

Vilniaus universiteto
Fizikos fakulteto
VU Taikomosios elektrodinamikos ir telekomunikacijų institutas

Ugnius Kašinskas
TERAHERCINĖS SPINDULIUOTĖS DETEKCIJA SU LAVININIAIS DIODAIS

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas
Lazerinės technologijos studijų programa

Studentas

Ugnius Kašinskas

Darbo vadovas

prof. dr. Alvydas Lisauskas

Instituto direktorius

prof. dr. Robertas Grigalaitis

Vilnius 2024

TURINYS

ĮVADAS	2
1. Teorijos apžvalga	4
1.1. Terahercų detektoriai	4
1.1.1. Detektorių charakterizavimas	4
1.1.2. Detektorių klasifikacija	6
1.1.3. Elektrinio lauko lyginimo detektoriai	8
2. Triukšmai elektros prietaisuose	12
2.1. Triukšmų matavimai	12
2.1.1. Signalų spektrinė analizė	13
2.2. Triukšmų rūšys	14
2.2.1. Šiluminis triukšmas	15
2.2.2. Šratinis triukšmas	17
2.2.3. 1/f triukšmas	20
2.3. Detektorių jautrumas	21
3. Mokslinių straipsnių, diodinių THz detektorų tema, apžvalga	23
4. Eksperimento metodika	27
4.1. Naudota įranga	29
5. Eksperimento rezultatai	32
6. Pagrindiniai rezultatai ir išvados	52
Summary	53
Santrauka	54
Literatūros sąrašas	55

IVADAS

Terahercų (Terahertz – THz) tarpas – terminas, dažnai naudojamas apibūdinti elektromagnetinių bangų spektro juostai, esančiai virš mikrobangų ir žemiau matomos šviesos dažnių juostos. „Tarpas“ nurodo santykinę technologijų, atitinkančių THz spektro sritį trūkumą, priešingai nuo pažangių elektroninių ir optinių technologijų, prieinamų regionuose aplink THz dažnio juostą. Šis technologijų tarpo apibūdinimas vartotinas THz spinduliuotės šaltiniams ir komponentams, kurie manipuliuoja THz spinduliuote ir toliau išplečiamas prietaisams, kurie detektuoja THz spinduliuotę. THz mokslo ir technologijų sritis išsiplėtė eksponentiškai per pastaruosius kelis dešimtmečius [1].

THz spinduliuotė dažnai laikoma spektrine sritimi $\nu \approx 1-10$ THz dažnių intervale ($\lambda \approx 300-30 \mu\text{m}$) [1-3] ir iš dalies sutampa su gan laisvai apibrėžiama submilimetro (sub-mm) bangos ilgio juosta $\nu \approx 0,1-3$ THz ($\lambda \approx 3-100 \mu\text{m}$) [4]. Net platesnis regionas $\nu \approx 0,1-10$ THz [5, 6] laikomas THz juosta, kuri persidengia su sub-mm bangos ilgio juosta. Todėl dažnai abi šios sąvokos vartojamos vienoda prasme.

THz dažnio elektromagnetinių bangų spinduliuotė, išsidėsčiusi tarp infraraudonosios ir mikrobangų juostų. Sėkmingam THz sistemų pritaikymui neužtenka vien tik tradicines optikos technikų. Naudojant gerai išvystytas technologijas, sėkmingai taikomas aplinkinių bangų analizei, THz dažnio juostą tirti žymiai sudėtingiau. Istoriskai THz spektras technologiškai buvo pradėtas tirti astronomų ir planetas tiriančių mokslininkų, tačiau kiti potencialūs poreikiai pritaikyti šį spektrą plačiau, ypač medicinoje ir saugume, išplėtė technologijos vystytojų ratą. Pastaruoju metu matoma padidėjusi veikla tarp plačios srities fizikų ir inžinierių. Žemų dažnių (žemesnių nei 0,5 THz) THz regione spinduliuotė gali prasiskverbti pro daugumą nemetalinių ir nepolinių medžiagų, dėl to vaizdo perdavimo technologijos, sulaukė didelio postūmio savo srityje [7].

Per pastaruosius 20 metų įvyko THz sistemų revoliucija. Pažangūs moksliniai medžiagų tyrimai padėjo sukurti naujus, plačių galimybių technologinius išradimus. THz potencialas atsiskleidė mokslinėse ir komercinėse srityse. Dėl plačių galimybių įvardintose srityse, THz tyrimai sulaukė didžiulio susidomėjimo. Esant tokioms tendencijoms, buvo išvystyti labai svarbūs moksliniai pasiekimai - THz laikinė spektroskopija, THz vaizdinimas ir aukštos galios THz spinduliuotės generavimas įvairiais netiesiniais efektais [1-3].

Mokslo sritys tobulėjančios THz technologijų atžvilgiu, šiuo metu sulaukia vis didėjančio susidomėjimo. Prietaisai veikiantys šioje bangos ilgių juostoje laikomi didelės svarbos technologijomis. THz technologija pritaikoma įvairiose žmonių veiklos srityse – saugumui, biologinių narkotinių medžiagų ar sprogmenų aptikimui, dujų nuotėkio

fiksavimui, pirštų antspaudų aptikimui ir kt. THz dažnių tyrimai svarbūs ir bendramoksliu atžvilgiu. Šioje dažnių juostoje atskleidžiami fizikiniai procesai, analizuojami įvairių mokslo disciplinų žinių kontekste [8].

Šio darbo tikslas – apžvelgti THz spinduliuotės detektavimo puslaidininkiniais diodais ypatumus ir teoriškai apskaičiuoti, bei eksperimentiškai išmatuoti tiriamo lavininio diodo THz detektavimo galimybes aprašančius parametrus.

1. Teorijos apžvalga

1.1. Terahercų detektoriai

1.1.1. Detektorių charakterizavimas

Terahercų detektorius yra prietaisas, kuris užfiksuoja THz dažnio elektromagnetinę spinduliuotę ir konvertuoja ją į signalą, kurį gali interpretuoti žmogus. Bendras detektoriaus dizainas pavaizduotas 1 pav. Taigi, terahercų detektorius yra tam tikros formos keitiklis – prietaisas, kuris pakeičia vieną informacijos formą į kitą. Terahercų detektoriuje, išėjime dažnai fiksuojamas yra elektrinis signalas, kuris vėliau skaitmeniškai užrašomas. Kartais, vietoje detektoriaus, naudojamas terminas yra jutiklis arba imtuvas. Bendrai, terahercų detektorius priima THz dažnio šviesą ir išduoda duomenis. Daug THz spinduliuotės detektoriaus apibūdinimų ir charakteristikų yra bendros su bet koku kitu elektromagnetinės spinduliuotės detektoriumi [8].



1 pav. **Bendroji terahercų detektoriaus schema. Terahercų detektorius yra keitiklis, kuris terahercų spinduliuote pakeičia į perskaitomą signalą [8]**

Thz spinduliuote yra laikoma elektromagnetinė spinduliuotė, kurios svyravimų dažnis atitinka maždaug 10^{12} Hz. Dauguma autorių šį dažnį interpretuoja skirtingai ir jie apima $10^{12\pm 1}$ Hz sritį [8].

Pagrindinė terahercų detektoriaus savybė yra ta, kad jis yra jautrus THz dažnio fotonams. Dėl šios priežasties, terahercų detektoriai dažnai apibūdinami pagal tai, kuriai šviesos dažnių juostai jie yra jautrūs. Tipiškai detektoriaus jautrumas yra didesnis vieniems šviesos dažniams nei kitiems ir gali būti visiškai nejautrus dažniams už detektoriaus jautrumo juostos. Kai kurie detektoriai atskiria skirtingų dažnių fotonus. Ši jų savybė vadinama dažnine skyra. Bendru atveju, pageidautinas jautrumas plačioje dažnių zonoje, tačiau, kai kuriose srityse yra tinkami ar pageidaujami detektoriai veikiantys tik siauroje dažnių juostoje [8].

Visose praktinio detektoriaus pritaikymo situacijose egzistuoja nepageidautina, neišvengiama, minimali atsitiktinė fluktuacija detektoriaus išėjime, kuri yra vadinama triukšmu.

Triukšmas detektoriuose būdingas net ir tada, kai į jį nėra šviečiama jokia spinduliuotė. Spinduliuote apšvietus detektorių, jo išėjime generuojamas pageidautinas signalas, tačiau signalas visada yra užteršiamas triukšmu. Vienas iš būdų kaip išreiškiamas šis nepageidautinas signalo užteršimas yra signalo ir triukšmo santykis (Signal-to-Noise ratio – SNR). Detekcijos riba yra laikomas toks atvejis, kai signalo ir triukšmo lygiai yra vienodi, t. y. $SNR = 1$. Signalas ir triukšmas, šiuo atveju, yra aprašomi tuo pačiu dydžiu: įtampa, srovė, galia ar pan. [8].

Jei triukšmo kilmė yra atsitiktinė, laikui bėgant triukšmo įnašas yra linkęs pasinaikinti. Triukšmo vidurkis per ilgą laiko tarpą yra 0. Taigi, matavimo laiko trukmė (integravimo laikas) taip pat turi būti apibūdinta triukšmo įvertinime. Atitinkamai gali būti apibūdintas dažnių juostos plotis, kuriame matuojamas triukšmas [8].

Tuo atveju, kai triukšmas yra atsitiktinis, kas bendrai ir yra tariama, triukšmo lygis mažėja proporcingai su šaknimi iš integravimo laiko arba atitinkamai šaknimi iš juostos pločio. Todėl dažnai triukšmas yra išreiškiamas vienetais per šaknį iš herco. Taip apibrėžus triukšmo matavimą, galima laikyti, kad triukšmas išmatuotas viename laiko tarpe bus toks pat kaip išmatuotas kitame. Toliau išplečiant šį apibrėžimą, galima įvesti triukšmą atitinkančią galią (Noise Equivalent Power - NEP), kuri apibūdinama kaip spinduliuotės galia krentanti į detektorių, kurią užregistravus signalo ir triukšmo lygiai bus vienodi [1].

Yra ir kitų dydžių susijusių su detekcijos riba. Idealiu atveju, detektorius turėtų sugebėti detektuoti pavienius fotonus. Šis detektorių darbo režimas yra vadinamas fotonų skaičiavimu. Praktiškai detektuoti pavienius THz fotonus yra sunkiai įgyvendinamas uždavinys. Be minimalaus detektuojamo signalo, praktikoje egzistuoja ir maksimalus signalas, kurį detektorius gali užfiksuoti kol jo išėjimas netampa persotintas arba prietaisas netampa pažeistas [8].

Detektoriaus atskas aprašo detektoriaus išėjimo signalo lygį atsižvelgiant į įėjimo signalo lygį. Paprastai, įėjimo signalas yra kritusios THz spinduliuotės galia, išreiškiamą vatais, o išėjimo signalas yra įtampa arba srovė, išreiškiami atitinkamai voltais arba amperais. Srovės atsakas apibrėžiamas kaip (1)

$$\mathcal{R}_I = \frac{dI}{P} \quad (1)$$

Čia dI yra srovės pokytis detektoriaus išėjime, P yra į detektorių krentančios spinduliuotės sugerta galia [1]. Detektoriaus atskas dažnai pateikiamas kaip vienas skaičius. Tokiu atveju laikoma, kad sąryšis tarp įėjimo ir išėjimo yra pastovus. Jei ši sąlyga galioja ir santykis tarp išėjimo ir įėjimo signalo yra pastovus esant skirtingiems įėjimo signalams, detektorius yra vadinamas tiesiniu. Tipiškai, detektoriaus atsakas tampa didesnis arba mažesnis į jį krentant didesnės arba mažesnės galios spinduliuotei. Tiesinis detektoriaus atsakas yra pageidautinas [8].

Esant pastoviam ir netrūkiam THz signalui, tikimasi, kad detektoriaus išėjime taip pat bus aptiktas pastovus ir netrūkus signalas. Tačiau įmanoma, kad pats THz signalas gali kisti laike. Tokiu atveju domina koks bus detektoriaus atsakas į šį pokytį. Viena iš galimų situacijų yra ta, kad pradiniu laiko momentu nebuvo jokio THz signalo iki tol, kol kitu laiko momentu THz signalas staiga įsijungė ir po to išliko pastovus. Atsako laikas yra laiko tarpas, kuris reikalingas, kad detektorius sureaguotų į tokį šuolinį signalo pokytį. Atsako laikas apibrėžiamas kaip laiko tarpas, per kurį detektoriaus išėjimo signalas pasiekia tam tikrą lygį atsižvelgiant į galutinį, pastovų išėjimo signalą. Tipiškai matuojamas laikas reikalingas kad būtų pasiekta tam tikra dalis galutinio signalo ($1-1/e$ arba 90%). Šis laiko tarpas vadinamas detektoriaus laikine konstanta. Kai kuriuose eksperimentuose THz signalas yra įjungiamas ir išjungiamas reguliariais laiko intervalais. Tokios signalo moduliacijos sparta, į kurią gali sureaguoti, yra atvirkščias dydis laiko konstantai. Moduliacijos dažnių juosta aprašo į kokius signalo moduliacijos dažnius reaguoja detektorius [8].

Pirminės detektoriaus charakteristikos aprašo kaip jis reaguoja į matuojamą THz spinduliuotę. Tačiau taip pat svarbios yra ir detektoriaus praktinės savybės, tokios kaip: dydis, perkeliamumas, galios sąnaudos, darbinės sąlygos, tarnavimo trukmė, naudojimo paprastumas ir kaina. Paprastai pageidautini kuo mažesnių matmenų detektoriai, ypač vaizdavimo reikmėms, kur dažnai naudojamas didelis skaičius tankiai išdėliotų detektorių. Ne mažiau svarbus ir detektoriaus perkeliamumas, kas dažnai įtraukia ir detektoriaus mažą priklausomybę nuo aplinkos sąlygų bei energijos šaltinio. Kai kurie detektoriai prastėja jų naudojimo laikotarpiu, pageidautinas ilgaamžis detektorius. Taip pat dėmesio verta ir detektoriaus kaina, įskaitant ir pagaminimo kaštus bei eksploatacijos ir priežiūros kaina [8].

1.1.2. Detektorių klasifikacija

Fizikiniai mechanizmai, kurie gali būti pritaikomi terahercų detektoriuose spinduliuotės aptikimui yra klasifikuojami į plačias atskiras grupes [8, 9].

Visų pirma egzistuoja detektoriai, kurie sugeria ir matuoja THz fotonų perduotą energiją. Dažnai šie detektoriai yra vadinami šiluminiais. Sugerta energija paprastai padidina detektoriaus temperatūra ir šis temperatūros yra užfiksuojamas. Šiuo požiūriu, tokio tipo detektorius yra tiesiog jautrus termometras [9]. Termometras yra keitiklis, kuris konvertuoja temperatūros pokytį į kokį nors kitą signalą. Yra keletas savybių, kurios gali įgalinti tokį konvertavimą.

Kita plati detektorių klasė, gali būti vadinama elektroniniai, kadangi jie veikia dėl sąveikos tarp THz fotonų bei elektronų esančių detektoriuje. Plačioje elektroninių detektorių klasėje galima išskirti detektorius, kurie pasikliauja bendru elektronų judėjimu ir tie, kurių veiklai reikalingi pavienių elektronų sužadimas iš susietos būsenos ar perkėlimas per potencialinį barjerą [9].

Trečia plati detektorių klasė, yra THz detektoriai, kurių veikimui reikalingas dviejų signalų maišymas - THz signalas, kurį bandoma detektuoti ir - atraminio signalo. Šio tipo detektoriai sumaišo THz signalą su kitoku atraminiu signalu (heterodino detektoriai) arba, detektuojamas signalas tiesiogiai sumaišomas su signalu iš to paties šaltinio (homodino detektoriai) [9].

Ketvirta plati klasė, apima detektorius, kurie yra skirti ultra trumpų impulsų detekcijai [9].

THz spinduliuotė yra laikoma kaip pereinamoji juosta tarp radijo dažnio (radio frequency – RF) bangų (žemesnių nei 100 GHz) ir infraraudonųjų (infrared – IR) juostų, kurių bangų ilgiai virš 12 μm . Todėl THz spinduliuotė turi polinkį reaguoti į pasyvius elementus ir prietaisus, kuriems būdinga ir RF, ir IR charakteristika [10]. Vienas iš šių prietaisų pavyzdžių yra taip vadinami kvazi-optiniai, kuriems naudojami elementai, tokie kaip veidrodžiai, lęšiai ir kiti tradiciniai optiniai elementai spinduliuotės nukreipimui ir susiejimui su pasyviais elementais.

Dar vienas prietaisų pavyzdys yra tiesioginiai THz detektoriai, kurie patys krentančią THz spinduliuotę tiesiogiai konvertuoja į mažesnių dažnių juostas. Tiesioginiai detektoriai beveik visada yra galią į įtampą arba galią į srovę keičiantys prietaisai. Yra nemažai šio veikimo tipo prietaisų, tačiau labiausiai išplėtoti ir populiariausi yra elektrinio lauko bei šiluminiai detektoriai [11].

Lauko detektoriai, tokie kaip Schottky diodai, reaguoja į THz elektrinį lauką ir paprastai, išėjime generuoja srovę ar įtampą per jų kvadratinę voltamperinės charakteristikos narį. Šiluminiai detektoriai paprastai yra integruoti prietaisai, į kurių sudėtinį įeina THz spinduliuotę sugeriantis elementas ir temperatūrai jautrus keitiklis. Sugeriantis elementas, paprastai, yra izoliuotas nuo aplinkos tam, kad sugerta THz spinduliuotė pakeltų ir sugeriančio sluoksnio, ir keitiklio temperatūrą. Šiluminiai detektoriai, kurių keitiklis yra termistorius, vadinami bolometrais. Bolometrų termistoriai paprastai yra prietaisai, kuriems būdingas didelis jų varžos pokytis esant net ir mažam temperatūros pokyčiui [10]. Ši savybė būdinga pereinamiesiems metalams ir pusiau metalams. Įmanoma pagaminti tokius bolometrus, kuriuose sugeriančiojo ir termistoriaus funkcijas atlieka tas pats elementas. Tokio tipo bolometrai vadinami integruotais [11].

Naujesnis THz spinduliuotės detekcijos mechanizmas yra paremtas plazmos bangos sklidimu ir lyginimu dvimačiame aukšto elektronų judrio lauko tranzistoriaus (high-electron-mobility transistor - HEMT) kanale.

1.1.3. Elektrinio lauko lyginimo detektoriai

Detektoriai ir maišytuvai išnaudoja netiesines voltamperinės puslaidininkinių prietaisų charakteristikas tam, kad atliktų krintančio aukšto dažnio signalo išgavimo ir transliavimo operacijas. Tradiciškai buvo naudojami dviejų kontaktų puslaidininkiniai diodai, tačiau šiais laikais naudojami ir trijų kontaktų prietaisai. Detekcija yra kintamo signalo lyginimo forma, kurios metu yra išgaunamas amplitudė moduluotas kintamas signalas. Nemoduluotas aukšto dažnio įėjimo signalas detektoriaus išėjime generuoja nuolatinį signalą [11].

Detektoriaus funkcija yra išėjime generuoti nuolatinį arba žemo dažnio signalą, kuris atitiktų krintančio signalo moduliacijos dažnį. Daugumą mikrobangų detektorių sudaryti iš metalo-puslaidininkio sandūros diodų, tačiau naudojami ir kiti dviejų kontaktų diodai, tokie kaip tuneliniai ar atgaliniai diodai ir šiluminiai prietaisai. Įėjimo galioms maždaug iki $20 \mu W$ daugumai įprastinių diodų ir šiluminių detektorių galioja kvadratinio proporcingumo dėsnis, todėl matuojamas tikras vidutinis kvadratinis signalo didumas, nepriklausomai nuo įėjimo signalo režimo (nuolatinio signalo, impulsinio ar moduluoto) [11].

Kvadratinio proporcingumo elektrinio lauko lyginimo detektoriai yra prietaisai ar grandinės, kurios priima įėjimo signalą ir išduoda išėjimo signalą, kuris yra proporcingas įėjimo signalo kvadratui (2) [11].

$$X_{out} = AX_{in}^2 \quad (2)$$

Čia X_{out} gali būti išėjimo įtampa ar srovė, X_{in} yra įėjimo signalas ir A yra proporcingumo koeficientas. Tokio prietaiso nauda gali būti dvejopa:

1 - lyginimas, arba nuolatinės srovės (direct current - DC) signalo generavimas tiesiogiai iš kintamos srovės (alternating current - AC) įėjimo signalo, arba

2 - įėjimo signalo žeminimas (signalų maišymas) [11].

Lyginimas paprasčiausiu būdu yra paaiškinamas harmoninio krintančio signalo atveju (3) [11].

$$X_{in}(t) = B \cos(\omega t + \varphi) \quad (3)$$

Čia B yra krintančio įėjimo signalo amplitudė, ω yra krintančio signalo dažnis.

