



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ

INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

VÝROBA A TESTOVÁNÍ MIKROBOLOMETRU ČI JINÉHO INFRAČERVENÉHO DETEKTORU NA BÁZI PLAZMONICKÝCH ANTÉN

FABRICATION AND TESTING OF MICROBOLOMETER OR OTHER INFRARED DETECTOR BASED ON
PLASMONIC ANTENNAS

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Marek Děcký

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Mgr. Jiří Liška, Ph.D.

BRNO 2022

Zadání bakalářské práce

Ústav: Ústav fyzikálního inženýrství
Student: **Marek Děcký**
Studijní program: Fyzikální inženýrství a nanotechnologie
Studijní obor: bez specializace
Vedoucí práce: **Mgr. Jiří Liška, Ph.D.**
Akademický rok: 2021/22

Ředitel ústavu Vám v souladu se zákonem č.111/1998 o vysokých školách a se Studijním a zkušebním řádem VUT v Brně určuje následující téma bakalářské práce:

Výroba a testování mikrobolometru či jiného infračerveného detektoru na bázi plazmonických antén

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Infračervené detektory nacházejí uplatnění k detekci ohně, pro bodové nebo plošné měření teploty, při infračerveném snímání objektů a v mnoha dalších aplikacích. V případě mikrobolometrů v podobě matice teplotně citlivých prvků je obecná snaha vyrobit co nejmenší a zároveň co nejcitlivější prvky, které by měly navíc rychlou odezvu. Rychlá odezva je u komerčních produktů omezena zdlouhavostí předávání informace z absorbujícího prvku do teplotně citlivého elektronického prvku. Mikrobolometry na bázi plazmonických antén umožňují díky jinému funkčnímu principu snížit tento časový limit. V této práci by se měl student seznámit s technologií infračervených detektorů a dostupných plazmonických alternativ. Na základě literatury by měl navrhnout jednoduché plazmonické zařízení založené na nově popsané zesílené absorpci díky silné vazbě mezi anténami a tenkou dielektrickou vrstvou pod nimi. Zařízení by měl posléze vyrobit a otestovat jeho reakci na infračervené záření. Experimentální část lze rozšířit nebo případně zcela zastoupit simulacemi (pokud by si to pandemická nebo jiná okolnost vyžadovala).

Cíle bakalářské práce:

- 1) Rešerše literatury o infračervených detektorech, zejména pak o mikrobolometrech a jejich plazmonických variantách.
- 2) Návrh jednoduchého mikrobolometru nebo jiného IR detektoru využívající plazmonických antén k zesílení absorpce díky silné vazbě mezi anténami a tenkou dielektrickou vrstvou pod nimi.
- 3) Osvojení si alespoň některé z výrobních technik – litografie (např. elektronové nebo optické litografie), depozice (např. napařování či naprašování) a iontového leptání (např. reaktivního či fokusovaným svazkem) a provedení výroby zařízení.
- 4) Testování vyrobeného zařízení zejména měřením elektrické odezvy na IR záření nebo pomocí infračervené mikrospektrometrie.

Seznam doporučené literatury:

BŘÍNEK Lukáš, Michal KVAPIL, Tomáš ŠAMOŘIL, Martin HRTOŇ, Radek KALOUSEK, Vlastimil KŘÁPEK, Jiří SPOUSTA, Petr DUB, Peter VARGA a Tomáš ŠIKOLA. Plasmon Resonances of Mid-IR Antennas on Absorbing Substrate: Optimization of Localized Plasmon-Enhanced Absorption upon Strong Coupling Effect. ACS Photonics. 2018, 5 (11), 4378-4385.

MUBARAK, Mohamed H., Othman SIDEK, Mohamed R. ABDEL-RAHMAN, Mohd Tafir MUSTAFFA, Ahmad Shukri Mustapa KAMAL a Saad M. MUKRAS. Nano-Antenna Coupled Infrared Detector Design. Sensors. 2018, 18 (11), 3714.

HUSÁK, Miroslav. Mikrosenzory a mikroaktuátory. Praha: Academia, 2008. Gerstner. ISBN 978-80-200-1478-8.

Termín odevzdání bakalářské práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2021/22

V Brně, dne

L. S.

prof. RNDr. Tomáš Šikola, CSc.
ředitel ústavu

doc. Ing. Jaroslav Katolický, Ph.D.
děkan fakulty

Abstrakt

Tato bakalářská práce se zabývá studiem a výrobou infračervených detektorů. Mimo provedení rešeršní studie na dané téma a téma plazmoniky, mezi hlavní výsledky této práce patří návrh, výroba a testování takového detektoru. Konkrétně pak nechlazeného mikrobolometru využívajícího plazmonických antén k zesílení absorpce pomocí silné vazby, jež vzniká mezi lokalizovanými plazmony zlatých antén a fonony tenké dielektrické vrstvy oxidu křemičitého. Samotná výroba mikrobolometrů několika různých typů na křemíkovém substrátu byla provedena za pomoci elektronové litografie, optické litografie a technikami depozice tenkých vrstev. Jednotlivé mikrobolometry se lišily především tloušťkou vrstvy mezi teplotně citlivými meandry a anténami ale také rozměrem antén. U prvních dvou sad mikrobolometrů bylo k vytvoření meandrů využito titanu, u poslední sady byl titan nahrazen platinou. Měřením elektrického odporu byla zjišťována reakce mikrobolometru na viditelné a infračervené záření. Bylo zjištěno, že vyrobené mikrobolometry s titanovými meandry výrazně reagovaly na viditelné světlo poklesem odporu. To znamená, že se chovaly jako polovodič. Na infračervené záření také reagovaly poklesem odporu, ale až při teplotách černého tělesa nad 400 °C. Reakce na viditelné a infračervené záření nebyla až na jednu výjimku pozorována u mikrobolometru s platinovými meandry.

Abstract

This bachelor's thesis is focused on study and fabrication of infrared detectors. Other than just providing a literature research and plasmonics research into the topic, the main goal of this thesis is to propose new designs, manufacturing and characterization such detectors. Specifically the uncooled microbolometer that uses plasmonic antennas for the amplification of the strong coupling which forms between the localized surface plasmons of golden antennas and a phonons of thin dielectric film made from silicon dioxide. The preparation of several types of microbolometers on silicon substrates was conducted using electron beam lithography, photolithography and by thin film deposition techniques. The individual microbolometers differed mainly in the width of the layers between the temperature sensitive meanders and the antennas, but also in the dimensions of the antennas. In the first two sets of microbolometers, the meanders were made from titanium, however meanders in the last set of microbolometers were fabricated from platinum. Reaction of the microbolometers on visible and infrared radiation was tested using measurement of electrical resistance. It was discovered that fabricated microbolometers with titanium meanders significantly reacted on visible light by lowering their resistance. This means they behave like semiconductor. Microbolometers also reacted on infrared radiation by lowering their resistance, but only when temperature of black body source exceeded 400 °C. Reaction on visible and infrared radiation was not observed on microbolometers with platinum meanders with one exception.

Klíčová slova

Mikrobolometr, plazmonika, plazmonická anténa, silná vazba, litografie, depozice tenkých vrstev

Keywords

Microbolometer, plasmonics, plasmonic antenna, strong coupling, lithography, thin film deposition

DĚCKÝ, Marek. *Výroba a testování mikrobolometru či jiného infračerveného detektoru na bázi plazmonických antén*. Brno, 2022. Bakalářská práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Ústav fyzikálního inženýrství. Vedoucí práce Mgr. Jiří Liška, Ph.D.

Prohlašuji, že jsem svoji bakalářskou práci na téma „Výroba a testování mikrobolometru či jiného infračerveného detektoru na bázi plazmonických antén“ vypracoval samostatně pod odborným vedením Mgr. Jiřího Lišky, Ph.D. a s použitím uvedené literatury a pramenů.

Marek Děcký

Chtěl bych poděkovat Ing. Zdeňkovi Nováčkovi a Ing. Lukášovi Kejíkovi za pomoc při měření, M.Tech Pranjali Jadhao za pomoc při výrobě, a obzvláště bych chtěl velmi poděkovat vedoucímu mé bakalářské práce Mgr. Jiřímu Liškovi, Ph.D. za odborné vedení, a hlavně za jeho pevné nervy, protože vím, že to se mnou rozhodně neměl lehké. Dále bych chtěl poděkovat mé rodině, a hlavně mým přátelům, bez kterých by tato práce nejspíš nevznikla.

Tato práce byla provedena za podpory výzkumné infrastruktury CzechNanoLab (ID LM2018110, MŠMT, 2020-2022), CEITEC Vysoké učení technické v Brně.

Marek Děcký

Obsah

Úvod	3
1 Infračervené detektory	4
1.1 Bolometr	4
1.2 Mikro-elektro-mechanické systémy	5
1.3 Pyroelektrický senzor	6
1.4 Termoelektrický senzor	6
1.5 Mikrobolometr	7
2 Elektromagnetické vlastnosti kovů	8
2.1 Maxwellovy rovnice	8
2.2 Optické vlastnosti pevných látek	9
2.3 Drudeho model.....	9
2.4 Lorentzův model.....	10
3 Plazmonika	12
3.1 Povrchové plazmonové polaritony (SPP).....	12
3.2 Lokalizované povrchové plazmony.....	15
3.3 Silná vazba.....	17
4 Návrh a výroba mikrobolometrů.....	19
4.1 Výroba první sady vzorků.....	20
4.2 Výroba druhé sady vzorků.....	23
4.3 Výroba třetí sady vzorků.....	28
5 Testování mikrobolometru.....	32
Závěr.....	39
Literatura.....	42

Úvod

Infračervené (IR) detektory, jejichž historie je datována na přelom 18. a 19. století, v dnešní době zažívají velký rozmach, díky čím dál pokročilejším technologiím a nově vznikajícím odvětvím, ve kterých se mohou tyto detektory uplatnit. S jejich využitím se můžeme setkat jak v komerční sféře, tak i ve vojenských aplikacích. Příkladem komerčního využití je například sledování vozidel nebo navigace autonomních vozidel, termokamery pro hasiče, díky kterým uvidí přes jinak neprůhledný dým. Využití mají i v medicíně, kde jsou schopny zobrazovat žíly, které jsou hlouběji pod kůží, slouží k predikci údržby přístrojů nebo v IR spektroskopii. Mezi vojenské aplikace patří hledání min, noční vidění nebo navádění střel. Existuje mnoho typů IR detektorů od fotorezistorů (např. z PbS), IR fotodiod, přes termoelektrické senzory (termočlánky), pyroelektrické senzory až po bolometry. Zejména bolometr a jeho miniaturní verze zvaná mikrobolometr je často užívaný a je příslibem do budoucna. Mezi hlavní výhody patří rychlá odezva, velká citlivost v širokém rozsahu vlnových délek, velký pracovní teplotní rozsah a malé rozměry. Mikrobolometr se používá v termokamerách za využití technologie Focal Plane Array (pole senzorů umístěné v ohnisku), při které jsou jednotlivé mikrobolometry zapojeny do matice a každý mikrobolometr představuje jeden citlivý prvek (pixel) IR kamery. Ve všech těchto aplikacích lze pozorovat snahu o minimalizaci mikrobolometrů, neboť čím menší jejich rozměry budou, tím více se jich vměstná na čip termokamery a ta poté bude mít lepší rozlišení. Dalším způsobem vylepšení mikrobolometru je využití plazmonických antén. Od tohoto typu mikrobolometru se očekává zmenšení rozměrů a ještě rychlejší odezva. Běžný typ mikrobolometru obsahuje absorbér, který absorbuje infračervené záření, ohřeje se a předá teplo vodivým způsobem citlivému prvku. V případě použití antén, roli absorbérů převzou antény, které předají teplo mnohem rychleji (radiačně) do tepelného místa mezi dvojicí antén (tzv. hot spot), kde se umístí citlivý prvek. Tyto antény mohou nabývat různých tvarů a rozměrů, a díky tomu by mělo být možné měnit oblast vlnových délek IR záření, na které bude detektor citlivý. Jedinečnost mikrobolometru, který je vyvíjen v rámci této práce, spočívá v užitečném využití zesílené absorpce vlivem silné vazby mezi plazmony v anténách a fonony ve vrstvě pod nimi.

První kapitola této bakalářské práce je rešeršní práce zaměřená na stručné rozdělení a historii infračervených detektorů. Dále jsou stručně rozepsány jejich typy, fyzikální principy a popřípadě využití. Klíčovou částí této kapitoly je poté popis bolometru a mikrobolometru. V druhé kapitole budou nejprve rozebrány elektromagnetické vlastnosti kovů, Maxwellovy rovnice, jejich velmi stručná historie, a dále budou odvozeny dielektrické funkce. Třetí kapitola se bude zabývat plazmonikou a pojmy s ní často asociovanými jako jsou povrchové plazmonové polaritony (SPP) a lokalizované povrchové plazmony (LSP). Na konci třetí kapitoly bude zmíněna silná vazba a její popis pomocí klasické fyziky. Čtvrtá kapitola a pátá kapitola bude zaměřena na experimentální část bakalářské práce. Ve čtvrté kapitole bude popsán kompletní postup výroby vzorků, od návrhu mikrobolometru, vytvoření designu, přes veškeré litografické a depoziční kroky až po finální produkty. Pátá kapitola se poté bude zabývat měřením vyrobených vzorků a vyhodnocováním tohoto měření.

1 Infračervené detektory

Infračervené, dále jen IR – Infrared, detektory se rozdělují na dvě hlavní skupiny, a to na termální detektory a fotonové detektory [1]. Fotonové detektory je potřeba chladit (alespoň tekutým dusíkem na teplotu 60-70 K) a z tohoto důvodu jsou vybaveny chladícím systémem. Ten patří k nejdražším částem IR kamer založených na fotonových detektorech. Termální detektory nepotřebují tak účinný chladící systém, a proto jsou mnohem levnější jak fotonové IR detektory a nalézají uplatnění v mnoha různých odvětvích [2]. Současný výzkum se mimo jiné zabývá dosažením rychlejší odezvy IR detektorů, jejichž využití je vhodné například pro zaměřování cílů, sledování a navigaci pro autonomní vozidla. Jedním příkladem termálního IR detektoru je bolometr.

1.1 Bolometr

Historie bolometru sahá až do roku 1880, kdy jej jako první sestrojil americký astronom Samuel Pierpont Langley. Langleyho bolometr byl tvořen dvěma tenkými platinovými fóliovými proužky pokrytými sazemi [3, 4]. Tyto platinové proužky byly zapojeny jako dvě ramena Wheatstoneova můstku [5], kdy jeden proužek byl krytý a druhý byl vystavený IR záření. Langley v následujících letech svůj bolometr nadále zdokonaloval. Jeho bolometr v kombinaci s dalekohledem umožnil změřit teplo vyzařované krávkou na vzdálenost jedné čtvrtiny míle [6], což se považuje za významný milník ve vývoji IR detektorů. Další významnější vývojové úspěchy bylo dosaženo během druhé světové války [7] a do roku 1980 byly používány zejména tenké odporové bolometry. Konec osmdesátých let 20. století byl pro IR detektory přelomový, protože firma Honeywell začala vyvíjet nechlazené IR mikrobolometry a technologii Focal Plane Array (FPA), což je maticové pole senzorů umístěné do ohniskové roviny optické čočky, kde každý senzor představuje jeden pixel.

Bolometr je termální IR senzor, který absorbuje dopadající IR záření, které mění v teplotu materiálu. Změnu teploty lze pak měřit termočládky, ferroelektricky, pyroelektricky, odporově, nebo jinými způsoby. Termínem „infračervený bolometr“ se často označují nechlazené odporové mikrobolometry, využívané v technologiích pro snímání IR záření viz. níže. V těchto odporových mikrobolometrech se teplota měří pomocí změny odporu. Tyto nechlazené IR bolometry jsou nejčastěji využívány pro komerční, ale i vojenské účely, jako například pro noční vidění, léčebné účely nebo pro hasiče [8] (Obrázek 1).

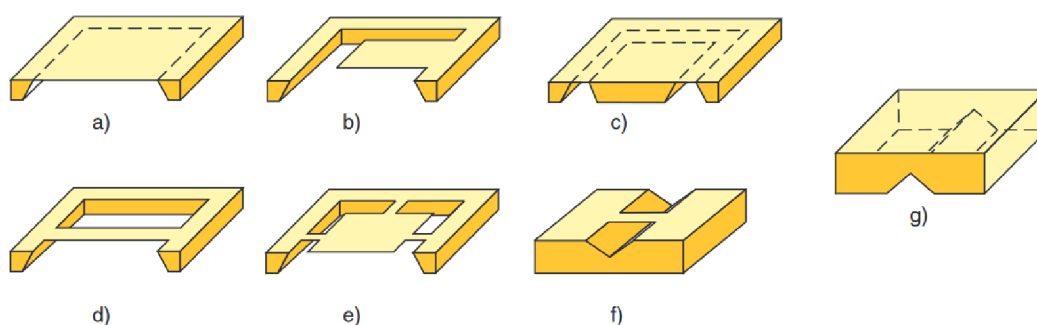


Obrázek 1 Porovnání snímků ve viditelné oblasti (horní řádek) a IR oblasti (dolní řádek), kde vlevo je příklad vojenského průzkumu okolí, vprostřed je využití pro hasiče a vpravo je využití v medicíně. Převzato z [9].

Vývoj této technologie vedl k dalším využitím jako například k řízení průmyslových procesů, k predikci údržby přístrojů, k detekci min, pro elektronické aplikace nebo dokonce terahertzové (THz) a IR spektroskopii pro detekci chemikálií a charakterizaci materiálů.

1.2 Mikro-elektro-mechanické systémy

Mikro-elektro-mechanický systém (MEMS) je mikroobráběním vyrobená struktura, u které jsme na jeden čip schopni vložit jak vyhodnocovací obvody, tak senzory. Příklady MEMS struktur viz Obrázek 2.



Obrázek 2 Typické struktury vyrobené mikroobráběním a) uzavřená membrána (senzor tlaku), b) mikronosník, c) membrána se seismickou hmotou, d) mikromůstek, e) zavěšená membrána, f) mikrokanálek, g) kryt. Převzato z [10].

Technologie MEMS je velice důležitá pro výrobu termálních detektorů, jako je například mikrobolometr zmíněný v předchozí části, protože díky ní je možné na čipu udělat tepelně izolovanou strukturu podleptáním nosné vrstvy. Pro

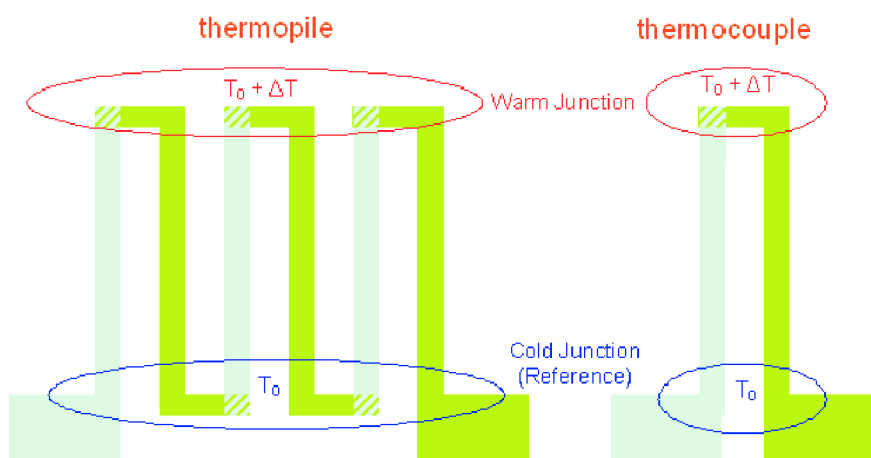
podleptání termálního detektoru, kvůli jeho miniaturním rozměrům, je nutné mít velmi přesnou výrobní techniku, jako například mokré nebo suché anizotropní leptání (reaktivní iontové leptání a hloubkové reaktivní iontové leptání).

