

**Plasmonische Strukturen auf Ge-Photodioden  
zur Integration von kollinearen Biosensoren**

**Von der Fakultät Informatik, Elektrotechnik und  
Informationstechnik der Universität Stuttgart  
zur Erlangung der Würde eines  
Doktors der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)  
genehmigte Abhandlung**

**Vorgelegt von**

**Lion Augel**

**aus Stuttgart**

**Hauptberichter: Prof. Dr. habil. Jörg Schulze  
Mitberichter: Prof. Dr. Jens Anders**

**Tag der mündlichen Prüfung: 17.5.2019**

**Institut für Halbleitertechnik der Universität Stuttgart**

**2019**



# Inhaltsverzeichnis

<b>Abkürzungsverzeichnis</b>	<b>v</b>
<b>Publikationsverzeichnis</b>	<b>vii</b>
<b>Zusammenfassung</b>	<b>ix</b>
<b>Summary of the work</b>	<b>xi</b>
<b>1 Motivation und Zielsetzung der Arbeit</b>	<b>13</b>
<b>2 Einleitung</b>	<b>19</b>
<b>3 Theorie und Methoden</b>	<b>23</b>
3.1 Plasmonik	23
3.1.1 <i>Materialien für die Plasmonik</i>	25
3.1.2 <i>Unendlich ausgedehnte Grenzflächen</i>	27
3.1.3 <i>Metallische Nanostrukturen</i>	29
3.1.4 <i>Unendlich ausgedehnte, periodisch strukturierte Grenzflächen</i>	33
3.2 Vertikale Germanium-Photodioden	36
3.2.1 <i>p-i-n-Photodioden</i>	37
3.2.2 <i>Intrinsische Photodetektion mit Germanium</i>	38
3.2.3 <i>Photonische Effekte in Halbleiterstrukturen</i>	39
3.3 Optische und elektrische Messmethoden	40
3.3.1 <i>Bestimmung des Photostroms</i>	41
3.3.2 <i>Fourier-Transformations-Infrarot-Spektroskopie</i>	42
3.3.3 <i>Quantifizierung der Leistungsfähigkeit</i>	44
3.4 Fabrikationstechniken	47
3.4.1 <i>Abscheideprozesse</i>	48
3.4.2 <i>Lithografie und Maskierung</i>	49
3.4.3 <i>Strukturierung</i>	50
3.4.4 <i>Reinigung</i>	51
<b>4 Konzepte: Aufbau und Charakterisierung</b>	<b>53</b>
4.1 Al-Nanoantennen auf Ge-Photodioden	53
4.1.1 <i>Herstellung</i>	54

## ABKÜRZUNGSVERZEICHNIS

4.1.2	<i>Charakterisierung</i>	56
4.1.3	<i>Diskussion</i>	63
4.2	Nanolochgitter auf Ge-Photodioden	69
4.2.1	<i>Herstellung</i>	70
4.2.2	<i>Charakterisierung</i>	72
4.2.3	<i>Diskussion</i>	75
4.3	Nanopillar-Photodetektoren	88
4.3.1	<i>Herstellung</i>	90
4.3.2	<i>Charakterisierung und Diskussion</i>	91
<b>5</b>	<b>Mikrofluidische Integration und Anwendung</b>	<b>101</b>
5.1	Aufbau und Herstellung	101
5.2	Messergebnisse	103
<b>6</b>	<b>GeSn als plasmonisches Material</b>	<b>105</b>
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>109</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>113</b>
<b>A.</b>	<b>Anhang</b>	<b>121</b>
A.1	Optische Messmethoden	121
A.2	Versuchsübersicht: Al-NA auf Ge-PD	125
A.3	Versuchsübersicht: Al-NLG auf Ge-PD	133
A.4	Versuchsübersicht: Ge-NP-PD	139
A.5	FDTD-Simulationen	145

## Abkürzungsverzeichnis

In der vorliegenden Arbeit werden die folgenden chemischen Symbole und Notationen sowie Akronyme verwendet:

Ag	Silber
Al	Aluminium
ALD	Molekulare Einzellenabscheidung ( <i>engl.</i> atomic layer deposition)
Au	Gold
BHF	Gepufferte Fluorwasserstoffsäure ( <i>engl.</i> buffered hydrofluoric acid)
BM-SPP	Bloch-Mode-SPP
CHF <sub>3</sub>	Fluoroform
CMOS	Komplementäre Metall-Oxid-Halbleiter-Übergänge ( <i>engl.</i> complementary metal oxide semiconductor)
CMP	Chemisch-mechanisches Polieren
COC	Cycloolefin-Copolymer
DI	Deionisiertes Wasser (Reinstwasser)
DMSO	Dimethylsulfoxid
EBL	Elektronenstrahlolithografie ( <i>engl.</i> electron beam lithography)
EtOH	Ethanol
FDTD	Numerisches Simulationsverfahren der finiten Differenzen im Zeitbereich ( <i>engl.</i> finite-difference time-domain)
FTIR	Fourier-Transformations-Infrarot-Spektrometrie
Ge	Germanium
HBr	Bromwasserstoff
ICP-RIE	Reaktives Ionenätzverfahren mit einem induktiv gekoppelten Plasma ( <i>engl.</i> inductive-coupled plasma reactive ion etching)
IPA	Isopropylalkohol, 2-Propanol
LED	Licht-emittierende Diode
LSPR	Lokalisierte SPR ( <i>engl.</i> localized surface plasmon resonance)
MBE	Molekularstrahlepitaxie ( <i>engl.</i> molecular beam epitaxy)
MLWA	Anpassung der quasistatischen Näherung für größere NA ( <i>engl.</i> modified long-wavelength approximation)
MOSFET	Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekttransistor ( <i>engl.</i> metal oxide semiconductor field effect transistor)
NA	Nanoantenne
NAp	Nanoapertur
NLG	Nanolochgitter
NP-PD	Nanopillar-Photodetektor
PD	Photodiode
PECVD	Plasmaunterstützte chemische Gasphasenabscheidung ( <i>engl.</i> plasma-enhanced chemical vapor deposition)
PMMA	Polymethylmetacrylat

## ABKÜRZUNGSVERZEICHNIS

RIE	Reaktives Ionenätzverfahren ( <i>engl.</i> reactive ion etching)
Si	Silizium
SiO <sub>2</sub>	Siliziumdioxid
SPP	Oberflächen-Plasmon-Polariton ( <i>engl.</i> surface plasmon polariton)
SPR	Oberflächenplasmonenresonanz ( <i>engl.</i> surface plasmon resonance)
TEOS	Tetraethylorthosilicat

## Publikationsverzeichnis

- L. Augel, S. Bechler, R. Körner, M. Oehme, J. Schulze, und I. A. Fischer, „An integrated plasmonic refractive index sensor: Al nanohole arrays on Ge PIN photodiodes“, in *2017 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*, 2017, S. 40.5.1-40.5.4.
- L. Augel, R. Körner, S. Bechler, J. Schulze, und I. A. Fischer, „Ge PIN photodetectors with nanohole arrays for refractive index sensing“, in *2017 IEEE 14th International Conference on Group IV Photonics (GFP)*, 2017, S. 161–162.
- L. Augel *u. a.*, „Optofluidic sensor system with Ge PIN photodetector for CMOS-compatible sensing“, *Microfluidics and Nanofluidics*, Bd. 21, Nr. 11, S. 169, Nov. 2017.
- L. Augel *u. a.*, „Ellipsometric characterization of doped Ge<sub>0.95</sub>Sn<sub>0.05</sub> films in the infrared range for plasmonic applications“, *Optics Letters*, Bd. 41, Nr. 18, S. 4398–4400, Sep. 2016.
- L. Augel *u. a.*, „Plasmonic nanohole arrays on Si-Ge heterostructures: an approach for integrated biosensors“, in *Proceedings Volume 9724, Plasmonics in Biology and Medicine XIII*, 2016, S. 97240M.

## Mitwirkung

- S. Prucnal *u. a.*, „*Ex situ* n<sup>+</sup> doping of GeSn alloys via non-equilibrium processing“, *Semiconductor Science and Technology*, Bd. 33, Nr. 6, S. 065008, Juni 2018.
- V. S. S. Srinivasan *u. a.*, „Contact resistivities of antimony-doped n-type Ge 1– x Sn x“, *Semiconductor Science and Technology*, Bd. 31, Nr. 8, S. 08LT01, 2016.
- R. Körner *u. a.*, „The Zener-Emitter: A novel superluminescent Ge optical waveguide-amplifier with 4.7 dB gain at 92 mA based on free-carrier modulation by direct Zener tunneling monolithically integrated on Si“, in *2016 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*, 2016, S. 22.5.1-22.5.4.
- I. A. Fischer *u. a.*, „Ge-on-Si PIN-photodetectors with Al nanoantennas: The effect of nanoantenna size on light scattering into waveguide modes“, *Applied Physics Letters*, Bd. 108, Nr. 7, S. 071108, Feb. 2016.

- I. A. Fischer *u. a.*, „Growth and characterization of SiGeSn quantum well photodiodes“, *Optics Express*, Bd. 23, Nr. 19, S. 25048, Sep. 2015.
- I. A. Fischer, L. Augel, S. Jitpakdeebodin, N. Franz, S. Fleischer, und J. Schulze, „Plasmonics-integrated Ge PIN-photodetectors: efficiency enhancement by Al nanoantennas and plasmon detection“, gehalten auf der International Conference on Optics and Photonics 2015, Kolkata, India, 2015, Bd. 9654, S. 965404-965404–6.
- I. A. Fischer, L. Augel, D. Ray, und J. Schulze, „Plasmonic waveguiding and detection structures integrated with Ge PIN-diodes“, in *Silicon-Germanium Technology and Device Meeting (ISTDM), 2014 7th International*, 2014, S. 115–116.



## Zusammenfassung

Das Konzept der integrierten Biosensorik verspricht eine schnelle und leicht handhabare Bioanalytik für die Anwendung in der medizinischen Diagnostik, bei der Qualitätssicherung in der Produktion und im Umweltschutz. Zur Fertigung der Sensoren bietet die Si-basierte Technologie eine etablierte Plattform. Die Erfahrung aus der Produktion von integrierten Schaltkreisen erlaubt eine großskalige – und damit kostengünstige – Herstellung. Darüberhinaus können hierbei Sensorsysteme zur parallelen Analytik, sowie Funktionen zur Datenverarbeitung und Kommunikation direkt integriert werden.

Oberflächenplasmonenresonanzen haben ihre Leistungsfähigkeit in der optischen refraktiven Sensoren erfolgreich unter Beweis gestellt. Diese reagieren auf Änderungen ihrer nahen dielektrischen Umgebung und ermöglichen damit eine äußerst sensitive Detektion von Biomolekülen. Kollineare Sensoren zeichnen sich in dieser Gruppe von Sensortypen durch ihren verringerten Flächenbedarf aus. Bei der Integration der benötigten metallischen Strukturen leidet aber häufig die Sensitivität des Sensors, woraus sich der Bedarf für externe Messtechnik ergibt.

Die in dieser Arbeit untersuchten integrierten kollinearen plasmonischen refraktiven Sensoren verwenden daher ausschließlich Ge-*p-i-n*-Photodioden als Transducer, die es dank ihrer höheren optischen Empfindlichkeit ermöglichen auf aufwendige externe Messtechnik zu verzichten. Darüberhinaus erweitern sie den möglichen Messbereich des Sensors bis zu einer Wellenlänge von 1,6 Mikrometern. Die plasmonischen Detektorstrukturen werden hierbei durchweg in Al ausgeführt, einem Metall, das vollständig kompatibel zur Si-basierten Technologie ist und damit die Schwelle zu einer industriellen Fertigung senkt.

Bei allen drei innerhalb dieser Arbeit untersuchten Sensoren sind die plasmonischen Detektorstrukturen direkt auf der Ge-Photodiode integriert. Die einzelnen Bauelemente verwenden plasmonische Nanoantennen, plasmonische Lochgitter und einem Ansatz zur Kombination von photonischen und plasmonischen Nanostrukturen.

Der Einsatz von plasmonischen Lochgittern ermöglicht, dank der Verwendung von Fano-Resonanzen, hohe Kontrastverhältnisse bei der refraktiven Messung. Hiermit wurden Sensitivitäten von über 1000 Nanometern pro Brechungsindexeinheit und einem FOM\* größer 10 erzielt. Während die Detektion mittels lokalisierten plasmonischen Resonanzen auf Nanoantennen auch in diesem Konzept hinter den Erwartungen zurück bleibt, kann das Potential einer Kopplung von nanophotonischen und lokalisierten plasmonischen Effekten dargestellt werden. Es wird gezeigt, dass zum einen die Möglichkeit zur selektiven Detektion von Spektralbereichen besteht und, dass lokalisierte plasmonische Resonanzen erkennbaren Einfluss auf das spektrale Absorptionsverhalten haben und damit eine refraktive Sensorik ermöglichen.

Diskutiert werden neben der praktischen Realisierung im Zuge der technologischen Arbeit auch die optischen Effekte, die diese Bauelemente charakterisieren. Davon abgeleitet wird die zu erwartende Sensitivität der Bauelemente bestimmt und es werden Ansätze diskutiert, wie die Sensitivität gesteigert werden kann.

## Summary of the work

The concept of integrated biosensing paves the way for a fast and easy-to-use bioanalysis for medical diagnostics, quality control in production and environmental monitoring. The Si-based technology used for the fabrication of integrated circuits is a well-established platform which would allow high-volume and therefore low-cost production of these sensors. Beneath that, sensing systems with parallel analysis as well as data processing and communication can easily be incorporated.

Optical refractive index sensors based on surface plasmon resonances on metallic nanostructure demonstrated highest sensitivities. Their ability to react to smallest changes in the dielectric vicinity predestines them for biomolecular sensing applications. Using a collinear sensor setup allows to optimize the area footprint.

Typically the sensitivity degenerates when plasmonic structures are integrated into a sensor device making external instrumentation necessary. Additionally, the preferred materials to be used in plasmonics are in conflict with the Si-compatible technology, starting with plasmonic structures fabricated in Au.

Throughout this work integrated collinear plasmonic refractive sensors based on Ge PIN photodiodes are presented. Their higher optical responsivities paired with an absorption up to a wavelength of 1.6 microns allows sensing without the need for external instrumentation and extends the sensing range. The detector's plasmonic structures are either nanoantennas or arrays of nanoapertures. An approach to combine photonic and plasmonic nanostructures was investigated as well.

The arrays of nanoapertures showed Fano-like lineshapes in their transmission behavior enabling highest contrast ratios in the refractive index sensing with sensitivities over 1000 nanometer per refractive index unit and a FOM\* higher than 10. While for localized surface plasmon resonances on nanoantennas the gap between discrete and integrated setup could not be bridged, a potential from coupling nanophotonics and localized plasmonic arises. The nanophotonic structures showed spectral selective detection. And, the absorption characteristic can be altered by the the presence of the localized plasmonic resonances under the influence of a changing dielectric surrounding.

Along with practical realization of the devices within the technological work, optical effects which characterize the devices were investigated. Based on electrical and optical measurements their sensitivity and suitability for sensing applications were evaluated. Possible improvements to each setup are discussed as well.

## 1 Motivation und Zielsetzung der Arbeit

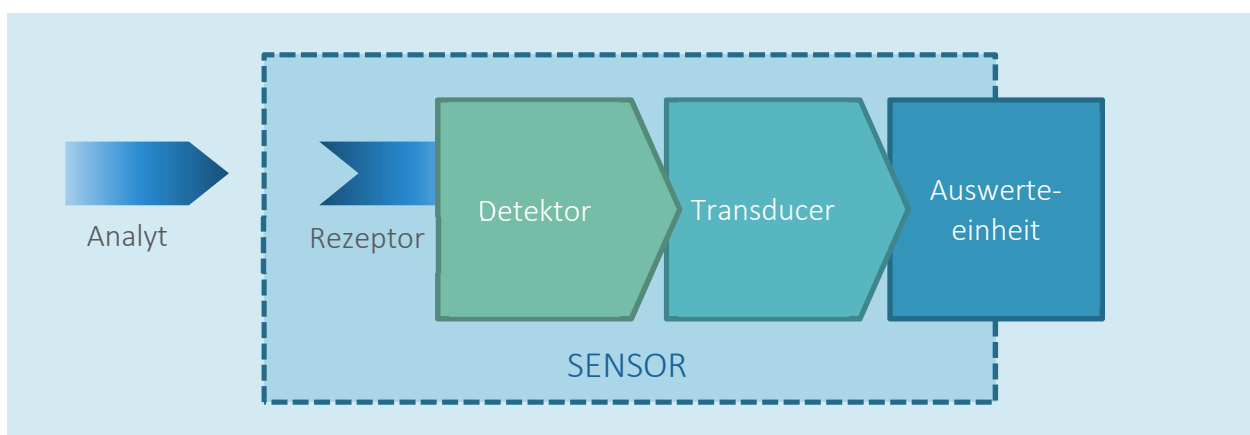
Chemosensoren erlauben die qualitative oder quantitative Bestimmung von chemischen Größen wie z. B. den pH-Wert oder die Stoffkonzentration und stellen die ermittelten Werte für die weitere Verwendung in einer hilfreichen Weise zur Verfügung. Biosensoren bilden dabei eine Untergruppe bei denen die Bestimmung von Molekülkonzentrationen aus dem medizinischen und biologischen Bereich (Bioanalytik) im Vordergrund steht [1].

Die zunehmende Bedeutung von Chemosensoren gründet sich – über die reine wissenschaftliche Fragestellung [2] hinaus – auf einem zunehmenden gesellschaftlichen Interesse an Nachweismethoden für den Umweltschutz [3], [4], bei der Lebensmittelsicherheit [5] sowie in der industriellen Qualitätssicherung [6] und bei der medizinischen Diagnostik [7], [8]. Der technische Fortschritt in der Datenverarbeitung („big data“ [9]) ermöglicht zudem eine Untersuchung selbst großer Datenmengen auf nicht offensichtliche Zusammenhänge [10]. Dies erlaubt z. B. die Untersuchung der in der Atemluft enthaltenen Konzentrationen an flüchtigen organischen Verbindungen auf Anzeichen eines Krebsleidens [11].

Mögliche Anwendungsgebiete liegen damit in einer patientennahen Diagnostik (*engl.* point of care testing, POCT) [7] oder Sensoren für den Umweltschutz, die im Feld eingesetzt werden können und es erlauben die gewonnenen Daten zur Auswertung direkt einer übergeordneten Datenverarbeitung zuzuführen [12], [13]. Aufwendige spektroskopische Sensorik [14] oder auch Assays [15], die durch ihre komplexe Handhabung nur unterwiesenen Personen zur Verfügung stehen, sind für diese Aufgabenstellung ungeeignet. Kleinere und leistungsfähige

gere Sensoren, die auch in (automatisierten) Sensorsystemen zusammengefasst werden können und eine Vielzahl von bioanalytischen Größen parallel bestimmen bieten hierbei einen Vorteil [16]. Ein breiter Einsatz dieser Sensoren profitiert somit von einem großskaligen Produktionsansatz bei dem die Kosten für einzelne Sensoren sinken. Die Si-basierte Technologie zur Herstellung von integrierten Schaltkreisen bietet dafür eine etablierte Plattform, die diesem Anspruch gerecht werden kann [17].

Ein Chemosensor besteht aus zwei Komponenten: Dem Detektor, der durch seine Interaktion mit dem chemischen Stoff (dem Analyten) eine Aussage über die vorhandene Konzentration liefert und dem Transducer, der eine Umwandlung der Änderungen am Detektor in einen messbare Größe vornimmt, z. B. einen Strom (siehe Abb. 1.1). Darüberhinaus kann eine Auswerteeinheit nachgeschaltet sein, die die analogen Werte des Transducers in digitale wandelt und als Schnittstelle zum Bezug der gewonnen Daten dient. Ein integrierter Sensor liegt vor, wenn der Sensor als Bauelement mit dem chemischen Stoff direkt in Berührung kommt [1].



**Abb. 1.1:** Schematischer Aufbau eines Biosensors. Der Analyt bindet selektiv an den Rezeptor des Detektors. Die Auswerteeinheit stellt die Verbindung zur Außenwelt her.

Der Analyt gelangt entweder in der Gasphase oder in einer Flüssigkeit an den Sensor. Damit der Sensor einen Analyten gezielt nachweisen kann, muss die Oberfläche des Detektors den Analyten selektiv, im besten Fall spezifisch binden. Im Fall der Gassensorik wird diese selektive Detektion z. B. durch metallische Oberflächen realisiert. Im Bereich der Biosensorik können sehr spezifische Antigen-Antikörper-Bindungen eingesetzt werden, die damit eine markierungsfreie Sensorik erlauben [18]. Dazu muss das Antigen auf dem Detektor immobilisiert werden um dort eine spezifische Bindung für einen Analyten bereit zu stellen.

Die verschiedenen realisierten integrierten Chemosensoren können in vier Hauptgruppen unterteilt werden [1]: Chemisch-mechanische (z. B. Mikrowaagen), thermische (z. B. Nanodrähte), elektro-chemische (z. B. Ionen-sensitive Feldeffekt-Transistoren, ISFET) und optische Sensoren (z. B. optische Wellenleiter oder die hier vorgestellten Bauelemente).

ISFET werden für die Chemosensorik bereits seit den 1970er-Jahren diskutiert und verwendet. Für pH-Messungen stellen sie z. B. eine etablierte Technik dar [19]. Aufgrund der komplexen Handhabung und der geringen Reproduzierbarkeit der Messergebnisse, auch hervorgerufen durch ihre Temperaturabhängigkeit, haben es ISFET bisher nicht zu einer breiten Anwendung in der Biosensorik gebracht und sind weiterhin Gegenstand der Forschung [20]. Die weiteren Sensortypen besetzen teilweise sehr erfolgreich Nischen, in denen sie Anwendung finden. So werden chemisch-mechanische Sensoren häufig für die Gasdetektion eingesetzt, ihre Herstellung ist allerdings aufwendig. Thermische Sensoren besitzen zwar einen sehr einfachen Aufbau und Detektionsmechanismus, ihr

stetiger Energiebedarf kann aber eine Herausforderung darstellen. Eine weitere Integration bleibt bei beiden Konzepten durch ihren Flächenbedarf und ihre Komplexität herausfordernd [1], [21], [22].

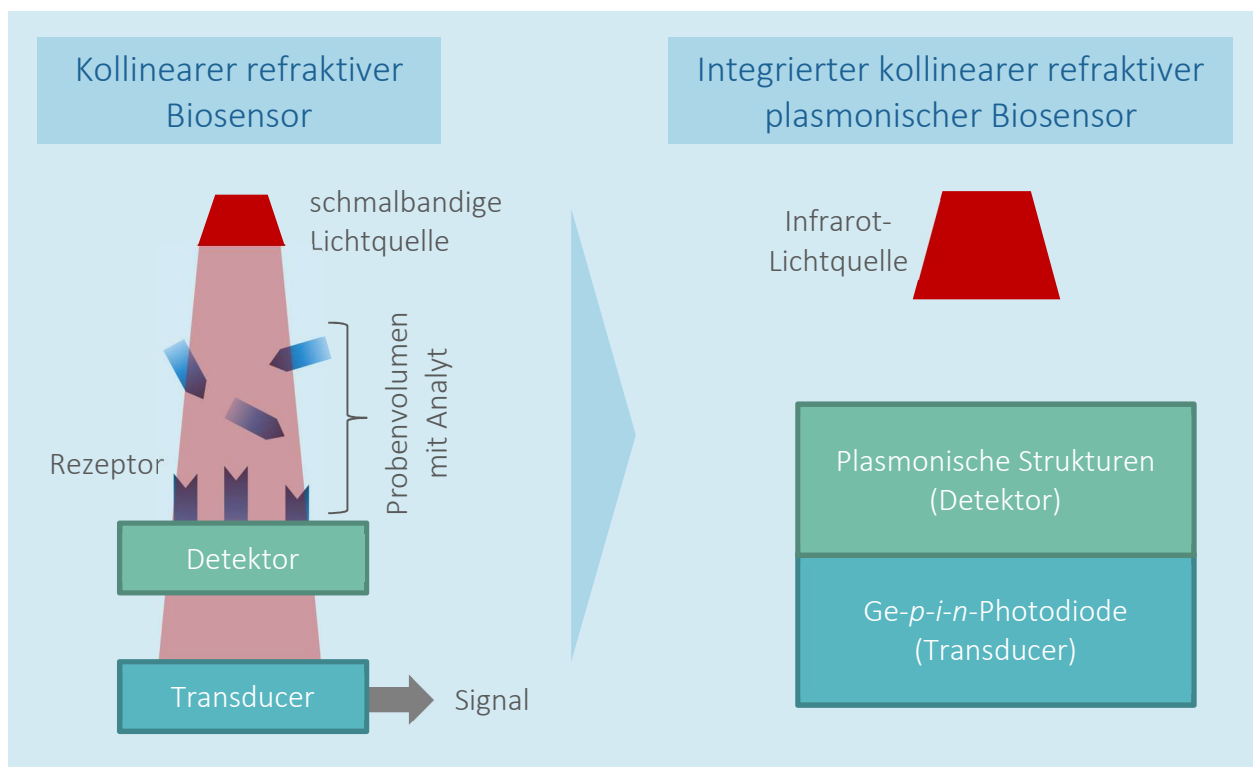
Bei den optischen Biosensoren erfolgt der Nachweis des Analyten über Absorption, Streuung, Fluoreszenz, Chemolumineszenz bzw. Reflektion oder Brechung. Während der Absorptionsquerschnitt der Moleküle des Analyten sehr klein ausfällt und damit auch die Effekte durch Streuung, Fluoreszenz und Chemolumineszenz gering sind, lässt sich der Einfluss einer Analyt-Rezeptor-Bindung durch refraktive Sensorik, also die Bestimmung der Brechungsindexänderung, gut mithilfe von evaneszenten elektrischen Feldern nachweisen [23]. Evaneszente Felder treten auf, wenn sich Wellen in einem Material nicht ausbreiten können und darin exponentiell abklingen [24]. Die Anregung kann z. B. durch totale Reflexion einer photonischen Wellen in einem Wellenleiter geschehen oder ist eine Eigenschaft von plasmonischen Strukturen, in denen oszillierende Elektronen ein evaneszentes Feld hervorbringen (siehe Kap. 3.1). Da sich die Bindung des Analyts an den Rezeptor auf der Oberfläche des Detektor abspielt, muss dieser damit auch Quelle der evaneszenten Felder sein. Die Beeinflussung der evaneszenten Felder durch eine Änderung des Brechungsindex hat auch Auswirkungen auf die sie anregende photonische Mode bzw. auf das Resonanzverhalten der plasmonischen Struktur [23] und erlaubt damit den Nachweis.

Integrierte refraktive Sensoren basierend auf Wellenleitern können z. B. ausgeführt sein als Mach-Zehnder-Interferometer [25], [26], Ringoszillatoren [27] oder photonische Kristalle [28]. Plasmonische Sensoren verwenden lokalisierte plasmonische Resonanzen auf Nanostrukturen [21], [22], [29] oder Oberflächenplasmonen, die über einen photonischen Wellenleiter in einem dünnen



metallischen Film angeregt werden [30]. Insbesondere Sensoren, die lokalisierte plasmonische Resonanzen verwenden, weisen sehr hohe Sensitivitäten auf, da hier das Verhältnis von Oberfläche, die die evaneszenten Felder hervorbringt zu Volumen besonders groß ist [22], [31].

Nachteile von wellenleiter-basierten Sensoren sind darüberhinaus ihre Baugröße, die immernoch anspruchsvolle Integration der Lichtquelle [32] und die Abhängigkeit des Signals von der Länge des Detektors. Betrachtet vom Aspekt einer einfachen Realisierung aus, sind kollineare refraktive Sensoren, bei denen Lichtquelle, Detektor und Transducer in einem optischen Strahlengang liegen besonders interessant (siehe Abb. 1.2, [33]). Da die Integration eines Transducers in Si-basierter Technologie leicht durch Photodioden realisiert werden



**Abb. 1.2:** Schematischer Aufbau eines refraktiven kollinearen Biosensors und der in dieser Arbeit realisierte integrierte Typ.

kann, ermöglicht dieser Sensortyp die Nutzung einer externen Lichtquelle, deren Ausrichtung weniger anspruchsvoll ist, als dies z. B. bei der Einkopplung in einen Wellenleiter der Fall wäre.

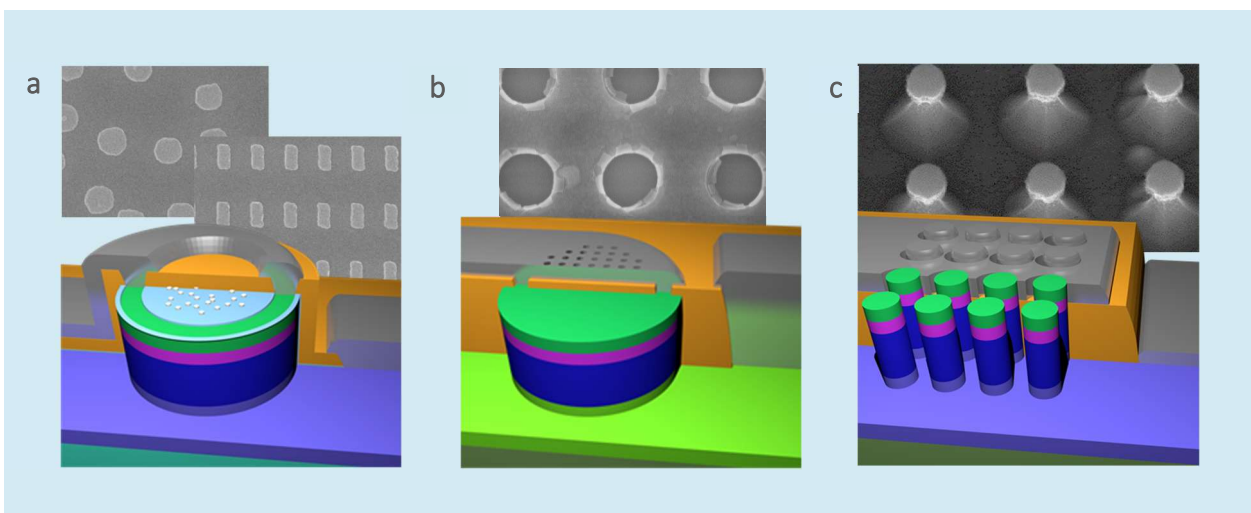
Integrierte kollineare Sensoren, die z. B. plasmonische Nanoantennen [34] oder plasmonische Lochgitter [35] verwenden, bleiben in ihrer Sensitivität hinter der ursprünglichen Leistungsfähigkeit zurück. Damit wird u. U. wieder eine aufwendige Signalaufbereitung nötig (z. B. Trägerfrequenzverstärker) [35].

Im Rahmen dieser Arbeit werden daher plasmonische Strukturen aus Al in einem kollinearen refraktiven Sensoraufbau mit einer *Ge-p-i-n*-Photodiode als Transducer untersucht. Der Schwerpunkt liegt auf der Betrachtung dieses Konzepts im Kontext einer hochempfindlichen aber gleichzeitig kostengünstigen Bauelementens für eine Sensorikplattform. Durch den höheren Absorptionskoeffizienten von Ge erhöht sich auch die optische Empfindlichkeit des Transducers. Auf externe optische Instrumentation kann damit verzichtet werden. Außerdem wird eine Detektion bis zu einer Wellenlänge von 1,6 Mikrometern möglich [36], womit sich die Plattform vielseitig einsetzen lässt. Plasmonische Strukturen aus Al erlauben eine einfachere Integration in eine industrielle Fertigung da dieses Metall kompatibel mit der Si-Technologie ist.

## 2 Einleitung

Die für eine refraktive Sensorik nötigen evaneszenten Felder am Detektor werden durch kollektive Oszillationen im Elektronengas eines Metalls entlang der Grenzfläche zu dem sie umgebenden Dielektrikum hervorgerufen. Diese Oszillationen können durch eine externe elektro-magnetische Welle angeregt werden und werden daher als Oberflächen-Plasmon-Polariton bezeichnet [24].

Die Anwendung von plasmonischen Resonanzen in kollinearen Detektoren erfordert die Strukturierung der metallischen Schicht um eine effiziente Anregung bei einer senkrechten Beleuchtung zu ermöglichen [37]. Diese wird in den hier diskutierten Bauelementkonzepten durch die Verwendung von Nanoantennen oder Lochgitterstrukturen realisiert (siehe Abb. 2.1). Die genannten Strukturen, die als Detektor eines zukünftigen Sensors fungieren, sind direkt auf einer vertikalen *Ge-p-i-n*-Photodiode als Transducer integriert. Die Kombination von Detektor und Transducer wird im Weiteren als Bauelement bezeichnet. Details zu den einzelnen Bauelementen sind in den Kap. 4.1 bis Kap. 4.3



**Abb. 2.1:** *Ge-p-i-n*-PD mit verschiedenen plasmonischen Strukturen. **a** Plasmonische NA auf dem oberen Topkontakt. **b** NLG in der oberen Metallisierung. **c** NP-PD mit selbstjustierten NAp.

beschrieben. Zur Verwendung der Bauelemente als Sensor wird eine schmalbandige Lichtquelle (z. B. eine licht-emittierende Diode) benötigt, die das Bauelement senkrecht von oben beleuchtet (siehe Abb. 1.2). Die auf den Detektor einfallende Strahlung wird je nach Detektortyp durch diesen als spektrale Funktion gestreut bzw. reflektiert (siehe Kap. 3.1). Die Strahlung dringt nach dem Detektor in die Ge-Photodiode ein, wo sie im intrinsischen Gebiet für die Ladungsträgergeneration und damit einen messbaren Photostrom sorgt (siehe Kap. 3.2). Diese Ströme werden mit der einfallenden optischen Leistung normalisiert und erlauben damit die Definition der optischen Empfindlichkeit, die zur Charakterisierung der Bauelemente genutzt wird (siehe Kap. 3.3.1).

Auf eine Funktionalisierung, die eine spezifische Bindung des Analyten an die Oberfläche des Detektors erlaubt, wird bei der Diskussion der Bauelemente verzichtet. Die dazu nötigen Technologien liegen außerhalb des Tätigkeitsschwerpunktes des Instituts und werden im Rahmen von Forschungs Kooperationen von externen Projektpartnern entwickelt. Die Bestimmung der sogenannten Bulk-Sensivität mittels Flüssigkeiten verschiedener Brechungsindizes spezifiziert den Sensor ausreichend und erlaubt darüberhinaus einen Vergleich von verschiedenen Sensortypen (siehe Kap. 3.3.3). Die schmalbandige Lichtquelle wird durch einen spektral abstimmbaren Laser repräsentiert, der es erlaubt, die Bauelemente in einem größeren Wellenlängenbereich zu untersuchen.

Die zur Herstellung der Sensoren verwendeten Abscheidungs- und Strukturierungsprozesse entsprechen in ihrer Art den in komplementärer Metall-Oxid-Halbleiter-Technologie (*engl.* complementary metal oxide semiconductor technology, CMOS) verwendeten Methoden und Materialien (siehe Kap. 3.4). Dies

kann als Grundlage für einen Technologietransfer hin zu einer industriellen Fertigung genutzt werden.

Plasmonische Nanoantennen (NA, siehe Abb. 2.1a und Kap. 3.1.3) bilden aufgrund ihrer abgeschlossenen Form eine lokalisierte Oberflächenplasmonenresonanz aus. Durch die Änderung des Brechungsindex in der Umgebung der NA wird das Resonanzverhalten beeinflusst und ein Nachweis möglich. In der hier verwendeten Ausführung hängt die Resonanz hauptsächlich von den Abmessungen der Nanostrukturen ab. Die Leistungsfähigkeit des Konzeptes ist beschränkt, da die NA im Resonanzfall nur für eine verstärkte Streuung der einfallenden Strahlung sorgen. Dieser Effekt hat nur bei zunehmender Transparenz des Materials im Photodetektor einen Einfluss auf den spektralen Photostrom.

Mit Nanoaperturen (NAp) strukturierte metallische Filme (siehe Abb. 2.1b und Kap. 3.1.4) erlauben es die Sensitivität durch die Anwendung einer Fano-Resonanz [38] zu verbessern. Eine auf dem metallischen Film angeregte plasmonische Oberflächenresonanz koppelt an die nicht direkt anregbare lokalisierte Resonanz der NAp und ermöglicht die Transmission durch den metallischen Film. Dieser Effekt erlaubt eine Transmission selbst bei einem Durchmesser der Apertur kleiner als die halbe Wellenlänge, bei der keine direkte Transmission mehr möglich ist (*engl.* extraordinary optical transmission, EOT [39]). Auch in diesem Fall beeinflusst eine Änderung des Brechungsindex die auftretenden plasmonischen Resonanzen. Dieser optische Bandpass zeigt in den hier realisierten Bauelementen einen besonders ausgeprägten Kontrast mit einer Sensitivität von über 1000 nm pro Brechungsindexeinheit (*engl.* refractive index unit, RIU).

Beim dritten Konzept (siehe Abb. 2.1c) wird anstelle der vollflächigen Ge-Photodiode ein Gitter aus Dioden mit einem Durchmesser der einzelnen Dioden um 400 Nanometern verwendet, den sogenannten „Nanopillar“ (NP-PD). Dieser Ansatz erlaubt es die evaneszenten Felder der plasmonischen Strukturen näher an den Bereich der Photodiode zu bringen, der für die Ladungsträgergeneration verantwortlich ist (siehe Kap. 4.3). Durch die Verwendung von nanophotonischen Strukturen ist es darüber hinaus möglich durch photonische Moden die spektrale Absorption zu beeinflussen. Trotz einiger Prozessierungsfehler kann dieses Bauelement sein Potential zur Nutzung von lokalisierten plasmonischen Resonanzen für die Brechungsindexsensorik unter Beweis stellen.

Die praktische Nutzung eines Biosensors erfordert immer auch die Zuführung einer Probe zum Sensor. In der Biosensorik handelt es sich dabei häufig um wässrige Lösungen die den Analyt enthalten. Im Rahmen dieser Arbeit wurde zum Zweck der einfachen Handhabung eine mikrofluidische Plattform geschaffen (siehe Kap. 5), die sich durch die verwendeten Materialien und Technologien ebenso wie die Bauelemente in großskaliger Produktion herstellen lässt. Beides trägt dem Interesse nach einem preiswerten Sensorssystem Rechnung.

Auch der Wellenlängenbereich weit oberhalb von 1,6 Mikrometern ist für die Chemosensorik interessant, da sich hier viele Gase über ihre spektrale Absorption nachweisen lassen. In Kap. 6 werden daher hochdotierte GeSn-Schichten mit einer hohen Versetzungsdichte auf ihre Eignung als plasmonisches Material z. B. für plasmonische Antennen untersucht, die eine Detektion auch im Wellenlängenbereich größer als 6 Mikrometer ermöglichen.

### 3 Theorie und Methoden

Dieses Kapitel behandelt in den ersten Abschnitten die für ein Verständnis der refraktiven Sensorik nötigen Aspekte plasmonischer Resonanzen und die physikalischen Grundlagen der photonischen Bauelemente. Ebenso findet sich hier eine Beschreibung zum Vorgehen bei der Ermittlung der Sensitivität. Die weiteren Abschnitte diskutieren die für die Herstellung der Bauelemente nötigen Fertigungstechnologien. Weitere Details zu den Fertigungsprozessen finden sich im Anhang A.2 bis A.4.

Im Kontext der elektrischen Halbleitereigenschaften wird typischerweise die Permittivität  $\varepsilon$  verwendet, während optische Eigenschaften von Materialien über den Brechungsindex  $n$  beschrieben werden. Beide Größen lassen sich wie folgt ineinander umrechnen,

$$\varepsilon = n^2, \quad (3.1)$$

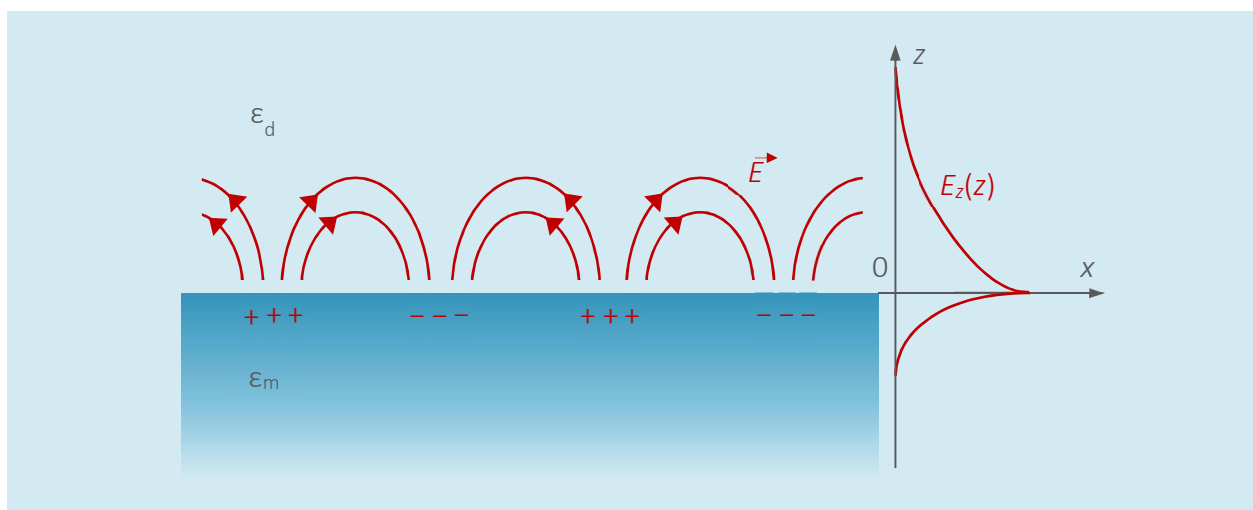
und können sowohl komplex als auch abhängig von der Wellenlänge  $\lambda$  (bzw. der Kreisfrequenz  $\omega = 2\pi c/\lambda$ ,  $c$  ist die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum) sein.

