

VILNIAUS UNIVERSITETAS  
FIZINIŲ MOKSLŲ IR TECHNOLOGIJOS CENTRO  
PUSLAIDININKIŲ FIZIKOS INSTITUTAS

Artūras Šimukovič

AUKŠTADAŽNIŲ SiGe IR  $A_3B_5$  ĮVAIRIALYČIŲ DVIPOLIŲ  
TRANZISTORIŲ STATINIŲ, MIKROBANGIŲ CHARAKTERISTIKŲ IR  
TRIUKŠMO TYRIMAS

Daktaro disertacija  
Fiziniai mokslai, fizika (02P),  
puslaidininkų fizika (P265)

Vilnius, 2010

Disertacija rengta 2005 – 2010 metais Fizinių mokslų ir technologijos centro Puslaidininkių fizikos institute

Mokslinis vadovas:

Dr. Paulius Sakalas (Fizinių mokslų ir technologijos centro Puslaidininkių fizikos institutas, fiziniai mokslai: fizika – 02P, puslaidininkių fizika – P265)

Konsultantas:

prof. habil. dr. Arvydas Matulionis (Fizinių mokslų ir technologijos centro Puslaidininkių fizikos institutas, fiziniai mokslai: fizika – 02P, puslaidininkių fizika – P265)

# Turinys

<b>PADĖKA .....</b>	<b>4</b>
<b>1 ĮVADAS .....</b>	<b>5</b>
1.1 TEMOS AKTUALUMAS.....	5
1.2 DARBO TIKSLAS.....	7
1.3 PRAKTINĖ TYRIMŲ VERTĖ .....	7
1.4 TYRIMO METODAI.....	8
1.5 MOKSLINIS NAUJUMAS.....	10
1.6 GINAMIEJI TEIGINIAI.....	11
1.7 PUBLIKACIJOS.....	12
<i>Rezultatai, pristatyti konferencijose.....</i>	<i>13</i>
<b>2 DVIPOLIAI TRANZISTORIAI .....</b>	<b>15</b>
2.1 DVIPOLIŲ TRANZISTORIŲ RAIDA .....	15
2.2 DVIPOLIŲ TRANZISTORIŲ VEIKIMO PRINCIPAS IR STATINĖS CHARAKTERISTIKOS .....	16
2.3 DVIPOLIŲ TRANZISTORIŲ DAŽNINĖS SAVYBĖS.....	22
2.4 ĮVAIRIALYČIAI DVIPOLIAI TRANZISTORIAI (IDT).....	28
<b>3 PUSLAIDININKINIŲ ĮTAISŲ TRIUKŠMAI.....</b>	<b>35</b>
3.1 TRIUKŠMAI ELEKTRONINĖSE SISTEMOSE .....	35
3.2 TRIUKŠMO ŠALTINIŲ APRAŠYMAS.....	36
3.3 TRIUKŠMO PARAMETRAI .....	38
3.4 KETURPOLIO TRIUKŠMO PARAMETRŲ APRAŠYMAS KORELIACINE MATRICA.. .....	42
<b>4 DVIPOLIŲ TRANZISTORIŲ MODELIAVIMAS .....</b>	<b>46</b>
4.1 PUSLAIDININKINIŲ ĮTAISŲ MODELIAI .....	46
4.2 DREIFO-DIFUZIJOS IR HIDRODINAMINIS PUSLAIDININKINIŲ ĮTAISŲ MODELIAI .....	47
4.3 SUTELKTŲ ELEMENTŲ ĮVAIRIALYČIO DVIPOLIO TRANZISTORIAUS MODELIS – HICUM .....	50

<b>5 ĮVAIRIALYČIŲ DVIPOLIŲ TRANZISTORIŲ BAZĖS IR KOLEKTORIAUS SROVIŲ TRIUKŠMO ŠALTINIŲ ABIPUSĖ KORELIACIJA .....</b>	<b>54</b>
5.1 DVIPOLIO TRANZISTORIAUS VIDINIŲ TRIUKŠMŲ APRAŠYMAS .....	54
5.2 DVIPOLIO TRANZISTORIAUS TRIUKŠMO MODELIAI .....	58
5.3 BENDROS BAZĖS IR BENDRO EMITERIO JUNGIMO SCHEMŲ DVIPOLIŲ TRANZISTORIŲ TRIUKŠMŲ APRAŠYMAS .....	61
5.4 BENDRO EMITERIO JUNGIMO SCHEMOS DVIPOLIO TRANZISTORIAUS ANALITINIS TRIUKŠMO MODELIS .....	63
5.5 EKSPERIMENTINIS ANALITINIS TRIUKŠMO MODELIO PATIKRINIMAS .....	70
5.6 TRIUKŠMO ŠALTINIŲ ABIPUSĖS KORELIACIJOS PANAUDOJIMAS HICUM MODELyje. ....	81
5.7 SUTELKTŲ ELEMENTŲ MODELIO HICUM PATIKRINIMAS ESANT TRIUKŠMO ŠALTINIŲ KORELIACIJAI.....	88
5.8 INGAP ĮDT MODELIAVIMAS.....	93
<b>6 SMŪGINĖS JONIZACIJOS DAROMA ĮTAKA SIGE ĮDT..</b>	<b>100</b>
6.1 SMŪGINĖ JONIZACIJA .....	100
6.2 ĮDT SMŪGINĖS JONIZACIJOS MODELIS .....	102
6.3 NUOLATINĖS SROVĖS IR AUKŠTADAŽNIŲ CHARAKTERISTIKŲ TYRIMAS SMŪGINĖS JONIZACIJOS SRITYJE.....	104
6.4 ĮDT SMŪGINĖS JONIZACIJOS TRIUKŠMO CHARAKTERISTIKŲ MODELIAVIMAS .....	109
<b>7 SIGE ĮDT TEMPERATŪRINĖS PRIKLAUSOMYBĖS.....</b>	<b>115</b>
7.1 PAGRINDINIŲ CHARAKTERISTIKŲ KITIMAS NUO TEMPERATŪROS.....	115
7.2 SEL SIGE ĮDT NUOLATINĖS SROVĖS, AUKŠTADAŽNĖS IR TRIUKŠMŲ TEMPERATŪRINIŲ CHARAKTERISTIKŲ MODELIAVIMAS .....	117
<b>IŠVADOS IR REZULTATAI.....</b>	<b>128</b>
<i>Literatūra</i> .....	130
<b>1 PRIEDAS.....</b>	<b>140</b>

## **Padėka**

Dėkoju PFI Fliktuacinių reiškinių laboratorijai už galimybę parengti šį darbą, o ypač darbo vadovui dr. Pauliui Sakalui už pagalbą ir suteiktas žinias, prof. habil. dr. Arvydui Matulioniui už visokeriopą pagalbą, dr. J. Liberiui už suteiktas konsultacijas, prof. habil. dr. R. Katiliui, dr. I. Matulionienei, dr. L. Ardaravičiui, dr. M. Ramonui ir dr. E. Šermukšniui už paramą ir pagalbą doktorantūros studijų metu.

Nuoširdžiai padėkos žodžius tariau TU-Dresden CEDIC (Chair for Electron Devices & Integrated Circuits) kolektyvui už suteiktą galimybę atlikti įvairialyčių dvipolių tranzistorių triukšmų tyrimus, taip pat Atmel GmbH, Skyworks Solutions Inc. ir Jazz Semiconductor kompanijoms, kurios suteikė tyrimams reikalingus puslaidininkinius prietaisus.

# 1 Įvadas

## 1.1 Temos aktualumas

Pastaruoju metu pasaulinėje rinkoje auganti paklausa didelės informacijos perdavimo spartos belaidžiams ir optiniams ryšiams pastūmėjo įvairialyčių dvipolių tranzistorių (IDT) epitaksinių technologijų raidą ir jų tarpusavio konkurenciją. Šiuolaikiniai Si/SiGe, AlGaAs/GaAs bei InGaP/GaAs IDT pasižymi didele informacijos perdavimo sparta, dideliu signalo stiprinimu, žemu triukšmų lygiu bei mažu signalo iškraipymu.

Šiuolaikinės AlIBV ir SiGe technologijos priklausomai nuo poreikio siūlo įvairialyčius dvipolius tranzistorius su skirtingais bazės pločiais ir ilgiais. Dabartinės technologijos leidžia sumažinti bazės sluoksnio storį ir dėl to sumažėja šalutinių krūvininkų delsa. Taip pat, bazėje praktiškai nelieka rekombinacinių srovių, o todėl išauga emiterio našumas ir prietaiso veikimo sparta. Didelis bazės legiravimas ( $\sim 10^{19} \text{ cm}^3$ ) leidžia pasiekti mažą elektrinę varžą. Jos dydis turi lemiamą įtaką prietaiso aukštadažnėms ir triukšmo charakteristikoms. Laidumo juostos inžinerijos pagalba (pvz., keičiant priemaišų legiravimo gradientą bazėje, emiteryje arba kolektoriuje) pasiekama mažesnė šalutinių krūvininkų delsa bazėje. Geriausių SiGe IDT ribinis bazės srovės stiprinimo dažnis  $f_T$  kambario temperatūroje siekia 400 GHz [1, 2], o InP IDT – 600 GHz [3].

Krūvininkų srauto fliktuacijos puslaidininkiniuose įtaisuose yra ne tik nepageidaujamas reiškinys, bet ir įrankis fizikiniams procesams, vykstantiems puslaidininkiniuose, atskleisti. Mažėjant tranzistorių matmenims, neišvengiamai išauga vidiniai elektriniai laukai ir todėl elektronai įkaista. Tranzistorių veikimui tokiomis sąlygomis aprašyti reikia vis tikslesnių modelių. Triukšmų tyrimai padeda aptikti modeliavimo trūkumus ir kartu leidžia tobulinti triukšmo modelį sutelktų elementų modelio (angl. compact model) lygmeniu. Vienas iš svarbesnių aspektų, lemiančių tranzistoriaus triukšmo modeliavimo

tikslumą yra triukšmo šaltinių koreliacijos įskaitymas [4–14]. Įprastiniai triukšmo modeliai, kurie naudojami sutelktų elementų modeliuose (tokuose, kaip VBIC, HICUM, MEXTRAM), neatsižvelgia į šratinio triukšmo šaltinių abipusę koreliaciją ir todėl greitaveikių tranzistorių triukšmines charakteristikas aprašo su didele paklaida (pavyzdžiui, minimalus triukšmo rodiklis ( $NF_{\min}$ ) viršija išmatuotas vertes aukštų dažnių bei didelių srovės tankių srityje).

Siekiant padidinti puslaidininkinių įtaisų greitaveiką yra mažinami jų sudedamųjų elementų matmenys. Todėl atsiranda stiprūs vidiniai elektriniai laukai. Esant stipriam elektriniam laukui puslaidininkiniuose prietaisuose gali įvykti smūginė jonizacija. Stipraus elektrinio lauko atveju, kai įtampa tranzistoriuje viršija slenkstinę jonizacijos įtampą  $BV_{CE0}$ , staigų triukšmo padidėjimą lemia tranzistoriaus kaitimo ir smūginės jonizacijos efektai [15–21].

Dėl sudėtingų lygčių ir su tuo susijusių konvergavimo problemų, norint aprašyti pilnutinę smūginę jonizaciją tranzistoriuose, sutelktų elementų modeliuose naudojama tik lokalinė smūginė jonizacija. Todėl svarbu žinoti, kiek gerai lokalinė smūginė jonizacija aprašo tranzistoriaus veikimą bei triukšmines savybes esant stipriems elektriniams laukams. Tai yra ypač aktualu aukštadažniams tranzistoriams, kuriuose naudojamas stipriai legiruotas kolektorius ir dėl to bazės ir emiterio sandūroje susidaro stiprių elektrinių laukų sritis.

NASA kosminiams tyrimams kriogeninėje aplinkoje, automobilių radarams, X-ruožo dažnių mažatriukšmiams stiprintuvams reikia stabiliai veikiančių puslaidininkinių įtaisų. Pasirodo, kad SiGe IDT yra geras kandidatas dirbti ekstremalioje temperatūrinėje aplinkoje. Žeminant temperatūrą gerėja įvairialyčių dvipolių tranzistorių stiprinimas, taip pat ir aukštadažnės bei triukšminės charakteristikos [2, 22–29]. Tai leidžia įvairialyčius tranzistorius naudoti plačiame temperatūrų ruože. Dėl sudėtingų eksperimentinių tyrimų ir nedidelės rinkos (tačiau labai efektyvios piniginiu

atžvilgiu) SiGe [DT tranzistorių modeliavimas plačiame temperatūrų ruože nėra labai išvystytas ir todėl yra labai aktualus uždavinys.

## 1.2 Darbo tikslas

Tranzistorių triukšmai lemia mažatriukšmių stiprintuvų dinaminį diapazoną ir kartu ribinį stiprinimo dažnį. Šiuolaikiniai triukšmų modeliai, kurie yra įdiegti sutelktų elementų modeliuose, yra nepakankamai tikslūs ir todėl nesugeba įskaityti visų fizikinių procesų, kurie vyksta mažų dimensijų šiuolaikiniuose greitaveikiuose tranzistoriuose.

Tyrimams buvo pasirinkti aukštadažniai Si/SiGe ir InGaP/GaAs technologijų įvairialyčiai dvipoliai tranzistoriai. Pagrindinis darbo tikslas yra įvairialyčių dvipolių Si/SiGe ir InGaP/GaAs tranzistorių aukštadažnių charakteristikų ir triukšmo eksperimentinis tyrimas bei modeliavimas plačiame dažnių ruože (1 iki 30 GHz).

Triukšmų modeliavimas atliktas atsižvelgiant į tranzistorių:

- šratinio triukšmo šaltinių koreliaciją,
- smūginę jonizaciją,
- tranzistorių temperatūrinės priklausomybes.

## 1.3 Praktinė tyrimų vertė

Modeliavimui buvo pasitelkti fizikiniai (dreifo-difuzijos ir hidrodinaminis) modeliai [30] ir sutelktų elementų dvipolio tranzistoriaus modelis HICUM [31]. HICUM L2 v.2.23 yra fizikinėmis lygtimis grįstas standartinis dvipolių tranzistorių modelis, naudojamas elektronikos pramonėje ir patvirtintas Sutelktų elementų modelių tarybos kaip industrinis standartas.

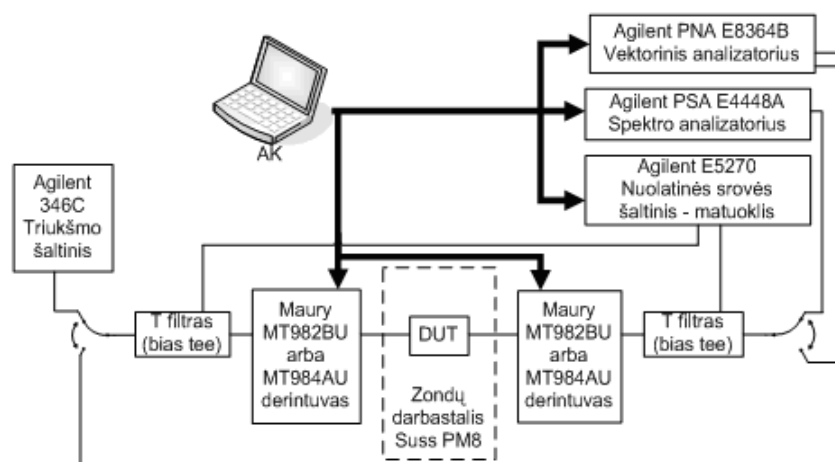
Aukštadažnių grandynų dinaminis diapazonas, triukšminės charakteristikos bei veikimo sparta priklauso nuo pagrindinių juos sudarančių elementų savybių, o ypač nuo tranzistorių triukšmo lygio. Grandynų projektuotojų užduotis yra kiek įmanoma sumažinti integrinių grandynų, tokių



kaip mažatriukšmiai stiprintuvai, kainą, kartu išlaikant puikias greitaveikos ir triukšmo charakteristikas. Kuo yra tikslesni sutelktų elementų modeliai, tuo geriau (tiksliau) galima numatyti projektuojamojo grandyno charakteristikas. Proceso seka: technologiniai skaičiavimai – projektavimas – gamyba – matavimai – sutelktų elementų modelio parametrų išgavimas – modeliavimas – patikra, leidžia sumažinti arba išvengti itin didelių gamybos išlaidų (šiuolaikinės kaukės puslaidininkinei plokštei kaina gali siekti dešimtis milijonų dolerių ir bet kokia proceso klaida gali sukelti įmonės bankrotą). Sutelktų elementų modelių tikrinimas modeliuojant naujausių technologijų tranzistorius leidžia suprasti šių modelių trūkumus ir naudojimo ribas. Todėl, svarbiausių fizikinių reiškinių, lemiančių puslaidininkinio prietaiso pernašos charakteristikas, atitinkančias naujausių technologiją, matematinis aprašymas sutelktų elementų modelių lygmeniu yra itin svarbus puslaidininkinių prietaisų fizikos ir grandynų uždavinys.

## 1.4 Tyrimo metodai

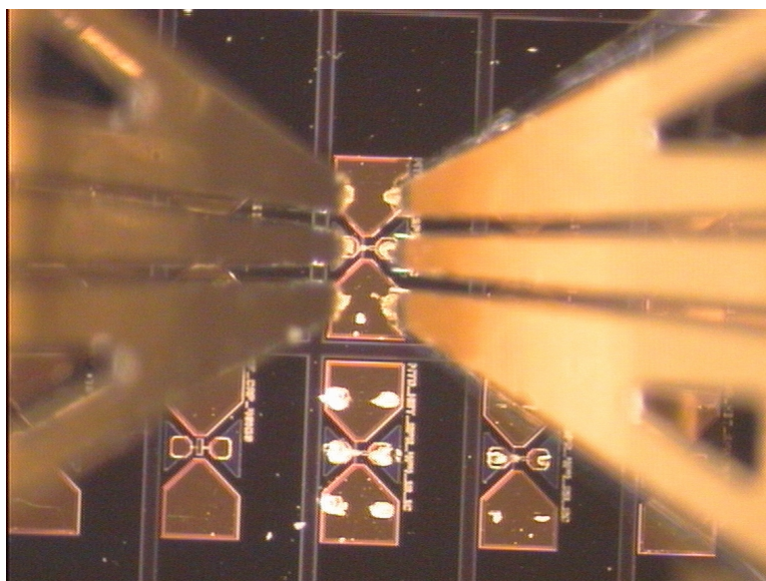
Puslaidininkinių grandynų elementų automatinis matavimo stendas (AMS) (1.4.1 pav.) buvo naudojamas įvairialyčių dvipolių tranzistorių charakteristikų matavimams. Taip pat jis gali būti naudojamas ir kitų šiuolaikinių grandynų aktyviųjų elementų, tokių kaip lauko tranzistoriai bei diodai, charakteristikų tyrimams.



1.4.1 pav. Automatinio matavimo stendo blokinė schema (bandinys pažymėtas DUT (angl. Device Under Test))

AMS naudojamas voltamperinių charakteristikų, *S-parametru*, triukšmo parametru, galios charakteristikų, harmoninių ir abipusio moduliavimo išskraipymų matavimams. AMS valdomas Maury SNPW arba Agilent IC-CAP programine įranga (tik nuolatinės srovės ir aukštadažnių charakteristikų matavimams). Automatinio matavimo stendo blokinę schemą (1.4.1 pav.) sudaro:

- puslaidininkių parametru analizatorius (nuolatinės srovės šaltinių – matuoklių modulis) Agilent E5270,
- vektorinis analizatorius Agilent PNA E8364B,
- spektro analizatorius Agilent PSA E4448A,
- Süss Microtech PM8 zondų darbustalis,
- triukšmo šaltinis Agilent 346C,
- Maury automatinė mikrobangų derintuvų sistema (AMS) (automatiniai derintuvai MT984AU, MT982BU).



1.4.2. pav. Bandinys ir aukštadažniai G-S-G zondai (didinimas 25 kartų)

Matavimo stendas sujungtas koaksialiniais kabeliais. Prieš pradėdamas matavimus atliekamas stendo perdavimo linijų nuostolių kalibravimas. Tai leidžia įvertinti perdavimo linijų elementų įtaką matavimo rezultatams. Matuojama su aukštadažniais GSG konfigūracijos (žemė – signalas – žemė

(angl. ground – signal – ground)) zondais, kurie turi atitikti testuojamų darinių matmenis (pvz., atstumas tarp mūsų naudojamų zondu G – S kontaktų buvo 100  $\mu\text{m}$  arba 150  $\mu\text{m}$ ). Bandinių sandara taip pat turi įtakos gaunamiems rezultatams, todėl turi būti skaičiuojamos rezultatų pataisos. Šiam tikslui yra atliekamas testinių darinių kontaktinių plokštelių „atskyrimas“ (angl. de-embedding procedure) [32,33], kuris yra vykdomas pagal specialiai parašytą komandinių eilučių scenarijų (angl. script), tinkamą naudoti su MATLAB programinės įrangos paketu.

Tranzistorių sutelktų elementų modeliavimui naudojama Agilent ADS (Advanced Design System) programinė įranga, turinti eilę standartinių įterptinių sutelktų elementų modelių bei leidžianti puslaidininkinius įtaisy aprašyti pačių vartotojų sukurtomis ekvivalentinėmis grandinėmis, kurios yra aprašomos Verilog-A programavimo kalba [34]. Dreifo-difuzijos ir hidrodinaminis modeliavimas buvo atliktas naudojant GALENE programavimo paketą [30].

## 1.5 Mokslinis naujumas

- Ištirta dvipolių tranzistorių šratinio triukšmo šaltinių koreliacija. Nustatytas  $\text{IDT}$  minimalaus triukšmo rodiklio  $NF_{\min}$  sumažėjimas, kurį lemia šratinio triukšmo šaltinių abipusė koreliacija. Sutelktų elementų modelis naudoja krūvius bei sroves ir todėl tiesiogiai delsa taikyti šiame modelyje negalima. Be to, koreliacinio modelio panaudojimas standartinėse grandynų modeliavimo programose yra komplikuoatas, nes jų programinis kodas nepritaikytas abipusės koreliacijos triukšmo galios spektrinių tankių skaičiavimams. Šią problemą pavyko išspręsti remiantis mažasignaliniu triukšmo modeliu (mažasignaliais yra vadinami modeliai, kurie tiesinėmis lygtimis aproksimuoja netiesinius grandinės elementus (angl. small-signal model)) sukuriant HICUM sutelktų elementų modelio programavimo kalbos Verilog-A įskiepi. Tyrimai atskleidė koreliacijos svarbą modeliuojant dvipolių tranzistorių

triukšmus aukštuose dažniuose. Šratinio triukšmo kuloninės blokados modelis panaudotas naujausiojoje sutelktų elementų modelio HICUM versijoje.

- Ištirta smūginės jonizacijos įtaka SiGe įvairialyčio dvipolio tranzistoriaus triukšmo parametrams. Sutelktų elementų modelio HICUM smūginės jonizacijos papildinys išplėtė modeliavimo ribas į stipresnių srovių ir įtampų sritis.
- Ištirtos SiGe įvairialyčių dvipolių tranzistorių charakteristikų temperatūrinės priklausomybės. Buvo parodyta, kad nuolatinės srovės, aukštadažnių charakteristikų ir triukšmo parametrų modeliavimas šiuolaikiniais įtaisų modeliais, apribotas temperatūrų nuo  $-25\text{ }^{\circ}\text{C}$  iki  $200\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

## 1.6 Ginamieji teiginiai

1. Įvairialyčių tranzistorių šratinio triukšmo šaltinių abipusės koreliacijos aprašymui galima naudoti triukšmo koreliacijos delką, kuri mažesnė už pilnutinę pernašos delką. Analitinis koreliacinis modelis, naudojantis pilnutinio laidžio parametrus bei bazės ir kolektoriaus šratinio triukšmų koreliaciją, gerai aprašo šiuolaikinių greitaveikių tranzistorių triukšmo parametrus praktiniame dažnių ruože.
2. SiGe įvairialyčio dvipolio tranzistoriaus griūtinės srovės silpnos smūginės jonizacijos srityje nulemia staigų minimalaus triukšmo rodiklio didėjimą, kai įtampos viršija ribinę pramušimo įtampą. Tačiau tranzistoriaus kolektoriaus šratinio triukšmo padidėjimas, nulemtas smūginės jonizacijos sukulto kolektoriaus srovės augimo bei savaiminio kaitimo, labai mažai veikia triukšmus šioje srityje. SiGe tranzistorių triukšmų bei smūginės jonizacijos srovių sutelktų elementų modeliavimui pakanka Chynowetho dėsnio.

3. SiGe įvairialyčių dvipolių tranzistorių tyrimai atskleidė, kad tranzistorių modelių taikymo žemesnėse už kambario temperatūrose galimybės yra ribotos. Voltamperinių charakteristikų ir sklaidos parametrų tyrimai plačiame temperatūrų diapazone 473K – 4K parodė, kad SiGe įvairialyčiai dvipoliai tranzistoriai su silpnai legiruotu emiteriu veikia geriau nei tranzistoriai su įprastai legiruotu emiteriu: jų srovės stiprinimo koeficientas ir ribinis stiprinimo dažnis didėja mažinant temperatūrą net iki 4 K, o tranzistorių su įprastai legiruotu emiteriu – tik iki 50K. Tai rodo, kad SiGe įvairialyčiuose dvipoliuose tranzistoriuose su silpnai legiruotu emiteriu priemaišos nėra visiškai išalusios žemiausiose temperatūrose.

## 1.7 Publikacijos

Tyrimai atlikti bendradarbiaujant su prof. habil. dr. M. Šrioterio iš Drezdno technikos universiteto (M. Schroter, TU-Dresden) ir prof. dr. C. Jungemano iš Miuncheno Bundesvero universiteto (C. Jungemann, Bundeswehr University of Munich) mokslinėmis grupėmis. Disertacijos autorius atliko tranzistorių matavimus ir modeliavimą naudodamas sutelktų elementų modelius. Remiantis bendromis publikacijomis patobulintas dvipolių tranzistorių sutelktų elementų modelis HICUM. Į disertaciją įtrauktos publikacijos:

- P1. A. Shimukovitch, P. Sakalas, M. Ramonas, M. Schroter, C. Jungemann, W. Kraus, “Investigation of SiGe Heterojunction Bipolar Transistor over an Extreme Temperature Range”, *AIP Conference Proceedings*, 1129, 2009, 309–312.
- P2. P. Sakalas, M. Ramonas, M. Schroter, C. Jungemann, A. Shimukovitch, W. Kraus, “Impact Ionization Noise in SiGe HBTs: Comparison of Device and Compact Modeling With Experimental Results”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, 56(2), 2009, 328–336.

- P3. M. Ramonas, P. Sakalas, C. Jungemann, M. Schröter, W. Kraus, A. Shimukovitch, “Microscopic modeling of high frequency noise in SiGe HBTs”, *37th European Solid State Device Research Conference*, 2007, 183–186.
- P4. P. Sakalas, A. Chakravorty, M. Schroter, M. Ramonas, J. Herricht, A. Shimukovitch, C. Jungemann, “Modeling of High Frequency Noise in SiGe HBTs”, *International Conference on Simulation of Semiconductor Processes and Devices*, . 2006, 271–274.
- P5. J. Herricht, P. Sakalas, M. Schroter, P. Zampardi, Y. Zimmermann, F. Korndörfer, A. Simukovic, “Verification of  $\pi$ -equivalent circuit based microwave noise model on AIIIBv HBTs with emphasis on HICUM”, *Microwave Symposium Digest, 2005 IEEE MTT–S International* , 2005, 1419–1422.
- P6. A. Shimukovitch, P. Sakalas, P. Zampardi, M. Schroter and A. Matulionis, “Investigation of electron delay in the base on noise performance in InGaP HBTs”, *Phys. Status Solidi RRL*, 4(11), 2010, 335–337.

Neįtraukta į disertaciją publikacija:

- P7. P. Sakalas, M. Schröter, H. Xing, D. Jena, J. Simon, J. Liberis, A. Shimukovich, A. Matulionis, “Investigation of high frequency noise and power in AlGaIn/GaN HEMTs”, *AIP Conference Proceedings*, 922, edited by. Munecazu Tacano, Yoshiharu Yamamoto, and Mitsuyuki Nakao, Melville, New York, 2007, 171–174.

## **Rezultatai, pristatyti konferencijose**

1. A. Šimukovič, P. Sakalas, M. Ramonas, M. Schroter, C. Jungemann, W. Kraus, “Investigation of SiGe heterojunction bipolar transistor over an

- extreme temperature range”, *20th Int. Conf. on Noise and Fluctuations, ICNF*, Pisa, Italy, June 14–19, 2009.
2. A. Šimukovič, P. Sakalas, M. Ramonas, “Elektronų delsos InGaP/GaAs HBT bazėje analizė bei įtaka greitaveikai ir triukšmams = Analysis and impact of electron delay in InGaP/GaAs HBT base to high speed and noise performance”, *Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija, LNFK* 38, Vilnius, birž. 8–10 d., 2009.
  3. P. Sakalas, M. Ramonas, M. Schröter, A. Kittlaus, H. Geissler, C. Jungemann, A. Šimukovič, “Modeling of SiGe HBT operation in extreme temperature environment”, *Abstracts of Swedish National Symp. GHz 2008*, Göteborg, Sweden, March 5–6, 2008.
  4. P. Sakalas, M. Schröter, H. Xing, D. Jena, J. Simon, J. Liberis, A. Shimukovich, A. Matulionis, “Investigation of high frequency noise and power in AlGaIn/GaN HEMTs”, *19th Int. Conf. on Noise and Fluctuations, ICNF 2007*, Tokyo, Japan, Sept. 9–14, 2007.
  5. M. Ramonas, P. Sakalas, C. Jungemann, M. Schröter, W. Kraus, A. Shimukovitch, “Microscopic modeling of high frequency noise in SiGe HBTs”, *37th European Microwave Solid-State Device Research Conf., ESSDERC 2007*, Munich, Germany, Sept. 10–14, 2007.
  6. P. Sakalas, A. Chakravorty, M. Schroter, M. Ramonas, J. Herricht, A. Shimukovitch, C. Jungemann, “Modeling of High Frequency Noise in SiGe HBTs”, *International Conference on Simulation of Semiconductor Processes and Devices*, Monterey, California, USA, 6–8 Sept. 2006.
  7. J. Herricht, P. Sakalas, M. Schroter, P. Zampardi, Y. Zimmermann, F. Korndörfer, A. Simukovic, “Verification of  $\pi$ -equivalent circuit based microwave noise model on AlInBv HBTs with emphasis on HICUM”, *2005 IEEE MTT-S International Microwave Symposium*, Long Beach, California, June 12–17, 2005.

## 2 Dvipoliai tranzistoriai

### 2.1 Dvipolių tranzistorių raida

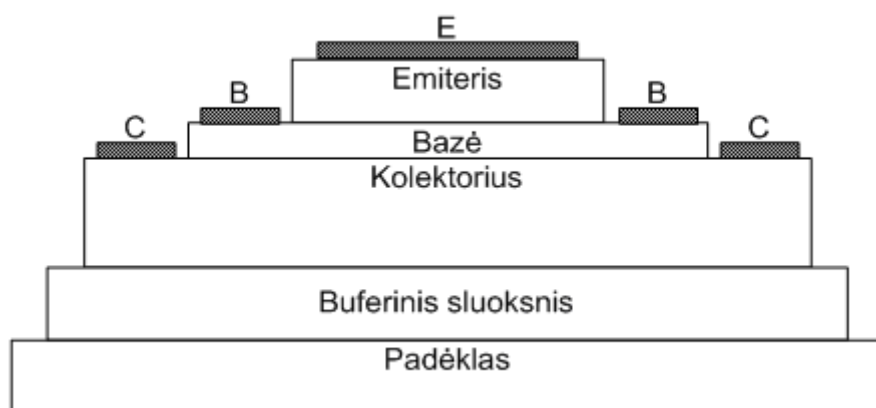
Pirmas pasaulyje dvipolis puslaidininkinis tranzistorius, vienas iš svarbiausių iki šiol naudojamų puslaidininkinių įtaisų, buvo sukurtas 1947 m. Bell laboratorijos mokslininkų J. Bardeen ir W.H. Brattain [35]. Tai buvo Ge taškinio kontakto tranzistorius. Jau 1949 metais pasirodė klasikiniu tapęs W. Shockley darbas apie  $pn$  sandūros diodus ir tranzistorius [36]. Šie pirmieji darbai sudarė prielaidas puslaidininkių pramonei atsirasti. Laikui bėgant atsirado įvairių modifikacijų tranzistorių, kuriuos pagal struktūrinius požymius galima suskirstyti į nesimetriškus (dvipolius) ir simetriškus (lauko tranzistorius).

Tobulėjant technologijoms atsirado integriniai grandynai, kuriuos sudarančių tranzistorių skaičius (atitinkamai ir integrinių grandynų pajėgumas) padvigubėja kas 1,5~2 metus. Tai vadinamasis, empirinis Muro dėsnis, pristatytas visuomenei dar 1965 m. Didėjant tranzistorių skaičiui didėjo ir jų greitaveika. Geriausių Si dvipolių tranzistorių ribinis srovės stiprinimo dažnis  $f_T$  priartėjo prie 30 GHz [37]. Pagrindinės dvipolių tranzistorių charakteristikos, lemiančios greitaveiką, yra  $pn$  sandūros talpų perkrovimo trukmės, kurias sumažinti iki minimumo padeda bazės storio ir legiravimo laipsnio optimalus parinkimas. Padidinti greitaveiką pavyko naudojant platesnės draudžiamosios energijos tarpo medžiagas bei įvairialytes sandūras. Tai sudarė prielaidas įvairialytėms sandūroms konkuruoti su 30 metų buvusia pagrindine dvipolių tranzistorių medžiaga siliciu. Šiuo metu sėkmingai gaminami tranzistoriai naudojant įvairialytes sandūras, tokias kaip AlGaAs/GaAs, InGaP/GaAs, SiGe/Si ir t. t.



## 2.2 Dvipolių tranzistorių veikimo principas ir statinės charakteristikos

Dvipoliai tranzistoriai yra nesimetriniai puslaidininkiniai dariniai skirti elektriniam signalui generuoti arba stiprinti. Jie sudaryti iš emiterio, bazės ir kolektoriaus bei turi dvi  $pn$  sandūras: emiterio (emiteris – bazė) ir kolektoriaus (bazė – kolektorius) (2.2.1 pav.).



2.2.1. pav. Dvipolio tranzistoriaus scheminis vaizdas (proporcijos neišlaikytos). Kontaktų konfigūracija CBEBC (emiterio kontaktas yra žymimas (E), kolektoriaus – (C), bazės – (B))

Kadangi elektronų judris yra didesnis nei skylių, tai dažniausiai gaminami  $npn$  tipo tranzistoriai (emiterio laidis elektroninis (n), bazės – skylinis (p), kolektoriaus – elektroninis (n)). Kai kuriuose grandynuose naudojami abiejų tipų ( $npn$  ir  $pnp$ ) tranzistoriai. Pagrindiniai elektroniniai vyksmai, lemiantys  $npn$  dvipolio tranzistoriaus veikimą, būtų:

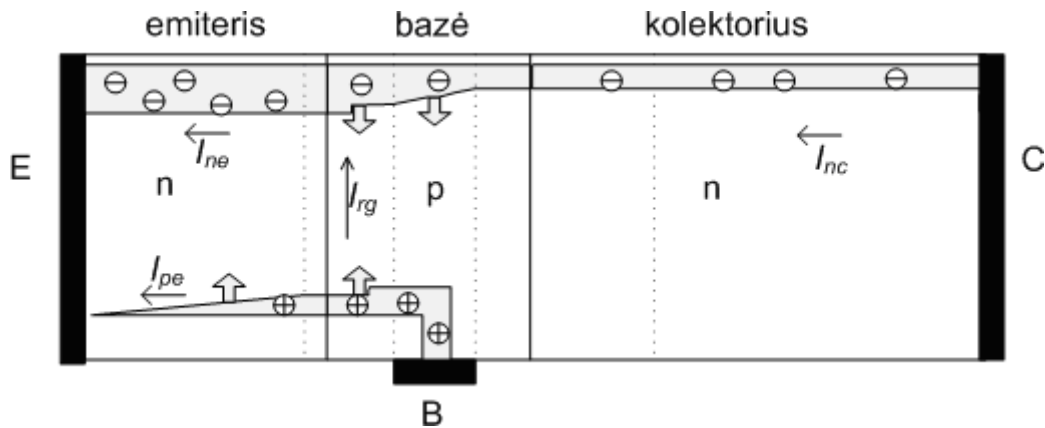
- Pagrindinių krūvininkų (elektronų) injekcija į bazę, kur jie tampa šalutiniais;
- Injekuotųjų šalutinių krūvininkų pernaša per elektriškai beveik neutralią bazę;
- Elektronų srovės įtaka tranzistoriaus sandūroms. Didelio srovės tankio (kai nepusiausvirųjų krūvininkų skaičius yra palyginamas

ar didesnis už pusiausvyriuosius) sukelti efektai: bazės pločio moduliacijos efektas (angl. Early effect) [38], bazės pločio didėjimas dėl krūvių persiskirstymo bazės ir kolektoriaus srityse (angl. Kirk effect) [39];

- Krūvininkų rekombinacija bazėje ir bazės-kolektoriaus sandūroje;
- Pagrindinių krūvininkų (skylių) injekcija iš bazės į emiterį (nepageidaujamas vyksmas).

Tranzistoriai, kaip elektrinių grandinių aktyvūs elementai, dažniausiai nagrinėjami kaip keturpoliai, turintys įėjimo ir išėjimo išvadus. Tranzistorių išvadai gali būti sujungti į bendro emiterio, bendros bazės ir bendro kolektoriaus schemas. Pagal jungimo poliškumą galima išskirti 4 veikos būsenas:

- Stiprinimo, kai emiterio  $pn$  sandūros įtampa tiesioginė, o kolektoriaus  $pn$  sandūros įtampa atgalinė – tranzistorius gali efektyviai stiprinti elektrinius virpesius;
- Apgražinė, kai kolektoriaus sandūros įtampa tiesioginė, o emiterio sandūros įtampa atgalinė – tranzistoriaus stiprinimas labai mažas ir šis jungimas retai naudojamas;
- Uždaroji, kai emiterio sandūros ir kolektoriaus sandūros įtampos yra atgalinės, jokios srovės neteka tarp emiterio ir kolektoriaus. Tranzistorius esant šiai būsenai funkcionuoja kaip atvira jungtis.
- Soties, kai emiterio sandūros ir kolektoriaus sandūros įtampos yra tiesioginės. Tada abi sandūros atviros ir tai leidžia tarp emiterio ir kolektoriaus tekėti didesnėms srovėms.



2.2.2 pav. Dvipočio tranzistoriaus pagrindiniai krūvininkų srautai ir srovės

Esant stiprinimo veikos būsenai, per tranzistorių tekančią srovę galime išskaidyti į kelius pagrindinius sandus (2.2.2 pav.). Esant tiesioginei emiterio sandūros įtampai elektronai injekuojami į bazę, o skylės – į emiterį. Elektronams palikus emiterį, dalis jų rekombinuoja su skylėmis emiterio-bazės nuskurdintajame sluoksnyje ir tai sukuria rekombinacijos srovę  $I_{rg}$ . Likę elektronai pasiekia bazę, kur tampa šalutiniais krūvininkais ir dėl susidariusio elektronų tankio gradiento didžioji jų dalis tiesiogiai difunduoja į kolektorių. Pasiekusių bazę elektronų sukurta srovė žymima  $I_{ne}$ , o pasiekusių kolektorių –  $I_{nc}$ . Šių srovių skirtumas sudaro rekombinacijos srovę  $I_{rb} = I_{ne} - I_{nc}$ , kurią lemia elektronų rekombinacija bazėje bei nežymi rekombinacija kolektoriaus-bazės nuskurdintajame sluoksnyje. Skylėms difunduojant į emiterį, dalis jų rekombinuoja su elektronais emiterio-bazės nuskurdintajame sluoksnyje ir pasiekusios emiterio kontaktus sukuria skylinę srovę  $I_{pe}$ . Šios skylinės srovės stipris labai priklauso nuo emiterio storio  $W_e$  ir skylės difuzijos ilgio  $L_p$  santykio. Jeigu  $W_e \gg L_p$ , tai visos injekuotos skylės rekombinuos nepasiekusios emiterio kontakto ir todėl neturės jokios įtakos stiprinimui. Kitu kraštutiniu atveju, kai  $W_e \ll L_p$ , dauguma skylių pasieks emiterio kontaktą nerekombinavusios ir stiprinimas priklausys nuo  $I_{pe}$ . Naudojant šį modelį galima pateikti emiterio  $I_E$ , bazės  $I_B$  ir kolektoriaus  $I_C$  srovių sandų išraiškas:

$$I_E = I_{ne} + I_{rg} + I_{pe}; \quad (2.2.1)$$

$$I_B = I_E - I_C = I_{pe} + I_{rg} + I_{rb}; \quad (2.2.2)$$

$$I_C = I_{nc}. \quad (2.2.3)$$

Idealios  $pn$  sandūros modelis yra pagrįstas keliomis prielaidomis: nuskurdintasis sluoksnis yra elektriškai neutralus ir turi griežtas ribas; nuskurdintajame sluoksnyje nesusidaro jokių rekombinacijos srovių; krūvininkų tankiai aprašomi Bolcmano statistika ir įtaisas veikia silpnos injekcijos sąlygomis, t. y. šalutinių krūvininkų yra gerokai mažiau negu pagrindinių. Puslaidininkinio įtaiso Fermio lygmuo  $E_F$  ir savojo puslaidininkio Fermio lygmuo  $E_i$  priklauso nuo krūvininkų tankio. Termodinaminėje pusiausvyroje puslaidininkinio įtaiso Fermio lygmuo  $E_F$  išlieka pastovus visame įtaiso ilgyje. Nevienalyčių puslaidininkinių dvipolių tranzistorių krūvininkų tankiai emiteryje, bazėje ir kolektoriuje apskaičiuojami naudojant išraiškas [40]:

$$n = N_C \exp\left[\frac{E_C - E_F}{k_B T}\right] = n_i \exp\left[\frac{E_F - E_i}{k_B T}\right]; \quad (2.2.4)$$

$$p = N_V \exp\left[-\frac{E_F - E_V}{k_B T}\right] = n_i \exp\left[\frac{E_i - E_F}{k_B T}\right], \quad (2.2.5)$$

čia  $N_C$  ir  $N_V$  yra efektingieji laidumo ir valentinės juostų būsenų tankiai,  $k_B$  – Bolcmano konstanta,  $E_C$  ir  $E_V$  – laidumo ir valentinės juostų energijos,  $T$  – temperatūra. Savųjų krūvininkų tankis  $n_i$  gaunamas iš veikiančiųjų masių dėsnio:

$$pn = n_i^2 = \sqrt{N_C N_V} \exp\left[\frac{E_g}{k_B T}\right], \quad (2.2.6)$$

čia  $E_g$  – draudžiamosios energijos tarpas.

Elektronų ir skylių pernašą puslaidininkiuose ne pusiausvyros sąlygomis aprašo tolydumo lygtys:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - U_n + \frac{1}{q} \nabla J_n; \quad (2.2.7)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - U_p - \frac{1}{q} \nabla J_p, \quad (2.2.8)$$

čia  $G_n$  ir  $G_p$  yra elektronų ir skylių generavimo sparta (krūvininkų tankio padidėjimas per laiko vienetą),  $U_n$  ir  $U_p$  – elektronų ir skylių rekombinacijos sparta (krūvininkų tankio sumažėjimas per laiko vienetą),  $J_n$  ir  $J_p$  – elektroninės ir skylinės srovių tankiai,  $q$  – elementarusis krūvis. Elektroninė ir skylinė srovės sudarytos iš difuzinio ir dreifinio sandų ir jų tankiai išreiškiami formulėmis:

$$J_n = J_{nD} + J_{nE} = qD_n \nabla n + qn\mu_n E, \quad (2.2.9)$$

$$J_p = J_{pD} + J_{pE} = -qD_p \nabla p + qp\mu_p E. \quad (2.2.10)$$

Difuzinės srovės sandai  $J_{nD}$  ir  $J_{pD}$  proporcingi atitinkamai krūvininkų tankio gradientams  $\Delta n$ ,  $\Delta p$  ir difuzijos koeficientams. Difuzijos koeficientai  $D_n$  ir  $D_p$  priklauso nuo elektronų  $\mu_n$  ir skylių  $\mu_p$  judrių ir gaunami iš Einšteino sąryšio:

$$D_n = \mu_n \frac{k_B T}{q}, \quad (2.2.11)$$

$$D_p = \mu_p \frac{k_B T}{q}. \quad (2.2.12)$$

Termodinaminės pusiausvyros sąlygomis elektroninės ir skylinės srovių tankiai per  $pn$  sandūrą yra lygūs 0, nes difuzinės srovės sandas yra kompensuojamas dreifinio sando. Sukūrus  $pn$  sandūroje elektrinį lauką suardoma pusiausvyra ir pradeda tekėti srovė. Srovės, tekančios per  $pn$  sandūrą, vertė šiuo atveju yra tiesiogiai proporcinga difuzinės srovės vertei, nes dreifinės srovės vertė praktiškai nepriklauso nuo  $pn$  sandūros barjero aukščio pokyčio. Todėl bendra srovė susideda tik iš elektronų  $J_{nD}$  ir skylių  $J_{pD}$  difuzinių sandų ir tenkina idealiojo diodo lygtį [41]:

$$J = J_{nD} + J_{pD} = J_S \left[ \exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) - 1 \right], \quad (2.2.13)$$

čia  $J_S$  idealiojo diodo soties srovės tankis,  $V$  – įtampa. Jei nuskurdintasis sluoksnis elektriškai neutralus bei turi griežtas ribas, tada  $J_S$  aprašomas:

$$J_S = \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} = \frac{qD_p n_i^2}{L_p N_D} + \frac{qD_n n_i^2}{L_n N_A}, \quad (2.2.14)$$

čia  $p_{n0}$  ir  $n_{p0}$  šalutinių krūvininkų tankiai,  $L_n$  – elektronų ir  $L_p$  – skylių difuziniai ilgiai,  $N_A$  – akceptorių ir  $N_D$  – donorų tankiai.

Stiprios injekcijos atveju, kai šalutinių ir pagrindinių krūvininkų tankiai yra panašios eilės, idealiojo diodo lygtyje įvedamas idealumo koeficientas  $n$  (silpnos injekcijos atveju  $n = 1$ ):

$$J = J_S \left[ \exp\left(\frac{qV}{nk_B T}\right) - 1 \right]. \quad (2.2.15)$$

Diodo srovė susideda iš injekuotų elektronų į  $p$  sritį ir skylių į  $n$  sritį. Dvipolio  $nnp$  tranzistoriaus atveju  $n$  sritis yra emiteris, o  $p$  sritis yra bazė ir ji yra trumpa, palyginti su emiteriu. Skylinė srovė prisideda tik prie bazės srovės, o elektronai turi galimybę pereiti bazę ir prisidėti prie kolektoriaus srovės. Todėl skylinė srovė yra parazitinė ir pageidautina, kad ji būtų kuo mažesnė. Taip galime įvesti emiterio efektyvumą  $\gamma$ , kuris parodo elektroninės srovės, apibrėžiančios dvipolio tranzistoriaus srovės stiprinimą, indėlį į bendrą srovę:

$$\gamma = \frac{J_n}{J_n + J_p} = \frac{1}{1 + \frac{D_{pe} L_n N_{AB}}{D_{nb} L_p N_{DE}}}, \quad (2.2.16)$$

čia  $D_{nb}$  elektronų difuzijos koeficientas,  $D_{pe}$  – skylių difuzijos koeficientas,  $N_{AB}$  – akceptorių bazėje tankis bei  $N_{DE}$  – donorų emityje tankis.

Bendro emiterio jungimo schemoje dvipolio tranzistoriaus srovės stiprinimą nusako kolektoriaus ir bazės srovių santykis. Seklaus emiterio ( $W_E < L_p$ ) ir plonos bazės atveju dvipolio tranzistoriaus srovės stiprinimo koeficientas lygus:

$$\beta = \frac{J_C}{J_B} = \frac{D_{nb} W_E N_{DE}}{D_{pe} W_B N_{AB}}, \quad (2.2.17)$$

čia  $J_C$  kolektoriaus, o  $J_B$  – bazės srovės tankiai,  $W_E$  – emiterio ir  $W_B$  – bazės storiai.

Vienintelis būdas padidinti vienalyčio dvipolio tranzistoriaus  $\gamma$  ir  $\beta$  yra optimaliai pasirinkti legiravimą. Emiterį galima legiruoti daug stipriau negu bazę ( $N_D/N_A \gg 1$ ), tačiau silpnai legiruota bazė turi didesnę elektrinę varžą, ir siekiant ją sumažinti reikia didinti bazės storį, tačiau tai blogina greitaveiką ir kitus tranzistoriaus elektrinius parametrus. Praktikoje nuo bazės varžos ir storio parinkimo stipriai priklauso grandinių su dvipoliais tranzistoriais greitaveika.

Įvairialytės sandūros formuojamos jungiant dvi skirtingas draudžiamosios energijos tarpo medžiagas, kurių gardelių konstantos skiriasi mažai. Įvairialyčių dvipolių tranzistorių bazė, lyginant su emiteriu, daroma iš siauresnio draudžiamosios energijos tarpo medžiagos. Emiterio  $pn$  sandūros valentinėje juostoje skylėms atsiranda papildomas barjeras  $\Delta E_V$ , todėl jų parazitinė injekcija į  $n$  sritį ryškiai susilpnėja. Šiuo atveju emiterio efektyvumą  $\gamma$  lemia įvedamas papildomas eksponentinis narys:

$$\gamma = \frac{J_n}{J_n + J_p} = \frac{1}{1 + \left( \frac{D_p L_n N_A}{D_n L_p N_D} \right) e^{-\Delta E_V}}. \quad (2.2.18)$$

Kai yra papildomas valentinės juostos barjeras  $\Delta E_V$ , galima stipriau legiruoti bazę nemažinant  $\gamma$ , tai leidžia ją padaryti trumpesne palyginti su įprastais dvipoliais tranzistoriais. Tokiu būdu padidinamas srovės stiprinimas bei pagerinamos aukštadažnės tranzistorių savybės, taip pat atsiranda papildoma galimybė valdyti triukšmo charakteristikas.