1.3 Pyroelektrický senzor

Funkce pyroelektrického senzoru je založena na pyroelektrickém jevu, tj. změně spontánní polarizace při změně teploty. Tento jev se vyskytuje u pyroelektrik s trvalou polarizací nebo u některých feroelektrik. Základní struktura je krystal materiálu polarizovaný elektrickým polem. Na povrchu (elektrodách senzoru) je pohyblivý náboj v rovnováze s pevným nepohyblivým nábojem domén. Při zvýšení teploty dojde k uvolnění (pootočení, vychýlení) domén, které vytvoří nábojovou nerovnováhu [11]. Na elektrodách se objeví napětí s hodnotou úměrnou nevykompenzovanému náboji. MEMS pyroelektrický senzor se vyrábí tak, že na podleptanou vrstvu se nanese pyroelektrická vrstva. Elektrody a pyroelektrikum mohou dohromady tvořit dvě různá uspořádání, konkrétně, tj. elektrody umístěné vertikálně nebo horizontálně.

1.4 Termoelektrický senzor

Základem termoelektrického senzoru (termočláнку) je tzv. Seebeckův jev, jehož princip je následující. V případě, že jsou vytvořeny dva vzájemně propojené spoje ze dvou různých materiálů a jsou zahřáty na různé teploty, začne tímto uzavřeným obvodem proudit elektrický proud. Pokud tyto dva materiály jsou pouze tenké drátky, jejich tepelná kapacita je malá, a tudíž stačí pouze malá změna tepla, aby obvodem začal protékat elektrický proud. Integrované termočláňkové senzory detekují IR záření o vlnové délce $\lambda = (7 - 18) \mu\text{m}$, což odpovídá teplotě $-18 \text{ }^\circ\text{C}$ až $500 \text{ }^\circ\text{C}$ [11]. Výhodou tohoto termoelektrického senzoru je v jeho provozu při pokojových teplotách a bez externího napájení. Jeho nevýhodou je však velký vnitřní ohmický odpor a relativně malý tepelný odpor křemíku mezi teplou a chladnou (referenční) částí vzorku.



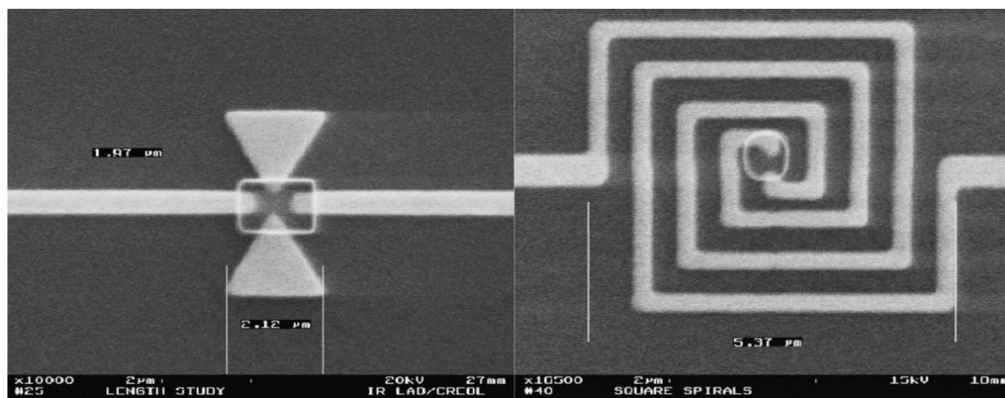
Obrázek 3 Schematické znázornění termočláňku a jeho zapojení do série. Převzato z [12].

1.5 Mikrobolometr

Mikrobolometr je bolometr zmenšený do miniaturních rozměrů, aby mohl být využit například v termokamerách. Mikrobolometr využívá k detekování IR záření závislost změny elektrického odporu na teplotě, a proto je nutné mikrobolometr napájet, na rozdíl od termočládku nebo pyroelektrického senzoru.

V MEMS technologii se jako mikrobolometrický element označujeme vodič umístěný na podeptané membráně. Membrána se vyrábí proto, že čím je menší vrstva substrátu, tím méně ztrácí mikrobolometr teplo v substrátu a je tedy účinnější. Zvýšení účinnosti u mikrobolometru, který není vyroben na membráně, lze dosáhnout vložení zlatého zrcátka s tloušťkou větší jak 100 nm pod substrát. Zrcátko bude většinu IR záření procházejícího substrátem odrážet zpět k detektoru. Materiály vhodné pro výrobu citlivého elementu v mikrobolometru mají velkou konstantu teplotního odporu (TCR), aby nastala velká změna odporu při absorbování IR záření. Nejčastěji se jedná o materiály jako titan, platina, niob nebo oxid vanadičitý [11]. Jedním ze způsobů zvýšení citlivosti mikrobolometru je nahrazení přímého vodiče (drátku) meandrem. Mikrobolometr totiž potřebuje co největší absorpční plochu, a tu použitím meandru zvětšíme ve srovnání s přímým vodičem.

Další variantou je mikrobolometr na bázi antén (Antenna Coupled microbolometer) [9]. Tyto antény si můžeme představit například jako zlaté obdélníky nebo trojúhelníky, ale mohou nabývat různých tvarů i rozměrů (viz Obrázek 4), čímž se bude ovlivňovat jejich oblast detekce vlnových délek IR záření nebo jejich citlivost na polarizaci záření [13].



Obrázek 4 Příklady různých tvarů antén použitých pro mikrobolometry. Dvojice rovnostranných trojúhelníků (též bow tie) o délce hrany $2,12 \mu\text{m}$ (vlevo). Dvojice spirálních antén o celkové délce $17 \mu\text{m}$ (vpravo). Převzato a upraveno z [13].

2 Elektromagnetické vlastnosti kovů

2.1 Maxwellovy rovnice

Ze všeho nejdříve se v této kapitole budeme zabývat Maxwellovými rovnicemi. Šíření elektromagnetického pole a jeho interakce s prostředím není nutné popisovat využitím kvantové mechaniky, ale stačí nám porozumění klasické fyziky. První kvantitativní přístup v teorii elektrického pole publikoval Ch. A. Coulomb v roce 1785 a v roce 1831 M. Faraday publikoval článek o elektromagnetické indukci, ve kterém studoval časově závislé proudy a magnetické pole. Klasický popis elektromagnetismu je popsán základními čtyřmi rovnicemi sjednocenými J. C. Maxwellem [14]. V podobě, jak je známe dnes, je upravil Oliver Heaviside [15]. Maxwellovy rovnice makroskopického elektromagnetismu v látce se uvádějí v následujícím tvaru [16 s. 6; 17 s. 330]:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_f, \quad (1.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (1.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (1.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_f + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}. \quad (1.4)$$

Tyto rovnice propojují čtyři makroskopické pole a určují vztah mezi vektory elektrické intenzity \mathbf{E} , elektrické indukce \mathbf{D} , magnetické indukce \mathbf{B} a magnetické intenzity \mathbf{H} . \mathbf{J}_f je vektor hustoty volných proudů a ρ_f je hustota volných nábojů. Tyto čtyři pole v rovnicích výše jsou propojeny vektorem polarizace \mathbf{P} a magnetizace \mathbf{M} těmito vztahy [16 s. 7]:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (1.5)$$

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} - \mathbf{M}, \quad (1.6)$$

kde ε_0 je elektrická permitivita vakua a μ_0 je magnetická permeabilita vakua. V následujících rovnicích se omezíme pouze na lineární, izotropní a nemagnetické materiály:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \mathbf{E}, \quad (1.7)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu \mathbf{H}, \quad (1.8)$$

kde ε je dielektrická konstanta nebo také relativní permitivita a relativní permeabilita μ je rovná jedné pro nemagnetické materiály.

2.2 Optické vlastnosti pevných látek

Optické vlastnosti pevných látek popisují vzájemnou interakci elektromagnetických vln a hmoty. V této práci nebude nutné využívat popis z kvantové teorie pole, ale bude dostačující pouze klasický model interakce záření s volnými elektrony v kovu, který je nazýván jako Drudeho model, a pro dielektrika tzv. Lorentzův model. Pro popis šíření a chování elektromagnetických vln v materiálu se používá relativní permitivita, která je zároveň funkcí frekvence elektromagnetického záření ω a označuje se jako dielektrická funkce $\varepsilon(\omega)$. Pro popis optických vlastností látek se často používá komplexní dielektrická funkce $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + i\varepsilon_2(\omega)$ nebo komplexní index lomu $N = n + ik$. Veličiny relativní permitivita a index lomu jsou provázány vztahem $N = \sqrt{\varepsilon}$, což explicitně značí tyto dva vztahy:

$$\varepsilon_1 = n^2 - k^2, \quad (1.9)$$

$$\varepsilon_2 = 2nk. \quad (1.10)$$

2.3 Drudeho model

Drudeho teorie se zabývá optickými a tepelnými vlastnostmi kovů a vznikla na přelomu 19. a 20. století [18]. Zde se budeme zabývat pouze optickými vlastnostmi. Kovy se od dielektrik liší přítomností volných elektronů, které jsou obsažené ve vodivostním pásu. Tyto nevázané vodivostní elektrony se mohou volně pohybovat krystalem a říká se jim plyn volných elektronů. Tyto elektrony se vlivem působícího elektromagnetického pole pohybují a tento pohyb je tlumen jejich vzájemnými srážkami, jejichž frekvence je $\gamma = 1/\tau$, kde τ je relaxační doba plynu volných elektronů a odpovídá době 10^{-14} s za pokojové teploty, a tedy $\gamma = 100$ THz [16 s. 11]. Pohybová rovnice pro elektrony v jednom směru, konkrétně v ose x , při působení externího elektrického pole \mathbf{E} má tvar

$$m\ddot{\mathbf{x}} + m\gamma\dot{\mathbf{x}} = -e\mathbf{E}, \quad (1.11)$$

kde m je hmotnost elektronu a e je jeho náboj. Pokud budeme předpokládat, že \mathbf{E} je harmonické a časově závislé, tedy

$$\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 e^{-i\omega t}, \quad (1.12)$$

tak po úpravách dostaneme závislost výchylky elektronu z rovnovážné polohy na čase

$$\mathbf{x}(t) = \frac{e}{m(\omega^2 + i\gamma\omega)} \mathbf{E}(t). \quad (1.13)$$

Působením vnějšího pole se volné elektrony vychýlí vůči kladným iontům a látka se polarizuje. To můžeme popsat vztahem

$$\mathbf{P} = -ne\mathbf{x} = -\frac{ne^2}{m(\omega^2 + i\gamma\omega)} \mathbf{E}, \quad (1.14)$$

kde n je hustota vodivostních elektronů. Dosazením této rovnice pro polarizaci \mathbf{P} do rovnice (1.5) získáme

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \right) \mathbf{E}, \quad (1.15)$$

kde

$$\omega_p^2 = \frac{ne^2}{\varepsilon_0 m}, \quad (1.16)$$

je plazmová frekvence plynu volných elektronů. Díky tomuto jsme schopni zjistit dielektrickou funkci plynu volných elektronů:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}, \quad (1.17)$$

kde reálná část ε_1 a imaginární část ε_2 vypadají takto:

$$\varepsilon_1(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (1.18)$$

$$\varepsilon_2(\omega) = \frac{\omega_p^2 \tau}{\omega(1 + \omega^2 \tau^2)}, \quad (1.19)$$

kde se vzalo v úvahu, že $\gamma = 1/\tau$. Pokud budeme uvažovat, že $\gamma = 0$, tedy zanedbáme srážky, vztah pro dielektrickou funkci bude mít tento tvar:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}. \quad (1.20)$$

2.4 Lorentzův model

Lorentzův model [19] vychází z představy, že elektron je pružně vázán přitažlivou silou ke kladně nabitému jádru atomu a tato síla je přímo úměrná výchylce z rovnovážné polohy. Vlivem vnějšího elektrického pole se elektrony kmitavě pohybují, ale jsou tlumeny vzájemnými srážkami. Lorentzův model je vlastně obecnější verze Drudeho modelu. Pohybová rovnice pro tento systém je

$$m\ddot{\mathbf{x}} + b\dot{\mathbf{x}} + K\mathbf{x} = -e\mathbf{E}, \quad (1.21)$$

kde b je konstanta tlumící síly a K je tuhost vazby elektronu ke kladnému jádru. Budeme-li předpokládat, že externí elektrické pole je harmonické a časově závislé, tedy $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 e^{-i\omega t}$, a zavedeme substituci $\omega_0^2 = K/m$ a $\gamma = b/m$, tak lze popsat závislost výchylky elektronů a elektrické intenzity podobně jak u Drudeho modelu, ale pro dielektrický materiál takto:

$$\mathbf{x}(t) = \frac{-e}{m(\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega)} \mathbf{E}(t). \quad (1.22)$$

Jelikož externí elektrické pole vychyluje elektrony z jejich rovnovážné polohy, tak dipólový moment \mathbf{p} vztážený na jednotkový objem je roven polarizaci dielektrika \mathbf{P} . S využitím vztahu z rovnice (1.14) a dosazením do rovnice (1.5) dostaneme tuto dielektrickou funkci

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}, \quad (1.23)$$

kde lze vidět, že když za ω_0^2 dosadíme nulu, získáme výsledek dielektrické funkce pro kovy z Drudeho modelu. Reálná část ε_1 a imaginární část ε_2 dielektrické funkce jsou:

$$\varepsilon_1(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2}, \quad (1.24)$$

$$\varepsilon_2(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2}. \quad (1.25)$$

3 Plazmonika

Plazmonika je vědní obor, velká část nanofotoniky, který popisuje interakce mezi elektromagnetickým zářením a vodivostními elektrony v kovech nebo malých kovových nanostrukturách, které můžou mít velikost dokonce menší, než je vlnová délka záření.

3.1 Povrchové plazmonové polaritony (SPP)

Když elektromagnetická vlna interaguje s vodivostními elektrony, vznikají kolektivní podélné oscilace elektronového plynu na rozhraní kovu a dielektrika, ty jsou kvantovány a danému kvantu se říká plazmon. Plazmon je evanescentní elektromagnetická vlna, která se šíří na rozhraní, protože se vzdáleností od povrchu exponenciálně slábne. Z toho plyne její název povrchový plazmonový polariton, zkráceně SPP – Surface Plasmon Polariton.

Jako první krok si odvodíme vlnové rovnice. K popisu fyzikálních vlastností SPP budeme předpokládat prostředí bez volného náboje $\rho_f = 0$ a proudu $\mathbf{J}_f = 0$. Dále vyjdeme z Faradayova zákona popsánoho Maxwellovou rovnicí (1.3), zleva aplikujeme operátor rotace $\nabla \times$ a dostaneme

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial(\nabla \times \mathbf{B})}{\partial t}. \quad (2.1)$$

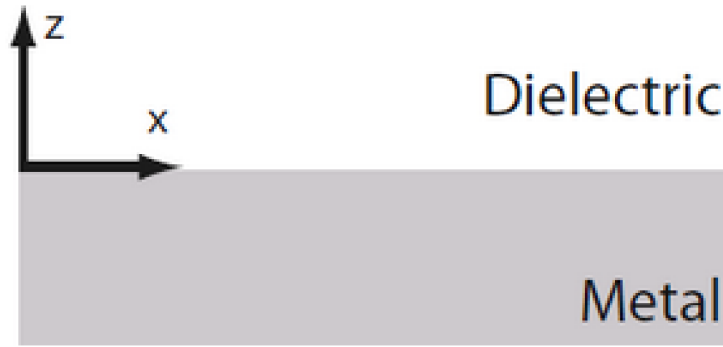
Jako další krok použijeme identitu $\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$ a po využití toho, že rychlost světla je provázána s elektrickou permitivitou vakua ϵ_0 a magnetickou permeabilitou vakua μ_0 vztahem $c^2 = \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0}$, za předpokladu, že $\nabla \epsilon = 0$, a následných úpravách dostaneme výsledný tvar [16 s. 22]:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (2.2)$$

Budeme-li předpokládat harmonickou elektromagnetickou vlnu ve tvaru $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}$ a dosadíme ji do předchozího vztahu, dostaneme časově nezávislou rovnici, tzv. Helmholtzovu rovnici

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k_0^2 \epsilon \mathbf{E} = 0, \quad (2.3)$$

kde $k_0 = \omega/c$ je vlnový vektor elektromagnetické vlny ve vakuu.



Obrázek 5 Rovinné rozhraní dielektrika a kovu, kde rozhraní kovu je popsáno dielektrickou funkcí ε_1 a rozhraní dielektrika dielektrickou funkcí ε_2 . Převzato z [16 s. 25].

Jako další krok se budeme zabývat elektromagnetickou vlnou na rozhraní prostředí (Obrázek 5) a pro zjednodušení pouze jednorozměrným problémem, to znamená, že ε závisí pouze na jedné prostorové souřadnici. Konkrétně, že se vlna šíří v ose x kartézského souřadného systému, a tedy $\varepsilon = \varepsilon(z)$. Na rozhraní, tedy když $z = 0$, se šíří elektromagnetická vlna popsaná vztahem $\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{E}(z)e^{i\beta x}$. Komplexní parametr $\beta = k_x$ se nazývá propagační konstanta postupné vlny a odpovídá složce vlnového vektoru ve směru šíření. Dosazením tohoto výrazu do Helmholtzovy rovnice (2.3) získáme vlnovou rovnici ve tvaru

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}(z)}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) \mathbf{E} = 0. \quad (2.4)$$

Existuje i podobná rovnice popisující intenzitu magnetické pole \mathbf{H} . Abychom využili vlnovou rovnici k určení disperzní relace vlny na rozhraní dielektrika a kovu, musíme nejdříve zjistit jednotlivé komponenty polí \mathbf{E} a \mathbf{H} . Toho docílíme využitím Maxwellových rovnic (1.3) a (1.4). Pro harmonické pole ($\frac{\partial}{\partial t} = -i\omega$) a za předpokladu šíření podél osy x ($\frac{\partial}{\partial x} = i\beta$) a homogenního prostředí v ose y ($\frac{\partial}{\partial y} = 0$) dostaneme šest rovnic, ze kterých se dá zjistit, že tento systém má dvě řešení, kde každé z nich má jinou polarizaci šířící se vlny. První řešení je transverzálně magneticky polarizovaná elektromagnetická vlna (TM nebo p), kde jediné nenulové složky jsou E_x , E_z , a H_y . Druhé řešení je transverzální elektrické (TE nebo s), které má nenulové pouze H_x , H_z , a E_y .

Nejjednodušší případ pro vznik SPP je znázorněn na (Obrázek 5). Je to rovné rozhraní mezi dielektrickým neabsorbujícím prostorem ($z > 0$) s kladnou reálnou dielektrickou konstantou ε_2 a vodivým kovem ($z < 0$) popsáným dielektrickou funkcí $\varepsilon_1(\omega)$ za předpokladu, že $\text{Re}[\varepsilon_1] < 0$. Budeme hledat řešení šířící se vlny v prostoru kolmém na osu z . Nejdříve se zaměříme na rovnice pro TM polarizaci. Pro $z > 0$ platí:

$$H_y(z) = A_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 z}, \quad (2.5)$$

$$E_x(z) = iA_2 \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} k_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 z}, \quad (2.6)$$

$$E_z(z) = -A_2 \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} e^{i\beta x} e^{-k_2 z} \quad (2.7)$$

a pro $z < 0$ platí:

$$H_y(z) = A_1 e^{i\beta x} e^{k_1 z}, \quad (2.8)$$

$$E_x(z) = -iA_1 \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} k_1 e^{i\beta x} e^{k_1 z}, \quad (2.9)$$

$$E_z(z) = -A_1 \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} e^{i\beta x} e^{k_1 z}. \quad (2.10)$$

k_1 a k_2 jsou složky vlnového vektoru kolmého na rozhraní dielektrika a kovu. Z podmínky spojitosti vektorů magnetické a elektrické intenzity na rozhraní plyne, že $A_1 = A_2$, a také že

$$\frac{k_2}{k_1} = -\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}. \quad (2.11)$$

Ze znaménkové konvence v rovnicích (2.5) až (2.10) plyne, že když $\text{Re}[\varepsilon_1] < 0$, tak $\varepsilon_2 > 0$. Díky tomuto jsme zjistili, že povrchová vlna existuje pouze na rozhraní mezi materiály s opačnými znaménky v reálných částech jejich dielektrických funkcí, tedy mezi vodičem a izolantem. Abychom zjistili komponenty vlnového vektoru k_1 a k_2 , musíme vyjít z vlnové rovnice pro TM polarizaci:

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) H_y = 0. \quad (2.12)$$

Dosazením rovnic (2.5) a (2.8) do (2.12) dostaneme:

$$k_1^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_1, \quad (2.13)$$

$$k_2^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_2. \quad (2.14)$$

Kombinací těchto dvou rovnic a rovnice (2.11) dostaneme disperzní relaci SPP šířící se rozhraním mezi dvěma materiály v tomto tvaru:

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}. \quad (2.15)$$

Tento výraz je platný jak pro reálné, tak pro komplexní ε_1 .