#### 3.1 Plasmonik

Unter Plasmonik werden alle Formen von longitudinalen Schwingungen des Fermigas in einem Metall oder einem entartet dotierten Halbleiter bezeichnet. Je nach Form und Anregung können sogenannte Volumenplasmonen, Partikelplasmonen (*engl.* localized surface plasmon resonance, LSPR) oder Oberflächenplasmonen (*engl.* surface plasmon resonance, SPR) entstehen. Während Volumenplasmonen nur durch Elektronenstrahlen angeregt werden können [37], ist es möglich Partikel- und Oberflächenplasmonen auch durch Strahlung

im sichtbaren und infraroten Bereich anzuregen. Bedingung für die Anregung ist immer eine Anpassung des Wellenvektors von Photon und Plasmon. Bei kleinen metallischen Strukturen ist dies durch die Durchdringung der metallischen Struktur durch die auftreffende Welle gegeben und führt dann zu einer lokalisierten Oberflächenplasmonenresonanz bzw. einem Partikelplasmon. Bei Oberflächenplasmonen sollten zur Erhöhung der Anregungseffizienz Strukturen zur Anpassung der Wellenvektoren verwendet werden. Dies können z. B. Gitterstrukturen [37] oder die in dieser Arbeit verwendeten Lochgitter sein. Durch die Kopplung und gleichzeitige Anregung dieser Resonanzen an bzw. durch ein externes elektro-magnetisches Feld wird häufig auch der Begriff Oberflächen-Plasmon-Polariton (*engl.* surface plasmon polariton, SPP) verwendet.

Die Dichteschwankungen im Elektronengas führen zu evaneszenten elektrischen Feldern  $E$  (siehe Abb. 3.1) im Dielektrikum  $\epsilon_d$ . Diese reagieren sehr sensitiv auf Veränderungen der sie umgebenden Permittivität.



**Abb. 3.1:** Elektrische Feldverläufe entlang einer Grenzfläche zwischen einem Metall ( $\epsilon_m$ ) und einem verlustfreien Dielektrikum ( $\epsilon_d$ ).



An dieser Stelle wird auf eine umfassende theoretische Herleitung verzichtet und auf die Literatur verwiesen [37] (eine genauere, historische Betrachtung findet sich in [40]). Die dort hergeleiteten Beschreibungen werden im Folgenden für Plasmaoszillationen auf unendlich ausgedehnten Flächen (Kap. 3.1.2), abgeschlossenen Oberflächen, sog. Nanostrukturen (Kap. 3.1.3), und unendlich ausgedehnten periodisch strukturierten Oberflächen (Kap. 3.1.4) vorausgesetzt und nur vor dem Hintergrund der untersuchten Detektor-Transducer-Konzepte erweitert.

### 3.1.1 Materialien für die Plasmonik

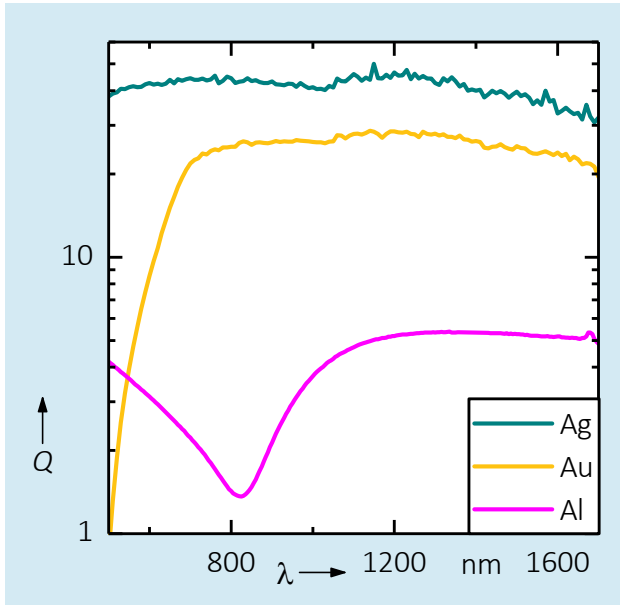
Die spektralen Eigenschaften der verwendeten Materialien werden durch eine wellenlängenabhängige isotrope Permittivität nachgebildet. Für den Fall eines verlustbehafteten Metalls ist diese gegeben durch die komplexe Funktion

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon'_m(\omega) + i\varepsilon''_m(\omega) \quad (3.2)$$

mit der imaginären Einheit  $i$ . Um metallische Eigenschaften aufzuweisen, die für die Plasmonik nötig sind, muss der reale Anteil negativ sein. Der Einfachheit halber wird das Dielektrikum im Folgenden als verlustfrei, isotrop und im betrachteten Wellenlängenbereich mit der konstanten Permittivität  $\varepsilon_d$  angenommen.

Die Fähigkeit eines Metalls plasmonische Oszillationen auszubilden kann, als eine Möglichkeit, über die Kenngröße  $Q$  [41],

$$Q = \frac{-\varepsilon'_m(\omega)}{\varepsilon''_m(\omega)}, \quad (3.3)$$



**Abb. 3.2:** Kenngröße  $Q$  nach Gl. 3.3(3.2) dargestellt für verschiedene Metalle. Das typischerweise in der Plasmonik verwendete Au zeigt hohe Absorptionen im sichtbaren Bereich. Zum Vergleich sind sowohl Ag als auch das hier verwendete Al gezeigt. Alle Materialdaten: [42].

quantifiziert werden. Dies ermöglicht verschiedene Metalle in ihrer Eignung für die Plasmonik in einem bestimmten Wellenlängenbereich zu untersuchen. Das inerte Au ist das in der Biosensorik am häufigsten verwendete Metall [43]. Durch seine Interband-Absorptionen ist es allerdings im sichtbaren Wellenlängenbereich nicht gut für die Plasmonik geeignet (siehe Abb. 3.2). Ag ermöglicht vor diesem Hintergrund wesentlich schärfere plasmonische Resonanzen, besitzt aber ein lösliches Oxid. Das im Folgenden verwendete Al zeigt im Nahinfrarotbereich ein konstantes spektrales Verhalten [44] und ist durch sein natives Oxid auch stabil gegenüber äußeren Einflüssen [42]. Darüberhinaus ist es einfacher in einen CMOS-Prozess zu integrieren. Für Wellenlängenbereiche bis in den mittleren Infrarotbereich kann es von Vorteil sein, zu hochdotierten Halbleitern überzugehen, um die auftretenden Verluste durch hohe Ladungsträgerkonzentrationen zu umgehen (siehe Kap. 6).

Neben den reinen Materialeigenschaften, die häufig an dicken homogenen Schichten bestimmt werden, hat auch die Prozessierung der Schichten erhebli-

chen Einfluss auf die plasmonischen Eigenschaften der Materialien. Dazu gehören Korngrenzen, die bei Abscheideprozessen auftreten und die Streuung der Elektronen erhöhen oder Grenzflächeneffekte in dünnen Schichten.

### 3.1.2 Unendlich ausgedehnte Grenzflächen

Betrachtet wird eine einfache Grenzfläche ( $x$ -Richtung) zwischen einem Leiter (Volumen im Bereich  $z < 0$ , siehe Abb. 3.1) und einem Dielektrikum (Volumen im Bereich  $z > 0$ ).

Aus der Helmholtz-Gleichung lassen sich, unter Verwendung einer ebenen Welle mit dem elektrischen Feld  $\vec{E}$  gegeben durch

$$\vec{E}(x, y, z) = \vec{E}(z)e^{i\beta x}, \quad (3.4)$$

die im Dielektrikum existierenden Komponenten des elektrischen Feldes  $E_x$  und  $E_z$  bestimmen über [37]:

$$E_x(z) = iA_d \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_d} k_d e^{i\beta x} e^{k_d z}, \quad (3.5)$$

$$E_z(z) = -A_d \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_d} e^{i\beta x} e^{k_d z}. \quad (3.6)$$

Hierbei ist  $\beta$  die Ausbreitungskonstante,  $A_d$  eine Konstante,  $\varepsilon_0$  die Permittivität im Vakuum und  $k_d$  der Wellenvektor in  $z$ -Richtung im Dielektrikum mit

$$k_d = \sqrt{\beta^2 - \varepsilon_d k_0^2}. \quad (3.7)$$

Eine sich entlang der Grenzfläche in  $x$ -Richtung ausbreitende Welle besitzt damit die Ausbreitungskonstante [37]

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}}, \quad (3.8)$$

mit der Wellenzahl im Freiraum  $k_0 = \omega/c$ . Damit ergibt sich eine Ausbreitungslänge der Welle entlang der Grenzfläche von [37]

$$L = \frac{1}{2 \Im[\beta]}. \quad (3.9)$$

Hierbei sorgt  $\epsilon_m''(\omega)$  für den imaginären Anteil an  $\beta$  und damit für die Dämpfung der Welle.

Die Eindringtiefe  $\hat{z}$  der evaneszenten Felder in das Dielektrikum (Abstand in  $z$ -Richtung, bei dem die Feldstärke auf  $1/e$  abgefallen ist) beträgt [37]:

$$\hat{z} = \frac{1}{|k_d|}. \quad (3.10)$$

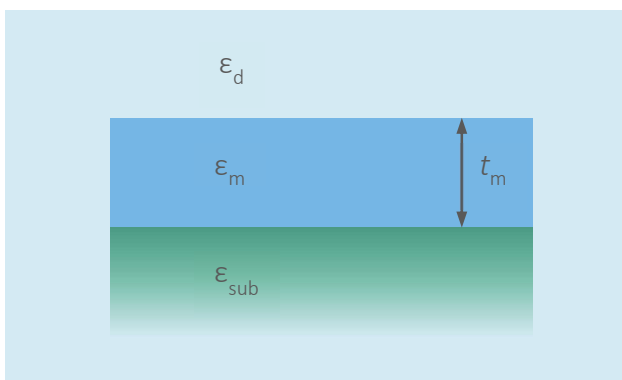
Gl. 3.9 verdeutlicht, dass sich die Oberflächenplasmonen in ihrer Ausbreitung durch eine Änderung von  $\epsilon_d$  beeinflussen lassen. Über die Eindringtiefe  $\hat{z}$  definiert sich das Volumen oberhalb der Grenzfläche, das für die Sensorik verwendet werden kann. Abhängig von Material und einfallender Wellenlänge ergeben sich Werte für  $\hat{z}$  um 100 Nanometer. Änderungen von  $\epsilon_d$ , die sich jenseits des Abklingens der Felder abspielen, beeinflussen die Oberflächenplasmonen daher nicht mehr.

Das bisher als unendlich dick angenommene Metall wird nun zu einem dünnen aber intransparenten Metallfilm mit der Dicke  $t_m$  auf einem nichtleitenden Substrat (siehe Abb. 3.3) reduziert. An jeder der beiden Grenzflächen kann sich nun ein Oberflächenplasmon ausbilden. Die SPR bei  $z = -t_m$  weist eine durch die im Vergleich zu  $\epsilon_d$  größere Permittivität  $\epsilon_{sub}$  eine längere Resonanzwellenlänge auf. Durch eine Perforation des Metallfilms kann es zu einer Kopplung zwischen beiden SPR kommen, worauf im Kap. 3.1.4 näher eingegangen wird.

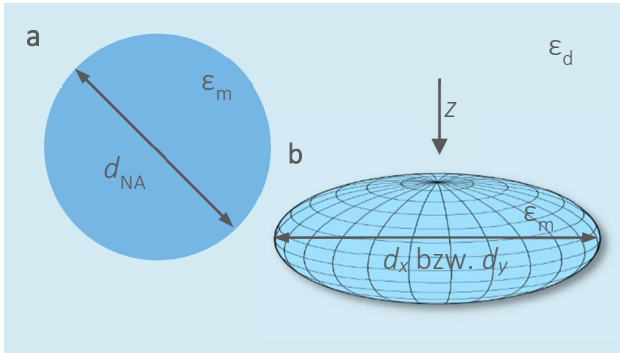
### 3.1.3 Metallische Nanostrukturen

Auf räumlich abgeschlossenen metallischen Strukturen, wie den bereits in der Einleitung erwähnten Nanoantennen (NA), bilden sich durch Anregung des Fermigases mit einem elektro-magnetischen Feld lokalisierte Oberflächenplasmonen aus [37]. Die oszillierenden Elektronen erzeugen nun ihrerseits ein elektromagnetisches Feld. Je nach Ausformung der NA lässt sich die Abstrahlcharakteristik beeinflussen [45] und eine lokale Feldüberhöhung generieren [46].

Die Resonanzwellenlänge einer kugelförmigen NA mit einem Durchmesser  $d_{NA} < 0,2\lambda$  (siehe Abb. 3.4a) kann annähernd durch die quasi-statische Näherung bestimmt werden (die für die Materialien in Kap. 3.1.2 getroffenen Annahmen



**Abb. 3.3:** Skizze des Aufbaus eines dünnen Metallfilms ( $\epsilon_m$ ) mit der Dicke  $t_m$  auf einem verlustfreien Substrat ( $\epsilon_{sub}$ ) umgeben von einem verlustfreien Dielektrikum ( $\epsilon_d$ ).



**Abb. 3.4:** **a** Grafische Darstellung einer homogenen metallischen Kugel ( $\epsilon_m$ ) in einer dielektrischen Umgebung ( $\epsilon_d$ ). **b** 3D-Skizze eines abgeplatteten Rotationsellipsoids [48].

besitzen weiterhin ihre Gültigkeit). Für die quasi-statische Näherung wird angenommen, dass zwischen den oszillierenden Elektronen innerhalb einer solchen Struktur keine Phasenverschiebung vorhanden ist. Damit ist die abgestrahlte Welle kohärent mit der Anregung. Effektiv ergibt sich damit eine Dipolnäherung. Da sich die in dieser Arbeit untersuchten Strukturen bereits an der Grenze dieser Näherung befinden, wird eine Korrektur eingeführt, wie im Weiteren diskutiert.

Auf eine Betrachtung von Moden höherer Ordnung wird verzichtet, da die Strukturen fertigungstechnisch nicht die Qualität besitzen, dass sich diese Resonanzlinien in den Messungen wiederfinden [47].

Das Verhalten des in Abb. 3.4 dargestellten radialsymmetrischen Aufbaus unter planarer Beleuchtung in  $k$ -Richtung lässt sich damit durch einen einfachen Dipol in der Mitte der Nanoantenne beschreiben, dessen Moment  $\vec{p}$  durch

$$\vec{p} = \epsilon_d \vartheta(\omega) \vec{E}_0 \quad (3.11)$$

gegeben ist. Hierbei ist  $\vec{E}_0$  die elektrische Feldstärke der anregenden Welle und  $\vartheta(\omega)$  die Polarisierbarkeit der Nanoantenne,

$$\vartheta(\omega) = 4\pi d^3 \frac{\epsilon_m(\omega) - \epsilon_d}{\epsilon_m(\omega) + 2\epsilon_d} \quad (3.12)$$

Aus Gl. 3.12 lässt sich die sog. Fröhlich-Bedingung ableiten, bei der die plasmone Resonanz am stärksten ausgeprägt ist:

$$\varepsilon'_m(\omega) = -2\varepsilon_d \quad (3.13)$$

Die in den hier besprochenen Bauelement-Konzepten verwendeten scheibenförmigen Nanoantennen können durch abgeplattete Rotationsellipsoide angenähert werden (siehe Abb. 3.4b). Die Polarisierbarkeit dieser Nanoantennen ist gegeben durch [49]

$$\vartheta = 8\pi d_{xy} d_z \frac{\varepsilon_m(\omega) - \varepsilon_d}{3\varepsilon_d + 3L_w(\varepsilon_m(\omega) - \varepsilon_d)} \quad \text{mit } w = x, y, z \quad (3.14)$$

hierbei ist  $d_{xy}$  die Länge der beiden Hauptachsen des Rotationsellipsoids (Achsen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung) und  $d_z$  die Länge der kurzen Achse (Achse in Ausbreitungsrichtung). Die Resonanz der NA wird im diskutierten Fall hauptsächlich durch die Abmessungen der Längsachsen definiert weshalb eine Betrachtung des Geometriefaktors  $L_w$  nur in  $x$ - bzw.  $y$ -Richtung nötig ist. Die Dicke der NA fließt über die sogenannte Exzentrizität  $\xi$  ein [49]:

$$L_{xy} = \frac{g(\xi)}{2\xi^2} \left[ \frac{\pi}{2} - \tan^{-1} g(\xi) \right] - \frac{g^2(\xi)}{2}, \quad (3.15)$$

$$g(\xi) = \left( \frac{1 - \xi^2}{\xi^2} \right)^{1/2} \quad \text{mit } \xi^2 = 1 - \frac{d_z^2}{d_{xy}^2}. \quad (3.16)$$

Dabei gilt  $\sum L_w = 1$ . Für Strukturen mit größeren Abmessungen muss eine Korrektur der quasi-statischen Näherung in der Polarisierbarkeit berücksichtigt werden, welche als „modified long wavelength approximation“ (MLWA) bezeichnet wird [50]:

$$\vartheta(k)_{\text{MLWA}} = \frac{\vartheta(k)}{1 - \vartheta(k)i \frac{k^3}{6\pi} - \vartheta(k) \frac{k^2}{4\pi d_{xy}}} \quad (3.17)$$

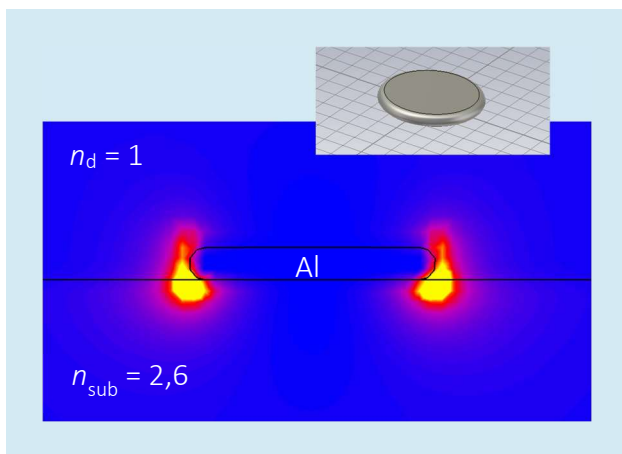
hierbei ist  $k$  die Wellenzahl im umgebenden Medium mit

$$k = \frac{2\pi\sqrt{\varepsilon_d}}{\lambda} \quad (3.18)$$

Die Abhängigkeit der Polarisierbarkeit (siehe Gl. 3.12 bzw. Gl. 3.14) und damit auch der plasmonischen Resonanz vom umgebenden Brechungsindex ermöglicht die bereits beschriebene Sensorik mit derlei Strukturen. Durch die Abhängigkeit der Resonanzwellenlänge von den Dimensionen der Struktur kann diese auf die Anforderungen der Sensorik abgestimmt werden.

Bei der bisherigen Betrachtung wurde stets ein homogenes Material angenommen, das die plasmonischen Strukturen umgibt. Dies lässt sich in einem Sensor in der Regel nicht realisieren, außer die plasmonischen Strukturen befinden sich z. B. innerhalb der Lösung des Probenvolumens [51].

Für die Bestimmung der plasmonischen Resonanzwellenlänge muss nun der effektive Brechungsindex  $n_{\text{eff}}$  verwendet werden, der sich im Wertebereich



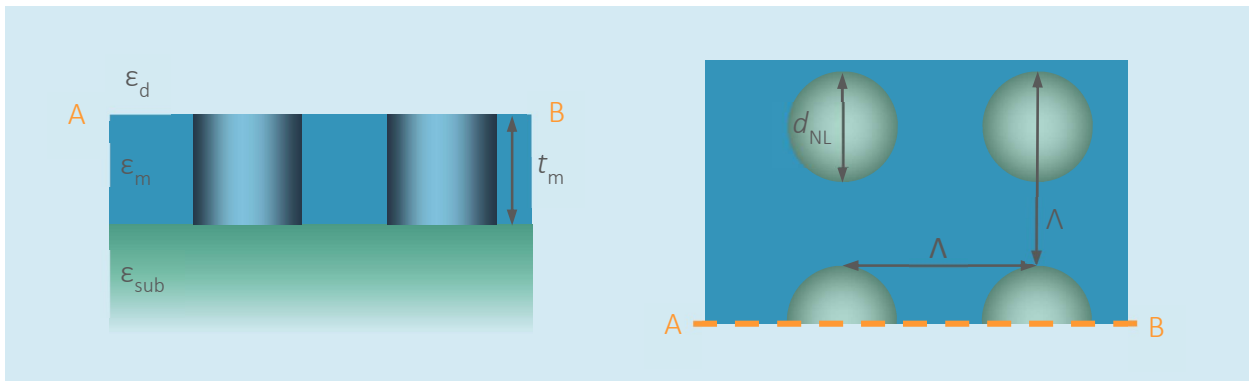
**Abb. 3.5:** Qualitative Darstellung der elektrischen Energiedichte im vertikalen Schnitt durch eine NA aus Al auf einem Substrat mit einem Brechungsindex  $n_{\text{sub}}$  in einer dielektrischen Umgebung  $n_d$ .



zwischen dem des Dielektrikums und dem des Substrats befindet. In den hier beschriebenen Versuchen wurden Wertebereiche für das Substrat von  $n_{\text{sub}} = 1,44$  ( $\text{SiO}_2$ ) bis  $n_{\text{sub}} = 4$  (Ge) betrachtet. Da die Permittivität des Materials oberhalb der NA entweder durch  $n_d = 1$  (Luft) oder  $n_d \cong 1,35$  (Flüssigkeiten) definiert ist, wird die Feldverteilung die von der NA ausgeht durch das Substrat verändert. In der Simulationen einer NA auf einem Substrat zeigt sich (siehe Abb. 3.5), dass durch die höhere Permittivität des Substrats die Bereiche der Feldüberhöhung nun an der Unterseite der NA auftreten [52]. Die Sensitivität der NA bezogen auf eine Änderung der Permittivität des Dielektrikums nimmt damit deutlich ab, da die Resonanzwellenlänge hauptsächlich durch das Substrat bestimmt wird.

### 3.1.4 Unendlich ausgedehnte, periodisch strukturierte Grenzflächen

Bei der Strukturierung eines intransparenten Metallfilms (siehe Kap. 3.1.2) mit periodisch angeordneten Nanoaperturen (NAp) mit einem Durchmesser  $d_{\text{NL}} < \lambda/2$  (siehe Abb. 3.6) lässt sich eine Transmission beobachten [39]. Dieser spektral stark unterschiedlich ausgeprägte Effekt, bezeichnet als „extraordinary optical transmission“ (EOT) lässt sich auf die Anregung von SPR an der oberen Grenzfläche zurückführen. Diese SPR koppelt an die LSPR die sich in den NAp ausbilden können und sorgt somit für eine Übertragung von Energie von der Vorder- auf die Rückseite des metallischen Films. Die auf der Rückseite des Films angeregten SPR können in Richtung des Substrats abgestrahlt werden [53]–[60]. Aufgrund dieses Prozesses wirkt der Film wie ein spektraler Bandpass, dessen Funktion bestimmt ist durch die Gitterkonstante  $\Lambda$ ,  $d_{\text{NL}}$ ,  $t_m$  und den Permittivitäten  $\epsilon_d$ ,  $\epsilon_m$  und der Permittivität des Substrats  $\epsilon_{\text{sub}}$ .



**Abb. 3.6:** Skizze des Aufbaus eines dünnen Metallfilms ( $\epsilon_m$ ) auf einem verlustfreien Substrat ( $\epsilon_{\text{sub}}$ ) umgeben von einem verlustfreien Dielektrikum ( $\epsilon_d$ ). Der Metallfilm ist mit Löchern vom Durchmesser  $d_{\text{NL}}$  in einem regelmäßigen Gitter mit der Gitterkonstante  $\Lambda$  versehen.

Das Transmissionsspektrum ist aufgrund der periodischen Strukturierung in erster Näherung durch SPR, die die Bloch-Bedingung des Gitters erfüllen, definiert; abgekürzt mit BM-SPP. Die Maxima der Transmission lassen sich bei senkrechter Beleuchtung des Films und einem quadratischen Gitter bestimmen durch [53]

$$\lambda\sqrt{u^2 + v^2} = \Lambda \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{sub,d}}\epsilon_m}{\epsilon_{\text{sub,d}} + \epsilon_m}}. \quad (3.19)$$

Hierbei sind  $u$  und  $v$  die Ordnungen der Bloch-Moden auf dem Gitter. Die Berechnung der Moden auf der Rück- bzw. Vorderseite erfolgt jeweils durch Wahl der Permittivität  $\epsilon_{\text{sub}}$  bzw.  $\epsilon_d$ . Insbesondere wenn die Permittivität von Vorder- und Rückseite gleich groß ist, ist eine Transmission sehr effizient möglich. Eine besondere Bedeutung für die Koppeffizienz zwischen Dielektrikum- und Substrat-SPR-Mode liegt bei der Filmdicke  $t_m$ . Wie Krishnan et al. [54] zeigen, lässt die LSPR bestimmt durch die NAp, als Fabry-Pérot-Resonator interpretieren, der bei perfekter Abstimmung und damit konstruktiver Interferenz innerhalb

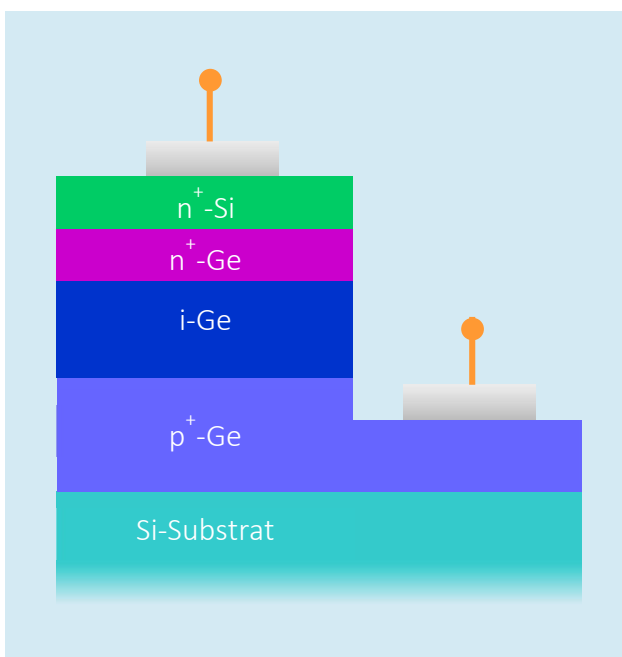
der Kavität eine Transmission nahe eins aufweisen kann und für die effiziente Kopplung der SPR von Vorder- und Rückseite sorgt.

In der hier gezeigten Anwendung (siehe Kap. 4.2.3.1) ist eine perfekte Abstimmung der SPR von Vorder- und Rückseite aufgrund der vorhandenen Brechungsindexbereiche allerdings nur schwer zu realisieren. Resultierend daraus ist es auch analytisch kaum möglich einen spektralen Transmissionsverlauf zu bestimmen, abgesehen vom besprochenen Resonanzpunkt (siehe Gl. 3.19). Das Transmissionspektrum zeigt im diskutierten Bauelement den Verlauf einer Fano-Resonanz [61], [62]. Bei dieser Resonanz wird ein nicht direkt anregbarer Oszillator an einen direkt anregbaren Oszillator gekoppelt. Im plasmonischen Aufbau sind diese Oszillatoren die LSPR der NAp bzw. die SPR der Rückseite, die indirekt über die SPR der Oberfläche angeregt werden. Zusätzlich variieren auch noch die Fabry-Pérot-Moden des Substrats (siehe Kap. 3.2.3) die Resonanz. Ein Transmissionsspektrum ist damit nur über eine Simulation zu bestimmen.

Der Durchmesser der NAp hat sich in dieser Arbeit (vermutlich bedingt durch die Wahl von  $t_m < d_{NL}$ ) als von untergeordneter Bedeutung herausgestellt. Zwar bilden sich erwartungsgemäß LSPR innerhalb der Löcher aus, die für eine Variation des Transmissionsspektrums sorgen, ihr Einfluss ist bedingt durch die Fabrikationsgenauigkeit allerdings so gering, dass auf eine weitere Betrachtung verzichtet werden kann [63].

### 3.2 Vertikale Germanium-Photodioden

Der als Transducer verwendete Photodetektor wird als vertikale *p-i-n*-Photodiode (PD) realisiert (siehe Abb. 3.7). Ge dient in diesem Aufbau als optisch aktives Material und ermöglicht es, einen im Vergleich zu Si erweiterten Spektralbereich bis 1,6 Mikrometer zu erfassen. Die Verwendung von Ge und eines *p-i-n*-Aufbaus dienen außerdem der Vergrößerung der optischen Empfindlichkeit des Bauelementes. Die Bauelemente werden mithilfe einer Molekularstrahlepitaxie-Anlage (*engl.* molecular beam epitaxy, MBE) auf Si-Substraten hergestellt um kompatibel zur CMOS-Technologie zu bleiben. Zur Reduktion der bei diesem Prozess unvermeidlichen Versetzungen wird ein gradueller Puffer zwischen dem Si-Substrat und der Ge-Schicht eingeführt, der die Dichte der Versetzungen in den darüberliegenden Schichten reduziert. Die obere Si-Schicht dient der Verbesserung des Kontakts mit einer Al-Metallisierung (siehe Kap. 3.4) [64].



**Abb. 3.7:** Skizzierte Darstellung einer in dieser Arbeit verwendeten vertikalen Ge-*p-i-n*-PD auf einem Si-Substrat und einer Si-Deckschicht. Die Kontaktierung erfolgt über das freigelegte  $p^+$ -Ge-Gebiet und die obere  $n^+$ -Si-Schicht.

### 3.2.1 *p-i-n*-Photodioden

Die in einer *p-i-n*-PD generierte Stromdichte  $J_{\text{tot}}$  bei einer Beleuchtung mit der Photonenstromdichte  $\phi_\lambda$  ergibt sich aus der Driftstromdichte  $J_{\text{dr}}$  und der Diffusionsstromdichte  $J_{\text{diff}}$  im *p*-Gebiet [65]. Unter Berücksichtigung eines Aufbaus wie in Abb. 3.7 ist anzunehmen, dass der im Topkontakt generierte Photostrom aufgrund der im Vergleich geringen Dicke dieses Gebietes zu vernachlässigen ist und größtenteils auch sofort rekombiniert. Bei einer Dicke der intrinsischen Schicht  $W_D$  ergibt sich damit unter Annahme einer sehr geringen Minoritätsladungsträgerdichte im *p*-Gebiet ein von der optischen Flussdichte abhängiger Strom (bei einer Quanteneffizienz von 1, d. h. jedes Photon generiert ein Elektron-Loch-Paar):

$$J_{\text{tot}} = q\phi_\lambda \left[ 1 - \frac{\exp(-\alpha W_D)}{1 + \alpha L_n} \right] \quad (3.20)$$

Hierbei ist  $L_n$  die Diffusionslänge der Elektronen im *n*-Gebiet und  $\alpha$  die Absorptionslänge in der intrinsischen Schicht. Dies verdeutlicht, dass sich durch einen *p-i-n*-Aufbau eine höhere Effizienz erzielen lässt, wenn  $W_D$  möglichst groß gewählt wird. Durch die niederfrequente Auswertung des Detektorsignals muss bei der Wahl von  $W_D$  nicht die Transitzeit der Elektronen innerhalb des Bauelementes berücksichtigt werden.

Für eine Simulationen des generierten Stromes aus dem Bauelement ist es damit in erster Näherung ausreichend, die Verluste im intrinsischen Gebiet als generierten Strom zu interpretieren (Die Quanteneffizienz des Bauelementes wird hierbei weiterhin als eins angenommen).

### 3.2.2 Intrinsische Photodetektion mit Germanium

Das aktive Gebiet der PD wird aus Ge aufgebaut. Im Kontext dieser Arbeit sind die im Vergleich zu Si unterschiedlichen optischen Eigenschaften für die Wahl dieses Materials ausschlaggebend. Die Energie der Bandlücke ist geringer und ermöglicht damit eine Absorption bis zu einer Wellenlänge von ungefähr 1,6 Mikrometern. Der Absorptionskoeffizient von Ge ist sowohl für den sichtbaren wie auch den Infrarot-Wellenlängenbereich höher und ermöglicht damit höhere optische Empfindlichkeiten [65], [66].

Aus der unterschiedlichen Permittivität von Si und Ge ergibt sich beim Aufbau einer Heterostruktur, wie in den hier verwendeten Bauelementen, eine Wellenleiterstruktur (blaue Bereiche des Bauelements in Abb. 3.7). Unter senkrechtem Lichteinfall lassen sich daher Fabry-Pérot-Resonanzen bzw. Dünnschicht-Interferenzen beobachten, die z. B. bei Messungen mit einem Reflektometer zur Dickenbestimmung verwendet werden. Wird die einfallende Strahlung an der Oberfläche des Bauelements gestreut, erreicht diese den Si-Ge-Wellenleiter unter einem Winkel. Dies kann z. B. durch NA auf der Oberfläche erreicht werden. Im Falle von Strahlung im Wellenlängenbereich äquivalent zur Bandlückenenergie, bei der die Absorption des Ge-Gebietes stark verringert ist, erlaubt ein nicht-senkrechter Einfall eine Verlängerung der optischen Wegstrecke im intrinsischen Ge-Gebiet [67]. Hieraus entsteht ein erhöhtes Absorptionsvermögen in diesem Wellenlängenbereich [50], [68]. Im Kontext einer möglichen Anwendung von NA für sensorische Zwecke ist es von Bedeutung, dass die plasmonische Resonanz der NA mit den Reflektionen des Substrats in Interaktion treten können. Dies hat wiederum Einfluss auf das Absorptionsverhalten der Photodiode [69].

### 3.2.3 Photonische Effekte in Halbleiterstrukturen

Zur Kontaktierung werden die MBE-Schichten wie in Abb. 3.7 dargestellt in einzelne Diode unterteilt. Werden die Dimensionen der einzelnen Dioden nun in einer Größenordnung unterhalb der eingestrahnten Wellenlänge gewählt (siehe Abb. 3.8a), lassen sich diskrete optische Moden beobachten, ähnlich zu den Effekten, die in einer Glasfaser auftreten. Dies führt zu einem veränderten spektralen Absorptionsverhalten, bei dem eingestrahlte Wellenlängen, die als Mode in einem solchen Nanopillar (NP) geführt werden können, bevorzugt absorbiert werden.

Die Berechnung der einzelnen Moden in den hier vorgestellten Strukturen erfolgt unter der Annahme eines unendlich ausgedehnten Ge-Drahtes, der von der Seite beleuchtet wird. Nimmt man vereinfachend an, dass sich der Draht im Vakuum befindet, lassen sich die beobachtbaren transversal-magnetischen Moden aus der klassischen Wellenleitertheorie bestimmen durch das Lösen der folgenden Gleichung [70]:

$$\frac{n_{\text{Ge}} J'_m(nk_0 d_{\text{NP}})}{J_m(nk_0 d_{\text{NP}})} = \frac{H'_m(k_0 d_{\text{NP}})}{H_m(k_0 d_{\text{NP}})} \quad (3.21)$$

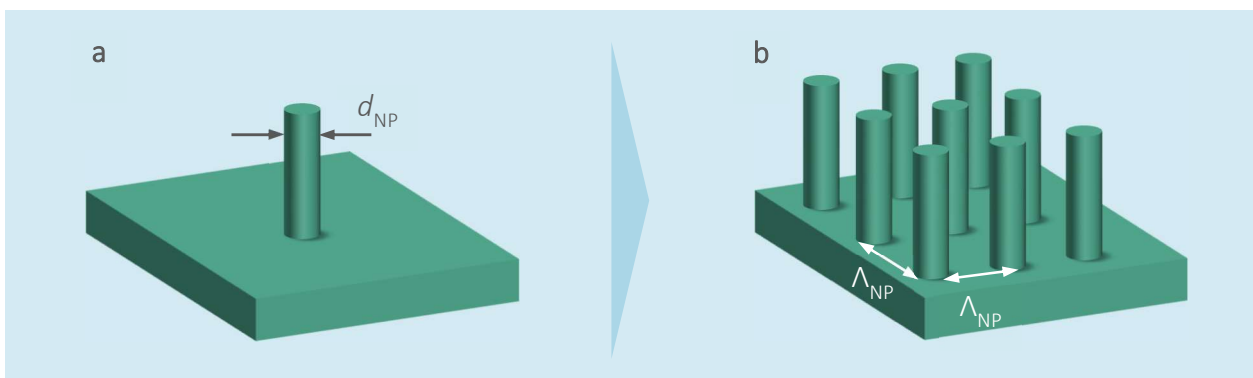


Abb. 3.8: **a** Einzelner NP mit einem Durchmesser  $d_{\text{NP}}$  und **b** eine quadratische Anordnung von NP in einem Gitter mit der Gitterkonstante  $\Lambda_{\text{NP}}$ .

Hierbei ist  $n_{\text{Ge}}$  der Brechungsindex des Germaniums,  $J_m$  und  $H_m$  sind die Bessel- bzw. Hankelfunktionen  $m$ -ter Ordnung und 1. Art. Die gestrichenen Größen sind Ableitungen nach den zugehörigen Argumenten. Unter Variation des Durchmessers  $d_{\text{NP}}$  können die korrespondierenden Moden mithilfe der Bessel- und Hankelfunktionen bestimmt werden.

Werden mehrere NP nebeneinander angeordnet (vgl. Kap. 4.3, siehe Abb. 3.8b), können die evaneszenten Felder der einzelnen „Pillarmoden“ untereinander koppeln und die Gesamtstruktur kann als photonischer Kristall betrachtet werden. Bei den hier untersuchten Bauelementen beträgt die evaneszente Feldausbreitung weniger als 100 Nanometer. Berücksichtigt man die Anordnung der einzelnen NP mit einer Gitterkonstanten  $\Lambda_{\text{NP}}$  um 1 Mikrometer und einem Durchmesser im Bereich von 500 Nanometern ist kein Einfluss durch die diesen Effekt zu erwarten [24].

### 3.3 Optische und elektrische Messmethoden

Die spektrale Photostrommessung und die Fourier-Transformations-Infrarot-Spektroskopie (FTIR-Spektroskopie) werden zur Untersuchung der Bauelemente herangezogen. Die Bestimmung des spektralen Photostroms bildet die Funktion des Bauelementes vollständig ab, durch die langsame Aufnahme der einzelnen Datenpunkte hat diese Methode aber einen Geschwindigkeitsnachteil gegenüber der FTIR-Spektroskopie. Der Einfluss von optischen Effekten im Bauelement lässt sich mithilfe der FTIR-Spektroskopie schneller und in einem wesentlich größeren Spektralbereich nachvollziehen. Die Interpretation der gewonnenen Daten hinsichtlich des zu erwartenden Photostroms ist allerdings anspruchsvoller. Eine genauere Beschreibung der verwendeten Messaufbauten findet sich in Anhang A.1.



### 3.3.1 Bestimmung des Photostroms

Für die Photostrommessungen wird aus dem Spektrum eines Breitbandlasers mithilfe eines abstimmbaren akusto-optischen Filters ein schmaler Spektralbereich von fünf Nanometern herausgefiltert. Dies erfolgt innerhalb eines Wellenlängenbereichs von 1100 Nanometern bis 1700 Nanometern mit einer Schrittweite von 5 Nanometern. Diese Strahlung wird durch eine Glasfaser senkrecht von oben auf das zu untersuchende Bauelement geführt. Zu jeder gewählten spektralen Position zeichnet ein Halbleitertestter eine Strom-Spannungs-Kennlinie unter Beleuchtung  $I_{\lambda,\text{on}}(U)$  und ohne Beleuchtung  $I_{\lambda,\text{off}}(U)$  auf. Unter Berücksichtigung der eingestrahlten optischen Leistung  $\Phi_\lambda$  und der Voraussetzung, dass diese vollständig auf den Detektor einfällt, lässt sich nun die optische Empfindlichkeit  $R_{\text{opt}}$  für eine Spannung  $U$  am Bauelement bestimmen.

$$R_{U,\text{opt}}(\lambda) = \frac{I_{\lambda,\text{on}}(U) - I_{\lambda,\text{off}}(U)}{\Phi_\lambda}. \quad (3.22)$$

Der Einfluss der in Kap. 3.2 diskutierten Ge-Schicht – genauer gesagt ihrer Bandlücke und ihrer Dicke – auf den Photostrom lässt sich in Abb. 3.9a nachvollziehen. Die Bandlücke sorgt für eine starke Abnahme der optischen Empfindlichkeit ab  $\lambda = 1500$  nm und mit ansteigendem  $W_D$  nimmt die optische Empfindlichkeit im gesamten Absorptionsbereich zu.

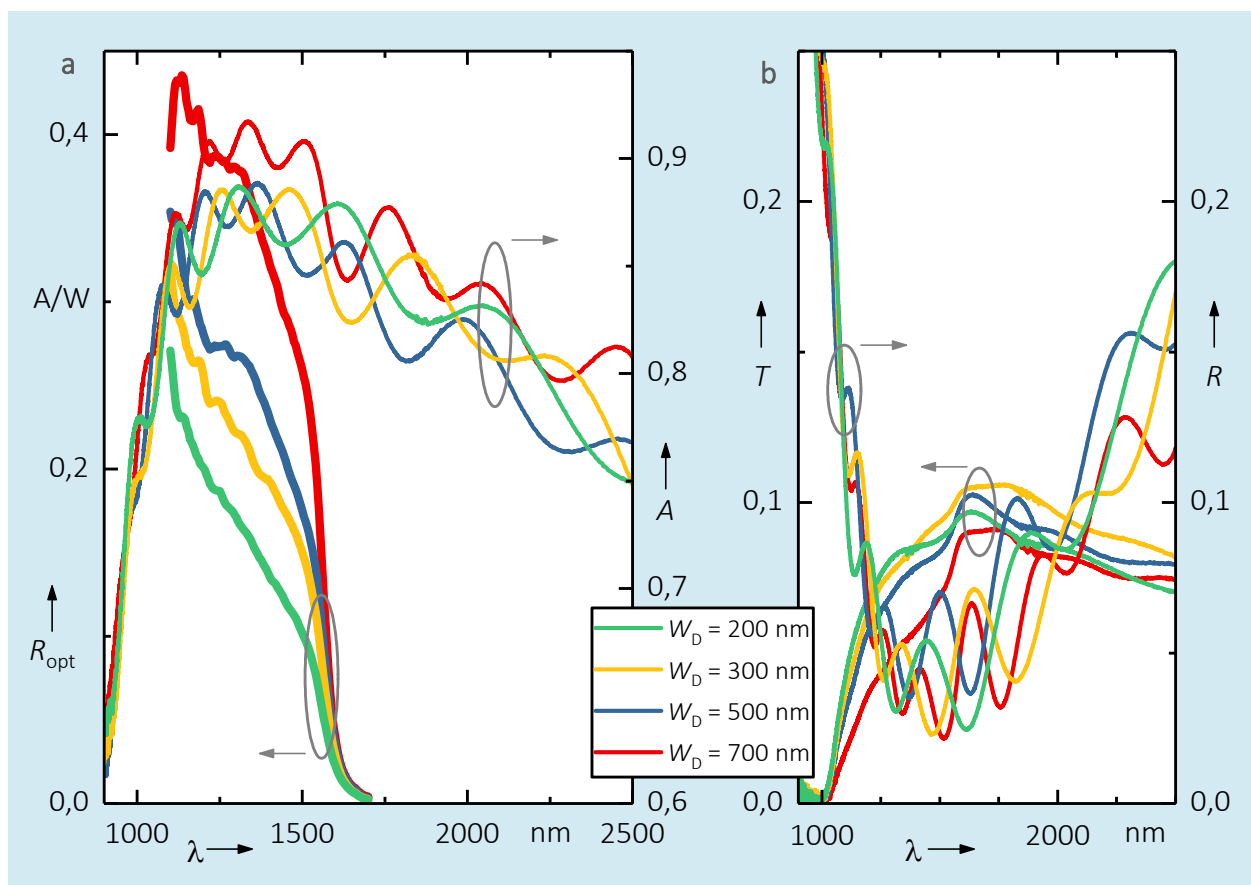
Zur Variation des Brechungsindex auf der Oberfläche der Bauelemente wurde das Volumen zwischen Glasfaser und Bauelement mit den in 3.3.3 genannten Flüssigkeiten gefüllt und die beschriebene Prozedur zur Bestimmung der optischen Empfindlichkeit durchgeführt.