Detektoriumi apdorojus tokį signalą, detektoriaus išėjime matomas signalas (4) [11].

$$X_{\text{out}} = \frac{1}{2}AB^2(1 + \cos(2[\omega t + \varphi])) \quad (4)$$

Tuo atveju, kai grandinėje po kvadratinio proporcingumo detektoriaus seka žemų dažnių filtras (laikinis integratorius), kurio integravimo laikas $\tau \gg \frac{2\pi}{\omega}$, antrasis skliaustų narys lygtyje (4) neprisidės prie išėjimo signalo ir lygtis (4) taps (5) [11].

$$X_{\text{out}} = \frac{1}{2}AB^2 \equiv \mathcal{R}P_s \quad (5)$$

Čia \mathcal{R} yra konstanta ir P_s yra vidutinė sugerto įėjimo signalo galia. Kalbant apie detektorius, \mathcal{R} įprasta yra vadinti atsaku ir matuoti A/W arba V/W . Žinant detektoriaus A vertę, įmanoma nustatyti vertę B pasinaudojus X_{out} DC dedamąja. Kvadratinio proporcingumo detektoriai labiau pageidautini nei kubiniai ar kitokie įmanomi detektoriai dėl šios priežasties. Proporcingumo koeficientas A priklauso tik nuo detektoriaus charakteristikų ir nepriklauso nuo krintančios galios lygio, bent iki taško, kuriame pradeda pasireikšti signalo soties ir aukštesnio lygio netiesiniai efektai. Užtenka vienos A koeficiento kalibracijos silpnų signalų režime, kad kvadratinio proporcingumo detektorius būtų naudotinas plačiame įėjimo galios ruože [11].

Pavyzdinis THz lygintuvas yra metalo-puslaidininkio barjero (Schottky) diodas. Jų voltamperinė gerai aprašoma didelės asimetrijos išraiška (6) [11].

$$I = I_s \left(\exp\left(\frac{q_e U}{nk_B T}\right) - 1 \right) \quad (6)$$

Čia I_s atvirkštinio priešįtampio soties srovė, k_B yra Boltzmann konstanta, T yra kontakto temperatūra ir n (n tipiškai įgauna vertes tarp 1 ir 2) yra daug fizikinių parametrų apimanti idealumo konstanta. Antrojo pasaulinio karo metais dėl lyginimo detektorių svarbos radarų imtuvams, atlikti detalūs šių prietaisų silpnų signalų atsako tyrimai. Atrasta bendra išraiška trumpo jungimo srovės atsakui (7) [11].

$$\mathcal{R}_I = \frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dU^2} \quad (7)$$

Jei Schottky arba p-n sandūros diodas veikia kvadratinio proporcingumo režime t. y. detektorių pasiekianti kintama įtampa yra daug mažesnė nei $nk_B T/q_e$ (ties 300 K apie 26 mV) įmanoma atlikti silpnų signalų analizę. Kintamos amplitudės THz bangos detekciją galima paaiškinti antros eilės diodo modeliu. Paaiškinimas pradedamas užrašant įtampa ties diodo sandūra U , kaip pastovaus priešįtampio U_0 bei mažo kintamo signalo įtampos Δu sumą [13].

$$U = U_0 + \Delta u$$

Skleidžiant (6) Taylor eilute ir paliekant pirmus 3 eilutės narius gaunama (8).

$$I(\Delta u) = I|_{U_0} + \Delta u \left. \frac{dI}{dU} \right|_{U_0} + \frac{1}{2!} \Delta u^2 \left. \frac{d^2 I}{dU^2} \right|_{U_0} + \frac{1}{3!} \Delta u^3 \left. \frac{d^3 I}{dU^3} \right|_{U_0} \quad (8)$$

Čia pastovus narys $I|_{U_0}$ yra tiesioginio priešįtampio srovė I_{DC} . Pirmoji (6) išvestinė yra diodo dinaminis laidis $G_j = \left. \frac{dI}{dU} \right|_{U_0} = \frac{q_e}{nk_B T} (I_{DC} + I_s)$, kuris aprašo diodo dinaminę varžą $R_j = \frac{1}{G_j}$. Antroji (6) išvestinė yra (9).

$$\left. \frac{d^2 I}{dU^2} \right|_{U_0} = \left(\frac{q_e}{nk_B T} \right)^2 (I_{DC} + I_s) \quad (9)$$

Užrašius pilną diodo srovę $I = I_{DC} + \Delta i$ ir įstačius I_{DC} , G_j bei (9) į (8) gaunamas antros eilės silpno signalo taške (U_0, I_{DC}) modelis (10).

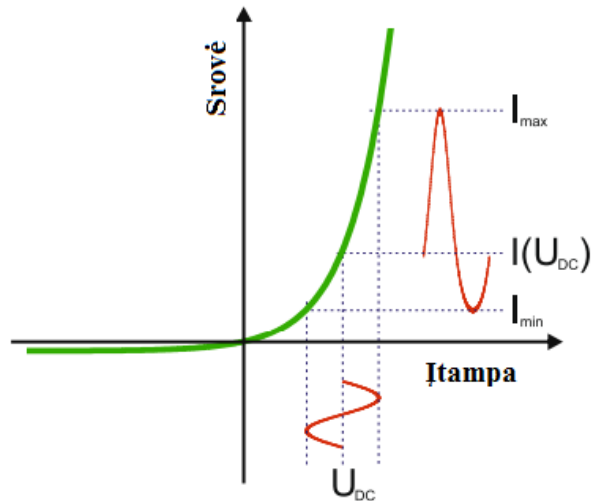
$$\Delta i = \Delta u G_j + \frac{1}{2!} \frac{q_e}{nk_B T} \Delta u^2 G_j \quad (10)$$

Čia diodo sandūros įtampa yra amplitudė moduluotas THz signalas (11).

$$\Delta u = U_{THz} [1 + m \cos(\omega_m t)] \cos(\omega) \quad (11)$$

Čia U_{THz} yra signalo amplitudė, ω_m yra moduliacijos dažnis, ω yra signalo dažnis ir m yra moduliacijos indeksas, kurio vertės yra tarp 0 ir 1 [13].

Schematiškai elektrinio lauko lyginimas pavaizduotas 2 pav.



2 pav. Elektrinio lauko lyginimo Schottky diodais schema. Esant pastoviam prieštampiai U_{DC} , diodą pasiekia kintamo dažnio įtampa U_{THz} . Ši kintamo dažnio įtampa sukelia nesimetrišką, kintamą srovės atsaką I_{THz} , dėl kurio padidėja vidutinė nuolatinė srovė diode I_{DC} [12]

Idealaus metalo-puslaidininkio diodo 300 K temperatūroje, laikant kad $n = 1$, apskaičiuojamas srovės atsakas yra $\mathcal{R}_I = 19,3\text{ A/W}$, kuris parodo didžiausią teoriškai įmanomą trumpo jungimo atsaką [11]. Dėl Schottky lygintuvų paprastumo, jie buvo pirmieji detektoriai, kurie buvo pritaikyti didesnių dažnių bangoms, pradedant nuo mikrobangų antrojo pasaulinio karo metais. Didėjant interesui THz bangų detekcijai, buvo suprasta, kad plokštuminiai Schottky diodai gali būti pritaikyti šiuo tikslu sumažinus jų matmenis iki sub-mikrometrinių dydžių, tam kad būtų sumažinta jų sandūros talpa [3].

Tuneliniai, atgaliniai bei rezonansiniai tuneliniai diodai taip pat buvo pritaikyti kaip detektoriai ar maišytuvai. Jie gali pasižymėti neigiama dinamine varža. Pasyvus detektoriai turi sugerti signalo spinduliuotę kad galėtų veikti. Neigiamos dinaminės varžos prietaisai paprastai veikia su prieštampiais, kad detekcija vyktų neigiamos dinaminės varžos regione. Tai padidina šių prietaisų jautrumą. Atgaliniai diodai yra tunelinio diodų variantas, kurie turi smarkiai netiesinę voltamperinę charakteristiką ir silpną neigiamą dinaminę varžą prieštampio regionuose neoti nulio [13].

2. Triukšmai elektros prietaisuose

Iš statistinės mechanikos, taip pat ir kvantinės mechanikos yra žinoma, kad bet kuris fizikinio dydžio matavimas yra paveiktas fluktuacijų. Jutiklių sistemų fiksuojamos galios paprastai yra silpnos – tipiška keliomis eilėmis silpnesnė negu komunikacijų sistemose. Tokiose sistemose svarbia problema tampa fiksuojamo signalo praradimas imtuve, sukeltas šių galios fluktuacijų, vadinamų triukšmu. Triukšmas yra suminis poveikis, susidedantis iš įvairių elektroninių ir elektromagnetinių mechanizmų, ypatingai pačiame detektoriuje [14].

2.1. Triukšmų matavimai

Kadangi triukšmas yra atsitiktinis procesas, užrašyti algebrinę išraišką triukšminio signalo amplitudės laikinei priklausomybei neįmanoma. Bet kurie perskaitomi, fizikinį procesą atitinkantys duomenys, gali būti įrašomi kaip laiko funkcija ir suklasifikuojami į dvi plačias klases – deterministinius ir nedeterministinius. Elektriniai triukšmai yra atsitiktiniai, todėl yra klasifikuojami kaip nedeterministiniai ir, atitinkamai, analizuojami statistikos ir tikimybių požiūriu, vietoje algebrinio aprašymo [15]. Deterministiniai procesai, tokie, kaip periodiniai ar trumpalaikiai reiškiniai, matematiškai gali būti aprašomi laike kintančiomis funkcijomis. Sinusoidės yra periodinės funkcijos ir gali būti naudojamos tokio tipo procesams aprašyti (12).

$$x(t) = A \sin(\omega t + \theta) \quad (12)$$

Čia $x(t)$ yra momentinė dydžio vertė, laiko momentu t , A – amplitudė, θ yra pradinė fazė ir ω – dažnis. Šie trys dydžiai leidžia apskaičiuoti bet kurią periodinio proceso momentinę vertę per visą jo stebėjimo laiką.

Fizikinio dydžio, tokio kaip elektrinės įtampos ar elektros srovės fluktuacijos, laikiniai įrašai gali būti laikomi kaip atsitiktiniai procesai. Vidutinė šios fluktuacijos vertė apskaičiuota viename laiko periode šiek tiek skirsis nuo vertės apskaičiuotos kitame periode arba vidutinės vertės apskaičiuotos per du periodus, nepakeitus jokių šias fluktuacijas generuojančio proceso parametrų [15]. Procesai, kuriuos apibūdinantys dydžiai, tokie kaip vidurkis ar kvadratinis vidurkis, nepriklauso nuo juo išmatavimo laiko, vadinami stacionarūs.

2.1.1. Signalų spektrinė analizė

Bet kokios formos ir sudėtingumo laikinis signalas gali būti laikomas kaip tinkamų amplitudžių, dažnių ir fazių sinusoidžių superpozicija [14]. Vientisa sinusoidė $A\sin(\omega t + \theta)$ yra laikoma kaip vienetinio dažnio ω signalo dedamoji. Toks signalo išskaidymas ir užrašymas atskiromis dažninėmis dedamosiomis yra vadinamas Fourier analize ir dažniausiai atliekamas darant laikinio signalo Fourier transformaciją (13).

$$x(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-i2\pi ft) x(t) dt \quad (13)$$

Fourier transformacijos metu gauta nuo dažnio priklausanti funkcija $x(f)$ aprašo, kokie dažniai yra originalios laikinės funkcijos $x(t)$ dedamosios dalys. Laikinio signalo dažninė reprezentacija yra vadinama spektru ir parodo signalo dažnines charakteristikas. Šiuo tikslu dažniausiai atliekamas skaičiavimas yra galios spektrinis tankis arba jo laikinis atitikmuo – autokoreliacijos funkcija (14).

$$R_x(\tau) = \langle x(t)x(t + \tau) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} x(t)x(t + \tau) dt \quad (14)$$

Signalų galios spektras parodo kiek galios vidutiniškai yra sukaupta kiekvienoje iš signalo dažninių dedamųjų. Matematiškai galios spektras gali būti aprašomas kaip signalo Fourier spektro modulio kvadratas, tačiau analitiniams skaičiavimams taip aprašyti signalą patogiau ne visada. Įprastai galios spektrui skaičiuoti pasitelkiama Wiener-Khinchin teorema – signalo spektrinį tankį galima suskaičiuoti atliekant jo autokoreliacijos funkcijos Fourier transformaciją (15) [17].

$$S_x(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-i2\pi ft) R_x(\tau) dt \quad (15)$$

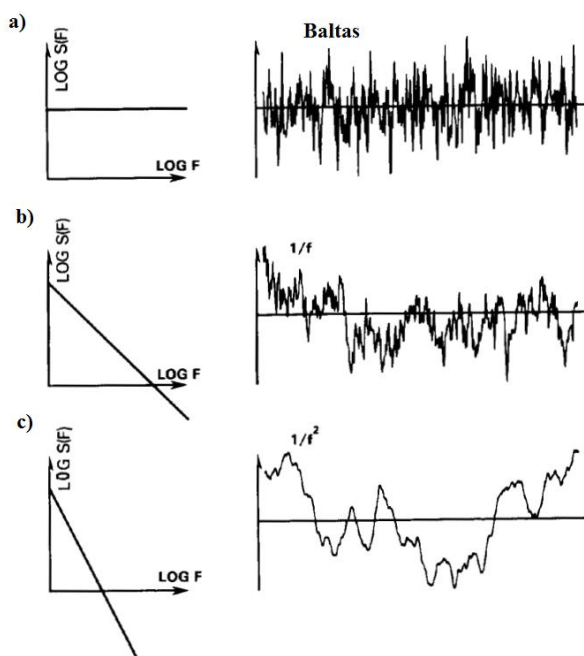
Čia $S_x(f)$ signalo spektrinis tankis, $R_x(\tau)$ signalo autokoreliacijos funkcija. Norint kuo tiksliau įvertinti signalo spektrinį tankį, reikalingas signalo duomenų vidurkis iš daugelio matavimų. Atliekant pavienio signalo Fourier analizę įmanoma gauti tik labai grubų jo spektrinio tankio įvertinimą.

Fluktuojančio dydžio $x(t)$ spektrinis tankis $S_x(f)$ aprašo šio dydžio vidutinę kvadratinę variaciją vienetiniame dažnio spektro ruože, centruotame ties dažniu f . Išmatuoti $S_x(f)$ galima dydį $x(t)$ praleidus per siaurajuostį filtrą ties dažniu f ir juostos pločiu Δf . Tokiu atveju $S_x(f)$ yra filtro

išėjime išmatuotos vertės kvadrato vidurkis, padalintas iš Δf . $S_x(f)$ suteikia informaciją apie fluktuojančio proceso laikines koreliacijas. Lėčiau varijuojantis procesas turi daugiau galios žemesniuose dažniuose.

2.2. Triukšmų rūšys

Gamtoje dažniausiai aptinkamų formų triukšmai skirstomi į tris kategorijas, priklausomai nuo jų galios spektrinio tankio formos (3 pav.). Baltajame triukšme (3 pav. (a)) matomas tolygus galios pasiskirstymas visuose dažniuose. Jo laikinė kaita labiausiai atsitiktinė ir matematiškai lengviausiai suprantama. Jo laikinė variacija bet kuriuo laiko momentu nepriklauso nuo bet kurio praėjusio laiko momento. Šiam triukšmui būdingas koreliacijos nebuvimas [18]. $1/f^2$ triukšmas (3 pav. (c)) pasižymi lėtesne variacija ir didesne laikine koreliacija. Dažnai šio tipo triukšmas sukeliamas dalelių Brauno judėjimo ir atsiranda dėl atsitiktinio dalelių judėjimo superpozicijos [18]. $1/f$ triukšmas (3 pav. (b)) yra tarpinis variantas tarp baltojo ir $1/f^2$ triukšmo ir pasižymi atsitiktinumu bei koreliacija visose laikinėse skalėse. $1/f$ triukšmas dažnai charakterizuojamas laipsnine galios spektrinio tankio priklausomybe nuo dažnio, dažniausiai laipsniu artimu -1. Nepaisant to, jog šio tipo triukšmas dažnai aptinkamas įvairiose sistemose, universalus paaiškinimo jo kilmei dar nėra.



3 pav. Triukšmų įgaunamų formų pavyzdžiai. a) baltas triukšmas, b) $1/f$ triukšmas, c) $1/f^2$ triukšmas. Kairėje pusėje - triukšmo galios spektrinio tankio priklausomybė nuo dažnio. Dešinėje pusėje – triukšmo signalo laikinė kaita

Kiekvienoje jutiklių sistemoje, itin priekinėje jų dalyje, yra komponentų, kurie į detekcijos procesą įneša didelius triukšmus ir, galų gale, sumažina detektuojamo signalo ribas. Didžiausia triukšmo dalis paprastai yra įnešama elektronikos, ypač pirmojo sistemos prietaiso – dažniausiai maišytuvo ar tiesioginio detektoriaus. Po to sistemose neretai seka silpnų signalų stiprintuvas, kuris į sistemą įneša atskirą triukšmą. Didžioji šių prietaisų keliamo triukšmo dalis įgauna vieną iš dviejų formų: šiluminį triukšmą ir šratinį triukšmą.

2.2.1. Šiluminis triukšmas

Viena iš baltojo triukšmo formų - šiluminis triukšmas - puslaidininkiuose yra sukeltas neišvengiamų fliktuacijų įtampos ar srovėje, susijusioje su prietaiso varža jo aktyviajame regione ir aplink. Šios fliktuacijos yra sukeltos to paties mechanizmo kaip ir varža – Džaulio disipacijos, kuri susieja energiją tarp krūvininkų ir elektromagnetinių laukų [11].

Dvidešimtame amžiuje, J. B. Johnson atrado dujų slėgio analogą elektrinėse sistemose: vidutinė kvadratinė triukšminė įtampa laidininke, sukelta elektrinių modų perturbacijų, dėl šiluminio krūvininkų judėjimo [19]. H. Nyquist teoriškai pademonstravo, kaip šį triukšmą susieti su perdavimo sistemos elektrinių osciliacijų laisvės laipsnių skaičiumi – dydžiu, kurį sistemoje įmanoma suskaičiuoti [20]. Vienintelė atominė konstanta, kuri buvo panaudota Nyquist teoriniame šiluminio triukšmo išvedime buvo Boltzmanno konstanta - k_B .

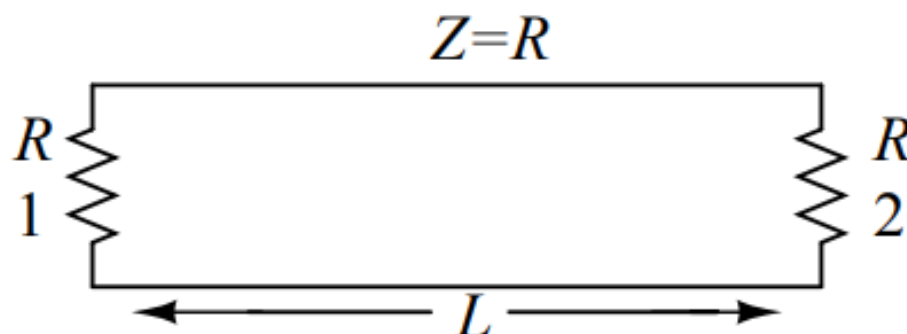
Johnson eksperimentiškai nustatė, kad vidutinė kvadratinė įtampa laidininkę yra proporcinga jo varžai ir temperatūrai ir nepriklauso nuo jokių kitų cheminių ar fizikinių laidininko savybių. Naikvisto teorija patvirtina eksperimentinius duomenis, niekur jos išvedime nepanaudojant nei elektrono krūvio vertės e , nei krūvininkų kiekio sistemoje N . Šios teorijos rezultatas – formulė įtampos triukšmui suskaičiuoti, pasitelkiant Boltzmanno konstantą ir įvairius dydžius, išmatuojamus įprastais elektronikos ar termometrijos metodais.

Nyquist teorijoje naudojami du šiluminės fizikos principai:

- Antras termodinamikos dėsnis, kuris teigia, kad tarp dviejų termodinaminėje pusiausvyroje esančių, tos pačios temperatūros kūnų yra neįmanoma šilumos kiekio pernaša, šiuos kūnus izoliavus nuo aplinkos.
- Statistinės mechanikos tolygiojo energijos pasiskirstymo principas - kiekvienas sistemos laisvės laipsnis, kuris prie bendro sistemos šiluminės energijos kiekio prisideda kvadratiškai, esant termodinaminės pusiausvyros sąlygoms, vidutiniškai į sistemą įneša $\frac{1}{2}k_B T$ šiluminės energijos [21]. Čia - k_B yra Boltzmanno konstanta, T – absoliutinė sistemos temperatūra.

Jei sistemoje įskaičiuojamas elektromagnetinis laukas, tada sistemos hamiltoniane atsiranda narys $\frac{(E^2+B^2)}{8\pi}$, kuriame elektrinio lauko stipris - E ir magnetinio lauko srauto tankis – B yra šios sistemos laisvės laipsniai.