V případě TE polarizace a pro $z > 0$ platí:

$$E_y(z) = A_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 z}, \quad (2.16)$$

$$H_x(z) = -iA_2 \frac{1}{\omega \mu_0} k_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 z}, \quad (2.17)$$

$$H_z(z) = A_2 \frac{\beta}{\omega \mu_0} e^{i\beta x} e^{-k_2 z} \quad (2.18)$$

a pro $z < 0$ platí:

$$E_y(z) = A_1 e^{i\beta x} e^{k_1 z}, \quad (2.19)$$

$$H_x(z) = iA_1 \frac{1}{\omega \mu_0} k_1 e^{i\beta x} e^{k_1 z}, \quad (2.20)$$

$$H_z(z) = A_1 \frac{\beta}{\omega \mu_0} e^{i\beta x} e^{k_1 z}. \quad (2.21)$$

Spojitosť E_y a H_x na rozhraní vede k podmínce [16 s. 27]:

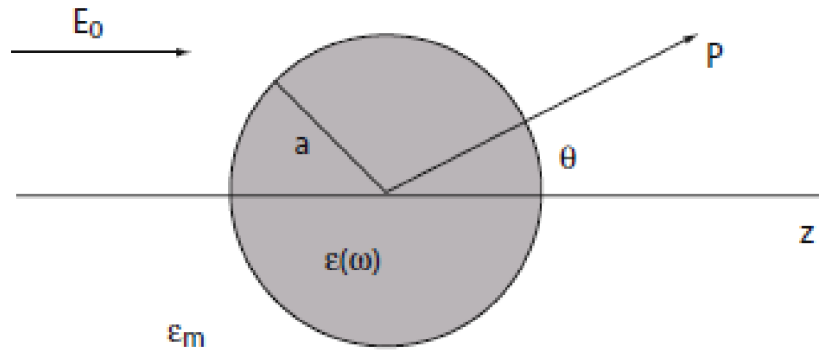
$$A_1(k_1 + k_2) = 0. \quad (2.22)$$

Vzhledem k tomu, že platí $\text{Re}[k_1] > 0$ a $\text{Re}[k_2] > 0$, tak musí být $A_1 = 0$ a z toho plyne, že $A_1 = A_2 = 0$, tudíž elektromagnetická vlna šířící se podél rozhraní neexistuje, a to znamená, že pro TE polarizaci neexistuje povrchový plazmonový polariton.

3.2 Lokalizované povrchové plazmony (LSP)

V předchozí části jsme se zabývali povrchově plazmonovými polaritony, které jsou šířící se elektromagnetické vlny podléhající disperzi na rozhraní dielektrika a kovu. U SPP se počítá s nekonečnými rozměry vrstvy v osách x a y , ale v této části budeme počítat s konečnými rozměry, které jsou dokonce menší, než je vlnová délka dopadajícího záření. V této části se budeme zabývat lokalizovanými povrchovými plazmony, zkráceně LSP – Localized Surface Plasmon, které jsou nešířící se excitace vodivostních elektronů kovových nanostruktur v elektromagnetickém poli. LSP jsou v podstatě prostorově ohraničené SPP. Když na tyto nanostruktury, které přiléhají k dielektriku, dopadne záření, dojde k absorpci a rozptylu záření, to vyvolá oscilace elektronového plynu kovu, které jsou na tuto strukturu navázány. Tyto oscilace mohou zesilovat pole jak uvnitř kovových struktur, tak v jejich blízkém okolí při splnění tzv. rezonančních podmínek.

Nejdříve předpokládejme jednoduchou geometrii a to homogenní, izotropní kouli o poloměru a umístěnou v elektrostatickém poli (Obrázek 6).



Obrázek 6 Homogenní koule v elektrostatickém poli. Převzato z [16 s. 66].

Interakci částice velikosti $d = 2a$ s elektromagnetickým polem můžeme analyzovat za použití kvazi-statické aproximace, která říká, že $d \ll \lambda$, tedy že průměr částice je mnohem menší než vlnová délka pole obklopujícího částici. V tomto případě je fáze harmonicky oscilujícího elektromagnetického pole konstantní v celém objemu částice, takže můžeme počítat, jako by částice byla v elektrostatickém poli $\mathbf{E} = E_0 \hat{z}$. Dielektrická funkce částice je $\varepsilon(\omega)$ a dielektrická funkce okolního prostředí je ε_m . Nyní je potřeba řešit Laplaceovu rovnici pro elektrostatický potenciál $\nabla^2 \phi = 0$, ze které jsme schopni zjistit elektrickou intenzitu vztahem $\mathbf{E} = -\nabla \phi$. Řešení je díky sférické symetrii suma Legendreových polynomů [16 s. 67]. Aplikací okrajových podmínek jsme schopni nalézt vztahy pro elektrickou intenzitu uvnitř (\mathbf{E}_{in}) i vně (\mathbf{E}_{out}) koule:

$$\mathbf{E}_{\text{in}} = \frac{3\varepsilon_m}{\varepsilon + 2\varepsilon_m} \mathbf{E}_0, \quad (2.23)$$

$$\mathbf{E}_{\text{out}} = \mathbf{E}_0 + \frac{3\mathbf{n}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{p}) - \mathbf{p}}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_m} \frac{1}{r^3}, \quad (2.24)$$

kde \mathbf{p} je dipólový moment a \mathbf{n} je jednotkový vektor ve směru bodu P, ve kterém elektrické pole zkoumáme. Dipólový moment \mathbf{p} je dán vztahem

$$\mathbf{p} = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon_m a^3 \frac{\varepsilon - \varepsilon_m}{\varepsilon + 2\varepsilon_m} \mathbf{E}_0. \quad (2.25)$$

Polarizovatelnost α je definována pomocí vztahu $\mathbf{p} = \varepsilon_0\varepsilon_m\alpha\mathbf{E}_0$ a tedy z rovnice (2.25) plyne:

$$\alpha = 4\pi a^3 \frac{\varepsilon - \varepsilon_m}{\varepsilon + 2\varepsilon_m}. \quad (2.26)$$

Polarizovatelnost α je obecně komplexní a závislá na ω kvůli dielektrické funkci $\varepsilon(\omega)$. Ze vztahu pro polarizovatelnost α je zřejmé, že dochází k rezonanci za podmínky

$$\text{Re}[\varepsilon(\omega)] = -2\varepsilon_m, \quad (2.27)$$

keré se říká Fröhlichova podmínka a zesiluje jak vnitřní, tak vnější elektrické pole. Právě toho jevu se využívá v aplikacích s kovovými plazmonickými nanostrukturami. Z optického hlediska je mnohem zajímavější další důsledek rezonančního zesílení polarizovatelnosti α a to zvýšení účinnosti, kterou kovová nanočástice rozptyluje a absorbuje světlo. Za pomoci Poyntingova vektoru jsme schopni odvodit odpovídající účinný rozptylový průřez C_{sca} a účinný absorpční průřez C_{abs} [16 s. 70]:

$$C_{\text{sca}} = \frac{k^4}{6\pi} |\alpha|^2 = \frac{8\pi}{3} k^4 a^6 \left| \frac{\varepsilon - \varepsilon_m}{\varepsilon + 2\varepsilon_m} \right|^2, \quad (2.28)$$

$$C_{\text{abs}} = k \text{Im}[\alpha] = 4\pi k a^3 \text{Im} \left[\frac{\varepsilon - \varepsilon_m}{\varepsilon + 2\varepsilon_m} \right], \quad (2.29)$$

kde $k = 2\pi/\lambda$ je vlnové číslo dopadající elektromagnetické vlny. Jde vidět, že pro malé částice ($a \ll \lambda$) účinnost absorpce, která roste s a^3 , dominuje oproti účinnosti rozptylu, která roste s a^6 .

3.3 Silná vazba

Interakce mezi kvantovými systémy jsou často studovány v limitech slabé i silné vazby. Příkladem slabé vazby je například Purcellův efekt [20] nebo Försterův přenos energie mezi donorem a akceptorem (atom nebo molekula) [21]. Försterův přenos energie počítá s tím, že když už se energie přenesla z donoru k akceptoru, tak je minimální šance, že by se energie přenesla zpět k donoru. Jakmile se ale šance zvýší a přenos zpět k donoru bude možný, říkáme, že jsou ve stavu se silnou vazbou. V tento moment nejsme schopni rozlišit mezi donorem a akceptorem a tento pár sledujeme jako jeden systém. Charakteristickou vlastností silné vazby je rozdělení energiových hladin, a to jsme schopni dobře popsat klasickou perspektivou jako dva spřažené harmonické oscilátory. V plazmonických strukturách jsme schopni vytvořit podmínky pro silnou vazbu mezi anténou a emitorem (kvantová tečka nebo jednotlivá molekula) [22] nebo fonony (kvanta kmitů) krystalové mřížky [23].

Silnou vazbu je možné popsat klasickým způsobem pomocí vázaných harmonických oscilátorů [24]. Budeme-li tedy předpokládat dva oscilátory A a B, které mezi sebou nemají vazbu, tedy $\kappa = 0$, kde κ značí míru vzájemné vazby, jejich vlastní frekvence budou $\omega_A^0 = \sqrt{k_A/m_A}$ a $\omega_B^0 = \sqrt{k_B/m_B}$, kde k_A a k_B jsou tuhosti a m_A a m_B jsou hmotnosti oscilátorů. Pokud budou mít mezi sebou vazbu, tedy $\kappa \neq 0$, dostaneme tyto pohybové rovnice:

$$m_A \ddot{x}_A + k_A \dot{x}_A + \kappa(x_A - x_B) = 0, \quad (2.30)$$

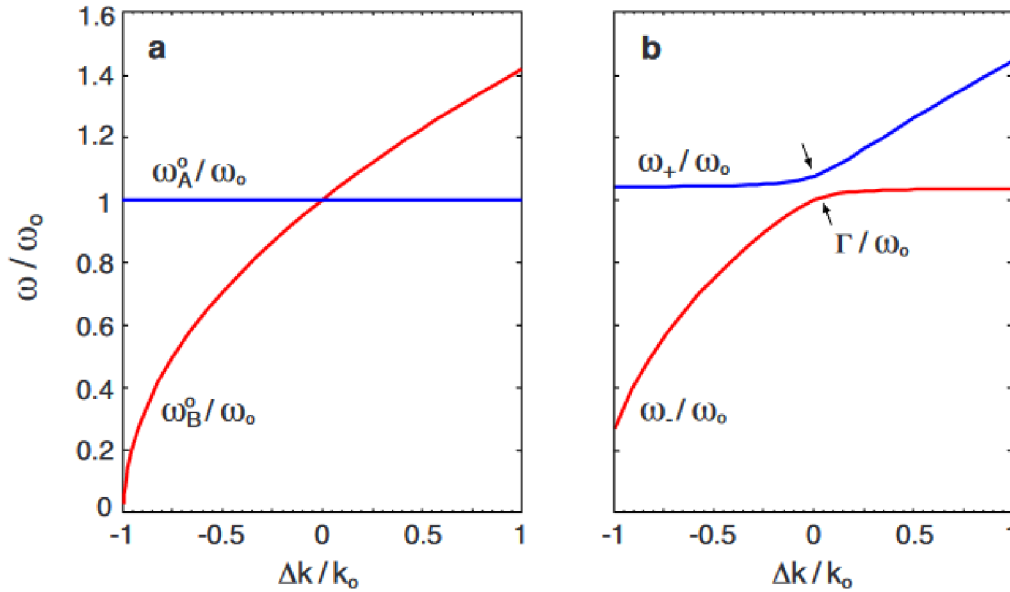
$$m_B \ddot{x}_B + k_B \dot{x}_B - \kappa(x_A - x_B) = 0. \quad (2.31)$$

Řešení této soustavy dvou lineárních rovnic hledáme ve tvaru $x_i(t) = x_i^0 \exp[-i\omega_{\pm}t]$, kde ω_{\pm} jsou nové vlastní frekvence. Po vyřešení této soustavy dostaneme tyto vztahy:

$$\omega_A = \sqrt{(k_A + \kappa)/m_A}, \quad \omega_B = \sqrt{(k_B + \kappa)/m_B}, \quad (2.32)$$

$$\Gamma = \frac{\sqrt{\kappa/m_A}\sqrt{\kappa/m_B}}{\sqrt{\omega_A\omega_B}}. \quad (2.33)$$

Pro silnou vazbu je typické rozštěpení frekvencí v oblasti křížení disperzních závislostí nespřážených oscilátorů (Obrázek 7). Frekvence rozštěpení Γ je rozdíl nových vlastních frekvencí a je úměrná síle vazby κ . Z toho plyne, že s rostoucí silou vzájemné vazby se rozštěpení zvětšuje.



Obrázek 7 a) Vlastní frekvence dvou nevázaných oscilátorů. b) Rozštěpení disperzních závislostí. Převzato z [24].

V předchozím modelu jsme zanedbali tlumení. To můžeme přidat tak, že do rovnic (2.30) a (2.31) přidáme členy vyjadřující tření $\gamma_A \dot{x}_A$ a $\gamma_B \dot{x}_B$. Řešení tohoto systému vede obecně ke komplexním vlastním hodnotám frekvencí, kde imaginární část představuje šířku čáry. Síla vazby musí být silnější jak tlumení, jinak není možné pozorovat frekvenční rozštěpení. Tedy pro pozorování silné vazby, frekvence štěpení musí být větší, než je součet šířek čar. To popíšeme vztahem

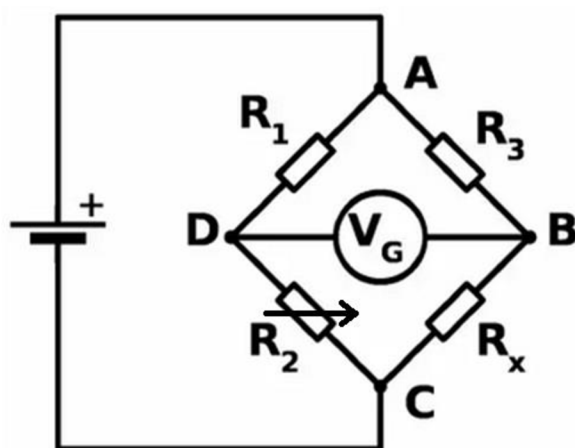
$$\frac{\Gamma}{\gamma_A/m_A + \gamma_B/m_B} > 1. \quad (2.34)$$

Jedna z ukázek silné vazby je například mezi lokalizovanými povrchovými plazmony zlatých antén a fonony dielektrické vrstvy SiO₂ [25].

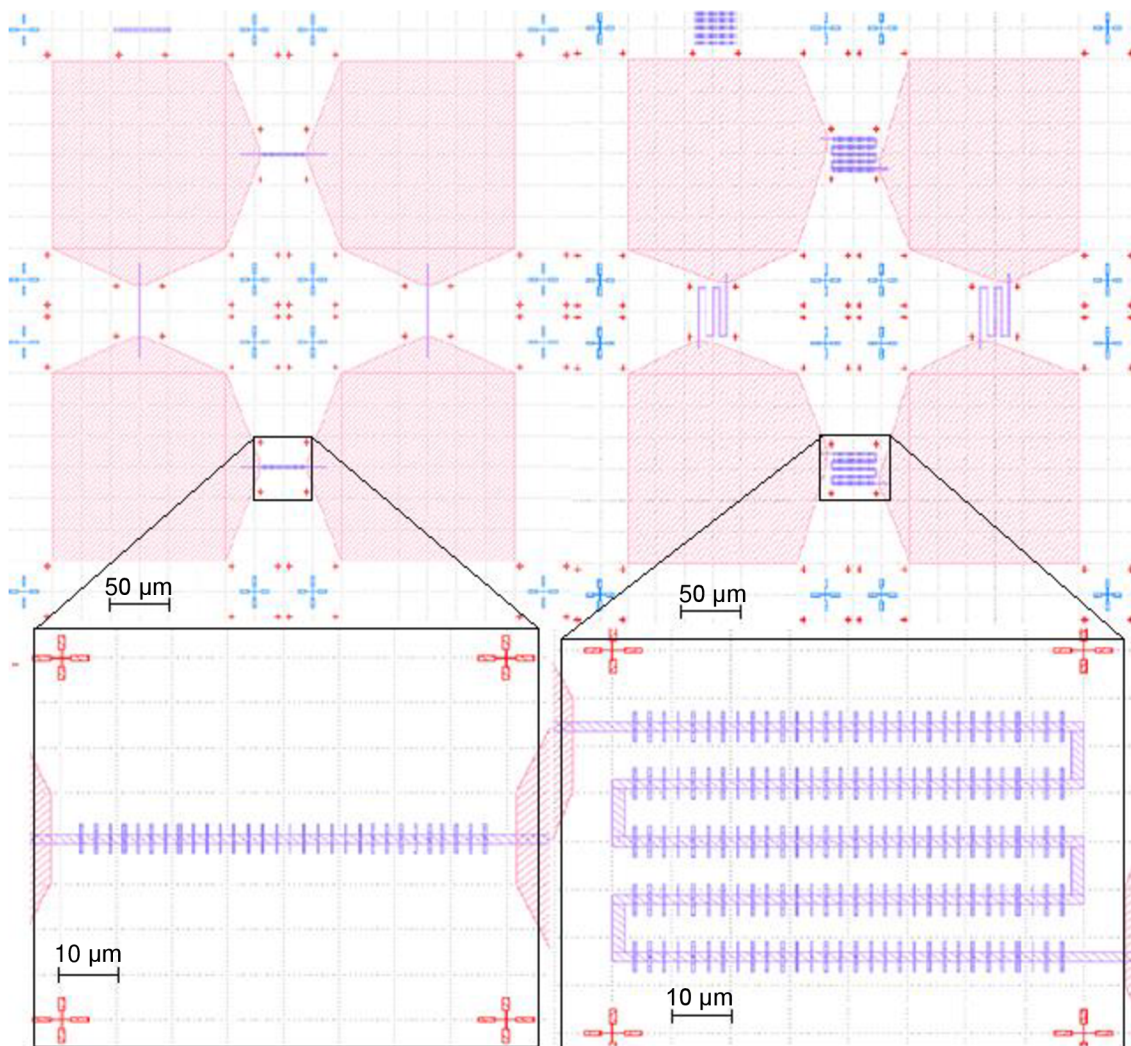
4 Návrh a výroba mikrobolometrů

4.1 Návrh mikrobolometru

Návrh mikrobolometru byl vytvořen na základě informací z literatury, dostupnosti výrobních technik v CEITEC Nano laboratořích a možnosti praktické realizace v časově omezeném intervalu. Byl vybrán nechlazený mikrobolometr, protože se jevil jako ideální detektor na použití plazmonických antén. Základem je elektrický obvod v podobě vyváženého Wheatstoneova můstku [5], který umožňuje měřit minimální změny elektrického odporu. Běžně se skládá ze čtyř větví, z toho dvě větve obsahují známé (konstantní) odpory R_1 a R_3 , třetí větev obsahuje regulovatelný odpor (R_2) a čtvrtá větev neznámý (časově proměnný) odpor (R_x) viz Obrázek 8. Pro níže popsaná zařízení bylo rozhodnuto použít na začátku samovyvážený můstek (čtyři identické větve), dvě z větví budou posléze doplněny o antény. Tento mikrobolometr se bude skládat ze čtyř do rohu umístěných přibližně čtvercových (velkých) ploch pro kontakty s délkou hrany 300 μm . Mezi těmito plochami budou čtyři teplotně citlivé prvky a nad dvěma protějšími prvky budou umístěny antény. Celé zařízení bude vyrobeno na monokrystalu křemíku tlustém 525 μm . Teplotně citlivý prvek bude tvořen titanovým drátkem nebo meandrem. Pro potřeby izolace bude mezi něj nanesená vrstva SiO_2 . Plazmonické antény budou zlaté obdélníky s rozměry 3000 \times 400 nm^2 (viz informace níže). Pro účely litografie byl vytvořen design v programu KLayout. V průběhu vývoje vzniklo několik verzí designu. Nejdříve byla navržena verze pro mikrobolometr s jednoduchým drátkem a anténami v jedné řadě, které měly být nad drátkem. Poté byla navržena verze mikrobolometru obsahující meandry místo jednoduchých drátků a dvěma poli antén, u kterého se čekala větší účinnost (Obrázek 9).