### 2.3 Dvipolių tranzistorių dažninės savybės

Dvipolių tranzistorių dažninės savybės priklauso nuo perteklinių šalutinių krūvininkų krūvio kaupimosi dinamikos. Esant stiprinimo veikos

būsenai pagrindinis parametras, nusakantis perjungimo greičio ir generavimo dažnio ribas, yra tranzistoriaus pernašos delsa  $\tau_F$  (angl. forward transit time). Tranzistoriaus pernašos delsa apibrėžiama kaip skirtingų tranzistoriaus sričių pernašos delsų suma:

$$\tau_F = \tau_E + \tau_{EBD} + \tau_B + \tau_{CBD}, \quad (2.3.1)$$

čia  $\tau_E$ ,  $\tau_{EBD}$ ,  $\tau_B$  ir  $\tau_{CBD}$  atitinkamai yra emiterio, emiterio sandūros nuskurdintojo sluoksnio, bazės ir kolektoriaus sandūros nuskurdintojo sluoksnio pernašos delsos. Šios trukmės priklauso nuo perteklinio šalutinių krūvininkų krūvio. Esant stiprinimo veikos būsenai emiterio sandūros įtampa yra tiesioginė ir pernašos delsos  $\tau_E$  ir  $\tau_{EBD}$  yra mažos, palyginti su kitais lygties (2.3.1) nariais, tačiau aukštuose dažniuose ir jos tampa reikšmingos [42]. Didžiausią svorį lygtyje (2.3.1) turi bazės pernašos delsa  $\tau_B$ . Ji priklauso nuo perteklinio šalutinių krūvininkų krūvio bazėje, o aukštadažniuose tranzistoriuose ji yra tos pačios eilės dydžio kaip ir kolektoriaus sandūros pernašos delsa  $\tau_{CBD}$ . Bazės pernašos delsa  $\tau_B$  apibrėžiama sukaupto bazėje krūvio  $Q_B$  ir kolektoriaus srovės  $I_C$  santykiu [37]:

$$\tau_B = \frac{Q_B}{I_C}. \quad (2.3.2)$$

Esant tolydžiam bazės legiravimui, šalutinių krūvininkų pasiskirstymas yra trikampio formos ir bazės pernašos delsos lygtis (2.3.2) yra:

$$\tau_B = \frac{W_B^2}{2D_{nb}}. \quad (2.3.3)$$

Bazės pernašos delsa priklauso nuo bazės storio  $W_B$  kvadrato, todėl norint padidinti greitaveiką naudojama kiek įmanoma plonesnė bazė. SiGe dvipoliuose įvairialyčiuose tranzistoriuose naudojama varizoninė bazė:  $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$  sluoksnio Ge sudėtis laipsniškai didėja kolektoriaus link [43]. Taip sukuriamas papildomas elektrinis laukas, greitinantis elektronus kolektoriaus sandūros kryptimi. Todėl, bendru atveju į bazės pernašos delsos  $\tau_B$  lygtį įvedamas koeficientas  $\eta$ , aprašantis elektronų greičio pokyčius bazėje [40]:



$$\tau_B = \frac{W_B^2}{\eta D_{nb}}. \quad (2.3.4)$$

Greitinančiojo elektrinio lauko atveju koeficiento  $\eta$  reikšmės kinta nuo 2 iki 4. Šalutinių krūvininkų pernaša per bazę iš difuzinės virsta dreifine-difuzine. Galima pagaminti bazę su Ge sudėties gradientu, kuris sudaro stabdantį elektrinį lauką. Šiuo atveju  $\eta$  reikšmės kistų nuo 2 iki 1.

Emitterio pernašos delsa  $\tau_E$  apibrėžiama sukaupto emiteryje krūvio  $Q_E$  ir kolektoriaus srovės  $I_C$  santykiu [37]:

$$\tau_E = \frac{Q_E}{I_C}. \quad (2.3.5)$$

Nagrinėjant emitterio pernašos delsa, svarbu atsižvelgti į stipraus legiravimo sukeltą draudžiamosios energijos tarpo susiaurėjimą:

$$\tau_E = \frac{W_E}{2N_{deff}} \frac{W_B N_{aeff}}{D_{nb}}, \quad (2.3.6)$$

čia  $W_E$  emitterio storis,  $N_{deff}$  ir  $N_{aeff}$  – efektyvieji emitterio ir bazės legiravimo tankiai. Aukštadažnių dvipolių tranzistorių emitteriai projektuojami kiek įmanoma trumpesni ir stipriau legiruoti, nes tai leidžia sumažinti emitterio pernašos delsa. Esant stiprinimo būsenas kolektoriaus sandūros nuskurdintąjį sluoksnį veikia stiprus elektrinis laukas, kuriame elektronai greitai pasiekia soties greitį  $v_{sat}$  ir tada kolektoriaus sandūros nuskurdintojo sluoksnio pernašos delsa  $\tau_{CBD}$  galima apibrėžti [40]:

$$\tau_{CBD} = \frac{W_{CBD}}{2v_{sat}}, \quad (2.3.7)$$

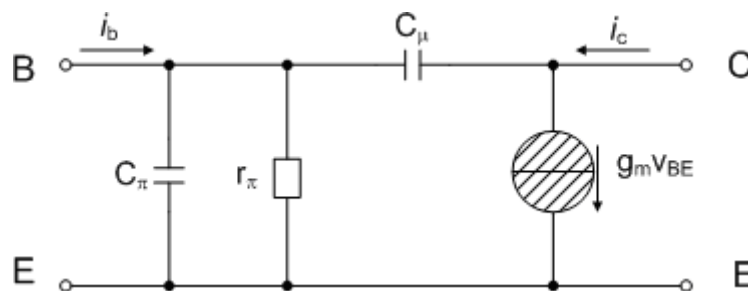
čia  $W_{CBD}$  nuskurdintojo sluoksnio storis. Esant stiprinimo būsenai emitterio sandūros įtampa yra tiesioginė ir nuskurdintasis sluoksnis yra plonas. Todėl ir emitterio sandūros pernašos delsa  $\tau_{EBD}$  yra pakankamai mažas bendros tranzistoriaus pernašos delsos lygties narys. Sutelktų elementų tranzistoriaus modeliuose (žr. 3 skyrių)  $\tau_{EBD}$  dažniausiai išreiškiama per emitterio sandūros

nuskurdintojo sluoksnio krūvį ir yra bazės pernašos delsos  $\tau_B$  antros eilės pataisos narys [44].

Aukštuose dažniuose tranzistorių srovės stiprinimo koeficientas  $\beta$  mažėja didėjant dažniui. Vienas iš pagrindinių parametrų, nusakančių tranzistoriaus stiprinimo dažnines savybes, yra ribinis srovės stiprinimo dažnis  $f_T$ , nusakantis dažnį, ties kuriuo bazės srovės stiprinimas lygus vienetui. Elektrinių signalų skaičiavimus grandinėse galima sąlyginai suskirstyti į du lygius:

- mažasignalis (kintamos srovės signalų) artinys (angl. small-signal approximation) yra naudojamas mažasignaluose ekvivalentinėse grandinėse;
- didelio signalo (kintamos ir nuolatinės srovės signalų) artinys (angl. large-signal approximation) yra naudojamas didelio signalo ekvivalentinėse grandinėse.

Dvipolio tranzistoriaus ribinio srovės stiprinimo dažnio išvedimui patogiu panaudoti mažasignalę hibridinę  $\pi$ -tipo ekvivalentinę grandinę (2.3.1 pav.) [37].



2.3.1 pav. Dvipolio tranzistoriaus bendro emiterio supaprastinta mažasignalė hibridinė  $\pi$ -tipo ekvivalentinė grandinė su  $g_m v_{BE}$  triukšmo šaltiniu ( $r_\pi$  įėjimo elektrinė varža,  $C_\pi$  – parazitinė talpa tarp bazės ir emiterio sričių,  $C_\mu$  – talpa tarp bazės ir kolektoriaus sričių). (Adaptuotas iš [37])

Trumpo jungimo atveju (užtrumpinus išvadus C ir E), kolektoriaus  $i_c$  ir bazės  $i_b$  srovės aprašomos lygtimis:

$$i_c = g_m v_{be} - j\omega C_\mu v_{be}; \quad (2.3.8)$$

$$i_b = v_{be} (g_\pi + j\omega C_\pi + j\omega C_\mu), \quad (2.3.9)$$

čia  $v_{be}$  bazės emiterio įtampa,  $g_m$  – pereigos laidis,  $g_\pi = 1/r_\pi$  – įėjimo laidis,  $C_\pi$  – parazitinė talpa tarp bazės ir emiterio sričių,  $C_\mu$  – talpa tarp bazės ir kolektoriaus sričių (2.3.1 pav.). Esant silpnam grįžtamajam ryšiui tranzistoriuje pereigos laidis parodo bendro emiterio jungimo tranzistoriaus perdavimo charakteristikos statumą  $g_m \approx \Delta I_C / \Delta V_{BE}$ . Bendro emiterio jungimo dvipolio tranzistoriaus srovės stiprinimo koeficientas  $\beta$  užrašomas:

$$\beta = \frac{i_c}{i_b} = \frac{g_m - j\omega C_\mu}{g_\pi + j\omega C_\pi + j\omega C_\mu}. \quad (2.3.10)$$

Praktikoje naudojamuose dažniuose tranzistorių pereigos laidis  $g_m \gg j\omega C_\mu$ , todėl lygtį (2.3.10) galima supaprastinti:

$$\beta = \frac{i_c}{i_b} = \frac{\beta_F}{1 + j\omega r_\pi (C_\pi + C_\mu)}, \quad (2.3.11)$$

čia  $\beta_F$  yra nuolatinės srovės stiprinimo koeficientas.

Nuolatinės srovės ir žemų dažnių srityje srovės stiprinimo koeficientas yra pastovus dydis ir nusakomas lygtimis:

$$\beta_F = g_m r_\pi; \quad (2.3.12)$$

$$r_\pi = \frac{\partial V_{BE}}{\partial I_B} = \frac{kT}{qI_B}; \quad (2.3.13)$$

$$g_m = \frac{\partial I_C}{\partial V_{BE}} = \frac{qI_C}{kT}. \quad (2.3.14)$$

čia  $V_{BE}$  yra priešitampio vertė tranzistoriaus įėjime.

Aukštuose dažniuose (2.3.11) lygties vardiklio antrasis narys yra žymiai didesnis už 1, todėl srovės stiprinimo koeficientą galima aproksimuoti lygtimi:

$$|\beta| = \frac{\beta_F}{\omega r_\pi (C_\pi + C_\mu)}. \quad (2.3.15)$$

Būseną, kurioje dvipolio tranzistoriaus srovės stiprinimas tampa lygus vienetui, nusako lygybė:

$$1 = \frac{\beta_F}{2\pi f r_\pi (C_\pi + C_\mu)}. \quad (2.3.16)$$

Pertvarkyti (2.3.16) lygybę galima pasinaudojant papildomais sąryšiais: mažasignalės grandinės talpa  $C_\mu$  yra lygi ekvivalentinei emiterio sandūros talpai  $C_{BE}$ , o  $C_\pi$  yra lygi kolektoriaus sandūros  $C_{BC}$  ir emiterio difuzinės talpos sumai. Tuomet gaunama ribinio srovės stiprinimo dažnio išraiška:

$$f_T = \frac{1}{2\pi(\tau_F + \frac{kT}{qI_C}(C_{BE} + C_{BC}))}; \quad (2.3.17)$$

$$C_\pi = C_{BE} + g_m \tau_F. \quad (2.3.18)$$

Papildžius išraišką (2.3.17) papildomu nariu, atsakingu už delsa kolektoriaus RC grandinėje, gaunama galutinė ribinio srovės stiprinimo dažnio formulė:

$$f_T = \frac{1}{2\pi(\tau_F + R_C C_{JC} + \frac{kT}{qI_C}(C_{JE} + C_{JC}))}, \quad (2.3.19)$$

čia  $R_C$  yra kolektoriaus varža,  $C_{JE}$  ir  $C_{JC}$  – emiterio ir kolektoriaus  $pn$  sandūrų talpos.

Kitas ne mažiau svarbus parametras, lemiantis tranzistoriaus dažnines savybes, yra didžiausias generavimo dažnis  $f_{MAX}$ , kuris atitinka dažnį, kai galios stiprinimas yra vienetinis:

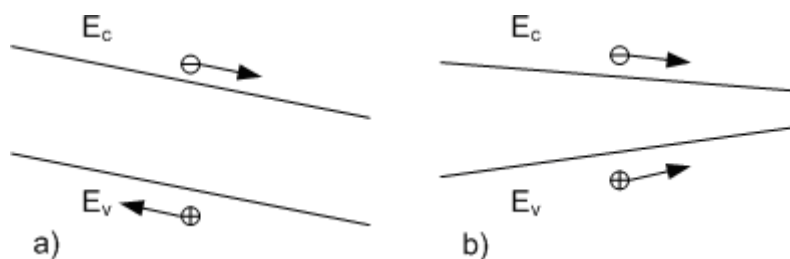
$$f_{MAX} = \sqrt{\frac{f_T}{8\pi C_{JC} R_B}}, \quad (2.3.20)$$

čia  $R_B$  yra bazės varža. Didžiausias generavimo dažnis apibrėžia aukštadažnių osciliatorių, kuriuose dvipoliai tranzistoriai yra aktyvūs elementai, ribinį dažnį. Papildomi du “parazitiniai” elementai  $C_{JC}$  ir  $R_B$  stipriai riboja tranzistorių

dažnines priklausomybes ir todėl projektuojant dvipolius tranzistorius ieškomas kompromisas tarp  $f_T$ ,  $C_{JC}$  ir  $R_B$ .

## 2.4 Įvairialyčiai dvipoliai tranzistoriai (IDT)

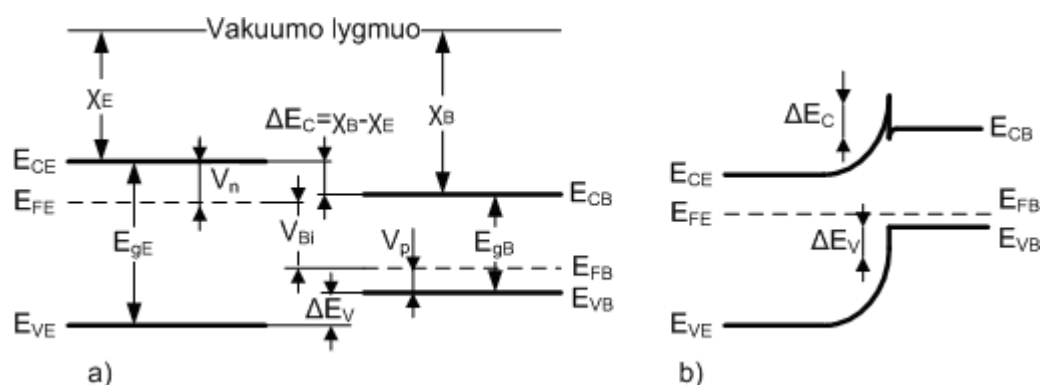
Pagrindinis skirtumas tarp įvairialyčių dvipolių tranzistorių (angl. heterojunction bipolar transistor HBT) ir įprastų vienalyčių dvipolių tranzistorių (angl. bipolar junction transistor BJT) yra įvairialytės sandūros panaudojimas, kas ypač pakeičia bazės-emiterio sandūros charakteristikas. Idealyje vienalytėje medžiagoje draudžiamosios energijos tarpas yra pastovaus dydžio ir jėgos veikiančios krūvininkus, prijungus įtampą, yra lygiavertės (t.y. bendras elektrostatinis laukas veikia skirtingo ženklo krūvininkus to paties stiprio jėga) ir priverčia elektronus bei skyles dreifuoti į skirtingas puses (2.4.1.a pav.). Įvairialyčių medžiagų atveju puslaidininkių draudžiamosios energijos juostos polinkiai leidžia valdyti krūvininkus veikiančias elektrostatines jėgas, o kraštutiniu atveju net leidžia priversti elektronus ir skyles judėti viena kryptimi (2.4.1.b pav.).



2.4.1 pav. Elektrinio lauko veikiamų elektronų ir skylių judėjimas a) vienalyčiuose puslaidininkiuose, b) galimas atvejis įvairialyčiuose puslaidininkiuose. (Adaptuotas iš [45])

Kromerio įvairialyčių prietaisų centrinis projektavimo principas [45] (angl. Central Design Principle of Heterostructure Device) įgalina energijos juostų pokyčius, ir tų pokyčių iššauktus papildomus elektrinius laukus ir jėgas, naudoti krūvininkų pasiskirstymui ir jų srautams valdyti. Atitinkamas draudžiamosios energijos tarpo medžiagų ir elektrinių laukų parinkimas leidžia (su didelėmis išlygomis) valdyti elektronų ir skylių pasiskirstymą ir srautus, kaip atskirus ir nepriklausomus vienas nuo kito. Tai duoda papildomą laisvės

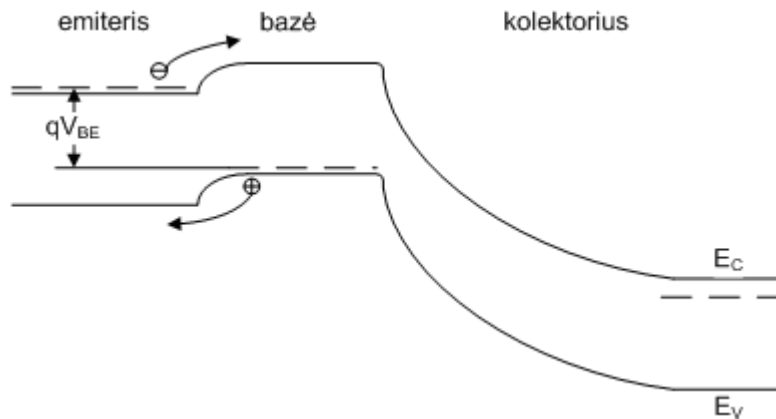
laipsnį projektuojant puslaidininkinius prietaisus lyginant su vienalytėmis struktūromis, o tai ypač svarbu dvipolių tranzistorių atveju. Tuo pasinaudojama projektuojant didesnės greitaveikos puslaidininkinius prietaisus: galima pasirinkti tokias sąlygas, kad pagrindines srovės sudarytų elektronų (didesnio judrio krūvininkų) judėjimo sąlygoti sandai, tuo pačiu kiek įmanoma apribojant „lėtesnių“ krūvininkų (skylių) judėjimą. Įvairialyčių dvipolių tranzistorių emiteriams panaudojamos platesnės draudžiamosios energijos tarpo medžiagos (pvz. Si, AlGaAs, InGaP, InP), lyginant su bazės siauresnio draudžiamosios energijos tarpo medžiaga (pvz. SiGe, GaAs, InGaAs), kadangi taip sukuriama barjeras skylėms ir sumažinama skylių parazitinė srovė. Tai leidžia padidinti bazės legiravimą nemažinant emiterio efektyvumo, žymiai pagerinant dvipolių tranzistorių greitaveiką. Sujungus dvi skirtingo draudžiamosios energijos tarpo medžiagas, jų įvairialytyje sandūroje persiskirsto krūviai ir susidaro laidumo juostos  $\Delta E_C$  ir valentinės juostos  $\Delta E_V$  trūkiai (2.4.2).



2.4.2 pav. *n*-tipo plataus draudžiamosios energijos tarpo emiterio ir siauro *p*-tipo draudžiamosios energijos tarpo bazės įvairialyčių sandūrų energijos juostinė diagrama a) prieš formavimą, b) po formavimo (proporcijos neišlaikytos)

Pagrindiniai vienalyčių dvipolių tranzistorių stiprinimo būsenoje srovės sandai yra: injekuotų į bazę elektronų ir injekuotų į emiterį skylių srovės sandai (2.4.3 pav.). Dalis elektronų, injekuotų į bazę ir pasiekusių kolektoriaus kontaktą, sudaro kolektoriaus srovę, o skylių, injekuotų iš bazės į emiterį,

srovės sandas neprisideda savo krūviais prie išėjimo signalo (kolektoriaus srovės).



2.4.3 pav. npn tipo dvipolio vienalyčio tranzistoriaus energijos juostinė diagrama stiprinimo veikoje (proporcijos neišlaikytos, adaptuotas iš [47])

Keičiant įėjimo prieštampį  $V_{BE}$  yra valdoma krūvininkų injekcija bei pasiekusių kolektorių elektronų gausa, tačiau išėjimo signalas mažai priklauso nuo išėjimo prieštampio vertės (tranzistoriui esant stiprinimo veikos būsenoje, kolektoriaus sandūros įtampa yra atgalinė). Projektuojant dvipolius tranzistorius siekiama padidinti elektroninės srovės sandą kiek įmanoma sumažinant skylinę srovę [46]. Seklaus emiterio atveju, galima aprašyti kolektoriaus elektroninės ir bazės skylinės srovės tankius [47]:

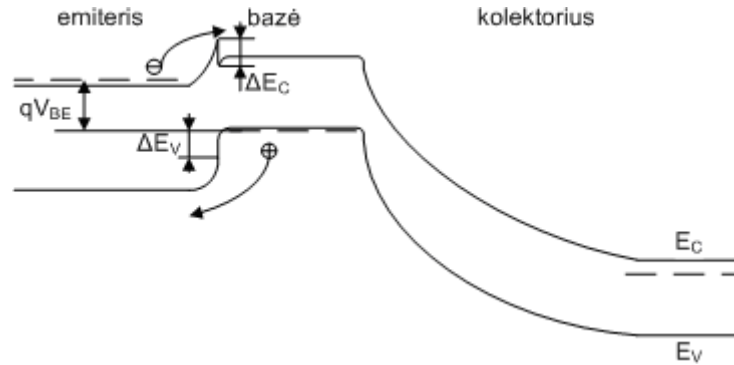
$$J_n = \frac{qD_{nB}n_{iB}^2}{W_B N_{AB}} \exp\left(\frac{qV_{BE}}{k_B T}\right), \quad (2.4.1)$$

$$J_p = \frac{qD_{pE}n_{iE}^2}{W_E N_{DE}} \exp\left(\frac{qV_{BE}}{k_B T}\right), \quad (2.4.2)$$

čia  $n_{iB}$  bazės ir  $n_{iE}$  emiterio savųjų krūvininkų tankiai. Vienalyčio dvipolio tranzistoriaus  $n_{iB}$  ir  $n_{iE}$  savųjų krūvininkų tankiai yra vienodi ir todėl maksimalų srovės stiprinimo koeficientą galima išreikšti lygtimi:

$$\beta_{\max} = \frac{J_n}{J_p} = \frac{D_{nB} W_E N_{DE}}{D_{pE} W_B N_{AB}}. \quad (2.4.3)$$

Įvairialyčio dvipolio tranzistoriaus emiterio formavimui naudojama platesnio draudžiamųjų energijų tarpo medžiaga suteikia galimybę nepriklausomai optimizuoti elektroninės ir skylinės srovių sandų santykį ir tranzistoriaus sričių legiravimo laipsnius.



2.4.4 pav. *npn* tipo įvairialyčio dvipolio tranzistoriaus su staigia įvairialyte sandūra energijos juostinė diagrama stiprinimo veikoje (proporcijos neišlaikytos, adaptuotas iš [47])

Įvairialytės sandūros energijos juostų skirtumas sukuria didesnę energijos barjerą skylėms iš bazės į emiterį, nei elektronams iš emiterio į bazę. Esant tai pačiai priešįtampio  $V_{BE}$  vertei, elektronų injekcija vyksta sparčiau lyginant su skylių injekcija. Staigios įvairialytės sandūros atveju (2.4.4 pav.) maksimalus srovės stiprinimo koeficientas apibrėžiamas analogiškai (2.4.3), bet jis turi papildomą eksponentinį narį, nusakantį draudžiamosios energijos tarpo kitimo poveikį tranzistoriaus srovėms [45]:

$$\beta_{\max} = \frac{J_n}{J_p} = \frac{D_{nb} W_E N_{DE}}{D_{pe} W_B N_{AB}} \exp\left(\frac{\Delta E_v}{k_B T}\right); \quad (2.4.4)$$

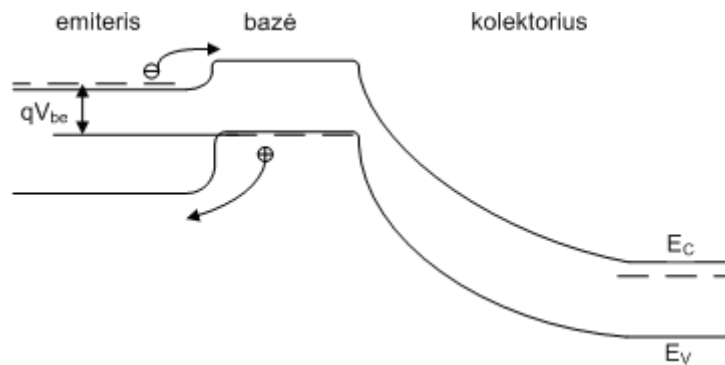
$$\Delta E_g = E_{gE} - E_{gB} = \Delta E_v + \Delta E_c, \quad (2.4.5)$$

čia  $\Delta E_g$  puslaidininkinių medžiagų draudžiamosios energijos tarpų skirtumas,  $E_{gE}$  – emiterio ir  $E_{gB}$  bazės puslaidininkinių medžiagų draudžiamosios energijos inių energijų tarpai.

Eksponentinio nario argumento skaitiklis nusako efektinį potencialės energijos barjerą, kuris yra lygus elektronų ir skylių potencialės energijos



barjerų skirtumui. Staigios įvairialytės sandūros atveju egzistuoja nepageidautinas laidumo juostos trūkio pikas (2.4.4 pav.) ir tai sukuria potencinį barjerą elektronams. Efektinio potencinės energijos barjero aukštis šiuo atveju yra tiesiog prilyginamas valentinės juostos trūkiui  $\Delta E_V$  (2.4.4). Medžiagų sudėties keitimas molekulinės epitaksijos (angl. molecular beam epitaxy MBE) ir metalo organinio užgarinimo (angl. metal-organic chemical vapor deposition (MOCVD)) technologijų pagalba leidžia užauginti tolydžias įvairialytes sandūras. Tolydžios įvairialytės sandūros neturi staigiai įvairialytei sandūrai būdingo laidumo juostos trūkio piko (2.4.5 pav.). Šiuo atveju elektronų pernaša tampa panaši į pernašą monolitiniuose dvipoliuose tranzistoriuose, tačiau išlieka potencinių barjerų skirtumai elektronams ir skylėms.



2.4.5 pav. *npn* tipo įvairialyčio dvipolio tranzistoriaus su tolydžia įvairialyte sandūra energijos juostinė diagrama stiprinimo veikoje (proporcijos neišlaikytos). (Adaptuota iš [47])

Efektinis potencinės energijos barjeras tolydžios įvairialytės sandūros atveju lygus draudžiamosios energijos tarpų skirtumui  $\Delta E_g$  [45]. Taip gaunama didesnė maksimali stiprinimo koeficiento vertė lyginant su staigios įvairialytės sandūros dvipolio tranzistoriaus stiprinimo koeficientu:

$$\beta_{\max} = \frac{J_n}{J_p} = \frac{D_{nb} W_E N_{DE}}{D_{pe} W_B N_{AB}} \exp\left(\frac{\Delta E_g}{k_B T}\right); \quad (2.4.6)$$

$A_3B_5$  medžiagų pagrindu sudaryti įvairialyčiai dvipoliai tranzistoriai, priklausomai nuo bazės-kolektoriaus sandūros sąstato, skirstomi į dvi grupes: įvairialyčiai dvipoliai tranzistoriai (IDT) ir dviejų įvairialyčių sandūrų dvipoliai

tranzistoriai (angl. double heterojunction bipolar transistor DHBT). Dvi įvairialytės sandūros dažnai naudojamos InP/InGaAs tranzistoriuose. Dėl mažo elektronų giminiškumo skirtumo SiGe/Si įvairialyčiai dvipoliai tranzistoriai (SiGe IDT) išskirti į atskirą grupę.  $A_3B_5$  ir SiGe įvairialyčiai dvipoliai tranzistoriai skiriasi ne tik medžiagų savybėmis, bet ir jų gamybai taikomomis technologijomis: „kupertos“ formos  $A_3B_5$  IDT (2.4.6.a pav.) gamybai naudojami mezadariniai, o SiGe IDT (2.4.6.b pav.) formavimui naudojamos planarinės technologijos. SiGe IDT struktūra būna pagaminta ant laidesnių Si padėklų. Ji turi atitikti dvipolių ir MOP tranzistorių (angl. BiCMOS) technologijų reikalavimus ir tai padaro struktūrą sudėtingesnę, negu  $A_3B_5$  IDT atveju [48].

Be to, savaiminis tranzistorių kaitimas nevienodai veikia įvairialyčių dvipolių tranzistorių ir vienalyčių dvipolių tranzistorių parametrus. Silicio dvipolių tranzistorių srovės stiprinimo koeficientas didėja didėjant vidinei temperatūrai, tačiau įvairialyčių dvipolių tranzistorių srovės stiprinimo koeficientas priešingai – sumažėja [47].

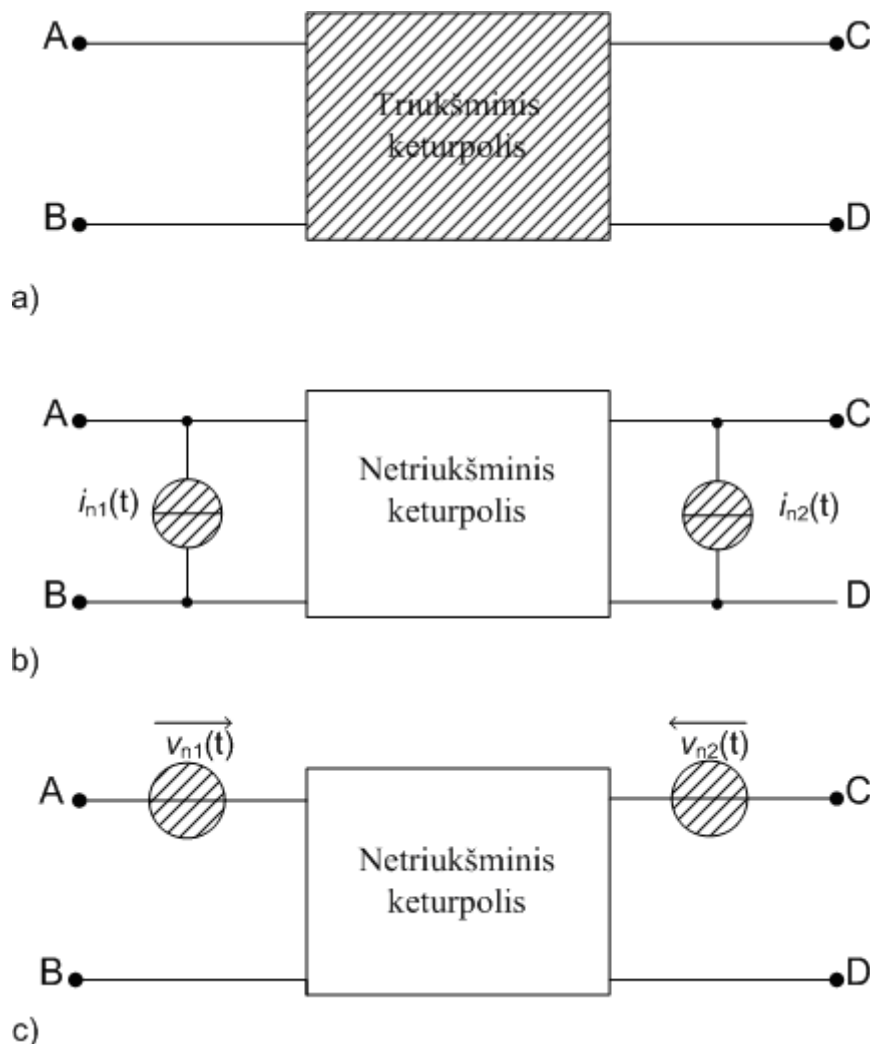
$A_3B_5$  tipo įvairialyčiams tranzistoriams, su mažiau laidžiais (negu vienalyčių Si tranzistorių) padėklais, ypač aktualus yra šilumos išsklaidymas. Todėl, norint jį pagerinti, bazės emiterio srityje naudojamas balastinis rezistyvus sluoksnis (2.4.6.a pav.) [50,51].



### 3 Puslaidininkinių įtaisų triukšmai

#### 3.1 Triukšmai elektroninėse sistemose

Neatsiejama elektroninių įtaisų bei sistemų veikimo dalis yra įtampos ar srovės fliktuacijos jų išvadose, trumpiau dar vadinamos triukšmu. Fliktuacijų priežastis yra atsitiktinio pobūdžio krūvininkų mikroskopinė sąveika su elektroninės sistemos komponentėmis. Triukšminė elektros grandinė paprastai vaizduojama keturpoliais (3.1.1.a pav.):



3.1.1. pav. Triukšminis keturpolis a) ir jo ekvivalentinės grandinės: b) – netriukšminio keturpolio su triukšmo srovės generatoriais ir c) – netriukšminio keturpolio su triukšmo įtampos generatoriais. (adaptuotas iš [77])

Elektroninės sistemos triukšmą sukuria vienas arba keli triukšmo šaltiniai. Triukšminė sistema vaizduojama kaip netriukšminė sistema su įėjimo ir išėjimo triukšmo srovės (3.1.1.b pav.) arba įtampos (3.1.1.c pav.) generatoriais, bet galimos ir kitokios konfigūracijos. Jei triukšmas nėra baltas, tai triukšmo generatoriaus atsitiktiniai fliktuaciniai signalai skirtingais laiko momentais yra dalinai susiję (koreliuoti). Skirtingi triukšmo generatoriai irgi gali būti dalinai susiję. Tam aprašyti įvedamos sąsajos (autokoreliacijos) ar abipusės sąsajos (koreliacijos) sąvokos. Dviejų skirtingų šaltinių atsitiktinių signalų tarpusavio ryšį nusako abipusė koreliacija – statistinio ryšio tarp šių procesų kintamųjų stiprio matas. Autokoreliacija tai atskiras abipusės koreliacijos atvejis, kai procesas koreliuoja pats su savimi, t.y. atsitiktinio proceso signalo vertės koreliuoja per tam tikrą laiko trukmę.

Geriausiai ištirti elektroninių sistemų aukštadažniai triukšmai yra šiluminis ir šratinis triukšmas. Šiluminio triukšmo priežastis yra krūvininkų atsitiktinių greičių fliktuacijos rezistyviniėje medžiagoje. Šiluminis triukšmas rodo, kad krūvininkai yra šiluminėje pusiausvyroje su jį supančia aplinka [53]. Šratinis triukšmas yra vienas iš būdingiausių nepusiausvyrinio triukšmo pavyzdžių. Elektroninėje sistemoje jis siejamas su krūvininkų pernaša per barjerą. Stipriame elektriniame lauke krūvininkai kaista, jų temperatūra gali daug kartų viršyti aplinkos temperatūrą. Karštųjų elektronų triukšmai skiriasi nuo šiluminio ir šratinio triukšmo.

### 3.2 Triukšmo šaltinių aprašymas

Nors šiluminio ir šratinio triukšmo fizikinės priežastys yra skirtingos, jie yra tarpusavyje nepriklausomų didelio atsitiktinių įvykių skaičiaus pasekmė. Signalo pasiskirstymą laike vaizduoja bangos pavidalo  $x(t)$  funkcija, kurią galima išreikšti atsitiktinių impulsų funkcijų  $f(t)$  superpozicija [54]:

$$x(t) = \sum_k a_k f(t - t_k), \quad (3.2.1)$$

čia  $a_k$  yra  $k$ -tojo impulso amplitudė,  $t_k$  –  $k$ -tojo impulso trukmė. Naudojant Karsono teoremą, atsitiktinių impulsų sekos galios spektrinis tankis išreiškiamas formule [55]:

$$\overline{S_x(\omega)} = 2\nu\overline{a^2} |F(j\omega)|^2, \quad (3.2.2)$$

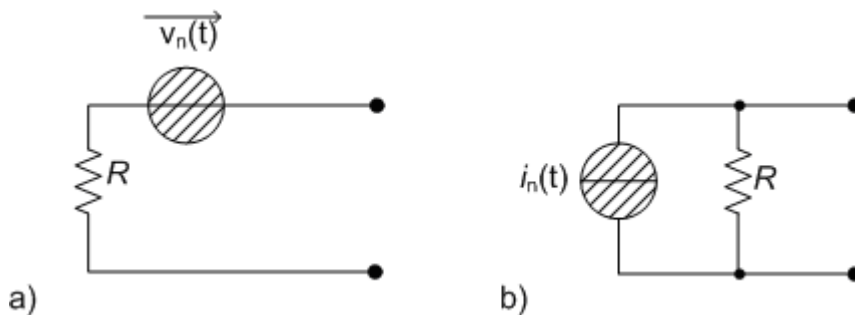
čia  $\omega$  kampinis dažnis,  $F(j\omega)$  – atsitiktinių impulsų funkcijų  $f(t)$  Furjė transformacijos koeficientas,  $\nu$  – vidutinė atsitiktinių įvykių sparta (vidutinis atsitiktinių įvykių skaičius per laiko vienetą),  $\overline{a^2}$  vidutinė kvadratinė impulso amplitudė.

Impulsiniams procesams, kai Furjė transformacijos koeficientai yra vienetiniai, (3.2.2) formulė išreiškiama:

$$\overline{S_x(\omega)} = 2\nu\overline{a^2}. \quad (3.2.3)$$

Pirmasis varžos įtampos fliktuacijas terminėje pusiausvyroje, naudojant termodinaminį ir statistinį aprašymus, išnagrinėjo Naikvistas [56]. Pagal Naikvisto dėsnį atviros grandinės su varža  $R$  (3.2.1.a pav.) įtampos triukšmo galios spektrinis tankis yra:

$$\overline{S_V(\omega)} = 4k_B T R. \quad (3.2.4)$$



3.2.1. pav. Varžos  $R$  šiluminio triukšmo ekvivalentinės grandinės: a) su nuosekliai sujungtu įtampos triukšmo generatoriumi, b) su lygiagrečiai sujungtu srovės triukšmo generatoriumi

Uždaros grandinės atveju naudojamas srovės triukšmo spektrinis tankis:

$$\overline{S_I(\omega)} = 4k_B T G, \quad (3.2.5)$$

čia  $G=I/R$  yra pilnutinis laidis.

Šratinio triukšmo galios spektrinis tankis, tekant vidutinei srovei  $I$ , gaunamas iš Šotkio formulės [57]:

$$\overline{S_I(\omega)} = 2qI. \quad (3.2.6)$$

Pagal analogiją su lygtimi (3.2.3) vidutinė impulsų sparta yra  $I/q$ , o impulsų amplitudė  $q$ .

Triukšmo įtampos šaltinio signalo funkcijos  $v_n(t)$  kvadratinis vidurkis  $\overline{v_n^2(t)}$  susijęs su spektriniu tankiu  $S_v(\omega)$  sąryšiu:

$$\overline{v_n^2(t)} = \int_{-\infty}^{+\infty} S_v(\omega) d\omega. \quad (3.2.7)$$

Pritaikius stacionariai funkcijai  $v_n(t)$  idealų siaurajuostį filtrą su dažnio juostos pločiu  $\Delta f_b = \Delta\omega / 2\pi$ , kai dažnio juostos plotis yra žymiai mažesnis už centrinio dažnio vertę  $\Delta f_b \ll f_0$ , įtampos kvadrato vidurkis aprašo funkcijos  $v_n(t)$  fliktuacijas dažnių intervale  $\Delta f$ :

$$\overline{v_n^2} = 4\pi\Delta f \cdot S_v(\omega_0). \quad (3.2.8)$$

Karštųjų elektronų triukšmų neaprašo nei Naikvisto teorema nei šratinio triukšmo Šotkio formulė.

### 3.3 Triukšmo parametrai

Puslaidininkiniai įtaisai yra aktyvūs netiesiniai grandinės elementai ir jų charakteristikoms nagrinėti nepakanka metodų naudojamų tiesinių elektrinių grandinių analizei. Tačiau šių elementų charakteristikas darbinio taško aplinkoje galima aproksimuoti tiese ir jų modeliavimui naudoti tiesinio aktyviojo keturpolio modelį. Netriukšminio keturpolio aprašymui naudojama pilnutinės varžos  $Z$  lygčių sistema:

$$V_1 = Z_{11}I_1 + Z_{12}I_2; \quad (3.3.1.a)$$

$$V_2 = Z_{21}I_1 + Z_{22}I_2. \quad (3.3.1.b)$$

Ši lygčių sistema matriciniame pavidale atrodo taip:

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix}, \quad (3.3.2)$$

čia  $V_1$  yra keturpolio įėjimo įtampa,  $V_2$  – keturpolio išėjimo įtampa,  $I_1$  – keturpolio įėjimo srovė,  $I_2$  – keturpolio išėjimo srovė.

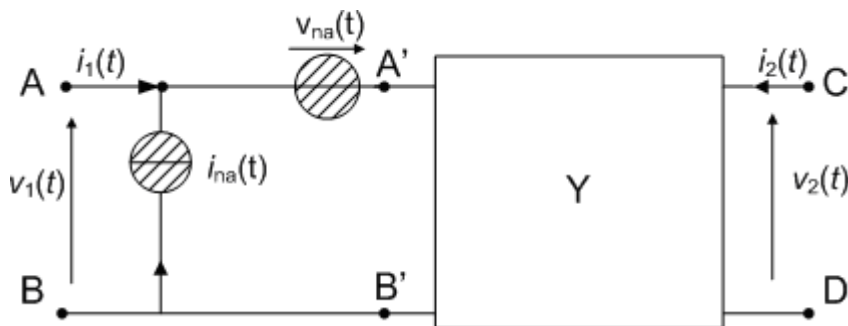
Matrica su  $Z$  elementais dar vadinama tiesiog  $Z$ -parametru matrica. Transformavus (3.3.1) lygčių sistemą galima gauti kito pavidalo matricas aprašančias šį keturpolį. Viena tokių yra pilnutinio laidžio  $Y$ -parametru matrica.  $Y$ -parametru vaizdavime keturpolį aprašanti lygčių sistema atrodo taip:

$$I_1 = Y_{11}V_1 + Y_{12}V_2; \quad (3.3.3.a)$$

$$I_2 = Y_{21}V_1 + Y_{22}V_2, \quad (3.3.3.b)$$

o jos matricinis pavidalas bus

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix}. \quad (3.3.4)$$



3.3.1 pav. Triukšminio keturpolio ekvivalentinė grandinė su triukšmo generatoriais  $v_{na}$  ir  $i_{na}$  įėjime. (Adaptuotas iš [58])

Taip transformuojant keturpolio atsaką į elektrinį signalą nusakančių lygčių sistemą jas galima aprašyti vis kitokio pavidalo matrica. Aktyviojo keturpolio aprašymui dar naudojamos hibridinių parametru  $h$ , atvirkštinių



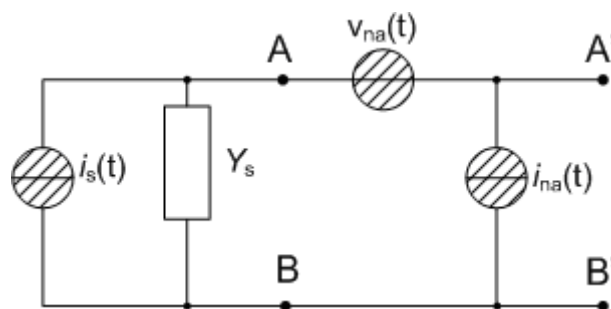
hibridinių parametru  $g$ , perdavimo  $ABCD$ , bei dažnai aukštiesiems dažniams taikomos sklaidos ( $S$ -parametru) ir perdavimo ( $T$ -parametru) matricos. Šios matricos lengvai transformuojamos viena į kitą [58].

Triukšminis keturpolis (3.1.1 pav.) transformuojamas į netriukšminį keturpolį su triukšmo generatoriais grandinės įėjime (pateikiant triukšmo faktorių  $F$  kaip funkciją priklausančią nuo grandinės suderinimo įėjime), t.y. į patogią triukšmo parametrus įvertinti grandinę (3.3.1 pav.). Tai ypač supaprastina triukšmo faktoriaus išraiškas kai netriukšminio tiesinio keturpolio aprašyme naudojamas aktyvių grandyno elementų kaskadinis išdėstymas. Šiuo atveju pilnutinio laidžio matrica  $Y$  įgyja pavidalą:

$$I_1 = Y_{11}(V_1 + V_{na}) + Y_{12}V_2 - I_{na}, \quad (3.3.5.a)$$

$$I_2 = Y_{21}(V_1 + V_{na}) + Y_{22}V_2. \quad (3.3.5.b)$$

Aprašant triukšminio keturpolio triukšmo faktorių keturpolio triukšmo šaltiniai nagrinėjami kartu su prijungto keturpolio įėjime šaltinio ekvivalentine grandine sudaryta iš jos triukšmų srovės šaltinio  $i_s$  ir vidinio jos laidžio  $Y_s$ . Taip sudarytą triukšminio keturpolio ekvivalentinę grandinę galima nagrinėti atskirai be netriukšminio keturpolio laidžio matricos  $Y$ , atskiriant grandinę taškuose  $A'$  ir  $B'$  (3.3.2 pav.).



3.3.2 pav. Atkirtojo triukšminio keturpolio ekvivalentinės grandinės dalys su įėjimo šaltinio triukšmą aprašančiais triukšmo šaltiniu  $i_s$  ir šaltinio laidžiu  $Y$ . (Adaptuotas [58])

Taip sudarytos užtrumpintos grandinės bendra triukšmo srovė  $i_0$  lygi visų srovių sumai [59]:

$$i_0 = i_S + i_{na} + v_{na} Y_S. \quad (3.3.6)$$

Jeigu šios triukšmo srovės yra nekoreliuotos, tada bendros srovės kvadrato vidurkis:

$$\langle i_0 i_0^* \rangle = (i_S + i_{na} + v_{na} Y_S)(i_S + i_{na} + v_{na} Y_S)^* = \overline{i_S^2} + \overline{|i_{na} + v_{na} Y_S|^2}, \quad (3.3.7)$$

čia  $\langle \rangle$  skliaustai vaizduoja vidurkius.

Triukšmo faktorius  $F$  apibrėžiamas kaip signalo (S) ir triukšmo (N) santykis įėjime (in) padalintas iš signalo ir triukšmo santykio išėjime (out):

$$F = \frac{(S/N)_{in}}{(S/N)_{out}} \quad (3.3.8)$$

ir įgauna sekančią išraišką:

$$F = 1 + \frac{\overline{|i_{na} + v_{na} Y_S|^2}}{i_S^2}. \quad (3.3.9)$$

Kitais žodžiais, triukšmo faktorius parodo kiek triukšmo prisideda prie signalo jam praėjus keturpoliū. Tranzistoriaus triukšmo faktoriaus  $F$  vertė priklauso nuo keturpolio grandinės suderinimo su signalo šaltiniu įėjime. Keturpolio (3.3.1 pav.) triukšmo lygiui apibrėžti dar naudojami išvestiniai iš Naikvisto teoremos dydžiai – triukšmo varža  $R_n$  ar triukšmo laidis  $G_n$ :

$$R_n = \frac{\langle v_{na}^2 \rangle}{4kT\Delta f}; \quad (3.3.10)$$

$$G_n = \frac{\langle i_{na}^2 \rangle}{4kT\Delta f}. \quad (3.3.11)$$

Esant šaltinio pilnutiniam laidžiui  $Y_S = G_S + jB_S$ , triukšmo faktoriaus formulė išreiškiama [60]:

$$F = F_{\min} + \frac{1}{G_S G_{nv}} |Y_S - Y_{S,opt}|^2, \quad (3.3.12)$$

čia  $F_{\min}$  minimalus triukšmo faktorius,  $G_{nv}$  triukšmo šaltinio  $v_{na}$  laidis,  $Y_{S,opt}$  optimalus pilnutinis laidis. Optimalus šaltinio pilnutinis laidis  $Y_{S,opt}$  yra mažiausiam triukšmo lygiui suderinto su triukšminiu keturpoliu šaltinio pilnutinio laidžio vertė.

Triukšmo faktoriui apibrėžti decibelais naudojamas triukšmo rodiklis  $NF$ :

$$NF = 10 * \log(F). \quad (3.3.13)$$

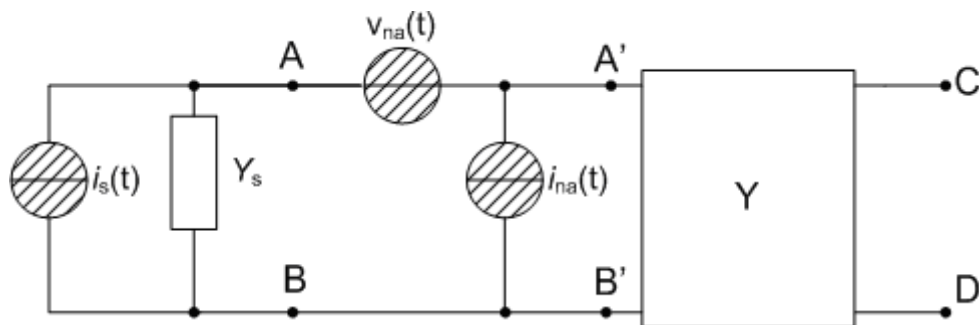
Patogu vietoj pilnutinio laidžio  $Y_{S,opt}$  vartoti optimalų atspindžio faktorių  $\Gamma_{S,opt}$ :

$$\Gamma_{S,opt} = \frac{1 - Y_{S,opt} Z_0}{1 + Y_{S,opt} Z_0}, \quad (3.3.14)$$

čia  $Z_0$  – pilnutinė varža ir ji yra lygi  $50\Omega$  (grandinės charakteringoji varža).

### 3.4 Keturpolio triukšmo parametrų aprašymas koreliacine matrica

Aktyviojo keturpolio aprašymui parinkus matricinį (pilnutinio laidžio, pilnutinės varžos, hibridinį, perdavimo ar k.t.) vaizdavimą, galima atskirti keturpolio grandinės parametrus į netriukšminio keturpolio parametrų ir triukšmo šaltinių parametrų posistemas. Triukšminio keturpolio (3.4.1 pav.)



3.4.1 pav. Bendra triukšminio keturpolio ir signalo šaltinio ekvivalentinė schema

aprašymui panaudojus perdavimo ABCD matricą sudaroma galimybė atskirti triukšmo šaltinių posistemę:

$$\begin{bmatrix} v_1 \\ i_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} v_2 \\ -i_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} v_{na} \\ i_{na} \end{bmatrix}. \quad (3.4.1)$$

Toks triukšminio keturpolio aprašymas (3.4.1) vaizduoja triukšmo šaltinių posistemę kaip tarpusavyje nepriklausomų triukšmo šaltinių matricą. Triukšmo šaltiniai aprašomi triukšmo galios spektriniu tankiu, kuris pagal Vinerio-Chinčino (angl. Wiener-Khinchin) teoremą, yra gaunamas naudojant autokoreliacijos funkciją  $R_{xx}$ :

$$S_{xx}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{xx}(\tau) e^{-j2\pi f\tau} d\tau; \quad (3.4.2)$$

$$R_{xx}(\tau) = \overline{x(t)x(t+\tau)} = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t+\tau)x^*(t) dt. \quad (3.4.3)$$

Autokoreliacijos funkcija laikoma atskiru abipusės koreliacijos funkcijos atveju, todėl abipusės koreliacijos spektrinį tankį galima gauti taikant Vinerio-Chinčino teoremą:

$$S_{xy}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{xy}(\tau) e^{-j2\pi f\tau} d\tau; \quad (3.4.4)$$

$$R_{xy}(\tau) = \overline{x(t)y(t+\tau)} = \int_{-\infty}^{+\infty} x^*(t)y(t+\tau) dt, \quad (3.4.5)$$

čia  $R_{xy}$  abipusės koreliacijos funkcija.

Koreliuojančių triukšmo šaltinių triukšmo posistemę aprašo koreliacinė matrica. Koreliacinę matricą  $\mathbf{C}$  sudaro triukšmo šaltinių signalų  $s$  ir jų ermitiškai jungtinės matricos sandaugos vidurkis [61,62]:

$$\mathbf{C} = \frac{1}{2\Delta f} \left\langle \begin{bmatrix} s_1 \\ s_2 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} s_1^* & s_2^* \end{bmatrix} \right\rangle = \frac{1}{2\Delta f} \begin{bmatrix} \langle s_1 s_1^* \rangle & \langle s_1 s_2^* \rangle \\ \langle s_2 s_1^* \rangle & \langle s_2 s_2^* \rangle \end{bmatrix}. \quad (3.4.6)$$

Nekoreliuojančių triukšmo šaltinių atveju diagonalūs matricos nariai  $\langle s_1 s_2^* \rangle$  ir  $\langle s_2 s_1^* \rangle$  yra lygūs 0, ir koreliacinė matrica tampa dviejų triukšmo šaltinių fliktuacijų kvadratų vidurkių matrica.

Triukšminio keturpolio (3.3.1 pav.) koreliacinė matrica perdavimo matriciniame vaizdavime turės pavidalą:

$$\mathbf{C}_A = \frac{1}{2\Delta f} \left\langle \begin{bmatrix} v_1 \\ i_1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} v_1^* & i_1^* \end{bmatrix} \right\rangle = \frac{1}{2\Delta f} \begin{bmatrix} \langle v_1 v_1^* \rangle & \langle v_1 i_1^* \rangle \\ \langle i_1 v_1^* \rangle & \langle i_1 i_1^* \rangle \end{bmatrix}. \quad (3.4.7)$$

Koreliacinės matricos transformuojamos į kitą keturpolio matricinį vaizdavimą naudojant transformacijos lygtį:

$$\mathbf{C}' = \mathbf{TCT}^+, \quad (3.4.8)$$

čia  $\mathbf{C}$  ir  $\mathbf{C}'$  yra pradinė ir transformuota matricos,  $\mathbf{T}$  – transformacijos matrica.