Nyquist teorijos išvedime sumuojamos vidutinės, šiluminės elektrinių osciliacijų energijos, abiejuose galuose užtrumpintoje perdavimo grandinėje (4 pav.).



4 pav. Nenuostolinga L ilgio elektros grandinė. Grandinės impedansas – Z lygus grandinės galuose esančioms varžoms R [16]

Kiekviena elektromagnetinės osciliacijos moda, apribota perdavimo grandinės kraštinės sąlygos $U(0) = U(L)$, yra šios dinaminės sistemos laisvės laipsnis. Remiantis tolygiojo energijos pasiskirstymo principu, vidutinė kiekvienos modos energija $\langle \varepsilon(\omega) \rangle = k_B T$ - pusė energijos yra sukaupta elektriniame lauke, pusė – magnetiniame lauke. Bangos vektorius k_x susijęs su perdavimo sistemos ilgiu sąryšiu:

$k_x L = 2\pi n$, kur n gali būti bet koks sveikasis skaičius. Tokiu atveju, modų tankis $D(\omega) = \frac{1}{L} \frac{dn}{d\omega} = \frac{1}{2\pi f}$ ir energijos tankis kiekvienoje modoje $U(\omega) = D(\omega) \langle \varepsilon(\omega) \rangle = \frac{k_B T}{2\pi f}$. Galia kiekvienoje modoje $P(\omega) = f U(\omega) = \frac{k_B T}{2\pi}$, atitinkamai $P(f) = k_B T$. Šiluminės elektrovaros jėgos indukuota elektros srovė grandinėje $I = U/2R$, tad galia sugerta varžoje yra (16).

$$P(f) = \langle I(f)^2 \rangle R = \frac{\langle U(f)^2 \rangle}{4R} \quad (16)$$

Iš (1) išreiškus vidutinę kvadratinę įtampą ir suintegravus prieiname dažnių ruože gaunama Nyquist teorema (17) [20].

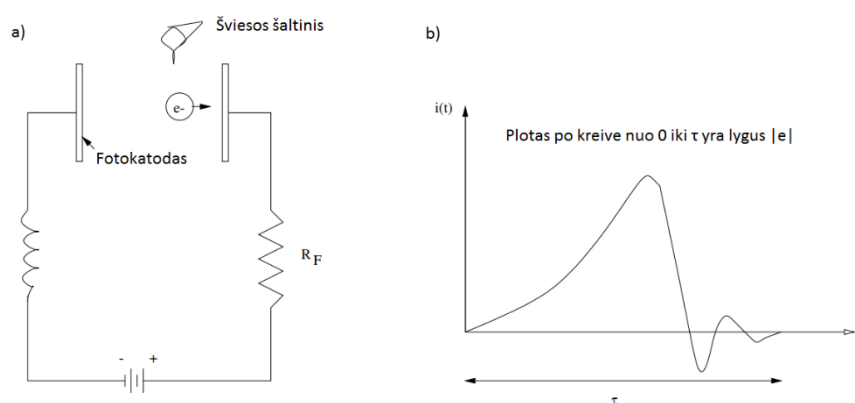
$$U^2 = 4k_B T R df \quad (17)$$

2.2.2. Šratinis triukšmas

Pagrindinė R. A. Milikan aliejaus lašo eksperimento išvada [22] – kad elektros srovė yra dalelinės prigimties, tiesiogiai siejasi su kitokio tipo triukšmu elektros grandinėse. Idealiroje DC elektros srovėje, dėl diskrečios krūvio prigimties atsiranda fliukuojanti AC dedamoji, vadinama šratinio triukšmu - taip pat viena iš baltojo triukšmo formų.

Šratinis triukšmas yra elektrinio prietaiso išvedimo iš pusiausvyros būsenos paseka, dažniausiai sukuriama elektrinio prieštampio ir kokio nors barjero, trukdančio krūvininkų tėkmei. Šis triukšmas dažniausiai apibūdinamas kaip per barjerą perneštos srovės fliuktuacijos, kuriamos dėl atsitiktinių į barjerą krentančių krūvininkų skaičiaus variacijos. Elektros srovės šaltinis, kuriame kiekvieno krūvininko pernaša yra statistiškai nepriklausomas įvykis, būtinai kuria triukšmingą elektros srovę.

Grandinėje, sudarytoje iš nuosekliai sujungtų baterijos, fotodiodo, atliekančio kondensatoriaus funkciją, varžos ir induktoriaus, apšvietus fotodiodą nekoherentiniu šviesos šaltiniu, atsitiktinai iš neigiamo elektrodo yra išlaisvinami elektronai (5 pav.).

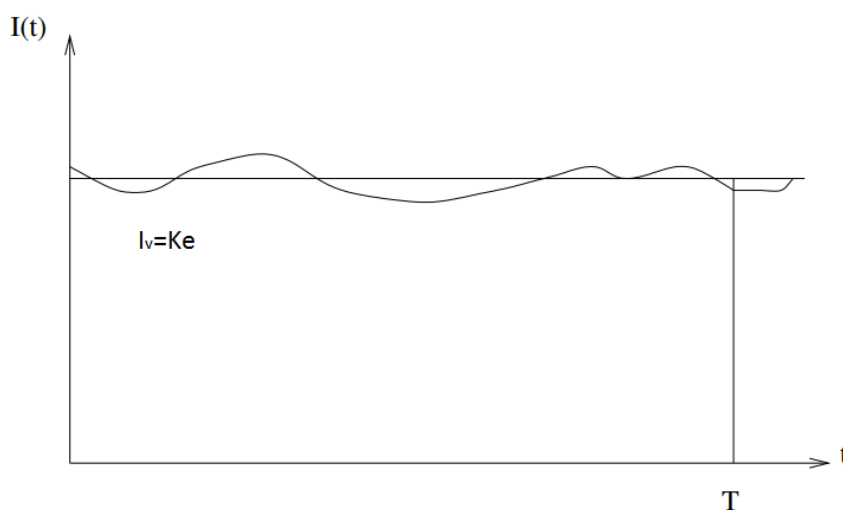


5 pav. a) principinė fotoelektronų pernašos grandinė, b) pavienio elektrono pernašos indukuota elektros srovė [23]

Kiekvienas iš šių fotoelektronų, nešančių krūvį e , yra greitinami į teigiamą elektrodą ir šių elektronų lėkio metu grandinėje yra indukuojama didėjanti elektros srovė (5 pav.).

Elektronui pasiekus teigiamą elektrodą, srovė kurį laiką dėl grandinės indukcijos teka toliau ir grandinėje prasideda slopstanti osciliacija. Konkretaus srovės impulso forma priklauso nuo pradinės fotoelektrono padėties, greičio ir krypties, taip pat ir nuo grandinės elektrinių parametrų. Plotas po bet kuriuo laikiniu, fotoelektrono pernašos sukulto elektros srovės grafiku yra lygus elektrono krūvio vertei e . Fotodiodą apšviečiant pakankamai stipriu šviesos šaltiniu, tokiu, kad vieno srovės impulso metu iš elektrodo būtų išlaisvinama daug elektronų, elektros srovė grandinėje įgaus formą, kurioje momentinė elektros srovės vertė fluktuuoja apie ilgalaikę vidutinės srovės vertę. Tokiu

atveju, pilnutinė elektros srovė $I(t)$ yra pavienių elektrinių impulsų $i_K(t)$, pradėtų atsitiktiniais laiko momentais T_K superpozicija. Laikant ilgalaikį vidutinį elektronų išlaisvinimo dažnį K , gaunama fliuktuojanti elektros srovė, su vidutine verte $I_v = Ke$ (6 pav.).



6 pav. **Elektros srovės priklausomybė nuo laiko. Tiesi linija – vidutinė srovės vertė [23]**

Fliuktuojančią elektros srovės dedamąją dalį 1919 m. W. H. Schottky pavadino šratiniu triukšmu, palygindamas jį su akustiniu triukšmu, keliamo šovinių krušos pataikančios į taikinį.

Iš kinetinės dujų teorijos, kuri bendru atveju neblogai aprašo elektronus neišsigimusiuose puslaidininkuose, žinoma, kad egzistuoja vidutinis elektronų laisvo lėkio laikas τ ir vidutinis elektronų susidūrimo dažnis $\frac{1}{\tau}$ [11]. Pasinaudojus relaksacijos trukmės aproksimacija, galima laikyti, kad vieno susidūrimo tikimybė laiko tarpu tarp t ir $t + \delta t$ yra eksponentinė $P_1(t) = \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \cdot \frac{\delta t}{\tau}$ [11]. Šis rezultatas gali būti pritaikytas apskaičiuoti N susidūrimų tikimybei laiko tarpu tarp 0 ir t (18) [11].

$$P_N(t) = \left[\frac{\left(\frac{t}{\tau}\right)^N}{N!} \right] \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (18)$$

Formulė (18) atitinka Puasono tikimybės tankio funkcijos formą. Norint (18) pritaikyti šratinio triukšmo reiškiniui, laikoma, kad vidutinis elektronų susidūrimo dažnis taip pat yra ir į barjerą krentančių elektronų dažnis K [11].

$$P_N(t) = \left[\frac{(Kt)^N}{N!} \right] \exp(-Kt) \quad (19)$$

Tuomet, $P_N(t)$ yra N krūvininkų skaičiaus pataikymo į barjerą per laiką t tikimybė. Formulė (19) galioja ir apsiribojus tik su tais krūvininkais, kurie turi pakankamai kinetinės energijos barjerui peržengti, jei N apribojamas taip, kad atitiktų suvidurkinto, barjerą kirtusių elektronų rinkinio srovės vertę i , per atrankos laiką t_S (20) [11].

$$\langle i \rangle = \frac{q \langle N \rangle}{t_S} \equiv I \quad (20)$$

Čia q yra krūvio didumas. Ši krūvininkų rinkinio srovė turėtų atitikti vidutinę srovės vertę I , per tą patį atrankos laiką t_S [11].

Viena iš Puasono tikimybės tankio funkcijos savybių yra ta, kad jos dispersija yra lygi jos vidurkiui (21).

$$\langle (N - \langle N \rangle)^2 \rangle \equiv \langle (\Delta N)^2 \rangle = \langle N \rangle \quad (21)$$

Pritaikius (21) formulei (20) ir laikant kad t_S yra deterministinis dydis, galima apskaičiuoti elektros srovės dispersiją (22) [11].

$$\langle (\Delta i)^2 \rangle = \frac{q^2 \langle (\Delta N)^2 \rangle}{t_S^2} = \left(\frac{q^2}{t_S^2} \right) \langle N \rangle = \frac{q \langle i \rangle}{t_S} \quad (22)$$

(22) galima laikyti kaip vidutinės kvadratinės srovės vertės fluktuaciją, laiko intervale t_S . Pagal atrankos teoriją, $\frac{1}{t_S}$ – ėmimo sparta aprašo efektyvų juostos plotį, kuriame galia gali būti išmatuojama vienareikšmiškai remiantis Nyquist ėmimo sąryšiu $B_{max} = \frac{1}{2t_S}$. Tuo pasinaudojus (22) galime užrašyti kaip (23).

$$\langle (\Delta i)^2 \rangle = 2qIB_{max} \quad (23)$$

Lygtis (23) yra Schottky sąryšis, atrastas dar prieš Johnson-Nyquist šiluminio triukšmo išraišką. Nepaisant to, kad lygtis (23) yra aproksimacija, ji tiksliai aprašo įvairius THz detektavimo prietaisus, tokius kaip Schottky diodai. Tačiau, kai kuriuose kvantinių efektų prietaisuose, ar prietaisuose, kurie barjero regione gali kaupti krūvį, lygtis yra modifikuojama papildomam tikslumui.

2.2.3. 1/f triukšmas

Nors ir iki šių laikų iki galo dar nesuprastas pirmasis 1/f triukšmo spektrinio tankio matavimas aprašytas 1925 metais J. B. Johnson straipsnyje, publikuotame keliais metais anksčiau, nei jo eksperimentinis Nyquist teoriškai aprašyto triukšmo išmatavimas.

Viena iš apsunkinančių aplinkybių, trukdančių paaiškinti 1/f atsiradimo priežastis yra paprastų fizikinių modelių, kurie natūraliai prognozuotų 1/f formos spektrinį tankį, nebuvimas. To priežastis - dauguma laike fliuktuojančių fizikinių procesų gali būti charakterizuojami koreliacijos laiku τ_c . Tokiu atveju, autokoreliacijos funkcija paprastai įgauna formą (24) [18].

$$\langle x(t)x(t + \tau) \rangle = \langle x^2 \rangle \exp\left(-\frac{|\tau|}{\tau_c}\right) \quad (24)$$

Wiener-Khinchin sąryšis aprašo Lorentzo spektrinį tankį (25).

$$S_x(f) = \frac{4\langle x^2 \rangle \tau_c}{1 + (2\pi\tau_c f)^2} \quad (25)$$

Dažniams $f \gg 1/2\pi\tau_c$, $S_x(f) \propto 1/f^2$, o dažniams $f \ll 1/2\pi\tau_c$, $S_x(f)$ yra nuo dažnio nepriklausomas. Todėl 1/f spektras negali būti keliamas proceso, kuris yra charakterizuojamas koreliacijos laiku τ_c . Kad spektras įgytų 1/f formą, reikalingas specifinis nepriklausomų įvykių, aprašomų skirtingomis τ vertėmis, skirstinys $g(\tau)d\tau$ [18]. Tokio skirstinio spektrinis tankis (26).

$$S_x(f) \propto \int \frac{\tau g(\tau) d\tau}{1 + (2\pi\tau_c f)^2} \quad (26)$$

Kad (26) įgautų tiksliai $1/f$ formą, turėtų galioti sąlyga $g(\tau) \propto 1/\tau$. Ši, skirtingų τ , Lorentz spektrų superpozicija įmanoma tik tuo atveju, jei skirtingų τ procesai yra nepriklausomi, priešingu atveju dominuotų procesas su mažiausia τ verte [18].

Idėja, kad $1/f$ spektrinį tankį sukuria skirtingų procesų skirstinys, yra tik matematinis sąryšis, tačiau ji yra nuolat atrandama vis kitu kampu ir toliau tobulinama kaip $1/f$ paaiškinimas. Šiuo metu, priimtinausias šio triukšmo modelis yra iškeltas A. L. McWhorter [25]. Modelyje daroma prielaida, kad τ yra nulemtas kvantinio tuneliavimo arba banginių funkcijų persiklojimo. Tokiu atveju $\tau = \tau_0 e^{x/\lambda}$. Čia λ yra banginės funkcijos charakteristinis gesimo ilgis. Modelis aprašo krūvininkų gaudyklų pagavimo laikus, gaudyklėse nutolusiose atstumu x nuo puslaidininkio-oksido sandūros. Tolygus gaudyklų pasiskirstymas ilgyje x , duoda $g(\tau) \propto 1/\tau$. Manoma, kad modelis ypač tiksliai paaiškina $1/f$ triukšmą lauko tranzistorių paviršiaus būsenose [18]. Kai kuriose sistemose, $1/f$ triukšmo atsiradimo priežastis siejama su netiesiniais procesais [24].

2.3. Detektorių jautrumas

Praktiškai silpnų signalų detektoriaus jautrumas priklauso nuo didelio skaičiaus parametų, įskaitant lyginimo našumą, diodo išėjimo impedanso ir triukšmų charakteristikas, taip pat - stiprintuvo, sekančio po detektoriaus, įėjimo impedansą, dažnių juostos plotį ir triukšmo charakteristikas bei THz sąsajos tinklą [13].

Lyginimo našumą aprašo srovės arba įtampos jautris (1) (7) [13].

Šiluminis, šratinis ir $1/f$ triukšmai daro įtaką detektoriams bei maišytuvams nuo mikrobanginių iki THz dažnių, todėl triukšmai turi būti įvertinti detektorių modeliavimo ir optimizavimo tikslais [13].

Šiluminis triukšmas pasireiškia dėl atsitiktinio krūvininkų judėjimo laidžiosiose medžiagose esant temperatūroms aukštesnėms nei $0K$. Šratinis triukšmas pasireiškia dėl diskrečios elektros srovės kilmės. Elektros srovė yra atsitiktinio elektronų srauto suma. Diodui veikiant be priešitampio, idealumo konstantai n esant netoli vieneto, šratinis ir šiluminis triukšmas turi beveik sutampančius galios triukšmo spektrinius tankius [13].

$1/f$ triukšmas manomai atsiranda dėl netobulos dviejų medžiagų sandūros. $1/f$ triukšmo vertė priklauso ir nuo matuojamos dažnių juostos ir nuo priešitampio srovės ir apytiksliai yra proporcingas $1/f$. Matuojamoje dažnių juostoje Δf , esančioje tarp dažnių f_H ir f_L vidutinė rožinio triukšmo srovės kvadrato vertė aprašoma (27) [13].

$$\langle i_f^2 \rangle = \frac{2nk_B T f_n}{R_j} \left(1 + \frac{I_s}{I_{DC} + I_s} \right) \ln \left(\frac{f_H}{f_L} \right) \quad (27)$$

Čia f_n yra dažnis, kuriame rožinio triukšmo įtampos kvadrato vertė tampa lygi baltojo triukšmo (šiluminio ir šratinio triukšmo suma) įtampos kvadrato vertei.

Susumavus visas triukšmo komponentes, gaunama vidutinė suminio triukšmo srovės kvadrato vertė (28) [13].

$$\langle i_{\Sigma}^2 \rangle = 4k_B T \Delta f \left\{ \frac{1}{R_s} + \frac{n}{2R_j} \left(1 + \frac{I_s}{I_{DC} + I_s} \right) \left(1 + \frac{f_n}{\Delta f} \ln \left[\frac{f_H}{f_L} \right] \right) \right\} \quad (28)$$

Vienas iš esminių detektoriaus jautrumo parametrų yra triukšmų ekvivalentinė galia. NEP yra apibūdinamas kaip į detektorius krentančios galios lygis, prie kurio SNR yra 1, vieno herco dažnių juostoje. Matematiškai, tai yra santykis tarp triukšmo srovės spektrinio tankio ir detektoriaus srovės atsako (29). Norint pasiekti optimalų NEP, turi būti įvertinti detektoriaus šiluminis, šratinis ir $1/f$ triukšmai [13].

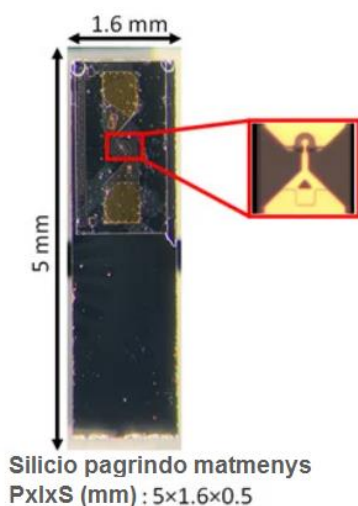
$$NEP = \frac{\sqrt{\langle i_{\Sigma}^2 \rangle} / \Delta f}{\mathcal{R}_I} \quad (29)$$

Galutinis detektoriaus jautrumas apibojamas ne tik jo atsako ir triukšminių charakteristikų. Dažniausiai naudojamų detektorių matmenys yra daug mažesni negu elektromagnetinės bangos ilgis. Dėl šios priežasties būtina naudoti sąsajos sistemą, kuri nukreipia spinduliuotę į detektorius. Šiuo tikslu dažniausiai naudojamos antenos. Didžiausia galios dalis iš antenos į detektorius perduodama suderinus šių dviejų prietaisų impedansus. Norint sukurti optimalias detektorių sistemas, būtina atsižvelgti į šį sistemos parametą [13].

3. Mokslinių straipsnių, diodinių THz detektorų tema, apžvalga

R. Yadav. ir jo mokslininkų grupė charakterizavo nulinio prieštampio, kambario temperatūros Schottky detektorių iki 5,56 THz. Detektoriaus tyrimai atlikti laboratorinėmis sąlygomis. Išmatuoti detektoriaus NEP buvo $10 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ dažnių ruože nuo 0,2 iki 0,6 THz. Ruože ties 1,2 THz, išmatuotas NEP buvo $17 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ ir pakyla iki $0,9 \text{ }\mu\text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$ ties 5,56 THz dažniu. Tai yra moderniausi kambario temperatūros Schottky diodais paremti detektoriai be rezonansinių antenų. Pademonstruoti srovės ir įtampos atsakai atitinkamai buvo $\sim 500 \text{ kV/W}$ ir $\sim 100 \text{ mA/W}$ dažnių ruože nuo 0,2 iki 1,2 THz [27].

