VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ
ÚSTAV FYZIKY

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF PHYSICS

TRANSPORTNÍ A ŠUMOVÉ CHARAKTERISTIKY TRANZISTORŮ MOSFET

TRANSPORT AND NOISE CHARACTERISTICS OF MOSFET TRANSISTORS

DIZERTAČNÍ PRÁCE
DOCTORAL THESIS

AUTOR PRÁCE Ing. Miloš Chvátal
AUTHOR

VEDOUCÍ PRÁCE doc. Mgr. Jan Pavelka, CSc., Ph.D.
SUPERVISOR

BRNO 2014

ABSTRAKT

Dizertační práce je zaměřená na analýzu transportních charakteristik v submikronových a mikronových tranzistorech MOSFET. Na základě předpokladu, že gradient divergence proudové hustoty v kanálu je nulový, je odvozena ampér-voltová charakteristika tranzistoru MOSFET a provedeno experimentální sledování závislosti proudu kanálu na napětí kolektoru pro řadu vzorků s různými rozměry kanálu v širokém teplotním rozsahu od 10 do 350 K. Navržený fyzikální model umožnil určit hodnotu přívodních odporů k emitoru a kolektoru a jejich teplotní závislost. Z analýzy transportních charakteristik se získají informace o koncentraci nosičů náboje v kanálu a poloze Fermiho hladiny v místě aktivní pasti, která je zdrojem RTS šumu. Určení koncentrace nosičů náboje a polohy Fermiho hladiny je důležité z toho důvodu, že tyto veličiny určují intenzity kvantových přechodů a jejich hodnoty nejsou po celé délce kanálu stejné. Z analýzy charakteristik RTS šumu bylo experimentálně dokázáno, že koncentrace v daném místě kanálu klesá s rostoucím proudem při konstantním napětí na hradle a proměnném napětí na kolektoru. Dále byla určena poloha aktivních pastí RTS šumu a bylo zjištěno, že se nachází v blízkosti kolektoru. Aktivní past se nachází v místě, kde splývá Fermiho hladina z energetickou hladinou pastí.

Klíčová slova: Tranzistor MOSFET, transport náboje, RTS šum, héliový kryostat, určení polohy aktivní pasti.

ABSTRACT

This doctoral thesis is focused on the analysis of transport characteristics of submicron and micron transistors MOSFET. The assumption is a constant gradient of concentration, which leads to the fact that the diffusion current density is independent of the distance from the source. Active energy was determined from temperature dependence. The proposed physical model made it possible to determine the value of access resistance between drain and source their temperature dependence. Based on the assumption that the divergence of the gradient of the current density in the channel is zero. IV characteristics of the transistor MOSFET are derived and conducted experimental monitoring current channel depending on the collector voltage for the series of samples with different channel lengths in a wide temperature range from 10 to 350 K. Information on the concentration of charge transport in the channel and the position of the Fermi level at the point of active trap, which is the source of RTS noise, is obtained from the analysis of the transport characteristics. Determining the concentration of charge transport and the position of the Fermi level is important because these variables determine the intensity of quantum transitions and their values are not the same throughout the length of the channel. It was experimentally proved from the analysis of the characteristics of RTS noise that concentration at the local channel decreases with increasing current at a constant voltage on the gate and a variable voltage at the collector. Further, the position of active traps of RTS noise was intended and it was found that this is located near the collector. Active trap is located at the point where the Fermi level coincides with energy level of the traps.

Keywords: MOSFET transistor, charge transport, RTS noise, helium cryostat, active trap localization.

CHVÁTAL, M. *Transportní a šumové charakteristiky tranzistorů MOSFET*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2014. 127 s. Vedoucí dizertační práce doc. Mgr. Jan Pavelka, CSc. Ph.D.

Prohlášení

Prohlašuji, že svou dizertační práci na téma „*Transportní a šumové charakteristiky tranzistorů MOSFET*“ jsem vypracoval samostatně pod vedením školitele a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené dizertační práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této dizertační práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení §11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení §152 trestního zákona č. 140/1961 Sb.

V Brně dne: ……..

podpis autora

Poděkování

Děkuji vedoucímu dizertační práce doc. Mgr. Janu Pavelkovi, CSc., Ph.D., prof. RNDr. Ing. Josefu Šikulovi, DrSc. a v neposlední řadě taky doc. Ing. Vlastě Sedlákové, Ph.D. a Ing. Bc. Jiřímu Majznerovi, Ph.D. za cenné rady a účinnou metodickou, pedagogickou a odbornou pomoc při zpracování mé dizertační práce.

V Brně dne: ……..

podpis autora

Obsah

Seznam obrázků ... iii
Seznam tabulek ... xiii
Seznam použitých symbolů ... xiv
Seznam zkratek ... xvi
1 ÚVOD ... 1
2 DOSAVADNÍ VÝVOJ ... 3
2.1 Fluktuační procesy ve struktuře MOSFET ... 3
2.1.1 Tepelný šum ... 5
2.1.2 Generačně-rekombinační šum ... 7
2.1.3 Impulsní šum ... 14
3 CÍLE DIZERTACE ... 22
4 TEORETICKÝ ROZBOR ... 23
4.1 Tranzistor řízený polem ... 23
4.1.1 Ideální struktura tranzistoru MOSFET ... 23
4.1.2 Výrobní technologie tranzistoru MOSFET ... 24
4.1.3 Průraz kanálu tranzistorů MOSFET ... 25
4.2 Základní rozdělení tranzistorů MOSFET ... 27
4.3 Transport náboje kanálem ve struktuře MOSFET ... 30
4.3.1 Vztah mezi driftovým a difúzním proudem ... 31
4.3.2 Hustota elektronů a proud v kanálu ... 31
4.3.3 Závislost časové konstanty zachycení na proudu v kanále ... 35
4.4 Analýza RTS šumu v tranzistorech MOSFET ... 36
4.4.1 Stochastický model impulsního šumu jako dvourozměrného generačně-rekombinačního procesu ... 37
5 POUŽITÉ EXPERIMENTÁLNÍ METODY ... 44
5.1 Pracoviště pro teplotní měření výstupních a převodních charakteristik ... 44
5.1.1 Kryostatické měření ... 50
5.1.2 Testování odporů vnitřních vodičů kryostatu ... 51
5.1.3 Teplotní stabilizace ... 52
5.2 Pracoviště pro měření nízkofrekvenčního šumu ... 54
5.2.1 Šumové pozadí aparatury ... 57

6 EXPERIMENTÁLNÍ VÝSLEDKY ... 60
6.1 DC charakteristiky tranzistorů MOSFET ... 62
6.1.1 Vzorky TJP s kanálem typu N ... 63
6.1.2 Vzorky TJP s kanálem typu P ... 69
6.1.3 Vyhodnocení vzorků TJP ... 75
6.1.4 Vzorky TUS s kanálem typu N ... 78
6.1.5 Vzorky TUS s kanálem typu P ... 84
6.1.6 Vyhodnocení vzorků TUS ... 90
6.1.7 Vzorky TUS2 s kanálem typu N ... 92
6.1.8 Vzorky TSP s kanálem typu N ... 99
6.1.9 Výsledky DC analýzy ... 102
6.2 Šumová diagnostika tranzistorů MOSFET ... 107
6.2.1 RTS šum při teplotě 300 K ... 107
6.2.2 Nízkoteplotní měření RTS šumu ... 109
6.2.3 Vyhodnocení šumové analýzy ... 111
7 VÝSLEDKY PRÁCE ... 112
LITERATURA ... 116
AUTORSKÉ A SPOLUAUTORSKÉ PUBLIKACE ... 122
PRODUKTY AUTORA DIZERTAČNÍ PRÁCE ... 124
ŽIVOTOPIS AUTORA ... 125
PROJEKTY ŘEŠENÉ AUTOREM ... 127

SEZNAM OBRÁZKŮ

Obr. 1.1. Technologický vývoj a snižování tloušťky oxidové vrstvy SiO_2 od počátku komerční výroby tranzistorů MOSFET ... 1
Obr. 2.1. Časová závislost fluktuace napětí rezistoru ... 6
Obr. 2.2. Spektrální hustota fluktuace napětí rezistoru ... 6
Obr. 2.3. Spektrální hustota generačně-rekombinačního šumu a $1/f$ šumu submikronového tranzistoru MOSFET s kanálem typu N ... 8
Obr. 2.4. Přechody ze stavu i do stavu j přes množinu mezistavů $k \in I$ ... 10
Obr. 2.5. Spektrální výkonová hustota fluktuace napětí rezistoru se zvýrazněným typickým šumem typu $1/f$ ... 13
Obr. 2.6. Časová závislost RTS šumu tranzistoru MOSFET TUS s kanálem typu N ... 15
Obr. 2.7. Schématický průběh realizace impulsního šumu ... 17
Obr. 2.8. Intenzita pravděpodobnosti disktrétních stavů zachycení elektronu na pasti a následné emise do vodivostního pásu ... 18
Obr. 2.9. Schematický průběh distribuční funkce $G(x)$ náhodného procesu $X(t)$ ... 19
Obr. 4.1. Základní rozdělení tranzistorů řízených polem ... 23
Obr. 4.2. Zjednodušená základní struktura tranzistoru MOSFET ... 24
Obr. 4.3. Vnitřní uspořádání tranzistorů MOSFET na společném substrátu typu P ... 24
Obr. 4.4. Měkký průraz tranzistoru MOSFET TJP s kanálem typu N ... 25
Obr. 4.5. Destruktivní průraz tranzistoru MOSFET TJP s kanálem typu N ... 26
Obr. 4.6. ESD testovací stanice ... 26
Obr. 4.7. Elektrostatické pinzety ... 26
Obr. 4.8. Vnitřní uspořádání tranzistoru MOSFET s kanálem typu N ... 27
Obr. 4.9. Schematická značka tranzistoru MOSFET s kanálem typu N ... 27
Obr. 4.10. Výstupní charakteristiky tranzistoru MOSFET s kanálem typu N ... 27
Obr. 4.11. Převodní charakteristiky tranzistoru MOSFET s kanálem typu N ... 27
Obr. 4.12. Výstupní charakteristiky tranzistoru MOSFET s kanálem typu N v závislosti na napětí substrátu ... 28
Obr. 4.13. Vnitřní uspořádání tranzistoru MOSFET s kanálem typu P ... 28
Obr. 4.14. Schematická značka tranzistoru MOSFET s kanálem typu P ... 28
Obr. 4.15. Výstupní charakteristiky tranzistoru MOSFET s kanálem typu P ... 29
Obr. 4.16. Převodní charakteristiky tranzistoru MOSFET s kanálem typu P ... 29
Obr. 4.17. Výstupní charakteristiky tranzistoru MOSFET s kanálem typu P v závislosti na napětí substrátu ... 29
Obr. 4.18. Graf závislosti napětí $U(x)$ na normalizované pozici v kanálu x/L pro různé hodnoty normalizovaného proudu $\alpha = I_d/I_{d0}$ ... 33
Obr. 4.19. Graf závislosti normalizované koncentrace elektronů $n(x)/n_0$ na normalizované pozici v kanálu x/L pro různé hodnoty poměru proudů $\alpha = I_d/I_{d0}$ ... 33
Obr. 4.20. Graf závislosti intenzity elektrického pole na normalizované pozici v kanálu x/L pro různé hodnoty poměru proudů $\alpha = I_d/I_{d0}$ ... 34

Obr. 4.21. Výstupní ampér-voltová charakteristika submikronového tranzistoru MOSFET TUS s kanálem typu N a výslednými parametry 34
Obr. 4.22. Graf závislosti normalizované hodnoty časové konstanty τ_c/τ_{c0} na normalizované hodnotě proudu v kanálu I_d/I_{d0} pro různé pozice pasti x_T/L 35
Obr. 4.23. Závislost časových konstant zachycení a emise na proudu v kanálu tranzistoru MOSFET TUS s kanálem typu N 36
Obr. 4.24. Kvantové přechody nosičů náboje mezi rekombinačním centrem a vodivostním pásem a dále mezi rekombinačním centrem a valenčním pásem náhodného procesu $X(t)$ 37
Obr. 4.25. Kvantové přechody elektronu mezi pastí v oxidu a vodivostním pásem 38
Obr. 4.26. Schéma přechodů třístavového primárního procesu a sekundárního dvoustavového modelu 38
Obr. 5.1. Blokové schéma pracoviště pro teplotní měření výstupních a převodních charakteristik 44
Obr. 5.2. Kryostatická laboratoř na Ústavu fyziky Vysokého učení technické v Brně pro měření elektronických součástek pro velmi nízké teploty 45
Obr. 5.3. Pohled na komoru kryostatu: a) složený stav, b) odkrytovaný stav. Uvnitř měděného bloku se nachází topná spirála, která se stará o ohřev a pomocí regulátoru se řídí teplota 46
Obr. 5.4. Vakuový systém pro vytvoření potřebného tlaku uvnitř kryostatu: a) turbomolekulární vývěva, b) tlakový senzor 46
Obr. 5.5. Kompresor obsahující kapalné hélium pro ochlazování kryostatu 47
Obr. 5.6. Ovládací panel regulátoru teploty v komoře kryostatu (LakeShore) 47
Obr. 5.7. Počítačem řízený Relay kontrolér pro přepínání měřených vzorků 48
Obr. 5.8. Počítačem ovládané napájení turbomolekulární vývěvy a kompresoru kryostatu 48
Obr. 5.9. Polovodičový tester 4200-SCS firmy Keithley pro charakterizaci polovodičových součástek 49
Obr. 5.10. Obvodové schéma pro měření výstupních a převodních charakteristik tranzistorů MOSFET pomocí čtyř SMU polovodičového testeru Keithley 4200-SCS 50
Obr. 5.11. Měřicí program pro teplotní analýzu výstupních a převodních charakteristik tranzistorů MOSFET 51
Obr. 5.12. Závislost protékajícího proudu na teplotě pro různá napětí vnitřních vodičů kryostatu 52
Obr. 5.13. Závislost vnitřního odporu vodičů uvnitř kryostatu pro různé testovací teploty 52
Obr. 5.14. Teplotní stabilizace diody bez pouzdra při změně teploty z 300 na 10 K 53
Obr. 5.15. Upevnění patice v kryostatu pomocí speciální pásky 53
Obr. 5.16. Umístění speciálního držáku pro patice v kryostatu 53
Obr. 5.17. Teplotní stabilizace diody se speciálním pouzdrem při změně teploty z 300 na 10 K 54

Obr. 5.18. Blokové schéma pro měření nízkofrekvenčního elektronického šumu 54
Obr. 5.19. Nízkošumový předzesilovač s označením PA15 55
Obr. 5.20. Nízkošumový zesilovač AM22 55
Obr. 5.21. Sestava pro sběr dat: a) vzorkovací karta NI PCI-6115, b) konektorový terminál BNC-2110 56
Obr. 5.22. Obvodové schéma pro měření nízkofrekvenčního elektronického šumu napěťových fluktuacích tranzistorů MOSFET 56
Obr. 5.23. Zjednodušené obvodové schéma pro měření nízkofrekvenčního elektronického šumu napěťových fluktuací tranzistorů MOSFET 57
Obr. 5.24. Měřicí program pro záznam a zpracování časového signálu nízkofrekvenčního šumu 57
Obr. 5.25. Šumové pozadí aparatury 58
Obr. 5.26. Základní zapojení aparatury pro měření šumu na rezistoru 58
Obr. 5.27. Spektrální výkonová hustota fluktuace napětí pro tři rezistory 58
Obr. 6.1. Polovodičová struktura vzorků tranzistorů MOSFET typu TJP umístěná ve speciální kruhové patici 60
Obr. 6.2. Polovodičová struktura vzorků tranzistorů MOSFET s šířkou kanálu 10 μm typu TUS umístěná v pouzdře DIL 61
Obr. 6.3. Polovodičová struktura vzorků tranzistorů MOSFET s šířkou kanálu 0,4 μm typu TUS umístěná v pouzdře DIL 61
Obr. 6.4. Pouzdro TO-92 62
Obr. 6.5. Pouzdro TO-220 62
Obr. 6.6. Výstupní charakteristiky tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu N 63
Obr. 6.7. Závislost parametru I_{d0} na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu N 63
Obr. 6.8. Závislost parametru I_{d0} na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu N 64
Obr. 6.9. Závislost parametru $1/I_{d0}$ na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu N 64
Obr. 6.10. Závislost součinitele β na převratné délce kanálu $1/L$ tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu N 64
Obr. 6.11. Teplotní závislost parametru I_{d0} tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu N 65
Obr. 6.12. Aktivační energie parametru I_{d0} tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu N 65
Obr. 6.13. Převratná hodnota součinitele β tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu N 65
Obr. 6.14. Rozdělení napětí na kanálu a přívodních kontaktech tranzistoru MOSFET TJP s kanálem typu N 66
Obr. 6.15. Odpor kanálu v závislosti na napětí kolektoru tranzistoru MOSFET TJP s kanálem typu N 67
Obr. 6.16. Odpor přívodních kontaktů v závislosti na napětí kolektoru tranzistoru MOSFET TJP s kanálem typu N 67

Obr. 6.17. Závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu L pro napětí na kolektoru $U_d \rightarrow 0$ tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu N 67
Obr. 6.18. Závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu L pro napětí na kolektoru $U_d = 0{,}1$ V tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu N. 67
Obr. 6.19. Závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu L pro napětí na kolektoru $U_d = 0{,}5$ V tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu N. 68
Obr. 6.20. Teplotní závislost odporu kanálu pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu N 68
Obr. 6.21. Teplotní závislost odporu přívodních kontaktů pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu N 68
Obr. 6.22. Teplotní závislost vodivosti kanálu pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu N 69
Obr. 6.23. Teplotní závislost vodivosti přívodních kontaktů pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu N 69
Obr. 6.24. Výstupní charakteristiky tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu P 69
Obr. 6.25. Závislost parametru I_{d0} na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu P 69
Obr. 6.26. Závislost parametru I_{d0} na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu P 70
Obr. 6.27. Závislost parametru $1/I_{d0}$ na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu P 70
Obr. 6.28. Závislost součinitele β na převratné délce kanálu $1/L$ tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu P 70
Obr. 6.29. Teplotní závislost parametru I_{d0} tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu P 71
Obr. 6.30. Aktivační energie parametru I_{d0} tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu P 71
Obr. 6.31. Převratná hodnota součinitele β tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu P 72
Obr. 6.32. Rozdělení napětí na kanálu a přívodních kontaktech tranzistoru MOSFET TJP s kanálem typu P 72
Obr. 6.33. Odpor kanálu v závislosti na napětí kolektoru tranzistoru MOSFET TJP s kanálem typu P 73
Obr. 6.34. Odpor přívodních kontaktů v závislosti na napětí kolektoru tranzistoru MOSFET TJP s kanálem typu P 73
Obr. 6.35. Závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu L pro napětí na kolektoru $U_d \rightarrow 0$ tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu P..... 73
Obr. 6.36. Závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu L pro napětí na kolektoru $U_d = -0{,}1$ V tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu P 73
Obr. 6.37. Závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu L pro napětí na kolektoru $U_d = -0{,}5$ V tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu P 74
Obr. 6.38. Teplotní závislost odporu kanálu pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu P 74

Obr. 6.39. Teplotní závislost odporu přívodních kontaktů pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu P 74
Obr. 6.40. Teplotní závislost vodivosti kanálu pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu P 75
Obr. 6.41. Teplotní závislost vodivosti přívodních kontaktů pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu P 75
Obr. 6.42. Závislost parametru I_{d0} na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TJP 75
Obr. 6.43. Závislost součinitele β na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TJP 75
Obr. 6.44. Závislost odporu kanálu na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TJP pro $U_d \rightarrow 0$ 76
Obr. 6.45. Závislost odporu přívodních kontaktů na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TJP pro $U_d \rightarrow 0$ 76
Obr. 6.46. Závislost odporu kanálu na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TJP pro U_d = 100 mV 76
Obr. 6.47. Závislost odporu přívodních kontaktů na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TJP pro U_d = 100 mV 76
Obr. 6.48. Závislost odporu kanálu na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TJP pro U_d = 500 mV 77
Obr. 6.49. Závislost odporu přívodních kontaktů na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TJP pro U_d = 500 mV 77
Obr. 6.50. Závislost aktivační energie odporu kanálu na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TJP pro U_d = 100 mV 77
Obr. 6.51. Závislost aktivační energie odporu přívodních kontaktů na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TJP pro U_d = 100 mV 77
Obr. 6.52. Výstupní charakteristiky tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N 78
Obr. 6.53. Závislost parametru I_{d0} na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N 78
Obr. 6.54. Závislost parametru I_{d0} na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N 78
Obr. 6.55. Závislost parametru $1/I_{d0}$ na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N 78
Obr. 6.56. Závislost součinitele β na převratné délce kanálu $1/L$ tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N 79
Obr. 6.57. Teplotní závislost parametru I_{d0} tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N 79
Obr. 6.58. Aktivační energie parametru I_{d0} tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N 80
Obr. 6.59. Převratná hodnota součinitele β tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N 80
Obr. 6.60. Rozdělení napětí na kanálu a přívodních kontaktech tranzistoru MOSFET TUS s kanálem typu N 81
Obr. 6.61. Odpor kanálu v závislosti na napětí kolektoru tranzistoru MOSFET TUS s kanálem typu N 81

Obr. 6.62. Odpor přívodních kontaktů v závislosti na napětí kolektoru tranzistoru MOSFET TUS s kanálem typu N 81
Obr. 6.63. Závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu L pro napětí na kolektoru $U_d \rightarrow 0$ tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N 82
Obr. 6.64. Závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu L pro napětí na kolektoru $U_d = 0{,}1$ V tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N 82
Obr. 6.65. Závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu L pro napětí na kolektoru $U_d = 0{,}5$ V 82
Obr. 6.66. Teplotní závislost odporu kanálu pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N 83
Obr. 6.67. Teplotní závislost odporu přívodních kontaktů pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N 83
Obr. 6.68. Teplotní závislost vodivosti kanálu pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N 83
Obr. 6.69. Teplotní závislost vodivosti přívodních kontaktů pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N 83
Obr. 6.70. Výstupní charakteristiky tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu P 84
Obr. 6.71. Závislost parametru I_{d0} na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu P 84
Obr. 6.72. Závislost parametru I_{d0} na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu P 85
Obr. 6.73. Závislost parametru $1/I_{d0}$ na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu P 85
Obr. 6.74. Závislost součinitele β na převratné délce kanálu $1/L$ tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu P 85
Obr. 6.75. Teplotní závislost parametru I_{d0} tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu P 86
Obr. 6.76. Aktivační energie parametru I_{d0} tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu P 86
Obr. 6.77. Převratná hodnota součinitele β tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu P 87
Obr. 6.78. Rozdělení napětí na kanálu a přívodních kontaktech tranzistoru MOSFET TUS s kanálem typu P 87
Obr. 6.79. Odpor kanálu v závislosti na napětí kolektoru tranzistoru MOSFET TUS s kanálem typu P 88
Obr. 6.80. Odpor přívodních kontaktů v závislosti na napětí kolektoru tranzistoru MOSFET TUS s kanálem typu P 88
Obr. 6.81. Závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu L pro napětí na kolektoru $U_d \rightarrow 0$ tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu P 88
Obr. 6.82. Závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu L pro napětí na kolektoru $U_d = -0{,}1$ V tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu P88
Obr. 6.83. Závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu L pro napětí na kolektoru $U_d = -0{,}5$ V tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu P89

Obr. 6.84. Teplotní závislost odporu kanálu pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu P 89
Obr. 6.85. Teplotní závislost odporu přívodních kontaktů pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu P 89
Obr. 6.86. Teplotní závislost vodivosti kanálu pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu P 90
Obr. 6.87. Teplotní závislost vodivosti přívodních kontaktů pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu P 90
Obr. 6.88. Závislost parametru I_{d0} na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS 90
Obr. 6.89. Závislost součinitele β na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS 90
Obr. 6.90. Závislost odporu kanálu na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS pro $U_d \rightarrow 0$ 91
Obr. 6.91. Závislost odporu přívodních kontaktů na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS pro $U_d \rightarrow 0$ 91
Obr. 6.92. Závislost odporu kanálu na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS pro $U_d = 100$ mV 91
Obr. 6.93. Závislost odporu přívodních kontaktů na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS pro $U_d = 100$ mV 91
Obr. 6.94. Závislost odporu kanálu na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS pro $U_d = 500$ mV 92
Obr. 6.95. Závislost odporu přívodních kontaktů na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS pro $U_d = 500$ mV 92
Obr. 6.96. Závislost aktivační energie odporu kanálu na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS pro $U_d = 100$ mV 92
Obr. 6.97. Závislost aktivační energie odporu přívodních kontaktů na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS pro $U_d = 100$ mV 92
Obr. 6.98. Výstupní charakteristiky tranzistorů MOSFET TUS2 s kanálem typu N 93
Obr. 6.99. Závislost parametru I_{d0} na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS2 s kanálem typu N 93
Obr. 6.100. Závislost parametru I_{d0} na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS2 s kanálem typu N 93
Obr. 6.101. Závislost parametru $1/I_{d0}$ na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS2 s kanálem typu N 93
Obr. 6.102. Závislost součinitele β na převratné délce kanálu $1/L$ tranzistorů MOSFET TUS2 s kanálem typu N 94
Obr. 6.103. Teplotní závislost parametru I_{d0} tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N 94
Obr. 6.104. Aktivační energie parametru I_{d0} tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N 95
Obr. 6.105. Hodnota součinitele β tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N 95
Obr. 6.106. Rozdělení napětí na kanálu a přívodních kontaktech tranzistoru MOSFET TUS s kanálem typu N 96
Obr. 6.107. Odpor kanálu v závislosti na napětí kolektoru tranzistoru MOSFET TUS2 s kanálem typu N 96

Obr. 6.108. Odpor přívodních kontaktů v závislosti na napětí kolektoru tranzistoru MOSFET TUS2 s kanálem typu N ... 96
Obr. 6.109. Závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu L pro napětí na kolektoru $U_d \rightarrow 0$ tranzistorů MOSFET TUS2 s kanálem typu N ... 97
Obr. 6.110. Závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu L pro napětí na kolektoru $U_d = 0{,}1$ V tranzistorů MOSFET TUS2 s kanálem typu N ... 97
Obr. 6.111. Závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu L pro napětí na kolektoru $U_d = 0{,}5$ V ... 97
Obr. 6.112. Teplotní závislost odporu kanálu pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TUS2 s kanálem typu N ... 98
Obr. 6.113. Teplotní závislost odporu přívodních kontaktů pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N ... 98
Obr. 6.114. Teplotní závislost vodivosti kanálu pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TUS2 s kanálem typu N ... 98
Obr. 6.115. Teplotní závislost vodivosti přívodních kontaktů pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TUS2 s kanálem typu N ... 98
Obr. 6.116. Výstupní charakteristika tranzistoru MOSFET BS108 s kanálem typu N ... 99
Obr. 6.117. Teplotní závislost parametru I_{d0} tranzistoru MOSFET BS108 s kanálem typu N ... 99
Obr. 6.118. Aktivační energie parametru I_{d0} tranzistoru MOSFET BS108 s kanálem typu N ... 100
Obr. 6.119. Hodnota součinitele β tranzistoru MOSFET BS108 s kanálem typu N ... 100
Obr. 6.120. Rozdělení napětí na kanálu a přívodních kontaktech tranzistoru MOSFET BS108 s kanálem typu N ... 100
Obr. 6.121. Odpor kanálu v závislosti na napětí kolektoru tranzistoru MOSFET TUS2 s kanálem typu N ... 101
Obr. 6.122. Odpor přívodních kontaktů v závislosti na napětí kolektoru tranzistoru MOSFET TUS2 s kanálem typu N ... 101
Obr. 6.123. Teplotní závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů tranzistoru MOSFET BS108 s kanálem typu N ... 101
Obr. 6.124. Teplotní závislost vodivosti kanálu a přívodních kontaktů tranzistoru MOSFET BS108 s kanálem typu N ... 101
Obr. 6.125. Závislost parametru I_{d0} na délce kanálu L tranzistorů MOSFET typu TJP a TUS s kanálem typu N ... 102
Obr. 6.126. Závislost parametru I_{d0} na délce kanálu L tranzistorů MOSFET typu TJP a TUS s kanálem typu P ... 102
Obr. 6.127. Závislost součinitele β na délce kanálu L tranzistorů MOSFET typu TJP a TUS s kanálem typu N ... 103
Obr. 6.128. Závislost součinitele β na délce kanálu L tranzistorů MOSFET typu TJP a TUS s kanálem typu P ... 103
Obr. 6.129. Závislost odporu kanálu na délce L tranzistorů MOSFET typů TJP a TUS s kanálem N pro $U_d \rightarrow 0$ ... 103

Obr. 6.130. Závislost odporu kanálu na délce L tranzistorů MOSFET typů TJP a TUS s kanálem P pro $U_d \rightarrow 0$ ... 103
Obr. 6.131. Závislost odporu přívodních kontaktů na délce kanálu L tranzistorů MOSFET typů TJP a TUS s kanálem N pro $U_d \rightarrow 0$ ... 104
Obr. 6.132. Závislost odporu přívodních kontaktů na délce kanálu L tranzistorů MOSFET typů TJP a TUS s kanálem P pro $U_d \rightarrow 0$ ... 104
Obr. 6.133. Závislost odporu kanálu na délce L tranzistorů MOSFET typů TJP a TUS s kanálem N pro U_d = 100 mV ... 104
Obr. 6.134. Závislost odporu kanálu na délce L tranzistorů MOSFET typů TJP a TUS s kanálem N pro U_d = 100 mV ... 104
Obr. 6.135. Závislost odporu přívodních kontaktů na délce kanálu L tranzistorů MOSFET typů TJP a TUS s kanálem N pro U_d = 100 mV ... 105
Obr. 6.136. Závislost odporu přívodních kontaktů na délce kanálu L tranzistorů MOSFET typů TJP a TUS s kanálem P pro U_d = 100 mV ... 105
Obr. 6.137. Závislost odporu kanálu na délce L tranzistorů MOSFET typů TJP a TUS s kanálem N pro U_d = 500 mV ... 105
Obr. 6.138. Závislost odporu kanálu na délce L tranzistorů MOSFET typů TJP a TUS s kanálem P pro U_d = 500 mV ... 105
Obr. 6.139. Závislost odporu přívodních kontaktů na délce kanálu L tranzistorů MOSFET typů TJP a TUS s kanálem N pro U_d = 500 mV ... 106
Obr. 6.140. Závislost odporu přívodních kontaktů na délce kanálu L tranzistorů MOSFET typů TJP a TUS s kanálem P pro U_d = 500 mV ... 106
Obr. 6.141. Závislost aktivační energie odporu kanálu na délce kanálu L tranzistorů MOSFET typů TJP a TUS s kanálem N pro U_d = 100 mV ... 106
Obr. 6.142. Závislost aktivační energie odporu kanálu na délce kanálu L tranzistorů MOSFET typů TJP a TUS s kanálem P pro U_d = 100 mV ... 106
Obr. 6.143. Závislost aktivační energie odporu přívodních kontaktů na délce kanálu L tranzistorů MOSFET typů TJP a TUS s kanálem N pro U_d = 100 mV ... 107
Obr. 6.144. Závislost aktivační energie odporu přívodních kontaktů na délce kanálu L tranzistorů MOSFET typů TJP a TUS s kanálem P pro U_d = 100 mV ... 107
Obr. 6.145. Výstupní ampér – voltová charakteristika submikronového tranzistoru MOSFET TJP s kanálem typu N ... 108
Obr. 6.146. Výstupní ampér – voltová charakteristika submikronového tranzistoru MOSFET TUS s kanálem typu N ... 108
Obr. 6.147. Časová závislost RTS šumu tranzistoru MOSFET TJP s kanálem typu N 108
Obr. 6.148. Časová závislost RTS šumu tranzistoru MOSFET TUS s kanálem typu N ... 108
Obr. 6.149. Závislost časových konstant zachycení a emise na proudu v kanálu tranzistoru MOSFET TJP s kanálem typu N při teplotě T = 300 K ... 109
Obr. 6.150. Závislost časových konstant zachycení a emise na proudu v kanálu tranzistoru MOSFET TUS s kanálem typu N při teplotě T = 300 K ... 109
Obr. 6.151. Závislost časových konstant zachycení a emise na proudu v kanálu tranzistoru MOSFET TJP s kanálem typu N při teplotě T = 250 K ... 110

Obr. 6.152. Závislost časových konstant zachycení a emise na proudu v kanálu tranzistoru MOSFET TUS s kanálem typu N při teplotě T = 250 K 110
Obr. 6.153. Závislost časových konstant zachycení a emise na proudu v kanálu tranzistoru MOSFET TJP s kanálem typu N při teplotě T = 200 K 110
Obr. 6.154. Závislost časových konstant zachycení a emise na proudu v kanálu tranzistoru MOSFET TUS s kanálem typu N při teplotě T = 200 K 110

SEZNAM TABULEK

Tab. 5.1. Seznam vstupních parametrů používaných pro měření transportních charakteristik tranzistorů MOSFET s kanálem typu N 51
Tab. 6.1. Přehled analyzovaných vzorků tranzistorů MOSFET s šířkou kanálu 10 μm 60
Tab. 6.2. Přehled analyzovaných vzorků tranzistorů MOSFET s šířkou kanálu 0,4 μm 61
Tab. 6.3. Přehled analyzovaných průmyslově vyráběných vzorků tranzistorů MOSFET s kanálem typu N 62
Tab. 6.4. Porovnávané vzorky tranzistorů MOSFET TJP a TUS stejných rozměrů vyrobené různými technologiemi 102
Tab. 6.5. Hodnoty naměřených parametrů a vypočtené pozice aktivních pastí tranzistoru MOSFET TUS s kanálem typu N 110
Tab. 6.6. Hodnoty naměřených parametrů a vypočtené pozice aktivních pastí tranzistoru MOSFET TUS s kanálem typu N 111

SEZNAM POUŽITÝCH SYMBOLŮ

c_n	Součinitel zachycení elektronu na pasti
c_p	Součinitel zachycení díry na pasti
$D\{\tau_i\}$	Rozptyl doby setrvání ve stavu $i \in I$
d_0	Tloušťka oxidové vrstvy
D_n	Difúzní konstanta
e	Elementární náboj
E	Intenzita elektrického pole
$E\{\tau_i\}$	Střední hodnota doby setrvání ve stavu $i \in I$
E_0	Intenzita elektrického pole v blízkosti emitoru
E_a	Aktivační energie
E_c	Energetická hladina vodivostního pásu
E_{fn}	Fermiho energetická hladina
E_s	Střední energie oscilátoru
E_t	Energetická hladina rekombinačního centra
E_v	Energetická hladina valenčního pásu
f	Zobecněná frekvence
F	Zobecněná síla
f_H	Vysoká frekvence ve frekvenčním pásmu
f_L	Nízká frekvence ve frekvenčním pásmu
G	Zobecněná elektrická vodivost
$G(x)$	Distribuční funkce
G_0	Elektrická vodivost kanálu v blízkosti emitoru
G_{cnt}	Elektrická vodivost přívodních kontaktů
G_{ch}	Elektrická vodivost kanálu
$\hbar$	Redukovaná Planckova konstanta
I	Zobecněný elektrický proud
I_d	Elektrický proud tekoucí kanálem
I_{d0}	Proudový parametr
I_g	Elektrický proud tekoucí hradlem
J_{dif}	Difúzní proudová hustota
J_{drift}	Driftová proudová hustota
J_T	Celková proudová hustota
k	Boltzmannova konstanta
L	Délka kanálu tranzistoru
N	Počet volných nosičů náboje v objemu vzorku
n_0	Koncentrace elektronů v blízkosti emitoru
N_t	Koncentrace povrchových center
p_{ii}	Pravděpodobnost setrvání ve stavu i
p_{ij}	Pravděpodobnost přechodu ze stavu i do stavu j
R	Zobecněná elektrická rezistance
R_{cnt}	Elektrický odpor přívodních kontaktů

R_{cnt0}	Elektrický odpor přívodních kontaktů pro napětí na kanálu blížící se k nule
R_{ch}	Elektrický odpor kanálu
R_{ch0}	Elektrický odpor kanálu pro napětí na kanálu blížící se k nule
S	Plocha průřezu kanálu tranzistoru
S_I	Spektrální výkonová hustota šumu proudových fluktuací
S_P	Spektrální výkonová hustota fluktuace výkonu
S_U	Spektrální výkonová hustota šumu napěťových fluktuací
T	Absolutní teplota
U	Zobecněné elektrické napětí
U_d	Elektrické napětí mezi kolektorem a emitorem
U_{dmax}	Maximální elektrické napětí mezi kolektorem a emitorem
U_g	Elektrické napětí na hradle
U_{gmax}	Maximální elektrické napětí na hradle
U_p	Prahové elektrické napětí
U_s	Elektrické napětí na substrátu
w	Šířka kanálu tranzistoru
$w(x)$	Hustota pravděpodobnosti náhodného procesu
$X(t)$	Náhodný proces
α_H	Hoogeho konstanta
β	Teplotní součinitel
β_n	Teplotní součinitel pro délku kanálu tranzistoru blížící se k nekonečnu
Δt	Časový interval
μ_{ij}	Intenzita pravděpodobnosti přechodu ze stavu i do stavu j
μ_n	Pohyblivost elektronů
ξ	Normalizovaná pozice v kanálu tranzistoru
$o(\Delta t)$	symbol vyjadřující, že daná funkce Δt konverguje k nule rychleji než lineárně
π	Ludolfovo číslo
Π_i	Absolutní rozdělení pravděpodobnosti soustavy
σ	Efektivní průřez pasti
τ	Doba setrvání proudového impulsu
τ_c	Doba zachycení elektronu na pasti
τ_e	Doba emise elektronu z pasti
v_T	Tepelná rychlost
ψ_n	Zobecněná vlnová funkce
ω	Zobecněný kmitočet

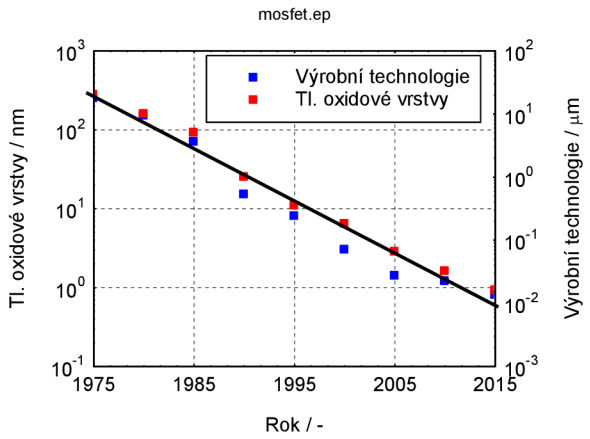
SEZNAM ZKRATEK

Al_2O_3	Oxid hlinitý
BNC	Vysokofrekvenční konektor pro koaxiální kabely (Bayonet Neill Concelman)
CMOS	Technologie používaná při výrobě integrovaných obvodů (Complementary Metal Oxide Semiconductor)
DC	Stejnosměrný proud (Direct Current)
DIL	Standardní dvouřadé pouzdro (Dual In-Line Package)
ESD	Elektrostatický výboj (Electrostatic Discharge)
FET	Polem řízený tranzistor (Field Effect Transistor)
GaAs	Arsenid galia
Ge	Germanium
GPIB	Rozhraní pro měřicí a zkušební přístroje a zařízení (General Purpose Interface Bus)
HEMT	Tranzistor s vysokou pohyblivostí elektronů (High Electron Mobility Transistor)
HFET	Tranzistor FET s heterostrukturou (Heterostructure FET)
HIGFET	Tranzistor FET s vysokou izolační vrstvou (High Insulator Gate FET)
IGFET	Tranzistor FET s izolovaným přechodem (Insulator Gate FET)
JFET	Tranzistor FET s přechodovým hradlem (Junction FET)
LabVIEW	Vývojová platforma firmy National Instruments (Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench)
MESFET	Tranzistor FET se Schottkyho přechodem (Metal Semiconductor FET)
MIM	Struktura kov-izolant-kov (Metal Insulator Metal)
MIS	Struktura kov-izolant-polovodič (Metal Insulator Semiconductor)
MISFET	Tranzistor FET s přechodem kov-izolant-polovodič (Metal Insulator Semiconductor FET)
MODFET	Dotovaný tranzistor FET (Modulation Doped FET)
MOS	Struktura kov-oxid-polovodič (Metal Oxide Semiconductor)
MOSFET	Tranzistor FET s přechodem kov-oxid-polovodič (Metal Oxide Semiconductor FET)
NMOS	Tranzistor MOSFET s kanálem typu N
PID	Spojitý regulátor složený z proporcionální, integrační a derivační části (Proportional Integral Derivative)
PMOS	Tranzistor MOSFET s kanálem typu P
PN	Oblast na rozhraní příměsového polovodiče typu P a N
RTS	Náhodný telegrafní signál (Random Telegraph Signal)
Si	Křemík
Si_3N_4	Nitrid křemičitý
SiO_2	Oxid křemičitý
SMU	Zdrojová měřicí jednotka (Source Measurement Units)
USB	Univerzální sériová sběrnice (Universal Serial Bus)

1 ÚVOD

Tranzistory MOSFET (Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor) jsou základním stavebním prvkem většiny současné analogové i digitální elektroniky. Postupně nahrazují klasické bipolární tranzistory v širokém průmyslovém odvětví. Jedná se o polem řízené tranzistory, kde je vodivost kanálu mezi kolektorem a emitorem ovládána intenzitou elektrického pole vytvářenou ve struktuře kov-oxid-polovodič napětím přiloženým na hradlo. V tom mají velikou výhodu, protože jsou energeticky úspornější a efektivnější, pro řízení jednodušší a ve výsledku s nimi lze dosáhnout vyšších rychlostí spínání.

První zmínky historie vzniku se datují do roku 1925, kdy německý vědec Julius Edgar Lilienfeld získal první patent k popisu stavby a funkce tranzistoru FET [1]. Dá se říci, že teoretické základy unipolárních tranzistorů vznikly ještě před uvedením bipolárních tranzistorů. Základní strukturu tranzistoru MOSFET se podařilo představit až v roce 1960 vědcům Atallovi a Kahngovi [2]. Zejména první jmenovaný se výrazně zasloužil o první pokusy výroby oxidové vrstvy SiO_2 v Bellových laboratořích a přispěl tak vůbec k prvním základům planární technologie a výrobě současných moderních integrovaných obvodů [3]. Na obr. 1.1 můžeme vidět historii technologického vývoje MOS struktur a snižování tloušťky oxidové vrstvy SiO_2 od počátku komerční výroby.



Obr. 1.1. Technologický vývoj a snižování tloušťky oxidové vrstvy SiO_2 od počátku komerční výroby tranzistorů MOSFET

Největší výrobce čipů na světě, firma Intel, dokáže v současné době vyrábět tranzistory o velikosti 22 nm. Ve vývoji má ale už další generaci výrobní technologie o velikosti 14 nm. Pokrok ve výrobní technologii se výrazně posouvá po vzoru Moorova zákona [4]. V pravém slova smyslu se nejedná o zákon, nýbrž o pravidlo odvozené empiricky spoluzakladatelem firmy Intel Gordonem Moorem, které říká, že se přibližně každé dva roky počet tranzistorů, které mohou být umístěny na integrovaný obvod při zachování stejné ceny, zhruba každých 18 měsíců zdvojnásobí. Intel taktéž představil svůj budoucí plán, podle kterého má začít s vývojem 5 nm tranzistorů od roku 2015.

V dizertační práci nejprve rozeberu transport nosičů náboje v kanálu tranzistoru MOSFET za předpokladu, že pohyblivost elektronů nezávisí na intenzitě podélného elektrického pole, určeného napětím mezi kolektorem a emitorem a koncentrace elektronů v kanálu je exponenciální funkcí rozdílového napětí mezi hradlem a křemíkovým substrátem. V tomto případě je celkový proud složen z dvou složek driftového a difuzního proudu a je určen poměr mezi oběma složkami. Za těchto předpokladů je odvozeno rozdělení koncentrace nosičů a závislost napětí na poloze v kanálu. Je zajímavé, že v tomto modelu se předpokládá platnost rovnice kontinuity pro obě složky proudu odděleně, takže po celé délce kanálu je konstantní hodnota jak driftového tak difúzního proudu. Z tohoto předpokladu pak vyplývá lineární závislost koncentrace elektronů na poloze v kanálu. Intenzita elektrického pole je potom nelineární funkcí polohy v kanálu a nabývá maximální hodnoty v blízkosti kolektoru. Na základě předpokladu, že gradient divergence proudové hustoty v kanálu je nulový, je odvozena ampér-voltová charakteristika tranzistoru MOSFET a provedeno experimentální sledování závislosti proudu kanálu na napětí kolektoru pro řadu vzorků s různými rozměry kanálu v širokém teplotním rozsahu od 10 do 350 K.

Při aplikaci těchto součástek je důležitý poměr signálu a šumu. Během transportu nosičů náboje v kanálu dochází k náhodným procesům spojeným s kvantovými přechody mezi pásy dovolených energií a lokalizovanými stavy, které v převážné míře jsou pasti na rozhraní kanál a oxid a dále v oxidové vrstvě do vzdálenosti asi tří atomových vrstev. RTS šum vzniká v důsledku zachycení elektronů nebo děr na pastech v oxidové vrstvě. Intenzita těchto fluktuací závisí jednak na parametrech pasti, tak i a na poloze Fermiho hladiny. Proto jsem se v druhé části zaměřil na analýzu šumových charakteristik, z nichž budou určeny parametry RTS aktivních pastí, zejména jejich podélná poloha v kanálu. Experimenty budou provedeny na vývojových vzorcích Japonské firmy Asahi Kasei Mikrosystems se speciální modifikací přípravy izolační vrstvy hradla a na vzorcích Americké firmy ON Semiconductor s oxidovou izolační vrstvou a s různými rozměry kanálu.

Práce úzce souvisí s granty GAČR 102/09/1920: „*Stochastické jevy v polovodičových strukturách MIS a MIM*“, GAČR 102/09/H074 „*Diagnostika defektů v materiálech za použití nejnovějších defektoskopických metod*“ a GAČR 102/08/0260 „*Nízkofrekvenční šum v submikronových MOSFET a HEMT strukturách*“ řešenými na Ústavu fyziky Fakulty elektrotechniky a komunikačních technologií Vysokého učení technického v Brně, do kterých jsem byl po dobu mého studia aktivně zapojen.

2 DOSAVADNÍ VÝVOJ

Dizertační práce se zabývá náhodnými procesy v polovodičových strukturách tranzistorů MOSFET. Hlavním záměrem je představit teoretické a experimentální analýzy transportu náboje kanálem mezi kolektorem a emitorem, stanovení zdrojů šumů a určení polohy aktivní pasti ve struktuře oxid-polovodič. Následně budu diskutovat o kinetice emise a zachycení v pasti na tomto rozhraní, které ve skutečnosti způsobuje dva druhy šumu charakteristického chování $1/f$ nebo RTS.

Šumová spektroskopie v časové a frekvenční oblasti je jednou ze současných poměrně nových metod, poskytující nedestruktivní charakterizaci nejen polovodičových materiálů a součástek. Tato experimentální metoda vychází z mikrofyzikálního původu fluktuace způsobené kvantovými přechody a rozptylem nosičů náboje. Úroveň a tvar šumových charakteristik na nehomogenní strukturu oxidu a polovodiče, způsobenou např. různými vadami a jinými nesrovnalostmi, je typickým znakem defektoskopických metod. Tyto současné metody jsou použity pro charakterizaci tranzistorů MOSFET.

2.1 Fluktuační procesy ve struktuře MOSFET

V teorii informace se šum definuje v podstatě jako falešná informace, či desinformace nahodilého původu. V principu existují dva způsoby, podle kterých se šum dostává do užitečného signálu. Podle toho se pak šum rozděluje na vnější a vnitřní. Vnější šum je ten, který se dostane do signálu z vnějších zdrojů rušení, např. indukcí z blízkého rozvodu elektrické sítě, vlivem pole blízkého vysílače, z jiskření kolektorových motorů nebo od zapalování spalovacích motorů apod. Všechny tyto zdroje rušivých signálů se skládají a jejich výsledkem je rušivý signál nazývaný šum. Vnější proto, že se může v principu eliminovat tím, že se odstraní vnější zdroje rušení nebo se přestěhujeme daleko od nich. Kromě toho existují však zdroje šumu, které jsou pro vodiče a polovodiče inherentní, a proto je odstranit nelze. Jsou způsobeny tepelným pohybem nosičů náboje v kovu nebo v polovodiči. Významnými druhy vnitřního šumu je tzv. tepelný nebo bílý šum, charakteristický pro kovy, který má konstantní amplitudu pro frekvence od nuly do nekonečna a tzv. šum typu $1/f$, charakteristický pro polovodiče, jehož amplituda je nepřímo úměrná frekvenci. Zejména elektronické součástky na bázi polovodičů jsou zdroji proudových či napěťových fluktuací. Oblasti přechodu PN i homogenní polovodiče jsou zdroji mnoha typů šumů, které vznikají na nežádoucích defektech ve struktuře monokrystalu nebo technologickou nedokonalostí při přípravě přechodu PN.

Statistický charakter interakce nosičů náboje v polovodičích s vnějším elektrickým a magnetickým polem, se zářením elektromagnetické i částicové povahy, s kmity krystalové mříže i s nosiči náboje vede ke vzniku náhodných stochastických procesů. Tyto stochastické jevy se makroskopicky projevují jako fluktuace proudu tekoucího vzorkem či fluktuace rezistence vzorku. Stochastické procesy způsobující fluktuaci nosičů náboje lze rozdělit na procesy způsobující fluktuaci rychlosti nosičů a na stochastické procesy způsobující fluktuaci koncentrace nosičů.

Fluktuace makroskopických parametrů polovodičů jako je koncentrace nosičů náboje, elektrický odpor, proud nebo napětí jsou projevem statistické povahy mikroprocesů, které probíhají v těchto látkách. Příčinou fluktuací jsou kvantové přechody nosičů náboje, a to elektronů a děr, nebo změna energie nosičů absorpcí či emisí fotonů nebo fononů. Kvantové přechody uvnitř pásu dovolených energií, k nimž dochází v důsledku rozptylu nosičů náboje, vedou ke vzniku tepelného šumu a šumu typu $1/f$. Kvantové přechody nosičů mezi pásy dovolených energií, nebo přechody mezi pásem dovolených energií a hladinami lokalizovaných stavů vedou ke vzniku dalších typů šumů, z nichž nejvýznamnější roli v elektronických součástkách má šum generačně-rekombinační, impulsní a výstřelový.

Popis a řešení problému fluktuací termodynamických parametrů soustavy se může podle zvoleného přístupu k problému rozdělit do dvou skupin:

1) mikroskopický přístup k řešení problému fluktuací vychází z hamiltoniánu soustavy. Budoucí stav je potom zcela určen počátečními podmínkami. Je to deterministický přístup, v němž pravděpodobnost, že nastane daný jev, je určena na základě úplného souboru parametrů současného stavu,
2) makroskopický přístup vychází ze statistické mechaniky, která určuje jak střední hodnoty termodynamických proměnných dané soustavy v rovnovážném stavu, tak fluktuace těchto veličin kolem rovnovážných hodnot.

Makroskopický popis fluktuací vychází z těchto předpokladů o sledované soustavě:

1) procesy vedoucí k fluktuaci jsou markovské,
2) intenzity přechodu nezávisí explicitně na čase a pravděpodobnosti průniku dvou jevů závisí pouze na rozdílu časů, tj. proces je stacionární,
3) odezva na zobecněnou sílu je lineární funkcí této síly, tj. soustava je lineární,
4) platí časová reversibilita, a to alespoň z mikroskopického hlediska,
5) sledované fluktuace jsou v okolí rovnovážného stavu,
6) při přechodu soustavy z jednoho stavu do druhého jsou tyto stavy tak blízké, že je možno použít Fokker-Planckovu aproximaci.

Při experimentálním studiu fyzikálních procesů v polovodičích se obvykle sleduje pouze střední hodnota měřené veličiny, tj. první moment realizace náhodného procesu. Významnou informaci o mikroprocesech v polovodičích lze získat z analýzy vyšších momentů realizace náhodného procesu transportu nosičů náboje. Zatím nejpodrobněji je rozpracována souvislost kvantových přechodů s druhým momentem realizace náhodného procesu, a to s rozptylem, korelační funkcí a spektrální hustotou fluktuace.

Šum v přírodě je zcela náhodný a nepředvídatelný, proto jakýkoliv popis fluktuačních jevů je neúplný bez statistické analýzy náhodných signálů. V následujících podkapitolách se zaměřím na tři hlavní typy šumů vyskytující se ve struktuře tranzistoru MOSFET. Jedná se o tepelný, výstřelový a generačně-rekombinační šum. Třetí jmenovaný typ je teoretickým základem k pochopení důležitého modelu šumu typu $1/f$.

2.1.1 Tepelný šum

Nejznámější a vůbec první typ šumu, který byl objeven, je tepelný šum. První rozbor fluktuací v lineární soustavě podal v roce 1928 H. Nyquist [5], a to při výkladu Johnsonova šumu [6]. Fluktuace napětí nejsou v tomto případě závislé pouze na termodynamických parametrech soustavy, jak bychom očekávali, ale na elektrické rezistanci. Nyquistův vztah pro fluktuaci napětí na elektrickém odporu koreluje parametry soustavy v rovnovážném stavu s parametrem charakterizujícím nevratný proces, s elektrickou rezistancí. H. B. Callen a T. A. Welton [7] zobecnili Nyquistův vztah pro fluktuaci napětí na lineární rozptýlené soustavy, a to takové, které jsou schopny absorbovat energii při přiložení časově závislé poruchy a rozptýlený výkon je úměrný čtverci amplitudy poruchy. Pomocí poruchové teorie pak Callen a Welton [7] odvodili ze Schrödingerovy rovnice obecný vztah pro fluktuaci zobecněné síly za předpokladu, že přechod ze stavu popsaného vlnovou funkcí ψ_n s vlastní hodnotou energie $E_n + \hbar\omega$ je vázán na absorpci fononu o energii $\hbar\omega$ a obdobně přechod do stavu s vlastní hodnotou $E_n - \hbar\omega$ je doprovázen emisí fononu o energii $\hbar\omega$. Výsledný vztah pro fluktuaci zobecněné síly pak vychází ve tvaru

$$\left\langle F^2 \right\rangle = \frac{2}{\pi}\int_0^\infty R(\omega) E_s(\omega, T)\,\mathrm{d}\omega\,, \tag{2.1}$$

kde $R(\omega)$ je zobecněná rezistance a $E_s(\omega,T)$ je střední energie oscilátoru s frekvencí ω daná vztahem

$$E_s(\omega, T) = \frac{1}{2}\hbar\omega + \hbar\omega\left[\mathrm{e}^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1\right]^{-1}, \tag{2.2}$$

kde k je Boltzmannova konstanta a T je absolutní teplota v Kelvinech. Při dostatečně vysoké teplotě (pro $kT >> \hbar\omega$) se střední energie rovná přibližně

$$E(\omega, T) = kT\,. \tag{2.3}$$

Potom má zobecněný Nyquistův vztah tvar

$$\left\langle F^2 \right\rangle = \frac{2kT}{\pi}\int_0^\infty R(\omega)\,\mathrm{d}\omega\,. \tag{2.4}$$

Při aplikaci předchozího vztahu na elektrický proud má význam síly elektrické napětí U a zobecněnou rezistancí je elektrická rezistance obvodu R. V homogenním vodivém či polovodivém materiálu nejsou žádné potenciálové bariéry. Přesto je zde generován šum, i když neprotéká proud. Je to způsobeno tepelným pohybem volných nosičů a mřížky a jejich vzájemnými náhodnými srážkami. Tento jev bývá někdy nazýván jako Brownův pohyb nábojů způsobený tepelnou energií. Na nositele u tohoto šumu nepůsobí žádná vnější síla, a proto je rychlost v každém směru mezi srážkami konstantní. Vzhledem k tomu, že střední doba mezi srážkami je 10^{-12} s je amplituda do frekvence 10 THz konstantní. Ze vztahu (2.4) dostáváme spektrální hustotu fluktuace napětí

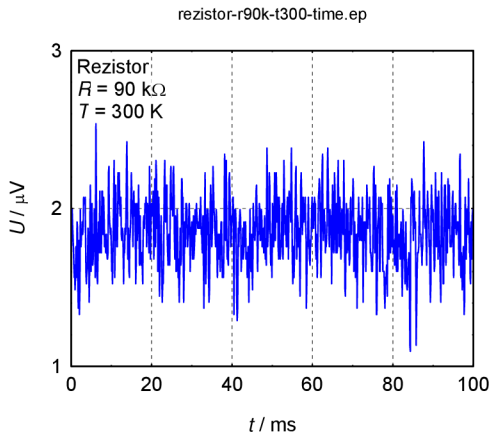
$$S_{\mathrm{U}} = \frac{\langle \Delta U^2 \rangle}{\Delta f} = 4kTR(\omega), \tag{2.5}$$

což je Nyquistův vztah pro Johnsonův šum [6], kde ΔU je fluktuace napětí. Analogicky je odvozena spektrální výkonová hustota fluktuace proudu, která je dána vztahem

$$S_{\mathrm{I}} = \frac{\langle \Delta I^2 \rangle}{\Delta f} = 4kTG(\omega), \tag{2.6}$$

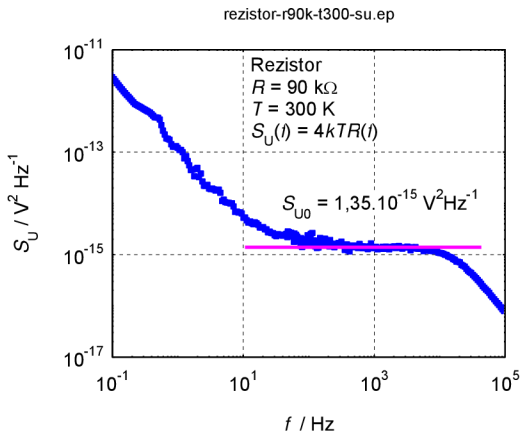
kde ΔI je fluktuace proudu a $G(\omega)$ je elektrická vodivost.

