

УНИВЕРЗИТЕТ У БЕОГРАДУ
ЕЛЕКТРОТЕХНИЧКИ ФАКУЛТЕТ

Лука С. Перaziћ

ФИЗИЧКИ И ФУНКЦИОНАЛНИ ЕФЕКТИ
ЕЛЕКТРОНЕГАТИВНОГ ГАСА У
ТРОКОМПОНЕНТНОЈ СМЕШИ РАДНОГ ГАСА
ЗА ДЕТЕКЦИЈУ ЈОНИЗУЈУЋЕГ ЗРАЧЕЊА
ПОМОЋУ ГАЈГЕР-МИЛЕРОВОГ БРОЈАЧА

докторска дисертација

Београд, 2019

UNIVERSITY OF BELGRADE
SCHOOL OF ELECTRICAL ENGINEERING

Luka S. Perazić

THE PHYSICAL AND FUNCTIONAL EFFECTS OF
AN ELECTRONEGATIVE GAS IN A THREE-
COMPONENT WORKING GAS MIXTURE FOR
DETECTION OF IONIZING RADIATION USING
THE GEIGER-MUELLER COUNTER

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2019

МЕНТОР:

др Ковиљка Станковић,

доцент,

Универзитет у Београду-Електротехнички факултет

ЧЛАНОВИ КОМИСИЈЕ:

др Милош Вујисић

доцент,

Универзитет у Београду-Електротехнички факултет

др Милорад Кураица

редовни професор,

Универзитет у Београду-Физички факултет

др Оливера Цирај-Бјелац

редовни професор,

Универзитет у Београду-Електротехнички факултет

др Милић Пејовић

доцент,

Универзитет у Нишу-Електронски факултет

Датум одбране: _____

ЗАХВАЛНИЦА

Истраживања спроведена у дисертацији урађена су у оквиру пројекта финансираног од стране Министарства просвете, науке и технолошког развоја Републике Србије: ОI 171007 - Физички и функционални ефекти интеракције зрачења са електротехничким и биолошким системима. Овом приликом се захваљујем на помоћи истраживачима ангажованим на Пројекту и колегијалној сарадњи коју су ми пружили током израде експерименталног дела истраживања. Захвалност дугујем и свим својим професорима, пре свих професорки Ковиљки Станковић на безрезервној подршци, помоћи и залагању током израде ове дисертације.

Такође, велику захвалност дугујем и својој породици, пре свих супрузи Ани на подршци и великом разумевању у битним тренуцима израде ове дисертације.

На крају, али не мање важну, захвалност дугујем својим најближим колегама и сарадницима из ЈП Нуклеарни објекти Србије који су ми дали пуну подршку и имали пуно разумевања током израде ове дисертације. Посебно се захваљујем руководству фирме у којој сам запослен и које је дало пуну финансиску подршку током трајања мојих докторских академских студија.

Лука Перазић

ФИЗИЧКИ И ФУНКЦИОНАЛНИ ЕФЕКТИ ЕЛЕКТРОНЕГАТИВНОГ ГАСА У ТРОКОМПОНЕНТНОЈ СМЕШИ РАДНОГ ГАСА ЗА ДЕТЕКЦИЈУ ЈОНИЗУЈУЋЕГ ЗРАЧЕЊА ПОМОЋУ ГАЈГЕР-МИЛЕРОВОГ БРОЈАЧА

Резиме:

У дисертацији је испитиван утицај мале количине електронегативног гаса, на излазне карактеристике Гајгер-Милеровог (ГМ) бројача. Коришћењем мале количине електронегативног гаса, у трокомпонентној смеси радног гаса се може очекивати ефикаснија стабилизација радне тачке ГМ бројачке цеви. Радна тачка је одређена геометријом ГМ цеви и вредношћу притиска гасне смеше у цеви. Током рада може доћи до промене притиска радног гаса којим је напуњена ГМ цев. Ово се посебно односи на парцијални притисак главне компоненте смеше (племенитог гаса), а нарочито уколико се ради о хелијуму, јер хелијумови атоми, због своје мале димензије, лако дифундују кроз зидове цеви. Додавање мале количине електронегативног гаса би могло да поравна криву зависности пробојног напона од производа притиска гасне смеше и међуелектродног растојања у околини радне тачке ГМ бројачке цеви, тако да промена притиска радног гаса не доведе до битних промена пробојног напона, чиме се стабилизује радна тачка ГМ цеви, односно праг њеног одзива. Друго, додавање мале количине електронегативног гаса може, апсорпцијом слободних електрона насталих након експозије термојонизационог канала варнице, да умањи вероватноћу да неки од новонасталих електрона иницијализује нов пробој, односно да скрати мртво време одзива ГМ бројачке цеви. У оквиру истраживања могућности побољшања стабилизације радне тачке теоријски су прорачунате криве зависности пробојног напона од производа притиска и међуелектродног растојања за двокомпонентне гасне смеше племенитих

гасова и електронегативног гаса, за одговарајуће геометрије и одговарајуће вредности потпритисака гасне смеше које су карактеристичне за радни гас у ГМ бројачким цевима. Тако добијене криве поређене су са одговарајућим, експерименталним резултатима добијеним под добро контролисаним лабораторијским условима. Такође, испитан је и утицај процентуалног удела електронегативног гаса у смеси на мртво време као једне од најбитнијих карактеристика ГМ бројача. У истраживањима се показало да мала количина електронегативног гаса делује у правцу скраћења мртвог времена и стабилизације радне тачке ГМ бројача, што омогућава израду ГМ бројачких цеви побољшаних карактеристика.

Кључне речи: Гајгер-Милеров бројач, мртво време ГМ бројача, радна тачка ГМ бројача, гасне смеше, јонизација у гасу.

Научна област: Електротехника

Ужа научна област: Нуклеарна техника

THE PHYSICAL AND FUNCTIONAL EFFECTS OF AN ELECTRONEGATIVE GAS IN A THREE-COMPONENT WORKING GAS MIXTURE FOR DETECTION OF IONIZING RADIATION USING THE GEIGER-MUELLER COUNTER

Summary:

The influence of a small amount of the electronegative gas on the output characteristics of the Geiger-Muller (GM) counter, was examined in the dissertation. Using a small amount of an electronegative gas, it can be expected a more effective stabilization of the GM counter tube operating point. The operating point is determined by the tube geometry and the gas pressure inside of it. During operation, a change of the gas pressure value in the GM tube may occur. This is particularly true for the partial pressure of the main component of the mixture (the noble gas), especially if it is helium (atoms of helium diffuse easily through the tube walls, due to their small dimensions). Adding a small amount of an electronegative gas could reduce slope of the dependance curve of the breakdown voltage on the product of the pressure and the interelectrode distance, in the vicinity of the GM tube operating point, so the change in gas pressure does not lead to significant breakdown voltage changes, which stabilizes the GM tube operating point, or the threshold of its response. Secondly, adding a small amount of an electronegative gas can reduce the likelihood that some of the newly-formed electrons initialize a new breakdown, that is, to shorten the dead time of the GM counter tube, by absorbing the free electrons formed after the process of thermoionization. Researching the possibilities of improving the stability of the operating point, theoretical curves of the breakdown voltage on the product of the pressure and the interelectrode distance were calculated for two-component gas mixtures of noble gases and the

electronegative SF₆ gas, for the corresponding geometries and low pressure values of the gas mixtures, which are characteristic for the work gas in the GM counter tubes. The resulting curves were compared with the corresponding experimental results, obtained under well-controlled laboratory conditions. Apart from that, the influence of the percentage share of the SF₆ gas in the gas mixture on the dead time was examined, as dead time represents one of the most important GM counter characteristics. The conducted research has shown that a small amount of electronegative gas shortens the dead time and stabilizes the GM counter operating point, which enables the manufacture of GM counters with improved characteristics.

Key words: Geiger-Mueller counter, GM dead time, GM operating point, gas mixtures, gas ionization.

Scientific area: electrical engineering

Specific scientific area: nuclear engineering

САДРЖАЈ

1. УВОД.....	1
1.1. ИСТОРИЈСКИ РАЗВОЈ И ПРИМЕНА ГМ БРОЈАЧА	1
1.2. ЦИЉ ИСТРАЖИВАЊА И ПОЛАЗНА ХИПОТЕЗА	5
1.3. РЕЗУЛТАТИ И ДОПРИНОС ИСТРАЖИВАЊА	6
1.4. СТРУКТУРА ДОКТОРСKE ДИСЕРТАЦИЈЕ	8
2. ЈОНИЗУЈУЋЕ ЗРАЧЕЊЕ	10
2.1. ИНТЕРАКЦИЈА ЈОНИЗУЈУЋЕГ ЗРАЧЕЊА СА МАТЕРИЈОМ.....	14
2.2. ДЕТЕКЦИЈА ЈОНИЗУЈУЋЕГ ЗРАЧЕЊА.....	16
3. ГМ БРОЈАЧИ КАО ГАСНИ ДЕТЕКТОРИ ЈОНИЗУЈУЋЕГ ЗРАЧЕЊА.....	19
3.1. ПРИНЦИП РАДА ГАСНИХ ДЕТЕКТОРА.....	19
3.2. РЕЖИМИ РАДА ГАСНИХ ДЕТЕКТОРА	27
3.2.1. Импулсни режим рада	28
3.2.2. Струјни режим рада.....	31
3.2.3. Средње-квадратни режим	33
3.3. ГМ БРОЈАЧИ	34
3.4. ОСНОВНЕ КАРАКТЕРИСТИКЕ ГМ БРОЈАЧА	38
3.4.1. Спектар амплитуда импулса и крива бројања.....	38
3.4.2. Ефикасност детекције ГМ бројача.....	44
3.4.3. Мртво време ГМ бројача	47
3.4.4. Гасови за пуњење ГМ бројача	54
3.4.5. Гашење пражњења	57
3.4.6. Старење ГМ бројача	59
4. ПРОЦЕСИ У ГАСНИМ СМЕШАМА РЕЛЕВАНТНИ У ДЕТЕКЦИЈИ ЈОНИЗУЈУЋЕГ ЗРАЧЕЊА	62
4.1. ЕЛЕМЕНТАРНИ ЈОНИЗАЦИОНИ ПРОЦЕСИ	62
4.2. ПРИМАРНИ И СЕКУНДАРНИ ПРОЦЕСИ	67
4.2.1. Процеси активни на електродама	70
4.2.2. Процеси активни у гасу	75
4.3. ПРОЦЕСИ ПРАЖЊЕЊА	80
4.4. СПЕКТАР ГАСА СЛОБОДНИХ ЕЛЕКТРОНА	93
4.5. ЈОНИЗАЦИОНИ КОЕФИЦИЈЕНТИ И УСЛОВ ПРОБОЈА ЗА СМЕШУ ПЛЕМЕНИТОГ И ЕЛЕКТРОНЕГАТИВНОГ ГАСА	96
5. МЕРЕЊЕ СТАТИЧКОГ ПРОБОЈНОГ НАПОНА ТРОКОМПОНЕНТНЕ СМЕШЕ РАДНОГ ГАСА ЗА ПУЊЕЊЕ ГМ ЦЕВИ	100
5.1. Увод	100
5.2. МЕРНА ОПРЕМА.....	102

5.3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛНИ ПОСТУПАК И ОБРАДА РЕЗУЛТАТА МЕРЕЊА	106
5.4. РЕЗУЛТАТИ И ДИСКУСИЈА	108
5.5. ЗАКЉУЧАК	113
6. МЕРЕЊЕ ПРОБОЈНИХ НАПОНА И МРТВОГ ВРЕМЕНА ГМ БРОЈАЧА НА МОДЕЛУ И КОМЕРЦИЈАЛНОЈ ГМ ЦЕВИ.....	114
6.1. Увод	114
6.2. МЕРНА ОПРЕМА	116
6.3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛНИ ПОСТУПАК И ОБРАДА РЕЗУЛТАТА МЕРЕЊА	119
6.4. РЕЗУЛТАТИ И ДИСКУСИЈА	121
6.5. ЗАКЉУЧАК	128
7. ЗАКЉУЧАК	129
ЛИТЕРАТУРА	131
А. ПРИЛОГ МЕТОДЕ КОРИШЋЕНЕ У ОБРАДИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛНИХ РЕЗУЛТАТА.....	139
А.1. Увод	139
А.2. ГРАФИЧКЕ МЕТОДЕ	140
А.3. МАТЕМАТИЧКИ ТЕСТОВИ.....	142
А.3.1. Пирсонов χ^2 тест.....	142
А.3.2. Колмогоров-Смирнов тест.....	143
А.3.3. U-тест	145
БИОГРАФИЈА АУТОРА	146

СПИСАК СЛИКА

Слика 1.1 Ханс Гајгер и Ернест Радерфорд (десно) у лабораторији универзитета у Манчестеру

Слика 2.1 Фотографија шаке супруге Вилхелма Рендгена добијена излагањем X зрацима. На слици се примећују кости шаке и велики златни прстен

Слика 2.2 Ван-Аленови прстенови

Слика 3.1 Упростијени приказ струјног кола са гасним детектором

Слика 3.2 Струјно-напонска карактеристика јонизационе коморе

Слика 3.3 Оперативне области гасних детектора: зависност амплитуде излазног сигнала у односу на примењени напон на електродама коморе при мерењу алфа, бета и гама зрачења

Слика 3.4 Изглед лавине у процесу гасне мултипликације

Слика 3.5 Ланчана реакција и ширење Таузендових лавина током процеса Гајгеровог пражњења у ГМ цевима

Слика 3.6 Шема везивања детектора за мерну електронику

Слика 3.7 Излазни сигнал детектора у импулсном режиму рада; а) струјни импулс, б) напонски импулс у случају $RC \ll t_c$, ц) напонски импулс у случају $RC \gg t_c$

Слика 3.8 Шема мерног инструмента везаног за крајеве детектора (горе) и приказ вредности струје $I(t)$ на иструменту за случај низа догађаја (доле)

Слика 3.9 Средња вредност струје у струјном режиму рада гасног детектора

Слика 3.10 Конструкција ГМ цеви, односно ГМ бројача; а) шема ГМ цеви; б) пример комерцијалне ГМ цеви модел LND 712; ц) блок дијаграм мерног система за бројање импулса из ГМ цеви

Слика 3.11 Расподела висина импулса: а) диференцијална; б) интегрална

Слика 3.12 Уз објашњење криве бројања; а) зависност облика диференцијалне расподеле импулса од напона; б) крива бројања која одговара горњим графицима за идеалан бројач; ц) диференцијална расподела импулса и крива бројања за реалан бројач

Слика 3.13 Крива бројања ГМ бројача

Слика 3.14 Ефикасност ГМ детектора у зависности од енергије гама зрачења и врсте материјала од којег је сачињена катода

Слика 3.15 Зависност процентуалне вредности апсорпције од дебљине зида цеви или прозора и од максималне енергије бета честица неких радионуклида за неке моделе комерцијалних ГМ цеви (модели цеви су обележени ознаком ZP)

Слика 3.16 Илустрација појма мртвог времена и времена опоравка

Слика 3.17 Зависност очитаног броја импулса са бројача од фактора корекције на мртво време (n/m) комерцијалне ГМ цеви произвођача Mirion Technologies

Слика 3.18 Процес регистровања догађаја у паралишућем и непаралишућем детектору

Слика 3.19 Крива распада извора за корекцију мртвог времена

Слика 4.1 Зависност ефикасног пресека за јонизацију од енергије упадног електрона у случају племенитих гасова

Слика 4.2 Зависност ефикасног пресека за јонизацију од енергије упадног електрона у случају неких молекуларних гасова

Слика 4.3 Зависност ефикасног пресека за јонизацију (верованоће јонизације) од енергије упадног електрона за ваздух

Слика 4.4 Настајање лавине електрона ударном електронском јонизацијом

Слика 4.5 Уз објашњење Таузендовог механизма пробоја

Слика 4.6 а) расподела електрона и позитивних јона у лавини. б) приказ фотона насталих релаксацијом у сударима побуђених атома и молекула гаса

Слика 4.7 Процес преласка лавине у стример и развоја стримера дуж међуелектродног процепа

Слика 4.8 Приказ вредности α/p за племените гасове

Слика 4.9 Типичан облик Пашенове криве

Слика 4.10 Пашенове криве за ваздух и племените гасове

Слика 4.11 Пашенове криве за аргон (горе) и хелијум (доле)

Слика 4.12 Карактеристичан облик импулсног напона којим се остварује пробој

Слика 5.1 (а) гасна комора коришћена у поступку мерења једносмерног пробојног напона смеше племенитог и електронегативног гаса; (б) електроде коришћене у експерименту

Слика 5.2 Еталонске коморе за проверу подешавања параметара радне коморе (а) комора пуњена аргоном, $p=50$ Pa, $d=0,3$ mm; (b) комора пуњена ксеноном, $p=266$ Pa, $d=1$ mm;

Слика 5.3 Шема гасног кола

Слика 5.4 Зависност статичког пробојног напона од вредности pd за Хе, SF₆ и смешу 0.9Хе+0.1SF₆ заједно са одговарајућим експерименталним резултатима

Слика 5.5 Зависност статичког пробојног напона од вредности pd за Хе, SF₆ и смешу 0.8Хе+0.2SF₆ заједно са одговарајућим експерименталним резултатима

Слика 5.6 Зависност статичког пробојног напона од вредности pd за Хе, SF₆ и смешу 0.7Хе+0.3SF₆ заједно са одговарајућим експерименталним резултатима

Слика 5.7 Зависност статичког пробојног напона од вредности pd за Хе, SF₆ и одговарајуће смеше ових гасова заједно са одговарајућим експерименталним резултатима

Слика 5.8 Зависност статичког пробојног напона од вредности pd за Ar, SF₆ и одговарајуће смеше ових гасова заједно са одговарајућим експерименталним резултатима

Слика 6.1 Модел ГМ бројачке цеви (горе) и комерцијална ГМ цев (доле)

Слика 6.2 Систем за детекцију и аквизицију статичких пробојних напона (а) и одговарајућа електрична шема (б)

Слика 6.4 Случајна променљива импулсни пробојни напон приказан на папиру вероватноће дупло-експоненцијалне расподеле (★ - - - комерцијална ГМ цев; • — модел ГМ цеви)

Слика 6.5 Случајна променљива мртво време приказана на папиру вероватноће Гаусове расподеле (★ - - - комерцијална ГМ цев; • — модел ГМ цеви)

Слика 6.6 Резултати U теста за вредности статичког пробојног напона (горе), импулсног пробојног напона (средина) и мрвог времена (доле).

Слика 6.7 Зависност вредности статичког пробојног напона од притиска у гасу уз процентуални удео SF6 гаса у смеши као параметра

Слика 6.8 Зависност мрвог времена од процентуалног удела SF6 гаса у радном гасу; притисак у смеши $p=1000$ Па

Слика 6.9 Зависност мрвог времена од процентуалног удела SF6 гаса у радном гасу; притисак у смеши $p=1500$ Па

Слика 6.10 Зависност мрвог времена од процентуалног удела SF6 гаса у радном гасу; притисак у смеши $p=2000$ Па

Слика А.1.1 а) Пример нелинеарне емпиријске функције расподеле и б) Линеаризација функције расподеле

Слика А.1.2 Пример графичког теста помоћу папира вероватноће: а) за нормалну расподелу; б) за лог-нормалну расподелу; в) за **дупло-експоненцијалну расподелу**; г) за Вејбулову расподелу

Слика А.1.3 а) Пример емпиријске функције расподеле дате изразом (А.1.4) и б) Примена К-С статистике на исту функцију расподеле

СПИСАК ТАБЕЛА

Табела 3.1 Вредности јонизационе енергије W за производњу једног јонског пара
за неке гасове

Табела 4.1 Вредности $C1$ и $C2$ константи у случају хомогеног електрочног поља

Табела 4.2 Вредности константи $K1$, $K2$ и $K3$

Табела 4.3 Вредности коефицијента γ

1. УВОД

1.1. Историјски развој и примена ГМ бројача

Гајгер-Милеров бројач (у даљем тексту: ГМ бројач) је један од најстаријих [1] и највише испитиваних типова детектора [2] [3] [4] [5] [6] јонизујућег зрачења који је представљен 1928. године од стране Ханса Гајгера и Валтера Милера (енг. *Hans Geiger and Walther Mueller*) [7].



Слика 1.1 Ханс Гајгер и Ернест Радерфорд (десно) у лабораторији универзитета у Манчестеру [8]

ГМ бројачи су инструменти који раде, грубо речено, на принципу бројања сваког појединачног догађаја, односно интеракције упадне честице јонизујућег зрачења са активном запремином детектора, па су из тог разлога теоријски, способни да региструју и најмањи интензитет зрачења (практично једну честицу или квант) у радијационом пољу. Са друге стране, они спадају у најгрубље детекторе чија је основна намена у пракси да пре свега брзо и ефикасно испитају да ли у радној или животној средини

постоји јонизујуће зрачење или не, пре него што се приступи даљој детаљнијој идентификацији и карактеризацији радионуклида софистициранијим методама мерења. ГМ бројач у суштини представља цилиндричну сев (ГМ бројачка цев) напуњену радним гасом на потпритиску између две електроде које су оптерећене великом разликом потенцијала. Поред цилиндричне геометрије у пракси је заступљена и план-паралелна геометрија ГМ бројачких цеви. Разлика потенцијала у детекторској цеви бројача генерише довољно јако електрично поље, тако да свака иницијална лавина наелектрисања покренута јонизацијом атома радног гаса изазива већи број додатних лавина, које се окончавају гасним пражњењем у међуелектродном простору, притом производећи струјни импулс који се детектује одговарајућом бројачком мерном електроником [9]. У модерним ГМ бројачима, као гасови за пуњење се користе двокомпонентне смеше племенитих гасова (аргон, хелијум, неон, ксенон, криптон) и халогених гасова за гашење [10].

Прва верзија ГМ цеви је прошла кроз различите фазе развоја и унапређења. Прво велико унапређење представљено је од стране Холандског физичара Адолфа Троста (*нем. Vin Adolf Trost*) 1937. године који је предложио решење [11] за проблем појаве лажних импулса који су пратили процес Гајгеровог пражњења. Ови лажни импулси су изазвани појавом електрона избијених са површине зида катоде, као резултат интеракције позитивних јона са атомима материјала катоде. Предложено решење се састојало у додавању још једне гасне компоненте, у виду етанола, познатом као гас за гашење. Убрзо се испоставило да органске паре као гасови за гашење не представљају оптимално решење, јер се позитивни јони гаса за гашење „троше“ у процесу дисоцијације приликом судара са катодом, што коначно доводи до ограниченог века трајања ГМ бројача. Овај новонастали проблем је касније решен унапређењем које уводе Либсон и Фридман (енг. *S. H. Liebson and H. Friedman*) 1948. године предлажући неорганске халогене гасове за гашење уместо органских пара [12]. Међутим,

испоставља се да, иако су халогени гасови драстично продужили век ГМ бројача, нису идеално решење у том погледу, о чему ће бити речи у наредним поглављима.

Поред проблема гашења Гајгеровог пражњења, у развоју модерних ГМ бројача доста се радило на решавању још два битна проблема. Први се односи на одзив ГМ бројача на различите енергије фотонског зрачења [13]. Примећено је да одзив ГМ бројача зависи од енергије упадног фотонског зрачења, нарочито оних са нижим енергијама (X зрачење) и да у случају детекције зрачења ниже енергије бројачи имају већи одзив (при мерењу дају већи број импулса). Са друге стране, 1964. године Данкенхот и Митрофанов (енг. *Danchenkot and Mitrofanov*) су изнели запажања везана за истраживање одзива бројача на фотонско зрачење енергија већих од 1 MeV [14]. Тада је примећено да је одзив бројача већи за фотоне енергија већих од 1.022 MeV, због доминантне интеракције производње парова, која на тим енергијама има вероватноћу појаве која је пропорционална квадрату атомског броја ($\sim Z^2$) материјала од којег је сачињена катода ГМ цеви [15]. Да би се умањио ефекат већег одзива на већим енергијама тада се предлаже употреба материјала нижег атомског броја, као што је берилијум. Такође, даљим развојем установљено је да се енергетска компензација већег одзива на нижим енергијама обезбеђује конструкцијом или облагањем ГМ цеви материјалима већег атомског броја Z . Ова истраживања су допринела конструкцији ГМ бројача различитих намена којима је детекторска цев сачињена од различитих материјала. Други проблем на чијем решавању се радило се односи на скраћење мртвог времена. Мртво време представља минимално време које мора да протекне између два догађаја у активној запремини детектора, да би догађаји могли бити забележени као засебни импулси и одређено је процесима у самом детектору, као и карактеристикама мерне инструментације којом се врши мерење и обрада импулса [15]. Готово сва модерна решења корекције мртвог времена иду у правцу софтверске корекције одзива ГМ бројача користећи три модела:

паралишући, непаралишући и хибридни [16]. Ређе корекција иде у правцу унапређења електронике за обраду сигнала (импулса) на излазу из ГМ цеви [17]. Ретко се у литератури могу наћи решења која предлажу скраћење мртвог времена утицајем на процесе и брзину сакупљања наелектрисања унутар саме ГМ цеви коригујући карактеристике гаса, дизајна саме цеви (укључујући радни напон, притисак, температуру, итд.) или материјала од којих је сачињена.

Модерни ГМ бројачи су једноставни за употребу, релативно једноставне израде [9] [18] [19] [20], врло осетљиви и економски исплативи [9] [20] [21] [22] [23]. Ове карактеристике су допринеле томе да су и у данашње време ГМ бројачи једни од најзаступљенијих детектора у пракси, упркос развоју технологије и појави софистициранијих метода за мерење јонизујућег зрачења (као што је спектрометрија коришћењем полупроводничких *HrGe* детектора). У свету постоји више компанија које производе ГМ детекторе различитих карактеристика [10] [24] [25] [26]. У пракси ниједан бројач по себи нема идеалне карактеристике, већ се у зависности од потреба и конкретних услова радијационих поља бира онај са оптималним карактеристикама за конкретну примену.

Недостатак ГМ бројача је пре свега немогућност да детектује и одреди енергију упадне честице или кванта зрачења јер су амплитуде свих генерисаних импулса једнаке без обзира на број примарних јонских парова који се генеришу на почетку процеса, обзиром да је број лавина током једног пражњења увек приближно константан. Такође, ГМ детектори имају релативно велико мртво време (10-100) ms, зато се ГМ бројачи не користе за поуздана мерења у пољима са флуксевима већим од неколико стотина импулса (догађаја) у секунди. При овим флуксевима зрачења ГМ бројачи улазе у паралишући режим рада, што може довести, уколико се ради о јако великим флуксевима зрачења, до нултог показивања инструмента (поглавље 3.4.3). У том случају се користе јонизационе коморе које раде у

струјном режиму рада. Поред тога, ГМ бројачи имају релативно ограничен век трајања што је последица процеса који се дешавају унутар ГМ цеви током експлоатације о чему ће бити речи у наредним поглављима.

Поред свих предности и недостатака модерни ГМ бројачи су нашли широку примену како у детекцији и заштити од зрачења тако и у индустрији у мернопроцесним уређајима за мерење нивоа (нивометри) и густине флуида и руде [8] и у индустријској томографији [27].

1.2. Циљ истраживања и полазна хипотеза

Полазна хипотеза гласи: *Мала количина електронегативног гаса у радном гасу би могла да побољша карактеристике ГМ бројачке цеви у смислу скраћења мртвог времена и стабилизације радне тачке ГМ бројача.*

Полазна хипотеза се односи на побољшање карактеристика ГМ бројача које би могло бити двоструко:

- 1) Могло би се очекивати да дође до стабилизације радне тачке ГМ бројача. Наиме, радна тачка ГМ бројача одређена је геометријом и вредношћу притиска у ГМ цеви. Током рада ГМ цеви се не може очекивати промена геометрије саме цеви која је фиксна, али се може очекивати промена притиска радног гаса којим је напуњена ГМ цев. Ово се посебно односи на парцијални притисак главне компоненте гасне смеше, уколико се ради о хелијуму, јер хелијумови атоми (због своје мале димензије) лако дифундују из ГМ бројачке цеви. Додавање мале количине електронегативног гаса би могло да поравна криву зависности пробојног напона од производа притиска и међуелектродног растојања у околини радне тачке ГМ бројачке цеви тако да свака промена притиска радног гаса не доведе до значајних промена пробојног напона, чиме се стабилизује радна тачка ГМ цеви, односно праг њеног одзива.

- 2) Додавање мале количине електронегативног гаса у радну смешу може, апсорпцијом слободних електрона насталих након експлозије термојонизационог канала варнице након електричног пражњења, да умањи вероватноћу да неки од њих иницијализује нов пробој а да се притом, битно не промени праг одзива ГМ цеви. Овом модификацијом смеше радног гаса би се могло утицати на скраћење мртвог времена ГМ бројача.

Водећи се полазном хипотезом циљ истраживања које је приказано у овој тези је испитивање утицаја мале количине електронегативног гаса, као треће компоненте у стандардној двокомпонентној смеси радног гаса, на карактеристике рада ГМ бројача. Наиме, ако би се показало, да мала количина електронегативног гаса утиче на скраћење мртвог времена и стабилизацију радне тачке ГМ бројача, то би омогућило израду ГМ бројачких цеви побољшаних карактеристика.

1.3. Резултати и допринос истраживања

Научни допринос ове докторске дисертације припада области детекције и мерења јонизујућег зрачења. У оквиру докторске дисертације приказани су следећи резултати:

- Развијен је и проверен математички модел за прорачун пробојних напона у смешама електронегативног и племенитог гаса за примену у ГМ бројачким цевима;
- Експериментално добијени резултати и криве зависности вредности пробојног напона од производа притиска и међуелектродног растојања омогућавају да се види како додавање електронегативног гаса утиче на стабилност радне тачке ГМ бројача. Тај резултат је веома интересантан са аспекта детекције и мерења јонизујућег зрачења јер одређује време поуздане примене ГМ бројачких цеви обзиром на ефекат старења истих;

- Експериментални резултати мерења мртвог времена у зависности од процентуалног удела електронегативног гаса у ГМ бројачкој цеви дају корисне податке о могућностима побољшања излазних карактеристика ГМ бројача;

Резултати истраживања спроведени у овој докторској дисертацији су објављени у следећим публикацијама:

M22- Истакнути међународни часопис

1. **L. Perazić**, K. Stanković et.al., Influence of the percentage share of electronegative gas in the mixture with noble gas on the free-electron gas spectrum and recovery time, IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol.24, No.5, pp. 2765-2774, 2017, doi: 10.1109/TDEI.2017.006426;

M23- Међународни часопис

1. **L. Perazić**, Č. Belić et al., Application of an electronegative gas as a third component of the working gas in the geiger-mueller counter, Nuclear Technology and Radiation Protection, Vol. 33, No. 3, pp. 268-274, 2018, doi: 10.2298/NTRP1803268P;
2. N. Kartalović, **L. Perazić** et al., Lifetime Characteristics of Gaiger-Muller Counters, Nuclear Technology and Radiation Protection, Vol. 31, No. 4, pp. 366-369, 2016, doi: 10.2298/NTRP1604366K;
3. K. Stanković and **L. Perazić**, Determination of gas-filled surge arresters lifetime, IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 47, No. 1, pp. 935-943, 2019, doi:10.1109/TPS.2018.2874938;

M33-Саопштења са међународних скупова штампаних у целини

1. **L. Perazić**, K. Stanković et al., Violating the free-electrons gas spectrum of noble gases by adding the electropositive and electronegative gases, 20th IEEE Pulsed Power Conference, Austin, Texas, USA, May 31-June 4, 2015, doi: 10.1109/PPC.2015.7296940;

2. M. Alimpijević, K. Stanković, **L. Perazić** et al., Određivanje funkcije raspodele energije gasa slobodnih elektrona na niskim pritiscima, Konferencija CIGRE Srbija, Zlatibor 17. – 21. maj 2015, ISBN: 978-86-82317-76-0;

1.4. Структура докторске дисертације

- Увод
- Јонизујуће зрачење
- ГМ бројачи као гасни детектори јонизујућег зрачења
- Процеси у гасним смешама релевантни у детекцији јонизујућег зрачења
- Мерење статичког пробојног напона трокомпонентне смеше радног гаса за пуњење ГМ цеви
- Мерење пробојних напона и мртвог времена ГМ бројача на моделу и комерцијалној ГМ цеви
- Закључак

Докторска дисертација је организована у више целина (поглавља). Након краћег увода, у другом поглављу је описано на који начин јонизујуће зрачење интерагује са материјом и начин на који га је могуће детектовати.

Треће поглавље у општем смислу, објашњава начин функционисања гасних детектора за детекцију јонизујућег зрачења осврћући се на процесе који се дешавају при интеракцији зрачења са активном запремином детектора. У наставку поглавља су објашњени основни принципи и режими рада гасних детектора са посебним освртом на ГМ бројаче, њихова конструктивна решења у пракси, као и њихове најбитније карактеристике које су од интереса за истраживања проказана у овој докторској дисертацији.

Четврто поглавље приказује релевантне јонизационе процесе при гасним пражњењима, затим механизме и карактеристике електричних пробоја гасних смеша као и утицај електронегативних гасова на карактеристике пражњења у гасним смешама.

Пето поглавље након кратког увода приказује резултате истраживања који се односе на мерење једносмерног пробојног напона за смешу племенитих и мале количине електронегативног гаса, односно на испитивање одређених карактеристика таквих смеша које су релевантне у погледу унапређења поменутих карактеристика ГМ бројача.

Шесто поглавље се односи на истраживање које је спроведено у циљу испитивања практичне примене и утицаја мале количине електронегативног гаса на карактеристике мртвог времена и стабилизацију радне тачке одговарајућег модела ГМ цеви.

2. ЈОНИЗУЈУЋЕ ЗРАЧЕЊЕ

Јонизујуће зрачење представља емисију енергије у виду честица или кваната зрачења довољну да изазове јонизацију атома или молекула приликом интеракције са материјалом кроз који пролази. Под јонизацијом сматрамо процес избијања електрона из омотача језгра атома, при чему долази до стварања позитивних јона [13]. Минимална енергија која је потребна да би се избио валентни електрон из омотача атома се назива јонизациона енергија и креће се у опсегу (4 - 25) eV, у зависности од специфичне енергије везе валентног електрона за различите атоме материјала. Зрачење које поседује енергију већу од поменуте минималне се генерално назива јонизујуће (има способност да јонизује материју кроз коју пролази). У случају електромагнетног јонизујућег зрачења из релације за енергију $E=hc/\lambda$ се може закључити да је максимална вредност таласне дужине око 320 nm, што укључује већи део UV спектра (10 - 400) nm.

Крајем деветнаестог века (1890.) Пјер и Марија Кири (енг. *Pierre and Marie Curie*) су открили хемијске елементе полонијум и радијум. Пет година након тога (1895.) Вилхелм Рендген (нем. *Wilhelm Röntgen*) открива X зраке, чиме почиње модерно схватање јонизујућег зрачења. Пуштајући струју кроз различите катодне цеви, испитујући електрично пражњење у ретким гасовима, приметио је да упркос заклону који је постављен како би блокирао светлост, зраци пролазе кроз заклон и интерагују са екраном од баријума који је био постављен у близини. Такође, приметио је да зраци остављају трагове на фотографским плочама које су им изложене. Како није знао природу примећених зрака, назвао их је X-зраци (енг. *X rays*). Исте године млади научник Ернест Радерфорд (енг. *Ernest Rutherford*) као истраживач у групи професора J.J. Томпсона (енг. *J.J. Thomson*) у Кевендиш

лабораторији проучава јоне произведене у гасу интеракцијом X зрачења које је открио Рендген. Рендгеново откриће је праћено Бекереловим (енг. *Becquerel*) открићем природне радиоактивности уранијумових оксида године 1896. и Томпсоновим открићем електрона 1897. Радерфорд постаје професор физике на Универзитету у Манчестеру где наставља да истражује алфа и бета зрачење. Као асистента добија младог научника Ханса Гајгера (енг. *Hans Geiger*). У циљу показивања да све алфа честице узрокују светлуцање приликом проласка кроз визуелни сцинтилациони бројач, два научника стварају детектор јонизујућег зрачења, који ће касније бити унапређен од стране Гајгеровог студента Валтера Милера (нем. *Walther Müller*) и познат под називом Гајгер-Милерова цев (ГМ бројач).

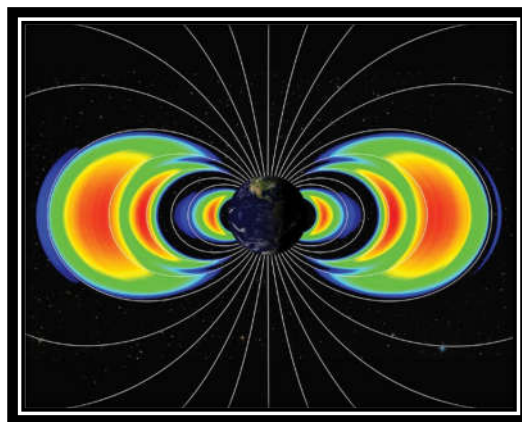
Убрзо су ови проналасци омогућили практичну примену у медицини. Заправо прво сликање X зрацима је обавио Рендген, сликајући шаку своје супруге 1895 (слика 2.1) [8]. Након тога, X зрачење проналази широку, рутинску примену у дијагностичкој радиографији.



Слика 2.1 Фотографија шаке супруге Вилхелма Рендгена добијена излагањем X зрацима. На слици се примећују кости шаке и велики златни прстен [8].

Јонизујуће зрачење се може поделити, између осталог, на природно и вештачко. У природно зрачење се убрајају космичко зрачење, космогени радионуклиди и радионуклиди у земљиној кори. Већина космичког

зрачења потиче од извора изван соларног система (примарно космичко зрачење) и дели се на галактичко (сачињавају га око 90% протона, око 9% алфа честице и остатак који чине тешки јони и електрони) и соларно пореклом са Сунца (углавном протони и електрони) [28]. Атмосфера и Земљино магнетно поље се понашају као штит смањујући интензитет космичког зрачења које доспева до површине Земље. Верује се да је Земљино магнетно поље настало кретањем наелектрисаних честица течног језгра планете (растопљене руде гвожђа). Већина примарних космичких зрака се апсорбује у горњим слојевима атмосфере при чему се услед каскадних нуклеарних реакција генеришу пљускови (тушеви) честица и фотона секундарног космичког зрачења (неутрони, протони, пиони, каони, миони, неутрина, позитрони и гама зраци). До нивоа мора доспевају углавном само миони и неутрина. Неке од ових наелектрисаних честица већином пореклом из соларних ветрова (флуксеви наелектрисаних честица пореклом са Сунца) доспевају до Земљиног магнетног поља и тамо бивају заробљене формирајући облаке наелектрисаних честица, тзв. Ван-Аленове прстенове, односно појасеве (енг. *Van-Allen Belts*) [29]. Око Земље постоје два слоја заробљених наелектрисаних честица (два прстена), унутрашњи и спољашњи. Прстенови нису правилног облика већ су благо деформисани дејством соларних ветрова, као и због одступања осе ротације од осе магнетног дипола Земље.



Слика 2.2 Ван-Аленови прстенови [29]

Космогени радионуклиди настају интеракцијом примарног и секундарног космичког зрачења са слојевима Земљине атмосфере. У космогене радионуклиде убрајају се ^3N , ^7Be , ^{10}Be , ^{14}C , ^{22}Na , ^{32}Si , ^{129}I и други, од чега је најпознатији ^{14}C чијим се мерењем концентрације у практичној примени, одређује старост фосилних остатака или предмета од дрвета.

Најзначајнији природни радионуклиди из Земљине коре су ^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th и ^{40}Ca . Ови радиоизотопи се још називају и праисконски јер су присутни још из времена стварања Земље и имају веома велико време полураспада (милиони година). Неки природни радионуклиди се могу пронаћи у храни и пићу, нпр. ^{40}K и ^{14}C . Најважнији радионуклиди у ваздуху су изотопи радона ^{222}Rn и ^{220}Rn . ^{222}Rn има највеће време полураспада (3,8 дана) и присутан је у ваздуху као гас, без боје и мириса и настаје у процесу радиоактивног распада уранијума из земљине коре (уранијумска серија радиоактивног распада). Настали радон из земљишта продире као гас на површину и разређује се у ваздуху. Сматра се да овај гас има допринос од преко 50% у годишњој ефективној дози за становништво пореклом од природних извора зрачења [30].

