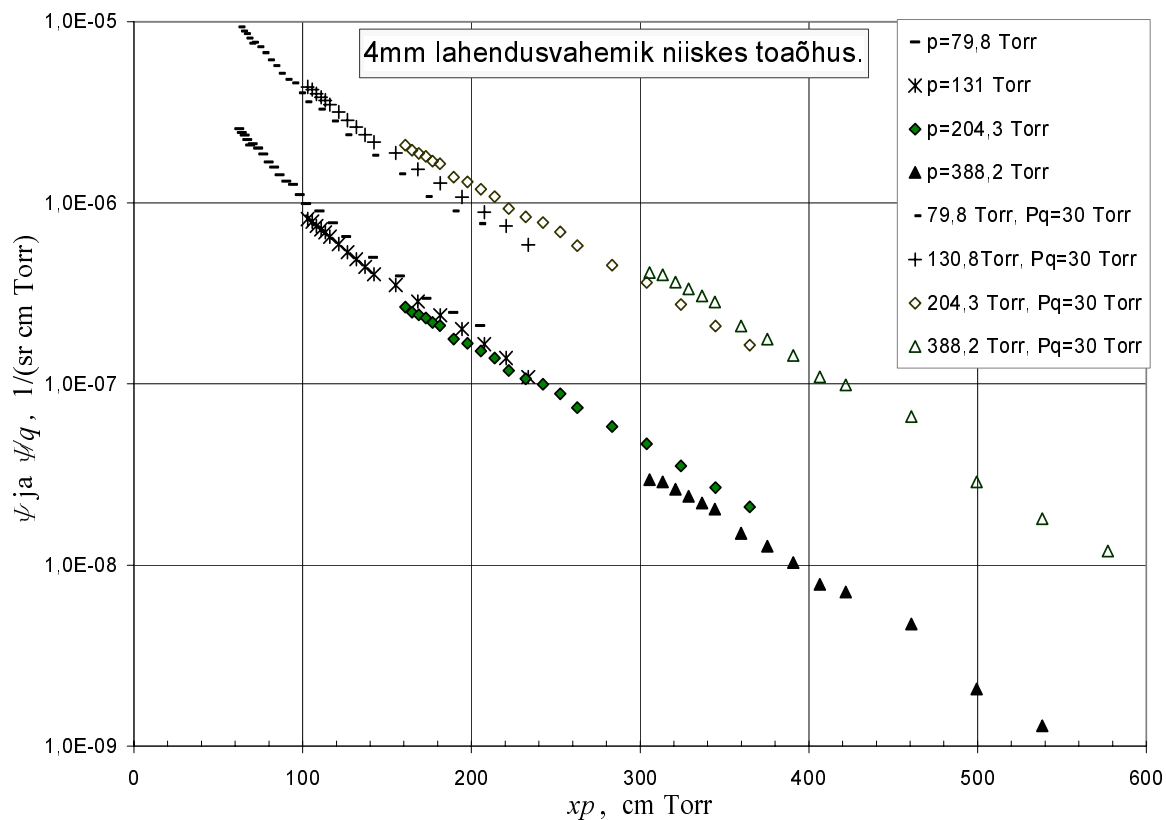
Joonised 5.6.↑ ja 5.7.↓ Ψ ja Ψ/q sõltuvus parameetrist px kuivas õhus erinevatel rõhkudel.

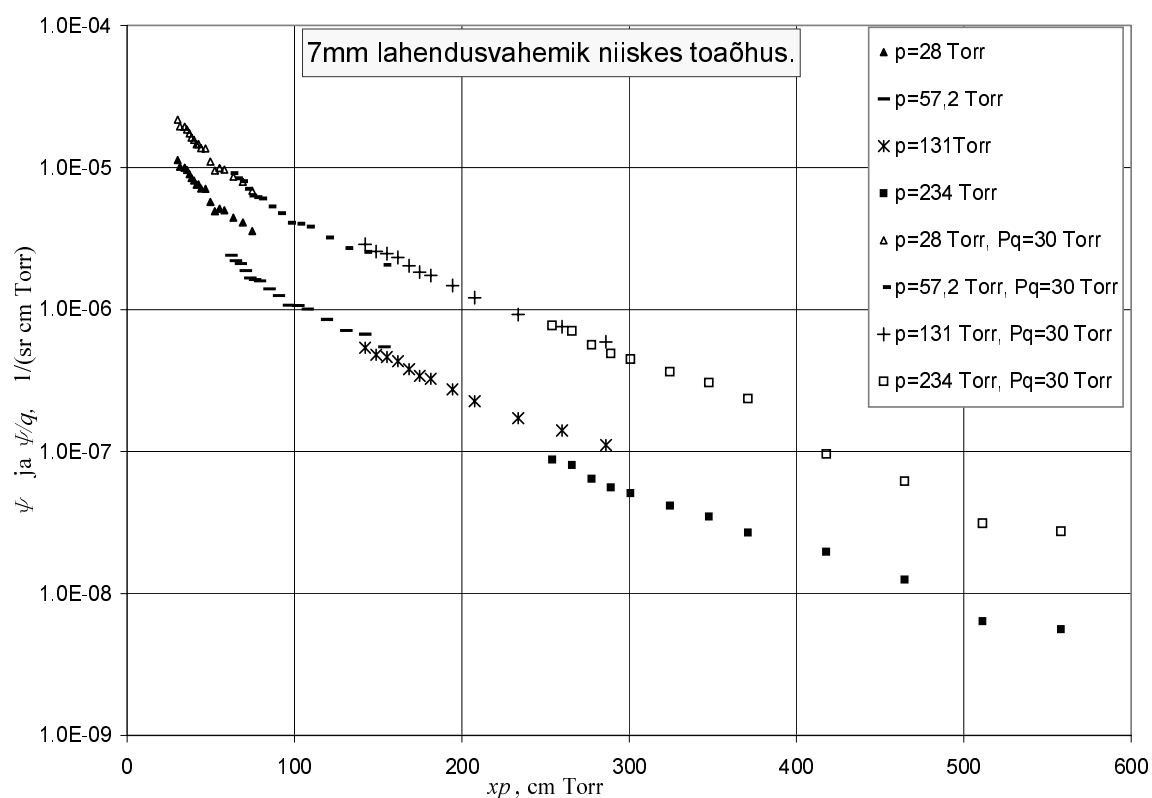


5.2. Mõõtmistulemused niiskes toaõhus ja niisutatud toaõhus.

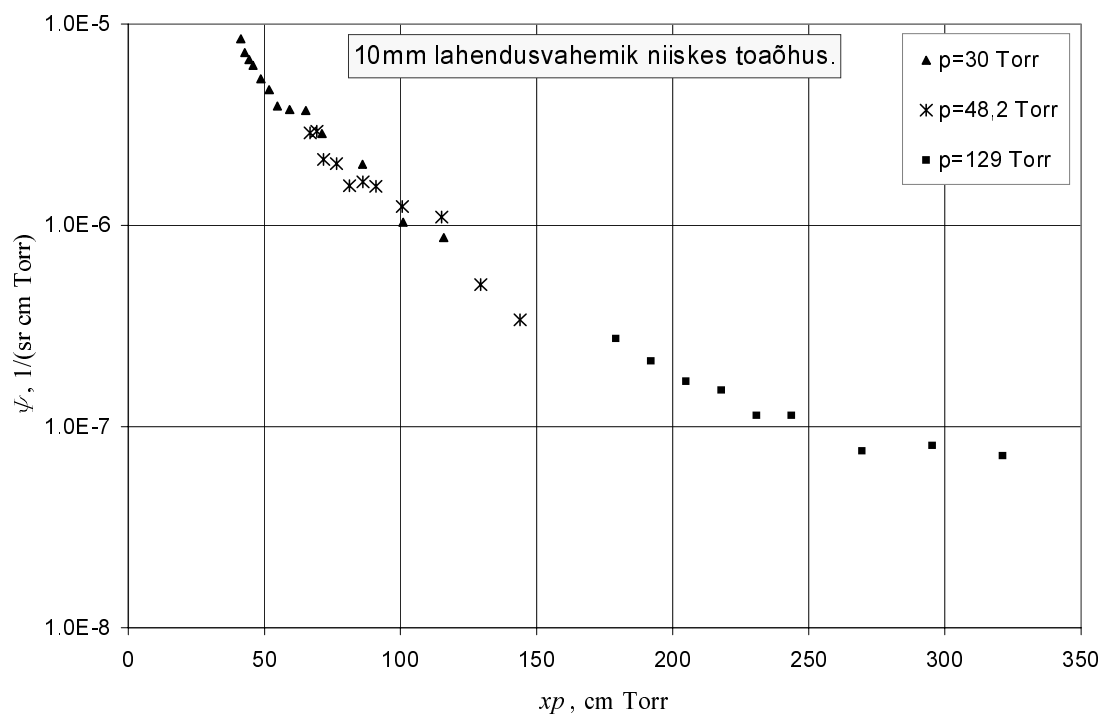


Joonised 5.8.↑ ja 5.9.↓ Ψ ja Ψ/q sõltuvus parameetrist px niisutatud toaõhus erinevatel rõhkudel.