Na obr. 2.1 je ukázka časové závislosti fluktuace napětí rezistoru o hodnotě $R = 90$ kΩ a při teplotě $T = 300$ K.



Obr. 2.1. Časová závislost fluktuace napětí rezistoru

Pokud se časový signál převede do frekvenční oblasti a vypočítá se spektrální hustota fluktuace napětí tepelného šumu, získá se závislost, která je uvedena na obr. 2.2.



Obr. 2.2. Spektrální hustota fluktuace napětí rezistoru

Podle vztahu (2.5) se snadno vypočítá reálná část impedance R pro frekvenci $f = 1$ kHz a teplotu $T = 300$ K. Hodnota spektrální výkonové hustoty napěťových fluktuací tepelného šumu $S_{U0} = 1{,}35.10^{-15}$ V^{2}Hz^{-1} při frekvenci $f = 1$ kHz odpovídá ekvivalentnímu šumovému rezistoru o hodnotě $R = 81{,}5$ kΩ. Tento výsledek je podle Nyquista platný za předpokladu, že velikost $kT >> \hbar\omega$, nebo když $f < 20T.10^9$ Hz. Tyto výrazy rovnosti

představují tepelnou energii proudových nosičů (elektronů, děr, iontů) v atomech materiálu jako celku až do rozptylového mechanizmu představovaného hodnotou rezistoru *R*. Teorie je založena čistě na termodynamických argumentech, avšak je nezávislá na makroskopickém mechanizmu vodivosti.

2.1.1.1 Spektrální hustota fluktuace výkonu

Spektrální hustota fluktuace napětí je rovna výkonu šumového napětí na rezistoru o hodnotě 1 Ω, takže na rezistoru *R* je spektrální hustota fluktuace výkonu S_P daná vztahem

$$S_P = \frac{\langle \Delta U^2 \rangle}{R(\omega)\Delta f} = 4kT\,. \tag{2.7}$$

Spektrální hustota fluktuace výkonu souvisí se spektrální hustotou fluktuace napětí nebo proudu

$$S_P = \frac{S_U}{R} = S_I R\,. \tag{2.8}$$

Spektrální hustota fluktuace výkonu S_P nezávisí na velikosti elektrického odporu, takže pro všechny elektronické součástky je $S_P = 1{,}6.10^{-20}$ W/Hz pro teplotu $T = 300$ K. Spektrální hustota fluktuace výkonu tepelného šumu je dominantní složkou ve frekvenčním pásmu nad $f = 1$ kHz. V nízkofrekvenčním pásmu je spektrální hustota fluktuace výkonu šum typu $1/f$, která vzniká v důsledku fluktuace pohyblivosti.

V řadě fyzikálních soustav je v nízkofrekvenčním rozsahu limitujícím faktorem šum typu $1/f$. Proto je v současné době nejzávažnějším problémem pochopení podstaty vzniku tohoto šumu. V oblasti experimentální je nezbytné rozšířit dosavadní znalosti, a to prověřit markovost těchto procesů a zpřesnit informace o spektrální hustotě v oblasti velmi nízkých frekvencí.

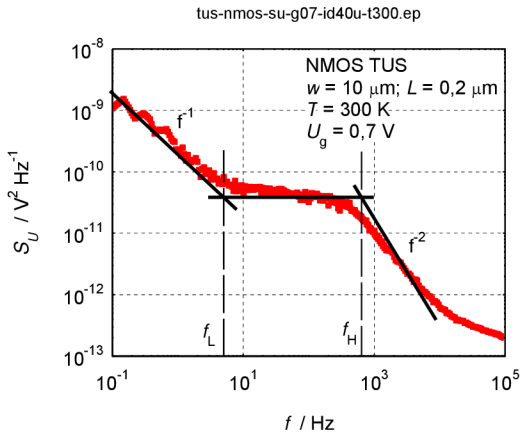
Autoři článků [8] a [9] uvádějí, že při teplotním sledování tenkovrstvých MOSFET struktur dochází ke změně proudu v kanálu. Na rozhraní mezi oxidem a polovodičem v submikronové technologii vznikají při výrobě různé krystalové poruchy. Tyto poruchy při transportu nosičů náboje způsobují lokální zvýšení teploty, což vede k následnému zvýšení tepelného šumu.

2.1.2 Generačně-rekombinační šum

Generačně-rekombinační šum se může objevit v určitém režimu provozu některých elektronických součástek, např. odporů, diod, tranzistorů, integrovaných obvodů aj., ve formě dvou nebo více hladinových nebo náhodných proudových impulsů. Jejich tvar bývá často obdélníkový, může být však v závislosti na parametrech vnějšího obvodu, v němž je součástka zapojena, i přibližně trojúhelníkový s exponenciálním týlem impulsu. Obdélníkové proudové impulsy se vyznačují konstantní amplitudou a náhodnou šířkou impulsů s náhodnou dobou vzniku impulsů. Impulsní šum je způsoben modulacemi proudu tekoucího přes potenciální bariéry [10]. Souvisí s nadbytečným proudem přechodu PN. Nadbytečný proud je obecně přisuzován tunelování v blízkosti povrchu přechodu PN, svodu na povrchu nebo transportu v objemu přechodu PN prostřednictvím poruch krystalové mřížky.

Generačně-rekombinační procesy mohou podstatně ovlivnit fluktuaci koncentrace nositelů v pásu vodivostním a valenčním, a tím se podílí převážnou mírou na fluktuacích proudu. Tento šum se superponuje na tepelný šum a je nazýván nadbytečným šumem. Nejjednodušším případem je výměna nositelů mezi energetickým pásem a energetickou hladinou defektů, tzv. pastí. Velikost šumu závisí na koncentraci elektronů v pásu a koncentraci elektronů a děr v pasti. Generačně-rekombinační šum je z části teoretickým předpokladem pro popis šumu typu $1/f$.

V nízkofrekvenčním pásmu jsou dále dominantní složkou šumu fluktuace způsobené náhodným procesem zachycení a emise nosičů náboje na pastech. Jedná se o generačně-rekombinační šum, jehož frekvenční závislost spektrální hustoty je v jistém frekvenčním pásmu (f_H - f_L) konstantní, jak je uvedeno na obr. 2.3. Charakteristickým znakem spektrální hustoty generačně-rekombinačního šumu ve vysokofrekvenčním pásmu je jeho frekvenční závislost typu $1/f^2$.



Obr. 2.3. Spektrální hustota generačně-rekombinačního šumu a $1/f$ šumu submikronového tranzistoru MOSFET s kanálem typu N

V další podkapitole přistoupím k popisu generačně-rekombinačního šumu. Nejprve představím teoretický model, který popisuje koncentraci elektronů ve vodivostním pásu, koncentraci děr ve valenčním pásu a dále koncentraci elektronů nebo děr na lokalizovaných stavech.

2.1.2.1 Generačně-rekombinační proces s diskrétními stavy

Předpokládá se, že fluktuace počtu nosičů v pásu dovolených energií jsou způsobeny stochastickým procesem generace a rekombinace. Statistická metoda sledování fluktuací nosičů v obecném případě nepožaduje, aby se soustava nacházela ve stavu termodynamické rovnováhy nebo ve stacionárním stavu, avšak ve stacionárním stavu je popis sledované soustavy jednodušší.

Koncentrace elektronů ve vodivostním pásu, koncentrace děr ve valenčním pásu a dále koncentrace elektronů nebo děr na lokalizovaných stavech jsou stochastické procesy, které budu značit $X(t)$ a jejich realizace $x(t)$.

Popis procesu generace a rekombinace vychází z předpokladu, že tento proces patří do skupiny markovských procesů. Potom je pro úplný popis procesu generace a rekombinace postačující znalost dvojrozměrného zákona rozdělení.

Jak vyplývá z teorie markovských procesů [11], aby daný proces $X(t)$ byl markovským procesem, musí platit následující:

1) pro každý stav $i \in I = \{0,1,...,N\}$ existuje časový okamžik $t \in R = <0,\infty)$ takový, že pravděpodobnost toho, že $X(t)$ je ve stavu i, je kladná, tj.

$$P\{X(t) = i\} > 0, \tag{2.9}$$

2) sledovanou soustavu lze popsat dostatečným počtem takových makroskopických parametrů, že pro každé přirozené n a pro každou n-tici parametrů $0 < t_1 < t_2 ... t_n$ a každou n-tici stavů $i_1, i_2, ..., i_n$ podmíněná pravděpodobnost toho, že náhodný proces $X(t)$ bude v čase t_n ve stavu x_n za podmínky, že v časech t_1 až t_n prošel stavy x_1 až x_n je rovna pravděpodobnosti, že proces $X(t)$ bude v čase t_n ve stavu x_n za podmínky, že v čase t_{n-1} byl ve stavu x_{n-1}, tzn. že nezáleží na tom, v jakých stavech byl sledovaný náhodný proces v časech t_1 až t_{n-1}. Z toho vyplývá, že

$$P\left\{[X(t_n) = i_n] \bigcap_{k=1}^{n-1} [X(t_k) = i_k]\right\} = P\{[X(t_n) = i_n][X(t_{n-1}) = i_{n-1}]\}. \tag{2.10}$$

Pro markovský proces tedy přítomný čas odděluje budoucí stav od minulého stavu, takže znalost parametrů soustavy v jednom časovém okamžiku, např. v přítomnosti, dovoluje předpovědět střední hodnoty parametrů soustavy v budoucnu, aniž bychom znali, v jakém stavu se daná soustava nacházela v minulosti. Pro markovský proces je tedy postačující znalost podmíněné pravděpodobnosti dané vztahem (2.10). Tato podmíněná pravděpodobnost však není zcela libovolná, ale musí splňovat Markovovu rovnici

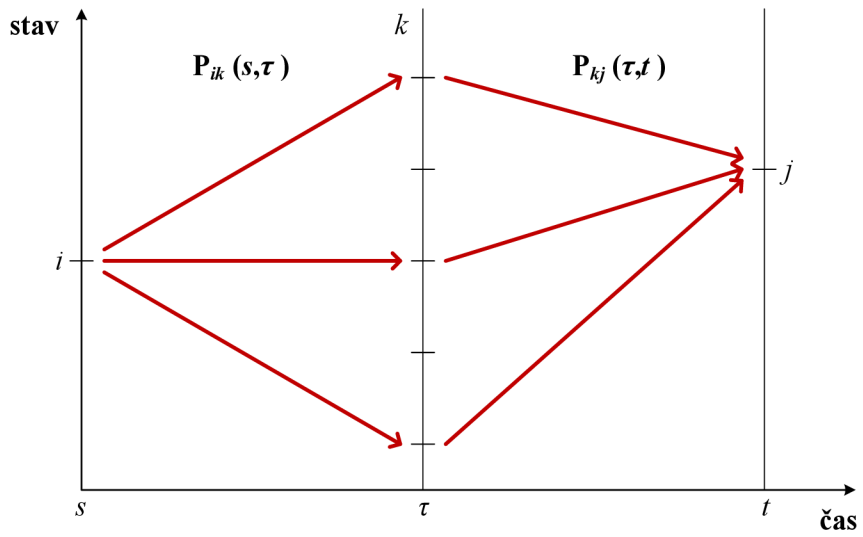
$$p_{ij}(s,t) = \sum_{k \in I} p_{ik}(s,\tau) p_{kj}(\tau,t), \tag{2.11}$$

pro každé $i, j \in I$, $s < \tau < t \in R$. Zde $p_{ij}(s,t)$ je pravděpodobnost přechodu ze stavu i do stavu j a platí pro ni

$$p_{ij}(s,t) = p_{ij}(0, t-s) = p_{ij}(t-s). \tag{2.12}$$

Na obr. 2.4 jsou schematicky znázorněny přechody ze stavu i do stavu j přes množinu mezistavů $k \in I$.

Pravděpodobnost přechodu ze stavu i v čase s do stavu j v čase t je dána součtem součinů pravděpodobností přechodů ze stavů i do mezistavů k a přechodů ze stavů k do stavu j, takže budoucí stav soustavy může být stanoven ze známým parametrů soustavy v přítomnosti.



Obr. 2.4. Přechody ze stavu i do stavu j přes množinu mezistavů $k \in I$

Při popisu generačně-rekombinačního procesu vzniká otázka, jak rychle musí sledovaná soustava zapomínat na minulý stav, aby procesy měly markovský charakter. Zvýšíme-li např. injekcí počet nosičů náboje v polovodiči, potom za dobu řádově 10^{-10} až 10^{-12} s vzniká termodynamicky kvazirovnovážné rozdělení stejné v celém objemu vzorku. Jestliže je doba života termodynamicky nerovnovážných nosičů řádově 10^{-6} s, potom lze při sledování generačně-rekombinačního šumu považovat danou soustavu za markovskou až do frekvencí řádově 10^{10} Hz.

Popis generačně-rekombinačního šumu polovodičových součástek pracujících v pásmu frekvencí nad 1 GHz, jako např. lavinových diod, vyžaduje dodatečné informace o sledované soustavě, která již obecně není markovská.

2.1.2.2 Intenzity přechodu a Kolmogorovy rovnice

Při řešení problému fluktuací v polovodičích určují hodnotu fluktuace napětí nebo proudu pravděpodobnosti přechodu soustavy ze stavu i v čase s do stavu j v čase t, tj. $p_{ij}(s,t)$. Pro sledování šumu v polovodičích provedl podrobnou diskuzi použitelnosti aproximace markovským procesem N. G. Van Kampen [11] a dále je tato problematika analyzována v publikacích [12] až [18]. Ve stacionárním případě pravděpodobnosti přechodu $p_{ij}(s,t)$ nezávisí na čase s a t zvlášť, ale pouze na jejich rozdílu t - s. Potom lze generačně-rekombinační proces popsat homogenním markovským procesem.

Pro homogenní markovské procesy splňují pravděpodobnosti přechodu rovnici (2.12). Pravděpodobnost přechodu je úměrná času, proto se zavádí nová veličina, a to intenzita pravděpodobnosti přechodu ze stavu i do stavu j, nebo krátce intenzita přechodu μ_{ij} vztahem

$$\mu_{ij} = \lim_{t \to s} \frac{p_{ij}(s,t)}{t-s} \tag{2.13}$$

a dále intenzita přechodu ze stavu i

$$\mu_i = \lim_{t \to s} \frac{1 - p_{ii}(s,t)}{t - s}, \tag{2.14}$$

kde $p_{ii}(s,t)$ je pravděpodobnost setrvání ve stavu i. Zřejmě platí

$$\mu_i = \sum_{\substack{j \in I \\ j \neq i}} \mu_{ij} . \tag{2.15}$$

Aby bylo možné matici přechodů a další vztahy zapsat v ucelenější formě, označíme

$$\mu_{ii} = -\mu_i . \tag{2.16}$$

Intenzita přechodu charakterizuje rychlost přechodu soustavy ze stavu i do stavu j. Stav soustavy je možné popsat počtem částic v pásech a na lokalizovaných stavech. Potom přechod soustavy ze stavu i do stavy j bude vyvolán přechodem elektronů a děr z jednoho pásu dovolených energií do druhého nebo přechodem mezi pásem a lokalizovaným stavem.

Jak je znázorněno níže, intenzita přechodu je určena fyzikálními parametry soustavy. Statistické charakteristiky, jako absolutní rozdělení (jednorozměrný zákon rozdělení) a pravděpodobnosti přechodu p_{ij}, se odvozují z Markovovy rovnice (2.11), viz např. [11].

Absolutní rozdělení pravděpodobnosti soustavy, která se nachází ve stavu i, je pro homogenní markovský proces dáno vztahem

$$\Pi_i(t) = P\{X(t) = i\} \text{ pro } i \in I . \tag{2.17}$$

Časová závislost absolutního rozdělení soustavy ve stavu i je potom

$$\frac{\mathrm{d}\Pi_i(t)}{\mathrm{d}t} = \sum_{j \in I} \Pi_j \, \mu_{ji} . \tag{2.18}$$

Pro časovou závislost pravděpodobnosti přechodu soustavy ze stavu i do stavu j platí

$$\frac{\mathrm{d}p_{ij}(t)}{\mathrm{d}t} = \sum_{k \in I} p_{ij}(t) \mu_{kj} \tag{2.19}$$

a dále

$$\frac{\mathrm{d}p_{ij}(t)}{\mathrm{d}t} = \sum_{k \in I} \mu_{ik} p_{kj}(t), \tag{2.20}$$

což jsou Kolmogorovy diferenciální rovnice. Absolutní rozdělení $\Pi_i(t)$ a pravděpodobnosti přechodu p_{ij} tedy lze stanovit ze vztahů (2.18) až (2.20), jestliže jsou známy intenzity přechodu.

2.1.2.3 Doba setrvání ve stavu *i*

Pro analýzu fluktuačních procesů v polovodičích je dále nezbytné určit dobu setrvání τ v daném stavu. V případě impulsního šumu, který představím v další podkapitole, je realizací doby setrvání τ doba trvání proudového impulsu. Doba setrvání ve stavu i je určena pravděpodobností přechodu do libovolného jiného stavu během časového

intervalu Δt. Pro markovský homogenní proces je pravděpodobnost přechodu p_{ij} ze stavu i do stavu j v časovém intervalu Δt

$$p_{ij}(\Delta t) = \mu_{ij}\Delta t + o(\Delta t), \tag{2.21}$$

kde $o(\Delta t)$ je symbol vyjadřující, že daná funkce Δt konverguje k nule rychleji než lineárně, takže

$$\lim_{\Delta t \to 0} \frac{o(\Delta t)}{\Delta t} = 0 . \tag{2.22}$$

Jestliže v čase $t = 0$ je homogenní markovský proces ve stavu $i \in I$, pak doba setrvání v tomto stavu

$$\tau = \sup\{t : x(s) = i, 0 \le s < t\} \tag{2.23}$$

je náhodná proměnná a její distribuční funkce je dána vztahem

$$G_i(t) = 1 - \mathrm{e}^{-\mu_i t}, \text{ pro každé } t \in R . \tag{2.24}$$

Doba setrvání ve stavu i má exponenciální rozdělení pravděpodobnosti s parametrem μ_i. Střední hodnota doby setrvání ve stavu $i \in I$ je

$$E\{\tau_i\} = \int_0^\infty t\mu_i \mathrm{e}^{-\mu_i t}\mathrm{d}t = \mu_i^{-1} . \tag{2.25}$$

Střední hodnota doby setrvání je nepřímo úměrná intenzitě přechodu ze stavu i. Rozptyl doby setrvání ve stavu $i \in I$ je

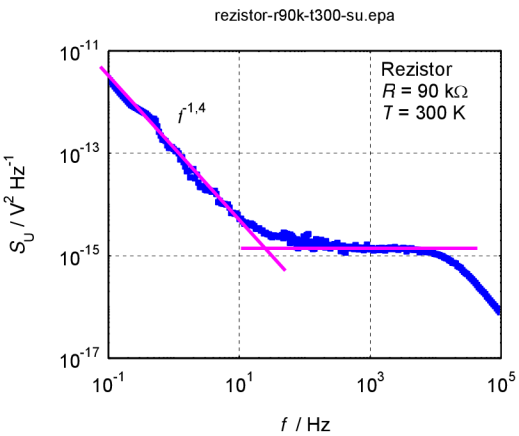
$$D\{\tau_i\} = \int_0^\infty \left(t - \mu_i^{-1}\right)^2 \mu_i \mathrm{e}^{-\mu_i t}\mathrm{d}t = \mu_i^{-2} . \tag{2.26}$$

Rozptyl doby setrvání ve stavu i homogenního markovského procesu je nepřímo úměrný čtverci intenzity přechodu ze stavu i.

2.1.2.4 Šum typu 1/*f*

Vedle tepelného a generačně-rekombinačního šumu vzniká v polovodičích ještě šum, jehož spektrální hustota je nepřímo úměrná frekvenci. Tato složka šumu často převládá ve frekvenčním rozsahu přibližně od 10^{-4} do 10^5 Hz. Šum typu $1/f^\alpha$ vzniká jak v monokrystalech, tak polykrystalech a tenkých vrstvách a vyvolává fluktuace ustáleného proudu součástkou. Exponent α je roven v rozsahu od 0,1 do 2. Pokud je exponent roven přibližně $\alpha \doteq 2$, jedná se o tzv. Brownův šum, který je nejsnadněji generován jako integrace bílého šumu. Když se exponent rovná $\alpha \doteq 1$, tak se jedná o šum, který nastává velmi často v přírodních procesech. Je pozorován v mechanických, biologických, geologických, ekonomických i v každém muzikálním systému.

Na obr. 2.5 je spektrální výkonová hustota fluktuace napětí naměřené na rezistoru o velikosti odporu R = 90 kΩ a při teplotě T = 300 K. Přibližně do frekvence 20 Hz se vyskytuje šum typu $1/f^\alpha$ s exponentem α = 1,4.



Obr. 2.5. Spektrální výkonová hustota fluktuace napětí rezistoru se zvýrazněným typickým šumem typu $1/f$

Šum typu $1/f$ lze teoreticky modelovat matematicko-stochastickými modely, fyzikálními modely nebo experimentálními charakteristikami a empirickými vztahy pro spektrální výkonovou hustotu. Existují tři základní modely vysvětlující tento druh šumu:

1) model počtu fluktujících částic (McWhorterův model),
2) model fluktuace pohyblivosti (Hoogeho model),
3) model fluktuace fotonů (Handelův model).

V následujících podkapitolách detailně představím základní modely šumu typu $1/f$.

2.1.2.5 McWhorterův model

McWhorterova teorie počtu fluktuací říká, že šum $1/f$ (též tzv. flicker „blikavý“ šum) je způsoben fluktuací počtu částic zachycených na povrchu oxidů [19]. McWhorter zjistil, že tunelováním na povrchu oxidu polovodiče existují dva stavy, pomalé a rychlé. K rychlým přísluší rekombinace děr a elektronů s malou dobou života, které jsou rozloženy ve vrstvě oxidu ze strany polovodiče. Pomalé stavy jsou rozloženy v oxidu a jejich energie a hustota silně závisí na okolním prostředí. McWhorter trval na nezbytnosti $1/f$ spektra za předpokladu, že časová konstanta τ se mění s rozdělením $1/\tau$ na povrchu oxidů.

Christenson byl první, kdo aplikoval McWhorterovu teorii na tranzistory typu MOSFET. Použil předpokladu, že nezbytné časové konstanty jsou způsobené tunelováním nosičů z kanálu do pastí vytvořených uvnitř oxidu. Metodou superpozice spektrálních hustot typu [20]

$$S_{\mathrm{I}} \approx \frac{1}{1+\omega^2\tau^2}, \tag{2.27}$$

kde τ je proměnná s dolní mezí řádově 1 μs a horní mezí větší než 1 s. Z modelu vyplývá, že spektrální výkonová hustota fluktuace napětí je přímo úměrná čtverci přiloženého napětí U, koncentraci povrchových center N_{t} a rychlosti povrchové rekombinace

$$S_{\mathrm{U}} = U^2 N_{\mathrm{t}} s\,. \tag{2.28}$$

Tyto přímé úměrnosti jsou prokázány experimentálně v publikovaných vědeckých pracích [21] až [27].

2.1.2.6 Hoogeho model

Hoogeho model předpokládá, že zdrojem šumu 1/*f* je rozptyl volných nosičů na tepelných kmitech atomové mříže, který způsobuje fluktuace pohyblivosti. Definoval empirický vztah popisující fluktuaci elektrického odporu sledovaného homogenního vzorku kovu nebo polovodiče [28]

$$R_{\mathrm{n}}^2 = \frac{\alpha_{\mathrm{H}}}{N}\frac{R^2}{f^{\alpha}}, \tag{2.29}$$

kde α_{H} je Hoogeho bezrozměrná konstanta v rozsahu od 10^{-6} až do 10^{-2}, N je počet volných nosičů náboje v objemu vzorku.

Z Hoogeho empirického vztahu byla pro homogenní vzorky polovodičů a kovů odvozena spektrální výkonová hustota fluktuace proudu, napětí nebo odporu

$$\frac{S_{\mathrm{I}}(f)}{I^2} = \frac{S_{\mathrm{U}}(f)}{U^2} = \frac{S_{\mathrm{R}}(f)}{R^2} = \frac{\alpha_{\mathrm{H}}}{Nf^{\alpha}}. \tag{2.30}$$

Vztah (2.30) je čistě empirický a pro svoji jednoduchost velmi oblíbený a používaný. V této formě je platný pouze pro kvalitní homogenní vrstvy materiálů, kde se Hoogeho konstanta pohybuje v rozmezí od 10^{-6} do 10^{-4}. Pro méně kvalitní homogenní vrstvy s více defekty Hoogeho konstanta roste a empiricky byla stanovena hodnota 10^{-3}.

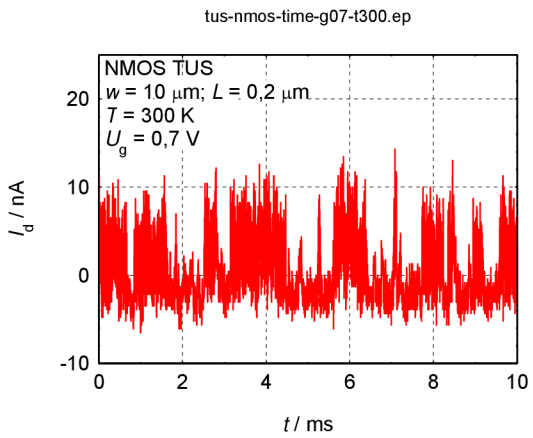
2.1.2.7 Handelův model

Handelův kvantový model vychází z kvantové teorie šumu 1/*f*, z představy, že šum 1/*f* je generován fluktuací pohyblivostí elektronů a děr [29] až [31]. Handel předpokládá, že při srážkách nosičů dochází ke vzniku brzdného napětí a zdrojem šumu je kvantově mechanický proces. Srážkový mechanismus je slabě závislý na teplotě.

Voss a Clarke zkoumali šum v tenkých spojitých vrstvách a došli k závěru, že 1/*f* šum je způsoben fluktuacemi teploty, které modulují elektrický odpor vrstev [32] a [33]. Šum 1/*f* je tedy rovněž vykládán, že vzniká v důsledku fluktuace teploty.

2.1.3 Impulsní šum

V polovodičových součástkách se často objevuje fluktuace proudu ve tvaru impulsů, jejichž amplituda je ve stacionárním stavu konstantní a doba trvání impulsu je náhodná veličina. Tento šum je nazýván impulsní nebo RTS šum. V nejjednodušším případě je impulsní šum obdobný náhodnému telegrafnímu signálu. Amplituda impulsů je řádově 10^{-10} až 10^{-8} A, a tak často impulsní šum převládá nad ostatními složkami šumu, jako je šum typu 1/*f*, výstřelový a tepelný šum. Pro ilustraci je na obr. 2.6 uveden časový průběh proudu v kanálu impulsního šumu, který jsem pozoroval na tranzistorech MOSFET.



Obr. 2.6. Časová závislost RTS šumu tranzistoru MOSFET TUS s kanálem typu N

V řadě experimentů byla pozorována nejkratší střední doba trvání impulsu řádově 10^{-6} s, přičemž o horní hranici střední doby trvání impulsu nejsou zatím přesvědčivé informace. Při experimentálním studiu vycházejícím převážně z analýzy náhodného procesu pomocí spektrální hustoty [34] se pozorovaly doby trvání impulsů řádu 10^{-6} až 10^{-3} s [35] a [36].

Impulsní šum byl poprvé experimentálně zjištěn a popsán v roce 1956 při sledování germaniové hrotové diody. V pozdější době byl pozorován při studiu transportních charakteristik rezistorů, diod, tranzistorů a integrovaných obvodů [37] a [38].

Fyzikální mechanizmus impulsního šumu poprvé vyšetřovali Card a Chandhari v roce 1965 [39]. Došli k závěru, že impulsní šum je způsoben modulacemi proudu tekoucího přes potenciální bariéru a to tak, že zachycení nosiče náboje v blízkosti defektu struktury elektronické součástky způsobuje modulaci vodivosti. Při experimentálním sledování šumu tenkovrstvých rezistorů tým kolem profesora Šikuly na Vysokém učení technickém v Brně zjistil, že při jejich výrobě dochází při nastavení hodnoty elektrického odporu laserem ke vzniku trhlin ve vodivé vrstvě. V těchto případech je vznik impulsního šumu vyvolán nedokonalostí technologické přípravy elektronických součástek.

Je třeba ještě uvést, že ve starších pracích, např. [40] z let 1965 až 1970 se předpokládalo, že zdrojem impulsního šumu přechodu PN v závěrném směru je povrchový průraz, který vzniká při nižším napětí než průraz v objemu přechodu PN. Leonard a Jaskolski [41], kteří pozorovali korelaci mezi impulsním šumem a elektroluminiscencí diod v závěrném směru předpokládají, že impulsní šum a šum mikroplazmy jsou totožné.

Experimentální poznatky lze shrnout takto:

1) amplituda impulsního šumu závisí na teplotě,
2) existuje korelace mezi nadbytečným proudem a impulsním šumem (a to jak v přímém, tak i ve zpětném směru přechodu PN),
3) vzorky záměrně dotované kovovými příměsemi vykazují s vysokou pravděpodobností vznik impulsního šumu,

4) amplituda proudového impulsu jednoduchého impulsního šumu je konstantní a nezávislá na čase.

V současné době se považuje za prokázané, že zdrojem impulsního šumu jsou poruchy krystalové mřížky v oblasti přechodu PN. Povaha a vznik těchto poruch nejsou zatím známy. Hsu, Whittier a Mead [42] považují za zdroj impulsního šumu kovové nerozpustné sraženiny, tzv. precipitáty. Blasquez a Caminade [43], Martin, Blasquez, de Caqueray, de Brabisson a Shiler [44] a dále Conti a Corda [45] našli dobrou korelaci mezi impulsním šumem přechodu PN a krystalografickými poruchami (nejčastěji typu dislokací, tzn. čárové poruchy krystalické mřížky).

2.1.3.1 Impulsní šum jako dvoustavový jednorozměrný generačně-rekombinační proces

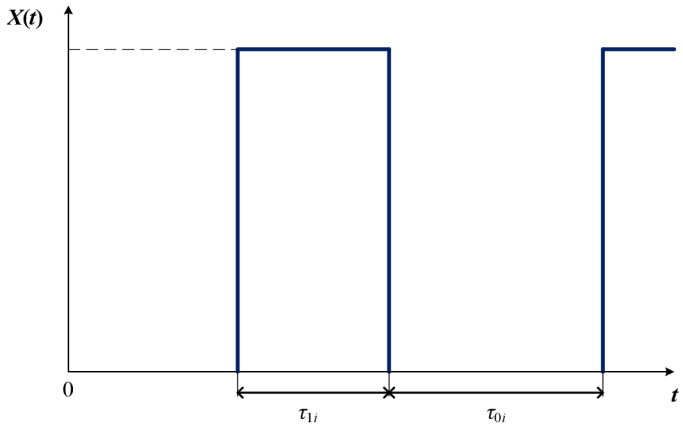
Impulsní šum tvořený posloupností impulsů s konstantní amplitudou a náhodnou hodnotou doby trvání se dá popsat pomocí dvoustavového generačně-rekombinačního procesu. Popis vychází z fyzikálního modelu impulsního šumu, v němž se vysvětluje vznik fluktuací proudu v elektronických součástkách s přechodem PN procesem zachycování a emise nosičů náboje na rekombinačním centru, které ovládá proud tekoucí poruchou.

V souladu s S. T. Hsu [42] se předpokládá, že poruchou je kovový precipitát a proud tekoucí kontaktem polovodič-kov závisí na nábojovém stavu rekombinačního centra umístěného v oblasti prostorového náboje přechodu polovodič-kov. Primárním procesem je náhodné obsazování rekombinačního centra a sekundárním procesem je modulace elektrického proudu změnou potenciální bariéry mezi kovem a polovodičem vyvolanou zachycením nebo emisí nosiče náboje.

Vznik impulsního nebo RTS šumu v submikronových tranzistorech typu MOSFET se popisuje obdobně. V tomto případě proud kanálu moduluje zachycení a emise elektronu na pasti v blízkosti kanálu.

Náhodný proces modulace elektrického proudu lze tedy považovat za homogenní markovský proces s disktrétními stavy a spojitým časem, vyvolaným generačně-rekombinačním procesem probíhajícím prostřednictvím rekombinačního centra se dvěma nábojovými stavy. Schematický průběh realizace tohoto procesu je na obr. 2.7. Náhodný proces $X(t)$ se vyznačuje dvěma stavy, a to stavem 1, pro který platí $X(t) = a$ (elektron je ve vodivostním pásu), a stavem 0, kdy $X(t) = 0$ (elektron je na pasti). Doba setrvání ve stavu 1 je náhodná veličina τ_1 a ve stavu 0 náhodná veličina τ_0. Za těchto předpokladů se dají určit pravděpodobnosti, že soustava je ve stavu 1 a ve stavu 0. Dále se stanoví hustoty pravděpodobnosti setrvání ve stavu 1 a 0 pro případ, že náhodný proces je zadán následujícím způsobem:

1) jestliže se v čase t soustava nachází ve stavu 0, potom pravděpodobnost přechodu do stavu 1 v intervalu $(t, t+\Delta t)$ je rovna $\mu_{01}\Delta t + o(\Delta t)$,
2) jestliže se v čase t soustava nachází ve tvaru 1, potom pravděpodobnost přechodu do stavu 0 v intervalu $(t, t+\Delta t)$ je rovna $\mu_{10}\Delta t + o(\Delta t)$.



Obr. 2.7. Schématický průběh realizace impulsního šumu

Absolutní rozdělení náhodného procesu $X(t)$, o němž se předpokládá, že je stacionární, se označuje $\Pi_i(t): i \in I$ pro $t \in R$.

Jestliže

$$\Pi_i = P\{X(t) = i\} \text{ pro } i \in I, \tag{2.31}$$

pak vzhledem ke stacionárnosti procesu $X(t)$ absolutní rozdělení nezávisí na čase.

Absolutní rozdělení se stanoví z Kolmogorových rovnic, které pro stacionární případ mají tvar

$$\sum_{j \in I} \Pi_j \, \mu_{ji} = 0. \tag{2.32}$$

V případě dvoustavového procesu se stavy 0 a 1 vychází soustava rovnic

$$\begin{aligned} \Pi_0 \, \mu_{00} + \Pi_1 \, \mu_{10} &= 0, \\ \Pi_0 \, \mu_{01} + \Pi_1 \, \mu_{11} &= 0. \end{aligned} \tag{2.33}$$

Uvážím-li, že elektron je buď ve vodivostním pásu nebo na pasti, pak $\sum_{i \in I} \Pi_i = 1$. Dále platí podle (2.15) a (2.16), že

$$\begin{aligned} \mu_{00} &= -\mu_{01} = -\mu_0, \\ \mu_{11} &= -\mu_{10} = -\mu_1. \end{aligned} \tag{2.34}$$

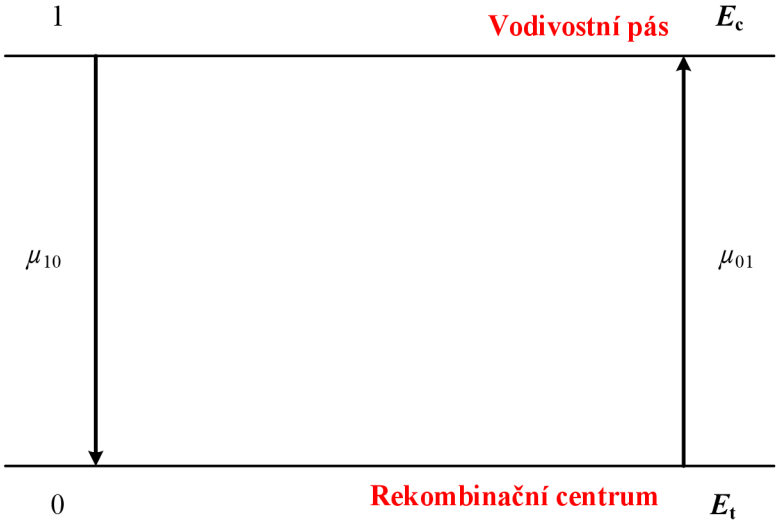
Potom se získá

$$\begin{aligned} \Pi_0 &= \frac{1}{1 + \dfrac{\mu_0}{\mu_1}}, \\ \Pi_1 &= \frac{1}{1 + \dfrac{\mu_1}{\mu_0}}. \end{aligned} \tag{2.35}$$

Předchozí vztahy (2.35) určují obsazení pasti elektronem a dírou. Jestliže se dosadí za intenzitu pravděpodobnosti:

1) generace $\mu_0 = \mu_{01} = g = 1/\tau_c$, kde τ_e je doba emise elektronu z pasti,
2) rekombinace $\mu_1 = \mu_{10} = r = 1/\tau_c$, kde τ_c je doba zachycení elektronu na pasti,

pak je absolutní rozdělení impulsního šumu shodné s jednorozměrným procesem generace a rekombinace, jak je schematicky uvedeno na obr. 2.8.



Obr. 2.8. Intenzita pravděpodobnosti disktrétních stavů zachycení elektronu na pasti a následné emise do vodivostního pásu

Doba trvání zachycení elektronu na pasti τ_c a doba emise do vodivostního pásu τ_e jsou nepřímo úměrné intenzitě pravděpodobnosti přechodu μ_{ij} .

2.1.3.2 Distribuční funkce *G*(*x*) náhodného procesu *X*(*t*)

Dále se určí distribuční funkce $G(x)$ náhodného procesu $X(t)$, pro niž platí $G(x) = P\{X(t) \le x\}$. Pro stacionární stav platí

$$G(x) = 0 \text{ pro } x < 0,$$
$$G(x) = \Pi_0 \text{ pro } 0 \le x \le a, \tag{2.36}$$
$$G(x) = 1 \text{ pro } x \ge 0.$$

Průběh distribuční funkce v závislosti na x je znázorněn na obr. 2.9. Předchozí vztahy (2.36) se zapíší pomocí (2.35) ve tvaru

$$G(x) = \Pi_0 1(x) + \Pi_1 1(x-a), \tag{2.37}$$

kde $1(x)$ je funkce nabývající hodnoty 1 pro $x \ge 0$.

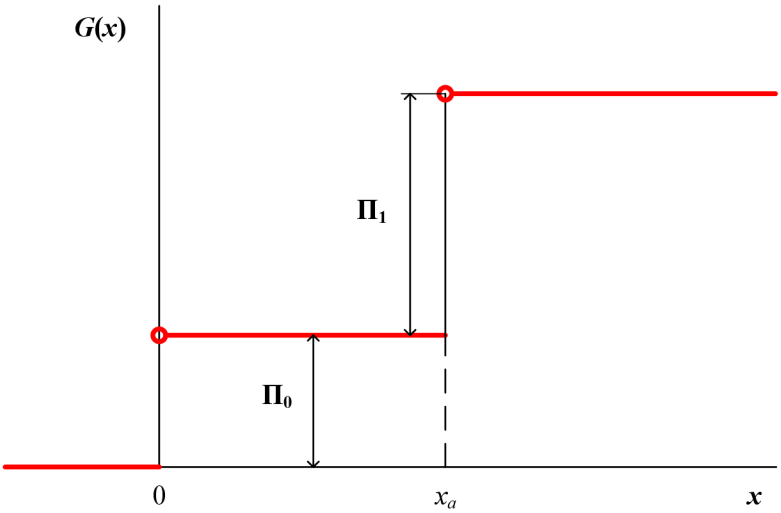
Hustota pravděpodobnosti $w(x)$ náhodného procesu $X(t)$ je definována vztahem

$$w(x) = \frac{\mathrm{d}G}{\mathrm{d}x}. \tag{2.38}$$

Ze vztahu (2.37) se získá

$$w(x) = \Pi_0\,\delta(x) + \Pi_1\,\delta(x-a). \tag{2.39}$$

Hustota pravděpodobnosti náhodného procesu $X(t)$ je nenulová pouze pro hodnoty $x = 0$, pro niž je $w(0) = \Pi_0$ a $x = a$, pro $w(0) = \Pi_1$.



Obr. 2.9. Schematický průběh distribuční funkce $G(x)$ náhodného procesu $X(t)$

Hustotu pravděpodobnosti impulsního šumu nelze přímo experimentálně sledovat, a to proto, že impulsní šum je vždy doprovázen šumem typu $1/f$ a tepelným šumem, které se superponují na impulsní šum a působí „rozmazání“ tohoto rozdělení tvaru delta funkce.

2.1.3.3 Doba setrvání ve stavu 0 a 1

Při experimentálním sledování impulsního šumu lze nejsnadněji měřit realizaci doby setrvání soustavy v daném stavu. Avšak i v tomto případě je odhad naměřených charakteristik, tj. střední doby setrvání ve stavu 0 nebo 1, distribuční funkce, hustoty pravděpodobnosti, rozptylu, atd. ovlivněn tím, že fluktuace proudu na výstupu měřeného vzorku jsou superpozicí impulsního šumu a ostatních složek šumu vzorku a měřicí aparatury. Při dostatečné hodnotě amplitudy impulsního šumu je možné vhodnými elektrickými obvody upravit tvar výstupního impulsu tak, že jeho výsledný průběh je v dobrém přiblížení pravoúhlý.

Provedu rozbor doby setrvání v daném stavu za předpokladu, že realizace náhodného procesu je pouze impulsním šumem a dále, že sledovaný proces $X(t)$ je homogenním markovským procesem.

Distribuční funkce doby setrvání ve stavu i je podle (2.24) funkcí intenzity přechodu. Pro stav 0 platí

$$G_0(t) = 1 - \mathrm{e}^{-\mu_0 t}, \tag{2.40}$$

obdobně pro stav 1

$$G_1(t) = 1 - \mathrm{e}^{-\mu_1 t}. \tag{2.41}$$

Hustoty pravděpodobnosti, že se daná soustava nachází ve stavu 0 a 1 jsou potom

$$w_0(t) = \frac{\mathrm{d}G_0}{\mathrm{d}t} = \mu_0 \mathrm{e}^{-\mu_0 t},$$
$$w_1(t) = \frac{\mathrm{d}G_1}{\mathrm{d}t} = \mu_1 \mathrm{e}^{-\mu_1 t}. \tag{2.42}$$

Intenzity pravděpodobnosti přechodu μ_0 a μ_1 se tedy experimentálně stanoví z četnosti N, doby setrvání $\tau = 1/\mu$ ve stavu 0 a 1. Ve stavu 0 proud neteče a $\tau_\mathrm{e} = 1/\mu_0$ je doba emise, ve stavu 1 proud teče a $\tau_\mathrm{c} = 1/\mu_1$ je doba zachycení.

Další charakteristikou, z níž je možné stanovit intenzity přechodu, je střední hodnota doby setrvání v daném stavu. Pro střední hodnotu doby setrvání ve stavu 0 platí

$$E\{\tau_0\} = \langle \tau_0 \rangle = \frac{1}{\mu_0}, \tag{2.43}$$

je to střední hodnota doby, za kterou dojde k emisi elektronu z pasti do vodivostního pásu, takže $\tau_\mathrm{e} = 1/\mu_0$ a obdobně pro stav 1

$$E\{\tau_1\} = \langle \tau_1 \rangle = \frac{1}{\mu_1}, \tag{2.44}$$

je to střední hodnota doby, za kterou dojde k zachycení elektronu z vodivostního pásu na past, takže $\tau_\mathrm{c} = 1/\mu_1$.

Z toho vyplývá, že střední hodnota doby setrvání ve stavu 0 je nepřímo úměrná intenzitě přechodu soustavy ze stavu 0 do stavu 1. Z předchozích rovnic (2.43) a (2.44) se zdá, že pro experimentální určení intenzity přechodu by bylo nejvýhodnější vycházet z experimentálního sledování střední doby setrvání.

Takto se až dosud impulsní šum sledoval (viz např. Hsu, Whittier a Mead [42] nebo Doblinger [35]). Pokud se daný problém dá popsat dvoustavovým procesem a pokud měřicí aparatura zpracuje jak dostatečně dlouhé, tak i krátké impulsy, pak je odhad intenzity přechodu určený ze střední hodnoty doby setrvání nestranný.

Obvykle při měření vzorkovací kartou nebo při tvarování impulsů a měření jejich délky jsou ze souboru dob trvání v daném stavu odstraněny impulsy s malou dobou setrvání, jejichž četnost je vysoká, jak plyne ze vztahů (2.42) pro $t \to 0$. Hustota pravděpodobnosti je v tomto případě rovna intenzitě přechodu. Dalším problémem je to, že měření střední doby setrvání $\langle \tau_\mathrm{i} \rangle$ v daném stavu i nemůže dát informaci o tom, zda sledovaný proces je skutečně procesem dvoustavovým s pouze dvěma nezávislými parametry μ_0 a μ_1.

Jako další charakteristiku impulsního šumu se zavádí rozptyl doby setrvání ve stavu i. Pro rozptyl doby setrvání ve stavu 0 a 1 platí

$$D\{\tau_0\} = \frac{1}{\mu_0^2},$$
$$D\{\tau_1\} = \frac{1}{\mu_1^2}. \tag{2.45}$$

Intenzita přechodu μ_i tedy určuje střední hodnotu doby setrvání ve stavu i a její rozptyl. Rozptyl doby setrvání je nepřímo úměrný čtverci intenzity přechodu, takže rozptyl doby setrvání je tím větší, čím jsou menší hodnoty součinitelů zachycení elektronu c_n nebo díry c_p, protože podle modelu Shockley a Read [12] jsou intenzity pravděpodobnosti μ_0 a μ_1 úměrné součinitelům zachycení nosičů náboje a jejich koncentrací.

Pokud se výrazně liší odhad rozptylu od čtverce odhadu střední hodnoty doby setrvání v daném stavu, pak to znamená, že rozdělení doby setrvání není jednoduché exponenciální. Sledovaný proces potom není dvoustavový homogenní markovský proces, i když realizací náhodného procesu je opět dvoustavový impulsní šum. Na tento problém se může narazit při analýze časové závislosti RTS šumu. Při popisu a analýze impulsního šumu jako dvoustavového jednorozměrného generačně-rekombinačního procesu se totiž vychází z modelu, v němž proces popisující kvantové přechody nosičů náboje a proces modulace proudu splývají v jediný proces, který je popsán shodnými intenzitami přechodu. V obecném případě však ke vzniku proudového impulsu může dojít nejen kvantovým přechodem elektronu z pasti do vodivostního pásu, ale též do pásu valenčního. Potom to jsou dva odlišné procesy, a to primární proces vyvolaný kvantovými přechody a sekundární proces, který popisuje modulaci proudu. Stochastický proces je potom třístavový nebo dvourozměrný generačně-rekombinační proces.

3 CÍLE DIZERTACE

Nejprve je potřeba prozkoumat a charakterizovat tranzistory MOSFET s různými rozměry kanálu ve stejnosměrném elektrickém poli, tzn. experimentálně změřit jejich výstupní a převodní charakteristiky. Tento základní experiment byl proveden pro teplotu 300 K. Z těchto výsledků bylo odvozeno rozdělení koncentrace nosičů náboje a závislost napětí na poloze v kanálu. V modelu se předpokládá platnost rovnice kontinuity pro obě složky proudu odděleně, takže po celé délce kanálu je konstantní hodnota, jak driftového, tak difúzního proudu. Z toho plyne lineární závislost koncentrace elektronů na poloze v kanálu. Intenzita elektrického pole je potom nelineární funkcí polohy v kanálu a nabývá maximální hodnoty v blízkosti kolektoru. Dále jsem se zaměřil na měření výstupních a převodních charakteristik testovaných tranzistorů MOSFET pro velmi nízké teploty. Samotné měření bylo provedeno v kryostatické laboratoři na Ústavu fyziky Fakulty elektrotechniky a komunikačních technologií Vysokého učení technického v Brně. Laboratoř disponuje héliovým kryostatem, který umožňuje provádět teplotní měření v širokém teplotním rozsahu. Zkoumané vzorky byly měřeny v dostatečném teplotním rozsahu od 10 do 300 K, v některých případech i do 350 K. Z naměřených hodnot a z odvozeného modelu pro transport náboje v kanálu se dá určit skutečná velikost odporu kanálu a jeho přívodních kontaktů v závislosti na teplotě.

V druhé části měření se budu snažit analyzovat šumovou spektrální hustotu výkonu ve frekvenční oblasti a vztahy časových konstant RTS šumu v časové oblasti. Tento krok má potvrdit teorii, že nalezení vhodných časových konstant a superpozicí Lorentzianovských spekter, u kterých se předpokládá účast pouze jediné pasti, lze získat spektrální výkonovou hustotu šumu typu $1/f$. Při zmenšování elektronických součástek se automaticky kladou vyšší požadavky na transport náboje vytvářené vyšším elektrickým polem. V submikronové technologii, do napětí kolem 1 V mezi kolektorem a emitorem a při tenké vrstvě oxidu na hradle, se vytváří vysoká intenzita elektrického pole. V dalším bodě se zaměřím na studium a analýzu problematiky dvouúrovňového signálu RTS v kanálu a vyhodnocení informace o procesech časových konstant zachycení a emise jako funkcí napětí na hradle a na proudu kanálem.

Experimenty byly provedeny na submikronových a mikronových tranzistorech MOSFET s kanály typu N i P. Vzorky mají různé rozměry kanálu s délkou od 0,2 do 10 µm a šířkou 0,4 a 10 µm. Byly vyrobeny dvěma různými technologiemi a označeny jako testovací vzorky pro budoucí široké průmyslové využití.

4 TEORETICKÝ ROZBOR

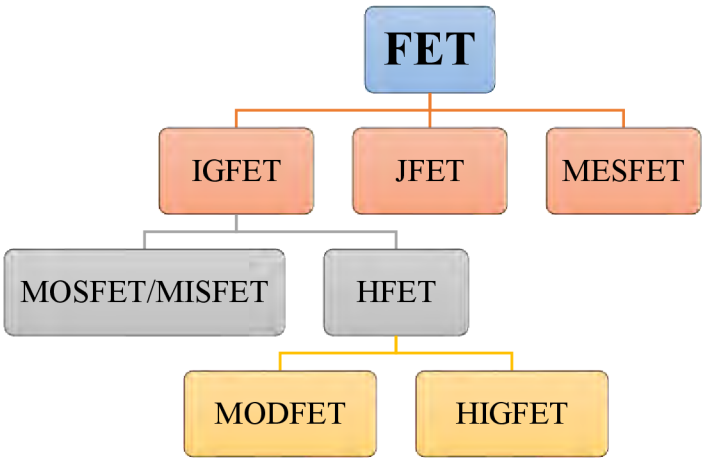
V této části rozeberu problematiku fyzikální podstaty, typické vlastnosti a chování polovodičové struktury tranzistorů MOSFET. Představím charakterizované vzorky tranzistorů MOSFET a ukáži jejich typické chování při DC analýze.

4.1 Tranzistor řízený polem

Tranzistory řízené polem se rozdělují na tři základní skupiny: IGFET (přechod izolant a hradlo), JFET (řídící elektroda je tvořena závěrně polarizovaným PN přechodem) a MESFET (přechod kov a polovodič). Tyto tři hlavní skupiny se rozlišují podle jejich vnitřní struktury mezi hradlem a substrátem. V tranzistorech IGFET je hradlová kapacita tvořená izolantem, v ostatních dvou případech je kapacita vytvořena depletiční vrstvou PN přechodu nebo Schottkyho bariérou. Tranzistory založené na izolačním přechodu se dále dělí na tranzistory s oxidovou nebo izolační vrstvou a na různé druhy heterostruktur.

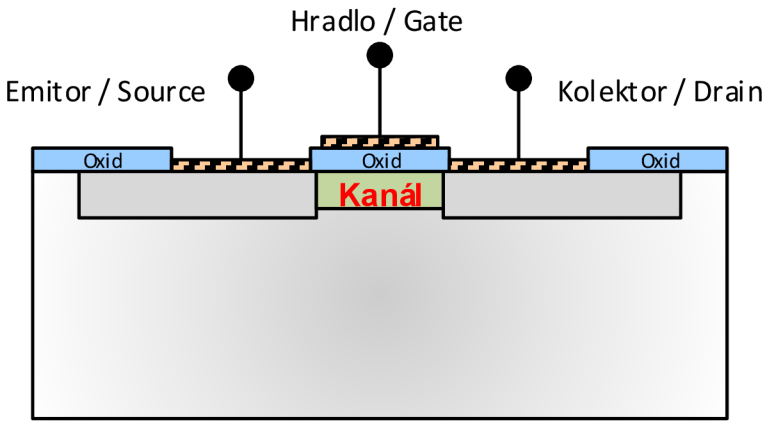
4.1.1 Ideální struktura tranzistoru MOSFET

Ideální struktura tranzistoru MOSFET je tvořena řídící elektrodou označovanou jako hradlo, z ideálního izolantu, který neobsahuje volné nosiče náboje a z homogenně dotovaného polovodiče. V oxidu ani na rozhraní oxidu s polovodičem nejsou žádná nabitá centra a povrchové stavy. Zkoumané vzorky tranzistorů MOSFET patří do velké skupiny unipolárních tranzistorů řízené polem, viz obr. 4.1.



Obr. 4.1. Základní rozdělení tranzistorů řízených polem

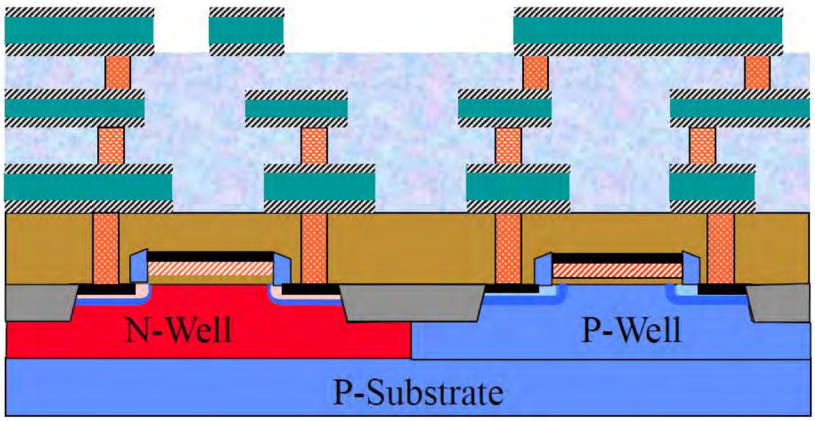
Unipolární tranzistor je v základním složení třípólová polovodičová součástka, kde vodivost kanálu mezi kolektorem a emitorem je řízena přiloženým napětím na hradlo [46]. Tranzistor MOSFET může mít ještě jednu elektrodu připojenou na substrát, a tím také řídit proud kanálem podobně jako hradlová elektroda, ovšem se zřetelně menší strmostí. Na obr. 4.2 je ukázka typické struktury tranzistoru MOSFET.



Obr. 4.2. Zjednodušená základní struktura tranzistoru MOSFET

4.1.2 Výrobní technologie tranzistoru MOSFET

Téměř všechny tranzistory MOSFET jsou vyráběny z jednoho typu polovodiče křemíku Si, germania Ge nebo arsenidu galia GaAs. Oxidové a izolační vrstvy jsou složeny z oxidu křemičitého SiO_2, nitridu křemičitého Si_3N_4 nebo oxidu hlinitého Al_2O_3. Nejzákladnější složení je ovšem kombinace vrstev oxidu křemičitého SiO_2 a čistého křemíku Si. Nejpoužívanějším způsobem výroby monokrystalů křemíku je růst krystalizací taveniny na monokrystalickém zárodku. Na obr. 4.3 je vnitřní uspořádání tranzistorů MOSFET na společném substrátu typu P. Tímto uspořádáním se umístí na jednu křemíkovou destičku o velikosti přibližně 2,5 × 2,5 cm^2 daleko více tranzistorů.