Koreliuojančių triukšmo šaltinių atveju triukšmo srovės šaltinis  $i_{na}$  gali būti išskirtas į du sandus: nekoreliuojantį  $i_u$  ir koreliuojantį su triukšmo įtampos šaltiniu  $v_{na}$  [63] :

$$i_{na} = i_u + v_{na} Y_C; \quad (3.4.9)$$

$$Y_C = \frac{\overline{i_{na} v_{na}^*}}{v_{na}^2}, \quad (3.4.10)$$

čia  $Y_C$  koreliuojančių šaltinių laidis.

Atsižvelgiant į (3.4.9) lygtį triukšmo faktoriaus lygtis (3.3.9) įgauna pavidalą tinkantį koreliuojančių triukšmo šaltinių aprašymui:

$$\begin{aligned} F &= 1 + \frac{\overline{|i_u + v_{na}(Y_S + Y_C)|^2}}{i_S^2} = 1 + \frac{\overline{i_u^2}}{i_S^2} + \frac{v_{na}^2}{i_S^2} |Y_S + Y_C|^2 = \\ &= 1 + \frac{G_n}{\Re(Y_S)} + \frac{R_n}{\Re(Y_S)} |Y_S + Y_C|^2 \end{aligned} \quad (3.4.11)$$

čia  $\Re(\ )$  yra kompleksinio kintamojo reali dalis.

Jei koreliacinės matricos elementų negalime tiesiogiai išmatuoti, juos galime nustatyti iš išmatuotų triukšmo parametrų. Koreliacijos matricai apibrėžti perdavimo vaizdavime pakanka nustatyti ekvivalentinę triukšmo varžą  $R_n$ , optimalų šaltinio laidį  $Y_{opt}$  ir minimalų triukšmo rodiklį  $NF_{min}$ :

$$\mathbf{C}_A = 2kT \begin{bmatrix} R_n & \frac{F_{min} - 1}{2} - R_n Y_{Sopt}^* \\ \frac{F_{min} - 1}{2} - R_n Y_{Sopt} & R_n |Y_{Sopt}|^2 \end{bmatrix}. \quad (3.4.12)$$

## 4 Dvipolių tranzistorių modeliavimas

### 4.1 Puslaidininkinių įtaisų modeliai

Tiksliai aprašyti puslaidininkinį įtaisą galima išsprendus Bolcmano kinetinę (4.1.1) ir Maksvelo lygtis (4.1.2):

$$\frac{df}{dt} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f + \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \vec{p}}{\partial t} \cdot \vec{\nabla}_k f = \left. \frac{\partial f}{\partial t} \right|_{coll}, \quad (4.1.1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho, \quad (4.1.2)$$

čia  $f(\vec{r}, \vec{k}, t)$  – dalelių skirstinio tikimybės tankio funkcija,  $\vec{r}$  – dalelės padėties vektorius,  $\vec{k}$  – banginis vektorius,  $\vec{v}$  – greičio vektorius,  $\vec{\nabla}$  – diferencialinis operatorius,  $\vec{p}$  – judesio kiekio vektorius. Dešinysis Bolcmano kinetinės lygties narys aprašo tikimybės tankio funkcijos pokytį dėl dalelių susidūrimų.  $\vec{D}$  – elektrinės slinkties vektorius,  $\rho$  – elektrinio krūvio erdvinis tankis.

Bendru atveju tikslus šių lygčių sprendimas yra pernelyg sudėtingas. Atskirais atvejais lygtis galima spręsti pasitelkiant artutinius metodus [64,65]. Monte Carlo (MC) metodas naudojamas sprendžiant kinetinę lygtį nesudėtingų konfigūracijų atvejais. Tikslų fizikinių modelių skaitmeninis modeliavimas reikalauja didelių kompiuterinių resursų (dažnai modeliavimui naudojamos daugiaprocesorinės sistemos ar kompiuterio klasteriai), nes modeliavimo algoritmai pakankamai lėti (vieno uždavinio sprendimas užtrunka valandas ar net kelias paras) ir gaunami rezultatai dažnai yra apkrauti duomenimis nenaudojamais tiesiogiai grandinių signalams modeliuoti. Dauguma šių modelių apsiriboja 1-D (vienmačių) ir dar rečiau 2-D (dvimačių) įtaisų modeliavimu ir neapima erdvinių efektų. Sprendžiant Bolcmano kinetinę ir Maksvelo lygtis kartu dažnai naudojami dreifo-difuzijos (DD) ir hidrodinaminis (HD) modeliai.

Integrinių grandynų projektuotojai naudoja SPICE (angl. Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis) [66] programinę įrangą, kuri kiekvienam grandyno elementui aprašyti naudoja sutelktų elementų modelius. Sutelktų elementų modelis yra kompromisinis artinys, leidžiantis greitai ir efektyviai numatyti prietaiso arba grandinės veikimą plačiose dažnių ir srovių ribose sprendžiant krūvininkų pernašos lygtis tranzistoriuose. SPICE programa naudoja kaip standartinius sutelktų elementų modelius (angl. compact model CM): BSIM3, BSIM4, BSIMSOI [67], PSP [68], HICUM [69], MEXTRAM [69,70], taip ir nestandartinius : VBIC, Agilent ir FBH [71].

Visą aibę modelių, skirtų puslaidininkiniams įtaisams aprašyti, galime sąlyginai suskirstyti į dvi grupes:

- Fizikiniai modeliai (DD, HD ir MC)
- Sutelktų elementų modeliai.

## **4.2 Dreifo-difuzijos ir hidrodinaminis puslaidininkinių įtaisų modeliai**

Paprasčiausias ir dažniausiai naudojamas iš Bolcmano kinetinės (4.1.1) ir Maksvelo lygčių sistemos artinių yra dreifo-difuzijos (DD) modelis. Pagrindinės šio modelio lygtys – tai elektronų ir skylių tolydumo lygtys (2.2.7–2.2.8), srovių tankių lygybės (2.2.9–2.2.10) ir Einšteino sąryšiai (2.2.11–2.2.12). DD modelis paremtas prielaidomis, jog krūvininkai reaguoja į elektrinio lauko stiprio pokyčius akimirksniu ir jų greitis vienareikšmiškai priklauso nuo to lauko. Bet elektronai turi nenulinę masę ir jiems būdinga tam tikra inercija. DD modelis negali tiksliai aprašyti pernašos procesų, vykstančių submikroninės eilės matmenų puslaidininkinių įtaisuose (pvz., šiuolaikinių aukštadažnių IDT bazės storis yra tik kelių dešimčių nm eilės), kuriuose pasireiškia nestacionarioji krūvininkų pernaša. Kitas DD modelio trūkumas yra krūvininkų, judančių išoriniame elektriniame lauke, vienodas dreifo greitis, taigi, modelis neatsižvelgia į krūvininkų greičių pasiskirstymą. Įvedant į



Bolcmano kinetinę lygtį papildomą triukšminį narį gauname stochastinę Bolcmano-Lanževano lygtį, skirtą puslaidininkinio įtaiso triukšmų parametrus nusakyti.

Hidrodinaminis (HD) modelis tai Bolcmano kinetinės ir Maksvelo lygčių sistemos artinys paremtas trimis tvermės dėsniais: krūvininkų tankio, judesio kiekio ir pilnutinės kinetinės energijos tvermės dėsniais. Modifikuotas HD modelis, naudojantis Bolcmano-Lanževano lygtį ir Grino funkcijas, pagreitina bei supaprastina submikroninių matmenų puslaidininkinių įtaisų triukšmo modeliavimą [72]. Šiuo atveju HD modelio modifikavimas apsiriboja papildomų Lanževano jėgų naudojimu balanso lygtyse [30]. Užrašysime lygtis skylėms ir elektronams. Lygtys skylių posistemėje atrodo:

$$\nabla^T \vec{j}_p + \frac{\partial p}{\partial t} = G^{II} + \xi_p; \quad (4.2.1)$$

$$\begin{aligned} \vec{j}_p = p \frac{\tau_{\vec{j}_p}^*}{m_p^*} \nabla (E_V - q\Psi) - \\ - \frac{\tau_{\vec{j}_p}^*}{m_p^*} \left( \nabla (pk_B T_p^*) - pk_B T_p^* \frac{\nabla N_V}{N_V} \right) + \vec{\xi}_{\vec{j}_p}; \end{aligned} \quad (4.2.2)$$

$$\nabla^T \vec{s}_p = \vec{j}_p^T \nabla (E_V - q\Psi) - p \frac{3}{2} k_B \frac{T_p^* - T_0}{\tau_{\omega_p}^*} + \xi_{\omega_p}; \quad (4.2.3)$$

$$\begin{aligned} \vec{s}_p = p \frac{5k_B T_p^* \tau_{\vec{s}_p}^*}{2m_p^*} \nabla (E_V - q\Psi) - \\ - \frac{5\tau_{\vec{s}_p}^* \tau_{\vec{j}_p}^*}{2m_p^* \tau_{\vec{j}_p}^*} \left( \nabla (p(k_B T_p^*)^2) - p(k_B T_p^*)^2 \frac{\nabla N_V}{N_V} \right) + \vec{\xi}_{\vec{s}_p}, \end{aligned} \quad (4.2.4)$$

čia  $G^{II}$  – krūvininkų smūginės jonizacijos generavimo sparta,  $T_0$  – kristalo gardelės temperatūra,  $\Psi$  – elektrostatinis potencialas,  $\vec{j}$  – krūvininkų srovės tankis,  $\vec{s}$  – energijos srauto tankis,  $T^*$  – dinaminė dalelių dujų temperatūra

(gaunama iš pilnutinės kinetinės energijos lygties  $\frac{3}{2} k_B T^* = \frac{1}{2} m^* |\vec{v}^2|$ ),  $m^*$  –

efektinė dalelių masė,  $\tau_{\vec{j}}, \tau_{\omega}, \tau_{\vec{s}}$ , – krūvininkų srovės, energijos ir energijos srauto delsos,  $\xi_{\vec{n}}, \xi_{\vec{p}}$  – krūvininkų tankio,  $\vec{\xi}_{\vec{j}_n}, \vec{\xi}_{\vec{j}_p}$ , – krūvininkų srovės tankio,  $\xi_{\dot{\omega}_n}, \xi_{\dot{\omega}_p}$  – kinetinės energijos ir  $\vec{\xi}_{\vec{s}_n}, \vec{\xi}_{\vec{s}_p}$  – kinetinės energijos srauto Lanževano jėgos.  $n$  ir  $p$  indeksai čia ir toliau naudojami atitinkamai elektronų ir skylių sandų žymėjimui, <sup>T</sup> indeksas naudojamas transponuotų matricių ir operatorių žymėjimui. Analogiškai gaunamos ir elektroninės posistemės lygtys:

$$\nabla^T \vec{j}_n + \frac{\partial n}{\partial t} = G^{\prime\prime} + \xi_{\vec{n}}; \quad (4.2.5)$$

$$\begin{aligned} \vec{j}_n = p \frac{\tau_{\vec{j}_n}^*}{m_n^*} \nabla (E_C - q\Psi) - \\ - \frac{\tau_{\vec{j}_n}}{m_n^*} \left( \nabla (nk_B T_n^*) - nk_B T_n^* \frac{\nabla N_C}{N_C} \right) + \vec{\xi}_{\vec{j}_n}; \end{aligned} \quad (4.2.6)$$

$$\nabla^T \vec{s}_n = \vec{j}_n^T \nabla (E_C - q\Psi) - n \frac{3}{2} k_B \frac{T_n^* - T_0}{\tau_{\omega_n}^*} + \xi_{\dot{\omega}_n}; \quad (4.2.7)$$

$$\begin{aligned} \vec{s}_n = n \frac{5k_B T_p^* \tau_{\vec{s}_n}^*}{2m_n^*} \nabla (E_C - q\Psi) - \\ - \frac{5\tau_{\vec{s}_n}^* \tau_{\vec{j}_n}}{2m_n^* \tau_{\vec{j}_n}^*} \left( \nabla (n(k_B T_n^*)^2) - n(k_B T_n^*)^2 \frac{\nabla N_C}{N_C} \right) + \vec{\xi}_{\vec{s}_n}. \end{aligned} \quad (4.2.8)$$

HD modeliavime naudojamos delsos  $\tau_{\vec{j}}, \tau_{\omega}$  ir  $\tau_{\vec{s}}$  yra išmatuojamos eksperimentiškai arba apskaičiuojamos naudojant MC metodą. HD modelio lygčių sprendimas turi būti suderinamas su Puasono lygtimi:

$$\nabla^T (\varepsilon \nabla \Psi) = -q(N_D + N_A + p - n). \quad (4.2.9)$$

DD modelio naudojimas submikroninių matmenų įvairialyčiams įtaisams yra pakankamai ribotas dėl netikslių krūvininkų pernašos ir jų greičių skirstinių aprašymo. Įvairialyčių įtaisų modeliavimui dažniausiai naudojami

tarpusavyje konkuruojantys HD ir MC modeliai. Puslaidininkinių įtaisų HD modelis yra panašios tikslumo eilės, bet naudoja spartesnius algoritmus palyginus su MC metodu pagrįstais modeliais. Modelio naudojimas konkrečiai užduočiai yra subjektyvus tyrėjo pasirinkimas.

### 4.3 Sutelktų elementų įvairialyčio dvipolio tranzistoriaus modelis – HICUM

Sutelktų elementų puslaidininkinių įtaisų modeliai, palyginus su DD ir HD modeliais, dar labiau supaprastina Bolcmano kinetinės lygties sprendimą. Kinetinių lygčių supaprastinimas vykdomas pasirenkant pradines sąlygas krūvių skirstiniams įtaiso viduje bei apibrėžiant įėjimo ir išėjimo srovių priklausomybes nuo atitinkamų įtampų. Vienas pirmųjų dvipolio tranzistoriaus sutelktų elementų modelių – Ebers-Moll [73] modelis nagrinėja dvipolį tranzistorių, kaip dviejų idealiųjų diodų sistemą. Šiame modelyje neatsižvelgta į bazės storio moduliacijos reiškinį, bazės varžą, kolektoriaus sandūros pramušimą ir kitus tranzistoriuje vykstančius reiškinius. Pakankamai ilgą laiką pagrindinis dvipoliams tranzistoriams taikomas sutelktų elementų modelis buvo Gummel-Poon [74] modelis, paremtas bazės krūvio modeliavimu:

$$Q_B = qA \int_0^W n(x) dx; \quad (4.3.1)$$

$$Q_B = Q_{BO} + Q_{JE} + Q_{JC} + Q_{dE} + Q_{dC}, \quad (4.3.2)$$

čia  $Q_B$  – bazės krūvis,  $A$  – bazės plotis,  $W$  – bazės storis,  $Q_{BO}$  – bazės krūvis nesant įtampos,  $Q_{JE}$ ,  $Q_{JC}$  – emiterio ir kolektoriaus sandūrų nuskurdintųjų sluoksnių talpų krūviai,  $Q_{dE}$ ,  $Q_{dC}$  – emiterio ir kolektoriaus šalutinių krūvininkų difuzijos talpų krūviai.

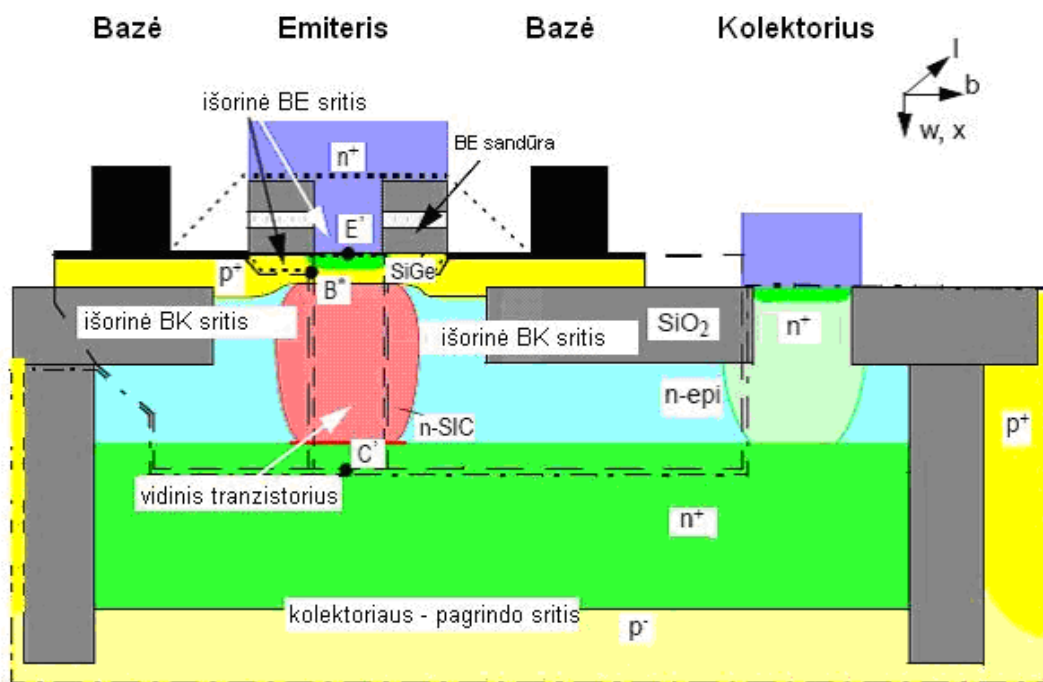
Gummel-Poon modelis aprašo:

- dvipolio tranzistoriaus emiterio ir kolektoriaus sandūrų storių moduliacijos efekto (Early effect) sukeltą bazės storio kitimą;

- temperatūrinės priklausomybės;
- kolektoriaus sandūros talpos suskirstymą į vidinę ir išorinę dalis;

bei stiprios injekcijos efektus, kai injekuotų šalutinių krūvininkų tankiai yra palyginami ar didesni už pagrindinių krūvininkų tankius:

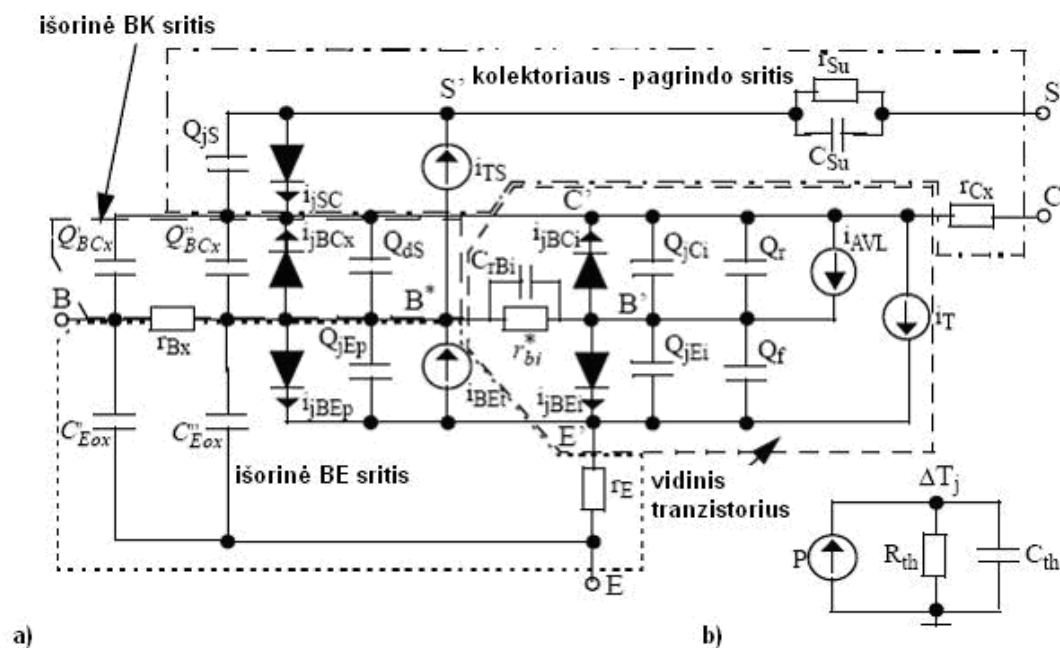
- bazės pernašos delsos ir srovės stiprinimo sumažėjimą, esant dideliems kolektoriaus srovės tankiams (bazės laidžio moduliavimas, kai šalutiniu krūvininkų tankiai tampa tos pačios eilės kaip ir bazės legiravimas) (angl. Webster effect) [75];
- kolektoriaus sandūros poslinkį į kolektoriaus-subkolektoriaus sritį (sritis tarp kolektoriaus ir kolektoriaus kontakto) (angl. Kirk effect).



4.3.1. pav. SiGe įvairialyčio dvipolio tranzistoriaus schematinis vaizdas. Kontaktų konfigūracija CBEB. (Proporcijos neišlaikytos, adaptuotas iš [49])

Šiuolaikiniai dvipolių tranzistorių sutelktų elementų modeliai iš esmės yra Gummel-Poon sutelktų elementų modelio pagrindinę koncepciją naudojančios modifikacijos. Jie nuėjo didesnio skaičiaus efektų aprašymo bei pačios ekvivalentinės grandinės tobulinimo keliu. Vienas tokių sutelktų

elementų modelių yra pusiau fizikinis sutelktų elementų dvipolio tranzistoriaus modelis HICUM. HICUM yra pagrįstas išplėstu ir apibendrintu integraliu krūvio valdymo sąryšiu (generalized Integral Charge Control Relation (GICCR)) [76]. Jis skiriasi nuo originalaus Gummel-Poon modelio ir jo variantų tuo, kad HICUM GICCR koncepcija taikoma nuosekliai be supaprastinimų ir papildomo parametrų derinimo. Tokie dydžiai kaip vidinės talpos, pernašos delsos ir surištieji krūviai, kurie apibrėžia dinaminę tranzistoriaus elgseną, yra pagrindiniai modelio kintamieji. Daugelis svarbiausių fizikinių ir elektrinių efektų yra įtraukti į HICUM: tai didelės srovės efektai, emiterio srovės grūstis, dviejų ar trijų dimensijų kolektoriaus srovės sklaida, temperatūrinės priklausomybės ir savęs kaitinimas, silpnas griūtinis pramušimas, tuneliavimas bazės-emiterio srityje, draudžiamosios energijos tarpo kitimai, tranzistoriaus pagrindo efektai ir t.t.



4.3.2. pav. Sutelktų elementų modelio HICUM ekvivalentinė schema [76]. Jos pagrindinės dalys: a) pagrindinis modelis, b) šiluminė dalis, naudojama skaičiuojant [DT kaitimą]. (Adaptuotas iš [76])

Kiekvieną įvairialyčio dvipolio tranzistoriaus sritį (4.3.1 pav.) vaizduoja atitinkama ekvivalentinės schemos dalis, priklausanti fiziškai pagrįstai HICUM ekvivalentinei schemei (4.3.2 pav.). Sritis, pavadinta vidiniu tranzistoriumi,

sąlygoja pagrindines tranzistoriaus charakteristikas, o atitinkami ekvivalentinės schemos elementai apibrėžia netiesines tranzistoriaus priklausomybes. Daugelis likusių ekvivalentinės schemos elementų, išskyrus kontaktų talpas, sudaro išorines (parazitines) tranzistoriaus dalis ir apibrėžiami paprastesnėmis tiesinėmis lygtimis.

HICUM pagrindinio modelio [76] dalys:

1. Vidinis tranzistorius.
2. Išorinė bazės ir emiterio (toliau – BE) sritis.
3. Išorinė bazės ir kolektoriaus (toliau – BK) sritis.
4. Kolektoriaus ir pagrindo sritis.

Modeliuojant ĮDT HICUM sutelktų elementų modelio pagalba naudojami šio modelio parametrai (priedas 1), aprašantys daugelį fizikinių reiškinių.

## 5 Įvairialyčių dvipolių tranzistorių bazės ir kolektoriaus srovių triukšmo šaltinių abipusė koreliacija

### 5.1 Dvipolio tranzistoriaus vidinių triukšmų aprašymas

Dvipolį tranzistorių galima nagrinėti kaip dviejų diodų sistemą, kurios  $pn$  sandūros charakteristikos aprašomos idealaus diodo lygtimi:

$$I = I_S \left[ \exp\left(\frac{qV}{nk_B T}\right) - 1 \right], \quad (5.1.1)$$

čia  $I$  yra idealaus diodo srovė,  $I_S$  yra idealaus diodo soties srovė.

Šiuo atveju bendrą srovę per sandūrą sudaro dvi priešingų kryptių: tiesioginė ( $I+I_S$ ) ir atgalinė  $-I_S$  srovės [76], tai reiškia, kad srovė  $I$  yra skirtumas srovių tekančių tiesiogine ir atbuline kryptimi. Kiekvieną šių sandų lydi šratinis triukšmas.  $I$  ir  $I_S$  yra funkcijos priklausančios nuo bazės matmenų, krūvininkų gyvavimo trukmės bei nuo galinčių difunduoti per medžiagos tūrį krūvininkų tankių.

Pagrindiniai fizikiniai procesai, atsakingi už idealiosios  $pn$  sandūros triukšmus, yra krūvininkų šiluminės fliktuacijos, šratinis triukšmas, generavimo-rekombinavimo procesai puslaidininkio tūryje ir rekombinacija nuskurdintajame sluoksnyje. Šalutinių krūvininkų srauto šiluminės fliktuacijos ir generavimo-rekombinavimo procesai puslaidininkio tūryje suardo šalutinių krūvininkų tankių pusiausvyrą ir sukelia difuzines sroves siekiančias šią pusiausvyrą atstatyti. Aprašant dvipolio tranzistoriaus triukšmus, kaip dviejų trumpų diodų sistemą, įskaitomas bazės kontakto vaidmuo. Visos emiterio sandūros nuskurdintojo sluoksnio rekombinacinės srovės nuteka į bazę ir neturi įtakos kolektoriaus srovei. Esant asimetrinei sandūrai ir vienetiniam slopinimo koeficientui šiam rekombinaciniam bazės

srovės sandui yra būdingos šratinio triukšmo tipo fliktuacijos [77]. Šiuolaikinių įvairialyčių dvipolių tranzistorių atveju, kai rekombinacija emiterio sandūros sluoksnyje yra nežymi, emiterio ir kolektoriaus srovių spektrinius triukšmo tankius bei jų abipusę koreliaciją galima aprašyti lygtimis [78]:

$$S_{I_c}(\omega) = 2qI_C; \quad (5.1.2)$$

$$S_{I_e}(\omega) = 4qI_e \left( \frac{G_e}{G_{e0}} - \frac{1}{2} \right) - 4qI_{br} \left( \frac{G_e}{G_{e0}} - 1 \right); \quad (5.1.3)$$

$$S_{ce}(\omega) = 2qI_C \frac{\alpha_s}{\alpha_{s0}} \frac{Y_e}{G_{e0}}, \quad (5.1.4)$$

čia  $S_{I_c}(\omega)$  ir  $S_{I_e}(\omega)$  yra kolektoriaus ir emiterio srovių fliktuacijų spektriniai tankiai,  $S_{ce}(\omega)$  – jų abipusės koreliacijos spektrinio tankio sandas,  $G_e$  – emiterio sandūros laidis,  $G_{e0}$  – yra žemadažnė  $G_e$  reikšmė,  $I_{br}$  – bazės rekombinacinė srovė,  $Y_e$  – emiterio pilnutinis laidis,  $\alpha_s$  – koeficientas nusakantis emiterio ir kolektoriaus kintamų srovių santykį ir  $\alpha_{s0}$  – žemadažnė  $\alpha_s$  reikšmė. Šiuolaikiniai aukštadažniai įvairialyčiai dvipoliai tranzistoriai, turintys siaurą bazės sluoksnį ( $w_b < 90\text{nm}$ ) ir dėl netolygaus legiravimo susikuriantį, elektronus greitinantį, vidinį lauką, pasižymi nereikšminga rekombinacija bazės sluoksnyje. Remiantis šiuo teiginiu galima atmesti rekombinacinės srovės  $I_{br}$  narį (5.1.3) lygtyje:

$$S_{I_e}(\omega) = 4qI_e \left( \frac{G_e}{G_{e0}} - \frac{1}{2} \right). \quad (5.1.5)$$

Esant mažiems dažniams, kai  $G_e \cong G_{e0}$ ,  $\alpha_s = \alpha_{s0}$ , supaprastėja (5.1.5) ir (5.1.4) lygtys:

$$S_{I_e}(\omega) = 2qI_e; \quad (5.1.6)$$

$$S_{ce}(\omega) = 2qI_C. \quad (5.1.7)$$



Šiuo atveju prie mažų dažnių emiterio ir kolektoriaus šratinio triukšmo šaltiniai yra stipriai koreliuojantys, kas leidžia aprašyti bazės srovės fliktuacijų spektrinius tankius, kaip atsaką į tekančią emiterio ir bazės srityje kolektoriaus srovę:

$$S_{leb}(\omega) = S_{le}(\omega) + S_{lc}(\omega) - 2\Re\{S_{ce}(\omega)\}, \quad (5.1.8)$$

čia  $S_{leb}$  – emiterio-bazės srovės fliktuacijų spektrinis tankis. Bendru atveju bazės srovės fliktuacijų spektrinis tankis turi pavidalą:

$$S_{lb}(\omega) = 2qI_C \left[ \frac{1}{\beta_0} + \frac{2G_e - (\alpha_s Y_e + \alpha_s^* Y_e^*)}{G_{e0} \alpha_{s0}} - \frac{2(1 - \alpha_{s0})}{\alpha_{s0}} \right], \quad (5.1.9)$$

čia  $\beta_0 = I_C / I_B$  – kolektoriaus ir bazės nuolatinių srovių santykis (apimantis ir rekombinacines sroves). Esant mažiems dažniams, kai  $Y_e \cong Y_{e0}$ ,  $\alpha_s = \alpha_{s0}$ , (5.1.9) lygties išraiška supaprastėja ir tampa nuo dažnio nepriklausanti:

$$S_{lb}(\omega) = 2qI_C. \quad (5.1.10)$$

Kolektoriaus ir bazės srovių abipusės koreliacijos išraiška gaunama tokiu pat būdu kaip ir (5.1.8):

$$S_{cb}(\omega) = S_{ce}(\omega) - S_{lc}(\omega). \quad (5.1.11)$$

Pasinaudojus lygtimis (5.1.2) ir (5.1.4) gauname:

$$S_{cb}(\omega) = 2qI_C \frac{\alpha_s Y_e}{\alpha_{s0} G_{e0}} - 2qI_C = 2qI_C \left[ 1 - \frac{\alpha_s Y_e}{\alpha_{s0} G_{e0}} \right]. \quad (5.1.12)$$

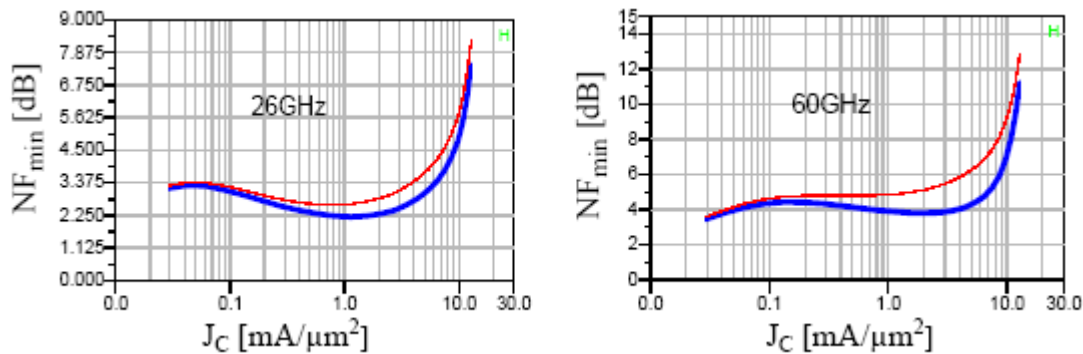
Tranzistorių sutelktų elementų modeliai, operuojantys vien tik srovėmis ir krūvių pasiskirstymais, aprašo priklausančius nuo dažnio efektus naudojant tik pirmos eilės skleidimo narius [5]. Pritaikius  $\alpha_s Y_e$  Teiloro eilutės skleidimą ir apsiribojus šio skleidimo pirmos eilės nariais (5.1.12) lygtis įgyja pavidalą:

$$S_{cb}(\omega) = 2qI_C \left[ 1 - \frac{\alpha_s G_{e0} \left( 1 - \frac{j\omega\tau_F}{3} \right)}{\alpha_{s0} G_{e0}} \right] \cong 2qI_C \left( 1 - \frac{j\omega\tau_F}{3} \right). \quad (5.1.13)$$

Tranzistoriaus pernašos delsa  $\tau_F$  difuzinio tranzistoriaus atveju siejama su šalutinių krūvininkų difuzija, kuri aprašoma lygtimi  $\tau_B = w_b^2 / 2D$ , čia  $w_b$  – bazės storis,  $D$  – šalutinių krūvininkų difuzijos koeficientas. Šiuolaikiniuose įvairialyčiuose tranzistoriuose į krūvininkų pernašą labiau įtakoja jų dreifas negu difuzija. Nors įvairialyčio tranzistoriaus atveju pernaša yra kitokio pobūdžio, įvedus atitinkamas  $\tau_F$  pataisas, (5.1.13) lygtis, atsakinga už abipusę koreliaciją, taikytina ir šiems tranzistoriams.

Eilė dvipolio tranzistoriaus triukšmo modelių naudoja [6–11] artėjimą  $e^x \approx 1+x$  delšai  $\tau_F$  išreikšti:

$$S_{cb}(\omega) = 2qI_C \left( 1 - \frac{j\omega\tau_F}{3} \right) \cong 2qI_C \left( e^{\frac{j\omega\tau_F}{3}} - 1 \right). \quad (5.1.14)$$

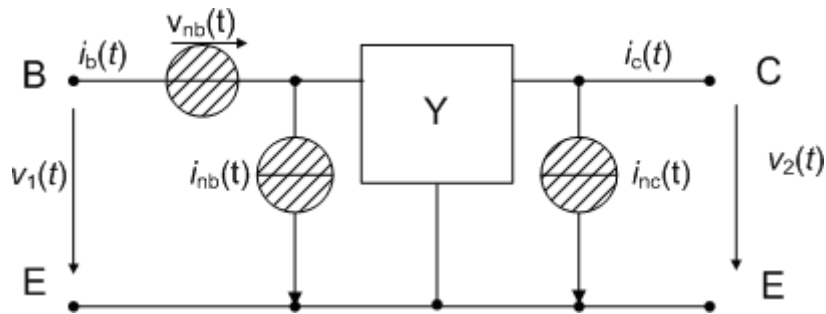


5.1.1 pav. Minimalaus triukšmo rodiklis  $NF_{\min}$  modeliavimas su analitiniu triukšmo modeliu prie dviejų dažnių nuo kolektoriaus srovės tankio  $J_C$ . Panaudota lygtis (5.1.13) – plona kreivė ir (5.1.14) – stora kreivė

Lyginant aproksimuotos (5.1.14) lygties ir pirminės (5.1.13) lygties minimalaus triukšmo rodiklio rezultatus (5.1.1 pav.), akivaizdžiai didėja šios lygties paklaidos didesniems dažniams ir srovės tankiams. Tai parodo pagrindinę triukšmo modelių lemiamą klaidą, dėl kurios ribojamas (5.1.13) lygties naudojimas aukštadažnių triukšmo šaltinių abipusės koreliacijos aprašymui.

## 5.2 Dvipolio tranzistoriaus triukšmo modeliai

Daugeliu dvipolių tranzistorių atveju, jiems esant bendro emiterio jungimo schemoje, sutelktų elementų triukšmo modeliai aprašomi tranzistorių vaizduojant netriukšminiu keturpoliu su  $v_{nb}$ ,  $i_{nb}$ ,  $i_{nc}$  triukšmo šaltiniais (5.2.1 pav.).



5.2.1 pav. Triukšmo šaltiniai netriukšminio keturpolio dvipolio tranzistoriaus bendro emiterio jungimo schemoje. (adaptuotas [10])

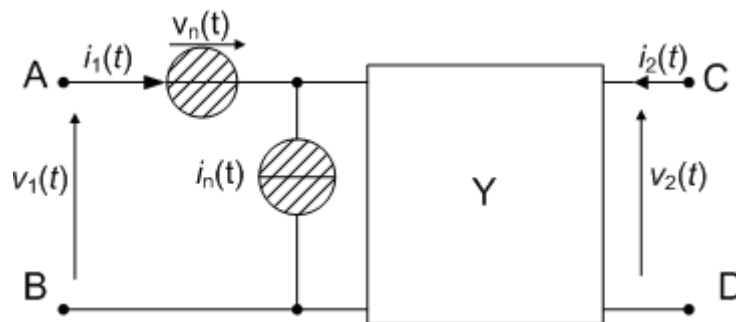
Lentelėje 5.2.1 pateikti kelių autorių dvipolio tranzistoriaus triukšmo modeliai [8, 10, 12–14] straipsnių spausdinimo tvarka. Šiluminiam triukšmui aprašyti [8, 10, 13] modeliai naudoja atskirą triukšmo šaltinį, kurio fliktuacijų spektrinį tankį aprašo Naikvisto lygtis. Naikvisto lygtyje pagrindinis kintamasis yra bazės-emiterio srities varža. Jei ši varža silpnai priklauso nuo dažnio, šiluminį triukšmą galime aprašyti kaip baltąjį. Tačiau bazės emiterio srities varža yra kompleksinis, stipriai priklausantis nuo dažnio dydis [11]. Kiti modeliai [12, 14] šiluminį triukšmą išreiškia per *Y-parametrus* kaip papildomus bazės ir kolektoriaus srovių spektrinių tankių sandus. Tai leidžia tiksliau aprašyti šiluminio triukšmo dažnines priklausomybes.

Lentelė 5.2.1. Dvipolio tranzistoriaus triukšmo modelių triukšmų šaltinių palyginimas

	modelis [12]	modelis [13]	modelis [8]	modelis [10]	modelis [14]
$\langle v_{nb}^2 \rangle$	0	$4kTR_{be}$	$4kTR_{b2}$	$4kTR_{be}$	0
$\langle i_{nb}^2 \rangle$	$4kT \operatorname{Re}\{Y_{11}\} + 2qI_b$	$2qI_b$	$2q(I_b +  1 - e^{-j\omega\tau} ^2 I_c)$	$2qI_b + 2qI_c - 4qI_c \operatorname{Re}\{e^{j\omega\tau}\}$	$4kT \operatorname{Re}\{Y_{11}\} + 2qI_b$
$\langle i_{nc}^2 \rangle$	$4kT \operatorname{Re}\{Y_{22}\} + 2qI_c$	$2qI_c$	$2qI_c$	$2qI_c$	$4kT \operatorname{Re}\{Y_{22}\} + 2qI_c$
$\langle i_{nb}^* i_{nc} \rangle$	0	0	$2qI_c(e^{-j\omega\tau} - 1)$	$2qI_c(e^{-j\omega\tau} - 1)$	$2qI_c(e^{-j\omega\tau} - 1)$

Vienas iš esminių dvipolio tranzistoriaus triukšmo modelių skirtumų yra tai, kaip aprašoma triukšmo šaltinių  $i_{nb}$ ,  $i_{nc}$  koreliacija, išreiškiant ją šratinio triukšmo lygtimi ir atsižvelgus į emiterio elektronų srovės delną (lentelė 5.2.1).

Dvipoliai įvairialyčiai tranzistoriai naudojami integriniuose grandynuose ir jų triukšmo parametrai priklauso nuo optimalaus šaltinio pilnutinio laidžio parinkimo (grandinės suderinimo) (3.2.11). Dėl šios priežasties korektiškam triukšmo parametru aprašymui būtina visus triukšmo šaltinius transformuoti į keturpolio įėjimą.



5.2.2. pav. Netriukšminis keturpolis su triukšmo šaltiniais įėjime

Triukšmo parametrus nusakyti naudojama (5.2.2 pav.) grandinė su triukšmo įtampos  $v_n$  ir srovės  $i_n$  šaltiniais bei įtaisą charakterizuojančiu netriukšminiu keturpoliu. Fizikiniais efektais pagrįsti  $v_{nb}$ ,  $i_{nb}$ ,  $i_{nc}$  triukšmo šaltiniai transformuojami į įėjime esančius  $v_n$  ir  $i_n$  triukšmų šaltinius naudojant sąryšius:

$$\langle v_n^2 \rangle = \frac{\langle i_c^2 \rangle}{|Y_{21}|^2} + \langle v_b^2 \rangle; \quad (5.2.1)$$

$$\langle i_n^2 \rangle = \langle i_b^2 \rangle + \frac{\langle i_c^2 \rangle}{|h_{21}|^2} - 2\Re e \left( \frac{\langle i_b^* i_c \rangle}{h_{21}} \right); \quad (5.2.2)$$

$$\langle v_n i_n^* \rangle = \frac{\langle i_c^2 \rangle}{|Y_{21}|^2} Y_{11}^* - \frac{\langle i_b^* i_c \rangle}{Y_{21}}, \quad (5.2.3)$$

čia,  $h_{21} = Y_{21}/Y_{11}$ .

Keturpolio tris pagrindinius triukšmo parametrus: minimalų triukšmo faktorių  $F_{\min}$ , optimalų šaltinio pilnutinį laidį  $Y_{S,opt}$  ir triukšmo varžą  $R_n$  galima apibrėžti per fiziškai nepriklausomus triukšmo šaltinius nusakančias funkcijas  $\langle v_n^2 \rangle$ ,  $\langle i_n^2 \rangle$  ir  $\langle v_n i_n^* \rangle$  [6,10]:

$$F_{\min} = 1 + 2 \left( C_r + \sqrt{R_n G_n - C_i^2} \right), \quad (5.2.4)$$

$$Y_{S,opt} = G_{S,opt} + jB_{S,opt}, \quad (5.2.5)$$

$$G_{S,opt} = \sqrt{\frac{G_n}{R_n} - \left( \frac{C_i}{R_n} \right)^2}, \quad (5.2.6)$$

$$B_{S,opt} = \frac{C_i}{R_n}, \quad (5.2.7)$$

$$R_n = \frac{\langle v_n^2 \rangle}{4kT\Delta f}, \quad (5.2.8)$$

čia  $G_{S,opt}$  ir  $B_{S,opt}$  yra optimalaus šaltinio pilnutinio laidžio realioji ir menamoji dalys,  $G_n$  – ekvivalentinis triukšmo laidis,  $C_r$  ir  $C_i$  – ekvivalenčio triukšmo šaltinių koreliacijos koeficiento realioji ir menama dalys.

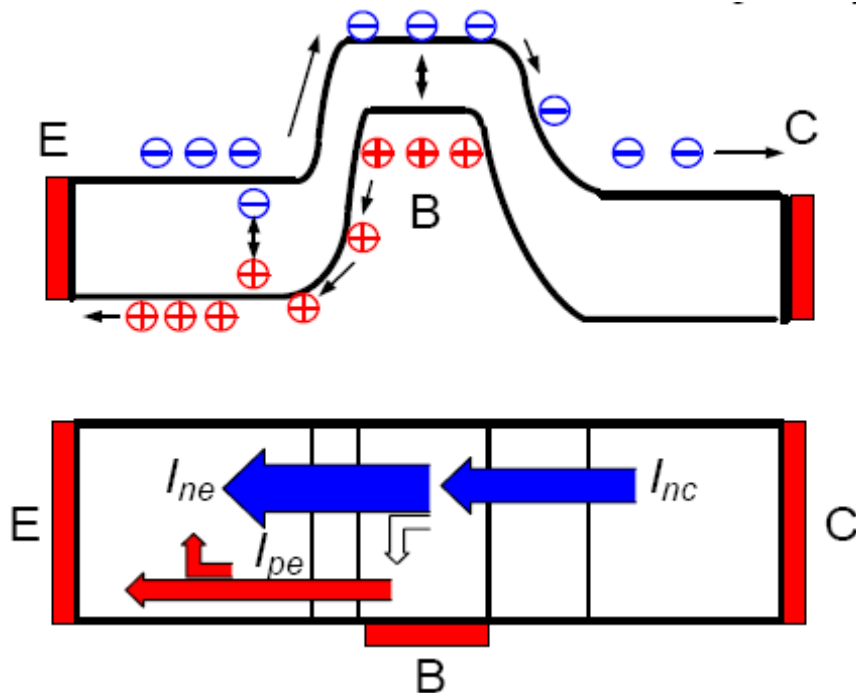
$$G_n = \frac{\langle i_n^2 \rangle}{4kT\Delta f}, \quad (5.2.9)$$

$$C_r = \frac{\Re \langle v_n i_n^* \rangle}{4kT\Delta f}, \quad (5.2.10)$$

$$C_i = \frac{\Im \langle v_n i_n^* \rangle}{4kT\Delta f}. \quad (5.2.11)$$

### 5.3 Bendros bazės ir bendro emiterio jungimo schemų dvipolių tranzistorių triukšmų aprašymas

Pagrindinius šiuolaikinių įvairialyčių tranzistorių krūvininkų srautus ir sroves sudaro elektronų iš emiterio į kolektorių ir skylių iš bazės į emiterį srautai su daline rekombinacija bazėje ir emiteryje. Rekombinaciniai reiškiniai sukuria nežymias rekombinacines sroves ir praktiškai į jas galima neatsižvelgti nagrinėjant įvairialyčių tranzistorių. Emiterio šratinis triukšmas siejamas su elektronų srauto perturbacija emiterio-bazės *pn* sandūroje [10, 76]. Kadangi šalutinių krūvininkų rekombinacija bazėje nežymi, todėl galime teigti, kad už kolektoriaus srovės šratinį triukšmą atsakingi tie patys emiterio elektronai, kurie pasiekia kolektorių su tam tikra delsa.



5.3.1. pav. Srovių, tekančių per dvipolį tranzistorių, pagrindiniai sandai

Remiantis šiomis prielaidomis galima apibrėžti kolektoriaus srovę kaip emiterio elektronų srovę su delsa  $\tau$ :

$$I_c = I_{nc} = I_{ne} e^{-j\omega\tau}. \quad (5.3.1)$$

Šiuo atveju kolektoriaus triukšmas apskaičiuojamas pagal:

$$\langle i_c^2 \rangle = \langle i_{nc} i_{nc}^* \rangle = i_{ne} e^{-j\omega t} \cdot i_{ne} e^{j\omega t} = \langle i_{ne} i_{ne}^* \rangle = 2qI_c \Delta f. \quad (5.3.2)$$

Bendrą emiterio triukšmą sudaro elektronų, judančių iš emiterio į bazę, ir skylių, judančių iš bazės į emiterį, šratiniai triukšmai:

$$\langle i_e^2 \rangle = \langle i_{ne} i_{ne}^* \rangle + \langle i_{pe} i_{pe}^* \rangle = 2qI_e \Delta f. \quad (5.3.3)$$

Emiterio ir kolektoriaus srovės sudaro bendras elektronų srautas ir todėl šios srovės yra koreliuotos. Emiterio ir kolektoriaus triukšmų abipusę koreliaciją galima apibrėžti kaip signalo sąveiką su tuo pačiu uždelstu signalu:

$$\langle i_c i_e^* \rangle = \langle i_{ne} i_{nc}^* \rangle = i_{ne} \cdot i_{ne} e^{j\omega t} = 2qI_c e^{j\omega t} \Delta f \quad (5.3.4)$$

Dažniausiai dvipoliams tranzistoriams naudojama bendro emiterio jungimo schema, kurioje tranzistorius charakterizuojamas naudojant bazės ir kolektoriaus srovės (bendros bazės jungime – naudojant emiterio ir kolektoriaus srovės). Aprašant dvipolį tranzistorių bendro emiterio jungime galima pasinaudoti bendros bazės jungimo aprašančiomis triukšmą lygtimis ((5.3.2), (5.3.3), (5.3.4)) išreiškiant bazės srovės fliktuacijas ir jos abipusę koreliaciją su kolektoriaus srove:

$$\begin{aligned} \langle i_b^2 \rangle &= \langle i_b i_b^* \rangle = \langle (i_e - i_c)(i_e - i_c)^* \rangle = \\ &= \langle i_e i_e^* \rangle + \langle i_c i_c^* \rangle - 2\Re\{\langle i_c i_e^* \rangle\}; \end{aligned} \quad (5.3.5)$$

$$\langle i_b^* i_c \rangle = \langle (i_e - i_c)^* i_c \rangle = \langle i_c^* i_e \rangle - \langle i_b^* i_c \rangle. \quad (5.3.6)$$

Dvipolio tranzistoriaus bendro emiterio jungimo schemoje triukšmo modelio pagrindą sudaro šios lygtys:

$$\langle i_c i_c^* \rangle = 2qI_c \Delta f; \quad (5.3.7)$$

$$\begin{aligned} \langle i_b i_b^* \rangle &= 2qI_e \Delta f + 2qI_c \Delta f - 4qI_c \Re\{e^{j\omega\tau}\} \Delta f = \\ &= 2qI_b \Delta f + 4qI_c (1 - \Re\{e^{j\omega\tau}\}) \Delta f; \quad (5.3.8) \end{aligned}$$

$$\langle i_b i_c^* \rangle = 2qI_c e^{-j\omega\tau} \Delta f - 2qI_c \Delta f = 2qI_c (e^{-j\omega\tau} - 1) \Delta f, \quad (5.3.9)$$

Aprašant dvipolio tranzistoriaus triukšmus bendro emiterio jungimo schemeje reikia turėti omeny, kad bazės ir kolektoriaus srovių abipusės koreliacijos išraiška (5.3.9) neturi fizikinio pagrindo, o tik išvestinis iš emiterio ir kolektoriaus srovių koreliacijos dydis. Skylių ir elektronų srovių fliktuacijos, šiuo atveju atitinkamai bazės ir kolektoriaus srovių, yra visiškai skirtingų fizikinių procesų padariniai ir jos neturi sąveikauti. Tačiau tai teisinga tik atviram tranzistoriui, o esant uždaroje ar stiprinimo jungimo būsenoje būtina atsižvelgti į bazės ir kolektoriaus srovių koreliaciją. Dėl šratinio triukšmo šaltinių abipusės koreliacijos mažėja triukšmo faktoriaus vertės praktiniame srovių ir dažnių ruože ( $f < f_T$ ). Aukštesniuose dažniuose šis efektas stiprėja. Bazės ir kolektoriaus srovių abipusės koreliacijos efekto stipris priklauso nuo bazės pernašos laiko ir pereigos laidžio pokyčio aukštuose dažniuose. Remiantis tokiais samprotavimais galima teigti, kad su kolektoriaus srove koreliuoja tik bazės srovės dinaminis sandas (priklausantis nuo dažnio), bet ne bazės srovės statinis sandas [31]. Bazės srovės dinaminis sandas yra kompleksinis dydis, stipriai priklausantis nuo tranzistoriaus talpų, todėl bazės ir kolektoriaus šratinio triukšmo šaltinių abipusė koreliacija priklauso nuo tranzistoriaus technologijos.