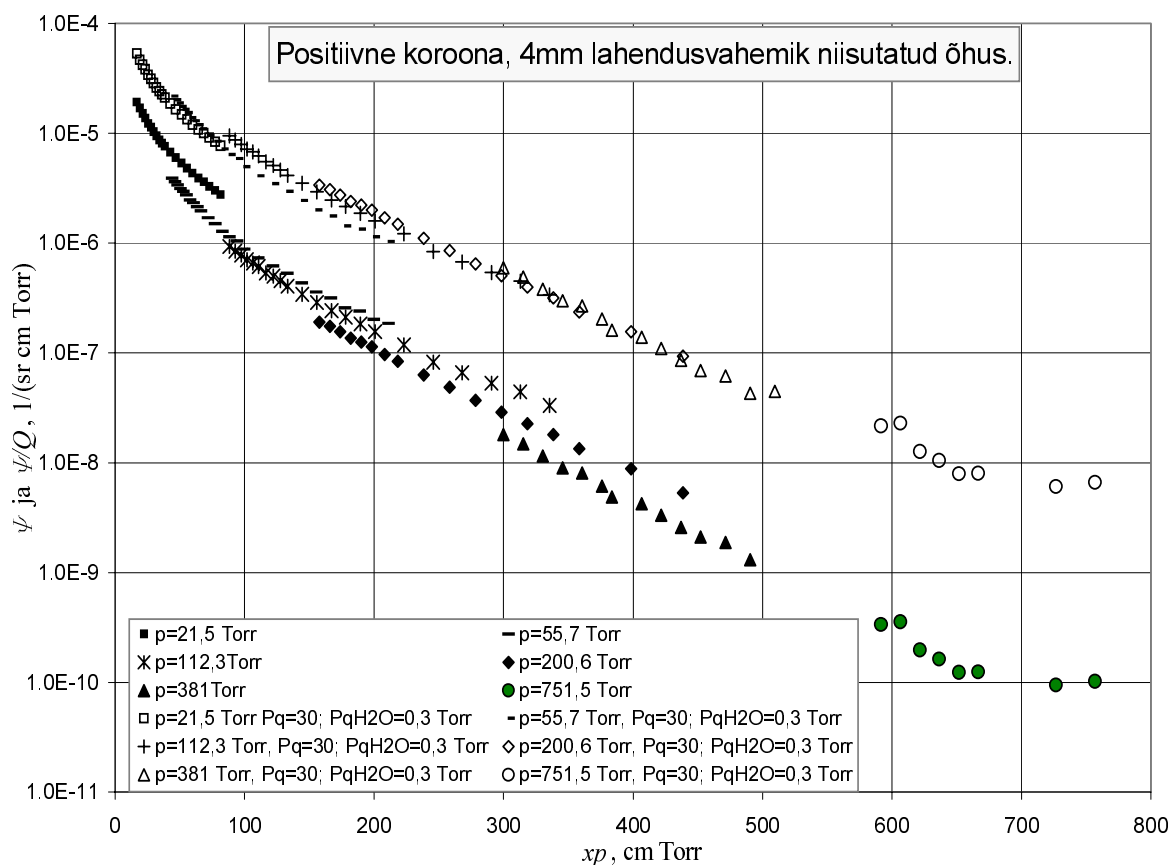


Joonis 5.10. Ψ ja Ψ/q sõltuvus parameetrist px kuivas õhus erinevatel rõhkudel.

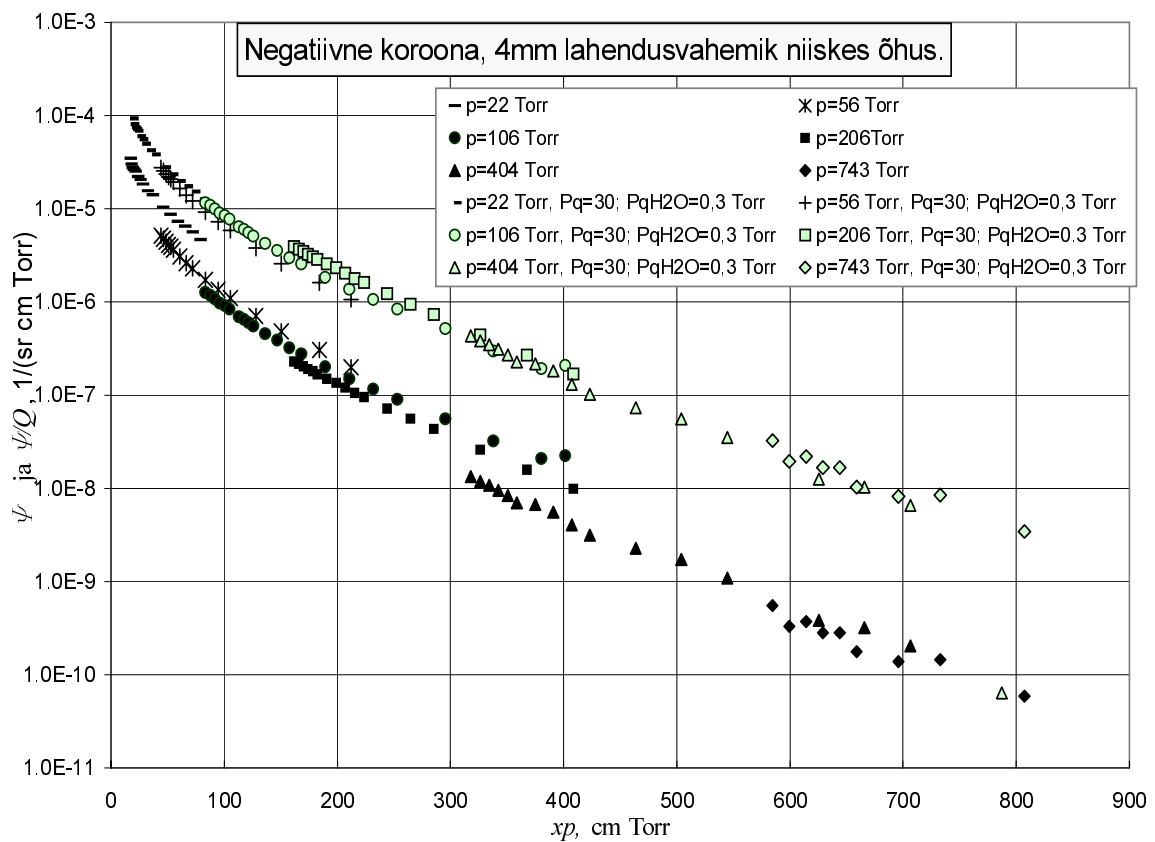


Joonis 5.11. Ψ sõltuvus parameetrist px kuivas õhus erinevatel rõhkudel.

Kui kuivatatud õhu puhul jäi standardtingimustele (rõhk 760 Torr ja temperatuur 20°C) taandatud veeauru osarõhk õhus alla 0,5 Torr (0,3 – 0,5 Torr), siis niiskes toaõhus oli see suurem kui 3 Torr (3 – 5 Torr). Järgnevalt on esitatud joonistel 5.12 – 5.13 mõõtmistulemused positiivse ja negatiivse koroona jaoks, mis põlesid niisutatud toaõhus 4 mm pikkuses lahendusvahemikus.



Joonis 5.12. ψ ja ψ/Q sõltuvus parameetrist xp niisutatud toaõhus erinevatel rõhkudel. p_q on õhu kustutusrõhk ning p_{qH_2O} on veeauru kustutusrõhk.



Joonis 5.13. Ψ ja Ψ/Q sõltuvus parameetrist px niisutatud toaõhus erinevatel rõhkudel. p_q on õhu kustutusrõhk ning p_{qH_2O} on veeauru kustutusrõhk.

6. KATSETULEMUSTE ANALÜÜS.

6.1. Katsed kuivatatud õhus.

Joonistel 5.1 ja 5.2 on näha, et erinevatel rõhkudel saadud Ψ kõverad ei lange kokku. Sama px väärtuse juures on kõrgemal rõhul saadud Ψ väärtused väiksemad kui madalamal rõhul saadud. Põhjuseks on ergastatud seisundite kustutamine põrgete tagajärjel, mis toimub intensiivsemalt kõrgematel rõhkudel. Erinevatel rõhkudel saadud Ψ väärtuste võrdlemiseks saab neid taandada madalale rõhule, kus ergastatud seisundite üleminek madalama energiaga seisunditesse toimub peamiselt kiirguslikul teel, tuues sisse nn. kustutusrõhu p_q (vaata peatükk 2, punkt 3.2.) Kiirguse intensiivsus sõltuvalt rõhust on võrdeline suurusega

$$q = \frac{p_q}{p + p_q}.$$

Teich [13] pakub õhu jaoks vahemikus $10 \leq px \leq 300$ Torr·cm kustutusrõhu väärtuseks 30 Torr.

Jooniste 5.1. ja 5.2. alumised katsepunktide seeriad (täidetud sümbolid) esitavad Ψ väärtused sõltuvana parameetrist xp ning samade jooniste ülaosas toodud katsepunktide seeriad (täitmata sümbolid) esitavad suuruse Ψ/q sõltuvana korrutisest xp . Joonistel 5.1 ja 5.2 esitatud sõltuvused on saadud vastavalt 2 ja 4 mm pikkuste lahendusvahemike jaoks. Joonistelt on näha, et kui suuruse q abil võtta arvesse kiirguse intensiivsuse vähenemist õhurõhu kasvades, siis erinevatel rõhkudel kuid sama xp väärtuse juures saadud katsepunktid Ψ/q on üksteisele lähemal või langevad praktiliselt kokku (erinevalt Ψ väärtustest). Katsepunktid, mis vastavad suurusele Ψ/q , langevad valdavalt ühele kõverale. Kuid väiksematel xp väärtustel madalamatel rõhkudel ($p \sim 100$ Torr) jääb nende vahekaugus siiski suuremaks mõõtemääramatusest. Katsepunktide parved nendel joonistel ei ole poollogaritmilises teljestikus lähendatavad sirgetega, mis tähendab, et kiirguse neeldumiskoeffitsient muutub xp muutudes. Väiksemate xp väärtuste piirkonnas, madalamatel rõhkude ($xp < 200$ cmTorr) on näha, et ka üksiku mõõteseeria puhul (konstantsel rõhul) ei lange katsepunktid poollogaritmilises teljestikus sirgele. Koroonalahendusest pärinev fotoioniseeriv kiirgus koosneb mitmest erineva lainepikkusega komponendist, mille neeldumistegurid on erinevad. xp kasvades filtreeritakse välja suurema neeldumisteguriga komponente ja seetõttu punktid ei langegi ühele sirgele. Erinevad võivad olla ka komponentide kustutusrõhud, mistõttu taandamine xp koguulatuses üheainsa kustutusrõhu väärtusega ei viigi kõiki punkte ühele kõverale.