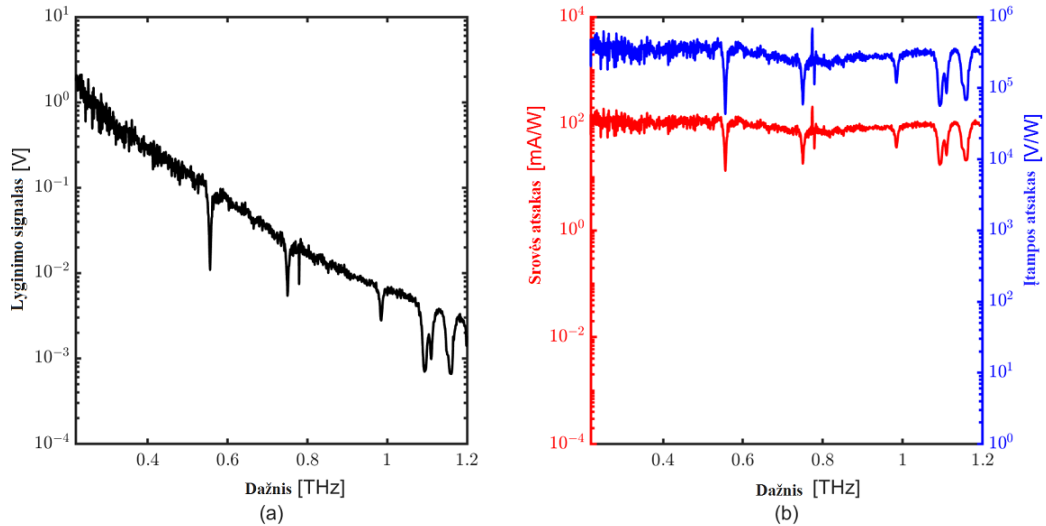
Projekte naudotas diodas buvo integruotas su ilga, spiraline antena ant plono pagrindo, kuris buvo pritvirtintas prie silicio lusto. Kadangi Schottky diodas ir antena yra komerciniai produktai, tikslūs antenos matmenys buvo konfidencialūs. Dažniams virš 2 THz antenos matmenys pasidaro per dideli, todėl smarkiai sumažėja diodo efektyvumas. Antenos ir diodo sąsaja pavaizduota 7 pav.



7 pav. Schottky diodo ir antenos sistema ant silicio lusto [27]

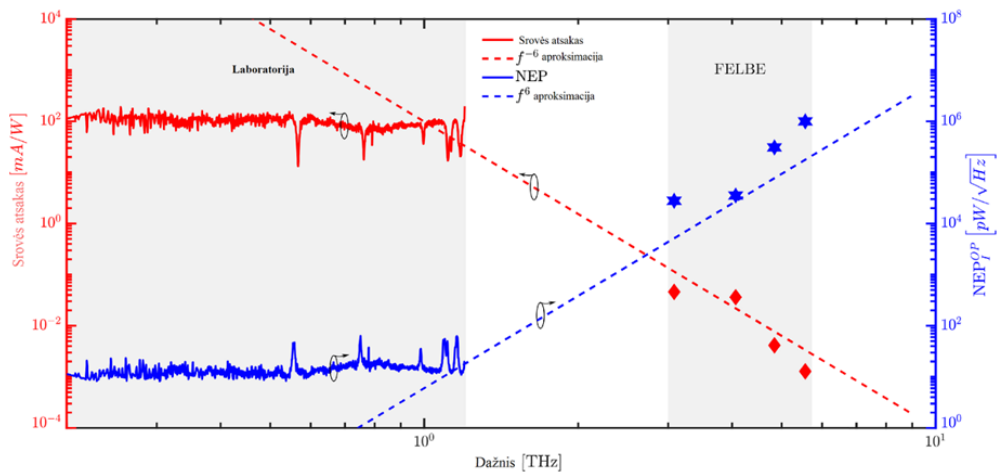
Detektoriaus korpusas sukurtas laboratorijoje su papildomu dėmesiu jo kompaktiškumui. Šis detektorius veikia kambario temperatūroje be papildomo paruošimo prijungus jį prie energijos šaltinio.

Laboratorinio tyrimo rezultatai pavaizduoti 8 pav.



8 pav. a dalyje pavaizduota lyginimo signalo įtampa. Signalas mažėja dėl mažesnio THz spinduliuotės šaltinio efektyvumo aukštesniuose dažniuose. b dalyje pavaizduoti detektoriaus srovės ir įtampos atsakai \mathcal{R}_I ir \mathcal{R}_U [27]

Detektorių charakterizavimų aukštesnių dažnių juostoje, kaip spinduliuotės šaltiniai, buvo naudojami laisvųjų elektronų lazeriai (free-electron laser – FEL) esantys FELBE centre, Dresdene, Vokietijoje. Laboratorijoje ir FELBE gauti duomenys sukombinuoti 9 pav.

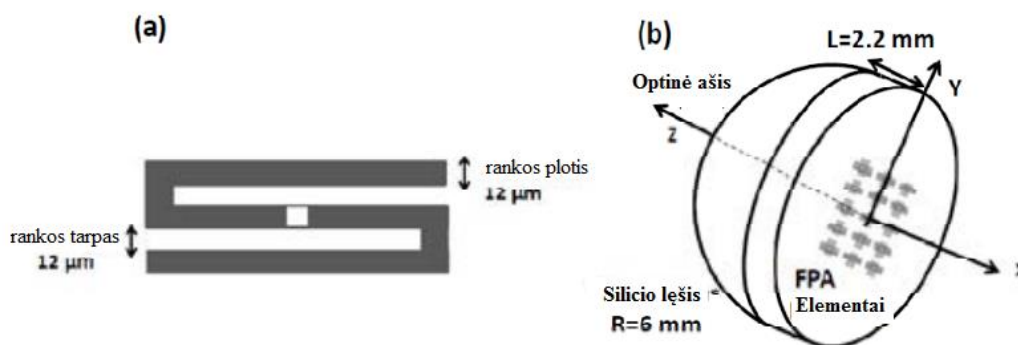


9 pav. Laboratorinių ir FEL lazeriu gautų duomenų palyginimas [27]

FELBE matavimuose empiriškai nustatytas vidutinio signalo mažėjimas, kuris proporcingas $1/f^6$. Ištirto Schottky diodo detektoriaus charakteristikos dažniuose tarp 0,2 ir 0,6 THz parodo šiuo metu efektyviausią detektorių, palyginus su kitomis panašiomis plačiajuostėmis detekcijos technologijomis, panašiose THz dažnių juostose. Laboratoriniuose tyrimuose ties 1,2 THz dažniu, NEP pakyla iki $17 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$, kas taip pat vis dar yra išskirtinis rezultatas. Detektoriaus efektyvumas krenta gan greitai ties aukštais dažniais. Rezonansiniai detektoriai, optimizuoti darbui ties konkrečiu

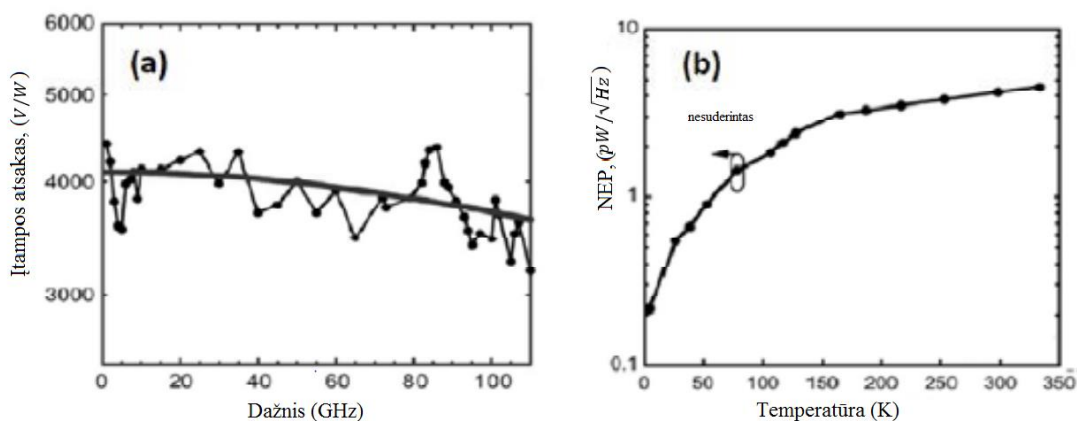
bangos dažniu, bus efektyvesni nei mokslinės grupės charakterizuotas detektorius, tačiau veiks prasčiau plačiajuosčiame darbo režime [15].

Syed M. Rahman ir kiti tyrė stibio heterostrukturų atgalinius diodus. Tyrimo metu buvo projektuotos, modeliuotos ir gaminamos THz židinio plokštumos matricos (focal plane array – FPA), kuriose detekcijai naudojami atgaliniai diodai ir lankstytos dipolinės antenos, į kurias signalas buvo suvedamas lęšiu. Dėmesys skirtas antenos ir diodo impedanso suderinimui. Įgyvendinus impedanso suderinimo sąlygas sumodeliuotas pavienio masyvo pikselio įtampos atsakas siekia $\sim 21 \text{ kV/W}$. Grupės rezultatai rodo šio prietaiso potencialą kambario temperatūros, aukšto efektyvumo ir didelės skalės THz vaizdinimo tikslams [28]. Grupės teigimu, įmanoma sukurti aukšto jautrumo tunelinius diodus, dėl aukšto stibio medžiagų sistemų netiesiškumo, kuris gali būti didesnis už Schottky diodų. Tyrimo metu naudota antena ir lęšis židinio plokštumai sukurti pavaizduoti 10 pav.



10 pav. (a) dipolinės antenos pavyzdys. Užsilenkimų skaičius antenoje $N = 3$. Antenos rankų plotis ir tarpas tarp rankų $12 \mu\text{m}$. (b) Lęšio plokštumoje pritvirtintas detektorių masyvas [28]

Pradinis prietaiso charakterizavimas atliktas lusto zondavimo aparatu, dažnių juostoje nuo 20 MHz iki 110 GHz. 11 pav. pateikti tyrimo rezultatai.



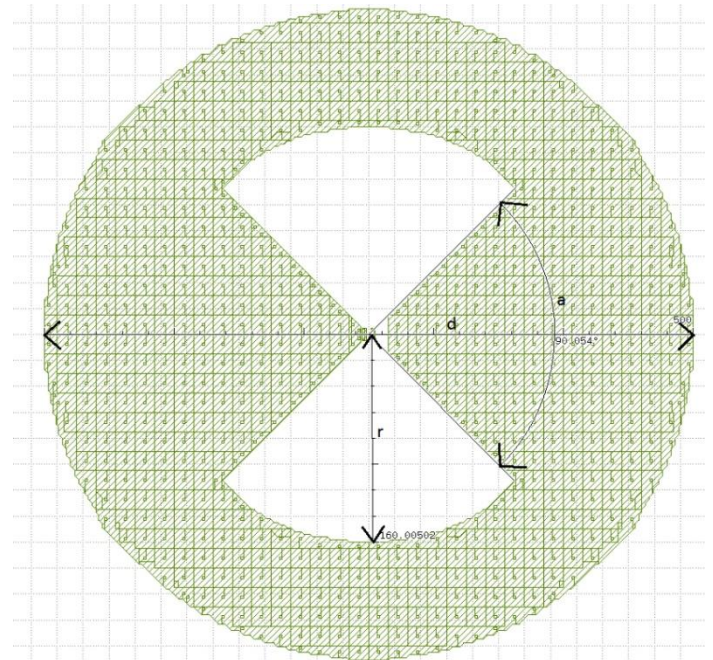
11 pav. Išmatuoti prietaiso įtampos atsakas (a) ir NEP (b) esant nesuderintiems antenos bei prietaiso impedansams [28]

Matavimuose pastebėtas įtampos atsako kitimas dažnių juostoje nuo 1 iki 100 GHz. Tikimasi, kad prietaiso atsako vertė turėtų smarkiai išaugti suderinus antenos ir diodo impedansus. Taip pat išmatuotos ir prietaiso NEP vertės skirtingose temperatūrose. Pastebėta, kad NEP vertė gerėja mažinant prietaiso temperatūra, tai atitinka teorinę prognozę. Kambario temperatūroje išmatuota NEP vertė siekia $\sim 4 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$. Taip pat tikimasi ir smarkiai patobulinto detektoriaus, pasiekus impedanso suderinimo sąlygą. Grupės pasiūlytas metodas – taikyti stibio heterostrukturų diodus integruotus kartu su dipolinėmis antenomis, turi daug potencialo kambario temperatūros THz vaizdinimo sistemos realizavimui [28].

4. Eksperimento metodika

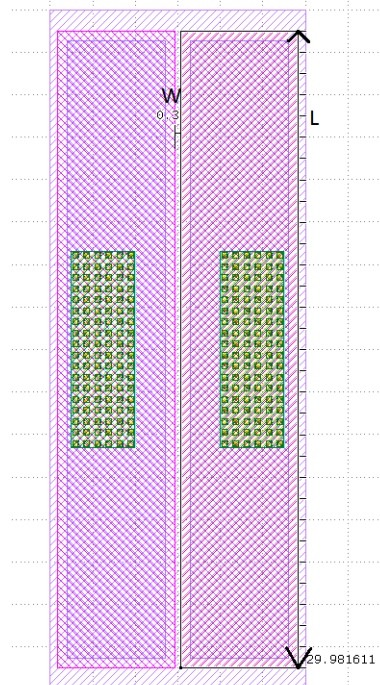
Matavimų metu išmatuotos diodo voltamperinės charakteristikos, tiesioginiame bei atvirkštiniame režime, keičiant diodo temperatūra. Voltamperinės kreivės kambario temperatūroje buvo matematiškai aproksimuotos, siekiant apskaičiuoti diodą, bei, atitinkamai, jo teorinį srovės atsaką aprašančius parametrus – soties srovės didumą, idealumo koeficientą, pramušimo įtampa bei nuoseklaus jungimo varžą. Taip pat, buvo matuojamos diodo triukšminės charakteristikos tiesioginiame režime, keičiant diodo priešįtampį. Tolimesnei diodo triukšmų charakterizacijai atvirkštiniame režime buvo reikalinga papildoma aktyvaus srovės šaltinio elektros grandinė, fiksuojanti srovę tekančią per grandinę ties norima verte. Aktyvaus srovės šaltinio charakterizavimo tikslais buvo išmatuoti žinomo didumo varžų, įjungtų į fiksavimo grandinę, įtampos triukšmo spektriniai tankiai. Gautos vertės palygintos su teorinėmis varžų generuojamo šiluminio triukšmo vertėmis, siekiant išsiaiškinti papildomus fiksavimo grandinės įnešamus triukšmus. Toliau atlikti paties diodo įtampos triukšmo spektrinio tankio matavimai aktyvaus srovės šaltinio grandinėje, siekiant išsiaiškinti diodo generuojamus triukšmus pasirinktame darbo taške. Kadangi buvo žinomi tik tiriamo bandinio legiravimo išilginiai matmenys, tačiau neturima informacijos apie legiravimo profilį, koncentraciją ir gylį, diodo voltamperines ir triukšmines charakteristikos nustatytos ir aprašytos analizuojant eksperimentinius rezultatus. Darbo metu taip pat sukurtas THz spinduliuotę į diodą perduodantis teorinis antenos modelis. Tokiu būdu buvo suskaičiuotas antenos rezonansinis dažnis ir įvairios jos dažninės charakteristikos. Tolimesnėje darbo eigoje buvo tiriami diodo srovės atsakai. Remiantis matematiškai aproksimuotais diodo parametrais, apskaičiuotos teorinės diodo srovės atsako vertės tiesioginiame ir atvirkštiniame režime. Taip atlikti ir diodo srovės atsako eksperimentiniai matavimai. Matavimai atlikti tiesioginiame ir atvirkštiniame režime, THz spinduliuotę generuojant bangų stiprintuvu. Remiantis atsakų ir triukšmų matavimais, įvertinta diodo minimali NEP vertė.

Tiriamas objektas buvo lavininis diodas su $p^+ - n - n^+$ legiravimo profiliu. Aukštos legiracijos regionai p^+ ir n^+ sukurti n regiono duobėje. Diodas pagamintas naudojantis 180 nm proceso technologija, TSMC fabrike. THz spinduliuotę į diodą susiejama rezonansine antena. Antenos skersmuo 500 μm . Diodo ir antenos nuotrauka pateikta 12 pav.



12 pav. Tiriamas lavininis diodas. Kairėje matoma diodo nuotrauka. THz spinduliuotė į diodą susiejama „bow-tie“ tipo rezonansine antena, kurios rezonansinis dažnis 170 GHz. Antenos skersmuo $d = 500 \mu\text{m}$, išpjovos spindulys $r = 160 \mu\text{m}$ ir kampas $a = 90^\circ$

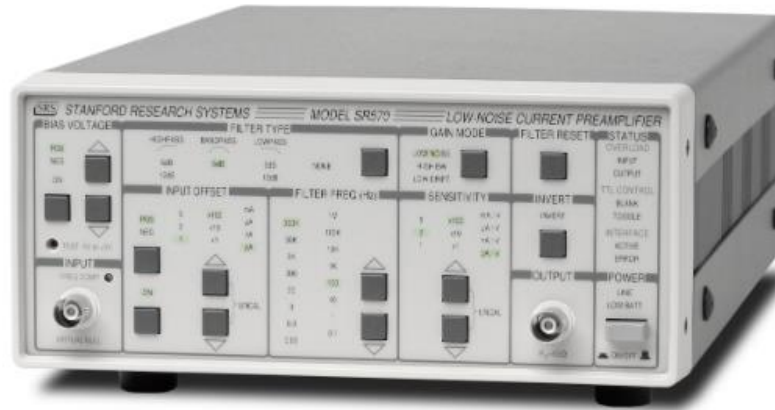
Buvo žinomi bandinio išilginiai matmenys. Tarpas tarp smarkiai legiruotų diodo sričių – 300 nm. Smarkiai legiruotos sritys ilgis – 30 μm . Diodo schema pateikta 13 pav.



13 pav. Diodo schema ir legiruotų sričių matmenys. Smarkiai legiruotų sričių p^+ ir n^+ ilgis $L = 30 \mu\text{m}$. Tarpo tarp smarkiai legiruotų sričių ilgis $W = 300 \text{ nm}$. Smarkiai legiruotų sričių gylis, profilis ir legiravimo koncentracija nežinomi

4.1. Naudota įranga

Triukšmų matavimams buvo naudojamas mažatriukšmis srovės stiprintuvas Stanford Research Systems SR570 (14 pav.) ir mažatriukšmis įtampos stiprintuvas SR560 (15 pav.).



14 pav. Stanford Research instruments srovės stiprintuvas [29]



15 pav. Stanford Research instruments srovės stiprintuvas [17]

Stiprintuvai pasižymi mažais iki $5 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$ ir $4 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ siekiančiais įėjimo srovės ir įtampos triukšmais, bei maksimaliu stiprinimu, siekiančiu iki $5 \text{ pA}/\text{V}$ srovės stiprintuve ir 50 000 kartų įtampos stiprintuve. Stiprintuvų darbinis dažnių juostos plotis 1 MHz. Taip pat, stiprintuvuose yra reguliuojamų filtrų sistema. Nukirtimo dažnis gali būti konfigūruojamas tarp 0,03 Hz ir 1 MHz. Stiprintuvo energijos šaltinis yra įkraunamas rūgštinis akumuliatorius.

Išėjimo srovės spektrui charakterizuoti buvo naudojamas Stanford Research Systems signalų analizatorius SR780 (16 pav.) Analizatoriaus darbinis dažnių juostos plotis apima dažnius nuo DC iki 102,42 kHz, dinaminis diapazonas 90 dB, taktinis dažnis siekia iki 40 kHz. Analizatoriaus duomenys programa LabView buvo skaitmeniškai įrašomi į kompiuterį vėlesniam apdorojimui su programa Origin.



16 pav. Signalų analizatorius SR780 [17]

Diodo voltamperinėms charakteristikoms matuoti naudojamas buvo multimetras Keithley 2100 Multimeter (17 pav.) Multimetras matavimų metu buvo valdomas kompiuteriu. Multimetro įtampa nustatoma, bei matavimo rezultatai skaitmeniškai įrašomi į kompiuterį su programa LabView. Duomenys vėliau apdorojami su programa Origin.



17 pav. Keithley 2100 multimetras [30]

Bandinys buvo aušinamas skystu azotu specializuotoje kameroje. Temperatūra kameroje buvo stebima varžiniu temperatūros jutikliu Pt100, prijungtu prie multimetrom.

Antenos ir diodo brėžinių matmenys išmatuoti naudojantis programa KLayout. Antenos modeliavimas ir parametrų skaičiavimas atliktas naudojantis programiniu paketu Keysight ADS.

THz spinduliuotė buvo generuojama VDI AMC 448 bangų stiprintuvu (18 pav.). Bangų stiprintuvas sugeba generuoti spinduliuote plačiame THZ bangų dažnių ruože.