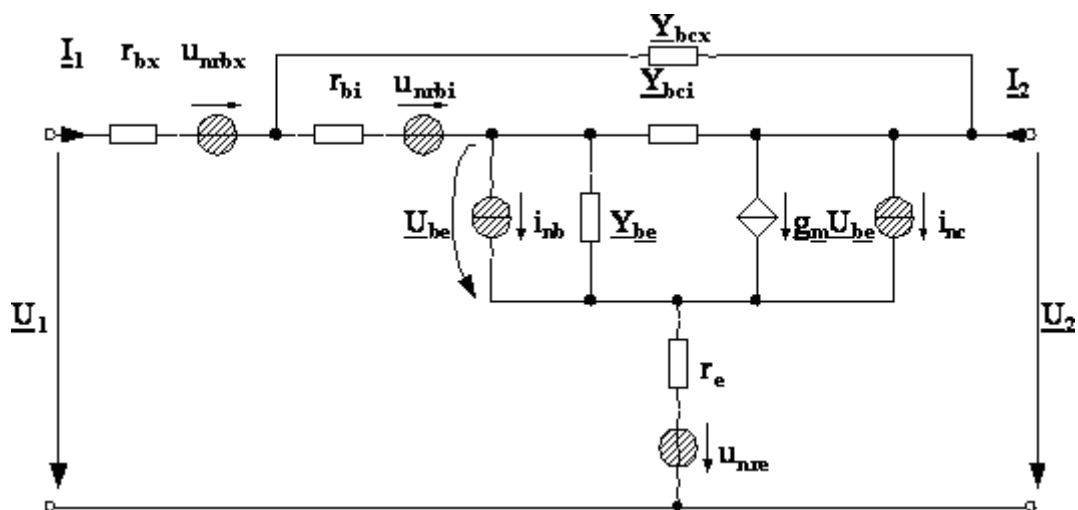
## 5.4 Bendro emiterio jungimo schemas dvipolio tranzistoriaus analitinis triukšmo modelis

Pagrindinis naudojamas šiame darbe triukšmo modelis yra analitinis triukšmo modelis [P5]. Pagal triukšmo teoriją, sukurta H.Rothe'o ir išplėstą W.Dalke'o [60], triukšmo parametrai (minimalus triukšmo rodiklis  $NF_{\min}$ , triukšmo varža  $R_n$ , optimalus šaltinio laidis  $G_n$ ) apskaičiuojami naudojant keturpolio pakopų sudarymo metodiką, pernešant triukšmo šaltinius į schemas



įėjimą. Supaprastintos T ekvivalentinės schemos, grindžiamos „injekcijos“ modelio artiniu, netinka šiuolaikinių aukštadažnių tranzistorių, kuriuose rekombinacija bazėje yra nežymi, aprašymui. Šiuo atveju yra geriau naudotis  $\pi$  ekvivalentinių schemų arba „pernašos“ modelio artiniais. „Injekcijos“ modeliai apibrėžia emiterio srovę kaip nepriklausomą kintamąjį, o tai apsunkina krūvio pasiskirstymo aprašymą [79]. Tai viena iš priežasčių, kodėl grandinių modeliavimo ir paskutiniai šiuo metu sukurti analitiniai metodai naudoja  $\pi$  ekvivalentines schemas arba „pernašos“ modelio artinius.

Dvipolio tranzistoriaus triukšmo savybės aukštuose dažniuose yra kitokio pobūdžio negu žemadažnėje srityje ir šių savybių esminis skiriamasis požymis yra didesnė emiterio ir kolektoriaus srovių triukšmo šaltinių abipusės koreliacijos efekto įtaka [6, 7, 8, 10, 11, 14, 77, 78, 80]. Įvairialyčių dvipolių tranzistorių atveju įėjimo ir išėjimo triukšmo šaltinių koreliacija tampa reikšminga dažniuose  $\sim 1/10$  nuo didžiausios  $f_T$  vertės. Analitinių triukšmo parametrų išraiškoms išvesti naudojama mišrioji dvipolio tranzistoriaus ekvivalentinė schema, turinti  $\pi$  ir T ekvivalentinėms grandinėms būdingus elementus [6, 12] (5.4.1. pav.), kurie atsižvelgia į perkeltą į keturpolio įėjimą triukšmo šaltinius aprašančių lygčių K. Aufingerio pataisas [81].



5.4.1. pav. Mišrioji dvipolio tranzistoriaus mažasignalė  $\pi$  ekvivalentinė schema. (Iš [P5])

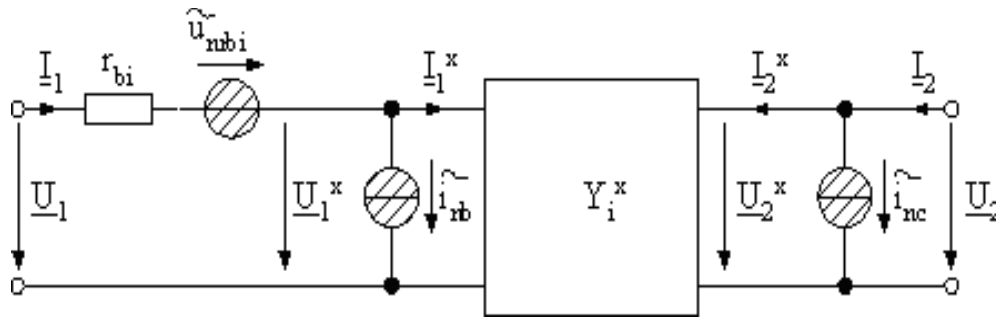
Modeliuojant šiuolaikinius dvipolius tranzistorius ir naudojant mažasignalę ekvivalentinę grandinę svarbu atsižvelgti ne tik į vidinius grandinės elementus (pvz. vidinė bazės varža  $r_{bi}$ , bazės-emiterio sandūros talpa  $C_{be}$ , bazės-kolektoriaus sandūros vidinė talpa  $C_{bci}$ , pereigos laidis  $g_m$ ), bet ir į dėl mažėjančių tranzistoriaus matmenų didesnę įtaką jo charakteristikoms turinčius periferinius elementus (pvz. bazės periferinė varža  $r_{bx}$ , bazės-kolektoriaus sandūros periferinė talpa  $C_{bcx}$ , emiterio varža  $r_e$ ) (5.4.1. pav.).

$p$ - $n$  sandūros triukšmų fizikinis mechanizmas yra susijęs su šiluminėmis krūvininkų srauto fliktuacijomis. Triukšmo šaltiniai  $i_{nb}$  ir  $i_{nc}$  pavaizduoti (5.4.1. pav.) yra tarpusavyje koreliuojantys. Triukšmo šaltinių koreliaciją labai aukštuose dažniuose, kai  $f > f_T/2$ , sukelia krūvininkų pernašos delsos efektas. Tuo tarpu dažniuose  $f < f_T/2$  triukšmo šaltinių koreliacija tampa nereikšminga. Bazės-kolektoriaus srovių abipusės koreliacijos spektrinis tankis apibrėžiamas [77]:

$$S_{CB} = 2qI_C \left( jw \frac{\tau_b}{3} \right), \quad (5.4.1)$$

čia  $\tau_b$  – šalutinių krūvininkų difuzijos į bazę delsa.

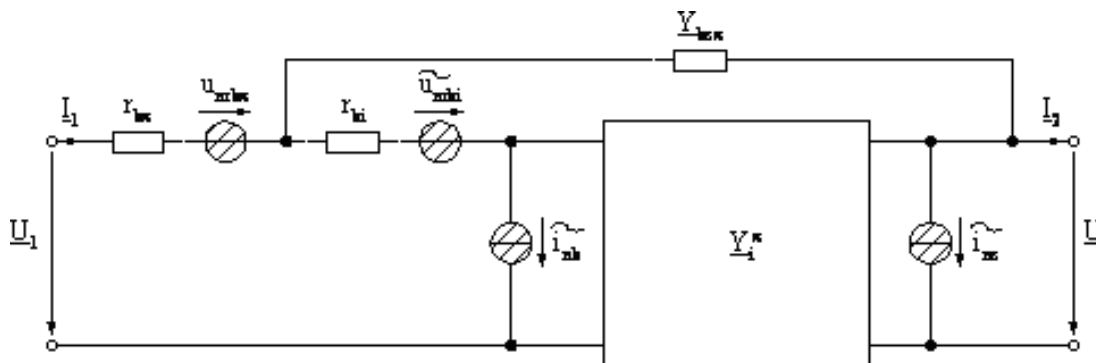
Ruošiant ekvivalentinę grandinę dvipolio tranzistoriaus modeliavimui sudaromos netriukšminio keturpolio spektrinių tankių  $S_{un}$ ,  $S_{in}$ ,  $S_{uin}$ ,  $(S_{uin})^*$  lygtys. Tam tikslui ekvivalentinės grandinės (5.4.1. pav.) triukšmo šaltiniai turi būti perkelti į keturpolio įėjimą ir išėjimą, t. y. į patogią triukšmo parametrus ( $R_n$ ,  $F_{min}$ ,  $Y_{Smin}$ ) apskaičiuoti formą. Spektrinių tankių skaičiavimai vykdomi keliais etapais. Iš pradžių ekvivalentinė grandinė išskaidoma į kelias dalis ir apskaičiuojami vidiniai triukšmo srovės šaltiniai  $i_{nb}$ ,  $i_{nc}$  ir vidiniai grandinės elementai, priklausantys nuo parametrų  $i_{nb}$ ,  $i_{nc}$ ,  $Y_{be}$ ,  $Y_{bci}$ ,  $g_m$ ,  $r_e$ . Triukšmo šaltinis  $u_{nre}$  transformuojamas į keturpolio įėjimą ir išėjimą.



5.4.2. pav. Modifikuota dvipolio tranzistoriaus mažasignalė  $\pi$  ekvivalentinė schema

Sekančiame veiksmo priėmimo triukšmo šaltinio pridedama vidinė bazės varža  $r_{bi}$  su jos triukšmo įtampos šaltiniu. Prie vidinio bazės varžos triukšmo įtampos šaltinio  $u_{nrbi}$  pridedamas transformuotas emiterio varžos triukšmo įtampos šaltinis  $u_{nre}$ . Gautą transformacijų rezultatą rodo (5.4.2. pav.).

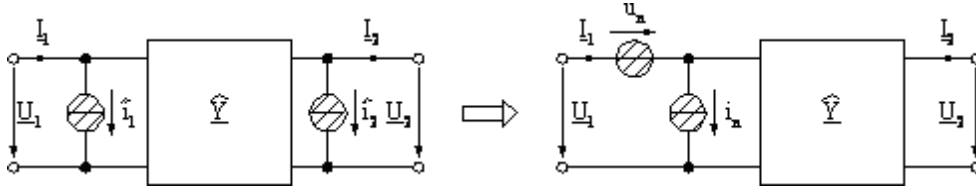
Taip gauto netriukšminio keturpolio triukšmo šaltiniai gali būti apibrėžti įėjimo  $\tilde{i}_1$  ir išėjimo  $\tilde{i}_2$  triukšmo šaltiniais. Ekvivalentinė schema (5.4.2. pav.) yra apibrėžtas vidinis tranzistorius ir, sekančiu žingsniu, galima prijungti prie jos grandinės periferinius elementus  $Y_{bcx}$  ir  $r_{bx}$  (5.4.3. pav.).



5.4.3 pav. Modifikuota dvipolio tranzistoriaus mažasignalė  $\pi$  ekvivalentinė schema (5.4.2 pav.) su prijungtais periferiniais elementais

Taip sudarytos ekvivalentinės grandinės elementus (5.4.3 pav.) galima sutraukti ir pačią ekvivalentinę grandinę netriukšminiu keturpoliu įėjimo  $\tilde{i}_1$  ir išėjimo  $\tilde{i}_2$  triukšmo šaltiniais (5.4.4. pav., kairė). Tačiau toks triukšmo šaltinių

išsidėstymas nepatogus spektrinio tankio skaičiavimui ir todėl triukšmo šaltiniai transformuojami į įėjimą (5.4.4. pav. dešinė).



5.4.4. pav. Modifikuoto dvipolio tranzistoriaus mažasignalės  $\pi$  ekvivalentinės schemos triukšmo šaltinių transformavimas į įėjimą

Modeliuojant triukšmo parametrus, iš pradžių yra svarbu atsižvelgti į gaunamas spektrinių tankių išraiškas:

$$S_{u_n} = \frac{1}{|\hat{Y}_{21}|^2} S_{i_2} + r_{bx}^2 S_{i_1} + 4kTr_{bx} - 2r_{bx} \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{\hat{Y}_{21}^*} S_{i_1 i_2} \right\}; \quad (5.4.2)$$

$$S_{i_n} = S_{i_1} + \left| \frac{\hat{Y}_{11}}{\hat{Y}_{21}} \right| S_{i_2} - 2 \operatorname{Re} \left\{ \frac{\hat{Y}_{11}}{\hat{Y}_{21}} S_{i_1 i_2} \right\}; \quad (5.4.3)$$

$$S_{i_n u_n} = r_{bx} S_{i_1} + \frac{\hat{Y}_{11}}{|\hat{Y}_{21}|^2} S_{i_2} - \frac{1}{\hat{Y}_{21}^*} S_{i_1 i_2} - r_{bx} \frac{\hat{Y}_{11}}{\hat{Y}_{21}} S_{i_1 i_2}, \quad (5.4.4)$$

čia  $r_{bx}$  – bazės periferinė varža. Spektriniai tankiai  $S_{i1}$ ,  $S_{i2}$ ,  $S_{i1i2}$  ir  $(S_{i1i2})^*$  yra:

$$S_{i_1} = |1 - r_{bi} \tilde{Y}_{11}|^2 S_{\tilde{i}_b} + |\tilde{Y}_{11}|^2 S_{\tilde{u}_{rbi}}; \quad (5.4.5)$$

$$S_{i_2} = S_{\tilde{i}_c} + r_{bi}^2 |\tilde{Y}_{21}|^2 S_{\tilde{i}_b} - 2r_{bi} \operatorname{Re} \left\{ \tilde{Y}_{21} S_{\tilde{i}_b \tilde{i}_c} \right\} + |\tilde{Y}_{21}|^2 S_{\tilde{u}_{rbi}}; \quad (5.4.6)$$

$$S_{i_1 i_2} = (1 - r_{bi} \tilde{Y}_{11}) S_{\tilde{i}_b \tilde{i}_c} - r_{bi} (1 - r_{bi} \tilde{Y}_{11}) \tilde{Y}_{21}^* S_{\tilde{i}_b} + \tilde{Y}_{11} \tilde{Y}_{21}^* S_{\tilde{u}_{rbi}}; \quad (5.4.7)$$

$$S_{i_1 i_2} = (1 - r_{bi} \tilde{Y}_{11}) S_{\tilde{i}_b \tilde{i}_c} - r_{bi} (1 - r_{bi} \tilde{Y}_{11}) \tilde{Y}_{21}^* S_{\tilde{i}_b} + \tilde{Y}_{11} \tilde{Y}_{21}^* S_{\tilde{u}_{rbi}}; \quad (5.4.8)$$

$$S_{i_2 i_1} = (1 - r_{bi} \tilde{Y}_{11})^* S_{\tilde{i}_c \tilde{i}_b} - r_{bi} (1 - r_{bi} \tilde{Y}_{11})^* \tilde{Y}_{21} S_{\tilde{i}_b} + \tilde{Y}_{11}^* \tilde{Y}_{21} S_{\tilde{u}_{rbi}}; \quad (5.4.9)$$

čia  $r_{bi}$  – vidinė bazės varža. Modifikuoti spektriniai tankiai  $S_{\tilde{i}_b}$ ,  $S_{\tilde{i}_c}$ ,  $S_{\tilde{i}_b\tilde{i}_c}$  ir  $S_{\tilde{i}_c\tilde{i}_b}$  turės išraiškas:

$$S_{\tilde{i}_b} = |A|^2 S_{i_b} + |B|^2 S_{i_c} + 2\text{Re}\{AB^* S_{i_b i_c}\}; \quad (5.4.10)$$

$$S_{\tilde{i}_c} = |C|^2 S_{i_c} + |D|^2 S_{i_b} + 2\text{Re}\{CD^* S_{i_c i_b}\}; \quad (5.4.11)$$

$$S_{\tilde{i}_b\tilde{i}_c} = AC^* S_{i_b i_c} + AD^* S_{i_b} + BC^* S_{i_c} + BD^* S_{i_c i_b}; \quad (5.4.12)$$

$$S_{\tilde{i}_c\tilde{i}_b} = A^* CS_{i_b i_c} + A^* DS_{i_b} + B^* CS_{i_c} + B^* DS_{i_c i_b}. \quad (5.4.13)$$

Koeficientai  $A, B, C$  ir  $D$  priklauso nuo emiterio varžos  $r_e$  ir bazės – kolektoriaus sandūros talpos:

$$A = 1 - r_e(Y_{11}^x - Y_{bci}), \quad B = -r_e(Y_{11}^x - Y_{bci}); \quad (5.4.14)$$

$$C = 1 - r_e(Y_{21}^x + Y_{bci}), \quad D = -r_e(Y_{21}^x + Y_{bci}). \quad (5.4.15)$$

Bazės ir kolektoriaus srovės šratinių triukšmų bei jų abipusės koreliacijos spektriniai tankiai, emiterio ir vidinės bazės varžos šiluminis spektrinis triukšmo tankis išreiškiami:

$$S_{i_b} = 2qI_B; \quad (5.4.16)$$

$$S_{i_c} = 2qI_C; \quad (5.4.17)$$

$$S_{\tilde{i}_{rbi}} = 4kT(r_{bi} + r_e); \quad (5.4.18)$$

$$S_{i_c i_b} = 2qI_C(e^{-j\omega\tau_n} - 1); \quad (5.4.19)$$

$$S_{i_b i_c} = 2qI_C(e^{j\omega\tau_n} - 1). \quad (5.4.20)$$

$Y$ -parametrai susiję tarpusavio ryšiais:

$$\hat{Y}_{11} = \frac{\tilde{Y}_{11} + Y_{bcx}}{1 + r_{bx}(Y_{11} + Y_{bcx})}; \quad (5.4.21)$$

$$\hat{Y}_{21} = (\tilde{Y}_{21} - Y_{bcx})(1 - r_{bi}\hat{Y}_{11}); \quad (5.4.22)$$

$$\tilde{Y}_{11} = \frac{Y_{11}^x}{1 + r_{bi} Y_{11}^x}; \quad (5.4.23)$$

$$\tilde{Y}_{21} = Y_{21}^x (1 - r_{bi} \tilde{Y}_{11}); \quad (5.4.24)$$

$$Y_{11}^x = \frac{\tilde{Y}_{11}}{1 - r_{bi} \tilde{Y}_{11}}; \quad (5.4.25)$$

$$Y_{21}^x = \frac{\tilde{Y}_{21}}{1 - r_{bi} \tilde{Y}_{11}}; \quad (5.4.26)$$

$$Y_{be} = g_{be} + j\omega C_{be}; \quad (5.4.27)$$

$$Y_{bci} = j\omega C_{bci}; \quad (5.4.28)$$

$$Y_{bcx} = j\omega C_{bcx}, \quad (5.4.29)$$

čia  $C_{be}$ ,  $C_{bci}$ ,  $C_{bcx}$  – bazės-emiterio sandūros, bazės-kolektoriaus vidinės ir periferinės sandūrų talpos. Triukšmo delsa  $\tau_n$  dreifo-difuzijos teorijoje lygi 1/3 bazės pernašos delesai  $\tau_b$  [77,78]. Bazės delsa  $\tau_b$  apskaičiuojama:

$$\tau_b = \left( \frac{1}{2\pi f_T} \right) - \sum \frac{C_{Bv}}{g_m}; \quad (5.4.30)$$

$$\sum C_{Bv} = C_{COX} + C_{CEOX}, \quad (5.4.31)$$

čia  $C_{COX}$  – parazitinė talpa tarp bazės ir kolektoriaus,  $C_{CEOX}$  – parazitinė talpa tarp bazės ir emiterio.

HICUM sutelktų elementų modelio naudojamas pereigos laidis  $g_m$ :

$$g_m = \frac{Y_{be}(Y_{21}^x + Y_{bci})}{Y_{11}^x - Y_{bci}}; \quad (5.4.32)$$

$$Y_{be} = \frac{Y_{11}^x - Y_{bci}}{1 - r_e(Y_{11}^x + Y_{21}^x)}. \quad (5.4.33)$$

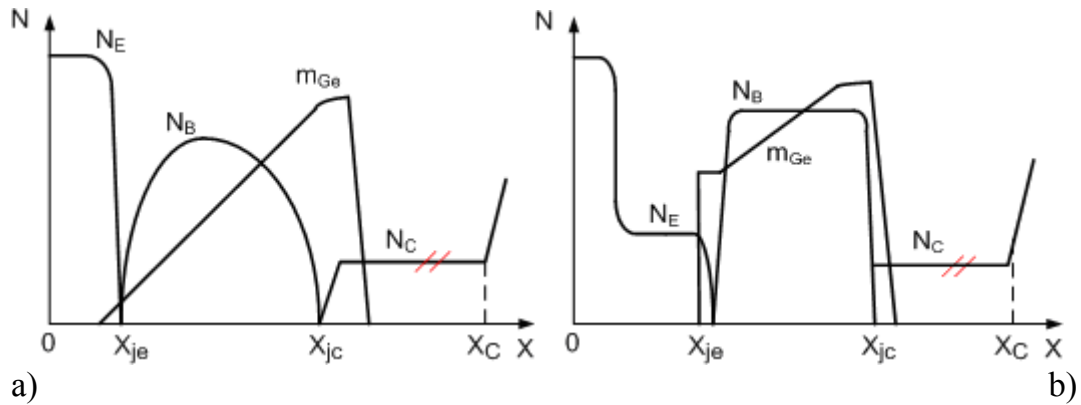
Tikslios dydžių  $r_{bx}$ ,  $r_e$ , reikšmės bei priklausomybės  $r_{bi}(J_C)$ ,  $C_{bcx}(J_C)$ ,  $C_{bci}(J_C)$  ir  $Y$ -parametru funkcijos  $y(J_C)$  gaunamos iš detalios IDT technologinių parametru analizės arba naudojant specialius matavimus parametru įvertinimui.

## 5.5 Eksperimentinis analitinis triukšmo modelio patikrinimas

Analitinis triukšmo modelis buvo tikrinamas naudojant 3 tipų įvairialyčius dvipolius tranzistorius:

- InGaP/GaAs stačiakampio formos emiterio IDT [82] su emiterio plotais  $A_{E0}[\mu\text{m}^2]=2,2*2,2; 2,2*4,4; 2,2*8,8; 2,2*22; 2,2*44$ .
- Įprastinio emiterio legiravimo IEL (angl. conventional emitter doping CED) 0,18  $\mu\text{m}$  BiCMOS technologijos SiGe IDT (5.5.1.a pav.), su emiterio plotu  $A_{E0}[\mu\text{m}^2]=0,2*10,16$  ir CBEB kontaktų konfigūracija (1 emiteris, 2 bazės ir 2 kolektorius) greitaveikiai tranzistoriai su ribiniu srovės stiprinimo dažniu  $f_T=150$  GHz esant  $V_{CE}=1,5$  V priešįtampiui [83,84].
- Silpno emiterio legiravimo SEL (angl. light emitter concentration LEC) SiGe2 technologijos IDT (5.5.1. pav.) [85–87], emiterio plotas –  $A_{E0}[\mu\text{m}^2]=0,5*20,3$  su CBEB kontaktų konfigūracija (1 emiteris, 2 bazės ir 1 kolektorius) greitaveikiai tranzistoriai su ribinių srovės stiprinimo dažnių  $f_T=100$  GHz ir didžiausiu generavimo dažnių  $f_{MAX}=110$  GHz esant  $V_{CE}=1,5$  V priešįtampiui.

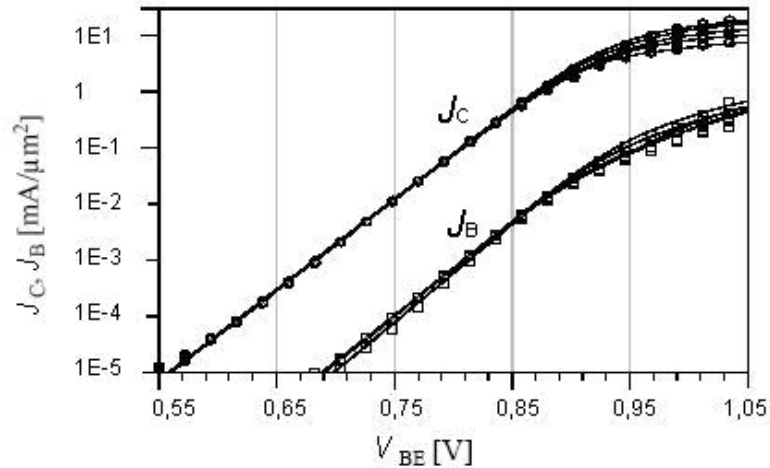
Analitinį triukšmo modelį aprašančios lygtys (5.4.1–5.4.29) reikalauja tik kelių kintamųjų, tai –  $Y(J_C)$  ir ekvivalentinės grandinės (5.4.1. pav.) parametrai:  $r_{bx}$ ,  $r_{bi}(J_C)$ ,  $r_e$ ,  $C_{bcx}(J_C)$ ,  $C_{bci}(J_C)$ ,  $r_{be}(J_C)$ ,  $I_B$  ir  $I_C$ . Tikslios reikšmės  $r_{bx}$ ,  $r_e$ , bei priklausomybės  $r_{bi}(J_C)$ ,  $C_{bcx}(J_C)$ ,  $C_{bci}(J_C)$  ir  $Y$ -parametru priklausomybės  $y(J_C)$  gaunamos iš detalios IDT technologinių parametru analizės arba naudojant specialius matavimus [88].



5.5.1. pav. Legiravimo ir Ge profiliai a) įprastinio emiterio legiravimo IEL SiGe IDT, b) silpno emiterio legiravimo SEL SiGe IDT.  $X$  yra tranzistoriaus vertikali koordinatė nuo emiterio kontakto  $X=0$  gilyn į puslaidininkinę plokštelę,  $X_{je}$  ir  $X_{jc}$  koordinatės nurodo emiterio-bazės ir bazės-kolektoriaus  $pn$  sandūrų padėtis,  $m_{Ge}$  – Ge santykinę koncentraciją (proporcijas neišlaikytos, iš [89])

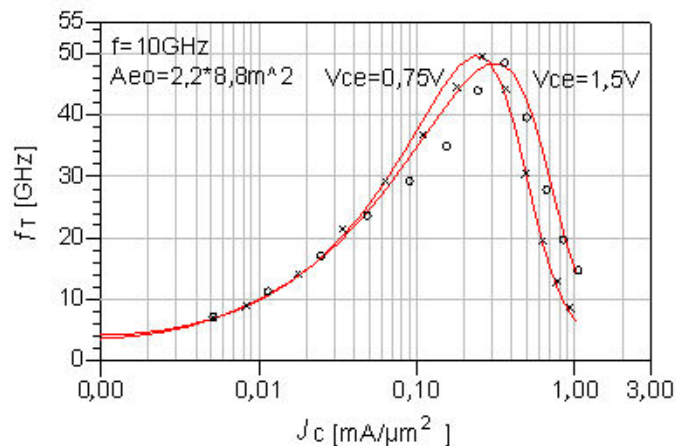
Analitinio triukšmo modelio patikrinimui buvo tiesiogiai panaudoti sutelktų elementų modelio HICUM parametrai, tai leido įvertinti ir palyginti įvairių analitinių triukšmo modelių gaunamus rezultatus naudojant vienodų kintamųjų aibę. Šiuolaikinio dvipolio tranzistoriaus iš triukšmo modelių gaunamų triukšmo parametrų nuokrypiai nuo išmatuotųjų ryškėja didėjant dažniui ar srovės tankiams [5–9,10,17]. Grandynų modeliavimo programinėje įrangoje sutelktų elementų modelių lygtys dažniausiai nėra laisvai pasiekiamos vartotojams, todėl analitiniai triukšmo modeliai yra patogiausias kelias sutelktų elementų modeliais gaunamų triukšmo parametrų nuokrypiams analizuoti. Realūs įvairialyčius dvipolius tranzistorius supa parazitinių elementų aplinka kurių neįmanoma pašalinti šiuolaikinėmis technologinėmis priemonėmis. Tranzistoriaus parazitinių elementų aplinką aprašo sutelktų elementų modelio elementai tokie kaip: bazės, emiterio ir kolektoriaus periferinės varžos ir talpos, elementai aprašantys padėklo įtaką.



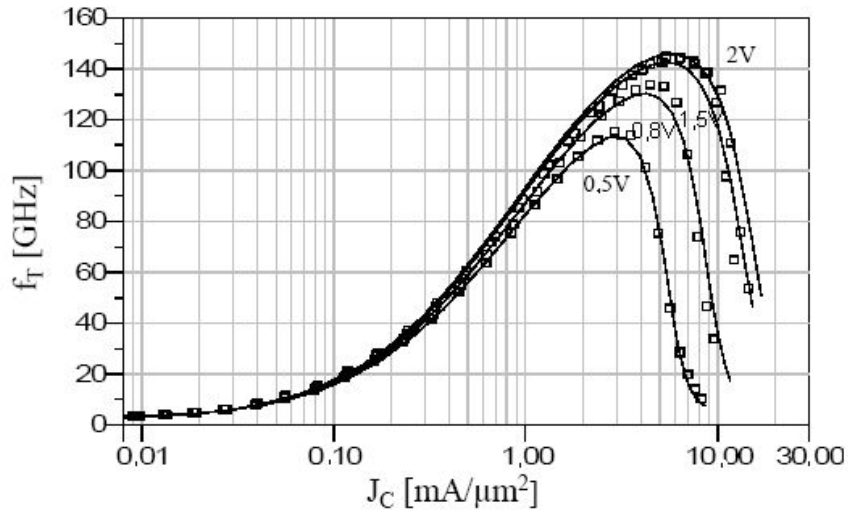


5.5.2. pav. IEL SiGe IDT  $A_{E0}=0,2 \cdot 10,16 \mu\text{m}^2$  kolektoriaus ir bazės srovių priklausomybės nuo bazės-emiterio įtampos.  $V_{CE} [\text{V}] = 0.5, 0.8, 1.5, 2$ . Eksperimentas – simboliai, modeliavimas – kreivės

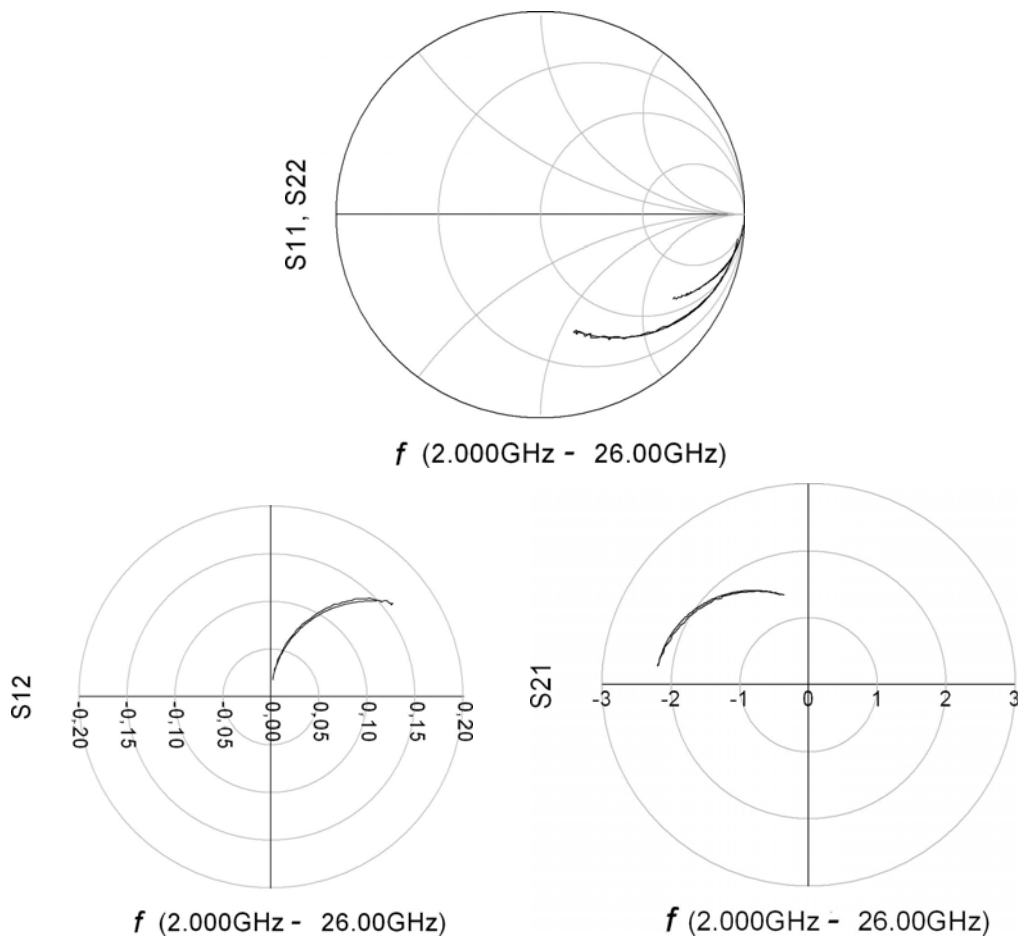
Analitinis triukšmo modelis naudoja tuos pačius kintamuosius kaip ir sutelktų elementų modelis HICUM. Šiuo atveju iškyla vienas iš reikalavimų, kad triukšmo modelio lygtyse naudojami parametrai neturi skirtis nuo sutelktų elementų modelio naudojamų parametru ir išmatuotų nuolatinės srovės ir dažniųjų charakteristikų. Iš pradžių palyginamos nuolatinės srovės charakteristikos. Šiam tikslui brėžiamos voltamperinės charakteristikos, ir gauti modeliavimo ir matavimo rezultatai turi praktiškai sutapti kaip ir  $A_{E0}=0,2 \cdot 10,16 \mu\text{m}^2$  emiterio ploto SiGe IDT atveju (5.5.2. pav.).



5.5.3 pav. InGaP/GaAs IDT  $f_T$  priklausomybė nuo kolektoriaus srovės tankio. Eksperimentas:  $V_{CE}=0,75\text{V}$  – „x“,  $V_{CE}=1,5\text{V}$  – „o“, modeliavimas – kreivė. Dažnis 10 GHz. Emiterio plotas  $A_{E0} = 2.2 \times 8.8 \mu\text{m}^2$

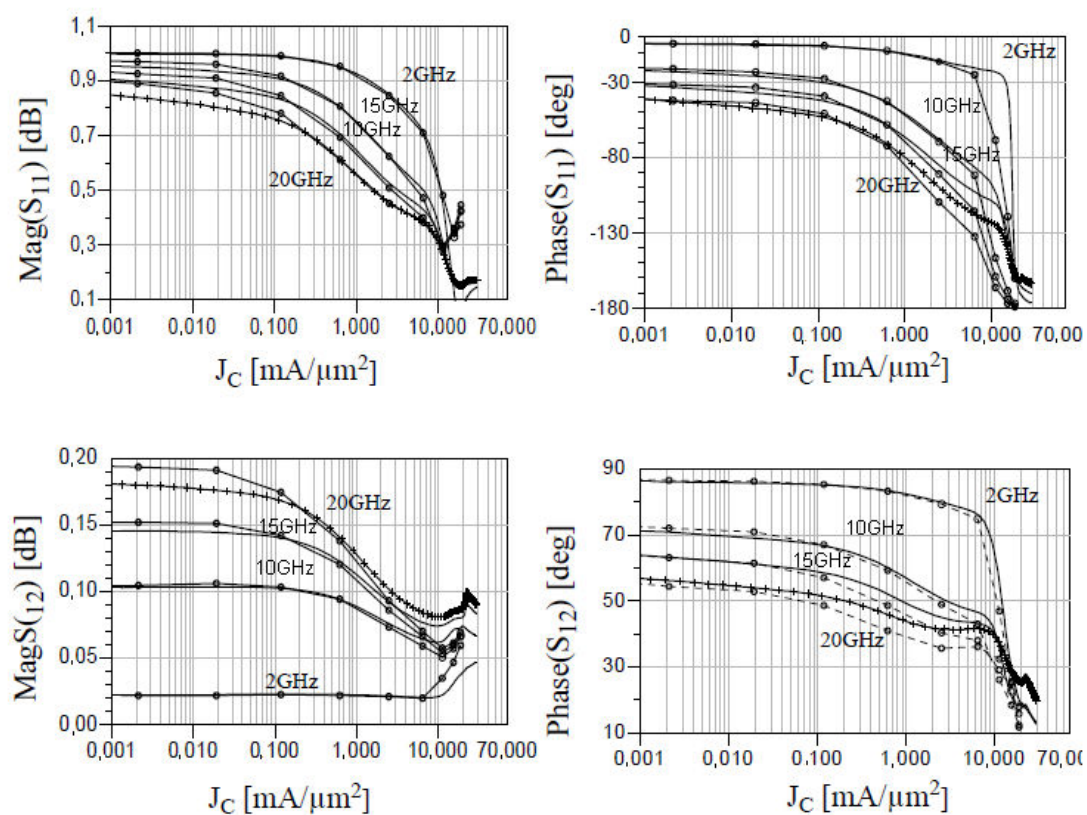


5.5.4 pav. IEL SiGe IDT  $f_T$  priklausomybė nuo kolektoriaus srovės tankio. Eksperimentas – simboliai, modeliavimas – kreivės.  $V_{CE}[V] = 0.5, 0.8, 1.5, 2$

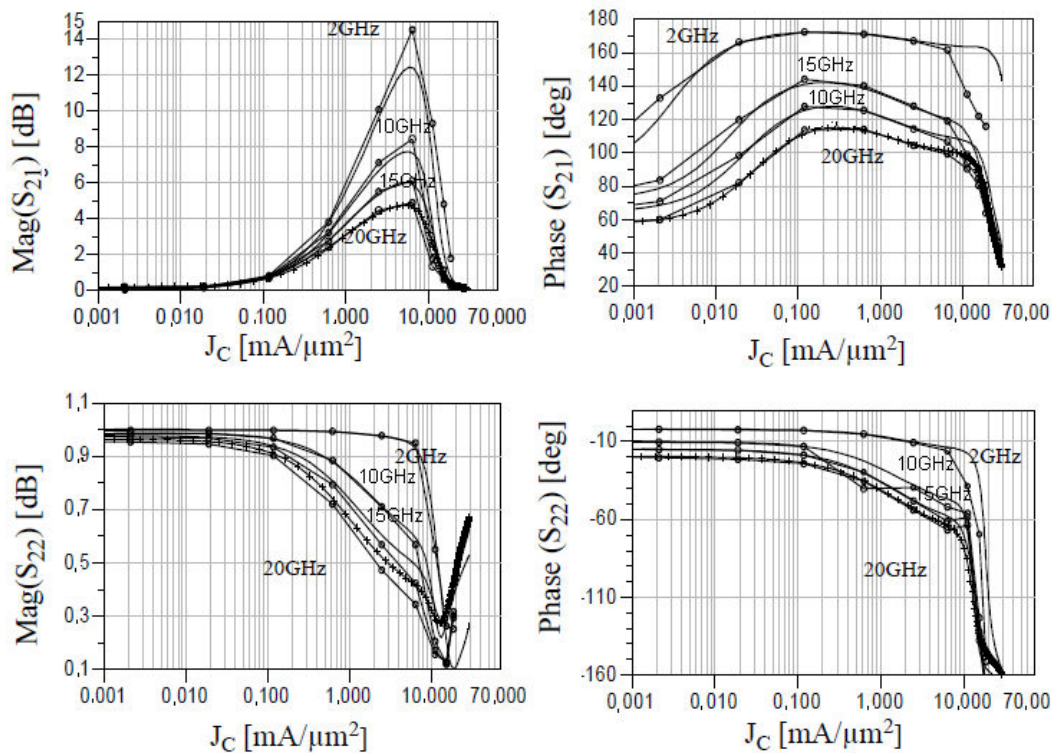


5.5.5 pav. IEL SiGe IDT  $S$ -parametru priklausomybės nuo dažnio. ( $S_{11}$  ir  $S_{22}$  – Smito diagrama,  $S_{12}$  ir  $S_{21}$  poliarinės diagramos). Eksperimentas – plona kreivė, HICUM modeliavimas – storos kreivės (praktiškai sutampa).  $V_{CE} = 1.5V$ ,  $J_C = 0.33mA/\mu m^2$

Ribinis srovės stiprinimo dažnis  $f_T$  aproksimuojamas iš  $S$ -parametru taikant vieno dažnio metodą.  $S$ -parametru matavimo duomenys gali būti gaunami iš triukšmo matavimų (minimalaus triukšmo rodiklis ir optimalaus šaltinio atspindžio rodiklio įvertinimui būtini  $S$ -parametru matavimai) ar tiesiogiai matuojant tik tranzistoriaus  $S$ -parametrus. Kiek InGaP/GaAs ĮDT (5.5.3. pav.) tiek SiGe ĮDT (5.5.4. pav.) HICUM sutelktų elementų modelio gaunami  $f_T$  modeliavimo rezultatai dera su gautaisiais iš išmatuotų  $S$ -parametru.

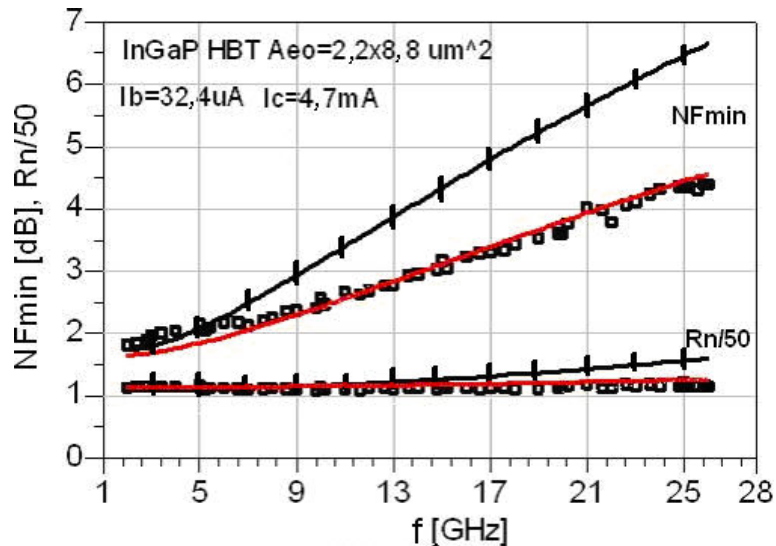


5.5.6 pav. ĮEL SiGe HBT  $S_{11}$  ir  $S_{12}$  priklausomybės nuo kolektoriaus srovės tankio. Eksperimentas – kreivė su simboliais, HICUM modeliavimas – kreivės.  $V_{CE}=1.5\text{V}$ ,  $f[\text{GHz}]=2; 10; 15; 20$ .



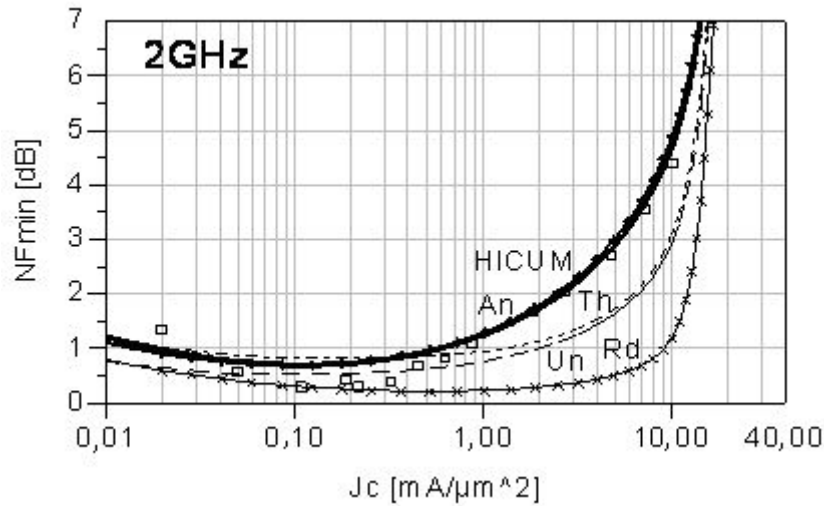
5.5.7 pav. ĮEL SiGe HBT  $S_{11}$  ir  $S_{22}$  priklausomybės nuo kolektoriaus srovės tankio. Eksperimentas – kreivė su simboliais, HICUM modeliavimas – kreivės.  $V_{CE}=1.5V$ ,  $f[\text{GHz}]=2; 10; 15; 20$ .

Tranzistoriaus dažninėms charakteristikoms patikrinti aukštadažnėje srityje naudojami ĮEL SiGe ĮDT  $S$ -parametrai, atvaizduojant šiuos kompleksinius dydžius Smito ir poliarinėse diagramose. Gauti rezultatai parodė modeliuotų ir matuotų kreivių mažiausio triukšmo srityje gerą sutapimą, kai kolektoriaus srovės tankis  $J_C=0,33\text{mA}/\mu\text{m}^2$  (5.5.5. pav.). Detalesnis  $S$ -parametrų realios ir menamų dalių priklausomybių nuo kolektoriaus srovės nagrinėjimas (5.5.6. pav., 5.5.7. pav.) parodė modeliavimo ir matavimo duomenų sutapimą iki kolektoriaus srovės tankių  $J_C=10\text{mA}/\mu\text{m}^2$ .

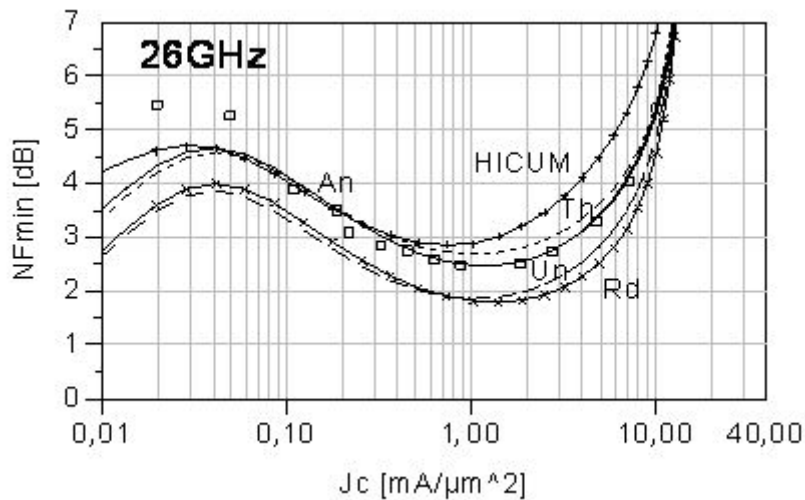


5.5.8. pav. InGaP/GaAs  $\Gamma$ DT minimalaus triukšmo rodiklio  $NF_{min}$  ir triukšmo varžos  $R_n/50$  priklausomybės nuo dažnio. Eksperimentas – simboliai, modeliavimas: analitinis modelis – ištininė kreivė, HICUM – kreivė su simboliais.  $I_B=32,4 \mu A$ ,  $I_C=4,7 mA$ ,  $\tau_n=0,95 ps$ ,  $A_{EO}=2,2 \times 8,8 \mu m^2$

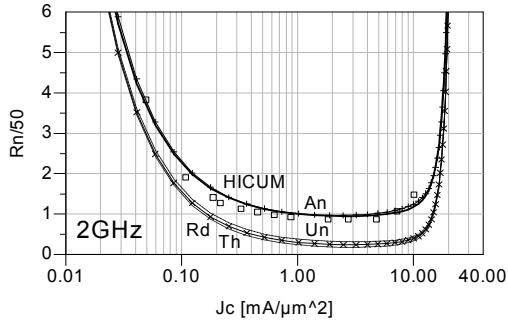
InGaP/GaAs  $\Gamma$ DT minimalaus triukšmo rodiklio ir triukšmo varžos modeliavimas įskaitant bazės ir kolektoriaus triukšmo šaltinių koreliaciją įvairialyčių tranzistorių triukšmams yra palyginta su HICUM sutelktų elementų modelio rezultatais, gautais be koreliacijos (5.5.8. pav.). Esant 2 GHz dažniui tiek analitinio modelio tiek HICUM modelio gaunami triukšmo parametrų rezultatai nesiskiria nuo išmatuotų, ir visoje nagrinėjamų kolektoriaus srovių srityje stebimi tik nežymūs nesutapimai prie mažų srovės tankių  $J_C < 0,1 mA/\mu m^2$  (5.5.9. pav.). Šitas nesutapimas neišnyksta ir prie didesnių dažnių (5.5.10. pav.) ir kitiems triukšmo parametrams (5.5.11–12 pav.) Ši nesutapimą galima paaiškinti emiterio ir bazės srovių koreliacijos tiesiogine priklausomybe nuo stiprinimo koeficientų  $\alpha_0$  ir  $\beta_0$  (emiterio bazės normuotas spektrinis tankis  $\Gamma_{EB}=-[\alpha_0/\beta_0]^{1/2}$ ) esant mažam stiprinimui [77]. Sirtyje, kai  $J_C < 0,1 mA/\mu m^2$  (mažų srovių srityje) dvipoliai tranzistoriai nenaudojami ir todėl šitas nesutapimas praktiškai nesvarbus projektuojant puslaidininkinius prietaisus.



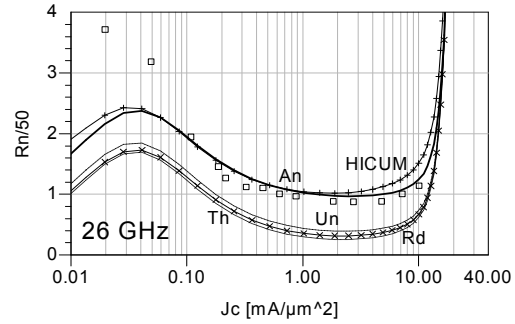
5.5.9. pav. IEL SiGe IDT minimalaus triukšmo rodiklio  $NF_{\min}$  priklausomybių nuo kolektoriaus srovės tankio  $J_C$  skirtingų triukšmo modelių gaunamų rezultatų palyginimas ( $f = 2\text{GHz}$ ). Eksperimentas – simboliai, HICUM modeliavimas – ištisinė linija su +, analitinis modelis – ištisinė linija, „unifikuotas modelis“ [10] – brūkšniuotoji linija (ilgi brūkšniai), Rudolph modelis [8] – ištisinė linija su x, modifikuotas termodinaminis modelis [13] – brūkšniuotoji linija (trumpi brūkšniai).  $V_{CE} = 1.5\text{V}$ , naudojama triukšmo delsa  $\tau_n = 0,24\text{ ps}$



5.5.10. pav. IEL SiGe IDT minimalaus triukšmo rodiklio  $NF_{\min}$ , gauto su skirtingais modeliais, priklausomybių nuo kolektoriaus srovės tankio  $J_C$  rezultatų palyginimas ( $f = 26\text{GHz}$ ). Kreivių žymėjimas analogiškas (5.5.9. pav.)

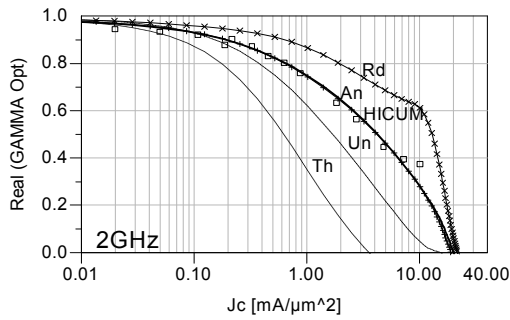


a)

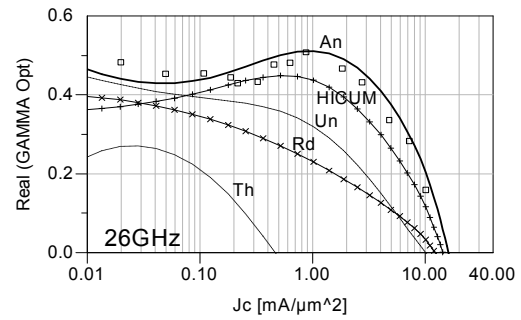


b)

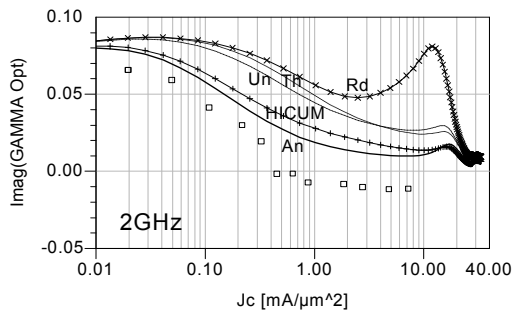
5.5.11. pav. ĮEL SiGe IDT sunormuotos triukšmo varžos  $R_n$  gautos su skirtingais modeliais, priklausomybių nuo kolektoriaus srovės tankio  $J_C$  rezultatų palyginimas ( $f = 26\text{GHz}$ ). Kreivių žymėjimas toks pats kaip (5.5.9. pav.).