Вештачко јонизујуће зрачење су створили људи развојем технике и технологије. Вештачке изворе зрачења, представљају радионуклиди који су произведени за потребе индустрије и медицине. Такође, вештачке изворе зрачења представљају и уређаји који генеришу зрачење (скенери, акцелератори, дијагностички и терапијски уређаји у медицини, итд.). Неки од вештачки створених радионуклида су ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{90}Sr , ^{131}I , ^{239}Pu , итд. Такође, треба нагласити да је човек својим активностима, посебно развојем нуклеарних реактора и тестирањем нуклеарног оружја створио неке од поменутих радиоизотопа који имају релативно дуго време полураспада, па самим тим представљају опасност по животну средину.

2.1. Интеракција јонизујућег зрачења са материјом

Поред поделе на природно и вештачко, јонизујуће зрачење се може поделити на директно и индиректно [21]. Директно јонизујуће зрачење чине наелектрисане честице: електрони, позитрони, протони, алфа честице (језгра хелијума) и други лаки и тешки јони. Ове честице у примарним интеракцијама директно јонизују атоме или молекуле интерагујући са њиховим електронским омотачима (дејством Кулонових интеракција). Индиректно зрачење јонизује материју посредно, преко секундарних наелектрисаних честица које настају интеракцијом примарног упадног зрачења са материјом. У индиректно јонизујуће зрачење спадају ненаелектрисане честице: неутрони и фотони (кванти електромагнетског зрачења- Гама и X зраци). Гама зраци су фотони виших енергија пореклом из атомског језгра, док су X зраци нижих енергија, пореклом из околине језгра или електронског омотача.

Пролаз сваке врсте зрачења кроз материјал карактеришу одређене, специфичне интеракције са атомима и молекулима материјала [15]. Тип и врста интеракције јонизујућег зрачења са материјалом зависи од типа честице или кванта зрачења, њихове енергије као и од састава и структуре материјала кроз који пролазе [13] [31]. У случају тешких наелектрисаних честица (алфа честице, протони), уколико је њихова енергија мања од пар стотина MeV, основни процес губљења енергије је интеракција са електронима из омотача језгра. У овом случају трансфер енергије на електроне из омотача је мали, а трајекторија упадних честица приближно праволинијска. У случају масивнијих јона или фисионих фрагмената већег наелектрисања и мање брзине израженије постају интеракције на језгру. Притом се под дејством Кулонове интеракције јавља расејање под великим угловима. Брзи електрони такође губе енергију углавном у процесима интеракције са електронима у омотачу језгра медијума кроз који пролазе, али је за разлику од тешких наелектрисаних честица трансфер енергије на

те електроне много већи (због исте масе честица које интерагују). У случају интеракција лаких наелектрисаних честица (електрона) са језгром (тај тип интеракција је ређи) јавља се расејање под већим угловима ($> 90^\circ$) и до појаве закочног зрачења. Закочно зрачење се јавља због скретања наелектрисаних честица у Кулоновом пољу језгра услед чега долази до успоравања, тј. кочења (нем. *Bremsstrahlung*) наелектрисане честице. У случајевима када је енергија упадних честица или кваната зрачења већа од 100 MeV, поред већ описаних интеракција постају доминантне и нуклеарне интеракције (интеракције са језгром атома).

У случају електромагнетског зрачења (Гама и X фотони) постоји већи број механизма интеракције са атомима материјала кроз који пролазе. Могу се јавити разни облици еластичног и нееластичног расејања у зависности од енергије фотона (највероватнији су Рејлијево, Томпсоново и Комптоново расејање), као и апсорпције (фотоелектрични ефекат). Притом, за разлику од наелектрисаних честица које имају јасно дефинисан домет у материјалу, фотони немају домет већ се за њих дефинише и везује појам слабљења (атенуације) снопа зрачења у материјалу кроз који пролазе.

Генерално гледано, пролазак јонизујућег зрачења кроз материјал карактеришу ефекти који се манифестују на начин да зрачење предаје материјалу енергију која се троши на узмак атома, као и на унутрашње промене у материјалу (екситација, јонизација атома и молекула). Уколико је материјал који је изложен јонизујућем зрачењу људско ткиво тада постоји вероватноћа да зрачење производи биолошке ефекте на нивоу ћелије и ткива, што за последицу има повећање ризика за појаву болести са фаталним исходом или последицу на потомство (генетске мутације) [13] [30]. Што је предата енергија упадног зрачења по јединици масе ткива већа, биолошки ефекти су израженији. Тада се јавља већи број јонизација и екситација молекула ткива које је сачињено већински од воде, па су доминантне интеракције упадног зрачења управо са молекулима воде.

Примарни механизам ове интеракције је разлагање молекула воде (радиолиза). У овом случају се молекули разлажу и формирају се врло реактивне јединке-слободни радикали. Ове јединке даље реагују са органским молекулима (протеини, угљени хидрати, липиди) и предају им енергију, што доводи до њихове промене. Други вид интеракције је директна интеракција на биолошким молекулима, нпр. ДНК ланцу или протеинима, при чему се мења биолошка и хемијска функција тог молекула. У већини случајева организм је у стању да „поправи“ ове оштећене молекуле (нпр. ДНК), док је у неким случајевима „квар“ фаталан и ћелије умиру, мутирају или се генетске мутације преносе на потомство. Биолошки ефекти се деле на стохастичке и детерминистичке. Детерминистички ефекти [30] као што су црвенило коже, повраћање, катаракта, губитак функције органа, итд. имају јасно изражен праг настанка (дозе зрачења изнад неколико сиверта-Sv), док код стохастичких ефеката [30] не постоји јасна граница излагања (настају и при мањим дозама). Стохастички ефекти могу бити соматски, који се примећују на јединки која се излагала зрачењу или генетски (ефекти се запајају у наредним генерацијама).

2.2. Детекција јонизујућег зрачења

Основно питање које се поставља јесте: на који начин је могуће детектовати присуство јонизујућег зрачења у радној и животној средини да би се излагање професионално изложених лица, пацијената и становништва смањило на најмањи могући ниво? Детекција јонизујућег зрачења заснива се на ефектима које зрачење производи при проласку кроз активну запремину осетљивог материјала (детектора) [15]. Најчешће заступљени ефекат у детекцији јонизујућег зрачења је јонизација атома и молекула у запремини детектора кроз коју зрачење пролази. На овом принципу заснован је рад гасних детектора (јонизационе коморе, пропорционални и ГМ бројачи) и полупроводничких детектора, који се

најчешће користе у пракси [15]. Гасни детектори формирају електрични сигнал на излазу који настаје кретањем наелектрисања (јонских парова) дејством спољашњег електричног поља. Јонски парови настају у процесу јонизације проласком зрачења кроз активну запремину коморе која је пуњена радним гасом [21]. Активна запремина полупроводничких детектора је област просторног товара п-н споја у којој проласком зрачења настају парови електрон-шупљина. Поред јонизације у пракси се користе детектори чији се рад базира на ефекту екситације атома и молекула материјала кроз који зрачење пролази. Ово су такозвани сцинтилациони детектори у чијој основи је појава флуоресценције - емисије светлости приликом деекситаације побуђених атома и молекула. Применом фотомултипликаторских цеви ова светлост се преводи у електрични сигнал који се мери и поступком калибрације доводи у везу са ефективном дозом [32]. Поред сцинтилационих детектора на принципу детекције светлости функционишу и термолуминесцентни детектори (ТЛД) [33] и детектори са оптички стимулисаном луминеценцијом (ОСЛД) [34], који спадају у такозване пасивне дозиметре и који уместо моменталне емисије светлости акумулирају енергију коју тек касније ослобађају при загревању (ТЛД), односно при оптичкој ЛЕД стимулацији (ОСЛД) [21] [22].

Типови инструмената за детекцију јонизујућег зрачења који се базирају на раду поменутих детектора се могу грубо поделити на спектрометре, бројаче и дозиметре [15].

Спектрометри су инструменти којима се може измерити енергија јонизујућег зрачења. Енергија зрачења је пропорционална амплитуди електричног сигнала, односно количини наелектрисања које се генерише проласком зрачења кроз активну запремину детектора. Многи од наведених детектора (нпр. полупроводнички или сцинтилациони детектори) се могу користити у спектрометријским уређајима [15], а једна од најзначајнијих метода мерења је гама спектрометрија, која велику

примену има у науци. Спектрометри спадају у софистициране инструменте, који су доста скупи [35].

Дозиметри су уређаји који приказују интензитет јонизујућег зрачења који се своди на број јонизација или екситација у јединици активне запремине детектора, по јединици времена. Излазне величине ових уређаја су обично повезане са величинама јачине експозиционе или апсорбоване дозе, па се из тог разлога овакви уређаји називају дозиметри (јонизационе коморе, термолуминесцентни дозиметри, дозиметри са оптички стимулисаном луминесценцијом, електронски дозиметри, итд...) [21] [32] [36].

Бројачи су инструменти који раде на принципу простог бројања електричних сигнала (импулса) добијених из детекторских цеви пуњених гасом, који углавном служе за детекцију присуства поља јонизујућег зрачења. Примарна употреба бројача није мерење дозе зрачења, мада се могу користити и као дозиметри уколико се модификују увођењем енергетске компензације у виду материјала којима се облаже детекторска цев (као у случају ГМ бројача).

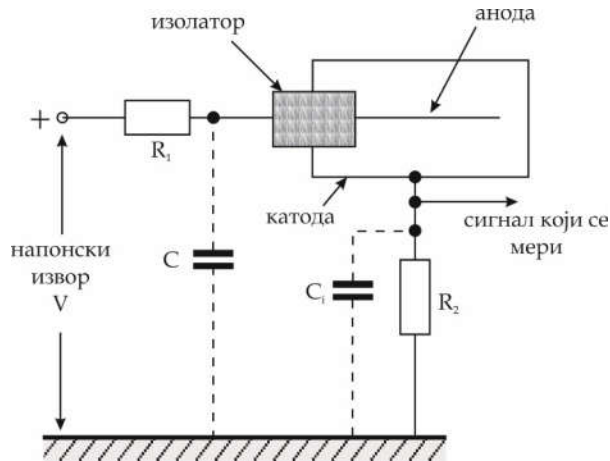
3. ГМ БРОЈАЧИ КАО ГАСНИ ДЕТЕКТОРИ ЈОНИЗУЈУЋЕГ ЗРАЧЕЊА

У наредним поглављима биће приказани општи процеси у гасим детекторима јонизујућег зрачења, затим принципи и режими рада истих, са фокусом на ГМ бројаче. Након тога, пажња ће бити усмерена на карактеристике ГМ бројача које су од интереса у поступку анализе и разумевања теме обрађене у овој тези.

3.1. Принцип рада гасних детектора

Најједноставнији гасни детектори представљају систем сачињен од напонског извора V , отпорника велике отпорности R_1 и коморе (цеви) која је испуњена одређеним гасом на одређеном притиску и која се састоји од две коаксијалне електроде (катоде и аноде) које су међусобно добро изоловане. Зидови коморе се праве тако да дозволе пенетрацију одређеног типа јонизујућег зрачења од интереса. Укупна капацитивност цеви и проводника у колу означена је кондензатором C . Излазна капацитивност кола означена је кондензатором C_i . Основни приказ електричног кола са гасним детектором приказана је на слици 3.1 [9]. При разматрању интеракција једне честице или кванта зрачења са материјалом важи претпоставка да процес интеракције траје занемарљиво кратко и да се притом депоновање енергије зрачења у материјалу одвија готово тренутно. При проласку јонизујућег зрачења кроз материјал, долази до интеракције зрачења са атомима и молекулима материјала услед чега долази до њихове јонизације или екситације. У случају гаса, јонизацијом долази до стварања електрона и позитивних јона, тј. јонских парова. Ови јонски парови се могу формирати директно јонизовањем атома и молекула гаса примарним

упадним зрачењем (најчешће неутрони или фотони) или јонизацијом секундарним електронима који су настали интеракцијом примарног зрачења са атомима гаса или катоде.



Слика 3.1 Упрошћени приказ струјног кола са гасним детектором јонизујућег зрачења [9]

Број јонских парова је врло значајан и игра битну улогу у механизму рада различитих гасних детектора. У теорији, енергија јонизације E_i (јонизациони потенцијал) најслабије везаних, валентних електрона у атомима или молекулима гаса је у опсегу (4 - 25) eV [21]. Како се енергија честица троши не само на јонизацију већ и на друге процесе, као што је екситација атома и молекула гаса, средња енергија која се утроши на производњу једног јонског пара је у пракси већа. Типично за гасове којим се пуне гасни детектори ова енергија је у опсегу (30 - 40) eV (у литератури се обично ова средња јонизациона енергија обележава са W) [21]. Ако се претпостави да је јонизациона енергија константна за одређену врсту зрачења, укупна енергија коју зрачење преда гасу детектора пропорционална је броју формираних јонских парова. У табели 3.1 приказане су вредности енергије јонизације и средње енергије утрошене на производњу једног јонског пара за неке гасове.

Током кретања честица у гасу може доћи и до других видова интеракција, као што је интеракција између позитивних јона и неутралних

молекула гаса при чему може доћи до преноса наелектрисања. У овим сударима неутрални молекули прелазе у јоне, чиме они у електричном пољу мењају улогу и постају покретљиви. Ова врста судара са преносом наелектрисања има значајну улогу у гасним смешама у процесима гашења пражњења (видети потпоглавље 3.4.5). Електрони који настају у процесу јонизације такође могу, у интеракцији са неутралним молекулима гаса, да формирају негативне јоне. Ово је поготово изражено код електронегативних гасова који имају афинитет ка захватању електрона и формирању негативних јона [27] [37]. У поглављу 4 детаљније су приказани јонизациони процеси у гасу и гасним смешама детектора који су релевантни у детекцији јонизујућег зрачења.

Табела 3.1 Вредности јонизационе енергије W за производњу једног јонског пара за неке гасове [21]

Гас	Енергија јонизације (јонизациони потенцијал) E_i [eV]	Средња енергија која се потроши за производњу јонског пара, W [eV]
He	24,6	41,3
Ne	21,6	35,4
Ar	15,8	26,4
Kr	14,0	24,4
Xe	12,1	22,1
H ₂	15,6	36,5
N ₂	15,5	34,8
O ₂	12,5	30,8
CO ₂	13,8	33,0

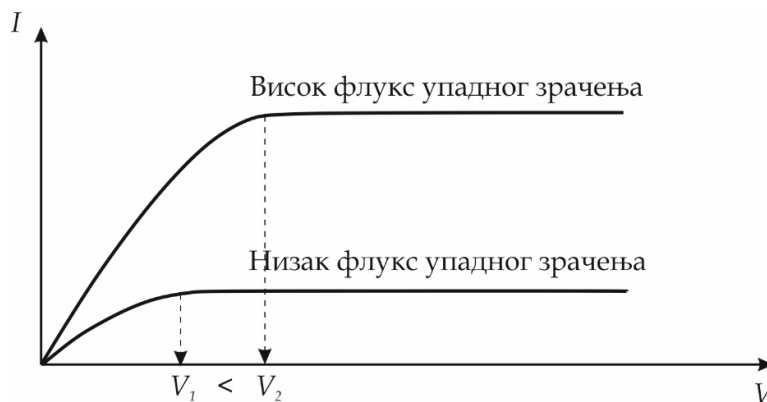
Поред процеса стварања јонских парова, паралелно се одиграва и процес рекомбинације између позитивних јона и електрона (при чему се формирају неутрални молекули или атоми). Рекомбинацијом се губе наелектрисања у активној запремини детектора, па то утиче на корисан

сигнал који меримо на детектору. Рекомбинација је такође могућа између позитивног и негативног јона, при чему електрон прелази са негативног на позитивни јон уз формирање два неутрална атома или молекула.

Када се на електроде коморе у којој се налази радни гас детектора примени спољашње електрично поље (довођењем напона на електроде) на наелектрисане честице (јонске парове) ће деловати електростатичка (Кулонова) интеракција. Наелектрисане честице ће се кретати у правцу линија електричног поља, а брзина кретања је дефинисана суперпозицијом дрифтовске брзине кретања и дифузне брзине кретања (термичка брзина кретања). При том кретању електрони су покретљивији, док су јони мање покретљиви. За практичне димензије детектора, при дрифту електрона време сакупљања истих је реда 10 милисекунди, док за јоне износи реда 1 микросекунд [15]. Дрифт наелектрисаних честица, молекула и атома (позитивних и нехативних) услед дејства спољашњег електричног поља формира електричну струју. Ако је запремина детекторске коморе мала и ако се претпостави да је флукс зрачења константан и да је процес рекомбинације занемарљив, број формираних јонских парова у јединици времена је константан. Константна струја која се на тај начин ствара једнака је броју јонских парова који стиже до електрода у јединици времена. Мерење ове једносмерне струје јонизације је основни принцип рада гасних детектора у струјном режиму [15].

Када на електроде није прикључен напон, унутар коморе не постоји електрично поље, па је струја јонизације једнака нули, јер електрони и јони не поседују довољну брзину (енергију) да се раздвоје и покрену у правцу електрода, па услед тога долази до рекомбинације и они нестају. Након повећања напона, струја електрона и јона (струја дрифта) ка електродама расте, што доводи до смањења рекомбинације. Даљим повећањем напона мали део наелектрисања се губи рекомбинацијом, што за последицу има повећање измерене вредности струје у спољашњем електричном колу. При

довољно великом напону рекомбинација постаје занемарљиво мала, па сва наелектрисања успевају да стигну до електрода и јонизациона струја постаје константна. Даље повећање напона (уз константан флукс зрачења) не доводи до повећања струје јер су се сва наелектрисања сакупила на електродама. Тада детектор улази у режим засићења и то је режим у којем раде јонизационе коморе. Сваку јонизациону комору карактерише одговарајућа струјно-напонска карактеристика, приказана на слици 3.2 [38]. Са слике се види да већи флукс упадног зрачења захтева већи напон ($V_1 < V_2$) да би се постигла струја засићења јонизационе коморе. Струја која се притом мери у спољашњем електричном колу је једнака количини наелектрисања (јонских парова) која се генерише по јединици времена у активној запремини коморе. Време које је потребно да се наелектрисања сакупе на електродама зависи од врсте гасног детектора. Код јонизационих комора то време износи неколико милисекунди, док је код ГМ бројача реда микросекунде.

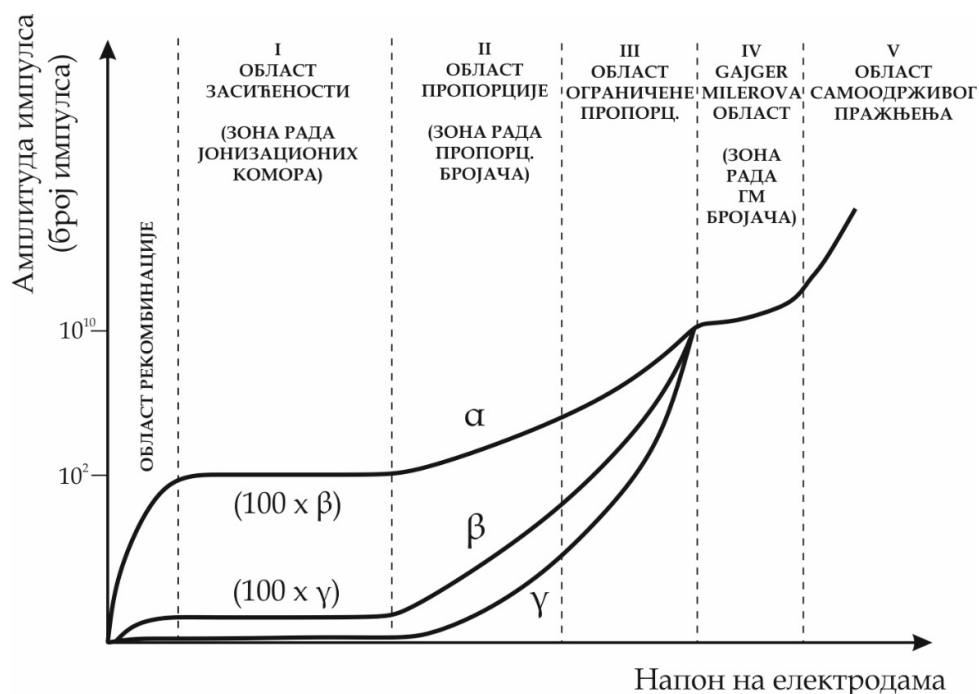


Слика 3.2 Струјно-напонска карактеристика јонизационе коморе [38]

На слици 3.3 приказане су карактеристичне криве зависности амплитуде излазног импулса у односу на примењени напон на електродама коморе гасних детектора за различите типове зрачења (алфа, бета и гама зрачење). Облици ових кривих одређени су геометријом детектора, врстом гаса којим је активна запремина детектора напуњена и притиском у гасу [15]. Криве

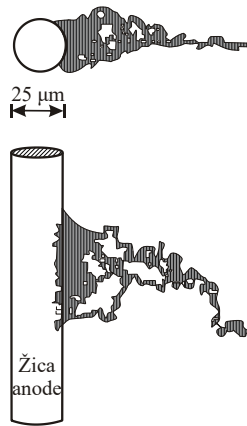
описују начин функционисања гасних детектора кроз приказ одговарајућих оперативних области (обележено на слици 3.3):

- **Област рекомбинације:** Слабо електрично поље (мали примењени напон) у овој области омогућава да процес рекомбинације буде доминантан, а самим тим и да јонизациона струја буде занемарљива.
- **Област засићености:** Јонски парови се услед дејства електричног поља раздвајају и дрифтују ка електродама, а како је рекомбинација све мање вероватна већина тог наелектрисања стигне до електрода. Струја у овој области зависи од броја јонских парова који се генерише услед дејства јонизујућег зрачења. У овом региону струја је готово независна од примењеног напона (струја засићења), што је на кривој проказано карактеристичним платоом. У овој области функционишу јонизационе коморе.



Слика 3.3 Оперативне области гасних детектора: зависност амплитуде излазног сигнала у односу на примењени напон на електродама коморе при мерењу алфа, бета и гама зрачења

- **Област пропорције:** У овој области се електрони убрзавају до већих брзина дејством јачег електричног поља (напона на електродама). Ово повећава вероватноћу да сваки од поменутих електрона који је настао јонизацијом и сам стекне довољну енергију (брзину) да може даље да јонизује атоме и молекуле гаса (секундарни јонски парови), што доводи до појаве лавина електрона (слика 3.4) и такозваног процеса гасне мултипликације [15]. Гасна мултипликација представља ланчани процес, познат као Таузендова (енг. *Townsend*) лавина, у ком сваки електрон добијен сударом има довољно енергије да може да јонизује атоме гаса и проиведе нови слободни електрон. У овој области амплитуде импулса у излазном колу су веће и пропорционалне су енергији упадне јонизујуће честице или кванта зрачења. У овој области функционишу пропорционални бројачи.



Слика 3.4 Изглед лавине у процесу гасне мултипликације [15]

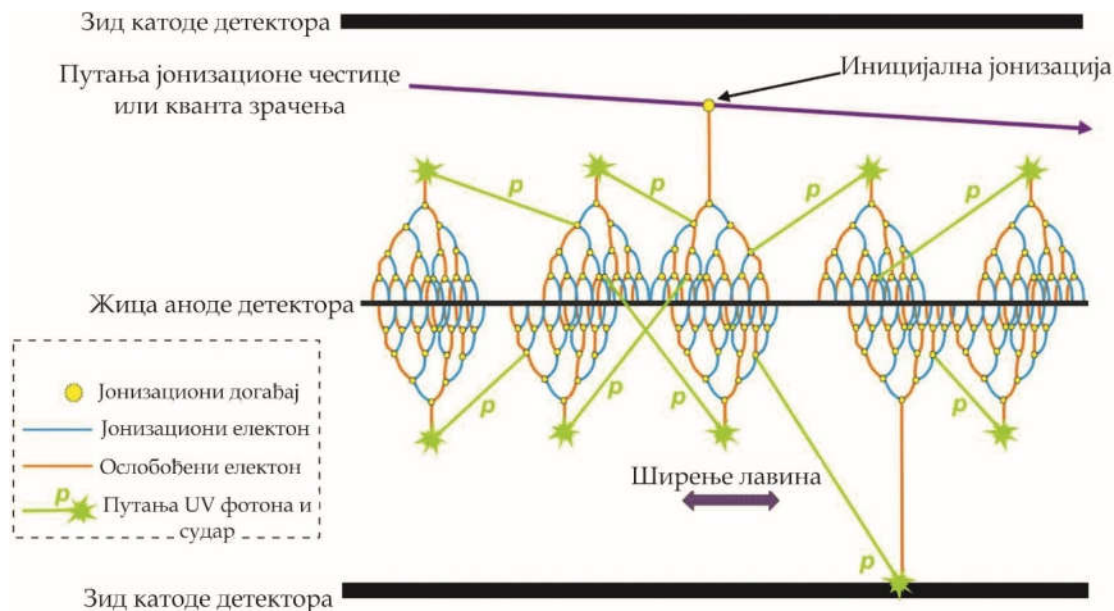
- **Област ограничене пропорционалности:** Ако се напон на електродама даље повећа, долази до појаве нелинеарних ефеката. Најважнији од ових ефеката односи се на позитивне јоне, који такође настају при свакој секундарној јонизацији. Позитивни јони се крећу много спорије од слободних електрона и током времена потребног за сакупљање електрона, они су скоро непомични.

Сваку лавину прати стварање облака позитивних јона у гасу, који нестаје споро крећући се према катоди. Ако је концентрација позитивних јона у облаку довољно велика, они представљају просторно наелектрисање које може битно да измени електрично поље у детектору. Како одвијање процеса гасне мултипликације зависи од јачине електричног поља, јавља се нелинеарност одзива детектора, што означава почетак области ограничене пропорционалности. У овој области амплитуда импулса и даље расте са порастом напона, али не линеарно.

- *Гајгер-Милерова област:* Даљим повећањем напона број лавина расте, што на крају води самоодрживој ланчаној реакцији, познатој под називом **Гајгерово пражњење** [15]. Када се достигне одређени критични број лавина, ланчана реакција се окончава и пражњење се гаси. Цео процес Гајгеровог пражњења траје око 1 микросекунд. Кључни елемент одвијања ланчане реакције у процесу гасне мултипликације је емисија видљивих или UV фотона при деекситацији молекула гаса побуђених у лавини. Тада неки од ових фотона може изазвати фотоефекат на потпуно другом крају цеви (у гасу или на површини катоде), при чему настаје нови иницијални електрон који дрифтуете ка аноди и изазива нову лавину (слика 3.5). Када пражњење достигне одређени ниво, тј. када број лавина достигне одређену вредност, колективни ефекти индивидуалних лавина (укључујући и ефекте просторног наелектрисања) окончавају (гасе) пражњење [38]. Гашење Гајгеровог пражњења настаје због појаве великог броја позитивних јона који настају у лавини. Када ово позитивно просторно наелектрисање постане довољно велико, оно смањује јачину електричног поља [39] у околини аноде испод вредности за одржање гасне мултипликације, што доводи до престанка пражњења. Обзиром да је увек потребан приближно исти број

лавина да се процес гашења успостави, сви импулси ГМ бројача су исте амплитуде реда једног волта [15]. У Гајгер-Милеровој области примењених напона функционишу ГМ бројачи.

- **Област самоодрживог пражњења:** Даљим повећањем напона интензитет пражњења се појачава и стварају се услови да сваки примарни електрон генерише бар још један секундарни електрон способан да изазове ново пражњење. Ово доводи до могућности континуалног, самоодрживог пражњења које постоји док постоји и примењени напон. Ово може да оштети детектор и скрати му век трајања, па се рад детектора у овој области избегава.



Слика 3.5 Ланчана реакција и ширење Таузендових лавина током процеса Гајгеровог пражњења у ГМ цевима [40]

3.2. Режији рада гасних детектора

Гасни детектори јонизујућег зрачења користе се у једном од три радна режима: импулсном, струјном или средње - квадратном [15] [41].

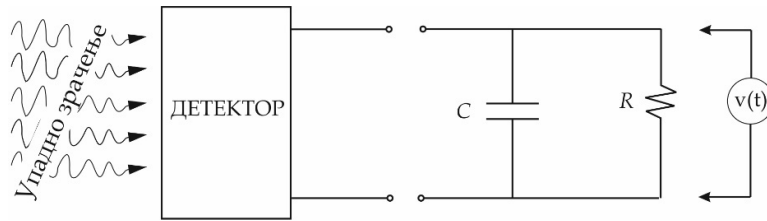
Импулсни режим је најчешће коришћени режим [21]. У импулсном режиму, детектор са пратећом електроником региструје интеракцију сваке

појединаче упадне честице или кванта зрачења као засебан догађај, којем одговара појава једног струјног импулса одређене амплитуде. Амплитуда импулса зависи од количине депоноване енергије (броја јонских парова) у гасу приликом интеракције упадне честице или кванта зрачења са атомима и молекулима гаса. Сви детектори који се користе да би измерили енергију упадног зрачења (спектрометрија) раде у овом режиму. У другим околностима може се користити упрошћени метод регистравања свих импулса изнад неког дискриминишућег нивоа, без обзира на количину депоноване енергије у гасу. Ово је такозвани метод бојања импулса (*pulse counting*) и користи се када нам је од интереса само да одредимо интензитет зрачења, а не и његову енергију. Код великих флуксева зрачења импулсни режим рада постаје бескористан, обзиром да у том случају није могуће на време прикупити и обрадити електрични импулс пре појаве наредне јонизације (импулса). Другим речима импулси се преклапају и немогуће их је појединачно регистровати. Овај временски период у коме је немогуће прикупити и обрадити нови импулс се назива мртво време, о чему ће бити више речи у наредним поглављима. У том случају приступа се методи временског усредњавања индивидуалних догађаја, што практично води примени струјног или средње-квадратног режима [15].

3.2.1. Импулсни режим рада

Таласни облик излазног импулсног сигнала зависи од улазних карактеристика електронике на коју је детектор везан (обично претпојачавача). Улазну електронику могуће је представити еквивалентним паралелним RC колом (слика 3.6), у ком је R улазна отпорност инструмента, док C обухвата капацитивност самог детектора, мерне електронике и каблова који их повезују. У већини случајева основни сигнал на ком се заснива импулсни режим рада је напон $V(t)$ на отпорнику R . На слици 3.7а приказан је облик струјног импулса који се генерише,

односно укупна количина створеног наелектрисања Q која се сакупе на аноди у временском интервалу t_c .



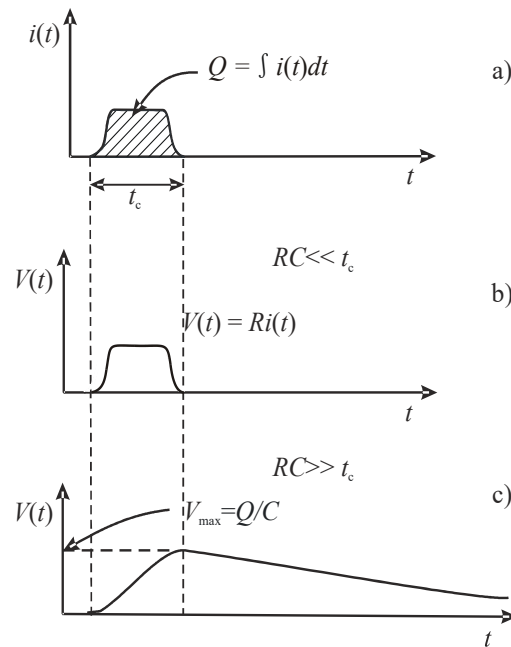
Слика 3.6 Шема везивања детектора за мерну електронику

Ако је $RC \gg t_c$, што представља чешћи случај импулсног режима рада детектора, мали део струје пролази кроз отпорност R док траје сакупљање наелектрисања и на кондензатору C се тренутно добија вредност интеграла струје из детектора. Под претпоставком да је временски интервал између узастопних импулса довољно дуг, кондензатор ће се по истеку времена сакупљања празнити кроз грану са отпорником R , док се напон $V(t)$ на отпорнику не врати на нулту вредност. Као што се са графика на слици 3.7ц може уочити, време које је потребно импулсном сигналу $V(t)$ да достигне максималну вредност одређено је временом сакупљања наелектрисања у детектору. Карактеристике спољашњег еквивалентног кола не утичу на време успона импулса, већ само на време потребно да напон $V(t)$ опадне на нулту вредност. Успон импулса зависи искључиво од детектора, а његово опадање искључиво од спољашњег еквивалентног кола. Амплитуда импулса је директно сразмерна наелектрисању створеном у детектору:

$$V_{\max} = \frac{Q}{C} \quad (3.1)$$

Укупно сакупљено наелектрисање Q у директној је вези са енергијом депонованом у детектору током интеракције упадног јонизујућег зрачења. Импулсни режим је најчешће корићен режим рада гасних детектора из неколико практичних разлога. Као прво, осетљивост уређаја који ради у овом режиму је неколико пута већа од уређаја који раде у струјном или

средње-квадратном режиму. Просто објашњење за ово је способност уређаја у овом режиму да направи разлику између сваког појединачног догађаја. Самим тим се минимални детектабилни ниво зрачења своди на ниво варијације природног фона. У струјном режиму минимални детектабилни ниво представља средњу вредност сигнала при интеракцији зрачења са детектором, што је знатно већи ниво детекције. Други и знатно битнији разлог је могућност разликовања импулса по амплитудама које носе јако битну информацију о природи и типу јонизујућег зрачења, што је често јако битно у практичним мерењима у радијационим пољима.



Слика 3.7 Излазни сигнал детектора у импулсном режиму рада; а) струјни импулс, б) напонски импулс у случају $RC \ll t_c$, ц) напонски импулс у случају $RC \gg t_c$ [15]

Упркос предностима импулсни режим је непрактичан или немогућ при високој учесталости интеракција зрачења у детектору. Време између два суседна догађаја може тада постати сувише кратко да би се извела адекватна анализа или може доћи до преклапања сукцесивних струјних импулса. У таквим случајевима детектор се користи у струјном режиму рада.

3.2.2. Струјни режим рада

У струјном режиму рада мерни инструмент везан за излазне крајеве детектора (пикоамперметар) показује усредњену вредност струје на основу низа импулса током временског интервала T (слика 3.8). Временски интервал T (који можемо сматрати временом одзива инструмента) је типично дужи у односу на средње време између појединачних струјних импулса из детектора. Последица тога је мерење струје $I(t)$ која се може представити као збир константне струје I_0 и временски променљиве стохастичке копоненте $\sigma_i(t)$, која потиче од статистичких флукуација временских интервала између два узастопна догађаја [15]:

$$I(t) = \frac{1}{T} \int_{t-T}^t i(t') dt = I_0 + \sigma_i(t) \quad (3.2)$$

Константна средња струја I_0 чини основу показивања инструмента у струјном режиму рада и представља производ средње фреквенције догађаја r и средњег наелектрисања произведеног током једног догађаја Q :

$$I_0 = rQ = r \frac{E}{W} e \quad (3.3)$$

где је E средња вредност енергије депоноване у активној запремини детектора током једног догађаја (током интеракције упадног кванта зрачења са активном запремином детектора), W средња вредност енергије потребне за настанак јонског пара јединичног наелектрисања у активном материјалу детектора, $e = 1,6 \times 10^{-19}$ С наелектрисање електрона. Стога, ако је детектор изложен константном флуксу зрачења, ова средња вредност струје се представља као сума константне струје I_0 и временски променљиве компоненте $\sigma_i(t)$, као што је приказано на слици 3.9. Овде $\sigma_i(t)$ представља статистичку флукуацију која настаје због случајне природе радијационих догађаја који се јављају унутар детектора. Статистичка мера ове случајне компоненте је варијанса или средње квадратна вредност која се дефинише

као временски усредњен квадрат разлике променљиве $I(t)$ и константне струје I_0 . Ова вредност је дата са [15]:

$$\overline{\sigma_I^2(t)} = \frac{1}{T} \int_{t-T}^t |I(t') - I_0|^2 dt' = \frac{1}{T} \int_{t-T}^t \sigma_I^2(t') dt' \quad (3.4)$$

а стандардна девијација:

$$\overline{\sigma_I(t)} = \sqrt{\overline{\sigma_I^2(t)}} \quad (3.5)$$

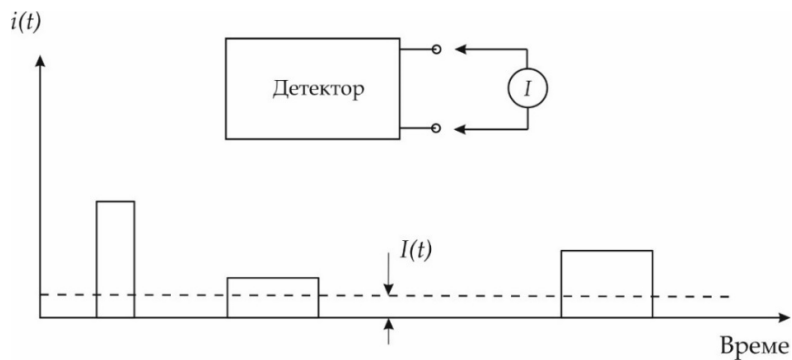
Узимајући у обзир Поасонову статистику која дефинише стандардну девијацију у броју догађаја n који се дешавају са фреквенцијом r у временском интервалу мерења T добијамо:

$$\sigma_n = \sqrt{n} = \sqrt{rT} \quad (3.6)$$

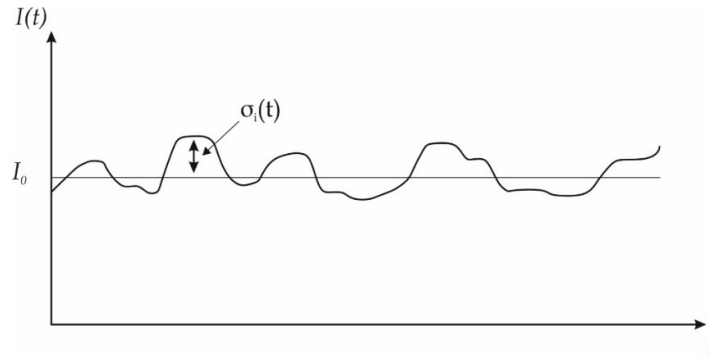
Релативно одступање се у том случају може одредити као:

$$\frac{\overline{\sigma_I(t)}}{I_0} = \frac{\sigma_n}{n} = \frac{\sqrt{n}}{n} = \frac{1}{\sqrt{rT}} \quad (3.7)$$

где је $\overline{\sigma_I(t)}$ усредњена вредност стандардне девијације измерене струје, T представља време одзива пикоамперметра, а I_0 средњу вредност струје која се мери на пикоамперметру.



Слика 3.8 Шема мерног инструмента везаног за крајеве детектора (горе) и приказ вредности струје $I(t)$ на инструменту за случај низа догађаја (доле)



Слика 3.9 Средња вредност струје у струјном режиму рада гасног детектора

3.2.3. Средње-квадратни режим

Уколико поменути струјни сигнал описан изразом (3.2) пропустимо кроз струјно коло које је у могућности да пропусти само променљиву компоненту (да филтрира средњу вредност струје I_0) и помоћу одговарајуће електронике добијемо усредњену вредност $\sigma_i(t)$ по времену, комбинујући изразе (3.3) и (3.7) добијамо израз [15]:

$$\overline{\sigma_i^2(t)} = \frac{rQ^2}{T} \quad (3.8)$$

У претходном изразу узете су у обзир само флуктуације временских интервала између сукцесивних импулса и занемарене случајне промене наелектрисања створеног током интеракције једног кванта зрачења са детектором. Добија се да је средња квадратна вредност променљиве компоненте усредњене струје сразмерна квадрату средњег наелектрисања произведеног током једног догађаја. Ако се помоћу мерне инструментације податак о наелектрисању Q добија из сигнала $\sigma_i(t)$ на основу наведене релације, детектор је у средње-квадратном режиму рада.

У струјном и средње-квадратном режиму рада податак о амплитуди појединачних струјних импулса се губи и интеракције свих честица и фотона, независно од амплитуде импулса који генеришу, дају допринос усредњеној вредности струје.