Obrázek 8 Schéma Wheatstoneova můstku. Převzato a upraveno z [5].



Obrázek 9 Design dvou typů mikrobolometrů. Mikrobolometr s drátkem a anténami v jedné řadě (vlevo). Mikrobolometr s meandrem a polem antén (vpravo).

Volba délky antén 3000 nm byla provedena na základě výsledků z měření IR odezvy polí párů antén s různou délkou. Postupem podobným tomu v následující části byly vyrobené tyto pole zlatých antén na křemíkovém substrátu s tenkou vrstvou SiO₂ (tloušťka 50 nm). Propustnost těchto struktur v IR oblasti byla proměřena Ing. Lukášem Kejíkem přístrojem Fourier-transform infrared spectrometer (FTIR). U této délky byla dosažena největší absorpce díky efektu zesílené absorpce způsobené přítomností silné vazby mezi plazmony v zlatých anténách a fonony v SiO₂ vrstvě dosahující přibližně 45 % v oblasti vlnové délky záření 9,5 μm.

4.2 Výroba první sady vzorků

Jako základ pro vzorky se použily tři čtvercové křemíkové substráty o velikosti hrany 7 mm a tloušťce 525 μm nařezané na laserové řezačce. Prvním krokem po nařezání křemíkových substrátů a jejich následném očištění v acetonu a isopropylalkoholu (IPA) bylo použití techniky napařování elektronovým svazkem za velmi vysokého vakua (Evaporator, Bestec). Na všechny tři vzorky se nadeponovala tenká izolační vrstva SiO₂ s tloušťkou 20 nm. Depoziční podmínky se nastavují elektrickým napětím U na zdroji vysokého napětí,

elektrickým proudem I (emisí) a rychlostí rotace držáku se vzorky (označení jednotky rpm znamená otáček/min). Výslednou depoziční rychlost lze ovlivnit také šířkou svazku elektronů a vzdáleností vzorku od kalíšku s vybraným materiálem. Všechny tyto hodnoty jsou uvedeny v Tabulce 1:

Tabulka 1 Hodnoty nastavené pro první depozici SiO₂ u první sady vzorků

	U [kV]	I [mA]	Rotace [rpm]	Rychlost depozice [$\text{\AA}/s$]
SiO ₂	6	40-47	10	0,25-0,38

Následovalo rotační nanášení (spin coating) pro nanesení elektronového rezistu, který je potřebný pro elektronovou litografii. Ze všeho nejdříve se vzorky umístily na horkou plotýnku nastavenou na 150 °C, aby se zbavily vody vázané na povrch. Rezist se nanášel tak, že vzorek byl umístěn do zařízení pro rotační nanášení (spin coater) na držák s otvorem pod vzorkem a podtlak dán vývěvou přichytil vzorek. Pak se pipetou nabralo přibližně 20 μl elektronového rezistu AR-P 649.04 na bázi polymethylmethakrylátu (PMMA) a nanesl se na přichycený vzorek. Jakmile se rezist na vzorek kápnul, spustil se program rotačního nanášení. V prvním kroku byl vzorek roztáčen se zrychlením 200 otáček/min² na hodnotu 500 otáček/min po dobu 5 sekund a v druhém kroku trvajícím 60 sekund bylo zrychlení 500 otáček/min² a rychlost 4000 otáček/min. Rychlostí rotace je možné ovlivňovat tloušťku rezistu. Po skončení rotačního nanášení se vzorek položil na plotýnku rozehrátou na 150 °C a nechal se vypéct po dobu 180 sekund. Použitá látka byla od firmy Allresist a postup byl proveden dle jejich dokumentace [26]. Tento proces se opakoval pro každý vzorek zvlášť.

Po nanesení rezistu následoval proces elektronové litografie (litografie elektronovým svazkem), který byl prováděn v rastrovacím elektronovém mikroskopu (MIRA3, Tescan) vybaveným pro přesnou litografii interferometrickým stolcem (Raith). Před založením do komory bylo potřeba vzorky škrábnout diamantovou jehlou (diamond scribe) ve třech rozích, kvůli pozdějšímu nastavování. Po založení vzorků a vyčerpání komory mikroskopu bylo zvoleno urychlovací napětí (30 kV) a parametr intenzita svazku (BI 10), která ovlivňuje proud dopadajících elektronů. Na pomocném vzorku bylo provedeno při pracovní vzdálenosti (working distance) 9 mm zaostření na povrch vzorku, vyladění elektronového svazku a korekce astigmatismu pomocí stigmátorů. Toto nastavení bylo provedeno na testovacím vzorku, který je oproti našim vzorkům vyvýšený. Poté se přešlo stolcem tak, aby svazek elektronů mířil na Faradayovu celu a změřil se proud, který byl v tomto případě 260 pA. Pak se mohlo přesunout nad náš vzorek do pracovní vzdálenosti. Následně se vybral levý dolní roh vzorku, který se označil za počátek souřadnic. Poté bylo potřeba vybrat levý spodní kraj vzorku a pravý spodní kraj vzorku, aby se provedla korekce natočení vzorku (angle correction). Na škrábanci v každém z rohů se nastavovala pracovní vzdálenost a tato informace se uložila do programu. Díky tomu dokáže poznat, jak je vzorek nakloněn a dokáže náklon vykompenzovat při následné expozici. Na expozici se použilo toto nastavení v programu Elphy (Raith): čtvercové zápisové pole (write field) s délkou hrany 100 μm , elektronová dávka (area dose) 300 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$, krok (area step size) 0,02 μm a area line spacing 0,02 μm . Na prvním vzorku se udělala expozice drátků jednoho mikrolometru, na druhém vzorku to byly tři mikrolometry s obyčejnými drátky a tři mikrolometry s meandry, a nakonec třetí vzorek obsahoval čtyři mikrolometry s drátky a čtyři s meandry (designy

v Obrázku 8). Vzorky byly později vyvolány ve vývojce (AR 600-56 na bázi methylisobutylketonu) po dobu 180 sekund. Následně byly vzorky ponořeny do IPA na dobu 30 sekund, do demineralizované vody na dobu 30 sekund a vysušeny dusíkem. Kontrola výsledků byla provedena pod optickým mikroskopem (Zeiss Axio Imager A2). Na vzorky po úspěšné litografii byla provedena depozice tenké vrstvy titanu s tloušťkou 20 nm za podmínek uvedených v Tabulce 2.

Tabulka 2 Hodnoty nastavené pro depozici Ti drátků u první sady vzorků.

	U [kV]	I [mA]	Rotace [rpm]	Rychlost depozice [$\text{\AA}/s$]
Ti	8	90	10	0,35-0,5

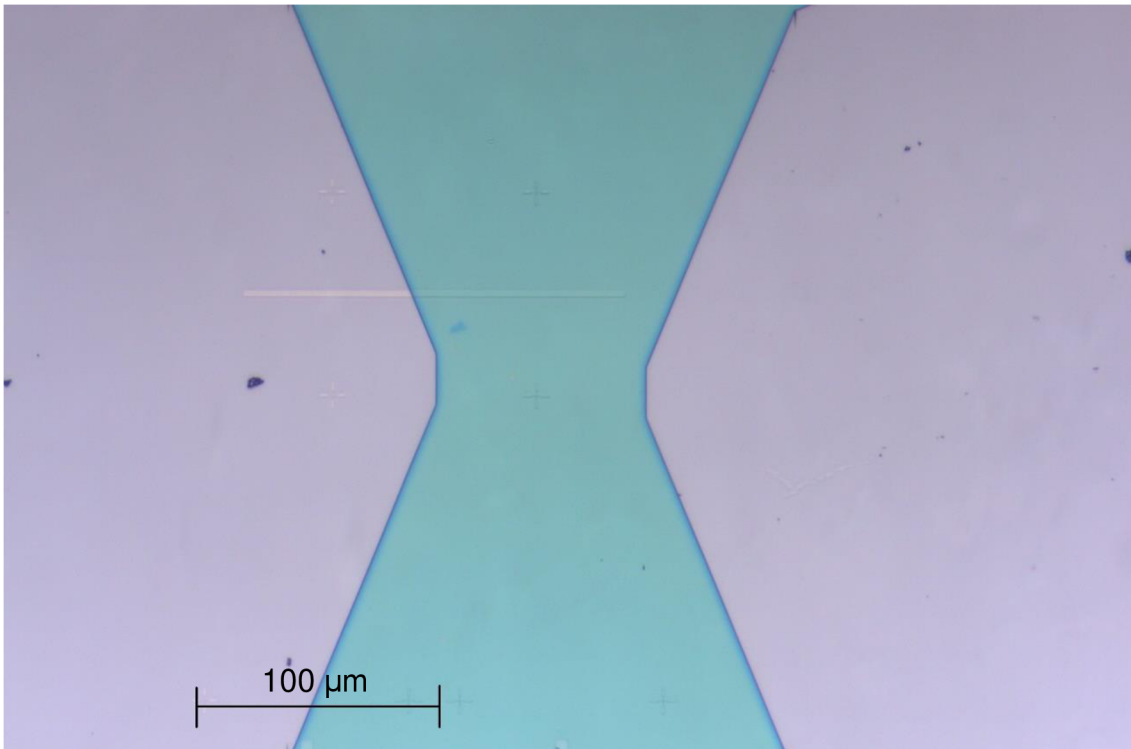
Po depozici bylo provedeno odstranění rezistu a přebytečného materiálu technikou lift-off. Technika lift-off spočívá v ponoření vzorků do rozpouštědla na dobu několika minut až hodin. V našem případě byly vzorky vloženy do kádinky s acetonem. Vzorky se nechaly v rozpouštědle několik minut, a poté byly vloženy do ultrazvuku na 5 sekund s frekvencí 80 kHz a na 30 % výkonu. Když se přebytečný materiál odstranil, ponořily se vzorky na 30 sekund do IPA, poté na 30 sekund do vody a poté byly usušeny dusíkem. Výsledkem byly titanové drátky a meandry s šířkou 2 μm . Kontrola drátků pak proběhla pod optickým mikroskopem.

Dalším krokem bylo rotační nanášení stejného PMMA rezistu, které proběhlo stejně jako v předchozím případě. Následoval druhý litografický krok v přístroji MIRA3. Tentokrát se provedla expozice 300 μm velkých přibližně čtvercových oblastí pro výrobu velkých kontaktů. MIRA3 se nastavila stejně, jak je uvedeno výše, ale byla zvýšena intenzita svazku z 10 na 18 (zvýšila se hodnota elektronového proudu na 4465 pA) a zvětšení zápisového pole na 500 μm . Díky oběma změnám probíhala litografie rychleji. Náročnost druhého litografického kroku spočíval v přesném umístění velkých kontaktů na správné pozice, aby byly v kontaktu s drátky nebo meandry. Expozice každé této oblasti trvala přibližně jednu minutu. K tomuto přesnému zarovnání byly využity značky vyrobené v prvním litografickém kroku. Po první expozici a následném vyvolání bylo zjištěno, že tyto velké oblasti byly přibližně o 30 μm mimo pozici, kde měly být (Obrázek 10). Problém byl částečně překonán manuálním zarovnáním a použitím menšího zápisového pole (100 μm namísto 500 μm). Tento postup byl však zdlouhavý, proto byl zvolen efektivnější postup viz níže.

Po vyvolání se provedla depozice tří tenkých vrstev. Nejdříve se nadeponovala vrstva titanu s tloušťkou 5 nm, tato vrstva se využívá pro lepší adhezi, poté vrstva mědi s tloušťkou 75 nm a nakonec vrstva zlata s tloušťkou 20 nm. Nastavení pro všechny tři kroky jsou v Tabulce 3. Tímto způsobem byly vyrobeny velké vodivé kontakty. Celková tloušťka této struktury kolem 100 nm je nezbytná pro další použití zařízení. Bylo by možné použít i obdobně tlustou vrstvu zlata, ale kombinace měděné a zlaté vrstvy je výrazně levnější.

Tabulka 3 Hodnoty nastavené pro depozici Ti, Cu a Au u první sady vzorků.

	U [kV]	I [mA]	Rotace [rpm]	Rychlost depozice [$\text{\AA}/s$]
Ti	8	90	10	0,63
Cu	8	400	10	1-1,2
Au	10	400	10	0,9-1



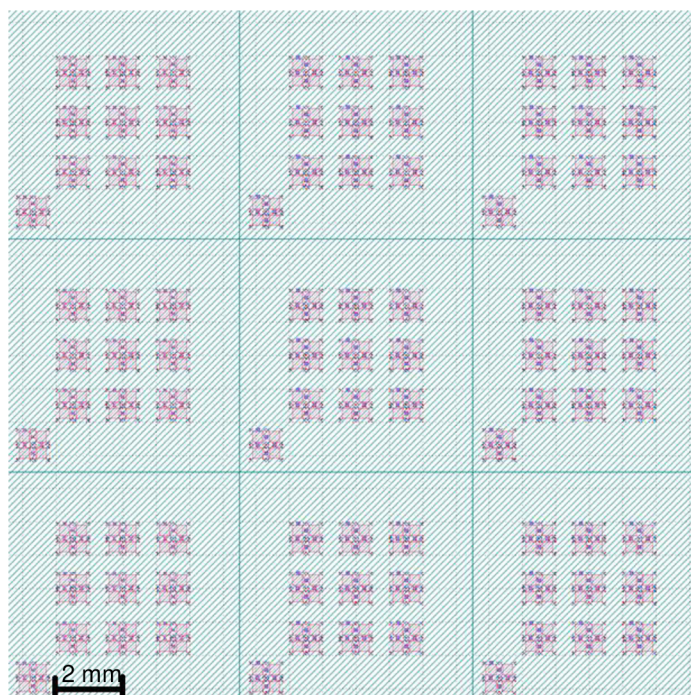
Obrázek 10 Příklad nepřesného umístění velkých kontaktů na titanový drát (stav po druhém litografickém kroku).

Po depozici byla provedena technika lift-off stejným způsobem popsaným výše. Ze čtyř kusů rozpracovaných mikrobolometrů byl úspěšně dokončen jen jeden a pro další pokračování byl navržen postup sériovější výroby za pomoci optické litografie (ta nebyla na začátku dostupná).

4.3 Výroba druhé sady vzorků

Pro výrobu další sady vzorků byly zvoleny dva čtvercové křemíkové substráty o velikosti hrany 21 mm a tloušťce 525 μm, předřezané na 7 × 7 mm² čtverce. K dosažení lepší účinnosti výroby byla zvolena jiná litografická metoda. Konkrétně optická (UV) litografie s přímým zápisem na přístroji DWL66-fs (Heidelberg). Tato optická litografie je z důvodu řádově vyšší rychlosti zápisu, ale také řádově nižšího rozlišení než v případě elektronové litografie, vhodná na expozici větších ploch. Design (Obrázek 11) byl výrazně zvětšen (na část substrátu o velikosti 7 × 7 mm² bylo umístěno 10 mikrobolometrů a na celý substrát tedy 90 mikrobolometrů).

Po nařezání vzorků a jejich očištění (aceton, IPA), byla provedena depozice tenké vrstvy SiO₂ s tloušťkou 100 nm za podmínek uvedených v Tabulce 4.



Obrázek 11 Design pro vzorek velikosti 21 × 21 mm².

Tabulka 4 Hodnoty nastavené pro první depozici SiO₂ u druhé sady vzorků.

	U [kV]	I [mA]	Rotace [rpm]	Rychlost depozice [Å/s]
SiO ₂	6	55-60	10	0,8-1,6

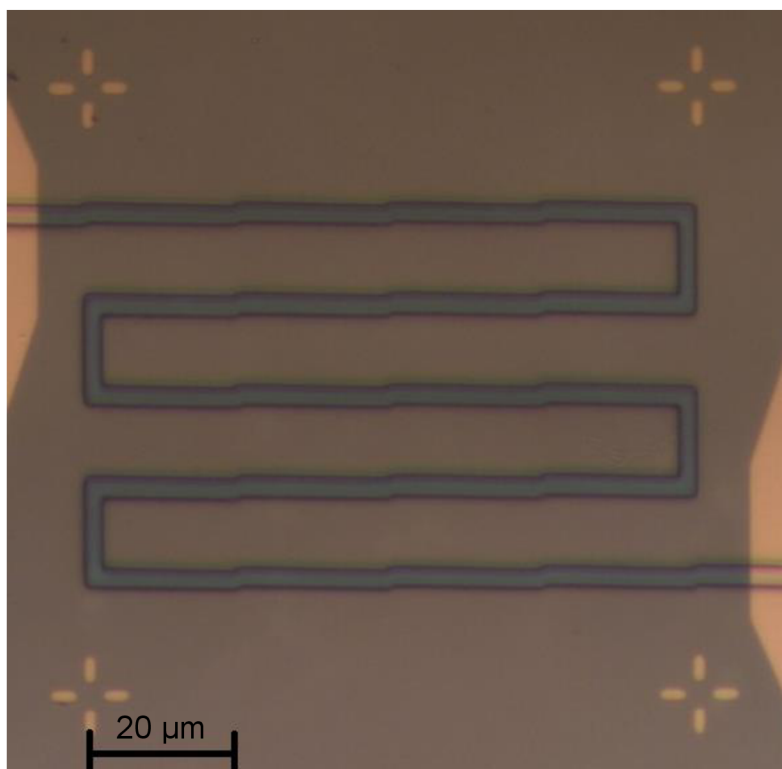
Dále se provedlo rotační nanášení fotorezistu AZ 5214 E, který je vhodný pro optickou litografii. Postup rotačního nanášení je stejný, jaký byl uveden výše. Pro větší substráty bylo aplikováno větší množství rezistu (200 μ l), otáčky a zrychlení bylo stejné. Lišilo se následné vypečení rezistu na plotýnce při teplotě 110 °C po dobu 50 s. Použitý fotorezist je od firmy MicroChemicals a postup byl proveden dle jejich dokumentace [27]. V prvním litografickém kroku se exponovaly větší oblasti pro výrobu velkých kontaktů. Pro každý vzorek bylo potřeba provést následující postup. Vzorek se vložil do přístroje, zarovnal se co nejpřesněji k pohyblivému stolku litografu a přichytil se podtlakem. Dále bylo potřeba vložit do optické cesty správné filtry pro laser ($\lambda = 405$ nm), konkrétně filtry s propustností 50 % a 25 %. Nastavení litografie se ovládalo počítačovým programem. Skenovací (rastrovací) hlava litografu se umístila nad vzorek, přesunula se do pracovní vzdálenosti 4 mm a provedlo se zaostření pomocí pneumatického módu. Automaticky byl nalezen střed vzorku a následovala konverze designu. Do rohů designu byly vloženy pomocné čtverce, které umožnily přesně definovat velikost exponované oblasti. Expozici lze ovlivnit několika parametry, které byly převzaty od operátora přístroje DWL Ing. Radima Zahradníčka, Ph.D. Kromě výše uvedených filtrů je to výkon laseru (fixní hodnota 60 mW), zaostření (40 % z rozsahu) a intenzita (90 % z rozsahu). Intenzita byla nastavena vyšší, protože tloušťka rezistu byla 1,7 μ m místo 1,4 μ m, pro kterou byly nalezeny optimální parametry operátorem. Exponované vzorky byly vyvolány ve vývojce AZ 726 MIF (60 s) a vývojka očištěná vodou (60 s), což je postup doporučený výrobcem [28]. Kvůli větší tloušťce rezistu byla délka vyvolání prodloužena na 90 s. Kontrola v optickém mikroskopu ukázala výborně naexponované struktury na většině plochy vzorku, ale také nekvalitní (rozostřené) struktury do vzdálenosti přibližně 2,5 mm od okraje vzorků (důsledek použití pneumatického zaostření u DWL).

Jako další krok se provedla depozice tenkých vrstev, konkrétně se deponovala vrstva titanu s tloušťkou 5 nm, pak 75 nm tlustá vrstva mědi, a nakonec zlatá vrstva s tloušťkou 20 nm. Nastavení viz Tabulka 5.

Tabulka 5 Hodnoty nastavené pro depozici Ti, Cu a Au u druhé sady vzorků.