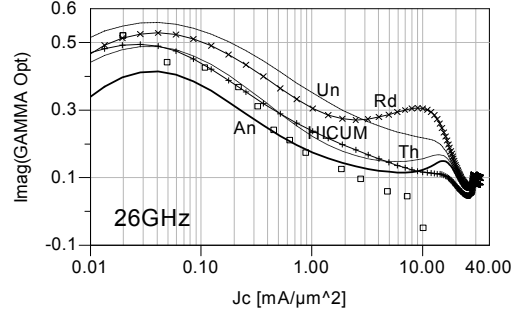
a)



b)



c)

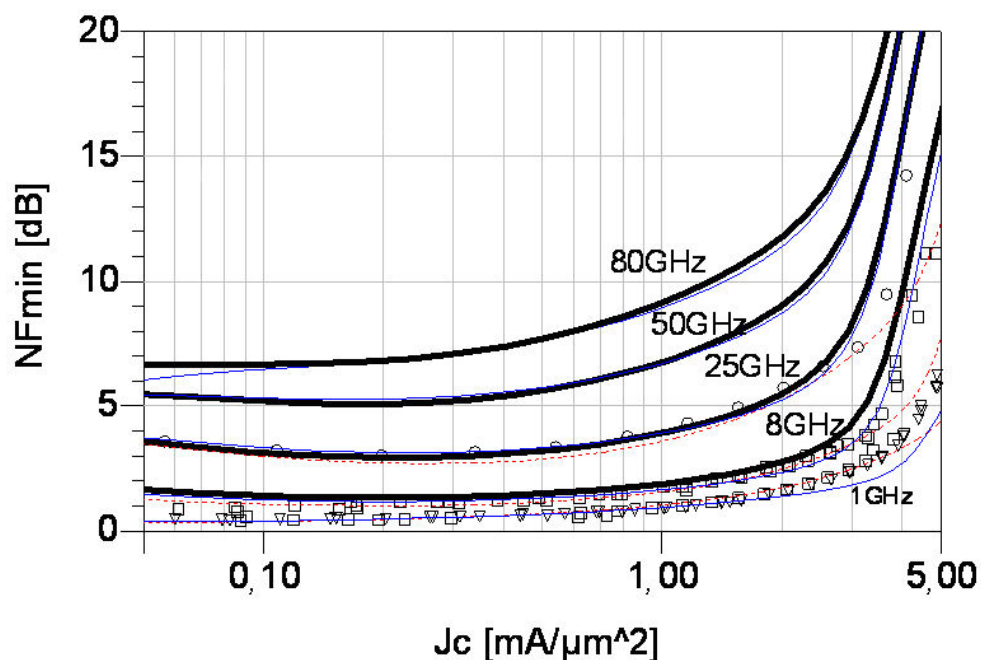


d)

5.5.12 pav. ĮEL SiGe IDT optimalaus šaltinio atspindžio rodiklio  $\Gamma_{opt}$  realios ir menamos dalies priklausomybių nuo kolektoriaus srovės tankio  $J_C$  gautų skirtingais triukšmo modeliais rezultatų palyginimas ( $f = 2, 26\text{GHz}$ ). Kreivių žymėjimas toks pat kaip (5.5.9. pav.).

Lyginamai triukšmo modelio analizei buvo panaudoti žinomi analitiniai triukšmo modeliai sutrumpintai pažymėti „Un“ – „unifikuotas modelis“ [10], „Rd“ – Rudolph modelis [8], „Th“ – modifikuotas termodinaminis modelis [13]. Analitinio modelio triukšmo parametrų  $NF_{min}$ ,  $R_n$ ,  $\Gamma_{opt}$  modeliavimo

rezultatai sutapo su išmatuotais rezultatais (5.5.9–14 pav.). Modeliuojant IEL SiGe IDT „unifikuotu“ [10] ir Rudolph modeliais [8] imant triukšmo delną  $\tau_n=0,24$  ps minimalaus triukšmo rodiklio ir triukšmo varžos gaunamos vertės yra mažesnės už išmatuotas (5.5.9–11 pav.). Modifikuoto termodinaminio modelio [13] minimalaus triukšmo rodiklio modeliavimo rezultatai kolektoriaus srovės tankiams nuo 1 iki 10 mA/μm<sup>2</sup> tai pat nesutampa su išmatuotais (esant  $f = 2$ GHz gaunamos vertės yra mažesnės, o  $f = 26$ GHz didesnės už išmatuotas).

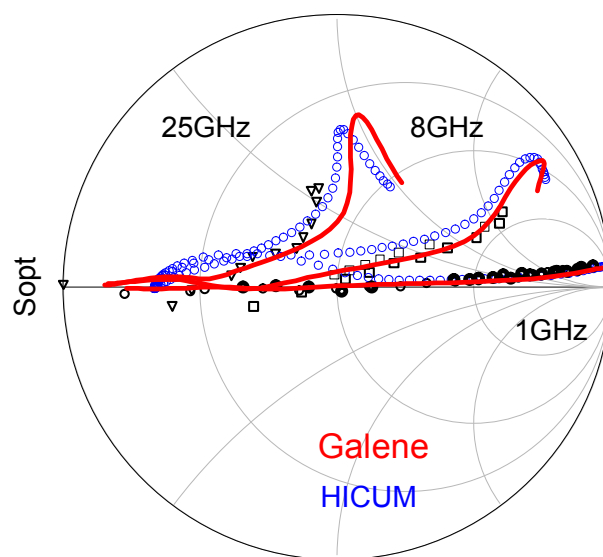


5.5.13. pav. SEL SiGe IDT minimalaus triukšmo rodiklio  $NF_{min}$  priklausomybės nuo kolektoriaus srovės tankio  $J_C$  rezultatų palyginimas ( $f = 1, 8, 25, 50, 80$  GHz). Eksperimentas – simboliai, HICUM modeliavimas – stora ištisinė linija, analitinis modelis – plona ištisinė linija, hidrodinaminis modelis – brūkšniuotoji linija

Optimalaus šaltinio modeliavimas parodė tik analitinio modelio rezultatų pakankamai gera sutapimą su išmatuotais (5.5.12 pav.). SEL SiGe IDT palyginamai analizei buvo panaudotas Galene III modeliavimo programinėje įrangoje naudojamas hidrodinaminis modelis [30]. Turima matavimo įranga leido atlikti matavimus iki 26GHz ir aukštesniuose dažniuose, analitinio triukšmo modelio rezultatai buvo lyginami tik su HICUM modelio rezultatais. GaleneIII modeliavimas pradinėms sąlygoms naudoja priemaišų



tankių ir Ge profilius. Hidrodinaminis modelis yra dvimatis puslaidininkinių įtaisų modelis, todėl esant dideliems srovės tankiams ( $J_C > 3 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$ ) atsiranda nesutapimai su matavimo duomenimis (5.5.13. pav.) dėl sustiprėjusios neįskaitomų erdvinų reiškinų įtakos. SEL SiGe ĮDT triukšmo parametrų modeliavimo rezultatai parodė gerą sutapimą plačiame srovės tankių ir dažnių srityje. HICUM modelio be koreliacijos ir analitinio triukšmo modelio modeliavimo rezultatų palyginimas parodė, kad šiems tranzistoriams bazės ir kolektoriaus šratinio triukšmo šaltinių koreliacija yra nežymi.



5.5.14. pav. SEL SiGe ĮDT optimalaus šaltinio atspindžio rodiklio  $\Gamma_{\text{opt}}$  priklausomybės. Eksperimentas – simboliai „□“ ir „Δ“, HICUM modeliavimas – simboliai „o“, hidrodinaminis modelis – ištinė linija. ( $f = 1, 8, 25 \text{ GHz}$ ).  $V_{\text{CE}} = 1,5 \text{ V}$ ,  $V_{\text{BE}} = 0,6-1,1 \text{ V}$

Optimalaus šaltinio atspindžio rodiklio modeliavimas HD ir HICUM modeliais parodė gerą sutapimą su išmatuotais duomenimis esant 1, 8 ir 25 GHz dažniams (5.5.14. pav.). Tai parodo teisingą parazitinių dvipolio tranzistoriaus elementų parametrų parinkimą. Analitinio triukšmo modelio panaudojimas SiGe ir InGaP/GaAs ĮDT modeliavimui parodė bazės ir kolektoriaus triukšmo šaltinių koreliacijos taikymo tikslingumą sutelktų elementų modeliams. Šratinio triukšmo šaltinių koreliacijos įskaitymas padidina sutelktų elementų modelių triukšmo modeliavimo tikslumą.

## 5.6 Triukšmo šaltinių abipusės koreliacijos panaudojimas HICUM modelyje.

Dauguma SPICE tipo modeliavimo programų vykdo triukšmo skaičiavimus su nekoreliuotais triukšmų šaltiniais ir tiesiogiai koreliacijos įvesti neįmanoma. Įėjimo ir išėjimo triukšmo šaltinių galios spektrinių tankių sąryšiai tiesinėje dinaminėje sistemoje išreiškiami lygtimi:

$$S_{YY}(j\omega) = G(j\omega) \cdot S_{XX}(j\omega) \cdot G^+(j\omega), \quad (5.6.1)$$

čia  $G(j\omega)$  tiesinės sistemos perdavimo funkcija,  $G^+(j\omega)$  kompleksiskai jungtinė transponuota (ermitiškai jungtinė) perdavimo funkcija. Triukšmo šaltinio galios spektrinio tankio matrica  $S_{XX}(j\omega)$  apibrėžiama:

$$S_{XX}(j\omega) = \begin{pmatrix} S_{i_{nb}} & S_{i_{nb}i_{nc}} \\ S_{i_{nc}i_{nb}} & S_{i_{nc}} \end{pmatrix}, \quad (5.6.2)$$

čia matricos šalutinės įstrižainės nariai yra koreliacijos spektriniai tankiai susieti tarpusavyje sąryšiu  $S_{i_{nc}i_{nb}} = S_{i_{nb}i_{nc}}^*$ . Charakterizuojant triukšmo priklausomybes įprastinės SPICE tipo modeliavimo programose nepaisoma šių koreliacijos narių. Paprasčiausias kelias yra papildomo koreliacinio nario įvedimas į jau esamą SPICE modelį. Tai įgyvendinama transformuojant įėjimo matricą į diagonalią matricą  $D_X(j\omega)$  ir papildomą transformacijos matricą  $T_X(j\omega)$ .

$$D_X(j\omega) = \begin{bmatrix} D_1 & 0 \\ 0 & D_2 \end{bmatrix}, T_X(j\omega) = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ t_{12} & 1 \end{bmatrix}; \quad (5.6.3)$$

$$S_{XX}(j\omega) = T_X(j\omega) \cdot D_X \cdot T_X^+(j\omega). \quad (5.6.4)$$

Triukšmo šaltinio galios spektrinio tankio matrica  $S_{XX}(j\omega)$ , remiantis (5.6.3) ir (5.6.4), apibrėžiama:

$$S_{XX}(j\omega) = \begin{pmatrix} D_1 & D_1 t_{21}^* \\ D_1 t_{21} & D_1 |t_{21}|^2 + D_2 \end{pmatrix}. \quad (5.6.5)$$

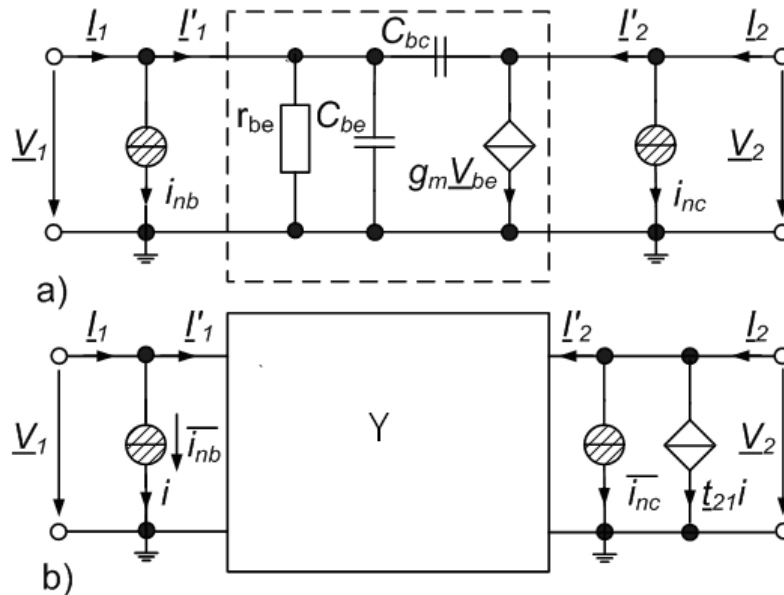
Palyginus (5.6.2) ir (5.6.5) matricas gaunama, kad matricos nariai yra:

$$D_1 = S_{i_{nb}}, D_2 = S_{i_{nc}} - S_{i_{nb}} |t_{21}|^2. \quad (5.6.6)$$

Abipusės koreliacijos narys aprašytas galios spektrinio tankio nekoreliuojama forma:

$$S_{i_{nc}i_{nb}} = S_{i_{nb}} t_{12}, \quad (5.6.7)$$

čia  $t_{12}$  koeficientas, siejamas su srove valdomais srovės šaltiniais ekvivalentinėje grandinėje, ir jo vertė gali būti apibrėžta atskirai (5.6.1 pav.). Po transformacijos spektrinio tankio matrica  $S_{xx}(j\omega)$  į diagonalią formą, dvipolio tranzistoriaus triukšmo modelis su koreliuotais  $i_{nb}$ ,  $i_{nc}$  triukšmo šaltiniais (5.6.1.a pav.) aprašomas naudojant nekoreliuojančius  $\bar{i}_{nb}$ ,  $\bar{i}_{nc}$  ir srove valdomu srovės šaltiniu  $t_{12}i$ . (5.6.1.b pav.). Papildomas abipusės koreliacijos triukšmo šaltinis prijungiamas lygiagrečiai triukšmo šaltiniui išėjimo grandinėje, kaip reikalauja tiesinių stacionarių sistemų teorija [90].



5.6.1. pav. Dvipolio tranzistoriaus modelis su triukšmo šaltiniais ir netriukšminiu keturpoliu: a) su mažasignale ekvivalentine grandine (brūkšniuotas keturkampis) ir koreliuojančiais triukšmo šaltiniais  $i_{nb}$ ,  $i_{nc}$ , b) modifikuota grandinė su nekoreliuojančiais triukšmo šaltiniais  $\bar{i}_{nb}$ ,  $\bar{i}_{nc}$  ir srove valdomu srovės šaltiniu  $t_{21}i$ . (iš [P4])

Tolimesnis ekvivalentinės grandinės modifikavimas susiveda į visų nekoreliuojančių triukšmo šaltinių pakeitimą vienu įėjimo įtampos triukšmo šaltiniu  $v_{n\_ers} = f(\overline{i_{nb}}, \overline{i_{nc}}, t_{12}i)$  (5.6.2.b pav.). Tai leidžia naudoti triukšmų skaičiavimams įprastus SPICE tipo grandinių modeliavimo programinės įrangos taikomus skaičiavimo metodus.

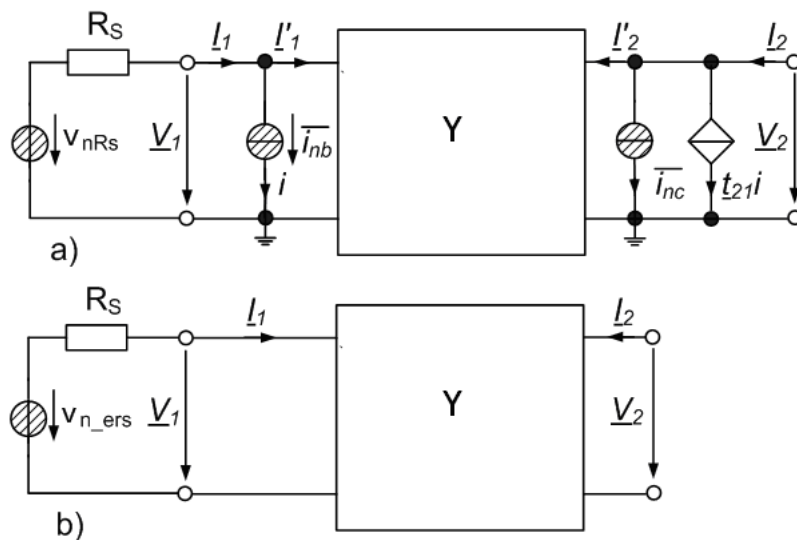
$Y$ -parametrai susieti su netriukšminio keturpolio srovėmis ir įtampomis (5.6.2.a pav.) sekančiai:

$$I_1 = Y_{11}V_1 + Y_{12}V_2 + \overline{i_{nb}}, \quad V_1 = v_{nRs} - R_s I_1; \quad (5.6.8)$$

$$I_2 = Y_{21}V_1 + Y_{22}V_2 + \overline{i_{nc}} + t_{21}i. \quad (5.6.9)$$

Atsižvelgus į (5.6.2.b pav.) panaudotas transformacijas (5.6.8–5.6.9) lygtys įgyja pavidalą:

$$I_1 = Y_{11}V_1 + Y_{12}V_2, \quad V_1 = v_{n\_ers} - R_s I_1, \quad I_2 = Y_{21}V_1 + Y_{22}V_2. \quad (5.6.10)$$



5.6.2. pav. Dvipolio tranzistoriaus triukšmo modelio vaizdavimas su netriukšminiu keturpoliu ir prijungta įėjimo grandine: a) mažasignalė ekvivalentinė grandinė su nekoreliuojančiais šaltiniais  $\overline{i_{nb}}$ ,  $\overline{i_{nc}}$ ,  $t_{12}i$  iš (5.6.1 pav.), b) grandinė su bendru ekvivalenčiu triukšmo įtampos šaltiniu  $v_{n\_ers}$ . (iš [P4])

Prilyginus  $V_2 = 0$  ir sprendžiant (5.6.8–5.6.10) lygčių sistemą  $I_2$  atžvilgiu, gaunama  $v_{n\_ers}$  išraiška:

$$v_{n\_ers} = v_{nRs} + \left( t_{12} \frac{1 + R_s Y_{11}}{Y_{21}} + (-R_s) \right) \cdot \overline{i_{nb}} + \frac{1 + R_s Y_{11}}{Y_{21}} \cdot \overline{i_{nc}}. \quad (5.6.11)$$

Triukšmo šaltinio  $v_{n\_ers}$  spektrinis tankis, pagal (5.6.11) lygtį, yra:

$$S_{v_{n\_ers}} = S_{v_{nRs}} + \left| \left( t_{12} \frac{1 + R_s Y_{11}}{Y_{21}} + (-R_s) \right) \right|^2 \cdot S_{i_{nb}} + \left| \frac{1 + R_s Y_{11}}{Y_{21}} \right|^2 \cdot S_{i_{nc}}, \quad (5.6.12)$$

čia  $S_{v_{nRs}} = 4kTR_s$  yra šaltinio šiluminio triukšmo spektrinis tankis,  $S_{i_{nb}} = 2qI_B$  yra bazės šratinio triukšmo spektrinio tankio aproksimuota vertė ir efektinis kolektoriaus šratinio triukšmo spektrinis tankis  $S_{i_{nc}}$ . Atsižvelgus į bazės ir kolektoriaus triukšmo šaltinių koreliaciją, efektinis kolektoriaus šratinio triukšmo spektrinis tankis aprašomas [P4]:

$$S_{i_{nc}} = S_{i_{nc}} - |t_{12}|^2 S_{i_{nb}} = S_{i_{nc}} \left( 1 - B_f \left( \frac{\omega \tau_{Bf}}{3} \right)^2 \right), \quad (5.6.13)$$

čia  $B_f$  – nuolatinės srovės stiprinimo koeficientas,  $\tau_{Bf}$  – bazės pernašos delsa,  $S_{i_{nb}} = 2qI_B$ ,  $S_{i_{nc}} = 2qI_C$ . Kompleksinis abipusės koreliacijos koeficientas apibrėžiamas santykiu:

$$t_{12} = \frac{S_{i_{nc}i_{nb}}}{S_{i_{nb}}} = -j\omega \frac{\tau_{Bf}}{3} \frac{I_C}{I_B}; \quad (5.6.14)$$

$$S_{i_{nc}i_{nb}} \approx 2qI_C \frac{\tau_{Bf}}{3}, \quad (5.6.15)$$

čia  $I_B$  ir  $I_C$  yra tiesioginės bazės ir kolektoriaus srovės. Naudojama abipusės koreliacijos spektrinio tankio (5.6.14) išraiška analogiška difuzinio dvipolio tranzistoriaus abipusės koreliacijos spektrinio tankio išraiškai [77, 78]. Bazės įėjimo triukšmą sudaro du sandai: nepriklausomas nuo dažnio skylių difuzijos generuojamas sandas ir priklausomas nuo dažnio elektroninis sandas, kuris atsiranda kaip koreliuojančių kolektoriaus ir emiterio srovių fliktuacijų pasekmė.

Viena populiariausių grandinių modeliavimo programinės įrangos naudojamų sutelktų elementų modeliams aprašyti programavimo kalbų yra Verilog-AMS bei jai priklausantis Verilog-A programavimo kalbos paketas skirtas analoginėms grandinėms aprašyti [34, 91]. Verilog-A programavimo kalboje triukšmui aprašyti taikomos sekančios funkcijos: „white\_noise ( )“ ir „flicker\_noise( )“. Šios funkcijos tiesiogiai gali būti taikomos tik realios koreliacijos koeficiento dalies panaudojimui sutelktų elementų modeliuose. Menama koreliacijos koeficiento dalis gali būti įskaityta panaudojus talpinį ryšį ir diferencialinį operatorių „ddt( )“ [92]. Tačiau „white\_noise( )“ funkcijoje negalima naudoti neigiamų ir nuo dažnio priklausančių argumentų. Todėl, remiantis sistemų teorija, į triukšmo šaltinių koreliaciją atsižvelgta įvedus tris valdomus triukšmų šaltinius: vieną įėjime ir du keturpolio išėjime. Įėjimo triukšmo šaltinis yra tas pats bazės nekoreliuojantis triukšmo šaltinis. Vienas iš išėjimo triukšmo šaltinių sudarytas naudojant talpinį ryšį (talpos dydį apsprendžia triukšmo perdavimo trukmė) su įėjimo triukšmo šaltiniu per proporcingumo koeficientą  $t_{12}$ . Pagrindinė problema, realizuojant tokią schemą, yra ta, kad išėjimo triukšmo šaltinio dažninis sandas yra neigiamas (5.6.13), todėl negalima tiesiogiai aprašyti naujos triukšmo galios spektrinio tankio  $S_{inc}^-$  naudojant Verilog-A kalbą. Siekiant išvengti  $S_{inc}^-$  neigiamų verčių vietoj (5.6.13) lygties naudojama modifikuota  $S_{inc}^-$  išraiška:

$$S_{inc}^- \approx S_{inc} \left( 1 - \frac{B_f}{2} \left( \frac{\omega \tau_{B_f}}{3} \right)^2 \right)^2 = S_{inc} - |t_{12}|^2 S_{inb} + \frac{|t_{12}|^4}{4B_f} S_{inb}. \quad (5.6.16)$$

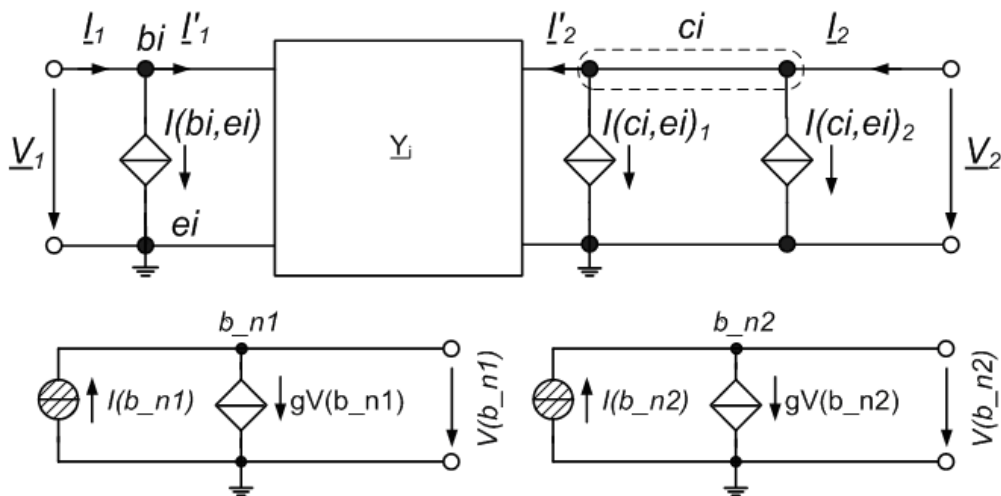
Paskutinis (5.6.16) išraiškos sandas neviršija 1/3 maksimalios ribinio srovės stiprinimo dažnio  $f_T$  10% paklaidos vertės. Fizikine prasme šis sandas lemia galios spektrinio tankio dalį bendro triukšmo koreliacijoje. Taikant (5.6.16) bendro triukšmo šaltinio spektrinio tankio lygčiai (5.6.12) ir pertvarkant kintamųjų išdėstymą, gauname išraišką [91]:

$$S_{v_{n\_ers}} = |G_1|^2 A + |G_2|^2 B + |G_3|^2 C + 2\Re\{G_3 G_2^* t_{12}\} + K; \quad (5.6.17)$$

$$G_1 = 1, G_2 = -R_s, G_3 = \left| \frac{1 + R_s Y_{11}}{Y_{21}} \right|^2, A = S_{v_{nR_s}}, B = S_{i_{nb}},$$

$$C = S_{i_{inc}}, K = |G_3|^2 \frac{|t_{12}|^4}{B_f} S_{i_{nb}}. \quad (5.6.18)$$

Prie pernašos delsos  $\tau_{Bf}$  lygtyje (5.6.13) atsiranda daugiklis 1/3 dėl difuzinės krūvininkų pernašos dvipoliuose tranzistoriuose sąlygotos triukšmo šaltinių koreliacijos. Tačiau šiuolaikiniuose dvipolio tranzistoriaus sutelktų elementų modeliuose, tokiuose kaip HICUM, tranzistoriaus pernašos delsa nėra pastovus dydis, ji įvedama kaip funkcija, priklausanti nuo prieštampio bei krūvininkų pasiskirstymo emityrėje ir kolektoriuje [93]. Realiai, kai įvertinama visa prietaiso pernašos delsa, gaunama koreliacijos koeficiento vertė yra mažesnė negu teorinė 1/3 tranzistoriaus pernašos delsos vertė. Siekiant vientisumo ir nuoseklumo triukšmo šaltinių koreliacija įvertinama naudojant



5.6.3. pav. Koreliacijos atvaizdavimas sutelktų elementų modelyje prijungiant Papildomus triukšmo šaltinius. (iš [P4])

tik tranzistoriaus pernašos delsa ir sutelktų elementų modelio parametrus vietoj daugiklio 1/3 (5.6.3 pav.).

Abipusė triukšmo šaltinių koreliacija realizuojama sutelktų elementų modelyje prijungus papildomus modulius  $b_{n1}$  ir  $b_{n2}$  mazguose. Valdomi įtampomis  $V(b_{n1})$  ir  $V(b_{n2})$  srovės šaltiniai pavaizduoti (5.6.3 pav.):

$$I(b_i, e_i) = g \cdot V(b\_n1), V(b\_n1) = \frac{1}{g} \sqrt{2q i_{bei}}; \quad (5.6.19)$$

$$I(c_i, e_i)_1 = \left( 1 - \frac{B_f}{2} (alit \cdot Tf \cdot \omega)^2 \right) \cdot g \cdot V(b\_n2),$$

$$V(b\_n2) = \frac{1}{g} \sqrt{2q i_t}; \quad (5.6.20)$$

$$I(c_i, e_i)_2 = -j\omega \cdot B_f \cdot alit \cdot Tf \cdot g \cdot V(b\_n1), \quad (5.6.21)$$

čia  $g$  – vienetinis laidis, kurio vertė 1S,  $alit$  – pernašos srovės papildomos delsos koeficientas priklausomas nuo technologinio proceso parametru,  $Tf$  – tranzistoriaus pernašos delsa,  $i_{bei}$  ir  $i_t$  – vidinė bazės srovė ir pernašos srovė atitinkamai, apibrėžtos HICUM sutelktų elementų modelyje.

5.6.1 lentelė. Sutelktų elementų modelio, įskaitančio triukšmo šaltinių koreliaciją, programinio kodo iškiepis aprašyta Verilog-A programine kalba.

```

inout p1, p2;
branch (p1)          bi_ei;
branch (p2)          ci_ei;
branch (n1)          b_n1;
branch (n2)          b_n2;
parameter real alit = 0.3 from [0:1];
I(b_n1) < +white_noise(2*'Q*ibei, "shot");
I(b_n1) <+ V(b_n1);
I(b_n2) < +white_noise(2*'Q*it, "shot");
I(b_n2) <+ V(b_n2);
I(bi_ei) <+ V(b_n1);
I(ci_ei) <+ V(b_n2);
I(ci_ei) <+ V(b_n2)+ddt((betadc/2)*alit*Tf*alit*Tf* ddt(V(b_n2)));
I(ci_ei) <+ betadc*ddt(-(Tf*alit)*V(b_n1))

```



Dabar nauji galios spektriniai tankiai įgyja pavidalą:

$$S_{I(bi,ei)} = 2qi_{bei} = S_{i_{nb}} = S_{i_{nb}}; \quad (5.6.22)$$

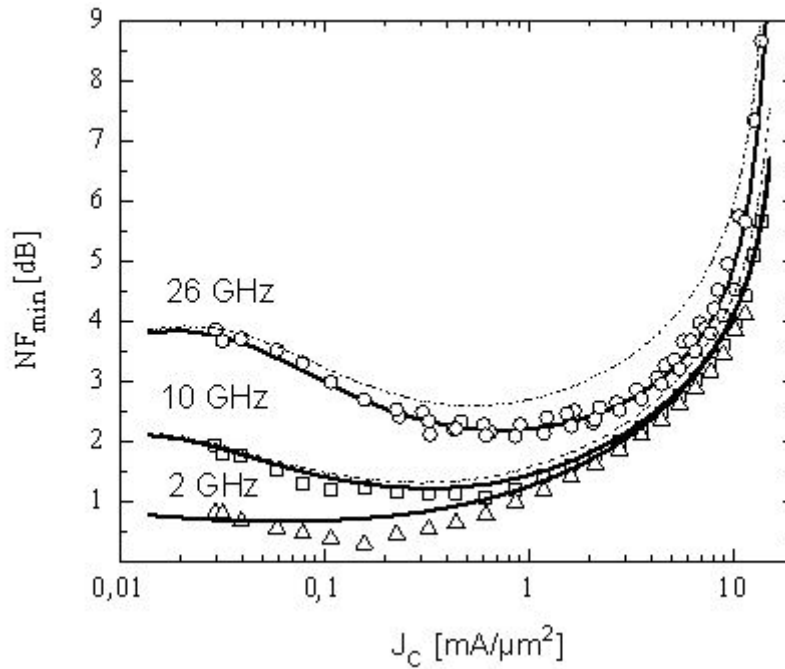
$$S_{I(ci,ei)_1} = 2qi_t \left( 1 - \frac{B_f}{2} (alit \cdot Tf \cdot \omega)^2 \right) \cong S_{i_{nc}}; \quad (5.6.23)$$

$$S_{I(ci,ei)_2} = 2qi_{bei} (\omega \cdot B_f \cdot alit \cdot Tf)^2 = |t_{12}|^2 S_{i_{nb}} = |t_{12}|^2 S_{i_{nb}}. \quad (5.6.24)$$

Triukšmo šaltinių koreliacijos programinio kodo dalis (5.6.1 lentelė) realizuota sutelktų elementų dvipolio tranzistoriaus modelio HICUM L2 v.2.23 versijoje. Taikant prijungtinius modulius sugeneruojami mazgai  $p1$  ir  $p2$  (5.6.1 lentelė) atstojantys keturpolio įėjimo ir išėjimo mazgus, taip kad grandinės  $b_{p1}$  ir  $b_{p2}$  šakos tampa ekvivalentinės atitinkamoms keturpolio grandinės  $(bi,ei)$  ir  $(ci,ei)$  šakoms (5.6.3 pav.). Kintamasis  $betadc$  yra apskaičiuojamas iš  $ibei$  vidinės bazės srovės ir  $it$  pernašos srovių. Du dirbtiniai triukšmo srovės šaltiniai generuoja šratinį triukšmą su spektriniais tankiais  $2*Q*ibei$  ir  $2*Q*it$  prie  $(n1,0)$  and  $(n2,0)$  grandinės šakų. Prie įėjimo mazgo prijungtas triukšmo šaltinis tiesiogiai siejamas su bazės srovės indeliu į bendrą triukšmą. Išėjimo mazge esantys triukšmo šaltiniai duoda du skirtingus įnašus: vienas siejamas su bazės srovės triukšmu per priklausantį nuo dažnio kompleksinį delsos laiką ir antras – su pernašos srovės triukšmu. Pernašos srovės triukšmo narys pasižymi neigiama priklausomybe nuo dažnio kvadratu (5.6.22), (5.6.23), (5.6.24) [90].

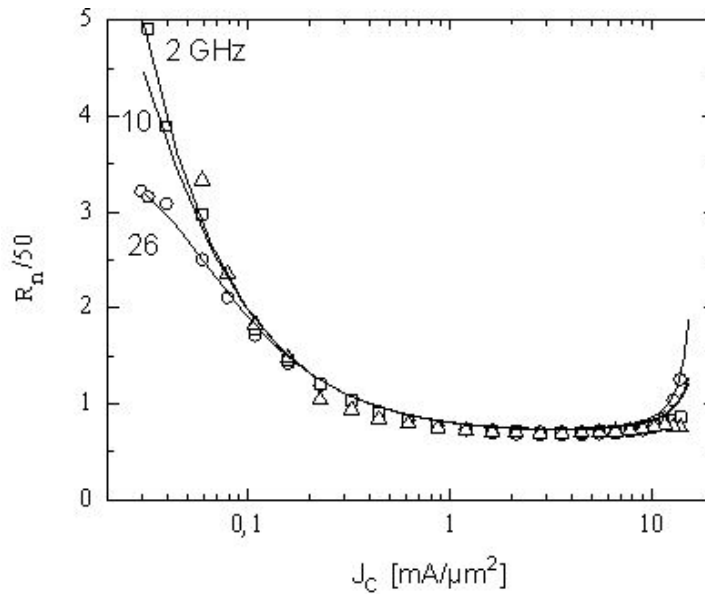
## 5.7 Sutelktų elementų modelio HICUM patikrinimas esant triukšmo šaltinių koreliacijai

Modeliui patikrinti buvo naudojami IEL 0.18  $\mu\text{m}$  BiCMOS technologijos SiGe IDT (5.5.1.a pav.) su ribinių srovės stiprinimo dažniu  $f_T=150$  GHz [83] matavimo rezultatai, kurių aukštadažniai triukšmai išmatuoti 2–26 GHz dažnių ruože. Modelio patikrinimui parašyto Verilog-A kalba šratinio triukšmo šaltiniu koreliacijos programinio kodo (5.6.1 lentelė) dalis buvo įtraukta į Verilog-A HICUM L.2 v.2.23 modelį.



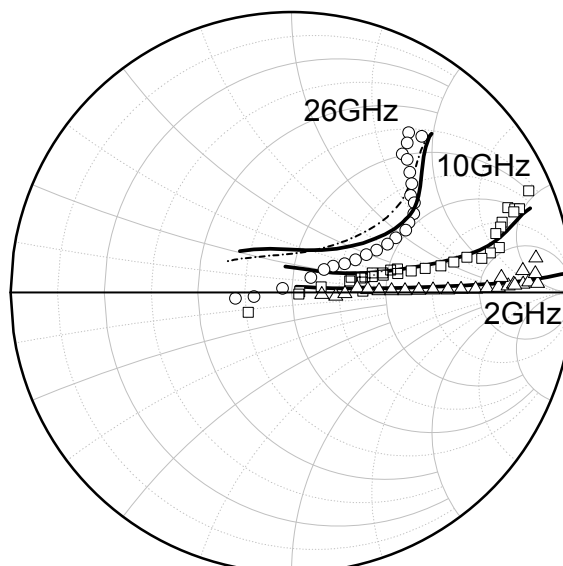
5.7.1. pav. ĪEL SiGe ĪDT minimalaus triukšmo rodiklio  $NF_{\min}$  priklausomybės nuo kolektoriaus srovės tankio  $J_C$ . Eksperimentas – simboliai, triukšmo modelis įskaitantis triukšmo šaltinių koreliaciją – išsistinė linija, triukšmo modelis be triukšmo šaltinių koreliacijos – brūkšniuotoji linija.  $f=2, 10, 26$  GHz,  $V_{CE}=1,5$ V. (iš [P4])

Modeliavimas atliktas naudojant Agilent Advanced Design System programinę įrangą. Modeliavimui buvo naudojami Verilog-A HICUM modelis, įskaitantis triukšmo šaltinių koreliaciją, ir įterptinis (angl. built-in) HICUM L2.2 modelis, be koreliacijos. Šie modeliai naudoja tą pačią modeliavimui skirtų parametrų aibę. Sukurti Verilog-A kalba modeliai pasižymi lankstumu, jų programinis kodas yra atviras ir gali būti laisvai modifikuojamas ir lengvai kompiliuojamas po kiekvieno kodo pataisymo, kas suteikia jiems pranašumą prieš grandinių simulatorių įterptinius modelius. Verilog-A HICUM modelis leidžia modeliuoti dvipolius tranzistorius, įskaitant šratinio triukšmo šaltinių koreliaciją ir be jos (koreliacija neįskaitoma, kai modelio parametras  $alit=0$ ). Šiais modeliais sumodeliuotos nuolatinės srovės ir aukštadažnės charakteristikos gerai sutapo su išmatuotais duomenimis.

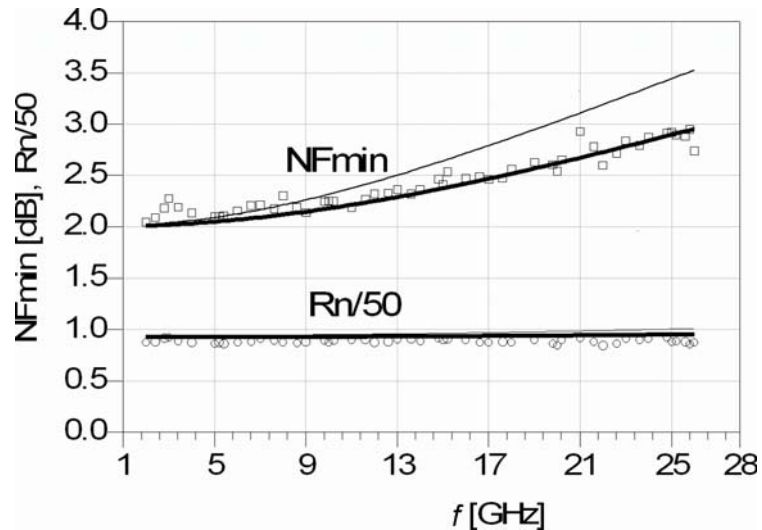


5.7.2. pav. IEL SiGe IDT sunormuotos triukšmo varžos  $R_n/50$  priklausomybės nuo kolektoriaus srovės tankio  $J_C$ . Eksperimentas – simboliai, triukšmo modelis su triukšmo šaltinių koreliacija – ištisinė linija.  $f=2, 10, 26$  GHz,  $V_{CE}=1,5V$

Kai dažnis  $f = 2$  GHz, triukšmo modelio su koreliacija ir be koreliacijos rezultatai praktiškai nesiskiria, jų rezultatai pradeda labiau skirtis didėjant dažniui (5.7.1, 5.7.4 pav.). Modeliuoto minimalaus triukšmo rodiklio mažėjimą nulemia koreliacijos pataisos (paskutinis lygties narys) sando panaudojimas kolektoriaus spektrinio tankio (5.6.16) lygtyje.

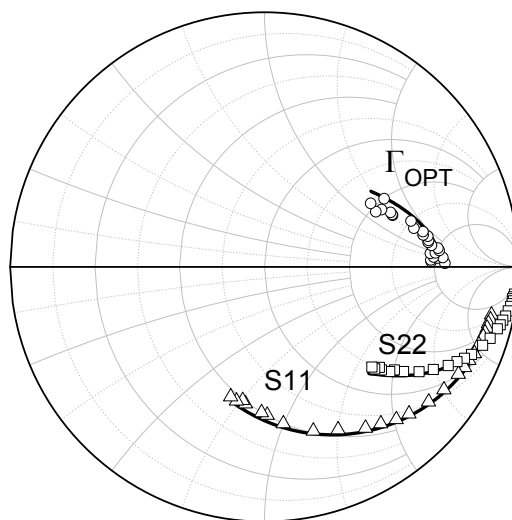


5.7.3 pav. IEL SiGe IDT optimalaus atspindžio rodiklio  $\Gamma_{opt}$  priklausomybės. Eksperimentas – simboliai, triukšmo modelis su triukšmo šaltinių koreliacija – ištisinė linija, triukšmo modelis be triukšmo šaltinių koreliacijos – brūkšniuotoji linija.  $f=2, 10, 26$  GHz,  $V_{CE}=1,5V$



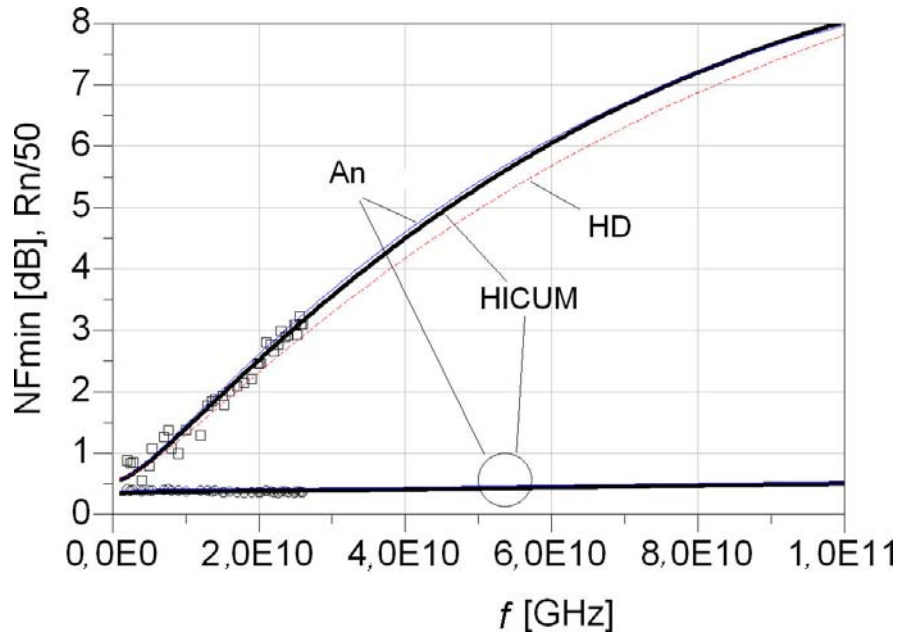
5.7.4. pav. ĪEL SiGe ĪDT minimalaus triukšmo rodiklio  $NF_{\min}$  ir sunormuotos triukšmo varžos  $R_n/50$  priklausomybės nuo dažnio  $f$ . Eksperimentas – simboliai, triukšmo modelis su triukšmo šaltinių koreliacija – ištisinė stora linija, triukšmo modelis be triukšmo šaltinių koreliacijos – plona linija.  $V_{CE}=1,5V$ ,  $J_C=1.19mA/\mu m^2$

Triukšmo parametrų palyginimas dažnių juostoje  $f=2-29$  GHz (5.7.1–5 pav.) parodė triukšmo modelio su triukšmo šaltinių koreliacija modeliavimo rezultatų sutapimą su išmatuotaisiais. Triukšmo šaltinių koreliacijos panaudojimas HICUM sutelktų elementų modelyje leidžia padidinti šio modelio SiGe įvairialyčių dvipolių tranzistorių, esančių minimalaus triukšmo srityje (esant mažiausiam triukšmo lygiui atitinkamai parenkant sroves ir priešįtampio vertes), triukšmo modeliavimo tikslumą.

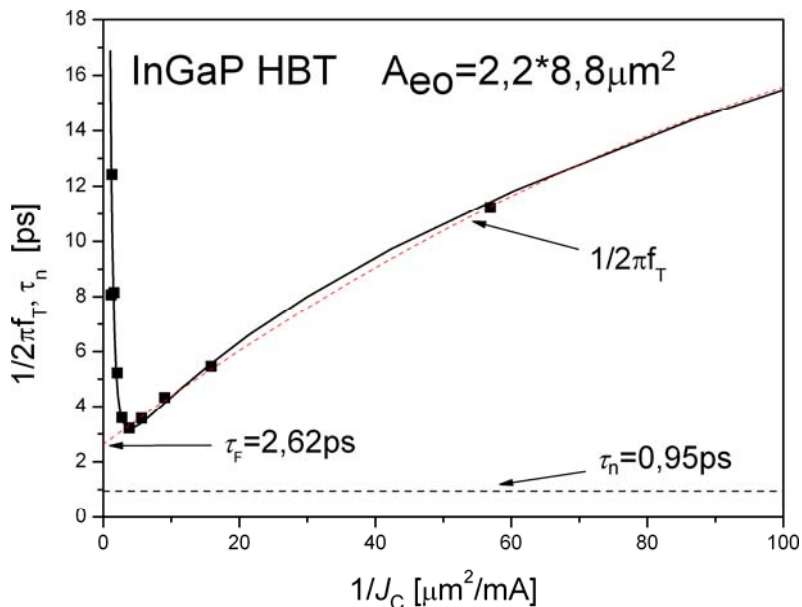


5.7.5. pav. ĪEL SiGe ĪDT optimalaus atspindžio rodiklio  $\Gamma_{opt}$  ir sklaidos parametrų  $S_{11}$  ir  $S_{22}$  priklausomybės. Eksperimentas – simboliai, triukšmo modelis su triukšmo šaltinių koreliacija – ištisinė linija.  $V_{CE}=1,5V$ ,  $J_C=1.19mA/\mu m^2$

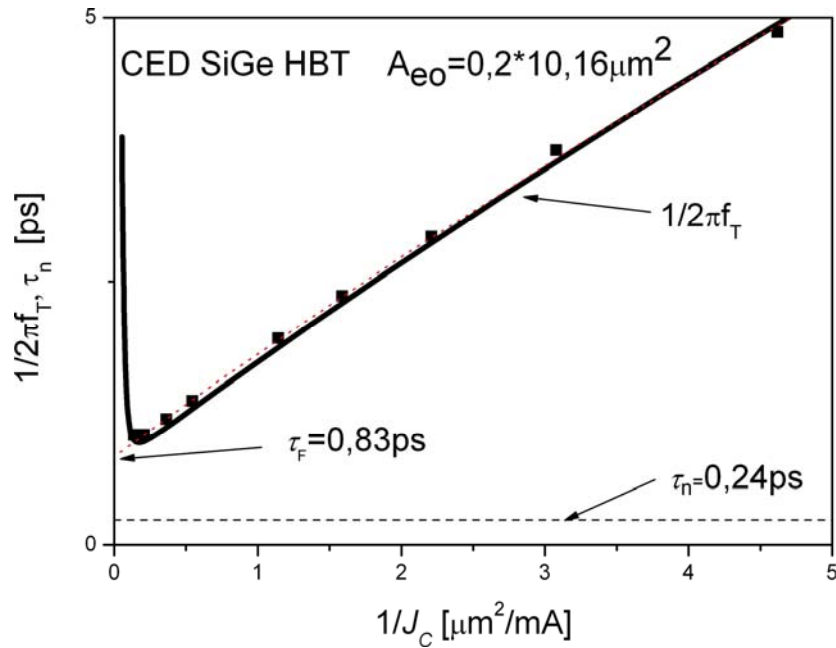
SEL SiGe  $\text{I}^2\text{T}$  bazės ir kolektoriaus srovių abipusė koreliacija, skirtingai negu  $\text{I}^2\text{EL}$  SiGe  $\text{I}^2\text{T}$  ir InGaP  $\text{I}^2\text{T}$ , yra nežymi ir praktiškai neįtakoja šios technologijos tranzistorių triukšmo charakteristikų (5.7.6 pav.).



5.7.6. pav. SEL SiGe  $\text{I}^2\text{T}$   $\text{I}^2\text{EL}$  SiGe  $\text{I}^2\text{T}$  minimalaus triukšmo rodiklio  $NF_{\min}$  ir sunormuotos triukšmo varžos  $R_n/50$  priklausomybės nuo dažnio  $f$ . Eksperimentas – simboliai, analitinis triukšmo modelis „An“ – ištisinė plona linija, sutelktų elementų modelis HICUM be triukšmo šaltinių koreliacijos – plona linija, hidrodinaminis modeliavimas „HD“ – brūkšniuotoji linija.  $V_{CE}=1,5\text{V}$



5.7.7. pav. InGaP  $\text{I}^2\text{T}$  pernašos delsos  $\tau_F$  palyginimas su triukšmo delsa  $\tau_n$ . Eksperimentas – simboliai, modeliavimas – stora linija, ekstrapoliacinės kreivės – brūkšniuotosios linijos



5.7.8. pav. InGaP  $\text{fT}$  pernašos delsos  $\tau_F$  palyginimas su triukšmo delsa  $\tau_n$ . Eksperimentas – simboliai, modeliavimas – stora linija, ekstrapoliacinės kreivės – brūkšniuotosios linijos

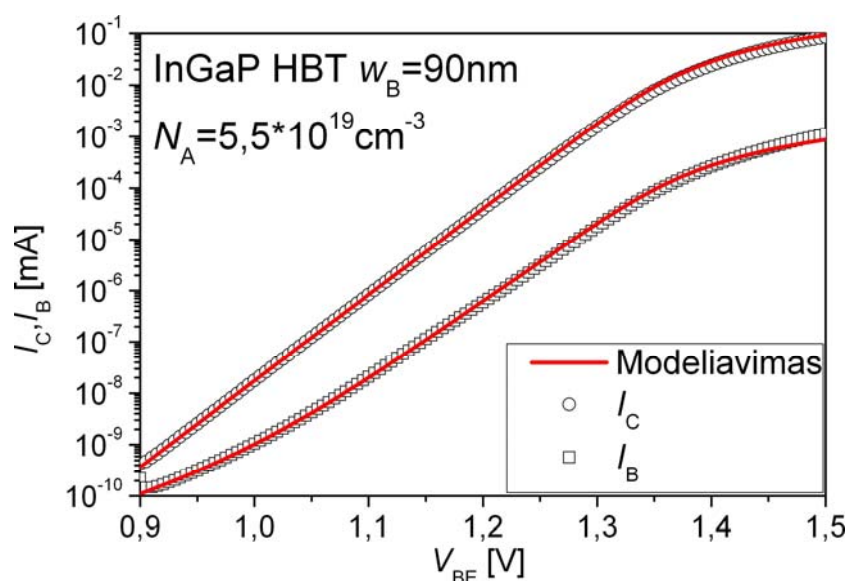
Ekstrapoliuojant tranzistoriaus  $1/2\pi f_T$  priklausomybę nuo  $1/J_C$  iki susikirtimo su ordinačių ašimi gaunama triukšmo koreliacijos delsos vertė. Toks šiuo triukšmo modelio naudojamas triukšmo koreliacijos delsos įvertinimas leidžia ją aprašyti funkcija priklausančia nuo tranzistoriaus pernašos laidžio kitimo. Įvairialyčių dvipolių tranzistorių gaunamos triukšmo koreliacijos delsos vertės  $\tau_n$  yra mažesnės už tranzistoriaus pernašos delsa (5.7.7, 8 pav.).