Obr. 4.3. Vnitřní uspořádání tranzistorů MOSFET na společném substrátu typu P

Při výrobě polovodičových čipů se jako základní stavební prvek využívá polovodičová destička, do jejíhož objemu se vytvoří vlastní struktura. Povrch čipu je chráněn oxidovou vrstvou, na které jsou umístěny vodivé kontakty pro připojení čipu do obvodu. Používají se především následující technologické operace:

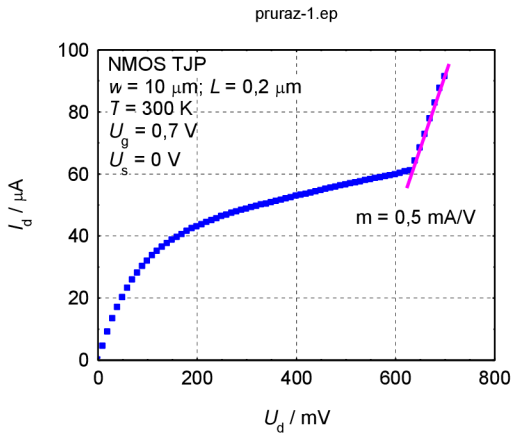
- epitaxe - vytvoření definovaných polovodičových vrstev s vodivostí typu P nebo N,
- oxidace - vytvoření izolačních, ochranných, pasivačních a dielektrických vrstev,
- difúze - dotování polovodičových materiálů, vytváření PN přechodů,
- iontová implantace - velmi přesné dotování a vytváření PN přechodů,

- litografie - vytváření masek pro dosažení požadované struktury na čipu,
- naprašování a vakuové napařování - vytváření vodivé sítě a kontaktů.

Jedním z určujících parametrů hodnotících příslušnou technologii používanou při výrobě polovodičových čipů je litografické rozlišení, které vyjadřuje nejmenší možný rozměr mezi spojnicí a mezerou, jenž je možné využít při realizaci polovodičové struktury.

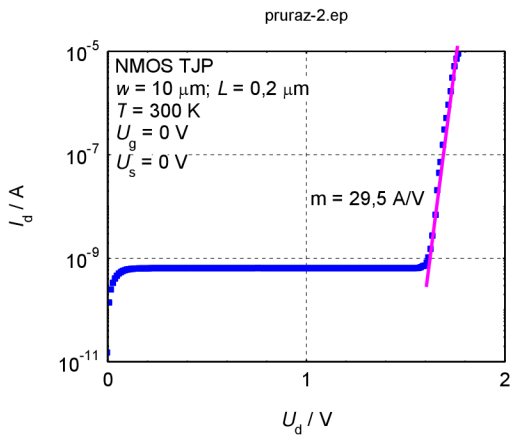
4.1.3 Průraz kanálu tranzistorů MOSFET

U tranzistorů MOSFET, stejně jako u jiných polovodičových součástek, může docházet k průrazům polovodičového přechodu PN, a tím tak k celkové destrukci součástky a možná i celého obvodu. Dochází k tomu např. vlivem příliš velikého elektrického pole mezi kolektorem a emitorem a příliš velikého proudu tekoucí kanálem. Tomuto průrazu se říká tzv. měkký průraz. Na obr. 4.4 je ukázka měkkého průrazu, který se mi podařil naměřit na vzorku tranzistoru MOSFET TJP s kanálem typu N o rozměrech w = 10 μm a L = 0,2 μm. Na hradle bylo konstantní napětí U_g = 0,7 V, konstantní napětí na substrátu U_s = 0 V a teplota T = 300 K. Nad 600 mV napětí na kanále se projevil měkký průraz se směrnicí m = 0,5 mA/V. Při lavinovém násobení nosičů náboje elektronů respektive děr, vznikají páry elektron-díra. K tomuto průrazu dochází tedy při nadměrném zatížení tranzistorů MOSFET v otevřeném stavu.



Obr. 4.4. Měkký průraz tranzistoru MOSFET TJP s kanálem typu N

Průraz může nastat, i pokud je tranzistor MOSFET uzavřený, tzn. bez vnějšího elektrického pole mezi kolektorem a emitorem. Kanálem tedy neprotéká téměř žádný proud. Ukázka takového průrazu je na obr. 4.5, kde na tranzistoru MOSFET TJP s kanálem typu N o rozměrech w = 10 μm a L = 0,2 μm. Na hradle bylo konstantní napětí U_g = 0 V, konstantní napětí na substrátu U_s = 0 V a teplota T = 300 K. Nad 1,6 V napětí na kanále se projevil destruktivní průraz, který roste se strmostí m = 29,5 A/V.



Obr. 4.5. Destruktivní průraz tranzistoru MOSFET TJP s kanálem typu N

Při překročení maximálního napětí mezi kolektorem a emitorem se prorazí PN přechod mezi kolektorem a substrátem. Ve výstupní ampér-voltové charakteristice strmě, téměř okamžitě vzroste proud.

Dalším a velmi důležitým průrazem je průraz dielektrika pod hradlem, tzv. průraz hradla vlivem náhlého a krátkodobého elektrostatického výboje ESD. K průrazu hradla stačí náboj v řádech 10 Coulombů, tím se překročí elektrická pevnost dielektrika, která je řádově MV/m a hradlo se trvale propojí se substrátem. Takto lze tranzistor MOSFET prorazit i nábojem vzniklým při neopatrné manipulaci nebo dotykem lidské ruky apod. V moderních CMOS technologiích se hradla vstupních tranzistorů chrání rychlými diodami pro svod elektrostatických výbojů. U submikronových tranzistorů MOSFET může docházet i ke stykovému průrazu, který nemusí vždy končit trvalým průrazem. V naší laboratoři používám při manipulaci a k upevňování vzorků citlivých proti elektrostatickým výbojům ESD testovací stanici. Ta se skládá z elektronického testeru, který dokáže zajistit a vizuálně i zvukově ověřit přímé spojení člověka s kostrou přístrojů, a tím ho připojit na stejný potenciál. Ukázka ESD testovací stanice je na obr. 4.6. K tomu slouží i pásky na ruku a v některých případech se může využít elektrostatická podložka.

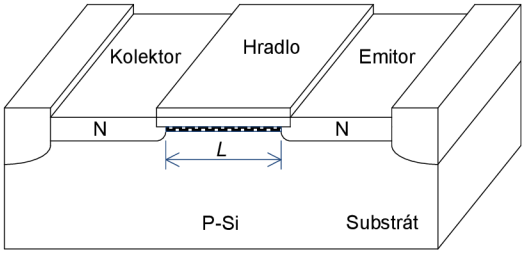
Obr. 4.6. ESD testovací stanice

Obr. 4.7. Elektrostatické pinzety

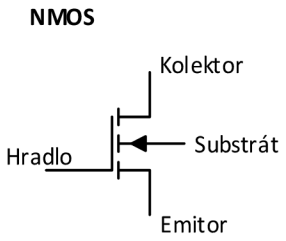
Při manipulaci se vzorky submikronových tranzistorů MOSFET, které jsou zvláště citlivé proti ESD, jsem výhradně používal elektrostatické pinzety (viz obr. 4.7).

4.2 Základní rozdělení tranzistorů MOSFET

Je více možností jak kategorizovat tranzistory MOSFET. První a nejdůležitější je typ polovodičového kanálu. Kanál může být vodivosti typu N nebo P. Existuje buď při nulovém napětí na hradle, anebo vznikne až při určité velikosti napětí na hradle. Toto napětí na hradle se nazývá prahové napětí označované jako U_p. Na obr. 4.8 je vnitřní uspořádání tranzistoru MOSFET s kanálem typu N a na obr. 4.9 je jeho schematická značka.

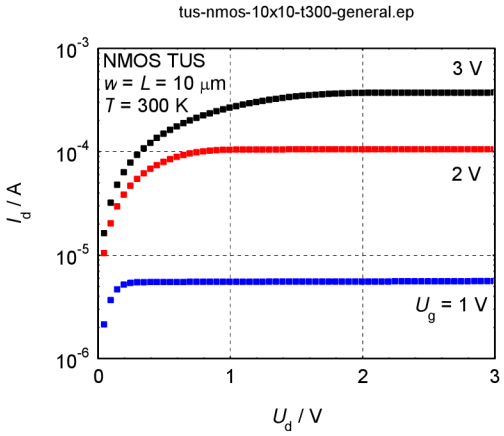


Obr. 4.8. Vnitřní uspořádání tranzistoru MOSFET s kanálem typu N

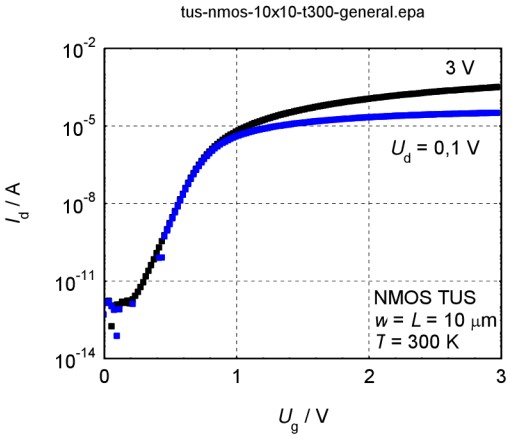


Obr. 4.9. Schematická značka tranzistoru MOSFET s kanálem typu N

Na obr. 4.10 jsou typické výstupní charakteristiky tranzistoru MOSFET s kanálem typu N v závislosti na hradlovém napětí v rozsahu U_g = 1; 2 a 3 V a při teplotě T = 300 K. Napětí na substrátu bylo po celou dobu měření konstantní, a to U_s = 0 V.

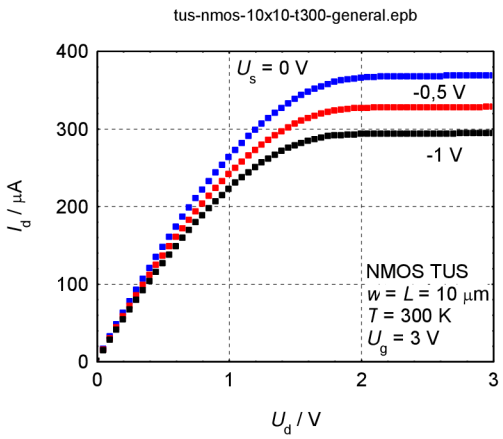


Obr. 4.10. Výstupní charakteristiky tranzistoru MOSFET s kanálem typu N



Obr. 4.11. Převodní charakteristiky tranzistoru MOSFET s kanálem typu N

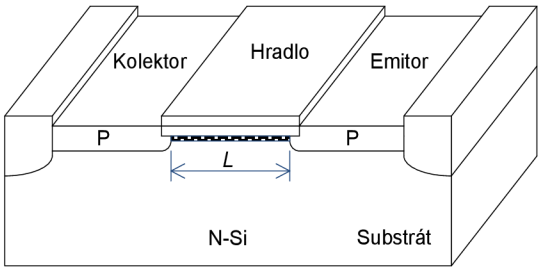
Na obr. 4.11 jsou typické převodní charakteristiky tranzistoru MOSFET s kanálem typu N v závislosti na kolektorovém napětí v rozsahu U_d = 0,1 a 3 V a při teplotě T = 300 K. Napětí na substrátu bylo po celou dobu měření konstantní, a to U_s = 0 V. Na obr. 4.12 jsou výstupní charakteristiky tranzistoru MOSFET s kanálem typu N pro tři různá napětí na substrátu U_s = 0; -0,5 a -1 V. Napětí na hradle bylo U_g = 3 V a teplota T = 300 K.



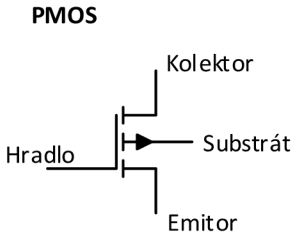
Obr. 4.12. Výstupní charakteristiky tranzistoru MOSFET s kanálem typu N v závislosti na napětí substrátu

V tranzistorech s kanálem typu N pro přenos proudu slouží záporně nabité elektrony. S rostoucím kladným napětím na hradle U_g se výrazně zvyšuje proud kanálem I_d při konstantním napětím na substrátu U_s.

V tranzistorech s kanálem typu P se naopak pro vedení proudu uplatňují kladně nabité díry a jejich koncentrace v kanálu se řídí přivedením záporného napětí na hradlo. Na obr. 4.13 je vnitřní uspořádání tranzistoru MOSFET s kanálem typu N a na obr. 4.14 je jeho schematická značka.

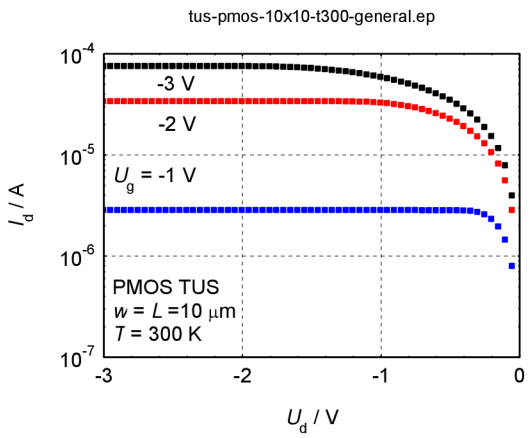


Obr. 4.13. Vnitřní uspořádání tranzistoru MOSFET s kanálem typu P

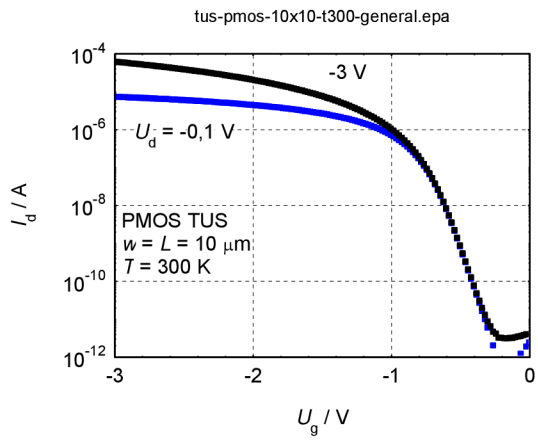


Obr. 4.14. Schematická značka tranzistoru MOSFET s kanálem typu P

Pro možnost zobrazit osu y v logaritmickém měřítku, jsou hodnoty proudů v kanálu I_d převedeny do absolutních hodnot a vyneseny do grafů. Na obr. 4.15 jsou typické výstupní charakteristiky tranzistoru MOSFET s kanálem typu P v závislosti na hradlovém napětí v rozsahu U_g = -1; -2 a -3 V a při teplotě T = 300 K. Napětí na substrátu bylo po celou dobu měření konstantní, a to U_s = 0 V.



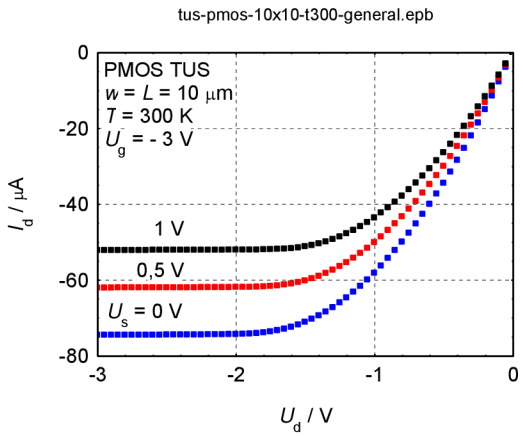
Obr. 4.15. Výstupní charakteristiky tranzistoru MOSFET s kanálem typu P



Obr. 4.16. Převodní charakteristiky tranzistoru MOSFET s kanálem typu P

Na obr. 4.16 jsou typické převodní charakteristiky tranzistoru MOSFET s kanálem typu N v závislosti na kolektorovém napětí v rozsahu U_d = -0,1 a -3 V a při teplotě T = 300 K. Napětí na substrátu bylo po celou dobu měření konstantní, a to U_s = 0 V. S rostoucím záporným napětím na hradle U_g se nám výrazně zvyšuje proud kanálem I_d při konstantním napětím na substrátu U_s.

Na obr. 4.17 jsou výstupní charakteristiky tranzistoru MOSFET s kanálem typu P pro tři různá napětí na substrátu U_s = 0; 0,5 a 1 V. Napětí na hradle bylo U_g = -3 V a teplota T = 300 K.



Obr. 4.17. Výstupní charakteristiky tranzistoru MOSFET s kanálem typu P v závislosti na napětí substrátu

Oba typy tranzistorů s vodivým kanálem typu N i P mají délku kanálu o velikosti L, která je daná použitou výrobní technologií.

4.3 Transport náboje kanálem ve struktuře MOSFET

V této podkapitole provedu důkladnou analýzu fluktuace proudu v kanálu tranzistorů MOSFET, zejména těch submikronových. Vzhledem k malým rozměrům hradlové elektrody, nízké koncentraci elektronů a velmi malému napětí mezi kolektorem a emitorem je možné aktivovat pouze jednu past na rozhraní mezi oxidem a polovodičem. Podle Sze [47] je koncentrace nosičů náboje v kanálu dána vztahem

$$n(L) = n_0 \mathrm{e}^{-\beta U_\mathrm{d}}\,, \tag{4.1}$$

kde n_0 je koncentrace elektronů v blízkosti emitoru, β je konstanta a U_d je napětí na kanálu, typicky považováno za napětí mezi kolektorem a emitorem. Za splnění podmínky kontinuity v této MOS struktuře navrhnu model, ve kterém koncentrace nosičů náboje roste exponenciálně s velikostí napětí v blízkosti kanálu. Také zpřesním model popisující elektronově kvantový přechod mezi vodivostí kanálu a polohou aktivní pasti v izolované vrstvě hradlové elektrody. Odvozený model je možný navrhnout a popsat za následujících předpokladů:

1. Systém je v rovnovážném stavu, z toho plyne, že koncentrace elektronů nezávisí na čase $\partial_n / \partial_t = 0$.
2. Rovnice kontinuity pro driftovou proudovou hustotu elektronů div$\mathbf{J}_\mathrm{ndr}$ = 0 a pro difúzní proudovou hustotu div$\mathbf{J}_\mathrm{ndif}$ = 0 platí v celé délce kanálu.
3. Pohyblivost elektronů nezávisí na podélné intenzitě elektrického pole. V popisovaném modelu je napětí na kolektoru tak nízké, že je elektrické pole nižší, než je kritická hodnota intenzity E_cr = 2 MV/m [47].
4. Jednorozměrný model může být aplikován na základní parametry procesu zachycení náboje a jeho emisi.
5. Koncentrace elektronů podél kanálu klesá s rostoucí vzdáleností od emitoru, kde pozice bodu x = 0. Minimální hodnota koncentrace elektronů v blízkosti kolektoru je pro $x = L$, kde L je délka kanálu. Vzhledem k tomu, že se domnívám podle (4.1), že koncentrace elektronů exponenciálně klesá s napětím podél celé délky kanálu, pak je koncentrace elektronů $n(x)$ v bodě x v kanálu dána vztahem

   $$n(x) = n_0 \mathrm{e}^{-\beta U(x)}\,, \tag{4.2}$$

   kde $U(x)$ je napětí bodu x v kanálu. Největší koncentrace elektronů se nachází v blízkosti emitoru, tedy $n(0)$ = 0. Pokles koncentrace elektronů $n(x)$ závisí na průběhu elektrického pole $\mathrm{d}U(x)/\mathrm{d}x$. Za účelem odvození časové konstanty τ_c v závislosti na proudu kanálem I_d pro konstantní hradlové napětí U_g, musím vzít v potaz dvě proměnné, a to koncentrace elektronů $n(x)$ a její gradient $\nabla n(x)$. Potom musím započítat do dalších výpočtů také obě složky proudu, driftovou a difúzní.

Časová konstanta zachycení je závislá na koncentraci elektronů, ale kvantitativně měřitelná je pomocí proudu a napětí v kanálu. Odvodím vztahy mezi koncentrací elektronů $n(x)$ na poloze v kanálu x a celkovým proudem v kanálu I_d. Tento celkový proud

se skládá ze dvou složek, a to z driftového a difúzního proudu. Nejprve musím začít s derivačními vztahy těchto dvou složek.

4.3.1 Vztah mezi driftovým a difúzním proudem

Budu derivovat vztah mezi driftovou a difúzní složkou proudu I_d tekoucí kanálem. Koncentrace elektronů $n(\mathbf{r})$ v kanálu je popsána v závislosti na pozici vektoru $\mathbf{r}(x, y, z)$ a dána vztahem

$$n(\mathbf{r}) = n_0 \mathrm{e}^{-\beta U(\mathbf{r})}, \tag{4.3}$$

kde $U(\mathbf{r})$ je napětí v kanálu. Předpokládám, že po celém kanálu je hodnota β konstantní.

Pro submikronový tranzistor MOSFET s kanálem typu N je celková proudová hustota $\mathbf{J}_T(\mathbf{r})$ dána vztahem

$$\mathbf{J}_T(\mathbf{r}) = \mathbf{J}_{\mathrm{drift}} + \mathbf{J}_{\mathrm{dif}} = e\mu_n n(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}) + eD_n \nabla n(\mathbf{r}), \tag{4.4}$$

kde e je elementární náboj, μ_n je pohyblivost elektronů, $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ je intenzita elektrického pole a D_n je difúzní konstanta. Driftová proudová hustota je pak dána vztahem

$$\mathbf{J}_{\mathrm{drift}} = -e\mu_n n(\mathbf{r}) \nabla U(\mathbf{r}) \tag{4.5}$$

a difúzní proudová hustota může být vyjádřena podle vztahu (4.3) jako

$$\mathbf{J}_{\mathrm{dif}} = -e\mu_n \left(\frac{\beta D_n}{\mu_n} \right) n(\mathbf{r}) \nabla U(\mathbf{r}). \tag{4.6}$$

Pomocí předchozího odvození dostávám vztah mezi driftovou a difúzní proudovou hustotou

$$\frac{\mathbf{J}_{\mathrm{drift}}}{\mathbf{J}_{\mathrm{dif}}} = \frac{\mu_n}{D_n} \frac{1}{\beta} = \frac{\beta_0}{\beta}. \tag{4.7}$$

Vztah mezi driftovou a difúzní proudovou hustotou je konstantní po celé délce kanálu. V jednorozměrném poli vztah mezi driftovou a difúzní proudovou hustotou nezávisí na souřadnici bodu x. Ve speciálním případu pro $\beta = \beta_0 = e/kT$ a použití Einsteinovské relace mezi pohyblivostí elektronů μ_n a difúzní konstantou D_n tak, že $\mu_n = \beta D_n$, dostávám poměr mezi driftovou a difúzní proudovou hodnotou $\mathbf{J}_{\mathrm{drift}} / \mathbf{J}_{\mathrm{dif}} = 1$. V tomto bodě je nezbytné zahrnout předpoklad autorů [48] až [50], že pro nízké hodnoty napětí v kanálu mohou být složky driftového proudu zanedbatelné ve srovnání se složkami difúzního proudu.

4.3.2 Hustota elektronů a proud v kanálu

Jeden z nejdůležitějších parametrů v tranzistorech MOSFET je celkový proud I_d tekoucí kanálem. Tento proud může být získán integrací celkové proudové hustoty $\mathbf{J}_T(\mathbf{r})$ z rovnice (4.4) podél plochy A kanálu

$$I_d = \int_A \mathbf{J}_T(\mathbf{r}) \mathrm{d}S, \tag{4.8}$$

kde dS je elementární plocha průřezu kanálu. Z proudové kontinuity vyplývá, že hodnota celkového proudu je konstantní po celé délce kanálu. Celková proudová hustota v jednorozměrném poli podle vztahů (4.4) až (4.6) je dána

$$\mathbf{J}_{\mathrm{T}}(x) = -e\mu_{\mathrm{n}}\gamma n(x)\frac{\mathrm{d}U(x)}{\mathrm{d}x}, \tag{4.9}$$

kde $\gamma = 1 + \mu_{\mathrm{n}}/\beta D_{\mathrm{n}}$. Potom celkový proud kanálem vychází

$$I_{\mathrm{d}} = G_0\gamma L\mathrm{e}^{-\beta U(x)\frac{\mathrm{d}U(x)}{\mathrm{d}x}}, \tag{4.10}$$

kde G_0 je vodivost kanálu dána vztahem

$$G_0 = \frac{Ae\mu_{\mathrm{n}}n_0}{L}. \tag{4.11}$$

Vodivost G_0 je reprezentována driftovou vodivostí v kanálu pro napětí na kanálu blížící se k nule $U_{\mathrm{d}} \to 0$.

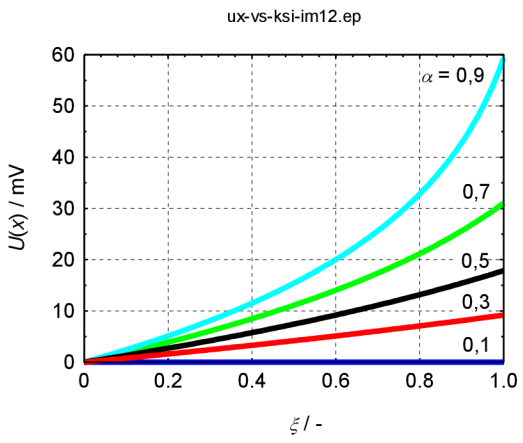
Napětí $U(x)$ v bodě x v kanálu může být podle vztahu (4.10) vyřešeno pomocí diferenciální rovnice

$$\mathrm{e}^{-\beta U(x)}\frac{\mathrm{d}U(x)}{\mathrm{d}x} = \frac{I_{\mathrm{d}}}{G_0\gamma L}. \tag{4.12}$$

Pro normalizovanou pozici v kanálu $\xi = x/L$ dostanu

$$U(x) = \frac{1}{\beta}\ln\left(\frac{1}{\dfrac{1 - xI_{\mathrm{d}}}{LI_{\mathrm{d0}}}}\right) = \frac{1}{\beta}\ln\left(\frac{1}{(1-\xi)\dfrac{I_{\mathrm{d}}}{I_{\mathrm{d0}}}}\right), \tag{4.13}$$

kde $I_{d0} = G_0\gamma/\beta$. Na obr. 4.18 je znázorněné rozložení napětí $U(x)$ podél kanálu tranzistoru MOSFET pro různé hodnoty normalizovaného proudu $\alpha = I_{\mathrm{d}}/I_{\mathrm{d0}}$.

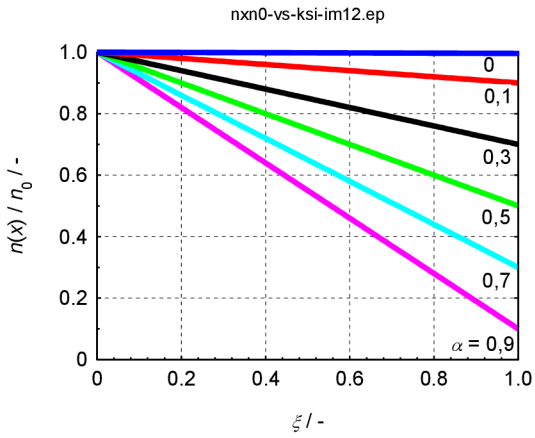


Obr. 4.18. Graf závislosti napětí $U(x)$ na normalizované pozici v kanálu x/L pro různé hodnoty normalizovaného proudu $\alpha = I_\mathrm{d}/I_\mathrm{d0}$

Vztah mezi koncentrací elektronů $n(x)$ a proudem v kanálu I_d vychází z rovnic (4.2) a (4.13). Z těchto vztahů se získá

$$n(x) = n_0 \mathrm{e}^{-\beta U(x)} = n_0 (1-\xi) \frac{I_\mathrm{d}}{I_\mathrm{d0}} \,. \tag{4.14}$$

Koncentrace elektronů $n(x)$ v bodě x v kanálu klesá se vzrůstajícím proudem I_d tekoucí kanálem. Pro nízké napětí na kanálu je tato funkce téměř lineární, viz obr. 4.19.



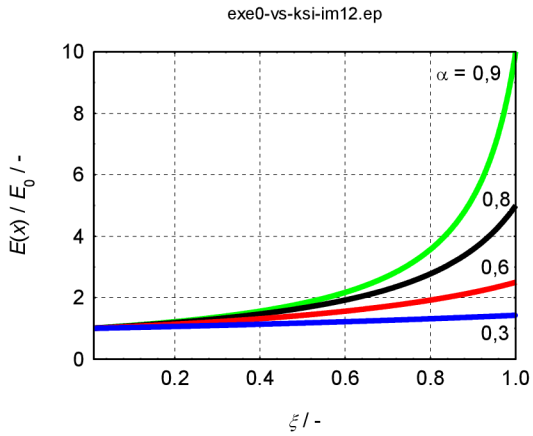
Obr. 4.19. Graf závislosti normalizované koncentrace elektronů $n(x)/n_0$ na normalizované pozici v kanálu x/L pro různé hodnoty poměru proudů $\alpha = I_\mathrm{d}/I_\mathrm{d0}$

Vztah pro intenzitu elektrického pole v kanálu v bodě x vychází z rovnic (4.10) až (4.13) a dostávám

$$E(x) = \frac{\mathrm{d}U(x)}{\mathrm{d}x} = \frac{E_0}{(1-\xi)\dfrac{I_\mathrm{d}}{I_\mathrm{d0}}} \,, \tag{4.15}$$

kde $E_0 = I_\mathrm{d}/G_0 \gamma L$. Intenzita elektrického pole v blízkosti emitoru, tzn. pro $x = 0$ je dána hodnotou $E_0 = I_\mathrm{d}/G_0 \gamma L$ a je přímo úměrná proudu v kanálu a nepřímo úměrná

vodivosti kanálu. Intenzita elektrického pole roste se vzdáleností od emitoru a nabývá své maximální hodnoty na konci kanálu u kolektoru pro $x = L$. Intenzita elektrického pole v blízkosti kolektoru je přibližně o jeden řád vyšší než u emitoru pro $\alpha = 0{,}9$ viz obr. 4.20.



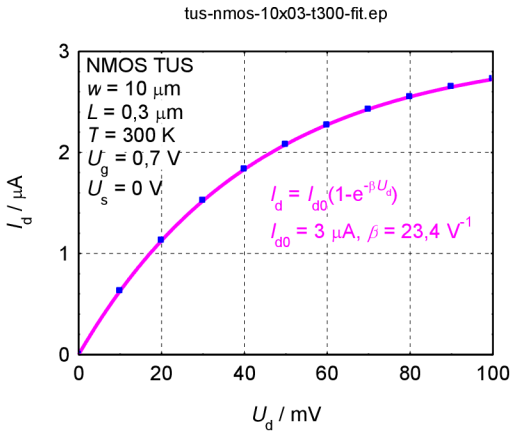
Obr. 4.20. Graf závislosti intenzity elektrického pole na normalizované pozici v kanálu x/L pro různé hodnoty poměru proudů $\alpha = I_d/I_{d0}$

Proud v kanálu I_d je exponenciální funkcí napětí na kanálu U_d pro konstantní napětí na hradle U_g tranzistoru MOSFET. Z rovnice (4.10) dostávám

$$I_d = I_{d0}\left(1 - e^{-\beta U_d}\right), \tag{4.16}$$

kde $I_{d0} = \gamma G_0/\beta$. Na obr. 4.21 je výstupní ampér-voltová charakteristika, tzn. závislost proudu tekoucí kanálem I_d na kanálovém napětí U_d pro konstantní hradlové napětí $U_g = 0{,}7$ V a pro teplotu $T = 300$ K. Tato závislost byla naměřena na submikronovém tranzistoru MOSFET s kanálem typu N o délce $L = 0{,}3$ µm.

Proložením této charakteristiky odvozenou rovnicí podle (4.16) dostávám hodnoty pro parametr $I_{d0} = 3$ µA a součinitel $\beta = 23{,}4$ V^{-1}.



Obr. 4.21. Výstupní ampér-voltová charakteristika submikronového tranzistoru MOSFET TUS s kanálem typu N a výslednými parametry

4.3.3 Závislost časové konstanty zachycení na proudu v kanále

Časová konstanta zachycení τ_c závisí na koncentraci elektronů n_{xT} blízko aktivní pasti a platí pro ni tento vztah

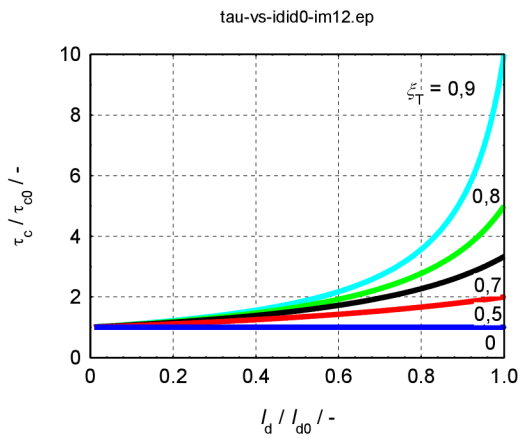
$$\tau_c = \frac{1}{\sigma \upsilon_T n_{xT}}, \tag{4.17}$$

kde σ je efektivní průřez pasti a υ_T je tepelná rychlost. Podle rovnice (4.14) může být časová konstanta zachycení dána vztahem

$$\tau_c = \frac{\tau_{c0}}{(1-\xi_T)\frac{I_d}{I_{d0}}}, \tag{4.18}$$

kde $\tau_{c0} = 1/\sigma \upsilon_T n_0$, $\xi_T = x_T/L$ a x_T je pozice aktivní pasti v kanálu.

Časová konstanta zachycení τ_c pro danou hodnotu proudu v kanále závisí na pozici pasti x_T v daném kanálu. Své maximální hodnoty dosahuje v blízkosti kolektoru při konstantním hradlovém napětí a proměnlivém napětí na kanálu. Na obr. 4.22 je normalizovaná časová konstanta zachycení τ_c/τ_{c0} v závislosti na normalizované hodnotě proudu v kanálu I_d/I_{d0} pro rozdílné hodnoty pozice pasti $\xi_T = x_T/L$.

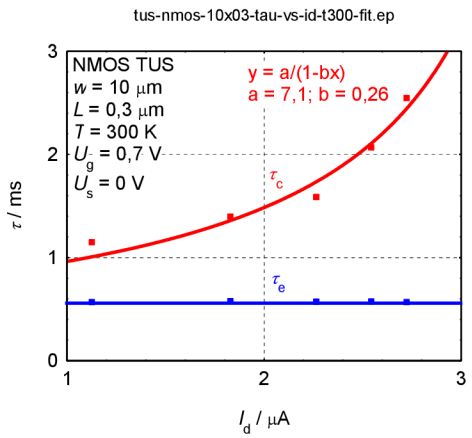


Obr. 4.22. Graf závislosti normalizované hodnoty časové konstanty τ_c/τ_{c0} na normalizované hodnotě proudu v kanálu I_d/I_{d0} pro různé pozice pasti x_T/L

Aby bylo možné analyzovat naměřené hodnoty šumových signálů časových konstant zachycení na aktivní pasti v závislosti na proudu v kanálu, definuje se konstanta *b*, která je dána vztahem

$$b = \frac{\xi_T}{I_{d0}}. \tag{4.19}$$

Konstanta *b* se získá proložením časových konstant zachycení na aktivní pasti pro různé napětí na kanálu, jak je znázorněno na obr. 4.23.



Obr. 4.23. Závislost časových konstant zachycení a emise na proudu v kanálu tranzistoru MOSFET TUS s kanálem typu N

Z této konstanty b a parametru I_{d0} lze vypočítat podle (4.19) relativní pozici $\xi_T = 0{,}78$ aktivní pasti pro elektrické pole nižší, než je jeho kritická hodnota. Aktivní past je závislá na teplotě a předpokládá se, že se podél kanálu nachází víc, než jedna aktivní past. Aktivní past je většinou pozorována v blízkosti kolektoru, kde je koncentrace nosičů náboje nižší v porovnání s emitorem.

Závěrem lze říci, že koncentrace nosičů náboje není konstantní po celé délce kanálu, ale klesá se vzdáleností od emitoru ke kolektoru. Proud tekoucí kanálem se skládá ze dvou složek, a to z driftové a difúzní složky proudu. Driftová složka proudu je výsledkem poklesu rozdílu potenciálu mezi emitorem a kolektorem. Difúzní složka proudu se vztahuje ke gradientu koncentrace nosičů náboje. Obě složky proudu jsou konstantní podél celé délky kanálu pro případ, že generačně-rekombinační proces je v kanálu zanedbán. Intenzita elektrického pole roste od emitoru ke kolektoru a dosahuje své maximální hodnoty v místě kolektoru pro $x = L$. Elektrické pole v blízkosti kolektoru pro $\alpha = I_d / I_{d0} = 0{,}9$ je přibližně o řád vyšší, než u emitoru.

Na základě závislosti koncentrace elektronů $n(x)$ na pozici v kanálu byla určena podélná poloha aktivní pasti. Časová doba zachycení τ_c se zvyšuje s rostoucím proudem v kanálu pro různé napětí na kolektoru a při konstantním napětí na hradle a konstantní teplotě.

4.4 Analýza RTS šumu v tranzistorech MOSFET

V posledních přibližně čtyřiceti letech je předmětem intenzivního výzkumu RTS šum objevující se v elektronických zařízeních. Někdy bývá označován i jako tzv. burst, přeloženo jako praskající šum. Při neustálém zmenšování rozměrů elektronických součástek se RTS šum stává čím dál tím víc dominantnějším jevem, který přináší častá omezení použitelnosti v analogových nebo digitálních elektronických obvodech [51] až [53].

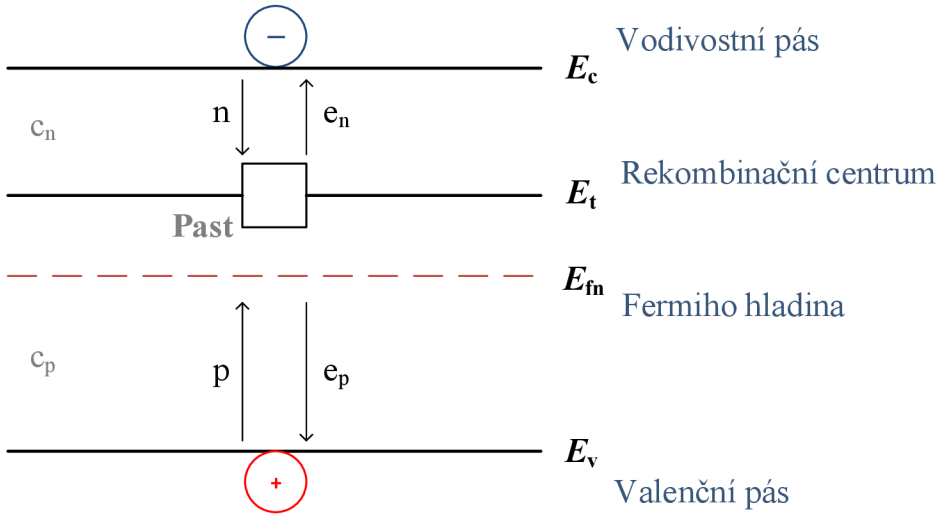
RTS šum se objevuje v PN přechodech, kde jsou jeho zdrojem defekty v blízkosti rozhraní samotného přechodu. V submikronových tranzistorech MOSFET je diskrétní modulací kanálového proudu způsobeném zachycováním emisí nosičů náboje z kanálu.

Kanálová oblast je menší než 1 μm^2 a při takovéto velikosti místo tradičního šumu typu $1/f$ vzniká RTS šum.

Důležitým dílčím cílem této práce je v následujících podkapitolách detailně popsat a analyzovat RTS šum a doby zachycení a emise pro jednotlivé defekty.

4.4.1 Stochastický model impulsního šumu jako dvourozměrného generačně-rekombinačního procesu

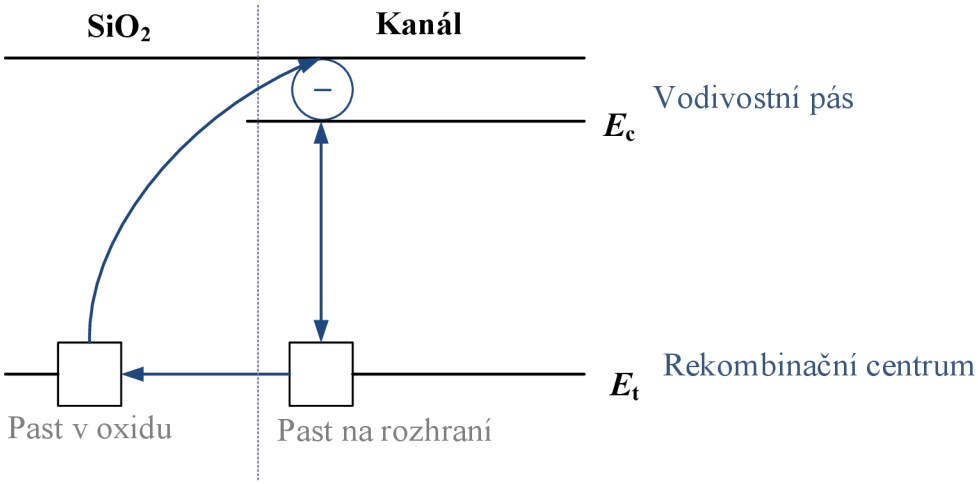
V této podkapitole rozeberu stochastický model impulsního šumu vznikajícího generačně-rekombinačním procesem. Vycházím za předpokladu, že impulsní šum je způsoben výměnou nosičů mezi rekombinačním centrem a vodivostním pásem a dále mezi rekombinačním centrem a valenčním pásem, jak je schematicky uvedeno na obr. 4.24.



Obr. 4.24. Kvantové přechody nosičů náboje mezi rekombinačním centrem a vodivostním pásem a dále mezi rekombinačním centrem a valenčním pásem náhodného procesu $X(t)$

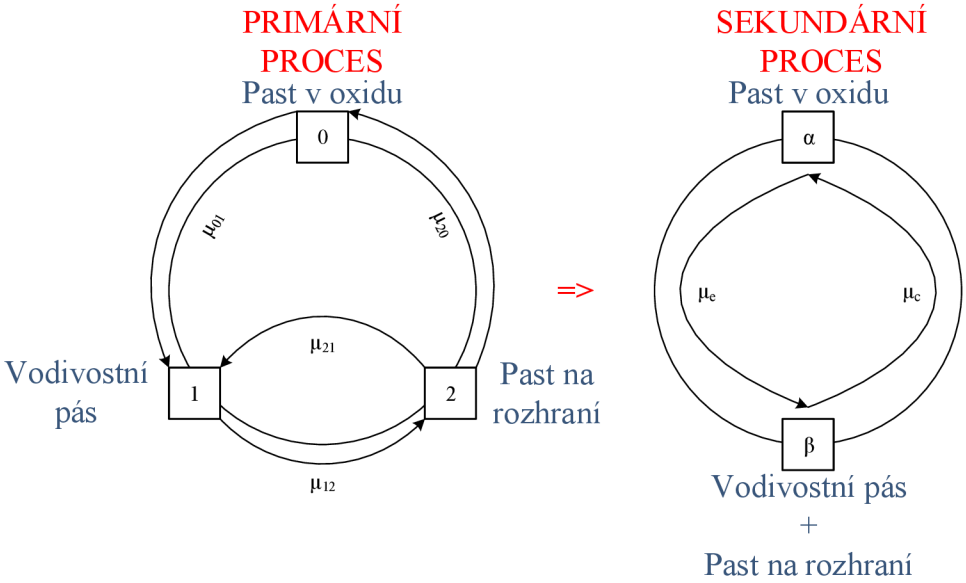
Další případ, který pak zahrnuje tento model, je impulsní šum vznikající prostřednictvím poruchy, jejíž proud je ovládán tří nábojovou pastí, vyměňující si nosiče pouze s jedním pásem.

Konečně do této skupiny ještě patří model vzniku RTS šumu v tranzistorech MOSFET. V tomto případě vzniká třístavový proces výměnou elektronů mezi kanálem a pastí v oxidu, a to kvantovým přechodem elektronu vodivostního pásu na past na rozhraní mezi kanálem a oxidem a dále tunelováním na past v oxidu. Emise elektronu z pasti v oxidu pak probíhá opačnou cestou přes past na rozhraní mezi kanálem a oxidem zpět do vodivostního pásu nebo přímo termionickou emisí z pasti v oxidu do vodivostního pásu místo přechodu přes past na rozhraní mezi kanálem a oxidem. Schematicky je tento model uveden na obr. 4.25.



Obr. 4.25. Kvantové přechody elektronu mezi pastí v oxidu a vodivostním pásem

Primární proces $X(t)$ je v tomto případě třístavový a lze ho popsat dvourozměrným markovským procesem. Sekundární proces $Y(t)$ je dvoustavový a to proto, že poruchou neteče proud při obsazení pasti elektronem z vodivostního pásu nebo emisí díry z pasti do valenčního pásu. V případě tří nábojové pasti potom neteče proud při obsazení pasti jedním nebo dvěma elektrony. Konečně v modelu podle obr. 4.26 má proud minimální hodnotu v případě, že past je obsazena elektronem. Primární proces $X(t)$ má dva stavy.



Obr. 4.26. Schéma přechodů třístavového primárního procesu a sekundárního dvoustavového modelu

Z předchozího modelu je zřejmé, že dva stavy procesu $X(t)$ se zobrazují na jeden stav sekundárního procesu $Y(t)$. Za těchto předpokladů lze odvodit absolutní rozdělení pravděpodobnosti procesu $Y(t)$, rozdělení dob setrvání v těchto stavech a další statistické charakteristiky. Rozbor tohoto modelu a jeho aplikace jsou uvedeny v těchto publikacích [54] až [56].

4.4.1.1 Absolutní rozdělení pravděpodobnosti

Impulsní šum se považuje za stochastický proces se spojitým parametrem $t \in R = <0, \infty)$, který má význam času. Náhodný děj charakterizující impulsní šum má dva stavy. Ve stavu α proud prochází a ve stavu β proud neprochází. Tento proces se může označit Y(t) a množinu jeho stavů $M = (\alpha, \beta)$.

Na základě fyzikálního rozboru se dá předpokládat, že proces Y(t) můžu považovat za funkci primárního procesu $X(t)$, který je markovským procesem se spojitým časem $t \in R$ a se třemi stavy, odpovídající třem nábojovým stavům mikroskopické poruchy ovládající hodnotu proudu. Stav primárního procesu lze zobrazit na množinu $I = (0,1,2)$. O procesu $X(t)$ se dá předpokládat, že je stacionární s konstantními intenzitami přechodu $\mu_{ij}(i, j = 0,1,2)$.

Jestliže sekundární proces $Y(t)$ je takovou funkcí primárního procesu $X(t)$, že platí

$$\begin{aligned} Y(t) &= \alpha \text{ pro } X(t) = 0, \\ Y(t) &= \beta \text{ pro } X(t) = 1 \text{ nebo } 2, \end{aligned} \tag{4.20}$$

pak lze stanovit zákon rozdělení procesu $Y(t)$ a jeho další charakteristiky.

Stanovím absolutní rozdělení pravděpodobnosti procesu $Y(t)$. Vyjdu přitom z absolutního rozdělení primárního procesu $X(t)$, které označím $\{\Pi_i(t) : i \in I\}$ pro $t \in R$.

Jestliže $\Pi_i(t)$ splňuje podmínku

$$\Pi_i(t) = P\{X(t) = i\} \text{ pro } i \in I, \tag{4.21}$$

pak vzhledem ke stacionárnosti procesu $X(t)$ je

$$\Pi_i(t) = \Pi_i(0) = \Pi_i \tag{4.22}$$

a můžou se určit z Kolmogorových diferenciálních rovnic

$$\frac{\mathrm{d}\Pi_i(t)}{\mathrm{d}t} = \sum_{j \in I} \Pi_i \mu_{ji}, \tag{4.23}$$

v nichž

$$\frac{\mathrm{d}\Pi_i(t)}{\mathrm{d}t} = 0 \tag{4.24}$$

a

$$\mu_{ii} = -\mu_i = \sum_{\substack{j \in I \\ j \neq i}} \mu_{ij}, \tag{4.25}$$

jak plyne z předchozího rozboru.

Obdobně se pak získá

$$
\begin{aligned}
-\mu_0 \Pi_0 + \mu_{10} \Pi_1 + \mu_{20} \Pi_2 &= 0, \\
\mu_{01} \Pi_0 - \mu_1 \Pi_1 + \mu_{21} \Pi_2 &= 0, \\
\mu_{02} \Pi_0 + \mu_{12} \Pi_1 - \mu_2 \Pi_2 &= 0.
\end{aligned}
\tag{4.26}
$$

Vzhledem k (2.15) a (2.16) jsou rovnice (4.26) lineárně nezávislé. Další podmínka kladená na absolutní pravděpodobnost je

$$
\sum_{i \in I} \Pi_i = 1. \tag{4.27}
$$

Potom se dostane

$$
\begin{aligned}
\Pi_0 &= \left[1 + \frac{\mu_0\mu_1 + \mu_0\mu_2 - \mu_{01}\mu_{10} - \mu_{02}\mu_{20}}{\mu_1\mu_2 - \mu_{12}\mu_{21}} \right], \\
\Pi_1 &= \left[1 + \frac{\mu_0\mu_1 + \mu_1\mu_2 - \mu_{01}\mu_{10} - \mu_{12}\mu_{21}}{\mu_0\mu_2 - \mu_{02}\mu_{20}} \right], \\
\Pi_2 &= \left[1 + \frac{\mu_0\mu_2 + \mu_1\mu_2 - \mu_{02}\mu_{20} - \mu_{12}\mu_{21}}{\mu_0\mu_1 - \mu_{01}\mu_{10}} \right].
\end{aligned}
\tag{4.28}
$$

Absolutní rozdělení pravděpodobnosti pro sekundární proces $Y(t)$ definované jako $\Pi_i(t) = P\{Y(t) = i\}$ pro $i \in M$ je potom

$$
\begin{aligned}
\Pi_\alpha &= \Pi_0, \\
\Pi_\beta &= \Pi_1 + \Pi_2 = 1 - \Pi_\alpha.
\end{aligned}
\tag{4.29}
$$

Proces $Y(t)$ je stacionární proces, který ovšem není totožný s homogenním markovským procesem se dvěma stavy a s maticí intenzit přechodu

$$
\begin{bmatrix} \mu_{\alpha\alpha} & \mu_{\alpha\beta} \\ \mu_{\beta\alpha} & \mu_{\beta\beta} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\mu & \mu \\ \nu & -\nu \end{bmatrix}, \tag{4.30}
$$

kde

$$
\nu = \frac{\mu(\mu_1\mu_2 - \mu_{12}\mu_{21})}{(\mu_0\mu_2 - \mu_{02}\mu_{20}) + (\mu_0\mu_1 - \mu_{01}\mu_{10})}, \tag{4.31}
$$

i když tento proces má stejné absolutní rozdělení pravděpodobnosti

$$
\begin{aligned}
\Pi'_\alpha &= \left[1 + \frac{\mu}{\nu} \right]^{-1}, \\
\Pi'_\beta &= \left[1 + \frac{\nu}{\mu} \right]^{-1}.
\end{aligned}
\tag{4.32}
$$

Proces $Y(t)$ není obecně markovským procesem a od homogenního procesu se liší rozdělením doby setrvání ve stavu β.

4.4.1.2 Doba setrvání ve stavu β

Pro proces $X(t)$, který je homogenním markovským procesem, platí podle (2.23) až (2.26), že doba setrvání ve stavu i je náhodná proměnná a její distribuční funkce je dána vztahem

$$G_i = 1 - \mathrm{e}^{-\mu_i t}, \tag{4.33}$$

hustota pravděpodobnosti je

$$w_i(t) = \frac{\mathrm{d}G_i(t)}{\mathrm{d}t} = \mu_i \mathrm{e}^{-\mu_i t}. \tag{4.34}$$

Střední hodnota doby setrvání ve stavu $i \in I$ je

$$E\{\tau_i\} = \int_0^\infty t\mu_i \mathrm{e}^{-\mu_i t}\mathrm{d}t = \mu_i^{-1}. \tag{4.35}$$

Rozptyl doby setrvání ve stavu i je

$$D\{\tau_i\} = \int_0^\infty \left[t - \mu_i^{-1}\right]^2 \mu_i \mathrm{e}^{-\mu_i t}\mathrm{d}t = \mu_i^{-2}. \tag{4.36}$$

Pro rozdělení dob setrvání ve stavech $i \in M$ procesu $X(t)$ se získá

$$\begin{gathered} \tau_\alpha = \sup\{t : Y(s) = \alpha; 0 \le \mathrm{s} \le \mathrm{t}\} = \sup\{t : X(s) = 0; 0 \le \mathrm{s} \le \mathrm{t}\} = \tau_0, \\ \tau_\beta = \sup\{t : Y(s) = \beta; 0 \le \mathrm{s} \le \mathrm{t}\}, \end{gathered} \tag{4.37}$$

když v čase $t = 0$ je proces ve stavu β, je distribuční funkce

$$G_\alpha(t) = G_0(t) = 1 - \mathrm{e}^{-\mu_0 t} \text{ pro } t \in R \tag{4.38}$$

a hustota pravděpodobnosti

$$w_\alpha(t) = \mu_0 \mathrm{e}^{-\mu_0 t} \text{ pro } t \in R. \tag{4.39}$$

Aby se odvodilo rozdělení náhodné proměnné τ_β, označím

$$\begin{gathered} \varphi_1(s) = E\left[\mathrm{e}^{-s\tau_\beta} \mid X(0) = 1\right], \\ \varphi_2(s) = E\left[\mathrm{e}^{-s\tau_\beta} \mid X(0) = 2\right], \end{gathered} \tag{4.40}$$

což je Laplaceova transformace hustoty rozdělení náhodné proměnné τ_β za podmínky, že na počátku se proces nacházel ve stavu 1 (resp. ve stavu 2).

Vzhledem k tomu, že pro markovský homogenní proces, který je v čase 0 ve stavu i platí, že pravděpodobnost přechodu do stavu $j \ne i$ během malého časového intervalu Δt je rovna

$$\mu_{ij}\Delta t + o(\Delta t) \tag{4.41}$$

a vzhledem k nezávislosti přírůstků vyjde po úpravě

$$\begin{aligned} \varphi_1(s) &= \frac{s\mu_{10} + (\mu_1\mu_2 - \mu_{12}\mu_{21})}{s^2 + s(\mu_1 + \mu_2) + (\mu_1\mu_2 - \mu_{12}\mu_{21})}, \\ \varphi_2(s) &= \frac{s\mu_{20} + (\mu_1\mu_2 - \mu_{12}\mu_{21})}{s^2 + s(\mu_1 + \mu_2) + (\mu_1\mu_2 - \mu_{12}\mu_{21})}. \end{aligned} \tag{4.42}$$

Funkce

$$\varphi_\beta(s) = \frac{\mu_{01}}{\mu_0}\varphi_1(s) + \frac{\mu_{02}}{\mu_0}\varphi_2(s), \tag{4.43}$$

je pak Laplaceovou transformací funkce $w_\beta(t)$, což je hustota doby setrvání ve stavu β. Platí

$$\varphi_\beta(s) = \frac{s(\mu_{01}\mu_{10} - \mu_{02}\mu_{20}) + \mu_0(\mu_1\mu_2 - \mu_{12}\mu_{21})}{\mu_0\left[s^2 + s(\mu_1 + \mu_2) + (\mu_1\mu_2 - \mu_{12}\mu_{21})\right]}. \tag{4.44}$$

Pro určení hustoty doby setrvání $w_\beta(t)$, rozložíme funkci $\varphi(s)$ na součet parciálních zlomků

$$\varphi_\beta(s) = \frac{M}{s - s_1} + \frac{N}{s - s_2}, \tag{4.45}$$

kde

$$s_{12} = \frac{1}{2}\left[-(\mu_1 + \mu_2) \pm \sqrt{(\mu_1 - \mu_2)^2 + 4\mu_{12}\mu_{21}}\right], \tag{4.46}$$

jsou kořeny kvadratické rovnice

$$s^2 + s(\mu_1 + \mu_2) + (\mu_1\mu_2 - \mu_{12}\mu_{21}) = 0, \tag{4.47}$$

které jsou vždy reálné a

$$\begin{aligned} M &= \frac{s_1(\mu_{01}\mu_{10} - \mu_{02}\mu_{20}) + \mu_0(\mu_1\mu_2 - \mu_{12}\mu_{21})}{\mu_0(s_1 - s_2)}, \\ N &= \frac{s_2(\mu_{01}\mu_{10} - \mu_{02}\mu_{20}) + \mu_0(\mu_1\mu_2 - \mu_{12}\mu_{21})}{\mu_0(s_2 - s_1)}. \end{aligned} \tag{4.48}$$

Pak je hustota doby setrvání ve stavu β

$$w_\beta(t) = M\mathrm{e}^{s_1 t} + N\mathrm{e}^{s_2 t}, \tag{4.49}$$

a distribuční funkce doby setrvání ve stavu β

$$G_{\beta}(t) = 1 + \frac{M}{s_1} \mathrm{e}^{s_1 t} + \frac{N}{s_2} \mathrm{e}^{s_2 t} . \tag{4.50}$$

Rozdělení doby setrvání ve stavu β je superpozicí dvou exponenciálních rozdělení, která se experimentálně pozorují při vysokém počtu RTS impulsů.