	U [kV]	I [mA]	Rotace [rpm]	Rychlost depozice [$\text{\AA}/\text{s}$]
Ti	8	90	10	0,8
Cu	8	400	10	1
Au	10	400	10	1-1,1

Po depozici se provedla technika lift-off postupem popsáným výše. Po kontrole pod optickým mikroskopem se provedlo rotační nanosení rezistu AZ 5214 E. Jako druhý litografický krok byla výroba meandrů optickou litografií na DWL. Jelikož se jednalo o druhý litografický krok, bylo nutné se zaměřit naprosto stejně jako při prvním litografickém kroku. Nastavení přístroje proběhlo přesně jako v případě prvního litografického kroku, ale bylo potřeba provést zarovnání, aby se vykompenzovalo možné nerovné vložení vzorku do přístroje. Jakmile byla expozice dokončena, vzorky byly vyvolány vývojkou AZ 726 MIF (90 s) a ta byla následně smytá vodou (60 s). Kontrolou pod optickým mikroskopem bylo zjištěno, že meandry jsou „zvlněné“ viz Obrázek 12. To bylo nejspíš zapříčiněno tím, že vzorky nebyly do DWL vloženy dostatečně rovně a software zarovnání kompenzoval tak, že se po každém scanu posunul o hodnotu, o kterou bylo potřeba korigovat. Jelikož velikost scanu je 20 μm , korekce nepřesného zarovnání se projevila efektem „zvlněného“ meandru. Toto „zvlnění“ však nepředstavovalo žádný problém.



Obrázek 12 "Zvlněný" meandr.

Meandry byly na správné pozici mezi velkými kontakty a následovala depozice tenké vrstvy titanu (tloušťka 20 nm) s nastavením uvedeným v Tabulce 6.

Tabulka 6 Hodnoty nastavené pro depozici Ti u druhé sady vzorků.

	U [kV]	I [mA]	Rotace [rpm]	Rychlost depozice [$\text{\AA}/s$]
Ti	8	90	10	0,7

Po deponování se provedla technika lift-off a následně po kontrole pod optickým mikroskopem se za použití rotačního nanášení nanasli rezist AZ 5214 E. Dále následoval třetí litografický krok, a to expozice čtverců na pozici meandrů, které měly sloužit k izolaci mezi meandry a anténami nad nimi. Jejich přítomnost také měla přispět k absorpci způsobené silnou vazbou (viz teorie v části 3.3). Postup byl identický s minulým krokem včetně nutnosti zarovnání. Jakmile byla expozice dokončena, proběhlo vyvolání. Po kontrole následovala depozice tenké vrstvy SiO_2 . Tentokrát se deponovaly dvě různé tloušťky na jeden vzorek a ve výsledku měly 20 nm a 100 nm. Různých tlouštěk SiO_2 bylo dosaženo následujícím postupem. Prostřední část vzorků se přelepila páskou, zatímco kraje vzorků byly odkryté. Na takto upravené vzorky se provedla nejdříve depozice 80 nm SiO_2 s nastavením v Tabulce 7.

Tabulka 7 Hodnoty nastavené pro druhou depozici SiO_2 u druhé sady vzorků.

	U [kV]	I [mA]	Rotace [rpm]	Rychlost depozice [$\text{\AA}/s$]
SiO_2	6	38-45	10	0,9-2

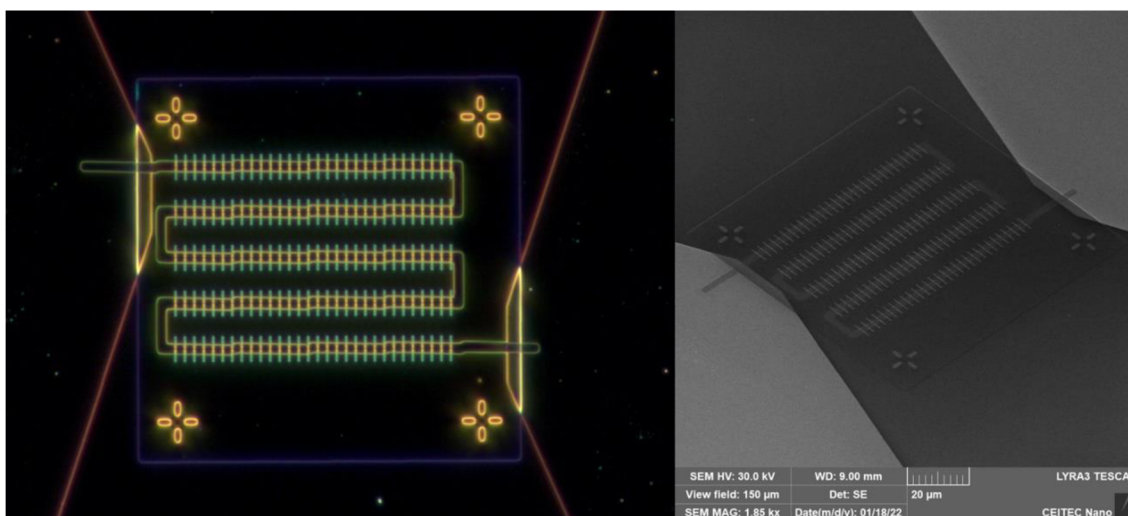
Po dokončení této depozice bylo potřeba vzorky vytáhnout, odlepit z nich pásku, která zakrývala prostřední část vzorků, a vložit je zpět do depoziční aparatury. Tentokrát se deponovala vrstva SiO_2 tlustá 20 nm se stejným nastavením jako u předešlé depozice. Po skončení depozice se provedla technika lift-off. Na vzorky byl rotačním nanášením tentokrát nanesen elektronový PMMA rezist AR – P 649.04. Další litografický krok spočíval ve výrobě plazmonických antén, které kvůli své malé velikosti (jejich šířka byla zvolena pouze 400 nm) nemohou být vytvořeny optickou litografií na přístroji DWL. Výroba tedy musela proběhnout na rastrovacím elektronovém mikroskopu MIRA3. Průběh nastavení a přichystání vzorku na elektronovou litografii proběhl stejně, jako při výrobě první sady vzorků popsané výše. Cílem bylo přesně umístit antény nad meandry. V průběhu zarovnání bylo nutné nalézt zaměřovací kříže, které však byly špatně viditelné. Po skončení expozice a následném vyvolání se pod optickým mikroskopem ukázalo, že antény nejsou přesně na meandrech, ale jsou posunuté. Po několika neúspěšných pokusech o přesné umístění antén bylo zjištěno, že umístění velkých kontaktů a meandrů nesouhlasí s jejich předpokládanou polohou a jsou vůči sobě výrazně posunuty. Při dalším opakování tohoto litografického kroku už nebylo nutné dělat tříbodovou korekci, protože k vytvoření antén se použil program DrawBeam. Proces probíhal obdobně jako v předchozím kroku. Bylo potřeba najít kříže a meandr s minimálním osvětlením vzorku. Program DrawBeam umožňuje přímo exponovat na místě aktuálně pořízeného snímku. V případě, že se meandr umístil do středu zorného pole, mohly se antény přesně umístit dle aktuálního snímku. Verzí mikrobolometrů bylo na jednom vzorku připraveno několik. Verze číslo jedna měla 30 párů antén na každém řádku meandru, který jich má pět (tj. 150 párů antén v celém poli nad meandrem). Antény měly rozměr

3000 × 400 nm², mezery mezi anténami byl 400 nm a vzdálenost mezi dvojicemi antén byla 2500 nm. Tyto antény se dělaly na horní a spodní větvi mikrobolometru. Na levé a pravé větvi se exponovaly velké obdélníky (70 × 80 μm²), které překryly celý meандр a měly sloužit jako zrcátka odstiňující dopadající IR záření. Verze číslo dva byla stejná, jen neobsahovala velké obdélníky. Verze číslo tři měla obdélníky a také více antén na jeden řádek a to 58 párů (tj. 290 v celém poli nad meandrem). Verze číslo čtyři měla 58 párů ale bez obdélníků. Všechny tyto verze se použily na obě části vzorku, protože na levé straně vzorku bylo nadeponováno 100 nm SiO₂ nad meandry, ale na pravé straně bylo nad meandry jen 20 nm SiO₂. Po expozici proběhlo vyvolání (viz výroba první sady vzorků). Jakmile byl vzorek vyvolán a jeho stav překontrolován na optickém mikroskopu, proběhla depozice tenkých vrstev. Jako první proběhla depozice 5 nm vrstvy titanu pro zlepšení adheze a poté proběhla depozice 20 nm zlata. Nastavení viz Tabulka 8.

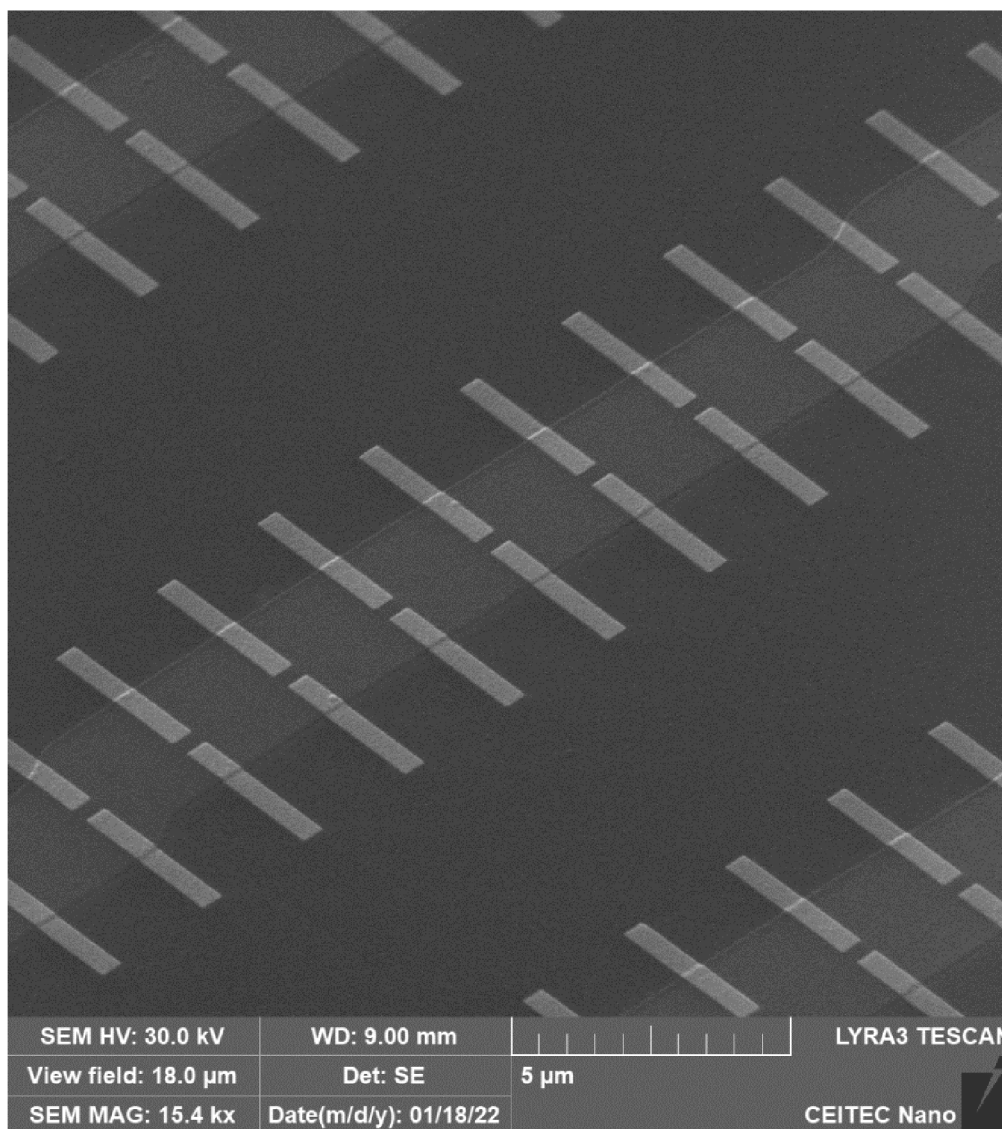
Tabulka 8 Hodnoty nastavené pro depozici Ti a Au u druhé sady vzorků.

	U [kV]	I [mA]	Rotace [rpm]	Rychlost depozice [Å/s]
Ti	8	100	10	0,9
Au	10	380	10	1

Poté se provedla technika lift-off a kontrola na optickém mikroskopu. Výsledné, úspěšně vyrobené antény nad meandrem jsou zobrazeny na Obrázku 13 a detail antén na Obrázku 14. Jeden mikrobolometr byl vyroben s nepřesně umístěnými anténami (Obrázek 21).



Obrázek 13 Výsledné pole antén na meandru vyfocené optickým mikroskopem v režimu temného pole pro zvýraznění umístění antén (vlevo). Pole antén vyfocené rastrovacím elektronovým mikroskopem (FIB-SEM LYRA3, Tescan) (vpravo).



Obrázek 14 Detail přesně umístěných antén nad „zvlněným“ meandrem.

4.4 Výroba třetí sady vzorků

Z důvodů uvedených v kapitole 5 bylo potřeba nahradit titanové meandry platinovými, proto byl investován čas do výroby nové sady mikrobolometrů. Výroba třetí sady vzorků začala stejně jako u druhé sady. Nejdříve se nařezal laserovou řezačkou čtvercový křemíkový substrát o velikosti $21 \times 21 \text{ mm}^2$ a $21 \times 14 \text{ mm}^2$. Tentokrát se neprovedlo předřezání na $7 \times 7 \text{ mm}^2$, protože předchozí vzorky byly náchylnější k rozpadnutí. Oba substráty se musely následně očistit v acetonu a po jejich očištění proběhla depozice tenké vrstvy SiO_2 (tloušťka 100 nm) s následujícím nastavením viz Tabulka 9.

Tabulka 9 Hodnoty nastavené pro první depozici SiO_2 u třetí sady vzorků.

	U [kV]	I [mA]	Rotace [rpm]	Rychlost depozice [$\text{\AA}/\text{s}$]
SiO_2	6	40-45	10	1,1-2

Dále se na vzorky rotačním nanášením nanasí rezist pro optickou litografii AZ 5214 E a provedl se první litografický krok na DWL. Práce na DWL probíhala stejně jako v předchozím postupu popsaným výše, ale dbalo se na

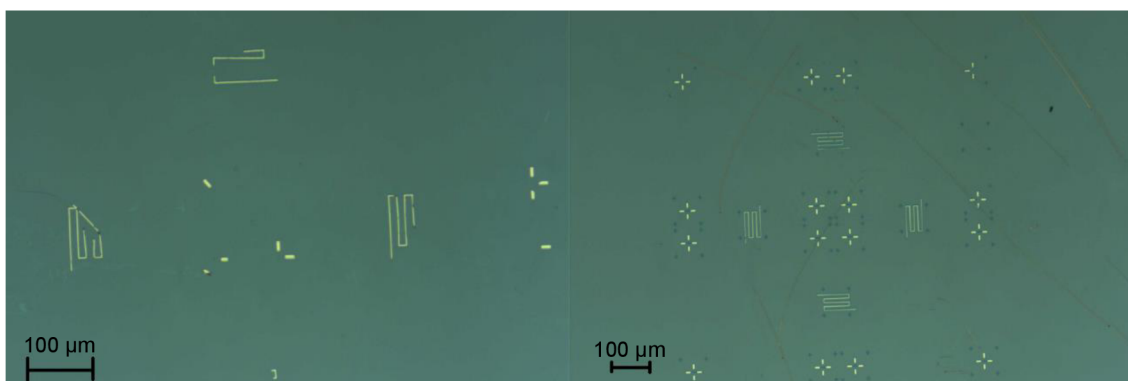
přesné vložení vzorků, aby se zamezilo efektu „zvlněného“ meandru. Tentokrát se však začalo expozicí meandrů. Důvod tohoto kroku byl ten, že u minulé sady vzorků byl problém s posledním litografickým krokem, protože zaměřovací kříže nebyly přesně v místě s meandry. Tímto krokem problém eliminujeme, a tedy poslední litografický krok měl být jednodušší. U nastavení DWL proběhla jedna významná změna. Na radu operátora bylo změněno pneumatické zaostření na zaostření optické a jeho hodnota byla 29 % z rozsahu. Po expozici vzorků proběhlo standartní vyvolání viz výše (90 sekund ve vývojce).

Rezist se u těchto vzorků při vyvolání porušil. Z tohoto důvodu bylo nezbytné postup zopakovat. K potlačení tohoto problému pomohlo použít adhezního promotora HMDS (Hexamethyldisilazane) při teplotě 135 °C před samotným nanesením rezistu. Optické zaostření u DWL umožnilo získat ostré struktury až ke kraji vzorků. U této sady vzorků se použilo naprašování na přístroji magnetron, protože nyní se na meandry nepoužil titan, ale platina. Práce na magnetronu se provedla za pomoci M.Tech. Pranjalí Jadhao. Depoziční podmínky se nastavují výkonem na zdroji P , napětím U , proudem na zdroji I , pracovním tlakem p , a rychlostí rotace viz Tabulka 10.

Tabulka 10 Nastvení pro depozici Pt na magnetronu u třetí sady vzorků.

	P [W]	U [V]	I [mA]	p [mbar]	Rotace [rpm]	Rychlost depozice [Å/s]
Pt	50	400	120	1E-3	10	0,5

Po nadeponování 25 nm platiny se provedla technika lift-off, při které došlo k porušení platinových meandrů. Úspěšné vyrobení platinových meandrů bylo dosaženo opakováním výroby (Obrázek 15). Po nové depozici platiny se vzorky nechaly v acetonu až do dalšího dne a poté se stříčkou stříkalo na vzorky, aby se odstranil materiál. Nepodařilo se to dokonale po celém vzorku, proto se nakonec musel ultrazvuk použít ale pouze na jednu sekundu se stejným výkonem i frekvencí, jak bylo zmíněno výše. Po následné kontrole na optickém mikroskopu bylo patrné, že tento postup dopadl lépe. Meandry na vzorcích $21 \times 21 \text{ mm}^2$ nebyly sice v dobrém stavu, ale byly použitelné. Na vzorku $21 \times 14 \text{ mm}^2$ byly v horní polovině vzorku naprosto perfektní. Další krok bylo rotační nanesení rezistu AZ 5214 E a druhým litografickým krokem na DWL byly vytvořeny oblasti pro velké kontakty. Na DWL se postupovalo stejně jako v předchozím případě se stejným nastavením intenzity i optického zaostření.



Obrázek 15 Poničené platinové meandry (vlevo). Úspěšně vyrobené meandry a zarovnávací křížky (vpravo).

Po dokončení expozice se vzorky vyvolaly a následovala depozice tenkých vrstev. První vrstva byla adhezní vrstva titanu tenká 5 nm, poté 75 nm mědi, a nakonec 20 nm zlata (parametry jsou uvedeny v Tabulce 11).

Tabulka 11 Hodnoty nastavené pro depozici Ti, Cu a Au u třetí sady vzorků.

	U [kV]	I [mA]	Rotace [rpm]	Rychlost depozice [$\text{\AA}/s$]
Ti	8	90	10	0,65
Cu	8	400	10	1-1,2
Au	10	400	10	0,9-1

Technika Lift-off probíhala opět opatrně jako po práci s magnetronem, aby se minimalizovalo riziko dodatečného poničení meandrů. Vzorky se nechaly přes noc v acetonu a další den se přebytečný materiál odstranil stříčkou. Tentokrát nebylo ani nutné použít ultrazvuk. Další litografický krok musel být proveden na DWL, takže bylo potřeba rotačně nanést rezist AZ 5214 E a mohlo se pokračovat s expozicí velkých čtverců přímo nad meandry. Po expozici proběhlo vyvolání a po následné kontrole se přešlo na depozici tenké vrstvy. Konkrétně 100 nm SiO_2 rozdělené na dva kroky, protože bylo plánováno mít více různých vrstev na vzorcích. Vzorky s rozměry $21 \times 21 \text{ mm}^2$ byly přelepené lepicí páskou a vzorek s rozměry $21 \times 14 \text{ mm}^2$ byl překrytý plíškem. Nejdříve se deponovalo 80 nm SiO_2 následujícím nastavením v Tabulce 12.