Mithilfe eines Faser-Polarisationsstellers, ist es auch bei der Verwendung von Glasfasern möglich eine Polarisationssebene zu definieren. Dieser wird dazu

nach dem abstimmbaren optischen Filter eingebaut. Der Nachteil dieser Polarisierungstechnik gegenüber einem Freistrahlaufbau ist die fehlende Kenntnis über die Polarisationssebene. Aussagen über die Polarisationssebene relativ zu einer beleuchteten Struktur sind daher immer nur implizit über die Auswertung und Interpretation der gewonnenen Daten möglich.

### 3.3.2 Fourier-Transformations-Infrarot-Spektroskopie

Bei der FTIR-Spektroskopie werden Reflektanzspektren  $R(\lambda)$  und Transmittanzspektren  $T(\lambda)$  einer Probe unter Beleuchtung mit einer Infrarot-Quelle aufgenommen. Typischerweise wird dazu ein Mikroskop-Aufbau verwendet, der



**Abb. 3.9:** a Optische Empfindlichkeit und Absorbanz von Ge-*p-i-n*-PD mit unterschiedlicher Dicke des intrinsischen Gebietes. b Reflektanz und Transmittanz derselben Proben aus denen die Absorbanz von a berechnet wurde.

eine Auflicht- bzw. Durchlicht-Betrachtung erlaubt. Das bedeutet, für die Reflektion  $R_s(\lambda)$  erfolgt die Beleuchtung von der Vorderseite einer Probe, für die Transmission  $T_s(\lambda)$  wird die Probe von der Rückseite beleuchtet. Absorptionen im Messaufbau werden für die Reflektion  $R_{\text{Au}}(\lambda)$  über einen Gold-Spiegel bestimmt, Absorptionen in der Transmissionsmessung  $T_{\text{air}}(\lambda)$  werden durch einen freien Strahlengang charakterisiert. Die Messergebnisse der Proben werden dann auf diese Referenzmessungen normiert:

$$R(\lambda) = \frac{R_s(\lambda)}{R_{\text{Au}}(\lambda)}, T(\lambda) = \frac{T_s(\lambda)}{T_{\text{air}}(\lambda)} \quad (3.23)$$

Aus der Reflektanz und der Transmittanz kann nun die Absorbanz einer Probe bestimmt werden:

$$A(\lambda) = 1 - R(\lambda) - T(\lambda). \quad (3.24)$$

Die Reflektanz und Transmittanz von Ge-*p-i-n*-PD mit unterschiedlicher Dicke des intrinsischen Gebietes sind in Abb. 3.9b dargestellt. Im Bereich kleiner Wellenlängen wirkt das Si-Substrat maximal reflektierend. Erst bei Wellenlängen oberhalb eines Mikrometers wird dieses transparent und die Transmittanz steigt an. Wie zu erwarten fällt die Reflektanz dazu ab. Bei Wellenlängen oberhalb der korrespondierenden Bandlückenenergie der Ge-Schicht steigt die Transmittanz auf ihren Maximalwert und fällt hin zu längeren Wellenlängen wieder ab. Die Interpretation der daraus resultierenden Absorbanz (siehe Abb. 3.9a) ist nicht trivial. Bedingt durch die rückwärtige Beleuchtung bei der Messung der Transmittanz können Streuungen in der Probe (z. B. an einer der Grenzflächen) zu einer erhöhten Absorbanz führen, die nicht auf Absorptionen im Material zurückzuführen sind. Deutlich sind dennoch die Interferenzmuster

der variierenden Schichtdicken auszumachen, die sich auch in der Absorbanz wiederfinden.

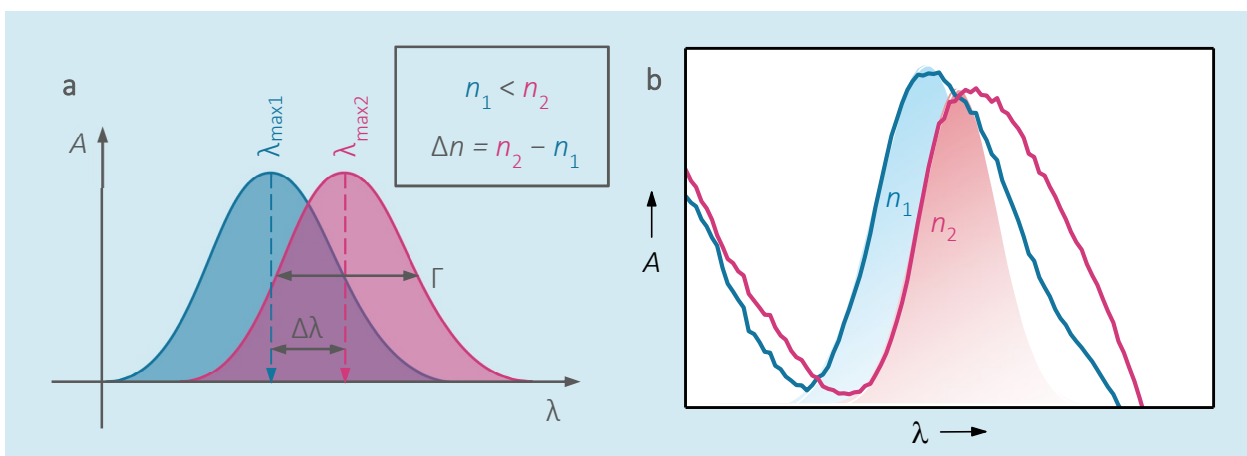
Insbesondere die Interaktionen der Dünnschicht-Interferenzmuster im Zusammenspiel mit plasmonischen Strukturen werden in Kap. 4.1 diskutiert.

### 3.3.3 Quantifizierung der Leistungsfähigkeit

Ausgehend von der Annahme, dass eine Änderung der Permittivität bzw. des Brechungsindex  $\Delta n$  des Dielektrikums zu einer linearen Verschiebung der Resonanzwellenlänge  $\lambda_{\max}$  führt (siehe Abb. 3.10a), wird in der Literatur die Sensitivität  $S$  diskutiert [22]:

$$S = \frac{\Delta\lambda_{\max}}{\Delta n}. \quad (3.25)$$

Vor dem Hintergrund der in der Einleitung beschriebenen Funktionsweise des Sensors durch Auswertung der Transmissionsänderung durch den Detektor



**Abb. 3.10:** **a** Skizze einer idealen plasmonischen Resonanz mit der Form einer Normalverteilung, die sich unter Einfluss einer Brechungsindex-Änderung  $\Delta n$  im Wellenlängenbereich um  $\Delta\lambda$  verschiebt. Die Normalverteilung erlaubt die Bestimmung der Halbwertsbreite  $\Gamma$ . **b** Reale plasmonische Resonanz mit Einfluss einer Fano-Resonanz. Zur Auswertung wird die linke Flanke mit einer Normalverteilung angenähert.

greift eine ausschließliche Betrachtung von  $S$  allerdings zu kurz. Für eine vollständige Quantifizierung der Leistungsfähigkeit ist es auch nötig die Flankensteilheit einzubeziehen. Die Größe FOM berücksichtigt dies durch die Halbwertsbreite  $\Gamma$  [22]:

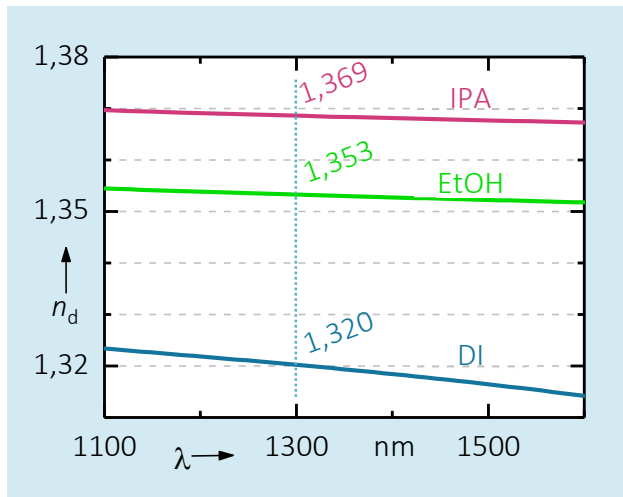
$$\text{FOM} = \frac{S}{\Gamma} = \frac{\Delta\lambda_{\max}}{\Gamma}. \quad (3.26)$$

Eine Fano-Resonanz mit ihrer asymmetrischen Linienform und ihrer besonders steil ansteigenden Flanke, wie sie sich im NLG-Aufbau (siehe Kap. 3.1.4 und 4.2.3.1) beobachten lässt, kann als sehr geringe Halbwertsbreite interpretiert werden. Hierfür wird die ansteigende Flanke durch eine Normalverteilung angenähert (siehe Abb. 3.10b). Dank der Fano-Resonanz ist es daher möglich, die erreichbaren Werte von FOM deutlich zu steigern.

Bei komplexen plasmonischen Systemen, bei denen die Interaktion von verschiedenen Resonanzen zu sehr eigenen Spektren führen kann ist die Auswertung von  $S$  und FOM durch eine Normalverteilung schwierig. Mithilfe der Größe  $\text{FOM}^*$  [71],

$$\text{FOM}_\lambda^* = \left. \frac{\frac{\Delta R_{\text{opt}}}{\Delta n}}{R_{\text{opt}}} \right|_\lambda, \quad (3.27)$$

die für jeden Punkt des Spektrums ausgewertet wird, ist eine Quantifizierung der Leistungsfähigkeit auch ohne Kenntnis der Resonanzform möglich. Hierbei ist  $\Delta R$  die Änderung der optischen Empfindlichkeit bezogen auf  $\Delta n$  und  $R$  die in diesem Punkt bestimmte optische Empfindlichkeit.



**Abb. 3.11:** Verläufe der Brechungsindizes aus der Literatur für die verwendeten Flüssigkeiten über der Wellenlängen. Zur Vereinfachung der Berechnung von  $\Delta n$  und für die Simulationen werden die Werte bei  $\lambda = 1300$  nm verwendet. Daten aus [72] und [73].

Die Bestimmung aller drei genannten Größen setzt eine genaue Kenntnis der Brechungsindexvariation voraus, die die Verschiebung der Resonanz verursacht. Ein Molekülfilm, der auf die Oberfläche aufgebracht wird, ist daher für diese „Kalibrierung“ ungeeignet. Bei mangelnder Homogenität des Molekülfilms durch die erfolgte Strukturierung der Oberfläche und bei unzulänglicher Kenntnis der Dicke sowie des Brechungsindex der Schicht sind quantifizierende Aussagen kaum möglich. Aus diesem Grund wurden  $S$ , FOM und FOM\* mithilfe von deionisiertem Wasser (DI,  $n_{DI} = 1,320$  [72]), Ethanol (EtOH,  $n_{EtOH} = 1,353$  [73]) und Isopropanol (IPA,  $n_{IPA} = 1,369$  [73]) bestimmt. Die angegebenen Werte für die Brechungsindizes wurden aus den genannten Quellen für eine Wellenlänge von  $\lambda = 1300$  nm (siehe Abb. 3.11) entnommen und im Folgenden insbesondere für die Simulationen als konstant angenommen.

Die Wahl des untersuchten Wertebereiches von  $1,320 < n < 1,369$  soll anhand des mittleren Brechungsindex motiviert werden, der sich aus dem Molekülfilm an der Oberfläche des Sensors und dem darüber liegenden Dielektrikum ergibt. Durch die Ausbreitung der evaneszenten Felder ausgehend von der metallischen Grenzfläche des Detektors (siehe Gl. 3.6 und Abb. 3.1) muss der Brechungsindex eines dünnen organischen Films in Abhängigkeit von der Distanz

zu Grenzfläche gewichtet werden. Dünne Molekülfilme mit einem typischen Brechungsindex von 1,5, die direkt auf der Oberfläche liegen, haben aufgrund des exponentiellen Abklingens des Feldes einen großen Einfluss auf den Detektor. Der Detektionsbereich für einen Sensor zur Verwendung mit wässrigen Lösungen umfasst damit Werte  $n_{DI} < n < 1,5$ . Aufgrund der geringen Dicke einer organischen Schicht wird  $n = 1,5$  nicht erreicht.

Aus dieser knappen Diskussion lässt sich erkennen, dass die hier vorgestellten Konzepte auf die Einsatzzwecke angepasst werden müssen bzw. teilweise nicht für Messungen unter Atmosphäre geeignet sind. Auf diesen Umstand wird in der Diskussion der einzelnen Konzepte näher eingegangen.

### 3.4 Fabrikationstechniken

Die im Folgenden diskutierten Bauelement-Konzepte basieren auf einem vertikalen Bauelement, das in seiner Grundform in einem Ablauf von drei Hauptschritten hergestellt wird. Dazu gehören (I) Herstellung der Halbleitermesa, (II) Passivierung und (III) Kontaktierung.

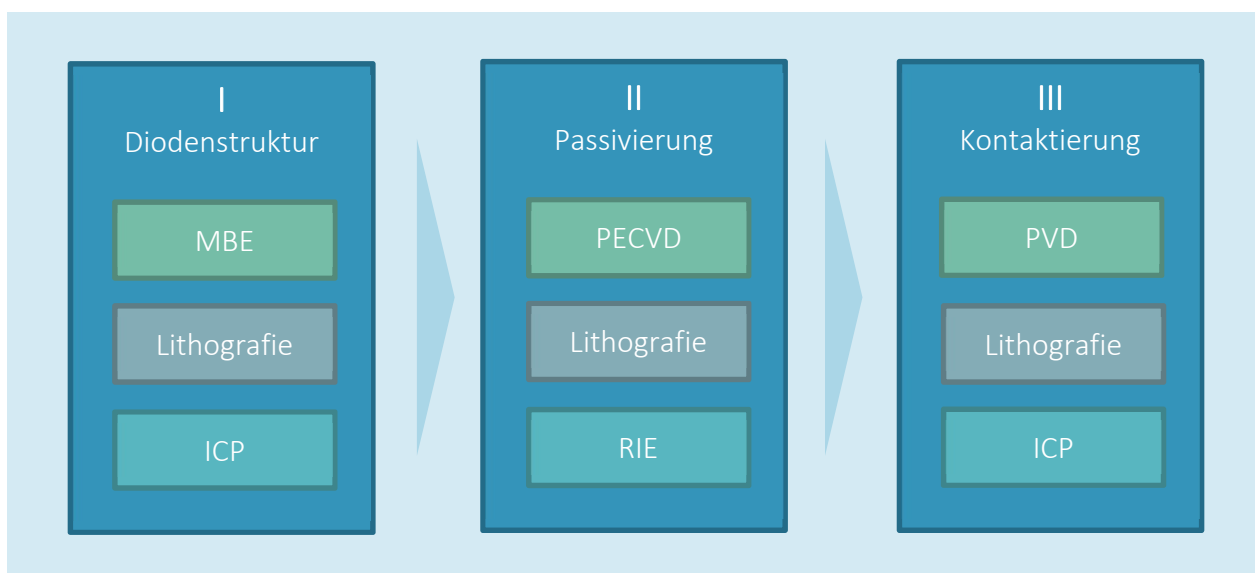


Abb. 3.12: Schematischer Prozessablauf der als Basis für die Bauelemente dient.

(II) Passivierung und (III) Kontaktierung (siehe Abb. 3.12). Innerhalb der Hauptschritte lässt sich eine weitere Unterteilung in die Prozessschritte Abscheidung (grün), Maskierung (grau), Strukturierung (türkis) und Reinigung vornehmen. Die im Kap. 4 im Detail diskutierten Bauelement-Konzepte halten sich grundlegend an den Ablauf der Hauptschritte. Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die angewendeten Technologien.

### 3.4.1 Abscheideprozesse

Die Abscheidung der aktiven Schichten der Ge-*p-i-n*-PD geschieht mithilfe einer MBE-Anlage aus Feststoffzellen auf Si-Substrate. Hiermit ist es möglich Heterostrukturen und Dotierprofile mit definierten Übergängen im Bereich von wenigen Atomlagen zu erzeugen (im Vergleich z. B. zur Implantation). Die benötigten Dotierungen werden unter Koevaporation eingebracht. Die geringe Wachstumsrate im Vergleich zur Gasphasenabscheidung spielt im Bereich der Forschung eine untergeordnete Rolle [74].

Zur Verminderung der Versetzungen im Ge-Gebiet einer Diodenstruktur wie in Abb. 3.7 wird zu Beginn des Wachstumsprozess ein virtuelles Substrat gebildet. Dazu wird das Substrat zusammen mit einer Schicht von 100 Nanometern Ge auf etwa 800 °C aufgeheizt. Der einsetzende Diffusionsprozess zwischen der Ge-Schicht und dem Si-Substrat führt zu einem graduellen Anstieg der Ge-Konzentration in Wachstumsrichtung. Eventuell vorhandene Versetzungslinien werden größtenteils abgeschlossen und die nachfolgenden Ge-Schichten weisen eine reduzierte Kristallfehlerdichte auf [64].

Zur Isolierung und Passivierung der Bauelemente wird hauptsächlich SiO<sub>2</sub> eingesetzt. Dieses wird mithilfe plasma-unterstützter chemischer Gasphasenabscheidung (*engl.* plasma-enhanced chemical vapour deposition, PECVD) auf der



strukturierten Substratoberfläche abgeschieden [75]. Abscheidetemperaturen von 390 °C sind für eine gute Qualität empfehlenswert, können aber bedingt durch das geforderte Temperaturbudget nicht immer realisiert werden. Für Aluminiumoxid wird ein selbstlimitierender PECVD-Prozess verwendet (*engl.* atomic layer deposition, ALD), der es erlaubt, sehr dünne Schichten bei konstant geringen Wachstumsraten zu realisieren.

Als Metallisierung für die Kontaktierung wurde Al über das Verfahren der Kathodenzerstäubung (*engl.* physical vapor deposition, PVD) aufgebracht [75]. Sind neben den elektrischen auch die optischen Eigenschaften des Materials relevant, dann wurde Al durch thermisches Aufdampfen oder Elektronenstrahl-Verdampfung aufgebracht. Diese Verfahren erlauben durch geringere Abscheideraten genauere Filmdicken. Alternative Metallisierungen zur Kontaktierung mit Ni und Ag wurden durch thermisches Verdampfen realisiert. Bei Verwendung dieser Materialien tritt keine Diffusion von Si in das Kontaktmetall auf, wie dies bei reinem Al der Fall ist und zu „spiking“ führt [76].

### **3.4.2 Lithografie und Maskierung**

Lithografie und die damit hergestellte Maskierung bilden die Grundlage für eine selektive Strukturierung der Materialien. Als Maskierung dienen Lacke, die, nachdem sie zuerst vollflächig aufgetragen wurden, unter Bestrahlung eine Löslichkeitsänderung erfahren. Abhängig von den zu realisierenden Strukturgrößen kann als Strahlungsquelle entweder die in der Industrie übliche Wellenlänge von 365 oder 405 Nanometern verwendet werden oder ein fokussierter Elektronenstrahl. Die Verwendung von optischer Strahlung erlaubt Strukturdimensionen von minimal 500 Nanometern bedingt durch die Kontaktbelichtung

und die verwendete Wellenlänge. Gleichzeitig ist durch die wiederverwendbaren Chrom-Masken ein hoher Durchsatz möglich. Durch die Masken sind aber auch die Strukturen, die belichtet werden statisch [77]. Die Verwendung von Elektronenstrahlithografie (*engl.* electron beam lithography, EBL) erlaubt minimale Dimensionen von etwa 70 Nanometern bei völlig dynamischer Wahl der belichteten Strukturen. Dieser Vorteil wird durch lange Prozesszeiten erkauft [78].

Die Strukturierung der Lackschichten geschieht bei Positivlacken durch selektives Lösen der belichteten Bereiche in der Entwicklerlösung.

### 3.4.3 Strukturierung

Auch bei der Strukturierung der abgeschiedenen Materialien lassen sich zwei unterschiedliche Prozesse unterscheiden. Viele Halbleiterschichten, Passivierungen und Metallisierungen können mithilfe eines Ätzvorgangs selektiv unter Verwendung einer Maskierung abgetragen werden. Für manche Materialien der Metallisierung, wie z. B. Ni und Ag, die nicht in diesem Verfahren strukturiert werden können, besteht die Möglichkeit der Strukturierung durch ein Lift-Off-Verfahren [79].

Die Ätzung der abgeschiedenen Materialien kann entweder über ein trocken- oder nass-chemisches Ätzverfahren erfolgen. Die Wahl des Ätzprozesses orientiert sich an der Abwägung des Bedarfs eines anisotropen Ätzvorgangs oder geforderter Selektivität zwischen Materialien. Die Ätzung der Halbleiterschichten und der Metallisierung erfolgte in einer Reaktiven-Ionen-Ätzanlage mit induktiv gekoppeltem Plasma (*engl.* inductive coupled plasma reactive-ion etching, ICP-RIE) mit HBr-Gas. Die Ätzung der Passivierung erfolgt trocken-chemisch in

einer RIE mit  $\text{CHF}_3$  [80] oder nass-chemisch durch gepufferte Flusssäure (*engl.* buffered hydrofluoric acid, BHF) [81].

Beim Lift-Off-Verfahren wird der Prozessablauf zwischen Maskierung und Strukturierung umgedreht. Dies ist hilfreich bei Materialien, die nicht mit den vorhandenen Verfahren geätzt werden können (z. B. Ni-Ag-Metallisierung), weil sie nicht kompatibel mit dem CMOS-Prozess sind, oder wenn besonders kleine Strukturen realisiert werden sollen (z. B. Al-NA) [79].

Ebenfalls eine Form der Strukturierung ist die Planarisierung unter Verwendung einer Anlage zum chemisch-mechanischen Polieren (CMP). Hierbei wird die Passivierung aus  $\text{SiO}_2$  unter Verwendung einer Polierlösung solange poliert, bis eine ebene Oberfläche entsteht. Dies erlaubt z. B. dünne Metallisierungslagen auf ehemals strukturierten Oberflächen, die aufgrund von Konformitätsproblemen sonst nicht realisiert werden könnten [82].

#### **3.4.4 Reinigung**

Die in der Si-Technologie etablierte „RCA-Reinigung“ kann für Ge-Bauelemente nicht verwendet werden [83]. Durch das den Lösungen zugesetzte Wasserstoffperoxid wird Ge selektiv geätzt. Es wird daher nach der Entfernung des Photo-lacks mittels  $\text{O}_2$ -Plasmaverascher und Dimethylsulfoxid (DMSO) im Ultraschallbad eine Reinigung mit Aceton durchgeführt. Um Aceton-Reste zu entfernen folgt ein Spülgang in Isopropanol. Da dieser Reinigungsvorgang hauptsächlich organische Verunreinigungen entfernt, metallische Verunreinigungen aber nicht löst, kann die Funktion der Bauelemente durch diese Verunreinigungen negativ beeinflusst werden. Insbesondere die Reinigung vor dem Aufbringen

der Passivierung sollte bestenfalls keine Rückstände auf den Flanken der Dioden hinterlassen, um parasitäre Strompfade über die Oberfläche zu minimieren.

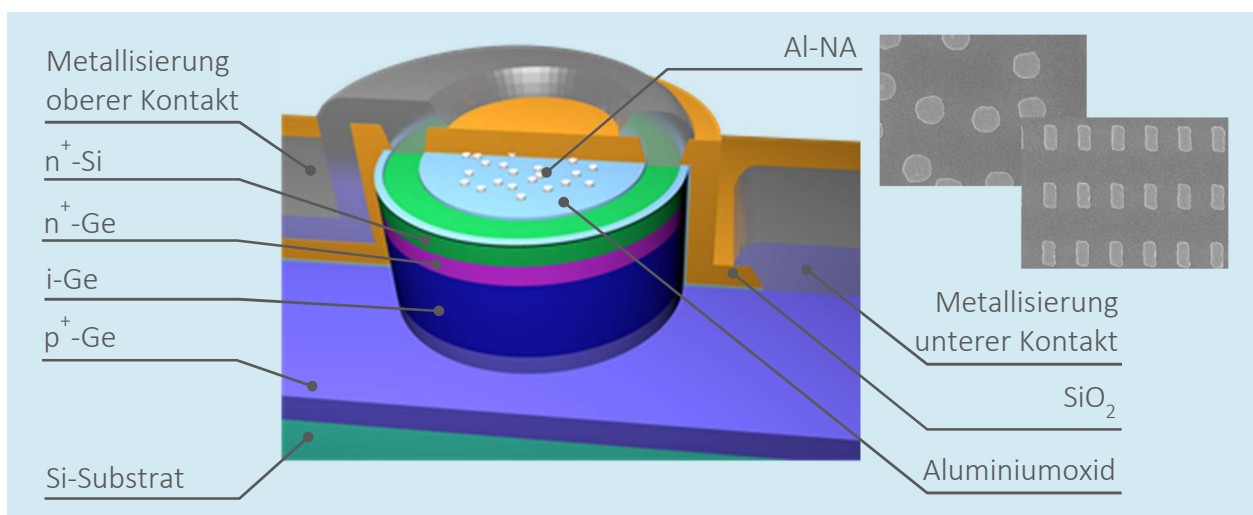
Hartmasken aus  $\text{SiO}_2$  können wie in einem äquivalenten Strukturierungsprozess nass-chemisch mittels BHF entfernt werden.

## 4 Konzepte: Aufbau und Charakterisierung

Die folgenden Kapitel beschreiben jeweils für jedes der in Kap. 2 vorgestellten Bauelementkonzepte den Herstellungsprozess und enthalten eine Diskussion der entstandenen Bauelemente und ihrer Eigenschaften. Zum Erhalt der Übersichtlichkeit wird der Herstellungsprozess jeweils nur in knapper Form wiedergegeben. Eine detaillierte Auflistung aller Prozessschritte und Parameter des jeweiligen Fertigungsschrittes sowie eine detaillierte Beschreibung der Proben ist zu jedem Konzept in tabellarischer Form im Anhang A.2 bis A.4 zu finden.

### 4.1 Al-Nanoantennen auf Ge-Photodioden

Die PD, wie sie in Kap. 3.2 beschrieben wurde, wird für diesen Aufbau auf dem oberen Kontakt mit NA aus Al mit einer Dicke von 30 Nanometern und in zwei verschiedenen Formen versehen. Um neben der LSPR auch Polarisations- und



**Abb. 4.1:** 3D-Skizze der Ge-*p-i-n*-PD mit Al-NA. Zur Verdeutlichung sind Passivierung und Metallisierung teilweise entfernt. REM-Bilder zeigen die kreis- und stäbchenförmigen NA, jeweils mit einer Größe von 300 Nanometern.

Kopplungseffekte (Gittereffekte) zu untersuchen [44], werden zum einen zufällig verteilte scheibenförmige NA mit Durchmessern von  $d_{\text{rNA}} = 80, 115, 145, 170, 230, 260$  und  $320$  nm hergestellt, zum anderen im Gitter angeordnete stäbchenförmige NA mit einer Breite  $b_{\text{srNA}} = 100$  nm und Längen  $l_{\text{srNA}} = 100, 150, 200$  und  $250$  nm (siehe Abb. 4.1 und Abb. A.2). Jede der genannten Größen wurde dabei auf einer einzelnen Diode realisiert. Die NA sind gegenüber dem Halbleitermaterial des Topkontaktes durch eine zwei Nanometer dicke Aluminiumoxid-Schicht getrennt. Die Kontaktierung des  $n$ -Gebietes erfolgt dabei über eine ringförmige Metallisierung, die eine Bestrahlung der Diode von oben und damit auch der darauf liegenden NA ermöglicht (siehe 3D-Skizze in Abb. 4.1).

#### 4.1.1 Herstellung

Die PD wurden aus den in Abb. 4.2 dargestellten MBE-Schichten hergestellt. Die Schichten unterscheiden sich in der Dicke des  $n$ -Gebietes. Sowohl die Dicke des Si-Anteils als auch die des Ge-Anteils des  $n$ -Gebietes wurde schrittweise von zehn (Schicht A.1) auf 20 Nanometern (Schicht A.2) und 30 Nanometern (Schicht A.3) erhöht. Untersucht wird hiermit der Einfluss des Abstandes der NA zum intrinsischen Gebiet der PD.

Insgesamt wurden die gezeigten drei MBE-Schichten in zwei aufeinanderfolgenden Versuchen (V1 und V2) verwendet. Die Dimensionen der NA decken sich bzw. ergänzen sich auch, im Prozessablauf weichen die beiden Versuche aber voneinander ab. Der Prozessablauf der zweiten Versuchsreihe darf dabei als Verbesserung der ersten Versuchsreihe verstanden werden und wird deshalb an dieser Stelle diskutiert.

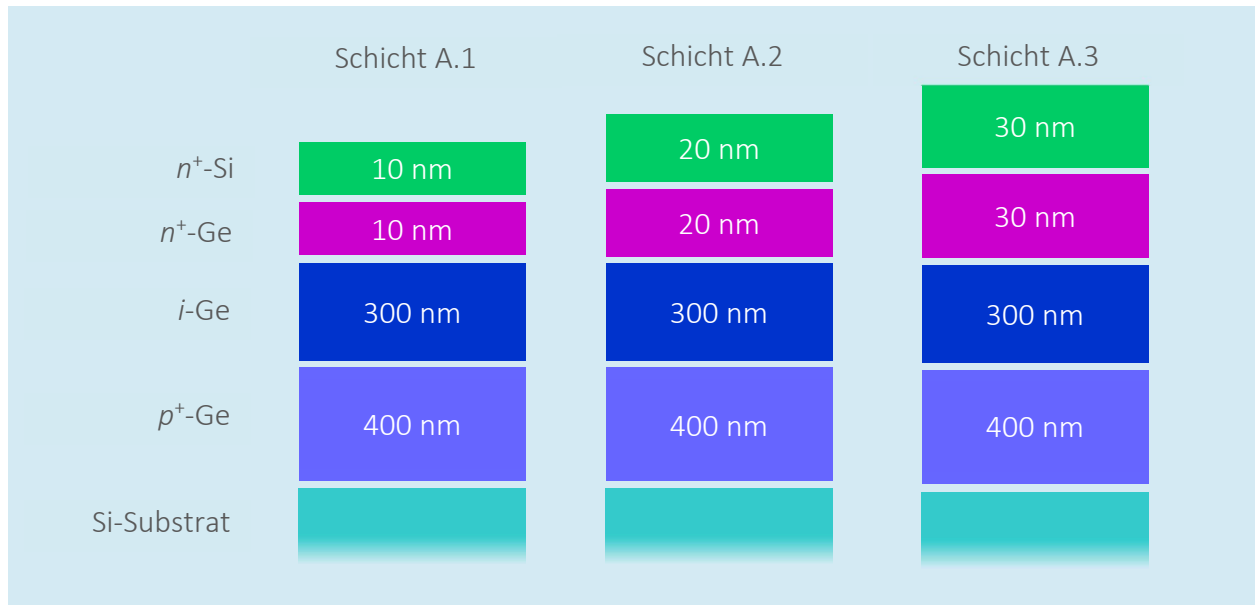


Abb. 4.2: Verwendete MBE-Schichtstapel. Variiert wurde die Dicke des  $n$ -Gebietes.

Die erste Passivierung von zwei Nanometern Aluminiumoxid in der ALD-Anlage erfolgte auf dem planaren MBE-Substrat. Hierbei war weniger der Brechungsindex des verwendeten Materials als vielmehr die definierte dünne Schichtdicke für Anwendung der ALD ausschlaggebend. Dies ist mit einem PECVD-Oxid nicht zu erreichen.

Aufgrund der Strukturgröße erfolgte die Belichtung der Nanostrukturen mittels EBL. Nach Abschluss des Lift-Off-Prozesses an der dünnen Metallisierungslage wurde die zweite Passivierung ( $\text{SiO}_2$ ) auf Oberfläche und NA im PECVD-Verfahren abgeschieden.

Die Strukturierung der Heterostruktur mit einem Durchmesser der Mesa von 160 Mikrometer erfolgte nun in drei Schritten: Mittels RIE wurden 150 Nanometer der  $\text{SiO}_2$ -Passivierung geätzt, die verbleibende Oxidschicht wurde nasschemisch entfernt, um eine Kontamination der RIE-Anlage durch eventuell außerhalb der Maskierung vorhandene NA zu unterbinden. Die MBE-Schicht wurde daran anschließend in der ICP-Anlage strukturiert.

Nach einem weiteren Passivierungsschritt mit SiO<sub>2</sub> wurden die Öffnungen zur Kontaktierung wie in den vorausgegangenen Prozessschritten mittels RIE-Verfahren geätzt und ebenfalls nass-chemisch nachgeätzt. Hieran schloss sich die ebenfalls in einem Lift-Off-Verfahren strukturierte Metallisierung aus Ni und Ag an. Dabei dient eine zehn Nanometer Ni-Schicht als Haftvermittler für die Ag-Schicht von 500 Nanometern.

Innerhalb der ersten Versuchsreihe wurde die Prozessierung der NA im Prozessablauf hinter die Strukturierung der Halbleiterschichten geschoben. Durch die bereits vorhandene Strukturierung der Oberfläche konnte der EBL-Lack nicht in einer homogenen Schichtdicke aufgebracht werden. In Bereichen mit dickerer Lackschicht konnte die zur vollständigen Belichtung nötige Dosis nicht erreicht werden. Eine vollständige die Bedeckung der Diodenoberfläche mit NA war damit nicht möglich.

#### **4.1.2 Charakterisierung**

Die FTIR-Spektroskopie (siehe Kap. 3.3.2) erlaubt eine Untersuchung der NA auch ohne ein vollständiges Bauelement. Im ersten Teil der Charakterisierung wird daher die LSPR der NA unabhängig von einem Photostrom diskutiert. Der zweite Teil betrachtet den Einfluss der NA auf den Photostrom und vergleicht die Messungen mit FTIR-Untersuchungen, die an denselben Bauelementen durchgeführt wurden.

##### *4.1.2.1 Resonanz der Nanoantennen*

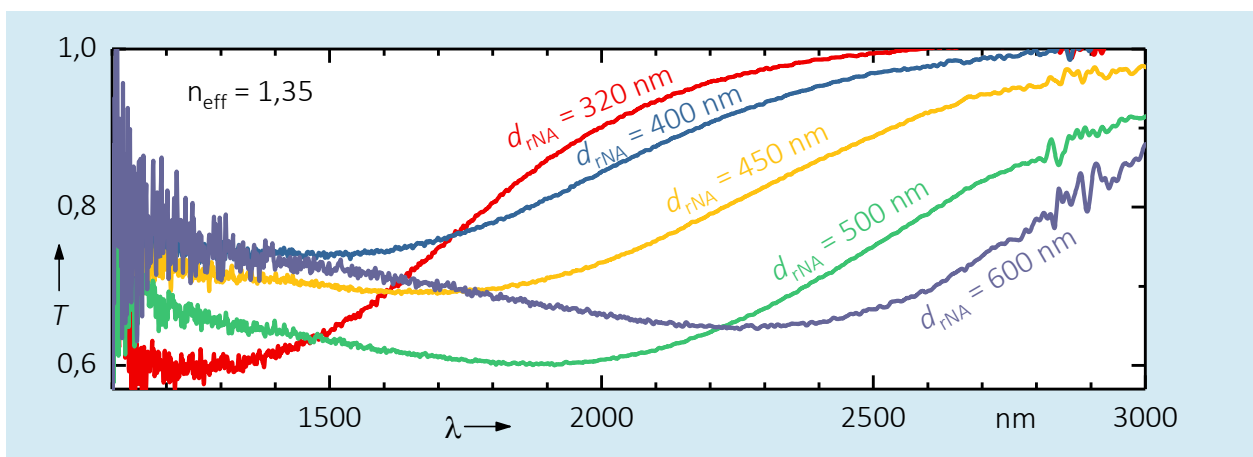
Um die Resonanz der NA in Abhängigkeit vom Brechungsindex des Substrats aber ohne den Einfluss eines Heterobauelements untersuchen zu können, wurden die NA direkt auf ein Si-Substrat bzw. auf ein Si-Substrat mit einer dicken



SiO<sub>2</sub>-Schicht aufgebracht. Der Herstellungsprozess der NA orientierte sich am oben genannten Ablauf. Einzig der Durchmesser der NA wurde größer gewählt um Resonanzen innerhalb des Detektionsbereichs des FTIR-Spektrometers zu erhalten.

Die Resonanz ist, wie bei Al-NA zu erwarten, sehr breit. Die Transmittanzmessungen der FTIR-Messung zeigen ein Minimum  $\lambda_{LSPR}$ , bei dem die durch die Resonanz der Al-NA verursachte Streuung am größten ist. Exemplarisch für die FTIR-Messungen sind die Ergebnisse an einem Substrat mit SiO<sub>2</sub> in Abb. 4.3 dargestellt. Deutlich zu erkennen ist, dass die Dichte der NA (NA pro Flächeneinheit) einen Einfluss auf die Resonanzform hat. Aus den Ergebnissen kann abgeleitet werden, dass die im Folgenden diskutierten Veränderungen am Absorptionsverhalten der Photodioden aus der LSPR der NA resultiert.

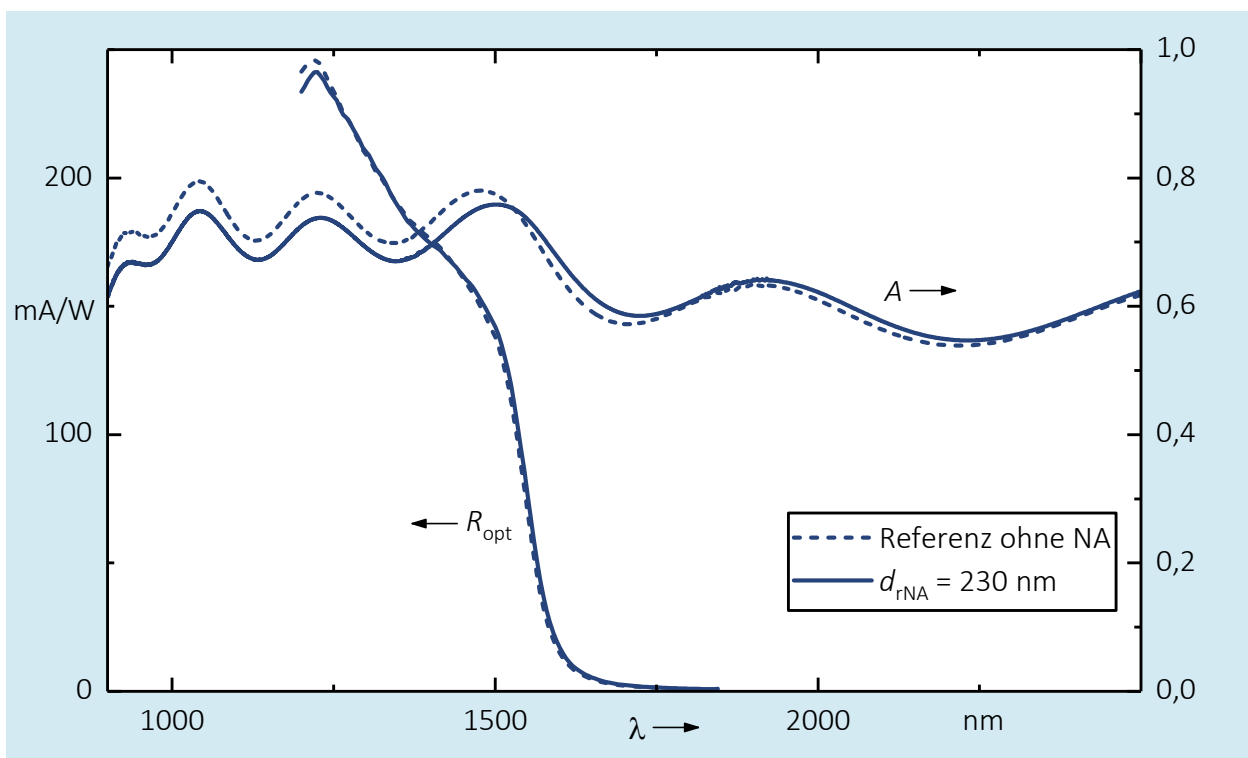
Die Wellenlängen bei denen das Transmittanzminimum auftritt werden verwendet um anhand von Gl. 3.17 den die NA umgebenden effektiven Brechungsindex zu bestimmen (siehe Abb. 4.10 und die zugehörige Diskussion in Kap. 4.1.3).



**Abb. 4.3:** Transmission durch ein Si-Substrat mit dicker SiO<sub>2</sub>-Schicht und Al-NA mit unterschiedlichem Durchmesser. Der leicht unterschiedliche Kurvenverlauf zwischen den Kurven  $d_{rNA} = 320$  nm und der Gruppe aus 400 nm bis 500 nm sowie 600 nm ist auf die unterschiedliche Dichte von NA pro Flächeneinheit zurück zu führen.

#### 4.1.2.2 Messung der Bauelemente

Die spektrale optische Empfindlichkeit wurde an den hergestellten Bauelemente anhand des in Kap. 3.3.1 beschriebenen Aufbaus bestimmt. Ein direkter Vergleich eines Bauelementes mit und ohne NA (siehe Abb. 4.4) zeigt sowohl in den Messungen des Photostroms wie auch in den FTIR-Messungen einen Einfluss der NA. Insbesondere im Wellenlängenbereich unterhalb der Bandlückenenergie der PD ( $\lambda < 1550$  nm) ist eine deutliche Erhöhung der Absorbanz feststellbar, NA und Substrat stehen miteinander in Interaktion [67]. Im Wellenlängenbereich oberhalb der Bandlücke wird das Substrat transparent und der Einfluss der NA nimmt ab.