18 pav. VDI AMC 448 bangų stiprintuvo sudedamosios dalys [31]

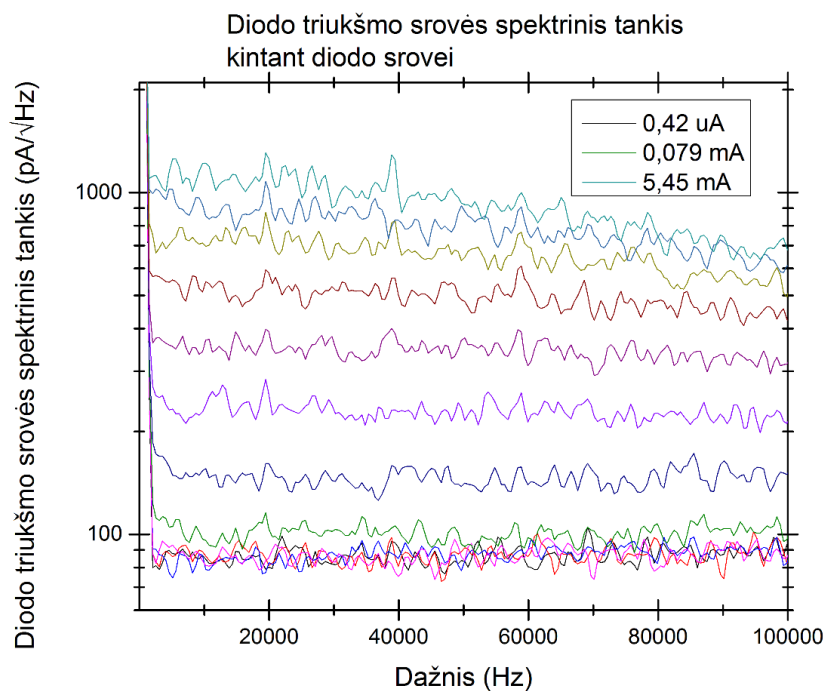
Diodo išėjimo signalas nuskaitomas signalų stiprintuvu SR 830 (19 pav.) Stiprintuvas valdomas kompiuteriu. Stiprintuvo duomenys nuskaitomi programa LabView, vėlesniam apdorojimui su programa Origin.



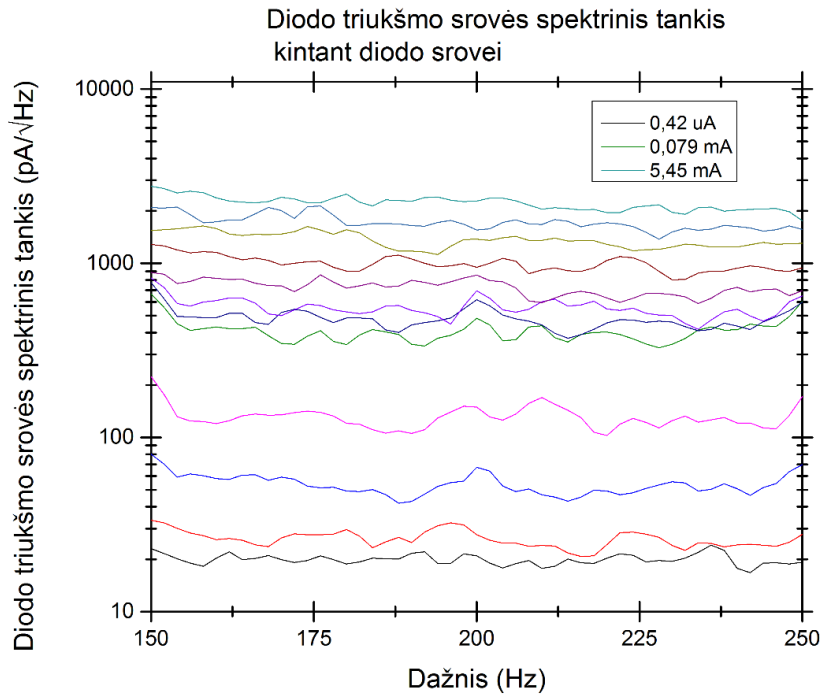
19 pav. Signalų stiprintuvas SR 830 [29]

5. Eksperimento rezultatai

Matavimų metu išmatuotos diodo triukšmo srovės spektrinio tankio vertės, bei diodo voltamperinės charakteristikos. Triukšmo spektriniai tankiai išmatuoti kambario temperatūroje, tiesioginiame režime. Spektriniai tankiai išmatuoti atliekant srovės signalo greitą Furje transformaciją (Fast Fourier transform - FFT). Diodo tiesioginiai prieštampiai buvo prijungiami naudojant mažatriukšmį srovės stiprintuvą. Prieštampio vertės buvo keičiamos nuo 0,65 V iki 1 V žingsniu kas 0,03 V. Tai atitinka tiesioginio prieštampio srovės nuo 0,42 μA iki 5,45 mA. Diodo prieštampio srovė sustiprinama ir perduodama į analizatorių. Matavimams pasirinktas stiprinimo koeficientas 200 $\mu\text{A}/\text{V}$, kadangi su didesnėmis stiprinimo vertėmis viršijama didžiausia galima stiprintuvo įėjimo srovė. Su šiuo stiprinimo koeficientu, mažo triukšmo režime, stiprintuvo įėjimo triukšmo srovės spektrinis tankis yra apie 10 $\text{pA}/\sqrt{\text{Hz}}$. Kiekvienam diodo prieštampiui atlikti du matavimai su skirtingomis FFT spektrinėmis skyromis. Analizatoriaus duomenys skaitmeniškai įrašomi į kompiuterį, naudojant programą LabView. Vėlesniam duomenų apdorojimui ir grafikų braižymui naudota programa Origin. Matuojant platų spektrinį ruožą, nuo 512 Hz iki 102,24 kHz naudota 512 Hz spektrinė skyra. Matuojant triukšmus šiame dažnių ruože, stiprintuvu buvo filtruojami mažesni nei 100 Hz dažniai. Šio matavimo rezultatai pateikti 20 pav. Matuojant siauresnį spektro ruožą, nuo 2 Hz iki 400 Hz naudota 2 Hz spektrinė skyra. Stiprintuvu filtruoti dažniai mažesni nei 0,1 Hz. Matavimo rezultatai pateikti 21 pav.

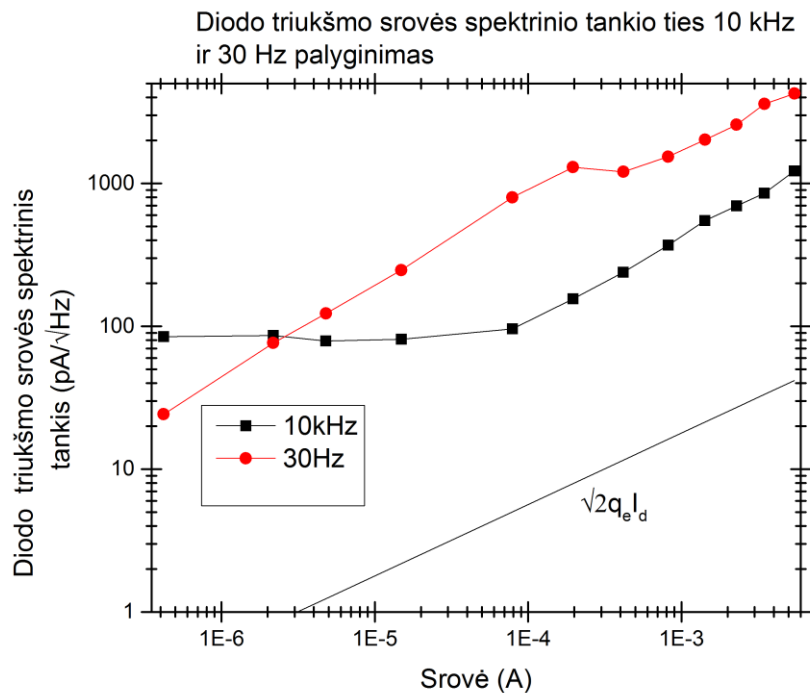


20 pav. **Bandinio triukšmo srovės spektriniai tankiai. Tiesioginio prieštampio srovė tarp 0,42 μA ir 5,45 mA. Grafike pateikta dažnių juosta tarp 512 Hz ir 100 kHz**



21 pav. **Diodo triukšmo srovės spektriniai tankiai. Tiesioginio priešįtampio srovė tarp 0,42 μ A ir 5,45 mA. Grafike pateikta dažnių juosta nuo 150 iki 250 Hz**

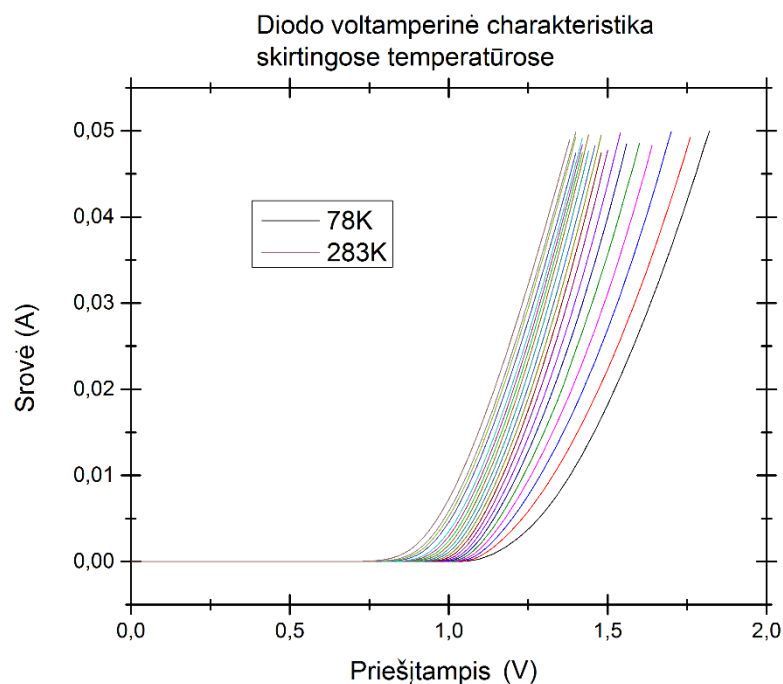
Abiejuose matavimuose matoma triukšmo srovės spektrinio tankio tendencija didėti, didėjant diodo tiesioginio priešįtampio srovei - 22 pav.



22 pav. **Diodo triukšmo srovės spektriniai tankiai didėjant tiesioginio priešįtampio srovei. Vertės pateiktos ties 10 kHz ir 30 Hz logaritminėje skalėje. Grafike nubrėžta teorinė šratinio triukšmo srovės spektrinio tankio vertė**

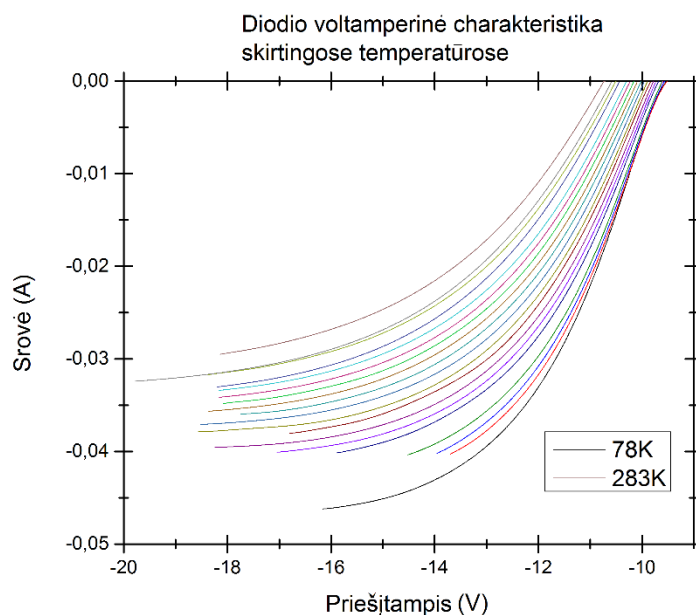
Bandiniu tekant mažoms srovėms, didžiausią triukšmo įnašą turi šiluminis triukšmas. Esant $0,42 \mu\text{A}$ priešįtampio srovei, triukšmo lygis 512 Hz skyros atveju yra apie $80 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$. 2 Hz skyros atveju, išmatuotas triukšmo lygis nukrenta iki maždaug $20 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$. Sunku įvertinti šių matavimų patikimumą, kadangi šios vertės yra arti stiprintuvo generuojamo triukšmo. Taip pat, 22 pav. matoma, kad išmatuotos diodo triukšmo spektrinio tankio vertės didėjant srovės stipriui yra didesnės, nei teorinė šratinio triukšmo vertė. Galimai šis skirtumas matomas dėl matavimo sistemos įnešto papildomo triukšmo. Didinant srovę tekančią diodu, 2 Hz skyros atveju matomas nuoseklus triukšmo srovės spektrinio tankio didėjimas. Atliekant matavimus su platesne spektrine skyra, triukšmo lygis pradeda didėti pasiekus maždaug $0,079 \text{ mA}$ srovės stiprį. Tekant $5,45 \text{ mA}$ srovei, 512 Hz skyros atveju triukšmo lygis yra apie $1000 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$, atitinkamai 2 Hz skyrai šis triukšmo lygis siekia $1200 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$. Tai rodo, jog diodui tekant stipresnėms srovėms, dominuojantys triukšmo mechanizmai tampa šratinis bei $1/f$ triukšmai. Didžiausia stiprintuvo leidžiama priešįtampio vertė yra 5 V . Ši vertė yra per maža, kad bandinyje prasidėtų elektronų smūginė jonizacija. Šiam matavimui reikalinga papildoma elektrinė schema su mažatriukšmiu srovės šaltiniu.

Matavimų metu taip pat buvo tiriamos ir bandinio voltamperinės charakteristikos, esant skirtingoms diodo temperatūroms su tiesioginiu ir atvirkštiniu priešįtampiu. Šie matavimai atlikti kompiuteriu valdomu multimetru, specialioje šaldymo kameroje, pritaikytoje skystam azotui. Pirma, diodas buvo patalpinamas kameroje ir prijungiamas prie multimetrom. Tada ant kameros buvo pilamas skystas azotas. Kameroje nusistovėjus azoto virimo temperatūrai, pradėti diodo voltamperinės charakteristikos matavimai. Atlikus matavimus ties skysto azoto virimo temperatūros verte, kamera nustojama aušinti. Dėl to kameros temperatūra palaipsniui pradeda kilti iki kambario temperatūros. Kitos bandinio charakteristikos išmatuotos didėjant kameros temperatūrai, kas 10 K , temperatūrų intervale tarp 78 K ir 283 K . Voltamperinės charakteristikos skaitmeniškai įrašomos į kompiuterį su programa LabView. Duomenų apdorojimui ir grafikų braižymui naudota programa Origin. Tiesioginio ir atvirkštinio priešįtampio voltamperinės charakteristikos pateiktos 23 pav. ir 24 pav. Atvirkštinio priešįtampio voltamperinė charakteristika logaritminėje skalėje pateikta 25 pav.

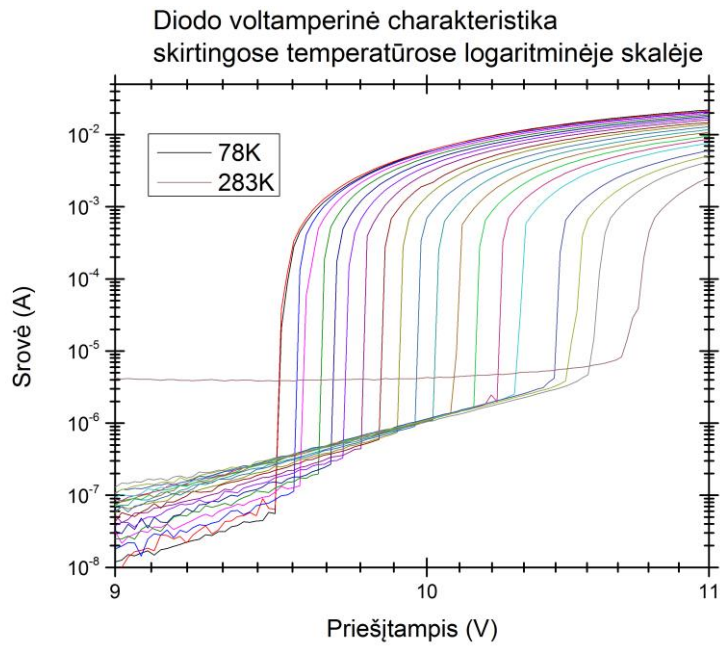


23 pav. Diodo tiesioginio priešitampio voltamperinės charakteristikos skirtingose temperatūrose. Temperatūros tarp 78 K ir 283 K

Kambario temperatūroje, tiesioginiame režime srovė diodu tekėti pradeda esant apie 0,86 V dydžio priešitampiui. Matoma tendencija šiai vertei didėti, mažėjant diodo temperatūrai. Ties skysto azoto virimo temperatūra, šio priešitampio vertė yra apie 1,14 V. Tiesioginio priešitampio duomenų aproksimacijos diodo lygtimi (6) tikslumas ribotas. Gauta preliminari idealumo koeficiento vertė $n \sim 2,3$ kambario temperatūroje ir $n \sim 14$ skysto azoto virimo temperatūroje. Remiantis šiuo rezultatu, diodo atsako vertė turėtų mažėti, mažėjant temperatūrai.



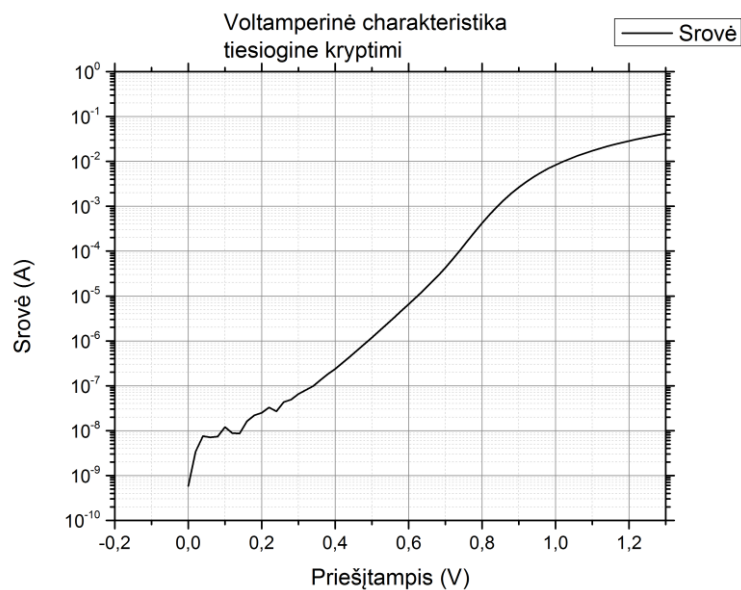
24 pav. Diodo atvirkštinio priešitampio voltamperinės charakteristikos skirtingose temperatūrose. Temperatūros tarp 78 K ir 283 K



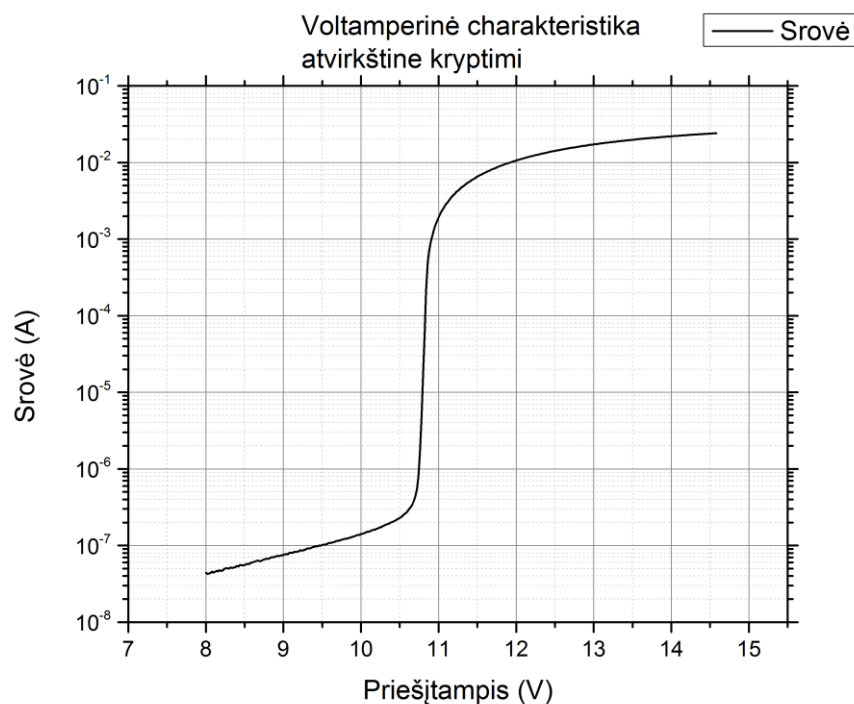
25 pav. **Diodo atvirkštinio priešįtampio voltamperinės charakteristikos skirtingose temperatūrose. Temperatūros tarp 78 K ir 283 K. Matomas siauras didelio netiesiškumo regionas**

Kambario temperatūroje, diodo lavininio pramušimo įtampa yra apie 10,83 V. Mažinant diodo temperatūrą, lavininio pramušimo įtampa slenkasi į mažesnių įtampų pusę. Skysto azoto virimo temperatūroje, lavinio pramušimo įtampa yra apie 9,64 V.