Tabulka 12 Hodnoty nastavené pro druhou depozici SiO_2 u třetí sady vzorků.

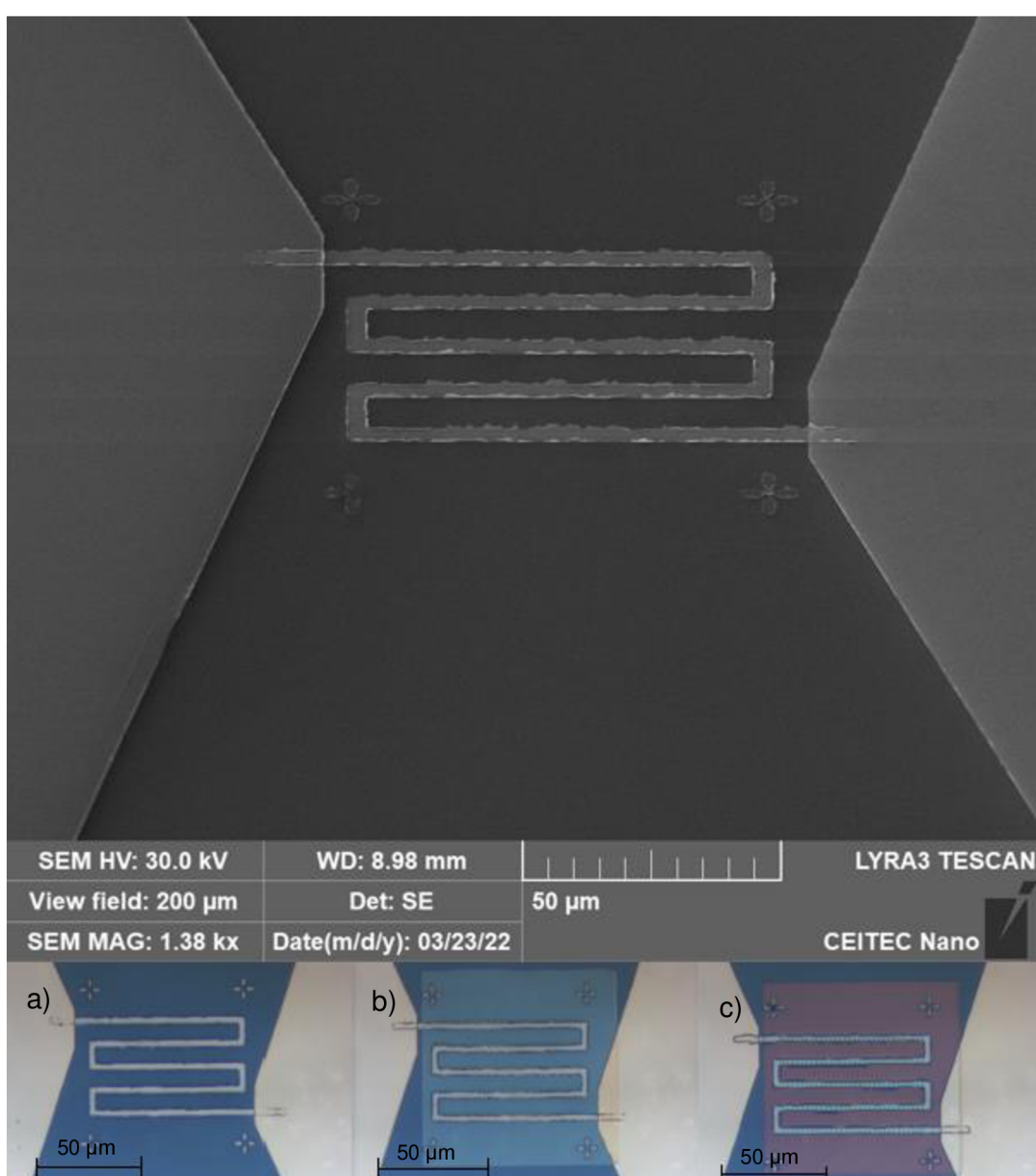
	U [kV]	I [mA]	Rotace [rpm]	Rychlost depozice [$\text{\AA}/s$]
SiO_2	6	43	10	1,2

Poté se přelepily pásy, posunul plíšek a deponovalo se 20 nm SiO_2 se stejným nastavením. Po následné technice lift-off bylo ve výsledku přes meandry na levé straně vzorků 0 nm, uprostřed 20 nm a vpravo 100 nm SiO_2 . Jako poslední litografický krok bylo vytvoření antén elektronovou litografií na rastrovacím elektronovém mikroskopu MIRA3. Vkládal se pouze vzorek s rozměry $21 \times 14 \text{ mm}^2$. Rotačním nanášením se na vzorek nanasli rezist AR – P 649.04 a tento vzorek se poté vložil do elektronového mikroskopu. Nastavení proběhlo stejně jako u druhé sady vzorků, ale kvůli závadě na přístroji nebylo opět možné využít značek v designu a automatického zarovnávání v programu Elphy, ale muselo se opět využít programu DrawBeam. Po nalezení zaměřovacích křížů bylo provedeno ruční umístění antén nad každý zvolený meandr. Tentokrát bylo exponováno více verzí než u druhé sady vzorků. Verze 1 obsahuje 30 párů antén na řádek, kde každá anténa má rozměr $3000 \times 400 \text{ nm}^2$, mezera mezi dvojicí je 400 nm, vzdálenost dvojic je 2500 nm a nakonec velké obdélníky (jako zrcátka) přes celé meandry. Verze 2 je stejná jen nemá obdélníky přes meandry. Verze 3 je také stejná jen antény mají rozměr $1000 \times 400 \text{ nm}^2$ a verze 4 je stejná jako třetí jen má opět obdélníky. Byly vytvořeny i další verze, které jsou úplně stejné jako předchozí čtyři jen s tím rozdílem, že na řádek je 58 párů antén a vzdálenost dvojic je 1250 nm. Na celý vzorek se použije různá kombinace těchto verzí, protože ne všechny části vzorku mají kompletní meandry, tudíž někdy některé nejdou využít. Po expozici a následném vyvolání se deponovala 2 nm tlustá vrstva titanu pro lepší adhezi a následně 20 nm zlata. Nastavení viz Tabulka 13.

Tabulka 13 Hodnoty nastavené pro depozici Ti a Au u třetí sady vzorků.

	U [kV]	I [mA]	Rotace [rpm]	Rychlost depozice [$\text{\AA}/s$]
Ti	8	100	10	1
Au	10	380	10	1

Tentokrát se deponovala menší vrstva titanu, protože bylo zjištěno, že přítomnost adhezní vrstvy titanu ovlivňuje plazmonické vlastnosti antén (ve viditelné oblasti). Tlustší vrstva více tlumí plazmonický rezonanční pík [29]. Jakmile se skončilo s deponováním, byla provedena technika lift-off, po které byly vzorky (Obrázek 16 a), b) a c)) připravené na elektrická měření. Z Obrázku 16 je vidět, že jsou okraje meandrů nerovné, což je způsobeno tzv. otrěpy na okrajích struktur (důsledek depozice platiny pod náklonem). U napařování (kolmá depozice) tento problém většinou nenastal.

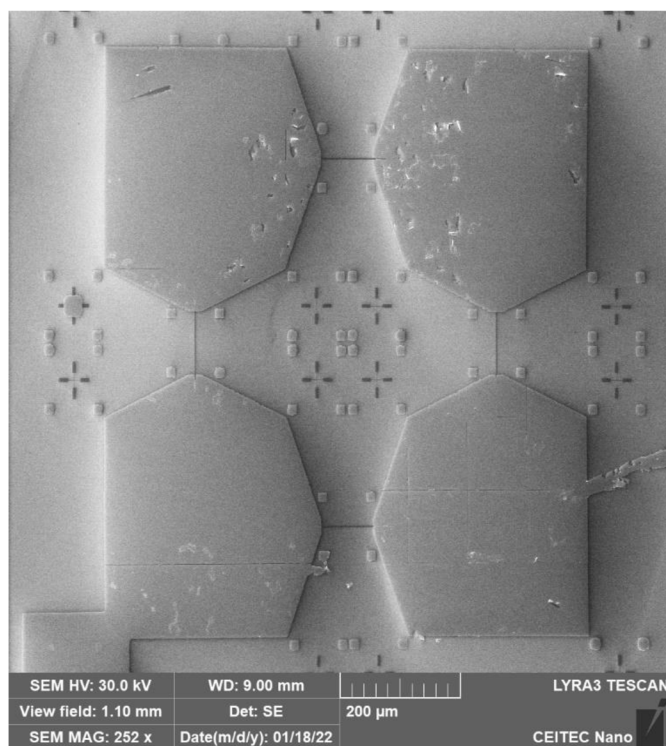


Obrázek 16 Citlivý prvek mikrobolometru s Pt drátkem a bez antén (nahore).
 a) Citlivý prvek mikrobolometru s anténami bez dielektrické vrstvy SiO_2 .
 b) Citlivý prvek mikrobolometru s anténami a s vrstvou SiO_2 (tloušťka 20 nm).
 c) Citlivý prvek mikrobolometru s anténami a s vrstvou SiO_2 (tloušťka 100 nm).

5 Testování mikrobolometru

Tato kapitola se bude zabývat charakterizací, měřením elektrických vlastností mikrobolometrů, jejichž výroba a parametry jsou popsány v předchozí kapitole. Pro měření elektrických vlastností mikrobolometrů byl použit přístroj MPS 150 Cascade (Microtech), dále jen MPS150. Toto zařízení je určeno k přesným měřením elektrických vlastností vzorků pomocí čtyř ostrých sond. Skládá se z několika důležitých částí, a to mikroskopu, plotýnky a mikromanipulátorů se sondami. S mikroskopem je možné pohybovat ve třech osách pomocí mikroposuvů a je vybaven kamerou a třemi objektivy 3x, 10x a 20x. Plotýnka je umístěná pod mikroskopem a je určená k umístění vzorků, které je možné přichytit podtlakem. Plotýnkou lze pohybovat pomocí mikroposuvů ve vodorovných směrech. Tato plotýnka má také možnost kontrolovaného ohřevu a zpětná vazba je dána vzduchovým chlazením. Mikromanipulátory jsou čtyři a jsou v místě mezi plotýnkou a objektivy mikroskopu. Každý z těchto mikromanipulátorů, ve kterých jsou uchycené tenké hroty, je poté možné připojit ke zdroji a měřicímu zařízení, v našem případě Keithley 2634B SourceMeter (dále jen měřící zařízení).

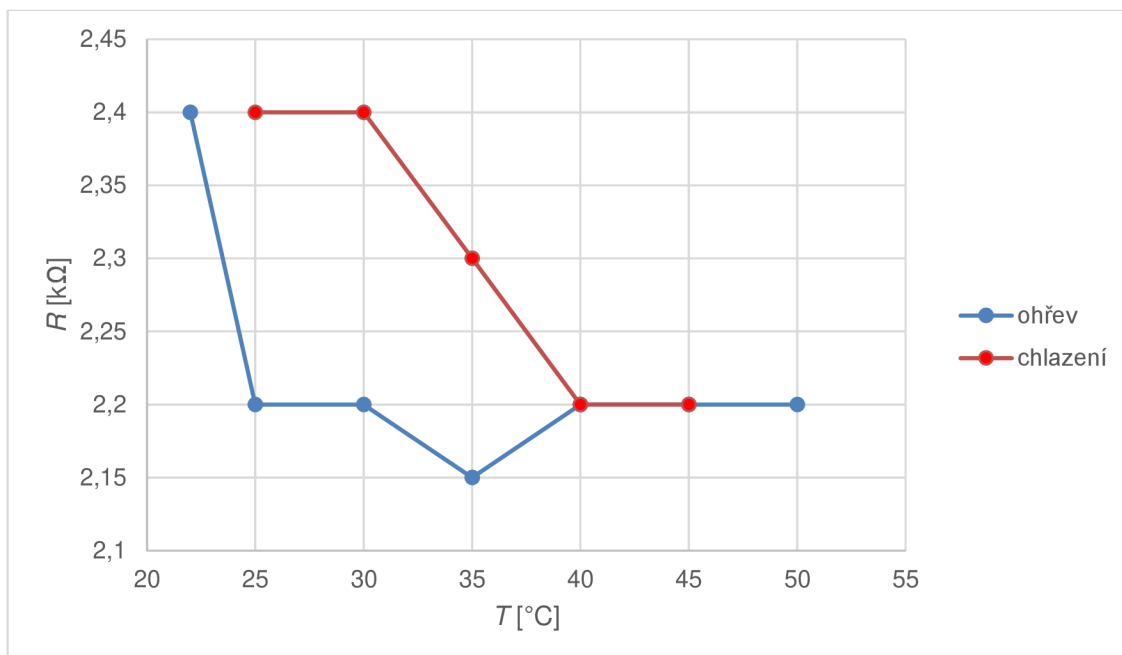
Měření probíhalo následujícím způsobem. Jako první vzorek se měřil mikrobolometr tvořený pouze rovným titanovým drátkem (Obrázek 17).



Obrázek 17 Mikrobolometr s rovným titanovým drátkem.

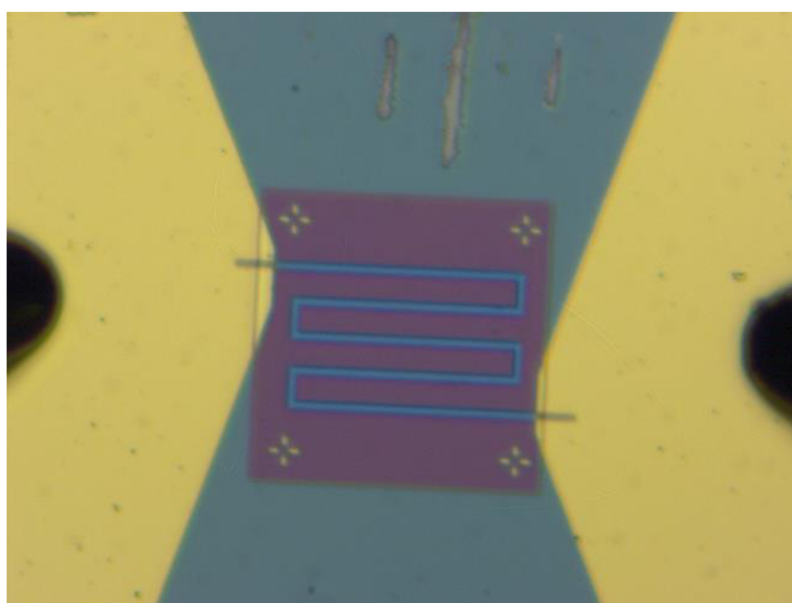
Vzorek se umístil na plotýnku a dvě sondy, připojené k měřicímu zařízení byly přiblíženy ke vzorku. Sondy se opatrně umístily nad vybranou dvojici velkých kontaktních plošek a mikroposuvem se hroty dotkly jejich povrchů. Je důležité přitlačit hroty správnou silou, protože při nedostatečné přitlačné síle nevznikne dobrý kontakt. Při příliš velké přitlačné síle se mohou vzorky (i ostré sondy) poškodit nebo dokonce zničit. Mezi dvojicí diagonálně vzdálených kontaktních plošek byl měřen odpor při nastaveném proudu 1 μA . Po čase potřebném k ustálení hodnoty elektrického odporu byl zapnut ohřev plotýnky a bylo

provedeno měření závislosti odporu na teplotě. Z důvodu vibrací způsobených zejména chlazením vzduchem (zpětná vazba), nebylo měření příliš stabilní. Byl očekáván s teplotou rostoucí odpor, ale zde byl trend opačný (Obrázek 18).



Obrázek 18 Závislost odporu na teplotě mikrobolometru pouze s jednoduchými titanovými drátky.

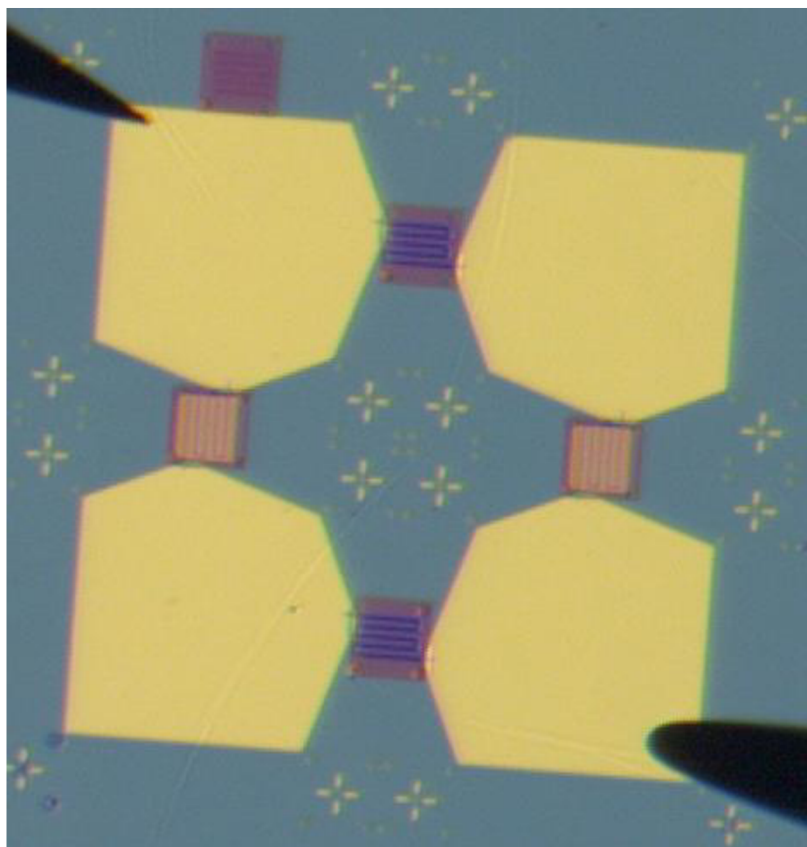
Další měření proběhlo na druhé sadě vzorků. Nachystání přístroje a vzorků proběhlo naprosto stejně jako u prvního vzorku. Měření na druhé sadě vzorků, které již mají titanové meandry a 100 nm tlustou vrstvu SiO₂ nad nimi, proběhlo tak, že sondy byly vedle sebe a mezi nimi byl jeden meandr (Obrázek 19).



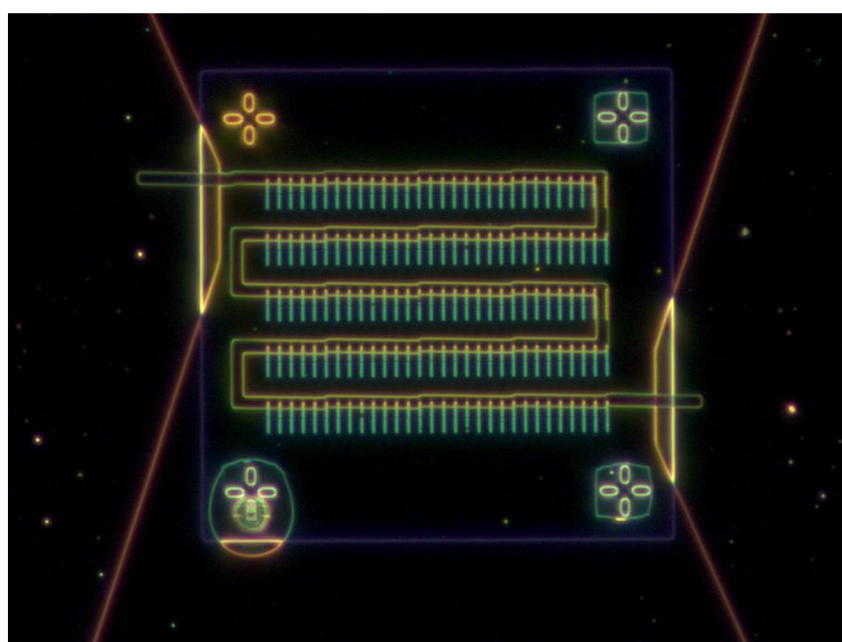
Obrázek 19 Měření pouze titanového meandru překrytého 100nm tlustou vrstvou SiO₂. Vlevo a vpravo uprostřed lze vidět část špičky sond.