**Abb. 4.4:** Optische Empfindlichkeit einer PD mit und ohne NA und die an denselben Dioden bestimmte Absorbanz.

Durch Bildung des Verhältnisses der jeweiligen Kurven lässt sich der Einfluss der NA auf das Absorptionsverhalten quantifizieren. Damit ist die normierte optische Empfindlichkeit  $R_n$  bzw. die normierte Absorbanz  $A_n$  gegeben durch

$$R_n(\lambda) = \frac{R_{\text{opt,NA}}(\lambda)}{R_{\text{opt,Ref}}(\lambda)} \text{ bzw. } A_n(\lambda) = \frac{A_{\text{NA}}(\lambda)}{A_{\text{Ref}}(\lambda)}$$

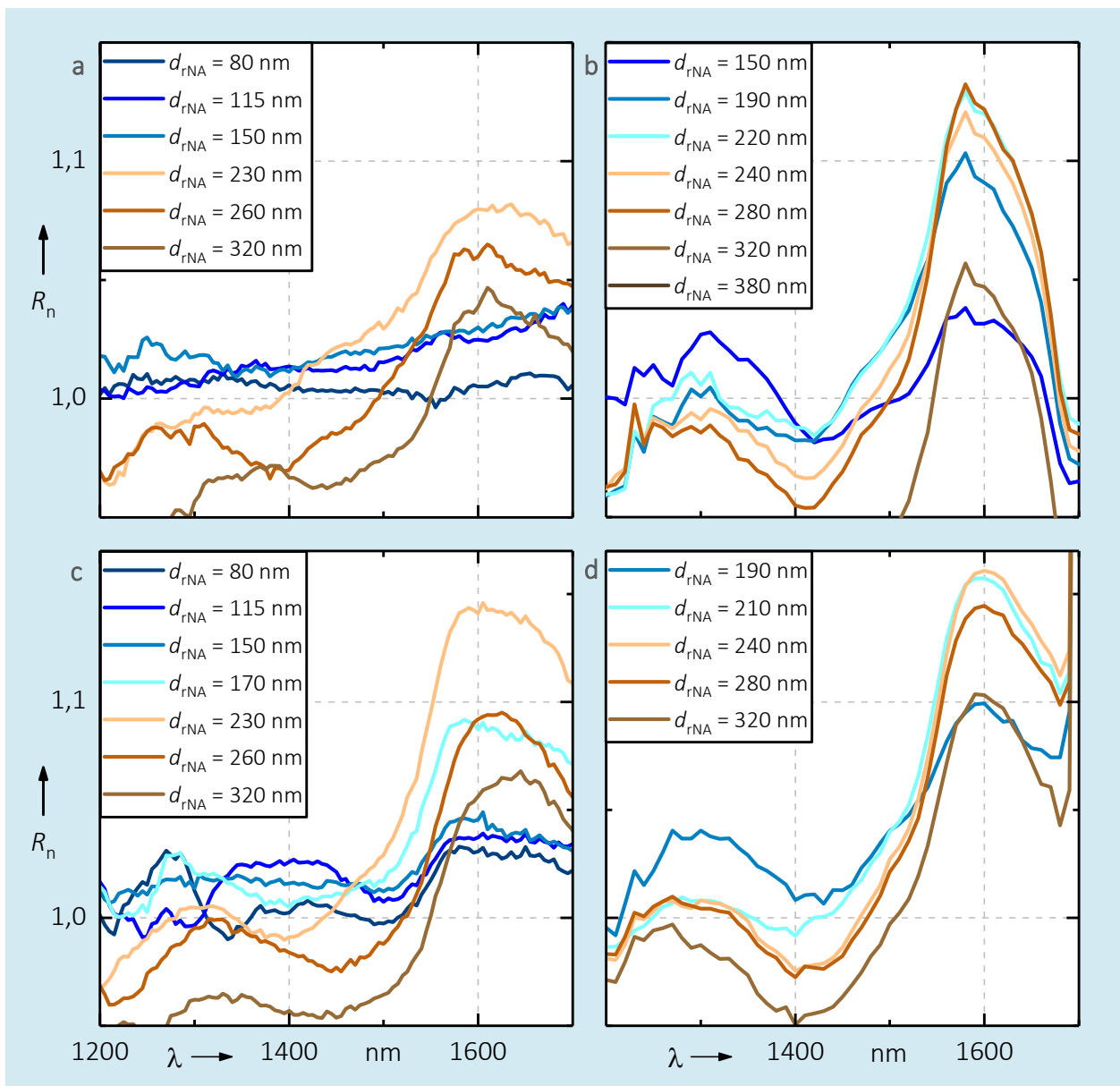
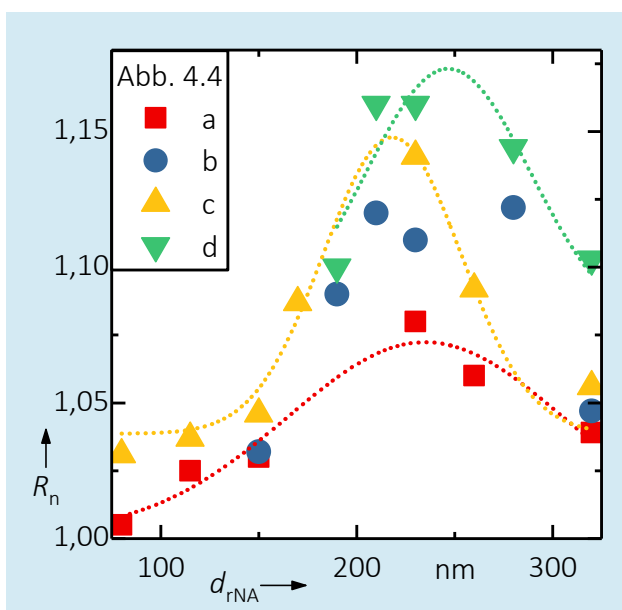


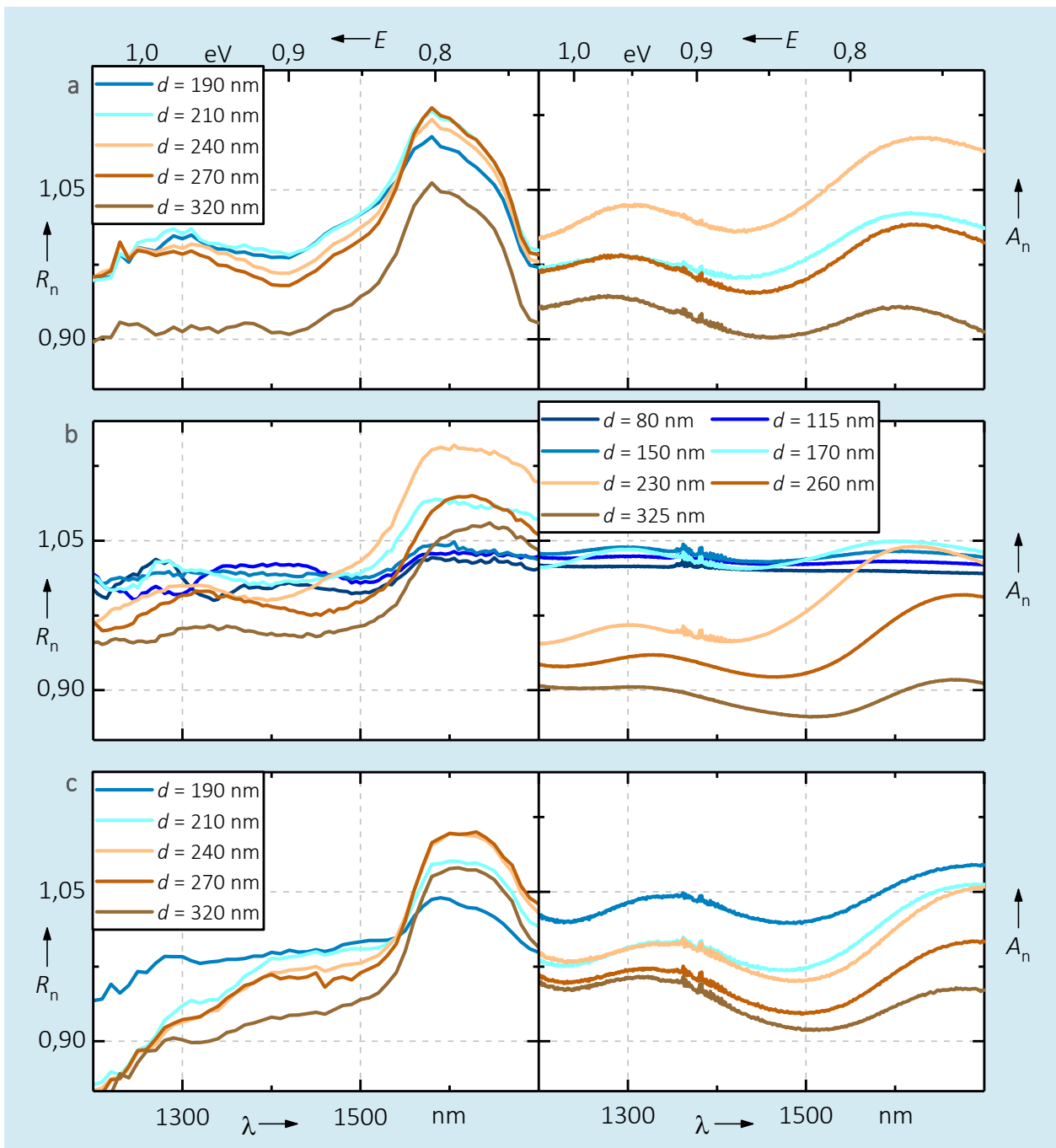
Abb. 4.5: Normierte optische Empfindlichkeit  $R_n$  für verschiedene Dioden aus den beiden Versuchsreihen. a A.1-V.1 b A.1-V.2 c A.2-V.1 d A.2-V.2.

Zu erwarten wäre ausgehend vom Resonanzverhalten der NA (siehe Kap. 3.1.3) ein Maximum in  $R_n$  bzw.  $A_n$ , das sich mit ansteigendem Durchmesser hin zu längeren Wellenlängen verschiebt.

$R_n$  zeigt über den Wellenlängenbereich zwei Maxima, die sich mit zunehmendem Durchmesser  $d_{rNA}$  ausbilden und dann wieder abfallen (siehe Abb. 4.5). Für kleine Durchmesser ( $d_{rNA} = 80$  bzw.  $115$  nm) ist praktisch kein Einfluss auf  $R_n$  zu erkennen. Mit zunehmendem Durchmesser bildet sich im Bereich um  $\lambda = 1600$  nm ein lokale Überhöhung aus, die bei Werten um  $d_{rNA} = 230$  nm ein Maximum erreicht und hin zu noch größeren Durchmessern wieder abfällt. Zur Verdeutlichung dieses Sachverhaltes sind die Werte der Kurven bei  $\lambda = 1600$  nm in Abb. 4.6 dargestellt. Darüber hinaus ist ein lokales Maximum im Bereich um  $\lambda = 1300$  nm zu erkennen, wobei der absolute Wert der Verstärkung mit zunehmendem NA-Durchmesser weiter abfällt und damit unter  $R_n = 1,0$  liegt.



**Abb. 4.6:** Datenpunkte bei  $\lambda = 1600$  nm aus Abb. 4.5 mit Fit durch eine Normalverteilung. Bei A.1-V.2 wurde auf einen Fit aufgrund des großen Fehlers verzichtet. Maximum der Verteilungen:  $d_{rNA,max} = 235$  nm (a), 220 nm (c), 247 nm (d).

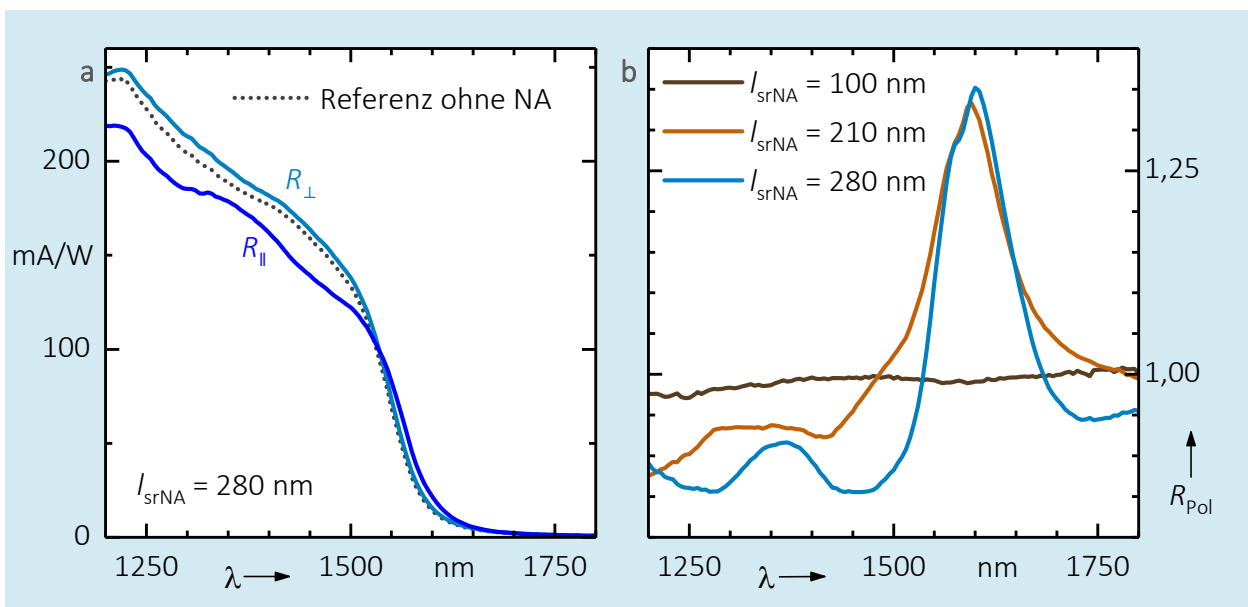


**Abb. 4.7:** Vergleich von normierter optischer Empfindlichkeit (linke Spalte) und normierter Absorbanz aus den FTIR-Messungen (rechte Spalte) an Dioden mit scheibenförmigen NA auf **a** Abb. 4.4b (Schicht A.1), **b** Abb. 4.4c (Schicht A.2), **c** Schicht A.3.  $d$  entspricht  $d_{rNA}$

Der Einfluss der NA kann, wie bereits erwähnt, auch in  $A_n$  nachgewiesen werden. Hierzu sind in Abb. 4.7 die für  $R_n$  bestimmten Kurven  $A_n$  gegenüber gestellt. Auch hier sind die beschriebenen Maxima zu erkennen. Die Absolutwerte von  $R_n$  werden durch die FTIR-Messungen aber nicht vollständig wiedergegeben. Ein Einfluss der Variation des Topkontaktes lässt sich nicht bestätigen. Der Effekt der Verstärkung scheint damit einzig im Bezug zur Bandlücke des Materials zu stehen. Dieser Sachverhalt wird in Kap. 4.1.3 weiter diskutiert.

An den Bauelementen mit stäbchenförmigen NA wurde die optische Empfindlichkeit unter paralleler  $R_{\parallel}$  und orthogonaler  $R_{\perp}$  Polarisation der einfallenden Strahlung bestimmt (siehe Kap. 3.3.1). Um den Einfluss der verschiedenen LSPR zu verdeutlichen wird das Verhältnis der Ergebnisse gebildet:

$$R_{\text{Pol}} = \frac{R_{\parallel}}{R_{\perp}}. \quad (4.1)$$



**Abb. 4.8:** a Optische Empfindlichkeit mit paralleler ( $R_{\parallel}$ ) und orthogonaler ( $R_{\perp}$ ) Einstrahlung von polarisiertem Licht bezogen auf die Längsachse der stäbchenförmigen NA. b  $R_{\text{Pol}}$  für drei PD mit unterschiedlichen stäbchenförmigen NA.

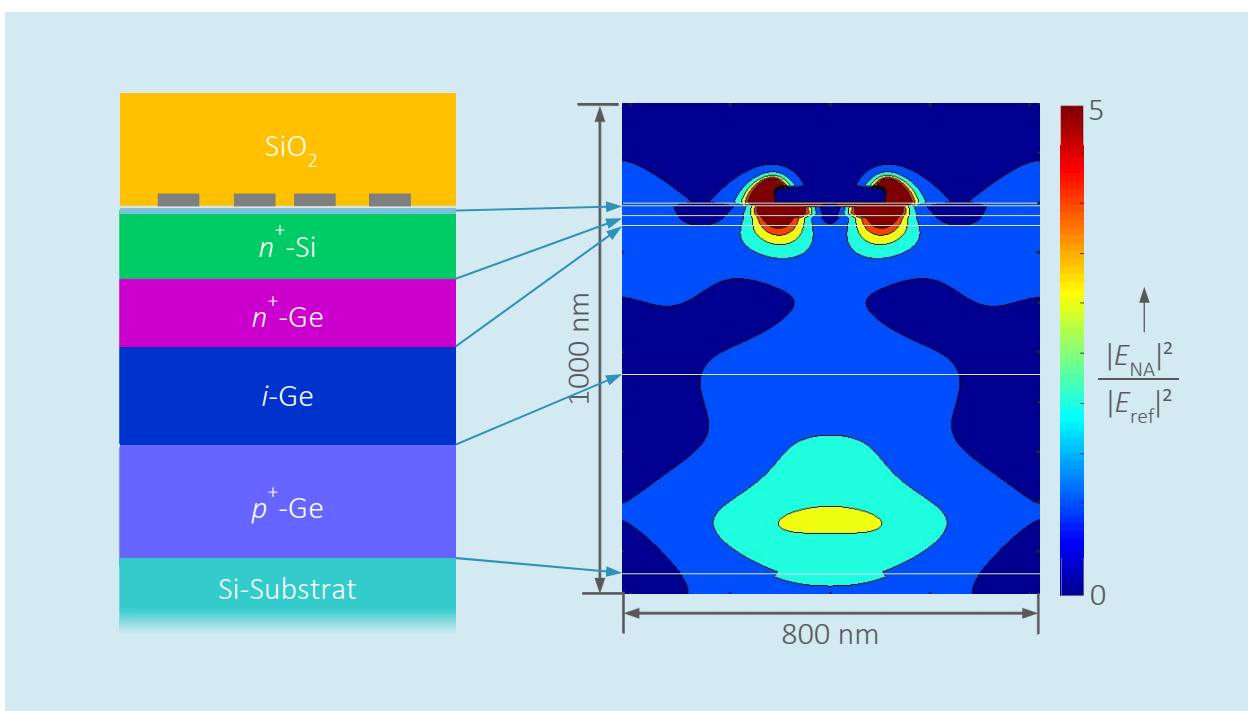
Dabei ist zu erkennen (siehe Abb. 4.8a), dass sich bei einer zur Längsachse parallelen Ausrichtung der Polarisation nur im Bereich  $\lambda > 1500$  nm eine Verstärkung ergibt. Für kleinere Wellenlängen zeigt sich eine starke Abnahme der optischen Empfindlichkeit. Daraus zeigt sich recht deutlich die bekannte Verstärkung der optischen Empfindlichkeit um  $\lambda = 1600$  nm mit Werten bis zu 35 %. Im Vergleich zu den Messungen an scheibenförmigen NA fällt diese Verstärkung durch die Berücksichtigung der Polarisation deutlich schmalbandiger aus.

### 4.1.3 Diskussion

Die beschriebene Verstärkung der optischen Empfindlichkeit durch die NA gerade im Bereich um  $\lambda = 1600$  nm lässt sich durch die optischen Eigenschaften der Ge-Schicht erklären. Im Wellenlängenbereich äquivalent zur der Bandlückenenergie (siehe Kap. 3.2.2) beginnt das Material transparent zu werden. Durch die sich verringernde Absorption nimmt auch die Fähigkeit zur Generation von Ladungsträgern ab. Fällt die Resonanzwellenlänge der NA mit der Wellenlänge der Bandlückenenergie zusammen, ist es durch die verstärkte Streuung der einfallenden Strahlung möglich diesen Verlust an Absorptionsvermögen teilweise auszugleichen. Die Streuung ermöglicht, dass die vormals senkrecht einfallende Strahlung nun unter einem Winkel in das Ge-Gebiet eintritt. Dies führt zu einer effektiven Verlängerung des optischen Weges in der Schicht und damit zu einer höheren Absorptionswahrscheinlichkeit [67]. Veranschaulicht wird dieser Effekt durch die sich in Abb. 4.9 ausbildende Felderhöhung innerhalb der Ge-Schicht. Deutlich zu sehen ist, dass die Mode hierbei noch hauptsächlich im *p*-Ge-Gebiet verläuft [84]. Optimal wäre eine Erhöhung der Feldstärke im Bereich der *i*-Ge-Schicht direkt darüber.

Im Wellenlängenbereich mit Energien deutlich geringer als die der Bandlücke ist das Absorptionsvermögen des Ge bereits so stark abgefallen, dass auch die Streuung der NA keine Verbesserung mehr ermöglicht.

Für  $\lambda < 1500$  nm überwiegt mit zunehmendem  $d_{\text{rNA}}$  der Abschattungseffekt. Weniger Strahlung gelangt in das intrinsische Gebiet, die Effizienz des Bauelementes nimmt ab. Das lokale Maximum, das sich bei  $\lambda = 1300$  nm ausbildet könnte auf eine Interaktion der NA mit den Dünnschicht-Reflektionen des Substrats hindeuten. Da eine Variation der Ge-Schichtdicke hier nicht durchgeführt wurde, lässt sich dies nicht abschließend bestätigen.



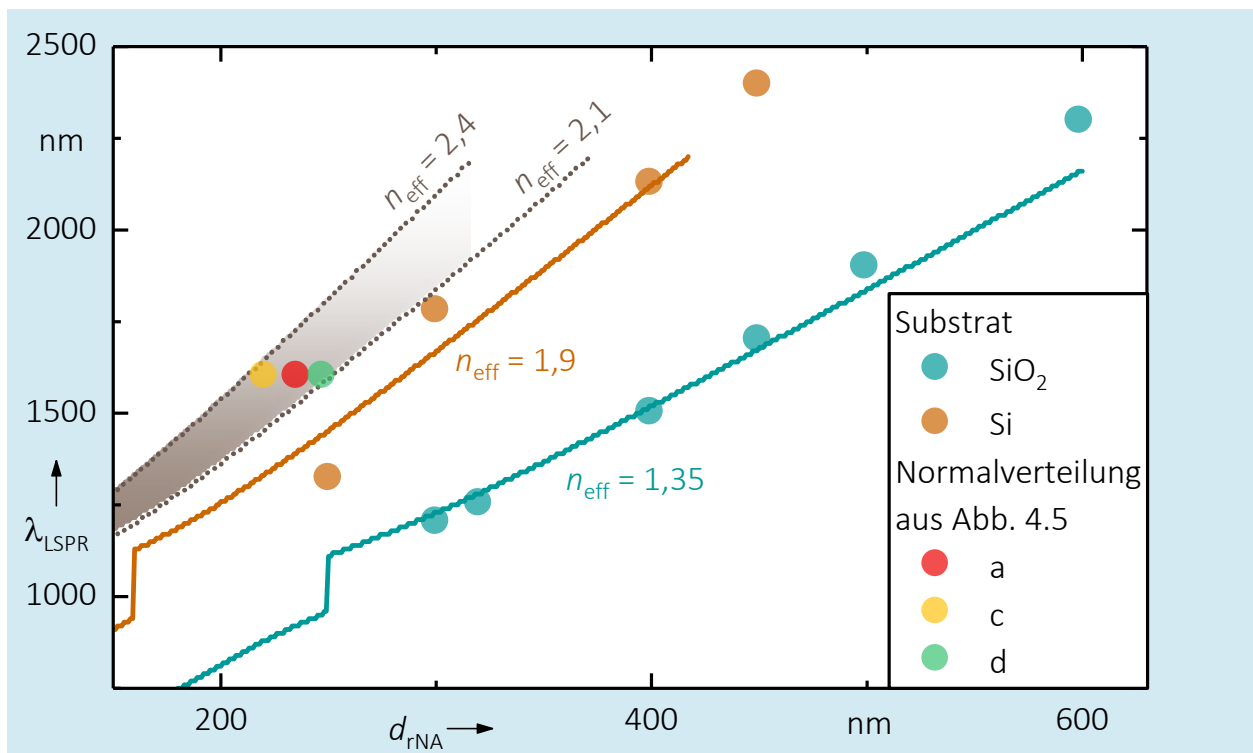
**Abb. 4.9:** Verstärkung des elektrischen Feldes bei  $\lambda = 1600$  nm durch eine NA ( $d_{\text{NA}} = 230$  nm) auf einem Ge-*p-i-n*-Schichtstapel. Deutlich zu erkennen ist die elektrische Feldverstärkung unterhalb der NA die bis in intrinsische Gebiet eindringt. Nach [85].



#### 4.1.3.1 Abschätzung der Eignung des Aufbaus als RI-Sensor

Der Einfluss des Brechungsindex auf die LSPR wird im Vergleich verschiedener Substrate offensichtlich. Die aus den FTIR-Messungen bestimmten Transmissionsminima  $\lambda_{\text{LSPR}}$  (siehe Abb. 4.3) für verschiedene Substrate (Si und  $\text{SiO}_2$ ) werden unter Variation des Durchmessers der scheibenförmigen NA grafisch unter Verwendung von Gl. 3.17 genähert (siehe Abb. 4.10). Dies ermöglicht die Bestimmung eines effektiven Brechungsindex  $n_{\text{eff}}$ , der die NA homogen umgibt. Für ein  $\text{SiO}_2$ -Substrat erhält man  $n_{\text{eff}} = 1,35$ . Für den Fall eines Si-Substrats steigt dieser Wert auf  $n_{\text{eff}} = 1,9$ .

Da zur Bestimmung von  $n_{\text{eff}}$  die Resonanzwellenlänge bekannt sein muss, ist die Bestimmung dieses Wertes auf den Bauelementen durch den Einfluss der Heterostruktur erschwert. Es wird daher angenommen, dass nur bei  $\lambda = 1600$  das



**Abb. 4.10:** Resonanzwellenlänge dargestellt in Abhängigkeit vom Durchmesser. Der analytisch bestimmte Zusammenhang (Kap. 3.1.3) gibt Aufschluss über den effektiven Brechungsindex der die scheibenförmige NA umgibt.

Maximum der Resonanz  $\lambda_{\text{LSPR}}$  wirklich sichtbar ist. Anhand dieser Annahme wird nur der Wert von  $d_{\text{rNA}}$  extrahiert, der bei dieser Wellenlänge den größten Einfluss auf den Photostrom zeigt. Anders ausgedrückt werden nur die Maximalwerte der Verteilung aus Abb. 4.6 in Abb. 4.10 eingetragen. Damit lassen sich Werte für die untersuchten Bauelemente von  $n_{\text{eff}} = 2,1$  bis  $2,4$  bestimmen. Dieser Anstieg beim effektiven Brechungsindex ist realistisch, da die NA auf den Bauelementen gegenüber den NA auf den einfachen Substraten zusätzlich noch in  $\text{SiO}_2$  eingebettet sind.

Um die Leistungsfähigkeit der Bauelemente als Sensor abschätzen zu können, müssen einige Annahmen zur Messumgebung getroffen werden. Vorausgesetzt, die Messung findet an einer wässrigen Lösung statt und ein Molekülfilm dient als Rezeptor, dann liegt der effektive Brechungsindex des Dielektrikums (Volumen oberhalb der NA) bei  $n_{\text{d,eff}} \cong 1,4$ . Da dies in etwa dem Brechungsindex von  $\text{SiO}_2$  entspricht, ist davon auszugehen, dass auch der homogene effektive Brechungsindex für die NA im Bereich von  $n_{\text{eff}} = 2,3$  liegt. Zur Erinnerung, dieser Wert setzt sich aus den Brechungsindizes des Dielektrikums und des Substrats zusammen.

Eine Abschätzung des FOM\* erfolgt schließlich anhand von Abb. 4.6 und Abb. 4.10. Die maximal zu erreichende Änderung des Photostroms von 14 % tritt bei  $d_{\text{rNA}} = 220$  nm auf. Bereits bei  $d_{\text{rNA}} = 260$  nm ist dieser Wert wieder auf eine zu vernachlässigende Verstärkung abgefallen (siehe Abb. 4.6). Nach Abb. 4.10 entspricht dies einer Verschiebung von  $\lambda_{\text{LSPR}}$  um etwa 200 Nanometer (bestimmt ausgehend vom gelben Punkt entlang der Linie von  $n_{\text{eff}} = 2,4$ ). Um eine Änderung von  $\Delta\lambda_{\text{LSPR}} = 200$  nm allein durch eine Variation des Brechungsindex zu erzeugen, muss  $n_{\text{eff}} = 2,7$  erreicht werden (ohne Darstellung). Man erhält somit eine Änderung des Brechungsindex  $\Delta n = 0,3$  bei einer gleichzeitigen Änderung

des Photostroms um  $\Delta R = 14\%$ . Die Annahme von  $\Delta n = 0,3$  unterschätzt den Einfluss des Dielektrikums auf  $n_{\text{eff}}$ . Damit ergibt sich

$$\text{FOM}^* \leq \frac{\Delta R}{\Delta n \cdot R} = \frac{\frac{R_A}{R_{\text{Ref}}} - 1}{\Delta n} = \frac{0,14}{0,3} \cong 0,47$$

Dieser Wert liegt etwa eine Größenordnung unter den Werten, die bei stäbchenförmigen Au-NA realisiert werden konnten. Daher erscheint eine weitere Nutzung dieses Konzepts nicht sinnvoll [71].

Eine Abhilfe zur Erhöhung von  $\text{FOM}^*$  könnte die Einführung einer dickeren Oxidschicht unterhalb der NA liefern, wodurch der effektive Brechungsindex verringert würde und die plasmonische Mode weniger stark an das Substrat gebunden wäre. Diese zusätzliche Schicht entfernt zwar die NA weiter vom intrinsischen Gebiet der Photodiode, ein negativer Einfluss auf den Verstärkungseffekt der NA ist nicht zu erwarten, da dieser Effekt nicht auf den Nahfeldern der NA basiert und damit wenig durch die räumliche Trennung beeinflusst werden dürfte.

Die Festlegung der Auswertewellenlänge auf die Bandkante bietet darüber hinaus Nachteile, wenn das System für Einsatzzwecke gezielt abgestimmt werden soll. Eventuell vorhandene Absorption im Probenvolumen (z. B. durch Flüssigkeiten) können nicht oder nur schwer umgegangen werden. Dies wäre aber bei einem derart geringen Signal empfehlenswert.

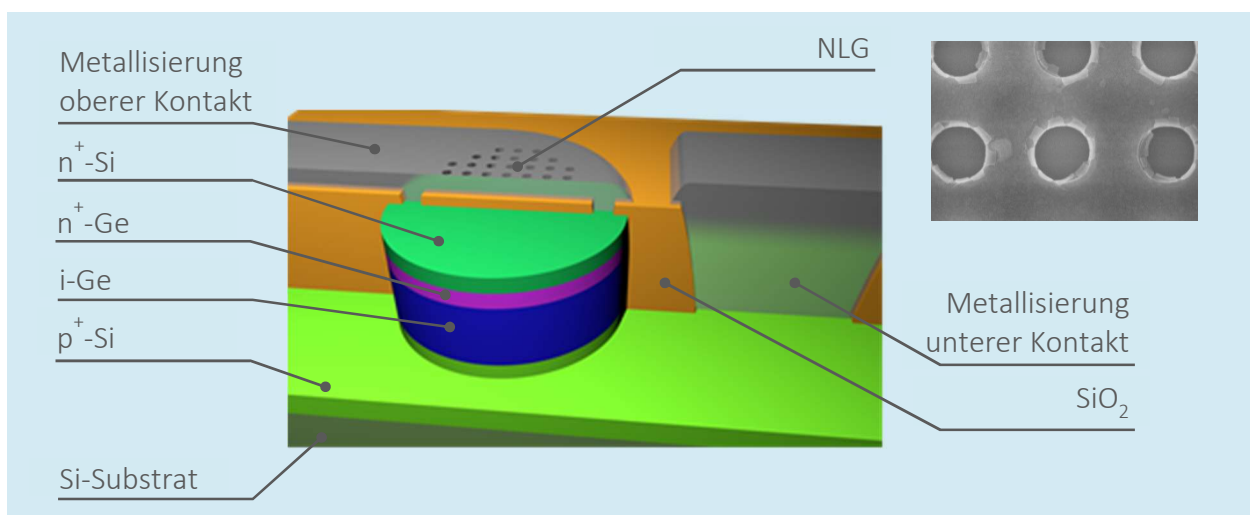
Die frühe Einbindung der NA-Fabrikation in die Prozessabfolge – unabhängig in welchem der Versuche – erfordert immer einen Schutz der NA gegenüber den weiteren Prozessschritten. Dies wurde hier durch die Passivierungsschicht gelöst, innerhalb derer nun aber auch das lokale Feld der NA im oberen Bereich

abfällt. Damit ist die NA nicht mehr sensitiv gegenüber Brechungsindex-Änderungen. Hinzu kommt, dass die Herstellung der NA eine weitere Metallisierungslage erforderlich macht. Dies erfordert einen höheren Prozessaufwand, der in einer späteren Integration in einen CMOS-Prozess nicht wünschenswert wäre.

## 4.2 Nanolochgitter auf Ge-Photodioden

NLG bieten sich aufgrund der hohen Kontraste ihrer spektralen Transmissionsfunktion für die integrierte Biosensorik an. Bei den hier gezeigten Bauelementen beträgt der Kontrast im Bereich der Fano-Resonanz mehr als 2:1. Im idealen Fall kann dieser Wert auf 10:1 gesteigert werden. Dies ermöglicht mit plasmonischen Strukturen aus Al ein größeres Signal-Rausch-Verhältnis und Sensitivitäten von über  $1000 \text{ nm RIU}^{-1}$ .

Da bei einem vertikalen Bauelement bereits eine Metallisierung auf der Oberseite vorhanden ist, ist es auch unter technologischen Gesichtspunkten sinnvoll diese für plasmonische Strukturen zu nutzen (siehe Abb. 4.11). Für die Herstellung wurden die in 3.1.4 bestimmten optimalen Parameter unter Berücksichtigung der technologischen Aspekte realisiert. So ist z. B. die obere Metallisierung auf eine Dicke von 100 Nanometern bedingt durch die NLG-Strukturierung begrenzt. Hieraus ergibt sich unter anderem der Bedarf für eine Planarisierung.



**Abb. 4.11:** 3D-Skizze der Ge-*p-i-n*-PD mit NLG in der Kontakt-Metallisierung des *n*-Gebietes. Zur Verdeutlichung sind Passivierung und Metallisierung teilweise entfernt. REM-Bild zeigt eine Aufsicht auf das NLG mit  $d_{\text{rNA}} = 540 \text{ nm}$ .

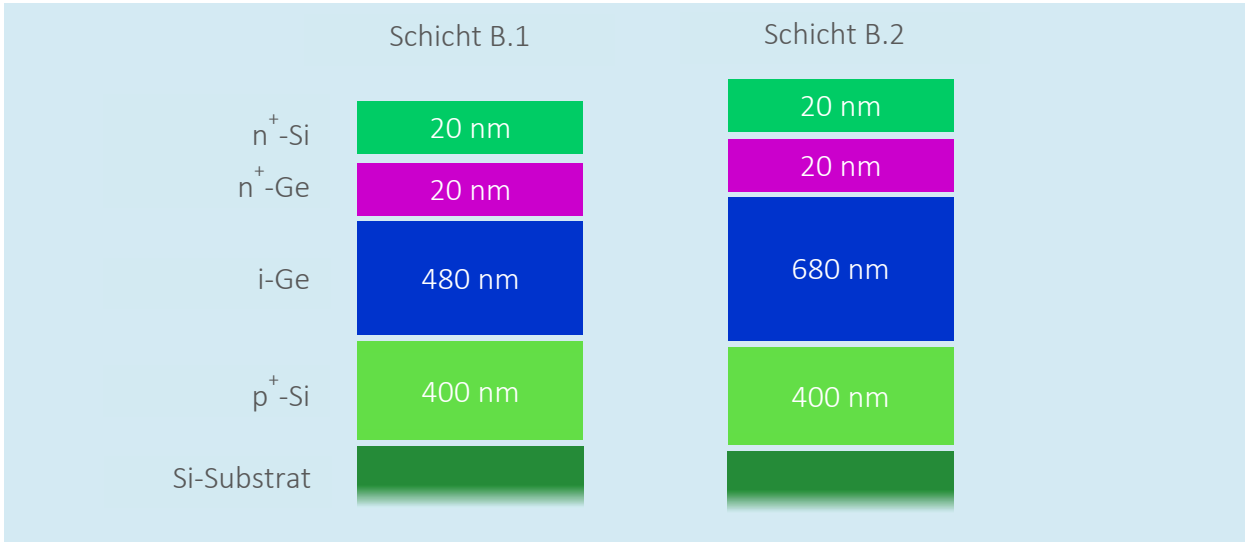


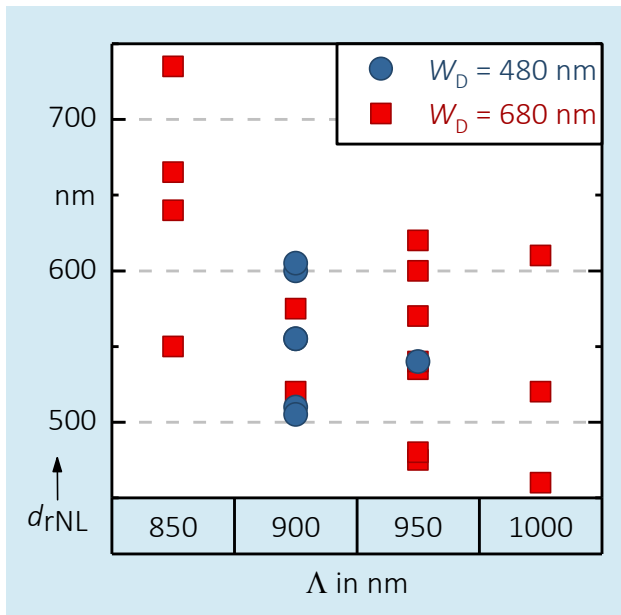
Abb. 4.12: Verwendete MBE-Schichtstapel. Variiert wurde die Dicke des *i*-Gebietes  $W_D$ .

#### 4.2.1 Herstellung

Der Prozessablauf folgt den drei in Kap. 3.4 genannten Hauptschritten. Anschließend werden die NLG in der Metallisierung des oberen Kontaktes realisiert.

Die Strukturierung der Halbleiterschichten erfolgt auf Basis einer lithografisch erzeugten Maskierung, welche mittels ICP-RIE in die in Abb. 4.12 dargestellten MBE-Schichtstapel übertragen wird. Nach einer Reinigung wird eine SiO<sub>2</sub>-Schicht von 1,3 Mikrometern abgeschieden. Diese wird in einem CMP-Prozess planarisiert, sodass eine Ebene mit einer Abweichung von etwa 50 Nanometern über den Mesagebieten entsteht. Durch vollflächiges Ätzen der SiO<sub>2</sub>-Schicht in der RIE-Anlage, die es ermöglicht das Oxid selektiv zu Si zu ätzen, wird diese soweit reduziert, dass das obere *n*-Gebiet bündig zur Passivierung abschließt.

Zur Einstellung des effektiven Brechungsindex unterhalb des späteren NLGs wird eine SiO<sub>2</sub>-Schicht mit einer Dicke von  $t_{\text{SiO}_2} = 50 \text{ nm}$  abgeschieden. Die



**Abb. 4.13:** Übersicht der optisch charakterisierten Bauelemente und die Dimensionen ihrer NLG. Der funktionelle Zusammenhang zwischen  $\Lambda$  und  $d_{rNL}$  ergibt sich aus der mit  $\Lambda$  variierenden Dichte der Strukturen und dem sogenannten „Proximity-Effekt“ in der EBL.

Strukturierung der Passivierung zur Kontaktierung der Halbleiterschichten erfolgte nach einer Maskierung zuerst durch einen kurzen Trockenätzschritt in der RIE und einer darauf folgenden nass-chemischen Ätzung durch BHF. Der zu Si selektive nass-chemische Ätzprozess ermöglichte eine Öffnung der Kontaktfenster auch bei abweichender Ätztiefe zwischen oberem und unterem Kontaktgebiet.

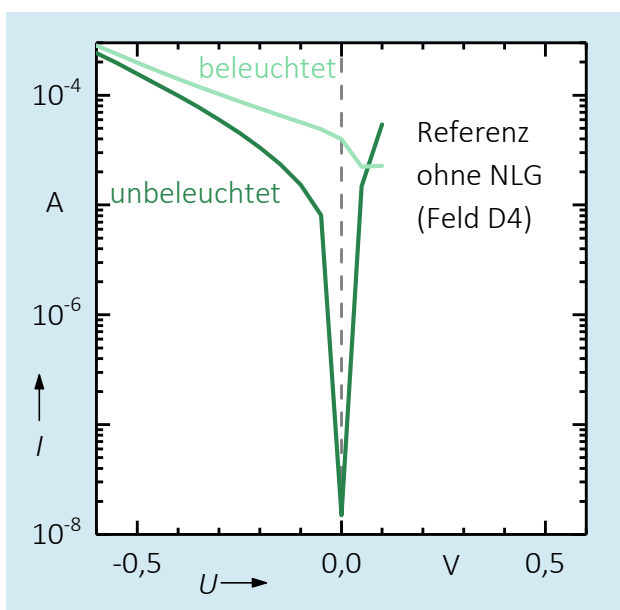
Die Strukturierung der Metallisierung mit einer Schichtdicke von  $t_m = 100$  nm erfolgte auch in diesem Fall mittels Lift-Off-Verfahren von aufgedampftem Al. Die Metallisierung wurde im Anschluss mittels EBL und ICP-RIE mit Lochgittern beschrieben und strukturiert. Gewählt wurden quadratische Anordnungen von Löchern mit Gitterkonstanten  $\Lambda = 900, 950$  und  $1000$  nm, bei Durchmessern von  $d_{rNL} = 500, 550$  und  $600$  nm. Eine Übersicht über alle verfügbaren und vermessenen Kombinationen von  $\Lambda$  und dem realen Durchmesser  $d_{rNL}$ , der sich durch die EBL-Belichtung ergibt, zeigt Abb. 4.13. Zum Entfernen des EBL-Lackes nach dem Ätzvorgang musste ein Veraschungsschritt im  $O_2$ -Plasma verwendet werden. Hierdurch ist von einer geringfügig dickeren Aluminiumoxid-

Schicht auf der Metallisierung auszugehen. Leider blieben auf der Oberfläche verhärtete Lackreste zurück, die sich nicht adäquat entfernen ließen.