3.3. ГМ бројачи

ГМ бројачи су представници гасних датектора јонизујућег зрачења чији се рад заснива на процесу гасне мултипликације, на којем се заснива и рад пропорционалних бројача. Током процеса Гајгеровог пражњења у ГМ бројачу настаје 10^9 - 10^{10} јонских парова [15]. Амплитуда излазног сигнала је стога прилично велика (реда волта), што омогућава да пратећа електроника буде упрошћена и која најчешће не мора да укључује претпојачавачки степен. Из тог разлога су ГМ бројачи једноставнији за израду, а самим тим и јефтинији и лакши за употребу. Разлика у односу на пропорционалне бројаче је у томе што у пропорционалним бројачима сваки примарни електрон (настао у процесу јонизације) ствара сопствену лавину која је независна од других лавина, док код ГМ бројача свака лавина покреће нову лавину која може настати на потпуно другом крају цеви што на крају води већ објашњеном процесу Гајгеровог пражњења.

Главна компонента ГМ бројача је ГМ бројачка цев, најчешће цилиндричне геометрије, сачињена од две електроде: катодног цилиндра, унутршњег полупречника b и аноде која представља централну аксијалну жицу, полупречника a (~ 1 mm). Унутар цилиндричне цеви смештен је гас на ниском притиску (у већини цеви у опсегу (10^3 - 10^4) Pa) [8] [42]. Цилиндар и жица су међусобно добро изоловани. У оваквој конструкцији јачина електричног поља у зависности од растојања у односу на осу цилиндра дата је изразом:

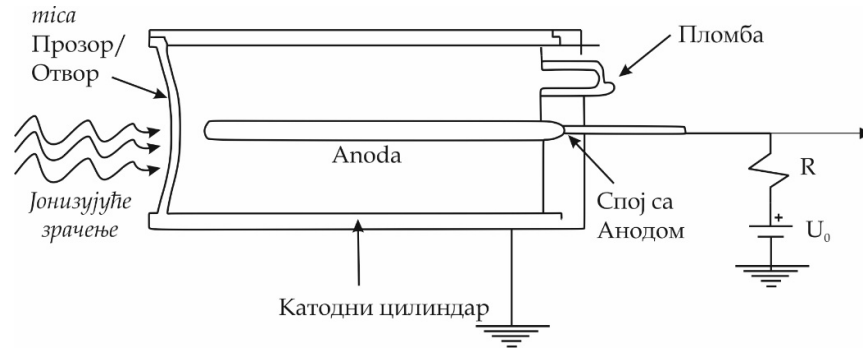
$$\varepsilon(r) = \frac{V_0}{r \ln \frac{b}{a}} \quad (3.9)$$

где је V_0 напон између катоде и аноде, а r радијално растојање произвољне тачке унутар цилиндра и његове осе. Средња вредност енергије коју добије слободни електрон између судара са молекулима гаса у циљу започињања Гајгеровог пражњења зависи од вредности ε/p , која

зависи од конкретне смеше гасова, где ε представља вредност електричног поља, а p притисак у гасу. Најчешће се у затвореној цеви притисак гаса одржава на вредности мањом од атмосферског (потпритисак) [38], да би се смањила гранична вредност јачине поља, потребна за постизање минималне вредности ε/p . Код типичних ГМ бројача, са притиском гаса приближно једнаком десетом делу атмосферског притиска и анодом пречника 0,1 mm, за постизање минималне вредности односа ε/p потребан је радни напон у опсегу (500 - 2000) V [38].

Упрошћени блок дијаграм једног комплетног бројачког система за бројање импулса укључујући и шему ГМ бројачке цеви приказан је на слици 3.10 [9]. Обично се на једном крају цеви налази танак прозор од материјала који је транспарентан за одређени тип зрачења. Овај прозор у пракси служи за мерење слабо пенетрирајућег зрачења (алфа и бета честице). Поред тога, неке цеви имају шилдинг од тежих материјала као део спољашњег зида цеви у циљу енергетске компензације [2] [9]. Наиме, веријације осетљивости детектора у зависности од енергије упадне честице или кванта зрачења, може се парцијално редуковати филтером позиционираним око цеви. Неке цеви се конструишу тако да је тај филтер (шилдинг) саставни део конструкције уређаја. У литератури се могу пронаћи радови који у циљу проналажења филтра од оптималног материјала за комерцијалне ГМ цеви користе Монте Карло симулације [43]. Сигнал на излазу из ГМ цеви се води на дискриминатор који региструје импулсе одређене амплитуде и на крају на електронско коло које броји импулсе. Вероватноћа интеракције упадног зрачења са атомима гаса се повећава, уколико се повећа број атома у гасу. То практично значи да детектори веће активне запремине нуде већи број „мета“ за интеракцију са упадним зрачењем, што резултује производњом већег броја јонских парова. Величина детектора такође повећава дужину путање упадне честице или кванта зрачења кроз детектор. Што је већа путања упадне честице или кванта зрачења, то је већи број произведених јонских парова по јединици

тог пута. Међутим, у многим случајевима постоји ограничење у повећању запремине (величине) детектора. Зато се у пракси, у циљу повећања броја атома мете, уместо повећања величине детектора повећава притисак у гасу, што доводи до истог ефекта. Гас под притиском има већу густину (више атома мете по јединици запремине) па сами тим и већу вероватноћу интеракције и већи број произведених јонских парова.



а)



б)



ц)

Слика 3.10 Конструкција ГМ цеви, односно ГМ бројача; а) шема ГМ цеви; б) пример комерцијалне ГМ цеви модел LND 712; ц) блок дијаграм мерног система за бројање импулса из ГМ цеви [9]

Конструкција ГМ цеви је обично оптимизована за специфичне примене, па се стога оне разликују по димензијама, облику, гасу којим су напуњене, притиску у гасу, и димензијама и саставу „прозора“. Најчешће се типови конструкције разликују према томе који тип зрачења се детектује [9]:

- Детекција алфа честица и нискоенергетских бета честица. У овом случају цев поседује на једном свом крају танак *mica* прозор сачињен од материјала одређене густине кроз који може да прође алфа или нискоенергетска бета честица (бета честица ниже енергије).
- Детекција високоенергетског бета зрачења. Конструкција оваквих цеви је слична као и у претхоном случају за алфа честице само што је прозор дебљи. Друга могућност је да цев нема прозор, већ само танак зид од метала или зид од стакла пресвучен металом.
- Детекција нискоенергетског X зрачења. Ове цеви су сличне онима за детекцију алфа зрачења, с тим што им је прозор дебљи и већих су димензија (дужи су). Уобичајено се користе тежи гасови за пуњење (Ar и Kr), а притисак је нешто већи него у случају осталих конструкција (~80 kPa).
- Детекција гама зрачења. Овај тип цеви нема прозор и има дебље зидове. Већина импулса у овим цевима се генерише интеракцијом високоенергетских електрона насталих фотоемисијом у процесу интеракције гама зрачења са катодом. Ови електрони доспевају у унутрашњост цеви и интерагују са гасом, притом изазивајући гасно пражњење. Да би се постигла што већа осетљивост ове цеви се позиционирају трансверзално у односу на извор зрачења. Неке цеви се конструишу тако да буду погодне за детекцију X и гама зрачења (за фотоне енергија преко ~40 keV).

3.4. Основне карактеристике ГМ бројача

У наредним потпоглављима биће представљене неке од основних карактеристика ГМ бројача које утичу на функционисање истих, а које су од значаја за разумевање циља истраживања које је описано у овој тези. Битно је напоменути да се побољшањем неких карактеристика може утицати на побољшање функционисања и поузданост мерења ГМ бројача, али само донекле, обзиром да постоје многобројни извори мерних несигурности који утичу на поузданост мерења [44] [45] [46] [47] [48].

3.4.1. Спектар амплитуда импулса и крива бројања

У импулсном режиму рада могуће је одредити амплитуде великог броја импулса и формирати амплитудски спектар импулса. Разлике у амплитудама импулса могу потицати од различитих врста упадног јонизујућег зрачења, различитих енергија једне врсте упадног зрачења, као и од флуктуација у одзиву детектора на моноенергетско зрачење. Амплитуде импулса се начешће представљају као диференцијална расподела по висинама импулса, која даје зависност односа dN/dH од висине импулса H , при чему је dN број импулса са амплитудом у опсегу dH око висине H .

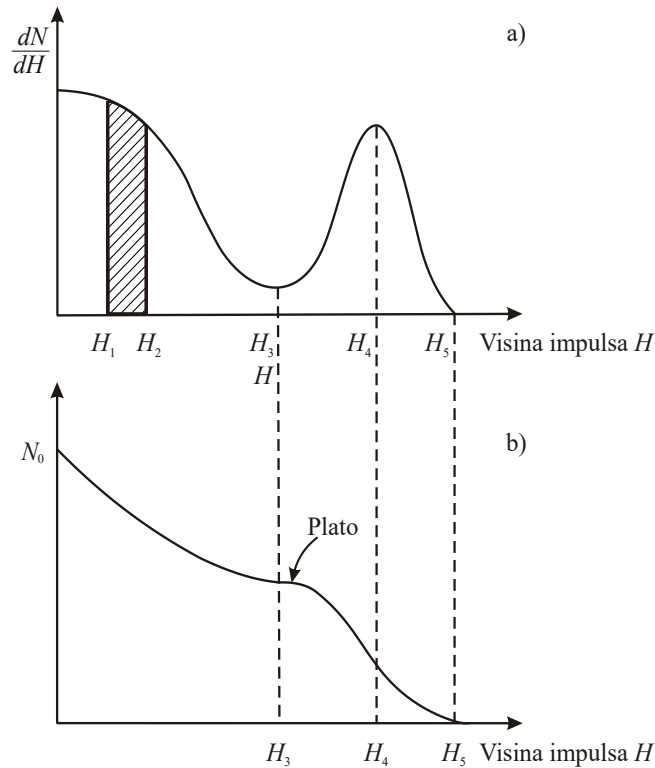
Пример диференцијалне расподеле је приказан на слици 3.11а [15]. Локални максимуми у диференцијалној расподели, којима одговарају пикови на графику, односе се на вредности амплитуде око којих се налази повећани број импулса одређених висина H . Број импулса чија се амплитуда налази између вредности H_1 и H_2 одређује се као интеграл:

$$\int_{H_1}^{H_2} \frac{dN}{dH} dH \quad (3.10)$$

који представља површину испод криве диференцијалне расподеле, ограничену вредностима H_1 и H_2 (шрафирани део криве на слици 3.11а).

Однос dN/dH нема значење физичке величине. Укупан број импулса који је представљен расподелом добија се као:

$$N_0 = \int_0^{\infty} \frac{dN}{dH} dH \quad (3.11)$$



Слика 3.11 Расподела висина импулса: а) диференцијална; б) интегрална [15]

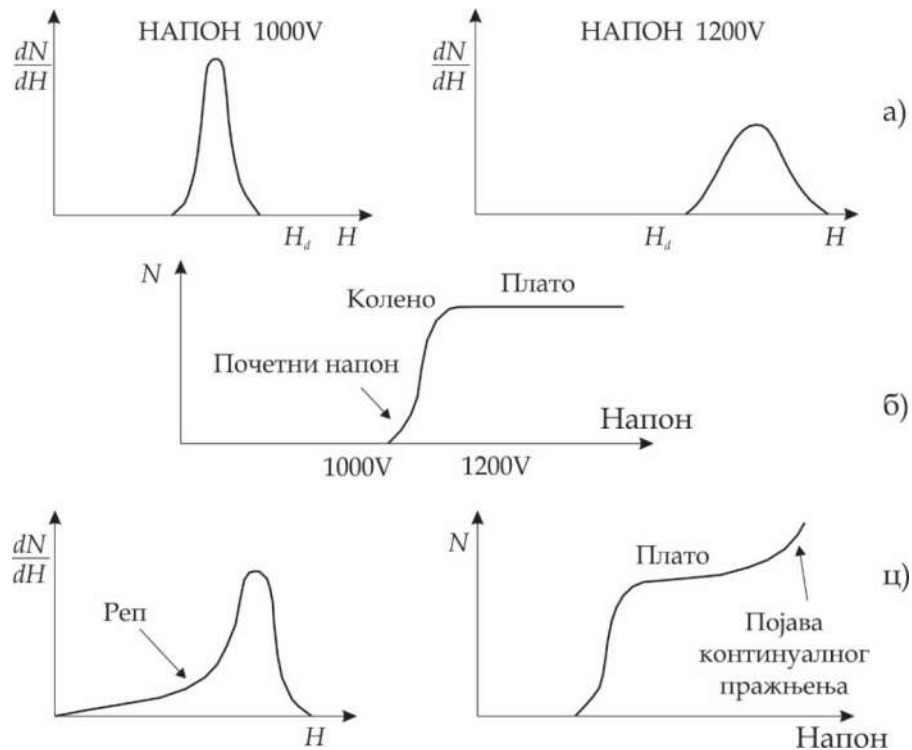
Други начин представљања спектра висина импулса је кроз интегралну расподелу, која даје број импулса N амплитуде веће од H у зависности од висине H (слика 3.11б). Вредност интегралне расподеле у тачки $H=0$ једнака је укупном броју регистрованих импулса N_0 . Диференцијална и интегрална расподела висина импулса садрже исте податке о упадном зрачењу и једну је могуће извести из друге. Вредност диференцијалне расподеле на било којој висини импулса H једнака је апсолутној вредности нагиба интегралне расподеле на тој висини. Пикови диференцијалне расподеле одговарају најстрмијем паду интегралне

расподеле, док локални минимуми диференцијалног спектра одговарају областима најмањег нагиба – платоима, у интегралном спектру.

Када уређај ради у импулсном режиму импулси које даје детектор се даље одводе на електронику за бројање која има фиксан ниво дискриминације. Да би се импулси регистровани морају да пређу задати праг дискриминације. Променом нивоа дискриминације и мерењем броја импулса N , одређује се интегрална расподела висина импулса. Избором нивоа дискриминације у области платоа интегралног спектра постиже се радна тачка са минимумом осетљивости на нежељене варијације вредности N_d .

Код већине детектора могуће је мењати појачање или фактор мултипликације наелектрисања насталог интеракцијом јонизујућег зрачења у активној запремини. На ово појачање може се утицати помоћу линеарног појачавача везаног између детектора (ГМ бројачке цеви) и бројачког инструмента, или директно променом напона примењеног на детектор. Повећањем појачања долази до појаве импулса већих амплитуда, док укупан број регистрованих импулса N_0 остаје непромењен. При повећању појачања G , крај графика диференцијалне расподеле помера се у десно, док укупна површина испод графика остаје иста (слика 3.12а). Са слике се види да при напону од 1000 V и задатом прагу дискриминације N_d неће бити регистрованих импулса, док ће за напон од 1200 V сви импулси бити детектовани. У овом опсегу напона, одговарајућа крива бројања (слика 3.12б) се мења од нулте вредности до максималне вредности (плато). Даље повећање напона би само померило радну тачку удесно дуж платоа криве бројања, али се број детектованих импулса не повећава. Дакле, од вредности појачања (напона) и нивоа дискриминације зависи број импулса који ће бити регистрован у конкретном мерењу. Минимални напон при коме систем региструје импулсе се назива почетни (или стартни) напон, док се прелаз са стрмог успона ка платоу криве бројања назива коленом. У

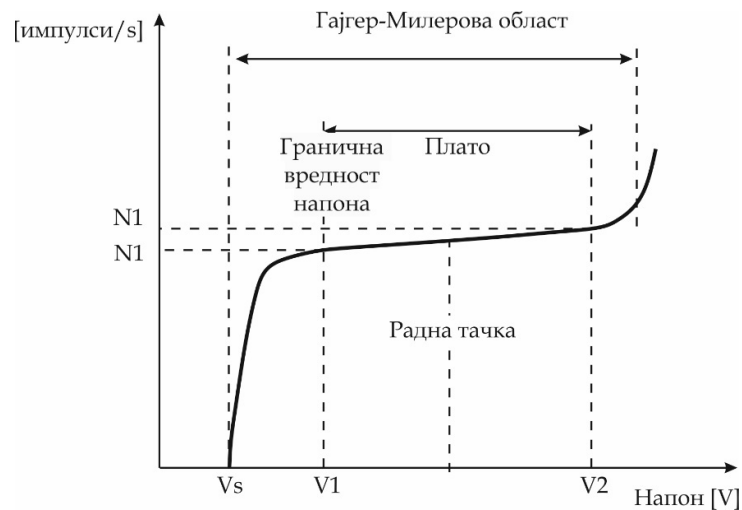
реалном случају, услед појаве нижих импулса током времена опоравка као и због отказа механизма гашења, пик у диференцијалној расподели висине импулса има „реп“ на ниским амплитудама (слика 3.12ц). Овај реп одговара нагибу платоа на кривој бројања.



Слика 3.12 Уз објашњење криве бројања; а) зависност облика диференцијалне расподеле импулса од напона; б) крива бројања која одговара горњим графицима за идеалан бројач; ц) диференцијална расподела импулса и крива бројања за реалан бројач [38]

На слици 3.13 [9] [32] приказан је детаљније део карактеристике са слике 3.3 који се односи на Гајгер-Милерову област функционисања гасних детектора. Карактеристика са слике 3.13 (крива бројања) представља јачину одброја изражену у импулсима по секунди у односу на примењен напон, при константном флуксу зрачења. Радна тачка ГМ бројача се бира тако да је у области центра Гајгер-Милеровог платоа да би се одзив учинио што стабилнијим у односу на варијације радног напона. У општем смислу, када се говори о радној тачки ГМ детектора, мисли се на стање изузетно лабилне равнотеже која је управо суштина рада ових детектора. Наиме, детектор се

налази у стању врло лабилне равнотеже која је дефинисана параметрима као што су електрично поље у гасу (напон на електродама), притисак гаса и међуелектродно растојање. Ову равнотежу је могуће нарушити проласком само једне честице или кванта зрачења кроз детектор, која ће интераговати са атомима или молекулима гаса (или са катодом), што ће се на макроскопском нивоу манифестовати појавом струјног импулса на излазу из ГМ бројача. Стога се у детектору може регистровати једна једина честица (формирањем једног јонског пара) која интерагује са атомима и молекулима гаса.



Слика 3.13 Крива бројања ГМ бројача

На врло ниским напонима број импулса који се генерише је занемарљив. ГМ цев практично не функционише у овој области. Почетни напон V_s (стартни напон) је дефинисан као најмањи примењен напон при коме је могуће детектовати импулсе одређених карактеристика (амплитуда) у струјном колу. Вредност V_s варира генерално у зависности од конструкције цеви, а креће се углавном у опсегу (350 - 500) V [24] [49]. Изнад овог стартног напона број импулса драстично расте. Напон се тада повећава за (50 - 100) V, док не достигне граничну вредност V_1 када сви догађаји производе импулсе једнаких амплитуда. Тада наелектрисање које се скупи на аноди по једном јонизационом догађају постаје независна од укупног

броја насталих јона. Напон V_1 зависи од услова дефинисаних струјним колом. Такође, напон V_1 обележава почетак Гајгер-Милеровог платоа под условима под којим струјно коло функционише. Плато траје наредних ~ 100 V [24] [49]. Велики опсег напона и мали нагиб платоа омогућавају поуздано мерење интензитета зрачења без додатне стабилизације напона. Гајгер-Милеров плато се може описати изразима [49]:

$$\text{дужина платоа} = (V_1 - V_2) [\text{V}] \quad (3.12)$$

$$\text{нагиб платоа} = \frac{(N_1 - N_2)}{0,5 \cdot (N_1 + N_2)} \cdot \frac{100}{(V_1 - V_2)} \left[\frac{\%}{\text{V}} \right] \quad (3.13)$$

У идеалној ситуацији нагиб платоа не би постојао, што би теоријски значило да значајније флуктуације напона у опсегу V_1 до V_2 не би утицале на стабилност радне тачке, тј. осетљивост ГМ бројача (број регистрованих импулса у јединици времена). У пракси то није случај већ постоји мали нагиб платоа који је последица два феномена [9] [15]:

- 3) Повећање напона благо продужава активну запремину цеви (просторна област у цеви где је поље одређеног интензитета да осигурава да јони стекну довољно енергије да изазову пражњење). При повећању напона V повећава се и радијално растојање у цеви r унутар кога је електрично поље довољног интензитета да омогући пражњење (видети израз 3.9). Број импулса зато благо расте за дати интензитет зрачења.
- 4) Чак и угашено пражњење оставља за собом неки коначни број побуђених атома и молекула гаса, па постоји мала али коначна вероватноћа да се генерише секундарно пражњење. Ова вероватноћа расте са повећањем напона. Овај мали број лажних импулса доприноси крајњем одброју и самим тим благо повећава нагиб платоа.

На горњем десном крају платоа (изнад напона V_2) карактеристика нагло расте (нагло расте одброј са повећањем напона), што одговара континуалном самоодрживом пражњењу у цеви. Однос броја импулса и интензитета зрачења није више приближно линеаран. У овом делу систем постаје нестабилан. Континуирано пражњење се јавља у виду поворке лажних импулса, услед отказа механизма гашења. Ова појава може трајно да оштети цев, ако се одржава довољно дуго.

Као што је већ назначено, амплитуда и облик излатног сигнала ГМ цеви је увек функција од напона на електродама, стартног напона V_1 одређене цеви и специфичне вредности RC компоненти електричног кола. У сваком случају, за фиксне компоненте кола, напон се поставља номинално на средину опсега Гајгеровог платоа, па је самим тим одброј минимално зависан од промене напона на цеви (у вредности ширине платоа), при константном флуксу зрачења.

3.4.2. Ефикасност детекције ГМ бројача

Ефикасност детекције ГМ бројача се у општем случају изражава сопственом ефикасношћу детектора, која се дефинише као [15]:

$$\varepsilon_{\text{сопствено}} = \frac{\text{број регистрованих импулса}}{\text{број честица или кваната зрачења које доспева у детектор}} \quad (3.14)$$

Сопствена ефикасност детектора зависи највише од материјала који чини активну запремину детектора, енергије зрачења и димензије детектора у смеру упадног зрачења. Поред сопствене ефикасности дефинише се и апсолутна ефикасност, која узима у обзир и просторни угао Ω под којим извор зрачења "види" детектор:

$$\varepsilon_{\text{апсолутно}} = \frac{4\pi\varepsilon_{\text{сопствено}}}{\Omega} \quad (3.15)$$

Иако се ГМ цеви могу конструисати тако да буду осетљиве на различите типове зрачења, више од једног механизма је одговорно за

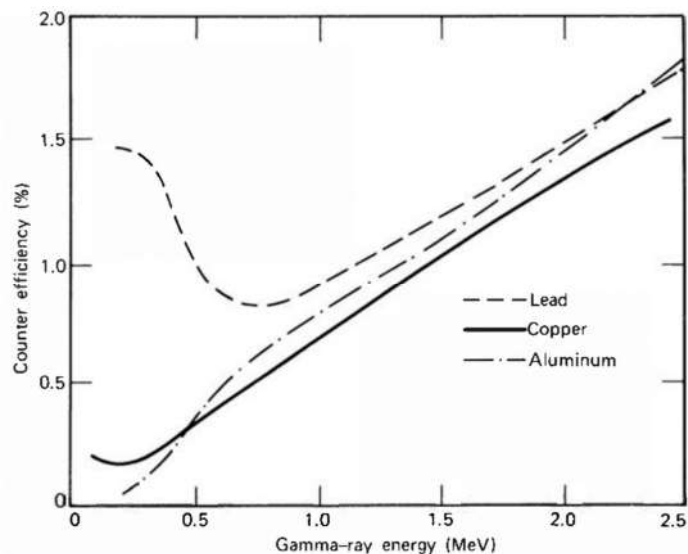
процесе јонизације. За алфа и бета честице упадног зрачења, јонизација се догађа у процесу интеракције са честицама гаса у цеви. Фотојонизација атома гаса у цеви је доминантан механизам јонизације код нискоенергетских гама и X зрака. За високоенергетске честице и фотоне доминантни механизам јонизације постаје јонизација гаса секундарним електронима произведеним фотоемисијом са унутрашњег дела катодног цилиндра. За покретање процеса Гајгеровог пражњења довољан је само један јонски пар створен у гасу ГМ цеви. Захваљујући томе, ефикасност детекције било које наелектрисане честице која уђе у активну запремину детектора је 100% [32]. У већини случајева, укупна ефикасност детекције наелектрисане честице своди се на вероватноћу да упадно зрачење прође кроз прозор цеви без апсорпције или расејања уназад и да стигне до активне запремине гаса. Апсорпција у прозору је од највећег значаја при детекцији α - честица, када се користе прозори дебљине свега $1,5 \text{ kg/m}^2$. Стога је ефикасност детекције алфа честица мала, јер оне тешко пролазе кроз прозор детектора. Највећу вероватноћу детекције имају бета честице које имају довољно енергије да прођу кроз танак прозор и интерагују са атомима гаса. Високоенергетско бета зрачење се може детектовати цевима са зидовима од лаквих метала или стакла.

Детекција γ зрака било којим гасним детектором заснива се на стварању секундарних електрона у танком унутрашњем слоју зида коморе, из ког електрони могу доспети до гаса. У случају ГМ бројача, ако секундарни електрон само изађе из зида цеви у гас, макар и на самом крају свог домета, он ће произвести Гајгерово пражњење. Ефикасност детекције γ зрачења зависи од два независна фактора: вероватноће да γ зрак интеракцијом у зиду цеви произведе секундарни електрон и вероватноће да електрон доспе до гаса пре краја своје слободне путање. Због тога је ефикасност детекције γ зрачења највећа код ГМ бројача са зидом цеви сачињеном од материјала високог атомског броја Z . Често се користе ГМ цеви са катодом од бизмута ($Z = 83$). Чак и у овом случају, ефикасност

детекције γ зрачења високих енергија је мала и не прелази неколико процената [32]. Разлог лежи у томе што активну запремину детектора за апсорпцију енергије чине гасови, који су мање гистине а већина високоенергетских гама зрака прође кроз детектор, не интерагујући са њима. На слици 3.14 приказана је ефикасност ГМ детектора у зависности од енергије гама зрачења и врсте материјала од којег је сачињена катода [15]. Већу вероватноћу детекције имају нискоенергетски X зраци, који се детектују са већом вероватноћом интерагујући са зидом коморе (фотоефектом) проиводећи електрон који потом доспева у гас (уколико има довољно енергије да прође кроз зид цеви) и изазива пражњење. За детекцију нискоенергетског гама и X зрачења ($< 25 \text{ keV}$) користе се ГМ бројачи са гасом великог Z (ксенон или криптон) и релативно већим притиском (да би се повећала густина гаса, а самим тим и вероватноћа интеракције). За фотоне енергије ниже од 10 keV , могуће је постићи ефикасност детекције од скоро 100%. У литератури се могу пронаћи радови у који приказују моделе за процену ефикасности користећи различите дебљине и материјале од којих је катода сачињена, притом користећи аналитичке [50] и нумеричке (Монте Карло) методе [43]. Такође се могу пронаћи предлози побољшања ефикасности ГМ бројача који се базирају на различитим материјалима (дискovima) којима се коригује структура унутрашњости ГМ цеви побољшавајући притом унутрашњу зауставну моћ материјала [51]. На слици 3.14 приказана је ефикасност ГМ детектора у зависности од енергије гама зрачења и врсте материјала од којег је сачињена катода [15].

ГМ бројачи се не користе за детекцију неутрона, јер гасови, који се најчешће користе у ГМ бројачима имају неприхватљиво мали ефикасни пресек за захват термичких неутрона. Могуће је користити гасове са већим пресеком за захват, као што је BF_3 , али у том случају пропорционални бројачи имају предност. Код пропорционалног бројача, импулси који одговарају интеракцији неутрона имају много већу амплитуду од импулса које стварају позадински γ - зраци, на основу чега их је лако разликовати. У

ГМ области рада гасног детектора, сви импулси су исте висине и дискриминација у зрачења није могућа. Такође, примена пропорционалног бројача за детекцију брзих неутрона омогућава спектрометријска мерења, која нису могућа помоћу ГМ бројача.

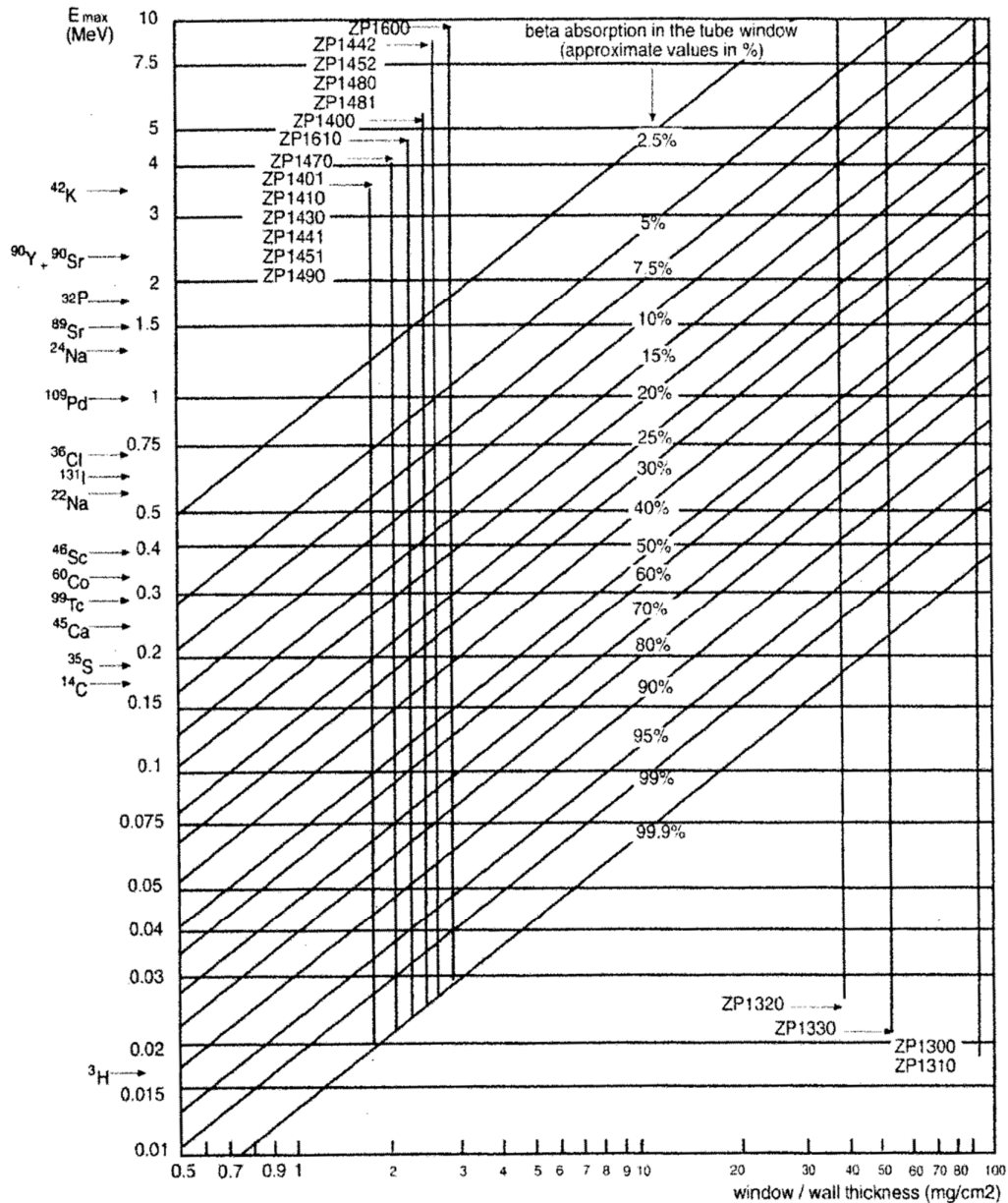


Слика 3.14 Ефикасност ГМ детектора у зависности од енергије гама зрачења и врсте материјала од којег је сачињена катода [15]

3.4.3. Мртво време ГМ бројача

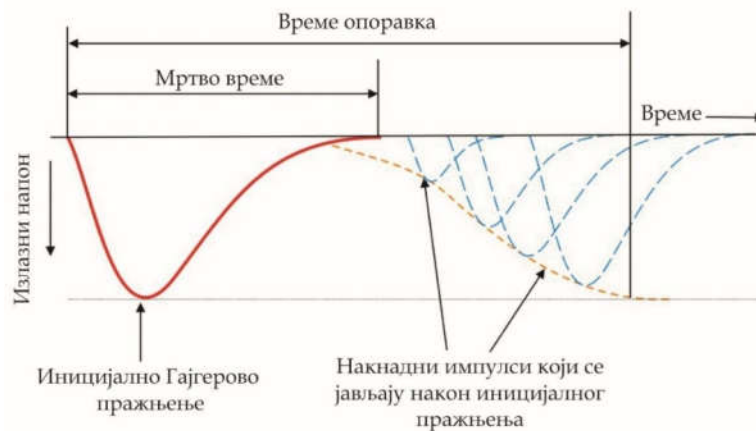
Сигурно једна од најбитнијих карактеристика ГМ бројача је мртво време [21] [52] [53] [54] [55] [56]. Већ је раније речено да приликом проласка јонизујућег зрачења кроз активну запремину детектора долази до процеса јонизације у гасу и стварања јонских парова (електрон-позитивни јон). Такође је споменуто да је покретљивост електрона применом спољашњег електричног поља много већа од позитивних јона (електрони се крећу ка аноди, а позитивни јони ка катоди). То практично значи да позитивни јони готово мирују у тренутку када су електрони готово сви сакупљени на аноди, па је укупно време потребно за сакупљање свих наелектрисања приближно једнако времену сакупљања позитивних јона на катоди [32]. У случају лавинских пробоја у ГМ бројачима сваку од тих лавина прати велики број позитивних јона који формирају облаке наелектрисања у околини катоде.

Ови облаци представљају велико просторно наелектрисање које може у знатној мери пертурбовати електрично поље у активној запремини детектора.



Слика 3.15 Зависност процентуалне вредности апсорпције од дебљине зида цеви или прозора и од максималне енергије бета честица неких радионуклида за неке моделе комерцијалних ГМ цеви (модели цеви су обележени ознаком ZP) [9]

Уколико просторно наелектрисање достигне одређену критичну вредност, електрично поље се довољно смањи да настане самогашење пражњења. Услед нагомилавања овог просторног наелектрисања потребно је да прође одређено време пре него што следеће пражњење буде могуће. Услед дрифта позитивног наелектрисања ка катоди, просторно наелектрисање са смањује, а електрично поље повећава. Уколико електрично поље не достигне почетну вредност, а деси се нов догађај у активној запремини детектора (нова интеракција упадног зрачења) пражњење ће бити слабијег интензитета, јер ће мањи број позитивних јона бити довољан да оконча пражњење поновним смањивањем електричног поља испод критичне вредности. Први импулси који се појаве након последњег пуног импулса биће мање амплитуде. Када се довољан број јона сакупи на катоди, електрично поље ће се повећати до мере да омогући ново пражњење, и следећа честица или квант јонизујућег зрачења ће произвести пражњење пуне амплитуде. Овај процес је сликовито приказан на слици 3.16 [38].



Слика 3.16 Илустрација појма мртвог времена и времена опоравка [38]

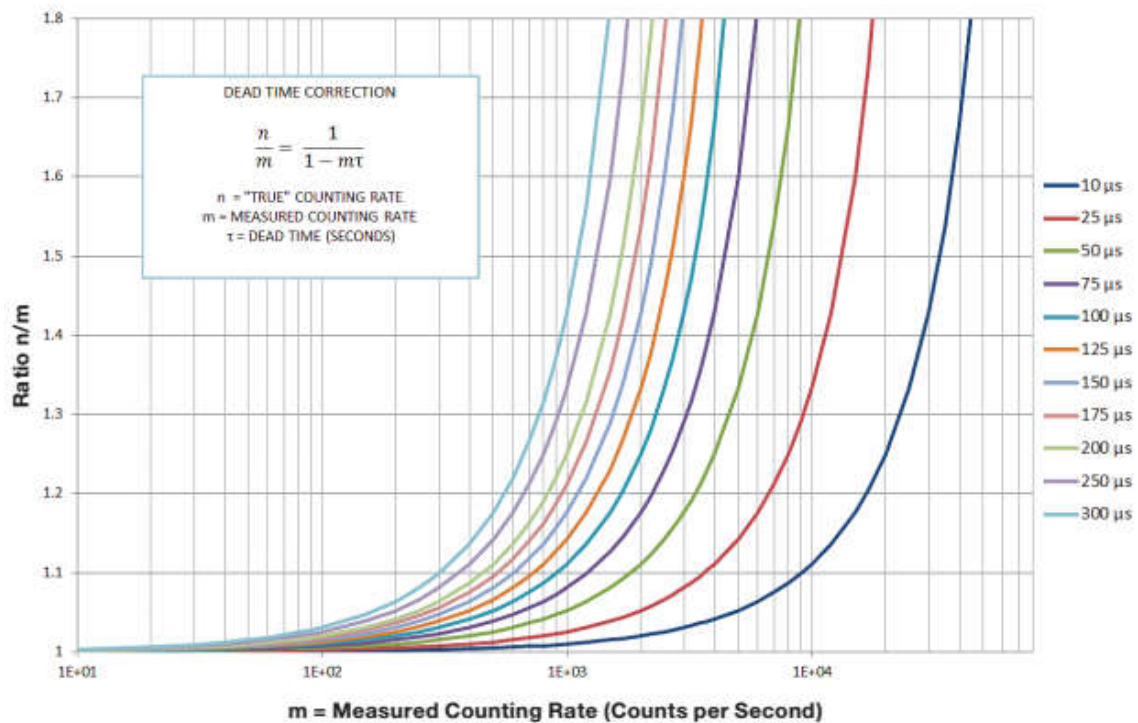
Мртво време [13] [15] се дефинише као време између појаве првобитног импулса (импулса пуне амплитуде) па до тренутка када је могуће ново пражњење без обзира на амплитуду импулса које се производи. У пракси је то време до појаве импулса амплитуде изнад дискриминишућег нивоа (који се могу детектовати електроником). **Време опоравка** [38] је време потребно

да се детектор, након пражњења, врати у почетно стање, односно до појаве следећег импулса пуне амплитуде. Мртво време, односно време опоравка зависе од геометрије детектора, карактеристика гаса којим је напуњена цев, радне температуре, притиска у цеви и радног напона [54] и у пракси је битно да буде што је краће могуће. Последица појаве мртвог времена је немогућност детекције реалног догађаја који се одвија релативно брзо у односу на претходни догађај. Губици услед мртвог времена могу постати изражени уколико детектор мери јонизујуће зрачење великог флукса. У том случају се захтева велика брзина бројања и потребно је кориговати добијене резултате узимајући у обзир мртво време. Та корекција треба да доведе до стварног броја догађаја који је реално већи од регистрованог [53] [57]. Неки произвођачи ГМ бројача у спецификацијама дају графике помоћу којих се може извршити процена губитака у бројању на основу реалних читавања са инструмента и параметра мртвог времена. На слици 3.17 је приказан график зависности очитаног броја импулса са бројача од фактора корекције на мртво време (n/m), у случају ГМ детектора произвођача *Mirion Technologies* [49].

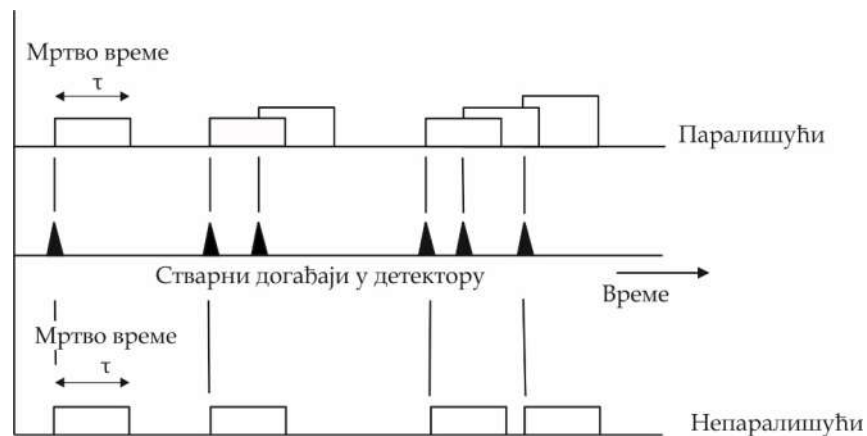
При разматрању губитака изазваних мртвим временом разликујемо два типа детектора: паралишући и непаралишући [53] [55] [56]. Код непаралишућег детектора мртво време је константно након сваког стварног догађаја (током „живог“ периода). Сви нови догађаји који се догоде у овом периоду се не узимају у обзир, приликом бројања. Ако је n стваран средњи број догађаја у јединици времена, m регистрован средњи број догађаја и τ мртво време, онда за непаралишући тип детектора важи релација [15]:

$$n = \frac{m}{1 - m\tau} \quad (3.16)$$

којом се може кориговати резултат мерења да би се добио стваран број импулса (тзв. корекција на мртво време). На слици 3.18 се види да би непаралишући детектор регистровао 4 од 6 стварних догађаја.