Druhá složka rozdělení doby setrvání ve stavu β má shodnou časovou konstantu s procesem zachycení elektronu na pasti je důkazem toho, že náhodný proces zachycení a emise je vratný. Závažným problémem však zůstává ta skutečnost, že pro dosažení tak dlouhé doby zachycení elektronu na pasti se předpokládá, že tento proces je tvořen též tunelováním elektronu z pasti na rozhraní na past v oxidové vrstvě. Takže v opačném procesu emise by musel elektron lokalizovaný na pasti v oxidu tunelovat na past na rozhraní mezi kanálem a oxidem. Tento experiment rozšiřuje dosavadní představy o náhodném procesu přechodu nosičů náboje potenciálovou bariérou.

5 POUŽITÉ EXPERIMENTÁLNÍ METODY

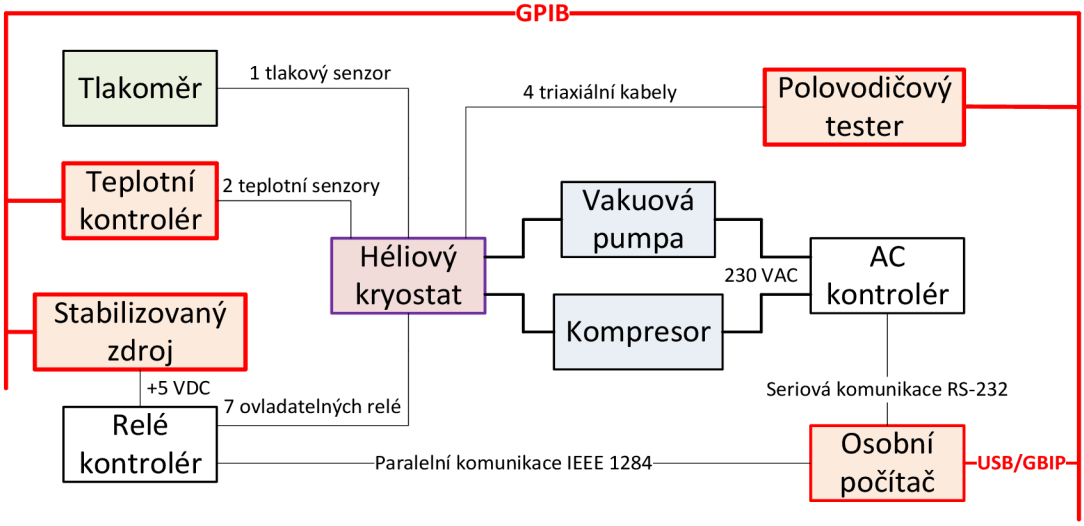
V této kapitole se zaměřím na podrobný popis měřicí aparatury pro sledování DC charakteristik, a to zejména výstupních a převodních charakteristik tranzistorů MOSFET s různými rozměry kanálů. Tyto charakteristiky jsem měřil pro teploty od 10 do 300 K, v některých případech až do 350 K. Dále zde popíši poznatky, které jsem získal při řešení problémů se stabilizací teploty tranzistorů umístěných v komoře kryostatu.

V další podkapitole představím pracoviště pro měření nízkofrekvenčního šumu v tranzistorech MOSFET. Pracoviště pro měření šumu jsou všeobecně náchylné na vnější elektromagnetické i jiné rušení, proto je potřeba k docílení správných výsledků dbát na dostatečné odrušení nežádoucích signálů a také na použití správných měřicích přístrojů.

5.1 Pracoviště pro teplotní měření výstupních a převodních charakteristik

V této části představím modernizované pracoviště pro měření DC charakteristik tranzistorů MOSFET. Cílem bylo měřit výstupní a převodní charakteristiky pro předem nastavené teploty. Toto pracoviště umožňuje měřit a charakterizovat i jiné elektronické součástky, jako např. pasivní dvoupólové rezistory, kapacitory, polovodičové diody. Je možné také měřit tranzistory s vyvedenou čtvrtou elektrodou na substrát.

Na obr. 5.1 je blokové schéma měřicího zařízení pro studium teplotních závislostí výstupních a převodních charakteristik tranzistorů MOSFET. Celý systém je plně automatizován a ovládán pomocí osobního počítače přes datovou sběrnici GPIB. Jde o paralelní sběrnici, která umožňuje propojit až 15 přístrojů s maximální teoretickou přenosovou rychlostí 1 MB/s. Pro náš systém je tato sběrnice dostačující a k propojení mezi přístroji a počítačem slouží USB/GPIB převodník Agilent 82357B.

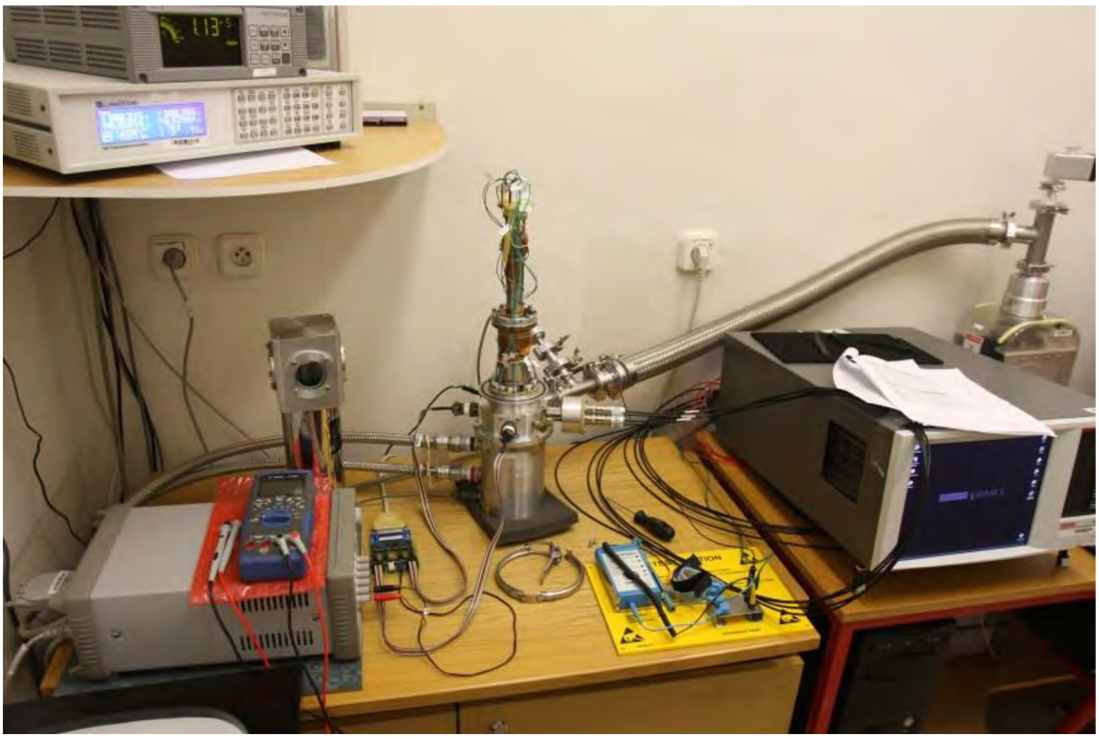


Obr. 5.1. Blokové schéma pracoviště pro teplotní měření výstupních a převodních charakteristik

Program, pomocí kterého se ovládají použité přístroje (polovodičový tester, teplotní kontrolér, stabilizovaný zdroj, AC kontrolér a relé kontrolér), je naprogramován

v grafickém vývojovém prostředí LabVIEW (Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench) firmy National Instruments. Jedná se o moderní výkonný programovací jazyk vyšší úrovně vhodný pro programování aplikací sběru dat výkonných osobních počítačů nebo laptopů mezi různými periferními zařízeními, zejména měřicími přístroji.

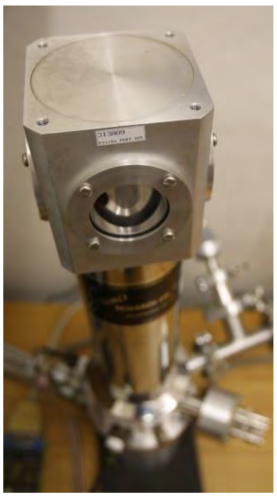
Na obr. 5.2 je pohled na kryostatickou laboratoř pro měření elektronických součástek pro velmi nízké teploty. Nejdůležitější částí celého systému je kryostat firmy Janis. Jedná se o uzavřený cirkulační chladicí systém, který umožňuje plynule řízené ochlazování proměřovaných součástek o rozměrech podstavy přibližně do 5 x 5 cm^2 a do výšky maximálně 6 cm při teplotách v rozsahu 10 až 500 K.



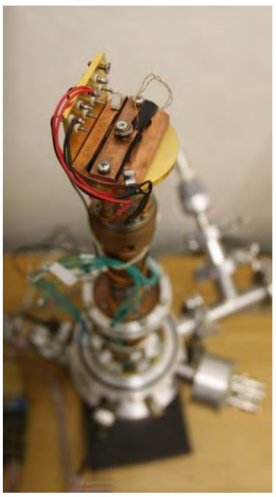
Obr. 5.2. Kryostatická laboratoř na Ústavu fyziky Vysokého učení technické v Brně pro měření elektronických součástek pro velmi nízké teploty

Kryostat disponuje čtyřmi konektory typu BNC pro připojení sledovaného vzorku k měřicím přístrojům a dalšími dvěma deseti pinovými konektory. Tyto speciální konektory se využívají k připojení snímačů teploty a topného tělesa pro stabilizaci požadované teploty v komoře kryostatu. Zbývající piny jsem použil pro ovládání multiplexeru, který zajišťuje přepínání měřených součástek na vstup jednoho měřicího přístroje.

Pro měření teploty se používají dvě kalibrované diody umístěné v blízkosti měřené součástky. Správně umístěné teplotní senzory umožňují zjistit přesnou teplotu sledovaného vzorku.



a)



b)

Obr. 5.3. Pohled na komoru kryostatu: a) složený stav, b) odkrytovaný stav. Uvnitř měděného bloku se nachází topná spirála, která se stará o ohřev a pomocí regulátoru se řídí teplota

Na obr. 5.3 a) je fotografie složeného kryostatu, kde je v horní části patrné okénko, které umožňuje vizuální kontrolu měřeného vzorku. Po demontáži vnějšího pláště kryostatu lze pozorovat prostor pro umístění měřených vzorků, viz obr. 5.3 b). V tomto prostoru se nachází teplotní čidla a topná spirála.

Aby bylo vůbec možné začít s postupným ochlazováním, potřebuje se vytvořit uvnitř kryostatu vakuum. V mém případě k tomu slouží turbomolekulární vývěva firmy Varian Vacuum Technologies, viz obr. 5.4 a). Skládá se z vícestupňové turbíny, která uděluje molekulám plynu kinetickou energii a vyráží je tak z čerpaného prostoru.

a)

b)

Obr. 5.4. Vakuový systém pro vytvoření potřebného tlaku uvnitř kryostatu: a) turbomolekulární vývěva, b) tlakový senzor

K ustálení tlaku o velikosti řádů desetin Pascalů dojde přibližně za pět minut. Ke kontrole tlaku uvnitř kryostatu slouží jeden tlakový senzor, který je vidět na obr. 5.4 b).

Další důležitou součástí je kompresor firmy SHI Cryogenics Group, viz obr. 5.5. Obsahuje nádobu s kapalným héliem. Hélium se uvnitř kompresoru vypařuje, mění se z kapalného skupenství do plynného, a toto plynné médium je pak pomocí kompresoru

pod tlakem dopravováno do vnitřní části kryostatu. Celý tento okruh je uzavřený a jeho spotřeba je tudíž téměř nulová. Pro správnou funkci kompresoru je nutné chlazení. Chlazení je zajišťováno proudící vodou s nízkou teplotou.

Obr. 5.5. Kompresor obsahující kapalné hélium pro ochlazování kryostatu

Teplotní stabilizaci zajišťuje kontrolér firmy LakeShore. Jeho ovládací panel je zobrazen na obr. 5.6.

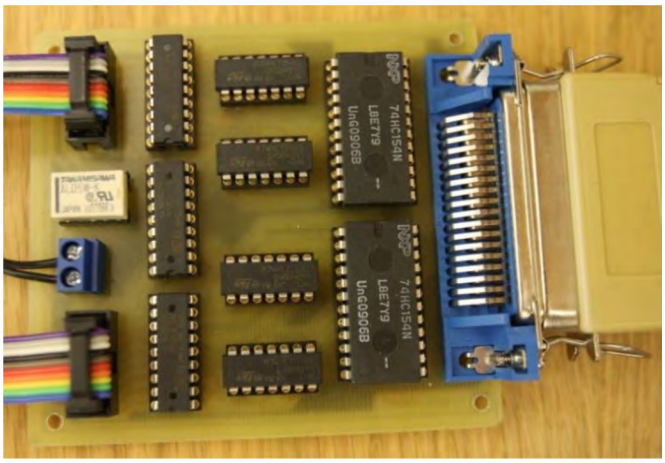
Teplota je řízena změnou proudu do topné spirály, která je vestavěna v měděném bloku hlavy kryostatu. PID regulátor nastavuje proud do topné spirály podle aktuální teploty a teploty, která je nastavena uživatelem. Uživatel nastavuje požadovanou teplotu buď pomocí ovládacích prvků na přední straně přístroje, nebo prostřednictvím počítačového rozhraní. Pro správnou funkci je nutné mít správně nastaveny parametry PID regulátoru.

Obr. 5.6. Ovládací panel regulátoru teploty v komoře kryostatu (LakeShore)

Další částí pracoviště jsou obvody zajišťující měření více vzorků během jednoho teplotního cyklu. Toto je důležité z hlediska rychlosti měření. Charakteristiky polovodičových součástek se měří pro předem nastavené teploty. Měřící systém po vyčerpání kryostatu začíná postupně nastavovat zvolené teploty a kontroluje ustálení měřených parametrů. Po ustálení je realizováno měření charakteristik, které trvá i desítky minut. Na konci měření je potřeba uvést komoru kryostatu na teplotu okolí, aby po otevření kryostatu nedošlo k vytvoření námrazy v důsledku kondenzace a následného zmrznutí vody obsažené v atmosféře. Tyto operace jsou velmi náročné na čas. Pokud by bylo možné měřit pouze jednu součástku, musel bych uvedené kroky opakovat pro každou jednu součástku.

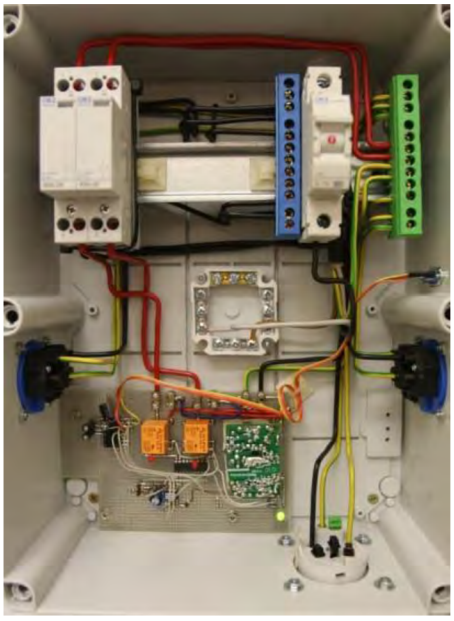
Mnohem výhodnější je po ustálení parametrů změřit více polovodičových struktur a pak teprve nastavovat a ustalovat další teplotu. K tomu, abych mohl změřit více součástek

i v případě, že měřicí systém disponuje pouze jedním vstupem, jsem navrhnul Relay kontrolér, viz obr. 5.7. Tento kontrolér zajišťuje ovládání jednotlivých relátek, které uvnitř komory kryostatu vždy připojí právě jeden vzorek na vstup měřicího systému. Použitá relátka jsou bistabilní a tudíž je po jejích přepnutí možné odpojit ovládací napětí, jehož přítomnost v komoře kryostatu způsobuje rušení. Relay kontrolér je ovládán prostřednictvím paralelní sběrnice počítače. Takto navržený systém dokáže měřit při ustálené teplotě až sedm vzorků, a tím výrazně snížit celkovou dobu měření. Kontrolér jsem navrhnul v rámci Česko-americké spolupráce [57].



Obr. 5.7. Počítačem řízený Relay kontrolér pro přepínání měřených vzorků

Další důležitý systém, který zlepšil celkové ovládání kryostatického měření je zařízení na dálkové ovládání napájení vakuové pumpy a kompresoru kryostatu, viz obr. 5.8.



Obr. 5.8. Počítačem ovládané napájení turbomolekulární vývěvy a kompresoru kryostatu

Samotné ovládání je realizováno prostřednictvím mikroprocesoru firmy Microchip a s počítačem komunikuje pomocí sériové linky RS-232. Výkonové stykače napájení pumpy a kompresoru jsou ovládány relátkem. Relé je spínáno obvodem ULN 2803 a řízeno mikroprocesorem zajišťujícím komunikaci s počítačem pomocí rozhraní RS232.

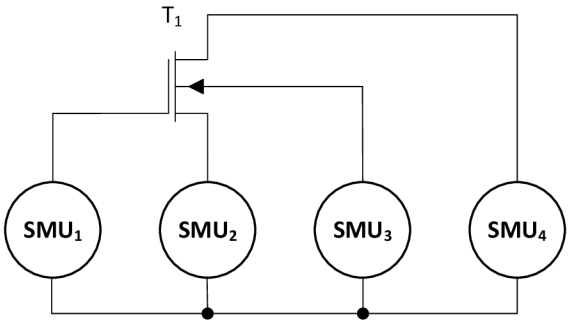
Výhodou takto navrženého systému je ten, že po ukončení celého teplotního měření se po uživatelsky zvolené době vypne vakuová pumpa s kompresorem. To se projeví obzvlášť v noci, kdy obsluha kryostatu není a ráno se mohou vyměnit vzorky a pokračovat s měřením. Navíc lze systém na dálku sledovat pomocí vzdálené plochy a v případě poruchy ihned zasáhnout a vypnout celé zařízení.

Jako poslední představím důležitou součást pro měření a charakterizaci elektrických součástek, a to polovodičový tester Keithley 4200-SCS, viz obr. 5.9.

Obr. 5.9. Polovodičový tester 4200-SCS firmy Keithley pro charakterizaci polovodičových součástek

Keithley 4200-SCS obsahuje čtyři zdrojové měřicí jednotky označované jako SMU. Každá jednotka dokáže nastavovat i měřit elektrické napětí a proud až do ± 200 V, ± 100 mA. Jedna měřicí jednotka je opatřena speciálním nízkošumovým předzesilovačem, který dokáže měřit proud v jednotkách fA v závislosti na použitém kabelu. Ostatní tři jednotky měří s přesností na 100 fA. V jednoduchosti se jedná o počítač s operačním systémem a výkonným hardwarem s možností instalací dalšího softwaru. Obsahuje několik digitálních vstupů a výstupů. Je k němu možné připojit klávesnici, myš i větší monitor. Základem jsou však sofistikované charakterizační softwary pro měření jednotlivých elektronických součástek. Je možné ho připojit pomocí GPIB sběrnice k počítači a simulovat tak měřicí přístroj, jako v mém případě.

Na obr. 5.10 je obvodové schéma pro měření výstupních a převodních charakteristik tranzistorů MOSFET pomocí čtyř SMU (zdrojových měřicích jednotek) polovodičového testeru 4200-SCS firmy Keithley.



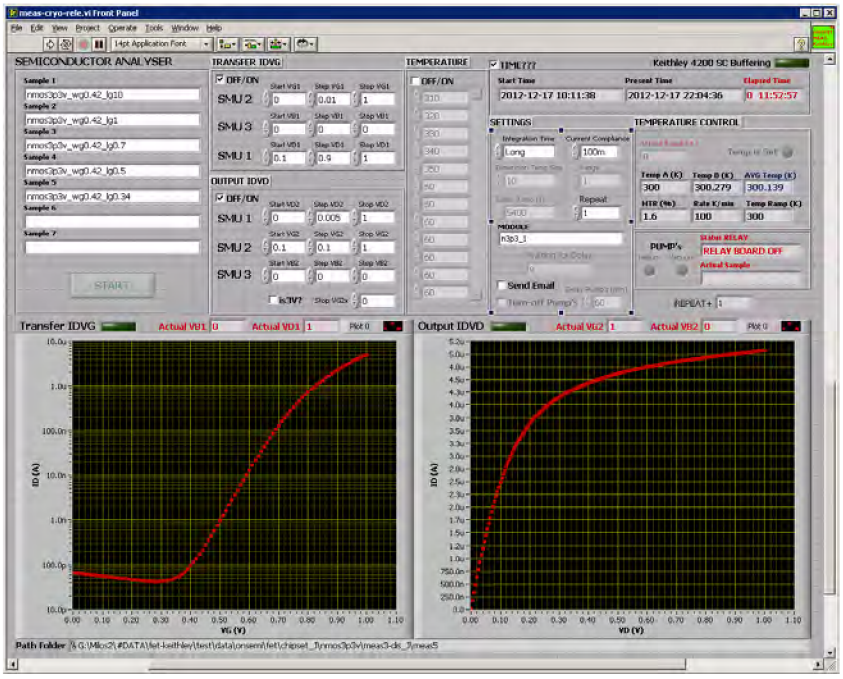
Obr. 5.10. Obvodové schéma pro měření výstupních a převodních charakteristik tranzistorů MOSFET pomocí čtyř SMU polovodičového testeru Keithley 4200-SCS

Tranzistor má čtyři vývody, a to hradlo, kolektor, emitor a substrát. Na každý jeho vývod je přichycen speciální konektor uvnitř kryostatu, který je vyveden ven pomocí koaxiální průchodky. Zde jsou připojeny jednotlivé zdrojové měřicí jednotky pro nastavování a měření napětí a proudů v tranzistoru. Jednotka určená pro měření proudu tekoucí kanálem, označená jako SMU_4, umožňuje měřit velmi nízké hodnoty proudu, v mém případě až jednotky nA, díky speciálnímu nízkošumovému předzesilovači.

5.1.1 Kryostatické měření

Během jednotlivých testů měření v kryostatické laboratoři a v rámci tří grantů byl sepsán a různě modifikován návod několika kroků nutných pro spuštění a ovládání celého systému. Před začátkem měření je dbát těchto pokynů:

1. Patice se vzorky se umisťuje do speciálního držáku a podle zapojení, které je na obr. 5.10, nakonec se připojí kabely.
2. Spustí se měřicí program a nastaví se adresář pro ukládání naměřených dat, viz obr. 5.11.
3. Dále se zadá počet měřených vzorků, maximálně sedm, jejich název a ostatní doplňující informace vhodné pro další zpracování.
4. Nastaví se počáteční podmínky měření, tzn. volba zdrojových měřicích jednotek Keithley a jejich nastavení.
5. Pro teplotní charakteristiky se zadají měřicí teploty.
6. Pomocí tlačítka se spustí vývěva a počká se cca 5 min, než tlak v soustavě klesne na přibližně desetinu Pascalu.
7. Pomocí tlačítka se potom spustí kompresor pro chlazení. Od této doby se může spustit samotné měření tlačítkem Start.
8. Na konci měření se nejprve ustaluje teplota na hodnotu T = 300 K, poté se vypne kompresor a jako poslední se za 30 minut od vypnutí kompresoru vypne turbomolekulární vývěva.
9. Po ukončení měření je odeslán uživateli informační e-mail, aby se mohlo popř. pokračovat s dalším měřením.



Obr. 5.11. Měřicí program pro teplotní analýzu výstupních a převodních charakteristik tranzistorů MOSFET

Kryostatické měření výstupních a převodních charakteristik tranzistorů MOSFET je velmi časově náročné. Výrazným způsobem na to má vliv rozsah měřicích napětí a teplot a jejich zvolený krok. Pro představu uvedu měření sedmi tranzistorů s různou délkou kanálu typu N, kde pro každý tranzistor je měřicí rozsah, viz tab. 5.1.

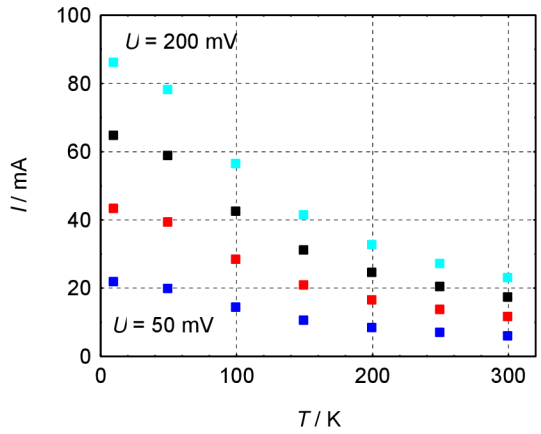
Výstupní charakteristiky					
Krok / -	Napětí	Start / V	Stop / V	Krok / mV	Teplota / K
1.	U_d	0	2	50	300
2.	U_g	0,4	2	100	250
3.	U_s	0	-1	-500	200
Převodní charakteristiky					150
1.	U_g	0	2	20	100
2.	U_s	0	-2	-500	50
3.	U_d	0,1	2	100	10

Tab. 5.1. Seznam vstupních parametrů používaných pro měření transportních charakteristik tranzistorů MOSFET s kanálem typu N

K tomuto nastavení se musí ještě připočítat časové ustálení na každé teplotě, které proberu níže. Potom takové měření trvá průměrně šest dní, i proto se mi výrazným způsobem osvědčila automatizace celého systému [58].

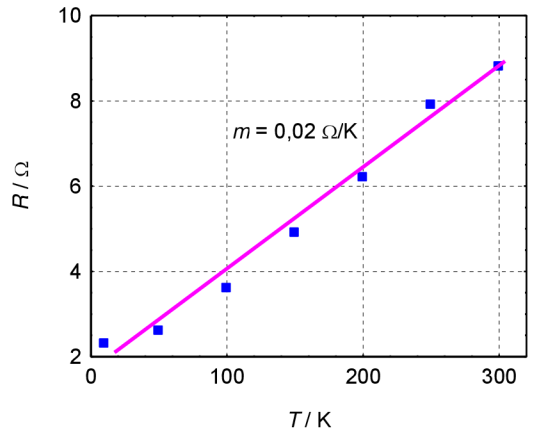
5.1.2 Testování odporů vnitřních vodičů kryostatu

Vnitřní vodiče kryostatu nejsou certifikované, ale mnou vyrobené a zakončené speciálními konektory pro snadnější připojení k patici. Proto jsem před měřením otestoval jejich chování pro měřené teploty od 300 do 10 K. Výsledek měření je na obr. 5.12, kde je graf závislosti protékajícího proudu na teplotě pro různá napětí vnitřních vodičů kryostatu. Test byl proveden mezi dvěma vývody patice, jehož certifikovaný elektrický odpor při teplotě $T = 300$ K je $R = 8{,}7\ \Omega$.



Obr. 5.12. Závislost protékajícího proudu na teplotě pro různá napětí vnitřních vodičů kryostatu

Testování proběhlo na teplotách, při kterých bylo posléze prováděno měření všech výstupních a převodních charakteristik tranzistorů MOSFET. Jak je vidět na obr. 5.13, vodivost klesá se zvyšující se teplotou, což odpovídá teoretickým předpokladům.

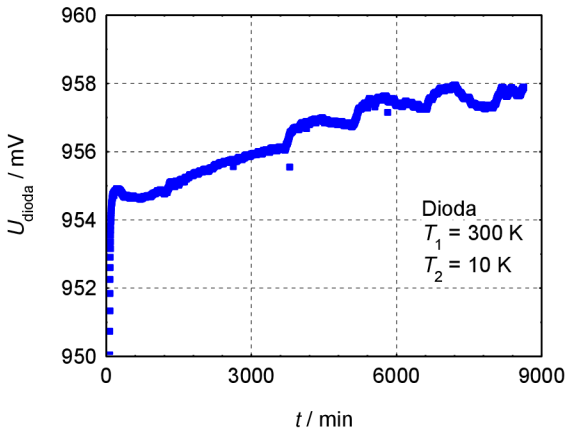


Obr. 5.13. Závislost vnitřního odporu vodičů uvnitř kryostatu pro různé testovací teploty

Výsledky testu měření odporu vnitřních vodičů kryostatu jsou pro naše měření uspokojivé, a proto jsme se mohli dále zabývat otázkou teplotní stabilizace.

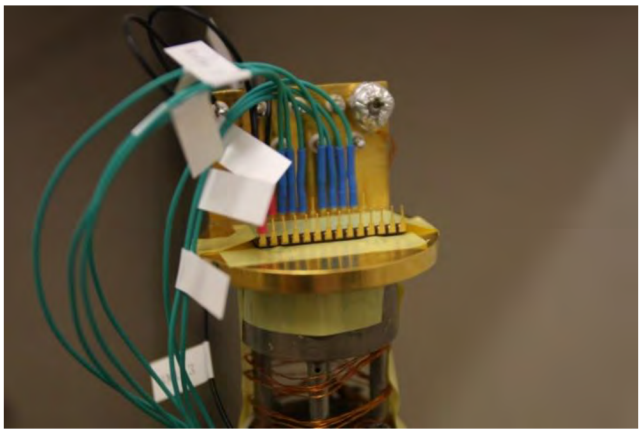
5.1.3 Teplotní stabilizace

Na počátku měření jsem musel vyřešit jeden velký problém. Pokud jsem měření opakoval se stejnými vstupními podmínkami, výsledky při nízkých teplotách se rozcházely. Pro srovnání s výsledky naměřenými profesionální firmou navíc vykazovaly špatné a někdy křížící se trendy. Problém byl stále více aktuální a pro správné měření zásadní. Proto nastal čas dlouhého testování teplotní stabilizace. Některé měření trvalo i několik dní a teplota se stále měnila a nechtěla ustálit, viz obr. 5.14.



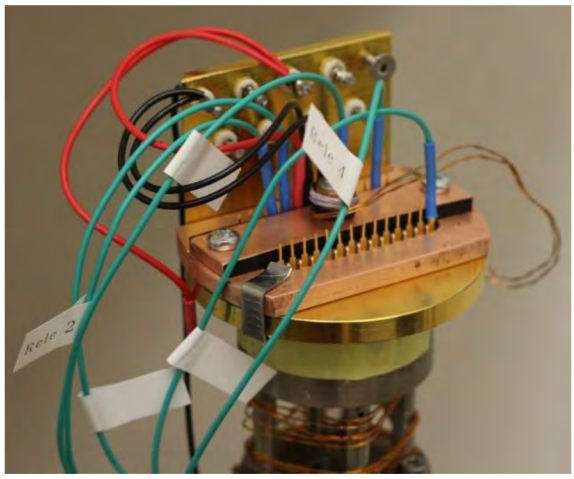
Obr. 5.14. Teplotní stabilizace diody bez pouzdra při změně teploty z 300 na 10 K

Patice se vzorky byla umístěna teplovodivou pastou přímo na chladící plochu v kryostatu. K lepšímu upevnění byla použita speciální páska, viz obr. 5.15. Ukázalo se, že teplotní gradient nad a pod paticí je veliký. Pro nízké teploty dosahoval až 90 K.



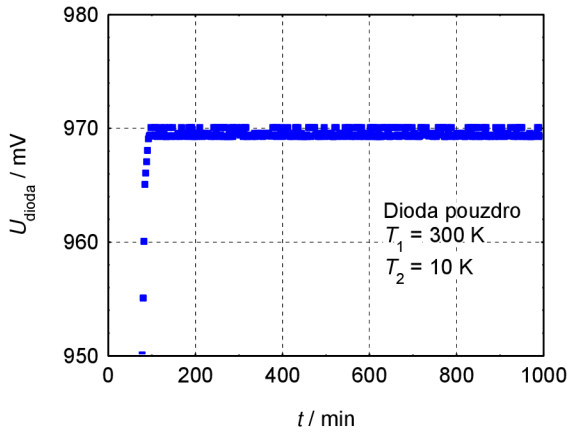
Obr. 5.15. Upevnění patice v kryostatu pomocí speciální pásky

Proto bylo potřeba vyrobit speciální držák, který by lépe vedl teplo a teplotní gradient by se snížil na minimum. Na obr. 5.16 je vidět umístění patice ve speciálním držáku. Rozdíl teplot nad a pod paticí se snížila oproti původnímu umístění patice na přijatelný 1 K.



Obr. 5.16. Umístění speciálního držáku pro patice v kryostatu

Tímto vylepšením se teplotní stabilizace výrazně zlepšila a urychlila. Je reálné takto ochlazovanou patici teplotně ustálit za přibližně půldruhé hodiny, viz obr. 5.17.



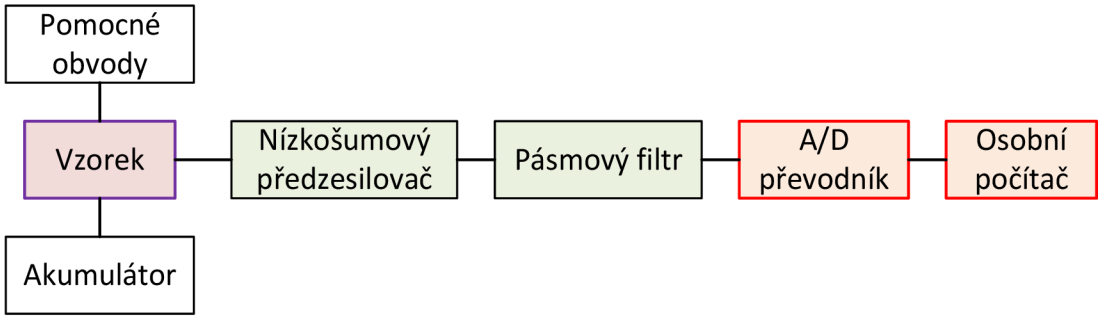
Obr. 5.17. Teplotní stabilizace diody se speciálním pouzdrem při změně teploty z 300 na 10 K

Jako zásadní zlepšení je vidět na opakovatelnosti měření. Nyní je možné při opakování měření dosahovat za stejných počátečních podmínek velmi přesných výsledků. Tímto dlouhodobým testováním teplotní stabilizace vzorků uvnitř kryostatu se mi podařilo ověřit opakovatelnost měření a můžu pokládat další měření za správné.

5.2 Pracoviště pro měření nízkofrekvenčního šumu

Šumová spektroskopie ve frekvenční oblasti je jedna ze slibných metod, která poskytuje nedestruktivní testování polovodičových materiálů a součástek. Metodika spočívá v experimentální studii měřitelných veličin, jako je šum elektrického napětí a proudu a jejich spektrální hustota závislosti na různých parametrech, např. teplota a intenzita elektrického pole [59]. Nízkofrekvenční šum se stává dominantním faktorem omezení dynamického rozsahu provozu tranzistorů MOSFET.

Obecně platí, že pokud chceme změřit kvalitně nízkofrekvenční elektronický šum, musíme postupovat podle blokového schématu, který je uveden na obr. 5.18.

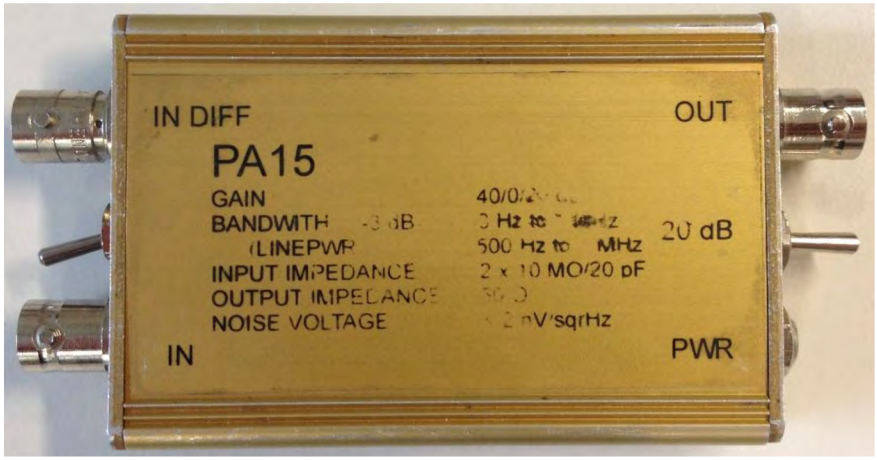


Obr. 5.18. Blokové schéma pro měření nízkofrekvenčního elektronického šumu

Takovéto zapojení je přizpůsobené pouze pro jeden vzorek, např. rezistor, kapacitor, tranzistor apod. Důležitým blokem je zde akumulátor pro napájení vzorku. Nejpoužívanější jsou olověné akumulátory nebo suché články poskládané podle potřeby

do série. Dalšími méně významnými bloky jsou nízkošumový předzesilovač a pásmový filtr, jež jsou oba napájeny z 12 V olověného akumulátoru.

Nízkošumový předzesilovač je nejnáročnější a nejcitlivější prvek celého měřicího systému. Pro naše potřeby se ukázal vhodný zesilovač s označením PA15 výrobce 3S Sedlák, který je na obr. 5.19. Tento nízkošumový zesilovač má vstupní impedancí 2 × 10 MΩ/20 pF a výstupní impedancí 50 Ω. Přenášené kmitočtové pásmo je v rozsahu 3 Hz až 1 MHz s volitelným ziskem 0; 20 nebo 40 dB. Ekvivalentní šumové napětí na vstupu tohoto zesilovače je pod úrovní 2 nV/√Hz.



Obr. 5.19. Nízkošumový předzesilovač s označením PA15

Jako pásmový filtr se osvědčil nízkošumový zesilovač AM22 výrobce 3S Sedlák, viz obr. 5.20. U tohoto zesilovače je volitelný zisk v rozsahu od 10 do 80 dB s šířkou pásma od 0,03 Hz do 300 kHz a v režimu „flat“ do 1 MHz. Ekvivalentní šumové napětí na vstupu je 13 nV/√Hz.

Obr. 5.20. Nízkošumový zesilovač AM22

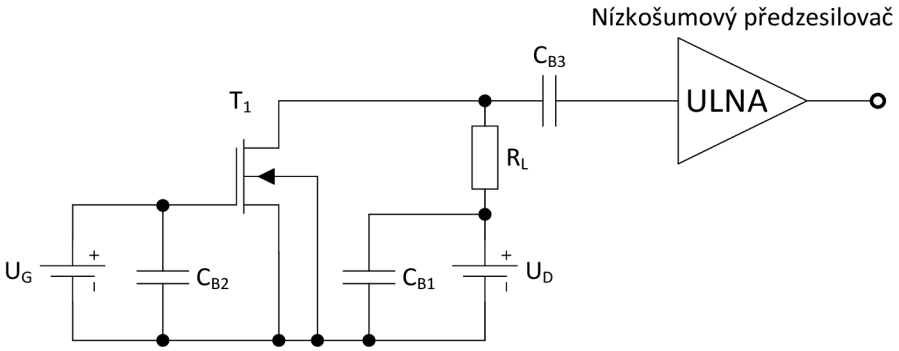
Pro převod analogového signálu do digitální podoby může být použita jakákoliv vysokorychlostní vzorkovací karta nebo osciloskop s možností záznamu naměřených dat. Pro můj účel byla použita vzorkovací karta firmy National Instruments s označením NI PCI-6115, viz obr. 5.21 a). Její vzorkovací frekvence je 10 Mbit/s s 12-ti bitovým převodníkem a vnitřní pamětí o velikosti 32 MB. Vzorkovací karta, jak už název napovídá, je umístěna do osobního počítače a připojena pomocí speciálního datového

kabelu ke konektorovému terminálu s označením BNC-2110, viz obr. 5.21 b). Do tohoto bloku je přiveden signál z výstupu nízkošumového zesilovače AM22 pomocí koaxiálního kabelu opatřeného BNC konektory.

a) b)

Obr. 5.21. Sestava pro sběr dat: a) vzorkovací karta NI PCI-6115, b) konektorový terminál BNC-2110

Dále představím dvě základní zapojení pro potřeby měření vzorků tranzistorů MOSFET. Na obr. 5.22 je jedno z možných obvodových schémat pro měření nízkofrekvenčního elektronického šumu proudu v kanálu tranzistorů MOSFET. Jedná se o klasické zapojení tranzistoru se společným kolektorem.

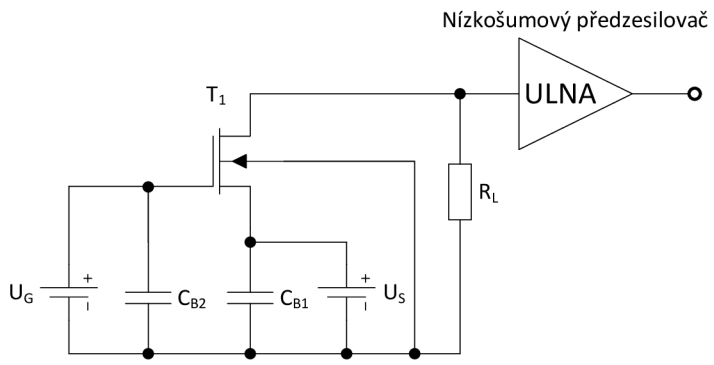


Obr. 5.22. Obvodové schéma pro měření nízkofrekvenčního elektronického šumu napěťových fluktuacích tranzistorů MOSFET

Napětí do báze a emitoru tranzistoru T_1 je realizováno pomocí 1,3 V suchých článků. Pro potřeby zvýšení napětí je možné je zapojit do série mezi sebou. Suché články jsou navíc blokovány tantalovými kapacitory pro odrušení nežádoucích napětí. Kolektor a substrát tranzistoru T_1 jsou přivedeny na zem. Rezistor R_L je kvalitní kovový rezistor odolný vůči fluktuacím jeho elektrického odporu. Kvalitní rezistory jsou drátěné nebo s kovovým filmem. Před nízkošumovým předzesilovačem je ještě jeden blokovací kapacitor pro odrušení stejnosměrného napětí.

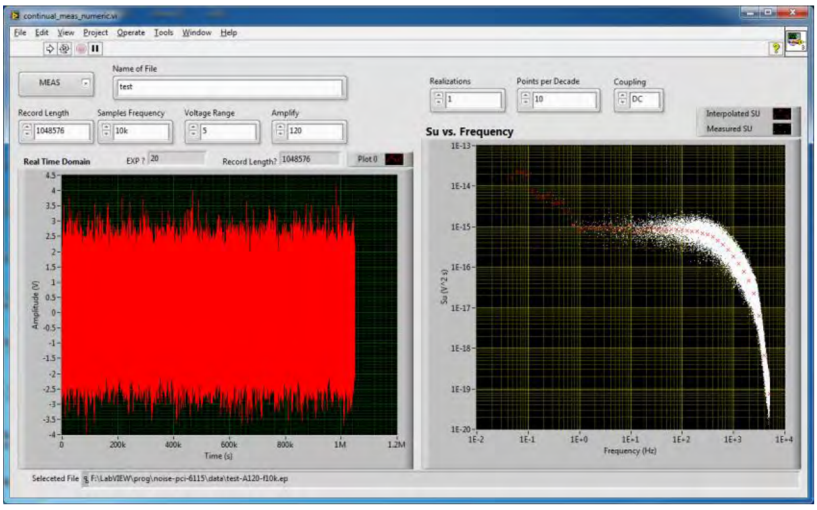
Jako jedno z dalších možných zapojení je uvedeno na obr. 5.23. Rozdíl oproti předchozímu zapojení je ten, že místo napětí do emitoru je přivedeno napětí do kolektoru,

a tím dochází k zjednodušení zapojení. Napěťové fluktuace jsou snímány na rezistoru R_L a odpadá blokovací kapacitor C_{B3}.



Obr. 5.23. Zjednodušené obvodové schéma pro měření nízkofrekvenčního elektronického šumu napěťových fluktuací tranzistorů MOSFET

Na obr. 5.24 je ukázka měřicího programu, který jsem naprogramoval v prostředí LabVIEW. Tento program dokáže podle zadaných vstupních parametrů zaznamenávat časový signál napěťových fluktuací nízkofrekvenčního šumu analyzovaných vzorků. Dále vypočte a zobrazí jeho kmitočtové spektrum jako závislost spektrální hustoty fluktuace napětí na frekvenci.



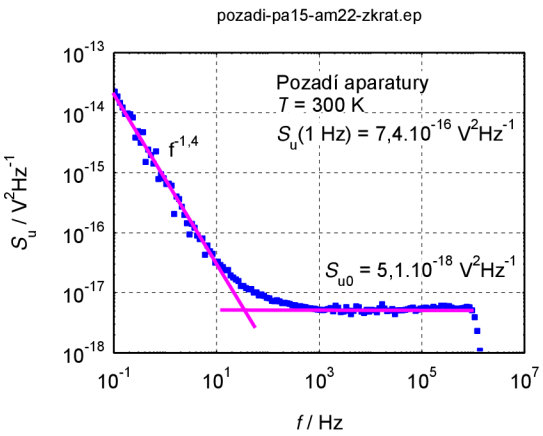
Obr. 5.24. Měřicí program pro záznam a zpracování časového signálu nízkofrekvenčního šumu

V další kapitole se budu věnovat nejdůležitější a stěžejní částí mé disertace. Představím zkoumané vzorky tranzistorů MOSFET a zobrazím v přehledných grafech výsledky měření.

5.2.1 Šumové pozadí aparatury

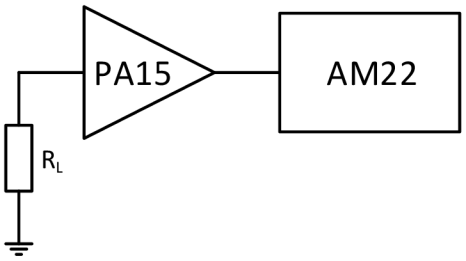
Před měřením nízkofrekvenčního šumu je vhodné proměřit šumové pozadí celé aparatury. Nejjednodušším způsobem, kterým je možné ověřit správnou funkčnost, je zkratovat vstup nízkošumového předzesilovače, v mém případě předzesilovače PA15. Naměřené pozadí aparatury při teplotě $T = 300$ K je na obr. 5.25. Šum typu 1/f se směrnicí -1,4 je dominantní složkou na nízkých frekvencích, přibližně do frekvence 35 Hz. Úroveň

šumu klesne na hodnotu tepelného šumu S_{u0} = 5,1.10^{-18} V^{2}Hz^{-1} a je konstantní až do frekvence 1 MHz, než se projeví pásmové omezení zesilovačů.



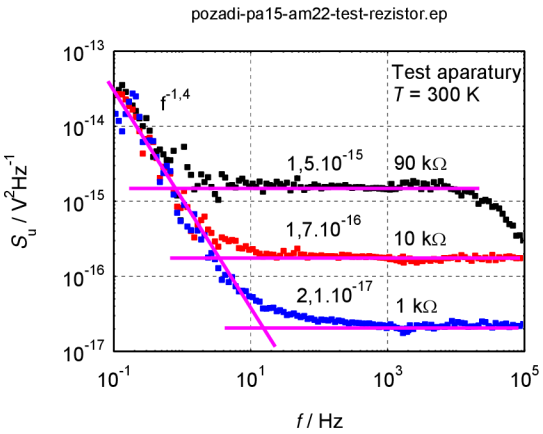
Obr. 5.25. Šumové pozadí aparatury

Dalším možným způsobem ověření správného zapojení pro měření nízkofrekvenčního šumu je znázorněno na obr. 5.26. Na vstup nízkofrekvenčního předzesilovače PA15 je možné připojit rezistor, nejlépe nízkošumový, o známé hodnotě odporu.



Obr. 5.26. Základní zapojení aparatury pro měření šumu na rezistoru

Proměřil jsem postupně tři rezistory o hodnotách odporu R = 1; 10 a 90 kΩ. Výsledné charakteristiky jsou na obr. 5.27.



Obr. 5.27. Spektrální výkonová hustota fluktuace napětí pro tři rezistory

K ověření správných výsledků použiji vztah (2.5), kde se snadno vypočítá reálná část impedance R pro frekvenci f = 1 kHz a teplotu T = 300 K.

Pro rezistor o hodnotě odporu R = 1 kΩ vychází hodnota spektrální výkonové hustoty fluktuace napětí $S_U = 2{,}1.10^{-17}$ V^2Hz^{-1}, což odpovídá ekvivalentnímu šumovému odporu o hodnotě R = 1,27 kΩ. Obdobně tomu tak je pro rezistor o velikosti odporu R = 10 kΩ. Hodnota spektrální výkonové hustoty fluktuace napětí je $S_U = 1{,}7.10^{-16}$ V^2Hz^{-1}, což odpovídá ekvivalentnímu šumovému odporu o hodnotě R = 10,03 kΩ. Nakonec u rezistoru o hodnotě odporu R = 90 kΩ vychází hodnota spektrální výkonové hustoty fluktuace napětí $S_U = 1{,}5.10^{-15}$ V^2Hz^{-1}, což odpovídá ekvivalentnímu šumovému odporu o hodnotě R = 90,6 kΩ.

Z těchto ověřených výsledků můžu stanovit, že sestavená aparatura je vhodná pro měření nízkofrekvenčního a RTS šumu tranzistorů MOSFET.

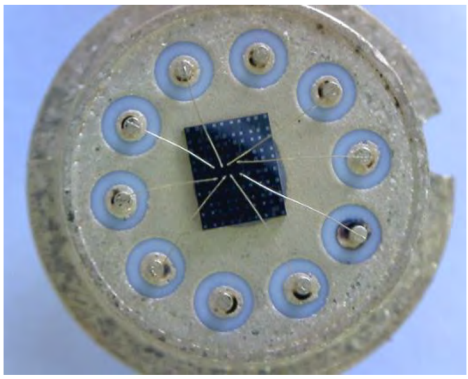
6 EXPERIMENTÁLNÍ VÝSLEDKY

V první části jsem provedl podrobnou analýzu dvou výrobců tranzistorů MOSFET s kanály typu N a P. Vybral jsem vzorky s délkou kanálu od 0,14 do 10 µm a s konstantní šířkou kanálu 10 µm. Měřené vzorky tranzistorů MOSFET jsem rozdělil do dvou skupin podle technologie jejich výroby. Vzorky typu TJP byly vyrobeny v Japonsku a vzorky typu TUS ve Spojených Státech Amerických. V tab. 6.1 je uveden přehledný seznam rozměrů všech měřených a analyzovaných vzorků tranzistorů MOSFET.

Vzorky TJP		**Vzorky TUS**	
PMOS	**NMOS**	**PMOS**	**NMOS**
Rozměry: šířka *w* a délka *L* kanálu v µm^2			
10 x 10	10 x 10	10 x 10	10 x 10
10 x 2	10 x 2	10 x 7	10 x 7
10 x 0,3	10 x 0,3	10 x 5	10 x 5
10 x 0,2	10 x 0,2	10 x 2	10 x 2
		10 x 1	10 x 1
		10 x 0,7	10 x 0,7
		10 x 0,5	10 x 0,5
		10 x 0,2	10 x 0,2

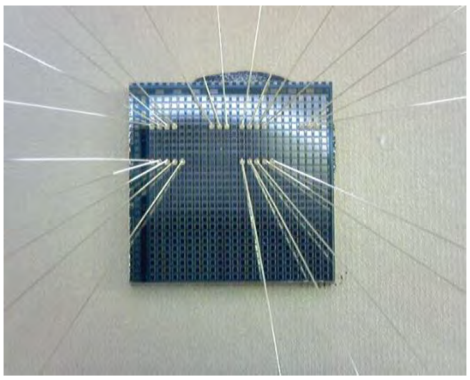
Tab. 6.1. Přehled analyzovaných vzorků tranzistorů MOSFET s šířkou kanálu 10 µm

Vzorky typu TUS mají napěťové omezení do 3 V a vzorky typu TJP pouze do 1,5 V. Polovodičová struktura vzorků tranzistorů typu TJP byla výrobcem umístěna do speciálního kruhového pouzdra. Detailní pohled na polovodičovou strukturu je vidět na obr. 6.1.



Obr. 6.1. Polovodičová struktura vzorků tranzistorů MOSFET typu TJP umístěná ve speciální kruhové patici

Polovodičová struktura vzorků tranzistorů typu TUS byla výrobcem umístěna do klasického pouzdra DIL (Dual In-Line Package), které je na obr. 6.2. Vybrané vzorky tranzistorů TUS byly taktéž kontaktovány na vývody pouzdra.



Obr. 6.2. Polovodičová struktura vzorků tranzistorů MOSFET s šířkou kanálu 10 μm typu TUS umístěná v pouzdře DIL

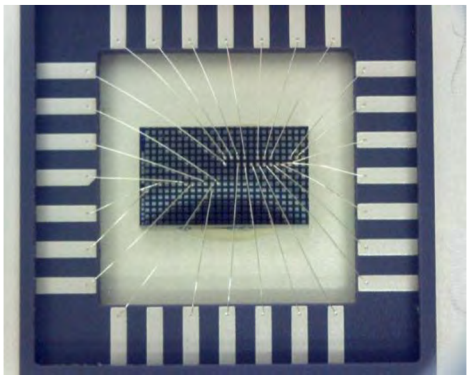
Vzorky označené jako TJP byly vyrobeny v Japonsku se speciální modifikací přípravy izolační vrstvy hradla, které poskytla firma Asahi Kasei Mikrosystems. Vzorky označené jako TUS byly vyrobeny ve Spojených Státech Amerických firmou ON Semiconductor s oxidovou izolační vrstvou.

V druhé části jsem obdobnou analýzu provedl u vzorků tranzistorů MOSFET s kanálem typu N. Šířka kanálu byla u těchto vzorků pouze 0,4 μm. Vzorky jsem označil jako TUS2, neboť byly vyrobeny ve Spojených Státech Amerických firmou ON Semiconductor s oxidovou izolační vrstvou. V tab. 6.2 je uveden přehledný seznam rozměrů všech měřených a analyzovaných vzorků tranzistorů MOSFET.

Vzorky TUS2 NMOS
Rozměry: šířka *w* a délka *L* kanálu v μm^2
0,4 x 10
0,4 x 1
0,4 x 0,7
0,4 x 0,5

Tab. 6.2. Přehled analyzovaných vzorků tranzistorů MOSFET s šířkou kanálu 0,4 μm

Vybrané vzorky byly kontaktovány na vývody pouzdra, jak je vidět na obr. 6.3. Vzorky typu TUS2 mají napěťové omezení do 3 V. Polovodičová struktura vzorků tranzistorů typu TUS2 byla výrobcem umístěna do standardního pouzdra DIL.



Obr. 6.3. Polovodičová struktura vzorků tranzistorů MOSFET s šířkou kanálu 0,4 μm typu TUS umístěná v pouzdře DIL

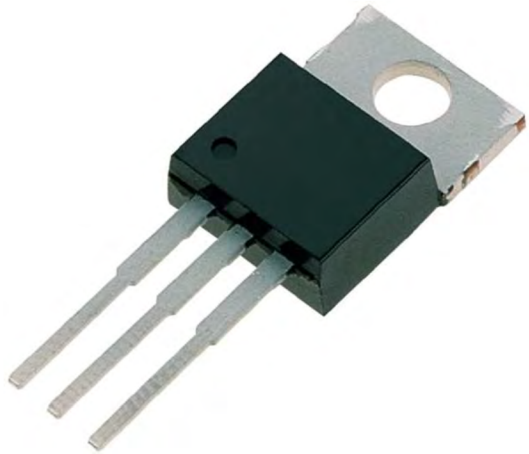
Mimo tyto vývojové vzorky jsem ve třetí části proměřil a analyzoval standardní průmyslově vyráběné vzorky tranzistorů MOSFET s kanálem typu N, o kterých jsem neměl informace o rozměrech, ale pouze informace o jejich elektrických vlastnostech z katalogových listů. Tyto vzorky jsem zařadil do speciální kategorie s označením TSP. V tab. 6.3 je přehled analyzovaných průmyslově vyráběných vzorků tranzistorů MOSFET s kanálem typu N.

Vzorky TSP	
NMOS	
Název	*Pouzdro*
BS108	TO-92
BS170	TO-92
IRF510	TO-220
IRF3205	TO-220
BSN254	TO-92

Tab. 6.3. Přehled analyzovaných průmyslově vyráběných vzorků tranzistorů MOSFET s kanálem typu N

Vzorky typu TSP mají různé napěťové omezení, avšak během měření jsem používal maximální napětí na hradle U_g = 3 V. Tranzistory jsou umístěny do klasických pouzder, a to do pouzdra typu TO-92 a TO-220, jak je vidět na obr. 6.4 a obr. 6.5.

Obr. 6.4. Pouzdro TO-92



Obr. 6.5. Pouzdro TO-220

V další podkapitole se zaměřím na DC charakteristiky tranzistorů typu TJP i TUS a na jejich podrobnou analýzu. Budu přitom vycházet z analýzy výstupních ampér-voltových charakteristik obdobně jako v [60]. Vedle parametrů charakterizujících výstupní charakteristiku určíme též sériový odpor přívodů kanálu a skutečné napětí kanálu v závislosti na teplotě v rozsahu od 10 do 300 K.