#### 4.2.2 Charakterisierung

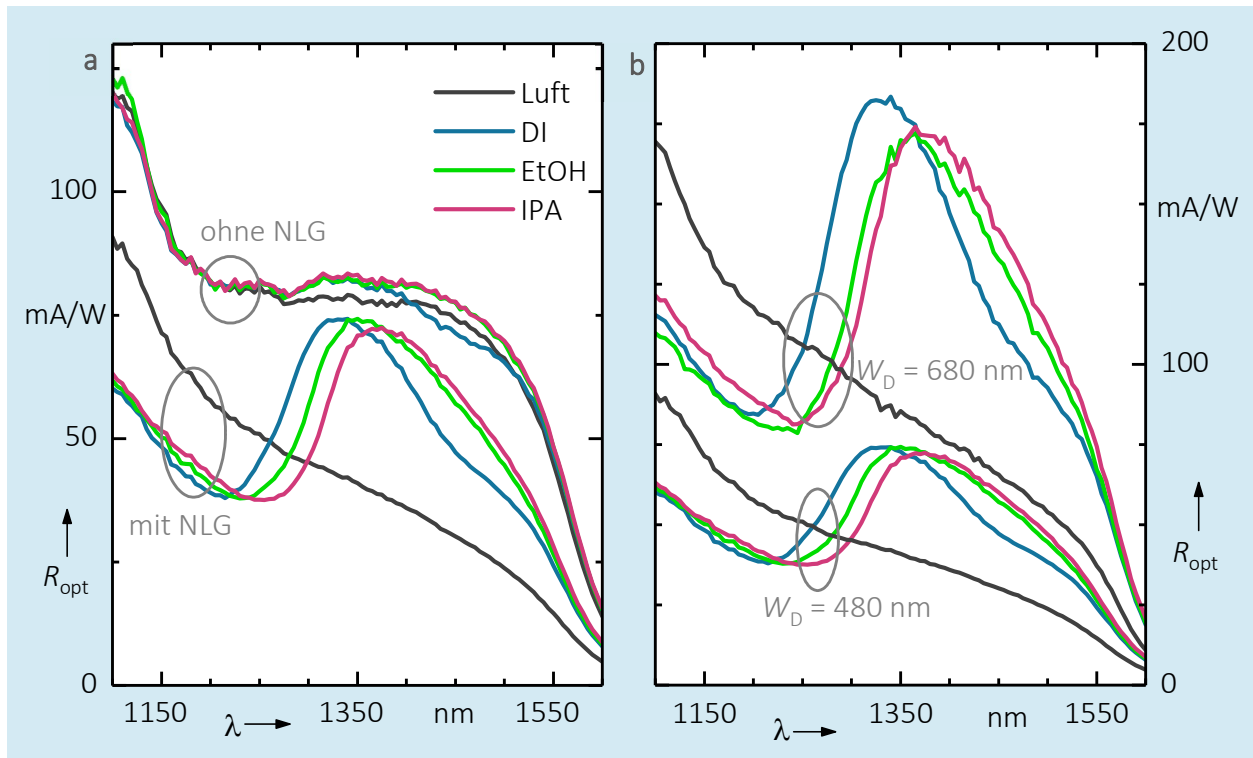
Eine vollständige Aufnahme der elektrischen Kennlinien  $I(U)$  der hergestellten Bauelemente erfolgte vor dem EBL-Schritt, um geeignete Bauelemente zur weiteren Bearbeitung mit NLG zu identifizieren. Daher sind Charakteristiken für Bauelemente mit NLG nicht verfügbar. Durch hohe Sperrsättigungsströme (siehe Abb. 4.14), welche ihren Ursprung mutmaßlich in einer nicht optimalen Dotierung des  $n$ -Gebietes der Dioden haben, war es nur sinnvoll, die optische Empfindlichkeit bei  $U = 0$  V auszuwerten. Durch eine Reduzierung des Sperr-sättigungsstroms ist eine Verbesserung der Sensorfunktionalität zu erwarten, da hierdurch der Kontrast bei einer Messung steigt.

Die optische Charakterisierung erfolgte wieder durch das in Kap. 3.3.1 beschriebene Verfahren. Zur Bestimmung des Einflusses einer Brechungsindexvariation auf der Oberfläche der NLG wurde bei den Messungen zyklisch der



**Abb. 4.14:** Dioden-Charakteristiken einer beispielhaft ausgewählter PD mit  $W_D = 480$  nm. Die Referenzdiode vom Feld D4 ist einmal unbeleuchtet und einmal beleuchtet mit  $\lambda = 1480$  nm dargestellt. Die Bestimmung der optischen Empfindlichkeit erfolgte bei  $U = 0$  V. ( $\Phi_\lambda = 400 \mu\text{W}$ , Dielektrikum ist Luft, für die räumliche Zuordnung siehe Anhang A.3)

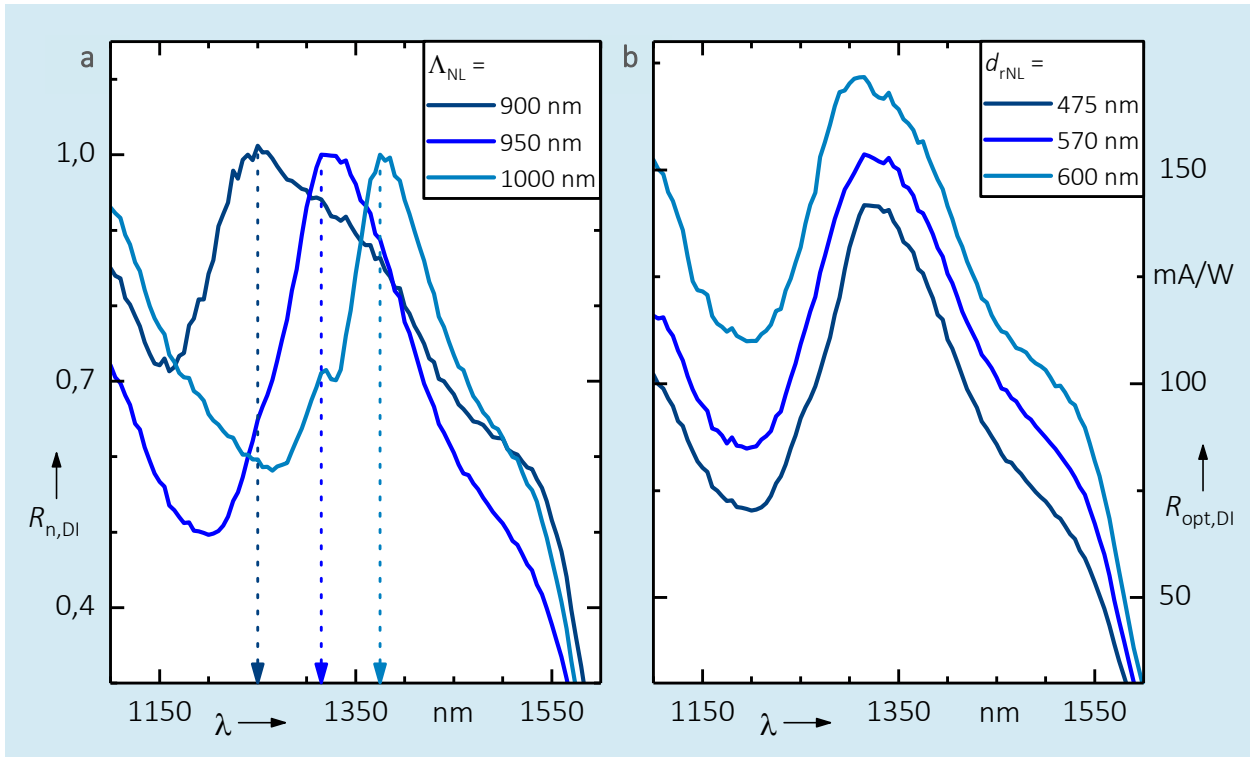




**Abb. 4.15:** **a** Optische Empfindlichkeit für zwei verschiedene Bauelemente ohne (vgl. Abb. 4.14) und mit einem NLG mit  $W_D = 480$  nm,  $\Lambda_{NL} = 950$  nm und  $d_{rNL} = 540$  nm; jeweils gemessen unter Variation des Brechungsindex des Dielektrikums. Die Verminderung der optischen Empfindlichkeit um den Wellenlängenbereich von  $\lambda = 1400$  nm ist auf Absorptionen des Wassers zurück zu führen. **b** Vergleich von zwei Bauelementen mit identischen NLG mit  $\Lambda_{NL} = 950$  nm und  $d_{rNL} = 540$  nm aber unterschiedlichen Ge-Schichtdicken.

Luftspalt zwischen Glasfaser und NLG mit verschiedenen Flüssigkeiten – DI, EtOH und IPA – gefüllt (siehe Kap. 3.3.3).

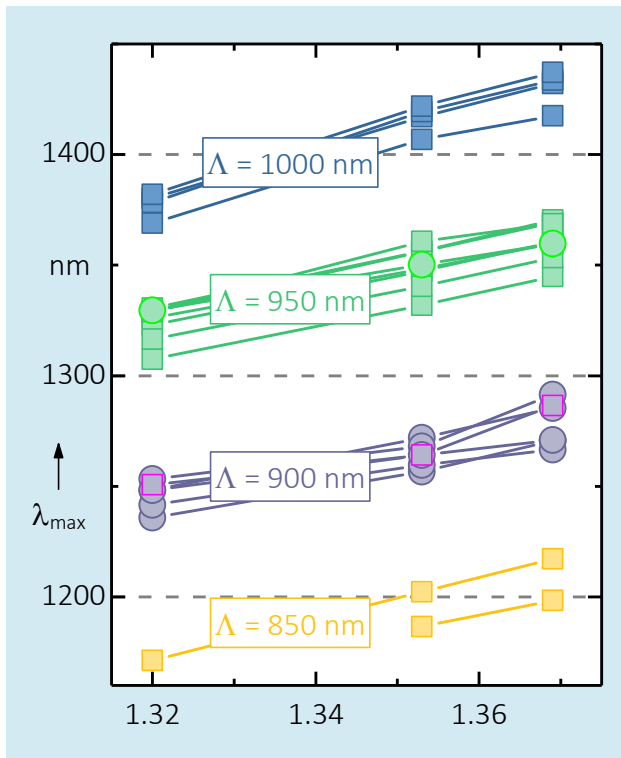
Die Veränderung des Dielektrikums auf der Oberfläche hat einen deutlichen Einfluss auf die spektrale optische Empfindlichkeit eines Bauelements mit NLG, wie sich im direkten Vergleich zweier Bauelemente mit und ohne NLG zeigt (siehe Abb. 4.15a). Erfolgt die Einstrahlung des Lichtes direkt durch die 50 Nanometer  $\text{SiO}_2$ , ist zwar aufgrund des Fehlens der NLG eine höhere optische Empfindlichkeit zu erzielen, eine qualitative Veränderung der Kurve bei Veränderung des Brechungsindex ist allerdings nicht zu beobachten.



**Abb. 4.16:** **a** Eine Variation von  $\Lambda_{NL}$  ruft eine Verschiebung des Resonanzpunktes hervor. Zur Verdeutlichung sind die Kurven auf einen Maximalwert von 1,0 normiert. **b**  $d_{rNL}$  hebt mit ansteigenden Werten die optische Empfindlichkeit ohne den qualitativen Verlauf zu ändern. Für alle Messungen war  $n_d = n_{DI}$ .

Ganz anders verhält sich dazu das Bauelement mit NLG. Deutlich ist ein Resonanzverhalten der plasmonischen Moden in Form einer Fano-Resonanz zu erkennen, deren Maximum sich mit ansteigendem Brechungsindex hin zu längeren Wellenlängen verschiebt. Außerdem ist im Vergleich zur Messung unter Atmosphäre (Luft) eine starke Zunahme der optischen Empfindlichkeit ab  $\lambda = 1200$  nm zu beobachten.

Einer Variation der Ge-Schichtdicke zeigt außer der zu erwartenden höheren optischen Empfindlichkeit keinen offensichtlichen Einfluss auf das qualitative Verhalten der Fano-Resonanz (siehe Abb. 4.15b).



**Abb. 4.17:**  $\lambda_{\max}$  aller durch Normalverteilungen auswertbaren Messungen. Die Steigung der Verbindungslinien entspricht der Sensitivität  $S$  (siehe **Abb. 4.18**).

○  $W_D = 480$  nm, □  $W_D = 680$  nm. Die vorhandenen Fehler sind der Übersichtlichkeit halber nicht dargestellt.

Hingegen wird die Fano-Resonanz deutlich bei einer Änderung von  $\Lambda_{NL}$  verschoben. Mit zunehmender Gitterkonstante verschiebt sich die Resonanz hin zu längeren Wellenlängen (siehe **Abb. 4.16a**). Bei unterschiedlichem Lochdurchmesser lässt sich außer einer Zunahme der optischen Empfindlichkeit aufgrund einer geringeren bedeckten Fläche und einem Auseinanderlaufen der Resonanz keine weitere Änderung feststellen (siehe **Abb. 4.16b**). Hiermit ist ein robuster Fabrikationsprozess gewährleistet, da die Gitterkonstante durch den Lithografieprozess definiert ist, der Durchmesser der Aperturen hingegen nicht.

### 4.2.3 Diskussion

Durch Variation des Dielektrikums kann die Eignung des Bauelements als refraktiver Sensor diskutiert werden. Dazu werden die Kenngrößen Sensitivität  $S$ , FOM und FOM\* bestimmt. Anhand von FDTD-Simulationen werden weiterhin die Ursache für die hohe Sensitivität des Bauelementes und der Einfluss der Bauteilparameter auf die Sensorfunktion untersucht.

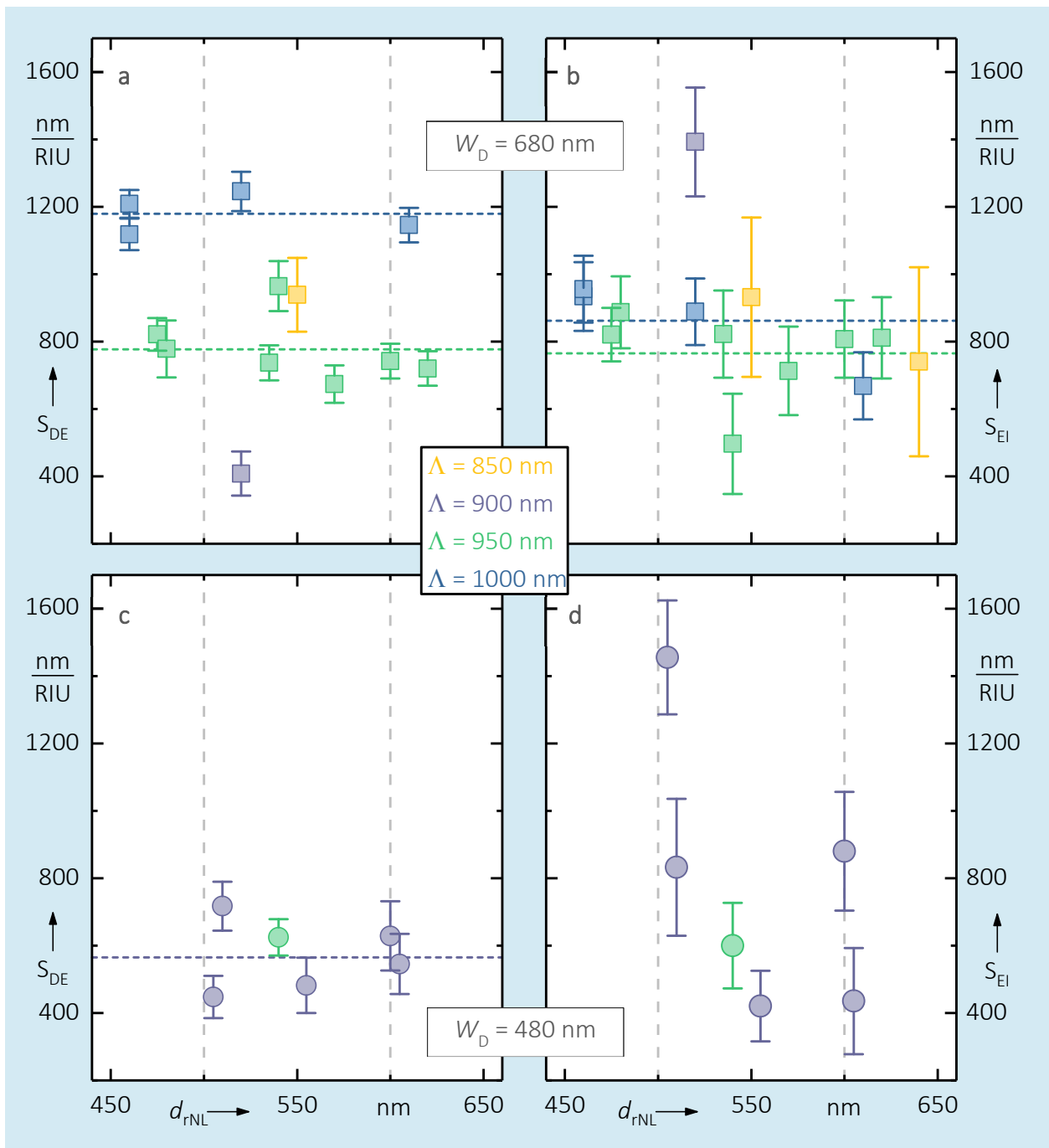
#### 4.2.3.1 Eignung als Biosensor

Im Vergleich zu Kap. 4.1.3.1 kann an diesen Bauelementen die Sensitivität  $S$  bestimmt werden. Hierzu werden die drei Messungen unter Flüssigkeit für jedes Bauelement an der linken Flanke durch eine Normalverteilung angenähert und damit die Wellenlängen der Maxima  $\lambda_{\max}$  sowie die Halbwertsbreite  $\Gamma$  bestimmt (siehe Kap. 3.3.3). Die Wellenlängen der Maximalwerte für alle auf diese Art ausgewerteten Messungen sind in Abb. 4.17 dargestellt, aufgetragen über den Brechungsindex des verwendeten Dielektrikums auf der Oberfläche  $n_d$ . Die Steigung der Verbindungslinien gibt nun die Sensitivität  $S$  an, wobei zwischen  $S_{DE}$  und  $S_{EI}$  unterschieden wird [22]:

$$S_{DE} = \left| \frac{\lambda_{\max,DI} - \lambda_{\max,EtOH}}{n_{DI} - n_{EtOH}} \right|, \quad (4.2)$$

$$S_{EI} = \left| \frac{\lambda_{\max,EtOH} - \lambda_{\max,IPA}}{n_{EtOH} - n_{IPA}} \right|. \quad (4.3)$$

Für  $\Lambda = 950$  nm zeichnet sich eine optimale Abstimmung der Resonanz für den untersuchten Wertebereich von  $n_d$  ab, mit Werten um  $S = 800$  nm pro Brechungsindexeinheit (*engl.* refractive index unit, RIU) (siehe Abb. 4.18a und Abb. 4.18b). Zwar erreicht  $S_{DE}$  für  $\Lambda = 1000$  nm mit die höchsten Werte, fällt aber für  $S_{EI}$  stetig mit zunehmendem Durchmesser unter die von  $\Lambda_{NL} = 950$  nm erreichbaren Werte. Für einen im Wertebereich von  $n_d$  wirkenden Sensor ist eine konstante Sensitivität bei gleichzeitig robustem Verhalten gegenüber Prozessvariationen zu bevorzugen.



**Abb. 4.18:** Sensitivitäten  $S_{DE}$  und  $S_{EI}$  mit Fehlerbalken der Auswertung durch Normalverteilungen. Gestrichelte horizontale Linien geben das arithmetische Mittel der Verteilungen für die jeweilige Gitterkonstante  $\Lambda_{NL}$  an.

Ein „Hybrid-Substrat“ mit einem NLG in Gold zeigt im Vergleich  $S = 625 \text{ nm RIU}^{-1}$  [86]. Dazu muss aber erwähnt werden, dass dieses Ergebnis im sichtbaren Wellenlängenbereich erzielt wurde und hier meist geringere Werte realisiert werden.

FOM erlaubt den einfachen Vergleich von idealen refraktiven plasmonischen Sensoren, da hierbei die Halbwertsbreite  $\Gamma$  berücksichtigt wird. Diese wurde für jede der Normalverteilungen bestimmt und daraus das arithmetische Mittel verwendet [22]:

$$\text{FOM} = \frac{S}{\bar{\Gamma}} \text{ mit } \bar{\Gamma} = \frac{\sum \Gamma_l}{3}, l = \text{DI, EtOH, IPA.} \quad (4.4)$$

Zur Erinnerung soll an dieser Stelle nochmals erwähnt werden, dass der Vergleich des hier gezeigten Aufbaus über  $S$  und FOM nur eingeschränkt möglich ist. Nur die Steigung der linken Flanke wurde hierbei berücksichtigt.

Da die Halbwertsbreite für die meisten untersuchten Bauelemente im Bereich um 100 Nanometer liegt, ergeben sich bei FOM keine neuen Erkenntnisse gegenüber den Ergebnissen der Sensitivität (siehe Abb. 4.19). Weiterhin zeigen sich die Bauelemente mit  $\Lambda_{\text{NL}} = 950 \text{ nm}$  mit konstantem FOM.

Auch hier liegen die bestimmten Werte über den für reine LSPR-Sensoren mit  $\text{FOM} = 0,8$  und  $\text{FOM} = 5$  [22]. Für Bauelemente, die Fano-Resonanzen verwenden sind  $\text{FOM} \approx 10$  bis  $40$  möglich. Aus der Literatur scheinen Maximalwerte für FOM um  $100$  realisierbar zu sein [29].

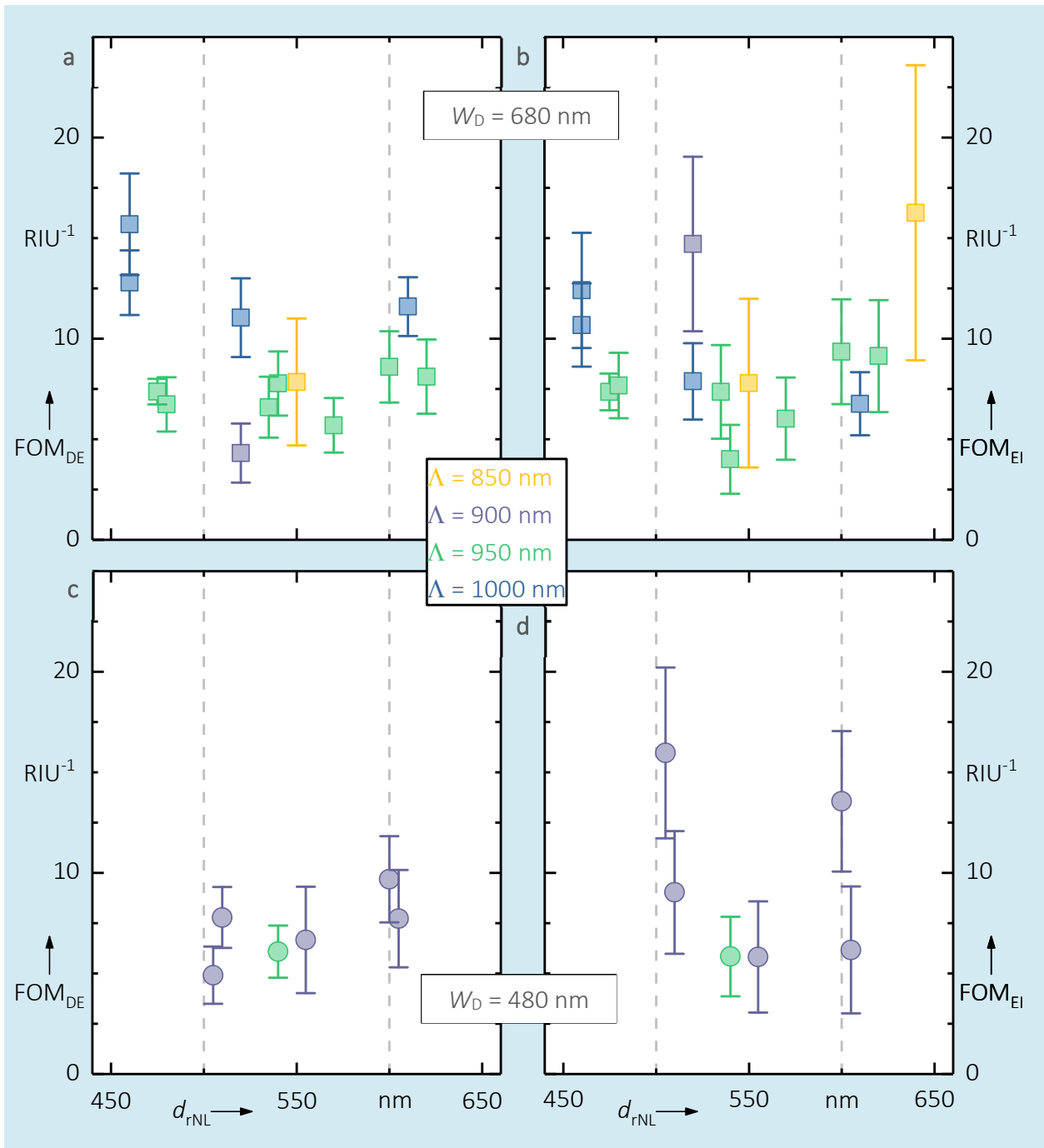


Abb. 4.19: Kenngröße FOM für alle auswertbaren Bauelemente. Der Fehler wurde über das arithmetische Mittel der Einzelfehler von  $\Gamma$  bestimmt.

Einen uneingeschränkten Vergleich von plasmonischen Systemen erlaubt darüber hinaus FOM\*. Diese Größe kann unabhängig von der Form der plasmonischen Resonanz bestimmt werden. Dazu muss [22]

$$\text{FOM}_{\text{DE}}^* = \max \left( \left. \frac{\frac{R_{\text{DI}} - R_{\text{EtOH}}}{|n_{\text{DI}} - n_{\text{EtOH}}|}}{R_{\text{EtOH}}} \right|_{\lambda} \right) \quad (4.5)$$

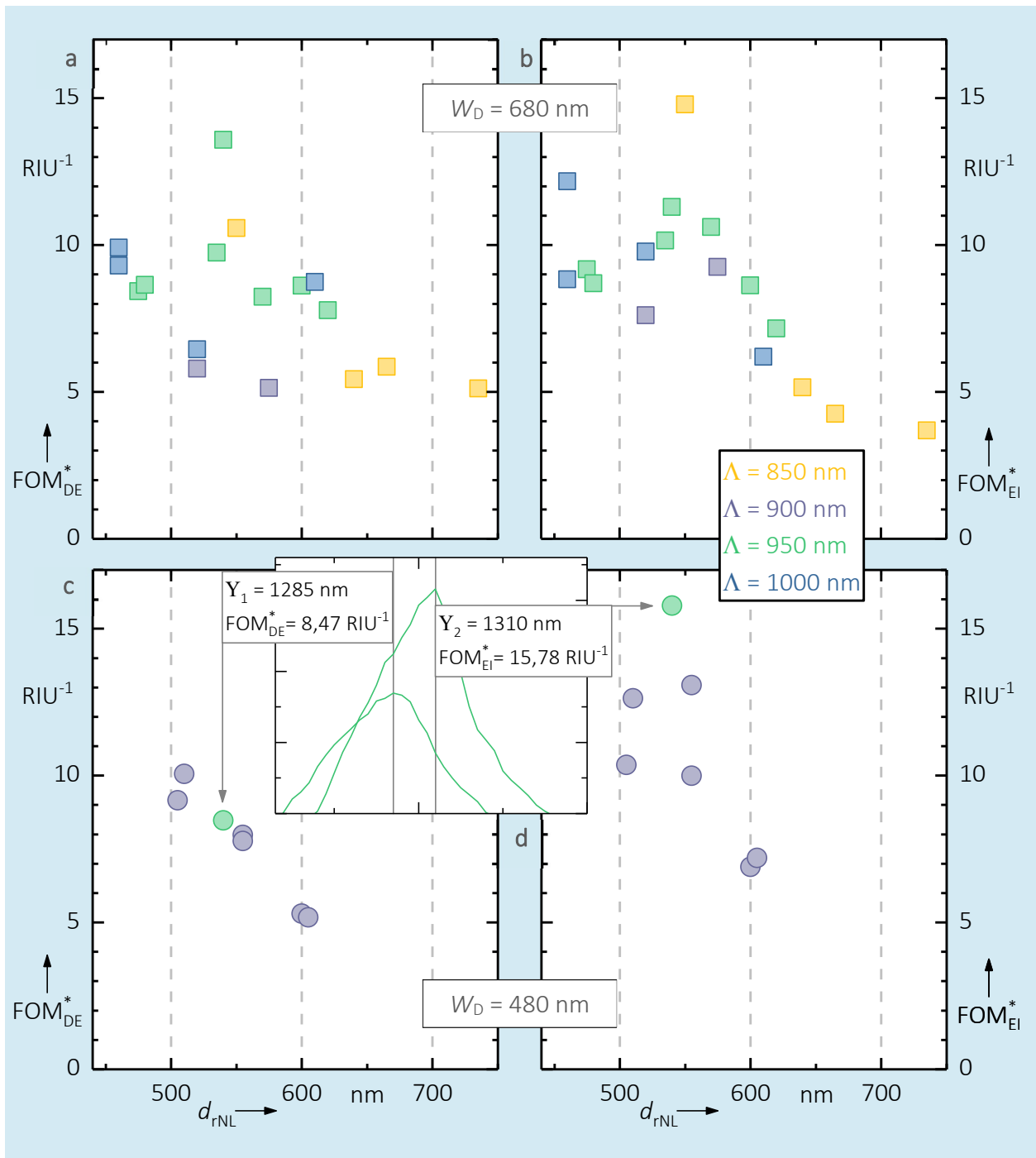
bzw.

$$\text{FOM}_{\text{EI}}^* = \max \left( \left. \frac{\frac{R_{\text{EtOH}} - R_{\text{IPA}}}{|n_{\text{EtOH}} - n_{\text{IPA}}|}}{R_{\text{IPA}}} \right|_{\lambda} \right) \quad (4.6)$$

ausgewertet werden. Die Wellenlänge bei der der Maximalwert von FOM\* erreicht wird, wird im Folgenden als  $\gamma_1$  bezogen auf Gl. 4.5 bezeichnet bzw.  $\gamma_2$  bezogen auf Gl. 4.6.  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$  können auch als „Auswertewellenlänge“ oder „Betriebswellenlänge“ verstanden werden. Eine Lichtquelle mit exakt dieser Wellenlänge würde die höchste Signaländerung im gegebenen Brechungsindexbereich hervorrufen. Die Bestimmung von  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$  erfolgte grafisch, wie im eingesetzten Diagramm in Abb. 4.20 zu sehen. Eine Übersicht über alle auf diese Weise bestimmten Werte für  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$  sind in Abb. 4.21 dargestellt.

Hierbei ist zu erkennen, dass für  $\Lambda_{\text{NL}} = 950 \text{ nm}$  nun die besten Ergebnisse in Bezug auf FOM\* erzielt werden. Unabhängig von der Auswertewellenlänge werden ähnliche FOM\* erreicht, womit sich der Sensor in einem größeren Wertebereich von  $n_d$  mit ähnlicher Charakteristik betreiben lässt (vgl. Abb. 4.20a und Abb. 4.20b). Die Realisierung von Sensoren mit einem mittleren FOM\* von zehn scheint bei den hier bestimmten Werten möglich zu sein.





**Abb. 4.20:** Werte für FOM\* für alle auswertbaren Proben und Brechungsindexvariationen. Das eingesetzte Diagramm zeigt FOM\* aufgetragen über der Wellenlänge für ein Bauelement mit  $\Lambda_{\text{NL}} = 950 \text{ nm}$ ,  $d_{\text{rNL}} = 540 \text{ nm}$  und  $W_{\text{D}} = 480 \text{ nm}$ . Die zur Auswertung gehörenden Werte  $Y_1$  und  $Y_2$  finden sich in Abb. 4.21. Fehler werden nicht angegeben, da sie unter der Darstellungsgrenze liegen.

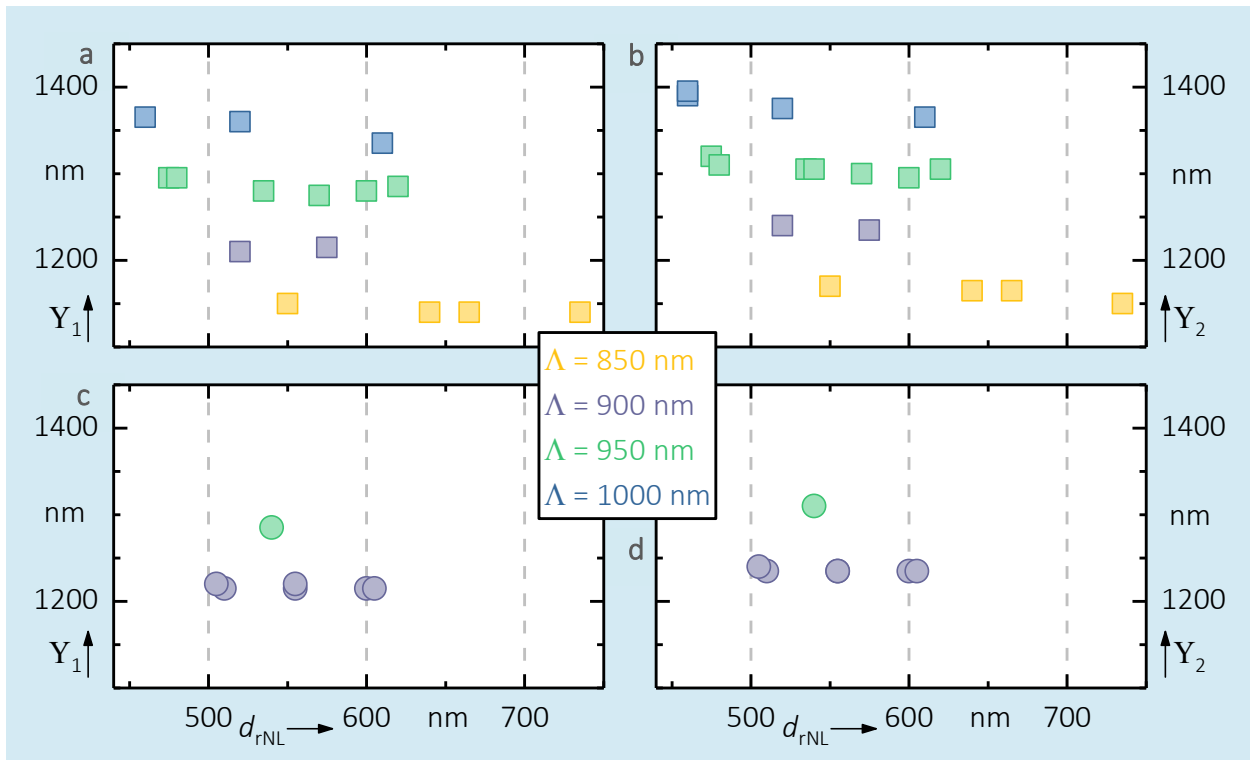


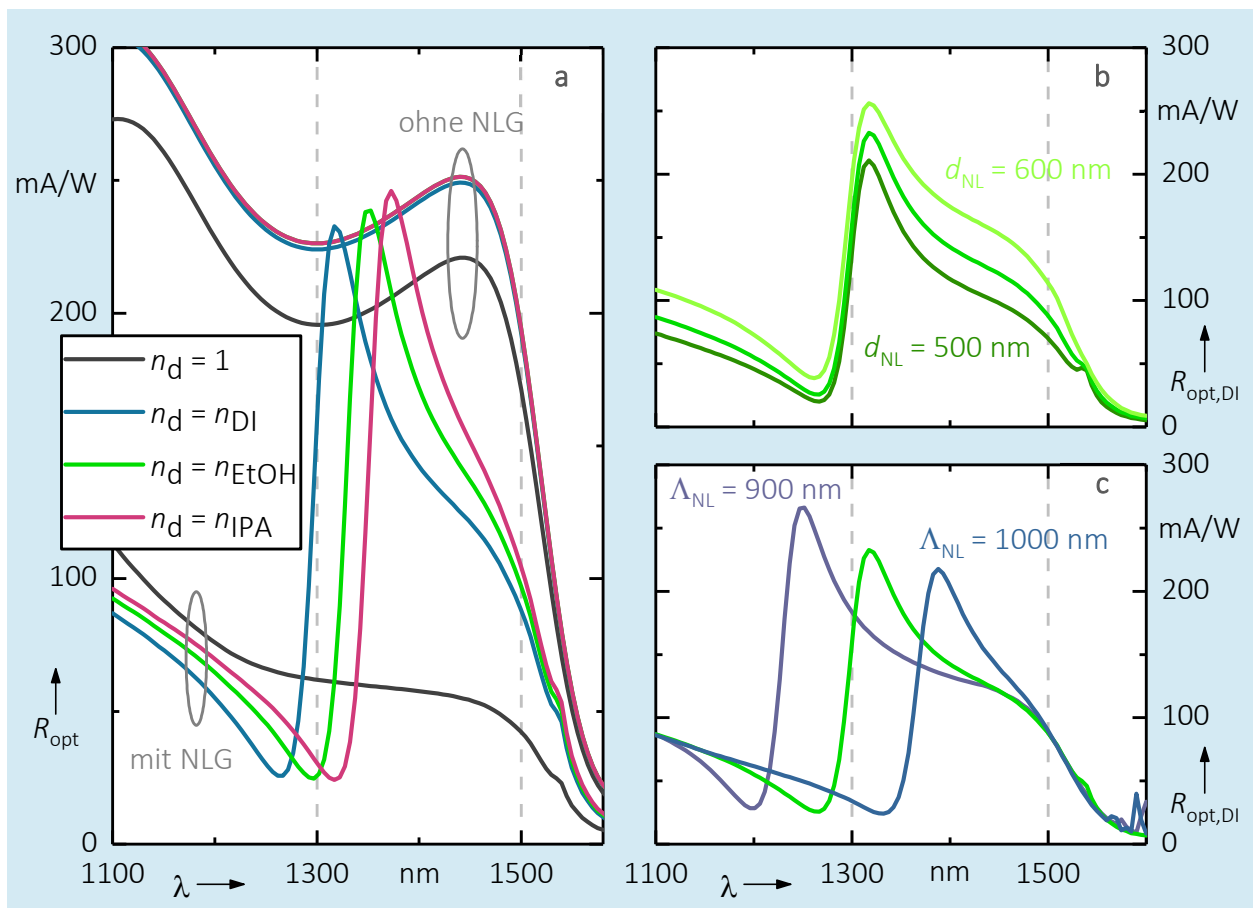
Abb. 4.21: Auswertewellenlängen  $Y_1$  und  $Y_2$  für alle auswertbaren Bauelemente. a & b:  $W_D = 680$  nm, c & d:  $W_D = 480$  nm.

Einzelne Bauelemente mit einem FOM\* von bis zu 16 zeigen dies typischerweise nur für einen der beiden untersuchten Brechungsindexbereiche. Dies deutet auf eine Abweichung bei der Bestimmung von  $R_{opt}$  hin. Dies kann z. B. durch eine unbeabsichtigte Verschiebung der Glasfaser verursacht werden. Zum Vergleich können stäbchenförmige Goldnanoantennen herangezogen werden, die Werte von  $FOM^* = 24$  [71] erreichen.

#### 4.2.3.2 Simulationen

Für ein besseres Verständnis der beteiligten Effekte wurden FDTD-Simulationen mit Lumerical durchgeführt. Details zum verwendeten Modell sind in Anhang A.5 beschrieben. Aus den Verlusten innerhalb des nachgebildeten intrinsischen Gebietes wird die optische Empfindlichkeit bestimmt, die direkt mit den Werten der Messung verglichen werden kann.

Die Simulationen reproduzieren die aus den Messungen bereits ersichtliche Fano-Resonanz mit einer wesentlich höheren Flankensteilheit (siehe Abb.



**Abb. 4.22:** **a** FDTD-Simulation eines Bauelementes mit  $W_D = 480$  nm,  $\Lambda_{NL} = 950$  nm,  $d_{NL} = 550$  nm,  $t_{SiO_2} = 50$  nm,  $t_m = 100$  nm. Das Vergleichsbaulement ohne NLG besaß nur einen Oxidfilm mit 50 Nanometern. **b** Variation von  $d_{NL}$  bei  $\Lambda_{NL} = 950$  nm. **c** Variation von  $\Lambda_{NL}$  bei  $d_{NL} = 550$  nm. Sonstige Parameter identisch zu a.

4.22a). Das Minimum der Resonanz liegt etwas unterhalb des Niveaus der Messungen. Die größeren Werte für  $R_{\text{opt}}$  im Minimum der Messung könnten durch eine Variation beim Durchmesser der NAp erklärt werden. Im Maximum von  $R_{\text{opt}}$  zeigt die Simulation einen um den Faktor drei größeren Wert für  $R_{\text{opt}}$ . Die Effizienz bei der Transmission durch den Metallfilm hängt direkt von der Streuung der LSPR und SPR und eines damit einhergehenden thermischen Abklingens der Plasmonen ab. Ursächlich kann dafür neben einer nichtidealen Prozessierung ebenso der vorhandene native Oxidfilm des Al, wie auch die Materialeigenschaften des Metallfilms sein. Der prinzipielle Einfluss von  $d_{\text{NL}}$  (siehe Abb. 4.22b) wie auch  $\Lambda_{\text{NL}}$  (siehe Abb. 4.22c) auf die optische Empfindlichkeit lässt sich ebenso nachbilden. Aus den Simulationen kann ein FOM\* von weit über 100 bestimmt werden.