Слика 3.17 Зависност очитаног броја импулса са бројача од фактора корекције на мртво време (n/m) комерцијалне ГМ цеви произвођача Mirion Technologies [49]



Слика 3.18 Процес регистровања догађаја у паралишућем и непаралишућем детектору [15]

Код паралишућег типа детектора такође се претпоставља да је мртво време константно након сваког стварног догађаја, али се оно продужава за још један период τ уколико се током мртвог периода деси још један стварни

догађај. На слици 3.18 се види да би паралишући детектор регистровао 3 од 6 стварних догађаја. Релација која повезује n и m у случају паралишућег детектора је [15]:

$$m = ne^{-n\tau} \quad (3.17)$$

У случају релативно малих флуксева зрачења оба типа детектора дају приближно исте вредности корекција на мртво време. У случају високих флуксева паралишући детектор значајно продужава мртво време због чега само мали број догађаја може бити регистрован, па непаралишући детектор даје поузданије резултате.

Мртво време се може директно измерити користећи једну од две методе: метод два извора и метод распада извора [13].

i) Метод два извора

Да би се овај метод спровео коректно, морају постојати два радиоактивна извора истих геометрија и приближно истих активности, тако да на одговарајућем растојању од детектора дају приближно исти одброј. Уколико се оба радиоактивна извора позиционирају близу детектора добићемо одброј на детектору R_{12} . Уколико користимо само један од извора добићемо одброј R_1 . Слично томе измеримо одброј другог извора и добијемо одброј R_2 . У случају да детектор нема губитака услед ефекта мртвог времена важи $R_{12} = R_1 + R_2$ (наравно, изворе треба унапред одредити тако да ово не важи). Мртво време у ком детектор неће бити у могућности да процесуира и обради импулс дато је изразом [13]:

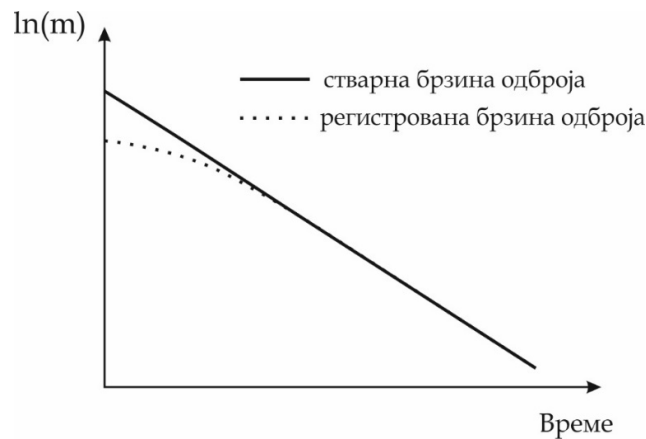
$$\tau = \frac{R_1 + R_2 - R_{12} - R_b}{R_{12}^2 - R_1^2 - R_2^2} \quad (3.18)$$

У овом изразу R_b фигурише као јачина одброја позадинског зрачења. Права брзина одброја n за непознат извор у односу на измерену јачину одброја m се тада може прорачунати користећи израз (3.16). Уколико вредност m није

много велика, добијена вредност одброја ће бити приближна тачном одброју.

ii) Метод распада извора

У овој методи бира се извор зрачења такав да детектор сигурно има губитке услед мртвог времена, али током времена овај извор се распада до јачине такве да детектор више не трпи губитке. У идеалној ситуацији, уколико нацртамо график измерене вредности брзине одброја m (у логаритамској скали) у односу на време очекујемо опадајућу равну линију. Ова права ће одступати од линеарног облика тамо где брзина одброја превазилази способност детектора да региструје импулсе (слика 3.19). На овај начин, емпиријски посматрајући график, можемо одредити вредност корекције која може да се примени на велике флуксеве зрачења да би се добила права брзина одброја детектора.



Слика 3.19 Крива распада извора за корекцију мртвог времена

Корекција на мртво време у пракси се обавља софтверском применом поменутих израза или применом других сличних математичких модела који се користе код паралишућег односно непаралишућег типа детектора [52] [53] [56]. Неки радови аутора сугеришу да је корекцију мртвог времена могуће извести применом неуралних мрежа са значајном поузданошћу [58].

Поред корекције на мртво време у пракси би била од великог значаја могућност скраћења мртвог времена. Свођење мртвог времена на што мању вредност доприноси могућности поузданије детекције већих флуксева јонизујућег зрачења. Мртво време би се могло скратити унапређењем бројачке електронике која може да побољша брзину обраде сигнала који се региструје на излазу из ГМ цеви. У овом случају мртво време и даље зависи од параметара конструкције ГМ цеви, односно брзине сакупљања наелектрисања у цеви након пражњења. Са друге стране, скраћење мртвог времена се може постићи модификацијом ГМ цеви на такав начин да се убрза сакупљање заосталог наелектрисања у цеви након пражњења у гасу. У овом смислу ради се о побољшању гашења пражњења, што би се у пракси могло спровести уколико би се на ефикаснији начин сакупио вишак слободних електрона након експлозије канала варнице који играју главну улогу у иницијализацији пробоја у гасу. Овакав начин скраћења мртвог времена би се могао постићи корекцијом карактеристика гаса за пуњење цеви што представља један од циљева истраживања у овој тези.

3.4.4. Гасови за пуњење ГМ бројача

Како мултипликација зависи од кретања слободних електрона у активној запремини детектора, а не од негативних јона, гас за пуњење ГМ цеви мора бити изабран тако да електрони не образују негативне јоне са молекулима гаса, већ да остану слободни. Комерцијалне ГМ цеви су пуњене смешама гасова који су трајно затворени унутар цеви детектора. Оваква конструкција има недостатак, јер гас временом микроскопски цури из цеви, што доводи до постепене контаминације гаса и промене притиска у цеви. Овом променом притиска долази до промене вредности пробојног напона у гасу што за последицу има перманентну промену карактеристика ГМ цеви. Овај ефекат је познат као старење ГМ цеви [59] (потпоглавље 3.4.6). За пуњење ГМ цеви се користе племенити гасови, најчешће аргон и хелијум [15]. Племенити гасови су једноатомски гасови који имају потпуно попуњен

последњи, валентни ниво, електронског омотача, што за последицу има њихову слабу реактивност (не граде једињења). Племенитим гасовима се још додаје и друга компонента чија је улога у гашењу пражњења [21] [38].

Опште мишљење је да се електронегативни гасови (гасови који имају афинитет ка захватању електрона и формирању негативних јона) не користе као примарни гасови за пуњење цеви ГМ бројача [15] [60]. Разлог лежи у томе што се захватањем електрона смањује вероватноћа да дође до појаве иницијалног пражњења (смањује се број слободних електрона у гасу који су потенцијално иницијални, тј. отежава се иницирање пробоја) [15]. Такође, електронегативни гасови имају утицај и на транспорт топлоте. Наиме, електронегативни молекули су велики па самим тим и спорији (мање покретљиви), што доводи до смањене термалне проводности у гасу [61], у поређењу са племенитим гасовима, који су моноатомски гасови, мале масе, тј. веће покретљивости. Током процеса пробоја у гасу долази до експлозије канала варнице [39] који се дешава у задњој фази електричног пробоја, након термалне јонизације [37]. Ово доводи до пертурбације концентрације парова електрон-јон у међуелектродном простору, а самим тим и до термалне неуравнотежености. Ова пертурбација равнотежног стања није хомогено распоређена дуж изолационог система (електроде и изолациони гас). Након овога потребно је да прође одређено време (време опоравка) потребно да се систем врати у првобитно стање пре пробоја. Изолационе карактеристике се не успостављају комплетно ни након времена опоравка, па постоји ризик од појаве сукцесивних пробоја са последицом да се перманентно наруше карактеристике изолационог система. Ови термални ефекти који повећавају густину слободних електрона процесом термалне јонизације имају већи утицај на време опоравка (самим тим и на мртво време) од ефеката електрон-јон рекомбинације које има значајно мању временску константу [62].

Како је ГМ цев сачињена у суштини од цеви пуњене гасом у цилиндричној електродној конфигурацији таквој да је жица аноде постављена централно, побољшање карактеристика бројача можемо постићи на неколико начина. Један начин је променом геометрије, што се своди на смањење дебљине (полупречника) унутрашње жице (анодe), али тиме чинимо поље унутар гаса нехомогенијим. То за последицу има могућност локалног повећања електричног поља при аноди и хладне емисије што може довести до спонтане појаве пражњења [62]. Други начин који је практичнији је употреба различитих гасова за пуњење цеви на одређеним вредностима притисака [63]. Из практичних разлога одабир гасова се своди на племените гасове, па једино што остаје је употреба гасних смеша већ познатих племенитих гасова и гасова за гашење. Међутим, поред свега описаног такође би се могло очекивати да додавање мале количине електронегативног гаса у смешу са племенитим гасовима и гасом за гашење може утицати на побољшање карактеристика ГМ бројача, конкретно на скраћење мртвог времена и стабилизацију радне тачке. Могло би се очекивати да електронегативни гас, апсорпцијом слободних електрона насталих након експозије термојонизационог канала варнице, умањи вероватноћу да неки од њих иницијализује нов пробој, а да се притом, битно не промени праг одзива ГМ цеви. Ово би директно за последицу имало скраћење мртвог времена бројача. Такође, електронегативни гасови би тиме допринели процесу гашења електричног пражњења, без опасности да у процесу неутрализације на аноди стварају нове слободне, потенцијално иницијалне, електроне. Такође, раније је речено да је радна тачка ГМ бројачке цеви одређена њеном геометријом и вредношћу притиска у ГМ цеви. Током рада већ конструисане ГМ цеви не може се очекивати промена геометрије саме цеви, али се може очекивати промена притиска радног гаса којим је напуњена ГМ цев. Ово се посебно односи на парцијални притисак главне компоненте гасне смеше, уколико се ради о хелијуму, јер хелијумови атоми (због своје мале димензије) лако дифундују

из ГМ бројачке цеви (у складу са Фиковим законом). Стога, додавање мале количине електронегативног гаса би могло да стабилизује радну тачку (односно праг одзива), тако да промене у притиску радног гаса не доведу до битних промена пробојног напона, о чему ће бити речи у наредним поглављима. У овој тези, у поглављима 5 и 6, се управо испитује утицај мале количине електронегативног гаса у смеши са племенитим гасовима и гасом за гашење на карактеристике ГМ бројача, тј. на скраћење мртвог времена и повећање стабилности радне тачке.

3.4.5. Гашење пражњења

Ако је ГМ цев напуњена само једном врстом гаса, као што је племенити гас, сви позитивни јони који настану у процесу јонизације су јони тог гаса. По окончању примарног Гајгеровог пражњења позитивни јони споро дрифтутују према катоди. При судару са катодом долази до њихове неутрализације тако што сваки јон са површине катоде преузима један електрон. Током овог процеса ослобађа се енергија која је једнака разлици енергија јонизације атома гаса и енергије потребне за ослобађање електрона са површине катоде (излазни рад). Ако је ова енергија већа од излазног рада може доћи до ослобађања још једног електрона са површине катоде [15]. Вероватноћа ослобађања додатног електрона је мала, али у случају великог броја догађаја није занемарљива. Овај електрон даље дрифтутује ка аноди производећи притом нову лавину (секундарну), услед чега настаје ново Гајгерово пражњење. Цео овај процес се може понављати у недоглед, а ГМ бројач би притом давао поворку лажних импулса на излазу. Лажни импулси који настају на овај начин имају исту амплитуду као и стварни импулси. Због тога се у пракси предузимају различите мере да би се спречила ова поворка лажних импулса. У ту сврху се могу користити две методе гашења: спољашње и унутрашње [13] [15].

Метода спољашњег гашења се заснива на конструкцији електричних кола [17] [64] која смањују високи напон на цеви, током одређеног, кратког,

времена након сваког импулса (пражњења), на вредност при којој није могућа мултипликација [13]. У таквим условима појава секундарних лавина није могућа. Напон на цеви треба да остане низак у временском интервалу које је веће од збира времена дрифта позитивног јона од места настанка до катоде (~ 100 ms) и времена дрифта електрона ослобођеног са катоде (~ 1 ms). Метода спољашњег гашења се постиже спољашњим струјним колом приказаним на слици 3.10ц, где се отпорност R ($\sim 10^8 \Omega$) бира тако да временска константа RC_s буде ~ 1 ms. Недостатак ове методе је дуго време успостављања почетне вредности напона на цеви, због чега је број импулса који потиче од Гајгеровог пражњења по јединици времена мањи, па је бројач у могућности да детектује само мале флуксеве упадног зрачења.

Унутрашње гашење је чешћи начин гашења, које се постиже додавањем друге компоненте гаса радном гасу ГМ бројача [13]. Ова компонента се назива гас за гашење и у смеси учествује са 5-10% [15]. Главна особина гаса за гашење је да има нижу енергију јонизације и сложенију молекулску структуру од примарног гаса. Гас за гашење спречава појаву лажне поворке импулса путем судара са преносом наелектрисања. Наиме, већ је речено да су позитивни јони који настају током процеса пражњења у већини јони примарног гаса. Током дрифта позитивних јона ка катоди они се сударају са неутралним молекулима гаса од којих су неки молекули гаса за гашење. У судару јона са молекулима гаса за гашење долази до преношења позитивног наелектрисања на молекул гаса, због мање енергије јонизације, при чему долази до неутрализације јона примарног гаса (он преузима један електрон), а уместо њега позитиван јон гаса за гашење даље дрифтује ка катоди. Ако је концентрација гаса за гашење довољно велика, сви позитивни јони који стижу до катоде биће јони гаса за гашење. Како се ради о сложеним молекулима гаса за гашење, при судару са катодом енергија се троши на дисоцијацију атома у молекулу (посебно у случају органских гасова за гашење), односно раскидање молекуларних веза, уместо на ослобађање додатног електрона са површине катоде. Уколико се

правилно одабере гас за гашење могуће је вероватноћу дисоцијације учинити доминантном и на тај начин спречити појаву секундарног пражњења. Као гас за гашење у ГМ бројачима често се користи етил алкохол (или друге органске паре), као и халогени гасови (хлор, бром) [65]. Халогени гасови за гашење су заступљенији у модерним ГМ бројачима јер се у процесима дисоцијације на катоди „не троше“ за разлику од органских гасова [66]. Са друге стране, бројачи са органским гасовима за гашење имају мањи нагиб платоа криве бројања (2% - 4% на 100 V примењеног напона) у односу на халогене гасове (10% на 100 V примењеног напона) [10] [38], што доприноси побољшању одзива и стабилности радне тачке бројача.

3.4.6. Старење ГМ бројача

У пракси ГМ бројачи са органским парама као гасовима за гашење имају век трајања од око 10^8 - 10^9 импулса [41]. Због тога се у модерним ГМ бројачима као гас за гашење користе углавном гасови халогених елемента [24] [26] (хлор или бром) чији се молекули након дисоцијације спонтано рекомбинују и тиме спречавају старење бројача. Ипак се показује да ни халогени елементи нису идеални, јер се ипак на одређени начин „троше“ приликом интеракције са конститутивним материјалима ГМ цеви [66]. Стога се у пракси при изради цеви пажљиво бирају материјали (легури метала) са великом концентрацијом хрома, које су изразито отпорне на корозију [49] [66].

У пракси поред поменутих ефеката дисоцијације на катоди и реакција са материјалима ГМ цеви старењу бројача доприносе и други ефекти:

- Временом може доћи до промене притиска у комори услед дифундовања молекула гаса кроз спојеве инструмента у спољашњу средину (поготово када се ради о атомима хелијума који су релативно мали). Ово напослетку доводи до промене

радног притиска у ГМ цеви, што за директну последицу има пад радног напона [12], односно промену карактеристика ГМ бројача.

- Промене на електродама и у гасу изазване дугорочним електричним пражњењима. На електродама настају промене у виду кратера услед експлозије варнице током процеса пробоја у гасу [67]. У процесима електричног пражњења у гасу се дешавају хемијске реакције, а самим тим и промене у саставу гаса. Наиме, по завршетку пробоја, тј. након експлозије канала варнице, у гасном простору остају краткотрајне и дуготрајне последице које утичу на старење ГМ бројача. Краткотрајне последице се свде на повећан степен јонизације конститутивних компонената гаса, што се, релативно брзо, елиминише процесом рекомбинације. Ипак, велика концентрација јонских парова води ка специфичним плазма хемијским конверзијама. Ослобођена енергија дефинише количину заосталог наелектрисања у гасу након пражњења и укупну трајну промену у изолационој структури ГМ бројача током коришћења. Ово заостало наелектрисање утиче даље на време опоравка изолационе структуре (довођење изолационе структуре ГМ цеви у почетно стање) и продужава мртво време ГМ бројача. Коначно сви ови ефекти доводе до старења ГМ бројача [59]. Најзначајнија дуготрајна последица је контаминација гаса проводним честицама. До тога долази услед топљења електродног материјала високом температуром варнице и разбацивањем тако растопљеног материјала у међуелектродни простор услед локализовано високог притиска. Појава проводних честица у међуелектродном простору такође доводи до скраћења радног века ГМ бројача [59]. Посебно неповољан ефекат проводних честица у међуелектродном простору је могућност појаве спонтаних пробоја у гасу и генерисања лажних импулса. Разлог лежи у томе што се појавом проводних честица јачина

електричног поља локално мења (значајно повећава), што слободним електронима у близини може дати довољно енергије на слободном путу да изазову пробој (спонтано пражњење) [68]. У литератури се може пронаћи процена утицаја поменутих ефеката на старење комерцијалних ГМ бројача [59] користећи притом методологију снимања карактеристике старења (енг. *Lifetime characteristic*), која представља функцију расподеле пробојног напона и пробојног времена за одређену изолациону структуру [69].

- Такође, прекомерни удари и вибрације могу да проузрокују цурење гаса, што трајно утиче на карактеристике цеви.
- Рад у амбијенталним условима са вредностима температуре и притисака изван специфицираних лимита може довести до повећања вредности мртвог времена [54], па самим тим и до нарушавања карактеристика ГМ цеви.
- Карактеристике цеви могу бити трајно оштећене условима рада струјних кола (која воде промени вредности радног напона).

Код модерних ГМ цеви оперативни радни век (енг. *operational lifetime*) се описује укупним бројем Гајгерових пражњења или импулса у цеви. Као референтна, често се узима литературна вредност реда величине 10^{10} импулса, мада се у пракси испоставља да је ова вредност конзервативна [8].

4. ПРОЦЕСИ У ГАСНИМ СМЕШАМА РЕЛЕВАНТНИ У ДЕТЕКЦИЈИ ЈОНИЗУЈУЋЕГ ЗРАЧЕЊА

У овом поглављу биће објашњени релевантни јонизациони процеси при гасним пражњењима, механизми и услови пробоја у гасу и гасним смешама као и закони који притом важе, што је од посебног значаја за разумевање и анализу експерименталних резултата приказаних у овој докторској тези.

4.1. Елементарни јонизациони процеси

Електрични пробој у гасу, односно смешама гасова одвија се различитим процесима јонизације. Ови процеси укључују сударе електрона, јона и фотона са атомима и молекулима гаса или са атомима материјала електрода [37] [62]. Већ је раније споменуто да јонизација представља процес у коме долази до уклањања електрона из атома, обично из последњег нивоа омотача језгра (јер су ти електрони најслабије везани) и формирања позитивног јона. Притом, јонизациона енергија коју је потребно довести електрону из омотача да би се атом јонизовао мора да буде већа од енергије везе тог електрона у омотачу (видети табелу 3.1). Уколико се ради о чврстом телу (нпр. катоди ГМ цеви) енергија коју је потребно довести електрону да би он напустио чврсто тело назива се излазним радом W_i (енг. *Work function*), а сам процес електронском емисијом [62]. Ови секундарни слободни електрони настали у процесима јонизације и електронске емисије могу, услед дејства спољашњег електричног поља, добити довољну енергију да и сами јонизују атоме и молекуле гаса у својој околини. Тиме може доћи до ланчане интеракције и појаве пражњења у гасу и најзад, уколико се испуне одговарајући услови, до појаве пробоја.

Јонизација сударима (ударна јонизација)

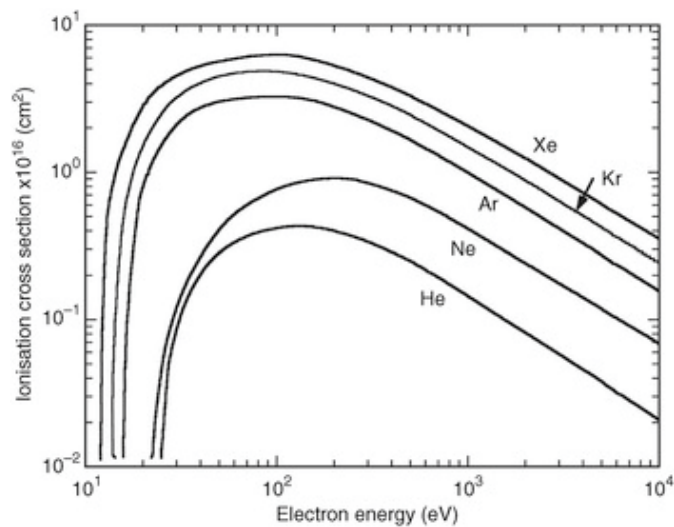
Када кинетичка енергија упадно брзог електрона у еластичном судару са неутралним молекулом гаса достигне вредност јонизационе енергије, стварају се услови за јонизацију. Генерално, у том случају резултат јонизације је један позитиван јон и два спорија електрона:



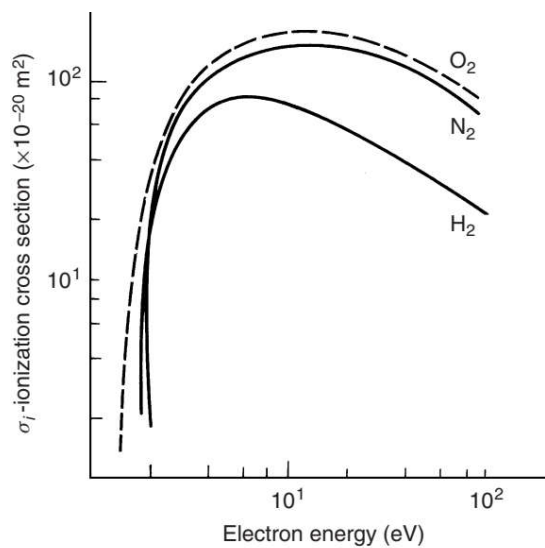
Однос броја секундарних електрона који се генеришу у односу на примарни електрон зависи углавном од енергије примарног електрона. Максимум овог односа се постиже за енергије примарних електрона реда пар стотина eV. За ниже вредности, трансфер енергије може бити недовољан (мала вероватноћа) да се јонизују атоми и молекули неутралног гаса, већ се енергија судара троши на побуђивање квантномеханичких ротационих и вибрационих стања (екситација атома и молекула гаса). За веће енергије од поменутог опсега, вероватноћа јонизације се смањује због чињенице да електрони са већом енергијом (бржи) поводе краће време у процесима интеракције. То практично значи да се само мали део кинетичке енергије пренесе приликом интеракције, што смањује вероватноћу јонизације. Пример зависности ефикасних пресека за јонизацију (тј. вероватноће јонизације) од енергије упадног електрона у случају неких молекуларних и племенитих гасова, као и у случају ваздуха приказани су на сликама 4.1, 4.2 и 4.3, респективно [37] [70] [71]. Уколико дође до судара спорог електрона са већ екситованим језгром у метастабилном стању (екситованим претходним сударом са електроном) може доћи до јонизације молекула у процесу тзв. јонизације дуплим ударом електрона. У овом случају довољан је и спори електрон са нижом енергијом од енергије јонизације да би се метастабилни атом јонизовао:



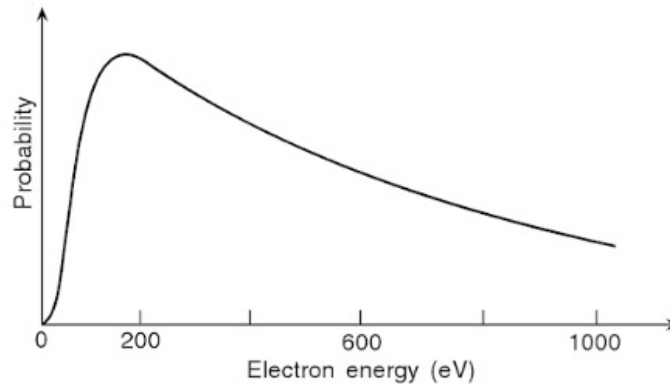
Јонизација сударима представља доминантан тип интеракције неутралних атома племенитог гаса са слободним електронима у цевима ГМ бројача током процеса Гајгеровог пражњења у гасу, односно током процеса гасне мултипликације.



Слика 4.1 Зависност ефикасног пресека за јонизацију од енергије упадног електрона у случају племенитих гасова [70]



Слика 4.2 Зависност ефикасног пресека за јонизацију од енергије упадног електрона у случају неких молекуларних гасова [37]



Слика 4.3 Зависност ефикасног пресека за јонизацију (верованоће јонизације) од енергије упадног електрона за ваздух [71]

Екситација атома и молекула

У сударима, неутрални атом (или молекул) не добије увек довољно енергије да би се јонизовао. У том случају атоми и молекули се побуђују у метастабилна стања:



Убрзо након преласка у метастабилно стање, атом или молекул се релаксира емитујући притом фотон енергије $h\nu$, где је h Планкова константа, а ν фреквенција емитованог фотона:



Овако емитовани фотони играју значајну улогу код појаве ланчане реакције током процеса Гајгеровог пражњења, јер су заслужни за појаву новог иницијалног електрона који може настати интеракцијом поменутих фотона са молекулима гаса или катодом на потуно супротном крају ГМ цеви (процеси фотојонизације и фотоемисије).

Јонизација изменом наелектрисања

Процеси измене наелектрисања се обично врше према једној од следећих релација:

$$M^{+} + M_B \rightarrow M_A + M_B^{+} \quad (4.5)$$

$$M^{++} + M_B^{+} \rightarrow M_A^{+} + M_B^{++} \quad (4.6)$$

У оба процеса измене наелектрисања један електрон из валентне љуске атома M_B прелази на позитивни јон атома M_A и тиме га неутралише, или делимично смањује његово позитивно наелектрисање. Ови процеси су изузетно битни у процесима гашења пражњења код ГМ бројача (потпоглавље 3.4.5).

Фотојонизација и фотоемисија

Молекул гаса може бити јонизован приликом интеракције са фотоном енергије $h\nu$ у процесу фотојонизације:

$$M + h\nu \rightarrow M^{+} + e^{-} \quad (4.7)$$

Такође, уколико са површином електроде интерагује фотон чија је енергија већа од излазног рада W_i електроде:

$$E_{fotona} = h\nu \geq W_i \quad (4.8)$$

може доћи до емитовања слободног електрона са површине катоде у процесу фотоемисије. Процеси фотоемисије и фотојонизације су главни процеси стварања иницијалних електрона током Гајгеровог пражњења у ГМ бројачким цевима.

Електронска емисија (емисија ударним процесима)

Носилац наелектрисања (позитивни јон) који при дејству електричног поља добије довољну кинетичку енергију може да избије електрон при судару са површином катоде. Енергија која је потребна да би се електрон избио једнака је излазном раду W_i , при чему излазни рад зависи од стања електродних површина. Јонизациони коефицијент γ показује колико електрона избије један позитиван јон гаса при судару се катодом. Овај коефицијент зависи од јачине постојећег електричног поља, врсте јона

и материјала електроде и игра кључну улогу у Таузендовом механизму пробоја (описано у поглављу 4.2).

Захват електрона

Уколико молекул гаса има енергетске нивое у омотачу језгра који нису попуњени електронима, приликом судара, упадни електрон може да попуни један од тих нивоа и да конвертује неутрални молекул у негативни јон (ово је случај са електронегативним гасовима као што је супорхексафлуорид- SF_6):



Након електронског захвата, молекул може даље да дисосује, након чега се један од фрагмената појављује као негативан јон. Електронски захват је процес са релативно великим ефикасним пресеком (вероватноћом) у односу на радијативни захват, што га за енергије реда 1 eV чини више вероватним. Захват електрона је процес са великом вероватноћом појаве у случају присуства електронегативног гаса у смеси.

Јонизација помоћу електричног поља

Постоји могућност да неутрални атоми гаса само под дејством електричног поља постану јонизовани. Електрично поље у овом случају мора да буде врло великог интензита. Потребне јачине поља су у опсегу 10^6 - 10^8 kV/cm [37]. То посебно долази до изражаја у случају пробоја гаса када је канал варнице термојонизован на високој температури (~ 5000 K) и високом притиску ($\sim 10^6$ Pa) или у случају нехомогених електричних поља.

4.2. Примарни и секундарни процеси

Сви елементарни процеси електричног пражњења у гасовима се деле на примарне и секундарне [62]. У примарне процесе спадају поменути процеси јонизације атома и молекула примарним упадним честицама или квантима зрачења, као и процеси захвата електрона (нпр.

електронегативним молекулом гаса). Секундарни елементарни процеси пражњења у гасу се деле на процесе активне на електродама (електронска емисија, фотоемисија) и на процесе активне у гасу (јонизација сударима, изменом наелектрисања или помоћу електричног поља, екситација, фотојонизација). Секундарни елементарни процеси су од пресудног значаја за успостављање ефекта самоодрживог пробоја. Развој процеса пробоја у гасу, веома зависи од релативне ефикасности механизма стварања и нестајања слободних електрона који одређују њихову густину у току процеса пражњења. Уколико се у међуелектродном простору неке електродне конфигурације, у којој постоји електрично поље изазвано спољним утицајем, произведе један носилац наелектрисања који се под дејством поља креће и ако он примарним и секундарним процесима произведе нови почетни носилац наелектрисања, ради се о самоодрживом пражњењу у гасу.

При стварању математичких модела електричних гасних пражњења примарни елементарни процеси се описују преко, такозваних, лавинских коефицијената α , η , δ и μ [39] [72]. Ови коефицијенти се још називају примарним Таузендовим коефицијентима. Број јонизујућих судара електрона по јединици пређеног пута у правцу електричног поља се дефинише првим Таузендовим коефицијентом, α -коефицијентом. Електрон током кретања може бити захваћен електронегативним атомима или молекулима. Број тих захваћених електрона, по јединици пута у правцу електричног поља описује се коефицијентом припајања η . Коефицијент одвајања δ представља број електрона, по јединици пута у правцу електричног поља, одвојених од негативних атомских или молекуларних јона. Коначно, μ представља коефицијент јонско-молекуларних судара, односно број јонско--молекуларних судара по јединици пута у правцу електричног поља, који не утичу на укупан биланс наелектрисања. Секундарни елементарни процеси се описују секундарним коефицијентом

Таузендове јонизације γ , који представља укупан принос електрона насталих у секундарним процесима по једној примарној јонизацији.

Овако дефинисани примарни и секундарни лавински коефицијенти немају константну вредност већ се мењају у зависности од врсте гаса, електричног поља и притиска [39]. У процесима пробоја у гасу доминантну улогу имају први Таузендов коефицијент α и коефицијент припајања η . Мерења показују да секундарни коефицијент γ у многоне зависи од материјала електрода, стања електродних површина и чистоће гаса. Уобичајене вредности за γ за различите материјале електрода леже између 10^{-7} и 10^{-1} [73]. У случају племенитих гасова типичне вредности за γ леже у опсегу 10^{-4} и 10^{-1} за план-паралелне [74], односно цилиндричне електроде [75]. Зависност лавинских јонизационих коефицијената од поменутих параметара се описују семиемпиријским изразима и њихов утицај на механизме пробоја у гасу биће објашњен у наредним поглављима.

Електрични пробој у гасу се теоријски описује помоћу два механизма у зависности од тога у ком делу гасног система (електроде-гас) су доминантнији секундарни процеси електричног пражњења. Уколико су секундарни процеси активнији на електродама гасног система доминантнији механизам пробоја је Таузендов механизам. Таузендов механизам пробоја је карактеристичан за гасне изолационе системе на нижем притиску, малом међуелектродном растојању у хомогеном електричном пољу [76]. У таквим условима средња слободна дужина пута електрона је већа од димензија међуелектродног растојања и пражњења се одвијају релативно споро ($t > 10^{-8}$ s). Са друге стране, уколико је средња слободна дужина пута електрона у гасу мања од димензија међуелектродног растојања доминантан је стримерски механизам пробоја (који се још назива и Радеров). Овај механизам пробоја је карактеристичан за системе на већем притиску и већим међуелектродним растојањима у нехомогеном електричном пољу [77]. Пражњења се у овом случају одвијају

релативно брзо ($t < 10^{-8}$ s). У литератури се могу пронаћи подаци о вредностима секундарног јонизационог коефицијента γ који представљају вредносну границу при појави ова два механизма ($\gamma = 10^{-8}$). Међутим, показује се да граница између ова два механизма није оштра, већ да постоје области производа притиска и међуелектродног растојања (pd) при којима се пробој одвија комбинацијом ова два механизма [67].

4.2.1. Процеси активни на електродама

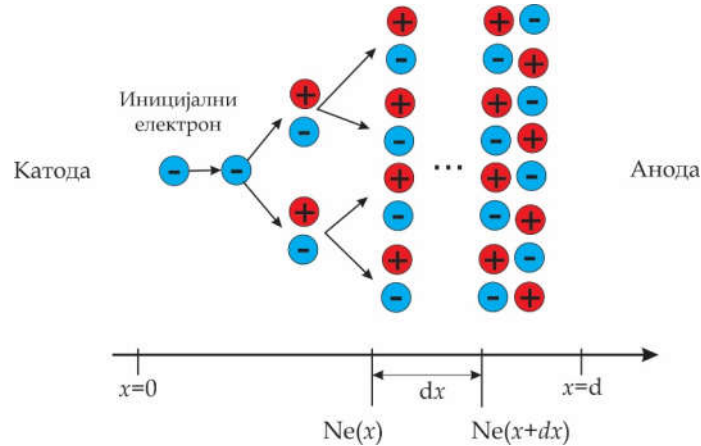
Уколико се јонизован гас у међуелектродном простору изложи дејству електричног поља (довођењем напона на електроде система), електрони и јони се убрзавају у правцу електрода. Позитивни јони се крећу у правцу негативно наелектрисане електроде (катоде), а слободни електрони у правцу позитивно наелектрисане аноде. Уколико се слободни електрон, дејством електричног поља, довољно убрза и добије довољну енергију да и сам изврши јонизацију неутралног атома (или молекула) гаса ствара се још један слободан електрон. Дејством електричног поља ова два слободна електрона могу јонизовати још два неутрална атома гаса чиме настају још два слободна електрона. Уколико је електрично поље довољно јако, на овај начин долази до појаве лавине слободних електрона и јона који бомбардују аноду, односно катоду. Свака, овако настала, појединачна лавина нужно не представља пробој. Тек ако се механизмима секундарних процеса створи довољан број секундарних електрона (нпр. електрона избијених са катоде) стварају се услови за појаву самоодржавајућег процеса пражњења у гасу, што може довести до пробоја (слика 4.5).

У циљу описивања механизма пробоја, посматраће се случај електронегативног гаса као општији случај. Иницијални електрон, по јединици пута dx у правцу поља (слика 4.4), генерише α јонско-електронских парова, од чега се η електрона буде захваћено од стране електронегативних молекула. Након пређеног пута x , према аноди, један

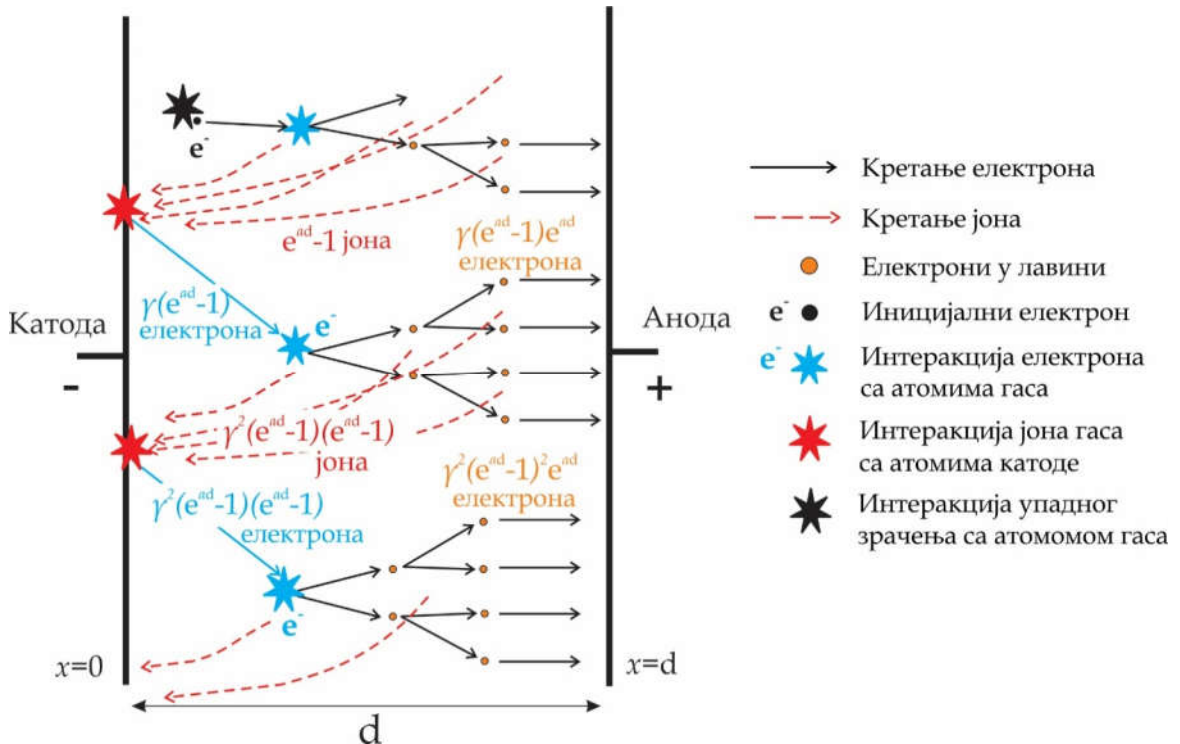
иницијални електрон генерише $n(x)$ електрона, чији се број на следећем елементу увећа за [39] [72]:

$$dn_e(x) = n_e(x)(\alpha - \eta)dx = n_e(x)\bar{\alpha}(x)dx \quad (4.10)$$

где су α и η примерни Таузендови јонизациони коефицијенти, а $\bar{\alpha} = (\alpha - \eta)$ коефицијент нето јонизације.