Tolimesni matavimai ir skaičiavimai atlikti kambario temperatūroje, absoliutinės temperatūros vertę laikant $T = 300\text{ K}$. Kambario temperatūroje gautos voltamperinės charakteristikos tiesiogine ir priešinga kryptimi, logaritminėje skalėje pateiktos 26 pav. ir 27 pav.



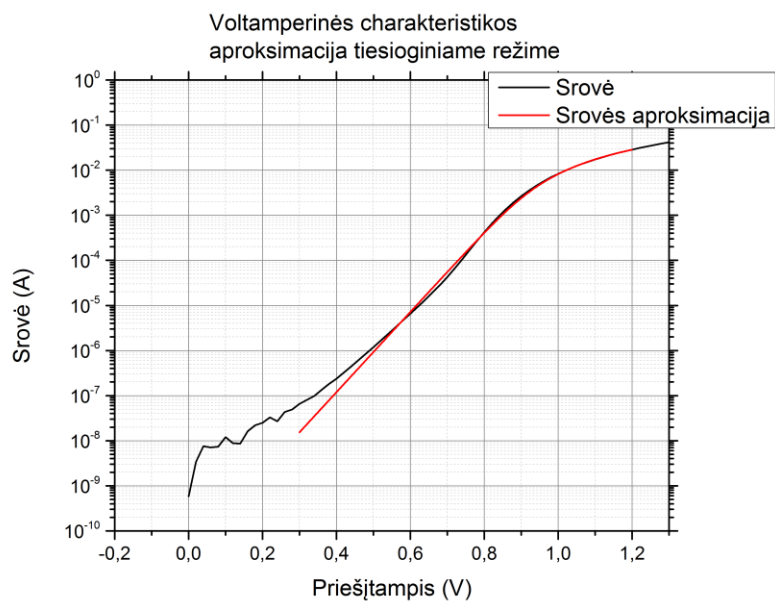
26 pav. **Diodo tiesioginio priešįtampio voltamperinė charakteristika kambario temperatūroje**



27 pav. Diodo atvirkštinio priešįtampio voltamperinė charakteristika kambario temperatūroje

Tiesioginio priešįtampio grafikas aproksimuotas formule (30). Gauta aproksimacija logaritminėje skalėje pateikta 28 pav.

$$I = I_0 \left(\exp \left[\frac{q(U - IR_s)}{nk_B T} \right] - 1 \right) \quad (30)$$

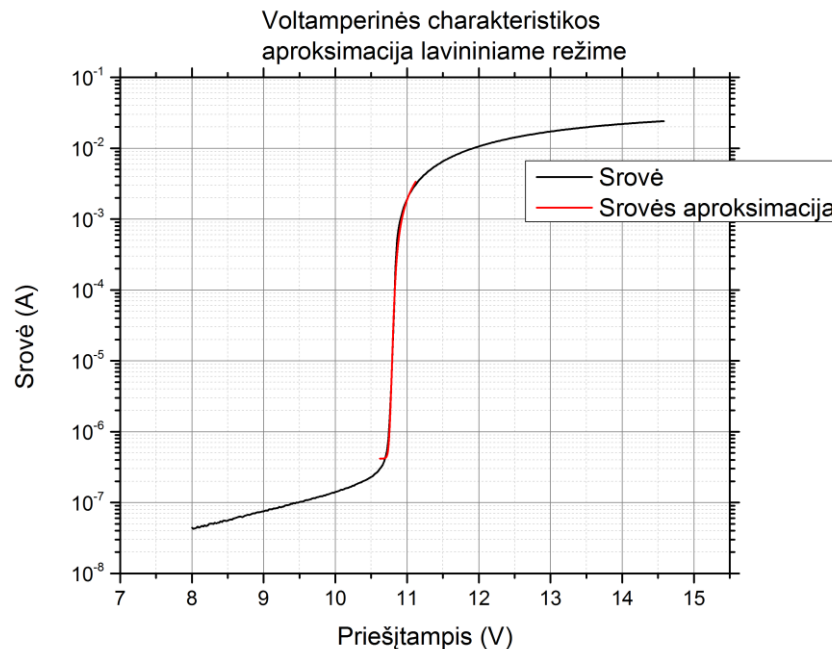


28 pav. Diodo tiesioginio priešįtampio voltamperinės charakteristikos aproksimacija kambario temperatūroje

Šia aproksimacija siekta kuo tiksliau aprašyti diodo voltamperinę charakteristiką didžiausio netiesiškumo regione, tad srityse už šių ribų matomas skirtumas tarp realių ir matematiškai apskaičiuotų verčių. Aproksimacijos metu nustatyti parametrai: soties srovė $I_0 = 3,27 \cdot 10^{-11}$ A, nuoseklaus jungimo varža $R_s = 6,84 \Omega$ ir idealumo koeficientas $n = 1,887$. Tipinės soties srovės vertės silicio dioduose yra apie $I_0 = 10^{-12}$ A. Idealumo koeficientas paprastai įgauna vertes tarp 1 ir 2.

Atvirkštinio prieštamčio voltamperinė charakteristika aproksimuota formule (31). Šios aproksimacijos rezultatas pateiktas 29 pav.

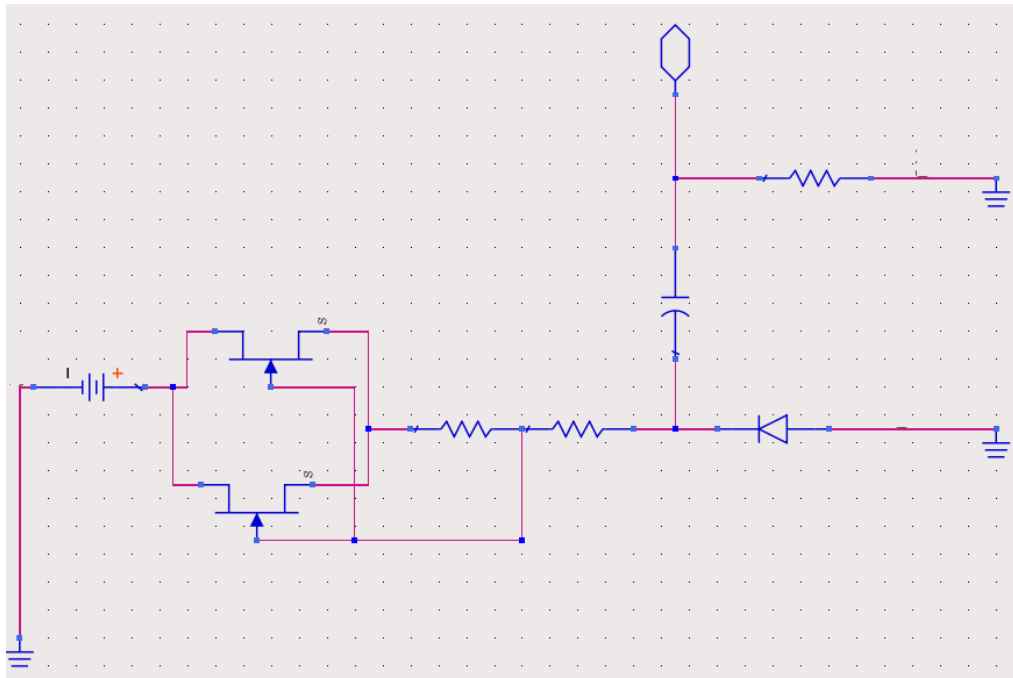
$$I = I_0 \left(\exp \left[\frac{q(U - U_b - IR_s)}{nk_B T} \right] + \frac{qU_b}{nk_B T} - 1 \right) \quad (31)$$



29 pav. **Diodo atvirkštinio prieštamčio voltamperinės charakteristikos aproksimacija kambario temperatūroje**

Formulė (31) tiksliausiai diodą taip pat aprašo didžiausio netiesiškumo regione ir skiriasi nuo realios diodo charakteristikos už jo ribų. Gauti aproksimacijos parametrai: soties srovė $I_0 = 5,158 \cdot 10^{-10}$ A, nuoseklaus jungimo varža $R_s = 74,8 \Omega$, idealumo koeficientas $n = 0,5$ ir pramušimo įtampa $U_b = 10,66$ V. Šios matematiškai aproksimuotos vertės reikalingos tolimesnėje darbo eigoje, teoriniams diodo srovės atsakams tiesioginiame ir atvirkštiniame režime apskaičiuoti.

Diodo triukšmų charakterizacijai lavininiame režime surinkta aktyvaus srovės šaltinio schema pateikta 30 pav.



30 pav. Aktyvaus srovės šaltinio schema

Schema sudaryta iš 12 V akumulatoriaus, dviejų lygiagrečiai sujungtų mažatriukšmių tranzistorių LSK489, bei 18 kΩ reostato, kurio padėtis nustato grandine tekančios srovės stiprio vertę. Mažiausia grandinėje pasiekama srovės stiprio vertė yra 100 μA. Prieš grandinės išėjimą DC srovės filtravimui įdėta 6,7 μF talpa.

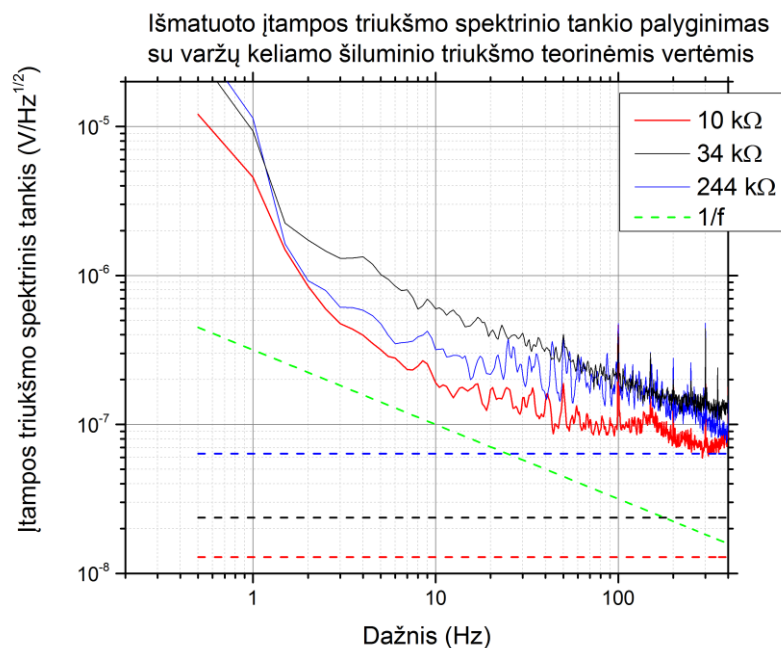
Grandinėje išmatuotos septynių varžų įtampos triukšmo spektrinio tankio vertės. Pasirinktos skirtingų matmenų, žinomo didumo varžos (1 lentelė).

10 kΩ
34 kΩ
55 kΩ
76 kΩ
104 kΩ
204 kΩ
244 kΩ

1 lentelė. Aktyvaus srovės šaltinyje matuotų varžų didumai

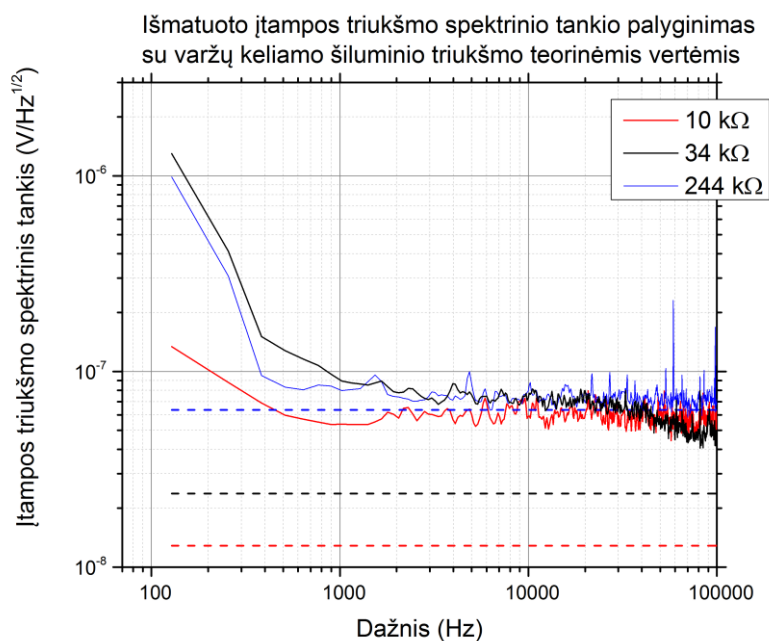
Matuojant triukšmo spektrinius tankius, pasirinktas įtampos stiprinimo koeficientas 1000. Visų matavimų metu grandine tekėjo 100 μA srovė. Kiekvienai varžai atlikti du spektrinio tankio matavimai, su skirtingos FFT spektrinės skyros vertėmis - 0,5 Hz skyra dažnių ruože nuo 0,5 Hz iki 400 Hz ir 128 Hz skyra dažnių ruože nuo 128 Hz iki 102 kHz. Grafikuose pateiktos išmatuotos varžų įtampos triukšmo spektrinio tankio vertės ir, punktyrine, tos pačios spalvos linija nubrėžtos teorinės

šių varžų generuojamos šiluminio triukšmo vertės, apskaičiuotos remiantis (17). 31 pav. pavaizduoti 10 kΩ, 34 kΩ ir 244 kΩ varžų matavimo rezultatai dažnių ruože nuo 0,5 Hz iki 400 Hz.



31 pav. Skirtingų varžų įtampos triukšmo spektrinio tankio vertės žemuose dažniuose. Žalia punktyrinė linija rodo teorinę 1/f triukšmo kreivę

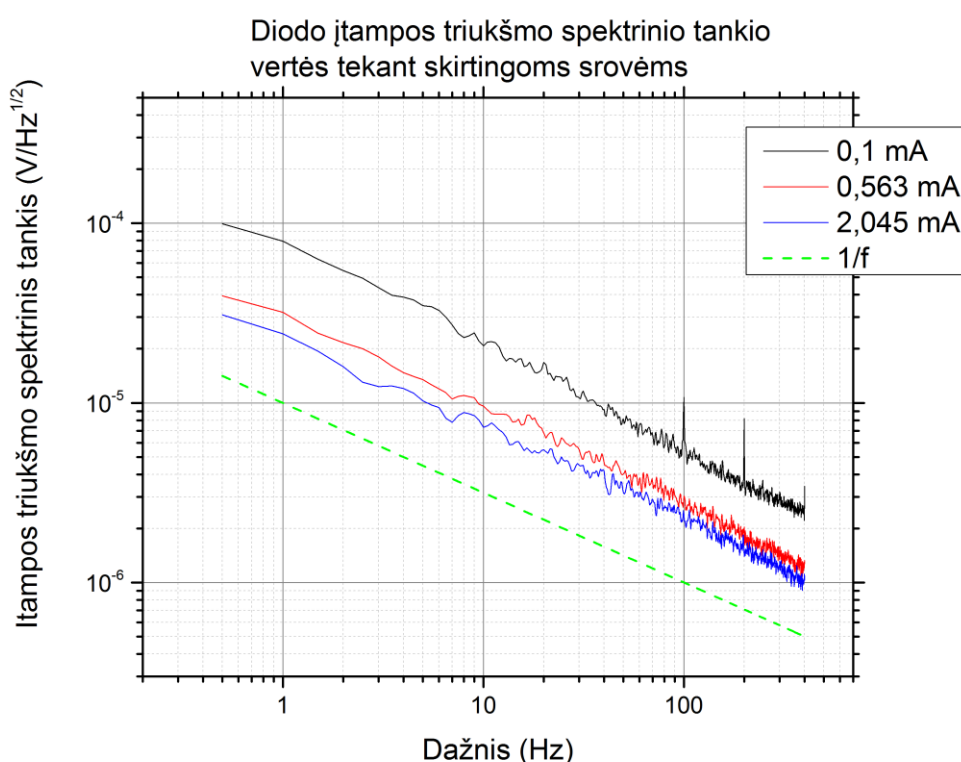
Žemuose dažniuose matomas 1/f formos triukšmas, aukštesniuose dažniuose įgaunantis baltojo triukšmo formą. Visoms varžoms matoma didesnė išmatuoto triukšmo spektrinio tankio vertė nei prognozuojama teoriškai. Matavimų rezultatai dažnių ruože nuo 128 Hz iki 102 kHz pateikti 32 pav.



32 pav. Skirtingų varžų įtampos triukšmo spektrinio tankio vertės aukštuose dažniuose

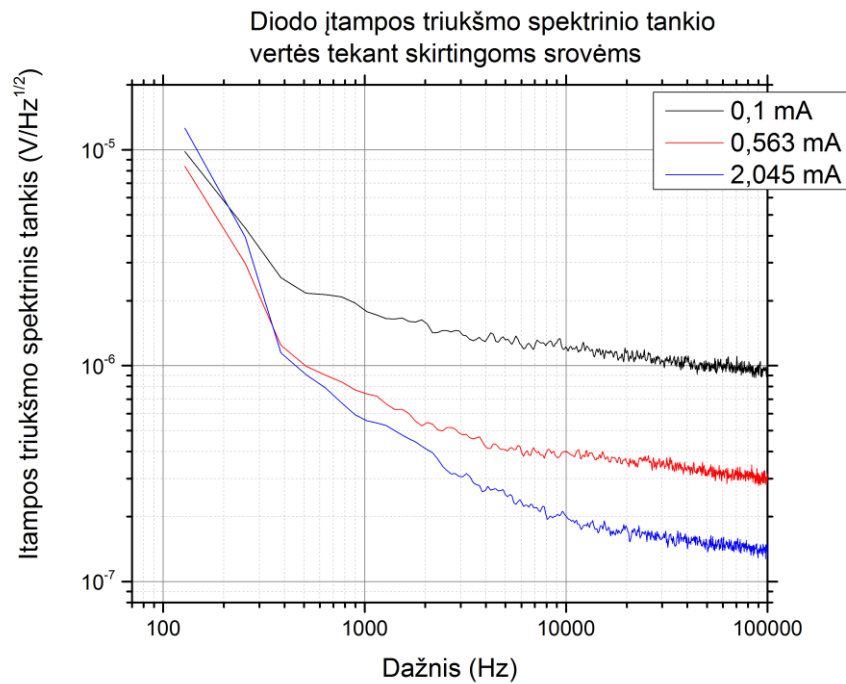
34 k Ω ir 10 k Ω varžose matoma didesnė nei teorinė įtampos spektrinio tankio vertė. Aukštesniuose dažniuose išmatuota 244 k Ω varžos triukšmo vertė atitinka teorinę. Šiame dažnių ruože visų varžų išmatuotos triukšmo spektrinio tankio vertės panašios ir yra apie 70 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$. Toks rezultatas gali būti sukeltas pačio aktyvaus srovės šaltinio įnešamo triukšmo. Tokiu atveju, mažiausia sistemoje pasiekama įtampos triukšmo spektrinio tankio vertė būtų apie 70 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$.

Ta pačia metodika išmatuoti ir diodo įtampos triukšmo spektrinio tankio vertės tiesioginiame bei lavininiame režime. Visuose matavimuose pasirinktas įtampos stiprinimo koeficientas 100. Lavininiame režime išmatuotos triukšmo vertės diodu tekant 100 μA , 563 μA ir 2 mA srovėms. Matavimų rezultatai dažnių ruože nuo 0,5 Hz iki 400 Hz pateikti 33 pav.



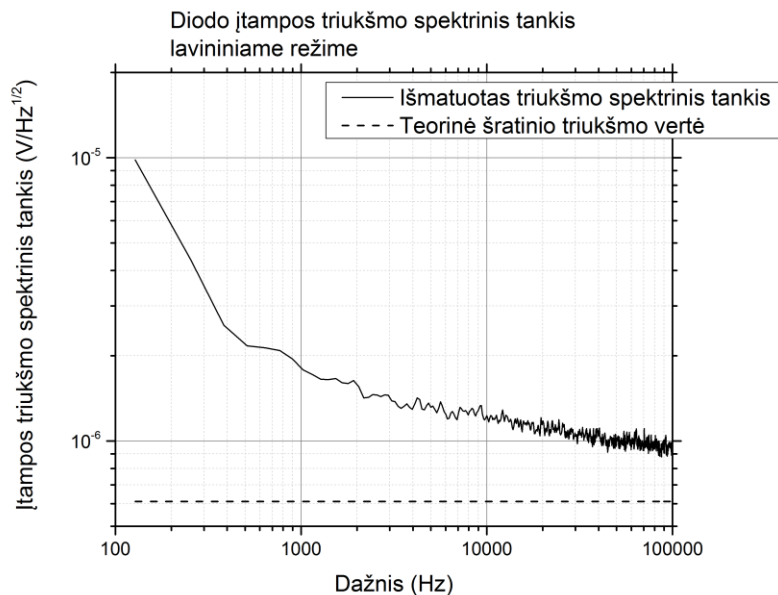
33 pav. **Diodo įtampos triukšmo spektrinio tankio vertės tekant skirtingoms srovėms žemuose dažniuose. Punktyrine linija pažymėta teorinė 1/f triukšmo kreivė**

Žemuose dažniuose matomas 1/f triukšmas ties visomis srovės vertėmis. Taip pat, matoma triukšmo tendencija mažėti, didėjant diodu tekančiai srovei. Toks rezultatas gali būti sukeltas mažėjančios diodo statinės varžos, didinant prie diodo prijungta priešįtampį. Matavimai aukštuose dažniuose pateikti 34 pav.