4 mm koroonavahemiku puhul on joonisel 5.2 näha, et madalatel rõhkudel alates 60 Torr ($xp < 200$ cmTorr) jäävad katsepunktide Ψ/q seeriad madalamale kui seda on kõver, millel paiknevad kõrgematele rõhkudele vastavad katsepunktid. Teravikelektroodi tippu katva lahenduse visuaalne vaatlus lahendusvahemiku pingestamisel (koroonavoolu suuruse valikul) näitas, et madalate rõhkude puhul kippus pidev koroonalevima teravikelektroodi tipult ka elektroodi silindrilisele osale (joonis 4.1). Koroonakambri otsaseinas olev ava on teraviku silindriliselt pinnalt lähtuvale kiirgusele osaliselt varjatud teravikelektroodi enda poolt ja seetõttu jõuab elektroodi külgedelt ionisatsioonikambrisse suhteliselt vähem kiirgust kui teraviku tipust. Kuigi lahenduse ruumiline ulatus suurenes, näitasid mõõtmised, et $I_f - i$ vaheline lineaarsus säilis antud rõhu ja lahendusvahemiku pikkuse jaoks. Stabiilse, laviinimpulsside režiimis eksisteeriva koroonalevima jaoks oli madalatel rõhkudel voolutugevuse vajalik minimaalväärtus siiski vähemalt $1 \mu\text{A}$. Väiksematel koroonavooludel ei olnud lahendus stabiilne, esinesid lahendusvoolu fluktuatsioonid ning esines ka lahenduse kustumist.

7 mm pikkuse lahendusvahemiku puhul (joonis 5.3) esineb lahknevus Ψ/q väärtustes, mis on saadud erinevatel madalatel rõhkudel kuid samade xp väärtuste juures. Olukord on sarnane lühema lahendusvahemiku pikkusega katseseeriatega madalal rõhul. Jooniselt on näha, et kõige madalamal rõhul (24,6 Torr) mõõdetud seeria puhul jäävad Ψ/q väärtused madalamale, kui seda on kõver, millel paiknevad kõrgematele rõhkudele vastavad katsepunktid.

10 mm pikkuse lahendusvahemiku puhul (joonis 5.4) langevad erinevatel rõhkudel saadud Ψ väärtused sama px väärtuse jaoks paremini kokku kui lühemate lahendusvahemike korral. Samas jääb katseseeriates kasutatud suurimaks rõhuks 130 Torri. Seega puudub võrdluse võimalus lühemates lahendusvahemikes kõrgematel rõhkudel saadud Ψ mõõteseriatega. 10 mm pikkuse lahendusvahemiku puhul jääb elektromeetriga registreeritav fotovool kõrgematel rõhkudel allapoole müratasest. Erineva pikkusega lahendusvahemikega mõõdetud Ψ/q graafikud on esitatud kõik koos joonisel 5.5. Katsepunktide parves on xp väiksematel väärtustel (50 kuni 350 cmTorr) eristatav 10mm lahendusvahemikule vastavate katsepunktide paiknemine väheke allpool lühematele lahendusvahemikele vastavaist punktidest. 10 mm lahendusvahemiku puhul tuleb arvestada oluliselt suurema mõõtemääramatusega (vt. Ψ määramatusi joonistel 5.2 ja 5.4).

Kindlat ja ühest seletust ei saa anda küsimusele, miks madalatel rõhkudel ($p < 130$ Torr) registreeritud katseseeriade punktid jäävad pärast kustutusrõhuga $p_q=30$ Torr taandamist allapoole taset, mida näib eeldavat ülejäänud Ψ/q graafiku „suhteliselt sile“ kulg.

Kustutusrõhk 30 Torri on mõõtmistulemuste analüüsil leitud parim kompromiss kustutusrõhu keskväärtusele. Kõik arvesse tulevad ergastatud seisundid on kaasa haaratud parimal võimalikul viisil. Ühesugusel rõhul kustutatakse erinevat fotoioniseerivat kiirgust andvaid ergastatud seisundeid erinevalt. Koroonakiirguse spektri erinevate komponentide tõttu tuleks kasutada erinevates xp väärtuste vahemikes erinevaid kustutusrõhke. Rõhu muutumisel võib muutuda ioniseeriva kiirguse spektraalkomponentide osakaal, seega ka kustutusrõhu keskväärtus. Selline väide vajab siiski mõnesugust teoreetilist tuge. Mõõteseeriade nihke veelgi olulisem põhjus võib olla keskmise neeldumisteguri muutumine kiirguse polükromaatsuse tõttu. Midagi täpsemat on siinse töö raames selles kohta raske öelda, kuna puuduvad piisavad andmed koroonalahenduses tekkiva kiirguse spektraalse koostise kohta lainepikkuste piirkonnas, kus footoni energia on piisavalt suur ioniseerimaks õhu koostises olevate gaaside molekul. Teadaolevalt on mõõdetud koroonalahenduse spektrit vaakuumultravioletis piirkonnas vaid mõnes töös [21]. Neis töödes on lahendus tekitatud madalal õhurõhul, spektrid on mõõdetud väikese lahutusvõimega ja spektrijooned on halvasti identifitseeritud. Puuduvad andmed selle kohta, et koroonakiirguse spektreid oleks mõõdetud atmosfäärilähedastel rõhkudel vaakuumultravioletis piirkonnas. Footonid energiaga üle 12,1 eV neelduvad õhus väga tugevasti ja vastavat kiirgusspektrit on võimalik uurida vaid vaakuummonokromaatori abil. Vaakuummonokromaatori ühendamise kambriga, kus põleb koroonalahendus atmosfäärirõhul, on keeruline tehniline probleem.

Käesolevas töös saadud tulemuste analüüs näitab, et kogu uuritud xp vahemikku rahuldab kõige paremini kustutusrõhk 30 Torr. Katseandmete töötlemisel ja analüüsil püüti leida erinevate xp piirkondade jaoks sobivamaid, kohandatud p_q väärtusi. Erinevaid kustutusrõhkusid oli võimalik siduda võrdlemisi hästi katseseeria rõhuga erineva pikkusega lahendusvahemike puhul, kuid sama head kooskõla ei ilmnunud erinevatel xp väärtustel. p_q väärtuse sidumine pelgalt rõhkuga tundub olevat füüsikaliselt põhjendamatu. Visuaalne vaatlus näitas, et madalate rõhkude puhul oli pidev koroonalevinud teravikelektroodi tipult ka elektroodi silindrilisele osale (joonis 4.1). Mõõtmisel madalate rõhkude piirkonnas valiti koroonavoolu tugevuseks maksimaalne väärtus, mille juures veel kehtis I_f - i vaheline lineaarne seos antud rõhu ja lahendusvahemiku pikkuse jaoks. Samas oli ka lineaarsuse piirkonnas madalatel rõhkudel täheldatav pideva koroonalevinu suurem ruumiline ulatus.

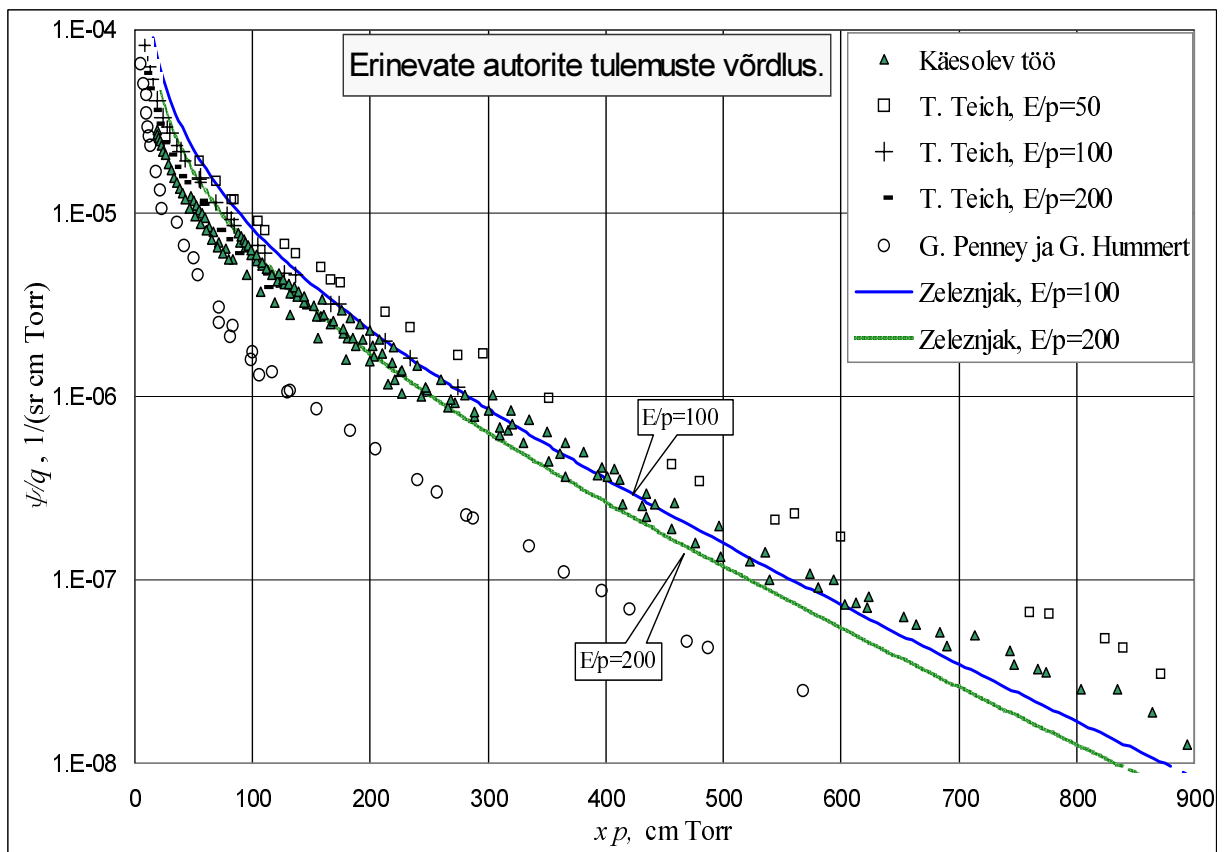
Negatiivse koroonaga saadud katseandmeid esitavalt jooniselt 5.6 on näha, et analoogselt positiivse koroonaga ei lange erinevatel rõhkudel saadud Ψ kõverad sama xp väärtuse juures kokku. Sama xp väärtuse juures on kõrgemal rõhul saadud Ψ väärtused väiksemad kui madalamal rõhul. Erinevatel rõhkudel saadud Ψ väärtuste vahetuks võrdlemiseks on vaja nad