V průběhu tohoto měření bylo zjištěno, že mikrobolometr reaguje na změnu intenzity světla, a to následujícím způsobem. V zatemněné místnosti byl odpor

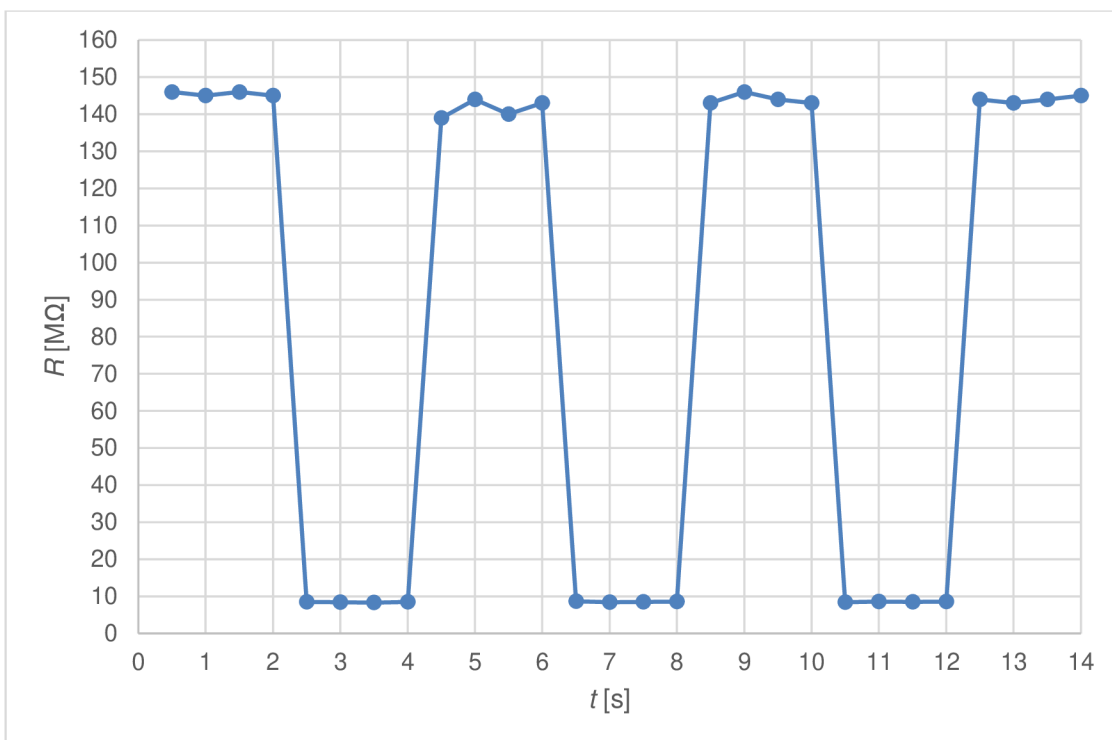
$R = 7 \text{ M}\Omega$, při rozsvícení zářivek $R = 2 \text{ M}\Omega$. Další měření mělo za cíl ověřit, na jaké vlnové délky viditelného světla zařízení reaguje. Byl otestován zelený laser ($\lambda = 532 \text{ nm}$), modrý laser ($\lambda = 405 \text{ nm}$), červené LED světlo ($\lambda \sim 630 \text{ nm}$), bílé halogenové světlo z mikroskopu a bílé LED světlo z mobilního telefonu. Nejdříve bylo proměřeno zařízení obsahující antény nevhodně umístěné nad meandrem (Obrázek 20, Obrázek 21) a svítilo se lampou z mikroskopu. Výsledky viz Obrázek 22.



Obrázek 20 Měřený mikrobolometr a zapojení sond.

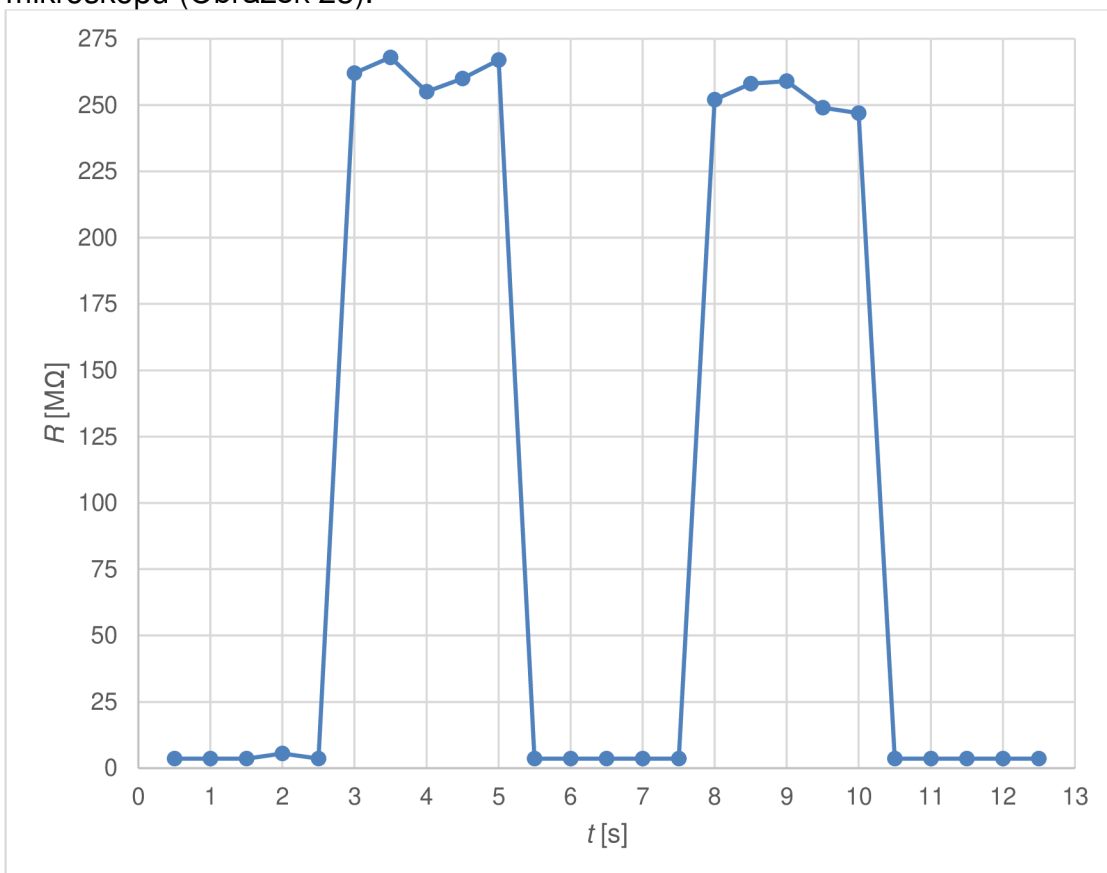


Obrázek 21 Nevhodně umístěné antény (antény jsou posunuté vůči titanovému meandru).



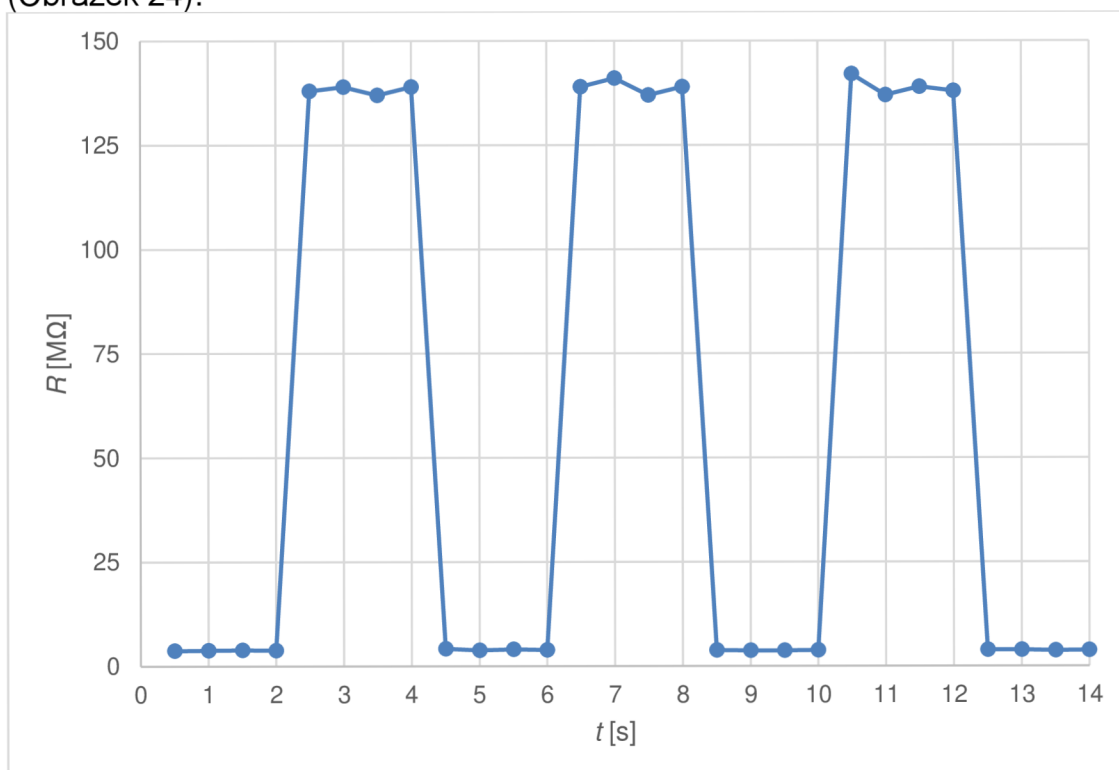
Obrázek 22 Změna odporu při proměnném osvětlení lampy mikroskopu. Při svitu je odpor minimální. Mikrobolometr obsahující antény nevhodně umístěné nad meandrem.

Další měření proběhlo na mikrobolometru bez antén a při osvětlení lampou mikroskopu (Obrázek 23).



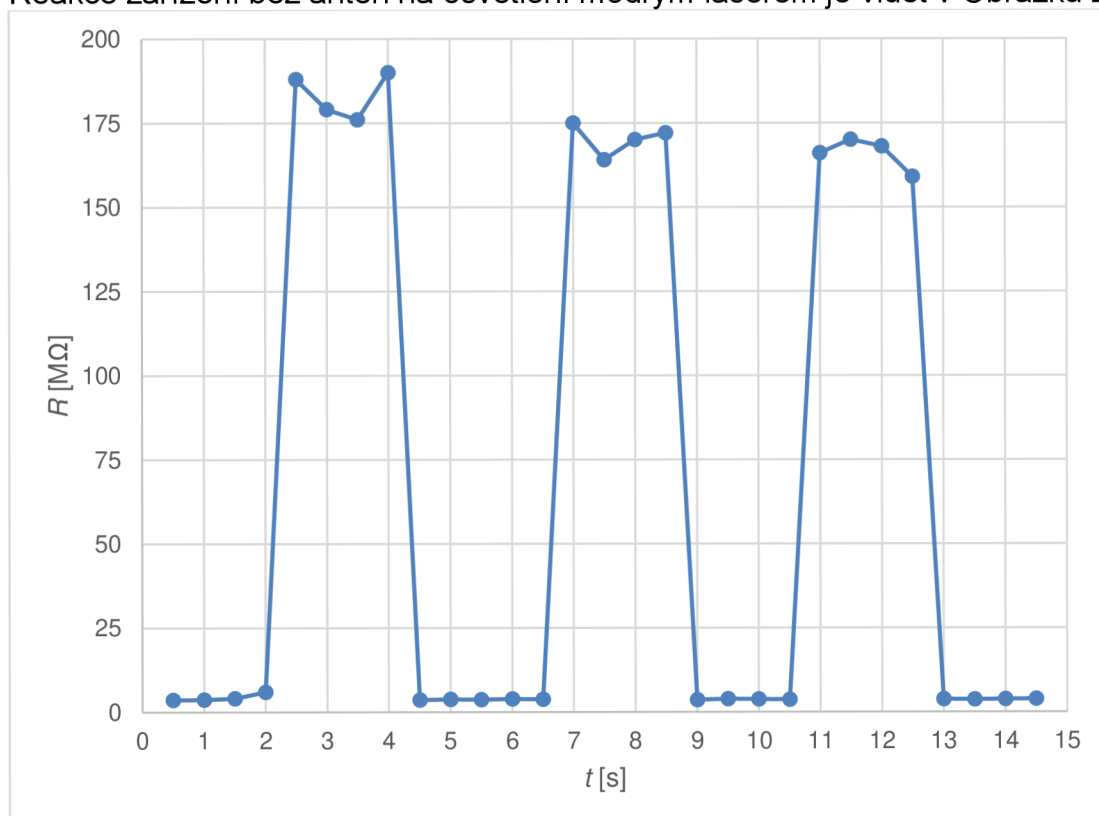
Obrázek 23 Změna odporu při proměnném osvětlení lampou mikroskopu. Při svitu je odpor minimální. Mikrobolometr bez antén.

Reakce stejného mikrobolometru bez antén na osvětlení zeleným laserem (Obrázek 24):



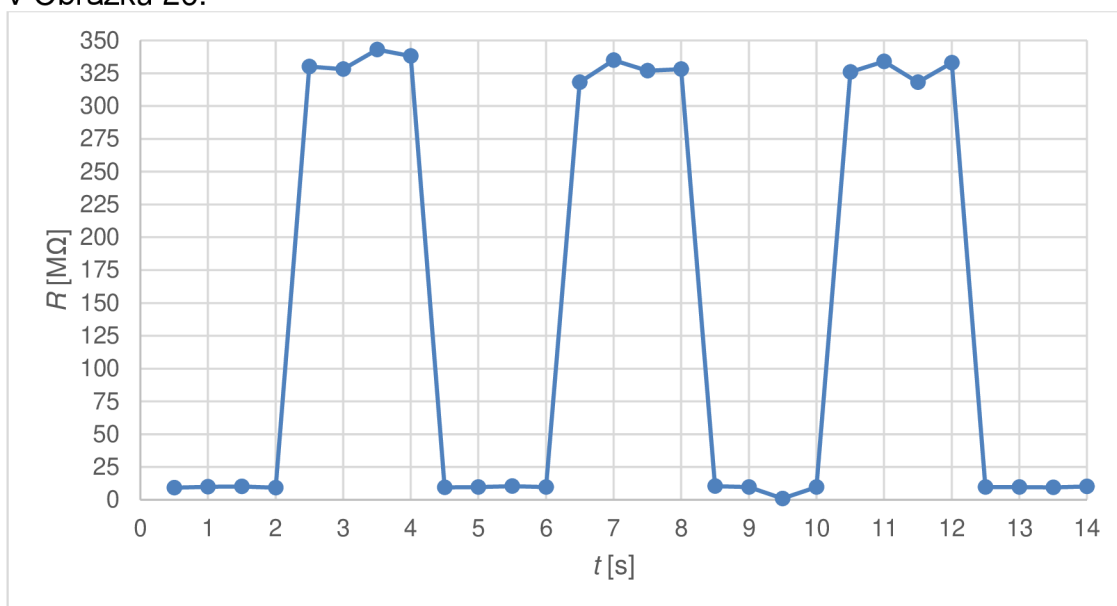
Obrázek 24 Změna odporu při proměnném osvětlení zeleným laserem. Při svitu je odpor minimální. Mikrobolometr bez antén.

Reakce zařízení bez antén na osvětlení modrým laserem je vidět v Obrázku 25.



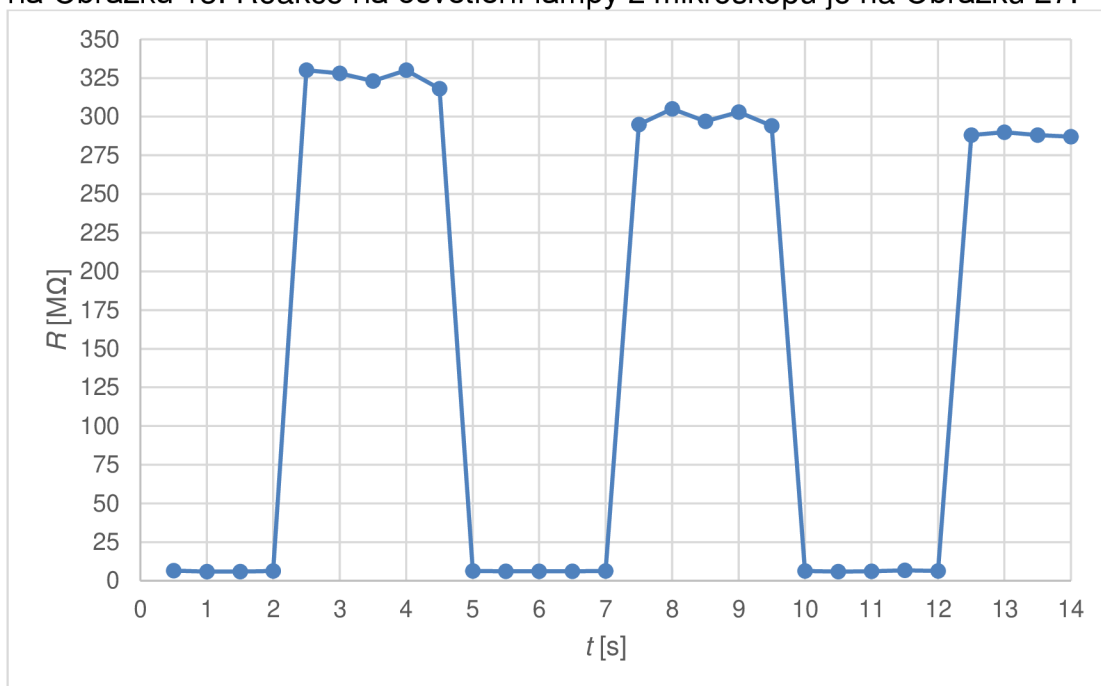
Obrázek 25 Změna odporu při proměnném osvětlení modrým laserem. Při svitu je odpor minimální. Mikrobolometr bez antén.

Reakce zařízení bez antén na osvětlení červeným LED světlem je vidět v Obrázku 26.



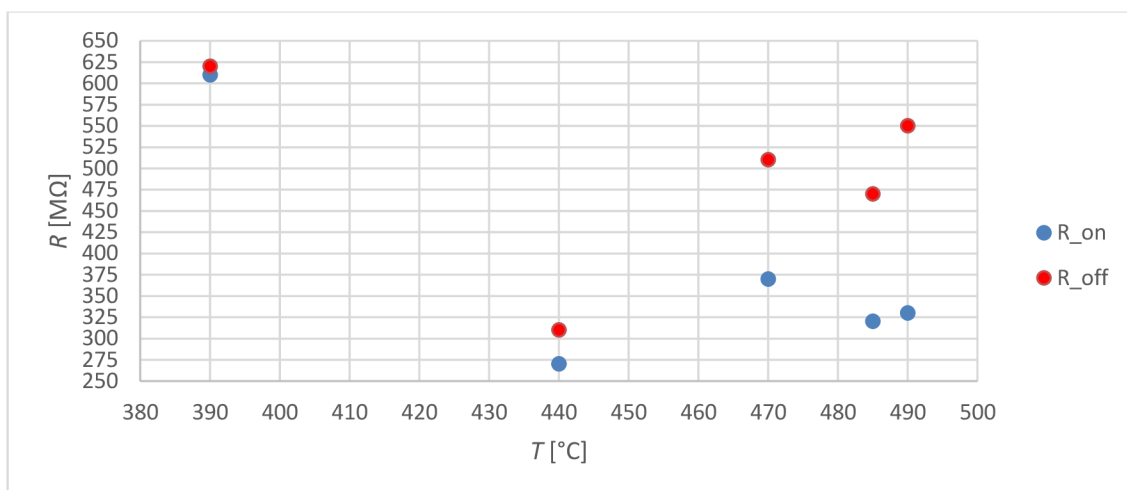
Obrázek 26 Změna odporu při proměnném osvětlení červeným LED světlem. Při svitu je odpor minimální. Mikrololometr bez antén.

Následně bylo testováno zařízení se správně umístěnými anténami zobrazené na Obrázku 13. Reakce na osvětlení lampy z mikroskopu je na Obrázku 27.



Obrázek 27 Změna odporu při proměnném osvětlení lampou mikroskopu. Při svitu je odpor minimální. Mikrololometr se správně umístěnými anténami.