34 pav. **Diodo įtampos triukšmo spektrinio tankio vertės tekant skirtingoms srovėms aukštuose dažniuose**

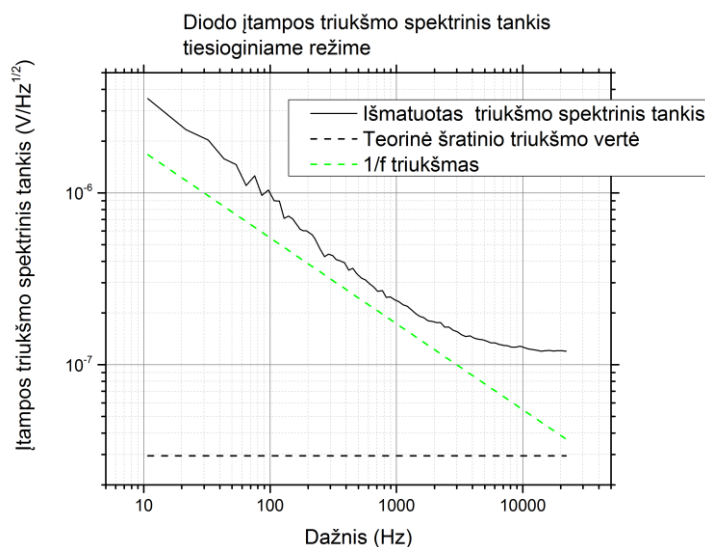
Plačiame dažnių ruože matoma ta pati įtampos triukšmo tendencija mažėti, didėjant diodu tekančiai srovei. Taip pat, matomas $1/f$ formos triukšmo perėjimas į baltąjį triukšmą. Mažiausia triukšmo vertė, tekant 2 mA srovei, aukštuose dažniuose artėja link $100\text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$. Lavininiame režime, diodui tekant mažesnėms srovėms, detektoriaus jautrumą ribojantis parametras turėtų būti patys diodo, o ne aktyvaus srovės šaltinio keliami triukšmai. Didžiausias voltamperinės kreivės statusas yra matomas diodui tekant srovėms ruože nuo $\sim 1\text{ }\mu\text{A}$ iki $\sim 100\text{ }\mu\text{A}$. Atitinkamai, šiuose darbinuose taškuose apskaičiuoti ir išmatuoti atsakai turėtų būti didesni. Tolimesniems tyrimams pasirinktas darbo taškas yra $100\text{ }\mu\text{A}$ - taip pat srovės šaltinio apribota vertė. Priešįtampio vertė šiame taške $U = 10,79\text{ V}$, diodo statinė varža $R = 108\text{ k}\Omega$. Diodo triukšmas lavininiame režime, tekant $100\text{ }\mu\text{A}$ srovei pateiktas 35 pav.



35 pav. Diodo įtampos triukšmo spektrinio tankio vertė lavininiame režime, tekant $100 \mu A$ srovei, aukštuose dažniuose

Matoma didesnė, nei teoriškai apskaičiuota šratinio triukšmo vertė $100 \mu A$ srovei tekant $108 \text{ k}\Omega$ didumo varža. Kol kas šio papildomo triukšmo kilmė neaiški. Aukštuose dažniuose diodo generuojamo baltojo triukšmo vertė yra apie $900 \text{ nV}/\sqrt{Hz}$.

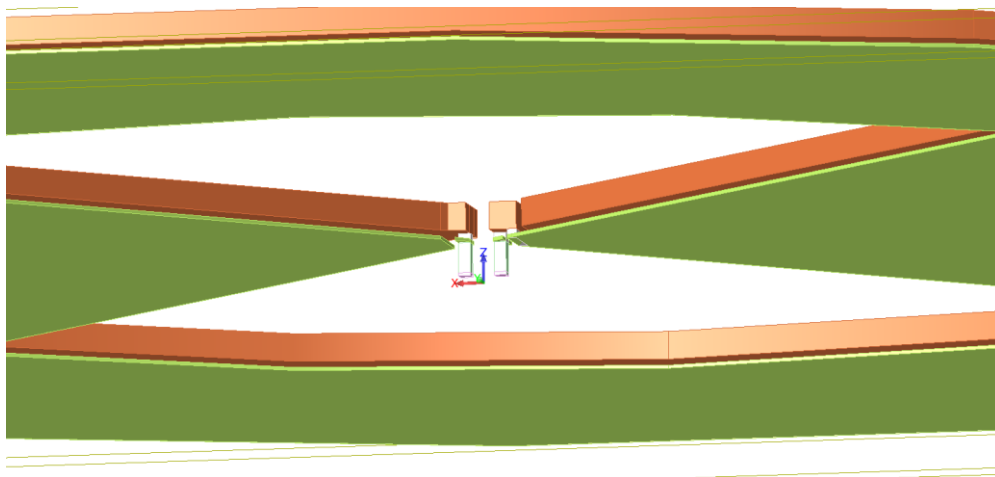
Panašus matavimas atliktas diodui veikiant tiesioginiame režime. Diodu tekant $100 \mu A$ srovei, priešįtamčio vertė $U = 0,62 \text{ V}$, statinė varža $R = 7,3 \text{ k}\Omega$. Diodo triukšmas tiesioginiame režime, prie $100 \mu A$ srovės pateiktas 36 pav.



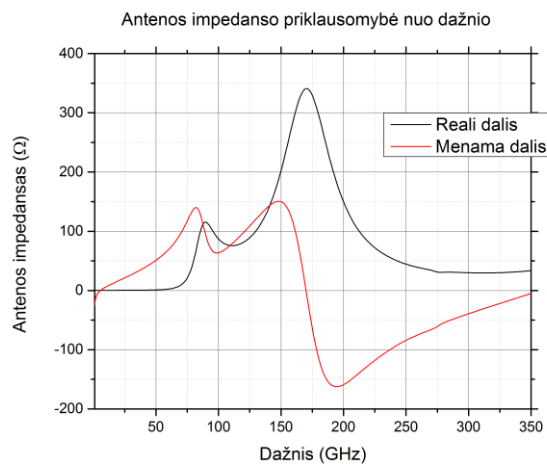
36 pav. Diodo įtampos triukšmo spektrinio tankio vertė tiesioginiame režime, tekant $100 \mu A$ srovei, aukštuose dažniuose. Punktyrinė linija pažymėta teorinė $1/f$ triukšmo kreivė

Šio matavimo spektro analizei teko pasinaudoti kitokios spektrinės skyros signalų analizatoriumi. Analizatoriaus spektrinė skyra 10 Hz ir maksimalus matuojamo dažnio vertė 22 kHz. Žemuose dažniuose taip pat matomas $1/f$ triukšmas, kuris vėliau įgauna baltojo triukšmo formą. Išmatuotas triukšmas didesnis nei apskaičiuotas teoriškai. Aukštuose dažniuose diodo generuojamo baltojo triukšmo didumas apie $120 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Darbo metu taip pat sukurtas rezonansinės antenos modelis. Antenos modeliavimui buvo naudojamas programinis paketas Keysight ADS. Sukurtas antenos 3D modelis (37 pav.), bei apskaičiuotos antenos impedanso dažninės charakteristikos (38 pav.).



37 pav. Antenos 3D modelis. Modelyje matomos diodo jungtys

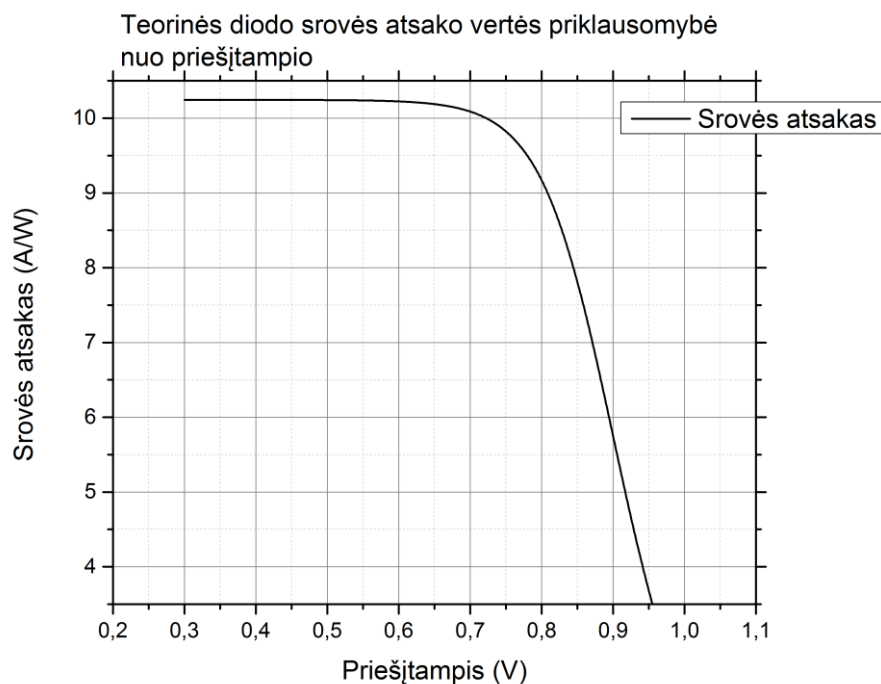


38 pav. Antenos impedanso reali ir menama dalis dažniuose nuo 1 GHz iki 350 GHz

Matomas rezonansinis antenos dažnis, esantis ties 170 GHz. Reali antenos impedanso dalis ties šiuo dažniu yra apie 340 Ω. Didžiausia galios dalis iš antenos į diodą perduodama suderinus šių dviejų prietaisų impedansus, tačiau dėl duomenų apie tikslią diodo struktūrą trūkumo, sukurti modelį, leidžiantį apskaičiuoti diodo impedanso dažnines charakteristikas darbo metu nepavyko. Perdavimo

sistemos dažniam charakterizavimui, reikalingi papildomi teoriniai antenos ir perdavimo sistemos efektyvumo skaičiavimai.

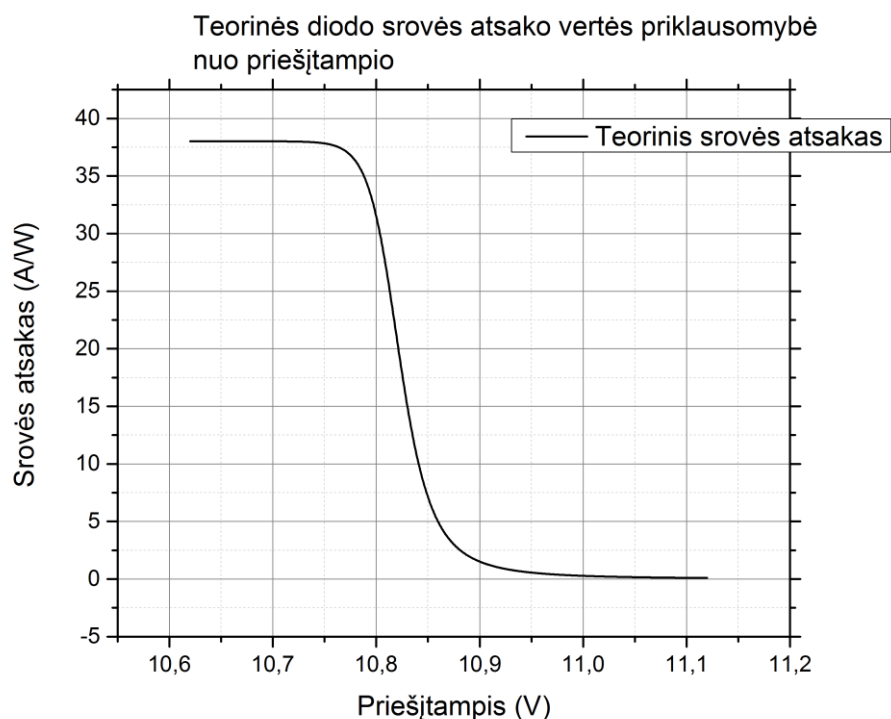
Tolimesnėje darbo eigoje buvo skaičiuojami teoriniai diodo srovės atsakai bei eksperimentiškai matuojamos realios šių dydžių vertės. Remiantis (7) ir diodo parametrais, gautais jo voltamperines charakteristikas aproksimuojant tiesioginiame režime (30) ir atvirkštiniame režime (31), apskaičiuotos diodo teorinės srovės atsako vertės didžiausiam voltamperinės kreivės netiesiškumo regione. Tiesioginiame režime apskaičiuotos teorinės atsako vertės pateiktos 39 pav.



39 pav. **Teorinės diodo srovės atsako vertės tiesioginiame režime, prieštampiams nuo 0,3 V iki 1 V**

Matomas srovės atsako mažėjimas, didinant priešįtampio vertes, dėl mažėjančio voltamperinės kreivės statumo. Didžiausia apskaičiuota srovės atsako vertė yra apie $R_I = 10,24 A/W$. Vertė beveik nesikeičia iki 0,6 V priešįtampio, po kurio prasideda atsako mažėjimas. Idealiuose dioduose, idealumo koeficientą laikant $n = 1$, kambario temperatūroje didžiausia teorinė srovės atsako vertė yra $R_I = 19,3 A/W$. Matematiškai aproksimuotas tiriamo diodo idealumo koeficientas $n = 1,887$. Panašus skirtumas matomas tarp didžiausios teorinės atsako vertės ir idealaus diodo atsako. Diodui veikiant aktyvaus srovės šaltinio schemoje, tekant $100 \mu A$ srovei, priešįtampio vertė yra $U = 0,62 V$. Teorinė atsako vertė šiame taške yra $R_I = 10,21 A/W$.

Šie skaičiavimai atlikti ir diodo atvirkštiniame režime. Atsakų vertės atvirkštiniame režime pateiktos 40 pav.



40 pav. **Teorinės diodo srovės atsako vertės atvirkštiniame režime, prieštampiams nuo 10,62 V iki 11,12 V**

Atvirkštiniame režime taip pat matomas atsako mažėjimas, didinant prie diodo prijungtą priešįtampį. Didžiausia teoriškai apskaičiuota atsako vertė gauta apie $R_I = 38 \text{ A/W}$, kuri beveik nesikeičia iki 10,74 V priešįtampio. Gauta vertė didesnė, nei teorinė idealaus diodo atsako vertė tiesioginiame režime, dėl didesnio atvirkštinės voltamperinės kreivės statumo. Lavininiame režime apskaičiuotas diodo idealumo koeficientas $n = 0,5$ yra dvigubai mažesnis nei idealaus diodo. Bandiniu tekant $100 \mu\text{A}$ srovei atvirkštiniame režime, priešįtampio vertė $U = 10,79 \text{ V}$. Teorinis atsakas prie šio priešįtampio yra $R_I = 34,54 \text{ A/W}$.

Toliau atlikti eksperimentiniai diodo srovės atsakų matavimai. THz spinduliuotė buvo generuojama VDI AMC 448 bangų stiprintuvu. Spinduliuotė generuojama dviejų dažnių ruožuose 80-125 GHz, žingsniu kas 0,22 GHz ir 140-250 GHz, 0,44 GHz žingsniu. Spinduliuotės galios siekia iki 8,5 mW žemuose dažniuose ir iki 3 mW aukštuose. THz spinduliuotė į diodą nukreipiama 4f optine sistema, sudaryta iš dviejų parabolinių veidrodžių. Optinėje sistemoje, matuojant tiesioginio režimo atsako buvo naudojami du atenuatoriai, kurių pralaidumas 13% ir 20%. Atvirkštinio atsako matavime naudojamas tik vienas, 13% pralaidumo atenuatorius. Į antenos plokštumą spinduliuotė buvo fokusuojama prie diodo pritvirtintu silicio lęšiu.

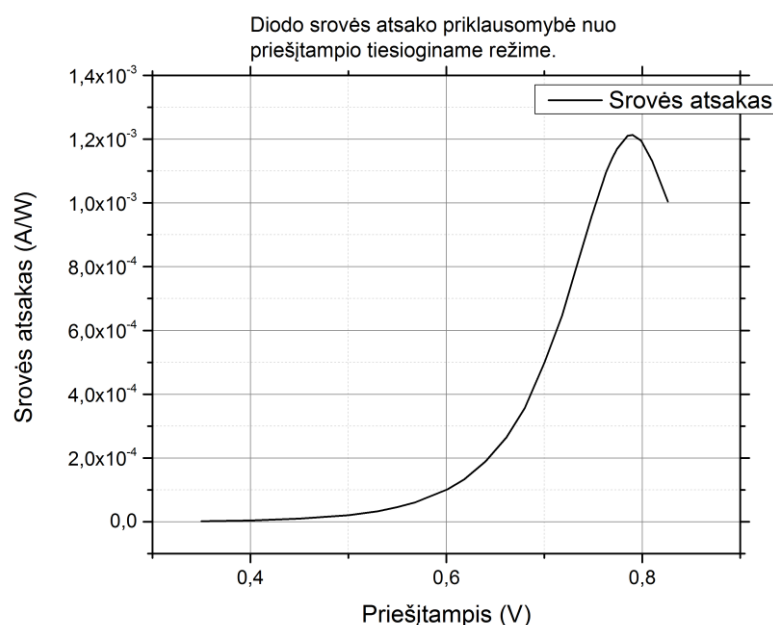
Matavimai aukštuose dažniuose atlikti diodui veikiant tiesioginiame režime. Atlikti du matavimai – laikant pastovų priešįtampį ir keičiant THz spinduliuotės dažnį, bei laikant pastovų THz spinduliuotės dažnį ir keičiant priešįtampį. Diodo priešįtampis buvo tiesiogiai paduodamas srovės stiprintuvu SR570. Išlyginta srovė pirma buvo perduodama į srovės stiprintuvą, kurio nustatytas

stiprinimo koeficientas šiems matavimams $20 \mu A/V$. Srovės stiprintuvo išėjimo signalas buvo perduodamas į signalų stiprintuvą SR830.

Matavimams žemuose dažniuose buvo naudojama aktyvaus srovės šaltinio grandinė (25 pav.) Atsakai išmatuoti tiesioginiame ir atvirkštiniame režime. Signalas grandinės išėjime buvo nuskaitomas signalų stiprintuvu SR830 be papildomo stiprinimo.

Signalų stiprintuvo duomenys buvo nuskaitomi programa LabView ir vėliau apdorojami programa Origin. Srovės atsakas apskaičiuotas signalų stiprintuvo išmatuotas vertes padalinus iš spinduliuotės galios, likusios po atenuacijos optinėje sistemoje.

Išmatuota diodo atsako priklausomybė nuo priešįtampos vertės tiesioginiame režime, į diodą krentant pastovaus dažnio THz spinduliuotei pateikta 41 pav.