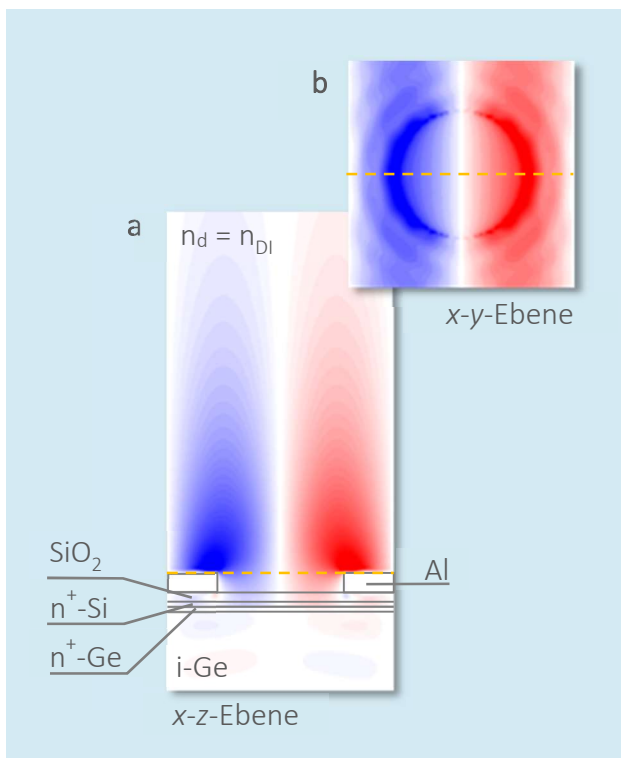
Die Herkunft der Fano-Resonanz lässt sich anhand der elektrischen Felder, die sich auf dem Metallfilm ausprägen, nachvollziehen. Deutlich ist hier die BM-SPP zu erkennen, die sich im Maximum der optischen Empfindlichkeit ( $\lambda = 1310$  nm, vgl. Abb. 4.22) auf der Oberfläche ausbreitet (siehe Abb. 4.23). Kennzeichnend dafür ist die starke Lokalisierung der Felder entlang der Kanten der NAp (vgl. Abb. 4.23a). Diese Feldüberhöhung reagieren sensitiv auf Änderungen des Brechungsindex im Dielektrikum. In der Aufsicht auf eine Apertur des NLG ist die für eine Oberflächenmode charakteristische Kopplung zwischen den einzelnen Löchern des Gitters sichtbar (vgl. Abb. 4.23b).

Eine Optimierung des Aufbaus konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden, der Einfluss der folgenden Parameter auf die Bauelementeigenschaften soll anhand einiger ausgewählter Simulationen aber beleuchtet werden.

Um die Simulationen zu vereinfachen, wird die Transmission durch das Modellvolumen nur an der Unterseite berechnet und miteinander verglichen. Die verwendeten Materialien werden dabei als verlustfrei angenommen ( $\epsilon'' = 0$ ). Dieses Vorgehen ist gültig, da gezeigt werden konnte, dass die optische Empfindlichkeit eines realen Bauelementes  $R_{\text{opt}}$  dargestellt werden kann durch die reale optische Empfindlichkeit eines Bauelementes ohne NLG  $R_{\text{Ref}}$  und der simulierten Transmission  $T_{\text{NLG}}$  durch das Modell, d. h. (siehe Anhang A.5)

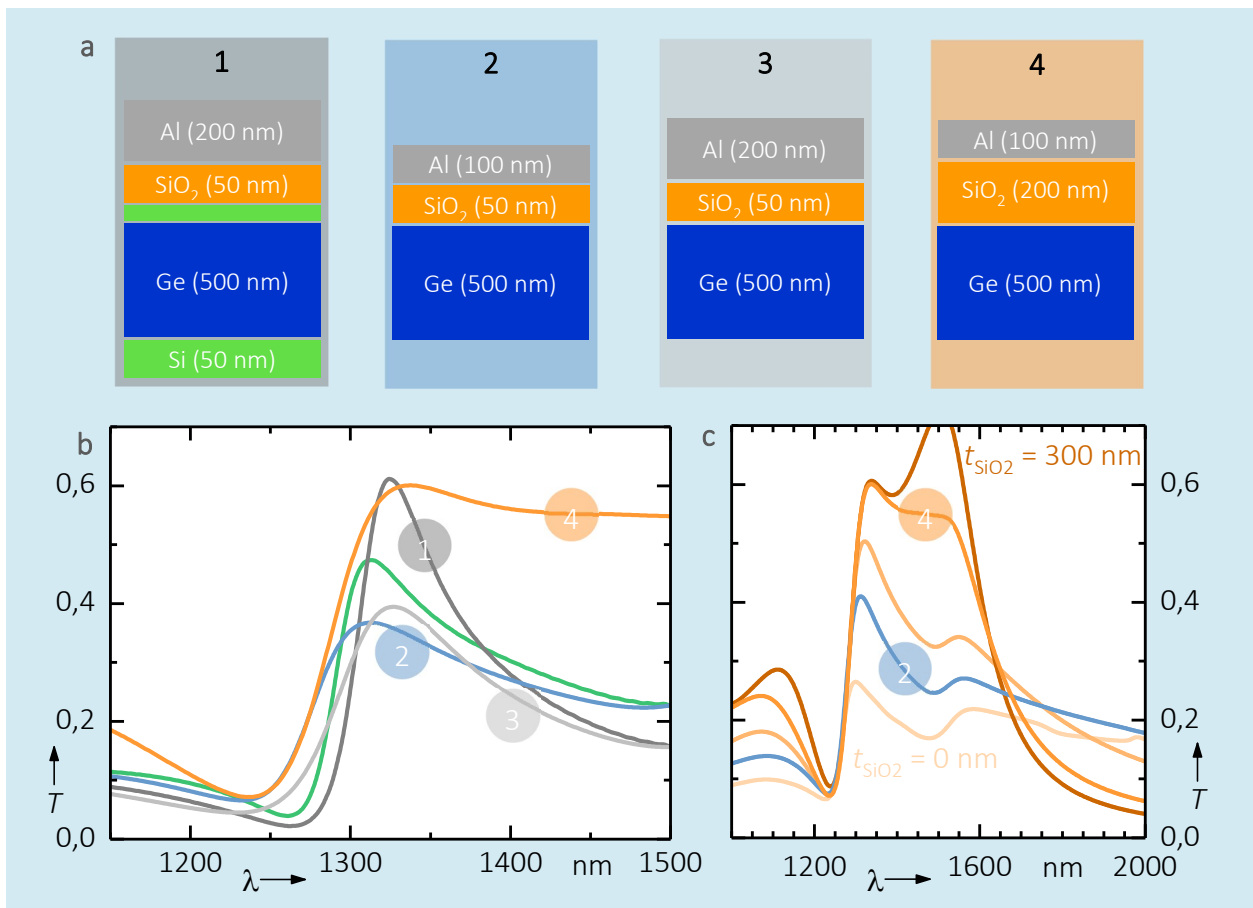
$$R_{\text{opt}} = R_{\text{Ref}} \cdot T_{\text{NLG}} \quad (4.7)$$

Die betrachteten Parameter sind die Dicke der  $\text{SiO}_2$ -Schicht  $t_{\text{SiO}_2}$ , die Dicke der Aluminiumschicht  $t_m$  und der Einfluss des Substrates. Die zu diesem Zweck untersuchten Modellaufbauten sind in Abb. 4.24a dargestellt.



**Abb. 4.23:** Elektrisches Feld in z-Richtung  $E_z$  bei einer Anregung mit einer Wellenlänge  $\lambda = 1310$  nm. **a** Schnitt der x-z-Ebene mit NAP und dem darunter liegenden Substrat (vgl. Abb. 4.11). **b** Aufsicht auf die NAP in der x-y-Ebene zwischen Metallisierung und Dielektrikum.

Aus den Simulationen der verschiedenen Modelle lassen sich folgende Schlussfolgerungen ziehen: Sowohl das Einführen einer Heterostruktur wie auch eine zunehmende Dicke der Al-Schicht erlauben eine Steigerung in der Steilheit der Fano-Resonanz (siehe Abb. 4.24b) und damit ein höheres Kontrastverhältnis im Sensorbetrieb. Die Heterostruktur interagiert über die auftretenden Reflexionen an ihren Grenzflächen mit den SPR auf dem Al-Film. Die Betrachtung einer bewusst erzeugten Kavität, im Zusammenspiel mit den plasmonischen Strukturen wäre damit ein interessantes Forschungsfeld um derartige Sensoren zu verbessern.



**Abb. 4.24:** a Modelle für die Simulation der Transmission durch ein Bauelement mit (1) einer dickeren Al-Schicht, (2) ohne Si-Substrat, (3) einer dickeren Al-Schicht ohne Si-Substrat und (4) einer dickeren SiO<sub>2</sub>-Schicht ohne Si-Substrat. b Transmissionsspektren der darüber gezeigten Modelle und zusätzlich dem Aufbau des Experiments (grün). c Modell 4 mit Variation der SiO<sub>2</sub>-Schichtdicke. Alle Ergebnisse mit  $n_d = n_{DI}$

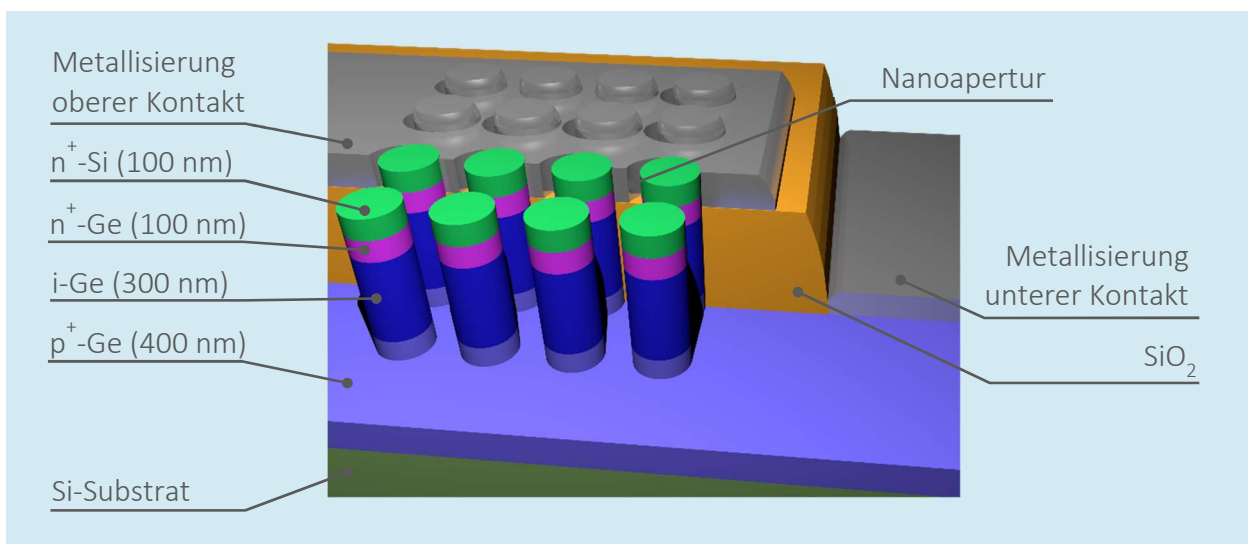
Durch eine dickere Al-Schicht verstärkt sich der Wellenleiter-Effekt der NAp. Die Transmission ist damit auf einen schmaleren Spektralbereich beschränkt und die Fano-Resonanz wird ausgeprägter [54].

Bei der SiO<sub>2</sub>-Schicht zeichnet sich dagegen ab, dass die gewählte Dicke von 50 Nanometern bereits nah am Optimum liegt (siehe Abb. 4.24c). Mit zunehmender Dicke der Schicht prägt sich, neben dem Maximum der Fano-Resonanz, ein weiteres Maximum um  $\lambda = 1500$  nm aus, das von der SPR auf der Metall-Substrat-Seite des NLG stammt. Zwar steigt nun durch eine bessere Kopplung beider SPR-Moden die Transmission durch die Detektorebene, aber der Detektor verliert mutmaßlich auch an Sensitivität, da diese rückwärtige Mode nicht durch das Dielektrikum an der Oberfläche beeinflusst werden kann.

### 4.3 Nanopillar-Photodetektoren

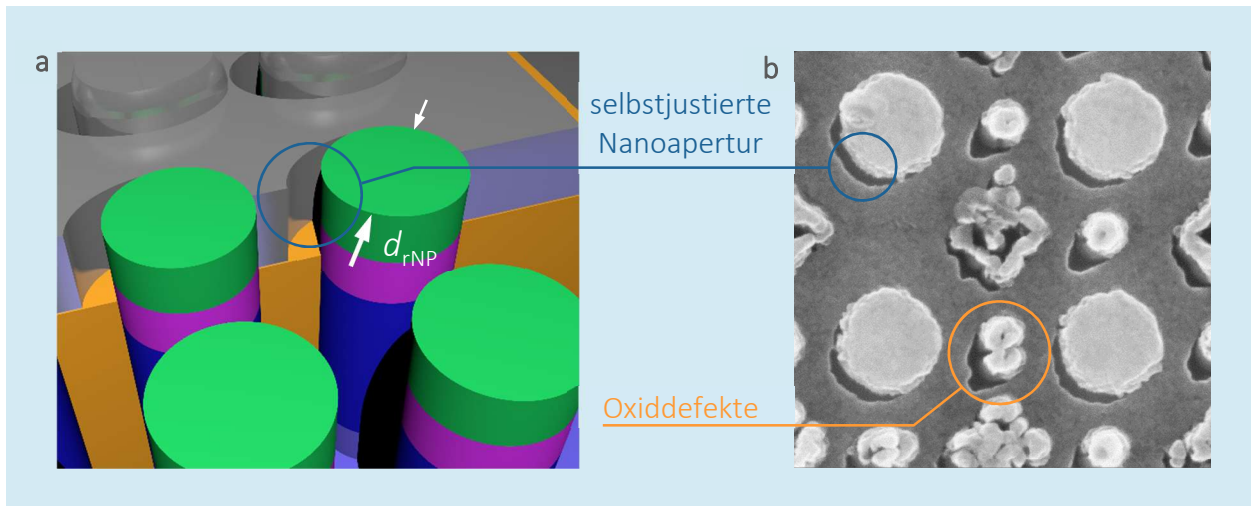
Die bereits vorgestellten Bauelemente beschränken sich auf eine Kombination von Detektor und Transducer durch kollineare Fügung der beiden Komponenten. Dabei werden allerdings nur die Fernfeld-Eigenschaften der plasmonischen Nanostrukturen genutzt (siehe Kap. 4.1) bzw. ihre Funktion als optischer Filter (siehe Kap. 4.2). Die gezielte Verwendung der elektrischen Feldüberhöhung in der direkten Nähe der Nanostruktur (vgl. Kap. 3.1.3) kann durch die räumliche Trennung von Detektor und dem in der PD absorbierenden Bereich nicht ausgenutzt werden.

Es sollte in Erinnerung gerufen werden, dass auch die sensorische Funktion der Nanostrukturen auf der Beeinflussung dieser evaneszenten Nahfelder beruht. Der Einfluss einer stärkeren Interaktion von Nahfeld des Detektors und dem Transducer auf die Sensitivität soll anhand der Nanopillar-Photodetektoren (NP-PD) untersucht werden.



**Abb. 4.25:** 3D-Skizze der NP-PD mit selbstjustierten NAP neben jedem NP. Der vollständige Bauelementaufbau ist im Hintergrund zu sehen. Passivierung und Metallisierung sind zum besseren Verständnis teilweise entfernt.





**Abb. 4.26:** **a** Ausschnitt der 3D-Skizze der NP-PD mit selbstjustierten NAp. **b** REM-Aufsicht auf die fertig prozessierten NP-PD. Während der Prozessierung kam es zu Oxidfehlern, die sich auf die Oberfläche abbilden.  $d_{rNP} = 480 \text{ nm}$ ,  $\Lambda_{NP} = 1 \mu\text{m}$

Um die elektrische Feldüberhöhung in den hier besprochen Anwendungsfällen nutzen zu können, muss sich das die Nanostruktur umgebende evaneszente elektrische Feld signifikant bis in die absorbierende intrinsische Schicht der *p-i-n*-PD erstrecken. Durch das erhöhte Feld werden dort mehr Elektron-Loch-Paare gebildet, die zum Photostrom beitragen können. Daraus ergibt sich zwangsläufig eine räumliche Nähe von plasmonischer Struktur und intrinsischem Gebiet. Damit diese Interaktion das Bauteilverhalten dominiert, muss das Halbleitervolumen, das nicht von einer Interaktion profitiert, verringert werden.

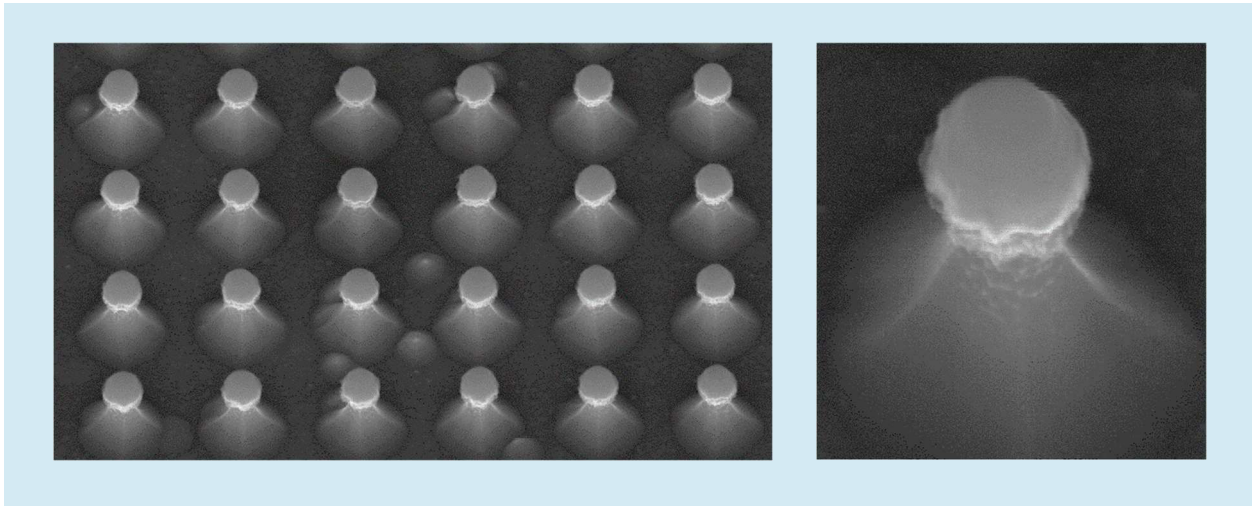
Um dieser Anforderung Rechnung zu tragen, wird anstelle einer vollflächigen Diode das aktive Gebiet in ein Gitter einzelner Dioden mit einem Durchmesser  $d_{rNP}$  zwischen 300 und 600 Nanometern unterteilt (siehe Abb. 4.25). Die plasmonisch aktiven NAp werden in einem selbstjustierten Aufdampfprozess direkt neben jedem einzelnen NP durch die Kontakt-Metallisierung gebildet.

Hierdurch ist eine Interaktion zwischen jeder NAP und dem Volumen des NP gewährleistet [87].

#### 4.3.1 Herstellung

Die Halbleiterstrukturierung erfolgte für dieses Bauelement unter Verwendung eines invertierten Doppel-Hartmasken-Prozesses. Zu Beginn wurde dafür eine  $\text{SiO}_2$ -Schicht von 100 Nanometern in einem PECVD-Prozess abgeschieden. Der Durchmesser der NP wurde darauf mittels EBL definiert und nach der Entwicklung des Lackes mit Aluminiumoxid bedampft und in einem Lift-Off-Prozess strukturiert. Die so entstandene Aluminiumoxid-Hartmaske wurde durch einen RIE-Ätzprozess mit  $\text{CHF}_3$  in die darunterliegende  $\text{SiO}_2$ -Schicht übertragen. Diese bildet die Hartmaske für den folgenden ICP-RIE-Ätzschritt mit  $\text{HBr}$ , der die Strukturierung des  $\text{SiO}_2$  in den Halbleiter überträgt (siehe Abb. 4.27 und Abb. 4.25 erste Reihe der NP). Durch die Invertierung des EBL-Bildes ist es möglich, die Auflösung wesentlich zu steigern, da sich räumlich begrenzte Strukturen, in diesem Fall einfache Kreise, definierter schreiben lassen als flächige Strukturen, die leicht zu einer Überbelichtung der Randbereiche neigen (Proximity-Effekt der EBL [88]).

Auch in diesem Konzept wird die Passivierung mittels eines CMP-Schrittes planarisiert und dann so weit in der RIE-Ätzanlage vollflächig zurückgeätzt, dass die obere Kontaktschicht der Diode freigelegt ist. Dies entspricht etwa 100 Nanometer Höhe des Kopfes über der Passivierungsschicht (vgl. Abb. 4.25 zweite Reihe). Infolge der konformen Oxidbedeckung entstehen in den mit Oxid gefüllten Zwischenräumen der NP Kavitäten. Diese werden durch den Planarisierungsprozess von oben her angeschnitten. Mutmaßlich ist die Oxiddichte entlang der Ränder der Kavitäten höher, woraus sich eine inhomogene Ätzung



**Abb. 4.27:** Gitter aus NP mit  $d_{\text{rNP}} = 300 \text{ nm}$  nach dem ICP-Ätzen und dem Entfernen aller Maskierungen. Die Einschnürung im unteren Bereich rührt von einer isotropen Ätzung im HBr-Plasma her, der Fuß ergibt sich durch eine inhomogene Ätzung der Kristallfacetten.

im RIE-Prozess und infolgedessen eine Strukturierung der Oberfläche ergibt. Nach Abschluss der Prozessierung bleiben diese Fehler als metallisierte Oxiddefekte an der Oberfläche sichtbar (siehe Abb. 4.26b).

Auch in diesem Fall wurde die Metallisierung in einem Lift-Off-Prozess aufgebracht. Die NP wurden in Gruppen zu einem kreisförmigen Bauelement mit einem Durchmesser der metallisierten Fläche  $F_m$  zusammengefasst. Das Aufdampfen der Metallisierung erfolgte dabei unter nicht senkrechtem Einfall. Der vom lotrechten Einfall abweichende Winkel wurde in Vorversuchen ermittelt. Die so entstandenen selbstjustierten NAp als Folge der Abschattung sind damit in ihrer Ausdehnung zum einen durch  $d_{\text{NP}}$ , zum anderen aber durch die Höhe des Kopfes und dem Winkel während der Bedampfung definiert (siehe Abb. 4.26b).

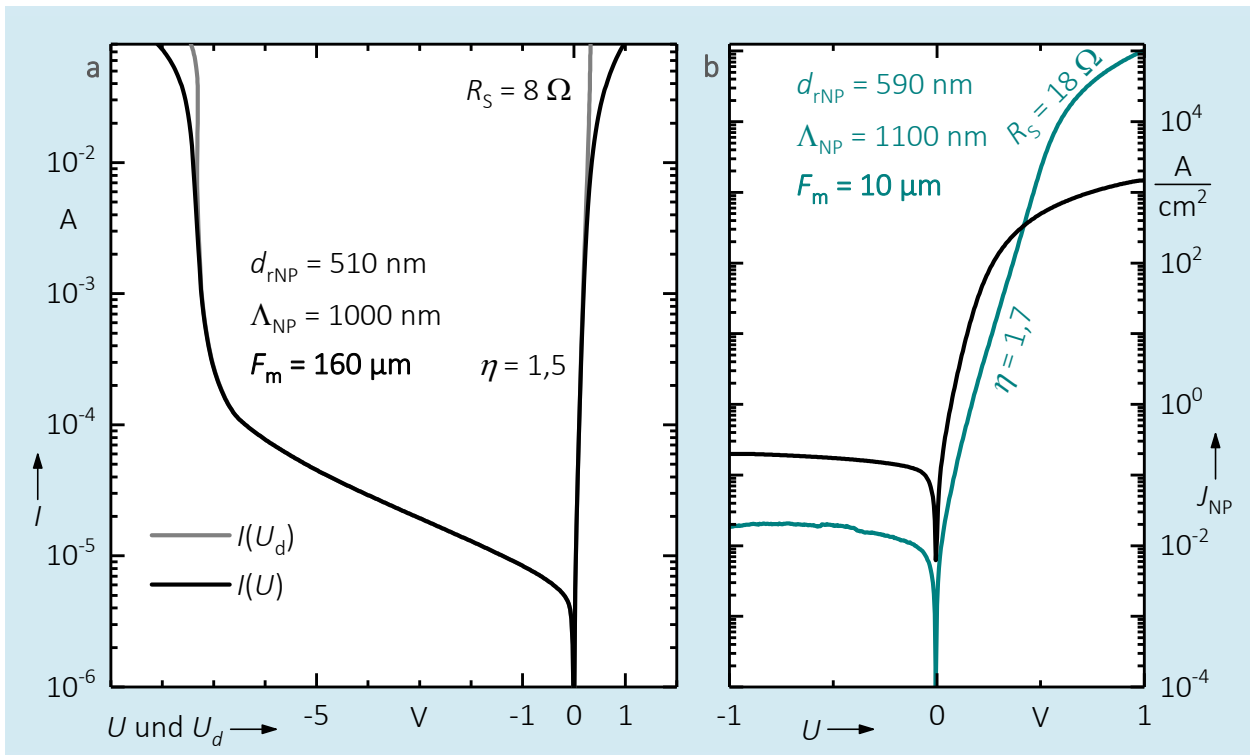
### 4.3.2 Charakterisierung und Diskussion

Die elektrischen Eigenschaften wurden in  $I(U)$ -Messungen an den fertigen Bauelementen ermittelt. Diese zeigen geringe Serienwiderstände  $R_s$  (zwischen acht

und 20 Ohm) und die für Ge-Bauelemente zu erwartende Idealität  $\eta$  um 1,6 (siehe Abb. 4.28). Des Weiteren ist ein definierter Lawinendurchbruch ohne Degradation der Bauelementcharakteristik auch bei mehrfacher Messung zu beobachten. Dies spricht für eine defektreduzierte Passivierung und eine geringe Dotierung der intrinsischen Gebiete.

Im direkten Vergleich der Bauelemente mit unterschiedlichen Durchmessern von  $F_m$  über die flächennormierte Stromdichte  $J_{NP}$  mit

$$J_{NP}(U) = \frac{4I(U)}{\pi F_m^2} \frac{4\Lambda_{NP}^2}{\pi d_{rNP}^2} \quad (4.8)$$



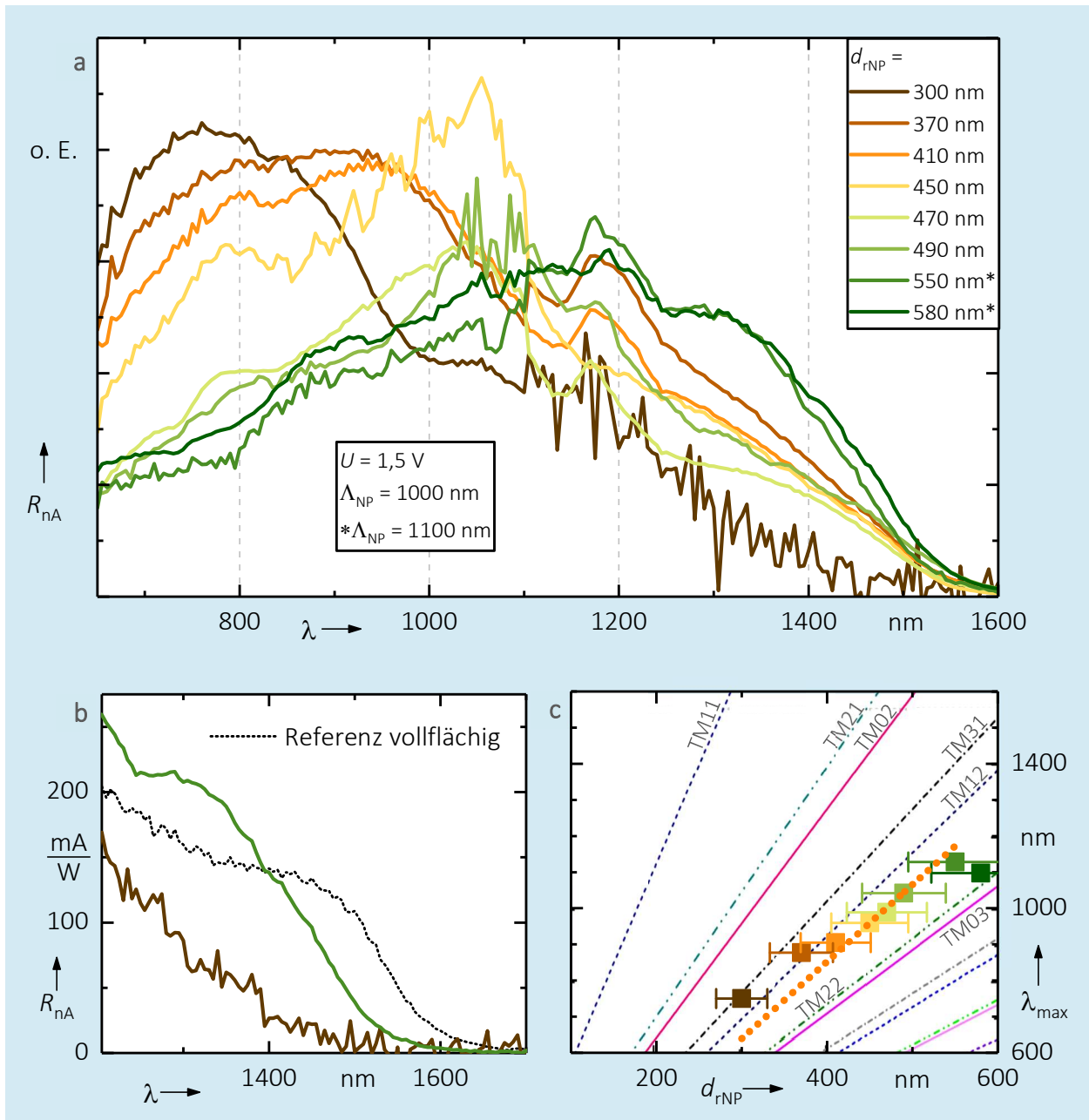
**Abb. 4.28:** **a** Strom durch ein Gitter aus NP-PD mit einem Durchmesser von  $F_m = 160 \mu\text{m}$  aufgetragen über die externe Spannung  $U$  und die Spannung an der Diode  $U_d$ . **b** Flächennormierte Stromdichte  $J_{NP}$  durch das Bauelement aus a und ein Bauelement mit  $F_m = 10 \mu\text{m}$ .

zeigt sich, dass Bauelemente mit  $F_m$  bis  $10 \mu\text{m}$  Werte um  $J_{\text{NP}} = 30 \text{ mA/cm}^2$  erreichen können. Für  $F_m > 10 \mu\text{m}$  sind Werte um  $J_{\text{NP}} = 200 \text{ mA/cm}^2$  messbar (bestimmt bei  $U = -1 \text{ V}$ , siehe Abb. 4.28b).

Die elektro-optischen Messungen geben Aufschluss darüber, wie lokalisierte optische und plasmonische Moden, sowie optische und plasmonische Gittermoden die Absorptionscharakteristik des Bauelements beeinflussen (vgl. Kap. 3.1.4 und Kap. 3.2.3). Die Charakterisierung erfolgte durch den in Kap. 3.3.1 beschriebenen Aufbau. Für eine darüber hinausgehende Untersuchung des Einflusses der Polarisation auf die NAp wurde dieser Messaufbau für die jeweilige Messung um einen manuellen Faser-Polarisationssteller erweitert. Der untersuchte Messbereich umfasste die Wellenlänge von  $\lambda = 650 \text{ nm}$  bis  $\lambda = 1600 \text{ nm}$ , wobei der Messbereich bei  $\lambda = 1100 \text{ nm}$  bedingt durch den optischen Filter unterteilt werden musste. Die Kalibrierung der optischen Leistung  $\Phi_\lambda$  über den gesamten Messbereich konnte nicht zufriedenstellend erreicht werden. Die gezeigten Messdaten wurden an der Schnittstelle angepasst weshalb auf die Angabe von Absolutwerten verzichtet werden muss.

Eine deutliche Beeinflussung des spektralen Verlaufs der optischen Empfindlichkeit in Abhängigkeit vom Durchmesser  $d_{\text{rNP}}$  ist zu erkennen (siehe Abb. 4.29a). Über die Bestimmung der flächennormierten optischen Empfindlichkeit  $R_{\text{nA}}$ , bei der die gemessene Empfindlichkeit auf eine vollflächiges Bauelement normiert wird, lässt sich darüber hinaus auch nachvollziehen, welcher effektive Gewinn sich durch den NP-PD-Aufbau ergibt:

$$R_{\text{nA}} = R_{\text{opt}} \frac{4\Lambda_{\text{NP}}^2}{\pi d_{\text{rNP}}^2}. \quad (4.9)$$



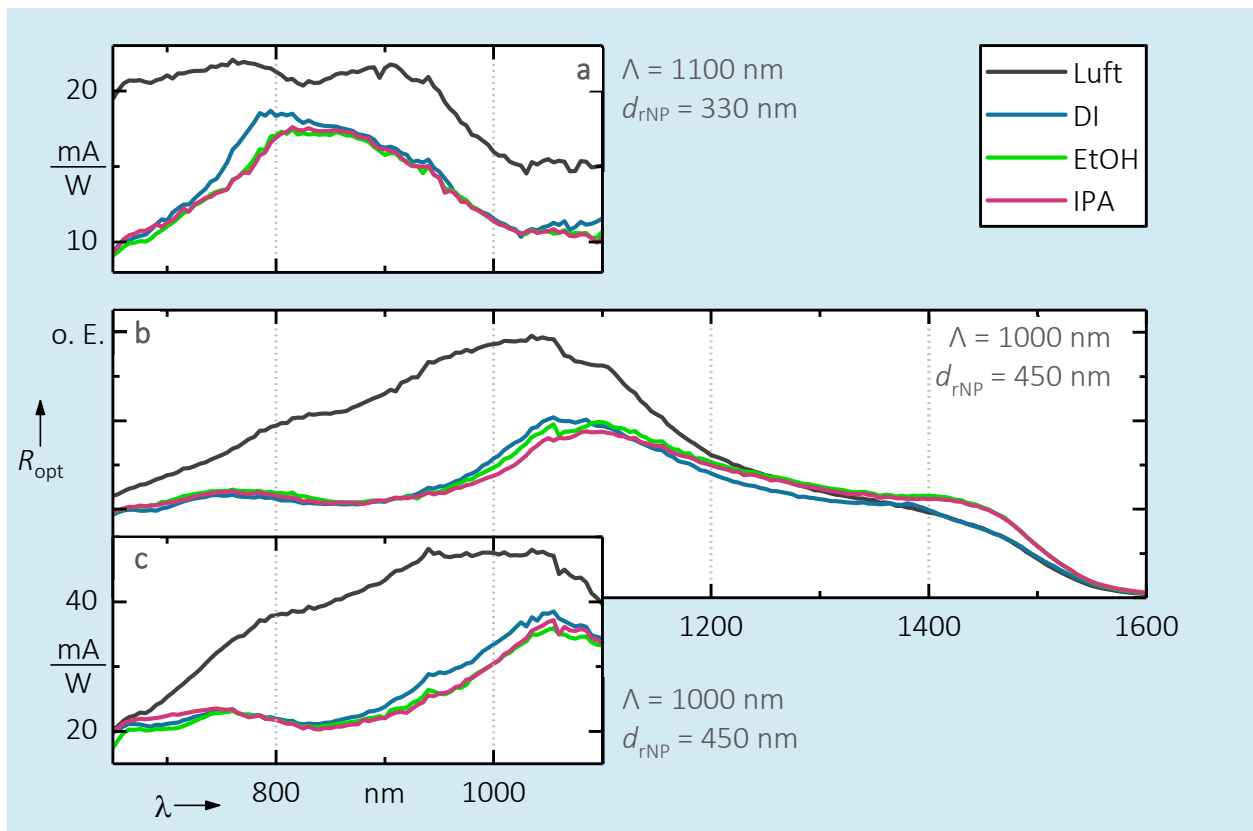
**Abb. 4.29:** **a** Flächennormierte optische Empfindlichkeit für NP-PD mit variiertem Durchmesser  $d_{rNP}$ . Da eine Leistungsnormierung zur Bestimmung der optischen Empfindlichkeit über den gesamten Messbereich nicht gewährleistet ist, wird auf die Angabe einer Größe verzichtet. Die Anregungswellenlänge der Lichtquelle befindet sich bei  $\lambda = 1160 \text{ nm}$ . **b** Vergleich der flächennormierten optischen Empfindlichkeit zu einem vollflächigen Bauelement. **c** Transversal-magnetische Moden der analytischen Lösung nach Gl. 3.21 für einen Ge-Draht und die spektralen Positionen der durch Normalverteilungen angenäherten Maximalwerte (Linearer Fit in orange dargestellt, Wert für 580 nm wurde hierbei vernachlässigt). Farbschema aus a übertragbar auf b und c.

Hierbei zeigt sich für Bauelemente mit kleineren  $d_{\text{rNP}}$  eine deutliche Zunahme von  $R_{\text{nA}}$  – teilweise übersteigt diese sogar die von vollflächigen Bauelementen (siehe Abb. 4.29b).

Mit zunehmendem  $d_{\text{rNP}}$  ist eine Verschiebung der spektralen Position des Absorptionsmaximums hin zu längeren Wellenlängen zu beobachten. Die Kurven wurden durch Normalverteilungen angenähert, deren Maxima  $\lambda_{\text{max}}$  in Abb. 4.29c zusammen mit den aus Gl. 3.21 bestimmten transversal-magnetischen Moden für einen Ge-Draht in Vakuum abgebildet sind. Ausgehend von der Literatur werden die Moden  $\text{TM}_{11}$ ,  $\text{TM}_{21}$  und  $\text{TM}_{31}$  erwartet. Für die Durchmesser  $d_{\text{rNP}} = 300$  nm und 370 nm trifft dies zu; der lineare Fit der Maximalwert-Positionen weicht aber zu größeren Durchmessern hin ab. Diese Abweichung kann zum einen in der theoretischen Grundlage liegen, die einen unendlich ausgehenden Ge-Draht in Vakuum annimmt (siehe Kap. 3.2.3). Darüberhinaus dürfte aber auch die Diskrepanz zwischen den gemessenen und eigentlichen Größen der NP eine Rolle spielen, da die NP deutliche Einschnürungen zeigen (siehe Abb. 4.27). Ein Einfluss von  $\Lambda_{\text{NP}}$  auf die spektrale optische Empfindlichkeit  $R_{\text{nA}}$  konnte leider aufgrund des begrenzten Probenumfangs nicht untersucht werden.

Der Einfluss der plasmonischen Resonanz kann über eine Variation des Dielektrikums über der Probe (siehe Abb. 4.30) nachgewiesen werden und über die polarisationsabhängigen Messungen (siehe Abb. 4.31) bestätigt werden. Bedingt durch die starke Störung der Gitterperiodizität der Oberfläche durch die Oxiddefekte ist davon auszugehen, dass gitterabhängige Moden keine Rolle spielen.

Zur Variation des Dielektrikums auf der Oberfläche der Probe wurde der Luftspalt zwischen Glasfaser und Probe mit DI, EtOH oder IPA gefüllt (vgl. Kap. 3.3.3). Aufgrund der aufwendigen Messprozedur ist die Datengrundlage sehr gering. Durch die Einbettung der NP in SiO<sub>2</sub> ist eine Beeinflussung der optischen Moden durch eine Änderung des Brechungsindex an der Oberfläche nicht zu erwarten. Alle beobachtbaren Änderungen an der Absorptionscharakteristik werden daher den plasmonischen Resonanzen zugeschrieben. LSPR treten im Bereich von  $\lambda = 750 \text{ nm}$  ( $d_{\text{rNP}} = 330 \text{ nm}$ , Abb. 4.30a) bis  $\lambda = 1050 \text{ nm}$  ( $d_{\text{rNP}} = 450 \text{ nm}$ , Abb. 4.30b und Abb. 4.30c) auf und verschieben die spektrale Position des Absorptionsmaximums. Im Bereich um  $\lambda = 1450 \text{ nm}$  ( $\Lambda_{\text{NP}} = 1000 \text{ nm}$ , Abb. 4.30b) lässt sich eine Erhöhung der optischen Empfindlichkeit feststellen. Eine genaue Zuordnung dieser Merkmale zu einzelnen Komponenten der



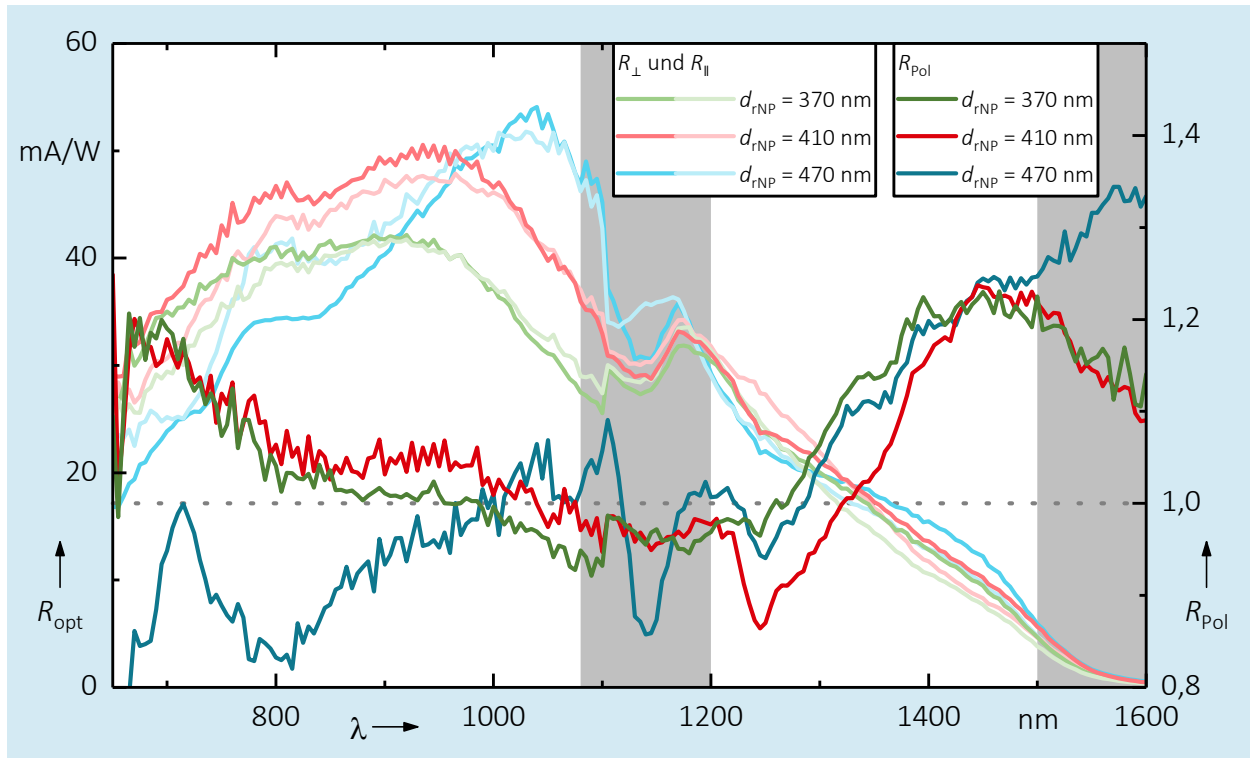
**Abb. 4.30:** Optische Empfindlichkeit von NP-PD unter verschiedenen Dielektrika auf der Oberfläche. Für alle gilt  $F_m = 80 \mu\text{m}$ .