Слика 4.4 Настајање лавине електрона ударном електронском јонизацијом



Слика 4.5 Уз објашњење Таузендовог механизма пробоја

Решавањем диференцијалне једначине (4.10) добијамо:

$$\int_{n_0}^n \frac{dn_e(x)}{n_e(x)} = \int_0^d \bar{\alpha}(x) dx \quad (4.11)$$

$$\ln \frac{n(x)}{n_0} = \int_0^d \bar{\alpha}(x) dx \quad (4.12)$$

$$e^{\ln \frac{n(x)}{n_0}} = e^{\int_0^d \bar{\alpha}(x) dx} \quad (4.13)$$

$$n(x) = n_0 e^{\int_0^d \bar{\alpha}(x) dx} \quad (4.14)$$

Из израза (4.14) следи да је струја на излазу аноде:

$$i(x) = i_0 e^{\int_0^d \bar{\alpha}(x) dx} \quad (4.15)$$

где је d дужина међуелектродног растојања, а i_0 почетна вредност струје на месту $x=0$. Укупан број позитивних јона који стигне до места $x=d$ је [72]:

$$n^+(x) = n_0 \frac{\alpha}{\alpha} \left[e^{\int_0^d \bar{\alpha}(x) dx} - 1 \right] \quad (4.16)$$

Вредности јонизационих коефицијената α и η су дати изразима:

$$\alpha(x) = p f_1 \left[\frac{E(x)}{p} \right] \quad (4.17)$$

$$\eta(x) = p f_2 \left[\frac{E(x)}{p} \right] \quad (4.18)$$

где f_1 и f_2 представљају константе које зависе од врсте гаса, а n_0 број почетних електрона у тачки $x=0$. За потребе даље анализе узећемо да је електрично поље хомогено, па изрази (4.14) и (4.16) постају:

$$n = n_0 e^{\bar{\alpha} d} \quad (4.19)$$

$$n^+ = n_0 \frac{\alpha}{\alpha} \left[e^{\bar{\alpha} d} - 1 \right] \quad (4.20)$$

Ови изрази представљају број електрона који у првој лавини стигну до аноде (4.19), односно број позитивних јона који стугну до катоде (4.20). Ако се пробој одвија Таузендовим механизмом, самоодржање процеса се заснива на избијању секундарних електрона са катоде позитивним јонима. Према том механизму секундарне емисије генерише се нових $\gamma n^+(x)$ секундарних иницијалних електрона (слика 4.5). Након генерисаних k лавина, на аноду стиже:

$$n = n_0 e^{\bar{\alpha} d} \sum_{k=0}^{\infty} \left[\gamma \frac{\alpha}{\alpha} (e^{\bar{\alpha} d} - 1) \right]^k \quad (4.21)$$

електрона. Уз општи услов конвергентности овог низа:

$$\sum_{k=0}^{\infty} a \cdot r^k = \frac{a}{1-r}, r \neq 1 \quad (4.22)$$

за суму првих n чланова низа ($n \rightarrow \infty$) израз (4.21) постаје:

$$n = \frac{n_0 e^{\bar{\alpha} d}}{1 - \gamma \frac{\alpha}{\alpha} (e^{\bar{\alpha} d} - 1)} \quad (4.23)$$

То практично значи да је струја која стиже на аноду [27] [73]:

$$i = \frac{i_0 e^{\bar{\alpha} d}}{1 - \gamma \frac{\alpha}{\alpha} (e^{\bar{\alpha} d} - 1)} \quad (4.24)$$

Ова струја се назива Таузендова струја пражњења [39]. Услов да дође до пробоја је да ова струја теоријски постане бесконачна. Математички посматрано то се догађа када именилац у изразу (4.24) постане једнак нули. Тада је услов електричног пробоја гаса Таузендовим механизмом описан изразом [27]:

$$\gamma \frac{\alpha}{\alpha} (e^{\bar{\alpha}d} - 1) = 1 \quad (4.25)$$

Од тренутка када је испуњен овај услов, пробој у гасу постаје самоодржив, тј. не зависи више од спољашњег извора i_0 . Физички овај услов значи да сваки примерни иницијални електрон који покреће лавину креира још најмање један иницијални електрон, секундарним процесима на катоди, који ће га заменити. Приликом извођења услова за пробој гаса Таузендовим механизмом, претпоставили смо да иницијални електрон на свакој средњој слободној дужини пута између два судара преузима исти износ енергије од електричног поља. Ова претпоставка је оправдана само у случају хомогеног електричног поља. У случају да поље није хомогено услов за Таузендов механизам пробоја добија општу форму [67]:

$$\gamma(x) \left[\int_0^d \alpha(x) e^{\int_0^x \bar{\alpha}(x) dx} \right] = 1 \quad (4.26)$$

Показано је да се струја у униформном пољу може изразити релацијом (4.24), где γ може представљати један или више секундарних механизма. При ниској вредности напона, израз $\gamma \frac{\alpha}{\alpha} (e^{\bar{\alpha}d} - 1)$ је једнак нули и са порастом напона расте до коначне вредности $\gamma \frac{\alpha}{\alpha} (e^{\bar{\alpha}d} - 1) = 1$. Тада именилац у изразу (4.24) постаје нула, а струја дефинисана том једначином постаје неодређена. Према Таузендовој теорији, овај услов дефинише почетак настанка варнице. Значај Таузендовог критеријума се може интерпретирати у следећем смислу [39]:

- За вредности $e^{\bar{\alpha}d} < 1$, вредност струје пражњења је дата изразом (4.24) и није самоодржива, тј. струја престаје да постоји ако примарна вредност i_0 постане нула као последица уклањања спољашњег извора зрачења који је ствара.
- За вредности $e^{\bar{\alpha}d} = 1$, број $e^{\bar{\alpha}d}$ јонских парова генерисаних у међупростору проласком једног електрона је довољно велики да

позитивни јони, бомбардујући катоду, могу произвести секундарни електрон и тако изазвати понављање процеса. Пражњење је тада самоодрживо и може се наставити у одсуству извора који генерише i_0 , тако да се за овај критеријум може рећи да представља праг варничења (пражњења).

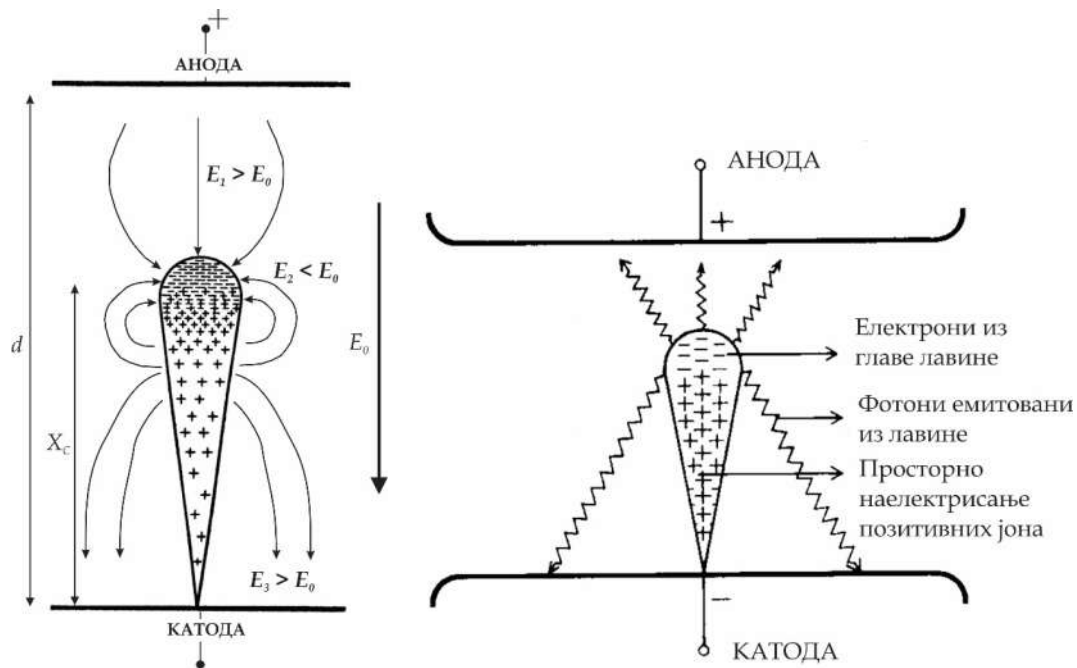
- За вредности $e^{\bar{\alpha}d} > 1$, јонизација сукцесивним лавинама је кумулативна. Пражњење расте убрзано како се $\gamma \frac{\alpha}{\bar{\alpha}}(e^{\bar{\alpha}d})$ приближава вредности 1.

Како су јонизације у гасу које потичу од судара и секундарне емисије електрона са катоде могући феномени, величине $e^{\bar{\alpha}d}$ и γ ће обе флукутирати око неке одређене средње вредности. Производ ће варирати за појединачне лавине. Према томе, ако је U_0 напон који у просеку одговара једнакости $e^{\bar{\alpha}d} = 1$, постоји вероватноћа да пробој може настати при напону U нешто нижем од U_0 , као последица појаве посебне лавине или низа лавина за које појединачно важи услов да $e^{\bar{\alpha}d} > 1$. Међутим, обзиром на брзу промену производа $\gamma \frac{\alpha}{\bar{\alpha}}(e^{\bar{\alpha}d})$ као функције од напона, праг варничења је релативно прецизно дефинисан. У пракси ово значи да је једносмерни пробојни напон детерминистичка величина која се прецизно одређује у лабораторијским експерименталним мерењима под добро контролисаним условима, са малом мерном несигурношћу ($< 5\%$) [78] [79].

4.2.2. Процеси активни у гасу

Према Таузендовој теорији пораст струје пражњења зависи искључиво од јонизационих процеса, али у пракси се испоставља да пробојни напон зависи такође од притиска и геометрије међуелектродног растојања. За разлику од Таузендовог пробојног механизма по коме пробој наступа тек када се густина електрона изазвана секундарним процесима изједначи са електронском густином примарне лавине независно од њене вредности, пробој стримерским механизмом бива изазван јеном једином лавином [62].

Овај механизам пражњења су, на бази експерименталних опажања, први описали, независно један од другог, Лоеб (енг. *Leonard Benedict Loeb*) и Радер (енг. *Heinz Raether*) 1939. године, а убрзо затим и Џон Мик (*John M. Meek*) који је квантитативно понудио теорију која објашњава формирање стримера 1940. године [39]. Ова теорија је успешно објаснила експерименталне резултате и запажања. Стримерски механизам пробоја настаје ефектом електричног поља просторног наелектрисања лавине и ефектом фотојонизације у запремини гаса. Уколико број произведених носилаца наелектрисања унутар једне лавине превазиђе одређену вредност, просторно наелектрисање које се лавином генерише узрокује знатну дисторзију електричног поља које слободне електроне гура ка глави лавине, а спорији позитивни јони остају у репу (слика 4.6а) [39].

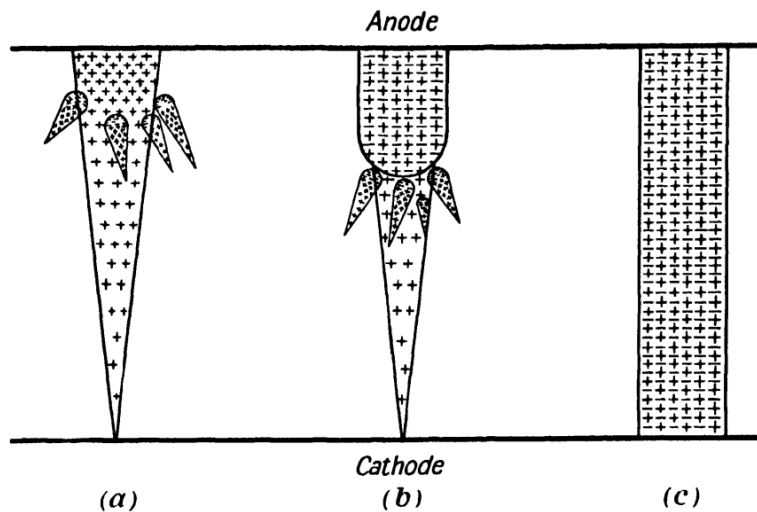


Слика 4.6 а) расподела електрона и позитивних јона у лавини. б) приказ фотона насталих релаксацијом у сударима побуђених атома и молекула гаса [39]

Електрично поље ће стога бити повећано у области испред главе лавине ка аноди (E_1). У области одмах иза главе лавине, електрично поље између електрона и позитивних јона (E_2) је супротног смера од спољашњег

примењеног поља (E_0), па је резултантно поље слабије. Напокон, између репа лавине и катоде електрично поље се појачава (E_3). Због дисторзије електричног поља у запремини гаса долази до великог повећања искористивости процеса побуђивања сударним процесима, тако да фотони емитовани из лавине (процесом деекситације побуђених стања) производе нове носиоце наелектрисања процесом фотојонизације у околној запремини гаса, што доводи до појаве нових лавина. На тај начин формира се директни (усмерен ка аноди) и повратни (усмерен ка катоди) канал пражњења-стример (енг. *streamer*). Развој стримера се може описати по фазама:

- 1) када лавина електрона стигне до аноде, иза себе оставља реп сачињен од позитивних јона облика конуса (слика 4.7a) који се простире дуж целог међуелектродног простора.



Слика 4.7 Процес преласка лавине у стример и развоја стримера дуж међуелектродног процепа [39]

- 2) велико електрично поље (локализовано) дејством позитивних јона се формира близу аноде, али се пробод још не дешава, јер је густина позитивних јона на другим местима (ближе катоде) мања.

- 3) у гасу који окружује лавину генеришу се секундарни електрони у процесу фотојонизације фотонима насталим у лавини сударима електрона, јона и неутралних молекула гаса. Фотони настају релаксацијом побуђених квантномеханичких стања атома и молекула гаса (слика 4.6б).
- 4) секундарни електрони генеришу секундарне лавине (слика 4.7а и 4.7б) које се крећу ка примарној лавини, уколико је електрично поље генерисано просторним наелектрисањем у примарној лавини реда величине спољашњег поља. Највеће умножавање овим секундарним лавинама ће се догађати дуж осе примарне лавине, где просторно наелектрисање појачава спољашње поље.
- 5) позитивни јони који су заостали у реповима секундарних лавина проширују и интензивирају просторно наелектрисање примарне лавине (слика 4.7б) у близини катоде. Тако изазвано привидно кретање позитивних јона у међуелектродном простору формира узане проводне канале-стримере, који се великом брзином крећу ка катоди.
- 6) стицањем једног стримера на катоду, премошћује се међуелектродни простор и на тај начин се формира проводни канал (стримерски мост) између катоде и аноде (слика 4.7ц) кроз који тече електрична струја. Ова струја Џуловим ефектом изазива термојонизацију канала стримера, чиме високоотпорни стример прелази у стање плазме и наступа електрични пробој.

Механизам стримерског пражњења се заснива на математичком моделу насталим експерименталним опажањима. Прорачуни су показали да трансформација од лавине до стримера почиње да се развија од главе лавине електрона када се број просторних носилаца наелектрисања повећа до критичне вредности [62] [80]:

$$n_0 e^{\alpha X_c} \approx 10^8 \quad (4.27)$$

где је X_c дужина лавине у смеру поља када се увећа до критичне вредности (слика 4.6). Другим речима, X_c је критична дужина међуелектродног растојања d . Ово практично значи да је стримерски механизам пробоја могућ уколико је $d \geq X_c$. Базирано на експерименталним резултатима и простим претпоставкама изведена је емпиријска формула за стримерски услов пробоја (Радер) [37]:

$$\alpha X_c = 17,7 + \ln X_c + \ln \frac{E_a}{E_0} \quad (4.28)$$

где је E_a поље просторног наелектрисања лавине, E_0 спољашње електрично поље, а α први Таузендов јонизациони коефицијент. Просторно наелектрисање лавине се може узети да је приближно сферног облика радијуса r_a , па је онда електрично поље на површини те сфере дато изразом:

$$E_a = \frac{e^- e^{\alpha X}}{4\pi\epsilon_0 r_a^2} \quad (4.29)$$

где је e^- наелектрисање електрона. Услов преласка лавине у стример подразумева да је $E_a \approx E_0$. Према томе израз (4.28) постаје [39] [62] [80]:

$$\alpha X_c = \alpha d = 17,7 + \ln X_c = 18,4 \approx 20 \quad (4.30)$$

Из овог услова се може прорачунати да у случају ваздуха, у униформном пољу, међуелектродно растојање мора да буде $d=2$ cm. Општи облик пробојног услова за стримерски механизам који важи у нехомогеном електричном пољу, у случају електронегативног гаса, према Радеру гласи [67]:

$$\int_0^d [\alpha(x) - \eta(x)] \cdot dx \geq K \quad (4.31)$$

где је K константа која зависи од врсте гаса. У случају електронегативног SF_6 гаса вредност $K=10.5$, односно за случај N_2 вредност $K=18$, а за Ar вредност $K=18.5$ [62] [80].

За хомогено поље и електронегативан гас у општем случају, важи:

$$(\alpha - \eta) d \geq K \quad (4.32)$$

Стримерски механизам се из горе наведеног може интерпретирати као услов који је потребан да би се развила довољна дисторзија поља изазвана варничним просторним наелектрисањем током једне лавине.

4.3. Процеси пражњења

При израчунавању једносмерног (статичког) пробојног напона за неку електродну конфигурацију мора се узети у обзир не само Таузендов, већ и Радеров стримерски механизам, јер је у суштини важећи онај механизам који даје нижи пробојни напон. Већ је показано на који начин јонизациони коефицијенти α , η и γ утичу на пробојни напон. Оно што је битно истаћи је да јонизациони коефицијенти зависе од вредности електричног поља и притиска у гасу ($\sim E/p$), што знатно отежава израчунавање пробојног напона обзиром да се морају изабрати функције зависности које адекватно описују јонизационе коефицијенте α , η и γ . У циљу једноставнијег прорачуна, надаље ће се сматрати да је секундарни коефицијент јонизације γ за одговарајућу област применљивости E/p константан, што не уноси велику грешку. Таузенд је за коефицијент јонизације α дао следећу емпиријску зависност [81]:

$$\alpha(x) = p C_1 e^{-\frac{C_2}{E(x)p}} \quad (4.33)$$

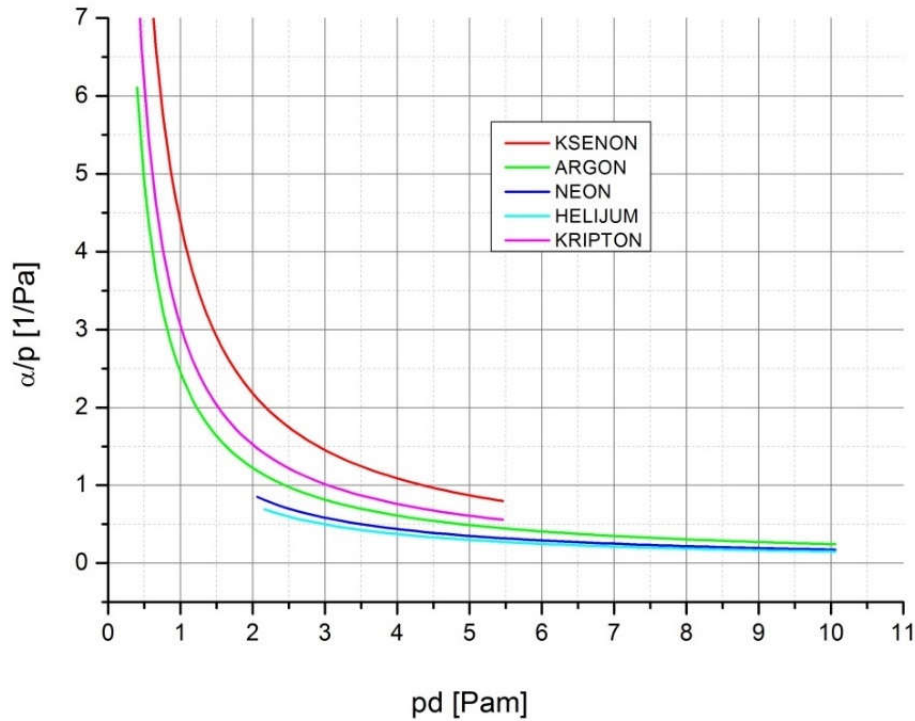
где су: C_1 и C_2 - константе које су дефинисане за одређени гас и област применљивости и приказане су у табели 4.1. Како за хомогено електрично поље између две електроде (паралелна геометрија) важи:

$$E(x = d) = \frac{U}{d} \quad (4.34)$$

где је d растојање између електрода, а U примењени напон на електродама, израз (4.33) постаје:

$$\alpha(x) = p C_1 e^{-\frac{C_2 p d}{U}} \quad (4.35)$$

На слици 4.8 приказане су вредности α/p прорачунате користећи израз (4.35) у програмском пакету MATLAB, користећи притом вредности константи C_1 и C_2 које су дате у табели 4.1 [62].



Слика 4.8 Приказ вредности α/p за племените гасове

За племените гасове, специјално, Такеиши (енг. *Y. Takeishi*) је дао израз за α који следи [82]:

$$\alpha(x) = p K_1 \left[1 - e^{-\frac{K_2 U}{K_3 p d}} \right] \quad (4.36)$$

где су K_1 , K_2 , K_3 константе које су за одређени гас и област применљивости дате табеларно (Табела 4.2) [83].

Табела 4.1 Вредности C_1 и C_2 константи у случају хомогеног електрочног поља [62]

Гас	C_1 (1/Pam)	C_2 (V/Pam)	Област применљивости E/p (V/Pam)
Ваздух	10,9	273,5	112 - 450
N ₂	9,3	256,5	112 - 450
H ₂	3,75	97,5	112 - 300
CO ₂	15,0	349,5	375 - 750
H ₂ O	9,7	216,8	112 - 750
He	2,1	25,5	15 - 112
Ne	3,0	75	75 - 300
Ar	10,2	135	75 - 450
Kr	12,75	180	75 - 750
Xe	19,5	262,5	150 - 600
Hg	15,0	277,5	150 - 450
SF ₆	10,2	223,5	67,5 - 112,5

Табела 4.2 Вредности константи K_1 , K_2 и K_3 [83]

Гас	K_1 (V/Pam)	K_2 (V/Pam)	K_3 (V/Pam)	Област применљивости E/p (V/Pam)
He	2,23	6	120	6 - 225
Ne	3,14	7,05	150	7,05 - 300
Ar	10,45	18,38	341,25	18,38 - 1200
Kr	12,88	19,88	382,5	19,88 - 1500
Xe	20,88	31,35	585	31,35 - 1800

Такође, у случају електронегативног молекуларног гаса сумпорхексафлуорида-SF₆ дати су линеарни изрази за Таузендов коефицијент јонизације [82]:

$$\alpha(x) = p F_1 \left[\frac{E(x)}{p} - F_2 \right] \quad (4.37)$$

$$\eta(x) = p(-F_3) \left[\frac{E(x)}{p} - F_4 \right] \quad (4.38)$$

при чему су константе:

$$F_1 = 21,6 \frac{1}{\text{kV}} \quad (4.39)$$

$$F_2 = 0,0513 \frac{\text{kV}}{\text{Pam}} \quad (4.40)$$

$$F_3 = 6,1 \frac{1}{\text{kV}} \quad (4.41)$$

$$F_4 = 0,219 \frac{\text{kV}}{\text{Pam}} \quad (4.42)$$

Поред ових изрази који се могу пронаћи у литератури и који су дати у овој конкретној форми и важе при одређеним опсезима вредности E/p , односно pd (приказаним у табелама 4.1 и 4.2), у складу са кинетичком теоријом гасова, на бази статистичке физике, могу се извести општи изрази за јонизационе коефицијенте који ће важити у општем случају и у ширем опсегу вредности pd [79] [84]:

$$\alpha(x) = n_0 \int_{\varepsilon_i}^{\infty} \sigma_i(\varepsilon) \cdot v \cdot f(\varepsilon) d\varepsilon \quad (4.43)$$

$$\eta(x) = n_0 \int_{\varepsilon_i}^{\infty} \sigma_c(\varepsilon) \cdot v \cdot f(\varepsilon) d\varepsilon \quad (4.44)$$

где је v брзина слободних електрона, $\sigma_i(\varepsilon)$ и $\sigma_c(\varepsilon)$ су ефикасни пресеци за јонизацију и електронски захват, респективно, који зависе од енергије ε

слободних електрона, n_0 је густина неутралних молекула који зависи од притиска у гасу, ε_i је јонизациона енергија и $f(\varepsilon)$ је функција расподеле енергије слободних електрона. За потребе прорачуна јонизационих коефицијената у овој тези коришћени су изрази (4.43) и (4.44).

Често се у пракси (у фази израде) користе одговарајући модели одређеног система изолованог гасом који адекватно симулирају оригинални систем који је тешко доступан или је одређене величине система тешко одредити. Модели у том случају омогућавају да се лакше испитају одређене карактеристике (величине) оригиналног система. Два система изолована гасом су слична уколико важе одговарајуће геометријске пропорције (укључујући и средњу слободну дужину пута елементарних честица у гасу), уколико су испуњени истим гасом и израђени од истих материјала. Ако на овакав систем доведемо одговарајући напон важиће пропорционалност између одговарајућих физичких величина (електрично поље, густина наелектрисања, струја, итд...). Стога, закон сличности за пробој у гасовима тврди да је пробојни напон у двоелектродном систему који је изолован гасом на притиску p_1 једнак пробојном напону другог двоелектродног система који је геометријски сличан првом систему са фактором сличности k , уколико је други систем изолован истим гасом на притиску $p_2 = kp_1$ [85].

Директна последица закона сличности у случају пражњења у системима изолованих гасом је Пашенов закон [39] [62]. Према Пашеновом закону, гасно пражњење у хомогеном електричном пољу једнозначно зависи од производа притиска у гасу и међуелектродног растојања. У уопштеној форми Пашенов закон важи и за нехомогене електродне конфигурације. Ову тврдњу можемо лако показати полазећи од једначине гасног стања [72]:

$$pV = \frac{m}{M} RT \quad (4.45)$$

где је p притисак у гасу, V запремина гаса, m маса, M моларна маса, R Ридбергова константа и T температура гаса. Дељењем овог израза са запремином, једначина постаје:

$$p = \frac{\rho}{M} R T \quad (4.46)$$

где је ρ густина гаса. Густина гаса је обрнуто пропорционална средњој слободној дужини пута λ честица у гасу па израз (4.46) постаје:

$$p\lambda = \text{const.} \quad (4.47)$$

Раније је речено да према закону сличности два гасна система важе геометријске пропорције укључујући притом и средњу слободну дужину пута, па израз (4.47) постаје:

$$pd = \text{const.} \quad (4.48)$$

где је d међуелектродно растојање.

Одавде следи да је производ притиска у гасу и међуелектродног растојања независна променљива у случају електричног пражњења у гасовима. Тај закључак има практичну примену у могућности смањивања димензија система изолованих гасом пропорционално повећању притиска.

У општем смислу, Пашенов закон представља прорачун Таузендовог пробојног услова за хомогену електродну конфигурацију чији је статистички пробојни напон U_0 . Таузендов услов за хомогену конфигурацију у случају племенитих гасова ($\eta=0$) дат је изразом (4.25). Заменом израза за α јонизациони коефицијент (4.35) у израз за Таузендов пробој (4.25) добија се израз:

$$\gamma \left[e^{\left(pd \cdot C_1 \cdot e^{\left[-\frac{C_2}{U_0} \right] \frac{1}{pd}} \right)} - 1 \right] = 1 \quad (4.49)$$

решавањем овог израза по U_0 :

$$pd \cdot C_1 \cdot e^{\left[-\frac{C_2}{U_0} \right] \frac{1}{pd}} = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad (4.50)$$

$$-\frac{C_2}{\frac{U_0}{pd}} = \ln\left(\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)\right) - \ln(C_1 \cdot pd) \quad (4.51)$$

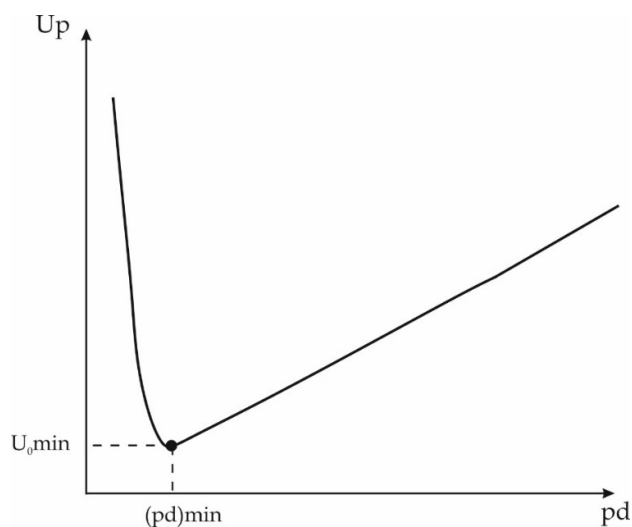
добиамо:

$$U_0 = \frac{C_2 \cdot pd}{\ln(C_1 \cdot pd) - \ln\left(\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)\right)} \quad (4.52)$$

или једноставније:

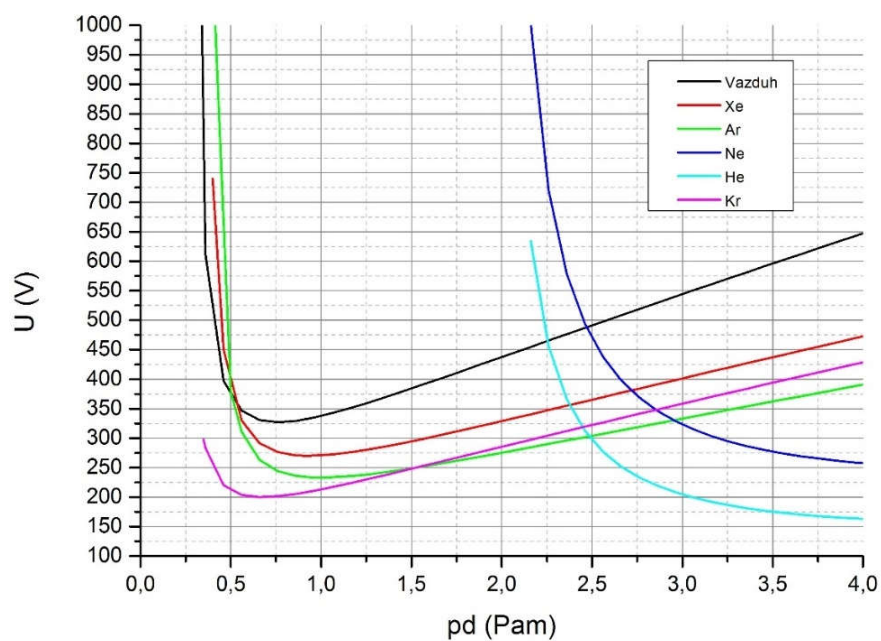
$$U_0 = \frac{C_2 \cdot pd}{\ln(C_3 \cdot pd)}, C_3 = \frac{C_1}{\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)} \quad (4.53)$$

Израз (4.52), односно (4.53) представља Пашенов закон, који каже да је пробојни напон једне хомогене конфигурације функција величине производа притиска и међуелектродног растојања [37]. На слици 4.9 приказан је типичан облик Пашенове криве, односно зависности пробојног напона U_p од производа притиска и међуелектродног растојања pd .



Слика 4.9 Типичан облик Пашенове криве.

Такође, на слици 4.10 приказане су Пашенове криве за ваздух и племените гасове добијене применом израза (4.52) и програмског пакета MATLAB, користећи притом вредности константи C_1 и C_2 дате у табели 4.1, и вредности секундарног јонизационог коефицијента γ , за различите позитивне јоне племенитих гасова и електроде од волфрама, датим у табели 4.3 [82].



Слика 4.10 Пашенове криве за ваздух и племените гасове

На слици 4.11 приказане су засебно Пашенове криве за аргон и хелијум добијене прорачунима у програмском пакету MATLAB.



Слика 4.11 Пашенове криве за аргон (горе) и хелијум (доле)

Табела 4.3 Вредности коефицијента γ [82]

Јон	γ
He ⁺	0,29
Ne ⁺	0,213
Ar ⁺	0,095
Kr ⁺	0,05
Xe ⁺	0,013

Минимална вредност једносмерног пробојног напона добија се налажењем екстремне вредности функције $U_0=f(pd)$ (израза 4.52):

$$U_{0\min} = e \frac{C_1}{C_2} \ln \left(\frac{1}{\gamma} + 1 \right) \quad (4.54)$$

док минимална вредност производа притиска и међуелектродног растојања pd износи:

$$(pd)_{\min} = \frac{e}{C_2} \ln \left(\frac{1}{\gamma} + 1 \right) \quad (4.55)$$

а минимална вредност односа јачине електричног поља и притиска:

$$\left(\frac{E}{p} \right)_{\min} = C_1 \quad (4.56)$$

Вредност E/p у минимуму одговара такозваној Столетовој тачки [62], тј. тачки где је јонизациона способност електрона максимална. За ову вредност E/p је вероватноћа пробоја највећа, јер су услови за мултипликацију оптимални. За разлику од вредности минималног напона и вредности pd , вредност $(E/p)_{\min}$ не зависи од материјала катоде, тј. од γ .

Са слика 4.9 - 4.11 се може приметити да крива има облик несиметричне U-криве са минимумом (Пашенов минимум) у тачки $pd_{\min}$, што се може објаснити на следећи начин:

- 1) Уколико се вредности притиска p за одређену фиксну конфигурацију смањује (са фиксним међуелектродним растојањем d), тј. улажењем у део криве лево од минимума, повећава се дужина слободног пута λ електрона у гасу. То практично значи да се смањује вероватноћа јонизације, тј. потребно је да се јонизација догоди у свега неколико судара. То је могуће само уколико значајно повећамо електрично поље, односно напон, и на тај начин повећамо вероватноћу да се из „првог“ судара деси јонизација. Другим речима, повећањем електричног поља електрону на слободном путу између два судара доводимо већу енергију (неопходну да би извршио јонизацију) и тиме повећавамо вероватноћу да се јонизација догоди. У овом делу Пашенова крива нагло расте (лево од минимума pd_{min}) и практично асимптотски тежи вредности pd_{∞} испод које пробој није могућ. Овде је згодно напоменути да се у овом делу Пашенове криве, при одређеним условима, могу приметити одступања експерименталних вредности пробојних напона од теоријске криве, тј јавља се аномални Пашенов ефекат [86]. Тада престају да важе уобичајене међусобне релације јонизационих коефицијената (γ и η) и односа електричног поља и притиска у међуелектродном простору (E/p) [67] [86]. Практично у овом случају пробојни напон престаје да буде детерминистичка величина, па за одређену вредност pd могу постојати више минималних напона пробоја [39].
- 2) Уколико повећавамо притисак, тј. улажењем у део криве десно од минимума pd_{min} , скраћује се средња слободна дужина пута електрона, а то практично значи да је електрону неопходно довести већу енергију (на краћем путу), тј. већи напон да би јонизовао молекул неутралног гаса. У овом делу (десно од минимума), Пашенова крива такође расте.

У табели 4.4 дате су вредности минималног напона пробоја за различите врсте гасова [87]. Прорачун пробојног напона преко Пашенових кривих важи за хомогено поље. При пробојним напонима нехомогене конфигурације мора бити испуњен општи пробојни услов који је по Таузенду дат изразом (4.26), а по Радеру изразом (4.31). Таузендов, односно Радеров пробојни услов у општем случају се може одредити нумеричким путем.

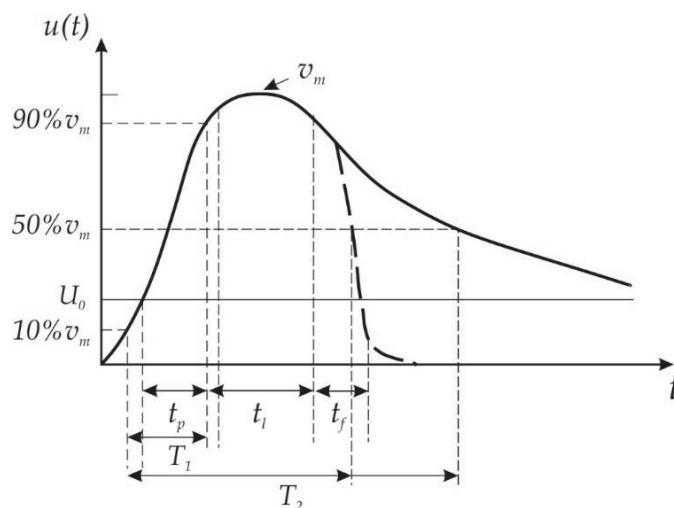
Табела 4.4 Вредности минималног напона пробоја за различите гасове

Гас	$V_{\min}$ (V)	$pd_{\min}$ (Pam)
Ваздух	327	0.567
He	155	5,16
Ar	233	1,0
Xe	270	0,8
Kr	200	0,66
Ne	245	5,32
SF6	507	0,35
H2	273	1,15
O2	450	0,7
N2	251	0,67

У досадашњем разматрању појаве електричног пробоја смеше гасова сматрано је да је електрично поље, потребно као извор енергије елементарним процесима пробоја, макроскопски непроменљиво у међуелектродном простору. На овај начин посматрано долази се до појма статичког пробоја који у пракси бива реализован споро растућом потенцијалном разликом између електрода [72]. Међутим, у пракси се намеће потреба за проучавањем пробоја као последице електричног поља чија је брзина промене упоредива са брзином микроскопских елементарних процеса пражњења у гасу. Оваква врста пробоја се назива

динамички или импулсни пробој. У лабораторијским условима се динамички пробој остварује строго дефинисаним импулсним напонима карактеристичног облика [85] приказаним на слици 4.12. Импулсни напон је интересантан са аспекта рада ГМ бројача, јер се процеси пражњења дешавају брзо, стога је згодно, поред статичких (једносмерних-DC) користити и овај облик пробојног напона при испитивању карактеристика ГМ бројачких цеви.

На слици 4.12 са t_s означено статистичко време које представља период од достигања вредности референтног (минималног) пробојног напона U_0 до појаве почетног (иницијалног) електрона [81]. Напон U_0 је карактеристика електродне геометрије и примењеног гаса, а одговара статичком (једносмерном) пробојном напону, без узимања у обзир промене поља просторним наелектрисањем. Са t_l је означено време формирања лавине, тј. време које почиње са појавом прве лавине, а завршава се са почетком главног пражњења. Време потребно за изградњу термалног канала варнице, у литератури познато је под именом формативно време и на слици 4.12 означено са t_f [85].



Слика 4.12 Карактеристичан облик импулсног напона којим се остварује пробој; Испрекиданом линијом је приказан лабораторијски облик импулсног напона

Од мноштва слободних електрона насталих у елементарним јонизационим процесима у гасу, улогу почетног електрона преузима онај који се у оптималном тренутку нађе под енергетски повољним околностима при којима може да на средњој слободној дужини пута преузме довољно енергије од електричног поља да изврши јонизацију. Појављивање оваквог почетног електрона је случајан догађај [88] [89], те је стога и време, које протекне од испуњења минимума довољних услова његовог настанка па до почетка његовог деловања статистичка величина и изражава се законима вероватноће. Из овога произилази да је динамички пробојни напон стохастичка величина за разлику од статичког пробојног напона, који је детерминистичка величина [88]. У том смислу, за одређивање импулсног пробојног напона неке електродне конфигурације изоловане гасом потребно је спровести више мерења импулсних пробојних напона у циљу добијања што боље статистике, тј. што поузданије средње вредности пробојног напона. Облик импулсног пробојног напона којим се врши експеримент се дефинише односом T_1/T_2 , где T_1 представља време трајања чела импулса, тј. временски интервал од 10% до 90% максималне вредности (пика) импулсног напона, а T_2 представља временски интервал између 10% максималне вредности импулсног напона и тренутка када напон први пут падне на половину максималне вредности напона (Слика 4.12). У поглављу 6 у поступку испитивања импулсног пробојног напона за модел ГМ бројачке цеви коришћен је стандардни импулс облика 1,2/50 μs .

4.4. Спектар гаса слободних електрона

Сваки гас којим се пуне цеви ГМ бројача чини смешу неутралних атома племенитих гасова, молекула и атома гаса за гашење, позитивних и негативних јона насталих у процесима јонизације и захватања електрона, метастабилних атома и гаса слободних електрона. Свака од ових компоненти представља парцијални „гас“ на одређеном парцијалном притиску [90] и за њих важе закони гасних смеша. Гас слободних електрона

игра кључну и одлучујућу улогу при електричном пробоју гасова. Највећи допринос јонизацији дају слободни електрони који дуж средње слободне дужине пута могу да преузму од електричног поља енергију која је већа од јонизационе енергије гаса у којем се налазе. При одређеним условима слободни електрони у гасу или гасној смеши се могу третирати као засебан гас, који се може описати параметрима Максвелове расподеле [84]. Слободни електрони настају у процесима јонизације услед дејства спољашњег зрачења, али могу настати и у процесима јонизације сударима атома и молекула међусобно. Енергија слободних електрона потиче од термалне и дрифтовске компоненте брзине (уколико је електрон у електричном пољу) [62]. Изолационе карактеристике гаса или гасне смеше су доминантно одређене енергијом ових слободних електрона, као и од процеса њиховог настанка и уклањања (аниhilације или захвата). Ови процеси су одређени већ поменутиим Таузендовим јонизационим коефицијентима.