6.1 DC charakteristiky tranzistorů MOSFET

Nejprve uvedu typické charakteristiky pro tranzistory MOSFET, a to výstupní a převodní charakteristiky v závislostech na napětí substrátu a v závislosti na teplotě. Na

konci této podkapitoly shrnu výsledky měření do přehledných grafů pro všechny rozměry analyzovaných tranzistorů.

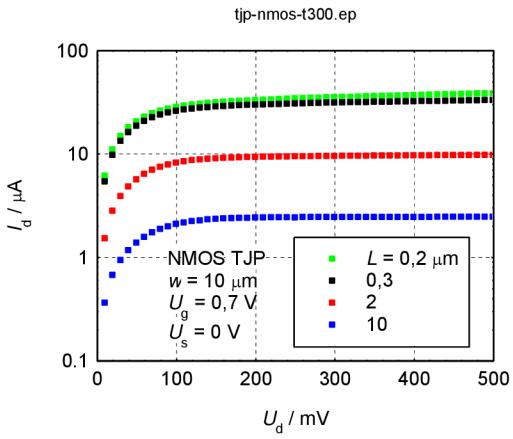
Tranzistory MOSFET vyrobené technologií typu TJP mají maximální napětí, tj. napětí na hradle $|U_{gmax}| = 1$ V a napětí na kanálu $|U_{dmax}| = 1{,}5$ V. Tranzistory MOSFET vyrobené technologií TUS byly měřeny do jejich maximálního napětí, tj. do napětí na hradle $|U_{gmax}| = 3$ V a napětí na kanálu $|U_{dmax}| = 3$ V. Proudové omezení bylo nastaveno na 100 mA, avšak během měření u obou technologií nebylo nikdy překročeno.

6.1.1 Vzorky TJP s kanálem typu N

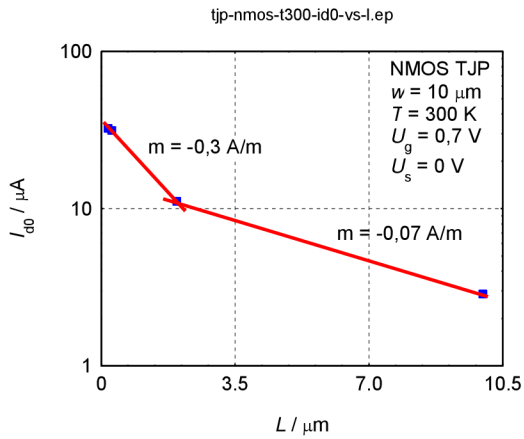
Uvedu výstupní charakteristiky tranzistorů MOSFET s kanálem typu N o šířce 10 µm pro napětí na hradle $U_g = 0{,}7$ V a napětí na substrátu $U_s = 0$ V.

6.1.1.1 Výstupní charakteristiky při teplotě 300 K

Na obr. 6.6 jsou výstupní charakteristiky tranzistorů MOSFET s kanálem typu N o šířce 10 µm, pro napětí na hradle $U_g = 0{,}7$ V a napětí na substrátu $U_s = 0$ V, pro délku kanálu $L = 0{,}2$; 0,3; 2 a 10 µm. S rostoucí délkou kanálu hodnota parametru I_{d0} klesá, jak je zřejmé z obr. 6.7, a to protože parametr I_{d0} je přímo úměrný vodivosti kanálu, jak je uvedeno ve vztahu (4.11).

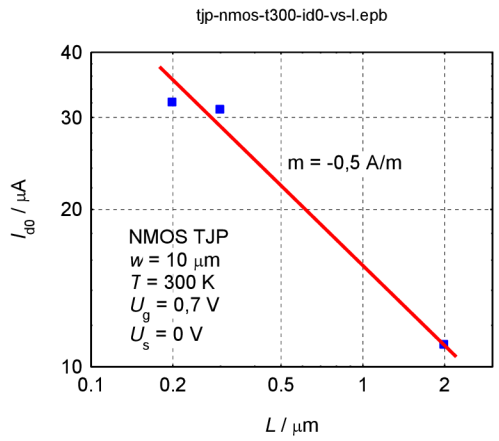


Obr. 6.6. Výstupní charakteristiky tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu N

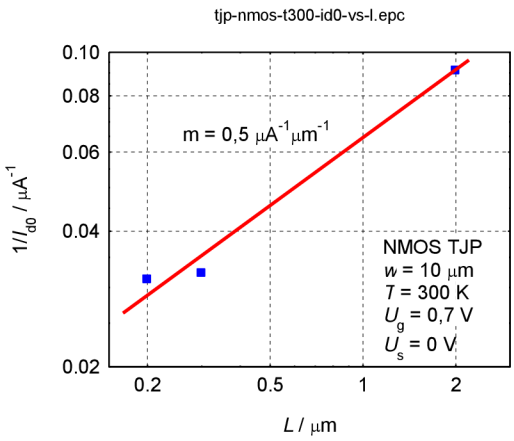


Obr. 6.7. Závislost parametru I_{d0} na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu N

Vodivost kanálu je přímo úměrná koncentraci nosičů a pohyblivosti, a proto lze ze závislosti parametru I_{d0} na délce kanálu získat informaci o těchto veličinách. Na obr. 6.8 je závislost parametru I_{d0} a na obr. 6.9 je závislost parametru $1/I_{d0}$ na délce kanálu v logaritmických souřadnicích. Pro vzorky s délkou kanálu 0,2 až 2 µm je parametr I_{d0} nepřímo úměrný odmocnině z délky kanálu, takže $I_{d0} = a/\sqrt{L}$, kde součinitel a je přímo úměrný koncentraci elektronů, jejich pohyblivosti a nepřímo úměrný součiniteli β. Abych mohl odhadnout vliv délky kanálu na koncentraci a pohyblivost nosičů, uvedu závislost součinitele β na délce kanálu L.

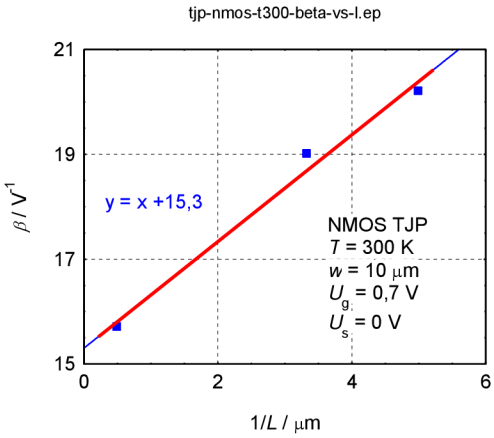


Obr. 6.8. Závislost parametru I_{d0} na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu N



Obr. 6.9. Závislost parametru $1/I_{d0}$ na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu N

Na obr. 6.10 je vynesena závislost součinitele β na převratné délce kanálu $1/L$, z níž vyplývá, že při délce kanálu blížící se k nekonečnu je součinitel $\beta_n = 15{,}3\ \mathrm{V}^{-1}$.

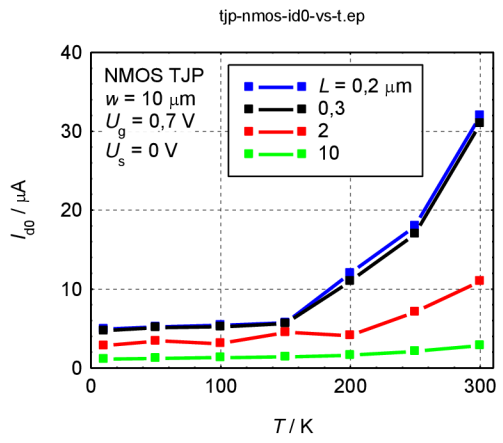


Obr. 6.10. Závislost součinitele β na převratné délce kanálu $1/L$ tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu N

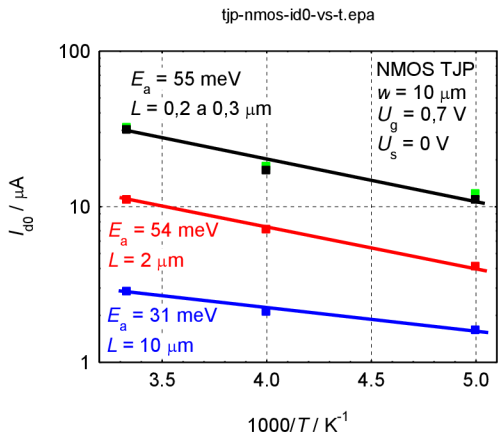
Z předchozího rozboru vyplývá, že pro délky kanálu menší než 2 μm, je závislost I_{d0} určena pouze koncentrací nosičů a jejich pohyblivostí.

6.1.1.2 Výstupní charakteristiky v teplotním rozsahu 10 až 300 K

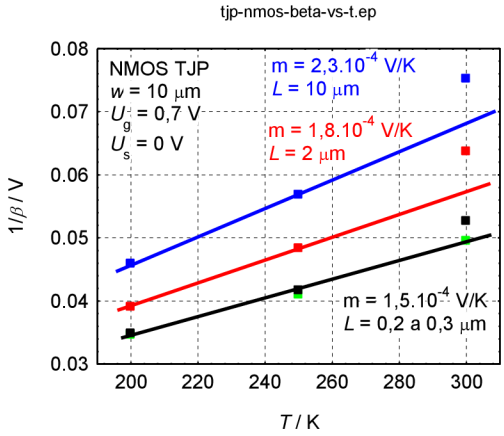
Teplotní závislost parametru I_{d0} tranzistorů MOSFET s kanálem typu N o šířce 10 μm, pro napětí na hradle $U_g = 0{,}7$ V a napětí na substrátu $U_s = 0$ V, pro délku kanálu $L = 0{,}2$; 0,3; 2 a 10 μm, v teplotním rozsahu 10 až 300 K je na obr. 6.11. Parametr I_{d0} nezávisí na teplotě v rozsahu od 10 do 150 K. Od 150 do 300 K parametr I_{d0} roste přibližně exponenciálně s aktivační energií 55 meV pro délky kanálu 0,2 a 0,3 μm, s energií 54 meV pro délku kanálu 2 μm a s energií 31 meV pro délku kanálu 10 μm, jak je uvedeno na obr. 6.12. Je zajímavé, že parametr I_{d0} téměř nezávisí na teplotě v teplotním rozsahu 10 až 150 K. Je tomu tak pravděpodobně proto, že teplotní závislost veličin koncentrace, pohyblivosti a součinitele β se vzájemně ruší.



Obr. 6.11. Teplotní závislost parametru I_{d0} tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu N



Obr. 6.12. Aktivační energie parametru I_{d0} tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu N



Obr. 6.13. Převratná hodnota součinitele β tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu N

Avšak jak je uvedeno na obr. 6.13 součinitel β je teplotně závislý, a to tak, že jeho převratná hodnota roste téměř lineárně s teplotou v rozsahu 200 až 300 K se směrnicí m = 1,5 až 2,3.10^{-4} V/K.

6.1.1.3 Odpor kanálu a přívodních kontaktů

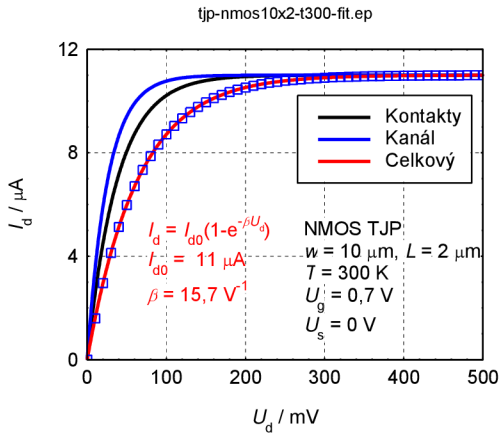
Pro aplikace je důležité určit, jaká část přiloženého napětí se ztrácí na přívodech mezi kontakty a kanálem. Tento problém se může řešit za předpokladu, že součinitel β kanálu

je roven teoretické hodnotě, a to proto, že koncentrace n_x nosičů v daném bodě x kanálu by měla vyhovovat Boltzmannově vztahu (4.14) ve tvaru

$$n(x) = n_0 \mathrm{e}^{-\beta U(x)} = n_0 (1-\xi) I_\mathrm{d} / I_\mathrm{d0} ,$$

kde n_0 je koncentrace nosičů náboje u emitoru, I_d je proud kanálem, I_d0 je parametr ampér-voltové charakteristiky a $\xi = x/L$ je normalizovaná poloha v kanálu.

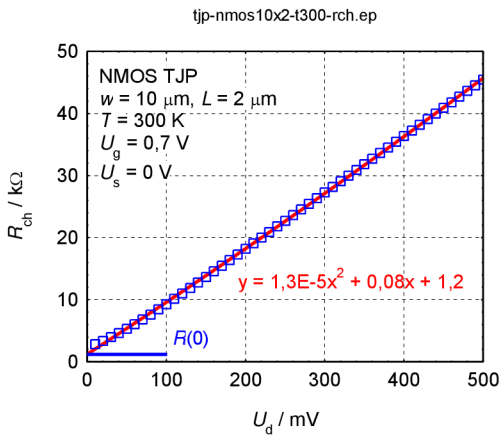
Abych získal závislost odporu kanálu a odporu přívodních kontaktů v závislosti na napětí kolektoru U_d, rozložím naměřenou výstupní charakteristiku, jak je uvedeno na obr. 6.14.



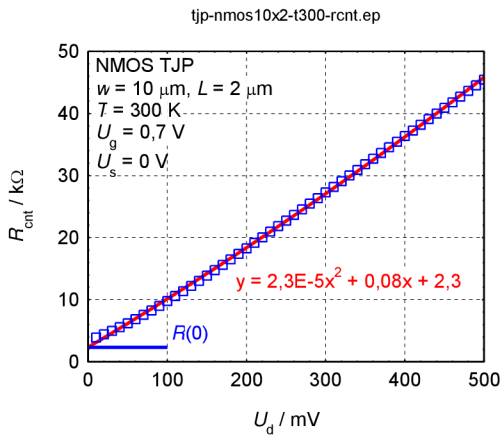
Obr. 6.14. Rozdělení napětí na kanálu a přívodních kontaktech tranzistoru MOSFET TJP s kanálem typu N

Určím závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů v závislosti na napětí kolektoru U_d. Pro nízká napětí U_d pod $3kT/e$ je celkový odpor, tj. odpor kontaktů a kanálu roven diferenciálnímu odporu získaného z ampér-voltové charakteristiky. Uvedu, že tato hodnota je poněkud vyšší, než hodnota získaná proložením naměřených hodnot odporu v závislosti na napětí U_d kvadratickou funkcí, takže hodnota získaná proložením naměřených hodnot touto kvadratickou závislostí dává pro U_d blížící se k nule hodnotu nižší, než je skutečná hodnota odporu.

Pro kanál vychází odpor R_ch0 = 2,35 kΩ a z proložení naměřených hodnot kvadratickou funkcí R_ch0 = 1,2 kΩ (viz obr. 6.15). Pro přívodní kontakty vychází odpor R_cnt0 = 5,79 kΩ a z proložení naměřených hodnot kvadratickou funkcí R_cnt0 = 2,3 kΩ (viz obr. 6.16).



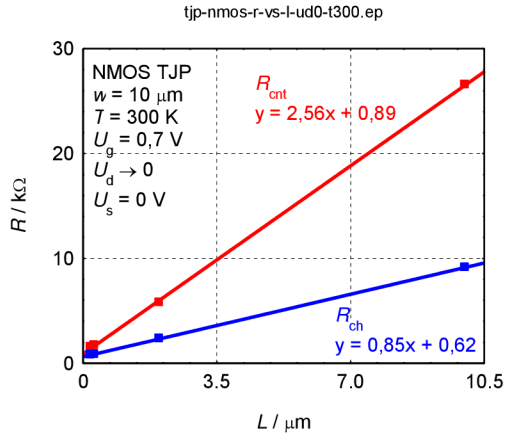
Obr. 6.15. Odpor kanálu v závislosti na napětí kolektoru tranzistoru MOSFET TJP s kanálem typu N



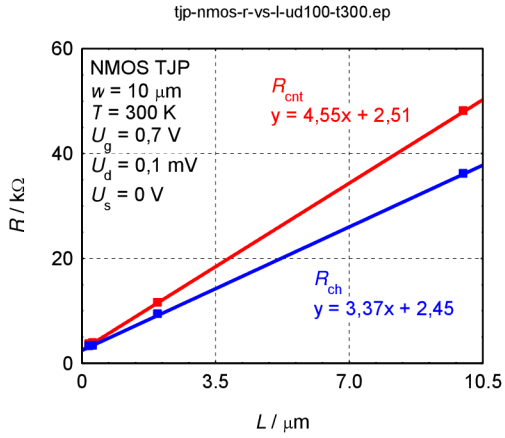
Obr. 6.16. Odpor přívodních kontaktů v závislosti na napětí kolektoru tranzistoru MOSFET TJP s kanálem typu N

Dále jsem sledoval závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu. Výsledky tohoto experimentu jsou na obr. 6.17. Odpor kanálu R_{ch} lze aproximovat empirickou závislostí: $R = R_0 + mL$, kde směrnice m_{ch} = 850 Ω/μm a R_{ch0} = 620 Ω. Obdobně lze aproximovat odpor přívodních kontaktů stejnou empirickou závislostí jako u odporu kanálu, kde směrnice m_{cnt} = 2,56 kΩ/μm a R_{cnt0} = 890 Ω.

Je třeba uvést, že není známá délka přívodních kontaktů, takže jsem vycházel z toho, že existuje přímá úměrnost mezi délkou kontaktů a délkou kanálu pro jednotlivé technologie.



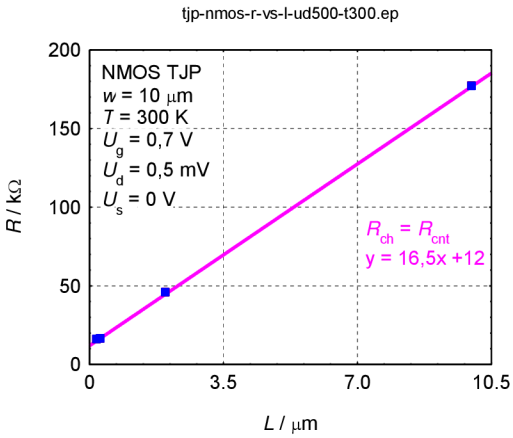
Obr. 6.17. Závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu L pro napětí na kolektoru $U_d \to 0$ tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu N



Obr. 6.18. Závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu L pro napětí na kolektoru U_d = 0,1 V tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu N

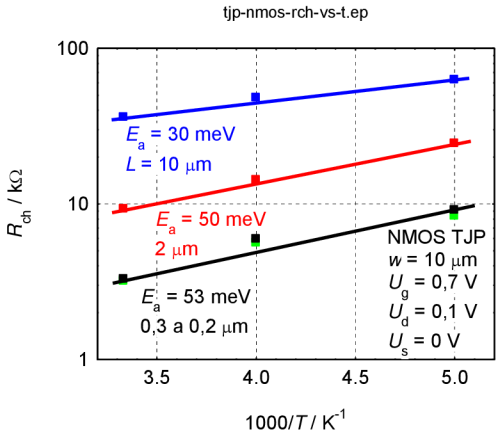
Na obr. 6.18 je závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu pro napětí na kolektoru U_d = 100 mV. Aproximací odporu kanálu získám hodnoty, kde směrnice m_{ch} = 3,37 kΩ/μm a R_{ch0} = 2,45 kΩ. Obdobně vycházím i u odporu přívodních kontaktů, kde směrnice m_{cnt} = 4,55 kΩ/μm a R_{cnt0} = 2,51 kΩ.

Z předchozích obrázků je zřejmé, že odpor kanálu je pro $U_d \rightarrow 0$ menší, než odpor přívodních kontaktů. Se zvyšujícím se napětím na kolektoru U_d se rozdíl mezi odpory kanálu a přívodních kontaktů zmenšuje. Při saturaci nastane k téměř úplnému vymazání rozdílu mezi odporem kanálu a přívodních kontaktů, jak je vidět na obr. 6.19. Aproximací odporu kanálu tedy i přívodních kontaktů získám hodnoty, kde směrnice m_{ch} = 16,5 kΩ/μm a R_{ch0} = 12 kΩ.

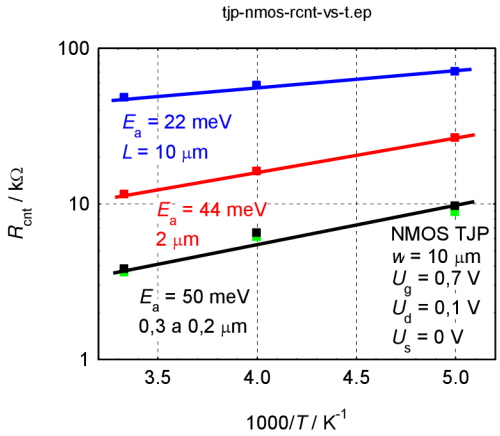


Obr. 6.19. Závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu L pro napětí na kolektoru U_d = 0,5 V tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu N

Na obr. 6.20 je odpor kanálu a na obr. 6.21 je odpor přívodních kontaktů v teplotním rozsahu 200 až 300 K pro různé délky kanálu tranzistorů MOSFET typu N.

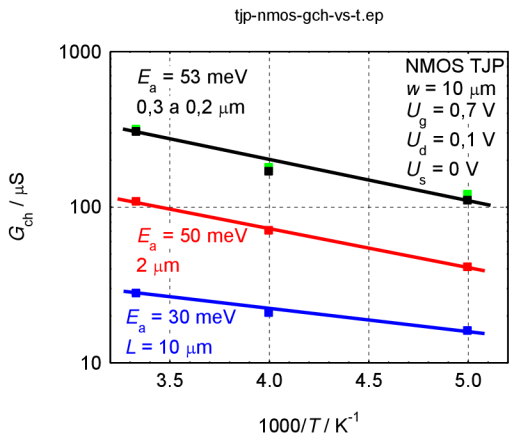


Obr. 6.20. Teplotní závislost odporu kanálu pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu N

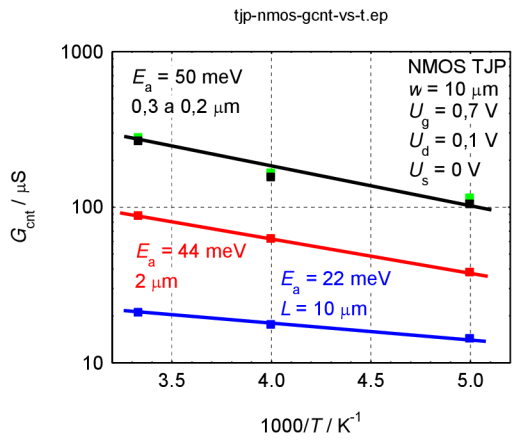


Obr. 6.21. Teplotní závislost odporu přívodních kontaktů pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu N

Z těchto obrázků vyplývá, že s rostoucí teplotou odpory kanálu i přívodních kontaktů klesají s aktivační energií v rozsahu 22 až 53 meV. Je tomu tak proto, že s rostoucí teplotou roste koncentrace nosičů náboje.



Obr. 6.22. Teplotní závislost vodivosti kanálu pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu N



Obr. 6.23. Teplotní závislost vodivosti přívodních kontaktů pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu N

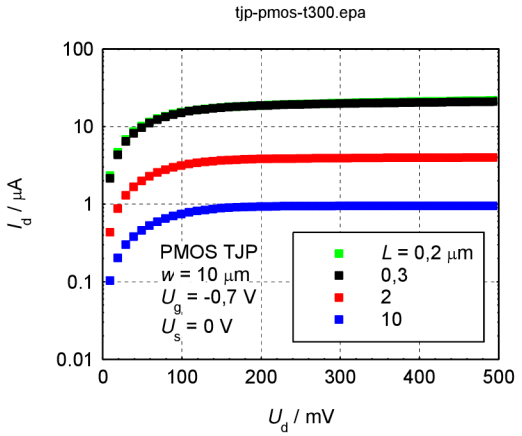
Na obr. 6.22 je teplotní závislost vodivosti kanálu a na obr. 6.23 je teplotní závislost vodivosti přívodních kontaktů v rozsahu 200 až 300 K pro různé délky kanálu tranzistorů MOSFET typu N.

6.1.2 Vzorky TJP s kanálem typu P

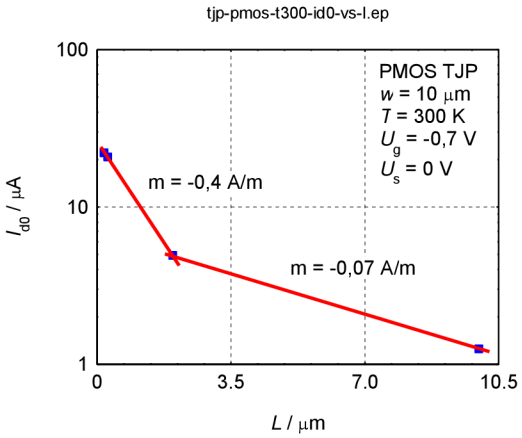
Uvedu výstupní charakteristiky tranzistorů MOSFET s kanálem typu P o šířce 10 µm pro napětí na hradle U_g = -0,7 V a napětí na substrátu U_s = 0 V. Pro snadnější výpočty a zpracování dat budu nadále zobrazovat grafy v absolutních hodnotách napětí a proudu, protože tranzistory s kanálem typu P se řídí záporným napětím na hradle.

6.1.2.1 Výstupní charakteristiky při teplotě 300 K

Na obr. 6.24 jsou výstupní charakteristiky tranzistorů MOSFET s kanálem typu P, pro napětí na hradle U_g = -0,7 V a napětí na substrátu U_s = 0 V.



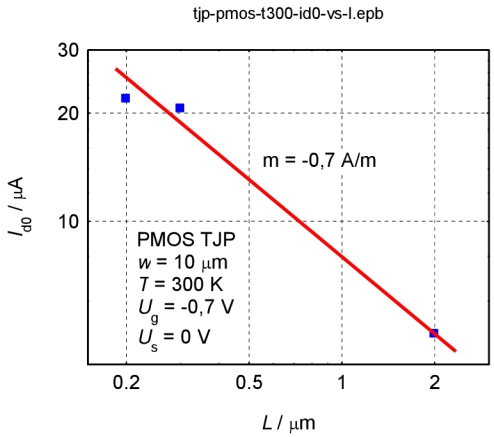
Obr. 6.24. Výstupní charakteristiky tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu P



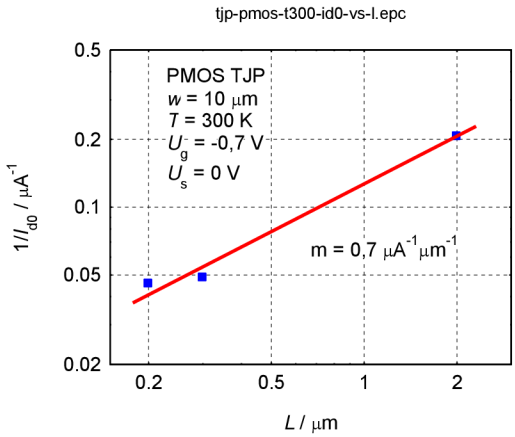
Obr. 6.25. Závislost parametru I_{d0} na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu P

Délka kanálu u těchto vzorků je L = 0,2; 0,3; 2 a 10 µm. S rostoucí délkou kanálu hodnota parametru I_{d0} klesá, jak je zřejmé na obr. 6.25, a to protože parametr I_{d0} je přímo

úměrný vodivosti kanálu, jak je uvedeno ve vztahu (4.11). Vodivost kanálu je přímo úměrná koncentraci nosičů a pohyblivosti, a proto lze ze závislosti parametru I_{d0} na délce kanálu získat informaci o těchto veličinách. Na obr. 6.26 je závislost parametru I_{d0} a na obr. 6.27 je závislost parametru $1/I_{d0}$ na délce kanálu v logaritmických souřadnicích. Pro vzorky s délkou kanálu 0,2 až 2 μm je parametr I_{d0} nepřímo úměrný odmocnině z délky kanálu, takže $I_{d0} = a/\sqrt{L}$, kde součinitel a je přímo úměrný koncentraci elektronů, jejich pohyblivosti a nepřímo úměrný součiniteli β. Abych mohl odhadnout vliv délky kanálu na koncentraci a pohyblivost nosičů, uvedu závislost součinitele β na délce kanálu L.

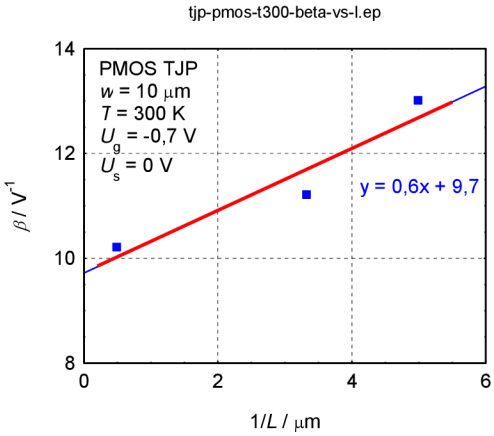


Obr. 6.26. Závislost parametru I_{d0} na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu P



Obr. 6.27. Závislost parametru $1/I_{d0}$ na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu P

Na obr. 6.28 je vynesena závislost součinitele β na převratné délce kanálu $1/L$, z níž vyplývá, že při délce kanálu blížící se k nekonečnu je součinitel $\beta_n = 9{,}7\ V^{-1}$.

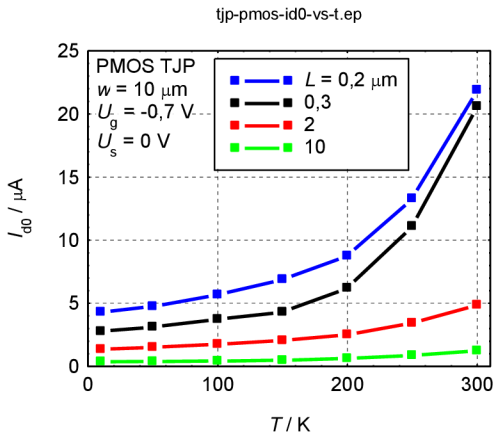


Obr. 6.28. Závislost součinitele β na převratné délce kanálu $1/L$ tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu P

Z předchozího rozboru vyplývá, že pro délky kanálu menší než 2 μm, je závislost parametru I_{d0} určena pouze koncentrací nosičů a jejich pohyblivostí. Tento dílčí výsledek je podobný jako u tranzistorů MOSFET s kanálem typu N.

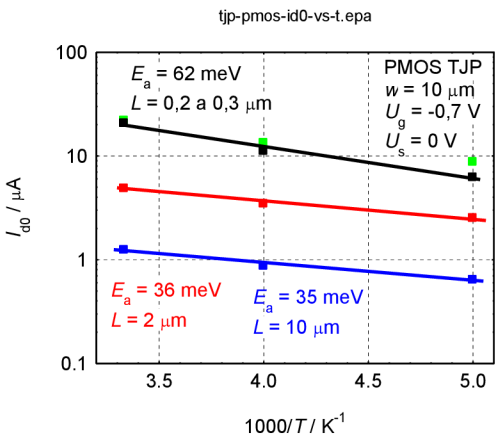
6.1.2.2 Výstupní charakteristiky v teplotním rozsahu 10 až 300 K

Teplotní závislost parametru I_{d0} tranzistorů MOSFET s kanálem typu P o šířce 10 μm, pro napětí na hradle U_g = -0,7 V a napětí na substrátu U_s = 0 V, pro délku kanálu L = 0,2; 0,3; 2 a 10 μm, v teplotním rozsahu 10 až 300 K je na obr. 6.29. Parametr I_{d0} v rozsahu od 10 do 100 K roste lineárně s teplotou.



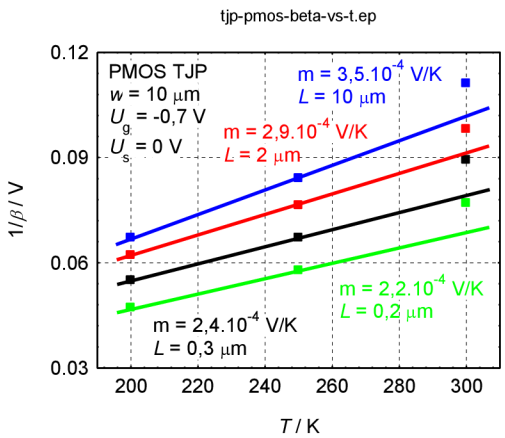
Obr. 6.29. Teplotní závislost parametru I_{d0} tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu P

Od 200 do 300 K parametr I_{d0} roste přibližně exponenciálně s aktivační energií 62 meV pro délky kanálu 0,2 a 0,3 μm, s energií 36 meV pro délku kanálu 2 μm a s energií 35 meV pro délku kanálu 10 μm, jak je uvedeno na obr. 6.30. Slabá závislost parametru I_{d0} v teplotním rozsahu 10 do 100 K je pravděpodobně způsobena tím, že teplotní závislost veličin koncentrace, pohyblivosti a součinitele β se vzájemně téměř ruší.



Obr. 6.30. Aktivační energie parametru I_{d0} tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu P

Dále uvedu teplotní závislost součinitele β. Téměř lineární závislost na teplotě v rozsahu 200 až 300 K získám pro převratnou hodnotu součinitele β. Jak vyplývá z obr. 6.31, převratná hodnota součinitele β roste s teplotou lineárně se směrnicí m = 2,2 až 3,5.10^{-4} V/K.

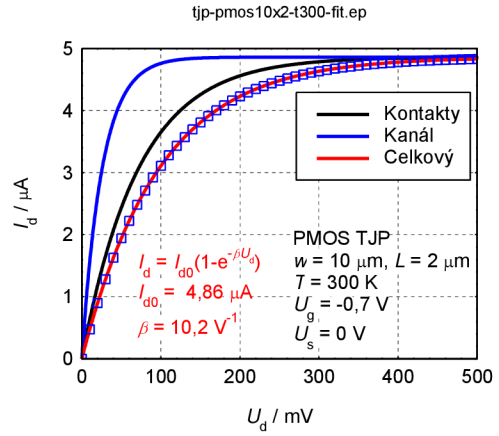


Obr. 6.31. Převratná hodnota součinitele β tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu P

V další podkapitole se zaměřím na odpor kanálu a přívodních kontaktů tranzistorů MOSFET s kanálem typu P.

6.1.2.3 Odpor kanálu a přívodních kontaktů

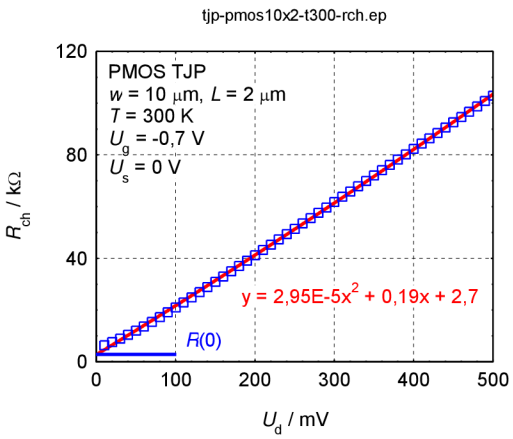
Abych získal závislost odporu kanálu a odporu přívodních kontaktů v závislosti na napětí kolektoru U_d, rozložím naměřenou výstupní charakteristiku obdobně jako u tranzistorů MOSFET s kanálem typu N, jak je uvedeno na obr. 6.32.



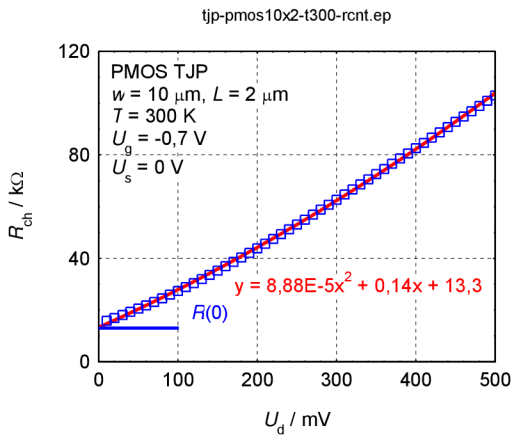
Obr. 6.32. Rozdělení napětí na kanálu a přívodních kontaktech tranzistoru MOSFET TJP s kanálem typu P

Určím závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů v závislosti na napětí kolektoru U_d. Pro nízká napětí U_d pod $3kT/e$ je celkový odpor, tj. odpor kontaktů a kanálu roven diferenciálnímu odporu získaného z ampér-voltové charakteristiky. Uvedu, že tato hodnota je poněkud vyšší, než hodnota získaná proložením naměřených hodnot odporu v závislosti na napětí U_d kvadratickou funkcí, takže hodnota získaná proložením naměřených hodnot touto kvadratickou závislostí dává pro U_d blížící se k nule hodnotu nižší, než je skutečná hodnota odporu.

Pro kanál vychází odpor R_{ch0} = 5,32 kΩ a z proložení naměřených hodnot kvadratickou funkcí R_{ch0} = 2,7 kΩ (viz obr. 6.33). Pro přívodní kontakty vychází odpor R_{cnt0} = 20,17 kΩ a z proložení naměřených hodnot kvadratickou funkcí R_{cnt0} = 13,3 kΩ (viz obr. 6.34).



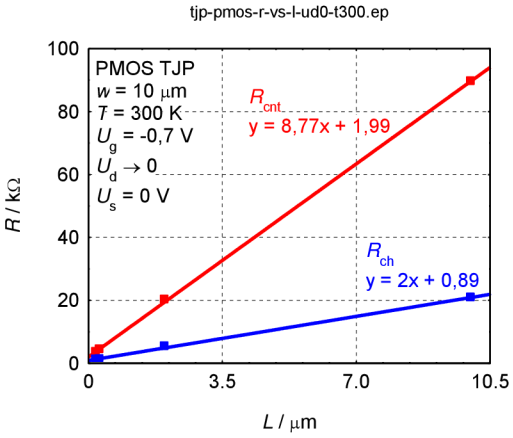
Obr. 6.33. Odpor kanálu v závislosti na napětí kolektoru tranzistoru MOSFET TJP s kanálem typu P



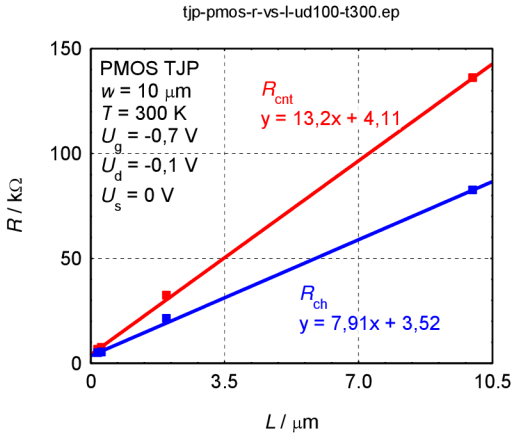
Obr. 6.34. Odpor přívodních kontaktů v závislosti na napětí kolektoru tranzistoru MOSFET TJP s kanálem typu P

Dále jsem sledoval závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu. Výsledky tohoto experimentu jsou na obr. 6.35. Odpor kanálu R_{ch} lze aproximovat empirickou závislostí: $R = R_0 + mL$, kde směrnice m_{ch} = 2 kΩ/μm a R_{ch0} = 890 Ω. Obdobně lze aproximovat odpor přívodních kontaktů stejnou empirickou závislostí jako u odporu kanálu, kde směrnice m_{cnt} = 8,77 kΩ/μm a R_{cnt0} = 199 Ω.

Je třeba uvést, že není známá délka přívodních kontaktů, takže jsem vycházel z toho, že existuje přímá úměrnost mezi délkou kontaktů a délkou kanálu pro jednotlivé technologie.



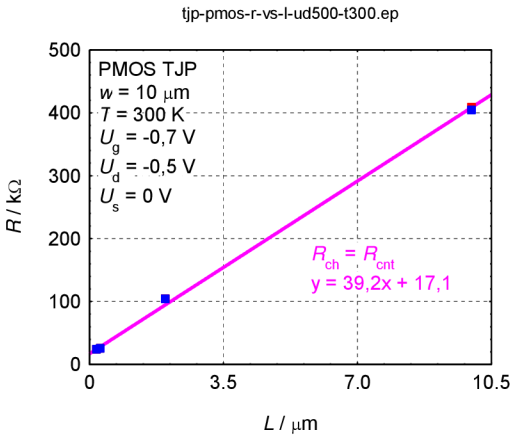
Obr. 6.35. Závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu L pro napětí na kolektoru $U_d \rightarrow 0$ tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu P



Obr. 6.36. Závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu L pro napětí na kolektoru U_d = -0,1 V tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu P

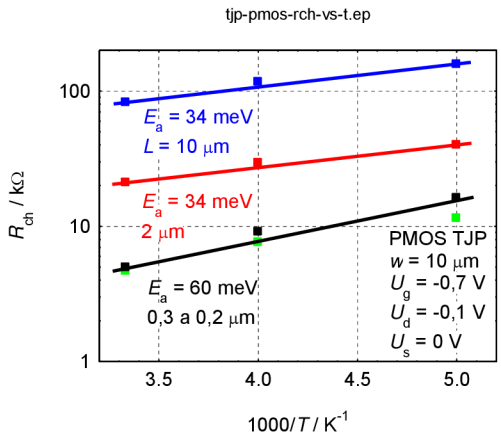
Na obr. 6.36 je závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu pro napětí na kolektoru U_d = -100 mV. Aproximací odporu kanálu získáme hodnoty, kde směrnice m_{ch} = 7,91 kΩ/μm a R_{ch0} = 3,52 kΩ. Obdobně vycházím i u odporu přívodních kontaktů, kde směrnice m_{cnt} = 13,2 kΩ/μm a R_{cnt0} = 4,11 kΩ.

Z předchozích obrázků je zřejmé, že odpor kanálu je pro $U_d \rightarrow 0$ menší, než odpor přívodních kontaktů. Se zvyšujícím se napětím na kolektoru U_d se rozdíl mezi odpory kanálu a přívodních kontaktů zmenšuje. Při saturaci nastane k téměř úplnému vymazání rozdílu mezi odporem kanálu a přívodních kontaktů, jak je vidět na obr. 6.37. Aproximací odporu kanálu tedy i přívodních kontaktů získám hodnoty, kde směrnice m_{ch} = 39,2 kΩ/μm a R_{ch0} = 17,1 kΩ.

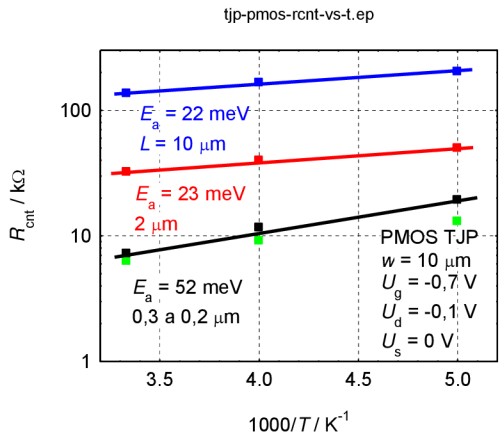


Obr. 6.37. Závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu L pro napětí na kolektoru U_d = -0,5 V tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu P

Na obr. 6.38 je odpor kanálu a na obr. 6.39 je odpor přívodních kontaktů v teplotním rozsahu 200 až 300 K pro různé délky kanálu tranzistorů MOSFET typu P.

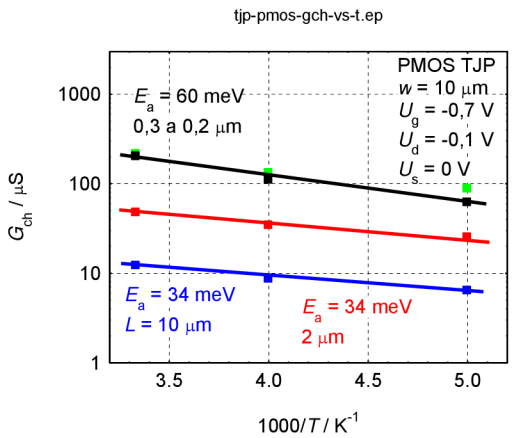


Obr. 6.38. Teplotní závislost odporu kanálu pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu P

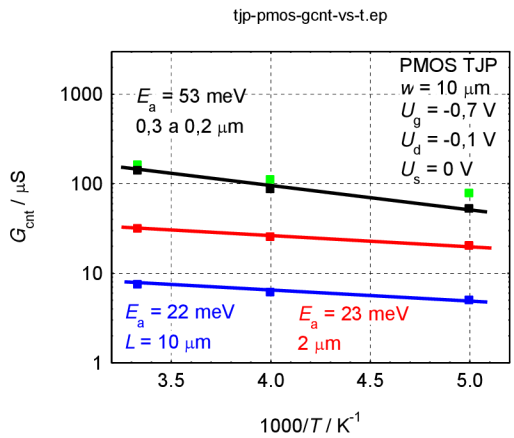


Obr. 6.39. Teplotní závislost odporu přívodních kontaktů pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu P

Z těchto obrázků vyplývá, že s rostoucí teplotou odpory kanálu i přívodních kontaktů klesají s aktivační energií v rozsahu 22 až 60 meV. Je tomu tak proto, že s rostoucí teplotou roste koncentrace nosičů náboje.



Obr. 6.40. Teplotní závislost vodivosti kanálu pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu P

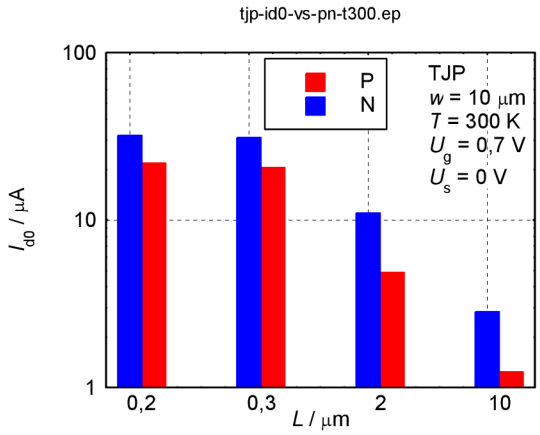


Obr. 6.41. Teplotní závislost vodivosti přívodních kontaktů pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TJP s kanálem typu P

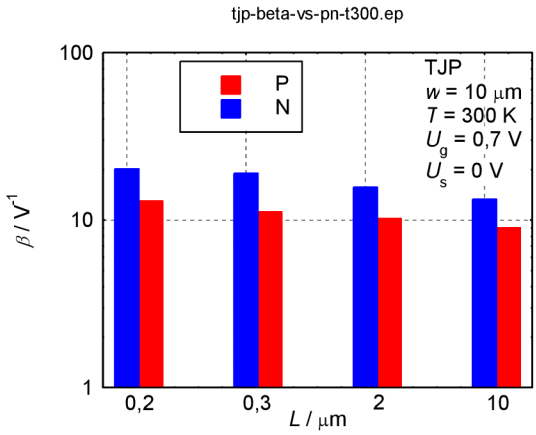
Na obr. 6.40 je teplotní závislost vodivosti kanálu a na obr. 6.41 je teplotní závislost vodivosti přívodních kontaktů v rozsahu 200 až 300 K pro různé délky kanálu tranzistorů MOSFET typu P.

6.1.3 Vyhodnocení vzorků TJP

V této podkapitole shrnu výsledné hodnoty charakteristik tranzistorů MOSFET s kanálem typu N a P o šířce 10 μm pro napětí na hradle U_g = 0,7 V pro typ N a U_g = -0,7 V pro typ P a napětí na substrátu U_s = 0 V.

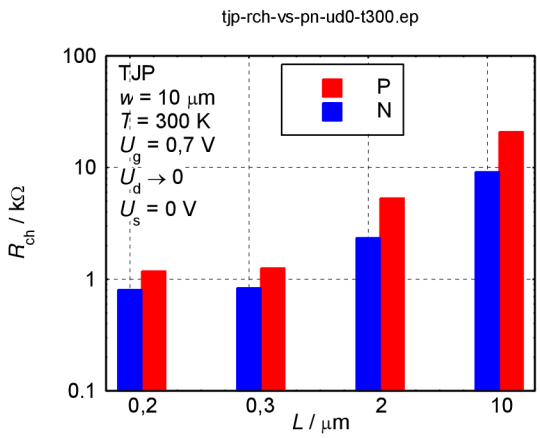


Obr. 6.42. Závislost parametru I_{d0} na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TJP

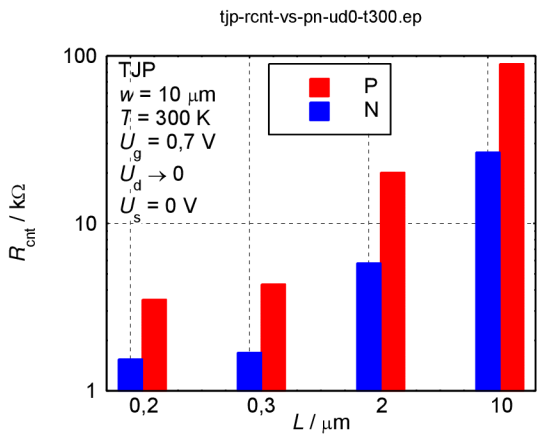


Obr. 6.43. Závislost součinitele β na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TJP

Hodnota parametru I_{d0} klesá s rostoucí délkou kanálu jak pro typ N, tak pro typ P (viz obr. 6.42). Obdobně je u typu P součinitel β menší pro všechny délky kanálu, než u typu N (viz obr. 6.43).

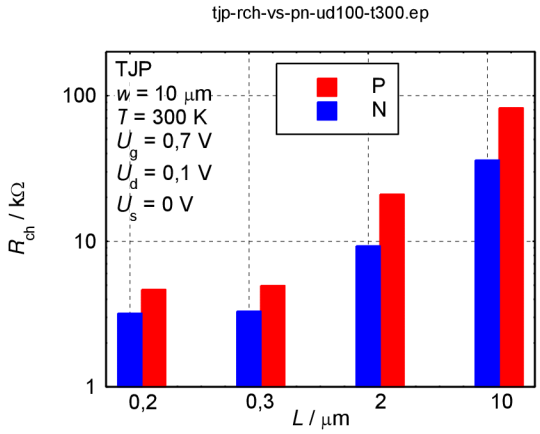


Obr. 6.44. Závislost odporu kanálu na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TJP pro $U_d \rightarrow 0$

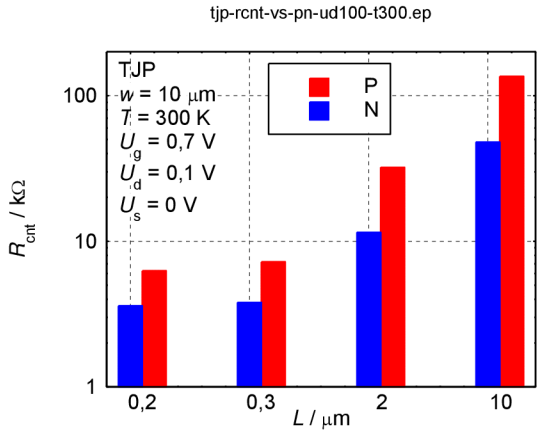


Obr. 6.45. Závislost odporu přívodních kontaktů na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TJP pro $U_d \rightarrow 0$

Odpor kanálu u typu P je větší než pro tranzistory typu N, a to pro všechny délky kanálu a pro napětí na kolektoru U_d blížící se k nule (viz obr. 6.44). Obdobná závislost je pozorována pro odpor přívodních kontaktů (viz obr. 6.45).

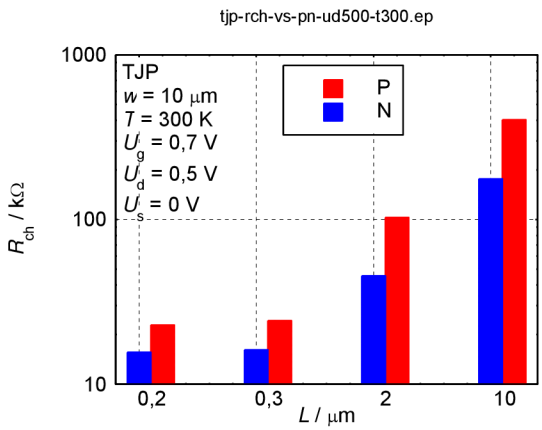


Obr. 6.46. Závislost odporu kanálu na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TJP pro $U_d = 100$ mV

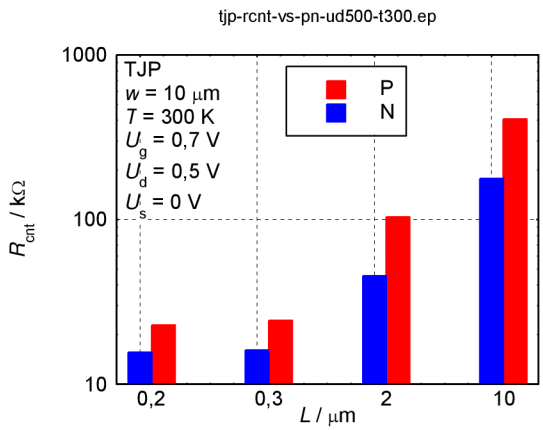


Obr. 6.47. Závislost odporu přívodních kontaktů na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TJP pro $U_d = 100$ mV

Odpor kanálu tranzistorů typu P je větší než u tranzistorů typu N, a to pro všechny délky kanálu a pro napětí na kolektoru $U_d = 100$ mV (viz obr. 6.46). Obdobná závislost je pozorována pro odpor přívodních kontaktů (viz obr. 6.47).



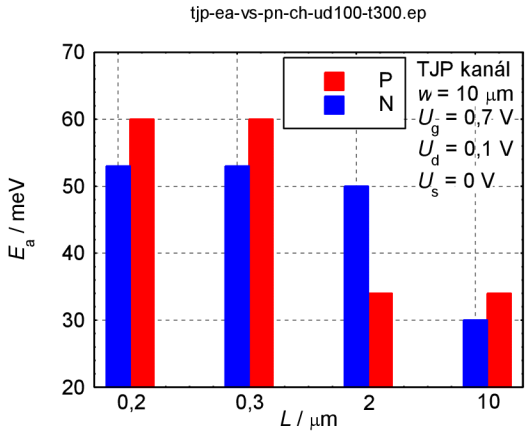
Obr. 6.48. Závislost odporu kanálu na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TJP pro U_d = 500 mV



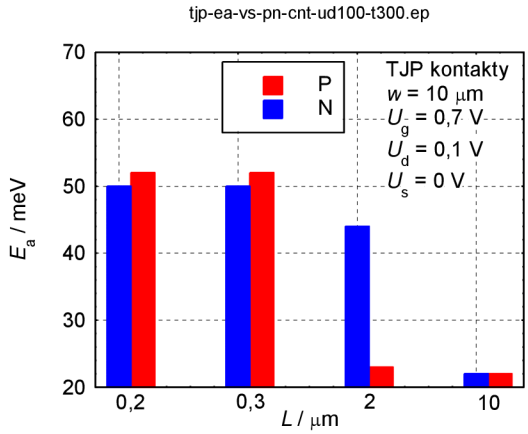
Obr. 6.49. Závislost odporu přívodních kontaktů na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TJP pro U_d = 500 mV

Odpor kanálu tranzistorů typu P je větší než u tranzistorů typu N, a to pro všechny délky kanálu a pro napětí na kolektoru U_d = 500 mV (viz obr. 6.48). Obdobná závislost je pozorována pro odpor přívodních kontaktů (viz obr. 6.49).

Uvedené rozdíly parametrů tranzistorů typu P a N souvisí s rozdílnou hodnotou pohyblivosti, a to proto, že odpor je nepřímo úměrný pohyblivosti a pohyblivost typu P je menší, než u tranzistorů typu N.



Obr. 6.50. Závislost aktivační energie odporu kanálu na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TJP pro U_d = 100 mV



Obr. 6.51. Závislost aktivační energie odporu přívodních kontaktů na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TJP pro U_d = 100 mV

Aktivační energie odporů kanálu a odporu přívodních kontaktů jsou pro vzorky tranzistorů N a P téměř stejné pro všechny délky kromě délky kanálu 2 μm, které jsou zobrazené na obr. 6.50 a obr. 6.51. S rostoucí délkou kanálu aktivační energie klesá, a to jak pro tranzistory typu N i P.

V další podkapitole rozeberu stejným způsobem vzorky tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N a P.

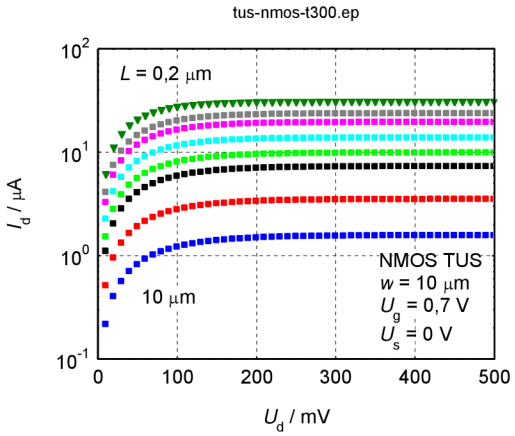
6.1.4 Vzorky TUS s kanálem typu N

Uvedu výstupní charakteristiky tranzistorů MOSFET s kanálem typu N o šířce 10 μm pro napětí na hradle U_g = 0,7 V a napětí na substrátu U_s = 0 V.