Další testování bylo provedeno k ověření, zda mikrololometr reaguje na IR záření, jak bylo očekáváno. K tomu byl využit zdroj IR záření v podobě černého tělesa (Infrared calibrator CTI5000, WIKA s rozsahem teplot terče od 50 °C do 500 °C, průměrem terče 57 mm a emisivitou jeho povrchu 0,95) [30]. Toto měření probíhalo na mikrololometru s anténami na správných pozicích nad meandry viz Obrázek 28:



Obrázek 28 Ukázka změny odporu při svícení (modrá kolečka) a nesvícení (červená kolečka) černým tělesem na mikrobolometr se správně umístěnými anténami.

V Obrázku 28 značí R_{on} odpor zařízení v případě, kdy černé těleso svítí na mikrobolometr, a R_{off} případ, kdy nesvítí. Z obrázků je vidět zvětšující se rozdíl mezi R_{on} a R_{off} pro rostoucí teplotu černého tělesa. V předchozích měřeních byla zjištěna reakce mikrobolometrů s titanovými drátky a meandry na různé typy viditelného světla a IR záření (na IR záření reaguje výrazně slaběji než na viditelné světlo). Mikrobolometr se chová jako polovodič, protože jako reakce na viditelné světlo jeho odpor klesá. To může být zapříčiněno různou rychlostí depozice [31] a nebo také dodatečnou oxidací titanu a vytvoření polovodičové vrstvy TiO_2 .

Kvůli předchozímu zjištění byl navržen meandr vyrobený z platiny, u kterého by tento problém nastat neměl. Poslední měření tedy proběhlo na nejnovější sadě vzorků s platinovými drátky proudem 0,1 mA. Měřilo se na mikrobolometru, který měl 30 párů antén ($3000 \times 400 \text{ nm}^2$) na jeden řádek meandru a zlatá zrcátka. Pod anténami byla vrstva 100 nm SiO_2 . U zařízení se testovala citlivost na viditelné záření pomocí lampy mikroskopu, ale žádná reakce nebyla pozorována. Střední hodnota odporu sice s teplotou černého tělesa rostla, šlo však spíše o časově nestabilní měření. Přímá reakce na osvit černým tělesem nebyla pozorována. Při měření odpor nebyl stabilní a měnil se až o 0,1 k Ω . Naměřené hodnoty viz Tabulka 14.

Tabulka 14 Naměřené hodnoty odporu za různých teplot a reakce na IR záření u zařízení s Pt meandry, zrcátka a anténami $3000 \times 400 \text{ nm}^2$.

$T [^\circ\text{C}]$	$R [\text{k}\Omega]$	Reakce na IR záření
100	4,15	NE
150	4,15	NE
180	4,15	NE
245	4,25	NE
310	4,28	NE
375	4,28	NE
410	4,28	NE
420	4,32	NE
460	4,37	NE
475	2,6	NE

Další uvedená měření probíhala již s černým tělesem nastaveným na 490 °C, tudíž se jen testovala reakce na maximální výkon dopadajícího IR záření. První se testovaly mikrobolometry, které měly pod anténami 20 nm vrstvu SiO₂ (Tabulka 15).

Tabulka 15 Popis měřených mikrobolometrů s 20 nm vrstvou SiO₂ mezi anténami a meandrem a jejich reakce na IR záření.

Počet dvojic antén na řádek meandru	Rozměry antén [nm]	Využití zrcátka	Reakce na IR záření
30	3000 × 400	ANO	NE
30	3000 × 400	NE	NE
30	1000 × 400	ANO	NE
30	1000 × 400	NE	NE
58	3000 × 400	ANO	NE
58	3000 × 400	NE	NE
58	1000 × 400	ANO	NE
58	1000 × 400	NE	NE

Následně se měřily mikrobolometry, které měly antény přímo na meandrech a nebyla mezi nimi žádná vrstva SiO₂ (viz Tabulka 16).

Tabulka 16 Popis měřených mikrobolometrů bez vrstvy SiO₂ mezi anténami a meandrem a jejich reakce na IR záření.

Počet dvojic antén na řádek meandru	Rozměry antén [nm]	Využití zrcátka	Reakce na IR záření
58	3000 × 400	ANO	NE
58	3000 × 400	NE	ANO

Testování posledního mikrobolometru proběhlo za pomoci mého vedoucího a také Ing. Zdeňka Nováčka, Ph.D. s využitím lock-in zesilovače (Zurich) a bylo pozorována reakce už nad 300 °C. V tomto případě byl však vzorek umístěn na plošný spoj, byly vytvořeny kontakty technikou wire-bonding a měřilo se čtyřbodově. Způsob měření pravděpodobně výrazně potlačil šum. Ostatní zařízení nebyla tímto způsobem proměřena a nelze je proto porovnávat.

Závěr

Tato bakalářská práce je zaměřená na infračervené detektory. V první kapitole byla vypracována rešerše literatury o IR detektorech, zejména pak o mikrobolometrech a jejich variantách založených na anténách. IR detektory byly probrány v první kapitole této bakalářské práce. Byly popsány různé typy IR detektorů, jejich funkce, jejich výhody, popřípadě nevýhody a využití. V druhé kapitole byl proveden rozbor elektromagnetických vlastností kovů a ve třetí kapitole bylo rozebráno téma plazmoniky a silné vazby. Experimentální část práce se věnovala vývoji mikrobolometru, který by měl využít plazmonické antény k zesílení absorpce díky silné vazbě mezi lokalizovanými povrchovými plazmony antén a fonony v tenké vrstvě SiO_2 . V kapitole čtyři byl popsán návrh a následná výroba mikrobolometru (několik variant), jehož měření elektrických vlastností byla popsána v kapitole pět. Tento mikrobolometr byl navržen v zapojení do Wheatstoneova můstku a nakreslen v programu Klayout tak, že se v každém rohu designu vytvořilo 300 μm velké místo pro budoucí kontakt a mezi každým tímto místem se umístily drátky nebo meandry. Na dva protější meandry nebo drátky se navrhly dvojice antén rozmístěné po celé délce vodiče. Každá anténa měla rozměry $3000 \times 400 \text{ nm}^2$. Po návrhu tohoto mikrobolometru se přešlo k výrobě, která byla provedena na křemíkovém substrátu o tloušťce 525 μm . První výroba byla zahájena nanesením 100 nm tlusté dielektrické vrstvy SiO_2 . Následně se pomocí elektronové litografie a depozice tenké vrstvy zhotovily titanové drátky široké 2 μm a tlusté 20 nm. Dalším litografickým a depozičním krokem se vyrobily velké kontakty. U hotového mikrobolometru (tato verze bez antén) byl měřen elektrický odpor pomocí ostrých sond přístroje MPS 150. Mikrobolometr slabě reagoval na změnu teploty, ale opačným způsobem, než se u kovového prvku očekávalo (s rostoucí teplotou odpor klesal). Následně se vyráběla druhá sada vzorků. Po první depozici SiO_2 (tloušťka 20 nm) se k výrobě použila optická litografie s přímým zápisem na přístroji DWL. Tři litografické a tři depoziční kroky vytvořily velké kontakty propojené titanovými meandry, které byly překryté SiO_2 čtverci s tloušťkou 20 nm nebo 100 nm. Čtvrtý litografický krok se konal za pomoci elektronové litografie a vyráběly se dvojice zlatých antén rozmístěné po celé délce meandru. Tyto antény se exponovaly vždy na protější meandry (protější větve můstku). Na zbylé dva meandry se exponovaly zlatá zrcátka. Po následné depozici 20 nm zlata byly vzorky připravené na měření na MPS 150. U měření elektrických vlastností těchto vzorků se zjistilo, že mikrobolometr reaguje na viditelné světlo (Obrázek 22). Dále se testovala reakce na osvětlení zeleným a modrým laserem (Obrázek 24 a Obrázek 25) a červeným LED světlem (Obrázek 26). Z grafů je patrné, že mikrobolometr výrazně reaguje na jakékoli vlnové délky viditelného světla. Tento test se opakoval na několika různých mikrobolometrech (varianta bez antén, varianty s anténami přesně a nepřesně umístěnými nad meandry). U všech byla patrná změna při zapnutí a vypnutí světla. Tato výrazná reakce na viditelné světlo byla nečekaná, mikrobolometr byl navržen tak, aby reagoval pouze na IR záření, a navíc zde reagoval opačným způsobem. V našem případě při osvětlení odpor klesá, i když by se předpokládalo, že bude růst. Z toho plyne, že mikrobolometr se chová jako polovodič. Dále proběhl test na stejné sadě vzorků za pomoci záření černého tělesa. U mikrobolometru se začala projevovat změna odporu, až když černé těleso dosahovalo teploty 400 °C (Obrázek 28) a odpor při IR osvětlení také klesal (u kovů by měl odpor při ohřevu vzrůst). Bylo navrženo vysvětlení pozorovaného efektu.

Pravděpodobně se při napařování titanu nedeponoval pouze titan ale i oxid titanu TiO_2 , který se chová jako polovodič. Tenké struktury titanu také mohly časem zoxidovat a změnit tak své elektrické vlastnosti. V literatuře bylo popsáno [31], že vliv rychlosti napařování tenké titanové vrstvy je důležitý a lze získat kovové (vysoká depoziční rychlost) nebo polovodičové vlastnosti (pomalá depoziční rychlost). Další výzkum tohoto jevu bude probíhat nad rámec této práce. Pro ověření použitelnosti principu mikrobolometru založeného na plazmonických anténách a zesílené absorpci díky silné vazbě, byla provedena výroba třetí sady vzorků. Ta probíhala stejně jako předchozí sada, jen se nejdříve připravil meandr a jako materiál byla tentokrát zvolena platina namísto titanu. Po výrobě třetí sady vzorků se měřila odezva na viditelné i IR záření stejně jako v předchozích případech na MPS 150 pomocí dvou sond a různými zdroji viditelného i IR záření včetně černého tělesa. U této sady vzorků však nebyla patrná žádná reakce na IR záření černého tělesa, které se testovalo až do teploty 490 °C. Za pomoci mého vedoucího a Ing. Zdeňka Nováčka, Ph.D. s využitím lock-in zesilovače byla zjištěna reakce na IR záření od 300 °C a bude potřeba dalšího testování. Další návrhy do budoucna, kterým by bylo zajímavé se věnovat, by bylo například podleptání nosné vrstvy a vytvoření tenké membrány, čímž by se měla vylepšit citlivost mikrobolometru.

Literatura

- [1] ROGALSKI, Antoni. Infrared detectors: an overview. *Infrared Physics & Technology* [online]. 2002, **43**(3), 187–210. ISSN 1350-4495. Dostupné z: [https://doi.org/10.1016/S1350-4495\(02\)00140-8](https://doi.org/10.1016/S1350-4495(02)00140-8)
- [2] TANAKA, A., S. MATSUMOTO, N. TSUKAMOTO, S. ITOH, K. CHIBA, T. ENDOH, A. NAKAZATO, K. OKUYAMA, Y. KUMAZAWA, M. HIJIKAWA, H. GOTOH, T. TANAKA a N. TERANISHI. Infrared focal plane array incorporating silicon IC process compatible bolometer. *IEEE Transactions on Electron Devices* [online]. 1996, **43**(11), 1844–1850. ISSN 1557-9646. Dostupné z: [doi:10.1109/16.543017](https://doi.org/10.1109/16.543017)
- [3] LANGLEY, S. P. The Bolometer and Radiant Energy. *Proceedings of the American Academy of Arts and Sciences* [online]. 1880, **16**, 342–358. ISSN 0199-9818. Dostupné z: [doi:10.2307/25138616](https://doi.org/10.2307/25138616)
- [4] LANGLEY, S. P. (Samuel Pierpont). *The „bolometer“* [online]. B.m.: New York, The Society, 1881 [vid. 2022-05-18]. Dostupné z: <http://archive.org/details/bolometerlangley00langrich>
- [5] Wheat Stone Bridge-Unknown Electrical Resistance | PDF | Electrical Circuits | Manufactured Goods. *Scribd* [online]. [vid. 2022-05-18]. Dostupné z: <https://www.scribd.com/document/67852431/Wheat-Stone-Bridge-unknown-Electrical-Resistance>
- [6] *High Altitude Observatory* [online]. 6. listopad 2009 [vid. 2022-05-18]. Dostupné z: <https://web.archive.org/web/20091106184818/http://www.hao.ucar.edu/education/bios/langley.php>
- [7] ROGALSKI, A. History of infrared detectors. *Opto-Electronics Review* [online]. 2012, **20**(3), 279–308. ISSN 1896-3757. Dostupné z: [doi:10.2478/s11772-012-0037-7](https://doi.org/10.2478/s11772-012-0037-7)
- [8] NIKLAUS, Frank, Christian VIEIDER a Henri JAKOBSEN. MEMS-Based uncooled infrared bolometer Arrays: A review. In: *Conference on MEMS/MOEMS Technologies and Applications III San Jose, CA, NOV 12-14, 2007* [online]. 2008, s. D8360–D8360 [vid. 2022-05-18]. Dostupné z: <http://urn.kb.se/resolve?urn=urn:nbn:se:kth:diva-24755>
- [9] MUBARAK, Mohamed, Othman SIDEK, Mohamed ABDEL-RAHMAN, Mohd MUSTAFFA, Ahmad MUSTAPA KAMAL a Saad MUKRAS. Nano-Antenna Coupled Infrared Detector Design. *Sensors* [online]. 2018, **18**(11), 3714. ISSN 1424-8220. Dostupné z: [doi:10.3390/s18113714](https://doi.org/10.3390/s18113714)
- [10] *Automa: časopis pro automatizační techniku* [online]. Praha: FCC Public. 2008 [vid. 2022-05-18]. ISSN 1210-9592. Dostupné z: https://automa.cz/cz/casopis-clanky/mems-a-mikrosystemove-technologie-2008_11_38122_5160/
- [11] HUSÁK, Miroslav. *Mikrosenzory a mikroaktuátory*. Praha: Academia, 2008. ISBN 978-80-200-1478-8.

- [12] ORSINI, Andrea a Arnaldo D'AMICO. Chemical sensors and chemical sensor systems: Fundamentals limitations and new trends. In: *NATO Security through Science Series A: Chemistry and Biology* [online]. 2006, s. 69–94. ISBN 978-1-4020-4284-3. Dostupné z: doi:10.1007/1-4020-4295-7_04
- [13] GONZÁLEZ, F.J. a G.D. BOREMAN. Comparison of dipole, bowtie, spiral and log-periodic IR antennas. *Infrared Physics & Technology* [online]. 2005, **46**(5), 418–428. ISSN 13504495. Dostupné z: doi:10.1016/j.infrared.2004.09.002
- [14] VIII. A dynamical theory of the electromagnetic field. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* [online]. 1865, **155**, 459–512. ISSN 0261-0523, 2053-9223. Dostupné z: doi:10.1098/rstl.1865.0008
- [15] HAMPSHIRE, Damian P. A derivation of Maxwell's equations using the Heaviside notation. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* [online]. 2018, **376**(2134), 20170447. ISSN 1364-503X, 1471-2962. Dostupné z: doi:10.1098/rsta.2017.0447
- [16] MAIER, Stefan A. *Plasmonics: Fundamentals and Applications* [online]. New York, NY: Springer US, 2007 [vid. 2022-05-18]. ISBN 978-0-387-33150-8. Dostupné z: doi:10.1007/0-387-37825-1
- [17] J, Griffiths David. *Introduction to electrodynamics*. 3rd ed. Upper Saddle River: Prentice Hall, 1999. ISBN 0-13-919960-8.
- [18] DRUDE, P. Zur Elektronentheorie der Metalle. *Annalen der Physik* [online]. 1900, **306**(3), 566–613. ISSN 1521-3889. Dostupné z: doi:10.1002/andp.19003060312
- [19] LORENTZ, H. A. (Hendrik Antoon). *The theory of electrons and its applications to the phenomena of light and radiant heat* [online]. B.m.: Leipzig: B.G. Teubner; New York: G.E. Stechert, 1916 [vid. 2022-05-18]. Dostupné z: <http://archive.org/details/electronstheory00lorerich>
- [20] PURCELL, E. M. Spontaneous Emission Probabilities at Radio Frequencies. In: Elias BURSTEIN a Claude WEISBUCH, ed. *Confined Electrons and Photons* [online]. Boston, MA: Springer US, 1995 [vid. 2022-05-18], NATO ASI Series, s. 839–839. ISBN 978-1-4613-5807-7. Dostupné z: doi:10.1007/978-1-4615-1963-8_40
- [21] GIORGETTI, Emilia, Stefano CICCHI, Maurizio MUNIZ-MIRANDA, Giancarlo MARGHERI, Tommaso Del ROSSO, Anna GIUSTI, Alessio RINDI, Giacomo GHINI, Stefano SOTTINI, Agnese MARCELLI a Paolo FOGGI. Förster resonance energy transfer (FRET) with a donor–acceptor system adsorbed on silver or gold nanoisland films. *Physical Chemistry Chemical Physics* [online]. 2009, **11**(42), 9798–9803. ISSN 1463-9084. Dostupné z: doi:10.1039/B909123H
- [22] ITOH, Tamitake, Yuko S. YAMAMOTO, Hiroharu TAMARU, Vasudevanpillai BIJU, Shin-ichi WAKIDA a Yukihiro OZAKI. Single-molecular surface-enhanced resonance Raman scattering as a quantitative probe of local

electromagnetic field: The case of strong coupling between plasmonic and excitonic resonance. *Physical Review B* [online]. 2014, **89**(19), 195436. ISSN 1098-0121, 1550-235X. Dostupné z: doi:10.1103/PhysRevB.89.195436

[23] SHELTON, D.J., I. BRENER, J. C. GINN, M. B. SINCLAIR, D. W. PETERS, K. R. COFFEY a G. D. BOREMAN. Strong Coupling between Nanoscale Metamaterials and Phonons. *Nano Letters* [online]. 2011, **11**(5), 2104–2108. ISSN 1530-6984, 1530-6992. Dostupné z: doi:10.1021/nl200689z

[24] NOVOTNY, Lukas. Strong coupling, energy splitting, and level crossings: A classical perspective. *American Journal of Physics* [online]. 2010, **78**(11), 1199–1202. ISSN 0002-9505, 1943-2909. Dostupné z: doi:10.1119/1.3471177

[25] HUCK, Christian, Jochen VOGT, Tomáš NEUMAN, Tadaaki NAGAO, Rainer HILLENBRAND, Javier AIZPURUA, Annemarie PUCCI a Frank NEUBRECH. Strong coupling between phonon-polaritons and plasmonic nanorods. *Optics Express* [online]. 2016, **24**(22), 25528–25539. ISSN 1094-4087. Dostupné z: doi:10.1364/OE.24.025528

[26] E-Beam Resist AR-P 649 series. *Allresist EN* [online]. [vid. 2022-05-18]. Dostupné z: <https://www.allresist.com/portfolio-item/e-beam-resist-ar-p-649-series/>

[27] *Photoresist AZ 5214E Photoresists MicroChemicals GmbH* [online]. [vid. 2022-05-18]. Dostupné z: https://www.microchemicals.com/products/photoresists/az_5214_e.html

[28] *MIF Developer, metal-ion-free, AZ 326MIF, AZ 726MIF, AZ 826MIF, MicroChemicals GmbH* [online]. [vid. 2022-05-18]. Dostupné z: https://www.microchemicals.com/products/developers/azr_726_mif_developer.html

[29] HABTEYES, Terefe G., Scott DHUEY, Erin WOOD, Daniel GARGAS, Stefano CABRINI, P. James SCHUCK, A. Paul ALIVISATOS a Stephen R. LEONE. Metallic Adhesion Layer Induced Plasmon Damping and Molecular Linker as a Nondamping Alternative. *ACS Nano* [online]. 2012, **6**(6), 5702–5709. ISSN 1936-0851, 1936-086X. Dostupné z: doi:10.1021/nn301885u

[30] *Infrared calibrator - CTI5000 - WIKA* [online]. [vid. 2022-05-18]. Dostupné z: <https://www.wika.com/en-en/cti5000.WIKA>

[31] HOFMANN, K., B. SPANGENBERG, M. LUYSBERG a H. KURZ. Properties of evaporated titanium thin films and their possible application in single electron devices. *Thin Solid Films* [online]. 2003, **436**(2), 168–174. ISSN 00406090. Dostupné z: doi:10.1016/S0040-6090(03)00582-0