Познавање облика спектра гаса слободних електрона у гасу под утицајем електричног поља омогућава поуздано одређивање јонизационих коефицијената и одређивање изолационих карактеристика система. У условима без дејства електричног поља, спектрална расподела гаса слободних електрона (као и осталих компоненти гасне смеше) је Максвеловог типа [83]. Ово се објашњава постојањем доминантно еластичних судара између електрона и неутралног атома гаса, што је карактеристично за гасове на потпритиску (релативно мале густине). Такође, ова ситуација је карактеристична у случајевима већих запремина пуњених слабо јонизованим једноатомским гасовима (племенити гасови) при слабиим електричним пољима. У тој ситуацији еластични судари електрона са неутралним атомима гаса осигуравају да густина нискоенергетских електрона (до 10 eV) буде значајно већа од густине високоенергетских електрона (електрон-електрон судари се могу занемарити при овим условима). [91]. Наиме, када слободни електрон

интерагује са неутралним молекулом гаса, међу њима долази до размене енергије. Ова размена енергије успорава слободни електрон, тј. помера спектар гаса ка нижим брзинама, односно нижим енергијама. Према томе, у случају племенитих гасова (инертни, једноатомски гасови) спектар гаса слободних електрона се може сматрати да има Максвелову расподелу по брзинама [78] [79] [91] [92]:

$$f(v) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 e^{\left(-\frac{mv^2}{2kT} \right)} \quad (4.57)$$

односно енергијама:

$$f(\varepsilon) = 2\sqrt{\frac{\varepsilon}{\pi}} \left(\frac{1}{kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{\left(-\frac{\varepsilon}{kT} \right)} \quad (4.58)$$

где је m маса електрона, k Болцманова константа, ε енергија слободног електрона, v брзина слободног електрона и T температура гаса слободних електрона која је повезана са еквивалентном температуром изразом (уколико се ради о хомогеној конфигурацији):

$$T_e = kT = \xi \lambda_e E = \frac{\xi \lambda_e U}{d} \quad (4.59)$$

где је ξ термализациони фактор форме.

Међутим, када се таква гасна смеша нађе у једносмерном електричном пољу термалним брзинама њених наелектрисаних конститутивних компонената се суперпонира једна дрифтовска компонента у правцу поља [39] [62]. У општем случају, спектар гаса слободних електрона, и јона, тада престаје бити Максвеловог типа. Разлог за то је нееластична природа ових судара у правцу поља. Наиме, део енергије гаса слободних електрона, и јона, преузете од електричног поља губи се на побуђивање ротационих и вибрационих квантномеханичких стања неутралних молекула. Поред тога, до одступања од Максвеловог

облика спектра гаса слободних електрона, и јона, долази и услед њихове кулоновске интеракције са осталим слободним електронима и јонима. Међутим, у случају атомских (тј. племенитих) гасова при ниским притисцима ($100 - 10^4$) Па до ових појава не долази (атомски гасови немају ротациона и вибрациона стања, а при ниским притисцима је степен јонизације мали па је и интеракција наелектрисаних честица са наелектрисаним честицама занемарљива). Услед тога се, под тим условом, може сматрати да су интеракције слободних електрона еластичног типа, па не долази до нарушавања Максвеловог типа спектра услед дејства електричног поља [83].

Ако би се племенитом гасу додала одређена количина молекуларних гасова могло би се у општем случају претпоставити да би услед тога дошло до нарушавања спектра гаса слободних електрона. Уколико је гас који се додаје електронегативан (нпр. сумпорхексафлуорид-SF₆), ово нарушавање спектра би могло бити још израженије, јер електронегативни гасови имају афинитет ка захватању слободних електрона малих енергија [62] [93]. Овај ефекат нарушавања Максвеловог облика спектра гаса слободних електрона услед додавања молекуларних гасова се објашњава управо нееластичним интеракцијама између слободних електрона и молекула гаса, односно побуђивањем ротационих и вибрационих квантномеханичких стања [78] [92]. Додатно појачање овог ефекта у случају електронегативног гаса је и чињеница да долази до захвата слободних електрона који играју битну улогу у процесу електричног пражњења у гасу.

4.5. Јонизациони коефицијенти и услов пробоја за смешу племенитог и електронегативног гаса

Полазећи од претпоставке да у смешу племенитог и мале количине електронегативног SF₆ гаса важи Максвелова расподела у спектру енергија гаса слободних електрона, заменом израза (4.58) у израз за јонизациони коефицијент (4.43) и коначно интеграцијом од ε_i до ∞ добија се израз [78]:

$$\alpha(T_e) = 4 \frac{M\sigma_{i0}}{R\sqrt{\pi}} p \frac{\varepsilon_i + 2T_e}{T_e} v^2 e^{\left(-\frac{\varepsilon_i}{T_e}\right)} \quad (4.60)$$

где је λ средња слободна дужина пута електрона, R Ридбергова константа, M молекуларна маса гаса и σ_{i0} је ефикасни пресек за јонизацију неутралног молекула гаса електроном јонизационе енергије ε_i .

Израз (4.44) за Таузендов коефицијент припајања η подразумева да је вероватноћа да се слободан електрон захвати од стране електронегативног гаса пропорционална временском интервалу у којем се тај електрон налази у близини електронегативног молекула. Ово практично значи да, што је брзина (кинетичка енергија) електрона већа, вероватноћа захвата (σ_c) је мања. У том смислу ефикасни пресек из релације (4.44) може изразити као [62]:

$$\sigma_c = \frac{\sigma_{c0}}{\sqrt{2\varepsilon}} \sqrt{m} \quad (4.61)$$

где је σ_{c0} константа која фигурише у изразу, а m маса електрона. Заменом израза (4.61) и (4.58) у израз (4.44), изражавајући притом концентрацију неутралних молекула n_0 једначином гасног стања и коначно интеграцијом од 0 до ∞ добија се израз [78]:

$$\eta(T_e) = \frac{\sqrt{2}M\sigma_{c0}\sqrt{m}}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{p}{T_e^{3/2}} \quad (4.62)$$

Уколико изразе (4.60) и (4.62) заменимо у израз за стримерски механизам пробоја (4.32) за случај хомогене електродне конфигурације добијамо:

$$(\alpha_A + \alpha_B - \eta)d \geq 18,4 \quad (4.63)$$

односно:

$$\left[\begin{aligned} &4 \frac{M^B \sigma_{i0}^B}{R \sqrt{\pi}} \cdot p_1 \cdot \frac{\varepsilon_i^B + 2T_e}{T_e} \cdot e^{\left(-\frac{\varepsilon_i^B}{T_e}\right)} \\ &+ 4 \frac{M^A \sigma_{i0}^A}{R \sqrt{\pi}} \cdot p_1 \cdot \frac{\varepsilon_i^A + 2T_e}{T_e} \cdot e^{\left(-\frac{\varepsilon_i^A}{T_e}\right)} \\ &- \frac{\sqrt{2} M \sigma_{c0} \sqrt{m}}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{p}{T_e^{3/2}} \end{aligned} \right] \cdot d = 18,4 \quad (4.64)$$

где је са А означен племенити гас, са В електронегативни гас, T_e температура гаса електрона у тренутку пробоја (температура пробоја), p_1 је парцијални притисак SF_6 гаса, p_2 је парцијални притисак племенитог гаса. Уколико је процентуални удео SF_6 гаса у смеси означен са χ , израз за укупан притисак у смеси $p = p_1 + p_2$ доводи до изрази за парцијалне притиске $p_1 = (1 - \chi)p$ и $p_2 = \chi p$. Убацујући ове изразе за парцијалне притиске у израз (4.64) добијамо:

$$\left[\begin{aligned} &C_B \cdot (1 - \chi) \cdot \frac{\varepsilon_i^B + 2T_e}{T_e} \cdot e^{\left(-\frac{\varepsilon_i^B}{T_e}\right)} \\ &+ C_A \cdot \chi \cdot \frac{\varepsilon_i^A + 2T_e}{T_e} \cdot e^{\left(-\frac{\varepsilon_i^A}{T_e}\right)} \\ &- k_B \cdot \chi \cdot (1 - \chi) \cdot \left(\frac{\varepsilon_i^B}{T_e}\right)^{3/2} \end{aligned} \right] \cdot pd = 18,4 \quad (4.65)$$

Убацујући ираз (4.59) у (4.65) и узимајући у обзир да је средња слободна дужина пута електрона λ инверзно пропорционална притиску добијамо [78]:

$$\left[\begin{aligned} &C_B \cdot (1 - \chi) \cdot \left(\frac{pd \varepsilon_i^B}{ZU} + 2\right) \cdot e^{\left(-\frac{pd \varepsilon_i^B}{ZU}\right)} \\ &+ C_A \cdot \chi \cdot \left(\frac{pd \varepsilon_i^A}{ZU} + 2\right) \cdot e^{\left(-\frac{pd \varepsilon_i^A}{ZU}\right)} \\ &- k_B \cdot \chi \cdot (1 - \chi) \cdot \left(\frac{pd \varepsilon_i^B}{ZU}\right)^{3/2} \end{aligned} \right] \cdot pd = 18,4 \quad (4.66)$$

где C_A , C_B , Z и k_V представљају константе које зависе од типа гаса и могу се наћи у литератури [83] [94]. Такође, користећи исти принцип, полазећи од истих израза за јонизационе коефицијенте и користећи Таузендов услов пробоја за случај хомогене електродне конфигурације (4.25) добијамо услов за пробој смеше гасова:

$$\gamma \left[(1-\chi) e^{\frac{\alpha}{p} \cdot pd} + \chi e^{\frac{\bar{\alpha}}{p} \cdot pd} - 1 \right] = 1 \quad (4.67)$$

односно [82]:

$$\gamma \left[(1-\chi) \cdot e^{C_A \cdot pd \left(\frac{pd \varepsilon_1^A}{ZU} + 2 \right)} \cdot e^{\frac{pd \varepsilon_1^A}{ZU}} + \chi e^{0,027 \cdot \left(\frac{U}{pd} - 88,4 \right)} - 1 \right] = 1 \quad (4.68)$$

где је $\gamma = (\gamma_2 - \gamma_1)\chi + \gamma_1$ еквивалентни секундарни јонизациони коефицијент за одређену смешу гасова.

Изрази (4.66) и (4.68) су изрази који представљају стримерски односно Таузендов услов за пробој у смеси племенитог и електронегативног гаса, за хомогену изолациону структуру, респективно.

У случају да је електрично поље нехомогено (као у случају цилиндричне ГМ цеви где је поље радијално), помоћу програмског пакета MATLAB може се доћи до решења израза за пробојни напон у смеси користећи израз за стримерски механизам пробоја (4.31), израз за јонизационе коефицијенте (4.33, 4.37 и 4.38) и радијално електрично поље (3.9):

$$\int_a^b \left[(1-\chi) p C_1 e^{\frac{C_2 p r \ln\left(\frac{b}{a}\right)}{U}} + \chi p F_1 \left(\frac{U}{p r \ln\left(\frac{b}{a}\right)} - F_2 \right) + \chi p F_3 \left(\frac{U}{p r \ln\left(\frac{b}{a}\right)} - F_4 \right) \right] \cdot dr = 18,5 \quad (4.69)$$

5. МЕРЕЊЕ СТАТИЧКОГ ПРОБОЈНОГ НАПОНА ТРОКОМПОНЕНТНЕ СМЕСЕ РАДНОГ ГАСА ЗА ПУЊЕЊЕ ГМ ЦЕВИ

Базирано на адаптацији текста следећих публикација:

L. Perazić, K. Stanković et al., "Influence of the percentage share of electronegative gas in the mixture with noble gas on the free-electron gas spectrum and recovery time," in IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 24, no. 5, pp. 2765-2774, Oct. 2017., doi: 10.1109/TDEI.2017.006426;

L. Perazić, K. Stanković, et al., "Violating the free-electrons gas spectrum of noble gases by adding the electropositive and electronegative gases," 2015 IEEE Pulsed Power Conference (PPC), Austin, TX, 2015, pp. 1-6., doi: 10.1109/PPC.2015.7296940;

M. Alimpijević, K. Stanković, L. Perazić et al., Određivanje funkcije raspodele energije gasa slobodnih elektrona na niskim pritiscima, Konferencija CIGRE Srbija, Zlatibor 17. – 21. maj 2015, ISBN: 978-86-82317-76-0.

5.1. Увод

Овај део истраживања је опште природе и има за циљ да покаже на који начин мала количина електронегативног гаса у смеси са племенитим гасом делује на карактеристике смеше које се макроскопски огледају у зависности статичких пробојних напона од производа притиска и међуелектродног растојања одређене изолационе структуре. Другим речима, овај део експеримента се односи на мерење статичких пробојних напона смеше племенитог и електронегативног гаса у циљу процене утицаја мале количине електронегативног гаса на пробојни напон смеше. На бази ових резултата се могу извући општи закључци о могућем утицају електронегативног гаса на карактеристике смеше која се може користити као гас за пуњење у ГМ бројачким цевима, што је део истраживања

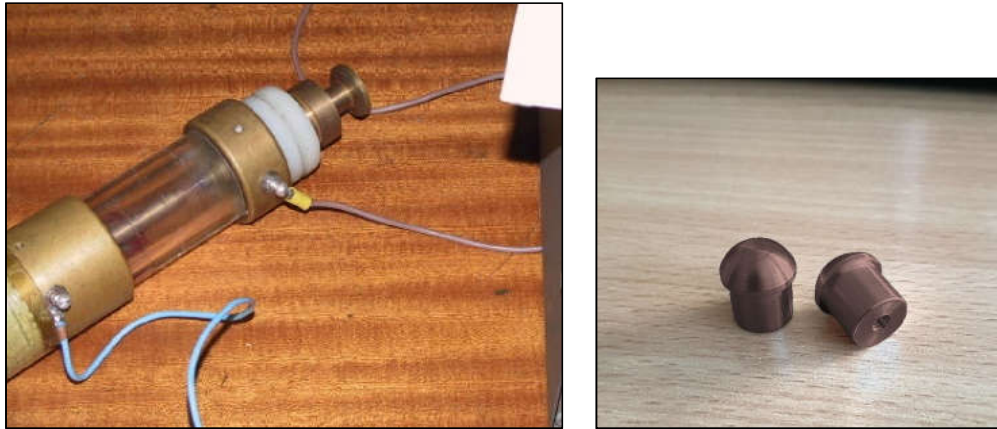
приказан у поглављу 6 ове тезе. Такође, овај део истраживања има за циљ да покаже слагање теоријских модела за прорачун јонизационих коефицијената, односно пробојних напона у случају смеше племенитог и електронегативног гаса са експерименталним резултатима за шири опсег вредности производа притиска и међуелектродног растојања (pd), што би се могло искористити за прорачун пробојних напона у ГМ бројачким цевима. Из разматрања претходних поглавља, могуће је у првој апроксимацији, за смешу племенитог и мале количине електронегативног гаса усвојити претпоставку да је у таквој смеси спектар гаса слободних електрона Максвеловог типа и да степен његовог нарушавања зависи од процентуалног удела електронегативног гаса у смеси. Степен нарушавања спектра је нарочито битан у делу са електронима виших енергија (репу спектра), јер управо ови електрони виших енергија учествују у процесу јонизације и од посебног су интереса у успостављању процеса Гајгеровог пражњења у ГМ бројачима. Ова претпоставка омогућава да се провери применљивост теоријских израза за јонизационе коефицијенте (4.43) (4.44) при прорачуну пробојних напона у смешама племенитих и електронегативних гасова. Да би ово показали потребно је да се експериментални резултати, односно експериментално добијене Пашенове криве за одговарајуће смеше гасова упореде са теоријски прорачунатим кривама које су добијене користећи израз за електрични пробој у смешама гасова (4.66). Овај израз је изведен користећи јонизационе коефицијенте α и η , који су представљени изразима (4.60) (4.62) и који су добијени на основу претпоставке о важењу Максвелове расподеле спектра гаса слободних електрона у смеси поменутих гасова (4.58). Уколико би се показало да експериментални резултати одговарају теоријски одређеним Пашеновим кривима, то би практично значило да се за расподелу слободних електрона $f(\epsilon)$ у изразу за јонизационе коефицијенте у смеси племенитог и електронегативног гаса при одређеним условима може користити Максвелова расподела. Овим експериментом би се потврдила

оправданост примене Максвеловог спектра при прорачуну јонизационих коефицијената и пробојног напона у смеси поменутих гасова. У том смислу би могућност познавања теоријских израза за јонизационе коефицијенате за шире опсеге вредности производа притиска и међуелектродног растојања (pd) било од велике користи при прорачуну статичког пробојног напона за смешу гасова и у другим изолационим структурама, као што су ГМ бројачке цеви.

Свеобухватно, резултати овог експеримента би требало да покажу ефекат додавања мале количине електронегативног гаса у смеси са племенитим гасом на облик криве зависности пробојног напона од производа притиска и међуелектродног растојања у случају хомогене структуре изоловане гасом. За племените гасове који се користе у експерименту су изабрани хелијум, аргон и ксенон, као гасови који се често користе у изолационим структурама овог типа (ГМ бројачи, гасни одводници пренапона, итд...). За електронегативан гас изабран је сумпорхексафлуорид (SF_6) као један од најефикаснијих електронегативних гасова често коришћен у пракси, чији су продукти дисоцијације такође електронегативни гасови.

5.2. Мерна опрема

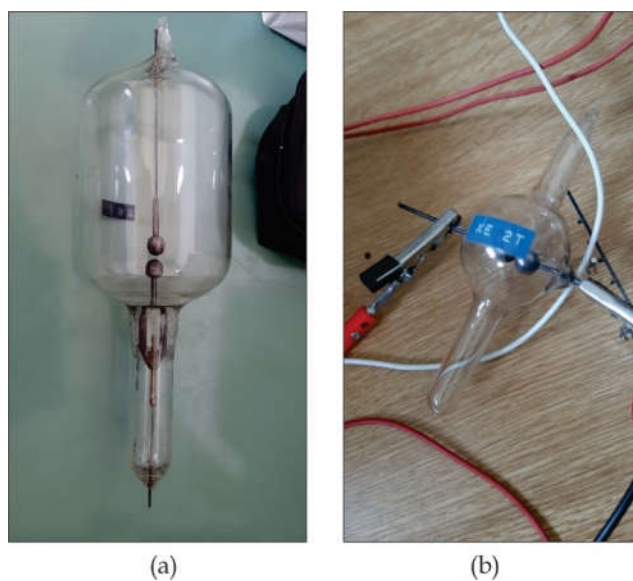
Да би се припремила одговарајућа гасна смеша, односно њен састав и притисак коришћена је адекватна гасна комора приказана на слици 5.1а. Комора је дизајнирана за рад на потпритисцима и конструисана тако да омогућава стварање жељеног електричног поља помоћу одговарајућих електрода које се могу мењати и чије се међуелектродно растојање може фино подешавати помоћу микрометарског завртња. Електроде коришћене у експерименту у гасној комори су типа Роговског (енг. *Rogowski*), направљене од волфрама и омогућавају псеудохомогено електрично поље уз занемаривање ивичног ефекта (слика 5.1б).



Слика 5.1 (а) гасна комора коришћена у поступку мерења једносмерног пробојног напона смеше племенитог и електронегативног гаса; (б) електроде коришћене у експерименту

Хомогеност електричног поља се постиже физичком обрадом електрода тако да њихова ортогонална пројекција одговара одговарајућим линијама електричног поља. Електроде су након сваке серије мерења полиране до високог сјаја. На тај начин се обезбеђује да површине електрода, на којима се могу створити оштећења услед термалног ефекта (експлозије) канала варнице приликом пробоја, не утичу значајно на промену линија електричног поља унутар међуелектродног простора током једне серије мерења. Међуелектродно растојање је подешено на $d=0,3 \text{ mm}$. Референтно нулто растојање између електрода одређено је мерењем минималне електричне отпорности приликом спајања електрода, финим померањем, микрометарским завртњем са резолуцијом од $1 \text{ }\mu\text{m}$. Током трајања експеримента, комора је уземљена користећи отпорник отпорности $1 \text{ M}\Omega$. Ово је неопходно да би се омогућиле минималне промене (оштећења) на површини електрода које настају током пробоја (експлозије канала варнице). То практично значи да ово уземљење омогућава да се смањи утицај одабира материјала електрода које се користе у експерименту. Саставни делови коморе су чврсто заптивени што омогућава константност притиска током мерења. На почетку експеримента, у циљу провере методе подешавања параметара радне коморе (притиска и међуелектродног

растојања) коришћене су две еталонске коморе од стакла и молибдена пуњене аргоном и ксеноном на тачно одређеном притиску од 50 Pa (Ar) и 266 Pa (Xe). Електроде еталонске коморе пуњене аргоном су од бакра са подешеним међуелектродним растојањем на 0.3 mm, а електроде коморе са ксеноном су од челика са фиксним међуелектродним растојањем од 1 mm. Мерењем пробојних напона еталонских комора са фиксним вредностима pd и поређењем са пробојним напонима радне коморе (при подешеним истим вредностима притиска и међуелектродног растојања као код еталонских комора) установљено је да мерења радном комором статистички одступају мање од 1%. Еталонске коморе приказане су на слици 5.2.

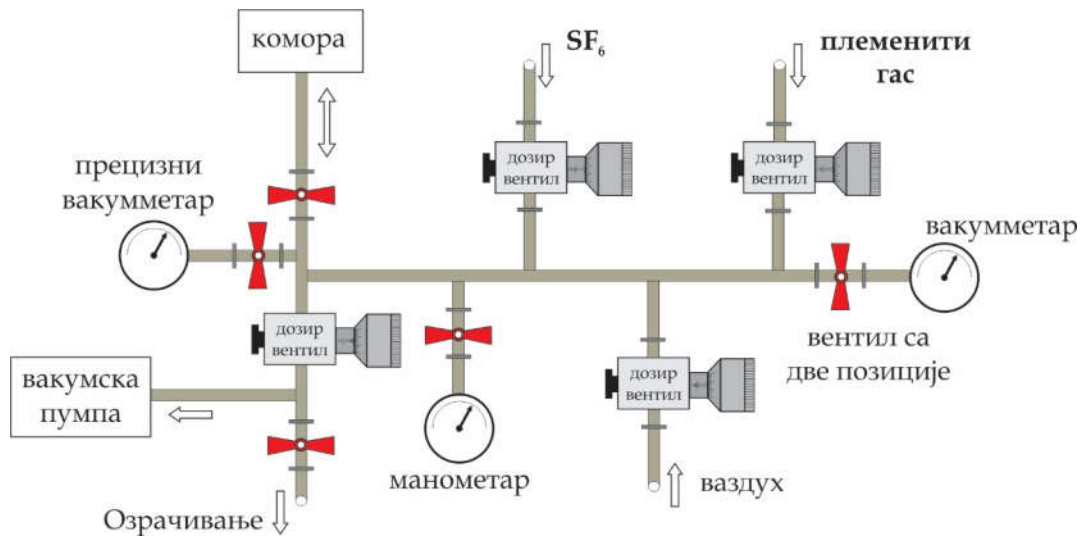


Слика 5.2 Еталонске коморе за проверу подешавања параметара радне коморе
(a) комора пуњена аргоном, $p=50$ Pa, $d=0,3$ mm; (b) комора пуњена ксеноном,
 $p=266$ Pa, $d=1$ mm;

Прорачун притиска у радној комори се своди на вредност притиска на 0°C (применом Геј-Лисаковог закона односа притиска и температуре у гасу при константној запремини) у циљу смањења утицаја амбијенталних температурних услова на поступак мерења користећи релацију:

$$p(T) = \left(1 + \frac{T}{273,15}\right) \cdot p(0) \quad (5.1)$$

где $T(^{\circ}\text{C})$ представља температуру гаса, $p(T)$ притисак у гасу при температури T , а $p(0)$ притисак при температури 0°C (273,15 K). Гасни конектори омогућавају да комора буде повезана са гасним колом за пражњење, чишћење и пуњење жељеном смешом гасова на одређеном притиску (слика 5.3).



Слика 5.3 Шема гасног кола

Контролни вентили гасног кола (дозир вентили) су микрометарске прецизности што омогућава прецизно одређивање протока гаса током одређивања радног притиска у комори. Прецизно мерило притиска (манометар) омогућава мерење притиска са поузданошћу од 100 Ра. Вакуумска пумпа може да произведе вакум мањи од 1 Ра у мерној комори, а прецизни вакууметар омогућава мерење вакуума са 1% мерне несигурности (Тип Б). У циљу заштите одређених делова гасног кола под притиском приликом спајања и раздвајања коришћени су двоструки сигурносни вентили (са две позиције).

Једносмерни пробојни напони у експерименту су произведени једносмерним генератором са брзином пораста напона од 8 V/s. Таласност

једносмерног напона је мања од 5%. Комбинована мерна несигурност одређивања мерних тачака од интереса и мерне процедуре је прорачуната и износи мање од 5%. Ову вредност комбиноване мерне несигурности одређује и осигурава велики број мерења као и чињеница да је вредност статичког пробојног напона детерминистичка величина. Експеримент одређивања Пашенових кривих за смешу поменутих гасова и њихових смеша се одвијао у добро контролисаним условима, укључујући и услове околине. Сва мерења су у потпуности аутоматизована, а сви мерни подаци се аутоматски прикупљају на рачунару и касније обрађују.

5.3. Експериментални поступак и обрада резултата мерења

На почетку експеримента притисак гасне смеше се подешава на начин да се прво комора наизменично пуни гасом већег процентуалног удела у смеси и вакумира до притиска од 10 Ра неколико пута. Комора се на овај начин „испира“ од заосталог ваздуха и након тога пуни гасом већег удела до притиска p_1 , а затим другим гасом до радног притиска p_2 . Вредност притиска p_1 се одређује на основу закона о адитивним парцијалним притисцима појединих гасова у смеси, под условом њиховог познатог процентуалног удела у смеси [90]. Алгоритам за прорачун притисака у гасној смеси полази од једначине идеалног гасног стања која се коригује одређеним компензационим факторима за реалне гасове, $f(p, T)$, који зависе од вредности притиска и температуре:

$$pV = f(p, T) \cdot n \cdot R \cdot T \quad (5.2)$$

Када се комора запремине V_K напуни гасом А до притиска p_1 из једначине (5.2) следи да је:

$$\frac{p_1 V_K}{f(p_1, T) \cdot n_1} = R \cdot T \quad (5.3)$$

а након додавања гаса Б до притиска p_2 , за гас А важи:

$$\frac{p_2 V_1}{f_1(p_1, T) \cdot n_1} = R \cdot T \quad (5.4)$$

док за гас Б важи:

$$\frac{p_2 V_2}{f_2(p_2, T) \cdot n_2} = R \cdot T \quad (5.5)$$

где су V_1 и V_2 парцијалне запремине гасова А и Б респективно. Из израза (5.3) и (5.4) следи:

$$\frac{p_1 V_k}{f_1(p_1, T) \cdot n_1} = \frac{p_2 V_1}{f_2(p_2, T) \cdot n_1} \quad (5.6)$$

односно:

$$p_1 = \frac{f_1(p_1, T) \cdot V_1}{f_2(p_2, T) \cdot V_k} \cdot p_2 \quad (5.7)$$

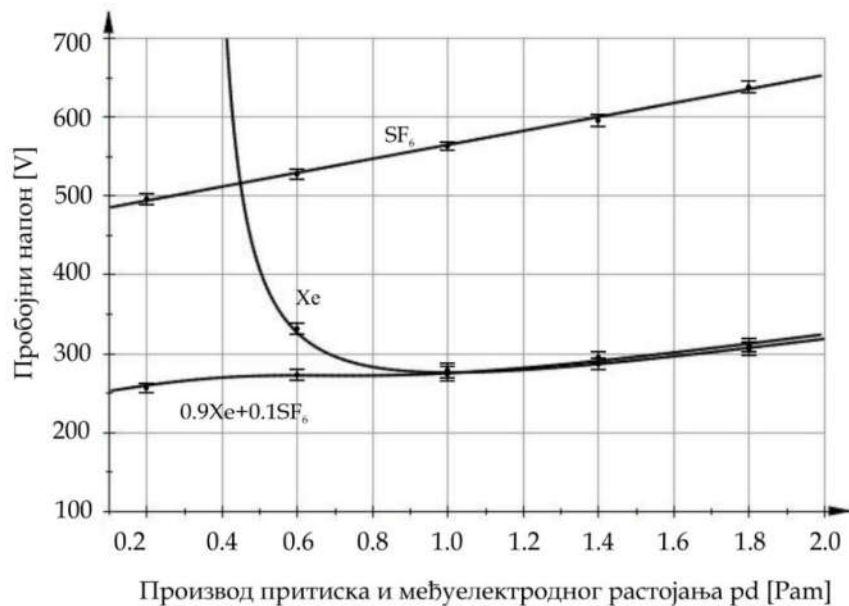
где је V_1/V_k запремински удео гаса А у смеси на притиску p_2 , након што се комора напуни са оба гаса. На овај начин радни притисци у комори су подешени на вредности: 700 Pa, 2000 Pa, 3400 Pa, 4700 Pa и 6000 Pa у случају смеше SF_6 са аргоном или ксеноном, односно 1700 Pa, 5000 Pa, 8500 Pa, 11500 Pa и 15000 Pa у случају смеше SF_6 са хелијумом, за сваку серију мерења појединачно. Прва серија мерења у експерименту је рађена за случај чистог хелијума. Након тога, експеримент се понављао за гасне смеше $\chi\text{He} + (1-\chi)\text{SF}_6$, $\chi\text{Ar} + (1-\chi)\text{SF}_6$ и $\chi\text{Xe} + (1-\chi)\text{SF}_6$, где χ представља процентуални удео електронегативног гаса у смеси. При испитивању, за процентуални удео узете су вредности $\chi = 0,3; 0,2; 0,1; 0,05$ и $0,01$. Након пуњења коморе жељеном смешом гасова на одређеном притиску, извршено је мерење 50 вредности статичких пробојних напона, што се сматра статистички довољним да би се добила одговарајућа зависност пробојног напона од вредности pd са одговарајућом мерном несигурношћу. Између свака два сукцесивна пробоја прављена је пауза од једног минута да би се карактеристике изолационе структуре вратиле у првобитно стање. Након извршене једне серије мерења, постављају се нови параметри експеримента

(процентуални удели гасова, односно притисци у смешаи) и целокупна процедура се понавља.

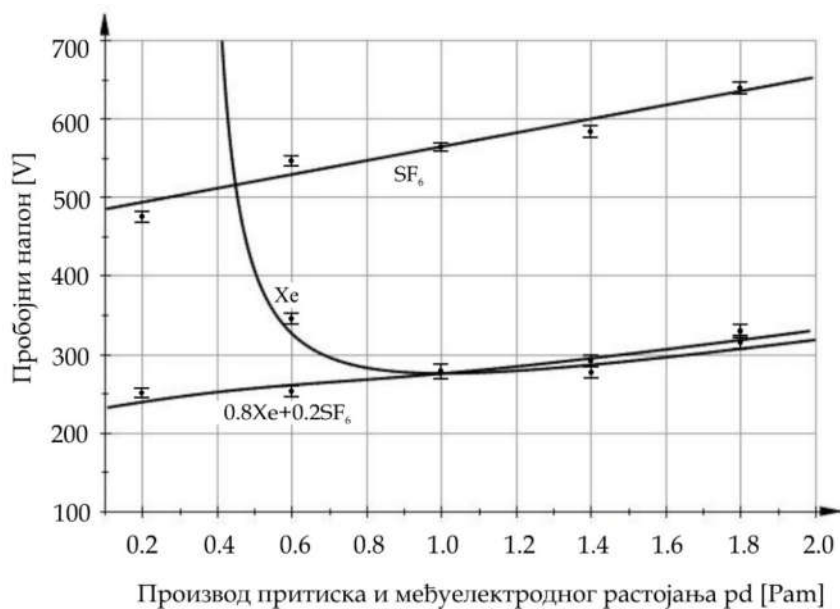
Овако добијених 50 вредности једносмерних пробојних напона за сваку серију мерења на одређеним притисцима су даље статистички обрађивани (деталји о методама обраде резултата мерења су дати у Прилогу). Прво је на статистичким узорцима мерења статичког пробојног напона примењен критеријум за одбацавање непоузданих мерних резултата. Након тога су одређени параметри расподеле (средња вредност, стандардна девијација) и сви обрађени резултати приказани на графицима зависности пробојног напона од производа притиска и међуелектродног растојања за смешу гасова (Пашенове криве).

5.4. Резултати и дискусија

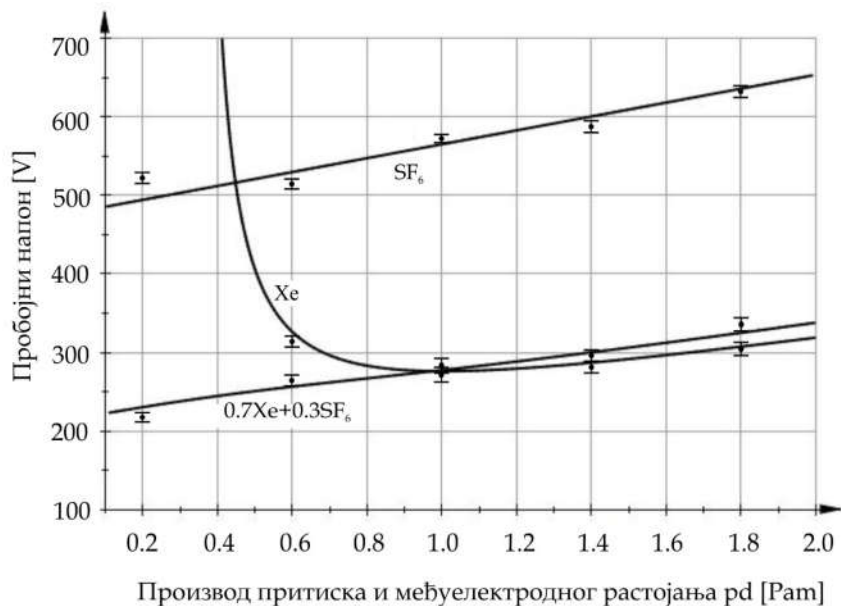
Зависности статичког пробојног напона од вредности производа притиска и међуелектродног растојања pd (Пашенова крива) за племените гасове He, Ar и Xe, као и њихових појединих смеша са електронегативним SF₆ гасом приказане су на сликама 5.4 до 5.8. Пуном линијом је приказана Пашенова крива за смешу гасова теоријски добијена изразом (4.66) као и крива у случају чистог племенитог гаса. Експериментално добијени резултати су приказани тачкама са одговарајућим стандардним одступањима. Тачке на графицима представљају експерименталне средње вредности добијених пробојних напона. Са слика се може приметити да се експериментални резултати добро слажу са теоријским прорачунима. Такође, добро слагање експерименталних резултата са теоријски изведеним кривама за смешу племенитог и електронегативног гаса указује да је претпоставка важења Максвелове расподеле спектра гаса слободних електрона оправдана и да промене у спектру индуковане додавањем електронегативног гаса у смешу нису значајне.



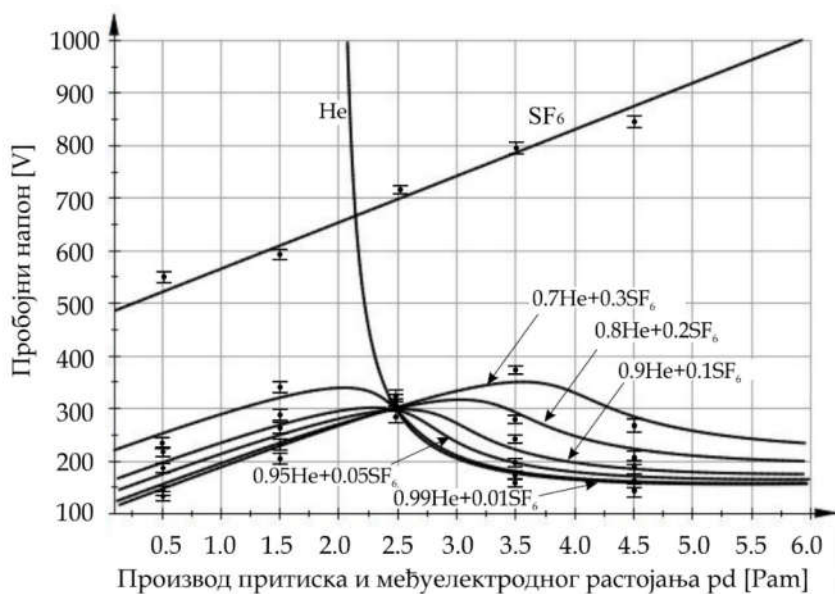
Слика 5.4 Зависност статичког пробојног напона од вредности pd за Xe , SF_6 и смешу $0.9Xe+0.1SF_6$ заједно са одговарајућим експерименталним резултатима



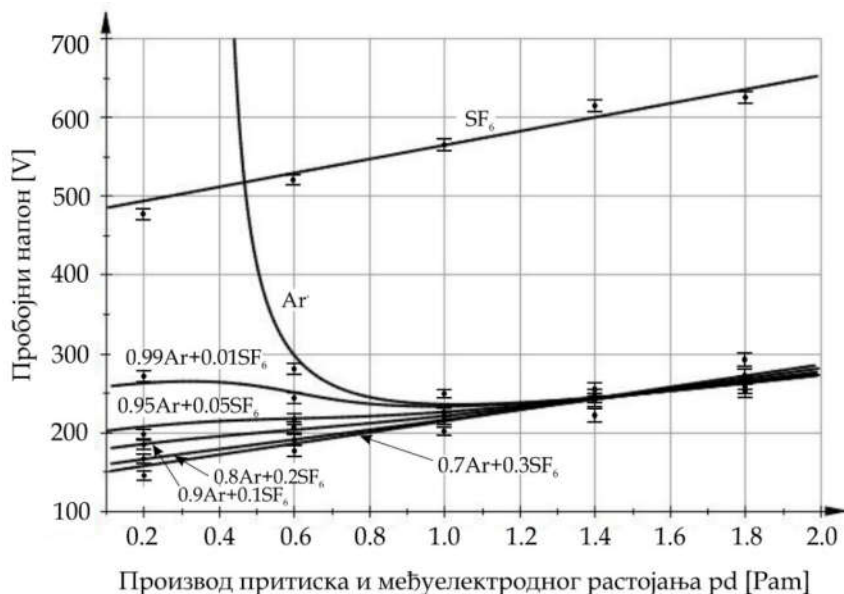
Слика 5.5 Зависност статичког пробојног напона од вредности pd за Xe , SF_6 и смешу $0.8Xe+0.2SF_6$ заједно са одговарајућим експерименталним резултатима



Слика 5.6 Зависност статичког пробојног напона од вредности pd за Xe , SF_6 и смешу $0.7\text{Xe}+0.3\text{SF}_6$ заједно са одговарајућим експерименталним резултатима



Слика 5.7 Зависност статичког пробојног напона од вредности pd за He , SF_6 и одговарајуће смеше ових гасова заједно са одговарајућим експерименталним резултатима



Слика 5.8 Зависност статичког пробјојног напона од вредности pd за Ar , SF_6 и одговарајуће смеше ових гасова заједно са одговарајућим експерименталним резултатима

Ово се може објаснити на начин да додавање мале количине електронегативног SF_6 гаса у смешу са племенитим гасом доводи до појаве два најзначајнија ефекта:

- 1) Густина гаса слободних електрона нижих енергија се смањује услед захватања електрона од стране SF_6 гаса. Самим тим се укупна густина гаса слободних електрона смањује.
- 2) Уједно се густина гаса слободних електрона нижих енергија повећава услед нееластичних интеракција слободних електрона са атомима и молекулима у гасу у процесима побуђивања ротационих и вибрационих квантномеханичких стања. Уједно ово повећање густине слободних електрона нижих енергија повећава вероватноћу њиховог захвата, што резултира смањењем укупне густине гаса слободних електрона.