## 5.8 InGaP $\text{fT}$ modeliavimas

InGaP  $\text{fT}$  elektronų pernaša per bazę yra sąlygota laidumo juostos ypatybėmis. InGaP  $\text{fT}$  staigios įvairialyčių sandūros emiterio-bazės pikas (2.4.4 pav.) keičia pernašos pobūdį, skirtingai nei SiGe  $\text{fT}$ , kur šis pikas yra nereikšmingas. Dalis elektronų iš emiterio į bazę patenka tuneliuodami per šį emiterio-bazės įvairialyčių sandūros smailę ir įgyja papildomos kinetinės energijos. Tokie elektronai gali peršokti iš  $\Gamma$  energetinio slėnio į L arba X slėnius, kur didėja jų efektinė masė arba atitinkamai sumažėja dreifo greičiai. Tarpslėninė pernaša sąlygoja elektronų spūstį ir krūvio kaupimąsi bazės-

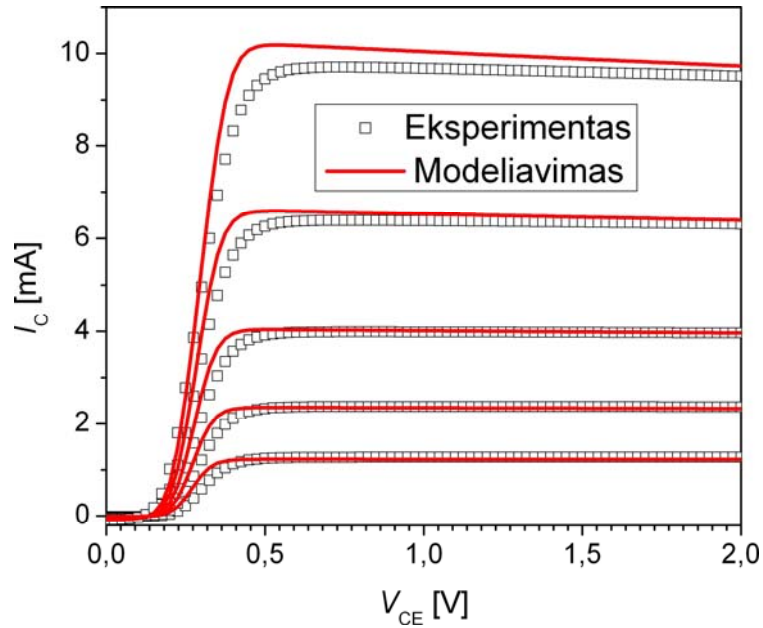
kolektoariaus srityje. Sukaupias erdvinis krūvis savo ruožtu apsunkina krūvininkų pernašą, o dėl papildomo signalo vėlinimo padidėja tranzistoriaus pernašos delsa. Tai sumažina ribinį srovės stiprinimo dažnį ir blogina triukšmo charakteristikas [94]. Papildomo  $\delta$ -legiravimo sluoksnio pagalba kolektoariuje išsklaidomas sukaupias krūvis, pagerėja tranzistorių aukštadažnės ir triukšmo savybės. Įvairialyčiai dvipoliai tranzistoriai su  $\delta$ -legiravimo sluoksnio kolektoariaus srityje vadinami sudėtinio kolektoariaus įvairialyčiais dvipoliais tranzistoriais (SKĮDT) (angl. Compound Collector Heterojunction Bipolar Transistor (CCHBT)) [95].

Šiame skyriuje pateikti InGaP/GaAs ĮDT su skirtingu bazės legiravimu  $N_A$  ( $4.5 \div 5,5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) ir bazės storiais  $w_B = 50, 70, 90 \text{ nm}$  tyrimai, kurie buvo lyginami su InGaP/GaAs SKĮDT ( $N_A=4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  ir  $w_B = 90 \text{ nm}$ , įvairialyčių sandūrų sudėtis tokia pati, kaip ir tirtų ĮDT) rezultatais [P6]



5.8.1 pav. . InGaP ĮDT kolektoariaus ir bazės srovių priklausomybės nuo bazės-emiterio įtampos.  $V_{CE} [\text{V}]=1.5$ . Eksperimentas – simboliai, modeliavimas – kreivės [P6]

Prieš pradėdant aukštadažnių ir triukšmo charakteristikų tyrimą atliktas nuolatinės srovės charakteristikų modeliavimas, naudojant sutelktų elementų modelį HICUM (5.8.1–2 pav.). Taip patikrinami pasirinkti modeliavimui modelio parametrai (kintamieji).



5.8.2 pav. InGaP IJT kolektoriaus srovės priklausomybė nuo kolektoriaus-emiterio įtampos.  $V_{CE} [V]=1.5$ . Eksperimentas – simboliai, modeliavimas – kreivės

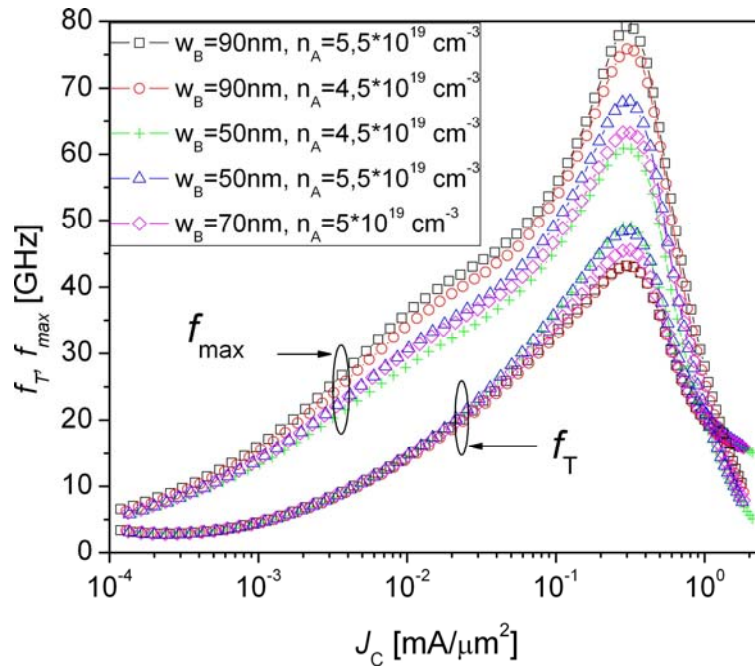
Elektronų pernaša per trumpą bazę yra kvazibalistinio pobūdžio, ir pagrindinis veiksnys ribojantis balistinę pernašą yra elektroninė sklaida. Todėl elektronų delsa per bazę gali būti modeliuojama naudojant „difuzinę“ pernašą, kurią riboja termojoninės emisijos greitis [96–98]:

$$\tau_B = \frac{\Delta Q}{\Delta J} = \frac{W_B^2}{2D_e} + \frac{W_B}{v_{th}}, \quad (5.8.1)$$

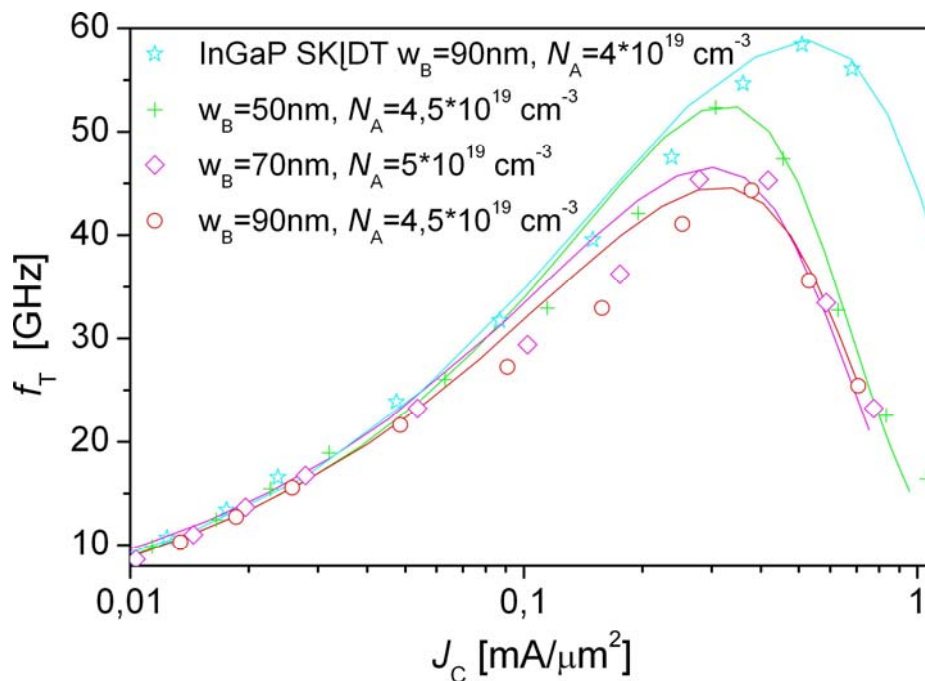
čia  $Q$  yra sukauptas krūvis,  $J$  – srovės tankis,  $v_{th}$  termojoninės emisijos greitis.

Ribinio srovės stiprinimo dažnio ir didžiausio generavimo dažnio skirtingo legiravimo bazių IJT priklausomybės nuo srovės rodo, geresnę tranzistorių su trumpesne baze greitaveiką, kuri silpnai priklauso nuo optimalaus bazės legiravimo parinkimo (5.8.3–4 pav.). Tos pačios sudėties InGaP SKIJT turi didesnę greitaveiką dėl sukaupto erdvinio išsklaidymo bazės-kolektoriaus srityje. InGaP SKIJT ir IJT ribinio srovės dažnio priklausomybių palyginimas rodo, kad bazėje sukauptas erdvinis krūvis ne tik riboja tranzistoriaus greitaveiką bet ir sąlygoja ribinio stiprinimo dažnio mažėjimą silpnesnių srovės tankių ruože (5.8.4 pav.).





5.8.3 pav. InGaP HBT su skirtingais bazės storiais ir legiravimų ribinio srovės stiprinimo  $f_T$  ir didžiausio generavimo dažnių  $f_{max}$  priklausomybės nuo kolektoriaus srovės tankio  $J_C$  Eksperimentas – simboliai, modeliavimas – linija

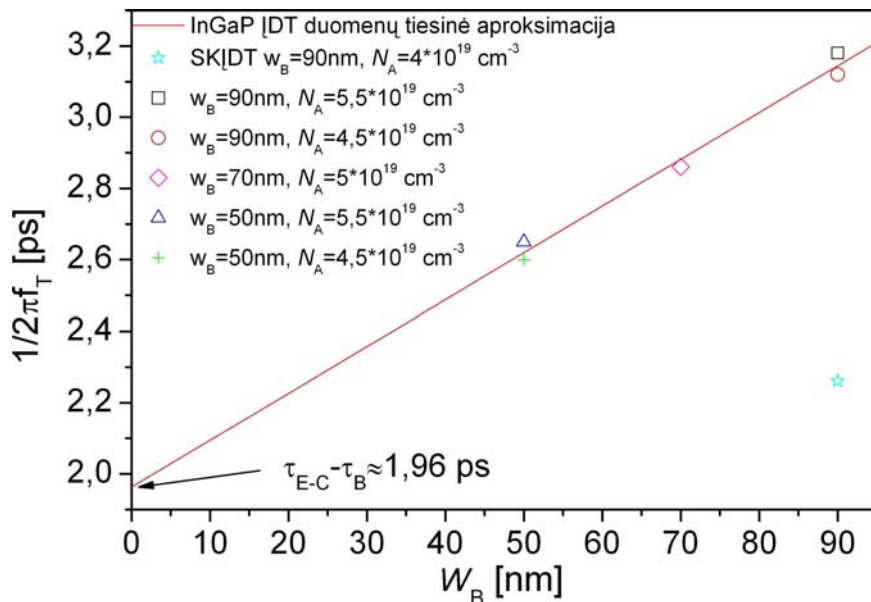


5.8.4 pav. InGaP HBT, su skirtingais bazės storiais ir legiravimų, ir InGaP SKHBT ribinio srovės stiprinimo  $f_T$  priklausomybė nuo kolektoriaus srovės tankio  $J_C$  Eksperimentas – simboliai, modeliavimas – linija [P6]

Bendrą tranzistoriaus pernašos delką galima apibūdinti emiterio-kolektoriaus delsa  $\tau_{E-C}$ , įskaitančia delsas RC grandinėje:

$$\tau_{E-C} = \tau_F + R_C C_{JC} + \frac{kT}{qI_C} (C_{JE} + C_{JC}) = \frac{1}{2\pi f_T}. \quad (5.8.2)$$

ĮDT emiterio-kolektoriaus delsa rodo tiesinę priklausomybę nuo bazės storio (5.8.5 pav.), kas patvirtina kvazibalistinių elektronų pernašos pobūdį. Nepaisant ĮDT  $\tau_{E-C}$  silpnos priklausomybės nuo bazės legiravimo, galima apytiksliai įvertinti šių tranzistorių bazės delsas, nes kolektoriaus ir emiterio legiravimo ir sudėties profiliai tie patys. InGaP ĮDT su  $W_B = 90\text{nm}$  –  $\tau_B \sim 0.6$  ps, o  $W_B = 50\text{nm}$  –  $\tau_B \sim 0.6$  ps. Tos pačios sudėties  $W_B = 90\text{nm}$  SKĮDT su  $\delta$  legiravimo sluoksniu emiterio-kolektoriaus delsa mažėja  $\sim 0,9$  ps dėl sukaupto erdvinio krūvio išsklaidymo.

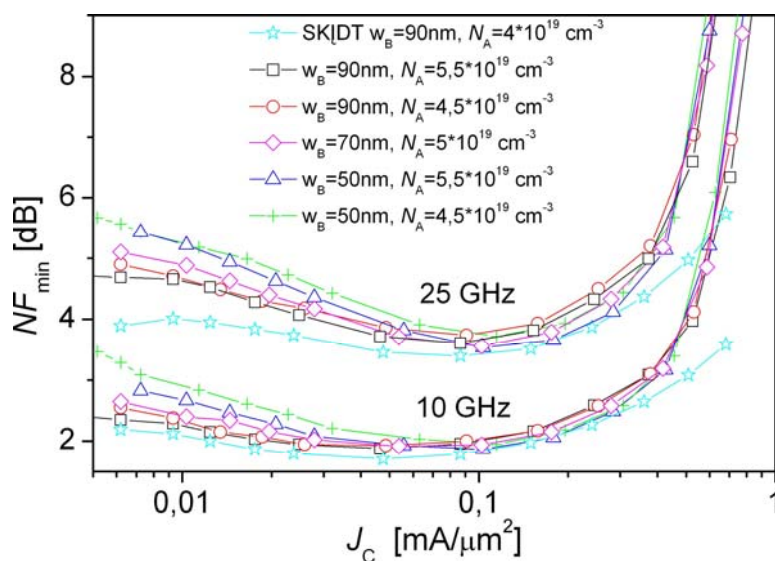


5.8.5 pav. InGaP ĮDT, su skirtingais bazės storiais ir legiravimų, ir InGaP SKĮDT emiterio-kolektoriaus delsos  $\tau_{E-C}$  priklausomybė nuo bazės storio  $W_B$ . Ekstrapoliuotos iš eksperimento vertės – simboliai, tiesinė aproksimacija – linija [P6]

InGaP ĮDT  $NF_{\min}$  eksperimentinės priklausomybės nuo kolektoriaus srovės parodė netikėtą rezultatą: išmatuotas  $NF_{\min}$  silpnai priklauso nuo bazės legiravimo ir storio kolektoriaus srovės tankiuose  $J_C > 0,1 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$  (5.8.6 pav.). Trumpesnės bazės tranzistoriai pasižymi didesniu stiprinimu aukštuose dažniuose (5.8.4 pav.). Tačiau tirtų tranzistorių triukšmo charakteristikos

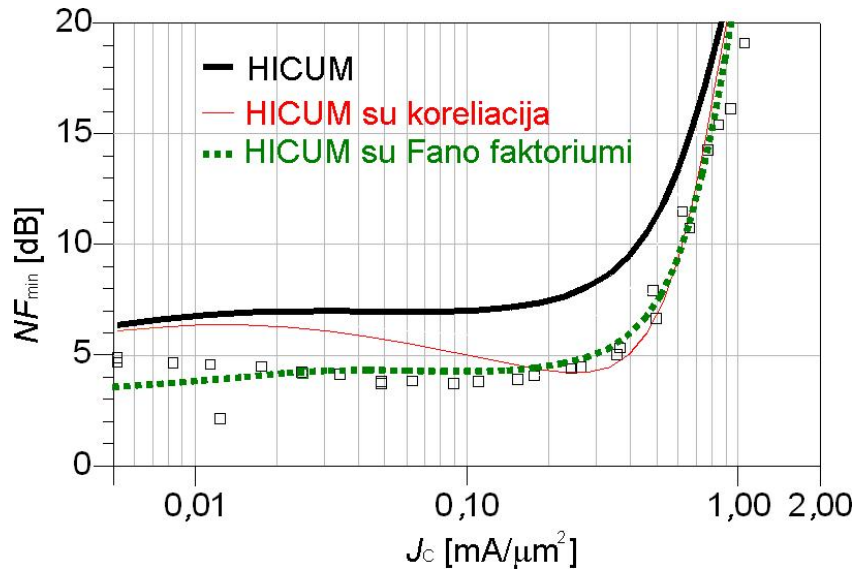
parodė tik nežymų  $NF_{\min}$  mažėjimą (5.8.6 pav.). Tai rodo, kad bazės delsa nesudaro didžiausio indėlio į bendrą tranzistoriaus pernašos delsa.

Tuo tarpu InGaP SKĮDT pasižymi mažesniu triukšmu nei ĮDT. Be to srovės tankiuose  $J_C > 0,3 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$  SKĮDT nerodo  $NF_{\min}$  charakteriškų staigaus kilimo dėl prasidėjusios smūginės jonizacijos. Tai patvirtina sukaupto krūvio išsklaidymą bazės-kolektoriaus srityje. Todėl galima teigti, kad papildoma delsa dėl sukaupto erdvinio krūvio yra svarbus veiksnys įtakoiantis ne tik InGaP ĮDT greitaveiką, bet ir triukšmo savybes.



5.8.6 pav. InGaP ĮDT, su skirtingais bazės storiais ir legiravimu, ir InGaP SKĮDT eksperimentinė minimalaus triukšmo rodiklio  $NF_{\min}$  priklausomybės nuo kolektoriaus srovės tankio  $J_C$

InGaP ĮDT minimalaus triukšmo rodiklio HICUM modelis su įskaityta šratinio triukšmo šaltinių koreliacija gali aprašyti  $NF_{\min}$  priklausomybes plačiame dažnių ruože (2–26GHz) (5.5.8. pav.), bet tik  $J_C > 0,15 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$  (5.8.7 pav.). InGaP ĮDT ir InGaP SKĮDT triukšmo charakteristikų palyginimas parodė sukaupto krūvio įtakos įskaitymo būtinybę.



5.8.7 pav. InGaP IDT, su  $W_B = 90\text{nm}$  minimalaus triukšmo rodiklio  $NF_{\min}$  priklausomybės nuo kolektoriaus srovės tankio  $J_C$ . Eksperimentas – simboliai, modeliavimas – linijos

Kuloninė blokada yra reikšminga mažinant kolektoriaus šratinį triukšmą [99]. Šio atveju sukaupto erdvinio krūvio įtaka kolektoriaus šratinio triukšmo galios spektriniam tankiui nusakoma naudojant Fano daugiklį  $\gamma$ :

$$S_{I_c} = 2qI_c\gamma. \quad (5.8.3)$$

Panaudojus Fano daugiklį ( $\gamma=0,3$ ) ir triukšmo koreliacijos delną  $\tau_n=1/3\tau_{Bf}$  buvo išplėstos sutelktų elementų modelio HICUM/L2v2.23 InGaP IDT modeliavimo  $J_C < 0,15 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$  galimybės. Modeliavimo rezultatai parodė, kad Kuloninė blokada InGaP IDT yra pagrindinis veiksnys mažinantis triukšmą ir nulemiantys staigų jo didėjimą dėl smūginės jonizacijos [P6].

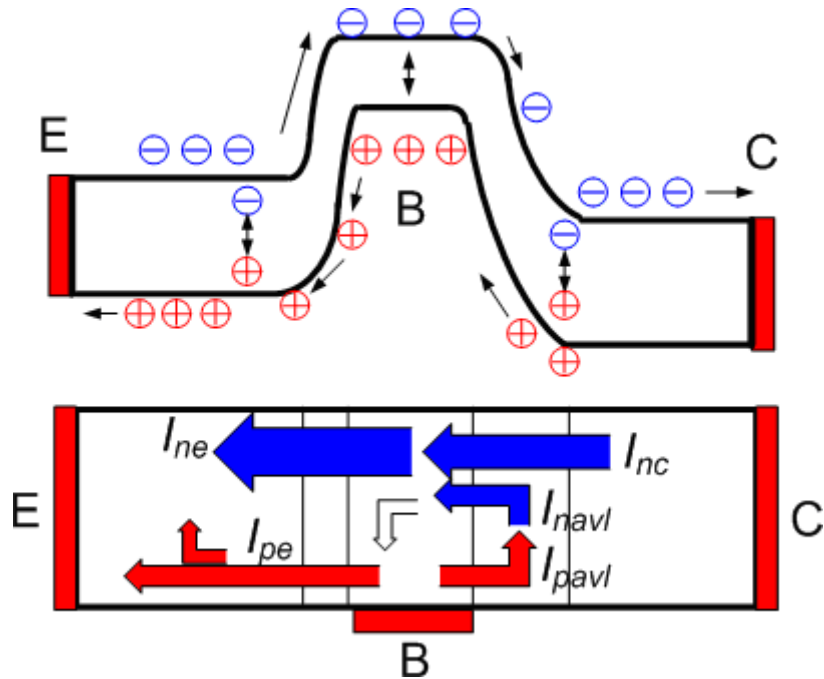
## 6 Smūginės jonizacijos daroma įtaka SiGe IDT

### 6.1 Smūginė jonizacija

Stiprūs elektriniai laukai  $pn$  sandūroje sąlygoja jos pramušimą ir sukuria labai stiprias sroves [100]. Dvipolio tranzistoriaus atveju pramušimo efektai yra svarbūs kolektoriaus sandūrai, nes stiprinimo veikoje tik ši sandūra yra veikiamą atvirkštinio priešįtampio. Sandūros pramušimo vyksmai skirstomi į elektrinį pramušimą, kuriuo metu sandūra nesuardoma ir šiluminį pramušimą, kai elektrinis pramušimas pereina į šiluminį pramušimą ir nustojus veikti atgalinei įtampai neatsistato užtvarinės  $pn$  sandūros savybės. Skiriami pagrindiniai elektrinio pramušimo mechanizmai: šiluminio nestabilumo, tunelinis ir griūtinis (smūginio jonizavimo). Vienas svarbiausių pramušimo mechanizmų puslaidininkiniams prietaisams yra smūginė jonizacija, kuri įtakoja diodų atvirkštinio priešįtampio, dvipolių tranzistorių kolektoriaus ir lauko tranzistorių santakos įtampų maksimalias vertes [40].

Įvairialyčių dvipolių tranzistorių (InGaP IDT 5.5.3. pav. ir SiGe IDT 5.5.4. pav.) ribinio srovės stiprinimo dažnio  $f_T$  priklausomybes nuo kolektoriaus srovės (esant mažiems kolektoriaus srovės tankiams) galima aproksimuoti tiesėmis, tačiau esant dideliems kolektoriaus srovės tankiams,  $f_T$  augimas įsisotina ir, didinant kolektoriaus srovę, visiškai degradoja. Ribinis srovės stiprinimo dažnis atvirkščiai priklauso nuo tranzistoriaus delsos  $\tau_F$  ir ribinio srovės stiprinimo dažnio tiesinės priklausomybės nuo kolektoriaus srovės eigos. Degradavimas siejamas su tranzistoriaus delsos didėjimu stiprių srovių injekcijos atveju. Esant mažiems kolektoriaus srovės tankiams, delsa praktiškai nesikeičia ir nepriklauso nuo kolektoriaus srovės dydžio. Šis delsos didėjimas siejamas su Kirko efektu [39], efektinio bazės storio didėjimu dėl stiprių srovių sąlygoto šalutinių krūvininkų krūvių persiskirstymo. Šalutinių krūvininkų krūvių persiskirstymas bazės ir kolektoriaus srityje pradeda ryškėti kai srovės pernašoje dalyvaujančių krūvių tankiai tampa panašios eilės ir didesni už stacionarius nejudančių jonizuotų krūvių tankius, kas nulemia

elektriškai neutralaus sluoksnio išplėtimą ir net bazės ir kolektoriaus sandūros išstūmimą į giliau kolektoriaus sritį kraštutiniu atveju. Kitas efektas, nulemiantis ribinio srovės stiprinimo dažnio mažėjimą, yra tekančios srovės kanalo išplėtimas į periferinę bazės kolektoriaus sritį. Šitie efektai turi visiškai skirtingus fizikinius mechanizmus, tačiau jų poveikis dvipoliui tranzistoriui yra vienodas – bazės ir kolektoriaus sandūros išstūmimas [P5, 100–104].



6.1.1 pav. Srovių, tekančių per dvipolį tranzistorių, pagrindiniai sandai esant smūginei jonizacijai

Praktikoje, siekiant pagerinti dvipolio tranzistoriaus greitaveiką, naudojami didesnio kolektoriaus legiravimo profiliai. Tai leidžia atitolinti Kirko efekto pradžių į aukštesnius kolektoriaus srovės tankius [104–106]. Didesnis kolektoriaus legiravimas mažina kolektoriaus varžą ir dėl to didėja kolektoriaus srovė ir sumažėja kolektoriaus ir emiterio sandūros ribinė pramušimo įtampa  $BV_{CE0}$ . Projektuojant puslaidininkinius prietaisus, stengiamasi išvengti tokių darbo režimų, kuriuose gali vykti smūginė jonizacija. Tačiau praktikoje ne visada pavyksta to išvengti: pvz., skaidulinės optikos įėjimo grandinėje naudojami griūtiniai diodai [107], skaidulinės optikos dvipoliai integriniai tvarkikliai [108], aukštadažniai stiprintuvai, galintys veikti įtampose virš  $BV_{CE0}$  [15, 16], taigi, prietaisų veika smūginės

jonizacijos srityje yra neišvengiama. Smūginės jonizacijos metu staigiai didėja išėjimo laidis, kurį lydi ir staigus triukšmo didėjimas. Triukšmo lygis gali pradėti didėti prie mažesnių įtampų, negu kolektoriaus-emiterio pramušimo įtampa. Tada smūginės jonizacijos vyksmas dar nėra pastebimas iš voltamperinių charakteristikų, ir dėl vyksmo atsitiktinės prigimties ir savo specifinės įtakos kolektoriaus srovei generuojamas taip vadinamas mikroplazminis (žemadažnis) triukšmas [17–19].

Smūginė jonizacija dvipoliuose tranzistoriuose vyksta esant atvirkštiniam priešįtampiui prie kolektoriaus sandūros nuskurdintojo sluoksnio. Šiame sluoksnyje susidariusiame stipriame elektriniame lauke pagreitinti laisvieji krūvininkai pasiekia pakankamą kinetinę energiją jonizuoti kristalinės gardelės atomus. Jonizavimo metu generuojamos elektronų ir skylių poros. Elektronai ir skylės, veikiami elektrinio lauko, pradeda dreifuoti į skirtingas puses – elektronai į kolektorių, o skylės į bazę. Įgiję pakankamai kinetinės energijos, šie krūvininkai gali inicijuoti nuskurdintajame sluoksnyje pakartotinus jonizacinius įvykius. Taip yra sukuriamos papildomi bazės ir kolektoriaus srovių griūtiniai elektronų  $I_{navl}$  ir skylių  $I_{pavl}$  sandai (6.1.1 pav.).

## 6.2 IDT smūginės jonizacijos modelis

Puslaidininkiniuose prietaisuose krūvininkų pernašos fizikiniai modeliai triukšmo modeliavimui naudoja Monte Karlo metodu gaunamų Bolcmano lygčių sprendinius. Tačiau generavimo ir rekombinavimo procesų modeliavimas Monte Karlo metodu reikalauja daug kompiuterinių resursų ir laiko. Šiuo aspektu yra žymiai patrauklesni dreifo-difuzijos ir hidrodinaminiai modeliai. Dreifo-difuzijos modeliai ir klasikinė smūginės jonizacijos teorija [109] neatsižvelgia į atstumą („laisvo dreifo srities“ nuotolį (angl. “dead” length, “dead” zone length), kurį praeidamas krūvininkas įgyja pakankamai kinetinės energijos jonizacijai ir tai veda į griūties daugiklio  $M$  dydžio pervertinimą [20, 21, 110, 111]. Šios dreifo srities įskaitymas modeliuojant krūvininkų pernaša reikalauja jų pernašos eigos „istorijos“, tai galima realizuoti hidrodinaminiais modeliais per krūvininkų energijos ir judesio kiekio

lygtis. Įvairialyčio dvipolio tranzistoriaus atveju krūvininkai, dalyvaujantys krūvio pernašoje, įgyja pakankamai kinetinės energijos gardelės atomams jonizuoti, kai atsiduria stipraus elektrinio lauko veikiamame kolektoriaus ir bazės sandūros nuskurdintajame sluoksnyje. Tačiau jei šis sluoksnis yra trumpesnis už „laisvo dreifo srities“ nuotolį ir antrinio griūtinio jonizavimo nuotolį, tai jonizacija nereikšminga. Tokią situaciją turime trumpuose Si ir GaAs fotodioduose ir jų jonizacijos spartos modeliavimui naudojama, priklausoma nuo krūvininkų pernašos eigos „istorijos,“ susidūrimo teorija [112].

Sutelktų elementų modelių atveju modeliavimas vykdomas silpnos smūginės jonizacijos srityje ( $M-1 < 1$ ), nes tokiomis sąlygomis dar gali veikti įvairialyčiai tranzistoriai integriuose grandynuose. Populiariausiuose dvipolių tranzistorių sutelktų elementų modeliuose, tokiuose kaip VBIC [113] ir HICUM [114] įskaitomos tik vidutinio stiprio griūtinės srovės, o su MEXTRAM [70] galima sumodeliuoti tranzistorių stiprių griūtinių srovių sąlygose, įskaitant išėjimo voltamperinių charakteristikų  $I_C(V_{CE})$  „traukimosi atgal“ (angl. „snapback“, “fly back”) efektą prie įtampų didesnių už ribines  $BV_{CE0}$  [115, 116]. Išėjimo voltamperinių charakteristikų  $I_C(V_{CE})$  „traukimosi atgal“ elgseną gali sąlygoti tiek smūginio jonizavimo tiek ir savaiminio kaitimo efektai, kas gali negrįžtamai sunaikinti tranzistorių [117, 118].

Simetrinio *npn* SiGe IDT bendro emiterio jungime modeliavimui buvo pasirinkti Galene III programiniame pakete [119] esantys dreifo-difuzijos DD ir hidrodinaminis HD modeliai, kuriuose savaiminis tranzistorių kaitimas įskaitomas suderintiniu būdu, parenkant tranzistoriaus šiluminę varžą, o legiravimo profilis gaunamas analitiškai aprašant antrinių jonų masių spektrometrijos SIMS (angl. Secondary ion mass spectrometry) gautus matavimo rezultatus. Smūginei jonizacijai modeliuoti naudojamas lokalsios temperatūros Chynowetho dėsnis [120]:

$$\alpha = A \exp\left(-\frac{B}{E}\right), \quad (6.2.1)$$



čia  $\alpha$  yra jonizacijos sparta,  $E$  – elektrinio lauko stipris. Tai empirinės, trimačio silicio atvejui gerai žinomos konstantos. SiGe IDT jonizacijos modeliui  $A$  ir  $B$  konstantos nėra žinomos, ir reikalingas kalibravimas [121, 122]. Gauti kalibravimo rezultatai galiausiai panaudojami sutelktų elementų modelyje. DD modelyje naudojamas elektrinis laukas (6.2.1) lygtyje neatsižvelgiant į laisvo dreifo atstumą. HD modelio vietoj elektrinio lauko (6.2.1) lygtyje naudojamas šiluminio modelio efektinis elektrinis laukas  $E_{ef}$ :

$$E_{ef} = \sqrt{\frac{3}{2} \frac{U_{T_c} - U_{T_l}}{\mu(T_c)\tau_w(T_c)}}; \quad (6.2.2)$$

$$U_{T_c} = \frac{k_B T_c}{q}; \quad U_{T_l} = \frac{k_B T_l}{q}, \quad (6.2.3)$$

čia  $T_c$  yra HD modeliavimo metu įvertinama vietinė krūvininkų (elektronų) temperatūra,  $T_l$  – gardelės temperatūra,  $\mu(T_c)$  ir  $\tau_w(T_c)$  – nuo elektronų temperatūros priklausantis elektronų judris ir energijos relaksacijos trukmė,  $U$  – įtampa,  $k_B$  – Boltzmano konstanta,  $q$  – elementarus krūvis. Savaiminis tranzistoriaus kaitimas įskaitomas analogiškai kaip ir sutelktų elementų modeliuose panaudojant sutelktą šiluminę varžą  $R_{th}$ . Išsklaidytos galios ir gardelės temperatūrinis pokytis apskaičiuojami naudojant galių balanso lygtį:

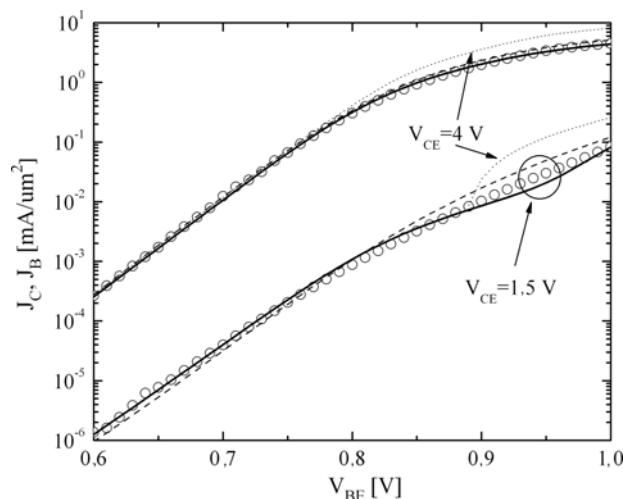
$$\Delta T_l = R_{th}(V_{CE}I_C + V_{BE}I_B). \quad (6.2.4)$$

Aplinkos temperatūrą  $T_0$  DD ir HD modeliai naudoja tranzistoriaus vidinei temperatūrai apibrėžti tik pirmai prietaiso iteracijai, po to temperatūra yra atnaujinama (koreguojama) naudojant (6.2.4) lygtį iki tol, kol bus pasiektas užduotas tikslumas.

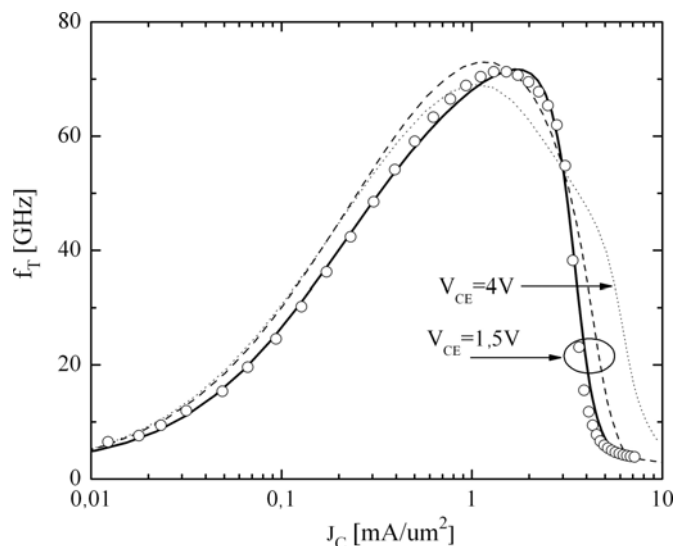
### **6.3 Nuolatinės srovės ir aukštadažnių charakteristikų tyrimas smūginės jonizacijos srityje**

Sutelktų elementų modelio parametrams rasti naudojama TRADICA programinė įranga [123], išgaunanti parametrus iš duomenų apie technologinį procesą. Technologinio proceso duomenų ir iš jų gautų parametrų

nepakankamas tikslumas reikalauja nežymaus kelių parametru derinimo su tiriamo tranzistoriaus nuolatinės srovės ir aukštadažnėmis charakteristikomis. Smūginės jonizacijos tyrimams [P2] buvo naudojamas  $0,5 \times 20,3 \mu\text{m}^2$  emiterio ploto  $f_T = 73 \text{ GHz}$  ribinio srovės stiprinimo dažnio ir  $f_{\text{max}} = 110 \text{ GHz}$  didžiausio generavimo dažnio, esant kolektoriaus įtampai  $V_{\text{CE}} = 1,5 \text{ V}$ , *nnp* SiGe [DT [85, 87].

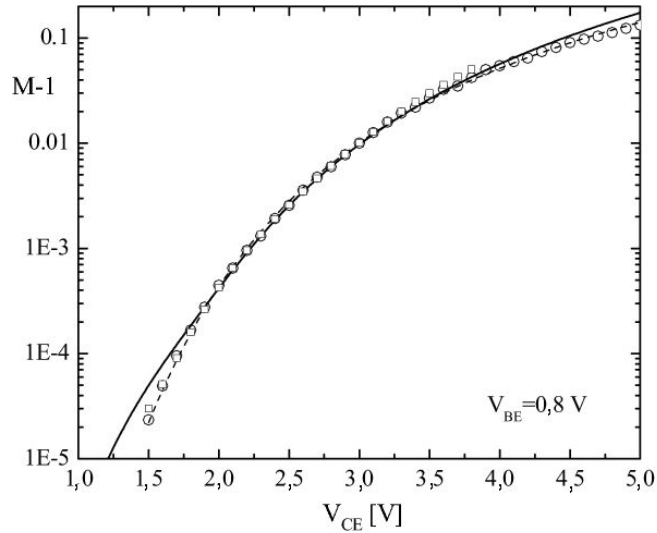


6.3.1. pav. SiGe [DT  $A_{E0} = 0,5 \times 20,3 \mu\text{m}^2$  kolektoriaus  $J_C$  ir bazės  $J_B$  srovių tankių priklausomybės nuo bazės-emiterio įtampos  $V_{\text{BE}}$ .  $V_{\text{CE}} = 1,5 \text{ V}$  ir  $4 \text{ V}$ . Eksperimentas – simboliai, HD modelis – brūkšniuotosios kreivės, HICUM – ištisinė kreivė. (Iš [P2])

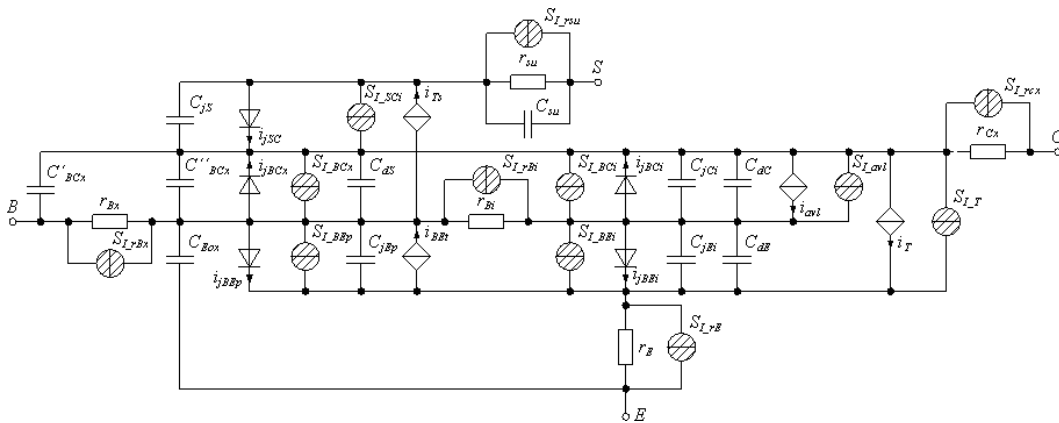


6.3.2. pav. SiGe [DT  $A_{E0} = 0,5 \times 20,3 \mu\text{m}^2$  ribinio srovės stiprinimo dažnio  $f_T$  priklausomybės nuo kolektoriaus srovės tankio  $J_C$ .  $V_{\text{CE}} = 1,5 \text{ V}$  ir  $4 \text{ V}$ . Eksperimentas – simboliai, HD modelis – brūkšniuotosios kreivės, HICUM – ištisinė kreivė. (Iš [P2])

Esant fiksuotoms kolektoriaus emiterio įtampoms  $V_{CE}$ , gauti modeliavimo rezultatai sutapo su tranzistoriaus išmatuotomis voltamperinėmis charakteristikomis (6.3.1. pav.) ir su ribinio srovės stiprinimo dažnio priklausomybę nuo kolektoriaus srovės tankio (6.3.2. pav.).



6.3.3 pav. SiGe IDT  $A_{E0}=0,5*20,3 \mu\text{m}^2$  smūginės griūtės daugiklio  $M$  priklausomybės nuo kolektoriaus-emiterio įtampos  $V_{CE}$ .  $V_{BE}=0,8\text{V}$ . Eksperimentas – kvadratai, Monte Karlo modelis – skrituliai, HD modelis – brūkšniuotoji kreivė, HICUM – ištiesinė kreivė. (Iš [P2])



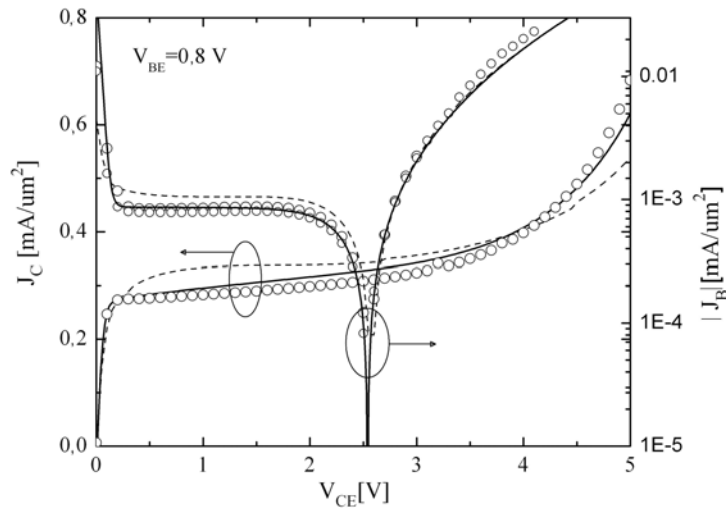
6.3.4. pav. Satelktų elementų modelio HICUM ekvivalentinė schema

Smūginės jonizacijos modelio kalibravimas pradedamas nuo tranzistoriaus HD modeliavimo neatsižvelgiant į smūginę jonizaciją [P3]. Gautas elektrinio lauko pasiskirstymas ir srovės tankis naudojami nesuderintiname Monte Karlo modelyje. Monte Karlo metodu suskaičiuotas griūtės didėjimo daugiklis  $M$  naudojamas kalibravimui HD modelyje.  $A$  ir  $B$  konstantos parenkamos tokios, kad suskaičiuotas dauginimosi koeficientas  $M$

gerai sutaptų su gautuoju (6.3.3 pav.). Griūties didėjimo daugiklis  $M$  nėra tiesioginis sutelktų elementų modelio HICUM kintamasis, nes už kolektoriaus srovės didėjimą dėl smūginio jonizavimo yra atsakingas papildomas srovės šaltinis  $i_{avl}$  (6.3.4 pav.). Papildomas griūtinė kolektoriaus srovės sandas  $I_{avl}$  išreiškiamas:

$$M - 1 = \frac{I_{avl}}{I_T}, \quad (6.3.1)$$

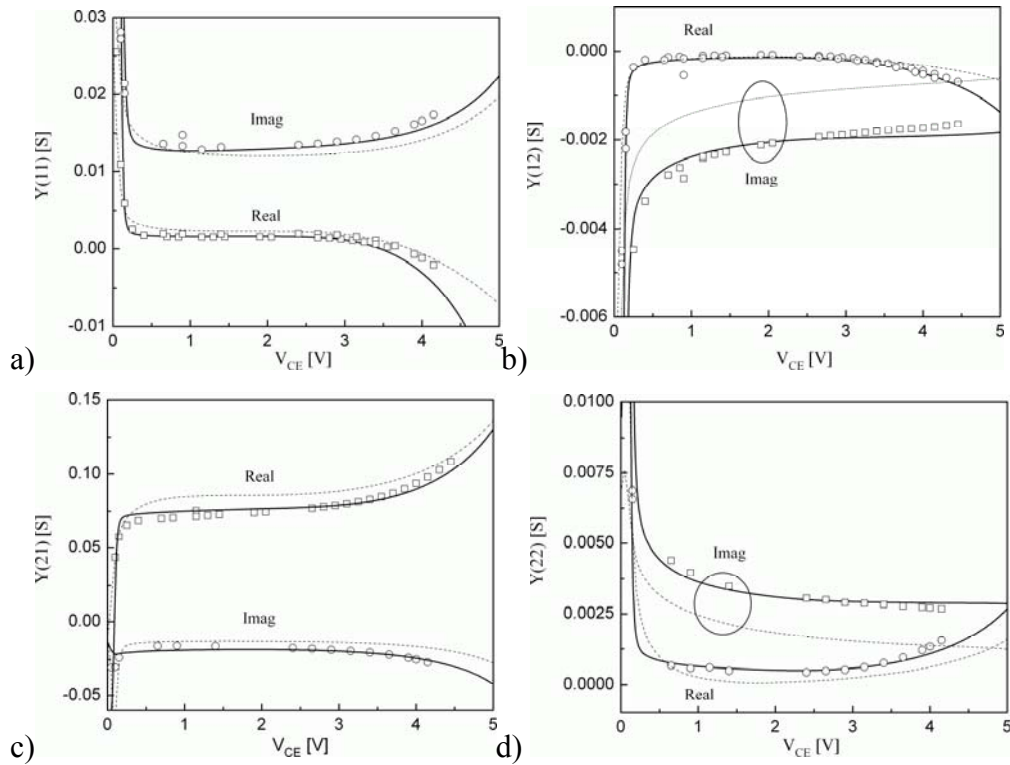
čia  $I_T$  yra pernašos srovė, kuri dvipolio tranzistoriaus atveju lygi kolektoriaus srovei ( $I_T = I_C$ ).



6.3.5 pav. SiGe IDT  $A_{E0}=0,5*20,3 \mu\text{m}^2$  kolektoriaus  $J_C$  ir bazės  $J_B$  srovių tankių priklausomybės nuo kolektoriaus-emiterio įtampos  $V_{CE}$ .  $V_{BE} = 0,8\text{V}$ . Eksperimentas – simboliai, HD modelis – brūkšniuotoji kreivė, HICUM – ištisinė kreivė. (Iš [P2])

Eksperimentiniai duomenys, gauti naudojant pastoviosios emiterio srovės matavimo metodą (angl. forced emitter current method) [124], leidžia atskirti nuskurdintojo sluoksnio moduliacijos ir smūginės jonizacijos įtakas kolektoriaus srovei. Kitas šio metodo pranašumas – esant pastoviam priešįtampiui  $V_{BE}$ , matavimai vykdomi saugaus kolektoriaus srovės tankio srityje ir taip išvengiama šiluminio pramušimo. Sutelktų elementų modelio rezultatai sutampa su HD modelio, Monte Karlo modelio ir išmatuotais rezultatais (6.3.3 pav.)  $V_{CE}$  įtampų nuo 1,8V iki 4.0V srityje. HICUM modelio

elektronų griūtės didėjimo daugiklio  $M$  gaunamas didesnes vertes dėl laisvo dreifo atstumo neįskaitymo mažose įtampose. Krūvininkų dauginimo aproksimacijos, naudojamos tik silpnam griūtiniam jonizavimui ir netinkamos stiprių srovių ir įtampų atveju [125].



6.3.6 pav. SiGe IDT,  $A_{E0}=0,5*20,3 \mu\text{m}^2$ , realiosios (Real) ir menamos (Imag) dalies pilnutinio laidžio  $Y$  matricos elementų priklausomybės nuo kolektoriaus-emiterio įtampos  $V_{CE}$ .  $f=8\text{GHz}$ . a)  $Y_{11}$ , b)  $Y_{12}$ , c)  $Y_{21}$ , d)  $Y_{22}$ . Eksperimentas – simboliai, HD modelis – brūkšniuotoji kreivė, HICUM – ištisinė kreivė. (Iš [P2])

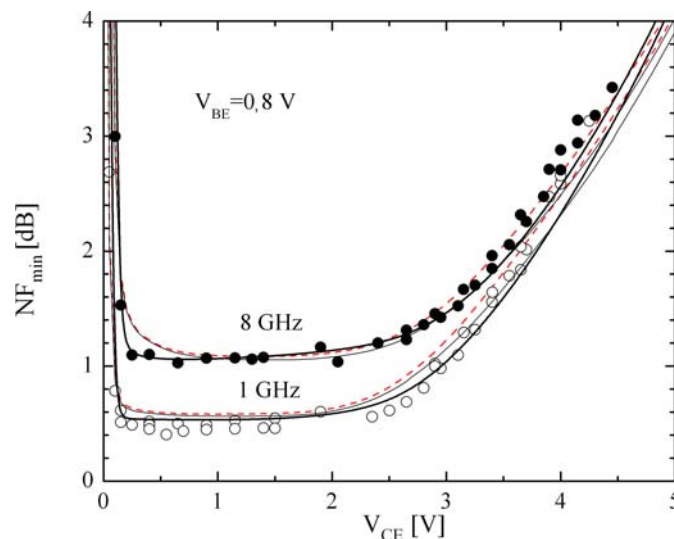
Elektronai ir skylės, sugeneruotos smūginio jonizavimo metu, įtakoja tranzistoriaus srovės skirtingai (6.3.5 pav.). Sugeneruoti elektronai prisideda prie bendro elektronų srauto ir jie keičia tik kolektoriaus srovę ją didindami. Sugeneruotos skylės pagreitinamos elektrinio lauko link bazės išėjimo. Kai smūginės jonizacijos bazės srovės skylių atgalinis sandas pradeda viršyti bazės tiesioginės skylių injekcijos srovės sandą, bazės srovė keičia ženklą [126, 127] (esant  $V_{CE} \sim 2,5 \text{ V}$ ). Tai rodo, kad pramušimo slenkstinė įtampa  $BV_{CE0} = 2,5\text{V}$  sutelktų elementų ir hidrodinaminiam modeliui parinkta teisingai. Esant  $V_{CE} > 3,5 \text{ V}$  HD modelio rezultatų vertės gaunamos mažesnės už išmatuotas

dėl didėjančio savaiminio kaitimo įtakos. Virš  $V_{CE} \sim 4,5$  V smūginė jonizacija stipriai pasireiškia kolektoriaus srovėje  $I_C$ . Detalesni tyrimai šitoje srityje rodo, kad pagrindinę įtaką  $I_C$  didėjimui turi savaiminis tranzistoriaus kaitimas [18].

Detalus aukštadažnių charakteristikų nagrinėjimas ties 8 GHz parodė neblogą sutelktų elementų modelio HICUM pilnutinio laidžio priklausomybių nuo kolektoriaus-emiterio įtampos modeliavimo rezultatų sutapimą. HD modelio gaunamų  $Y_{12}$  ir  $Y_{22}$  modeliavimo rezultatų nesutapimai su išmatuotais siejami su šio dvimačio modelio neįskaitytais tūriniais ir periferiniais tranzistoriaus elementais, tokiais kaip emiterio ir kolektoriaus  $pn$  sandūrų talpos ir laidaus padėklo elementai.

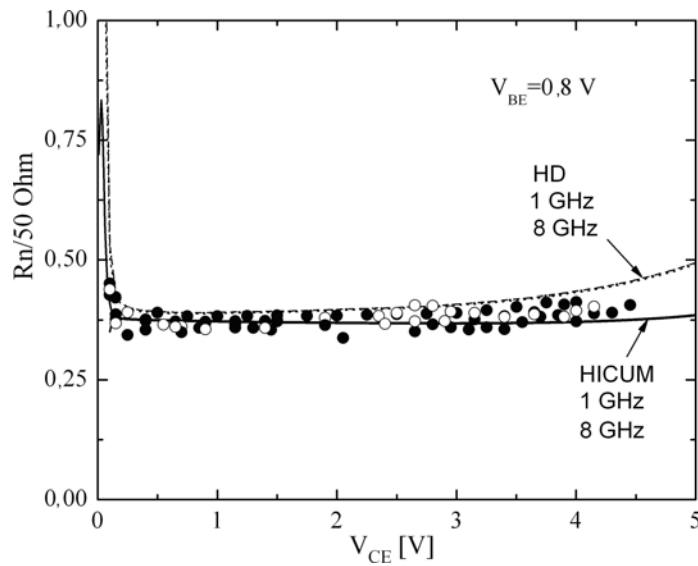
## 6.4 ĮDT smūginės jonizacijos triukšmo charakteristikų modeliavimas

Triukšmo modeliavimui su hidrodinaminiu modeliu buvo naudojamas Lanževano triukšmo modelis [30] panaudotas Galene III programinėje įrangoje. Modelis įskaito elektronų ir skylių sklaidą, Šoklio-Rido-Holo rekombinaciją ir smūginės jonizacijos efektus.