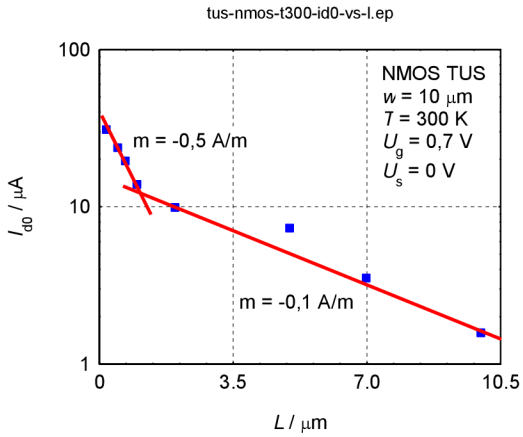
6.1.4.1 Výstupní charakteristiky při teplotě 300 K

Na obr. 6.52 jsou výstupní charakteristiky tranzistorů MOSFET s kanálem typu N o šířce 10 μm, pro napětí na hradle U_g = 0,7 V a napětí na substrátu U_s = 0 V, pro délku kanálu L = 0,2; 0,5; 0,7; 1; 2; 5; 7 a 10 μm.

S rostoucí délkou kanálu hodnota parametru I_{d0} klesá, jak je zřejmé z obr. 6.53, a to protože parametr I_{d0} je přímo úměrný vodivosti kanálu, jak je uvedeno ve vztahu (4.11).

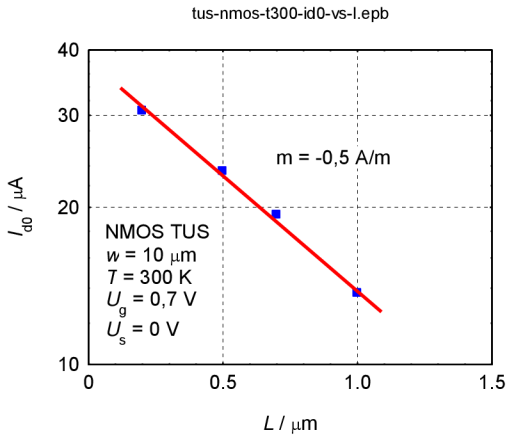


Obr. 6.52. Výstupní charakteristiky tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N

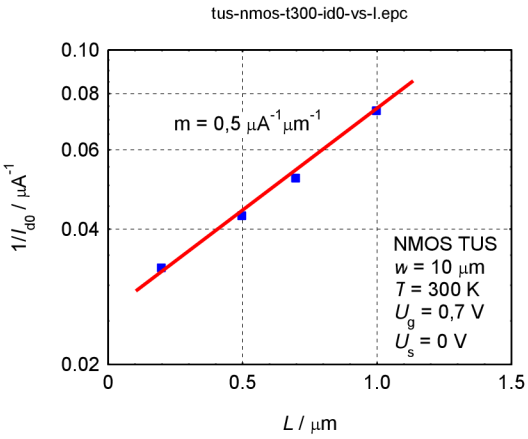


Obr. 6.53. Závislost parametru I_{d0} na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N

Vodivost kanálu je přímo úměrná koncentraci nosičů a pohyblivosti, a proto lze ze závislosti parametru I_{d0} na délce kanálu získat informaci o těchto veličinách. Na obr. 6.54 je závislost parametru I_{d0} a na obr. 6.55 je závislost parametru $1/I_{d0}$ na délce kanálu v logaritmických souřadnicích.

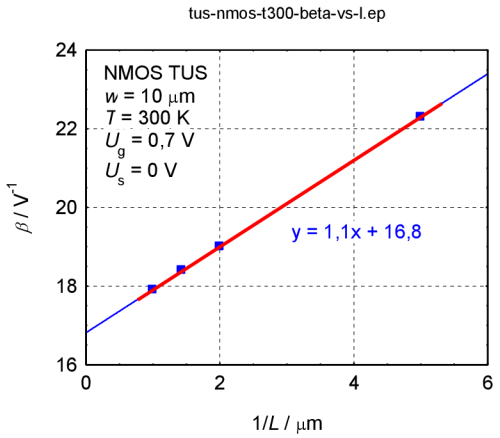


Obr. 6.54. Závislost parametru I_{d0} na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N



Obr. 6.55. Závislost parametru $1/I_{d0}$ na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N

Pro vzorky s délkou kanálu 0,2 až 1 μm je parametr I_{d0} nepřímo úměrný odmocnině z délky kanálu, takže $I_{d0} = a/\sqrt{L}$, kde součinitel a je přímo úměrný koncentraci elektronů, jejich pohyblivosti a nepřímo úměrný součiniteli β. Abych mohl odhadnout vliv délky kanálu na koncentraci a pohyblivost nosičů, uvedu závislost součinitele β na délce kanálu L. Na obr. 6.56 je vynesena závislost součinitele β na převratné délce kanálu $1/L$, z níž vyplývá, že při délce kanálu blížící se k nekonečnu je součinitel $\beta_n = 16{,}8\ V^{-1}$.

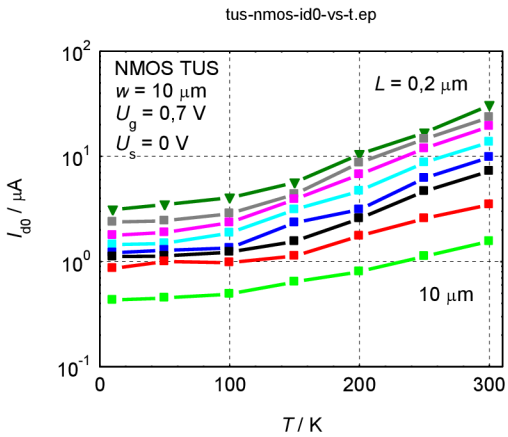


Obr. 6.56. Závislost součinitele β na převratné délce kanálu $1/L$ tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N

Z předchozího rozboru vyplývá, že pro délky kanálu menší než 1 μm, je závislost I_{d0} určena pouze koncentrací nosičů a jejich pohyblivostí.

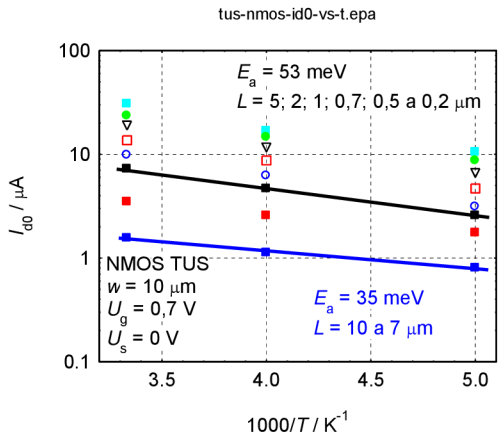
6.1.4.2 Výstupní charakteristiky v teplotním rozsahu 10 až 300 K

Teplotní závislost parametru I_{d0} tranzistorů MOSFET s kanálem typu N o šířce 10 μm, pro napětí na hradle $U_g = 0{,}7$ V a napětí na substrátu $U_s = 0$ V, pro délku kanálu $L = 0{,}2$; 0,5; 0,7; 1; 2; 5; 7 a 10 μm, v teplotním rozsahu 10 až 300 K je na obr. 6.57. Parametr I_{d0} jen mírně závisí na teplotě v rozsahu od 10 do 100 K. Od 100 do 300 K parametr I_{d0} roste přibližně exponenciálně s aktivační energií 53 meV pro délky kanálu 0,2; 0,5; 0,7; 1; 2 a 5 μm a s energií 35 meV pro délku kanálu 7 a 10 μm, jak je uvedeno na obr. 6.58.

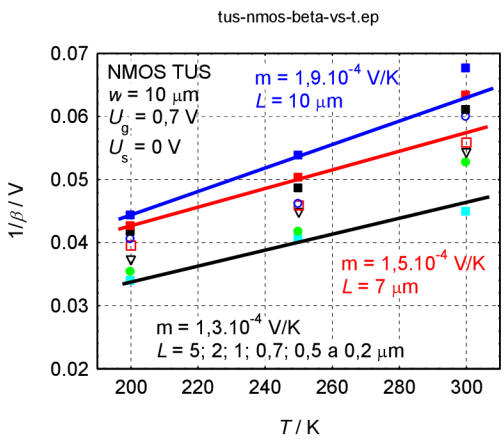


Obr. 6.57. Teplotní závislost parametru I_{d0} tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N

Je zajímavé, že parametr I_{d0} téměř nezávisí na teplotě v teplotním rozsahu 10 až 100 K pro vzorky s délkou kanálu od 2 do 10 μm. Je tomu tak pravděpodobně proto, že teplotní závislost veličin koncentrace, pohyblivosti a součinitele β se vzájemně ruší.



Obr. 6.58. Aktivační energie parametru I_{d0} tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N



Obr. 6.59. Převratná hodnota součinitele β tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N

Avšak jak je uvedeno na obr. 6.59 součinitel β je teplotně závislý, a to tak, že jeho převratná hodnota roste téměř lineárně s teplotou v rozsahu 200 až 300 K se směrnicí m = 1,3 až 1,9.10^{-4} V/K.

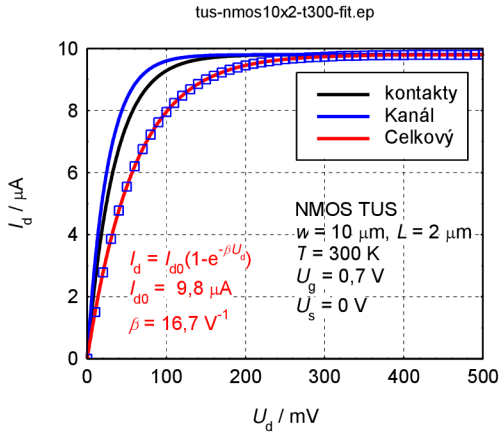
6.1.4.3 Odpor kanálu a přívodních kontaktů

Pro aplikace je důležité určit, jaká část přiloženého napětí se ztrácí na přívodech mezi kontakty a kanálem. Tento problém se může řešit za předpokladu, že součinitel β kanálu je roven teoretické hodnotě, a to proto, že koncentrace n_x nosičů v daném bodě x kanálu by měla vyhovovat Boltzmannově vztahu (4.14) ve tvaru

$$n(x) = n_0 \mathrm{e}^{-\beta U(x)} = n_0 (1-\xi) I_\mathrm{d} / I_{\mathrm{d}0} ,$$

kde n_0 je koncentrace nosičů náboje u emitoru, I_d je proud kanálem, I_{d0} je parametr ampér-voltové charakteristiky a $\xi = x/L$ je normalizovaná poloha v kanálu.

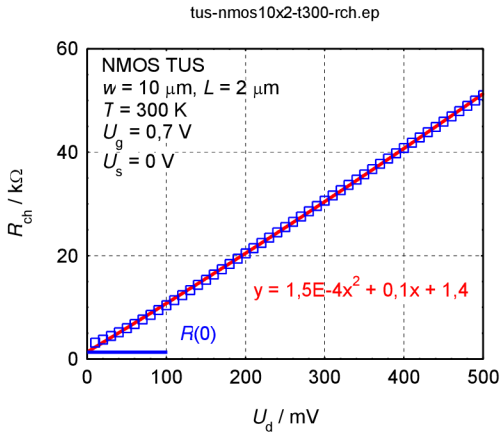
Abych získal závislost odporu kanálu a odporu přívodních kontaktů v závislosti na napětí kolektoru U_d, rozložím naměřenou výstupní charakteristiku, jak je uvedeno na obr. 6.60.



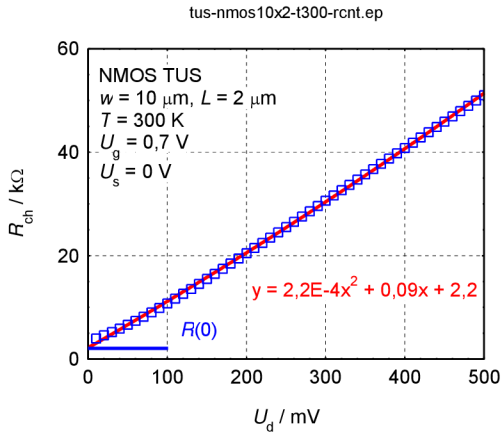
Obr. 6.60. Rozdělení napětí na kanálu a přívodních kontaktech tranzistoru MOSFET TUS s kanálem typu N

Dále určím závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů v závislosti na napětí kolektoru U_d. Pro nízká napětí U_d pod $3kT/e$ je celkový odpor, tj. odpor kontaktů a kanálu roven diferenciálnímu odporu získaného z ampér-voltové charakteristiky. Uvedu, že tato hodnota je poněkud vyšší, než hodnota získaná proložením naměřených hodnot odporu v závislosti na napětí U_d kvadratickou funkcí, takže hodnota získaná proložením naměřených hodnot touto kvadratickou závislostí dává pro U_d blížící se k nule hodnotu nižší, než je skutečná hodnota odporu.

Pro kanál vychází odpor R_{ch0} = 2,64 kΩ a z proložení naměřených hodnot kvadratickou funkcí R_{ch0} = 1,4 kΩ (viz obr. 6.61). Pro přívodní kontakty vychází odpor R_{cnt0} = 3,47 kΩ a z proložení naměřených hodnot kvadratickou funkcí R_{cnt0} = 2,2 kΩ (viz obr. 6.62).



Obr. 6.61. Odpor kanálu v závislosti na napětí kolektoru tranzistoru MOSFET TUS s kanálem typu N

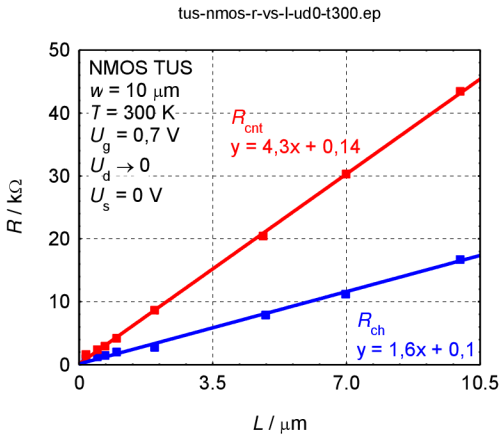


Obr. 6.62. Odpor přívodních kontaktů v závislosti na napětí kolektoru tranzistoru MOSFET TUS s kanálem typu N

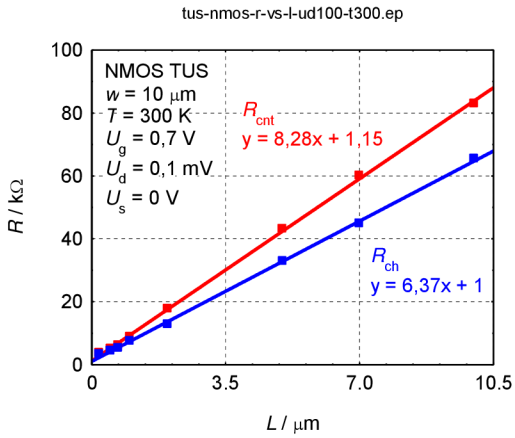
Dále jsem sledoval závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu. Výsledky tohoto experimentu jsou na obr. 6.63. Odpor kanálu R_{ch} lze aproximovat

empirickou závislostí: $R = R_0 + mL$, kde směrnice m_{ch} = 1,6 kΩ/μm a R_{ch0} = 100 Ω. Obdobně lze aproximovat odpor přívodních kontaktů stejnou empirickou závislostí jako u odporu kanálu, kde směrnice m_{cnt} = 4,3 kΩ/μm a R_{cnt0} = 140 Ω.

Je třeba uvést, že není známá délka přívodních kontaktů, takže jsem vycházel z toho, že existuje přímá úměrnost mezi délkou kontaktů a délkou kanálu pro jednotlivé technologie.

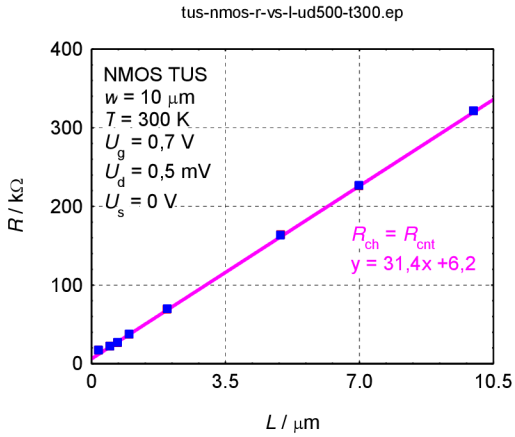


Obr. 6.63. Závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu L pro napětí na kolektoru $U_d \rightarrow 0$ tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N



Obr. 6.64. Závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu L pro napětí na kolektoru U_d = 0,1 V tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N

Na obr. 6.64 je závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu pro napětí na kolektoru U_d = 100 mV. Aproximací odporu kanálu získám hodnoty, kde směrnice m_{ch} = 6,37 kΩ/μm a R_{ch0} = 1 kΩ. Obdobně vycházím i u odporu přívodních kontaktů, kde směrnice m_{cnt} = 8,28 kΩ/μm a R_{cnt0} = 1,15 kΩ.

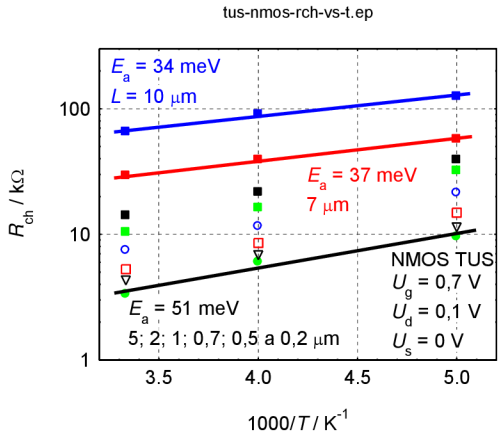


Obr. 6.65. Závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu L pro napětí na kolektoru U_d = 0,5 V

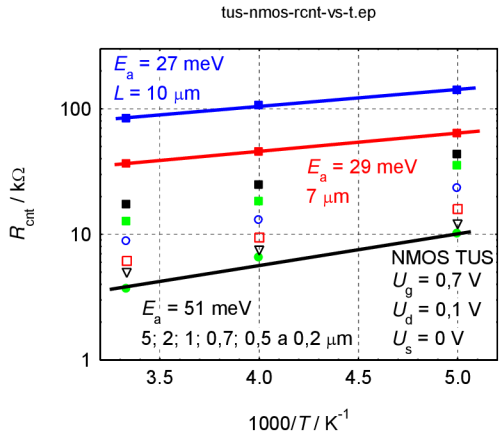
Z předchozích obrázků je zřejmé, že odpor kanálu je pro $U_d \rightarrow 0$ menší, než odpor přívodních kontaktů. Se zvyšujícím se napětím na kolektoru U_d se rozdíl mezi odpory kanálu a přívodních kontaktů zmenšuje. Při saturaci nastane k téměř úplnému vymazání rozdílu mezi odporem kanálu a přívodních kontaktů, jak je vidět na obr. 6.65. Aproximací

odporu kanálu tedy i přívodních kontaktů získám hodnoty, kde směrnice m_{ch} = 31,4 kΩ/μm a R_{ch0} = 6,2 kΩ.

Na obr. 6.66 je odpor kanálu a na obr. 6.67 je odpor přívodních kontaktů v teplotním rozsahu 200 až 300 K pro různé délky kanálu tranzistorů MOSFET typu N.

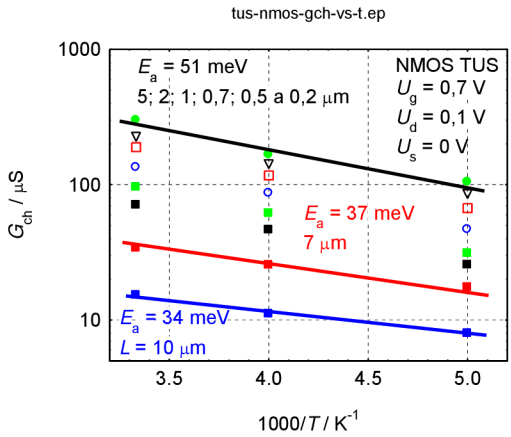


Obr. 6.66. Teplotní závislost odporu kanálu pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N

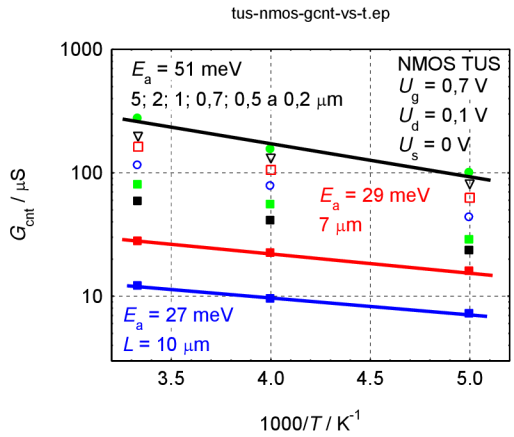


Obr. 6.67. Teplotní závislost odporu přívodních kontaktů pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N

Z těchto obrázků vyplývá, že s rostoucí teplotou odpory kanálu i přívodních kontaktů klesají s aktivační energií v rozsahu 27 až 51 meV. Je tomu tak proto, že s rostoucí teplotou roste koncentrace nosičů náboje.



Obr. 6.68. Teplotní závislost vodivosti kanálu pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N



Obr. 6.69. Teplotní závislost vodivosti přívodních kontaktů pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N

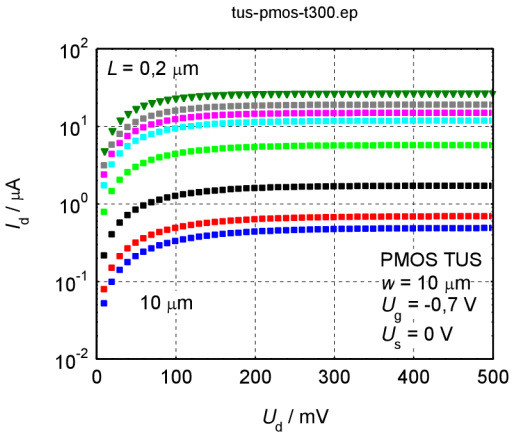
Na obr. 6.68 je teplotní závislost vodivosti kanálu a na obr. 6.69 je teplotní závislost vodivosti přívodních kontaktů v rozsahu 200 až 300 K pro různé délky kanálu tranzistorů MOSFET typu N.

6.1.5 Vzorky TUS s kanálem typu P

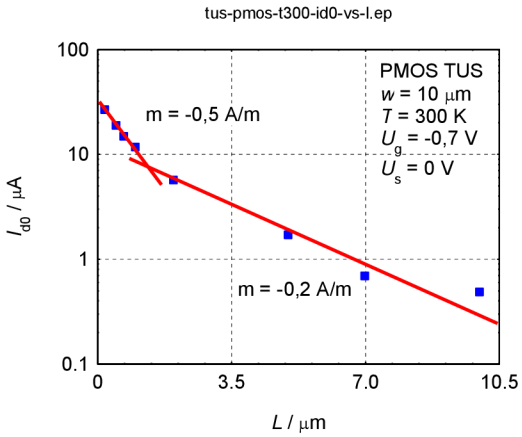
Uvedu výstupní charakteristiky tranzistorů MOSFET s kanálem typu P o šířce 10 μm pro napětí na hradle U_g = -0,7 V a napětí na substrátu U_s = 0 V. Pro snadnější výpočty a zpracování dat budu nadále zobrazovat grafy v absolutních hodnotách napětí a proudu, protože tranzistory s kanálem typu P se řídí záporným napětím na hradle.

6.1.5.1 Výstupní charakteristiky při teplotě 300 K

Na obr. 6.70 jsou výstupní charakteristiky tranzistorů MOSFET s kanálem typu P o šířce 10 μm, pro napětí na hradle U_g = -0,7 V a napětí na substrátu U_s = 0 V, pro délku kanálu L = 0,2; 0,5; 0,7; 1; 2; 5; 7 a 10 μm.

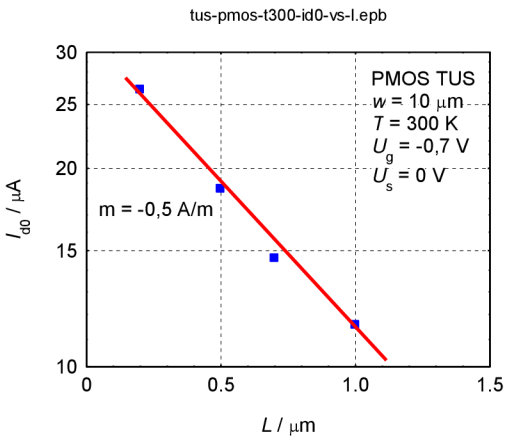


Obr. 6.70. Výstupní charakteristiky tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu P

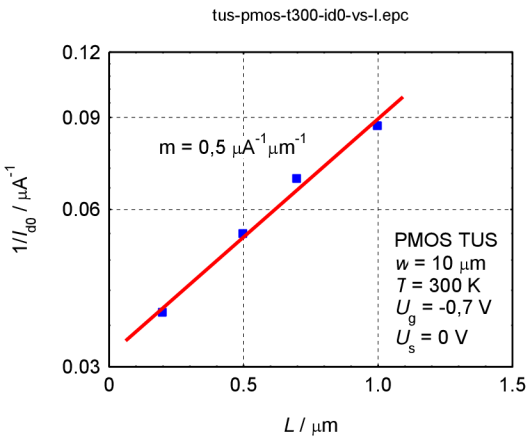


Obr. 6.71. Závislost parametru I_{d0} na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu P

S rostoucí délkou kanálu hodnota parametru I_{d0} klesá, jak je zřejmé na obr. 6.71, a to protože parametr I_{d0} je přímo úměrný vodivosti kanálu, jak je uvedeno ve vztahu (4.11). Vodivost kanálu je přímo úměrná koncentraci nosičů a pohyblivosti, a proto lze ze závislosti parametru I_{d0} na délce kanálu získat informaci o těchto veličinách. Na obr. 6.72 je závislost parametru I_{d0} a na obr. 6.73 je závislost parametru $1/I_{d0}$ na délce kanálu v logaritmických souřadnicích. Pro vzorky s délkou kanálu 0,2 až 1 μm je parametr I_{d0} nepřímo úměrný odmocnině z délky kanálu, takže $I_{d0} = a/\sqrt{L}$, kde součinitel a je přímo úměrný koncentraci elektronů, jejich pohyblivosti a nepřímo úměrný součiniteli β. Abych mohl odhadnout vliv délky kanálu na koncentraci a pohyblivost nosičů, uvedu závislost součinitele β na délce kanálu L.

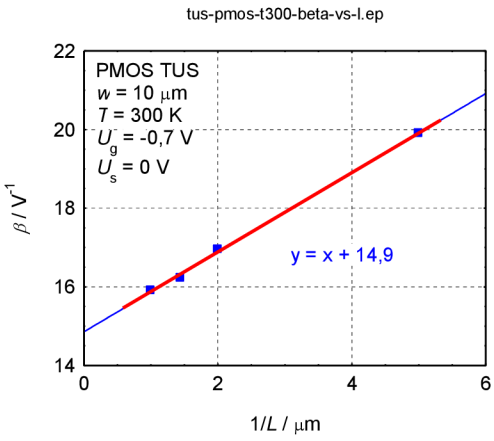


Obr. 6.72. Závislost parametru I_{d0} na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu P



Obr. 6.73. Závislost parametru $1/I_{d0}$ na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu P

Na obr. 6.74 je vynesena závislost součinitele β na převratné délce kanálu $1/L$, z níž vyplývá, že při délce kanálu blížící se k nekonečnu je součinitel $\beta_n = 14{,}9\ V^{-1}$.

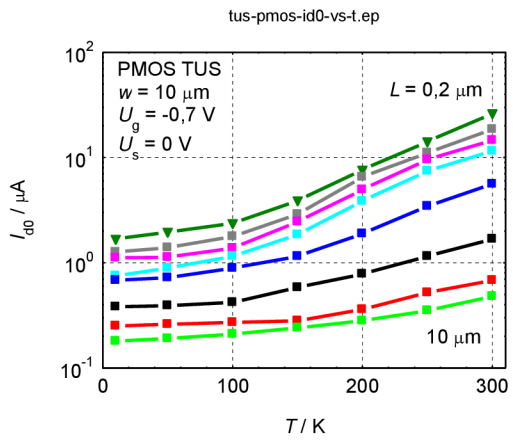


Obr. 6.74. Závislost součinitele β na převratné délce kanálu $1/L$ tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu P

Z předchozího rozboru vyplývá, že pro délky kanálu menší než 1 μm, je závislost parametru I_{d0} určena pouze koncentrací nosičů a jejich pohyblivostí. Tento dílčí výsledek je podobný jako u tranzistorů MOSFET s kanálem typu N.

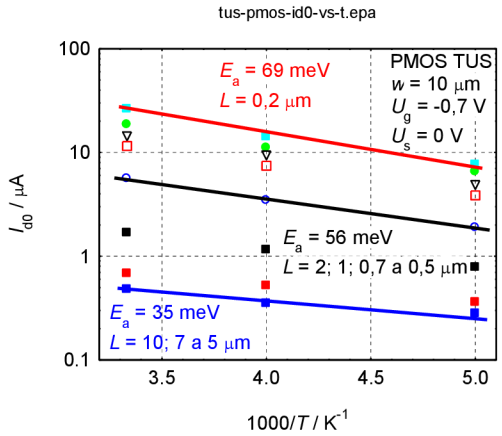
6.1.5.2 Výstupní charakteristiky v teplotním rozsahu 10 až 300 K

Teplotní závislost parametru I_{d0} tranzistorů MOSFET s kanálem typu P o šířce 10 μm, pro napětí na hradle $U_g = -0{,}7$ V a napětí na substrátu $U_s = 0$ V, pro délku kanálu $L = 0{,}2$; 0,5; 0,7; 1; 2; 5; 7 a 10 μm, v teplotním rozsahu 10 až 300 K je na obr. 6.75. Parametr I_{d0} v rozsahu od 10 do 100 K roste lineárně s teplotou.



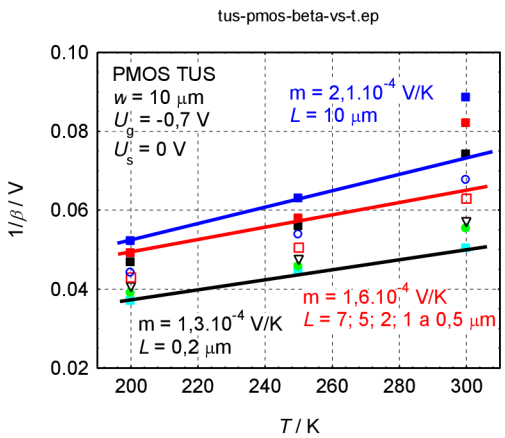
Obr. 6.75. Teplotní závislost parametru I_{d0} tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu P

Od 200 do 300 K parametr I_{d0} roste přibližně exponenciálně s aktivační energií 69 meV pro délku kanálu 0,2 μm, s energií 56 meV pro délky kanálu 0,5; 0,7; 1 a 2 μm a s energií 35 meV pro délky kanálu 5; 7 a 10 μm, jak je uvedeno na obr. 6.76. Slabá závislost parametru I_{d0} v teplotním rozsahu 10 do 100 K je pravděpodobně způsobena tím, že teplotní závislost veličin koncentrace, pohyblivosti a součinitele β se vzájemně téměř ruší.



Obr. 6.76. Aktivační energie parametru I_{d0} tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu P

Dále uvedu teplotní závislost součinitele β. Téměř lineární závislost na teplotě v rozsahu 200 až 300 K získám pro převratnou hodnotu součinitele β. Jak vyplývá z obr. 6.77, převratná hodnota součinitele β roste s teplotou lineárně se směrnicí m = 1,3 až 2,1.10^{-4} V/K.

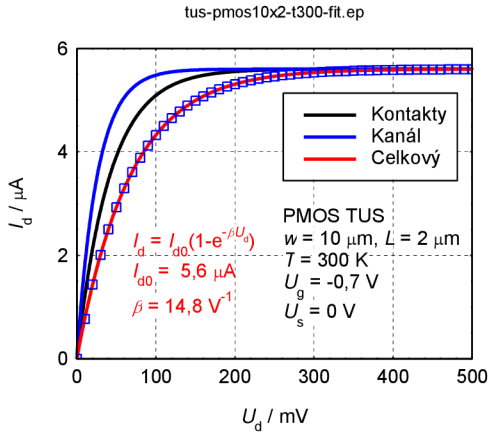


Obr. 6.77. Převratná hodnota součinitele β tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu P

V další podkapitole se zaměřím na odpor kanálu a přívodních kontaktů tranzistorů MOSFET s kanálem typu P.

6.1.5.3 Odpor kanálu a přívodních kontaktů

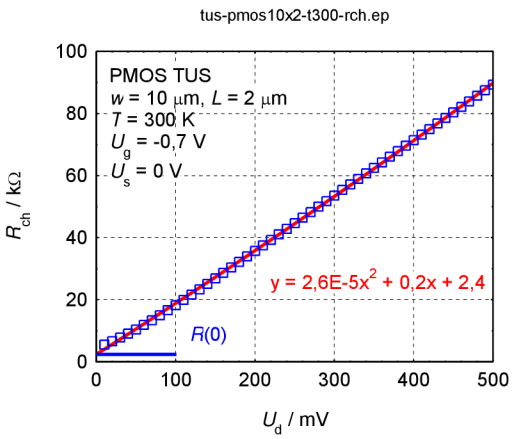
Abych získal závislost odporu kanálu a odporu přívodních kontaktů v závislosti na napětí kolektoru U_d, rozložím naměřenou výstupní charakteristiku obdobně jako u tranzistorů MOSFET s kanálem typu N, jak je uvedeno na obr. 6.78.



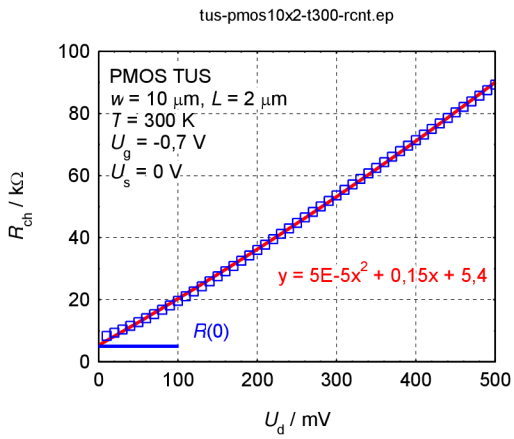
Obr. 6.78. Rozdělení napětí na kanálu a přívodních kontaktech tranzistoru MOSFET TUS s kanálem typu P

Určím závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů v závislosti na napětí kolektoru U_d. Pro nízká napětí U_d pod $3kT/e$ je celkový odpor, tj. odpor kontaktů a kanálu roven diferenciálnímu odporu získaného z ampér-voltové charakteristiky. Uvedu, že tato hodnota je poněkud vyšší, než hodnota získaná proložením naměřených hodnot odporu v závislosti na napětí U_d kvadratickou funkcí, takže hodnota získaná proložením naměřených hodnot touto kvadratickou závislostí dává pro U_d blížící se k nule hodnotu nižší, než je skutečná hodnota odporu.

Pro kanál vychází odpor R_{ch0} = 4,61 kΩ a z proložení naměřených hodnot kvadratickou funkcí R_{ch0} = 2,4 kΩ (viz obr. 6.79). Pro přívodní kontakty vychází odpor R_{cnt0} = 7,45 kΩ a z proložení naměřených hodnot kvadratickou funkcí R_{cnt0} = 5,4 kΩ (viz obr. 6.80).



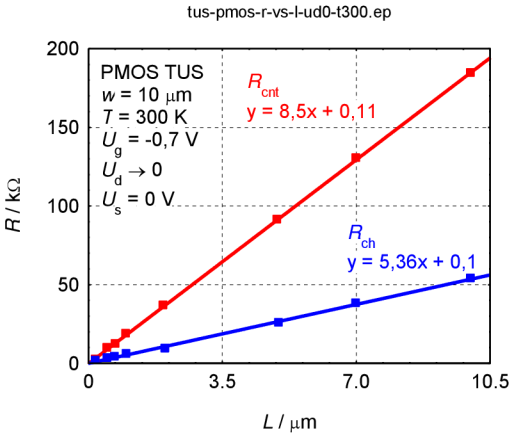
Obr. 6.79. Odpor kanálu v závislosti na napětí kolektoru tranzistoru MOSFET TUS s kanálem typu P



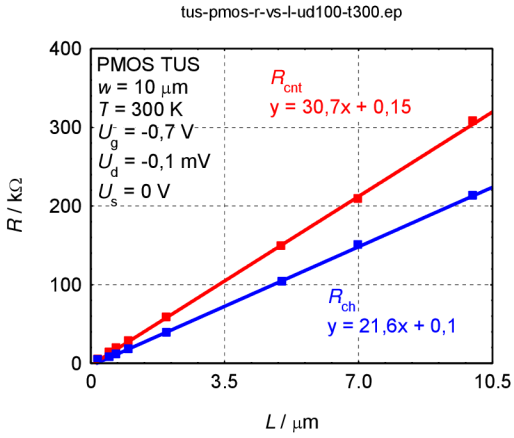
Obr. 6.80. Odpor přívodních kontaktů v závislosti na napětí kolektoru tranzistoru MOSFET TUS s kanálem typu P

Dále jsem sledoval závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu. Výsledky tohoto experimentu jsou na obr. 6.81. Odpor kanálu R_{ch} lze aproximovat empirickou závislostí: $R = R_0 + mL$, kde směrnice m_{ch} = 5,36 kΩ/μm a R_{ch0} = 100 Ω. Obdobně lze aproximovat odpor přívodních kontaktů stejnou empirickou závislostí jako u odporu kanálu, kde směrnice m_{cnt} = 8,5 kΩ/μm a R_{cnt0} = 110 Ω.

Je třeba uvést, že není známá délka přívodních kontaktů, takže jsem vycházel z toho, že existuje přímá úměrnost mezi délkou kontaktů a délkou kanálu pro jednotlivé technologie.



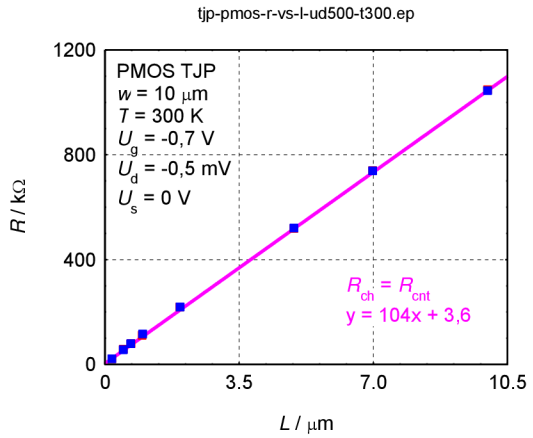
Obr. 6.81. Závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu L pro napětí na kolektoru $U_d \rightarrow 0$ tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu P



Obr. 6.82. Závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu L pro napětí na kolektoru U_d = -0,1 V tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu P

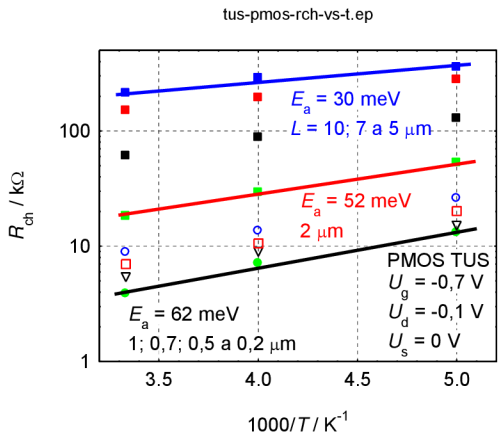
Na obr. 6.82 je závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu pro napětí na kolektoru U_d = -100 mV. Aproximací odporu kanálu získáme hodnoty, kde směrnice m_{ch} = 21,6 kΩ/μm a R_{ch0} = 100 Ω. Obdobně vycházím i u odporu přívodních kontaktů, kde směrnice m_{cnt} = 30,7 kΩ/μm a R_{cnt0} = 150 Ω.

Z předchozích obrázků je zřejmé, že odpor kanálu je pro $U_d \rightarrow 0$ menší, než odpor přívodních kontaktů. Se zvyšujícím se napětím na kolektoru U_d se rozdíl mezi odpory kanálu a přívodních kontaktů zmenšuje. Při saturaci nastane k téměř úplnému vymazání rozdílu mezi odporem kanálu a přívodních kontaktů, jak je vidět na obr. 6.83. Aproximací odporu kanálu tedy i přívodních kontaktů získám hodnoty, kde směrnice m_{ch} = 104 kΩ/μm a R_{ch0} = 3,6 kΩ.

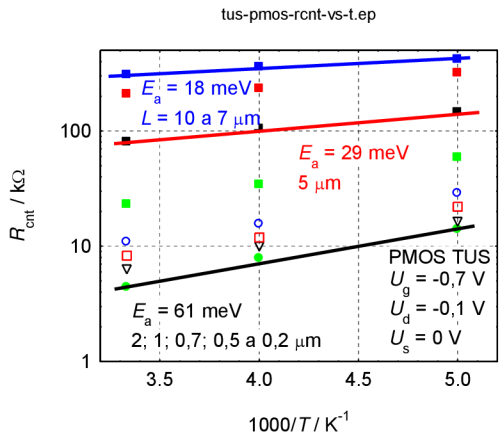


Obr. 6.83. Závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu L pro napětí na kolektoru U_d = -0,5 V tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu P

Na obr. 6.84 je odpor kanálu a na obr. 6.85 je odpor přívodních kontaktů v teplotním rozsahu 200 až 300 K pro různé délky kanálu tranzistorů MOSFET typu P.

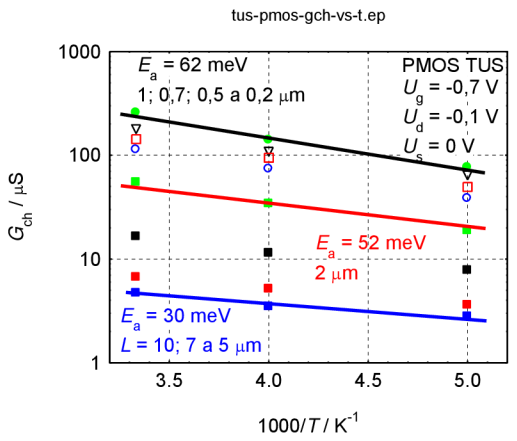


Obr. 6.84. Teplotní závislost odporu kanálu pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu P

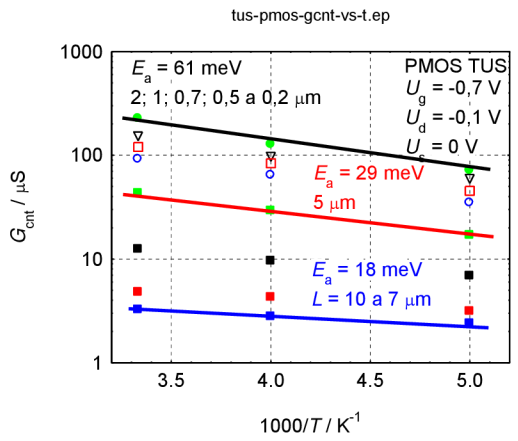


Obr. 6.85. Teplotní závislost odporu přívodních kontaktů pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu P

Z těchto obrázků vyplývá, že s rostoucí teplotou odpory kanálu i přívodních kontaktů klesají s aktivační energií v rozsahu 18 až 62 meV. Je tomu tak proto, že s rostoucí teplotou roste koncentrace nosičů náboje.



Obr. 6.86. Teplotní závislost vodivosti kanálu pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu P

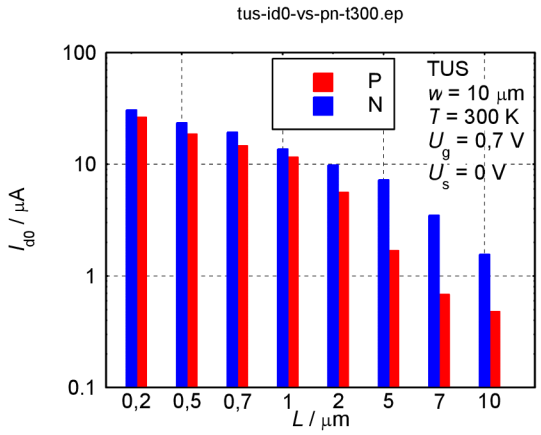


Obr. 6.87. Teplotní závislost vodivosti přívodních kontaktů pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu P

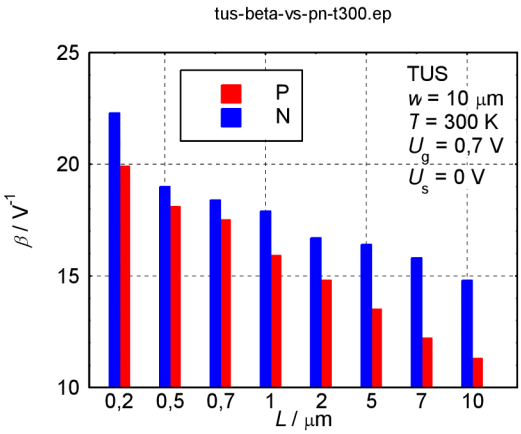
Na obr. 6.86 je teplotní závislost vodivosti kanálu a na Obr. 6.87 je teplotní závislost vodivosti přívodních kontaktů v rozsahu 200 až 300 K pro různé délky kanálu tranzistorů MOSFET typu P.

6.1.6 Vyhodnocení vzorků TUS

V této podkapitole shrnu výsledné hodnoty charakteristik tranzistorů MOSFET s kanálem typu N a P o šířce 10 μm pro napětí na hradle U_g = 0,7 V pro typ N a U_g = -0,7 V pro typ P a napětí na substrátu U_s = 0 V.

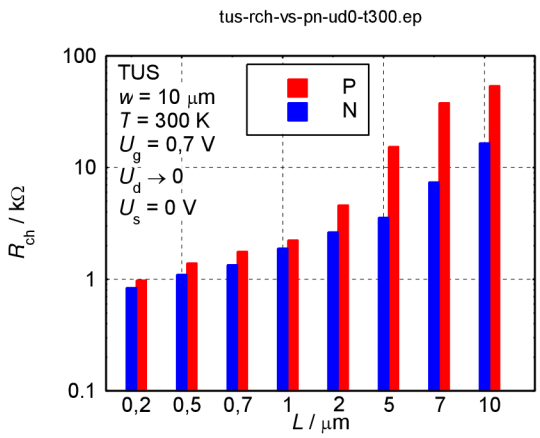


Obr. 6.88. Závislost parametru I_{d0} na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS

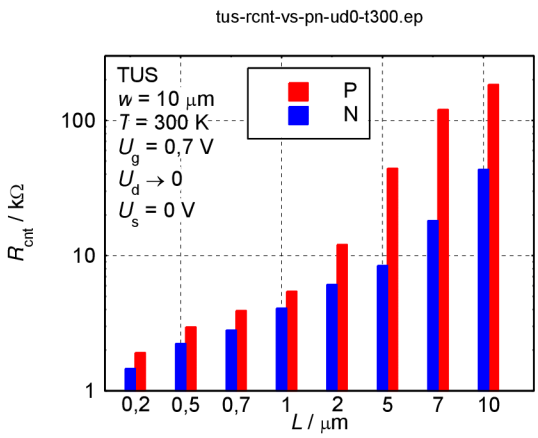


Obr. 6.89. Závislost součinitele β na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS

Hodnota parametru I_{d0} klesá s rostoucí délkou kanálu jak pro typ N, tak pro typ P (viz obr. 6.88). Obdobně je u typu P součinitel β menší pro všechny délky kanálu, než u typu N (viz obr. 6.89).

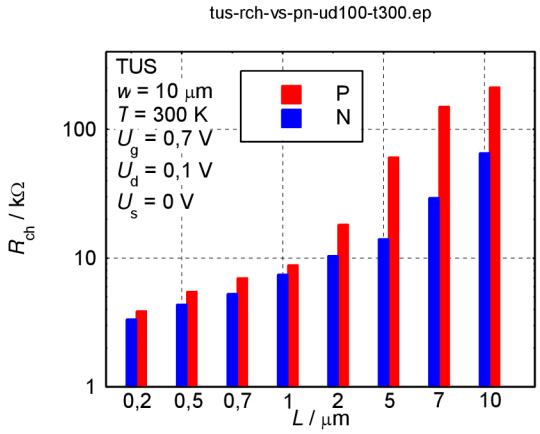


Obr. 6.90. Závislost odporu kanálu na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS pro $U_d \rightarrow 0$

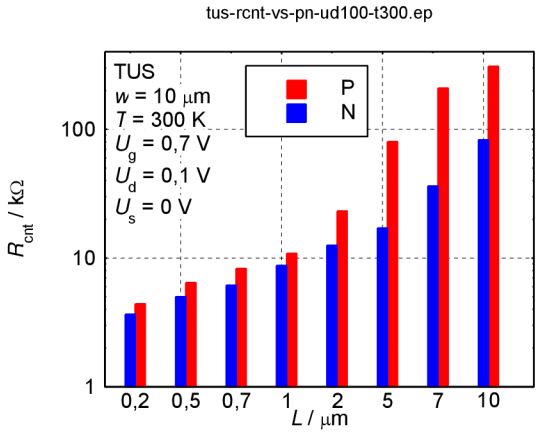


Obr. 6.91. Závislost odporu přívodních kontaktů na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS pro $U_d \rightarrow 0$

Odpor kanálu u typu P je větší než pro tranzistory typu N, a to pro všechny délky kanálu a pro napětí na kolektoru U_d blížící se k nule (viz obr. 6.90). Obdobná závislost je pozorována pro odpor přívodních kontaktů (viz obr. 6.91).

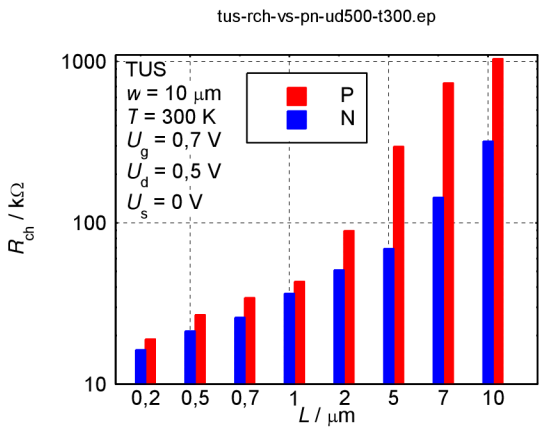


Obr. 6.92. Závislost odporu kanálu na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS pro $U_d = 100$ mV

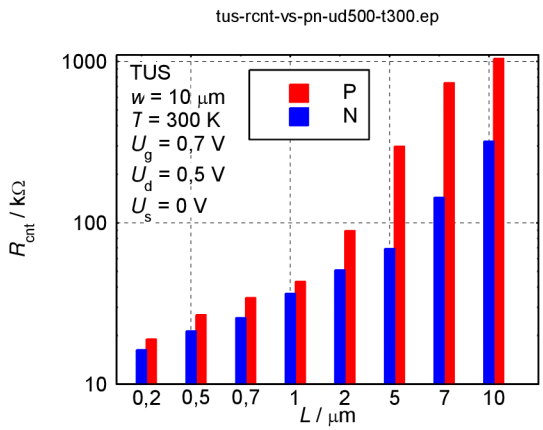


Obr. 6.93. Závislost odporu přívodních kontaktů na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS pro $U_d = 100$ mV

Odpor kanálu tranzistorů typu P je větší než u tranzistorů typu N, a to pro všechny délky kanálu a pro napětí na kolektoru $U_d = 100$ mV (viz obr. 6.92). Obdobná závislost je pozorována pro odpor přívodních kontaktů (viz obr. 6.93).



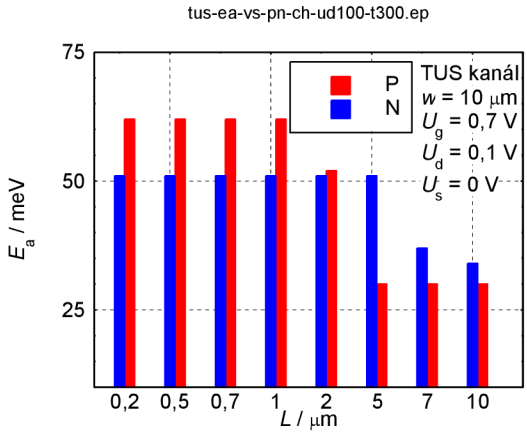
Obr. 6.94. Závislost odporu kanálu na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS pro U_d = 500 mV



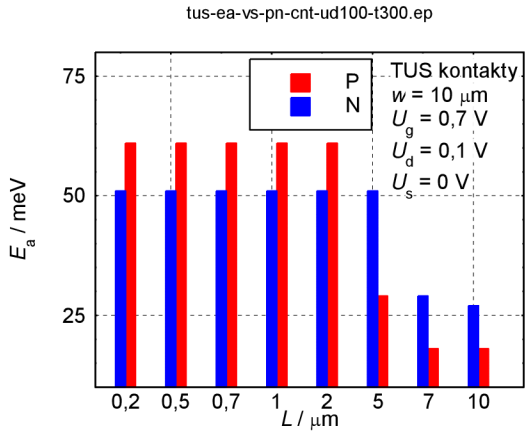
Obr. 6.95. Závislost odporu přívodních kontaktů na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS pro U_d = 500 mV

Odpor kanálu tranzistorů typu P je větší než u tranzistorů typu N, a to pro všechny délky kanálu a pro napětí na kolektoru U_d = 500 mV (viz obr. 6.94). Obdobná závislost je pozorována pro odpor přívodních kontaktů (viz obr. 6.95).

Uvedené rozdíly parametrů tranzistorů typu P a N souvisí s rozdílnou hodnotou pohyblivosti, a to proto, že odpor je nepřímo úměrný pohyblivosti a pohyblivost typu P je menší, než u tranzistorů typu N.



Obr. 6.96. Závislost aktivační energie odporu kanálu na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS pro U_d = 100 mV



Obr. 6.97. Závislost aktivační energie odporu přívodních kontaktů na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS pro U_d = 100 mV

Aktivační energie odporů kanálu a odporu přívodních kontaktů jsou pro vzorky tranzistorů N a P téměř stejné pro všechny délky kromě délky kanálu 5 μm, které jsou zobrazené na obr. 6.96 a obr. 6.97. S rostoucí délkou kanálu aktivační energie klesá, a to jak pro tranzistory typu N i P.

6.1.7 Vzorky TUS2 s kanálem typu N

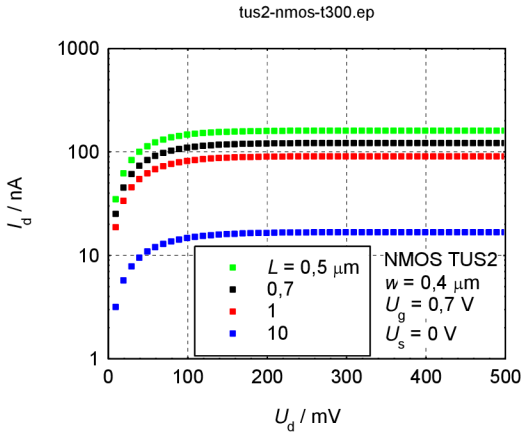
Doposud jsem vyhodnocoval vzorky o šířce kanálu 10 μm. V této podkapitole uvedu výstupní charakteristiky tranzistorů MOSFET s kanálem typu N o šířce 0,4 μm pro napětí

na hradle $U_g = 0{,}7$ V a napětí na substrátu $U_s = 0$ V. Tyto vzorky mají 25-ti násobně menší šířku kanálu, než předchozí vzorku tranzistorů MOSFET.

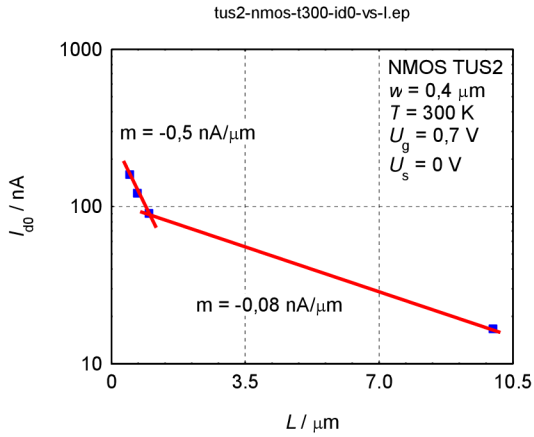
6.1.7.1 Výstupní charakteristiky při teplotě 300 K

Na obr. 6.98 jsou výstupní charakteristiky tranzistorů MOSFET s kanálem typu N o šířce 0,4 μm, pro napětí na hradle $U_g = 0{,}7$ V a napětí na substrátu $U_s = 0$ V, pro délku kanálu $L = 0{,}5$; 0,7; 1 a 10 μm.