У суштини ова два ефекта су у компетенцији, с тим што се очекује да додавањем SF_6 гаса у смешу густина гаса слободних електрона варира

највише на нижим енергијама у спектру, поготово ако се има у виду да да је вероватноћа електронског захвата (4.61) већа уколико је слободни електрон спорији (има нижу енергију), јер спорији електрони проводе дуже време у околини електронегативног молекула ($\sigma_c \sim v^{-1} \sim \varepsilon^{-1/2}$). Овакве промене у густини гаса слободних електрона доводе до одступања од Максвеловог облика спектра на нижим енергијама електрона, али не толико на вишим енергијама. Сходно томе, додавање електронегативног SF₆ гаса у смешу са племенитим гасом има мањег утицаја на густину високоенергетских електрона из спектра, а то су управо електрони који су од значаја јер имају највећу вероватноћу јонизације атома и молекула, а самим тим и највећег утицаја на процес Гајгеровог пражњења у ГМ бројачким цевима. Последица тога је да је претпоставка Максвелове природе спектра гаса слободних електрона задовољавајућа за прорачун статичког пробојног напона, тј. не утиче значајно на промену облика Пашенове криве у случају смеше племенитог и мале количине електронегативног гаса која се може користити као гас за пуњење у ГМ бројачима. Такође, поменути теоријски изрази за јонизационе коефицијенте (4.43) (4.44) су применљиви при прорачуну пробојних напона у смешама племенитих и електронегативних гасова у случају хомогене структуре изоловане гасом.

Додатно се са слика може приметити да мала количина електронегативног гаса (већ око 1%) у смеси са племенитим гасом (слика 5.8) даје Пашенову криву која је заравњена у области у околини минимума. Ово је посебно изражено у случају смеше SF₆ гаса са аргоном, док је у случају смеше са хелијумом овај ефекат мање изражен. Ова чињеница је посебно интересантна јер би адекватним позиционирањем радне тачке ГМ бројачке цеви (подешавањем вредности pd , тј. притиска у цеви) на заравњеном делу Пашенове криве, у околини минимума могла да се стабилизује радна тачка бројача у смислу описаном у претходним поглављима.

5.5. Закључак

Из спроведеног истраживања може се закључити да се при теоријском прорачуну статичког пробојног напона у случају смеше електронегативног и племенитог гаса могу користити поменути изрази за јонизационе коефицијенте који су изведени на основу претпоставке Максвелове расподеле спектра гаса слободних електрона. Притом се закључује да је утицај електронегативног гаса на високоенергетске електроне из репа спектра гаса слободних електрона мали, што је практично битно јер ти електрони играју значајну улогу у иницијализацији процеса Гајгеровог пражњења. Ово је такође битно јер се закључује да би се овај математички модел могао применити и на прорачун пробојних напона у ГМ бројачима цилиндричне геометрије (нехомогено електрично поље). Такође се може закључити да додавањем мале количине електронегативног гаса у смешу са племенитим гасом утиче на заравњење Пашенове криве у области око минимума (област нижег притиска) што би се могло искористити за стабилизацију радне тачке ГМ бројача (уколико се радна тачка погодно дефинише одговарајућим позиционирањем вредности pd на кривој), јер ГМ бројачи раде управо у областима потпритисака.

6. МЕРЕЊЕ ПРОБОЈНИХ НАПОНА И МРТВОГ ВРЕМЕНА ГМ БРОЈАЧА НА МОДЕЛУ И КОМЕРЦИЈАЛНОЈ ГМ ЦЕВИ

Базирано на адаптацији текста следећих публикација:

L. Perazić, Č. Belić et al., Application of an electronegative gas as a third component of the working gas in the geiger-mueller counter, Nuclear Technology and Radiation Protection, vol. 33, no. 3, pp. 268-274, 2018, doi: 10.2298/NTRP1803268P;

N. Kartalović, L. Perazić et al., Lifetime Characteristics of Gaiger-Muller Counters, Nuclear Technology and Radiation Protection, vol. 31, no. 4, pp. 366-369, 2016, doi: 10.2298/NTRP1604366K;

K. Stanković and L. Perazić, Determination of gas-filled surge arresters lifetime, IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 47, No. 1, pp. 935-943, 2019, doi:10.1109/TPS.2018.2874938.

6.1. Увод

Раније је речено да ГМ бројачи раде на принципу врло лабилне равнотеже успостављене унутар цеви пуњене гасом. Како ГМ бројачка цев у суштини представља двоелектродну конфигурацију изоловану гасом на одређеном потпритиску, радна тачка је на макроскопском нивоу дефинисана вредностима радног напона и вредностима производа притиска и међуелектродног растојања pd на Пашеновој кривој (у околини, десно од минимума). При конструкцији ГМ бројача дефинише се међуелектродно растојање, напон и притисак у цеви, при ком се бројач налази увек у стању лабилне равнотеже. Како је Пашенова крива у околини минимума стрма, свака промена вредности pd доводи до промене вредности радног напона потребног да би се десио пробој, што у пракси није пожељно. Позиција радне тачке се временом може променити услед промене притиска, међуелектродног растојања или процентуалног удела

гасова у смеши. Атоми гаса којим се пуне ГМ цеви, нарочито хелијума који су мали, дифундују временом кроз кућиште цеви, тиме смањујући притисак у цеви. Истовремено, променом топографије електрода као последица пражњења (термалног канала варнице) долази до варијација међуелектродног растојања, а самим тим и промена вредности локалног електричног поља. Сви ови ефекти доводе до промене позиције радне тачке на Пашеновој кривој, што за последицу има, као што је већ речено, промену вредности пробојног напона. Да би радни напон остао приближно константан, уз мале прихватљиве варијације промене притиска (или међуелектродног растојања) у пракси, погодно би било што више заравнити Пашенову криву у делу десно од минимума (паралелно апциси, видети слику 4.9). Другим речима, на овај начин би се могла стабилизovati радна тачка ГМ бројача. У претходним испитивањима (поглавље 5) могао се приметити утицај електронегативног гаса у смеши са племенитим гасом на заравњење Пашенове криве на нижим вредностима притисака, што је указало на могућност примене ових смеша у циљу стабилизације радне тачке ГМ бројача. У том циљу испитиван је утицај процентуалног удела мале количине електронегативног SF_6 гаса у смеши са племенитим гасом и гасом за гашење на заравњеност (нагиб) криве зависности притиска од пробојног напона (десно од минимума). Експериментални резултати су упоређени са теоријским кривама прорачунатим на основу израза (4.69) за пробојни напон у нехомогеном (радијалном) електричном пољу које постоји у цилиндричној геометрији ГМ цеви. Теоријске криве су прорачунате у програмском пакету MATLAB. Поређењем експерименталних и теоријских кривих се додатно проверава оправданост примене поменутих израза за јонизационе коефицијенте (и математичких модела) у прорачуну пробојних напона у ГМ цеви (цилиндрична геометрија).

Други циљ овог дела експерименталног истраживања је испитивање утицаја процентуалног удела електронегативног SF_6 гаса у смеши са

племенитим гасом и гасом за гашење на скраћење мртвог времена ГМ бројача. Наиме, очекује се да мала количина електронегативног гаса у смеши допринесе скраћењу мртвог времена бројача кроз процес захвата одређеног броја слободних електрона насталих у процесу Гајгеровог пражњења који потенцијално могу иницирати нове пробоје.

Да би се испитао утицај електронегативног SF_6 гаса на стабилизацију радне тачке и скраћење мртвог времена коришћен је адекватан модел ГМ цеви [95]. Модел ГМ цеви је направљен тако да су димензије пропорционалне комерцијалној ГМ цеви, задовољавајући закон сличности за гасна пражњења који је описан у потпоглављу 4.3.1. Модел ГМ цеви представља 10 пута увећану комерцијалну ГМ цев ($\kappa=10$). Испитивање важења закона сличности за модел и комерцијалну ГМ цев (испитивање ваљаности конструкције модела ГМ цеви) вршено је мерењем вероватноће појаве статичких и импулсних пробојних напона који су приказани на одговарајућем папиру вероватноће дупло-експоненцијалне расподеле.

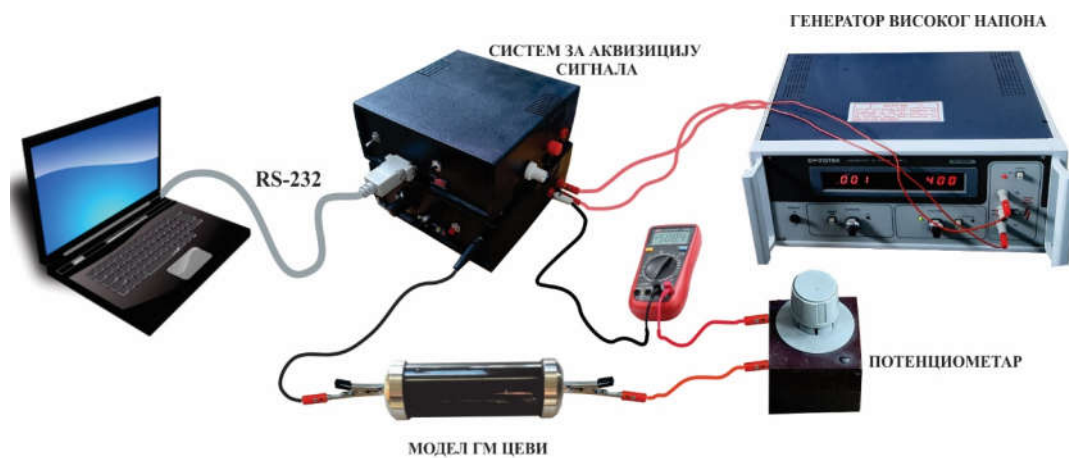
6.2. Мерна опрема

Поменути модел и комерцијална ГМ цев коришћени у експерименту су приказани на слици 6.1. Пуњење и пражњење гасом модела ГМ цеви вршено је помоћу гасног кола шематски приказаног на слици 5.2. У моделу ГМ цеви коришћена је гасна смеша племенитог гаса аргона, гаса за гашење (хлор) и одређеног процентуалног удела електронегативног гаса сумпорхексафлуорида у саставу $\chi\text{Ar} + 0,04\text{Cl} + (0,96-\chi)\text{SF}_6$, где χ представља процентуални удео SF_6 гаса у смеши. Састав гасне смеше у моделу ГМ цеви је формиран на бази закона о парцијалним притисцима на начин као што је то објашњено у потпоглављу 5.3. Постојећи радни гас у комерцијалној ГМ цеви је двокомпонентна гасна смеша у саставу $95\%\text{Ar} + 5\%\text{Cl}$ на притиску 8000 Pa (80 mbar).

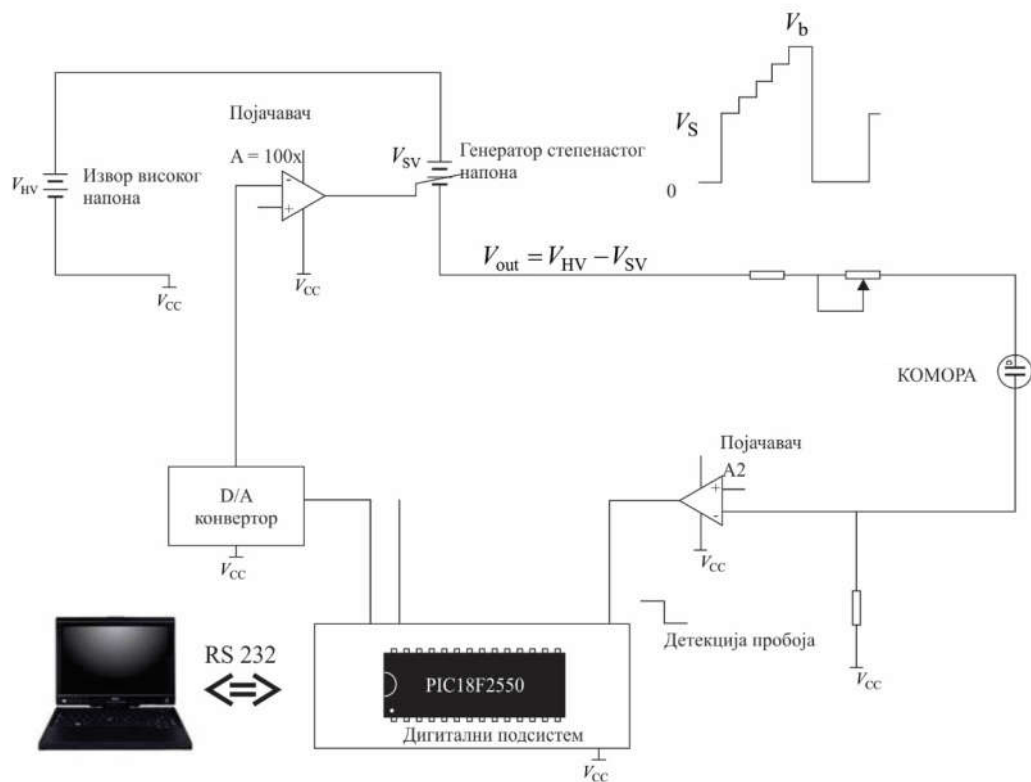


Слика 6.1 Модел ГМ бројачке цеви (горе) и комерцијална ГМ цев (доле)

Такође, у експерименту су коришћени комерцијални генератори једносмерног и импулсног напона. Карактеристике једносмерног напона су као у првом делу експеримента са брзином пораста 8 V/s и са таласношћу мањом од 5%. Облик импулсног напона који је коришћен је облика $1,2/50 \mu\text{s}$ (овај облик одговара облику импулса T_1/T_2 приказаним на слици 4.12). Сва мерења су била у потпуности аутоматизована, а подаци о статичким и динамичким пробојним напонима аутоматски прикупљени на рачунару користећи одговарајући систем за аутоматску аквизицију података. Систем за детекцију статичког пробојног напона шематски је приказан на слици 6.2 заједно са одговарајућом електричном шемом. Вредности пробојних напона се аутоматски прикупљају на рачунар преко серијске везе (RS-232) и касније обрађују. Комбинована мерна несигурност мерења је процењена на мање од 5%.



а)



б)

Слика 6.2 Систем за детекцију и аквизицију статичких пробојних напона (а) и одговарајућа електрична шема (б)

6.3. Експериментални поступак и обрада резултата мерења.

Експериментална процедура мерења пробојних напона и мртвог времена модела и комерцијалне ГМ цеви се састојала из више корака. У првом делу експерименталног поступка, у циљу испитивања ваљаности конструкције модела ГМ цеви, вршена су мерења пробојних напона и мртвог времена комерцијалне ГМ цеви и модела ГМ цеви без SF_6 гаса у смеши радног гаса. Притисак у моделу ГМ цеви је подешен на 800 Pa, у складу са претпоставком важења закона сличности ($\kappa=10$) у односу на комерцијалну ГМ цев (8000 Pa). Прво је измерено 100 вредности статичког пробојног напона комерцијалне ГМ цеви, а затим 100 вредности статичког пробојног напона модела ГМ цеви. Између два сукцесивна пробоја прављена је пауза од један минут у циљу враћања изолационих карактеристика ГМ цеви на почетно стање. Након мерења једносмерних пробојних напона вршена су мерења 100 вредности импулсног пробојног напона комерцијалне ГМ цеви и 100 вредности пробојног напона модела ГМ цеви. Такође, сва мерења импулсних пробојних напона су рађена са паузом од 1 минут између два сукцесивна пробоја. Након одређивања пробојних напона мерено је по 50 вредности мртвог времена комерцијалне и модела ГМ цеви (без додатог SF_6 гаса у смеши) методом два извора која је описана у поглављу 3.4.3. У циљу одређивања мртвог времена коришћена су два калибрациона радиоактивна извора ^{137}Cs приближно истих активности (10 kBq).

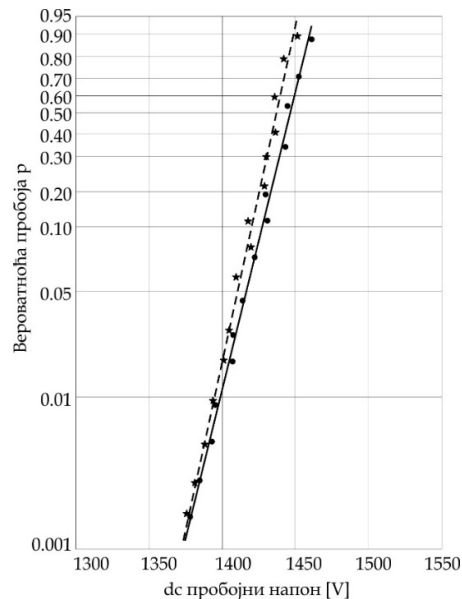
Други део експерименталног поступка се састојао из понављања мерења једносмерног пробојног напона и мртвог времена модела ГМ цеви као у првом делу експеримента, с тим што се у смеши радног гаса додавао одређени проценат SF_6 гаса. Свака серија мерења се састојала из мерења 50 вредности пробојних напона. Мерења су рађена са процентуалним уделом SF_6 гаса у смеши од 0%, 1%, 5%, 10%, 20% и 30%, на притисцима 1000 Pa, 1500 Pa, 2000 Pa, 2500 Pa и 3000 Pa.

У експерименталном поступку, након сваке серије мерења, обрађивани су узорци од по 100 експерименталних вредности статичког и импулсног пробојног напона комерцијалне ГМ цеви, затим по 100 експерименталних вредности статичког и импулсног пробојног напона модела ГМ цеви и по 50 вредности мртвог времена модела и комерцијалне ГМ цеви, као и 50 вредности статичких пробојних напона у зависности од процентуалног удела SF_6 гаса у смеси. На добијеним експерименталним резултатима мерења (статистичким узорцима) примењен је критеријум за одбацивање непоузданих мерних резултата. Тако селектовани статистички узорци су тестирани на припадност теоријским статистичким расподелама (нормална, Вејбулова и дупло-експоненцијална) користећи Колмогоров-Смирнов тест, односно χ^2 тест у комбинацији са графичким методама. Тестовима је установљено да статистички узорци статичких и импулсних пробојних напона припадају дупло-експоненцијалној расподели, док је за узорке случајних променљивих мртвог времена установљено да припадају Гаусовој расподели. За све статистичке узорке одређени су параметри расподеле (средња вредост и стандардно одступање у случају Гаусове расподеле, односно параметри скалирања и локације за дупло-експоненцијалну расподелу). Статистички узорци добијени мерењем статичког и импулсног пробојног напона, као и мерењем мртвог времена су хронолошки обједињени и подељени у подгрупе са по 10 случајних променљивих на које је примењен U-тест припадности истом статистичком узорку. Коначно, резултати мерења пробојних напона модела и комерцијалне ГМ цеви су приказани на папирима вероватноће одговарајућих теоријских расподела у циљу поређења модела и комерцијалне ГМ цеви. Експериментални резултати мерења зависности статичких пробојних напона модела ГМ цеви од процентуалног удела SF_6 гаса у смеси приказани су на графику заједно са теоријски прорачунатим кривама у циљу поређења. Зависност мртвог времена од процентуалног

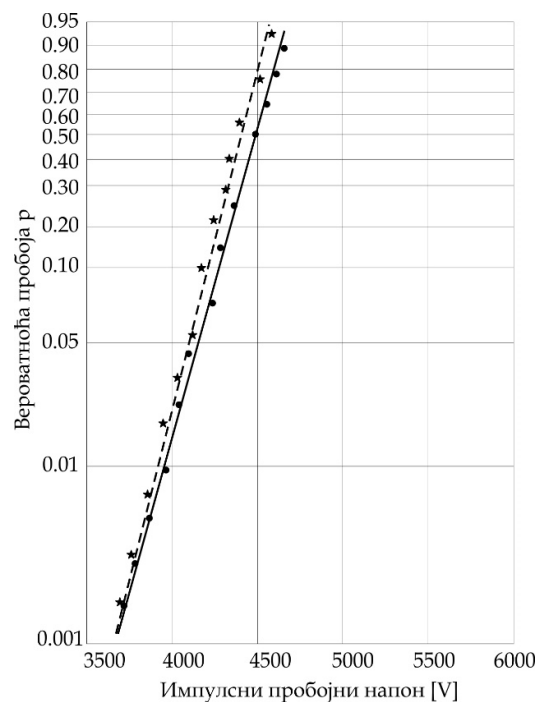
удела SF_6 гаса у смеши и притиска као параметра такође су приказани на одговарајућим графицима у циљу даље анализе.

6.4. Резултати и дискусија

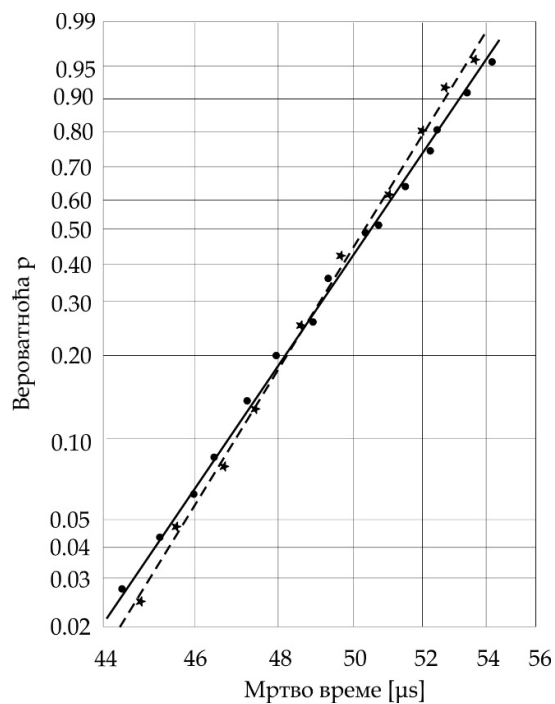
На сликама 6.3 и 6.4 приказане су случајне променљиве статичког и импулсног пробојног напона на папиру вероватноће дупло-експоненцијалне расподеле, за модел бројачке ГМ цеви и за комерцијалну бројачку ГМ цев, респективно. На слици 6.5 приказане су случајне променљиве мртвог времена за модел ГМ бројачке цеви и за комерцијалну бројачку цев на папиру вероватноће Гаусове расподеле. На основу резултата приказаних на сликама може се закључити да се модел ГМ бројачке цеви и комерцијална бројачка цев понашају као идентичан двоелектродни систем изолован гасом. Тај закључак омогућава да се сви резултати добијени испитивањем модела ГМ бројачке цеви директно примене на комерцијалну ГМ цев. Овакав резултат је директна последица правилно примењеног закона сличности, приликом конструкције модела ГМ бројача.



Слика 6.3 Случајна променљива статички пробојни напон приказан на папиру вероватноће дупло-експоненцијалне расподеле (★ - - комерцијална ГМ цев; • — модел ГМ цеви)



Слика 6.4 Случајна променљива импулсни пробојни напон приказан на папиру вероватноће дупло-експоненцијалне расподеле (★--- комерцијална ГМ цев; • — модел ГМ цеви)

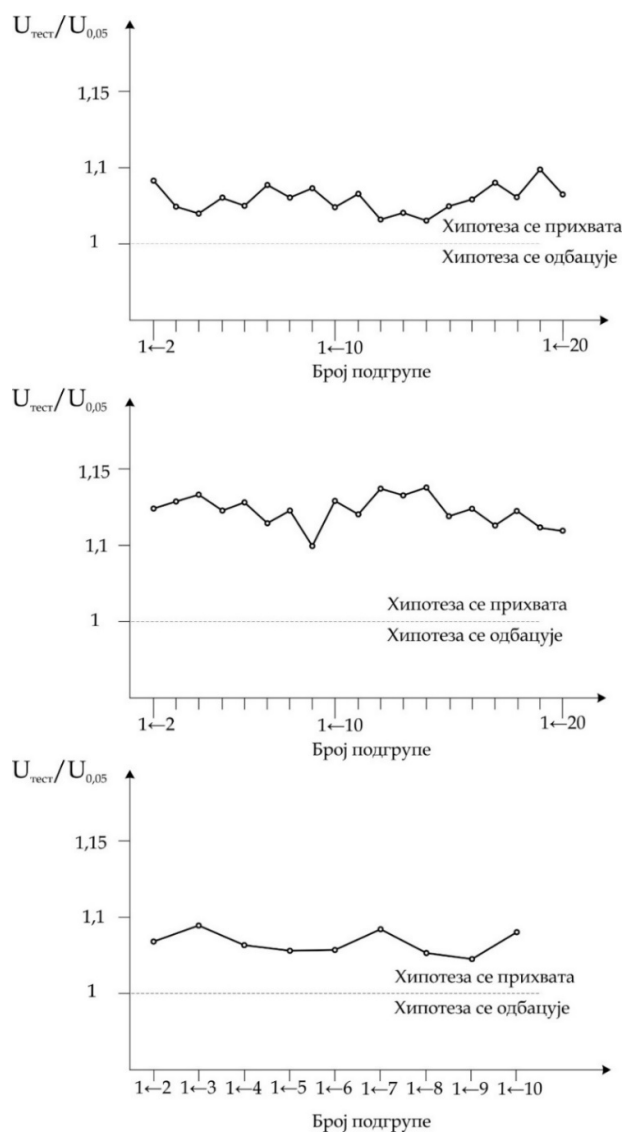


Слика 6.5 Случајна променљива мртво време приказана на папиру вероватноће Гаусове расподеле (★--- комерцијална ГМ цев; • — модел ГМ цеви)

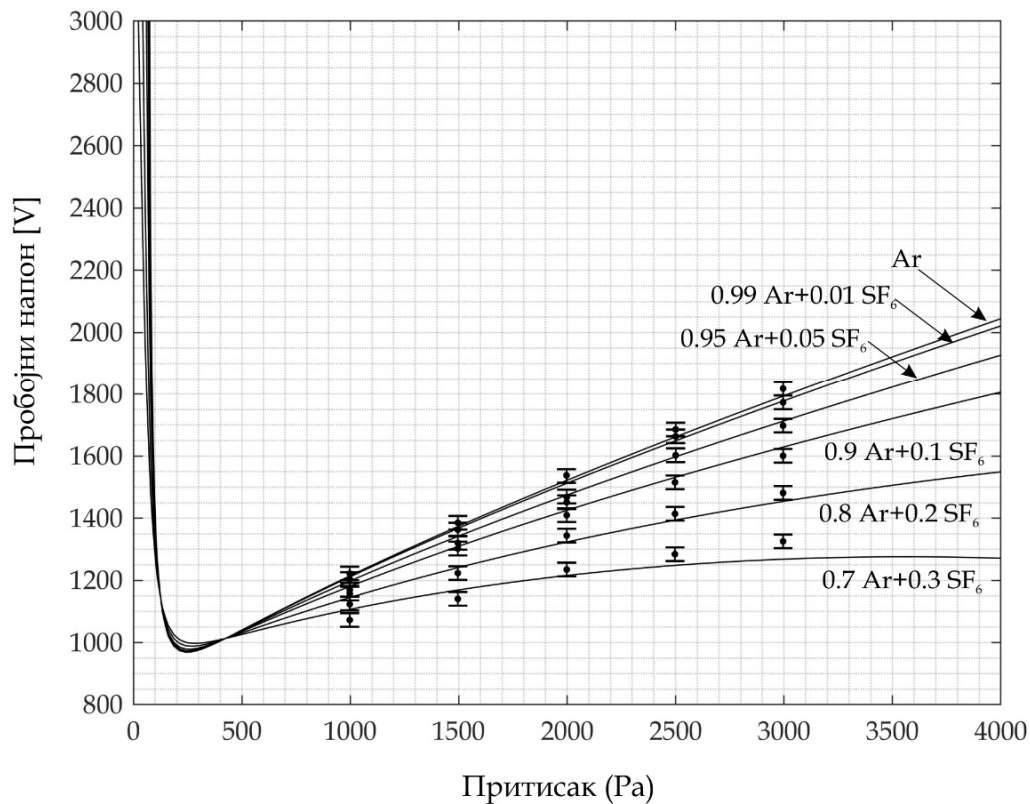
Наиме, приликом пројектовања модела ГМ бројача узето је у обзир да су све геометријске величине између модела ГМ бројачке цеви и комерцијалне бројачке цеви нужно сразмерне. При томе је у геометријске величине укључена и средња слободна дужина пута електрона која је (на основу једначине гасног стања) обрнуто пропорционална притиску гаса. Овај закључак потврђују резултати U-теста извршеног над обједињеним статистичким узорцима случајно променљивих статичког пробојног напона, затим импулсног пробојног напона и коначно мртвог времена модела ГМ бројачке цеви који су приказани на слици 6.6. Наиме, са слике се примећује да се нулта хипотеза о припадности истој функцији расподеле подгрупа обједињених статистичких узорака случајних променљивих (статичког пробојног напона, импулсног пробојног напона и мртвог времена модела и комерцијалне ГМ цеви) прихвата, тј. да су све вредности статистике теста (U_{test}) веће од критичне вредности са поузданошћу од 5% ($U_{0,05}$, видети Прилог). Припадност истом статистичком узорку (истој функцији расподеле) резултата мерења пробојних напона и мртвог времена модела и комерцијалне ГМ цеви доводи до закључка да се ова два система макроскопски понашају скоро идентично.

На слици 6.7 приказани су средња вредност и стандардно одступање узорака случајних променљивих статичког пробојног напона модела бројачке ГМ цеви у зависности од притиска уз процентуални удео SF_6 гаса у смеши, као параметра. Заједно са средњим вредностима и стандардном одступањима су приказане и одговарајуће теоријски одређене криве добијене коришћењем стримерског услова пробоја описан изразом (4.49). На основу резултата приказаних на слици 6.7 примећује се добро слагање између експериментално и нумерички одређених вредности пробојних напона, тј. да је усвојени математички модел физичких процеса у моделу ГМ бројачке цеви добар и применљив на ову класу проблема. Такође, може се закључити да додавањем SF_6 гаса у смешу за последицу има мању стрмину пораста криве зависности статичког пробојног напона од

притиска у тачкама десно од минимума. Овај резултат се може објаснити тиме да се додавањем мале количине електронегативног гаса у смешу захватају електрони нижих енергија (о чему је дискутовано у поглављу 5 ове тезе), па средња енергија слободних електрона у спектру расте, те је самим тим, при истом притиску, потребно довести нижи напон да би се десио електрични пробој у смеши. Овај резултат је важан јер указује на могућност добијања стабилније радне тачке ГМ бројача, што је важно са аспекта старења.



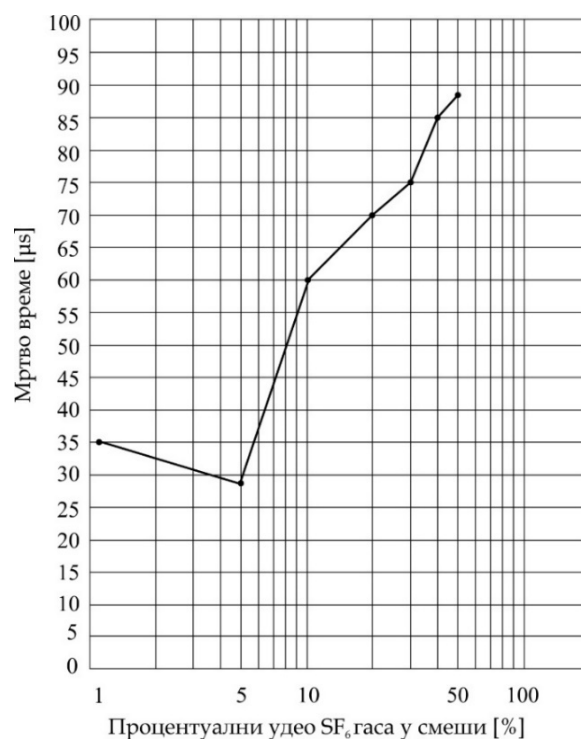
Слика 6.6 Резултати U теста за вредности статичког пробојног напона (горе), импулсног пробојног напона (средина) и мртвог времена (доле).



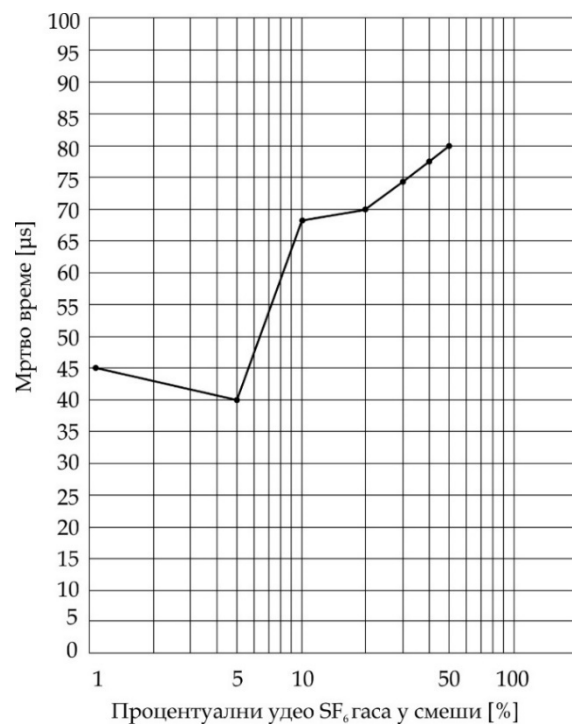
Слика 6.7 Зависност вредности статичког пробојног напона од притиска у гасу уз процентуални удео SF₆ гаса у смеши као параметра

Слике 6.8, 6.9 и 6.10 приказују зависност мртвог времена модела ГМ цеви од процентуалног удела SF₆ гаса у радном гасу, уз притисак гаса као параметра. Са слика се види да додавањем мале количине SF₆ гаса у смешу долази до скраћења мртвог времена. Наиме, додавањем до 5% SF₆ гаса у смешу са племенитим гасом и гасом за гашење мртво време се смањује, а након тога долази до повећања мртвог времена у зависности од процентуалног удела SF₆ у смеши. Такође се може приметити да је овај ефекат мање изражен са повећањем притиска радног гаса у цеви. Добијени резултат скраћења мртвог времена се може објаснити чињеницом да додати SF₆ гас својим афинитетом ка стварању негативних јона уклања део слободних електрона из спектра насталих термојонизацијом током претходног пражњења. На тај начин долази до бржег чишћења радног гаса

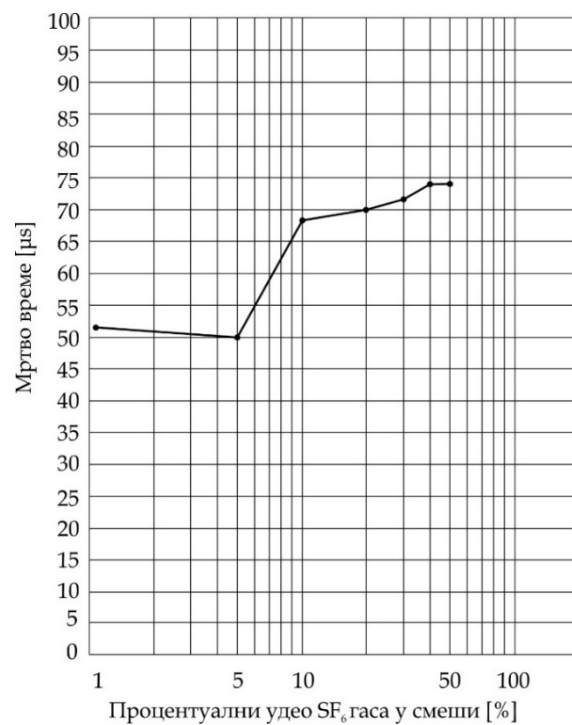
од слободних, потенцијално иницијалних електрона, што за последицу има скраћивање мртвог времена. Даљи пораст мртвог времена са повећањем процентуалног удела SF_6 гаса се може објаснити чињеницом да се при већим процентуалним уделитема електронегативног гаса у смеси постају све доминантнији процеси нееластичних судара у гасу. Стварају се облаци просторног наелектрисања и метастабилни молекули (побуђена ротациона и вибрациона квантномеханичка стања молекула SF_6 гаса), што додатно доводи до јонизација неутралних атома племенитих гасова, па се продужава време неопходно за сакупљање јонских парова на електродама, а самим тим и мртво време ГМ бројача.



Слика 6.8 Зависност мртвог времена од процентуалног удела SF_6 гаса у радном гасу; притисак у смеси $p=1000$ Ра



Слика 6.9 Зависност мртвог времена од процентуалног удела SF₆ гаса у радном гасу; притисак у смеши $p=1500$ Pa



Слика 6.10 Зависност мртвог времена од процентуалног удела SF₆ гаса у радном гасу; притисак у смеши $p=2000$ Pa

6.5. Закључак

Из спроведених истраживања у овом поглављу користећи адекватан модел ГМ цеви може се закључити да смеша већински племенитог гаса, гаса за гашење и мале количине електронегативног гаса омогућава конструкцију ГМ цеви са побољшаном стабилношћу радне тачке. Такође, примећено је и побољшање у смислу скраћења мртвог времена бројача за мале проценте удела SF_6 гаса у смеси (до 5%). Свеобухватно гледано, додавањем мале количине електронегативног SF_6 гаса у смешу радног гаса могуће је утицати на побољшање карактеристика у смислу стабилизације радне тачке и гашења пражњења, односно скраћења мртвог времена ГМ бројачке цеви.

7. ЗАКЉУЧАК

Утицај електронегативног SF_6 гаса у смеси са племенитим гасовима (хелијумом, аргоном и ксеноном) на спектар гаса слободних електрона је мањи него што се очекивало. Нарушавање спектра се дешава углавном на мањим енергијама, где густина гаса слободних електрона варира углавном због захвата спорих електрона од стране SF_6 гаса. Ова промена не утиче много на Таузендове јонизационе коефицијенте, обзиром да већином брзи електрони (већих енергија из репа спектра) учествују у јонизационом процесу, тј. учествују у процесима пражњења у двоелектродним системима изолованих гасом од интереса (нпр. ГМ бројачке цеви). Експериментални резултати су показали да се теоријски изведени изрази за јонизационе коефицијенте који су добијени претпостављајући Максвелову расподелу спектра гаса слободних електрона могу користити за прорачун једносмерног пробојног напона смеше електронегативног и племенитог гаса. Ово је практично од значаја јер се овај модел може применити на прорачун статичких пробојних напона у случају ГМ бројачких цеви.

Добијени резултати истраживања имају практичну примену и омогућавају побољшање излазних карактеристика ГМ бројача. Наиме, показано је да радни гас као трокомпонентна смеша племенитог гаса, гаса за гашење и електронегативног гаса малог процентуалног удела омогућава конструкцију ГМ бројачких цеви са стабилнијом радном тачком и побољшаном карактеристиком гашења пражњења, односно краћим мртвим временом. Стабилнија радна тачка је последица мањег нагиба вредности пробојног напона у зависности од притиска, тј. мање зависности пробојног напона ГМ бројача од промене притиска. Ово је посебно важно јер је основни гас ГМ бројачке цеви племенити гас којег је (услед малог

атома и атомске структуре) тешко задржати у затвореном простору, па са временом долази до промене притиска у ГМ цеви. Поред тога промене на електродама и у гасу изазване дугорочним електричним пражњењима резултују варијацијом радног напона, што није пожељно у пракси и доводи до бржег ефекта старења ГМ бројача. Такође, резултати истраживања су показали да додавање мале количине електронегативног гаса (до 5%) у смешу радног гаса утиче на скраћење мртвог времена, што је једна од најбитнијих карактеристика комерцијалних ГМ бројачких цеви данас. Даља испитивања и провера добијених резултата треба да иде у правцу испитивања ефеката додавања SF₆ гаса (и других електронегативних гасова) радном гасу коме је основни гас хелијум.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] F. Flakus, "Detection and measuring ionizing radiation - a short history," 1981. [Online]. Available: <https://www.iaea.org/sites/default/files/publications/magazines/bulletin/bull23-4/23405043136.pdf>. [Accessed 11 01 2019].
- [2] D. Barclay, "Improved response of geiger muller detectors," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 33, no. 1, p. 613-616.
- [3] D. H. Wilkinson, "The Geiger discharge revisited: Part I. The charge," *Nuclear Instruments and Methods in Physics*, vol. 321, no. 1-2, pp. 195-210, 1992.
- [4] D. H. Wilkinson, "The Geiger discharge revisited: Part II. Propagation," *Nuclear Instruments and Methods in Physics*, vol. 383, no. 2-3, p. 516-522, 1996.
- [5] D. H. Wilkinson, "The Geiger discharge revisited: Part III. Convergence," *Nuclear Instruments and Methods in Physics*, vol. 383, no. 2-3, p. 523-527, 1996.
- [6] D. H. Wilkinson, "The Geiger discharge revisited: Part IV. The fast," *Nuclear Instruments and Methods in Physics*, vol. 435, no. 3, p. 523-527, 1999.
- [7] H. Geiger and W. Müller, "Elektronenzählrohr zur Messung schwächster Aktivitäten" (Electron counting tube for the measurement of the weakest radioactivities)," *Die Naturwissenschaften (The Sciences)*, vol. 16, no. 31, p. 617-618, 1928.
- [8] G. A. Johansen and P. Jackson, *Radioisotope Gauges for Industrial Process Measurements*, Chichester: John Wiley & Sons, Ltd, 2005.
- [9] CENTRONICS, "Geiger Muller Tubes," [Online]. Available: https://www.rsp-italy.it/Electronics/Databooks/Centronic/_contents/Centronic%20-%20Geiger%20Tube%20Theory%20-%20ISS1.pdf. [Accessed 15 11 2018].
- [10] LND Inc., "Geiger-Mueller Tubes," LND, Inc., [Online]. Available: <https://www.lndinc.com/product-category/geiger-mueller-tubes/>. [Accessed 19 12 2018].
- [11] A. Trost, "Über Zahlrohre mit Dampfzusatz," *Zeitschrift Fur Physik*, vol. 105, no. 7-8, p. 399-444, 1937.
- [12] S. H. Liebson and H. Friedman, "Self-Quenching Halogen-Filled Counters," *Review of Scientific Instruments*, vol. 19, no. 5, p. 303-306, 1948.