6.4.1 pav. SiGe ĮDT,  $A_{E0}=0,5*20,3 \mu\text{m}^2$ , minimalaus triukšmo rodiklio  $NF_{\min}$  priklausomybės nuo kolektoriaus-emiterio įtampos  $V_{CE}$ . Eksperimentas  $f = 1\text{GHz}$  – tuščiaviduriai simboliai ir  $f = 8\text{GHz}$  – pilnaviduriai simboliai, HD modelis – brūkšniuotoji kreivė, HICUM – ištisinė kreivė. (Iš [P2])

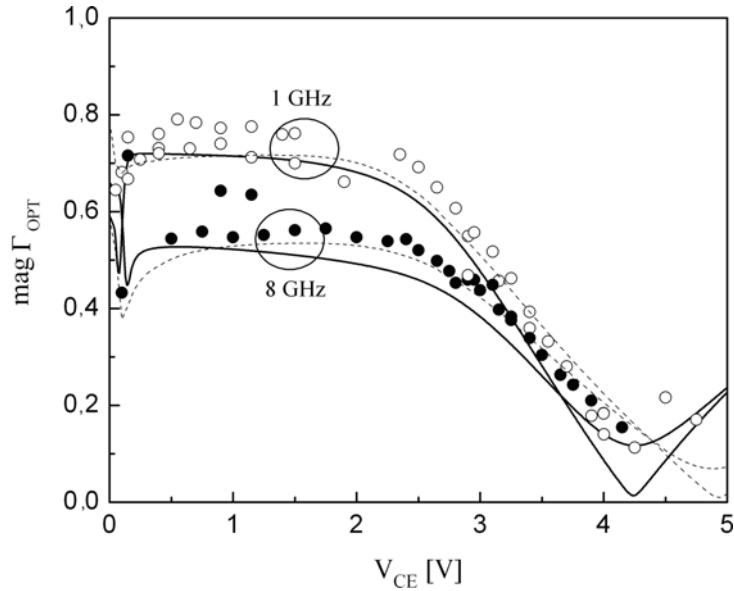
Minimalaus triukšmo rodiklio matavimai ir modeliavimas rodo jo silpnai kintančias vertės kolektoriaus-emiterio įtampų ruože tarp 0,2 ir 2,5V esant 1 ir 8 GHz (6.4.1 pav.). Triukšmas didėja mažesnėse už 0,2 V ir didesnėse už 2,5V įtampose. Prie mažų įtampų triukšmo didėjimą lemia staigus signalo stiprinimo kritimas, nes tranzistorius pradeda veikti jau nebe stiprinimo, o soties veika. Triukšmo didėjimas įtampose virš 2,5V siejamas su smūginės jonizacijos ir savaiminio kaitimo reiškiniais, kurie didina kolektoriaus srovę.



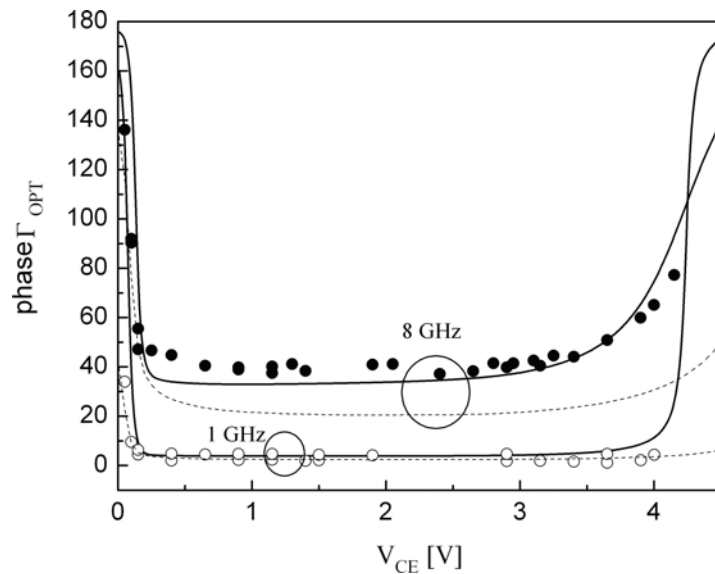
6.4.2 pav. SiGe ĮDT,  $A_{E0}=0,5*20,3 \mu\text{m}^2$ , normuoti ekvivalentinė triukšmo varžos  $R_n$  priklausomybė nuo kolektoriaus-emiterio įtampos  $V_{CE}$ . Eksperimentas  $f=1\text{GHz}$  – tuščiaviduriai simboliai ir  $f=8\text{GHz}$  – juodi simboliai, HD modelis – brūkšniuotoji kreivė, HICUM – ištisinė kreivė

Ekvivalentinės triukšmo varžos  $R_n$  eksperimentiniai duomenys ir HICUM sutelktų elementų modelio modeliavimo rezultatai yra praktiškai nepriklausomi nuo dažnio ir kolektoriaus-emiterio įtampos stiprinimo režime. Tuo tarpu HD modelio  $R_n$  modeliavimo rezultatų kreivės rodo nežymią priklausomybę nuo įtampos (6.4.2 pav.). Optimalaus atspindžio rodiklio  $\Gamma_{\text{opt}}$  modulio priklausomybės nuo kolektoriaus-emiterio įtampos parodė sutelktų elementų modelio HICUM ir HD modelio gaunamų modeliavimo kreivių sutapimą su išmatuotais rezultatais (6.4.3 pav.). Optimalaus atspindžio rodiklio  $\Gamma_{\text{opt}}$  argumento priklausomybės, modeliuojant sutelktų elementų modeliu,

sutampa su išmatuotais iki  $V_{CE} \sim 4V$  (6.4.4 pav.). HD modelio optimalaus atspindžio rodiklio  $\Gamma_{opt}$  argumento modeliavimo, esant 8GHz dažniui, vertės yra mažesnės negu išmatuotos, tačiau jų kreivė yra tokio pat pavidalo. Tokius modeliavimo rezultatų nesutapimus galima sieti su parazitinio išorinio talpinio ryšio su padėklų neįskaitymu HD modelyje.

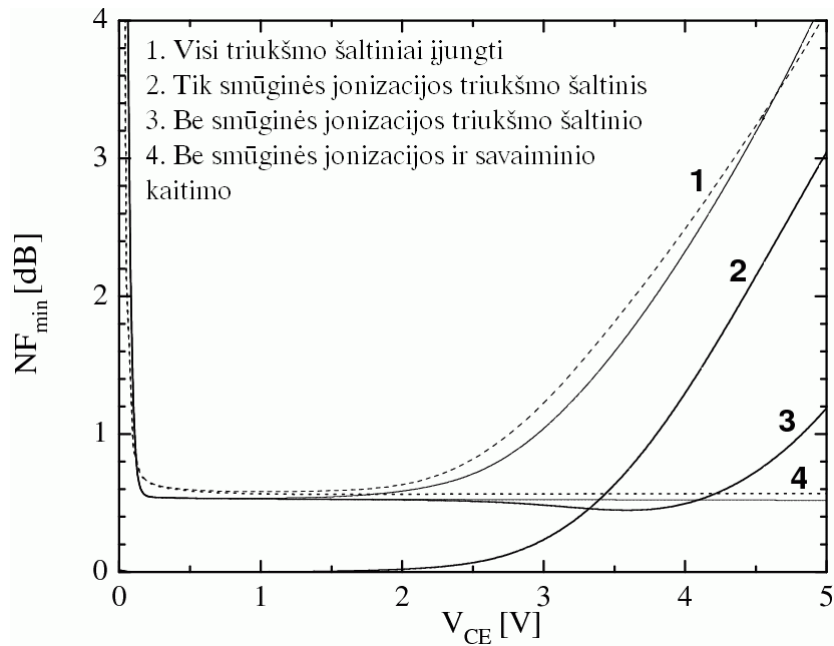


6.4.3 pav. SiGe I&Dagger;T,  $A_{E0}=0,5*20,3 \mu m^2$ , optimalaus atspindžio rodiklio  $\Gamma_{opt}$  modulio priklausomybės nuo kolektoriaus-emiterio įtampos  $V_{CE}$ . Eksperimentas  $f=1GHz$  – tuščiaviduriai simboliai ir  $f=8GHz$  – juodi simboliai, HD modelis – brūkšniuotoji kreivė, HICUM – ištisinė kreivė. (Iš [P2])



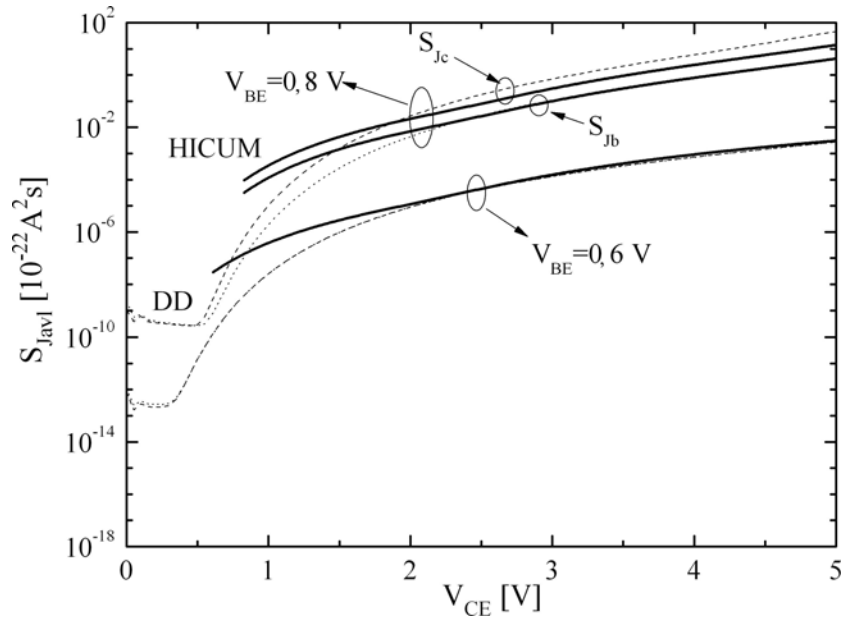
6.4.4 pav. SiGe I&Dagger;T,  $A_{E0}=0,5*20,3 \mu m^2$ , optimalaus atspindžio rodiklio  $\Gamma_{opt}$  argumento priklausomybės nuo kolektoriaus-emiterio įtampos  $V_{CE}$ . Eksperimentas  $f=1GHz$  – tuščiaviduriai simboliai ir  $f=8GHz$  – juodi simboliai, HD modelis – brūkšniuotoji kreivė, HICUM – ištisinė kreivė. (Iš [P2])





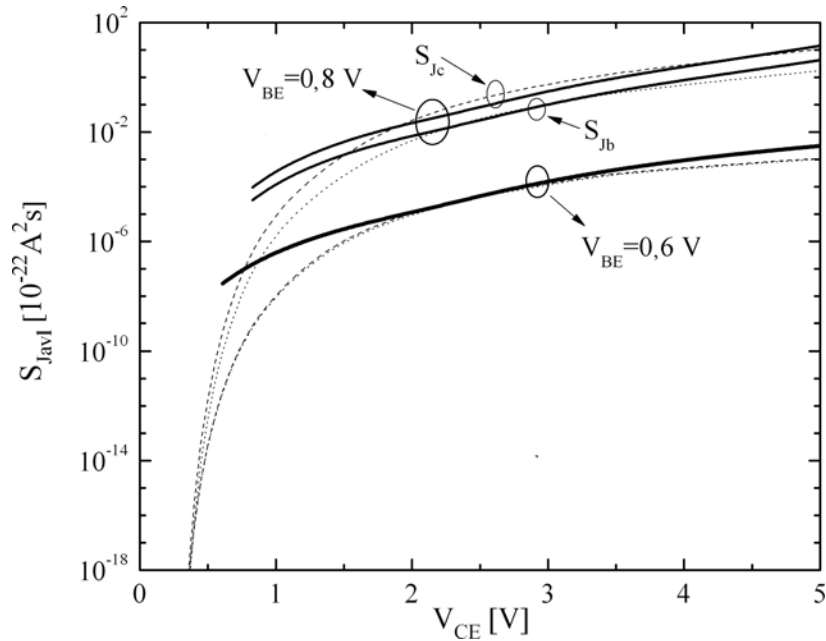
6.4.5 pav. SiGe ĮDT,  $A_{E0}=0,5*20,3 \mu\text{m}^2$ , minimalaus triukšmo rodiklio  $NF_{\min}$  priklausomybės nuo kolektoriaus-emiterio įtampos  $V_{CE}$ . HD modelis – brūkšniuotoji kreivė, HICUM – ištisinė kreivė. (Iš [P2])

Sukalibruoti HD modelis ir sutelktų elementų modelis HICUM smūginės jonizacijos ir savaiminio kaitimo efektus aprašo atskirais elementais ir tai leidžia sumodeliuoti šių efektų poveikį triukšmo parametrams. Minimalaus triukšmo rodiklio  $NF_{\min}$  modeliavimas rodo (6.4.5 pav.), kad smūginės jonizacijos efektas pradeda reikšmingai įtakoti SiGe įvairialyčio dvipolio tranzistoriaus triukšmines charakteristikas nuo  $V_{CE} \sim 2,5\text{V}$  (2 kreivė). Išjungiant HICUM sutelktų elementų modelio smūginės jonizacijos triukšmo šaltinį  $i_{\text{avl}}^2$  (6.3.4. pav.), bet paliekant smūginės jonizacijos srovės šaltinį  $i_{\text{avl}}$  įtampose  $V_{CE} > 4\text{V}$  pastebimas triukšmo didėjimas (3 kreivė). Jis siejamas su bazės atgalinės srovės sando įtaka kolektoriaus srovei [19]. Pilnas smūginės jonizacijos ir savaiminio kaitimo efektų išjungimas padaro minimalų triukšmo rodiklį  $NF_{\min}$  nepriklausomu nuo kolektoriaus bazės įtampos [18]. Tai leidžia teigti, kad pagrindiniai efektai, lemiantys triukšmo didėjimą didinant kolektoriaus emiterio įtampą, yra smūginės jonizacijos ir savaiminio kaitimo efektai.



6.4.6 pav. SiGe ĮDT,  $A_{E0}=0,5*20,3 \mu\text{m}^2$ , kolektoriaus ir bazės srovių griūtinių sandų triukšmo spektrinių tankių  $S_{Jc}$  ir  $S_{Jb}$  priklausomybės nuo kolektoriaus-emiterio įtampos  $V_{CE}$ . DD modelis – brūkšniuotoji kreivė, HICUM – ištisinė kreivė. (Iš [P2])

Smūginės jonizacijos procesas yra atsitiktinės prigimties ir šio proceso griūtinių srovių fliktuacijos prisideda prie kolektoriaus ir bazės šratinio triukšmo didėjimo. Pasitelkus hidrodinaminį ir dreifo difuzinį modelį galima detaliau išnagrinėti papildomos smūginės jonizacijos srovės sandų spektrinius tankius, didinančius kolektoriaus srovės šratinį triukšmą. Tai atliekama modeliavime nepaisant savaiminio kaitimo ir parazitinių elementų įtakos. Kolektoriaus ir bazės srovių fluktuacijų modeliavimo rezultatai gauti dreifo-difuziniu modeliu (6.4.6 pav.) ir hidrodinaminiu modeliu (6.4.7 pav.) buvo palyginti su sutelktų elementų modelio HICUM modeliavimo rezultatais. Visi modeliai patvirtino stiprios ir silpnos krūvininkų injekcijos režimų egzistavimą. Esant pastoviai bazės-emiterio įtampai (t. y. įėjimo priešįtampiui) galima išskirti du smūginio jonizavimo metu generuojamus skylinės srovės sandus: pirmasis – skylinės srovė tekanti tiesiogiai į bazės išėjimą ir antrasis – srovė tekanti per emiterio  $pn$  sandūrą. Silpnos injekcijos atveju ( $V_{BE} = 0,6\text{V}$ ) kolektoriaus ir bazės srovių spektrinių tankių priklausomybių nuo kolektoriaus-emiterio įtampos kreivės sutampa ir reiškia, kad visas griūtinės srovės skylinis sandas teka tik bazės kontaktu.



6.4.7 pav. SiGe JDT,  $A_{E0}=0,5*20,3 \mu\text{m}^2$ , kolektoriaus ir bazės srovių griūtinių sandų triukšmo spektrinių tankių  $S_{Jc}$  ir  $S_{Jb}$  priklausomybės nuo kolektoriaus-emiterio įtampos  $V_{CE}$ . HD modelis – brūkšniuotoji kreivė, HICUM – ištisinė kreivė. (Iš [P2])

Lyginant hidrodinaminio (6.4.7 pav.) ir dreifo-difuzijos (6.4.6 pav.) modelių modeliavimo rezultatus, išsiskiria silpną  $V_{CE}$  įtampų sritis. Dreifo-difuzijos modelio gaunami griūtinių srovių spektriniai tankiai yra žymiai didesni už gaunamus hidrodinaminio modeliu, tai galima paaiškinti tuo, kad dreifo-difuzijos modelis naudoja vietinį elektrinį lauką jonizacijos spartai nustatyti ir nepaiso to, kad krūvininkui reikalingas laikas įgyti pakankamai kinetinės energijos smūginei jonizacijai (tapti „karštuoju“ krūvininku). Sutelktų elementų modelio HICUM smūginės jonizacijos efekto aprašymas paremtas dreifo-difuzijos tranzistoriaus teorija ir esant  $V_{CE} < 2 \text{ V}$  duoda didesnę nei eksperimento metų išmatuota griūtės didėjimo daugiklio vertę (6.3.3 pav.), kas didina griūtinių srovių spektrinių tankių vertes (6.4.6–7 pav.) šiose įtampose. Kai  $V_{CE} > 2 \text{ V}$  visų modelių bazės griūtinės srovės sandų spektrinių tankių kreivės praktiškai sutampa, o HICUM kolektoriaus griūtinės srovės sandų spektrinių tankių kreivės turi nežymų nesutapimą.

## 7 SiGe IDT temperatūrinės priklausomybės

### 7.1 Pagrindinių charakteristikų kitimas nuo temperatūros

Didžiausia dalis masiškai gaminamų puslaidininkinių prietaisų veikia kambario temperatūroje. Tačiau egzistuoja eilė karinių ir civilinių sričių kur puslaidininkiniai prietaisai turi veikti specifinėse sąlygose tai: žemų ar aukštų temperatūrų bei jonizuojančios spinduliuotės aplinka. Esant žemoms temperatūroms Si monolitinių dvipolių tranzistorių ir jų pagrindu sukurtų grandinių savybes lemia eilė efektų [128–131]: įėjimo priešįtampio  $V_{BE}$  tranzistoriaus slenkstinės darbo vertės ir bazės varžos  $R_B$  didėjimas, srovės stiprinimo koeficiento  $\beta$ , ribinio srovės stiprinimo dažnio  $f_T$  ir didžiausio generavimo dažnio  $f_{max}$  mažėjimas. SiGe įvairialyčiai dvipoliai tranzistoriai priešingai negu Si dvipoliai tranzistoriai gali veikti žemų temperatūrų aplinkoje (4 K) [2,132] ir pasiekti rekordinio ribinio srovės stiprinimo dažnį esant 45 K [22].

Optimizuojant SiGe IDT profilį galima pasiekti gerų aukštadažnių charakteristikų esant žemai temperatūrai [132, 133]. SiGe IDT gali būti naudojami kaip aktyvūs elementai prietaisuose, veikiančiuose žemoje temperatūroje (pvz. palydovinės elektronikos mažatriukšmiuose stiprintuvuose [23], superlaidininkinių grandinių skaitmeninio analogo keitiklio stiprintuvuose [24] ir operaciniuose stiprintuvuose, veikiančiuose 4 K aplinkoje [25]). Nors SiGe įvairialyčių dvipolių tranzistorių technologijos mažai skiriasi nuo Si vienalyčių dvipolių tranzistorių technologijų, tačiau SiGe sluoksnio panaudojimas bazėje suteikia daugiau lankstumo, projektuojant elektroninius prietaisus veikiančius ekstremaliose sąlygose. Mažesnis potencinis barjeras elektronų injekcijai į bazę, esant tai pačiai įėjimo priešįtampio  $V_{BE}$  vertei, padidina srovės stiprinimo koeficientą  $\beta$  ir pasikeitęs krūvių pasiskirstymas kolektoriaus  $pn$  sandūros srityje didina Erlio įtampą  $V_A$  (tranzistoriaus, įjungto pagal bendrojo emiterio schemą, išėjimo charakteristikų  $I_C(V_{CE})$  pratęstos tiesinės dalies sankirtos su abscisių ašimi taškas) [22]. Pagrindinius SiGe

technologijos pranašumus prieš Si technologiją žematemperatūriniam taikymams galima parodyti lyginant srovės stiprinimo koeficientus  $\beta$ , Erlio įtampas  $V_A$ , bazės  $\tau_B$  ir emiterio pernašos delną  $\tau_E$  [130]. Mažinant temperatūrą stiprinimo koeficientas  $\beta$  didėja eksponentiniu dėsniu:

$$\left. \frac{\beta_{SiGe}}{\beta_{Si}} \right|_{V_{BE}} \approx \frac{\gamma \eta \cdot \Delta E_{g,Ge}(grade) / (kT \cdot e^{\Delta E_{g,Ge}(0)/kT})}{1 - e^{\Delta E_{g,Ge}(grade)/kT}}; \quad (7.1.1)$$

$$\eta = \frac{D_{nb,SiGe}}{D_{nb,Si}}; \quad (7.1.2)$$

$$\gamma = \frac{(N_C N_V)_{SiGe}}{(N_C N_V)_{Si}} < 1; \quad (7.1.3)$$

$$\Delta E_{g,Ge}(grade) = \Delta E_{g,Ge}(W_B) - \Delta E_{g,Ge}(0), \quad (7.1.4)$$

čia  $\eta$  yra SiGe ir Si šalutinių krūvininkų difuzijos konstantų santykis,  $\gamma$  – SiGe ir Si efektyvių būsenų tankių santykis,  $\Delta E_{g,Ge}(x)$  – laidumo juostos trūkis ( $x=0$  kvazineutralios bazės, bazės ir emiterio kraštas),  $W_B$  kvazineutralios bazės storis. Erlio įtampų palyginimas irgi rodo eksponentinį įtampų santykio didėjimą, mažėjant temperatūrai:

$$\left. \frac{V_{A,SiGe}}{V_{A,Si}} \right|_{V_{BE}} \approx e^{\Delta E_{g,Ge}(grade)/kT} \left[ \frac{1 - e^{\Delta E_{g,Ge}(grade)/kT}}{\Delta E_{g,Ge}(grade)/kT} \right]. \quad (7.1.5)$$

SiGe bazės naudojimas turi teigiamą poveikį ir įvairialyčio dvipolio tranzistoriaus dažninėms savybėms. Bazės  $\tau_B$  ir emiterio pernašos delnos  $\tau_E$  mažėjimas, didėjant temperatūrai, didina ribinio srovės stiprinimo dažnio  $f_T$  ir didžiausio generavimo dažnio vertes.

$$\frac{\tau_{b,SiGe}}{\tau_{b,Si}} \approx \frac{2}{\eta} \frac{kT}{\Delta E_{g,Ge}(grade)} \left[ 1 - \frac{1 - e^{\Delta E_{g,Ge}(grade)/kT}}{\Delta E_{g,Ge}(grade)/kT} \right]; \quad (7.1.6)$$

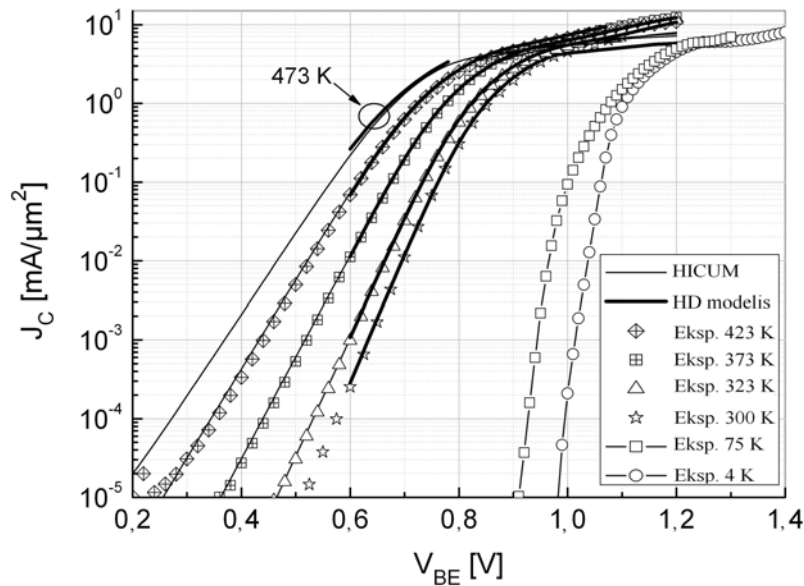
$$\frac{\tau_{e,SiGe}}{\tau_{e,Si}} \approx \frac{J_{C,Si}}{J_{C,SiGe}} = \frac{1 - e^{\Delta E_{g,Ge}(grade)/kT}}{\gamma \eta \frac{\Delta E_{g,Ge}(grade)}{kT} e^{\Delta E_{g,Ge}(0)/kT}}. \quad (7.1.7)$$

Šios lygtys (7.1.1–7) aprašo įprastinio legiravimo ir Ge sudėties profilius IEL SiGe IDT (5.5.1.a pav.), bet jas taikyti tiesiogiai kitokios formos legiravimo ir Ge sudėties profilams SiGe IDT negalima. Tai parodo SiGe IDT technologijos pranašumus prieš Si BJT technologiją ir pagrindinių tranzistoriaus charakteristikų kitimo bendras tendencijas plačioje temperatūrų srityje. Siekiant pagerinti SiGe įvairialyčių dipolių tranzistorių charakteristikas žemose temperatūrose taikomas silpnesnis emiterio legiravimas, trikampiai ir trapeciniai Ge sudėties profiliai. SEL SiGe įvairialyčiai dvipoliai tranzistoriai [85] (5.5.1.b pav.) atitinka šiems reikalavimams. SiGe IDT gali būti naudojami ne tik žemose temperatūrose, bet dar pasižymi tinkamomis charakteristikomis ir aukštose (iki 300°C) temperatūrose [134]. Žemose temperatūrose SiGe įvairialyčiai dvipoliai tranzistoriai pasižymi didesne greitimeika ir žemesniu negu kambario temperatūros triukšmo lygiu [26, 27, 129, 135]. Ekstremalių temperatūrų sąlygomis stipriai pasikeičia grandynų aktyvių elementų charakteristikos, todėl įtaisų, veikiančių tokiose sąlygose, projektavimas reikalauja tikslesnių ir pagrįstesnių fizikiniams reiškiniams aprašyti sutelktų elementų modelių. Vienas tokių įvairialyčio dvipolio tranzistoriaus sutelktų elementų modelių yra HICUM [114], aprašantis visus svarbiausius įvairialyčių dvipolių tranzistorių efektus.

## 7.2 SEL SiGe IDT nuolatinės srovės, aukštadažnės ir triukšmų temperatūrinių charakteristikų modeliavimas

Atlikti SEL SiGe įvairialyčio dvipolio tranzistoriaus, kurio emiterio plotas  $A_{E0}=0,5*20,3 \mu\text{m}^2$ , eksperimentiniai tyrimai ir modeliavimas [P1]. Tranzistoriaus ribinis srovės stiprinimo dažnis ir didžiausias generavimo dažnis kambario temperatūroje yra  $f_T=80 \text{ GHz}$  ir  $f_{\text{max}}=110 \text{ GHz}$  [85]. SEL IDT technologija leidžia padidinti bazės legiravimo laipsnį, kas atitinkamai didina bazės laidį. Didesnis bazės legiravimas sumažina krūvininkų tankio mažėjimo

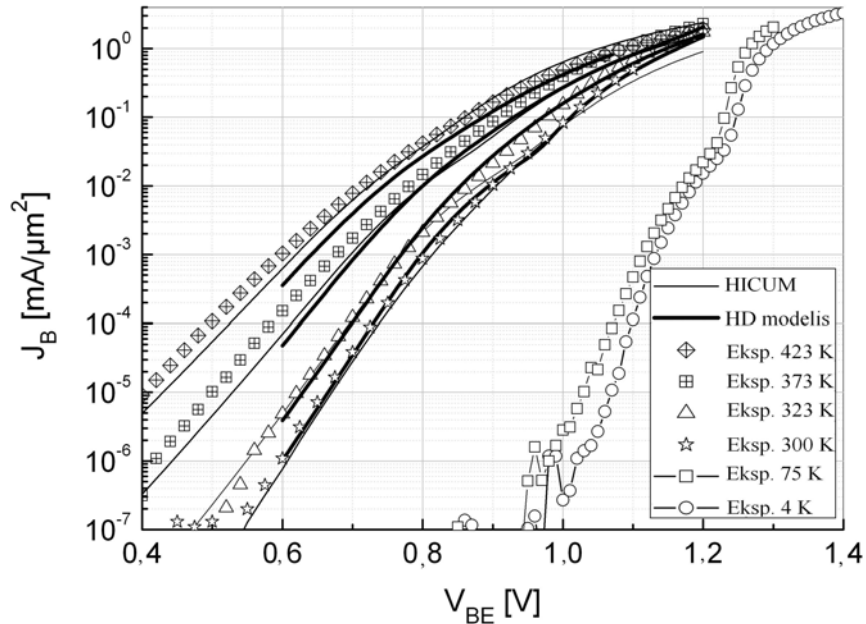
(„išalimo“), žemėjant aplinkos temperatūrai, efekto poveikį tranzistoriaus charakteristikoms [132]. Tranzistorių modeliavimui buvo naudojamas hidrodinaminis artinis, realizuotas Galene III modeliavimo programinės įrangos pakete [119], ir sutelktų elementų modelis HICUM level2 v.3. Modeliavimas vyko tik 298–423 K intervale, nes platesniame temperatūrų ruože nebuvo patikimo krūvininkų judio modelio.



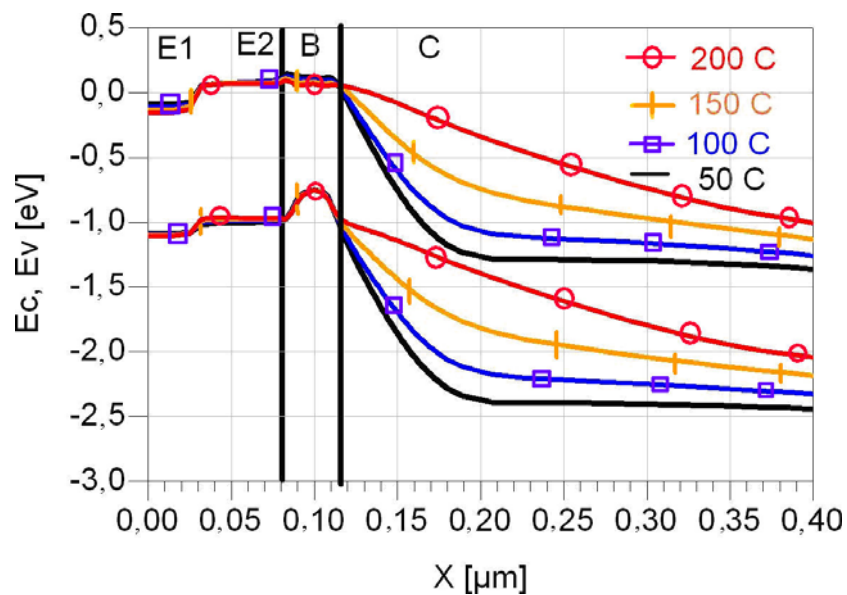
7.2.1 pav. SEL SiGe IGT,  $A_{E0}=0,5*20,3 \mu\text{m}^2$ , kolektoriaus srovės tankio priklausomybės nuo bazės-emiterio įtampos.  $V_{CE} = 1.5 \text{ V}$ . Eksperimentas – simboliai, HD modeliavimas – stora kreivė, HICUM – plona kreivė. (Iš [P1])

Ištirti SEL SiGe IGT parodo voltamperinių charakteristikų kitimą (7.2.1–2 pav.) temperatūrose tarp 4 ir 473 K bei patvirtina šių tranzistorių panaudojimo galimybę žemose temperatūrose. Temperatūrose nuo 300 iki 473 K gautas geras voltamperinių charakteristikų modeliavimo ir matavimo rezultatų sutapimas. Modeliavimas buvo vykdomas atsižvelgiant į laidumo juostos kitimą (7.2.3 pav.). SiGe bazės laidumo juostos dugno energija kinta  $\sim 2$  kartus (7.2.4 pav.), nuo 0,6 eV prie 473 K iki 1,2 eV prie 323 K. Akivaizdžiai matomas tranzistoriaus priešįtampio  $V_{BE}$  darbo srities siaurėjimas ir jos slenkstinės vertės didėjimas, mažinant temperatūrą. Kolektoriaus srovės  $I_C$  didėjimą, kylant temperatūrai ir esant tai pačiai priešįtampio vertei, galima paaiškinti laidumo juostos kitimu (7.2.4 pav.) dėl savųjų krūvininkų tankių

temperatūrinės priklausomybės. Bazės srovės tankio priklausomybių nuo įėjimo prieštampio netolygumus (7.2.2 pav.), esant žemoms temperatūroms (75 K ir 4 K) galima aiškinti sustiprėjusiu įvairialyčio barjero efektu, tuneliavimo ir generavimo-rekombinavimo procesais [28].

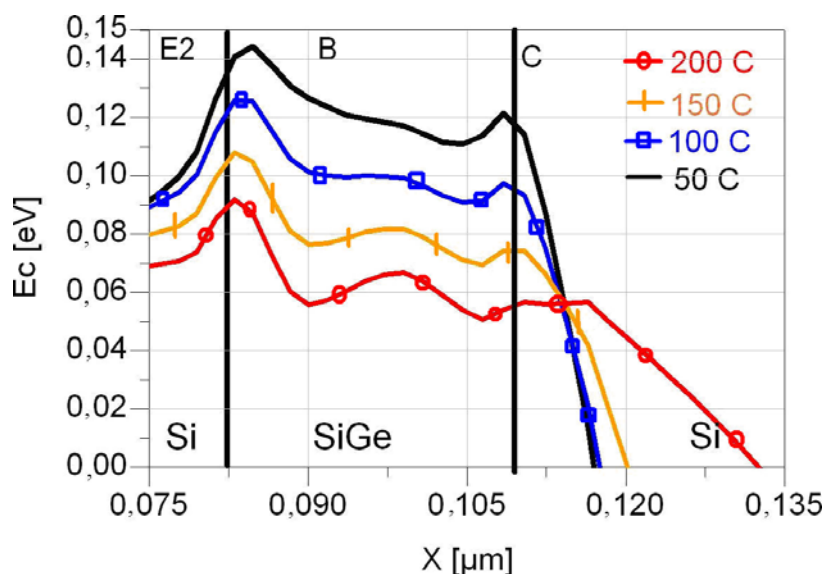


7.2.2 pav. SEL SiGe IGT,  $A_{E0}=0,5*20,3 \mu\text{m}^2$ , bazės srovės tankio priklausomybės nuo bazės-emiterio įtampos.  $V_{CE} = 1.5 \text{ V}$ . Eksperimentas – simboliai, HD modeliavimas – stora kreivė, HICUM – plona kreivė. (Iš [P1])



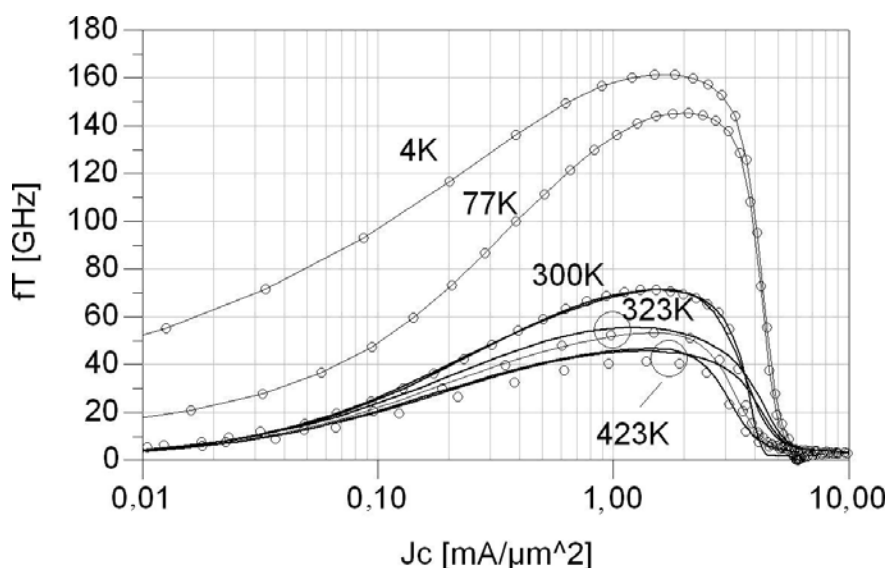
7.2.3. pav. SEL SiGe IGT energijos juostinės diagramos kitimas skirtingose temperatūrose sumodeliuotos hidrodinaminiu modeliu. (Iš [P1]).





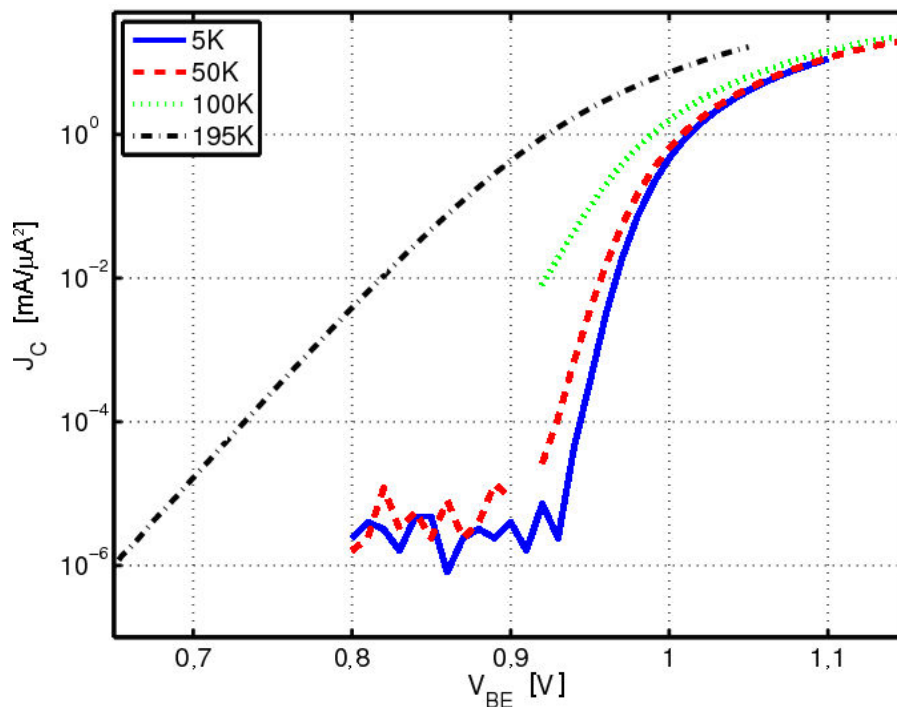
7.2.4 pav. SEL SiGe JDT laidumo energijos juostos bazės srityje kitimas skirtinguose temperatūrose sumodeliuotos hidrodinaminiu modeliu. (Iš [P1])

Eksperimentai parodė, kad SEL SiGe JDT išlieka veiksnus žemose temperatūrose ir žymiai pagerėja jų aukštadažnės charakteristikos (7.2.5–6 pav.). Ribinis srovės stiprinimo dažnis esant 4 K temperatūrai padidėja 2 kartus lyginant su kambario temperatūros įgaunama verte ir siekia  $f_T = 160$  GHz. Tai lemia padidėjęs stiprinimo koeficientas ir sumažėjusios bazės ir emiterio delsos.



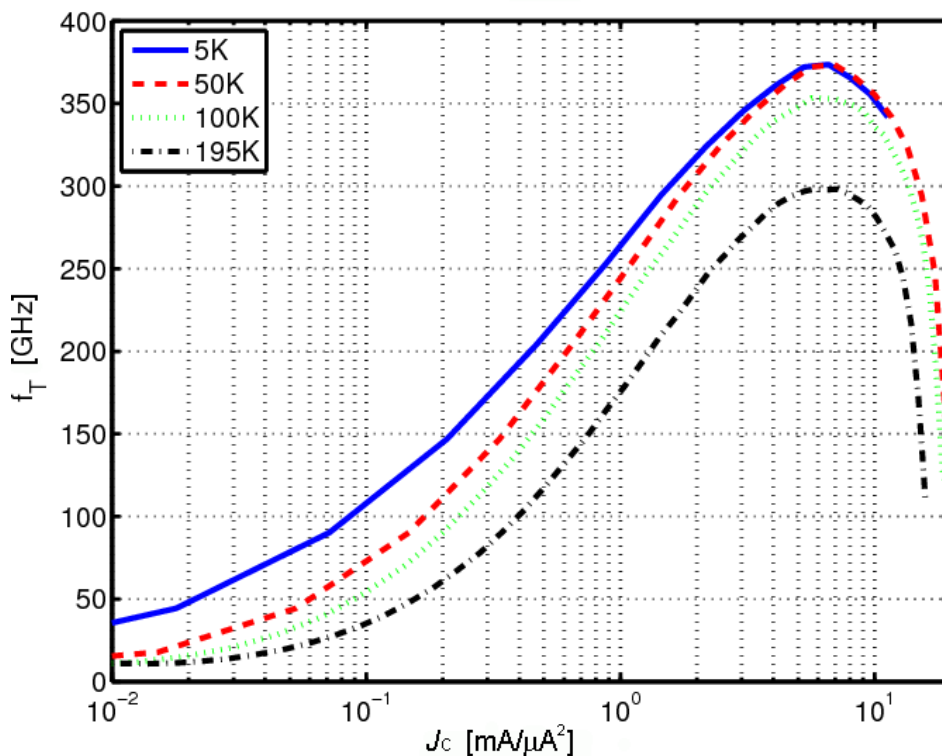
7.2.5 pav. SEL SiGe JDT ribinio srovės stiprinimo dažnio priklausomybės nuo kolektoriaus srovės tankio. Eksperimentas – simboliai, HICUM modeliavimas – plona išsitiesinė linija, HD modeliavimas – stora išsitiesinė linija. (Iš [P1])

Žeminant temperatūrą Si didėja energijos draudžiamosios energijos tarpas, ir šį efektą lydi krūvininkų tankių mažėjimas, dėl priemaišų „išalimo“. SiGe ĮDT turi siauresnį draudžiamosios energijos tarpą bazės srityje lyginant su Si tranzistoriumi. SiGe ĮDT draudžiamosios energijos tarpo siaurėjimą sąlygoja dvi priežastys: Ge sudėtis ir stipresnis negu Si tranzistoriaus bazės legiravimas. Esant stipresniam legiravimui priemaišos pradeda termiškai aktyvuotis prie mažesnių temperatūrų. Visa tai lemia geresnes jų charakteristikas žemose temperatūrose. Draudžiamosios energijos tarpo platejimas lemia voltamperinių charakteristikų pokyčius, didėja šių kreivių statusas ir jos slenka į didesnių įtampų sritį (7.2.1, 5–6 pav.).



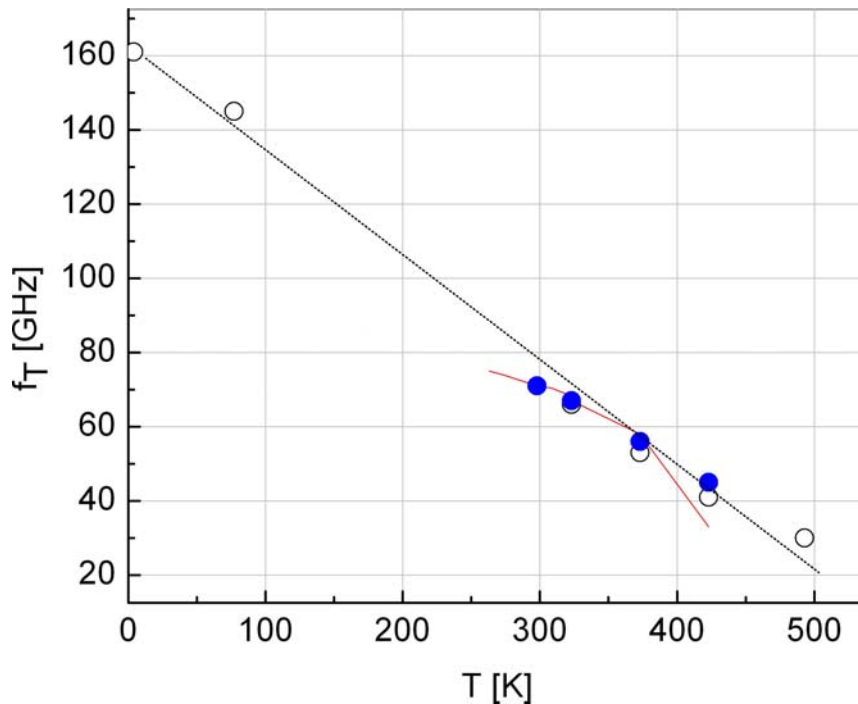
7.2.6 pav. ĮEL SiGe ĮDT kolektoriaus srovės tankio priklausomybės nuo bazės-emiterio įtampos

SEL SiGe įvairialyčių dvipolių tranzistorių maksimalus  $f_T$  skirtingai negu ĮEL SiGe ĮDT (tranzistorių su stipraus legiravimo emiteriu ribinis stiprinimo dažnis nustoja didėti  $\sim 50$  K temperatūroje) didėja net iki 4 K temperatūros (7.2.5, 7 pav.). Tai rodo, kad priemaišos šiose temperatūrose nėra visiškai išalę.

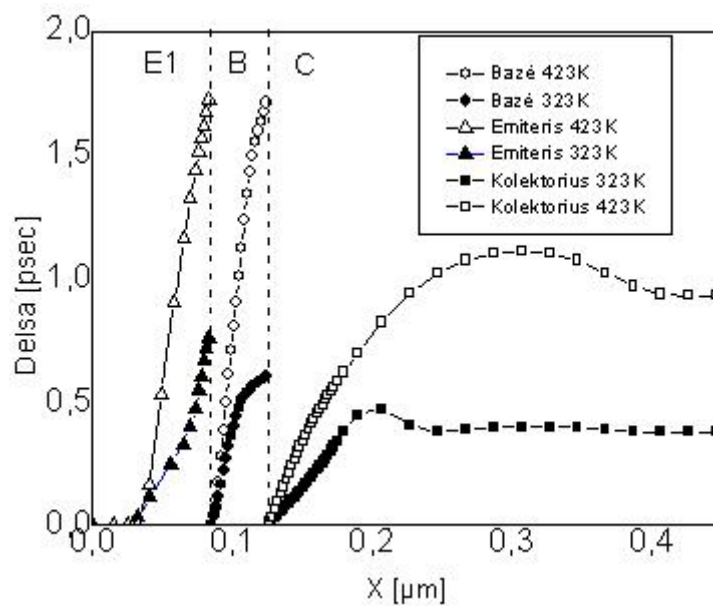


7.2.7 pav. IEL SiGe IDT ribinio srovės stiprinimo dažnio priklausomybės nuo kolektoriaus srovės tankio

Gerų sklaidos ir judrio temperatūrinių modelių nebuvimas riboja modeliavimo galimybes žemose temperatūrose. Nepaisant šito, hidrodinaminis modelis ir sutelktų elementų modelis pakankamai gerai aprašo matavimo rezultatus nuo 300 K iki 423K (7.2.1–2.5.8 pav.). SEL SiGe IDT didžiausių ribinio srovės stiprinimo dažnio verčių temperatūrinę priklausomybę galima aproksimuoti tiese, tai rodo, kad tūriniai ir paviršiniai generavimo-rekombinavimo procesai emiterio ir bazės srityje, kompensuojantys srovės stiprinimo didėjimą žemose temperatūrose, yra nežymūs [28, 29].

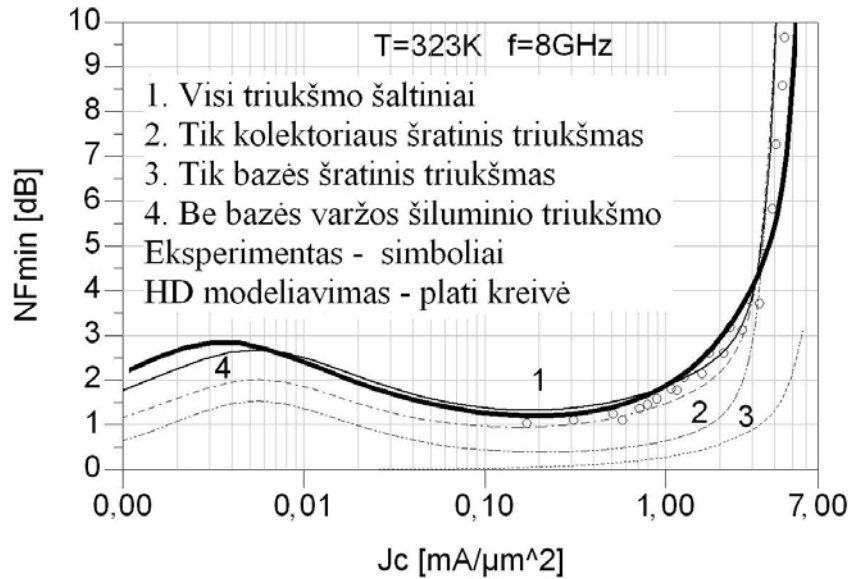


7.2.8 pav. SEL SiGe JDT ribinio srovės stiprinimo dažnio priklausomybė nuo temperatūros. Eksperimentas – tuščiaviduriai simboliai, HICUM modeliavimas – ištiesinė linija, HD modeliavimas – pilnaviduriai simboliai. (Iš [P1])

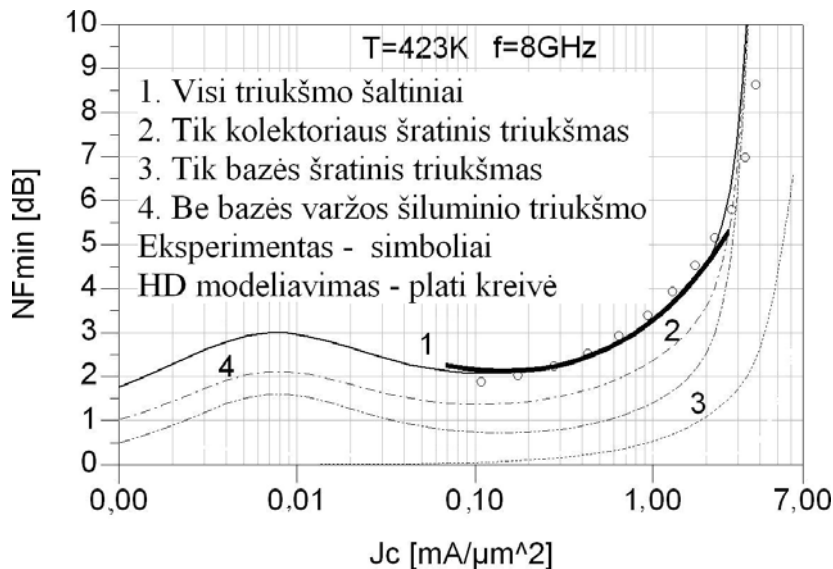


7.2.9 pav. SEL SiGe JDT sumodeliuotos HD modelio delsos priklausomybė nuo temperatūros. (Iš [P1])

Aukštose temperatūrose ribinio srovės stiprinimo dažnio sumažėjimą (7.2.5, 8 pav.) lemia elektronų delsos emityje ir bazėje didėjimas (7.2.9 pav.). Tai galima paaiškinti bazės-emiterio ir bazės-kolektoriaus sandūrų difuzinių talpų išaugimu ir padidėjusia krūvininkų sklaida aukštose temperatūrose.