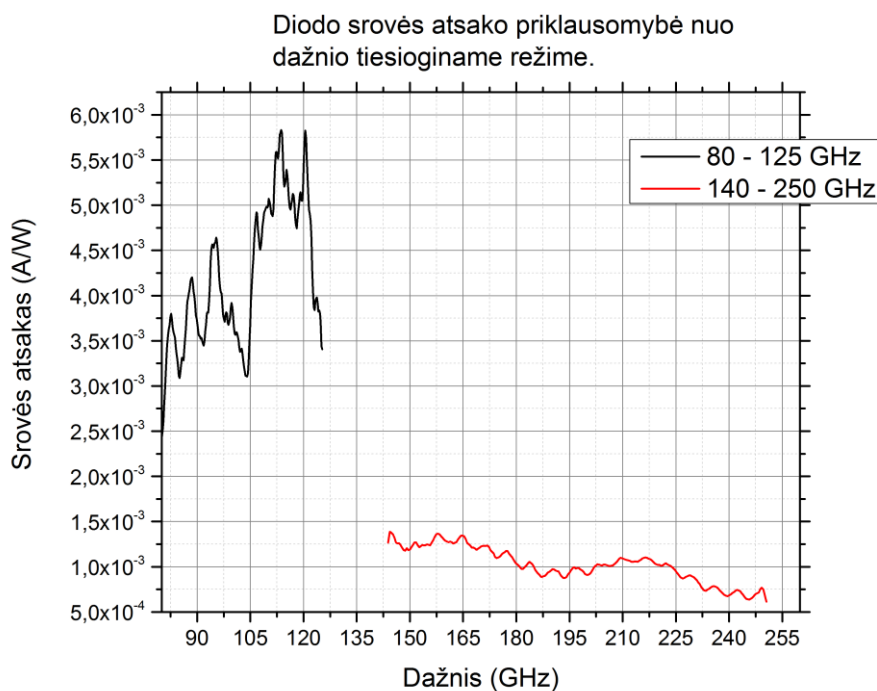


41 pav. **Diodo srovės atsako vertės tiesioginiame režime, priešįtampiams nuo 0,35 V iki 0,826 V. Krentančios THz spinduliuotės dažnis 202,8 GHz**

Šiam matavimui priešįtampos vertės keičiamos įtampų ruože nuo 0,35 V iki 0,826 V. Matomas srovės atsako didėjimas, priešįtampius didinant iki 0,785 V. Ties šia įtampos verte, išmatuota didžiausia srovės atsako vertė $R_I = 1,2 mA/W$. Toliau didinant priešįtampius, srovės atsakas pradeda mažėti. Teoriškai apskaičiuotos atsako vertės didžiausios yra iki 0,6 V įtampos. Teorinė atsako vertė ties 0,785 V įtampa yra $9,41 A/W$. Matomas skirtumas tarp eksperimentiškai išmatuotos ir teorinės priešįtampos vertės, ties kuria tikimasi didžiausio srovės atsako. Šis neatitikimas galėjo atsirasti dėl voltamperinės kreivės aproksimacijos netikslumo. Išmatuotos kreivės statusas skiriasi nuo matematiškai aproksimuotos. Taip pat, matomas maždaug trijų eilių skirtumas tarp teorinio ir eksperimentiškai išmatuoto srovės atsako. Šis skirtumas atsirasti galėjo dėl optinės sistemos, bei perdavimo sistemos tarp antenos ir diodo įneštų nuostolių. Dėl netobulo optinės

sistemos suvedimo, dalis bangų stiprintuvo generuojamos spinduliuotės galėjo būti nesuvesta į diodą. Perdavimo sistemoje nuostoliai atsirasti galėjo dėl nesuderintų antenos ir diodo impedansų bei antenos efektyvumo. Tikslėniam nuostolių įvertinimui reikalingi detalūs antenos ir diodo teoriniai modeliai.

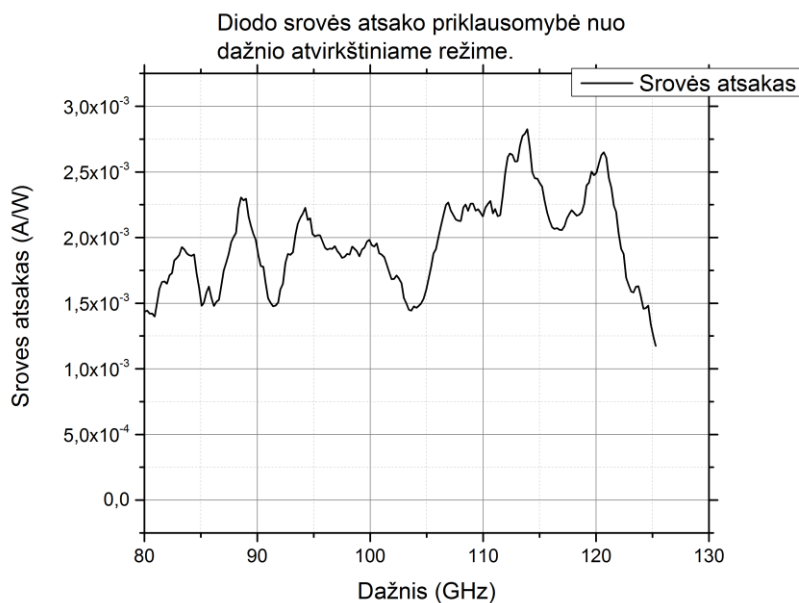
Toliau atliktas srovės atsako priklausomybės nuo dažnio matavimas tiesioginiame režime. Rezultatai pateikti 42 pav.



42 pav. **Diodo srovės atsako vertės tiesioginiame režime. Krentančios THz spinduliuotės dažniai 80-250 GHz ir 140-250 GHz ruožuose**

Šiems matavimams buvo laikomas pastovus diodo prieštampis. Matoma srovės atsako priklausomybė nuo dažnio. Trūkis tarp dažnių atsiradęs dėl bangų stiprintuvo generuojamų dažnių apribojimo. Didžiausia apskaičiuota atsako vertė šiame dažnių ruože $R_f = 5,8 \text{ mA/W}$, matoma ties dviem dažniais - 113,7 GHz ir 120,47 GHz. Remiantis šiuo rezultatu, geriausias antenos ir diodo impedansų atitikimas šiame dažnių ruože pasiektas ties šiais dažniais. Pagal (29) ir triukšmų matavimo duomenis (36 pav), šiame dažnių ruože apskaičiuota mažiausia triukšmų ekvivalentinės galios vertė tiesioginiame režime yra $NEP = 39,47 \text{ nW}/\sqrt{\text{Hz}}$. Didžiausia išmatuota atsako vertė nuo teorinės vertės taip pat skiriasi daugmaž trimis eilėmis. Šis skirtumas atsirasti galėjo dėl tų pačių priežasčių kaip ir ankstesniame matavime. Rezultate taip pat matoma atsako tendencija mažėti, didėjant spinduliuotės dažniui. Maksimali atsako vertė ties 113,7 GHz ir 120,47 GHz yra apie 4 kartus didesnė, negu apskaičiuota ties 144 GHz. Tai rodo, jog bandinys detektoriaus funkciją efektyviai atlikti gali ribotame dažnių ruože.

Matavimas 70-125 GHz dažniuose taip pat pakartotas diodą įjungus lavininiame režime. Matavimo rezultatai pateikti 43 pav.

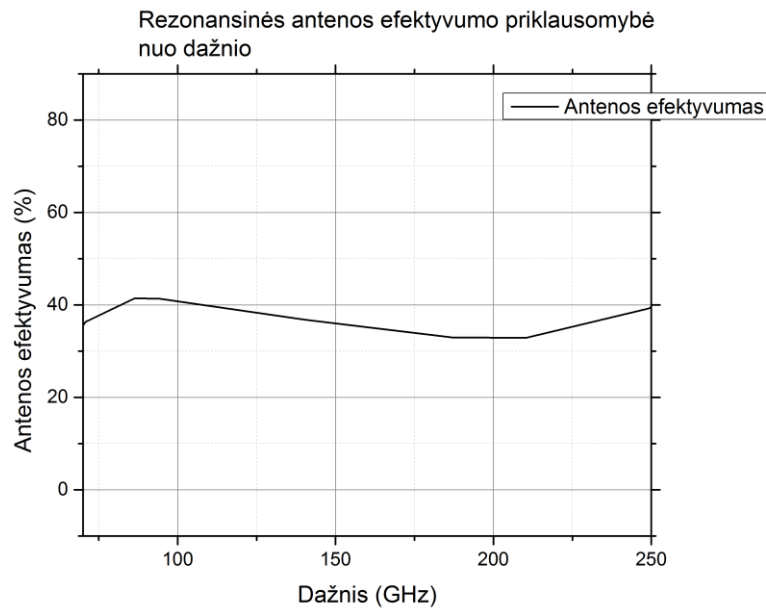


43 pav. **Diodo srovės atsako vertės atvirkštiniame režime. Priešįtampio vertė – 10,79 V. Krentančios THz spinduliuotės dažniai nuo 70 GHz iki 125 GHz**

Atvirkštiniame režime matomi ne taip smarkiai išreikšti pikai kaip tiesioginiame režime. Atsako didžiausia vertė užregistruoti ties 113,9 GHz. Didžiausia atsako vertė $R_l = 2,8 \text{ mA/W}$. Pasinaudojus diodo triukšmų atvirkštiniame režime matavimo rezultatais (35 pav.) gauta mažiausia ekvivalentinė triukšmų galios vertė šiame režime yra $NEP = 1,5 \mu\text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$. Tarp teorinės ir eksperimentiškai nustatytos atsako vertės matomas panašus, trijų eilių skirtumas, kaip ir tiesioginiame režime. Atvirkštiniame režime nustatyta didžiausia atsako vertė apie du kartus mažesnė už tiesioginio režimo vertę. Teoriškai apskaičiuotas lavinis atsakas yra apie 3,5 karto didesnis už tiesioginį atsaką. Eksperimentinis rezultatas skiriasi nuo teorinės prognozės. Minimali NEP vertė gauta diodui veikiant tiesioginiame režime.

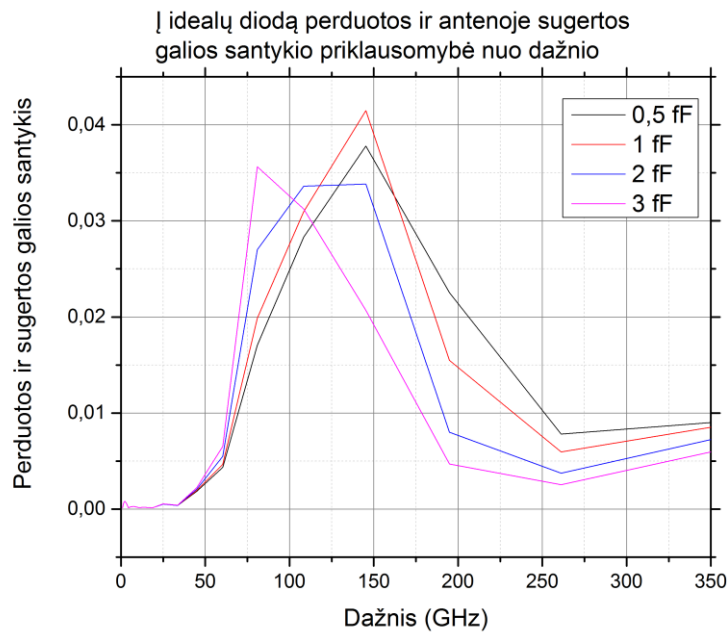
Matavimų metu eksperimentiškai nustatytos atsako vertės trimis eilėmis mažesnės nei teoriškai prognozuotos. Šis skirtumas atsirasti galėjo dėl optinės sistemos, bei sąsajos, tarp antenos ir diodo įnešamų nuostolių.

Preliminarus nuostolių įvertinimas atliktas remiantis darbo metu sukurtu rezonansinės antenos modeliu. Skaičiavimai atlikti programiniu paketu Keysight ADS. Apskaičiuotas antenos efektyvumas tiriamame dažnių ruože (44 pav.)



44 pav. Antenos efektyvumas dažnių ruože nuo 70 GHz iki 250 GHz

Matoma, kad dalis sistemos nuostolių yra įnešama pačios antenos. 70-250 GHz dažnių ruože antenos efektyvumo vertės yra apie 40%. Apie 60% procentų THz galios prarandama šiame detektavimo žingsnyje. Realūs perdavimo sistemos nuostoliai taip pat yra paveikti ir impedanso tarp diodo ir antenos neatitikimo. Šiems nuostoliams įvertinti atliktas teorinis, į idealų diodą perduotos ir antenoje sugertos galios santykio skaičiavimas. Santykis apskaičiuotas kelioms idealaus diodo sandūros talpos vertėms, esančioms tarp 0,5 fF ir 3 fF (45 pav).



45 pav. Į diodą perduotos ir antenoje sugertos galios santykis, dažnių ruože nuo 1 iki 350GHz. Idealaus diodo sandūros talpos nuo 0,5 fF iki 3fF

Matoma smarki perduotos galios priklausomybė nuo krentančios spinduliuotes dažnio ir sandūros talpos. Tiksliausiai atsako matavimo eksperimentinius rezultatus atitinka 2 fF talpos diodas. Šiuo atveju, didžiausia galios dalis iš antenos į diodą perduodama panašiuose dažniuose kaip ir gautuose eksperimento metu. Remiantis šiuo preliminariu skaičiavimu, tiriamo diodo sandūros talpa turėtų būti artima 2 fF. Didžiausia galios dalis perduodama ties 145 GHz dažniu, idealaus diodo sandūros talpai esant 1 fF. Šiuo atveju į diodą perduodama apie 4% antenoje sugertos galios. Remiantis teoriniais skaičiavimais, dėl suminio šių nuostolių poveikio diodą pasieką apie 1% antenoje sugertos galios, esant idealiam optiniam suvedimui. Papildomai sistemos efektyvumą sumažinti galėjo ir optinė sistema – netobulas sistemos suvedimas, bei atspindys ir sugertis lęšyje. Tiksliesniam nuostolių įvertinimui reikalingi duomenys apie diodo impedanso dažninę charakteristiką ir optinę sistemą.

6. Pagrindiniai rezultatai ir išvados

1. Darbo metu atlikta diodo DC charakterizacija. Išmatuotos diodo voltamperinės kreivės tiesioginiame ir atvirkštiniame režime. Sukurti parametriniai kreivių modeliai tiksliai jas aprašo aukšto netiesiškumo regione ir įgalina analitinį diodo DC parametrų tyrimą. Tiriant analitinį diodo modelį, apskaičiuotos teorinės diodo atsakų vertės.
2. Darbo metu išmatuotos diodo dažninės atsako charakteristikos plačiame dažnių ruože. Įvertinta diodo ekvivalentinė triukšmų galia tiesioginiame ir atvirkštiniame režime. Eksperimento metu, tiesioginiame režime gautas diodo atsakas didesnis nei atvirkštiniame. Šis rezultatas neatitinka teorinės prognozės.
3. Išmatuoti diodo atsakai palyginti su teoriniais. Matavimų metu gautos atsakų vertės mažesnės nei teoriškai apskaičiuotos. Perdavimo sistemos nuostolių įvertinimui, sukurtas antenos dažninės charakteristikos teorinis modelis. Remiantis teoriniu skaičiavimu, antenos ir diodo rezonansai nesuderinti, dėl talpinės diodo komponentės, pasireiškiančios aukštuose dažniuose.
4. Atsakų matavimams kituose darbinuose taškuose reikalinga nauja stabilizavimo grandinė, leidžianti srovę keisti platesniame verčių ruože.
5. Siekiant padidinti teorinių skaičiavimų tikslumą, ateityje diodo DC modelį reiktų praplėsti iki aukštadažnių charakteristikų, remiantis atsako matavimais.

Summary

Terahertz Radiation Detection with Avalanche Diodes

Ugnius Kašinskas

In the past 20 years, various THz technologies have received increasing attention. Currently, THz is being explored for its potential uses in various scientific research fields and commercial applications. The rapidly growing THz technology has created a demand for effective and affordable THz radiation sources and detectors. As potential candidates to fulfil this purpose, various semiconductor devices were investigated. The purpose of this thesis is therefore to theoretically and practically determine the effectiveness of an avalanche diode as a THz detector in accordance to various research works done about diode detectors.

Santrauka

Terhaercinės spinduliuotės detekcija su lavininiais diodais

Ugnius Kašinskas

Per pastaruosius 20 metų, THz technologijos sulaukė didelio susidomėjimo. Šiuo metu tiriamas THz potencialas įvairiose mokslinių tyrimų ir komercinio taikymo srityse. Aukštu tempu augančios THz technologijos sukūrė paklausą efektyviems, prieinamos kainos THz spinduliuotės šaltiniams ir detektoriams. Kaip vieni iš kandidatų šiai nišai užimti dėmesio sulaukė įvairūs puslaidininkiniai prietaisai. Šio darbo tikslas – atsižvelgiant į teorinę mokslo literatūrą apie puslaidininkinių diodų taikymą THz spinduliuotės detektavimui, teoriškai ir praktiškai įvertinti lavinio diodo efektyvumą šioje srityje.

Literatūros sąrašas

- [1] Siegel, P. H. Terahertz Technology. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 2002, 50 (3), 910–928.
- [2] Siegel, P. H.; Dengler, R. J. TERAHERTZ HETERODYNE IMAGING PART I: INTRODUCTION AND TECHNIQUES. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* 2006, 27 (4), 465–480.
- [3] Siegel, P. H.; Dengler, R. J. Terahertz Heterodyne Imaging Part II: Instruments. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* 2007, 27 (5), 631–655. <https://doi.org/10.1007/s10762-006-9109-4>.
- [4] Chattopadhyay, G. Submillimeter-Wave Coherent and Incoherent Sensors for Space Applications; 2008; pp 387–414.
- [5] Crowe, T. W.; Bishop, W. L.; Porterfeld, D. W.; Hesler, J. L.; Weikle, R. M. Opening the Terahertz Window with Integrated Diode Circuits. *IEEE Journal of Solid-State Circuits* 2005, 40 (10), 2104–2110.
- [6] Dragoman, D.; Dragoman, M. Terahertz Fields and Applications. *Progress in Quantum Electronics* 2004, 28 (1), 1–66.
- [7] Rogalski, A. Semiconductor Detectors and Focal Plane Arrays for Far-Infrared Imaging. *OptoElectronics Review* 2013, 21 (4).
- [8] Lewis, R. A. A Review of Terahertz Detectors. *Journal of Physics D: Applied Physics* 2019, 52 (43), 433001.
- [9] Sizov, F.; Rogalski, A. THz Detectors. *Progress in Quantum Electronics* 2010, 34 (5), 278–347.
- [10] Chattopadhyay, G. Submillimeter-Wave Coherent and Incoherent Sensors for Space Applications; 2008; pp 387–414.
- [11] Brown, E. R.; Segovia-Vargas, D. Semiconductor Terahertz Technology. In *Principles of THz Direct Detection*, Chapter 5 in “Semiconductor THz Technology, Devices and Systems at Room Temperature Operation”; Carpintero, G., Muñoz, L. E. G., Hartnagel, H. L., Preu, S., Räsänen, A. V., Eds.; Wiley, 2015.
- [12] Schlecht, M. T.; Preu, S.; Malzer, S.; Weber, H. B. An Efficient Terahertz Rectifier on the Graphene/SiC Materials Platform. *Scientific Reports* 2019, 9 (1), 11205. <https://doi.org/10.1038/s41598-019-47606-6>.

- [13] Inder Bahl, Prakash Bhartia, *Microwave Solid State Circuit Design*, 2nd Edition, 2003, ISBN: 978-0-471-20755-9
- [14] Carpintero, G., Muñoz, L., Hartnagel, H., Preu, S., & Räisänen, A. (2015). *Semiconductor THz Technology: Devices and Systems at Room Temperature Operation*.
- [15] Loto, C. "Electrochemical Noise Measurement Technique in Corrosion Research," in *International Journal of Electrochemical Science*, vol. 7, 2012.
- [16] Nichols A. Romero. "Johnson Noise," Junior Physics Laboratory, Massachusetts Institute of Technology Cambridge, Massachusetts, 1998.
- [17] Norbert Wiener. "Generalized harmonic analysis," in *Acta Mathematica*, vol. 55, no. none, pp. 117 – 258, 1930.
- [18] Voss, R. "1/f (Flicker) Noise: A Brief Review," in *33rd Annual Symposium on Frequency Control*, 1979, pp. 40-46.
- [19] Johnson, J. "Thermal Agitation of Electricity in Conductors," in *Phys. Rev.*, vol. 32, pp. 97–109, 1928.
- [20] Nyquist, H. "Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors," in *Phys. Rev.*, vol. 32, pp. 110–113, 1928.
- [21] Kittel, Charles, and Herbert Kroemer. *Thermal Physics*. 2d ed, W.H. Freeman, 1980.
- [22] R. Millikan. "The Isolation of an Ion, a Precision Measurement of its Charge, and the Correction of Stokes's Law," in *Phys. Rev. (Series I)*, vol. 32, pp. 349–397, 1911.
- [23] MIT Department of Physics. "Johnson Noise and Shot Noise", 2013
- [24] Voss, R. "Linearity of 1/f Noise Mechanisms," in *Phys. Rev. Lett.*, vol. 40, pp. 913–916, 1978.
- [25] Alan L. McWhorter, "1/f noise and related surface effects in germanium," 1955.
- [26] Han, R.; Zhang, Y.; Coquillat, D.; Hoy, J.; Videlier, H.; Knap, W.; Brown, E.; O, K. K. 280-GHz Schottky Diode Detector in 130-Nm Digital CMOS. In *IEEE Custom Integrated Circuits Conference 2010*; IEEE, 2010; pp 1–4.
- [27] Yadav, R.; Ludwig, F.; Faridi, F. R.; Klopf, J. M.; Roskos, H. G.; Preu, S.; Penirschke, A. State-of-the-Art Room Temperature Operable Zero-Bias Schottky Diode-Based Terahertz Detector Up to 5.56 THz. *Sensors* 2023, 23 (7), 3469.
- [28] Rahman, S. M.; Jiang, Z.; Xie, Y.; Xing, H. G.; Fay, P.; Liu, L. Terahertz Focal Plane Arrays Employing Heterostructure Backward Diodes Integrated with Folded Dipole Antennas. In 2013

IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest (MTT); IEEE, 2013; pp 1–4.
<https://doi.org/10.1109/MWSYM.2013.6697648>.

[29] <https://www.thinksrs.com/> (tikrinta 2024-01-23)

[30] <https://www.tek.com/en> (tikrinta 2024-01-23)

[31] <https://www.vadiodes.com/en/> (tikrinta 2024-01-23)