taandada madalale rõhule. Sobivaks kustutusrõhu väärtuseks on ka siin 30 Torr. Katsepunktid, mis vastavad suurusele Ψ/q langevad valdavalt ühele kõverale. Negatiivse koroona puhul paiknevad ka madalatel rõhkudel ($p < 130$ Torr) registreeritud katseseeriad pärast kustutusrõhuga taandamist võrdlemisi siledal Ψ/q graafikul. Negatiivse koroona puhul oli lahendus madalatel rõhkudel ruumiliselt paremini lokaliseeritud. Lineaarsus $I_f - i$ vahel oli olemas.

Joonisel 5.7 on võrreldud 4 mm lahendusvahemikus positiivse ja negatiivse koroona sarnastes tingimustes (sama rõhk, temperatuur ning õhuniiskus) saadud mõõtmistulemusi. Joonistelt on näha, et erinevused positiivse ja negatiivse koroona fotoioniseeriva kiirguse karakteristikutes jäävad väiksemaks kui mõõtmistulemuste hajumine. Süstemaatilist erinevust on märgata, kui xp väärtused on alla 200 cmTorr ja rõhk alla 100 Torr. Siis näib negatiivse koroona fotoioonide saagis olevat suurem kui positiivsel koroonal. Rõhu alandamisel alla 100 Torr hakkab koroona ruumiline ulatus kiiresti kasvama (joonis 4.1), sealjuures positiivse ja negatiivse koroona jaoks erinevalt. Seetõttu hakkab efektiivne kaugus kiirgusallikast vastuvõtjani üha rohkem erinema meie mõõtmistulemuste töötlemisel aluseks võetud teravikelektroodi tipu ja vastuvõtja vahelisest kaugusest x . Viimane asjaolu võib olla positiivse ja negatiivse koroona Ψ väärtuste erinevuse üheks põhjustajaks.

6.2. Kuivatatud õhus saadud katsetulemuste võrdlus teiste autorite tulemustega.

Teadaolevatel andmetel on kasutanud meie katsetoodikaga analoogset meetodikat gaaslahenduse fotoioniseeriva kiirguse neeldumise uurimiseks gaasides veel vaid Penney ja Hummert [8] ning Teich [13]. Joonisel 6.1 on esitatud nende tulemused koos siinse töö omadega kuiva õhu jaoks. Teichi katsetes oli kiirgusallikaks mitteiseseisev lahendus (elektronlaviinid) etteantud tugevusega homogeenses elektriväljas tasaparalleelsete elektrootide vahel. Selgus, et fotoioonide saagis sõltus väljatugevuse ja gaasirõhu suhtest E/p lahendusvahemikus. E/p kasvamisel vahemikus 30 kuni 300 V/(cmTorr) kahanes fotoioonsaagis $px = 5 - 1000$ cmTorr juures. E/p kasvades kasvab pörkeionisatsiooni sagedus kiiremini kui molekulide selliste olekute ergastamise sagedus, milliste kustumisel emiteeritakse gaasi ioniseeriv valguskvant.



Joonis 6.1 Ψ/q sõltuvus parameetrist xp kuivatatud õhus. Käesoleva töö tulemuste võrdlus teiste autorite tulemustega. Eksperimentaalselt leitud tulemused on tähistatud punktidega. Pidevate joontega on joonisele kantud Zeleznyak et al.[14] poolt saadud poolempiiriliste valemite järgi arvutatud lähenduskõverad. Taandatud väljatugevuse E/p ühikuks on $V/(cm \cdot Torr)$.

Teich'i mõõtmised toimusid kuivatatud õhus E/p väärtustel 50, 100 ning 200 $V/(cmTorr)$. Mõõtmised toimusid õhurõhu vahemikus 3 – 700 Torr. Kahjuks puuduvad Teich'i töös [13] andmed veeauru sisalduse kohta „kuivas õhus“. Joonisel 6.1. on esitatud Teich'i tulemused kolme uuritud E/p väärtuse jaoks. Jooniselt on näha, et mida suurem on E/p väärtus, seda väiksem tuleb fotoioonide saagis. Käesolevas töös saadud tulemused jäävad madalamale, kui Teich'i katsepunktid, mis vastavad E/p väärtusele 100 $V/(cmTorr)$. Nad jäävad valdavalt kõrgemale Teich'i katsepunktidest, mis vastavad E/p väärtusele 200 $V/(cmTorr)$, kui xp on suurem 80 $cmTorr$.

Penney ja Hummert'i katsetes oli kiirgusallikaks positiivne koroona teravik – plaat lahendusvahemikus [8]. Fotoioonide saagise Ψ väärtused on esitatud vahemikus $xp = 1 - 550 \text{ cmTorr}$. Katsed viidi läbi madalatel rõhkudel (0,1 – 18 Torr) kuivatatud õhus.

Penney ja Hummert'i katsepunktid jäävad ligi 2 korda madalamale käesoleva töö ja Teich'i omadest. Kahjuks puuduvad ka nende töös [8] andmed veeauru sisalduse kohta „kuivas õhus“. Taandatud väljatugevuse E/p väärtuseks lahenduses on pakutud 3500 V/(cm Torr). Kahjuks ei ole nende töös täpsemalt kirjeldatud ei lahenduse vormi ega ka E/p väärtuse hindamise metoodikat. Arvatavasti erineb sedavõrd madalal rõhul teravikelektroodil tekitatud lahendus oluliselt koroonast atmosfäärirõhul.

Taandatud väljatugevuse leidmiseks pidevas koroonas mõõdeti lämmastiku teise positiivse süsteemi ja esimese negatiivse süsteemi spektraalribade intensiivsuste suhe. Leitud intensiivsuste suhte kaudu määrati E/p töös [22] esitatud kaliibrimiskõvera alusel. Taandatud väljatugevuse E/p väärtuseks pidevas koroonas saadi ligikaudu 120 V/cm Torr. Nagu on näha jooniselt 6.1, jäävad käesolevas töös mõõdetud fotoioonide saagise väärtused Teich'i poolt E/p suhtel 100 V/cmTorr ja 200 V/cmTorr saadud väärtuste vahele. See on ootuspärane tulemus silmas pidades siin teravikkoroonas jaoks leitud E/p väärtust 120 V/cm Torr .

Teiste autorite töödega saame võrrelda ainult neid mõõtmistulemusi, mis on saadud kuivatatud õhus, sest kirjanduses puuduvad täpsemad andmed koroonakiirguse fotoionsaagise ja neeldumiskarakteristikute kohta niiskes atmosfääriõhus.

Joonisel 6.1 pidevate joontega esitatud kõverad on saadud töös [14] toodud poolempiirilise valemi abil:

$$\Psi_Z = \frac{\exp(-k_{O_2 \min} p_{O_2} X) - \exp(-k_{O_2 \max} p_{O_2} X)}{pX \ln \left(\frac{k_{O_2 \max}}{k_{O_2 \min}} \right)} \cdot \frac{\Omega \gamma}{4\pi \alpha} ,$$

kus p_{O_2} on hapniku osarõhk, $k_{O_2 \min}$ ja $k_{O_2 \max}$ on fotoioniseeriva kiirguse neeldumisteguri minimaalne ja maksimaalne väärtus hapnikus lainepikkuste vahemikus 98 – 102,5 nm. Ω on ioniseerivate footonite arv, mida elektron tekitab triivides ühikulise pikkusega lõigul; α on Townsendi esimene ionisatsioonikoefitsient (elektroni poolt ühikulise pikkusega lõigul triivides sooritatud ionisatsiooniaktide arv); γ on fotoionisatsiooni tõenäosus (efektiivsus) footoni neeldumisel.

Toodud lainepikkuste vahemik vastab hapniku fotoioniseerimisele lämmastiku kiirguse poolt õhus. Vastav footonite energiavahemik paikneb O_2 ionisatsioonipotentsiaalst (12,07 eV) kõrgemal ning N_2 ionisatsioonipotentsiaalst (15,58 eV) madalamal. Samas on selles energiavahemikus fotoioniseeriva kiirguse neelamine N_2 molekulide endi poolt vähemärgatav. Seda seletatakse mittetasakaalulise olukorraga lahenduses [14]. Väikeste voolutihedustega

lahenduste puhul paiknevad ligilähedaselt kõik N_2 molekulid põhiseisundi $X^1\Sigma_g^+$ võnkenivool $v'' = 0$. Elektronidega põrgete tagajärjel asustatakse ka ergastatud elektronseisundite ($b^1\Pi_u$, $b^1\Sigma_u^+$) võnkenivoosid $v' \neq 0$. Üleminekutel $v' \rightarrow v''$ kiirgavad N_2 molekulid footoneid lainepikkustega $\lambda > 98$ nm. Võnkeseisundile $v'' \neq 0$ vastav N_2 molekulide kontsentratsioon on väike ning neeldumine nendel seetõttu tühine. N_2 molekuli põhiseisund $X^1\Sigma_g^+$ (võnkenivoo $v'' = 0$) neelab tugevalt kiirgust lainepikkustel $\lambda \leq 98$ nm, mis vastavad molekuli üleminekutele põhiseisundist kõrgemate elektronseisundite madalaimatele võnkenivooale.