Struktur ist ohne Simulationen nicht ohne weiteres möglich. So können diese innerhalb der Apertur oder auch durch die metallischen „Köpfe“ der Nanopillar hervorgerufen werden.

Die Aufnahme der polarisationsabhängigen optischen Empfindlichkeit erfolgte für jede Kurve in zwei Datensätzen, die bei  $\lambda = 1100$  nm zusammengesetzt wurden (siehe Abb. 4.31). Auch wenn für ein besseres Verständnis die Daten in einem Bild dargestellt sind, darf eine Diskussion nicht über das gesamte dargestellte Spektrum geführt werden, weshalb Teile ausgegraut wurden. Dies hat zwei Gründe: Zum einen kann eine Polarisationserhaltung mit dem hier verwendeten Messaufbau nicht garantiert werden. Zum anderen werden die beiden als orthogonal angenommenen Polarisationsrichtungen an zwei diskreten Wellenlängen ( $\lambda = 700$  nm und  $\lambda = 1500$  nm) bestimmt und es erfolgt die Annahme, dass der an diesen gemessene minimale und maximale Strom orthogonalen Polarisationsrichtungen zugeschrieben werden kann. Bei einem sehr komplexen opto-plasmonischen System muss das aber nicht der Fall sein. Daher soll zum einen der Bereich von  $\lambda = 1080$  nm bis  $\lambda = 1200$  nm, in dem sich der Ansatzpunkt der Daten befindet und die Anregungswellenlänge der Breitbandlichtquelle liegt, nicht betrachtet werden. Ab  $\lambda = 1500$  nm ergeben sich, bedingt durch die abnehmende optische Empfindlichkeit große Fehler ergeben. Aus den gemessenen polarisationsabhängigen Empfindlichkeiten wird zur besseren Interpretation das Verhältnis der Polarisationsrichtungen bestimmt (siehe Gl. 4.1) auch wenn die zugrunde liegenden Polarisationssebenen nicht orthogonal zueinander sein müssen.

Anhand von  $R_{\text{Pol}}$  ist zu erkennen, dass sich in jedem der beiden Messbereiche eine Veränderung durch Variation der Polarisation feststellen lässt. So zeigt sich bei  $\lambda = 700$  nm eine Variation der Empfindlichkeit, wie auch im Bereich



**Abb. 4.31:** Polarisationsabhängige Messung der optischen Empfindlichkeit an NP-PD mit verschiedenen  $d_{rNP}$  und das Verhältnis der polarisationsabhängigen Messungen  $R_{Pol}$ . Ausgegrautete Bereiche sind durch Einflüsse des Messaufbaus oder geringer Photoströme ungeeignet für die Beurteilung. ( $\lambda = 700 \text{ nm}$  und  $\lambda = 1300 \text{ nm}$ )

von  $\lambda = 1500 \text{ nm}$ . Auch in der Literatur werden derartige Polarisationsabhängigkeiten beschrieben [87], dort aber direkt einer Oberflächenplasmonenresonanz zugeordnet, die im Fall der hier untersuchten Bauelemente aber eher unerwarteter Weise auftraten würden.

Trotz der guten elektrischen Eigenschaften der Bauelemente kann aufgrund des geringen Probenumfangs und der mutmaßlichen Einflüsse der Oxidfehler keine schlussendliche Aussage über die Leistungsfähigkeit des Aufbaus für biosensorische Anwendungen getroffen werden. Das Absorptionsverhalten wird dominiert von lokalisierten photonischen Moden die vom Durchmesser der NP abhängen und durch die Einbettung der NP nicht beeinflusst werden können. Die beobachteten lokalisierten plasmonischen Resonanzen stellen trotz allem

einen vielversprechenden Ansatz dar, da diese Resonanzen gegenüber Oberflächenresonanzen (siehe NLG-Sensoren) typischerweise eine höhere Sensitivität für dünne Molekülfilme aufweisen.

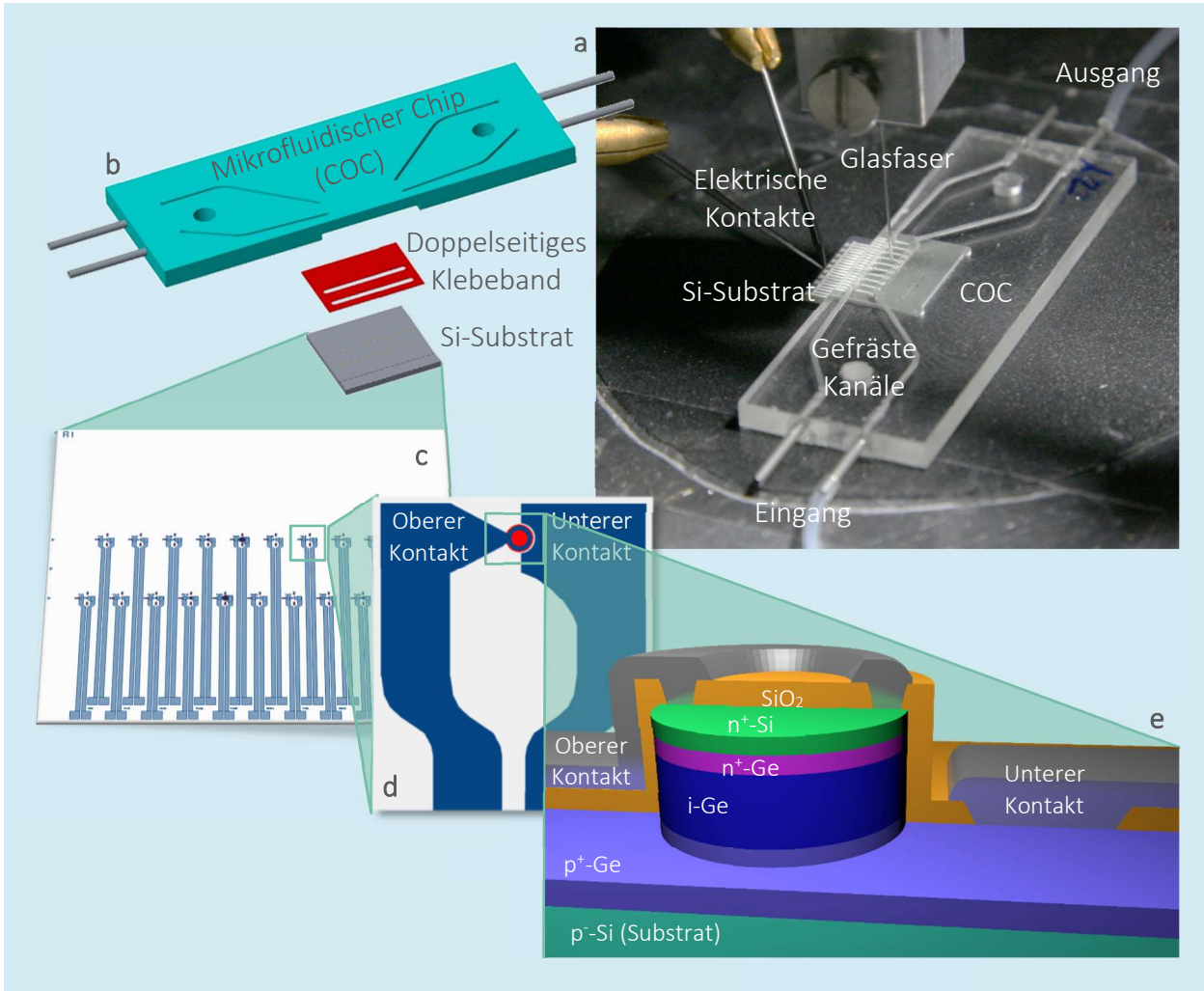


## 5 Mikrofluidische Integration und Anwendung

Die Integration eines Sensors in einen mikrofluidischen Aufbau ermöglicht die einfache Anwendung des Biosensors im praktischen Einsatz. Dies kann die Vorbereitung der zu untersuchenden Probe (z. B. die Trennung von Blut) ermöglichen oder die Zuführung der flüssigen Probe zum Sensor vereinfachen. Dieser Anteil am Entwicklungsprozess ist bereits diskutiert worden, allerdings häufig ohne die Aspekte der Produktionskosten und dem Aufwand im Herstellungsprozess zu diskutieren [89] welche bei einer großskaligen Herstellung in den Vordergrund rücken. Die im Folgenden verwendeten mikrofluidischen Komponenten wurden im Rahmen einer Kooperation mit dem Fraunhofer IMM in Mainz entwickelt und realisiert.

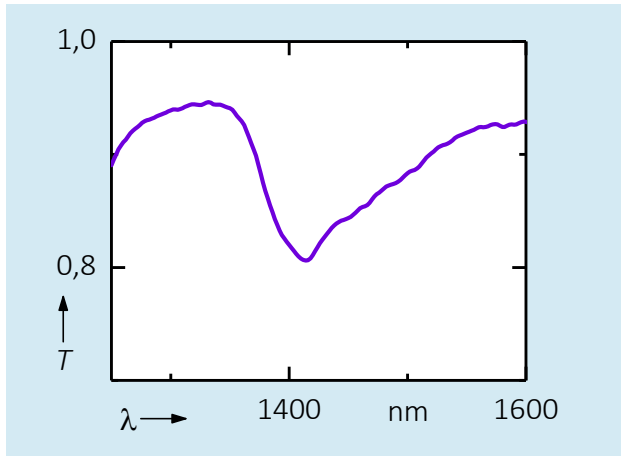
### 5.1 Aufbau und Herstellung

Basisträger für die Mikrofluidik und den Sensorchip ist eine dünne Platte aus Cycloolefin-Copolymer (COC), in die die Zuführungskanäle, Schlauchstutzen und eine Halterung für den Sensorchip gefräst werden (siehe Abb. 5.1b, [90]). Bei einer großvolumigen Fertigung kann dieser Träger (auch Mikrofluidik-Chip genannt) inklusive aller genannter Strukturen in einer Spritzgussmaschine hergestellt werden. Die gefrästen Kanäle wurden über eine Mikrokapselolie abgedeckt; hierdurch ergibt sich der zuführende Kanal. Der Sensorchip wird dann mithilfe einer strukturierten doppelseitigen Klebefolie in die dafür vorgesehene Tasche des Mikrofluidikchips geklebt. Damit ergeben sich zwei Kanäle, die über zwei Reihen mit jeweils 10 Dioden führen. Ein neues Design des Si-Chips mit einer optimierten Anordnung der PD in zwei Reihen und nach außen geführten Kontakten erlaubt eine Kontaktierung der PD außerhalb des Probenolumens (siehe Abb. 5.1c). Die Beleuchtung der Sensoren kann durch das



**Abb. 5.1:** Aufbau des Mikrofluidik-Konzepts. **a** Vollständiger mikrofluidischer Chip im Messaufbau. **b** Explosionszeichnung des mikrofluidischen Chips. **c** Si-Chip mit Diodenlayout. **d** Einzelnes Diodenlayout. **e** 3D-Skizze der Diode.

hoch-transparente Material (siehe Abb. 5.2) [91] des mikrofluidischen Chips hindurch ebenfalls von außen erfolgen. Eventuell für diesen Zweck verwendete licht-emittierende Dioden kommen damit ebenso wie die Kontakte nicht mit der Probe in Kontakt womit auch weitere Maßnahmen zur Abdichtung entfallen können (siehe Abb. 5.1a). Für die hier diskutierten Versuche wurde die Einstrahlung und die Auswertung der elektrischen Signale über eine Glasfaser und den in Kap. 3.3.1 beschriebenen Aufbau realisiert.



**Abb. 5.2:** Transmittanz durch ein 2 Millimeter Platte aus COC. Sichtbar ist die typische Absorption bei  $\lambda = 1400$  nm [91]

## 5.2 Messergebnisse

Vorerst wurde zur Überprüfung der Funktion des Mikrofluidik-Systems kein refraktiver Detektor auf der PD realisiert. Daher ist der zu erwartende Einfluss einer Brechungsindex-Variation auf die optische Empfindlichkeit des PD sehr gering. Untersucht wurden zwei PD mit einem Durchmesser von 40 bzw. 80  $\mu\text{m}$  (siehe Abb. 5.3) unter unterschiedlicher Füllung (DI, EtOH, IPA) des Kanals. Jeweils für die Kurven mit DI-Wasser ist das typische Absorptionsverhalten um  $\lambda = 1450$  nm sichtbar. Die Unterscheidbarkeit von EtOH und IPA ist aufgrund der geringen Brechungsindexdifferenz mit diesem Aufbau nur schwer möglich. Zu erkennen ist die durch das verwendete COC verursachte Absorptionslinie bei  $\lambda = 1400$  nm für alle Kurven der Messungen. Durch den großen Abstand zwischen Glasfaser und PD ist auch ein Einfluss der Flüssigkeiten auf den Absolutwert der optischen Empfindlichkeit in Abhängigkeit vom Durchmesser des PD sichtbar. Der aus der Glasfaser bestrahlte Bereich ist größer als die aktive Fläche der PD. Durch einen mit Flüssigkeit gefüllten Kanal nimmt die Brechung beim Übergang von COC in den Kanal ab, womit die einfallende Strahlung auf eine kleinere Fläche konzentriert wird und die optische Empfindlichkeit steigt.

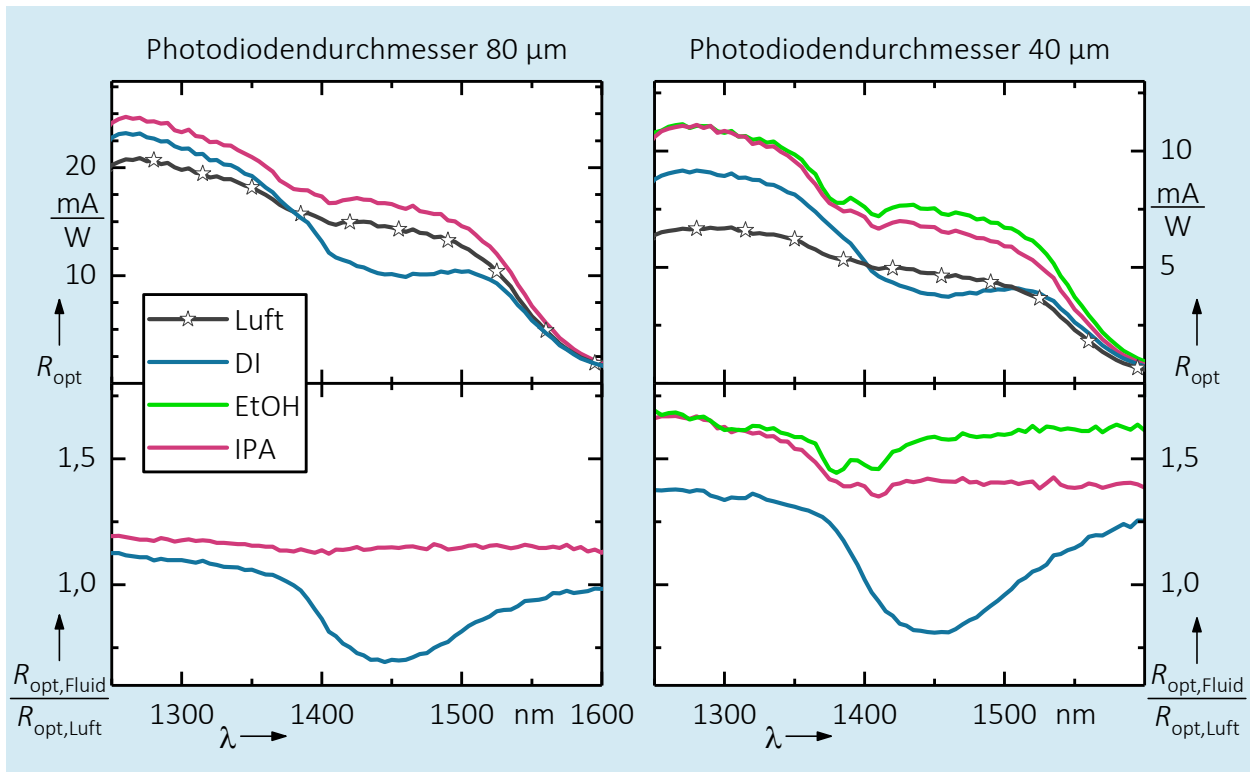


Abb. 5.3: Optische Empfindlichkeit zweier eingebauter Bauelemente mit verschiedenen Flüssigkeiten im Mikrofluidik-Kanal.

Werden die Messergebnisse mit Flüssigkeiten auf die Messung eines leeren Kanals (Luft) normiert, werden Einflüsse des Kunststoffes und des PD teilweise herausgerechnet. Eine Unterscheidbarkeit der verschiedenen Flüssigkeiten ist hierbei festzustellen.

Grundlegend lässt sich zeigen, dass die in einen Mikrofluidikaufbau integrierten PD die Prozedur des Platzierens und den mehrfachen Austausch der Flüssigkeiten im Kanalgebiet überstehen. Die Strukturierung der Oberfläche stellt in dieser Form der Integration des Si-Chips kein Problem dar.



## 6 GeSn als plasmonisches Material

Insbesondere der nahe und mittlere Infrarotbereich erlaubt die Realisierung einer Vielzahl von Analyse- und Messmethoden, da sich in diesem Bereich z. B. eine Reihe von spezifischen Molekülabsorptionen befinden [92]. GeSn stellt für einige zukünftige Detektorkonzepte in diesem Wellenlängenbereich durch die prinzipielle CMOS-Kompatibilität der Materialien eine interessante Option dar. Intrinsische Photodetektion ist dank der reduzierten Bandlücke [93] bis in den mittleren Infrarotbereich möglich. Darüber hinaus kann das Material bei Dotierung für Photoemissionsdetektoren genutzt werden. Dabei könnte von einer reduzierten Absorption durch freie Ladungsträger profitiert werden [94] und ein definiertes Dotierniveau erlaubt die Optimierung der Energieverteilung der erzeugten Elektronen [95]. Die Effizienz von Photoemissionsdetektoren kann dabei durch die Verwendung von plasmonischen Strukturen und der Fähigkeit zur Emission von heißen Elektronen über den Schottky-Übergang erhöht werden [96].

Die Fähigkeit von hochdotierten GeSn-Schichten zur Ausbildung von plasmonischen Oszillationen soll an dieser Stelle anhand einer Charakterisierung des Materials mittels Ellipsometrie und FTIR diskutiert werden. Die Messung und

Tab. 6.1: Dotierstoffkonzentrationen und Nulldurchgang der Permittivität der untersuchten Proben.

Probe	Nominelle Dotierstoffkonzentration	$\lambda^* (\epsilon'(\lambda^*) = 0)$
p-A	$6,5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	14,2 $\mu\text{m}$
p-B	$1,2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	9,6 $\mu\text{m}$
n-A	$5,0 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	10,3 $\mu\text{m}$
n-B	$1,0 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	6,4 $\mu\text{m}$

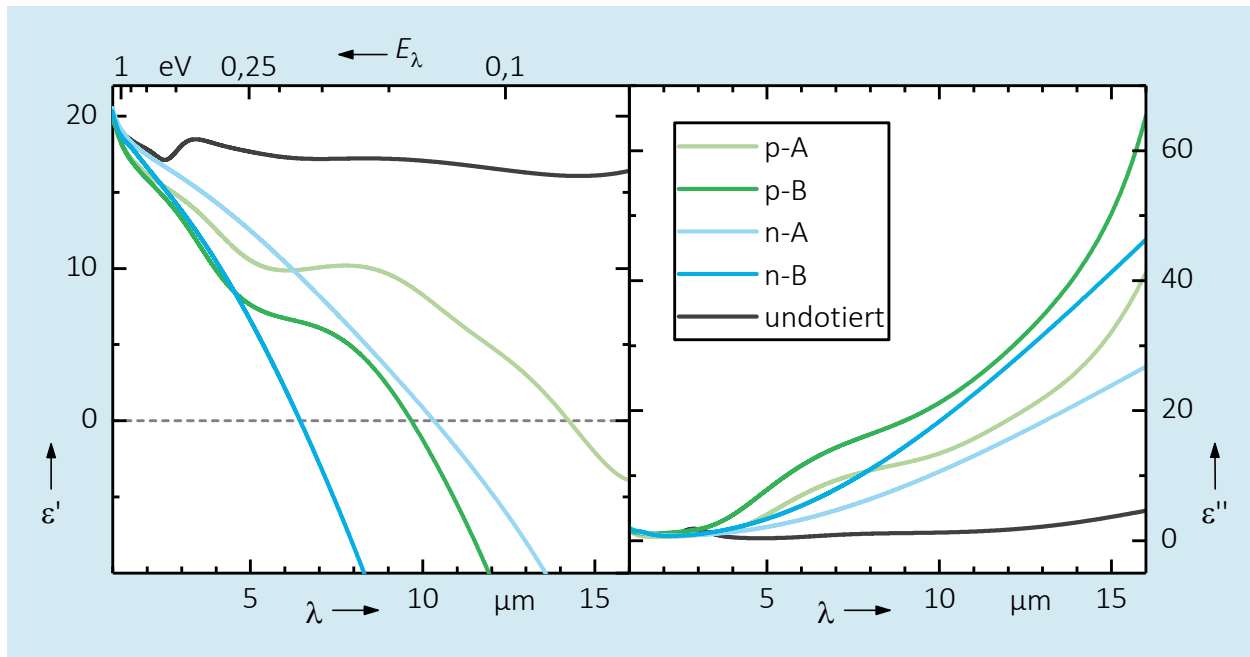


Abb. 6.1: Real- und Imaginärteil der Permittivität der untersuchten Ge-Proben und einer undotierten Vergleichsprobe.

Modellierung der hergestellten Proben wurde in Kooperation mit dem 1. Physikalischen Institut der Universität Stuttgart durchgeführt. Der Probenumfang umfasst vier Schichten (p-A, p-B, n-A und n-B) mit einer nominellen Dicke von 300 Nanometern, die mittels MBE bewusst ohne Gitteranpassung auf einen Si-Wafer abgeschieden wurden um einen „backend“-Prozess nachzubilden. Die Dotierstoffkonzentrationen (n-Typ: Sb-Dotierung, p-Typ: B-Dotierung) bezogen auf die Dotierung einer Si-Schicht mit demselben Dotierstofffluss sind in Tab. 6.1 gegeben.

Aus den Messdaten der ellipsometrischen Messung unter verschiedenen Winkeln (Wellenlängenbereich von 400 Nanometern bis 2,3 Mikrometer) und den FTIR-Messungen (Wellenlängenbereich bis 16 Mikrometern) wurden die optischen Materialeigenschaften durch ein Model nachgebildet.

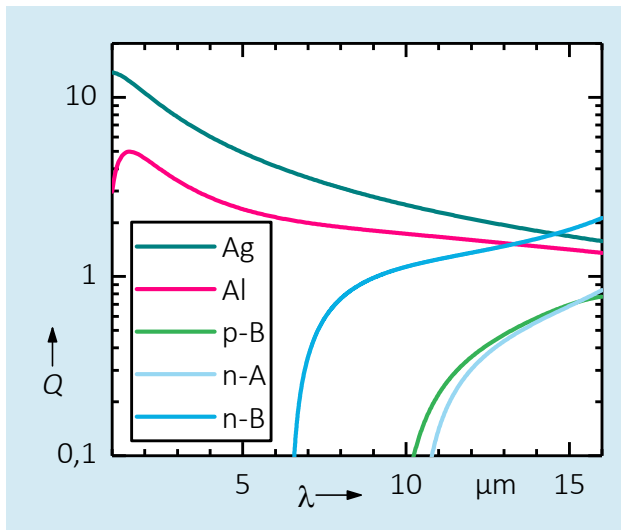


Abb. 6.2: Vergleich der Kenngröße  $Q$  der hier untersuchten GeSn-Proben mit den typischerweise verwendeten Materialien für die Plasmonik. Quelle für Ag und Al: [42]

Wie zu erwarten, ist der Nulldurchgang des realen Anteils der Permittivität  $\lambda^*$ , ab dem die für die Plasmonik erforderliche metallische Eigenschaft des Materials eintritt, eine Funktion der Dotierstoffkonzentration. Mit zunehmender Konzentration verschiebt sich diese hin zu kürzeren Wellenlängen (siehe Abb. 6.1). Damit werden diese Materialien auch für den mittleren infraroten Wellenlängenbereich geeignet.

Die mit B dotierten Proben zeigen einen deutlichen Einfluss der Intervallenzband-Absorptionen [97], die sich im Bereich um  $\lambda = 8 \mu\text{m}$  durch eine starke Zunahme der Absorption äußern und damit auch den Nulldurchgang beeinflussen. Sb-dotierte Proben sind damit für derlei Anwendung zu bevorzugen. Hiermit können Werte für den Nulldurchgang bis hinunter zu  $\lambda^* = 6,4$  erreicht werden.

Im direkten Vergleich mit den für die Plasmonik verwendeten Materialien wie Ag und dem hier bereits diskutierten Al zeigt sich bei der Betrachtung der Kenngröße  $Q$  die Eignung des Materials für plasmonischen Anwendungen im mittleren infraroten Bereich (siehe Abb. 6.2). Für den Wellenlängenbereich ab  $\lambda = 14 \mu\text{m}$  übertrifft hochdotiertes GeSn sogar Ag.

Höhere Dotierungen und damit eine weitere Verschiebung von  $\lambda^*$  hin zu kleineren Wellenlängen sind mit diesem Material allerdings schwierig zu realisieren. Die hohe Segregation der Sb-Dotierung erschwert eine homogene Dotierung über die Dicke der GeSn-Schicht. Für die Realisierung von Photoemissionsdetektoren ist das Einbringen weiterer Störstellen, die die Lebensdauer der Ladungsträger verringern, außerdem nicht sinnvoll.

## 7 Zusammenfassung und Ausblick

Es konnte gezeigt werden, dass mit CMOS-kompatiblen Materialien und Bauelementkonzepten eine integrierte optische Sensorplattform geschaffen werden kann, die refraktive Sensorik mithilfe plasmonischer Resonanzen ermöglicht. Der kollineare Ansatz, bei dem ein plasmonischer Detektor auf einer *Ge-p-i-n*-Photodiode als Transducer integriert wird, verzichtet dabei auf eine kostspielige und aufwendige Anbindung einer Lichtquelle. Plasmonische Lochgitter-Strukturen, die durch die Verwendung von Bloch-Moden in Oberflächenplasmonenresonanzen Fano-Resonanzen erzeugen, ermöglichen einen hohen Kontrast in der Messung, der durch die Ge-Photodiode effizient detektiert werden kann. Hierdurch werden Messungen in Flüssigkeiten ohne externe Messtechnik wie z. B. Trägerfrequenzverstärker möglich. Gleichzeitig ermöglichen die verwendeten plasmonischen Strukturen eine Anpassung der Wellenlänge zum Betrieb des Sensors.

Die Verwendung von plasmonischen Nanoantennen in integrierten Konzepten hat sich als herausfordernd dargestellt. Durch die räumliche Trennung der Nahfeldverstärkung der Nanoantennen und dem absorbierenden Gebiet der Photodiode spielt bei diesem Bauelement nur die Streuung der Nanoantennen eine Rolle. Dieser Effekt führt nur bei Wellenlängen im Bereich der Bandkantenenergie zu einer Absorptionsverstärkung und hat dabei auch nur einen geringen Einfluss.

Sehr vielversprechend zeigte sich der Ansatz, plasmonische Strukturen und Photodioden räumlich näher aneinander zu bringen. Durch die Verwendung von Nanopillar-Photodioden, kann die Nahfeldverstärkung der plasmonischen

Strukturen auf der Oberfläche das intrinsische Gebiet der Photodioden erreichen. Die sich auf dem Metallfilm ausbildenden lokalen plasmonischen Resonanzen sind für eine Biosensorik mit dünnen Molekülfilmen vorteilhaft.

Um einer zukünftigen großskaligen Fertigung auch bei den Handhabungsmöglichkeiten des Sensors Rechnung zu tragen, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine mikrofluidische Plattform geschaffen. Durch die Verwendung von prinzipiell automatisierbaren Herstellungs- und Fügungsprozessen kann eine kostengünstige Sensorplattform zur Verfügung gestellt werden.

Für die Sensorik im mittleren und fernen Infrarotbereich wurden die optischen Eigenschaften von hochdotiertem GeSn bestimmt. Als prinzipiell CMOS-kompatibles Material eignet sich dieses zur möglichen Realisierung von plasmonisch verstärkten Photoemissionsdetektoren.

Für zukünftige Arbeiten und eine zukünftige professionelle Realisierung ist das Konzept der Nanolochgitter dank des einfachen Aufbaus sehr vielversprechend. Eine Optimierung des Biosensors für dünne Molekülfilme sollte durch Abstimmung der Felder an den plasmonischen Strukturen vorgenommen werden. Zur Verstärkung der Fano-Resonanzen könnte, neben einer Verbesserung der Fabrikationsqualität und einer Abstimmung der Metallfilmdicke, der Einfluss eines Fabry-Pérot-Resonators, der die Photodiode einschließt untersucht werden. Durch den gezielten Einsatz einer Kavität sind weitaus höhere Sensitivitäten zu erwarten [98].

Das Konzept der Nanopillar-Photodioden eröffnet durch eine verstärkte Kopplung von plasmonischen Resonanzen und dem absorbierendem Gebiet eine Vielzahl von Fragestellungen über die Biosensorik hinaus. So sind planare

Spektrometer möglich, die durch Abstimmung der photonischen und plasmonischen Strukturen gezielt einzelne Wellenlängen detektieren können. Ebenso sind „perfect absorber“ denkbar, die die Einkopplungseffizienz auch in Photodioden erhöhen könnten (vgl. [99]).

Entscheidend für die weitere Entwicklung und die zukünftige Realisierung von Biosensoren ist auch die Oberflächenchemie, die die benötigten spezifischen Bindungen an der Oberfläche bereitstellt. Für CMOS-kompatible Materialien sind diese häufig noch nicht etabliert, da die hierfür verwendeten Methoden sich an den typischerweise verwendeten Materialien Au und SiO<sub>2</sub> orientieren. Diese Methoden können nicht einfach auf die verwendeten Materialien wie Ge oder Al übertragen werden, da z. B. Reinigungsschritte das Ge angreifen oder eine unspezifische Bindung des Analyten an der Oberfläche erst ausgeschlossen werden muss. Im Rahmen dieser Arbeit entstanden Forschungsk Kooperationen die sich dieser Fragestellung annehmen.





## Literaturverzeichnis

- [1] A. Hierlemann, *Integrated Chemical Microsensor Systems in CMOS Technology*. Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag, 2005.
- [2] D. R. Walt, "Optical Methods for Single Molecule Detection and Analysis," *Anal. Chem.*, vol. 85, no. 3, pp. 1258–1263, Feb. 2013.
- [3] S. Rodriguez-Mozaz, M. J. L. de Alda, M.-P. Marco, and D. Barceló, "Biosensors for environmental monitoring: A global perspective," *Talanta*, vol. 65, no. 2, pp. 291–297, Jan. 2005.
- [4] L.-C. Wang *et al.*, "A Bio-Inspired Two-Layer Sensing Structure of Polypeptide and Multiple-Walled Carbon Nanotube to Sense Small Molecular Gases," *Sensors*, vol. 15, no. 3, pp. 5390–5401, Mar. 2015.
- [5] M. S. Thakur and K. V. Ragavan, "Biosensors in food processing," *J. Food Sci. Technol.*, vol. 50, no. 4, pp. 625–641, Aug. 2013.
- [6] T. H. Scheper, J. M. Hilmer, F. Lammers, C. Müller, and M. Reinecke, "Biosensors in bioprocess monitoring," *J. Chromatogr. A*, vol. 725, no. 1, pp. 3–12, Feb. 1996.
- [7] P. B. Lippa and H. Schlebusch, Eds., *POCT - Patientennahe Labordiagnostik*. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2008.
- [8] G. Peng *et al.*, "Diagnosing lung cancer in exhaled breath using gold nanoparticles," *Nat. Nanotechnol.*, vol. 4, no. 10, pp. 669–673, Oct. 2009.
- [9] I. A. T. Hashem, I. Yaqoob, N. B. Anuar, S. Mokhtar, A. Gani, and S. Ullah Khan, "The rise of 'big data' on cloud computing: Review and open research issues," *Inf. Syst.*, vol. 47, pp. 98–115, Jan. 2015.
- [10] M. J. McGrath and C. N. Scanail, "The Data Economy of Biosensors," in *Sensor Technologies*, Apress, Berkeley, CA, 2013, pp. 137–156.
- [11] A. Lüdke and G. Galizia, "Sniffing cancer: will the fruit fly beat the dog?," *Chemosense*, vol. 15, no. 4, pp. 3–15, 2014.
- [12] W. Tsujita, A. Yoshino, H. Ishida, and T. Moriizumi, "Gas sensor network for air-pollution monitoring," *Sens. Actuators B Chem.*, vol. 110, no. 2, pp. 304–311, Oct. 2005.
- [13] L. Tombez, E. J. Zhang, J. S. Orcutt, S. Kamlapurkar, and W. M. J. Green, "Methane absorption spectroscopy on a silicon photonic chip," *Optica*, vol. 4, no. 11, p. 1322, Nov. 2017.
- [14] J. M. Chalmers and P. R. Griffiths, Eds., *Handbook of Vibrational Spectroscopy: Chalmers Vibrat 5V Set*. Chichester, UK: John Wiley & Sons, Ltd, 2001.

- [15] R. M. Lequin, "Enzyme Immunoassay (EIA)/Enzyme-Linked Immunosorbent Assay (ELISA)," *Clin. Chem.*, vol. 51, no. 12, pp. 2415–2418, Dec. 2005.
- [16] F. S. Ligler, "Perspective on Optical Biosensors and Integrated Sensor Systems," *Anal. Chem.*, vol. 81, no. 2, pp. 519–526, Jan. 2009.
- [17] Byungchul Jang and A. Hassibi, "Biosensor Systems in Standard CMOS Processes: Fact or Fiction?," *IEEE Trans. Ind. Electron.*, vol. 56, no. 4, pp. 979–985, Apr. 2009.
- [18] X. Fan, I. M. White, S. I. Shopova, H. Zhu, J. D. Suter, and Y. Sun, "Sensitive optical biosensors for unlabeled targets: A review," *Anal. Chim. Acta*, vol. 620, no. 1–2, pp. 8–26, Jul. 2008.
- [19] P. Kurzweil, "Metal Oxides and Ion-Exchanging Surfaces as pH Sensors in Liquids: State-of-the-Art and Outlook," *Sensors*, vol. 9, no. 6, pp. 4955–4985, Jun. 2009.
- [20] M. Kaisti, "Detection principles of biological and chemical FET sensors," *Biosens. Bioelectron.*, vol. 98, pp. 437–448, Dec. 2017.
- [21] D. Erickson, S. Mandal, A. H. J. Yang, and B. Cordovez, "Nanobiosensors: optofluidic, electrical and mechanical approaches to biomolecular detection at the nanoscale," *Microfluid. Nanofluidics*, vol. 4, no. 1–2, pp. 33–52, Jan. 2008.
- [22] K. M. Mayer and J. H. Hafner, "Localized Surface Plasmon Resonance Sensors," *Chem. Rev.*, vol. 111, no. 6, pp. 3828–3857, 2011.
- [23] P. Damborský, J. Švitel, and J. Katrlík, "Optical biosensors," *Essays Biochem.*, vol. 60, no. 1, pp. 91–100, Jun. 2016.
- [24] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Grundlagen der Photonik*, 1. Auflage, [deutsche Übersetzung von] 2., vollständig überarbeitete und erweiterte Auflage [des Werkes]. Weinheim: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2008.
- [25] K. Misiakos *et al.*, "All-silicon monolithic Mach-Zehnder interferometer as a refractive index and bio-chemical sensor," *Opt. Express*, vol. 22, no. 22, pp. 26803–26813, Nov. 2014.
- [26] X. Sun, D. Dai, L. Thylén, and L. Wosinski, "High-sensitivity liquid refractive-index sensor based on a Mach-Zehnder interferometer with a double-slot hybrid plasmonic waveguide," *Opt. Express*, vol. 23, no. 20, p. 25688, Oct. 2015.
- [27] K. Zang *et al.*, "Microring bio-chemical sensor with integrated low dark current Ge photodetector," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 106, no. 10, p. 101111, Mar. 2015.
- [28] X. Zhang *et al.*, "On-chip integrated optofluidic complex refractive index sensing using silicon photonic crystal nanobeam cavities," *Opt. Lett.*, vol. 41, no. 6, pp. 1197–1200, Mar. 2016.
- [29] B. Spackova, P. Wrobel, M. Bockova, and J. Homola, "Optical Biosensors Based on Plasmonic Nanostructures: A Review," *Proc. IEEE*, vol. 104, no. 12, pp. 2380–2408, Dec. 2016.

- [30] J. Homola, J. Čtyroký, M. Skalský, J. Hradilová, and P. Kolářová, "A surface plasmon resonance based integrated optical sensor," *Sens. Actuators B Chem.*, vol. 39, no. 1–3, pp. 286–290, Mar. 1997.
- [31] X. Fan and I. M. White, "Optofluidic microsystems for chemical and biological analysis," *Nat. Photonics*, vol. 5, no. 10, pp. 591–597, Sep. 2011.
- [32] Z. Zhou, B. Yin, and J. Michel, "On-chip light sources for silicon photonics," *Light Sci. Appl.*, vol. 4, no. 11, pp. e358–e358, Nov. 2015.
- [33] A. E. Cetin *et al.*, "Handheld high-throughput plasmonic biosensor using computational on-chip imaging," *Light Sci. Appl.*, vol. 3, no. 1, p. e122, Jan. 2014.
- [34] F. Mazzotta, G. Wang, C. Hägglund, F. Höök, and M. P. Jonsson, "Nanoplasmonic biosensing with on-chip electrical detection," *Biosens. Bioelectron.*, vol. 26, no. 4, pp. 1131–1136, Dec. 2010.
- [35] L. Guyot, A.-P. Blanchard-Dionne, S. Patskovsky, and M. Meunier, "Integrated silicon-based nanoplasmonic sensor," *Opt. Express*, vol. 19, no. 10, pp. 9962–9967, May 2011.
- [36] M. Oehme *et al.*, "Germanium on Silicon Photodetectors with Broad Spectral Range," *J. Electrochem. Soc.*, vol. 157, no. 2, pp. H144–H148, Feb. 2010.
- [37] S. A. Maier, *Plasmonics : fundamentals and applications*. New York, NY: Springer, 2007.
- [38] D. DeJarnette, J. Norman, and D. K. Roper, "Attribution of Fano resonant features to plasmonic particle size, lattice constant, and dielectric wavenumber in square nanoparticle lattices," *Photonics Res.*, vol. 2, no. 1, pp. 15–23, Feb. 2014.
- [39] T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio, and P. A. Wolff, "Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays," *Nature*, vol. 391, no. 6668, pp. 667–669, Feb. 1998.
- [40] S. Enoch and N. Bonod, Eds., *Plasmonics*, vol. 167. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2012.
- [41] P. r. West, S. Ishii, G. v. Naik, N. k. Emani, V. m. Shalaev, and A. Boltasseva, "Searching for better plasmonic materials," *Laser Photonics Rev.*, vol. 4, no. 6, pp. 795–808, Nov. 2010.
- [42] K. M. McPeak *et al.*, "Plasmonic Films Can Easily Be Better: Rules and Recipes," *ACS Photonics*, vol. 2, no. 3, pp. 326–333, Mar. 2015.
- [43] Y. Li, H. J. Schluesener, and S. Xu, "Gold nanoparticle-based biosensors," *Gold Bull.*, vol. 43, no. 1, pp. 29–41, Mar. 2010.
- [44] C. Langhammer, M. Schwind, B. Kasemo, and I. Zorić, "Localized Surface Plasmon Resonances in Aluminum Nanodisks," *Nano Lett.*, vol. 8, no. 5, pp. 1461–1471, May 2008.

- [45] P. Biagioni, J.-S. Huang, and B. Hecht, "Nanoantennas for visible and infrared radiation," *Rep. Prog. Phys.*, vol. 75, no. 2, p. 024402, Feb. 2012.
- [46] D. K. Gramotnev, A. Pors, M. Willatzen, and S. I. Bozhevolnyi, "Gap-plasmon nanoantennas and bowtie resonators," *Phys. Rev. B*, vol. 85, no. 4, p. 045434, Jan. 2012.
- [47] K. L. Kelly, E. Coronado, L. L. Zhao, and G. C. Schatz, "The Optical Properties of Metal Nanoparticles: The Influence of Size, Shape, and Dielectric Environment," *J. Phys. Chem. B*, vol. 107, no. 3, pp. 668–677, Jan. 2003.
- [48] "Spheroid," *Wikipedia*. 04-Jan-2018.
- [49] C. F. Bohren and D. R. Huffman, *Absorption and scattering of light by small particles*. New York: Wiley, 1983.
- [50] T. F. Villesen, C. Uhrenfeldt, B. Johansen, J. L. Hansen, H. U. Ulriksen, and A. N. Larsen, "Aluminum nanoparticles for plasmon-improved coupling of light into silicon," *Nanotechnology*, vol. 23, no. 8, p. 085202, Mar. 2012.
- [51] S. Chah, M. R. Hammond, and R. N. Zare, "Gold Nanoparticles as a Colorimetric Sensor for Protein Conformational Changes," *Chem. Biol.*, vol. 12, no. 3, pp. 323–328, Mar. 2005.
- [52] K. R. Catchpole and A. Polman, "Plasmonic solar cells," *Opt. Express*, vol. 16, no. 26, p. 21793, Dec. 2008.
- [53] H. F. Ghaemi, T. Thio, D. E. Grupp, T. W. Ebbesen, and H. J. Lezec, "Surface plasmons enhance optical transmission through subwavelength holes," *Phys. Rev. B*, vol. 58, no. 11, pp. 6779–6782, Sep. 1998.
- [54] A. Krishnan *et al.*, "Evanescently coupled resonance in surface plasmon enhanced transmission," *Opt. Commun.*, vol. 200, no. 1–6, pp. 1–7, Dec. 2001.
- [55] L. Martín-Moreno *et al.*, "Theory of Extraordinary Optical Transmission through Subwavelength Hole Arrays," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 86, no. 6, pp. 1114–1117, Feb. 2001.
- [56] R. Müller, V. Malyarchuk, and C. Lienau, "Three-dimensional theory on light-induced near-field dynamics in a metal film with a periodic array of nanoholes," *Phys. Rev. B*, vol. 68, no. 20, Nov. 2003.
- [57] W. L. Barnes, W. A. Murray, J. Dintinger, E. Devaux, and T. W. Ebbesen, "Surface Plasmon Polaritons and Their Role in the Enhanced Transmission of Light through Periodic Arrays of Subwavelength Holes in a Metal Film," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 92, no. 10, Mar. 2004.
- [58] P. Lalanne, J. C. Rodier, and J. P. Hugonin, "Surface plasmons of metallic surfaces perforated by nanohole arrays," *J. Opt. Pure Appl. Opt.*, vol. 7, no. 8, pp. 422–426, Aug. 2005.