S rostoucí délkou kanálu hodnota parametru I_{d0} klesá, jak je zřejmé z obr. 6.99, a to protože parametr I_{d0} je přímo úměrný vodivosti kanálu, jak je uvedeno ve vztahu (4.11).

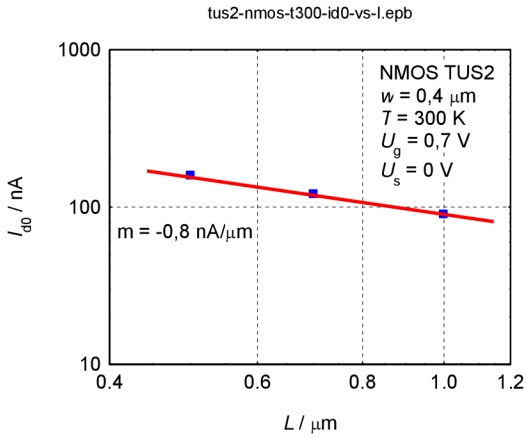


Obr. 6.98. Výstupní charakteristiky tranzistorů MOSFET TUS2 s kanálem typu N

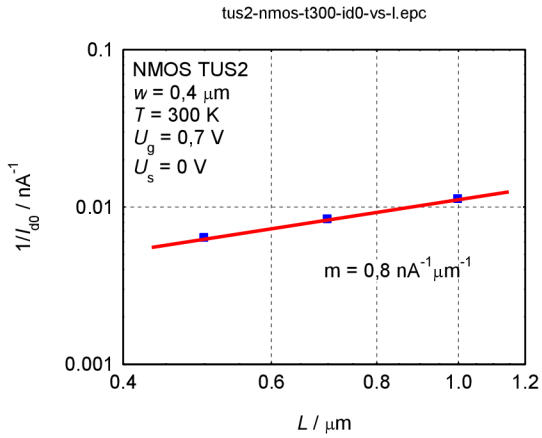


Obr. 6.99. Závislost parametru I_{d0} na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS2 s kanálem typu N

Vodivost kanálu je přímo úměrná koncentraci nosičů a pohyblivosti, a proto lze ze závislosti parametru I_{d0} na délce kanálu získat informaci o těchto veličinách. Na obr. 6.100 je závislost parametru I_{d0} a na obr. 6.101 je závislost parametru $1/I_{d0}$ na délce kanálu v logaritmických souřadnicích.



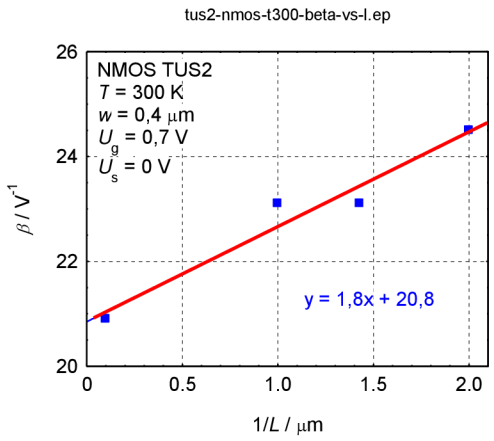
Obr. 6.100. Závislost parametru I_{d0} na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS2 s kanálem typu N



Obr. 6.101. Závislost parametru $1/I_{d0}$ na délce kanálu L tranzistorů MOSFET TUS2 s kanálem typu N

Abych mohl odhadnout vliv délky kanálu na koncentraci a pohyblivost nosičů, uvedu závislost součinitele β na délce kanálu L. Na obr. 6.102 je vynesena závislost součinitele β

na převratné délce kanálu $1/L$, z níž vyplývá, že při délce kanálu blížící se k nekonečnu je součinitel $\beta_n = 20{,}8\ V^{-1}$.

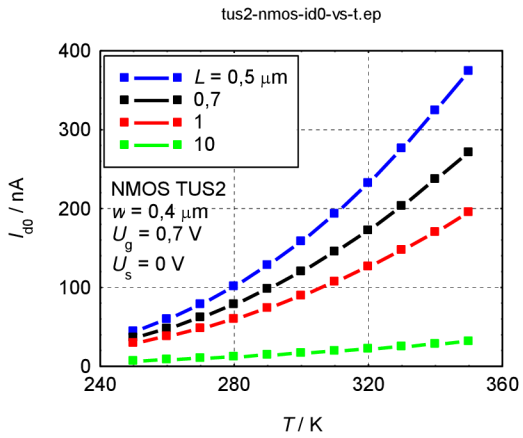


Obr. 6.102. Závislost součinitele β na převratné délce kanálu $1/L$ tranzistorů MOSFET TUS2 s kanálem typu N

Z předchozího rozboru vyplývá, že pro délky kanálu menší než 1 μm, je závislost I_{d0} určena pouze koncentrací nosičů a jejich pohyblivostí.

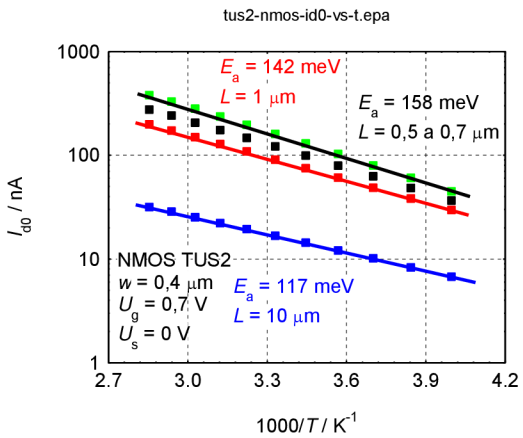
6.1.7.2 Výstupní charakteristiky v teplotním rozsahu 250 až 350 K

Teplotní závislost parametru I_{d0} tranzistorů MOSFET s kanálem typu N o šířce 0,4 μm, pro napětí na hradle $U_g = 0{,}7$ V a napětí na substrátu $U_s = 0$ V, pro délku kanálu $L = 0{,}5$; 0,7; 1 a 10 μm, v teplotním rozsahu 250 až 350 K je na obr. 6.103.



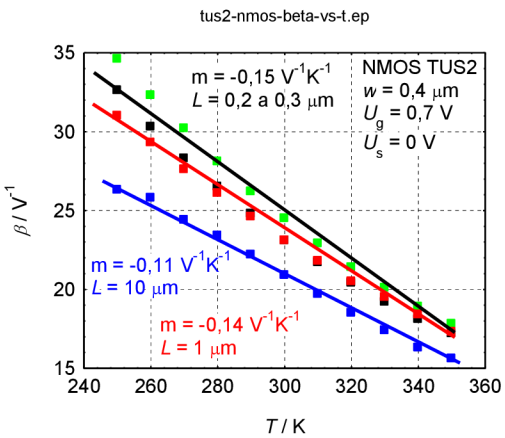
Obr. 6.103. Teplotní závislost parametru I_{d0} tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N

Parametr I_{d0} roste přibližně exponenciálně s aktivační energií 158 meV pro délky kanálu 0,5 a 0,7, s energií 142 meV pro délku kanálu 1 μm a s energií 117 meV pro délku kanálu 10 μm, jak je uvedeno na obr. 6.104.



Obr. 6.104. Aktivační energie parametru I_{d0} tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N

Avšak jak je uvedeno na obr. 6.105 součinitel β je teplotně závislý, a to tak, že jeho hodnota klesá téměř lineárně s teplotou v rozsahu 250 až 350 K se směrnicí m = -0,11 až -0,15 V^{-1}/K^{-1}.



Obr. 6.105. Hodnota součinitele β tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N

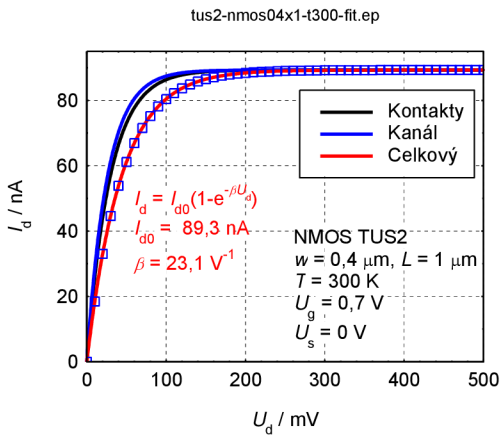
6.1.7.3 Odpor kanálu a přívodních kontaktů

Pro aplikace je důležité určit, jaká část přiloženého napětí se ztrácí na přívodech mezi kontakty a kanálem. Tento problém se může řešit za předpokladu, že součinitel β kanálu je roven teoretické hodnotě, a to proto, že koncentrace n_x nosičů v daném bodě x kanálu by měla vyhovovat Boltzmannově vztahu (4.14) ve tvaru

$$n(x) = n_0 \mathrm{e}^{-\beta U(x)} = n_0 (1-\xi) I_\mathrm{d} / I_\mathrm{d0} ,$$

kde n_0 je koncentrace nosičů náboje u emitoru, I_d je proud kanálem, I_d0 je parametr ampér-voltové charakteristiky a $\xi = x/L$ je normalizovaná poloha v kanálu.

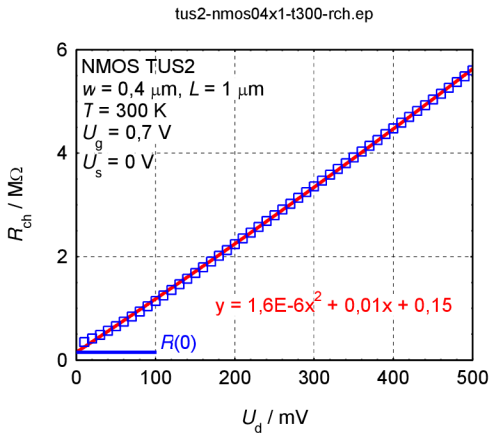
Abych získal závislost odporu kanálu a odporu přívodních kontaktů v závislosti na napětí kolektoru U_d, rozložím naměřenou výstupní charakteristiku, jak je uvedeno na obr. 6.106.



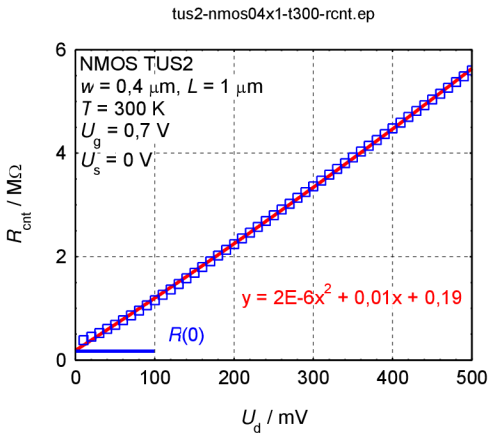
Obr. 6.106. Rozdělení napětí na kanálu a přívodních kontaktech tranzistoru MOSFET TUS s kanálem typu N

Dále určím závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů v závislosti na napětí kolektoru U_d. Pro nízká napětí U_d pod $3kT/e$ je celkový odpor, tj. odpor kontaktů a kanálu roven diferenciálnímu odporu získaného z ampér-voltové charakteristiky. Uvedu, že tato hodnota je poněkud vyšší, než hodnota získaná proložením naměřených hodnot odporu v závislosti na napětí U_d kvadratickou funkcí, takže hodnota získaná proložením naměřených hodnot touto kvadratickou závislostí dává pro U_d blížící se k nule hodnotu nižší, než je skutečná hodnota odporu.

Pro kanál vychází odpor R_{ch0} = 200 kΩ a z proložení naměřených hodnot kvadratickou funkcí R_{ch0} = 150 kΩ (viz obr. 6.107). Pro přívodní kontakty vychází odpor R_{cnt0} = 290 kΩ a z proložení naměřených hodnot kvadratickou funkcí R_{cnt0} = 190 kΩ (viz obr. 6.108).



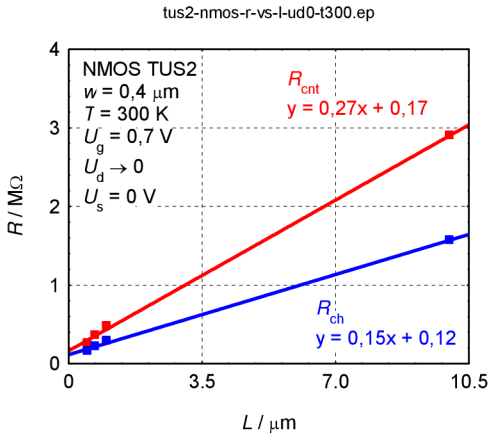
Obr. 6.107. Odpor kanálu v závislosti na napětí kolektoru tranzistoru MOSFET TUS2 s kanálem typu N



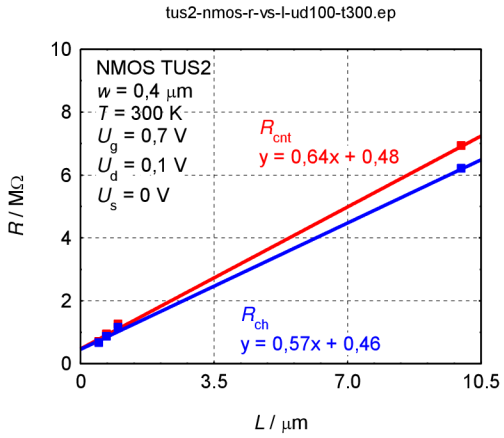
Obr. 6.108. Odpor přívodních kontaktů v závislosti na napětí kolektoru tranzistoru MOSFET TUS2 s kanálem typu N

Dále jsem sledoval závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu. Výsledky tohoto experimentu jsou na obr. 6.109. Odpor kanálu R_{ch} lze aproximovat empirickou závislostí: $R = R_0 + \mathrm{m}L$, kde směrnice m_{ch} = 150 kΩ/μm a R_{ch0} = 120 kΩ. Obdobně lze aproximovat odpor přívodních kontaktů stejnou empirickou závislostí jako u odporu kanálu, kde směrnice m_{cnt} = 270 kΩ/μm a R_{cnt0} = 170 kΩ.

Je třeba uvést, že není známá délka přívodních kontaktů, takže jsem vycházel z toho, že existuje přímá úměrnost mezi délkou kontaktů a délkou kanálu pro jednotlivé technologie.

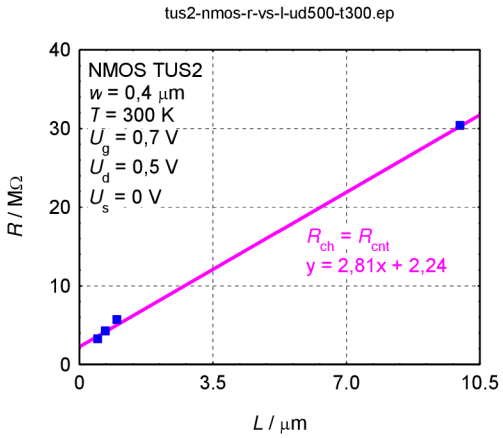


Obr. 6.109. Závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu L pro napětí na kolektoru $U_d \rightarrow 0$ tranzistorů MOSFET TUS2 s kanálem typu N



Obr. 6.110. Závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu L pro napětí na kolektoru $U_d = 0{,}1$ V tranzistorů MOSFET TUS2 s kanálem typu N

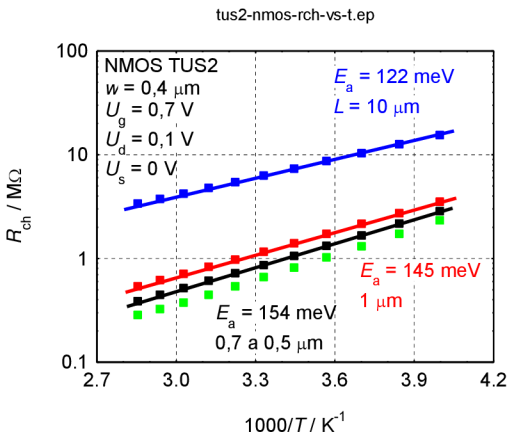
Na obr. 6.110 je závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu pro napětí na kolektoru U_d = 100 mV. Aproximací odporu kanálu získám hodnoty, kde směrnice m_{ch} = 570 kΩ/μm a R_{ch0} = 460 kΩ. Obdobně vycházím i u odporu přívodních kontaktů, kde směrnice m_{cnt} = 640 kΩ/μm a R_{cnt0} = 480 kΩ.



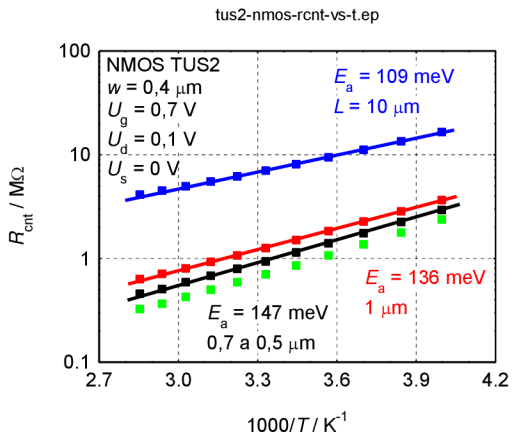
Obr. 6.111. Závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů na délce kanálu L pro napětí na kolektoru $U_d = 0{,}5$ V

Z předchozích obrázků je zřejmé, že odpor kanálu je pro $U_d \rightarrow 0$ menší, než odpor přívodních kontaktů. Se zvyšujícím se napětím na kolektoru U_d se rozdíl mezi odpory kanálu a přívodních kontaktů zmenšuje. Při saturaci nastane k téměř úplnému vymazání rozdílu mezi odporem kanálu a přívodních kontaktů, jak je vidět na obr. 6.111. Aproximací odporu kanálu tedy i přívodních kontaktů získám hodnoty, kde směrnice m_{ch} = 2,81 MΩ/μm a R_{ch0} = 2,24 MΩ.

Na obr. 6.112 je odpor kanálu a na obr. 6.113 je odpor přívodních kontaktů v teplotním rozsahu 250 až 350 K pro různé délky kanálu tranzistorů MOSFET typu N.

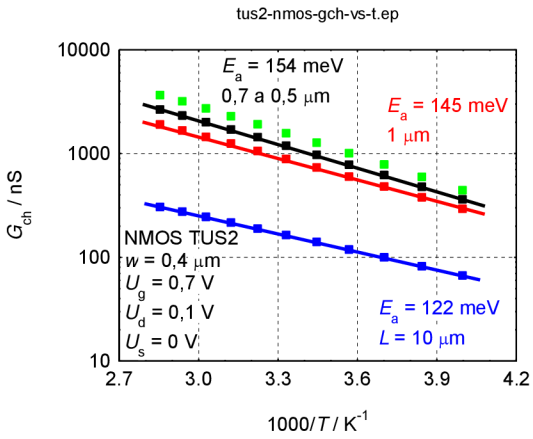


Obr. 6.112. Teplotní závislost odporu kanálu pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TUS2 s kanálem typu N

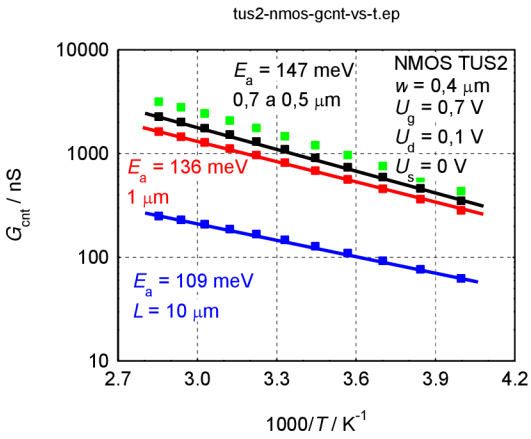


Obr. 6.113. Teplotní závislost odporu přívodních kontaktů pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TUS s kanálem typu N

Z těchto obrázků vyplývá, že s rostoucí teplotou odpory kanálu i přívodních kontaktů klesají s aktivační energií v rozsahu 122 až 154 meV. Je tomu tak proto, že s rostoucí teplotou roste koncentrace nosičů náboje.



Obr. 6.114. Teplotní závislost vodivosti kanálu pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TUS2 s kanálem typu N



Obr. 6.115. Teplotní závislost vodivosti přívodních kontaktů pro různé velikosti tranzistorů MOSFET TUS2 s kanálem typu N

Na obr. 6.114 je teplotní závislost vodivosti kanálu a na obr. 6.115 je teplotní závislost vodivosti přívodních kontaktů v rozsahu 250 až 350 K pro různé délky kanálu tranzistorů MOSFET typu N.

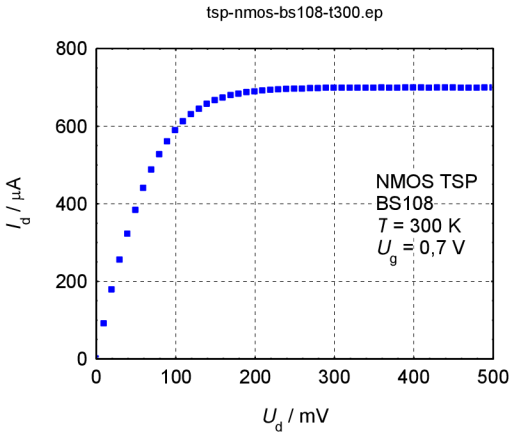
Vyhodnotil jsem vzorky tranzistorů MOSFET TUS2 s kanálem typu N, které mají oproti již vyhodnoceným vzorkům 25-ti násobně menší šířku kanálu. Odpor kanálu a přívodních kontaktů při konstantní délce a tloušťce několikanásobně vzrostl, což odpovídá podle teoretickým předpokladům.

6.1.8 Vzorky TSP s kanálem typu N

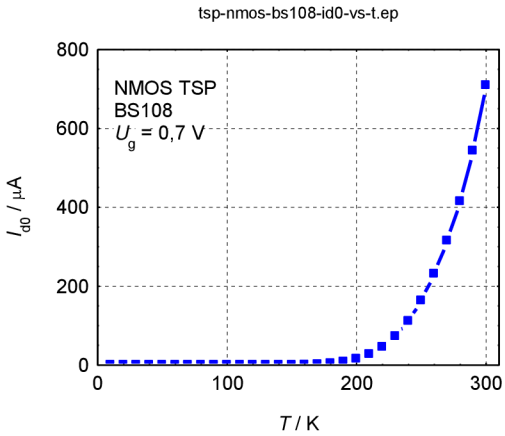
V této podkapitole uvedu výstupní charakteristiky standardních průmyslově vyráběných tranzistorů MOSFET s kanálem typu N. Neměl jsem žádné informace o rozměrech kanálu, ale pouze informace z katalogových listů výrobců volně dostupných z internetu. Předpokládá se, že tyto tranzistory mají větší rozměry kanálu, než mnou doposud testované. Na těchto vzorků jsem pouze ověřil platnost rovnice (4.16). Jelikož každý tranzistor má různé prahové napětí, vybral jsem takový vzorek, který má podobné parametry s již analyzovanými vzorky. Napětí na hradle bylo U_g = 0,7 V. Substrátová svorka u těchto tranzistorů není vyvedena.

6.1.8.1 Výstupní charakteristiky tranzistoru BS108

Na obr. 6.116 je výstupní charakteristika tranzistoru MOSFET BS108 s kanálem typu N při teplotě T = 300 K a pro napětí na hradle U_g = 0,7 V. Teplotní závislost parametru I_{d0} tranzistoru MOSFET BS108 s kanálem typu N pro napětí na hradle U_g = 0,7 V v teplotním rozsahu 10 až 300 K je na obr. 6.117.

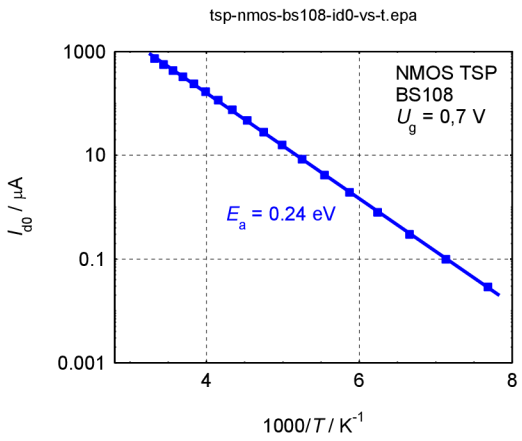


Obr. 6.116. Výstupní charakteristika tranzistoru MOSFET BS108 s kanálem typu N

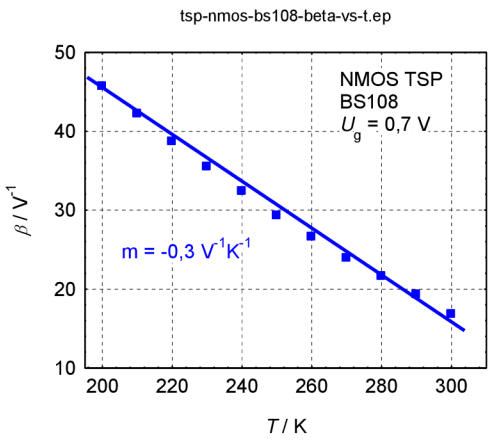


Obr. 6.117. Teplotní závislost parametru I_{d0} tranzistoru MOSFET BS108 s kanálem typu N

Parametr I_{d0} roste přibližně exponenciálně s aktivační energií 204 meV jak je uvedeno na obr. 6.118. Avšak jak je uvedeno na obr. 6.119 součinitel β je teplotně závislý, a to tak, že jeho hodnota klesá téměř lineárně s teplotou v rozsahu 200 až 300 K se směrnicí m = -0,3 V^{-1}/K^{-1}.



Obr. 6.118. Aktivační energie parametru I_{d0} tranzistoru MOSFET BS108 s kanálem typu N



Obr. 6.119. Hodnota součinitele β tranzistoru MOSFET BS108 s kanálem typu N

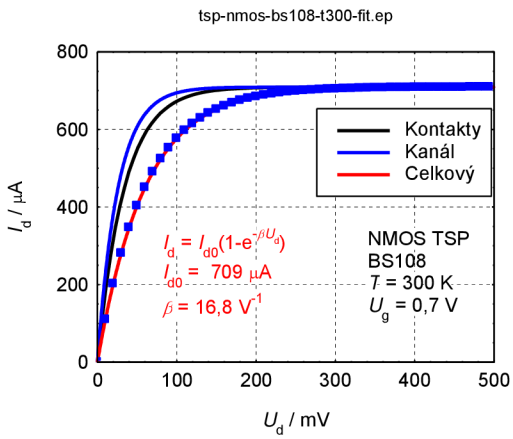
6.1.8.2 Odpor kanálu a přívodních kontaktů tranzistoru BS108

Pro aplikace je důležité určit, jaká část přiloženého napětí se ztrácí na přívodech mezi kontakty a kanálem. Tento problém se může řešit za předpokladu, že součinitel β kanálu je roven teoretické hodnotě, a to proto, že koncentrace n_x nosičů v daném bodě x kanálu by měla vyhovovat Boltzmannově vztahu (4.14) ve tvaru

$$n(x) = n_0 \mathrm{e}^{-\beta U(x)} = n_0 (1-\xi) I_\mathrm{d} / I_\mathrm{d0} ,$$

kde n_0 je koncentrace nosičů náboje u emitoru, I_d je proud kanálem, I_{d0} je parametr ampér-voltové charakteristiky a $\xi = x/L$ je normalizovaná poloha v kanálu.

Abych získal závislost odporu kanálu a odporu přívodních kontaktů v závislosti na napětí kolektoru U_d, rozložím naměřenou výstupní charakteristiku, jak je uvedeno na obr. 6.120.

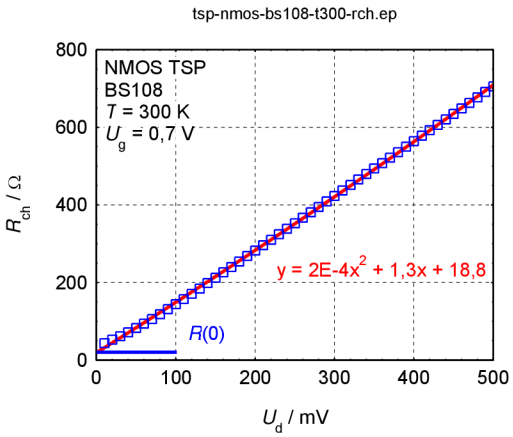


Obr. 6.120. Rozdělení napětí na kanálu a přívodních kontaktech tranzistoru MOSFET BS108 s kanálem typu N

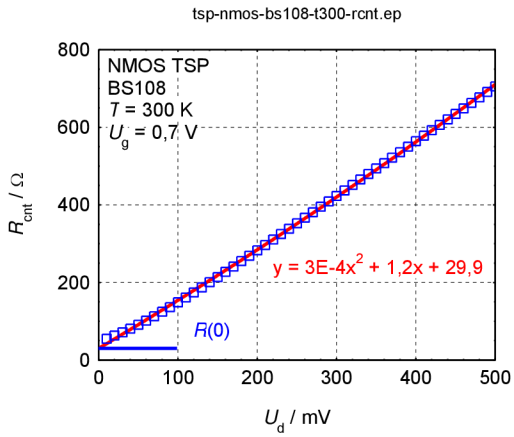
Dále určím závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů v závislosti na napětí kolektoru U_d. Pro nízká napětí U_d pod $3kT/e$ je celkový odpor, tj. odpor kontaktů a kanálu roven diferenciálnímu odporu získaného z ampér-voltové charakteristiky. Uvedu, že tato

hodnota je poněkud vyšší, než hodnota získaná proložením naměřených hodnot odporu v závislosti na napětí U_d kvadratickou funkcí, takže hodnota získaná proložením naměřených hodnot touto kvadratickou závislostí dává pro U_d blížící se k nule hodnotu nižší, než je skutečná hodnota odporu.

Pro kanál vychází odpor R_{ch0} = 40 Ω a z proložení naměřených hodnot kvadratickou funkcí R_{ch0} = 18,8 Ω (viz obr. 6.121). Pro přívodní kontakty vychází odpor R_{cnt0} = 50 Ω a z proložení naměřených hodnot kvadratickou funkcí R_{cnt0} = 29,9 Ω (viz obr. 6.122).

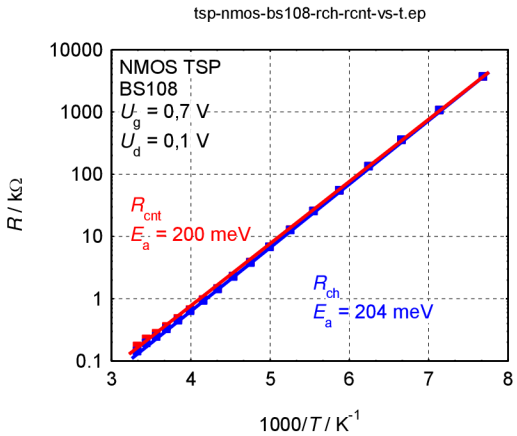


Obr. 6.121. Odpor kanálu v závislosti na napětí kolektoru tranzistoru MOSFET TUS2 s kanálem typu N

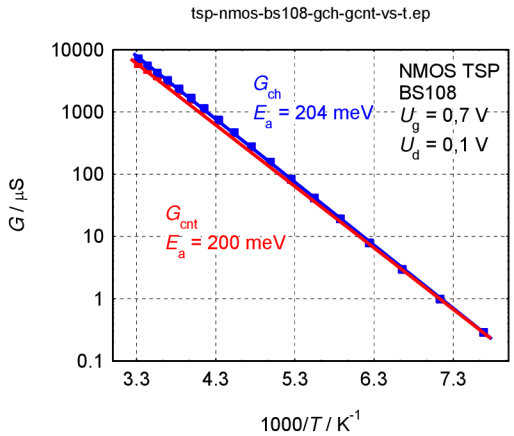


Obr. 6.122. Odpor přívodních kontaktů v závislosti na napětí kolektoru tranzistoru MOSFET TUS2 s kanálem typu N

Na obr. 6.123 je odpor kanálu a přívodních kontaktů a na obr. 6.124 je jejich vodivost v teplotním rozsahu 130 až 300 K. Z těchto obrázků vyplývá, že s rostoucí teplotou odpory kanálu i přívodních kontaktů klesají s aktivační energií v rozsahu 200 až 204 meV. Je tomu tak proto, že s rostoucí teplotou roste koncentrace nosičů náboje.



Obr. 6.123. Teplotní závislost odporu kanálu a přívodních kontaktů tranzistoru MOSFET BS108 s kanálem typu N



Obr. 6.124. Teplotní závislost vodivosti kanálu a přívodních kontaktů tranzistoru MOSFET BS108 s kanálem typu N

Obdobným způsobem jsem provedl analýzu i pro ostatní vzorky v této kategorii (viz tab. 6.3), ovšem pro větší napětí na hradlech. Ověřil jsem platnost rovnice (4.16) i pro tranzistory s většími rozměry kanálu.

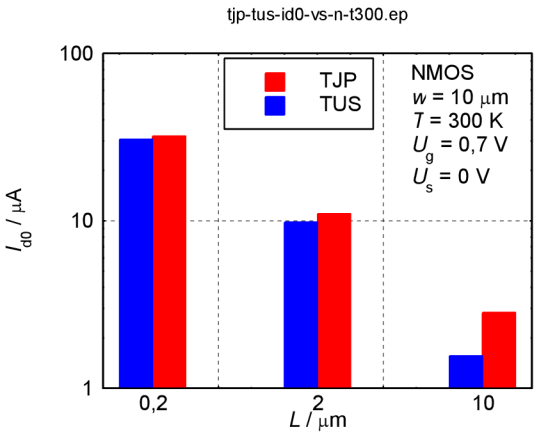
V další podkapitole shrnu všechny měřené a vyhodnocené vzorky tranzistorů MOSFET typu TJP a TUS s kanálem N a P.

6.1.9 Výsledky DC analýzy

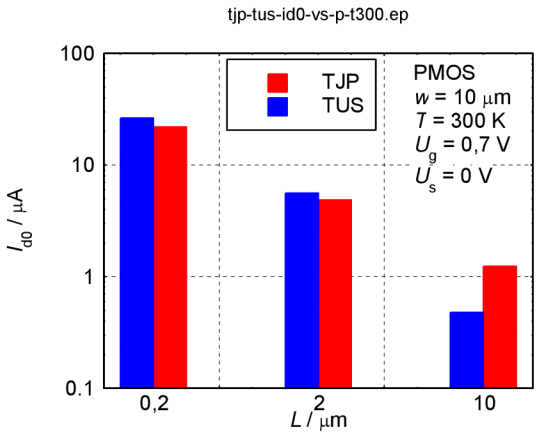
V této části porovnám naměřené vzorky tranzistorů MOSFET s kanálem typu P a N stejných velikostí. Vzorky s označením TJP se speciální modifikací přípravy izolační vrstvy hradla vyrobené firmou Asahi Kasei Mikrosystems. Vzorky označené jako TUS byly vyrobeny firmou ON Semiconductor s oxidovou izolační vrstvou. Vzorky tranzistorů typu TJP a TUS s kanálem N a P, které mají stejné rozměry, jsou uvedeny v tab. 6.4.

Vzorky TJP a TUS
NMOS a PMOS
Rozměry: šířka w a délka L kanálu v μm^2
10 x 10
10 x 2
10 x 0,2

Tab. 6.4. Porovnávané vzorky tranzistorů MOSFET TJP a TUS stejných rozměrů vyrobené různými technologiemi

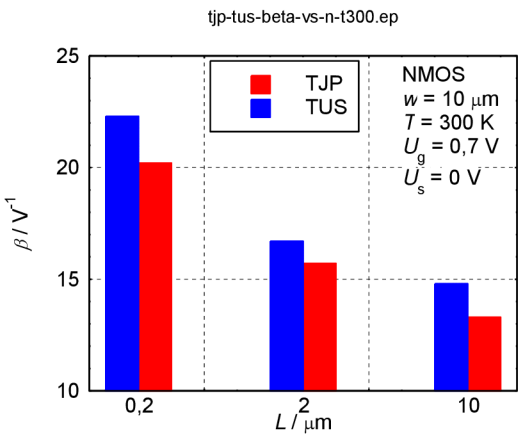


Obr. 6.125. Závislost parametru I_{d0} na délce kanálu L tranzistorů MOSFET typu TJP a TUS s kanálem typu N

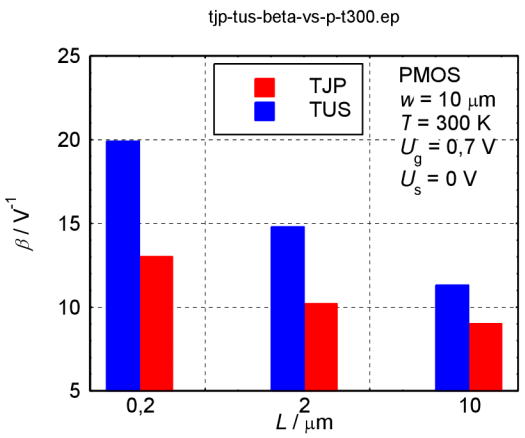


Obr. 6.126. Závislost parametru I_{d0} na délce kanálu L tranzistorů MOSFET typu TJP a TUS s kanálem typu P

Hodnota parametru I_{d0} klesá s rostoucí délkou kanálu jak pro typ N, tak pro typ P (viz obr. 6.125 a obr. 6.126). Je patrné, že pro délky kanálů 0,2 a 2 μm jsou rozdíly hodnot parametru I_{d0} minimální, kdežto pro délku kanálu 10 μm je parametr I_{d0} pro technologii TUS přibližně poloviční, než pro technologii TJP.

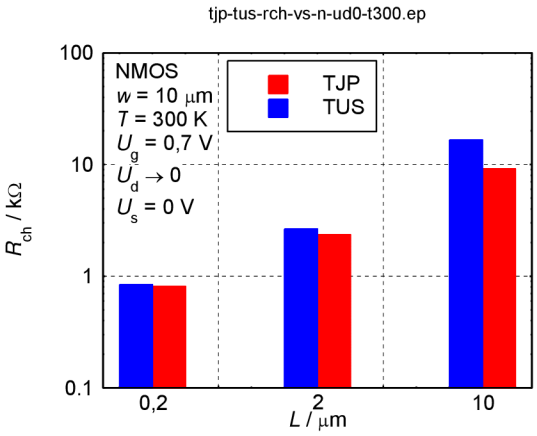


Obr. 6.127. Závislost součinitele β na délce kanálu L tranzistorů MOSFET typu TJP a TUS s kanálem typu N

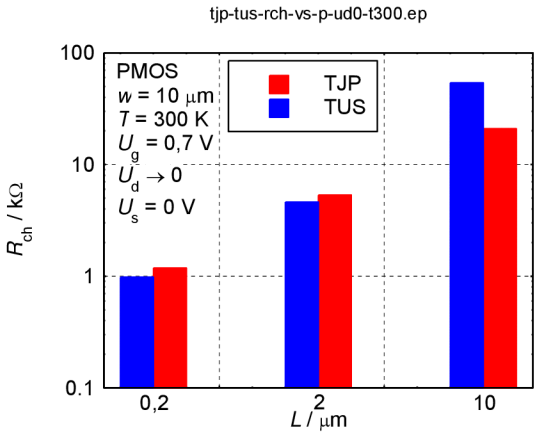


Obr. 6.128. Závislost součinitele β na délce kanálu L tranzistorů MOSFET typu TJP a TUS s kanálem typu P

Hodnota součinitele β klesá s rostoucí délkou kanálu jak pro typ N, tak pro typ P (viz obr. 6.127 a obr. 6.128). Je patrné, že tranzistory MOSFET vyrobené technologií TUS mají vyšší součinitel β pro všechny délky kanálu, než tranzistory vyrobené technologií TJP. Největší rozdíl nastává pro délky kanálů 0,2 a 2 μm tranzistorů typu P, kde pro technologii TJP vychází součinitel β přibližně poloviční v porovnání s technologií TUS.

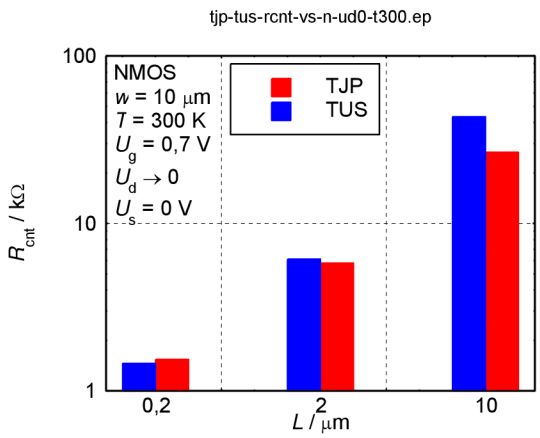


Obr. 6.129. Závislost odporu kanálu na délce L tranzistorů MOSFET typů TJP a TUS s kanálem N pro $U_d \rightarrow 0$

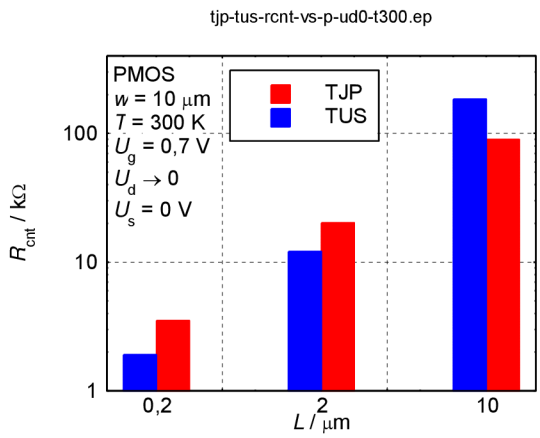


Obr. 6.130. Závislost odporu kanálu na délce L tranzistorů MOSFET typů TJP a TUS s kanálem P pro $U_d \rightarrow 0$

Odpor kanálu u typu P je větší než pro tranzistory typu N, a to pro všechny délky kanálu a pro napětí na kolektoru U_d blížící se k nule (viz obr. 6.129 a obr. 6.130). Rozdíly mezi technologiemi TJP a TUS jsou minimální pro délky kanálů 0,2 a 2 μm. U délky kanálu velikosti 10 μm je zřetelný rozdíl mezi technologiemi, a to takový, že tranzistory MOSFET typu TUS mají větší odpor kanálu pro napětí na kolektoru blížící se k nule, než tranzistory MOSFET typu TJP, jak u kanálu typu N i P.

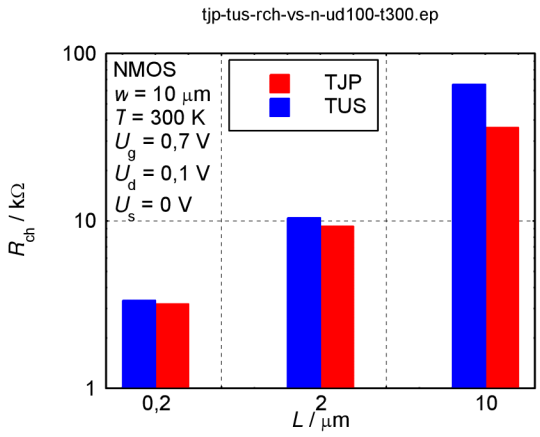


Obr. 6.131. Závislost odporu přívodních kontaktů na délce kanálu L tranzistorů MOSFET typů TJP a TUS s kanálem N pro $U_d \rightarrow 0$

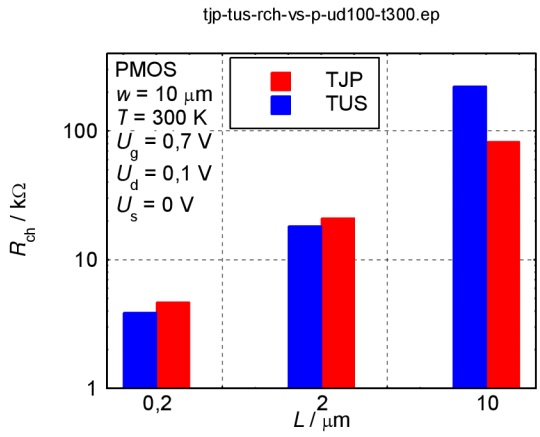


Obr. 6.132. Závislost odporu přívodních kontaktů na délce kanálu L tranzistorů MOSFET typů TJP a TUS s kanálem P pro $U_d \rightarrow 0$

Obdobný případ nastává pro odpor přívodních kontaktů, a to pro všechny délky kanálu a pro napětí na kolektoru U_d blížící se k nule (viz obr. 6.131 a obr. 6.132). Rozdíly mezi technologiemi TJP a TUS jsou minimální pro délky kanálů 0,2 a 2 μm. U délky kanálu velikosti 10 μm je zřetelný rozdíl mezi technologiemi, a to takový, že tranzistory MOSFET typu TUS mají větší odpor přívodních kontaktů pro napětí na kolektoru blížící se k nule, než tranzistory MOSFET typu TJP, jak u kanálu typu N i P.

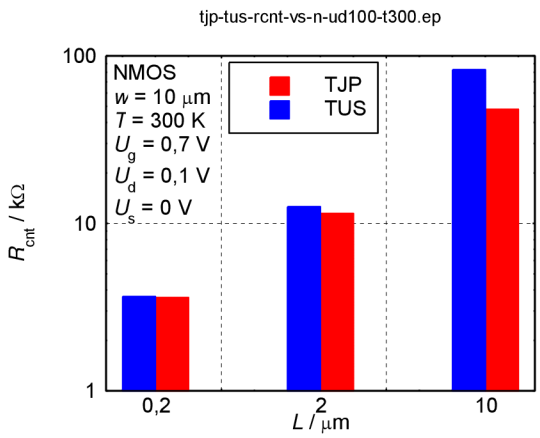


Obr. 6.133. Závislost odporu kanálu na délce L tranzistorů MOSFET typů TJP a TUS s kanálem N pro $U_d = 100$ mV

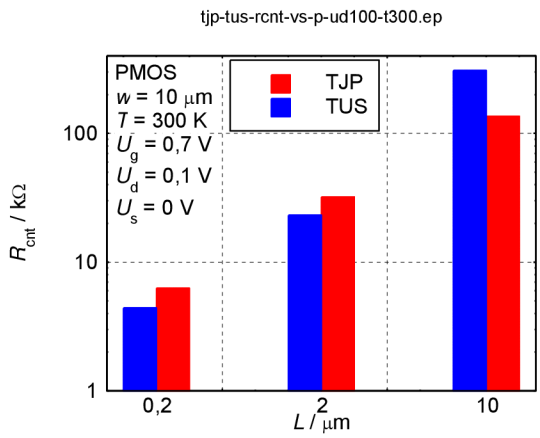


Obr. 6.134. Závislost odporu kanálu na délce L tranzistorů MOSFET typů TJP a TUS s kanálem N pro $U_d = 100$ mV

Odpor kanálu u typu P je větší než pro tranzistory typu N, a to pro všechny délky kanálu a pro napětí na kolektoru $U_d = 100$ mV (viz obr. 6.133 a obr. 6.134). Rozdíly mezi technologiemi TJP a TUS jsou minimální pro délky kanálů 0,2 a 2 μm. U délky kanálu velikosti 10 μm je zřetelný rozdíl mezi technologiemi, a to takový, že tranzistory MOSFET typu TUS mají větší odpor kanálu pro napětí na kolektoru $U_d = 100$ mV, než tranzistory MOSFET typu TJP, jak u kanálu typu N i P.

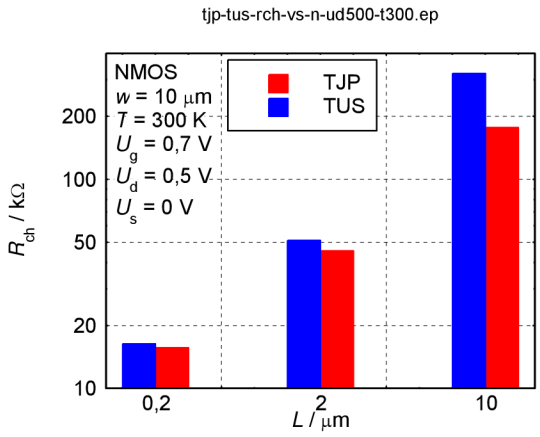


Obr. 6.135. Závislost odporu přívodních kontaktů na délce kanálu L tranzistorů MOSFET typů TJP a TUS s kanálem N pro U_d = 100 mV

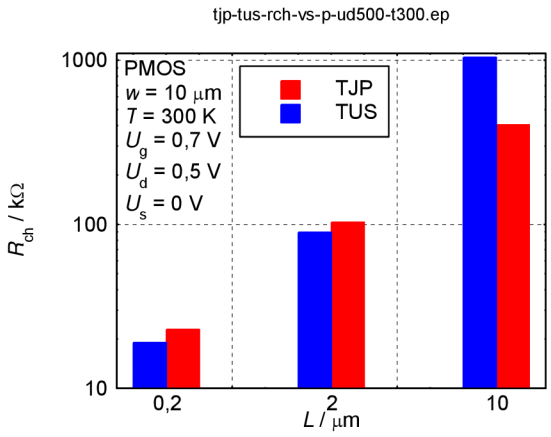


Obr. 6.136. Závislost odporu přívodních kontaktů na délce kanálu L tranzistorů MOSFET typů TJP a TUS s kanálem P pro U_d = 100 mV

Obdobný případ nastává pro odpor přívodních kontaktů, a to pro všechny délky kanálu a pro napětí na kolektoru U_d = 100 mV (viz obr. 6.135 a obr. 6.136). Rozdíly mezi technologiemi TJP a TUS jsou minimální pro délky kanálů 0,2 a 2 μm. U délky kanálu velikosti 10 μm je zřetelný rozdíl mezi technologiemi, a to takový, že tranzistory MOSFET typu TUS mají větší odpor přívodních kontaktů pro napětí na kolektoru U_d = 100 mV, než tranzistory MOSFET typu TJP, jak u kanálu typu N i P.

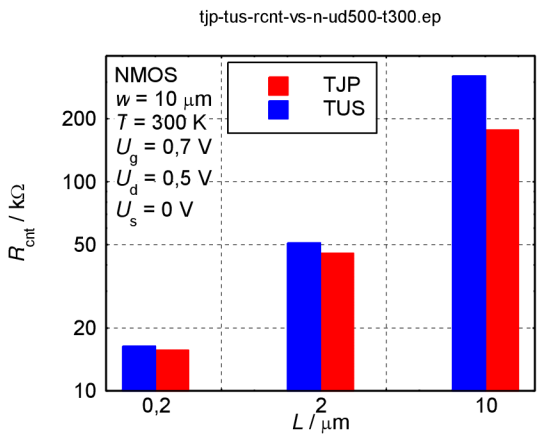


Obr. 6.137. Závislost odporu kanálu na délce L tranzistorů MOSFET typů TJP a TUS s kanálem N pro U_d = 500 mV

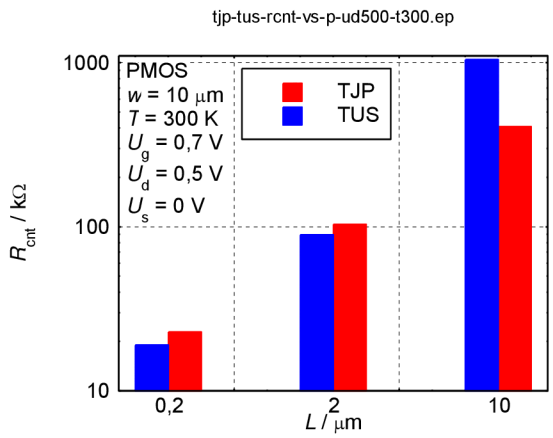


Obr. 6.138. Závislost odporu kanálu na délce L tranzistorů MOSFET typů TJP a TUS s kanálem P pro U_d = 500 mV

Odpor kanálu u typu P je větší než pro tranzistory typu N, a to pro všechny délky kanálu a pro napětí na kolektoru U_d = 500 mV (viz obr. 6.137 a obr. 6.138). Rozdíly mezi technologiemi TJP a TUS jsou minimální pro délky kanálů 0,2 a 2 μm. U délky kanálu velikosti 10 μm je zřetelný rozdíl mezi technologiemi, a to takový, že tranzistory MOSFET typu TUS mají větší odpor kanálu pro napětí na kolektoru U_d = 500 mV, než tranzistory MOSFET typu TJP, jak u kanálu typu N i P.

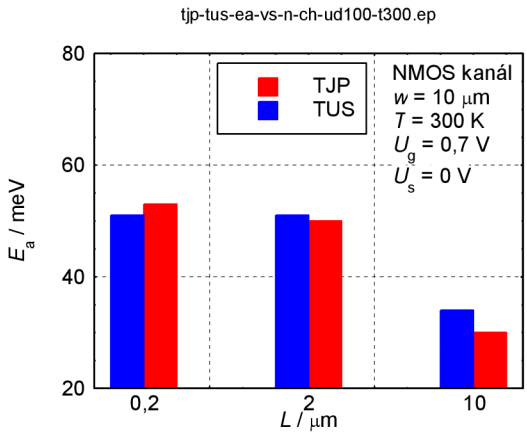


Obr. 6.139. Závislost odporu přívodních kontaktů na délce kanálu L tranzistorů MOSFET typů TJP a TUS s kanálem N pro U_d = 500 mV

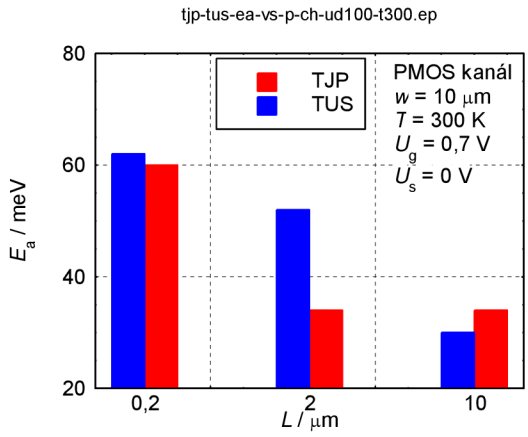


Obr. 6.140. Závislost odporu přívodních kontaktů na délce kanálu L tranzistorů MOSFET typů TJP a TUS s kanálem P pro U_d = 500 mV

Obdobný případ nastává pro odpor přívodních kontaktů, a to pro všechny délky kanálu a pro napětí na kolektoru U_d = 500 mV (viz obr. 6.139 a obr. 6.140). Rozdíly mezi technologiemi TJP a TUS jsou minimální pro délky kanálů 0,2 a 2 μm. U délky kanálu velikosti 10 μm je zřetelný rozdíl mezi technologiemi, a to takový, že tranzistory MOSFET typu TUS mají větší odpor kanálu pro napětí na kolektoru U_d = 500 mV, než tranzistory MOSFET typu TJP, jak u kanálu typu N i P.

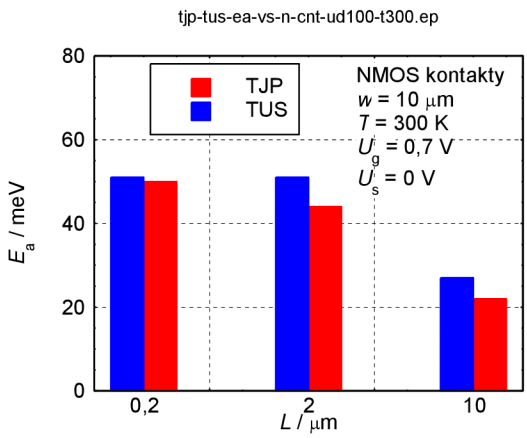


Obr. 6.141. Závislost aktivační energie odporu kanálu na délce kanálu L tranzistorů MOSFET typů TJP a TUS s kanálem N pro U_d = 100 mV

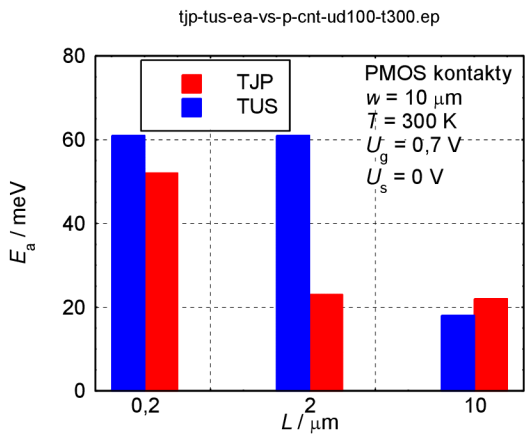


Obr. 6.142. Závislost aktivační energie odporu kanálu na délce kanálu L tranzistorů MOSFET typů TJP a TUS s kanálem P pro U_d = 100 mV

Aktivační energie odporu kanálu jsou pro vzorky tranzistorů MOSFET typu TJP a TUS s kanálem typu N a P téměř stejné pro všechny délky kromě délky kanálu 2 μm tranzistoru vyrobený technologií TJP, které jsou zobrazené na obr. 6.141 a obr. 6.142. S rostoucí délkou kanálu aktivační energie klesá, a to jak pro tranzistory typu N i P.