Zeleznyak et al.[14] poolt esitatud valem on saadud neeldumisteguri aproksimeerimisel valitud lainepikkuste vahemikus eksponentfunktsiooniga:

$$k(v) = k_{\min} \left(\frac{k_{\max}}{k_{\min}} \right)^{\frac{v-v_{\min}}{v_{\max}-v_{\min}}},$$

kus v on sagedus ja $v_{\min}$ ning $v_{\max}$ on lainepikkustele 98 nm ja 102,5 nm vastavad sagedused [23]. Suurus $(\Omega\gamma)/\alpha$ on taandatud väljatugevuse funktsioon, tema väärtused on esitatud töös [14] järgnevalt:

$E/p,$ (V/cmTorr)	30	50	100	200
$\Omega\gamma/\alpha$	0,05	0,12	0,08	0,06

$k_{\min}$ ja $k_{\max}$ väärtusteks pakutakse selles töös vastavalt $0,035 \text{ cm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$ ja $2 \text{ cm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$. Joonisel 6.1 toodud kõverate puhul on kasutatud tööst [24] võetud $k_{\min}$ väärtust, milleks on $0,028 \text{ cm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$. Parameetri $(\Omega\gamma)/\alpha$ väärtuseks esitatud kõverate arvutamisel on valitud 0,08, kui $E/p = 100 \text{ V/cmTorr}$, ning 0,06, kui $E/p = 200 \text{ V/cmTorr}$. Zeleznyak et al.[14] poolt esitatud valem kirjeldab võrdlemisi hästi fotoioonide saagise mõõtmistulemusi kogu vaadeldavas xp vahemikus ning on ka piisavalt hästi füüsikaliselt põhjendatud. Lahendusprotsesside modelleerimisel on oluline omada analüütilisi valemeid, mis kirjeldaksid fotoioonide saagist $\Psi(xp)$. Töös [14] esitatud valem näib selleks sobivat.

6.3. Katsed niiskes toaõhus ja niisutatud toaõhus.

Niiskes toaõhus saadud mõõtmistulemuste graafikud positiivse koroona jaoks erineva pikkusega lahendusvahemikes on esitatud joonistel 5.7–5.10. Niiskes toaõhus oli standardtingimustele taandatud veeauru osarõhk suurem kui 3 Torr (3–5 Torr). Niiske toaõhu jaoks saadud andmete töötlemiseks modifitseeriti kuiva õhu jaoks kasutatud q valemil viies sellesse veeauru kustutusrõhku arvestava liikme. Uus ergastatud seisundite kustutamist arvestav tegur Q niiske õhu jaoks avaldub kujul:

$$Q = \frac{1}{1 + \frac{p - p_{H_2O}}{p_q} + \frac{p_{H_2O}}{p_{qH_2O}}},$$

kus p on õhu kogurõhk, p_{H_2O} on veeauru osarõhk õhus ning p_{qH_2O} on veeauru kustutusrõhk. Veeauru kustutusrõhu p_{qH_2O} väärtuseks saadi käesolevas töös 0,3 Torr, kui kuiva õhu kustutusrõhu väärtuseks võeti eespool leitud $p_q=30$ Torr. Võrreldes niiske toaõhu jaoks arvutatud Ψ/Q ning Ψ/q väärtusi samasugustel xp väärtustel ilmnes, et p_{qH_2O} täiendav arvestamine kustutusteguris mõjutas lõpptulemust võrdlemisi vähe. Arvatavasti jääb niiske toaõhu puhul veeauru sisaldus liialt väikeseks, et põhjustada olulist erinevust Ψ/Q ja Ψ/q väärtustes samal xp väärtusel.

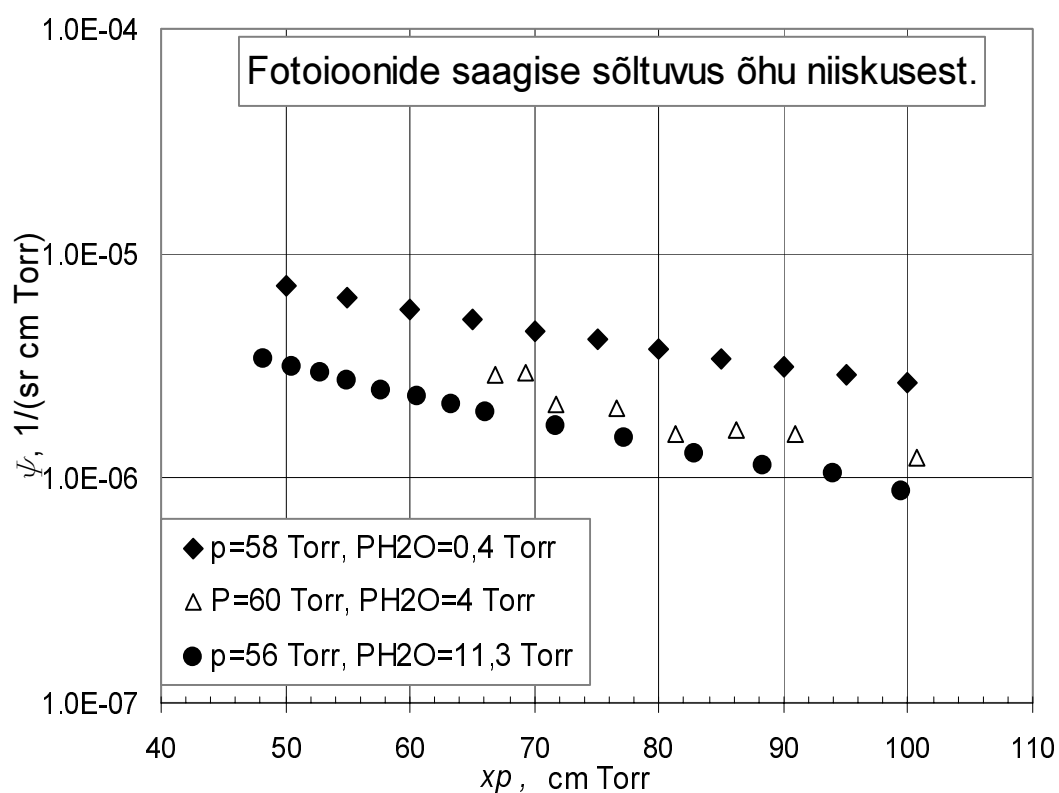
Nagu joonistelt nähtub, langevad niiske toaõhu jaoks erinevatel rõhkudel saadud punktid enam-vähem ühele Ψ/q kõverale, kuigi natuke halvemini kui kuiva õhu korral. Sarnaselt kuivatatud õhus mõõdetud katseseeriadele paiknevad ka niiskes toaõhus madalatel rõhkudel ($p < 130$ Torr) registreeritud katseseeriad peale kustutusrõhuga $p_q=30$ Torr taandamist natuke allpool „suhteliselt siledat“ Ψ/q graafikut. Samas ilmneb niiske toaõhu puhul selline lahknevus Ψ/q graafikul nõrgemini. I_f -i vahelise lineaarsuse piirkonnas, kus toimusid mõõtmised, oli ka niiskes toaõhus täheldatav pideva koroona suurem ruumiline ulatus madalatel rõhkudel.

Niisutatud toaõhus toimusid mõõtmised 4 mm pikkuse lahendusvahemikuga positiivse ja negatiivse koroona puhul (joonised 5.12 ja 5.13). Niisutatud toaõhus oli standardtingimustele taandatud veeauru osarõhk õhus 11–12 Torr. Jooniste alumised katsepunktide seeriad esitavad Ψ väärtused sõltuvana parameetrist xp ning samade jooniste ülaosas toodud katsepunktide seeriad esitavad suuruse Ψ/Q sõltuvana korrutisest xp . Kui niisutatud õhus võtta modifitseeritud kustutusteguri Q abil arvesse kiirguse intensiivsuse vähenemist õhurõhu

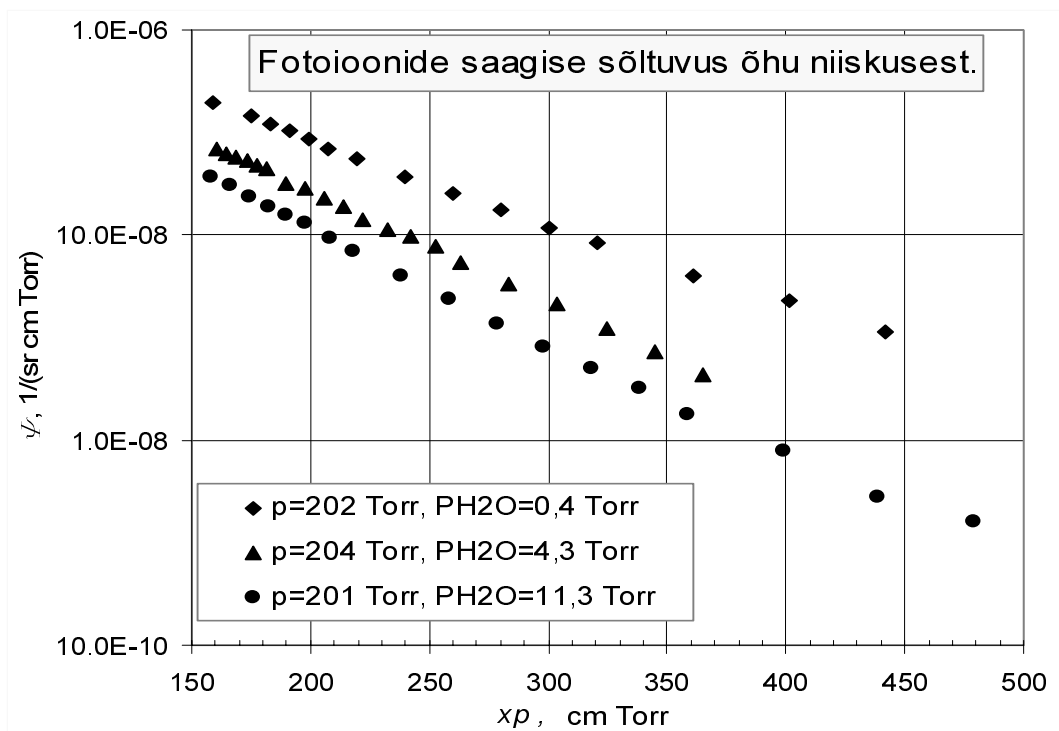
kasvades, siis erinevatel rõhkudel kuid sama xp väärtuse juures saadud katsepunktid Ψ/Q on üksteisele lähemal või langevad praktiliselt kokku (erinevalt Ψ väärtustest). Katsepunktid, mis vastavad suurusele Ψ/Q langevad valdavalt ühele kõverale Ainult positiivse koroona puhul jääb punktide vahekaugus madalamatel rõhkudel $p \sim 100$ Torr väiksemate xp väärtuste ($xp \sim 150$ cmTorr) juures suuremaks mõõtemääramatusest. Rõhu alandamisel alla 100 Torr hakkab koroona ruumiline ulatus kiiresti kasvama, sealjuures erinevalt positiivse ja negatiivse koroona jaoks. Seetõttu hakkab kaugus kiirgusallikast vastuvõtjani üha rohkem erinema teravikelektroodi tipu ja vastuvõtja vahelisest kaugusest x , mis on aluseks meie mõõtmistulemuste töötlemisel. Veeauru kustutusrõhu $p_{\text{qH}_2\text{O}}$ väärtuseks saadi käesolevas töös 0,3 Torr, kui kuiva õhu kustutusrõhu väärtuseks võeti eespool leitud $p_{\text{q}}=30$ Torr.