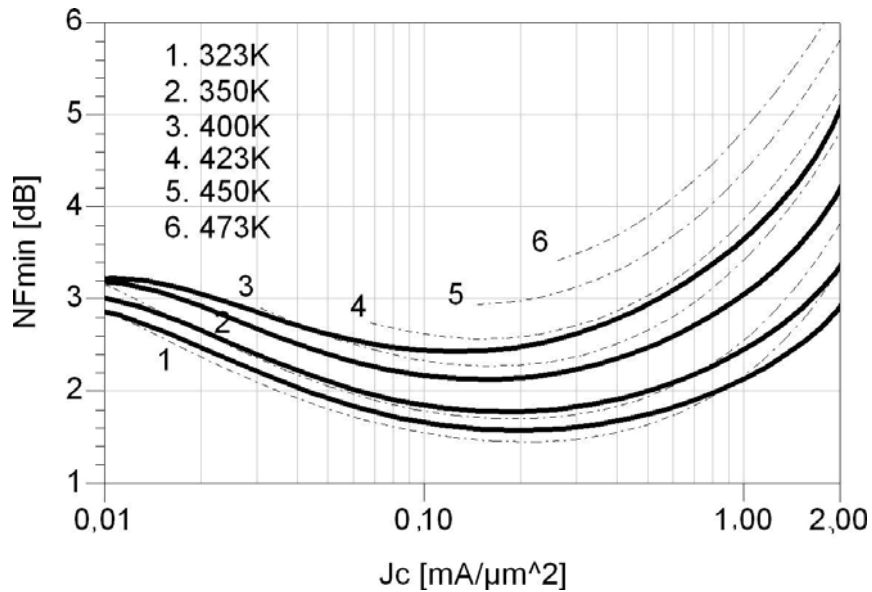


7.2.10 pav. SEL SiGe ĮDT minimalaus triukšmo rodiklio  $NF_{\min}$  ir jo sandų priklausomybės nuo kolektoriaus srovės tankio  $J_C$ .  $T = 323$  K. (Iš [P1])

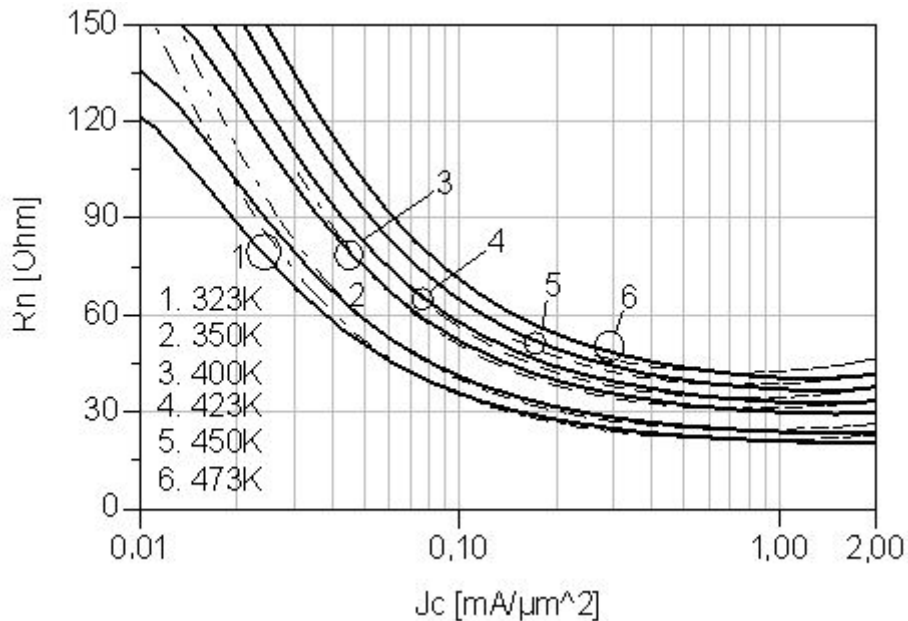


7.2.11 pav. SEL SiGe ĮDT minimalaus triukšmo rodiklio  $NF_{\min}$  ir jo sandų priklausomybės nuo kolektoriaus srovės tankio  $J_C$ .  $T = 423$  K. (Iš [P1])

Hidrodinaminio modelio ir sutelktų elementų modelio HICUM modeliavimo rezultatai gerai aprašo išmatuotus plačiame srovių intervale triukšmo parametrus virš kambario temperatūros (7.2.10–13). Minimalaus triukšmo rodiklio  $NF_{\min}$  sandų modeliavimas rodo, kad lemiantys triukšmo šaltiniai yra kolektoriaus šratinis ir bazės varžos šiluminis triukšmai. Bazės šratinis triukšmas pradeda įtakoti bendra tranzistoriaus triukšmą tik stiprios injekcijos atveju (7.2.10–13).

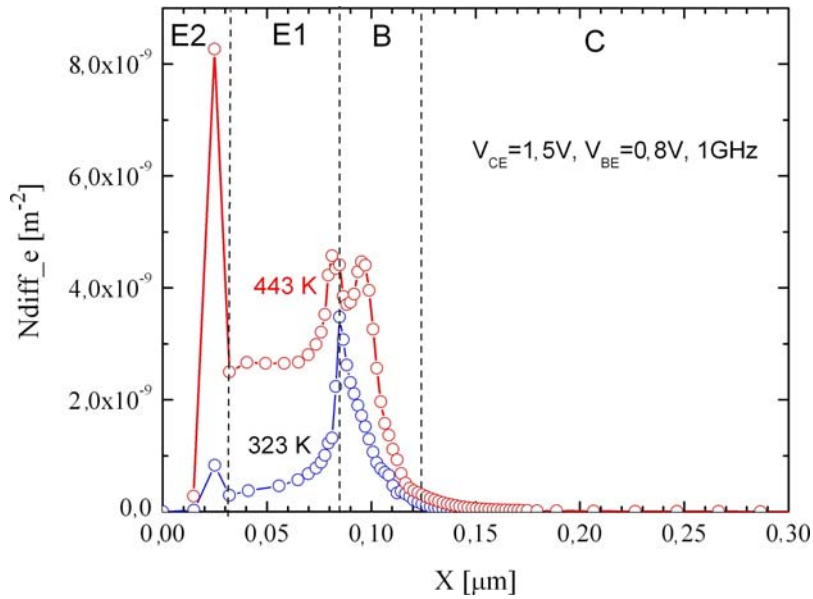


7.2.12 pav. SEL SiGe HBT minimalaus triukšmo rodiklio  $NF_{\min}$  priklausomybės nuo kolektoriaus srovės tankio  $J_C$  skirtingose temperatūrose.  $f = 8$  GHz. HICUM modeliavimas – išsines linijos, HD modeliavimas – brūkšniuotosios linijos



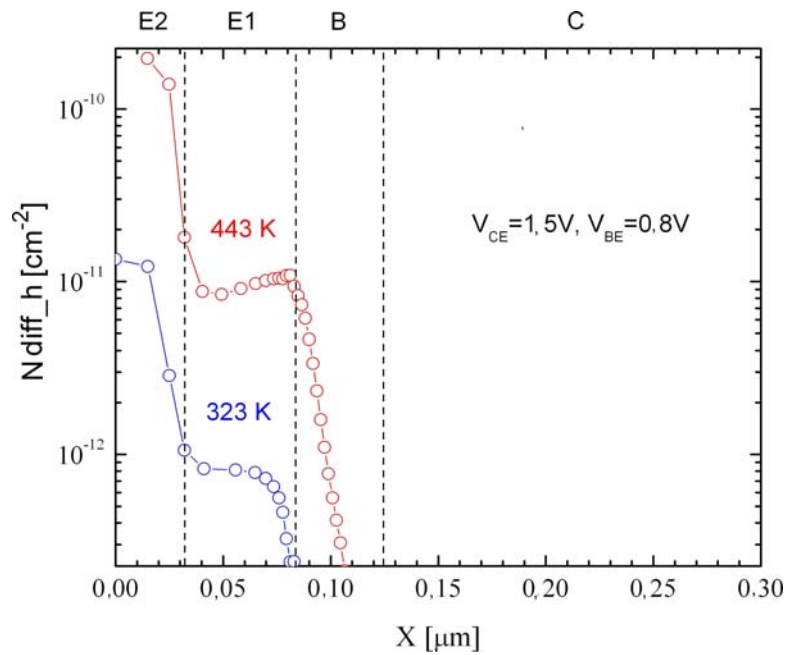
7.2.13 pav. SEL SiGe HBT triukšmo varžos  $R_n$  priklausomybės nuo kolektoriaus srovės tankio  $J_C$  skirtingose temperatūrose.  $f = 8$  GHz. HICUM modeliavimas – išsines linijos, HD modeliavimas – brūkšniuotosios linijos

Aukštose temperatūrose žymiai sustiprėja per tranzistorių tekančios srovės ir tai sustiprina šratinį triukšmą. Didėjant temperatūrai sustiprėja ir tiesiogiai proporcingas nuo temperatūros šiluminis triukšmas. Bendro triukšmo didėjimą aukštose temperatūrose rodo minimalaus triukšmo rodiklio  $NF_{\min}$  ir triukšmo varžos  $R_n$  augimas (7.2.10–13 pav.).



7.2.14 pav. SEL SiGe JDT elektronų difuzinio triukšmo pasiskirstymas esant skirtingoms temperatūroms gautas modeliuojant HD modeliu.  $f = 1$  GHz. (Iš [P1])

Elektroninio bei skylinio difuzinio triukšmo tankio pasiskirstymai  $N_{\text{diff}}^e$  ir  $N_{\text{diff}}^h$  (7.2.14–15 pav.) nulemia minimalaus triukšmo rodiklio  $NF_{\text{min}}$  ir triukšmo varžos  $R_n$  temperatūrinės priklausomybes. Emiterio-bazės srityje vyksta pagrindiniai atsitiktiniai procesai, lemiantys elektroninį triukšmą, tuo tarpu jau bazės ir kolektoriaus sandūroje elektroninis triukšmas yra nežymus. Tai galima aiškinti tuo, kad pagreitinti bazės vidinio elektrinio lauko ir esant atvirkštiniam priešitampiui, šalutiniai bazės krūvininkai – elektronai nesutinka jokių potencinių barjerų injekuojant per bazės ir kolektoriaus sandūrą į kolektorių. Kolektoriaus srities įtaka elektroniniam triukšmui taip pat yra nereikšminga.



7.2.15 pav. SEL SiGe ĮDT skylinio difuzinio triukšmo pasiskirstymas esant skirtingoms temperatūroms gautas modeliuojant HD modeliu.  $f = 1$  GHz. (Iš [P1])

Difuzinio triukšmo modeliavimas parodė, kad skylinis difuzinis triukšmas stipriau priklauso nuo temperatūros, negu elektroninis. Kylant temperatūrai nuo 323 K iki 443 K skylinis difuzinis triukšmas išauga visa eile, kai tuo tarpu elektroninis difuzinis triukšmas padidėja tik kelis kartus. Matavimai žemose aplinkos temperatūrose ( $T_0 = 4$  K) parodo, kad SEL SiGe ĮDT triukšmo rodiklio  $NF = 3$  dB išlieka pakankamai didelis ( $V_{BE} = 1,15$  V,  $I_C = 9$  mA,  $I_B = 1$  fA). Tai galima aiškinti silpna elektroninio difuzinio triukšmo temperatūrinė priklausomybe (7.2.14 pav.). Tuo tarpu stipri skylinio difuzinio triukšmo priklausomybė leidžia tikėtis, kad žemose temperatūrose jo vertės bus pakankamai nereikšmingos dėl silpno skylinės srovės sando ir sumažėjusios sklaidos bazės ir emiterio srityse.



## Išvados ir rezultatai

- Išmatuotus triukšmo parametrus žemesnių dažnių srityje (iki ~10 GHz) InGaP/GaAs ir SiGe įvairialyčiuose dvipoliuose tranzistoriuose gerai aprašo sutelktų elementų modelis HICUM. Aukštesnių dažnių ir stipresnių kolektoriaus srovės tankių srityje stebimas triukšmo parametrų nukrypimas nuo matavimo duomenų. Jis yra susijęs su bazės ir kolektoriaus šratinio triukšmo šaltinių koreliacija. Pritaikytas analitinis modelis, įskaitantis minėtą koreliaciją, gerai aprašo išmatuotus rezultatus.
- Bazės ir kolektoriaus srovių šratinio triukšmo tyrimai parodė, kad mikrobangų ruože būtina įskaityti bazės ir kolektoriaus srovių šratinio triukšmo koreliaciją. Sutelktų elementų modelio HICUM/Level2 2.22 koreliacijos programinis įskiepis parašytas Verilog-A programavimo kalba patikrintas su įvairialyčiais dvipoliais IEL SiGe ir SEL SiGe tranzistoriais. Modeliuotos charakteristikos, naudojant šį kodą, gerai sutampa su matavimo duomenimis praktiniame dažnių ruože ( $f < f_T$ ).
- Chynowetho dėsnis gerai aprašo silpną smūginę jonizaciją ( $M-1 \ll 1$ , bandinys nedegraduoja) SiGe įvairialyčiuose dvipoliuose tranzistoriuose. Jonizacijos modelių kalibravimui naudojamas MC metodu suskaičiuotas elektronų dauginimosi koeficientas  $M$  leidžia panaudoti HICUM sutelktų elementų modelyje smūginės jonizacijos srovės ir triukšmo šaltinius nulemiančius SiGe įvairialyčių dvipolių tranzistorių charakteristikų kitimą smūginės jonizacijos metu. Įvairialyčių dvipolių SEL SiGe tranzistorių modeliavimas smūginės jonizacijos srityje HICUM sutelktų elementų modeliu parodė gera triukšmo parametrų sutapimą su išmatuotaisiais.
- SEL SiGe įvairialyčiai dvipoliai tranzistoriai yra tinkami naudoti aplinkos temperatūrose nuo 4 K iki 423 K. Esant žemai aplinkos

temperatūrai didėja tranzistoriaus stiprinimas ir ribinis stiprinimo dažnis. Hidrodinaminis ir sutelktų elementų modeliai aprašo įvairialyčio SiGe tranzistoriaus standartines voltamperines ir triukšmo charakteristikas tik ribotame temperatūrų intervale nuo 300 K iki 423 K. Pagrindiniai triukšmo šaltiniai, nusakantys SEL įvairialyčių dvipolių tranzistorių triukšmą temperatūrų intervale nuo 300 K iki 423 K, yra kolektoriaus srovės šratinis triukšmas ir bazės šiluminis triukšmas.

## Literatūra

- [1] J. S. Rieh, B. Jagannathan, H. Chen, K. T. Schoneberg, D. Angell, A. Chinthakindi, J. Florkey, F. Golan, D. Greenberg, S. J. Jeng, M. Khater, F. Pagette, C. Schnabel, P. Smith, A. Stricker, K. Vaed, R. Volant, D. Ahlgren, G. Freeman, K. Stein, S. Subbanna, “SiGe HBTs with Cut-off Frequency of 350 GHz”, *Digest. IEDM*, 2002, 771–774.
- [2] B. Geynet, P. Chevalier, B. Vandelle, F. Brossard, N. Zerounian, M. Buczko, D. Gloria, F. Aniel, G. Dambrine, F. Danneville, D. Dutartre, A. Chantre, “SiGe HBTs featuring fT 400GHz at room temperature”, *IEEE BCTM 2008*, 2008, 121–124.
- [3] H. G. Liu, O. Ostinelli, Y. Cheng, C. R. Bolognesi, “600 GHz InP/GaAsSb/InP DHBTs grown by MOCVD with Ga(As, Sb) graded base and fT BVCE0>>2.5 THz at room temperature”, *IEDM 2007*, 667–670.
- [4] M. Rudolph, P. Heymann, “On Compact HBT RF Noise Modeling”, *Microwave Symposium, 2007. IEEE/MTT-S International*, 2007, 1783–1786.
- [5] J. C. J. Paasschens, R. J. Havens, L. F. Tiemeijer, “Modeling the Correlation in the High-Frequency Noise of (Hetero-junction) Bipolar Transistors using Charge-Partitioning”, in *Digest IEEE BCTM*, 2003, 221–224.
- [6] L. Escotte, J. P. Roux, R. Plana, J. Graffeuil, A. Gruhle, “Noise Modeling of Microwave Heterojunction Bipolar transistors”, *IEEE Trans. Electron Devices*, 42, 1995, 883–888.
- [7] J. Gao, X. Li, H. Wang, G. Boeck, “Microwave Noise Modeling for InP-InGaAs HBTs”, *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, 52(4), 2004, 1264–1272.
- [8] M. Rudolph, R. Doerner, L. Klapproth, P. Heymann, “An HBT Noise Model Valid Up to Transit Frequency”, *IEEE EDL*, 20(1), 1999, 24–26.
- [9] F. Herzel, “High Frequency Noise in SiGe HBTs”, *Material & Science in Semiconductor Processing*, 6, 2003, 119–127.
- [10] G. Niu, J. D. Cressler, S. Zhang, W. E. Ansley, C. S. Webster, D. L. Harame, “Unified Approach to RF and Microwave noise Parameter Modeling in Bipolar Transistors”, *IEEE Trans. Electron Devices*, 48(11), 2001, 2568–2574.
- [11] C. Jungemann, B. Neinhüs, B. Meinerzhagen, R. W. Dutton, “Investigation of compact Models for RF Noise in SiGe HBTs by Hydrodynamic Device Simulation”, *IEEE Trans. Electron Devices*, 51(6), 2004, 956–961.
- [12] S. Voinigescu, M. Maliepaard, J. Showell, G. Babcock, D. Marchesan, M. Schröter, P. Schvan, and D. Harame, “A scaleable high-frequency noise model for bipolar transistors and applications in low-noise amplifier design”, *IEEE J. Solid-State Circuits*, 32, 1997, 1430–1439.

- [13] F. Herzel and B. Heinemann, "High-frequency noise of bipolar devices in consideration of carrier heating and low temperature effects", *Solid-State Electron*, 38, 1995, 1905–1909.
- [14] J. Möller, B. Heinemann, and F. Herzel, "An Improved Model for High-Frequency Noise in BJTs and HBTs Interpolating between the Quasi-Thermal Approach and the Correlated-Shot-Noise Model", *IEEE BCTM*, 2002, 228–231.
- [15] M. Rickelt, H. M. Rein, and E. Rose, "Influence of impact ionization induced instabilities on the maximum usable output voltage of Si bipolar transistors", *IEEE Trans. Electron Devices*, 48(4), 2001, 774–783.
- [16] J. Kraft, D. Kraft, B. Löfler, H. Jauk, and E. Wachmann, "Usage of HBTs beyond  $BV_{CE0}$ ", in *Proc. IEEE BCTM*, 2005, 33–36.
- [17] D. R. Greenberg, S. Sweeney, G. Freeman, and D. Ahlgren, "Low noise performance near  $BV_{CE0}$  in a 200 GHz SiGe technology at different collector design points", in *Proc. IEEE MTT-S IMS Dig.*, 2003, 113–116.
- [18] M. Ramonas, C. Jungemann, P. Sakalas, M. Schroter, and W. Kraus, "Microscopic modeling of impact-ionization noise in SiGe heterojunction bipolar transistors", in *Proc. SPIE Conf. Noise Fluctuations Circuits Mater.*, 6600, 2007, 660 01F.
- [19] J. C. J. Paasschens and R. de Krot, "Modeling the excess noise due to avalanche multiplication in (hetero-junction) bipolar transistors", in *Proc. IEEE BCTM*, 2004, 108–111.
- [20] J. C. Marsland, "On the effect of ionization dead spaces on avalanche multiplication and noise for uniform electric fields", *J. Appl. Phys.*, 67(4), 1990, 1929–1933.
- [21] R. J. McIntyre, "A new look at impact ionization – Part I: A theory of gain, noise, breakdown probability, and frequency response". *IEEE Trans. Electron Devices*, 46(8), 1999, 1623–1631.
- [22] J. D. Cressler, "On the Potential of SiGe HBTs for Extreme Environment Electronics", *Proceedings of the IEEE*, 93(9), 2005, 1559–1582.
- [23] E. R. Soares, J. D. Fuller, P. J. Marozick, R. L. Alvarezet, "Applications of high-temperature superconducting filters and cryoelectronics for satellite communication", *IEEE Transactions on MTT*, 48(7), 2000, 1190–1198
- [24] D. Gupta, A. M. Kadin, R. J. Webber, I. Rochwarger, D. Bryce, W. J. Hollander, Young Uk Yim, Channakeshav, R. P. Kraft, Jin-Woo Kim, J. F. McDonald, "Integration of cryocooled superconducting analog-to-digital converter and SiGe output amplifier", *IEEE Transactions on applied superconductivity*, 13(2), 2003, 477–483.
- [25] R. Krithivasan, Yuan Lu, L. Najafizadeh, C. Zhu, J. D. Cressler, S. Chen, C. Ulaganathan, B. J. Blalock, "A High-Slew Rate SiGe BiCMOS Operational Amplifier for Operation Down to Deep Cryogenic Temperatures", *IEEE Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting* 4.1, 2006.

- [26] B. Banerjee, S. Venkataraman, Y. Lu, Q. Liang, C. Lee, S. Nuttinck, D. Heo, Y. J. E. Chen, J. D. Cressler, J. Laskar, G. Freeman, D. C. Ahlgren, “Cryogenic operation of third generation, 200 GHz peak f<sub>T</sub>, silicon-germanium heterojunction bipolar transistors”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, 52(4), 2005, 585–593.
- [27] S. Pruvost, S. Delcourt, I. Telliez, M. Laurens, N. E. Bourzgui, F. Danneville, A. Monroy, G. Dambrine, “Microwave and noise performance of SiGe BiCMOS HBT under cryogenic temperatures”, *IEEE Electron Device Letters*, 26(2), 2005, 105–108.
- [28] C. Arnaboldi, G. Boella, G. Pessina, “Dynamic and low-frequency noise characterization of Si-Ge heterojunction bipolar transistors at cryogenic temperatures”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 50(4), 2003, 921–927.
- [29] H. Wang, Geok Ing Ng, “Electrical properties and transport mechanisms of InP/InGaAs HBTs operated at low temperature”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, 48(8), 2001, 1492–1497.
- [30] C. Jungemann, B. Neinhüs, and B. Meinerzhagen, “Hierarchical 2-D DD and HD Noise Simulations of Si and SiGe Devices – Part I: Theory”, *IEEE Trans. Electron Devices*, 49, 2002, 1250–1257
- [31] M. Schröter, A. Chakravorty, *Compact Hierarchical Bipolar Transistor Modeling with Hicup (International Series on Advances in Solid State Electronics & Technology)*, World Scientific Publishing Co Pte Ltd, 2010.
- [32] E. P. Vandamme, D. M. P. Schreurs, G. Van Dinther, “Improved three step de-embedding method to accurately account for the influence of pad parasitics in silicon on-wafer RF test structures”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, 48(4), 2001, 737–742.
- [33] R. A. Pucel, W. Struble, R. Hallgren, U. L. Rohd, “A general noise de-embedding procedure for packaged two-port linear active devices”, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 40(11), 1992, 2013–2024.
- [34] Verilog-AMS Language Reference Manual, Ver. 2.2, <http://www.eda.org/verilog-ams>, [žiūrėta 2008–08–22].
- [35] J. Bardeen, and W. H. Brattain, “The transistor, a semiconductor triode”, *Phys. Rev.*, 74, 1948, 230–231.
- [36] W. Shockley, “The theory of p-n junctions in semiconductors and p-n junction transistors”, *Bell Syst. Tech. Jnl.* 28, 1949, 435–489.
- [37] P. Ashburn. *SiGe Heterojunction Bipolar Transistors*, John Wiley & Sons, 2003.
- [38] J. M. Early, “Effects of space-charge layer widening in junction transistors”, *Proc. IRE*, 40, 1952, 1401–1406.
- [39] C. T. Kirk, “A theory of transistor cut-off frequency falloff at high current densities”, *IRE Trans. Electron. Devices*, 9, 1962, 164–174.
- [40] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, New York, John Wiley & Sons, 1981.

- [41] W. Shockley, *Electrons and Holes in Semiconductors*, D. Van Nostrand, Princeton, New Jersey, 1950.
- [42] J. A. Kerr and F. Berz, “The effect of emitter doping gradient on  $fT$  in microwave bipolar transistors”, *IEEE Trans. Electron. Devices*, 22, 1975, 15–20.
- [43] D. Hameed, J. Comfort, J. Cressler, E. Crabbe, J. Sun, B. Meyerson, T. Tice, “Si/SiGe epitaxial base transistors – Part I: Materials, physics, circuits”, *IEEE Trans. Electron Dev.*, 42, 1995, 455–468.
- [44] J. J. H. van den Biessen, “A simple regional analysis of transit times in bipolar transistors”, *Solid State Electronics*, 29, 1986, 529–536.
- [45] H. Kroemer, “Heterostructure bipolar transistors and integrated circuits”, *Proc. IEEE*, 70, 1982, 13–25.
- [46] M. Golio (ed.), *RF and microwave semiconductor device handbook*, CRC Press LLC, 2001
- [47] W. Liu, *Handbook of III-V Heterojunction Bipolar Transistors*, New York, Wiley & Sons, 1998.
- [48] J. Cressler (ed.), *Silicon heterostructure Handbook*, CRC Press NY, 2005.
- [49] M. Schroter, H. M. Rein, W. Rabe, R. Reimann, H. J. Wassener, A. Koldehoff, “Physics- and process-based bipolar transistor modeling for integrated circuit design”, *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, 34, 1999, 1136–1149.
- [50] W. Liu, A. Khatibzadeh, J. Sweder, and H. F. Chau, “The use of base ballasting to prevent the collapse of current gain in AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors”. *IEEE Trans. Electron Devices*, 43, 1996, 245–251.
- [51] M. G. Adlerstein, “Thermal stability of emitter ballasted HBT’s”, *IEEE Trans. Electron Devices*, 45, 1998, 1653–1655.
- [52] H. J. Osten, R. Barth, G. Fischer, B. Heinemann, D. Knoll, G. Lippert, H. Rucker, P. Schley, W. Ropke, “Carbon containing group IV heterostructures on Si: properties and device applications”, *Thin Solid Films*, 321, 1998, 11–14.
- [53] J. B. Johnson, “Thermal agitation of electricity in conductors”, *Phys. Rev.*, 1928, 32, 97–109.
- [54] F. J. Beutler, and O. A. Leneman, “The spectral analysis of impulse processes”, *Information and Control*, 1968, 12, 236–258.
- [55] S. O. Rice., “Mathematical analysis of random noise”, *Bel Syst. Tech. J.*, 1945, 24, 46–156.
- [56] H. Nyquist., “Thermal agitation of electric charge in conductors”, *Phys. Rev.*, 1928, 32, 110–113.
- [57] D. K. C. MacDonald, “On the Theory of Electrical Fluctuations”, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 195(1041), 1948, 225–230.

- [58] H. A. Haus, W. R. Atkinson, G. M. Branch, W. B. Davenport, W. H. Fonger, W. A. Harris, S.W. Harrison, W.W. McLeod, E. K. Stodola, T. E. Talpey, "Representation of Noise in Linear Twoports", *Proceedings of the IRE*, 48(1), 1960, 69–74.
- [59] G. Gonzales, *Microwave transistor amplifiers: analysis and design*, Prentice Hall, 1997.
- [60] H. Rothe, W. Dahlke, "Theory of noisy fourpoles", *Proc. IRE*, 44, 1956, 811–818.
- [61] H. Hillbrand, P. Russer, "An efficient method for computer aided noise analysis of linear amplifier networks", *IEEE Transactions on Circuits and Systems*, 23(4), 1976, 235–238.
- [62] H. Hillbrand, P. Russer, "correction to 'An Efficient method for Computer Aided Noise Analysis of Linear Amplifier Networks'", *IEEE Transactions on Circuits and Systems*, 23(11), 1976, 691–691.
- [63] K. Hartmann, "Noise characterization of linear circuits", *IEEE Transactions on Circuits and Systems*, 23(10), 1976, 581–590
- [64] D. V Morgan., R. H. Williams, *Physics and Technology of Heterojunction Devices*, London, P. Peregrinus, 1991.
- [65] C. Moglestue, *Monte Carlo Simulation of Semiconductor Devices*, London: Chapman & Hall, 1993.
- [66] L.W. Nagel and D.O. Pederson, "Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis (SPICE)", *the 16th Midwest Symposium on Circuit Theory*, Waterloo, Ontario, 1973.
- [67] W. Liu, *Mosfet Models for Spice Simulation, Including BSIM3v3 and BSIM4*, Wiley-IEEE Press, 2001.
- [68] A. J. Scholten, G. D. J. Smit, B. A. De Vries, L. F. Tiemeijer, J. A. Croon, D. B. M. Klaassen, R. van Langevelde, X. Li, W. Wu, and G. Gildenblat, "The new CMC standard compact MOS model PSP: advantages for RF applications", *IEEE Solid-State Circuits*, 44 (5), 2009, 1415–1424.
- [69] J. Cressler, *The SiGe Handbook*, Taylor&Francis, 2006.
- [70] R. van der Toorn, J. C. J. Paasschens and W. J. Kloosterman, "The Mextram bipolar transistor model, level 504", *Unclassified Report NL-UR 2000/811*, Philips Nat. Lab., 2000.
- [71] M. Rudolph, *Introduction to Modeling HBTs*, Artech House, 2006.
- [72] P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzinskis, T. Gonzalez, J. Mateos, D.Pardo, L. Reggiani, L. Varani, and J. C. Vaissere, "Langevin forces and generalized transfer fields for noise modeling in deep submicron devices", *IEEE Trans. Electron Devices*, 47, 2000, 1992–1998.
- [73] J. J. Ebers and J. L. Moll, "Large Signal Behavior of Junction Transistors", *Proc. IRE*, 42, 1954, 1761–1772.
- [74] H. K. Gummel and H. C. Poon, "An Integral Charge Control Model of Bipolar Transistors", *Bell Syst. Tech J.*, 49, 1970, 827–852.

- [75] W. M. Webster, "On the Variation of Junction Transistor Current Amplification Factor with Emitter Current", *Proceedings of the IRE*, 42(6), 1954, 914–920
- [76] A. Van der Ziel, *Fluctuation Phenomena in Semi-Conductors*, Butterworths Scientific Publications, London, 1959.
- [77] M. J. Buckingham, *Noise in electronic Devices and Systems*, Publishers Chichester Halsted press, New York, 1983.
- [78] A. Blum, *Elektronisches Rauschen*, B.G.Teubner Stuttgart, Präzis-Druck GmbH, Karlsruhe, 1996
- [79] M. Schröter, Habilitationsschrift, Ruhr – Universität Bochum, 1993.
- [80] P. Sakalas, M. Schroter, P. Zampardi, M. Racanelli, "Microwave noise in III-V SiGe and SiGe based HBTs, comparison, trends, numbers", *Proc.of Spie Conf: Noise in Devices and Circuits II*, 5470, Gran Canaria, 2004, 151 – 163
- [81] K. Aufinger and M. Reish, "RF Noise Models for Bipolar Transistors – a Critical Comparison", *Digest IEEE BCTM*, 2001, 110–113.
- [82] K. T. Feng, L Runshing, P. Canfield, Wanming Sun, "Reliability of InGaP/GaAs HBT's under high current acceleration", *Gallium Arsenide Integrated Circuit (GaAs IC) Symposium*, 2001, 273–276.
- [83] J. M. Racanelli, et al., "Ultra High Speed SiGe NPN for advanced BiCMOS Technology", in *IEDM Tech. Digest*, , 2001, 336–339
- [84] *SBC18 Process Design Kit*, JazzSemi, 2002
- [85] A. Schüppen, M. Totschanoff, J. Berntgen, P. Maier, D. Zerrweck, H. von der Ropp, J. Tolonics, K. Burger, "The Proliferation of Silicon Germanium", *Proc. ESSDERC, Solid State Device Research Conference*, 2000, 88–91.
- [86] A. Schüppen, J. Berntgen, P. Maier, M. Tortschanoff, W. Kraus and M. Averweg, "An 80 GHz SiGe production technology", *III-Vs Review*, 14(6), 2001, 42–46.
- [87] J. Berntgen, A. Schueppen, P. Maier, M. Tortschanoff, W. Kraus, M. Averweg, "SiGe technology bears fruits", *Materials Science and Engineering: B*, 89(1), 2002, 13–20.
- [88] M. Sotoodeh, L. Sozzi, A. Vinay, A. H. Khalid, Z. Hu, A. A. Rezazadeh, R. Menozzi, "Stepping Toward Standard Methods of Small-Signal Parameter Extraction for HBT's", *IEEE Trans. Electron Devices*, 47(6), 2000, 1139–1151.
- [89] P. Sakalas, M. Schroter, "Theoretical and experimental investigation of noise in advanced SiGe BiCMOS technologies", Deutsche Forschungs Gemeinschaft Report GZ: SCHR 695/1-2, AOBJ: 536682, 2008.
- [90] .G. Wunsch, H. Schreiber, *Stochastische Systeme*, Berlin Heidelberg, Springer-Verlag, ISBN 3–540–54313–9, 1992.



- [91] G. J. Coram, “How to (and how not to) write a compact model in Verilog-A”, Proc. *IEEE Intern. Behavioral Modeling and Simulation Conference*, BMAS 2004, 2004, 97–106.
- [92] C. C. McAndrew, G. Coram, A. Blaum and O. Pilloud., “Correlated Noise Modeling and Simulation”, *WCM*, 2005.
- [93] M. Schroter, Tzung-Yin Lee, “Physics-Based Minority Charge and Transit Time Modeling for Bipolar Transistors”, *IEEE Trans. Electron Devices*, 46(2), 1999, 288–300.
- [94] P. Sakalas, M. Schroter, P. Zampardi, “Investigation of shot noise reduction in InGaP HBTs with different base thicknes”, 18th International Conference on Noice and Fluctuations (ICNF 2005), *AIP Series of Conf. Proc.*, 780, 2005, 303–307.
- [95] W. S. Lour, “High-gain, low offset voltage, and zero potential spike by InGaP/GaAs  $\delta$ -doped single heterojunction bipolar transistor ( $\delta$ -SHBT)”, *IEEE Trans. Electron Devices*, 44(2), 1997, 346–348.
- [96] P. Dodd and M. Lundstrom, “Minority electron transport in InP/InGaAs heterojunction bipolar transistors”, *Appl. Phys. Lett.*, 61(4), 1992, 465–468.
- [97] T. Ishibashi, “Nonequilibrium electron transport in HBTs”, *IEEE Trans. Electron Devices*, 48(11), 2001, 2595–2605.
- [98] T. Kumar, M. Cahay, S. Shi, and K. Roenker, “Influence of quantum-mechanical reflection at the emitter-base spike on the base transit time through abrupt heterojunction bipolar transistors”, *J. App. Phys.*, 78(11), 1995, 6814–6818.
- [99] A. Reklaitis and L. Reggiani, “Monte Carlo study of shot-noise suppression in semiconductor heterostructure diodes”, *Phys. Rev. B.*, 60(16), 1999, 11683–11693.
- [100] J. L. Moll, *Physics of Semiconductors*, McGraw-Hill, New York, 1964.
- [101] R. Kumar, L. P. Hunter, “Collector Capacitance and High-Level Injection Effects In Bipolar Transistors”, *IEEE Trans. Electron. Devices*, 22, 1975, 51–60.
- [102] G. M. Kull, “A Unified Circuit Model for Bipolar Transistors Including Quasi-Saturation Effects”, *IEEE Trans. Electron. Devices*, 32(6), 1985, 1103–1114.
- [103] J. C. J. Paasschens et. al., “Improved Compact Modeling of Output Conductance and Cutoff Frequency of Bipolar Transistors”, *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, 36(9), 2001, 1390–1398.
- [104] P. J. Zampardi, Dee-Son Pan, “Delay of Kirk effect due to collector current spreading in heterojunction bipolar transistors”, *IEEE Electron Device Letters*, 17(10), 1996, 470–472.
- [105] Che-ming Wang et. al., “Improved InGaP/GaAs HBTs AC performance and linearity with collector design”, *Radio Frequency Integrated Circuits (RFIC) Symposium, 2004. Digest of Papers. 2004 IEEE*, 6–8 June 2004, 391–394.

- [106] A. J. Joseph, J. D. Cressler, D. M. Richey, G. Niu, "Optimization of SiGe HBTs for operation at high current densities", *IEEE Transactions on Electron Devices*, 46(7), 1999, 1347–1354.
- [107] T. Kimura, "Factors affecting fiber-optic transmission quality", *J. Lightw. Technol.*, 6(5), 1988, 611–619.
- [108] H. M. Rein, R. Schmid, P. Weger, T. Schmith, T. Herzog, and R. Lachner, "A versatile Si – bipolar driver circuit with high output voltage swing for external and direct laser modulation in 10 Gb/s optical-fiber links", *IEEE J. Solid-State Circuits*, 29(9), 1994, 1014–1021.
- [109] R. J. McIntyre, "Multiplication noise in uniform avalanche diodes", *IEEE Trans. Electron Devices*, ED-13(1), 1966, 164–168.
- [110] M. M. Hayat, W. L. Sargeant, and B. E. A. Saleh, "Effect of dead space on gain and noise in Si and GaAs avalanche photodiodes", *IEEE J. Quantum Electron.*, 28(5), 1992, 1360–1363.
- [111] E. Crabbe, J. Stork, G. Baccarani, M. Fischetti, and S. Laux, "The impact of non-equilibrium transport on breakdown and transit time in bipolar transistors", in *IEDM Tech. Dig.*, 1990, 463–466.
- [112] P. Yuan, K. A. Anselm, C. Hu, H. Nie, C. Lenox, A. L. Holmes, B. G. Streetman, J. C. Campbell, and R. J. McIntyre, "A new look at impact ionization—Part II: Gain and noise in short avalanche photodiodes", *IEEE Trans. Electron Devices*, 46(8), 1999, 1632–1639.
- [113] C. C. McAndrew, J. A. Seitchik, D. F. Bowers, M. Dunn, M. Foisy, I. Getreu, M. McSwain, S. Moinian, J. Parker, D. J. Rouston, M. Schroter, P. van Wijnen, and L. F. Wagner, "VBIC95, the vertical bipolar intercompany model", *IEEE J. Solid-State Circuits*, 31(10), 1996, 1476–1483.
- [114] M. Schroter, "High-frequency circuit design oriented compact bipolar transistor modeling with HICUM: Analog circuit and device technologies", *IEICE Trans. Electron.*, E88-C(6), 2005, 1098–1113.
- [115] J. Berkner, "Compact models for bipolar transistors", in *Proc. Eur. IC-CAP Device Model, Workshop*, Berlin, Germany, Mar. 7–8, 2002, 17.
- [116] G. Verzellesi, G. Baccarani, C. Canali, P. Pavan, L. Vendrame, and E. Zanoni, "Prediction of impact ionization induced snap back in advanced Si npn BJT's by means of a nonlocal analytical model for the avalanche multiplication factor", *IEEE Trans. Electron Devices*, 40(12), 1993, 2296–2300.
- [117] N. Rinaldi, V. d'Alessandro, "Theory of electrothermal behavior of bipolar transistors: part III—impact ionization", *IEEE Transactions on Electron Devices*, 53(7), 2006, 1683–1697.
- [118] Chien-Ping Lee, F. H. F. Chau, W. Ma, N. L. Wang, "The Safe Operating Area of GaAs-Based Heterojunction Bipolar Transistors", *IEEE Transactions on Electron Devices*, 53(11), 2006, 2681–2688.
- [119] B. Neinhuis, S. Decker, P. Graf, F. M. Bufler, and B. Meinerzhagen, "Consistent hydrodynamic and Monte – Carlo simulation of SiGe HBTs

- based on table models for the relaxation times”, *VLSI Des.*, 8(1–4), 1998, 387–391.
- [120] A. G. Chynoweth, “Ionization Rates for Electrons and Holes in Silicon”, *Phys. Rev.*, 109, 1958, 1537–1540.
- [121] C. Jungemann, S. Keith, and B. Meinerzhagen, “Full–band Monte Carlo device simulation of a Si/SiGe HBT with a realistic Ge profile”, *IEICE Trans. Electron.*, E83–C(8), 2000, 1228–1234.
- [122] C. Jungemann, B. Meinerzhagen, S. Decker, S. Keith, S. Yamaguchi, H. Goto, “Is physically sound and predictive modeling of NMOS substrate currents possible?”, *Solid State Electron.*, 42(4), 1998, 647–655.
- [123] M. Schroter, H. M. Rein, W. Rabe, R. Reimann, H. J. Wassener, and A. Koldehoff, “Physics– and process–based bipolar transistor modeling for integrated circuit design,” *IEEE J. Solid–State Circuits*, 34(8), 1999, 1136–1149.
- [124] G. Niu, J.D. Cressler, S. Zhang, U. Gogineni, D.C. Ahlgren, “Measurement of collector–base junction avalanche multiplication effects in advanced UHV/CVD SiGe HBT’s”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, 46(5), 1999, 1007–1015.
- [125] M. Schroter, Z. Yan, T.–Y. Lee and W. Shi, “A compact tunneling current and collector breakdown model”, *Proc. IEEE Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting BCTM’98*, Minneapolis, 1998, 203–206.
- [126] Jiann–Shiun Yuan, “Thermal and reverse base current effects on heterojunction bipolar transistors and circuits”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, , 42(5), 1995, 789–794.
- [127] K. Sakui, T. Hasegawa, T. Fuse, S. Watanabe, K. Ohuchi, F. Masuoka, “A new static memory cell based on the reverse base current effect of bipolar transistors”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, 36(6), 1989, 1215–1217
- [128] D. Buhanan, “Investigation of Current–Gain Temperature Dependence in Silicon Transistors”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, ED–16(1), 1969, 117–124.
- [129] H. Satake, T. Hamasaki, “Low–Temperature (77 K) BJT Model with Temperature Dependences on the Injected Condition and Base Resistance”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, 37(7), 1990, 1688–1697.
- [130] J. D. Cressler, G. Niu, “Silicon–Germanium Heterojunction Bipolar Transistors”, Artech House, 2003.
- [131] J. D.Cressler, T. C. Chen, J. D. Warnock, D. D. Tang, E. S. Yang, “Scaling the silicon bipolar transistor for sub–100–ps ECL circuit operation at liquid nitrogen temperature”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, 37(3), 1990, 680–691.
- [132] J. D. Cressler, J. H. Comfort, E. F. Crabbe, G. L. Patton, J. M. C. Stork , J. Y. C. Sun, B. S. Meyerson, “On the profile design and optimization of epitaxial Si– and SiGe–base bipolar technology for 77 K applications. I.

- Transistor DC design considerations”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, 40(3), 1993, 525–541.
- [133] Y. Cui, G. Niu, Y. Shi, C. Zhu, L. Najafizadeh, J. D. Cressler, A. Joseph, “SiGe Profile Optimization for Improved Cryogenic Operation at High Injection”, *IEEE Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting 9.3*, 2006.
- [134] T. Chen, W. Kuo, E. Zhao, Qingqing Liang, Zhenrong Jin, J. D. Cressler, A. J. Joseph, “On the high-temperature (to 300°C) characteristics of SiGe HBTs”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, 51(11), 2004, 1825–1823.
- [135] J. D. Cressler, “Using SiGe HBT technology for extreme environment electronics”, *Proceedings of the Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting*, 2005, 248–251.

# 1 Priedas.

1.1. lentelė. HICUM sutelktų elementų modelio parametrai.

Pavadinimas	Aprašymas
<b>IS(C10)</b>	Soties srovė (GICCR constant) ( $C10=IS*QP0$ )
<b>QP0</b>	Skylės poslinkio krūvis
<b>ICH</b>	Didelės srovės 2D ir 3D efektų pataisos koeficientas
<b>HFE</b>	[DT emiterio krūvio mažėjimo svorio koeficientas
<b>HFC</b>	[DT kolektoriaus krūvio mažėjimo svorio koeficientas
<b>HJEI</b>	[DT B–E sandūros krūvio mažėjimo svorio koeficientas
<b>HJCI</b>	[DT B–C sandūros krūvio mažėjimo svorio koeficientas
<b>IBEIS</b>	B–E sandūros vidinė soties srovė
<b>MBEI</b>	B–E sandūros vidinės srovės idealumo koeficientas
<b>IREIS</b>	B–E sandūros vidinė rekombinacinė soties srovė
<b>MREI</b>	B–E sandūros vidinės rekombinacinės srovės idealumo koeficientas
<b>IBEPS</b>	B–E sandūros periferinė soties srovė
<b>MBEP</b>	B–E sandūros periferinės srovės idealumo koeficientas
<b>IREPS</b>	B–E sandūros periferinė rekombinacinė soties srovė
<b>MREP</b>	B–E sandūros rekombinacinės srovės idealumo koeficientas
<b>IBCIS</b>	B–C sandūros vidinė soties srovė
<b>MBCI</b>	B–C sandūros vidinės srovės idealumo koeficientas
<b>IBCXS</b>	B–C sandūros išorinė soties srovė
<b>MBCX</b>	B–C sandūros išorinės srovės idealumo koeficientas
<b>IBETS</b>	B–E sandūros tuneliavimo soties srovė
<b>ABET</b>	Tuneliavimo srovės eksponentinis koeficientas
<b>FAVL</b>	Griūtinės srovės koeficientas
<b>QAVL</b>	Griūtinės srovės eksponentinis koeficientas
<b>RBI0</b>	Vidinė bazės varža
<b>RBX</b>	Išorinė bazės varža
<b>FGEO</b>	Emiterio srovės geometrinės priklausomybės pločio koeficientas
<b>FDQR0</b>	B–E ir B–C erdvinio krūvio sluoksnio moduliacijos pataisos koeficientas
<b>FCRBI</b>	Aukštadažnio šuntavimo santykis nuo bendros vidinės talpos
<b>FQI</b>	Vidinio krūvio sumažėjimo santykis nuo bendro krūvio sumažėjimo
<b>RE</b>	Emiterio varža
<b>RCX</b>	Išorinė kolektoriaus varža
<b>ITSS</b>	Pagrindo tranzistoriaus perdavimo soties srovė
<b>MSF</b>	Pagrindo perdavimo srovės tiesioginės eigos idealumo koeficientas

<b>MSR</b>	Pagrindo perdavimo srovės apgrąžo idealumo koeficientas
<b>ISCS</b>	Kolektoriaus-pagrindo diodo soties srovė
<b>MSC</b>	Kolektoriaus-pagrindo diodo idealumo koeficientas
<b>TSF</b>	Pernašos delsa
<b>RSU</b>	Pagrindo varža
<b>CSU</b>	Pagrindo šuntavimo talpa
<b>CJEI0</b>	Vidinė B–E talpa
<b>VDEI</b>	Vidinis B–E potencialas
<b>ZEI</b>	Vidinis B–E pasiskirstymo koeficientas
<b>ALJEI</b>	Vidinės B–E talpos santykis nuo didžiausios B–E vidinės talpos
<b>CJEP0</b>	Periferinė B–E talpa
<b>VDEP</b>	Periferinis B–E potencialas
<b>ZEP</b>	Periferinis B–E pasiskirstymo koeficientas
<b>ALJEP</b>	Periferinės B–E talpos santykis nuo didžiausios B–E periferinės talpos
<b>CJCI0</b>	Vidinė B–C talpa
<b>VDCI</b>	Vidinis B–C potencialas
<b>ZCI</b>	Vidinis B–C pasiskirstymo koeficientas
<b>VPTCI</b>	Vidinė B–C pradūros įtampa
<b>CJCX0</b>	Išorinė B–C talpa
<b>VDCX</b>	Išorinis B–C potencialas
<b>ZCX</b>	Išorinis B–C pasiskirstymo koeficientas
<b>VPTCX</b>	Išorinė B–C pradūros įtampa
<b>FBC</b>	Išorinės B–C talpos skaidymo koeficientas
<b>CJS0</b>	Kolektoriaus-pagrindo talpa
<b>VDS</b>	Kolektoriaus-pagrindo potencialas
<b>ZS</b>	Kolektoriaus-pagrindo krūvininkų pasiskirstymo koeficientas
<b>VPTS</b>	Kolektoriaus-pagrindo pradūros įtampa
<b>T0</b>	Silpnos srovės delsa prie $V_{BC}=0$
<b>DT0H</b>	Bazės ir B–C erdvinio krūvio sluoksnio moduliacijos trukmės konstanta
<b>TBVL</b>	Nešėjų grūsties modeliavimo laiko konstanta
<b>TEF0</b>	Neutralaus emiterio kaupimo trukmė
<b>GTFE</b>	Srovės priklausomybės nuo neutralaus emiterio kaupimo trukmės eksponentinis koeficientas
<b>THCS</b>	Stiprių srovių soties laiko konstanta
<b>ALHC</b>	Pernašos delsos priklausomybės nuo bazės ir kolektoriaus srovių glotnumo koeficientas
<b>FTHC</b>	Bazės ir kolektoriaus dalių skaidymo koeficientas
<b>RCI0</b>	Vidinė kolektoriaus varža prie silpno elektros lauko
<b>VLIM</b>	Ominio ir greičio soties režimų ribos įtampa
<b>VCES</b>	Vidinė kolektoriaus-emiterio soties įtampa

<b>VPT</b>	Kolektoriaus pradūros įtampa
<b>TR</b>	Atvirkštinės operacijos kaupimo trukmė
<b>CEOX</b>	B–E izoliacinė talpa
<b>CCOX</b>	B–C talpa
<b>ALQF</b>	Krūvio sumažėjimo papildomo užlaikymo koeficientas
<b>ALIT</b>	Pernašos srovės papildomo užlaikymo koeficientas
<b>KF</b>	Šratinio triukšmo rodiklis
<b>AF</b>	Šratinio triukšmo eksponentinis koeficientas
<b>KRBI</b>	Vidinės bazės varžos koeficientas
<b>LATB</b>	Kolektoriaus krūvio mažėjimo mastelio parinkimo koeficientas emiterio pločio $b_E$ kryptimi
<b>LATL</b>	Kolektoriaus krūvio mažėjimo mastelio parinkimo koeficientas emiterio ilgio $l_E$ kryptimi
<b>VGB</b>	Draudžiamosios energijos juostos įtampa ekstrapoliuota prie 0K
<b>ALB</b>	Tiesioginės srovės stiprinimo reliatyvus temperatūrinis koeficientas
<b>ALT0</b>	T0 parametro pirmos eilės reliatyvus temperatūrinis koeficientas
<b>KT0</b>	T0 parametro antros eilės reliatyvus temperatūrinis koeficientas
<b>ZETACI</b>	RCI0 temperatūrinis laipsninis rodiklis
<b>ALVS</b>	Dreifo greičio sotes reliatyvus temperatūrinis koeficientas
<b>ALCES</b>	VCES reliatyvus temperatūrinis koeficientas
<b>ZETARBI</b>	Vidinės bazės varžos temperatūrinis laipsninis rodiklis
<b>ZETARBX</b>	Išorinės bazės varžos temperatūrinis laipsninis rodiklis
<b>ZETARCX</b>	Išorinės kolektoriaus varžos temperatūrinis laipsninis rodiklis
<b>ZETARE</b>	Emiterio varžos temperatūrinis laipsninis rodiklis
<b>ALFAV</b>	FAVL reliatyvus temperatūrinis koeficientas
<b>ALQAV</b>	QAVL reliatyvus temperatūrinis koeficientas
<b>RTH</b>	Šiluminė varža
<b>CTH</b>	Šiluminė talpa
<b>LEVEL</b>	Modelio pavadinimas
<b>TNOM</b>	Nominali temperatūra
<b>DT</b>	Temperatūros pokytis