- [13] M. Stabin, Radiation Protection and Dosimetry-An Introduction to Health Physics, New York: Springer Science+Business Media, LLC, 2007.
- [14] V. Danchenko and N. Mitrofanov, "Chlorine-Neon Geiger-Müller Counters with Energy-Independent Gamma-Ray Efficiency," *Review of Scientific Instruments*, vol. 35, no. 8, p. 1076-1077, 1964.
- [15] G. F. Knoll, Radiation detection and measurement, Fourth ed., John Wiley & Sons, Inc., 2010.
- [16] S. Usman and A. Patil, "Radiation detector deadtime and pile up: A review of the status of science," *Nuclear Engineering and Technology*, vol. 50, pp. 1006-1016, 2018.
- [17] O. Vagle, O. Olsen and G. A. Johansen, "A simple and efficient active quenching circuit for Geiger-Müller counters," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 580, no. 1, pp. 258-361, 2007.
- [18] Massachusetts Institute of Technology, "Geiger-Müller counter circuit theory," [Online]. Available: https://ocw.mit.edu/courses/nuclear-engineering/22-s902-do-it-yourself-diy-geiger-counters-january-iap-2015/readings/MIT22_S902IAP15_geigr_ckt.pdf. [Accessed 15 11 2018].
- [19] G. Prasanna and J. Jayapandian, "An embedded read-out for GM counter.," *International Journal of Instrumentation Technology*, vol. 1, no. 3, pp. 228-240, 2014.
- [20] M. R. N., C. Hassan, M. Hassan and M. Zakir, "Build very simple design and cost effective geiger-muller counter," *Journal of Recent Advances in Applied Sciences*, vol. 1, no. 1, pp. 1-10, 2018.
- [21] F. H. ATTIX, Introduction to radioogical physics and radiation dosimetry, Weinheim: WILEY-VCHVerlag GmbH & Co., 2004.
- [22] J. Shapiro, A guide for scientists, regulatorsand physicians, fourth ed., Harvard university press, 2002.
- [23] N. WARMOLTZ, "Geiger-Muller counters," *PHILIPS TECHNICAL REVIEW*, vol. 13, no. 10, 1952.
- [24] CENTRONICS, "Alpha, Beta and Gamma detector," [Online]. Available: <http://www.centronic.co.uk/get/c420edac-2a43-495b-9349-f4a708c45f24.pdf/alpha-beta-gamma-detectors>. [Accessed 8 12 2018].
- [25] Mirion Technologies, "GEIGER MUELLER GM," [Online]. Available: <https://www.mirion.com/products/geiger-mueller-gm-detectors>. [Accessed 12 1 2019].
- [26] Thermo Fisher Scientific, "Next-Generation Geiger Counters," [Online]. Available: <https://www.thermofisher.com/rs/en/home/industrial/radiation-detection-measurement/portable-radiation-detection/next-generation-geiger-counters.html>. [Accessed 10 12 2018].

- [27] P. R. Howard, "Processes contributing to the breakdown of electronegative gases in uniform and nonuniform electric fields," *Proceedings of the IEE Part A: Power Engineering*, vol. 104, no. 14, p. 139-142, 1957.
- [28] NASA, "Cosmic Rays," 2018. [Online]. Available: https://imagine.gsfc.nasa.gov/science/toolbox/cosmic_rays1.html.
- [29] NASA, "Studying the Van Allen Belts 60 Years After America's First Spacecraft," [Online]. Available: <https://www.nasa.gov/feature/goddard/2018/studying-the-van-allen-belts-60-years-after-america-s-first-spacecraft>. [Accessed 16 11 2018].
- [30] ICRP, "The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection. ICRP Publication 103. Ann. ICRP 37 (2-4).," Elsevier, 2007.
- [31] J. D. Cossairt, Radiation physics for personnel and environmental protection, Fermi National Accelerator Laboratory, 2007.
- [32] H. Cember and T. Johnson, Introduction to health physics, The McGraw-Hill Companies, Inc., 2009.
- [33] L. Perazić and Č. Belić, "Određivanje energetskeg odziva MTS-N (LiF:Mg,Ti) termoluminescentnih detektora monte karlo simulacijom u X i gama polju zračenja," in *XXVIII Simpozijum Društva za zaštitu od zračenja Srbije i Crne Gore*, Vršac, 2015, ISBN 978-86-7306-135-1.
- [34] L. Perazić, N. Zdjelarević and I. Knežević, "Primena dozimetara sa optički stimulisanom luminescencijom (OSL) u ličnoj dozimetriji," in *XXVII Simpozijum Društva za zaštitu od zračenja Srbije i Crne Gore*, Zbornik radova, Vrnjačka Banja, 2013, ISBN 978-86-7306-115-3.
- [35] ORTEC, [Online]. Available: <https://www.ortec-online.com/products/radiochemistry-health-physics-research-industrial/gamma-spectroscopy>. [Accessed 15 11 2018].
- [36] F. Apostolakopoulos, N. Kržanović, L. Perazić, M. Živanović and K. Stanković, "Comparison of the energy and angular responses of thermoluminescent and electronic personal dosimeters," in *3rd International Conference on Electrical, Electronic and Computing Engineering, IcETRAN*, Zlatibor, 2016, ISBN: 978-86-7466-618-0.
- [37] E. Kuffel, W. Zaengl and J. Kuffel, High Voltage Engineering Fundamentals, Second ed., Oxford, United Kingdom: Butterworth-Heinemann, 2000.
- [38] M. Pejović, M. Pejović and P. Osmokrović, Jonizujuće zračenje-izvori i merenje, Beograd: Akademska misao, 2017.
- [39] J. M. Meek and J. D. Craggs, Electrical Breakdown of Gases, New York: Wiley, 1978.
- [40] Wikimedia Commons, "Spread of avalanches in G-M tube," [Online]. Available:

- https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Spread_of_avalanches_in_G-M_tube.jpg. [Accessed 03 01 2019].
- [41] Oregon State University, "Chapter 18. Radiation Detectors," [Online]. Available: <http://oregonstate.edu/instruct/ch374/ch418518/Chapter%2018%20Radiation%20Detectors.pdf>. [Accessed 24 11 2018].
 - [42] I. Merić, G. Johansen, M. Holstad and R. Gardner, "Monte Carlo modelling of gamma-ray stopping efficiencies of Geiger-Müller counters," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 636, no. 1, pp. 61-66, 2011.
 - [43] H. Zhu, S. Kane, S. Croft, R. Venkataraman and F. & Bronson, "Optimization of the Canberra UltraRadiac GM Tube Wrapping," in *IEEE Nuclear Science Symposium Conference*, 2006,.
 - [44] K. Stanković, D. Arandjić, D. Lazarević and P. Osmokrović, "Expanded and combined uncertainty in measurements by GM counters," *Nucl. Technol. Radiat.*, vol. 22, no. 2, p. 64-70, 2007.
 - [45] K. Stanković and M. Vujisic, "Influence of radiation energy and angle of incidence on the uncertainty in measurements by GM counters," *Nucl. Technol. Radiat.*, vol. 23, no. 1, p. 41-42, 2008.
 - [46] K. Stanković, "Influence of the plain-parallel electrode surface dimensions on the type A measurement uncertainty of GM counter," *Nucl.*, vol. 26, no. 1, p. 39-44, 2011.
 - [47] K. Stanković, M. Vujisić and L. Delić, "Influence of tube volume on measurement uncertainty of GM counters," *Nucl. Technol. Radiat.*, vol. 25, no. 1, p. 46-50, 2010.
 - [48] K. Stanković and P. Osmokrović, "The Model for Calculating the Type A Measurement Uncertainty of GM Counters from the Aspect of Device Miniaturization," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 63, no. 1, p. 1316-1325, 2014.
 - [49] Mirion Technologies, "Geiger Mueller counters," [Online]. Available: https://www.mirion.com/assets/geiger-mueller-gm-detectors_lpPYJVY.pdf. [Accessed 11 12 2018].
 - [50] T. Watanabe, "A computational analysis of intrinsic detection efficiencies of Geiger-Mueller tubes for photons," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 438, no. 2-3, p. 439-446, 1999.
 - [51] I. Merić, G. A. Johansen, M. B. Holstad, A. F. Calderon and R. P. Gardner, "Enhancement of the intrinsic gamma-ray stopping efficiency of Geiger-Müller counters," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 696, no. 1, p. 46-54, 2012.
 - [52] J. H. Lee, I. J. Kim and H. D. Choi, "On the dead time problem of a GM counter," *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 67, no. 6, p. 1094-1098, 2009.

- [53] S. H. Lee and R. P. Gardner, "A new G-M counter dead time model," *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 25, no. 1, pp. 731-737, 2000.
- [54] T. Akyurek, M. Yousaf, X. Liu and S. Usman, "GM counter deadtime dependence on applied voltage, operating temperature and fatigue," *Radiation Measurements*, vol. 73, pp. 26-35, 2015.
- [55] A. Patil and S. Usman, "Measurement and Application of Paralysis Factor for Improved Detector Dead-Time Characterization," *Nuclear Technology*, vol. 165, no. 2, pp. 249-256, 2009.
- [56] A. S. Radović and S. Usman, "Correction for Nonparalyzing Detectors When Measuring Short-Lived Nuclides," *Nuclear Technology*, vol. 157, no. 1, pp. 106-109, 2007.
- [57] R. Bridges, "The dead time of a Geiger-Müller tube," *Physics Education*, vol. 25, no. 1, pp. 60-65, 1990.
- [58] M. Arkani, H. Khalafi and M. Arkani, "Efficient dead time correction of G-M counters using feed forward artificial neural network," *Nukleonika International Journal of Nuclear Research*, vol. 58, no. 2, p. 317-332, 2013.
- [59] N. Kartalović, L. Perazić, B. Č. and J. I., "Lifetime characteristics of Gaiger-Muller counters," *Nuclear Technology and Radiation Protection*, vol. 31, no. 4, pp. 366-369, 2016.
- [60] T. Ferbel and A. Das, *Introduction to Nuclear and Particle Physics*, second ed., Singapore: World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd, 2005.
- [61] N. Kartalović, K. Stanković, S. Aleksandrović and D. Brajović, "Synergistic effect of the insulation characteristics of gas mixtures under the influence of pulse voltages," *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 23, no. 6, p. 3311-3318, 2016.
- [62] Y. P. Raizer, *Gas discharge physics*, Berlin: Springer-Verlag, 1991.
- [63] V. A. Lisovskiy, S. D. Yakovin and V. D. Yegorenkov, "Low-pressure gas breakdown in uniform dc electric field," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 33, no. 21, pp. 2722-2730, 2000.
- [64] W. C. Porter and W. E. Ramsey, "A circuit for the limitation of discharge in G-M counters," *Journal of the Franklin Institute*, vol. 254, no. 2, pp. 152-163, 1952.
- [65] S. H. Liebson, "The Discharge Mechanism of Self-Quenching Geiger-Mueller Counters.," *Physical Review*, vol. 72, no. 7, pp. 602-608, 1947.
- [66] M. Abilama, M. Bates and A. Lohstroh, "Investigating the lifetime of bromine-quenched G.M. Counters with temperature," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 795, p. 12-18, 2015.
- [67] P. Osmokrović, M. Vujisić, K. Stanković, A. Vasić and B. Lončar, "Mechanism of electrical breakdown of gases for pressures from 10-9 to 1 bar and inter-electrode gaps from 0.1 to 0.5 mm," *Plasma Sour. Sci. Technol.*, vol. 16, no. 3, pp. 643-655, 2007.

- [68] D. Arbutina, K. Stanković, L. Perazić and M. Pejović, "Influence of the shape, number, position and dimensions of conductive particles within inter-electrode gap on dc and pulse breakdown voltage value of SF₆ and N₂ mixture," *International Journal of Electrical Power & Energy Systems*, vol. 104, pp. 436-442, 2019.
- [69] K. Stanković and L. Perazić, "Determination of Gas-Filled Surge Arresters Lifetime," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 47, no. 1, pp. 935-943, 2019.
- [70] F. Sauli, "Collisional excitations and charge multiplication in uniform fields," in *Gaseous Radiation Detectors: Fundamentals and Applications*, Cambridge, Cambridge University Press, 2014, pp. 129-159.
- [71] S. Ray, *An Introduction to High Voltage Engineering*, Prentice Hall of India Private Ltd, 2009.
- [72] P. Osmokrović, *Elektrotehnički materijali*, Beograd: Akademska misao, 2003.
- [73] M. J. Druyvesteyn and F. M. Penning, "The mechanism of electrical discharges in gases of low pressure," *Reviews of modern physics*, vol. 12, no. 4, pp. 87-174, 1940.
- [74] G. Auday, P. Guillot, J. Galy and H. & Brunet, "Experimental study of the effective secondary emission coefficient for rare gases and copper electrodes," *Journal of Applied Physics*, vol. 83, no. 11, p. 5917-5921, 1998.
- [75] R. Hackam, "Total secondary ionization coefficients and breakdown potentials of monatomic gases between mild steel coaxial cylinders," *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*, vol. 2, no. 2, p. 201-215, 1969.
- [76] A. Engel, *Ionized gases*, Oxford: Clarendon Press, 1965.
- [77] S. N. Ivanov, V. V. Lisenkov and V. G. Shpak, "Streak investigations of the initial phase of a subnanosecond pulsed electrical breakdown of high-pressure gas gaps," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 43, no. 31, p. 315204, 2010.
- [78] L. Perazić, K. Stanković and Č. Belić, "Influence of the Percentage Share of Electronegative Gas in the Mixture with Noble Gas on the Free-Electron Gas Spectrum and Recovery Time," *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 24, no. 5, pp. 2765-2774, 2017.
- [79] K. Stanković, M. Alimpijević, U. Kovacević, D. Brajović and E. Dolićanin, "Characteristics optimization of gas-filled surge arresters by using gas mixtures," in *IEEE Pulsed Power Conference (PPC)*, 2015, DOI: 10.1109/PPC.2015.7296944 .
- [80] National Programme on Technology Enhanced Learning (NPTEL), "Breakdown Mechanisms, Streamer Mechanism," [Online]. Available: <https://nptel.ac.in/courses/108104048/9>. [Accessed 13 12 2018].

- [81] M. M. Pejović, G. S. Ristić and J. P. Karamarković, "Electrical breakdown in low pressure gases," *J. Phys. D, Appl. Phys.*, vol. 35, no. 10, p. R91–R103, 2002.
- [82] K. Stanković and M. Alimpijević, "Free-Electron Gas Spectrum Uniqueness in the Mixture of Noble Gases," *Contributions to Plasma Physics*, vol. 56, no. 2, p. 126–133, 2016.
- [83] M. Alimpijević, K. Stanković, M. Ignjatović and J. Cvetić, "The Maxwellian nature of free-electrons' gas spectrum of noble gases at low pressure," *Vacuum*, vol. 110, pp. 19-23, 2014.
- [84] H. S. Uhm, Z. S. Byeon, K. S. Song, E. H. Choi, H. Y. Ryu and a. J. Lee, "Analytical investigation of electrical breakdown properties in a nitrogen-SF₆ mixture gas," *Plasma Sources Sci.*, vol. 17, no. 11, pp. 113510-1–113510-8, 2010.
- [85] S. Dekić, P. Osmokrović, M. Vujisić and K. Stanković, "Conditions for the applicability of the geometrical similarity law to impulse breakdown in gases," *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 17, no. 4, p. 1185–1195, 2010.
- [86] S. O. Macheret and M. N. Shneider, "Kinetic modeling of the Townsend breakdown in argon," *Physics of Plasmas*, vol. 20, no. 10, p. 101608, 2013.
- [87] C. Brinkmann, *Die Isolierstoffe der Elektrotechnik*, Berlin: Springer-Verlag, 1975.
- [88] M. M. Pejović and M. M. Pejović, "Investigations of breakdown voltage and time delay of gas-filled surge arresters," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 39, no. 20, p. 4417–4422, 2006.
- [89] M. M. Pejović, "Analysis of the memory effect in a nitrogen-filled tube at 6.6 mbar pressure for different cathode materials using the time delay method," *Physics of Plasmas*, vol. 11, no. 8, p. 3778–3786, 2004.
- [90] "Thermodynamics for Engineer-Dalton's law," [Online]. Available: <https://thermodynamics-engineer.com/daltons-law/>. [Accessed 14 12 2018].
- [91] M. Alimpijević, *Uticaj ekvivalentne temperature Maksvelovog spektra gasa slobodnih elektrona na probaj gasova pri malim vrednostima pritiska i medjuelektrodnog rastojanja-Doktorska disertacija*, Univerzitet u Beogradu, Elektrotehnički fakultet, Beograd, 2015.
- [92] L. Perazić, K. Sanković, C. Belić, M. Alimpijević and I. Fetahović, "Violating the free-electrons gas spectrum of noble gases by adding the electropositive and electronegative gases," in *IEEE Pulsed Power Conference (PPC)*, 2015.
- [93] N. Malik and A. Qureshi, "A Review of Electrical Breakdown in Mixtures of SF₆ and Other Gases," *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, Vols. EI-14, no. 1, pp. 1-14, 1979.
- [94] M. Alimpijević, K. Stanković, L. Perazić, M. Ignjatović and J. Cvetić, "Određivanje funkcije raspodele energije gasa slobodnih elektrona na

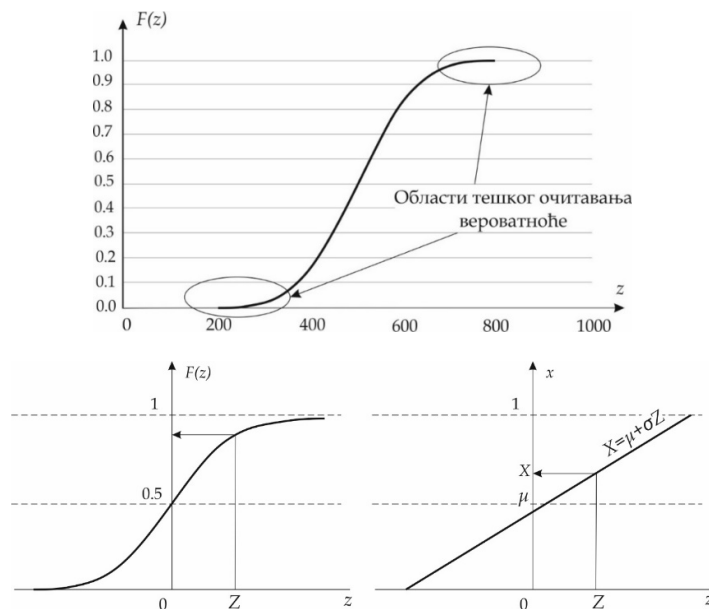
- niskim pritiscima," in *Konferencija CIGRE Srbija*, Zlatibor, 2015, ISBN: 978-86-82317-76-0.
- [95] F. A. M. Rizk and G. N. Trinh, *Application of Statistical Analysis in High Voltage Engineering from: High Voltage Engineering*, London, UK: CRC Press, 2014.
 - [96] W. Hauschild and W. Mosch, *Statistical techniques for high-voltage engineering*, London, UK: The Institution of Engineering and Technology, 2007.
 - [97] NIST/SEMATECH, "e-Handbook of Statistical Methods," 2012. [Online]. Available: <http://www.itl.nist.gov/div898/handbook/>. [Accessed 4 12 2018].
 - [98] P. Sahoo, *Probabiliy and mathematical statistics*, Louisville: University of Louisville, 2013.
 - [99] J. Devore, *Probability and Statistics for Engineering and the science*, Eighth ed., Boston: Cengage Learning, 2011.

А. ПРИЛОГ

МЕТОДЕ КОРИШЋЕНЕ У ОБРАДИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛНИХ РЕЗУЛТАТА

А.1. Увод

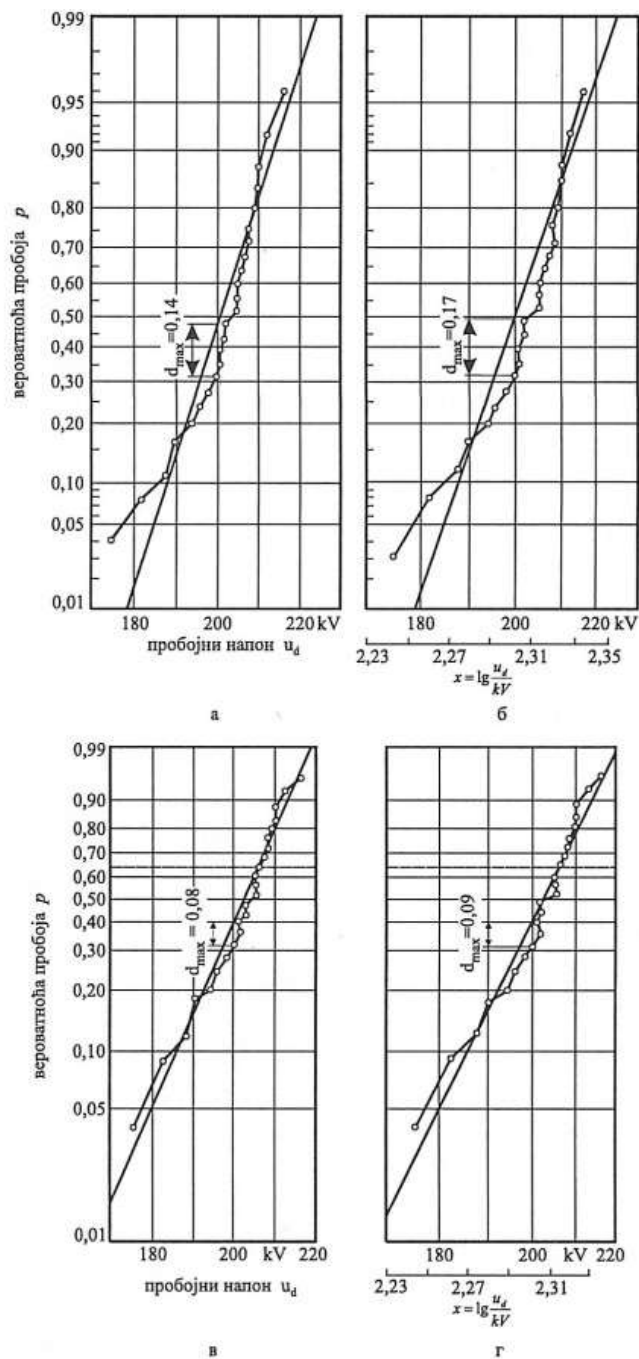
У обради експерименталних резултата у пракси се често примењују статистички тестови. Основни циљ статистичких тестова је да се на основу узорка (у овом случају серије мерења пробојних напона и мртвог времена ГМ цеви) донесу закључци о популацији (статистичко закључивање). То практично значи да је циљ теста испитивање да ли је тврђење (тј. нулта хипотеза) о припадности узорка одређеној статистичкој расподели тачно, односно да ли се претпостављена емпиријска расподела узорка (нпр. серије пробојних напона) значајно разликује од постојеће теоријске (тачне) расподеле. Поред математичких тестова (нпр. Колмогоров тест који нумерички процењује максимално одступање између емпиријске и теоријске расподеле), у пракси се користе и графичке методе (најчешће у комбинацији са математичким методама) које приказују емпиријски добијене функције расподеле на папирима (дијаграмима) вероватноће теоријских функција. Наиме, у пракси су често емпиријске функције расподеле (нпр. код мерења пробојног напона) нелинеарне и квантили се тешко читавају (слика А.1.1а). У тим случајевима емпиријске функције расподеле се приказују на папирима вероватноће теоријских функција расподеле где је зависност $F(z)$ линеаризована (слика А.1.1б), односно на којима се те зависности могу приказати правим линијама. Израда папира вероватноће за одређену функцију расподеле је објашњена детаљно у литератури [95].



Слика А.1.1 а) Пример нелинеарне емпиријске функције расподеле и б) Линеаризација функције расподеле

А.2. Графичке методе

У циљу обављања графичког теста потребно је да се емпиријска функција расподеле представи на папиру вероватноће теоријске функције расподеле са којом се упоређује. Ово практично значи да се вредности пробојних напона са одговарајућим вероватноћама пробоја уцртају на папиру вероватноће теоријске функције. Након тога се црта оптимална права кроз све вредности са графика користећи линеарну регресију [96], или се користи мање прецизан критеријум. Одступања вредности од оптималне праве се процењују одокативно или се пореде са одговарајућим интервалима поверења. Уколико оптимална права пролази кроз све интервале поверења онда се нулта хипотеза не може одбацити. У том случају се доноси закључак о припадности датог узорка одговарајућој расподели. Одређивање адекватне расподеле узорка користећи графичке методе омогућавају да се процене одређени параметри графичког приказа методом квантила [95]. На слици А.1.2 показан је пример одређивања припадности узорка (вредности пробојног напона) одговарајућој теоријској расподели [96].



Слика А.1.2 Пример графичког теста помоћу папира вероватноће [96]: а) за нормалну расподелу; б) за лог-нормалну расподелу; в) за дупло-експоненцијалну расподелу; г) за Вејбулову расподелу

На слици су приказане вредности пробојних напона U_d (кружни симболи) и одговарајуће оптималне праве које су одређене регресијом. Такође, приказана су и максимална растојања (d_{max}) вредности пробојних напона од

оптималне праве за одређену теоријску расподелу вероватноће. Поредећи ове вредности максималних растојања, закључује се да су вредности пробојних напона најбоље уфитоване у случају лог-нормалне расподеле. Ово практично значи да статистички узорак пробојних напона припада лог-нормалној расподели. Надаље, користећи квантиле вероватноће, са слике се могу извући закључци о вредностима пробојних напона.

А.3. Математички тестови

Математички тестови који пореде емпиријске и теоријске функције расподеле обухватају стандардне четири фазе: поставку хипотезе, одређивање статистике теста, одређивање критичне вредности (области) за оцену теста и правило одлучивања (поређење). У даљем тексту ће бити размотрени математички тестови примењени у оцени експерименталних резултата приказаних у овој тези.

А.3.1. Пирсонов χ^2 тест

Пирсонов Хи-квадрат (χ^2) тест се користи у случајевима када желимо да испитамо да ли мерни узорак (са емпиријском расподелом вероватноће) припада популацији са одговарајућом теоријском расподелом, тј. колико је добро слагање емпиријског узорка са одређеном теоријском расподелом (енг. *The goodness-of-fit test*). Хи-квадрат тест се дефинише за Нулту хипотезу:

H_0 : Мерни узорак одговара претпостављеној теоријској расподели.

Овај тест се може применити на било коју расподелу за коју је могуће прорачунати кумулативну функцију расподеле [97]. Да би се одредила статистика теста, тј. да би се одредило да ли се узорак значајно разликује од очекиваних (теоријских) вредности, мерни узорак се дели у k група (класа). Селекција и број података у свакој групи одређује осетљивост самог теста, тј. колико је тест осетљив при одређивању одступања од нулте хипотезе [98]. Као мера одступања (тј. разлике емпиријских и теоријских вредности) рачуна се статистика теста према следећој формули [97]:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^k \frac{(f_e - f_t)^2}{f_t} \quad (\text{A.1.2})$$

где су f_e и f_t емпиријске и теоријске фреквенције појављивања одређених вредности из узорка за одређену класу i , а k је укупан број класа. Да би тест био поуздан очекивана фреквенција вредности [99] треба да буде најмање 5. Ово практично значи да је Хи-квадрат тест поуздан само у случају довољно великог узорка. Случајна променљива дефинисана изразом (A.1.2) има приближно χ^2 расподелу са $df = k-r-1$ степени слободе (број независних променљивих укључених у прорачун вредности χ^2), где r представља број параметара теоријске расподеле. Нулта хипотеза (да узорак одговара претпостављеној теоријској расподели) се одбацује уколико важи релација:

$$\chi^2 \geq \chi_{1-\alpha, k-r}^2 \quad (\text{A.1.3})$$

где $\chi_{1-\alpha, k-r}^2$ представља критичну вредност Хи-квадрат расподеле са $k-r-1$ степени слободе и нивоом поверења α (обично се узима $\alpha = 95\%$). Критична вредност $\chi_{1-\alpha, k-r}^2$ се читава табеларно [99] и пореди са израчунатом вредношћу χ^2 .

A.3.2. Колмогоров-Смирнов тест

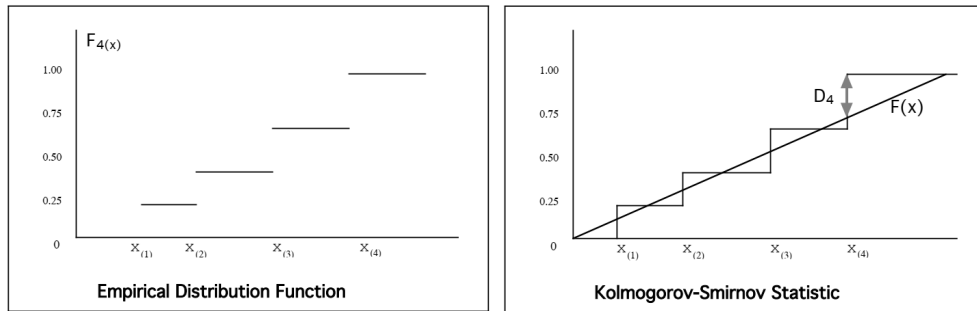
Колмогоров-Смирнов тест (К-С тест) се такође користи у циљу испитивања припадности мерног узорка (са емпиријском расподелом вероватноће) популацији са одговарајућом теоријском расподелом. Стога се и нулта хипотеза дефинише на исти начин као и у случају Хи-квадрат теста. За разлику од Хи-квадрат теста који се може користити у случајевима дискретних расподела вероватноће, К-С тест се користи само у случајевима континуалних расподела [97]. Статистика К-С теста се одређује мерењем растојања између кумулативних функција расподеле, док се у случају Хи-квадрат теста ово растојање базира на функцијама густине вероватноће [98]. Статистика теста се базира на максималној вредности поменутих растојања [98]:

$$D_n = \max_{1 \leq i \leq n} \left\{ \max \left[\frac{i}{n} - F(x_{(i)}), F(x_{(i)}) - \frac{i-1}{n} \right] \right\} \quad (\text{A.1.4})$$

где је $F(x_{(i)})$ кумулативна теоријска функција расподеле емпиријске случајне променљиве $x_{(i)}$ а n укупан број случајних променљивих у емпиријском узорку. На слици А.1.4а приказан је пример емпиријске функције расподеле [98]:

$$F_n(x) = \begin{cases} 0, & \text{ако је } x < x_{(1)} \\ \frac{k}{n}, & \text{ако је } x_{(k)} \leq x < x_{(k+1)} \\ 1, & \text{ако је } x_{(n)} \leq x \end{cases} \quad (\text{A.1.5})$$

за вредности $k = 1, 2, 3$ и 4 . Слика А.1.4б илуструје примену Колмогоров-Смирнов статистике, односно примену израза (А.1.4) на расподелу дату изразом (А.1.5) и приказану на слици А.1.4а. Такође, примена овог теста, у смислу проналажења максималних разлика између емпиријских и теоријских вредности пробојног напона, је приказана на слици А.1.3.



Слика А.1.3 а) Пример емпиријске функције расподеле дате изразом (А.1.4) и б) Примена К-С статистике на исту функцију расподеле [98]

Слично као код Хи-квадрат теста, уколико је вредност статистике теста D већа од одређене критичне вредности $k_{n,\alpha}$ (која се добија из табеле [96], за одређени ниво поверења α и величину узорка n), нулта хипотеза (да узорак припада одређеној теоријској расподели) се одбацује, у супротном се прихвата. Статистика теста веома зависи од величине узорка, па је тест прилично непрецизан при малим узорцима. Такође, оцена припадности

одређеној расподели је проблематична у домену малих и великих квантила, где се одређена поузданост може очекивати само у случајевима великог узорка, што у пракси није увек оствариво (нпр. при мерењу пробојних напона). Зато се у пракси овај тест комбинује са графичким методама да би се што боље проценио тренд у доменима малих и великих квантила.

A.3.3. U-тест

U-тест се користи у циљу тестирања хипотезе да су функције расподеле две популације, $F(x)$ и $F(y)$, са величинама узорака n_x и n_y и реализацијама $x_1 \dots x_i \dots x_{n_x}$ и $y_1 \dots y_i \dots y_{n_y}$, међусобно једнаке [96]. У циљу спровођења статистике теста узорци n_x и n_y се заједно поређају по величини и нумеришу од 1 до $(n_x + n_y)$. Ови бројеви се називају ранговима $r(x_i)$ и $r(y_j)$, где се исти ранг додељује идентичним исходима. Након тога се формирају суме рангова за сваки узорак:

$$R_x = \sum_{i=1}^{n_x} r(x_i) \quad \text{и} \quad R_y = \sum_{i=1}^{n_y} r(x_y) \quad (\text{A.1.6})$$

након чега се формирају изрази:

$$U_x = R_x - \frac{n_x(n_x + 1)}{2} \quad (\text{A.1.7})$$

$$U_y = R_y - \frac{n_y(n_y + 1)}{2} \quad (\text{A.1.8})$$

из којих се добија статистика теста:

$$U_{\text{мечт}} = \min(U_x, U_y) \quad (\text{A.1.9})$$

Након тога нулта хипотеза да су функције $F(x)$ и $F(y)$ међусобно једнаке се одбацује уколико важи релација $U < U_{n_x; n_y; \alpha}$, где је $U_{n_x; n_y; \alpha}$ критична вредност која је дата табеларно [99].

БИОГРАФИЈА АУТОРА

Лука Перазић је рођен 09.04.1982. године у Београду. Основну школу и Четврту гимназију завршио је у Београду. Електротехнички факултет Универзитета у Београду уписао је 2001. године. Дипломирао је 2007. године на Одсеку за физичку електронику-смер Биомедицински и еколошки инжењеринг, са просечном оценом 8.37 и одбрањеним дипломским радом са оценом 10 стекао звање дипломираног инжењера електротехнике. Награђен је за најбољи студентски научни рад у 2007. од стране Електротехничког факултета у Београду из области дигиталне обраде слике. На истом факултету и истом одсеку(модулу) уписује Мастер академске студије, другог степена, 2007. године. Мастер студије је завршио 2009. године са просечном оценом 10 и одбрањеним мастер радом под називом „Статистичке и мерне методе за радиолошку карактеризацију објеката“ са оценом 10. Докторске студије на Електротехничком факултету Универзитета у Београду уписао је 2012. године на модулу Нуклеарна, медицинска и еколошка техника.

Од 2009. до 2010. године, радио је у Лабораторији за заштиту од зрачења и заштиту животне средине Института за нуклеарне науке Винча у оквиру пројекта VIND (*Vinca Nuclear Decommissioning Program*) у области дозиметрије и заштите од зрачења. Од 2010. године ради у ЈП Нуклеарни објекти Србије, у почетку на радном месту Инжењера за заштиту од зрачења, на пројекту препакивања и репетријације ислуженог нуклеарног горива у Руску Федерацију. Након тога, као руководиоца, успоставља рад и руководи процесом акредитације метода термолуминесцентне и оптички стимулисане дозиметрије у оквиру Лабораторије за личну дозиметријску контролу у ЈП Нуклеарни објекти Србије. Од 2014. руководи Одељењем за процену нивоа излагања јонизујућим зрачењима чија је основна делатност

процена унутрашњег и спољашњег излагања професионално изложених лица и становништва штетном дејству јонизујућег зрачења, користећи притом стандардизоване методе мерења у области дозиметрије и заштите од зрачења специфичном мерном истраументацијом за детекцију јонизујућег зрачења (јонизационим коморама, ГМ бројачима, сцинтилационим и полупроводничким детекторима) у радијационим пољима сложене геометрије. Додатна усавршавања стекао је на курсевима Међународне атомске агенције у Бечу (*International Atomic Energy Agency - IAEA*), у областима мерних метода и методологије за мерење нивоа спољашњег и унутрашњег излагања изворима јонизујућег зрачења. Неки од резултата истраживачког рада су публиковани на домаћим и међународним конференцијама, као и у научним часописима.

Изјава о ауторству

Име и презиме аутора Лука Перазић

Број индекса 5057/2012

Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

Физички и функционални ефекти електронегативног гаса у трокомпонентној смеши
радног гаса за детекцију јонизујућег зрачења помоћу Гајгер-Милеровог бројача

- резултат сопственог истраживачког рада;
- да дисертација у целини ни у деловима није била предложена за стицање друге дипломе према студијским програмима других високошколских установа;
- да су резултати коректно наведени и
- да нисам кршио/ла ауторска права и користио/ла интелектуалну својину других лица.

У Београду, 20.11.2019.

Потпис аутора



Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора Лука Перaziћ

Број индекса 5057/2012

Студијски програм Нуклеарна, медицинска и еколошка техника

Наслов рада Физички и функционални ефекти електронегативног гаса у
трокомпонентној смеши радног гаса за детекцију јонизујућег
зрачења помоћу Гајгер-Милеровог бројача

Ментор др Ковиљка Станковић, доцент

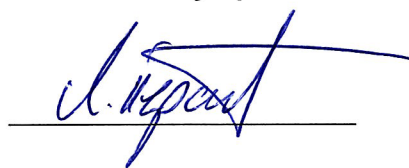
Изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао/ла ради похрањена у **Дигиталном репозиторијуму Универзитета у Београду**.

Дозвољавам да се објаве моји лични подаци везани за добијање академског назива доктора наука, као што су име и презиме, година и место рођења и датум одбране рада.

Ови лични подаци могу се објавити на мрежним страницама дигиталне библиотеке, у електронском каталогу и у публикацијама Универзитета у Београду.

У Београду, 20.11.2013.

Потпис аутора



Изјава о коришћењу

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Светозар Марковић“ да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду унесе моју докторску дисертацију под насловом:

Физички и функционални ефекти електронегативног гаса у трокомпонентној смеши радног гаса за детекцију јонизујућег зрачења помоћу Гајгер-Милеровог бројача

која је моје ауторско дело.

Дисертацију са свим прилозима предао/ла сам у електронском формату погодном за трајно архивирање.

Моју докторску дисертацију похрањену у Дигиталном репозиторијуму Универзитета у Београду и доступну у отвореном приступу могу да користе сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons) за коју сам се одлучио/ла.

1. Ауторство (CC BY)
2. Ауторство – некомерцијално (CC BY-NC)
- ☒ 3. Ауторство – некомерцијално – без прерада (CC BY-NC-ND)
4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима (CC BY-NC-SA)
5. Ауторство – без прерада (CC BY-ND)
6. Ауторство – делити под истим условима (CC BY-SA)

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци.
Кратак опис лиценци је саставни део ове изјаве).

У Београду, 20.11.2019

Потпис аутора

1. **Ауторство.** Дозвољавање умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце, чак и у комерцијалне сврхе. Ово је најслободнија од свих лиценци.

2. **Ауторство – некомерцијално.** Дозвољавање умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела.

3. **Ауторство – некомерцијално – без прерада.** Дозвољавање умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела. У односу на све остале лиценце, овом лиценцом се ограничава највећи обим права коришћења дела.

4. **Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима.** Дозвољавање умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада.

5. **Ауторство – без прерада.** Дозвољавање умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела.

6. **Ауторство – делити под истим условима.** Дозвољавање умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада. Слична је софтверским лиценцама, односно лиценцама отвореног кода.