6.4. Fotoioonide saagise sõltuvus õhu niiskusest ning õhu neeldumiskarakteristikud.

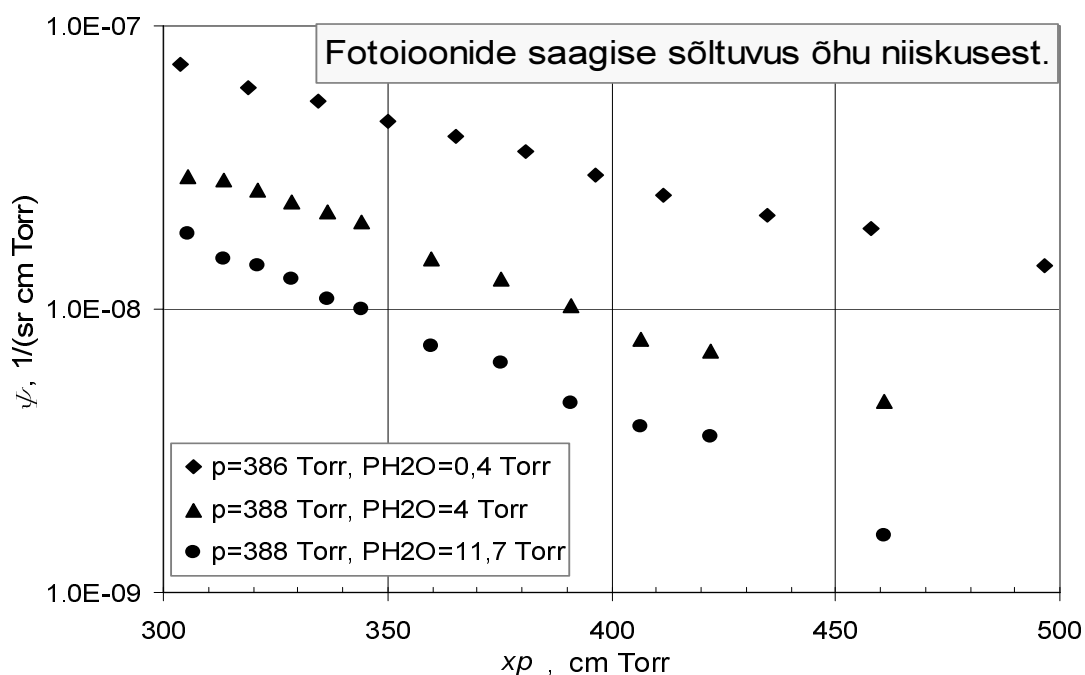
Joonistel 6.2 – 6.5 on esitatud võrdlusena fotoioonide saagise $\Psi(xp)$ sõltuvused õhu niiskusesisaldusest erinevates xp vahemikes, kus Ψ graafikud on lähendatavad sirgetega. Igal joonisel on toodud kolmel erineval õhu niiskusesisaldusel saadud $\Psi(xp)$ väärtused. Võrdlused on esitatud erinevatel rõhkudel (~ 60 Torr, ~ 200 Torr, ~ 400 Torr, ~ 760 Torr) nii, et ühele joonisele on kantud enam-vähem ühesugusel rõhul saadud tulemused kindlas xp vahemikus. Siinses töös on mõõtmistulemustega kaetud xp vahemik ligikaudu 20 -1400 cm Torr. Graafikutelt on näha, et fikseeritud õhurõhul kahaneb ühele ja samale xp väärtusele vastav fotoioonide saagis õhu niiskusesisalduse kasvul. Joonistel 6.2 – 6.5 toodud katsepunktide seeriast pandi läbi regressioonisirged ja nende tõusude järgi leiti neeldumiskoeffitsiendid $\eta_{\text{õhk}}$ „kuiva õhu“ ja $\eta_{\text{H}_2\text{O}}$ veeauru jaoks erinevates xp vahemikes.



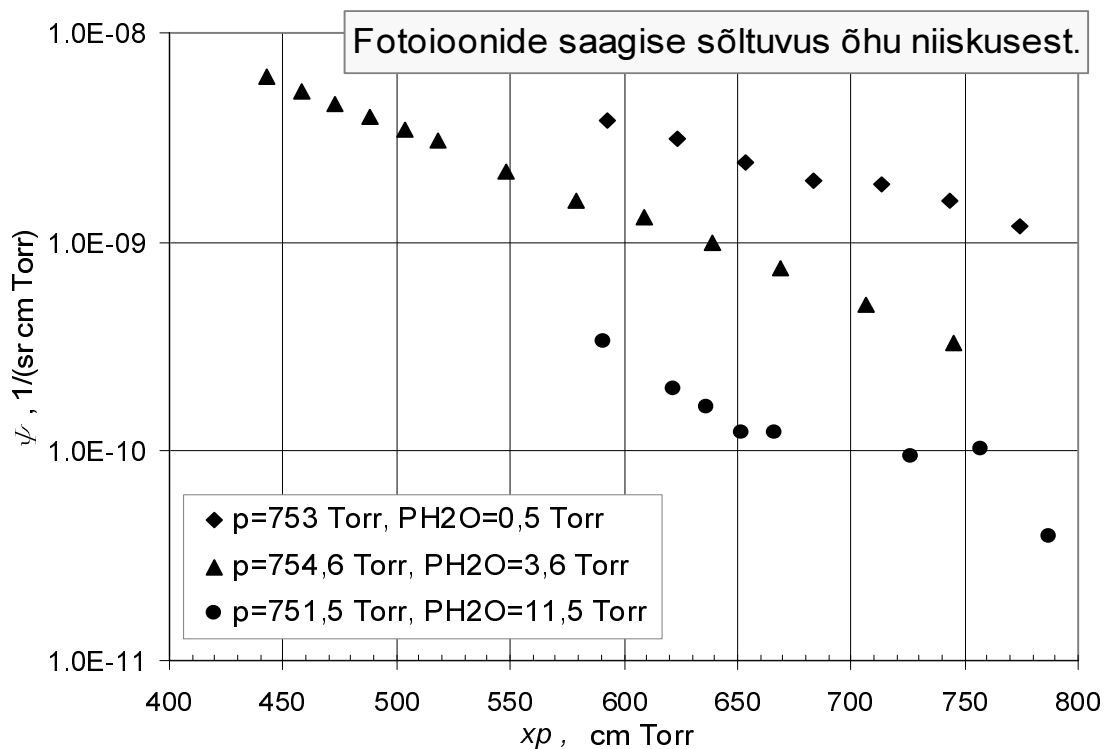
Joonis 6.2 Fotoioonide saagis erinevatel niiskustel. P_{H_2O} on standardtingimustele taandatud veeauru osarõhk katseseadmes. Vahemikus $xp = 50 - 100 \text{ cm Torr}$ on kuiva õhu neeldumiskoefitsient $K_{\delta hk} = 15.4 \text{ cm}^{-1}$.



Joonis 6.3 Fotoioonide saagis erinevatel niiskustel. $P_{\text{H}_2\text{O}}$ on standardtingimustele taandatud veeauru osarõhk katseseadmes. Vahemikus $xp = 150 - 300 \text{ cm Torr}$ on kuiva õhu neeldumiskoeffitsient $K_{\text{õhk}}=7,84 \text{ cm}^{-1}$.



Joonis 6.4 Fotoioonide saagis erinevatel niiskustel. $P_{\text{H}_2\text{O}}$ on standardtingimustele taandatud veeauru osarõhk katseseadmes. Vahemikus $xp = 300 - 450 \text{ cm Torr}$ on kuiva õhu neeldumiskoeffitsient $K_{\text{õhk}}=7,13 \text{ cm}^{-1}$.



Joonis 6.5 Fotoioonide saagis erinevatel niiskustel. $P_{\text{H}_2\text{O}}$ on standardtingimustele taandatud veeauru osarõhk katseseadmes. Vahemikus $x_p = 550 - 800 \text{ cm Torr}$ on kuiva õhu neeldumiskoefitsient $K_{\text{õhk}} = 4,78 \text{ cm}^{-1}$.