Obr. 6.143. Závislost aktivační energie odporu přívodních kontaktů na délce kanálu L tranzistorů MOSFET typů TJP a TUS s kanálem N pro $U_d = 100$ mV



Obr. 6.144. Závislost aktivační energie odporu přívodních kontaktů na délce kanálu L tranzistorů MOSFET typů TJP a TUS s kanálem P pro $U_d = 100$ mV

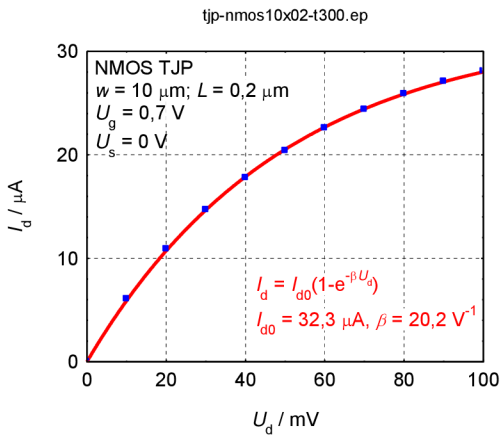
Obdobný případ nastává pro odpor přívodních kontaktů. Aktivační energie odporu přívodních kontaktů jsou pro vzorky tranzistorů MOSFET typu TJP a TUS s kanálem typu N a P téměř stejné pro všechny délky kromě délky kanálu 2 μm tranzistoru vyrobený technologií TJP, které jsou zobrazené na obr. 6.143 a obr. 6.144. S rostoucí délkou kanálu aktivační energie klesá, a to jak pro tranzistory typu N i P.

6.2 Šumová diagnostika tranzistorů MOSFET

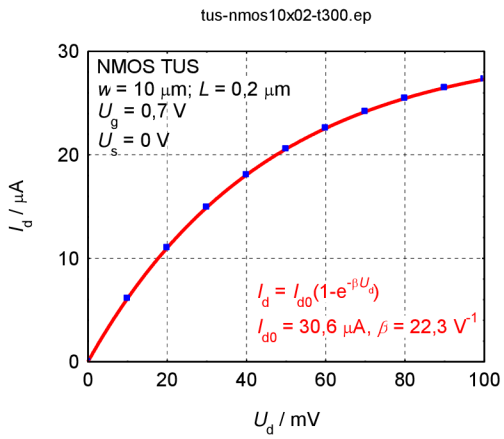
Provedl jsem experimentální měření časových fluktuací nízkofrekvenčního šumu na výše analyzovaných vzorcích. Důležitým předpokladem bylo najít takové vzorky, u kterých se vyskytuje RTS šum. Tento druh šumu se vyskytuje v PN přechodech, kde jsou jeho zdrojem defekty v blízkosti rozhraní samotného přechodu. V tranzistorech MOSFET se jedná o oblast kanálu na rozhraní mezi oxidem a polovodičem. Pokud je kanálová oblast měřeného vzorku tranzistoru MOSFET menší než 1 μm^2, tak je velká pravděpodobnost výskytu RTS šumu místo tradičního šumu typu $1/f$. Vybral jsem vzorky tranzistorů MOSFET s kanálem typu N, s šířkou $w = 10$ μm a délkou $L = 0{,}2$ μm od každé technologie, tzn. vzorky typu TJP a TUS.

6.2.1 RTS šum při teplotě 300 K

Z naměřených výstupních charakteristik tranzistorů MOSFET TSP a TUS s kanálem typu N, rozměry $10 \times 0{,}3$ μm^2 a pro teplotu $T = 300$ K lze stanovit vstupní parametry pro nastavení napětí na kanálu (viz obr. 6.145 a obr. 6.146). Napětí na hradle bylo po celou dobu konstantní $U_g = 0{,}7$ V a napětí na substrátu bylo $U_s = 0$ V.

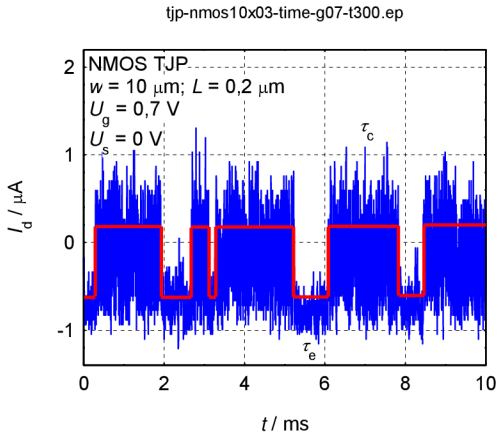


Obr. 6.145. Výstupní ampér – voltová charakteristika submikronového tranzistoru MOSFET TJP s kanálem typu N

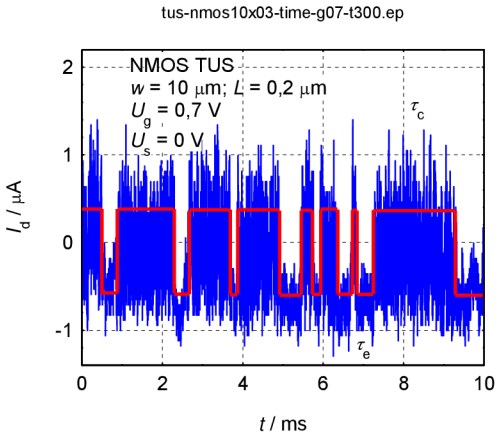


Obr. 6.146. Výstupní ampér – voltová charakteristika submikronového tranzistoru MOSFET TUS s kanálem typu N

Na obr. 6.147 je časový záznam RTS šumu na submikronovém tranzistoru MOSFET TJP s kanálem typu N. Záznam jsem naměřil při teplotě $T = 300$ K, napětí na hradle $U_g = 0{,}7$ V a na substrátu $U_s = 0$ V. Obdobná závislost je na obr. 6.148 pro tranzistor MOSFET TUS s kanálem typu N. Hodnota zatěžovacího rezistoru byla $R_L = 90$ kΩ.



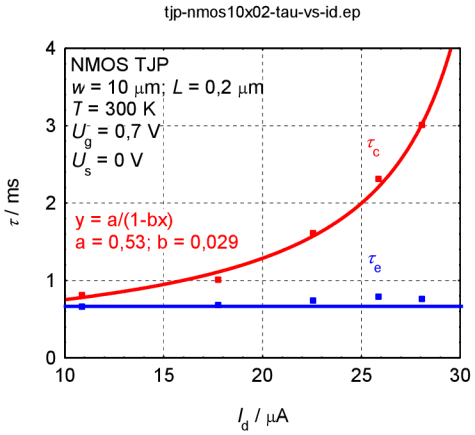
Obr. 6.147. Časová závislost RTS šumu tranzistoru MOSFET TJP s kanálem typu N



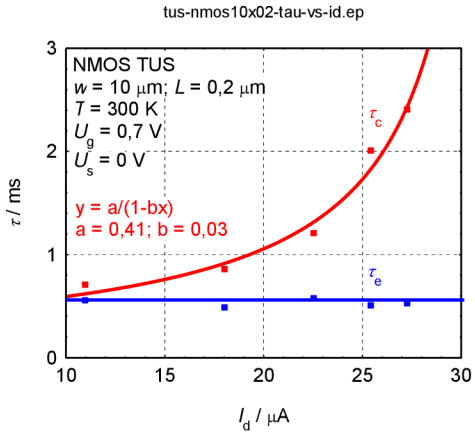
Obr. 6.148. Časová závislost RTS šumu tranzistoru MOSFET TUS s kanálem typu N

Z těchto časových závislostí se získají hodnoty pro časové konstanty zachycení a emise. Jak je uvedeno ve vztahu (4.50) má být histogram dob setrvání ve stavu, který odpovídá zachycení na pasti tvořen dvěma exponenciálními závislostmi, avšak vliv pulzů odpovídajících přechodů elektronů z pasti prostřednictvím zachycení na rozhraní kanálu je řádově menší, než přechod nosiče z pasti oxidu do vodivostního pásu kanálu, takže jsem určoval střední dobu zachycení jako střední hodnotu doby setrvání ve stavu zachycení. Časová konstanta zachycení τ_c pro danou hodnotu proudu v kanále závisí na pozici pasti x_T v daném kanálu. Své maximální hodnoty dosahuje v blízkosti emitoru při konstantním hradlovém napětí a proměnlivém napětí na kanálu. Na obr. 6.149 je vynesena závislost střední doby časových konstant zachycení a emise pro tranzistor

MOSFET TJP s kanálem typu N, při teplotě $T = 300$ K a pro konstantní napětí na hradle $U_g = 0{,}7$ V a na substrátu $U_s = 0$ V. Obdobná závislost je na obr. 6.150 pro tranzistor MOSFET TUS s kanálem typu N.



Obr. 6.149. Závislost časových konstant zachycení a emise na proudu v kanálu tranzistoru MOSFET TJP s kanálem typu N při teplotě $T = 300$ K



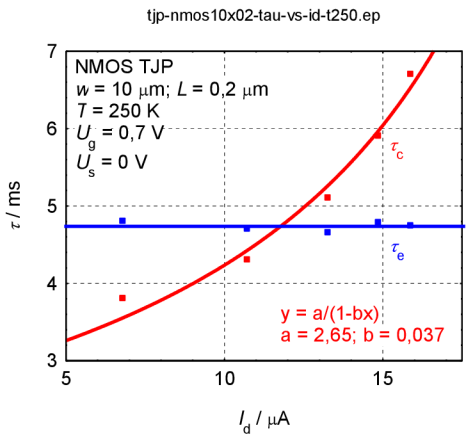
Obr. 6.150. Závislost časových konstant zachycení a emise na proudu v kanálu tranzistoru MOSFET TUS s kanálem typu N při teplotě $T = 300$ K

Z časových konstant zachycení na pasti pro různé proudy v kanálu se získá konstanta b. Z této konstanty b a parametru I_{d0} lze vypočítat podle (4.19) relativní pozici aktivní pasti pro elektrické pole nižší, než je jeho kritická hodnota. Pro oba tranzistory vychází pozice aktivní pasti přibližně stejně, a to pro tranzistor MOSFET TJP s kanálem typu N $\xi_T = 0{,}94$ a pro tranzistor MOSFET TUS s kanálem typu N $\xi_T = 0{,}92$. Aktivní past je většinou pozorována v blízkosti kolektoru, kde je koncentrace nosičů náboje nižší v porovnání s emitorem. V mém případě se toto tvrzení potvrdilo.

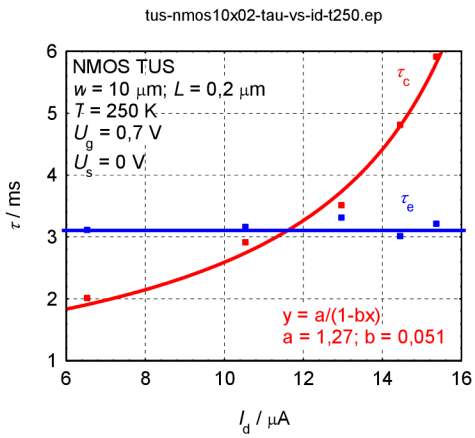
6.2.2 Nízkoteplotní měření RTS šumu

V této podkapitole jsem proměřil RTS šum na tranzistorech MOSFET TJP a TUS s kanály typu N při nízkých teplotách, a to při teplotě $T = 250$ a 200 K. Na obr. 6.151 a obr. 6.152 jsou závislosti časových konstant zachycení a emise na proudu v kanálu při teplotě $T = 250$ K a pro konstantní napětí na hradle $U_g = 0{,}7$ V a na substrátu $U_s = 0$ V.

Aktivní past je závislá na teplotě a předpokládá se, že se podél kanálu nachází víc, než jedna past. Pro teplotu $T = 250$ K vychází relativní pozice aktivní pasti u tranzistoru MOSFET TJP s kanálem typu N $\xi_T = 0{,}67$ a pro tranzistor MOSFET TUS s kanálem typu N $\xi_T = 0{,}86$.

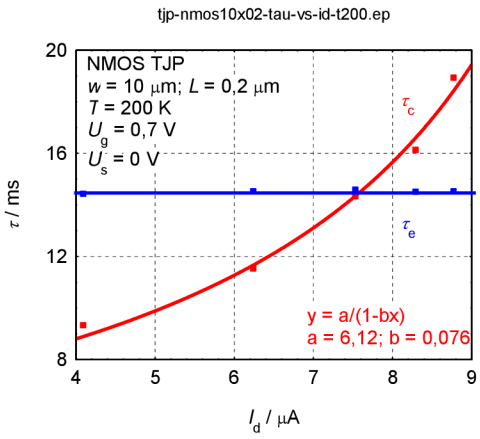


Obr. 6.151. Závislost časových konstant zachycení a emise na proudu v kanálu tranzistoru MOSFET TJP s kanálem typu N při teplotě $T = 250$ K

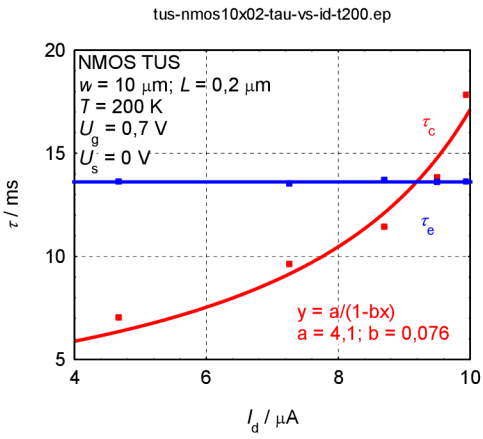


Obr. 6.152. Závislost časových konstant zachycení a emise na proudu v kanálu tranzistoru MOSFET TUS s kanálem typu N při teplotě $T = 250$ K

Na obr. 6.153 a obr. 6.154 jsou závislosti časových konstant zachycení a emise na proudu v kanálu při teplotě $T = 200$ K a pro konstantní napětí na hradle $U_g = 0{,}7$ V a na substrátu $U_s = 0$ V.



Obr. 6.153. Závislost časových konstant zachycení a emise na proudu v kanálu tranzistoru MOSFET TJP s kanálem typu N při teplotě $T = 200$ K



Obr. 6.154. Závislost časových konstant zachycení a emise na proudu v kanálu tranzistoru MOSFET TUS s kanálem typu N při teplotě $T = 200$ K

Pro teplotu $T = 200$ K vychází relativní pozice aktivní pasti u tranzistoru MOSFET TJP s kanálem typu N $\xi_T = 0{,}91$ a pro tranzistor MOSFET TUS s kanálem typu N $\xi_T = 0{,}8$. V tab. 6.5 jsou potom uvedené výsledky hodnot naměřených parametrů a vypočtené pozice aktivních pastí submikronových tranzistorů MOSFET TJP s kanály typu N.

NMOS TJP					
***T* / K**	**I_{d0} / μA**	**β / V^{-1}**	**τ_{c0} / ms**	***b* / μA^{-1}**	**ξ_T**
300	32,3	20,2	0,53	0,029	0,94
250	18	24,4	2,65	0,037	0,67
200	12	28,6	6,12	0,076	0,91

Tab. 6.5. Hodnoty naměřených parametrů a vypočtené pozice aktivních pastí tranzistoru MOSFET TUS s kanálem typu N

V tab. 6.6 jsou uvedené výsledky hodnot naměřených parametrů a vypočtené pozice aktivních pastí submikronových tranzistorů MOSFET TUS s kanály typu N.

NMOS TUS					
T / K	I_{d0} / μA	β / V^{-1}	τ_{c0} / ms	b / μA^{-1}	ξ_T
300	30,6	22,3	0,41	0,03	0,92
250	16,8	24,7	1,27	0,051	0,86
200	10,5	29,5	4,1	0,076	0,8

Tab. 6.6. Hodnoty naměřených parametrů a vypočtené pozice aktivních pastí tranzistoru MOSFET TUS s kanálem typu N

6.2.3 Vyhodnocení šumové analýzy

Závěrem lze říci, že koncentrace nosičů náboje není konstantní po celé délce kanálu a klesá se vzdáleností od emitoru ke kolektoru. Proud kolektoru se skládá ze dvou složek, a to z driftové a difúzní složky proudu. Driftová proudová složka je výsledkem poklesu rozdílu potenciálu mezi emitorem a kolektorem. Difúzní proudová složka se vztahuje ke gradientu koncentrace nosičů náboje. Obě složky proudu jsou konstantní podél celé délky kanálu pro případ, že generačně-rekombinační proces je v kanálu zanedbán. Intenzita elektrického pole roste od emitoru ke kolektoru a dosahuje své maximální hodnoty v místě kolektoru pro $x = L$. Elektrické pole v blízkosti kolektoru pro $\alpha = I_d / I_{d0} = 0{,}9$ je přibližně o řád vyšší, než u emitoru.

Na základě závislosti koncentrace elektronů $n(x)$ na pozici v kanálu byla určena podélná poloha aktivní pasti. Časová doba zachycení τ_c se zvyšuje s rostoucím proudem v kanálu pro různé napětí na kolektoru a při konstantním napětí na hradle a konstantní teplotě.

7 VÝSLEDKY PRÁCE

Dizertační práce je zaměřená na analýzu transportních charakteristik v submikronových a mikronových tranzistorech MOSFET. Experimenty byly provedeny na tranzistorech typu N i P s délkou kanálu v rozsahu od 0,2 do 10 μm a šířkou kanálu 0,4 a 10 μm. Při analýze transportních charakteristik se vychází z předpokladu, že v kanálu tranzistoru MOSFET je proměnná intenzita elektrického pole, která vede ke vzniku driftového proudu. Dále je v kanálu různá koncentrace nosičů náboje u emitoru a kolektoru, což vede ke vzniku gradientu koncentrace. Z toho plyne, že v kanálu je další složkou difúzní proud. Předpokládá se, že gradient divergence proudové hustoty v kanálu je nulový, takže v kanálu je gradient koncentrace, který vede k tomu, že difúzní složka proudu je nezávislá na vzdálenosti od emitoru.

Driftová složka proudu je výsledkem poklesu rozdílu potenciálu mezi emitorem a kolektorem. Difúzní proudová složka se vztahuje ke gradientu koncentrace nosičů náboje. Obě složky proudu jsou konstantní podél celé délky kanálu pro případ, že lze zanedbat generačně-rekombinační proces v kanálu. Intenzita elektrického pole roste od emitoru ke kolektoru a dosahuje své maximální hodnoty v místě kolektoru pro $x = L$. Elektrické pole v blízkosti kolektoru pro parametr $\alpha = I_{\mathrm{d}}/I_{\mathrm{d0}} = 0{,}9$ je přibližně o řád vyšší, než u emitoru.

Cílem bylo odvodit ampér-voltovou charakteristiku tranzistoru MOSFET a určit parametry charakterizující závislost proudu na napětí kolektoru, napětí hradla a teplotě. Bylo provedeno experimentální sledování závislosti proudu v kanálu na napětí kolektoru pro řadu vzorků v širokém teplotním rozsahu od 10 do 350 K. Z teplotních závislostí byla určena aktivační energie. Navržený fyzikální model umožnil určit hodnotu přívodních odporů k emitoru a kolektoru a jejich teplotní závislost.

Dosažené výsledky při analýze transportních charakteristik:

- Pro analýzu ampér-voltových charakteristik byl použit parametr I_{d0}, jehož hodnota odpovídá kolektorovému proudu při vysokém napětí na kolektoru a dále součinitel β, který charakterizuje exponenciální závislost koncentrace nosičů náboje na napětí v daném místě kanálu.
- S rostoucí délkou kanálu hodnota parametru I_{d0} klesá, protože tento parametr je přímo úměrný vodivosti kanálu.
- Vodivost kanálu je přímo úměrná koncentraci nosičů a pohyblivosti, a proto lze ze závislosti parametru I_{d0} na délce kanálu získat informaci o těchto veličinách.
- Pro submikronové vzorky je parametr I_{d0} nepřímo úměrný odmocnině z délky kanálu, takže $I_{d0} = a/\sqrt{L}$, kde součinitel a je přímo úměrný koncentraci elektronů, jejich pohyblivosti a nepřímo úměrný součiniteli β.
- Pro submikronové délky kanálu je závislost parametru I_{d0} určena pouze koncentrací nosičů a jejich pohyblivostí.
- Parametr I_{d0} téměř nezávisí na teplotě v teplotním rozsahu 10 až 150 K. Je tomu tak pravděpodobně proto, že teplotní závislost veličin koncentrace, pohyblivosti a součinitele β se vzájemně ruší.

- V teplotním rozsahu od 150 do 300 K parametr I_{d0} roste přibližně exponenciálně s aktivační energií.
- Aktivační energie parametru I_{d0} je při hradlovém napětí U_g = 0,7 V pro submikronové tranzistory MOSFET s šířkou kanálu w = 10 μm v rozmezí od 54 do 69 meV a pro submikronové tranzistory MOSFET s šířkou kanálu w = 0,4 μm v rozmezí od 142 do 158 meV.
- Aktivační energie parametru I_{d0} je při hradlovém napětí U_g = 0,7 V pro mikronové tranzistory MOSFET s šířkou kanálu w = 10 μm v rozmezí od 31 do 36 meV a pro mikronové tranzistory MOSFET s šířkou kanálu w = 0,4 μm aktivační energie vychází přibližně 117 meV.
- Součinitel β je teplotně závislý, a to tak, že jeho převratná hodnota roste téměř lineárně s teplotou v rozsahu 200 až 300 K pro analyzované tranzistory MOSFET se směrnicí m = 1,3 až $3{,}5.10^{-4}$ V/K.
- Odpor kanálu a přívodních kontaktů závisí na napětí kolektoru U_d a teplotě. Pro nízká napětí U_d pod $3kT/e$ je celkový odpor, tj. odpor přívodních kontaktů a kanálu roven diferenciálnímu odporu získaného z ampér-voltové charakteristiky.
- Pro další analýzu je třeba uvést, že není známá délka přívodních kontaktů, takže jsem vycházel z toho, že existuje přímá úměrnost mezi délkou kontaktů a délkou kanálu pro jednotlivé technologie.
- Odpor kanálu je pro $U_d \rightarrow 0$ menší, než odpor přívodních kontaktů. Se zvyšujícím se napětím na kolektoru U_d se rozdíl mezi odpory kanálu a přívodních kontaktů zmenšuje. Při saturaci jsou odpory přívodních kontaktů a kanálu téměř shodné.
- S rostoucí teplotou odpory kanálu i přívodních kontaktů klesají s aktivační energií pro submikronové tranzistory MOSFET s šířkou kanálu w = 10 μm v rozsahu 50 až 62 meV a pro mikronové tranzistory MOSFET stejné šířky kanálu v rozsahu 18 až 37 meV.
- Obdobně odpory kanálu i přívodních kontaktů klesají s rostoucí teplotou s aktivační energií pro submikronové tranzistory MOSFET s šířkou kanálu w = 0,4 μm v rozsahu 109 až 122 meV a pro mikronové tranzistory MOSFET stejné šířky kanálu v rozsahu 154 až 166 meV.

Porovnání výrobních technologií:

- Hodnota parametru I_{d0} klesá s rostoucí délkou kanálu jak pro typ N, tak pro typ P. Je patrné, že pro submikronové délky kanálů jsou rozdíly hodnot parametru I_{d0} minimální, kdežto pro mikronové délky kanálu je parametr I_{d0} pro technologii TUS přibližně poloviční, než pro technologii TJP.
- Hodnota součinitele β klesá s rostoucí délkou kanálu jak pro typ N, tak pro typ P. Je patrné, že tranzistory MOSFET vyrobené technologií TUS mají vyšší součinitel β pro všechny délky kanálu, než tranzistory vyrobené technologií TJP. Největší rozdíl nastává pro submikronové délky kanálů tranzistoru typu P, kde pro technologii TJP vychází součinitel β přibližně poloviční v porovnání s technologií TUS.
- Odpor kanálu u typu P je větší, než pro tranzistory typu N, a to pro všechny délky kanálu a pro napětí na kolektoru U_d blížící se k nule. Rozdíly hodnot odporů kanálu

mezi technologiemi TJP a TUS jsou minimální pro submikronové délky kanálů. U délky kanálu velikosti 10 µm je zřetelný rozdíl mezi technologiemi, a to takový, že tranzistory MOSFET typu TUS mají větší odpor kanálu pro napětí na kolektoru blížící se k nule, než tranzistory MOSFET typu TJP, a to jak u kanálu typu N i P.

- Obdobný případ nastává pro odpor přívodních kontaktů, a to pro všechny délky kanálu a pro napětí na kolektoru U_d blížící se k nule. Rozdíly hodnot odporů přívodních kontaktů mezi technologiemi TJP a TUS jsou minimální pro submikronové délky kanálů. U délky kanálu velikosti 10 µm je zřetelný rozdíl mezi technologiemi, a to takový, že tranzistory MOSFET typu TUS mají větší odpor přívodních kontaktů pro napětí na kolektoru blížící se k nule, než tranzistory MOSFET typu TJP, jak u kanálu typu N i P.
- Odpor kanálu u typu P je větší než pro tranzistory typu N, a to pro všechny délky kanálu a pro napětí na kolektoru U_d = 500 mV. Rozdíly mezi technologiemi TJP a TUS jsou minimální pro submikronové délky kanálů. U délky kanálu velikosti 10 µm je zřetelný rozdíl mezi technologiemi, a to takový, že tranzistory MOSFET typu TUS mají větší odpor kanálu pro napětí na kolektoru U_d = 500 mV, než tranzistory MOSFET typu TJP, jak u kanálu typu N i P.
- Obdobný případ nastává pro odpor přívodních kontaktů, a to pro všechny délky kanálu a pro napětí na kolektoru U_d = 500 mV. Rozdíly mezi technologiemi TJP a TUS jsou minimální pro submikronové délky kanálů tranzistorů. U délky kanálu velikosti 10 µm je zřetelný rozdíl mezi technologiemi, a to takový, že tranzistory MOSFET typu TUS mají větší odpor kanálu pro napětí na kolektoru U_d = 500 mV, než tranzistory MOSFET typu TJP, jak u kanálu typu N i P.
- Aktivační energie odporu kanálu jsou pro vzorky tranzistorů MOSFET typu TJP a TUS s kanálem typu N a P téměř stejné pro všechny délky kromě délky kanálu 2 µm tranzistoru vyrobený technologií TJP. S rostoucí délkou kanálu aktivační energie klesá, a to jak pro tranzistory typu N i P.
- Obdobný případ nastává pro odpor přívodních kontaktů. Aktivační energie odporu přívodních kontaktů jsou pro vzorky tranzistorů MOSFET typu TJP a TUS s kanálem typu N a P téměř stejné pro všechny délky kromě délky kanálu 2 µm tranzistoru vyrobený technologií TJP. S rostoucí délkou kanálu aktivační energie klesá, a to jak pro tranzistory typu N i P.

Dosažené výsledky při analýze šumových charakteristik:

- Jako experimentální důkaz závislosti koncentrace nosičů náboje na poloze v kanálu jsem měřil závislost parametru RTS šumu na proudu v kanálu při konstantním napětí hradla, a to proto, že doba zachycení je nepřímo úměrná koncentraci nosičů náboje v místě aktivní pasti RTS šumu, zatím co doba emise je na proudu nezávislá.
- Šum typu RTS vzniká v důsledku kvantových přechodů nosičů náboje mezi vodivostním pásmem kanálu a pastí v oxidu hradla. Tato past se neprojeví, pokud je Fermiho hladina vysoko nad pastí, takže je stále zaplněna, nebo hluboko pod pastí, takže je stále neobsazená.

- Poloha aktivní pastí závisí na teplotě, takže předpokládáme, že v kanálu je větší počet pastí a aktivní se stává ta, pro kterou Fermiho hladina splývá nebo je v blízkosti energetické hladiny pasti.
- Na základě závislosti koncentrace elektronů $n(x)$ na pozici v kanálu byla určena poloha aktivní pasti.
- Časová doba zachycení τ_c se zvyšuje s rostoucím proudem kanálu pro rostoucí napětí na kolektoru a při konstantním napětí na hradle, a to proto, že se v daném místě kanálu snižuje koncentrace nosičů náboje.

Na základě dosažených výsledků lze říci, že všechny stanovené cíle byly splněny. Byla provedena důkladná analýza transportních charakteristik submikronových a mikronových tranzistorů MOSFET v širokém teplotním rozsahu od 10 do 350 K. Pomocí této analýzy byl na vybraných vzorcích experimentálně naměřen RTS šum a určena poloha aktivní pasti v kanálu. Tato problematika není uzavřena a lze doporučit další vědecké práce v oblasti zkoumání RTS šumu ve frekvenční oblasti v závislosti na kolektorovém, hradlovém i substrátovém napětí a pro různé teploty.

Dílčí výsledky byly prezentovány na Českých a mezinárodních konferencích. Nejvýznamnější výstupy práce byly publikovány v impaktovaném fyzikálním časopise [A1].

LITERATURA

[1] LILIENFELD, J. E. *Method and Apparatus for Controlling Electric Currents* [patent]. Užitný vzor, US1745175. Uděleno 1930. Zapsáno 1926. Dostupné z: www.google.com/patents/US1745175.

[2] KAHNG, D. and M. M. ATALLA. *Silicon-Silicon Dioxide Field Induced Surface Devices*. In: Pittsburgh, PA: Carnegie Institute of Technology, 1960.

[3] KAHNG, D. Electrict Field Controlled Semiconductor Device [patent]. Užitný vzor, US3102230. Uděleno 1963. Zapsáno 1960. Dostupné z: www.google.com/patents/3102230.

[4] MOORE, G. E. Cramming More Components onto Integrated Circuits. *Electronics*. 1965. Volume 38, Number 8. Dostupné z: http://download.intel.com/museum/Moores_Law/Articles-Press_Releases/Gordon_Moore_1965_Article.pdf.

[5] NYQUIST, H. Condensed Matter and Materials Physics: Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors. *Physical Review B*. 1928, Volume 32, Issue 1. ISSN 1098-0121. Dostupné z: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.32.110.

[6] JOHNSON, J. B. Condensed Matter and Materials Physics: Thermal Agitation of Electricity in Conductors. *Physical Review B*. 1928, Volume 32, Issue 1. ISSN 1098-0121. Dostupné z: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.32.97.

[7] CALLEN, H. B. and T. A. WELTON. Irreversibility and Generalized Noise. Physical Review B. 1951. DOI: http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.83.34. Dostupné z: http://journals.aps.org/pr/abstract/10.1103/PhysRev.83.34.

[8] BUNYAN, R. J. T., M. J. UREN, J. C. ALDERMAN and W. ECCLESTON. Use of Noise Thermometry to Study the Effects of Self-Heating in Submicrometer SOI MOSFET's. *IEEE Electron Device Letters*. 1992, Volume 13, Number 5. ISSN 0741-3106.
Dostupné z: http://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=145053.

[9] LU, Zhi-Qiang and Feng-Chang LAI. Analytical Modeling of Thermal Noise in Deep Submicron MOSFETs. *Analog Integrated Circuits and Signal Processing*. 2009, Volume 59, Number 2, pp. 185-189. ISSN 0925-1030. Dostupné z: http://www.springerlink.com/index/10.1007/s10470-008-9248-8.

[10] VAN DER ZIEL, A. *Noise; Sources, Characterization, Measurement*. Englewood Cliffs, N. J.: Prentice-Hall, 1970, 184 p. ISBN 01-362-3165-9.

[11] VAN KAMPEN, N. G. The symmetry relation of the S matrix in the complex plane. *Physica*. 1954, vol. 20, 1-6, pp. 115-123. DOI: 10.1016/S0031-8914(54)80021-8. Dostupné z: http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0031891454800218.

[12] SHOCK LEY, W., W. READ, W. SHOCKLEY and W. T. READ. Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons. *Physical Review*. 1952, Volume 87, Issue 5, pp. 67-79. DOI: http://dx.doi.org/10.1109/9780470544105.ch5.

[13] LAX, Melvin. Fluctuations from the Nonequilibrium Steady State. *Reviews of Modern Physics*. 1960, Volume 32, Issue 1, pp. 25-64. DOI: http://dx.doi.org/10.1103/revmodphys.32.25.

[14] GREENE, R., H. CALLEN, L. BARREIRA and D. RUELLE. On the Formalism of Thermodynamic Fluctuation Theory: Basic Notions. *Physical Review*. 1951, Volume 83, Issue 6, pp. 33-56. DOI: http://dx.doi.org/10.1017/cbo9780511617546.007.

[15] VLIET, K. van. Irreversible Thermodynamics and Carrier Density Fluctuations in Semiconductors. *Physical Review*. 1958, Volume 110, Issue 1, pp. 50-61. DOI: http://dx.doi.org/10.1103/physrev.110.50.

[16] THORNBER, K. K. Treatment of Microscopic Fluctuations in Noise Theory. *Bell System Technical Journal*. 1974-07-08, Volume 53, Issue 6, pp. 1041-1078.DOI: 10.1002/j.1538-7305.1974.tb02781.x. Dostupné z: http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=6774080.

[17] MACHLUP, S. and X. WANG. Noise in Semiconductors: Spectrum of a Two-Parameter Random Signal. *Journal of Applied Physics*. 1954, Volume 25, Issue 3, pp. 93-116. DOI: http://dx.doi.org/10.1533/9781845698041.2.93.

[18] HSU, S. T. Bistable noise in p-n junctions. *Solid-State Electronics*. 1971, Volume 14, Issue 6, pp. 487-497. DOI: 10.1016/0038-1101(71)90059-1. Dostupné z: http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0038110171900591.

[19] HOOGE, F. N., T. G. M. KLEINPENNING and L. K. J. VANDAMME. Experimental Studies on 1/f Noise. *Reports on Progress in Physics*. 1981, Volume 44, Number 5, pp. 479-532. ISSN 0034-4885.

[20] CHRISTENSSON, S., I. LUNDSTRÖM, C. SVENSSON and M. HAOND. Low Frequency Noise in MOS transistors – I Theory: Equilibrium Temperature and Resistance Fluctuations. *Solid-State Electronics*. 1968, Volume 11, Issue 9, pp. 797-812. ISSN 00381101. Dostupné z: http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0038110168901007.

[21] KLAASSEN, F. M. and J. SCOFIELD. Characterization of Low 1/f Noise in MOS Transistors. *IEEE Transactions on Electron Devices*. 1971, Volume 18, Issue 10, pp. 887-891. ISSN 0018-9383. Dostupné z: http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=1476623.

[22] FLEETWOOD, D. and J. SCOFIELD. Evidence that Similar Point Defects Cause 1/f Noise and Radiation-induced-hole Trapping in Metal-oxide-semiconductor Transistors. *Physical Review Letters*. 1990, Volume 64, Issue 5, pp. 579-582. ISSN 0031-9007. Dostupné z: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.64.579.

[23] MIKOSHIBA, H. and J. R. ROBINSON. 1/f Noise in N-channel Silicon-gate MOS Transistors. *IEEE Transactions on Electron Devices*. 1982, Volume 29, Issue 6, pp. 965-970. ISSN 0018-9383. Dostupné z: http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=1482312.

[24] MIKOSHIBA, H., M. Sakamoto and Y. Hokari. Characterization of 1/f Noise in MOS Transistor. *IEEE Transactions on Electron Devices*. 1982, Volume 28, pp. 662-665. ISSN 0018-9383. Dostupné z: http://ieeexplore.ieee.org/xpl/articleDetails.jsp?tp=&arnumber=1482914.

[25] LUNDSTRÖM, I., D. MCQUEEN and C. KLASON. On Low Frequency and 1/f Noise from Diffusion Like Processes. *Solid State Communications*. 1973,

Volume 13, Issue 12, pp. 1941-1944. ISSN 00381098. Dostupné z: http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0038109873900057.

[26] BLOOM, I., Y. NEMIROVSKY and C. KLASON. 1/f Noise Reduction of Metal-oxide-semiconductor Transistors by Cycling from Inversion to Accumulation. *Applied Physics Letters*. 1991, Volume 58, Issue 15, pp. 1664-1666. ISSN 00036951. Dostupné z: http://link.aip.org/link/APPLAB/v58/i15/p1664/s1.

[27] VANDAMME, L. K. J., Y. XIAOSONG LI and D. RIGAUD. 1/f Noise in MOS Devices, Mobility or Number Fluctuations? *IEEE Transactions on Electron Devices*. 1991, Volume 41, Issue 11, pp. 1936-1945. ISSN 00189383. Dostupné z: http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=333809.

[28] HOOGE, F. N. Discussion of Recent Experiments on 1/f Noise. *Physica*. 1972, Volume 60, pp. 130-144. ISSN 0031-8914.

[29] HANDEL, P., Y. XIAOSONG LI and D. RIGAUD. 1/f Noise-An "Infrared" Phenomenon. *Physical Review Letters*. 1975, Volume 34, Issue 24, pp. 1492-1495. ISSN 0031-9007. Dostupné z: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.34.1492.

[30] HOOGE, F. N., Y. XIAOSONG LI and D. RIGAUD. 1/f Noise Sources. *IEEE Transactions on Electron Devices*. 1975, Volume 41, Issue 11, pp. 1926-1935. ISSN 00189383. Dostupné z: http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=333808.

[31] HANDEL, P., Y. XIAOSONG LI and D. RIGAUD. Quantum Approach to 1/f Noise. *Physical Review A*. 1980, Volume 22, Issue 2, pp. 745-757. ISSN 0556-2791. Dostupné z: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.22.745.

[32] CLARKE, J., R. VOSS and D. RIGAUD. 1/f Noise from Thermal Fluctuations in Metal Films: Equilibrium Temperature and Resistance Fluctuations. *Physical Review Letters*. 1974, Volume 33, Issue 1, pp. 24-27. ISSN 0031-9007. Dostupné z: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.33.24.

[33] VOSS, R., J. CLARKE and D. RIGAUD. Flicker (1/f) Noise: Equilibrium Temperature and Resistance Fluctuations. *Physical Review B*. 1976, Volume 13, Issue 2, pp. 556-573. ISSN 0556-2805. Dostupné z: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.13.556.

[34] KOKTAVÝ, B. and J. ŠIKULA. Method of Experimental Study of Fluctuation in Semiconductors. J. Acta Physica Slovaca, 1979, Volume 29, pp. 227-236.

[35] DOBLINGER, G. A Burst Noise Model for Integrated Bipolar Transistors with Anomalous I–V Characteristics. *Noise in Physical Systems*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1978, p. 64. DOI: 10.1007/978-3-642-87640-0_11. Dostupné z: http://link.springer.com/10.1007/978-3-642-87640-0_11

[36] HSU, S. T., R. J. WHITTIER, G. DOBLINGER a J. HUIJSING. Characteristics of Burst (Popcorn) Noise in Transistors and Operational Amplifiers. *1969 International Electron Devices Meeting*. 1969, pp. 351-398. DOI: http://dx.doi.org/10.1007/978-94-007-0596-8_10.

[37] MARTIN, J. C. and F. X. MATEU-PEREZ. Burst Noise of Silicon Planar Transistors. *Electronics Letters*. 1966, Volume 2, Issue 6. DOI: http://dx.doi.org/10.1007/springerreference_19743.

[38] MARTIN, J. C. and G. BLASQUEZ. Sur le spectre de bruit en creneaux. *Solid-State Electronics*. 1971, Volume 14, Issue 2, pp. 89-93. DOI: http://dx.doi.org/10.1016/0038-1101(71)90082-7.

[39] CARD, W. H. and P. K. CHAUDHARI. Characteristics of Burst Noise. *Proceedings of the IEEE*. 1965, Volume 53, Issue 6, pp. 652-653. DOI: http://dx.doi.org/10.1109/proc.1965.3968.

[40] COOK, K. B. and A. J. BRODERSEN. Physical Origins of Burst Noise in Transistors. *Solid-State Electronics*. 1971, Volume 14, Issue 12, pp. 1237-1242. DOI: 10.1016/0038-1101(71)90112-2. Dostupné z: http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0038110171901122.

[41] LEONARD, P. L. and S. V. JASKOLSKI. An Investigation into the Origin and Nature of "Popcorn Noise". *Proceedings of the IEEE*. 1969, Volume 57, Issue 10, pp. 105-122. DOI: http://dx.doi.org/10.1016/b978-0-7506-8525-2.00007-1.

[42] HSU, S. T., R. J. WHITTIER and C. A. MEAD. Physical Model for Burst Noise in Semiconductor Devices. *Solid-State Electronics*. 1970, Volume 13, Issue 7, pp. 1055-1071. DOI: 10.1016/0038-1101(70)90102-4. Dostupné z: http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0038110170901024.

[43] BLASQUEZ, G. and J. CAMINADE. Physical Sources of Burst Noise. *Noise in Physical Systems*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1978, p. 60. DOI: 10.1007/978-3-642-87640-0_10. Dostupné z: http://link.springer.com/10.1007/978-3-642-87640-0_10.

[44] MARTIN, J. C., G. BLASQUEZ, A. DE CACQUERAY, M. DE BREBISSON and C. SCHILLER. L'effet des dislocations cristallines sur le bruit en creneaux des transistors bipolaires au silicium. *Solid-State Electronics*. 1972, Volume 15, Issue 7, pp. 739-744. DOI: 10.1016/0038-1101(72)90093-7. Dostupné z: http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0038110172900937.

[45] CONTI, M. and G. CORDA. Noise Sources Identification in Integrated Circuits through Correlation Analysis. *IEEE Journal of Solid-State Circuits*. 1974, Volume 9, Issue 3, pp. 124-133. DOI: 10.1109/JSSC.1974.1050479. Dostupné z: http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=1050479.

[46] WARNER, R. and B. GRUNG. *MOSFET Theory and Design*. New York: Oxford University Press, 1999, ix, 256 p. ISBN 01-951-1642-9.

[47] SZE, S. and Kwok K. NG. *Physics of Semiconductor Devices*. 3rd ed. Hoboken: Wiley-Interscience, 2007, x, 815 p. ISBN 978-0-471-14323-9.

[48] Vandamme, L. K. J. *Advanced Experimental Methods for Noise Research in Nanoscale Electronic Devices*. NATO Science Series II, Mathematics, Physics and Chemistry. J. Sikula and M. Levinshtein, Kluwer, Dordrecht, 2004, Volume 151, p. 109.

[49] Amarasinghe, N. V., Z. Celik-Butler, A. Zlotnicka, and F. Wang. Model for Random Telegraph Signals in Sub-micron MOSFETS. *Solid-State Electronics*. 2003. Volume 47, Issue 9, pp. 1443-1449. Dostupné z: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S003811010300100X.

[50] Amarasinghe, N. V., Z. Celik-Butler and P. Vasina. Characterization of Oxide Traps in 0.15 μm^2 MOSFETs Using Random Telegraph Signals. *Microelectronics*

Reliability. 2000. Volume 40, Issue 11, pp. 1875-1881. Dostupné z: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0026271400000895.

[51] GHIBAUDO, G., T. BOUTCHACHA and D. RIGAUD. Electrical Noise and RTS Fluctuations in Advanced CMOS Devices: Equilibrium Temperature and Resistance Fluctuations. *Physical Review Letters*. 1974, Volume 33, Issue 1, pp. 24-27. ISSN 0031-9007. Dostupné z: http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0026271402000252.

[52] MING-HORN TSAI, G., T. TSO-PING MA and D. RIGAUD. The Impact of Device Scaling on the Current Fluctuations in MOSFET's: Equilibrium Temperature and Resistance Fluctuations. *IEEE Transactions on Electron Devices*. 1974, Volume 41, Issue 11, pp. 2061-2068. ISSN 00189383. Dostupné z: http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=333823.

[53] BOUTCHACHA, T., G. GHIBAUDO, G. GUÉGAN and M. HAOND. Low Frequency Noise Characterization of 0.25 µm Si CMOS Transistors: Equilibrium Temperature and Resistance Fluctuations. *Journal of Non-Crystalline Solids*. 1997, Volume 216, Issue 11, pp. 192-197. ISSN 00223093. Dostupné z: http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0022309397002123.

[54] ŠIKULA, J., J. PAVELKA, V. SEDLÁKOVÁ, M. TACANO, S. HASHIGUCHI and M. TOITA. *RTS in Submicron MOSFETs and Quantum Dots: Noise and Information in Nanoelectronics, Sensors, and Standards II*. 26-28 May, 2004, Maspalomas, Gran Canaria, Spain. Bellingham, Wash.: SPIE, 2004, 442 p. Proceedings of SPIE--the International Society for Optical Engineering, v. 5472. ISBN 08-194-5394-3.

[55] ŠIKULA, J., J. PAVELKA, V. SEDLÁKOVÁ, J. HLÁVKA, M. TACANO and M. TOITA. *RTS Noise and Quantum Transitions in Submicron MOSFETs*. In *New Trends in Physics*. Brno: VUT, 2007. pp. 138-141. ISBN: 978-80-7355-078-3.

[56] PAVELKA, J., V. SEDLÁKOVÁ, J. ŠIKULA, J. HAVRÁNEK, M. TACANO, S. HASHIGUCHI and M. TOITA. *RTS in Submicron MOSFETs: High Field Effects. 18th International Conference on Noise and Fluctuations, ICNF 2005, Salamanca, Spain, 19-23 September 2005*. Melville, N. Y.: American Institute of Physics, 2005, 836 p. AIP Conference Proceedings, no. 780. ISBN 07-354-0267-1.

[57] CHVÁTAL, M., J. MAJZNER a L. GRMELA. *Nízkošumový multiplexer pro héliový kryostat*. 1. vyd. Brno: Ústav fyziky, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Vysoké učení v Brně, 2013, 4 s. Dostupné z: http://www.ufyz.feec.vutbr.cz/veda-a-vyzkum/produkty/nizkosumovy-multiplexer-pro-heliovy-kryostat.

[58] CHVÁTAL, M., J. MAJZNER a L. GRMELA. *Automatizace měření výstupních charakteristik submikronových tranzistorů MOSFET v héliovém kryostatu*. 1. vyd. Brno: Ústav fyziky, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Vysoké učení v Brně, 2013, 4 s. Dostupné z: http://www.ufyz.feec.vutbr.cz/veda-a-vyzkum/produkty/automatizace-mereni-vystupnich-charakteristik-submikronovych-tranzistoru-MOSFET-v-heliovem-kryostatu.

[59] HOWARD, Roy M. *Principles of Random Signal Analysis and Low Noise Design: The Power Spectral Density and its Applications*. New York: John Wiley, 2002, 310 p. ISBN 04-712-2617-3.

[60] SEDLAKOVA, V., J. SIKULA, M. CHVATAL, J. PAVELKA, M. TACANO and M. TOITA. Noise in Submicron Metal–Oxide–Semiconductor Field Effect Transistors: Lateral Electron Density Distribution and Active Trap Position. *Japanese Journal of Applied Physics*. 2012, Volume 51, pp. 024105-5. DOI: 10.1143/JJAP.51.024105. Dostupné z: http://stacks.iop.org/1347-4065/51/024105.

AUTORSKÉ A SPOLUAUTORSKÉ PUBLIKACE

[A1] SEDLÁKOVÁ, V., J. ŠIKULA, M. CHVÁTAL, J. PAVELKA, M. TACANO and M. TOITA. Noise in Submicron Metal-Oxide-Semiconductor Field Effect Transistors: Lateral Electron Density Distribution and Active Trap Position. *Japanese Journal of Applied Physics,* 2012, Volume 2012 (51), Issue 1, pp. 024105- 1 (024105-5). ISSN: 0021- 4922.

[A2] CHVÁTAL, M., J. PAVELKA and J. ŠIKULA. Electron Density, RTS Noise and Temperature Measurement of Submicron MOSFETs. In *Polymer Electronics and Nanotechnologies: towards System Integration.* 1st. Koszykowa 75, 00 662 Warsaw, Poland: Piotr Firek, Ryszard Kisiel, 2010. pp. 128-129. ISBN: 978-83-7207-874- 2.

[A3] CHVÁTAL, M., M. KOPECKÝ and V. SEDLÁKOVÁ. Nondestructive Measurement of Tantalum Nanolayers. In *18th International Conference DISEE 2010.* STU v Bratislavě: Ing. M. Váry, Ph.D., 2010. s. 85-88. ISBN: 978-80-227-3366- 3.

[A4] ŠIKULA, J., V. SEDLÁKOVÁ, J. PAVELKA, H. NAVAROVÁ, M. CHVÁTAL and M. KOPECKÝ. Model for RTS Noise in Submicron MOSFETs. In *Model for RTS Noise in Submicron MOSFETS.* Gdańsk: Information technologies volume 18, 2010. pp. 213-216. ISBN: 978-83-60779-02- 6.

[A5] CHVÁTAL, M., M. KOPECKÝ, V. SEDLÁKOVÁ and J. PAVELKA. Development of a New Technique for the Study of a Single Trap in Insulators for Electronic Components. In *2010 Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena Volume 1. Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena.* Clearance Center, 222 Rosewood Drive, Danvers, MA 01923: IEEE, 2010. pp. 267-269. ISSN: 0084-9162.

[A6] ŠIKULA, J., V. SEDLÁKOVÁ, J. PAVELKA, H. NAVAROVÁ, M. CHVÁTAL and M. KOPECKÝ. Model for RTS Noise in Submicron MOSFETS. In *Model for RTS Noise in Submicron MOSFETS.* IEEE Explore Digital Library, 2010. pp. 213-216. ISBN: 978-1-4244-8182- 8.

[A7] CHVÁTAL, M. and P. TOFEL. Output and Transfer Characteristics and Noise Analysis of CMOS Technology. In *PROCEEDINGS OF THE 16TH CONFERENCE STUDENT EEICT 2010 - Volume 5.* nám. Republiky 15, 614 00 BRNO: NOVPRESS s.r.o., 2010. pp. 89-93. ISBN: 978-80-214-4079- 1.

[A8] PAVELKA, J., J. ŠIKULA, M. CHVÁTAL, M. TACANO and M. TOITA. RTS Noise Amplitude and Electron Concentration in MOSFETs. In *Proc. 27th Int. Conf. on Microelectronics MIEL 2010, Niš, Serbia, 16-19 May, 2010.* Nis, Serbia: IEEE, 2010. pp. 475-478. ISBN: 978-1-4244-7200- 0.

[A9] CHVÁTAL, M., V. SEDLÁKOVÁ and J. MAJZNER. Noise Analysis of Pyroelectric IR Detectors. In *In 32nd International Spring Seminar on Electronics Technology.* Brno: Jan Prášek, Martin Adámek, Ivan Szendiuch, 2009. pp. 186-187. ISBN: 978-1-4244-4260- 7.

[A10] CHVÁTAL, M., V. SEDLÁKOVÁ and J. MAJZNER. VA Characteristics of n-channel CMOS Technology. In *Sborník příspěvků konference KRÁLÍKY 2009.* Brno: Ing. Martin Slanina, Ph.D., 2009. pp. 117-120. ISBN: 978-80-214-3938- 2.

[A11] ŠIKULA, J., V. SEDLÁKOVÁ, M. CHVÁTAL, J. PAVELKA, M. TACANO and M. TOITA. RTS in Submicron MOSFETs: Lateral Field Effect and Active Trap Position. *AIP conference proceedings,* 2009, Volume 1129, Number 1, pp. 205-208. ISSN: 0094- 243X.

[A12] CHVÁTAL, M., J. ŠIKULA, V. SEDLÁKOVÁ and A. KNÁPEK. Measurements and Theoretical Approximations of VA Characteristics MOSFETs. *Jemná mechanika a optika,* 2009, roč. 54, č. 10, s. 278-279. ISSN: 0447- 6441.

[A13] CHVÁTAL, M., V. SEDLÁKOVÁ and J. ŠIKULA. Improved Model for MOSFET VA Characteristics. In *Electronic Devices and Systems EDS' 09 IMAPS CS International Conference 2009.* 2009. Nám. Republiky 15, Brno: NOVPRESS s.r.o., 2009. pp. 143-146. ISBN: 978-80-214-3933- 7.

[A14] CHVÁTAL, M. Noise Reliability Indicators In SMT Chip Resistors. In *Student EEICT 2008 Proceedings Of The 14th Conference.* Ondráčkova 105, Brno: Ing. Zdeněk Novotný CSc., 2008. pp. 297-301. ISBN: 978-80-214-3617- 6.

[A15] PAVELKA, J., J. ŠIKULA, M. CHVÁTAL and M. TACANO. RTS Noise in Submicron Devices. In *New Trends in Physics.* Brno: VUT, 2007. pp. 114-117. ISBN: 978-80-7355-078- 3.

PRODUKTY AUTORA DIZERTAČNÍ PRÁCE

[P1] CHVÁTAL, M., J. MAJZNER a L. GRMELA. *Nízkošumový multiplexer pro héliový kryostat*. 1. vyd. Brno: Ústav fyziky, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Vysoké učení v Brně, 2013, 4 s. Dostupné z: http://www.ufyz.feec.vutbr.cz/veda-a-vyzkum/produkty/nizkosumovy-multiplexer-pro-heliovy-kryostat.

[P2] CHVÁTAL, M., J. MAJZNER a L. GRMELA. *Automatizace měření výstupních charakteristik submikronových tranzistorů MOSFET v héliovém kryostatu*. 1. vyd. Brno: Ústav fyziky, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Vysoké učení v Brně, 2013, 4 s. Dostupné z: http://www.ufyz.feec.vutbr.cz/veda-a-vyzkum/produkty/automatizace-mereni-vystupnich-charakteristik-submikronovych-tranzistoru-MOSFET-v-heliovem-kryostatu.

ŽIVOTOPIS AUTORA

Ing. Miloš Chvátal

Curriculum Vitae

Osobní údaje

Datum a místo narození: 1. 11. 1982, Vlašim

Pohlaví: Muž

Stav: Svobodný

Státní občanství: Česká republika

Adresa: Prokopova 1640, 258 01 Vlašim

Telefon: 00420 604 744 129

E-mail: chvatal.milos@phd.feec.vutbr.cz

Vzdělání

Doktorské (2007 – současnost)	**VUT – Vysoké učení technické v Brně** *Technická 10, 616 00 Brno, Česká republika* Specializace: Fyzikální elektronika a nanotechnologie
Magisterské (2005 – 2007)	**VUT – Vysoké učení technické v Brně** *Údolní 53, 602 00 Brno, Česká republika* Specializace: Telekomunikace, Zabezpečení testovacího systému s webovým rozhraním – diplomová práce, Ing.
Bakalářské (2002 – 2005)	**VUT – Vysoké učení technické v Brně** *Údolní 53, 602 00 Brno, Česká republika* Specializace: Telekomunikace, Moderní analogové filtry s konvejory – bakalářská práce, Bc.
Středoškolské (1998 – 2002)	**SPŠE – Střední průmyslová škola elektrotechnická** *V Úžlabině 320, 100 00 Praha 10, Česká republika* Specializace: Elektronické počítačové systémy

Pracovní zkušenosti

Pracovník vědy a výzkumu (2013 – současnost)	**Výzkumný a zkušební letecký ústav, a.s.** Vývoj software pro univerzální měřicí systémy, LabVIEW, FPGA, zpracování dat
Technický pracovník (2009 – současnost)	**VUT – Vysoké učení technické v Brně** Technická a IT podpora laboratoří, vývoj software pro testování a modelování, statistické zpracování dat Výuka v kurzu Fyzika 1 a 2
Vývojář webových aplikací (2011 – 2012)	**UDT s.r.o.** Programátor (X)HTML, CSS, PHP a MySQL SEO optimalizace, vývoj a správa webových aplikací
Softwarový inženýr (2010 – 2011)	**Honeywell – Česká republika, Brno** Vývoj software – LabVIEW, AutoCAD 2D

PROJEKTY ŘEŠENÉ AUTOREM

Úspěšný hlavní řešitel třech jednoročních projektů v rámci Fondu rozvoje vysokých škol Ministerstva školství, mládeže a tělovýchovy České Republiky:

- FRVŠ 2743/2009/G1
  - „*Modernizace laboratoře pro nedestruktivní testování součástek*“.
- FRVŠ 2549/2010/G1
  - „*Modernizace laboratoře pro nedestruktivní testování součástek pomocí šumové spektroskopie*“.
- FRVŠ 2412/2011/G1
  - „*Modernizace kryostatické laboratoře pro nedestruktivní testování elektronických součástek*“.

Spoluřešitel v následujících grantech a projektech:

- FRVŠ 2016/2008/G1
  - „*Modernizace laboratoře pro elektro-ultrazvukovou spektroskopii*“.
- GAČR 102/09/1920
  - „*Stochastické jevy v polovodičových strukturách MIS a MIM*“
- GAČR 102/09/H074
  - „*Diagnostika defektů v materiálech za použití nejnovějších defektoskopických metod*“.
- GAČR 102/08/0260
  - „*Nízkofrekvenční šum v submikronových MOSFET a HEMT strukturách*“
- Interní projekty VUT
  - „*Nové trendy v mikroelektronických systémech a nanotechnologiích*“
  - „*Diagnostika defektů v materiálech pro elektroniku*“
  - „*Výzkum metodik pro zlepšení kvality optoelektronických materiálů a součástek*“