Neeldumiskoefitsiendid avalduvad „kuiva õhu“ ja veeauru neeldumisristlõigete $\sigma_{\text{õhk}}$ ja $\sigma_{\text{H}_2\text{O}}$ ning „kuiva õhu“ ja veeauru arvkontsentratsioonide (katseseadmes oleval rõhul) $n_{\text{õhk}}$ ja $n_{\text{H}_2\text{O}}$ kaudu vastavalt $\eta_{\text{õhk}} = \sigma_{\text{õhk}} n_{\text{õhk}}$ ja $\eta_{\text{H}_2\text{O}} = \sigma_{\text{H}_2\text{O}} n_{\text{H}_2\text{O}}$. Regressioonisirgete tõusude järgi on

leitud neeldumiskoefitsiendid vastavalt valemile [25]: $\sigma_{\text{õhk}} n_{\text{õhk}} + \sigma_{\text{H}_2\text{O}} n_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{d}{dx}(\Psi)$

Alljärgnevas tabelis on esitatud „kuiva õhu“ ja niiske toaõhu jaoks standardtingimustele taandatud neeldumiskoefitsiendid $K_{\text{õhk}}$ ja $K_{\text{toaõhk}}$:

$x_p, (\text{cm Torr})$	$K_{\text{õhk}}, (\text{cm}^{-1})$	$K_{\text{toaõhk}}, (\text{cm}^{-1})$
50 – 100	15,4	17,0
150 – 300	7,84	10,8
300 – 450	7,13	10,5
550 – 800	4,78	7,0

Leitud neeldumiskoefitsiendid kahanevad reeglipäraselt x_p väärtuste suurenedes. Arvestades $\Psi(x_p)$ graafiku languse ilmset aeglustumist x_p kasvamisel on selline tulemus ootuspärane.

Fotoioniseeriva kiirguse integraalse neeldumiskoeffitsiendi kahanemise füüsikaliseks põhjuseks xp kasvul on see, et koroona kiirguskomponendid neelduvad õhus erinevalt. Seega on siin tegemist kiirguse erinevaid komponente arvestava keskmise neeldumiskoeffitsiendiga, mis muutub kiirguse levikul läbi õhu ehk siis sõltub suurusest xp .

Kuiva õhu jaoks saadud neeldumiskoeffitsiendi $K_{\text{õhk}}$ väärtused $15,41 - 4,78 \text{ cm}^{-1}$ xp vahemikus 50 - 800 cmTorr on lähedased teiste autorite tulemustele „kuiva õhu puhul“ ($0,2 - 80 \text{ cm}^{-1}$ [9], 5 cm^{-1} [17]). Veeauru jaoks leitud neeldumiskoeffitsiendi $K_{\text{H}_2\text{O}}$ väärtused jäävad vahemikku $230 - 350 \text{ cm}^{-1}$. Võimalikku võrdlust pakub vaid töö [17], kus õhus koroonalahendusega koaksiaalsilindrilises lahendusvahemikus tehtud mõõtmiste põhjal on saadud veeauru neeldumiskoeffitsiendi hinnanguliseks väärtuseks $K_{\text{H}_2\text{O}} > 200 \text{ cm}^{-1}$. Antud hinnang ei ole usaldusväärne, kuna töö autoril polnud võimalik mõõta korrektselt veeauru sisaldust katsekambris. Väidetavalt sisaldas katsekambrisse lastud õhk 1,4% veeauru [17]. Võrreldes kuiva õhuga kasvas niiskes õhus $px \leq 150 \text{ Torr cm}$ juures neeldumiskoeffitsient rohkem kui 25%. Töö [17] tulemuste (graafikute) lähem analüüs näitab, et kuiva õhu neeldumiskoeffitsiendi väärtuseks saadi 6 cm^{-1} (taandatud rõhule 760 Torr). 1,4% veeauru põhjustas neeldumiskoeffitsiendi kasvu väärtuseni $7,5 \text{ cm}^{-1}$. Võrreldes käesoleva töö tulemustega on nimetatud kasv protsentuaalselt peaaegu kaks korda väiksem: meil põhjustas samasuur niiskusesisalduse tõus neeldumiskoeffitsiendi kasvu väärtuselt $7,4 \text{ cm}^{-1}$ väärtuseni $10,8 \text{ cm}^{-1}$. Tulemuste nii suur lahknevus on seletatav tõsiasjaga, et töös [17] oli katseseadmes oleva õhu veeauru sisaldus tõenäoliselt väiksem kui 1,4%, kuna katsekambrisse lastud õhust sadenes osa veeaurust kambri seintele ja puudus kambri läbipuhumine. Sellise põhjuse võimalikkusele viitab ka artikli autor ise.

Käesoleva töö tulemused näitavad, et veeaur kui lisand õhus suurendab fotoioniseeriva kiirguse neeldumiskoeffitsienti arvestatavalt, kui veeauru osarõhk $P_{\text{H}_2\text{O}} \geq 3 \text{ Torr}$.

7. KOKKUVÕTE

Käesoleva magistritöö käigus valmistati katseseade, mis erinevalt varasematest töödest võimaldas uurida koroonalahenduse fotoioniseeriva kiirguse neeldumiskarakteristikuid ja fotoioonide saagist kõrgematel rõhkudel kuni atmosfäärirõhuni välja. Erinevalt varasematest töödest tehti mõõtmisi mitte seisvas vaid mõõtesüsteemi läbivas õhuvoos. Fotoioniseeriva kiirguse detekteerimiseks laias xp vahemikus (x – kaugus kiirgusallika ja kiirguse registreerimiskoha vahel; p – rõhk keskkonnas, kus kiirgus levib) kasutati ionisatsioonikambrit. Niiske õhu ettevalmistamise sõlm ning digitaalsete niiskusemõõturite kasutamine võimaldasid kontrollitavates tingimustes esmakordselt registreerida teravikkoroonas poolt tekitatud fotoioonide saagist sõltuvalt õhu niiskusest nii positiivse kui ka negatiivse koroonas jaoks. Andmetöötluses võeti kustutusrõhuks nimetatava parameetri p_q kaudu arvesse mittekiirguslikku energiaülekannet, mis toimub lahenduses, kui kõrgesse elektronergastatud seisundisse viidud lämmastiku molekul kaotab ülemäärase energia põrgetes õhu teiste molekulidega. Mõõtmistulemustest määrati kiirguse neeldumiskoeffitsiendi integraalsed väärtused nii kuiva (veeauru osarõhk standardtingimustes $p_{\text{H}_2\text{O}} < 0,4$ Torr) kui ka niiske õhu jaoks ning võrreldi neid kirjanduses leiduvate andmetega. Saadud andmeid fotoioonsaagise ning neeldumiskoeffitsientide kohta õhus saab rakendada lahenduste modelleerimisel.

Saadud tulemused võimaldavad järgmisi järeldusi:

1. Lämmastiku molekuli elektronseisundeid, mille kiirguslikul lagunemisel saadakse suure energiaga fotoioniseeriv kvant, ergastatakse teravikkoroonas elektroni ja põhiseisundis oleva molekuli üheastmelise pörkeprotsessi tulemusena.
2. xp vahemikus 20 – 1400 cmTorr kahaneb koroonakiirguse fotoioonsaagis $\Psi(xp)$ õhu niiskusesisalduse kasvul. Niiskes õhus (standardtingimustele taandatud veeauru osarõhk $p_{\text{H}_2\text{O}} \sim 11,5$ Torr) saadud $\Psi(xp)$ väärtused on kuni suurusjärgu väiksemad $\Psi(xp)$ väärtustest kuivas õhus.
3. Kuivas õhus erinevatel rõhkudel mõõdetud koroonakiirguse fotoioonsaagiste võrdlemisel xp vahemikus 20 -1400 cmTorr on ergastatud seisundite kustutamise arvestamiseks sobiv kasutada kustutusrõhu keskväärtust $p_q = 30$ Torr.
4. Niiskes õhus (standardtingimustele taandatud veeauru osarõhk $p_{\text{H}_2\text{O}} \sim 11,5$ Torr) erinevatel rõhkudel tehtud mõõtmised näitavad, et xp vahemikus 20 -1400 cmTorr on veeauru kustutusrõhu parimaks keskväärtuseks $p_{q\text{H}_2\text{O}} = 0,3$ Torr.

5. Fotoioonide saagist $\Psi(xp)$ kirjeldav poolempiiriline valem $\Psi_Z(xp)$ (vt.peatükk 6, punkt 2) näib sobivat lahendusprotsesside modelleerimiseks terves uuritud xp vahemikus 20 -1400 cmTorr.
6. xp kasvamisel vahemikus 50 – 800 cmTorr kahaneb kuiva õhu standardtingimustele taandatud neeldumiskoeffitsient $K_{\text{õhk}}$ väärtuselt 15,4 cm⁻¹ väärtuseni 4,8 cm⁻¹.
7. xp vahemikus 50 – 800 cmTorr jääb veeauru neeldumiskoeffitsient $K_{\text{H}_2\text{O}}$ vahemikku 370 -230 cm⁻¹.

8. KASUTATUD KIRJANDUSE LOETELU

1. Sigmond, R. S., Goldman, M. Corona Discharge Physics and Applications. In: *Electrical breakdown and discharges in gases*, Les Arcs, 1981, Part B, New York and London, NATO ASI Series B: Phys., **896**, 1 - 64.
2. Goldman, M. Corona Discharges. In: *Gaseous Electronics*, Vol.1, *Electrical discharges*, Chapter 4, Academic Press, 1978, 255 – 259, 262 - 264.
3. Howatson, A. M. *Sissejuhatus gaaslahenduse teooriasse*. Moskva, Atomizdat, 1980, 26 -31, 42 – 52 (vene k.)
4. Raizer, J. *Gaaslahenduse füüsika*. Moskva, Nauka, 1987 (vene k.)
5. Meek, J. M., Craggs, J. D. *Elektriline läbilöök gaasides*. Moskva, Izdatelstvo inostrannoi literaturõ, 1960, 197 - 200 (vene k.)
6. Kudu, K. Gaaslahenduse vormidest ebaühtlase väljajaotusega lahendusvahemikes. Rmt.: *Osakeste ja valguse maailmast*, Tallinn, Valgus, 1971, 41 – 47.
7. Королев, Ю. Д., Месяц, Г. А. *Физика импульсного пробоя газов*. Москва, Наука, 1991
8. Penney, G. W., Hummert, G. T. Photoionization measurements in air, oxygen and nitrogen. *J. Appl. Phys.*, 1974, **41**, 2, 572 – 577.
9. Penney, G. W., Voshall R. E. Ionization of a gas by radiation from a discharge. *Trans. AIEE, Pt. 1, Communic. Electr.*, 1962, **81**, 398 – 403.
10. Badaloni, S., Gallimberti, I. *Basic data of air discharges*. Upee-72/05, Padova University, 1972, 91 p.
11. Przybylski A. Die gasionisierende Strahlung einer Entladung in N₂–O₂-Gemischen. *Z. Naturforsch.*, 1961, **16a**, 1232 – 1237
12. Лозанский, Э. Д., Фирсов, О. Б. *Теория искры*. Москва, Атомиздат, 1975
13. Teich, T. H., Emission gasionisierender Strahlung aus Elektronenlavinen. II. Messungen in O₂ – He-Gemischen, Dämpfen, CO₂ und Luft; Datenzusammenstellung. *Z. Phys.*, 1967, **199**, 395-410.

14. Zheleznyak M. B., Mnatsakanian A. Kh., Sizykh S. V. Photoionization of nitrogen and oxygen mixtures by radiation of a gas discharge. *Teplofiz. Vysokih Temp.*, 1982, **20**, 3, 423-8 (in Russian).
15. Loeb, L. B. *Electrical coronas*. Berkeley and Los Angeles, Univ. of California Press, 1965, 15 – 19, 227 – 229.
16. Creighton, Y. L. M. *Pulsed positive corona discharges: Fundamental study and application to flue gas treatment*. Ph. D thesis, Eindhoven University of Technology, 1994.
17. Przybylski, A. Untersuchung über die gasionisierende Strahlung einer Entladung. II. *Z. Phys.*, 1962, **168**, 504 – 515.
18. Sigmond, R. S., Lagstad, I. H. Mass and species transport in corona discharges. *High Temp. Chem. Processes*, 1993, **2**, 4/5, 221 – 229.
19. Thanh, L. C. Similitude between ionic wind, discharge pattern and corona current. *Electronics Lett.*, 1979, **15**, 2, 57 – 58.
20. Salm, J. Ioonid atmosfääri maalähedases kihis. Rmt.: *Plasma keemia*, Moskva, Energoatomizdat, 1993, 194 – 217 (vene k.)
21. Sroka, W. Vacuum UV emission of oxygen ("gas-ionizing" radiation of a corona discharge). *Physics Letters* 1965, **14**, 4, 301-302.
22. Paris, P., Aints, M., Laan, M., Valk F. Measurement of intensity ratio of nitrogen bands as a function of field strength. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2004, **37**, 1179-1184
23. Zheleznyak, M. B., Mnatsakanian, A. Kh. Photoionization before the front of strong sonic waves in air. *J. Techn. Phys.*, 1977, **47**, 2497- 2505.
24. Chan, W. F., Cooper, G., Brion C. E. Absolute optical oscillator strengths for the photoabsorption of molecular oxygen (5-30 eV) at high resolution. *J. Chem. Phys.* 1993, **170**, 99-109
25. Aints, M., Haljaste, A., Roots L., Photoionizing radiation of positive corona in moist air. Proc. VIII Int. Symp. High Pressure Low Temp. Plasma Chem, Tartu, Estonia, Tartu University Press, 2002, **2**, 282-285.
26. Akishev, Yu. S., Grushin, M. E., Deryugin, A. A. *et al.* Self-oscillations of a positive corona in nitrogen. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1999, **36** 2399-2409.

9. SUMMARY

Present MSc thesis is dedicated to an experimental investigation of the characteristics of photoionizing radiation produced by both positive and negative point-to-plane DC corona in the air at atmospheric and lower pressures. For the first time the ionizing radiation absorption curves and photoion yield of photoionizing radiation of positive and negative corona in the air at atmospheric and lower pressures are obtained as the functions of humidity.

The main conclusions of the investigation are as follows:

1. There is a regular decrease in photoion yield in the pressure times distance region $xp = 20 - 1400$ cmTorr as the humidity content of air increases. The differences between obtained values of $\Psi(xp)$ in dry air (the partial pressure of H_2O vapour at standard conditions $p_{H_2O} < 0,4$ Torr) and moist air (the partial pressure of H_2O vapour at standard conditions $p_{H_2O} \sim 11,5$ Torr) are up to one order of magnitude.
2. To compare the photoion yield of corona radiation in dry air at different pressures, the best estimated value for average highly excited states quenching pressure in the range $xp = 20 - 1400$ cmTorr was 30 Torr.
3. To compare the photoion yield of corona radiation in moist air at different pressures, the best estimated value for average quenching pressure for additional water component of air in the range $xp = 20 - 1400$ cmTorr was 0,3 Torr, if the quenching pressure for dry air was taken equal to 30 Torr.
4. The semi empirical formula $\Psi_{\lambda}(xp)$ describing the photoion yield in dry air is adequate for modelling discharge processes in the region of $xp = 20 - 1400$ cmTorr.
5. For dry air the absorption coefficient K_{air} for corona radiation ranges between $4,78 - 15,4$ cm⁻¹ if xp values range between 50 – 800 cmTorr.
6. For H_2O vapour the absorption coefficient for corona radiation ranges between $370 - 230$ cm⁻¹ if xp values range between 50 – 800 cmTorr.

KASUTATUD APARATUURI LÜHISELOOMUSTUS

Kasutatud pingeallikad:

1. *Stabiliseeritud kõrgepingeallikas Oltronix*. Allikat kasutati ionisatsioonikambri pingestamiseks.
2. *Stabiliseeritud kõrgepingeallikas UT-7607*: Väljundpinge reguleerimisulatus mõlemal polaarsusel 1 – 15 kV. Koormisvool 0 – 2 mA. Väljundpinge pulsatsioon maksimaalse pinge ja koormisvoolu juures ei ületa 1 V. Allikat kasutati koroonavahemiku pingestamiseks.

Kasutatud mõõtevahendid:

1. *Universaalne arvnäiduga voltmeeter-elektromeeter B7 – 30*: Mõõdetavate voolude diapason mõlemal polaarsusel on $10^{-15} - 10^{-7}$ A (6 mõõtepiirkonda). Voolu mõõtmise põhiviga δ amprites esitub seosega $\delta = \pm(A + 0,05I_x)$, kus A on elektromeetri diskreetimisviga (võrdub madalaima järgu kahe ühikuga väljendatuina ampreis) ning I_x on mõõdetava voolu väärtus ampreis. Lubatud täiendpõhiviga ümbritseva õhu temperatuuri kõrvalekaldumisel väärtusest 20°C ei ületa poolt põhiviga iga 10°C temperatuurimuutuse kohta. Signaali allika väljundtakistus ei tohi olla väiksem kui $5 \cdot 10^{11} \Omega$ ja väljundmahtuvus suurem kui 20 pF (nimetatud piirtingimustel ei ületa ruutkeskmise müra $1,5 \cdot 10^{-15}$ A). Elektromeetriga mõõdeti ionisatsioonikambri detektorruumala läbiva voolu tugevust.
2. *Elektrostaatiline voltmeeter C53*: Mõõtediapason 0 – 300 V, täpsusklass 0,5. Voltmeetrit kasutati ionisatsioonikambrile rakendatud pinge mõõtmiseks.
3. *Kõrgepinge digitaalvoltmeeter Valhalla Scientific 4600*: Kasutusel oli 20 kV mõõtepiirkond. Pinge mõõtmise täpsus: $\pm 0,05\%$ lugemist $\pm 0,025\%$ mõõtepiirkonna ulatusest $\pm 0,5$ ppm/V. Kuvari lahutusvõime oli 0,005% mõõtepiirkonna ulatusest. Voltmeetri sisendtakistus oli 100 M Ω . Voltmeetrit kasutati koroonavahemikule rakendatud kõrgepinge mõõtmiseks.
4. *Mikroampermeeter M95*: Mõõteulatus 0 – 1000 μ A (7 mõõtepiirkonda), täpsusklass 1,0. Ampermeetrit kasutati koroonavoolu tugevuse mõõtmiseks.
5. *Kastepunkti ja temperatuuri määraja E6211C*: Kastepunkti mõõteulatus: $-75 \dots 0^\circ\text{C}$ (1 .. 4000 ppm H₂O); temperatuuri mõõteulatus: $0 \dots 40^\circ\text{C}$

Mõõtevead: kastepunkti – $< 2^{\circ}\text{C}$; temperatuuri – $< 0,5^{\circ}\text{C}$. Kastepunkti ja temperatuurimäärajat kasutati kuiva õhu niiskusesisalduse määramiseks.

6. *Hügrotermomeeter E6211*: Hügrotermomeetrit kasutati niisutatud õhu niiskusesisalduse määramiseks.
7. *Vaakummeeter, tüüp BO*: mõõtepiirkonna ülemine piir -1 at. Täpsusklass 0,4. Töötingimused: temperatuur $15 - 25^{\circ}\text{C}$. Vaakummeetrit kasutati õhurõhu mõõtmiseks vaakumkambris.
8. *Elektrooniline digitaalnäiduga nihkemõõdik*: mõõteulatus $0 - 40$ mm, täpsus 0.03 mm. Töötingimused: temperatuur $0 - 40^{\circ}\text{C}$, suhteline niiskus $\leq 80\%$. Nihkemõõdikut kasutati koroonavahemiku horisontaalsuunaliste nihete mõõtmiseks.