- [59] J. V. Coe, J. M. Heer, S. Teeters-Kennedy, H. Tian, and K. R. Rodriguez, "Extraordinary Transmission of Metal Films with Arrays of Subwavelength Holes," *Annu. Rev. Phys. Chem.*, vol. 59, no. 1, pp. 179–202, May 2008.
- [60] H. Liu and P. Lalanne, "Microscopic theory of the extraordinary optical transmission," *Nature*, vol. 452, no. 7188, pp. 728–731, Apr. 2008.
- [61] A. Hajebifard and P. Berini, "Fano resonances in plasmonic heptamer nano-hole arrays," *Opt. Express*, vol. 25, no. 16, p. 18566, Aug. 2017.
- [62] A. A. Yanik *et al.*, "Seeing protein monolayers with naked eye through plasmonic Fano resonances," *Proc. Natl. Acad. Sci.*, vol. 108, no. 29, pp. 11784–11789, Jul. 2011.
- [63] A. Degiron and T. W. Ebbesen, "The role of localized surface plasmon modes in the enhanced transmission of periodic subwavelength apertures," *J. Opt. Pure Appl. Opt.*, vol. 7, no. 2, pp. S90–S96, Feb. 2005.
- [64] M. Jutzi, M. Berroth, G. Wohl, M. Oehme, and E. Kasper, "Ge-on-Si vertical incidence photodiodes with 39-GHz bandwidth," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 17, no. 7, pp. 1510–1512, Jul. 2005.
- [65] S. M. Sze and K. K. Ng, *Physics of Semiconductor Devices*, 3. Auflage. John Wiley & Sons, 2006.
- [66] W. C. Dash and R. Newman, "Intrinsic Optical Absorption in Single-Crystal Germanium and Silicon at 77°K and 300°K," *Phys. Rev.*, vol. 99, no. 4, pp. 1151–1155, Aug. 1955.
- [67] A. M. Pennanen and J. J. Toppari, "Direct optical measurement of light coupling into planar waveguide by plasmonic nanoparticles," *Opt. Express*, vol. 21, no. S1, p. A23, Jan. 2013.
- [68] S. Pillai, K. R. Catchpole, T. Trupke, G. Zhang, J. Zhao, and M. A. Green, "Enhanced emission from Si-based light-emitting diodes using surface plasmons," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, no. 16, pp. 161102-161102–3, Apr. 2006.
- [69] P. Spinelli, C. van Lare, E. Verhagen, and A. Polman, "Controlling Fano lineshapes in plasmon-mediated light coupling into a substrate," *Opt. Express*, vol. 19, no. S3, p. A303, May 2011.
- [70] L. Cao, J. S. White, J.-S. Park, J. A. Schuller, B. M. Clemens, and M. L. Brongersma, "Engineering light absorption in semiconductor nanowire devices," *Nat. Mater.*, vol. 8, no. 8, pp. 643–647, Aug. 2009.
- [71] J. Becker, A. Trügler, A. Jakab, U. Hohenester, and C. Sönnichsen, "The Optimal Aspect Ratio of Gold Nanorods for Plasmonic Bio-sensing," *Plasmonics*, vol. 5, no. 2, pp. 161–167, Jun. 2010.

- [72] S. Kedenburg, M. Vieweg, T. Gissibl, and H. Giessen, "Linear refractive index and absorption measurements of nonlinear optical liquids in the visible and near-infrared spectral region," *Opt. Mater. Express*, vol. 2, no. 11, p. 1588, Nov. 2012.
- [73] E. Sani and A. Dell'Oro, "Spectral optical constants of ethanol and isopropanol from ultraviolet to far infrared," *Opt. Mater.*, vol. 60, pp. 137–141, Oct. 2016.
- [74] R. F. C. Farrow, Ed., *Molecular beam epitaxy: applications to key materials*. Park Ridge, N.J: Noyes Publications, 1995.
- [75] S. M. Rossnagel, J. J. Cuomo, and W. D. Westwood, Eds., *Handbook of plasma processing technology: fundamentals, etching, deposition, and surface interactions*. Park Ridge, N.J., U.S.A: Noyes Publications, 1990.
- [76] P. Chang, R. Hawkins, T. D. Bonifield, and L. A. Melton, "Aluminum spiking at contact windows in Al/Ti-W/Si," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 52, no. 4, pp. 272–274, Jan. 1988.
- [77] C. A. Mack, *Fundamental principles of optical lithography: the science of microfabrication*. Chichester, West Sussex, England ; Hoboken, NJ, USA: Wiley, 2007.
- [78] Atsushi Motogaito and Kazumasa Hiramatsu, *Fabrication of Binary Diffractive Lens on Optical Films by Electron Beam Lithography*. INTECH Open Access Publisher, 2011.
- [79] Z. Cui, *Nanofabrication: principles, capabilities and limits*. New York, NY: Springer, 2008.
- [80] K. Nojiri, *Dry etching technology for semiconductors*. New York: Springer, 2014.
- [81] A. Grosse, M. Grewe, and H. Fouckhardt, "Deep wet etching of fused silica glass for hollow capillary optical leaky waveguides in microfluidic devices," *J. Micromechanics Microengineering*, vol. 11, no. 3, p. 257, 2001.
- [82] J. M. Steigerwald, S. P. Murarka, and R. J. Gutmann, *Chemical mechanical planarization of microelectronic materials*. New York: J. Wiley, 1997.
- [83] K. A. Reinhardt and R. F. Reidy, Eds., *Handbook of cleaning for semiconductor manufacturing: fundamentals and applications*. Salem, Mass. : Scrivener ; Hoboken, N.J: John Wiley & Sons, Inc, 2011.
- [84] I. A. Fischer, L. Augel, S. Jitpakdeebodin, N. Franz, S. Fleischer, and J. Schulze, "Plasmonics-integrated Ge PIN-photodetectors: efficiency enhancement by Al nanoantennas and plasmon detection," presented at the International Conference on Optics and Photonics 2015, Kolkata, India, 2015, vol. 9654, pp. 965404-965404–6.
- [85] I. A. Fischer *et al.*, "Ge-on-Si PIN-photodetectors with Al nanoantennas: The effect of nanoantenna size on light scattering into waveguide modes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 108, no. 7, p. 071108, Feb. 2016.

- [86] A. E. Cetin, D. Etezadi, B. C. Galarreta, M. P. Busson, Y. Eksioglu, and H. Altug, "Plasmonic Nanohole Arrays on a Robust Hybrid Substrate for Highly Sensitive Label-Free Biosensing," *ACS Photonics*, vol. 2, no. 8, pp. 1167–1174, Aug. 2015.
- [87] P. Senanayake *et al.*, "Surface Plasmon-Enhanced Nanopillar Photodetectors," *Nano Lett.*, vol. 11, no. 12, pp. 5279–5283, Dec. 2011.
- [88] P. Li, "A Review of Proximity Effect Correction in Electron-beam Lithography," *ArXiv150905169 Cond-Mat*, Sep. 2015.
- [89] L. Laplatine *et al.*, "System-level integration of active silicon photonic biosensors," 2017, vol. 10061, pp. 100610I-100610I–15.
- [90] L. Augel *et al.*, "Optofluidic sensor system with Ge PIN photodetector for CMOS-compatible sensing," *Microfluid. Nanofluidics*, vol. 21, no. 11, p. 169, Nov. 2017.
- [91] TOPAS Advanced Polymers, "Displays | TOPAS," 2017. [Online]. Available: <http://www.topas.com/markets/optical/displays>. [Accessed: 21-Jun-2017].
- [92] J. N. Anker, W. P. Hall, O. Lyandres, N. C. Shah, J. Zhao, and R. P. Van Duyne, "Biosensing with plasmonic nanosensors," *Nat. Mater.*, vol. 7, no. 6, pp. 442–453, Jun. 2008.
- [93] M. Oehme *et al.*, "GeSn p-i-n detectors integrated on Si with up to 4% Sn," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 101, no. 14, pp. 141110-141110–4, Oct. 2012.
- [94] G. V. Naik, V. M. Shalaev, and A. Boltasseva, "Alternative Plasmonic Materials: Beyond Gold and Silver," *Adv. Mater.*, vol. 25, no. 24, pp. 3264–3294, Jun. 2013.
- [95] W. Li and J. G. Valentine, "Harvesting the loss: surface plasmon-based hot electron photodetection," *Nanophotonics*, vol. 6, no. 1, pp. 177–191, Jan. 2017.
- [96] L. Baldassarre *et al.*, "Midinfrared Plasmon-Enhanced Spectroscopy with Germanium Antennas on Silicon Substrates," *Nano Lett.*, vol. 15, no. 11, pp. 7225–7231, Nov. 2015.
- [97] V. D'Costa, J. Tolle, J. Xie, J. Kouvetakis, and J. Menéndez, "Infrared dielectric function of p-type Ge<sub>0.98</sub>Sn<sub>0.02</sub> alloys," *Phys. Rev. B*, vol. 80, no. 12, Sep. 2009.
- [98] R. Ameling, L. Langguth, M. Hentschel, M. Mesch, P. V. Braun, and H. Giessen, "Cavity-enhanced localized plasmon resonance sensing," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, no. 25, p. 253116, Dec. 2010.
- [99] W. Li and J. Valentine, "Metamaterial Perfect Absorber Based Hot Electron Photodetection," *Nano Lett.*, vol. 14, no. 6, pp. 3510–3514, Jun. 2014.





## A. Anhang

### A.1 Optische Messmethoden

#### Detaillierte Beschreibung des Messaufbaus zur Bestimmung der optischen Empfindlichkeit:

Im Vorfeld zu jeder Messung wird eine Kalibrierung der optischen Leistung am Faserausgang über dem Probe (*engl.* device under test, DUT) mithilfe eines Referenzdetektors mit bekannter optischer Empfindlichkeit durchgeführt, welcher anstelle des DUT platziert wird. Typischerweise wird eine optische Leistung von 400  $\mu\text{W}$  am Faserausgang eingestellt, um eine Sättigung des DUT zu vermeiden. Aus den für jeden Wellenlängenpunkt bestimmten Leistungsanpassungen des AOTFs und dem an einem zweiten Referenzdetektor (Artifex OPM 150) bestimmten Werten wird eine Werte-Tabelle erstellt.

Der Messprozess für die Bestimmung der optischen Empfindlichkeit für einen einzelnen Wellenlängenpunkt nach

$$R_{\text{opt}}(\lambda)|_U = \frac{I_{\text{on}}(U)|_\lambda - I_{\text{off}}(U)|_\lambda}{\Phi_{\text{opt}}(\lambda)} \quad (\text{A.1})$$

läuft in drei sequentiellen Schritten ab: (1) Messung des Hellstroms  $I_{\text{on}}(U)$  nter Beleuchtung mit einem HP4155 Halbleitertesters, (2) Messung des Dunkelstroms  $I_{\text{off}}(U)$  und einer abschließenden (3) Bestimmung der optischen Leistung and einen 9:1-Splitter und des Artifex OPM150. (Anmerkung: Der am Artifex OPM150 gemessene 10%-Leistungswert der optischen Leistung am wird mithilfe einer Werte-Tabelle – welche vor der Messung erstellt wurde (siehe oben) – verwendet um mögliche Schwankungen der Lichtquelle, die das DUT beleuchtet, über die Messzeit von 45 Minuten hinweg ausgleichen zu können.

Aus diesen Voraussetzungen lässt sich die zu erwartenden Messungenauigkeit des Aufbaus abschätzen:

Die Messgenauigkeit des HP4155 Halbleitertesters bis zu einer Stromstärke von 100  $\mu\text{A}$ :  $\pm(0.05 \% + 20 \text{ nA})$ .

Daraus ergibt sich ein Messfehler im Zähler von Gl. A.1 von  $\pm(0.1 \% + 40 \text{ nA})$ .

Zwischen den Messschritten (1) und (3) ergibt sich eine kurze Pause von fünf Sekunden, in der es zu einer potentiellen Abweichung der Lichtquelle (Koheras SuperK) kommen kann welcher vom Hersteller als kleiner 0.15 dB/h. Bei einem optischen Leistungswert am Faserausgang (über dem DUT) von 400 µW lässt sich hierdurch eine Messungenauigkeit von

$$\pm \left( 5 \text{ s} \cdot \frac{0.15 \frac{\text{dB}}{\text{h}}}{3600 \frac{\text{s}}{\text{h}}} + 10 \log(0.4 \text{ mW}) \text{ dBm} \right)$$

$$= \pm \left( 5 \text{ s} \cdot 4.17 \cdot 10^{-5} \frac{\text{dB}}{\text{s}} - 3.9794 \text{ dBm} \right)$$

bestimmen, welcher 0.005 % ist und damit vernachlässigt werden kann.

Für den OPM150 ist eine Wiederholbarkeit der optischen Leistungsmessung von 3 % angegeben. (Hier muss die die Wiederholbarkeit und nicht die Genauigkeit verwendet werden, da verschiedene Messungen auf derselben Skala verglichen werden) Um die Messungenauigkeit zu senken werden mit dem OPM150 fünf unabhängige Messungen durchgeführt, womit sich eine Ungenauigkeit von

$$\pm(9 \cdot (0.03)^5) \equiv \pm(0.000022 \%),$$

ergibt, die den Einfluss des 9:1-Splitters berücksichtigt.

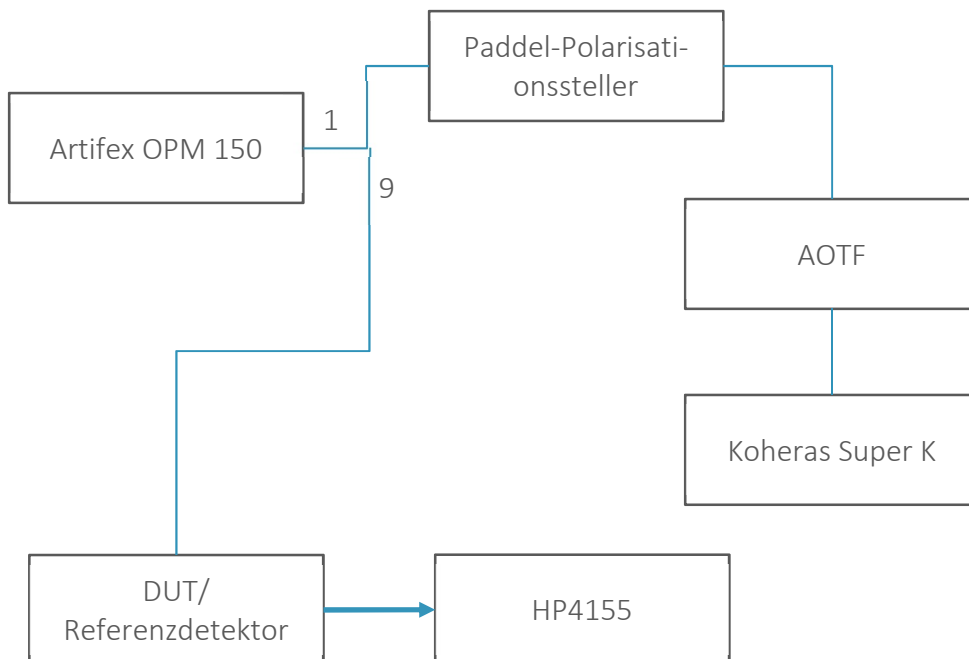


Abb. A.1: Skizzierte Übersicht über den Messplatz zur Bestimmung der optischen Empfindlichkeit

Die Messungengenauigkeiten des Aufbaus sind nunmehr hauptsächlich durch den Fehler im Zähler bestimmt, welche durch den Halbleitertestter gegeben sind und typischerweise kleiner als die Symbolgröße der Schaubilder ist.

Eine Fehlermöglichkeit, die sich leider nie vollständig ausschließen lässt während der Messung ist die Ausrichtung der Glasfaser auf das DUT. Zwar wird bei den hier verwendeten Bauelementgrößen eine vollständige Einstrahlung der optischen Leistung auf das Bauelement sichergestellt, es kann aber unter Umständen zu einer Verschiebung der Glasfaser während der Messung kommen, da diese bis zu 40 Minuten in Anspruch nehmen kann (Abhängig vom Wertebereich von  $U$  und  $\lambda$ ).

Für die Polarisationsabhängige Messung wird nach den AOTF ein Paddel-Polarisationssteller in den faseroptischen Lichtweg eingefügt. Der OPM150 zeigt keine Polarisationsabhängigkeit.

### **Detaillierte Beschreibung des FTIR-Spektroskopie-Aufbaus**

Der Messaufbau besteht aus einem Bruker VERTEX 80v FT-IR Spektrometer und einem Bruker Hyperion Mikroskop, welches eine Durch- und Auflichtbetrachtung ermöglicht.

Mithilfe des Mikroskops wird die Probe von einem fokussierten Lichtstrahl bzw. durchleuchtet. Zur Aufnahme des Interferogramms wird ein Quecksilber-Cadmium-Tellurid-Detektor (*engl.* mercury cadmium telluride, MCT) verwendet.

Beim Einlegen der Probe (Si-Wafer) muss der Fokuspunkt des Mikroskop eingestellt werde. Aufgrund der Dicke der Probe und der Brechung der Strahlung innerhalb der Probe im Durchlichtbetrieb ist die Bestimmung der optimalen Höhe herausfordernd. Insbesondere bei planaren Proben ohne Kontraste wird die Höhe nach der maximalen Intensität gewählt.



## A.2 Versuchsübersicht: Al-NA auf Ge-PD

Detaillierte Übersicht zu den in Kapitel 4.1 diskutierten Proben.

Tab. A.1: Verwendete MBE-Schichten und Zuordnung zu den Proben

MBE-Nummer	Probe	Variation im <i>n</i> -Gebiet
A3759	934-1-4, 999-1-4	Ge: 5 nm, Si: 5 nm
A3758	934-1-3, 999-1-3	Ge: 10 nm, Si: 10 nm
A3757	934-1-2, 999-1-2	Ge: 20 nm, Si: 20 nm
A3756	934-1-1, 999-1-1	Ge: 30 nm, Si: 30 nm

Proben der MBE-Schicht „A3759“ werden im Rahmen dieser Arbeit nicht diskutiert, da diese aufgrund fehlender Dotierung im *n*-Gebiet keine Diodencharakteristik zeigen.

Tab. A.2: Detaillierter Prozessablauf

Aufgabe	Prozessschritt	Anlagen, Prozessparameter und Rezepte
Strukturierung der Justagemarken (Für die Ausrichtung der EBL)	Photolithografie	<p>H<sub>2</sub>O-DESORPTION Ausheizen im Konvektionsofen, Temperatur: 130 °C, Dauer: 30 min.</p> <p>HAFTVERMITTLER HMDS-Monolage abgeschieden in solarsemi QS V 200 BM, Plattentemperatur: 110 °C.</p> <p>LACK AZ MIR 701, Rotation: 5000 U/min.</p> <p>SOFTBAKE Temperatur: 90 °C, Dauer 60 s.</p> <p>KONTAKTBELICHTUNG Maske Nr. 168 S0 (nur Justagemarken), Süss Mask-Aligner MA6, i-Linie, Dauer: 5 s.</p> <p>POST-EXPOSURE BAKE Temperatur: 110 °C, Dauer: 60 s.</p> <p>ENTWICKLER AZ MIF 726, Dauer: 60 s.</p> <p>OBERFLÄCHENFORMIERUNG Plasma Electronic TePla 300, Programm: „3“, O<sub>2</sub>-Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s.</p>
	Trockenätzen der Halbleiterschichten	<p>STS Multiplex ICP-System, Programm „MESA_GE4“, Ätztiefe: mindestens 200 nm (nötig für Kontrast im REM).</p> <p>CL<sub>2</sub>-ÄTZSCHRITT (OXIDENTFERNUNG) Dauer: 5 s, Kammerdruck: 2 mTorr, Gasfluss: 20 sccm, Plattengeneratorleistung: 18 W, Spulengeneratorleistung: 600 W.</p> <p>HBR-ÄTZSCHRITT (HALBLEITERÄTZUNG) Ätztiefe: 170 nm, Kammerdruck: 10 mTorr, Gasfluss: 20 sccm, Plattengeneratorleistung: 18 W, Spulengeneratorleistung: 800 W.</p>

	Lackentfernung	<p>VERASCHUNG Plasma Electronic TePla 300, Programm „2“, O<sub>2</sub>-Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 1000 W, Dauer: bis maximal 100 °C.</p> <p>REINIGUNG Lösungsmittel DMSO, Ultraschallbad, Temperatur: 80 °C, Dauer: 40 min.</p> <p>SPÜLEN DI-Wasser.</p>
	Reinigung	<p>REINIGUNG Aceton im Ultraschallbad, Dauer: 11 min.</p> <p>SPÜLEN Isopropanol im Ultraschallbad, Dauer: 3 min.</p> <p>SPÜLEN DI-Wasser.</p> <p>VERASCHUNG Plasma Electronic TePla 300, Programm „3“, O<sub>2</sub>-Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s.</p>
Herstellung der Al-Nanoantennen mit EBL	HF-Dip	2,5%-Lösung, Dauer: 10 s.
	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> -Abscheidung	Plasma Electronic MyPlas 2, Programm: „Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> Plasma10.7“, Schichtdicke: 2 nm, Präkursor: TMA, Reaktant: O <sub>2</sub> , Prozesstemperatur: 250 °C.
	Elektronenstrahlolithografie	<p>H<sub>2</sub>O-DESORPTION Ausheizen im Konvektionsofen, Temperatur: 130 °C, Dauer: 30 min.</p> <p>LACK PMMA-200k (allresist 671.04), Rotation: 6000 U/min.</p> <p>SOFTBAKE Temperatur: 160 °C, Dauer: 120 s.</p> <p>ELEKTRONENSTRAHLITHOGRAPHIE Zeiss LEO 1550 mit Raith ELPHY Quantum, Beschleunigungsspannung: 28 kV, Blende: 7,5 µm Grunddosis: 100 µC/cm<sup>2</sup>, Schrittweite: 4/6 nm, Schreibfeld: 200 µm, Struktur Dosen: Etwa Faktor 2,5.</p> <p>ENTWICKLER Mischung MIBK:IPA, Verhältnis 1:3, Dauer 120 s.</p> <p>SPÜLEN IPA, Dauer: 30 s.</p> <p>SPÜLEN DI-Wasser.</p>
	Al-Bedampfung	Elektronenstrahlverdampfer Balzers BA610 oder thermisches Verdampfen, Schichtdicke: 30 nm, Druck: UHV.
	Lift-Off	Aceton im Ultraschallbad bis zur vollständigen Entfernung des Lacks.
	Reinigung	<p>REINIGUNG Aceton im Ultraschallbad, Dauer: 11 min.</p> <p>SPÜLEN Isopropanol im Ultraschallbad, Dauer: 3 min.</p> <p>SPÜLEN DI-Wasser.</p> <p>VERASCHUNG : Plasma Electronic TePla 300, Programm „3“, O<sub>2</sub>-Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s.</p>
	SiO <sub>2</sub> -Abscheidung	Oxford Instruments PECVD 100, Programm: „Deposit_SiH <sub>4</sub> _250“, Schichtdicke: 50 nm, Präkursor: Silan, Abscheidetemperatur: 250 °C, Druck: 1000 mTorr.
	Photolithografie	H <sub>2</sub> O-DESORPTION Ausheizen im Konvektionsofen, Temperatur: 130 °C, Dauer: 30 min.

		<p>HAFTVERMITTLER HMDS-Monolage abgeschieden in solarsemi QS V 200 BM, Plattentemperatur: 110 °C.</p> <p>LACK AZ MIR 701, Rotation: 5000 U/min.</p> <p>SOFTBAKE Temperatur: 90 °C, Dauer: 60 s.</p> <p>KONTAKTBELICHTUNG Maske „LED_2012“ Nr. 171 S2 (kleine Mesa), Süss Mask-Aligner MA6, i-Linie, Dauer: 5 s.</p> <p>POST-EXPOSURE BAKE Temperatur: 110 °C, Dauer: 60 s.</p> <p>ENTWICKLER AZ MIF 726, Dauer: 60 s</p> <p>OBERFLÄCHENFORMIERUNG Plasma Electronic TePla 300, Programm „3“, O<sub>2</sub>-Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s.</p>
Strukturierung der Heterostrukturen	Trockenätzen der Hartmaske	<p>Sentech SI591 RIE, Programm: „Oxidätzen CHF3 100 sccm“, Ätztiefe: 25 nm,</p> <p>Leistung: 150 W, Druck: 38 mTorr, Gasfluss CHF<sub>3</sub>: 100 sccm.</p>
	Nasschemisches Ätzen der Hartmaske	<p>BHF, Ätztiefe: 25 nm.</p>
	Trockenätzen der Heterostruktur	<p>STS Multiplex ICP-System, Programm „MESA_GE4“, Ätztiefe: zwischen 420 nm und 460 nm (abhängig von Heterostruktur).</p> <p>CL<sub>2</sub>-ÄTZSCHRITT (OXIDENTFERNUNG) Dauer: 5 s, Kammerdruck: 2 mTorr, Gasfluss: 20 sccm, Plattengeneratorleistung: 18 W, Spulengeneratorleistung: 600 W.</p> <p>HBR-ÄTZSCHRITT (HALBLEITERÄTZUNG) Ätztiefe: zwischen 390 und 430 nm, Kammerdruck: 10 mTorr, Gasfluss: 20 sccm, Plattengeneratorleistung: 18 W, Spulengeneratorleistung: 800 W.</p>
	Lackentfernung	<p>VERASCHUNG Plasma Electronic TePla 300, Programm „2“, O<sub>2</sub>-Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 1000 W, Dauer: bis maximal 100 °C.</p> <p>REINIGUNG Lösungsmittel DMSO, Ultraschallbad, Temperatur: 80 °C, 40 min.</p> <p>SPÜLEN DI-Wasser.</p>
	Reinigung	<p>REINIGUNG Aceton im Ultraschallbad, 11 min.</p> <p>SPÜLEN Isopropanol im Ultraschallbad, 3 min.</p> <p>SPÜLEN DI-Wasser.</p> <p>VERASCHUNG Plasma Electronic TePla 300, Programm 3, O<sub>2</sub>-Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s.</p>
	SiO <sub>2</sub> -Abscheidung	<p>Oxford Instruments PECVD 100, Programm: „Deposit_SiH4_250“, Schichtdicke: 150 nm, Präkursor: Silan, Abscheidetemperatur: 250 °C, Druck: 1000 mTorr.</p>

Abscheidung und Strukturierung der Passivierung	Photolithografie	<p>H<sub>2</sub>O-DESORPTION Ausheizen im Konvektionsofen, Temperatur: 130 °C, Dauer:30 min.</p> <p>HAFTVERMITTLER HMDS-Monolage abgeschieden in solarsemi QS V 200 BM, Plattentemperatur: 110 °C.</p> <p>LACK AZ MIR 701, Rotation: 5000 U/min.</p> <p>SOFTBAKE Temperatur: 90 °C, Dauer: 60 s.</p> <p>KONTAKTBELICHTUNG Maske „LED_2012“ Nr. 171 S3 (Oxidfenster), Süss Mask-Aligner MA6, Dauer: 5,2 s, i-Linie.</p> <p>POST-EXPOSURE BAKE Temperatur: 110 °C, Dauer: 60 s.</p> <p>ENTWICKLER AZ MIF 726, 60 s</p> <p>OBERFLÄCHENFORMIERUNG TePla 300, Programm 3, O<sub>2</sub>-Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s.</p>
	Trockenätzen der Passivierung	<p>Sentech SI591 RIE, Programm: „Oxidätzen CHF<sub>3</sub> 100 sccm“, Ätztiefe: 175 nm, Leistung: 150 W, Druck: 38 mTorr, Gasfluss CHF<sub>3</sub>: 100 sccm.</p>
	Nasschemisches Ätzen der Passivierung	<p>BHF, Ätztiefe: 25 nm</p>
	Lackentfernung	<p>VERASCHUNG Plasma Electronic TePla 300, Programm „2“, O<sub>2</sub>-Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 1000 W, Dauer: bis maximal 100 °C.</p> <p>REINIGUNG Lösungsmittel DMSO, Ultraschallbad, Temperatur: 80 °C, 40 min.</p> <p>SPÜLEN DI-Wasser.</p>
Abscheidung und Lift-Off-Prozess der Metallisierung	Photolithografie	<p>H<sub>2</sub>O-DESORPTION Ausheizen im Konvektionsofen, Temperatur: 130 °C, Dauer: 30 min.</p> <p>HAFTVERMITTLER HMDS-Monolage abgeschieden in solarsemi QS V 200 BM, Plattentemperatur: 110 °C.</p> <p>LACK AZ IR 5214, Rotation: 5000 U/min.</p> <p>SOFTBAKE Temperatur: 110 °C, Dauer 50 s,</p> <p>KONTAKTBELICHTUNG Maske „LED_2012“ Nr. 171 S3 (Oxidfenster), Süss Mask-Aligner MA6, h-Linie, Dauer: 3,2 s.</p> <p>REVERSAL BAKE Temperatur: 120 °C, Dauer: 120 s.</p> <p>FLUTBELICHTUNG Süss Mask-Aligner MA6, h-Linie, Dauer: 23 s.</p> <p>ENTWICKLER AZ MIF 726, Dauer: 50 s</p>
	HF-Dip	<p>2,5%-Lösung, Dauer: 2 s.</p>
	Ni/Ag Aufdampfen	<p>Elektronenstrahlverdampfer Balzers BA610, Ni-Schichtdicke: 10 nm, Ag-Schichtdicke: 300 nm, Druck: UHV.</p>
	Lift-Off	<p>Aceton im Ultraschallbad auf Sicht.</p>



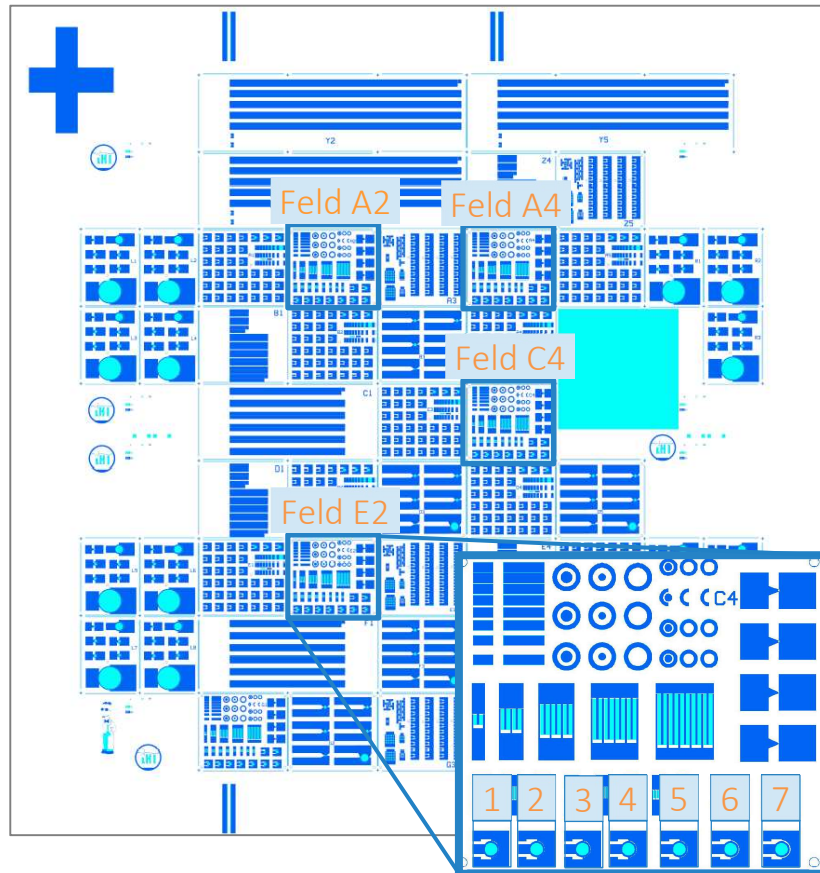


Abb. A.2: Skizzierte Anordnung der untersuchten Bauelemente auf einer Probe. Die Dioden 1-7 sind in jedem der vier gekennzeichneten Felder enthalten. Die Halbleiterstrukturen sind in hellblau dargestellt, die Strukturen der Metallisierung in dunkelblau.

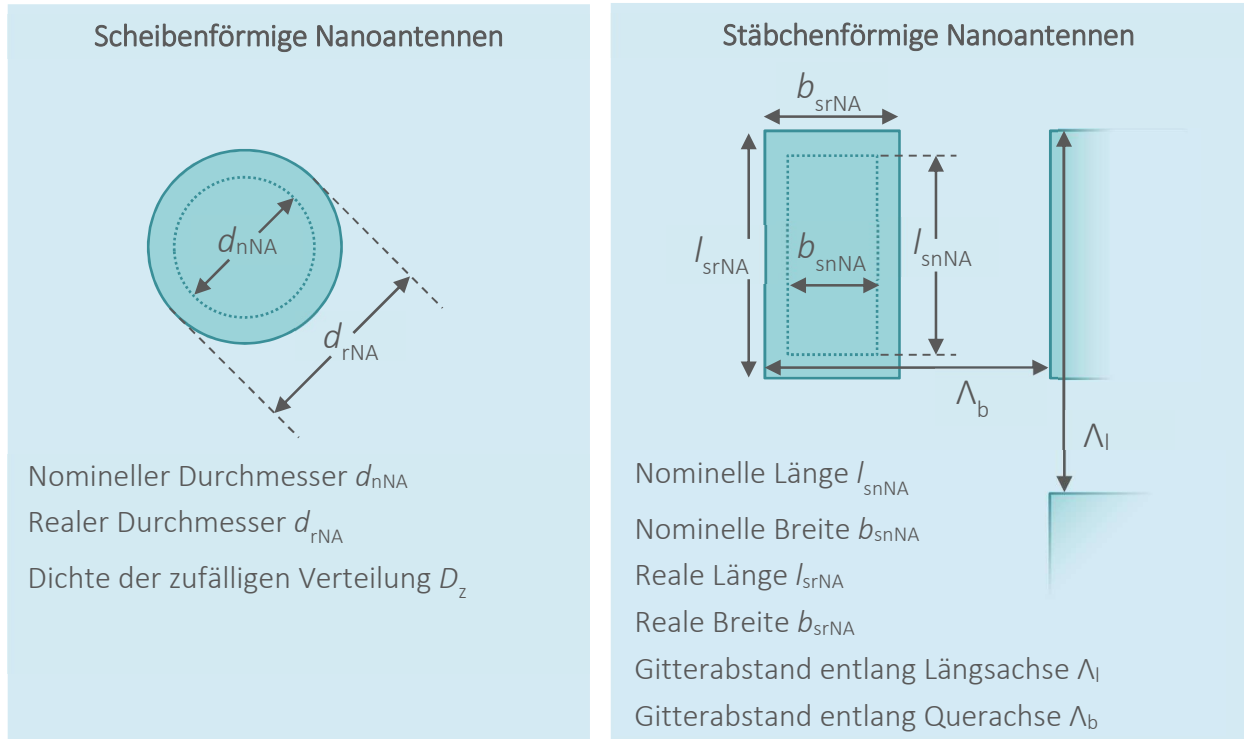


Abb. A.3: Erläuterungen zu den Nanoantennen. Links: Darstellung der scheibenförmigen NA. Rechts: Darstellung der im Gitter angeordneten stäbchenförmigen Nanoantennen.

Tab. A.3: Dimensionen der Nanoantennen auf den Proben.

Probe	Diode	Für alle Strukturen gilt: $b_{snNA} = 100 \text{ nm}$ und $\Lambda_b = 0,4 \mu\text{m}$				
934-1	-1	A2	2	$d_{nNA} = 250 \text{ nm}; d_{rNA} = 320 \text{ nm}; D_z = 1,1 \mu\text{m}^{-1}$		
			3	$l_{snNA} = 100 \text{ nm}; l_{srNA} = 100 \text{ nm}; b_{srNA} = 100 \text{ nm}; \Lambda_l = 0,4 \mu\text{m}$		
			4	$l_{snNA} = 150 \text{ nm}; l_{srNA} = 160 \text{ nm}; b_{srNA} = 100 \text{ nm}; \Lambda_l = 0,45 \mu\text{m}$		
			5	$l_{snNA} = 200 \text{ nm}; l_{srNA} = 210 \text{ nm}; b_{srNA} = 110 \text{ nm}; \Lambda_l = 0,5 \mu\text{m}$		
			6	$l_{snNA} = 250 \text{ nm}; l_{srNA} = 260 \text{ nm}; b_{srNA} = 110 \text{ nm}; \Lambda_l = 0,55 \mu\text{m}$		
			3	$l_{snNA} = 100 \text{ nm}; l_{srNA} = 100 \text{ nm}; b_{srNA} = 100 \text{ nm}; \Lambda_l = 0,4 \mu\text{m}$		
	-1	A4	4	$l_{snNA} = 150 \text{ nm}; l_{srNA} = 160 \text{ nm}; b_{srNA} = 100 \text{ nm}; \Lambda_l = 0,45 \mu\text{m}$		
			5	$l_{snNA} = 200 \text{ nm}; l_{srNA} = 210 \text{ nm}; b_{srNA} = 110 \text{ nm}; \Lambda_l = 0,5 \mu\text{m}$		
			-2	E2	2	$d_{nNA} = 30 \text{ nm}; d_{rNA} = 80 \text{ nm}; D_z = 1,7 \mu\text{m}^{-1}$
					3	$d_{nNA} = 50 \text{ nm}; d_{rNA} = 115 \text{ nm}; D_z = 1,7 \mu\text{m}^{-1}$
					4	$d_{nNA} = 75 \text{ nm}; d_{rNA} = 145 \text{ nm}; D_z = 1,6 \mu\text{m}^{-1}$
					5	$d_{nNA} = 100 \text{ nm}; d_{rNA} = 170 \text{ nm}; D_z = 1,5 \mu\text{m}^{-1}$
	6	$d_{nNA} = 150 \text{ nm}; d_{rNA} = 230 \text{ nm}; D_z = 1,4 \mu\text{m}^{-1}$				
	7	$d_{nNA} = 200 \text{ nm}; d_{rNA} = 260 \text{ nm}; D_z = 1,1 \mu\text{m}^{-1}$				
	-2	A4	2	$d_{nNA} = 30 \text{ nm}; d_{rNA} = 80 \text{ nm}; D_z = 1,7 \mu\text{m}^{-1}$		
			3	$d_{nNA} = 50 \text{ nm}; d_{rNA} = 115 \text{ nm}; D_z = 1,7 \mu\text{m}^{-1}$		
			4	$d_{nNA} = 75 \text{ nm}; d_{rNA} = 145 \text{ nm}; D_z = 1,6 \mu\text{m}^{-1}$		
			5	$d_{nNA} = 100 \text{ nm}; d_{rNA} = 170 \text{ nm}; D_z = 1,5 \mu\text{m}^{-1}$		
6			$d_{nNA} = 150 \text{ nm}; d_{rNA} = 230 \text{ nm}; D_z = 1,4 \mu\text{m}^{-1}$			

999-1	-3	C4	4	$l_{\text{snNA}} = 150 \text{ nm}; l_{\text{srNA}} = 160 \text{ nm}; b_{\text{srNA}} = 110 \text{ nm}; \Lambda_l = 0,45 \mu\text{m}$
			5	$l_{\text{snNA}} = 200 \text{ nm}; l_{\text{srNA}} = 210 \text{ nm}; b_{\text{srNA}} = 110 \text{ nm}; \Lambda_l = 0,5 \mu\text{m}$
			7	$l_{\text{snNA}} = 250 \text{ nm}; l_{\text{srNA}} = 260 \text{ nm}; b_{\text{srNA}} = 110 \text{ nm}; \Lambda_l = 0,55 \mu\text{m}$
		E2	2	$d_{\text{nNA}} = 200 \text{ nm}; d_{\text{rNA}} = 260 \text{ nm}; D_z = 1,1 \mu\text{m}^{-1}$
			3	$d_{\text{nNA}} = 250 \text{ nm}; d_{\text{rNA}} = 320 \text{ nm}; D_z = 1,1 \mu\text{m}^{-1}$
			4	$l_{\text{snNA}} = 100 \text{ nm}; l_{\text{srNA}} = 110 \text{ nm}; b_{\text{srNA}} = 110 \text{ nm}; \Lambda_l = 0,4 \mu\text{m}$
			5	$l_{\text{snNA}} = 150 \text{ nm}; l_{\text{srNA}} = 160 \text{ nm}; b_{\text{srNA}} = 110 \text{ nm}; \Lambda_l = 0,45 \mu\text{m}$
		A4	6	$l_{\text{snNA}} = 200 \text{ nm}; l_{\text{srNA}} = 210 \text{ nm}; b_{\text{srNA}} = 210 \text{ nm}; \Lambda_l = 0,5 \mu\text{m}$
			7	$l_{\text{snNA}} = 250 \text{ nm}; l_{\text{srNA}} = 260 \text{ nm}; b_{\text{srNA}} = 130 \text{ nm}; \Lambda_l = 0,55 \mu\text{m}$
			2	$l_{\text{snNA}} = 100 \text{ nm}; l_{\text{srNA}} = 100 \text{ nm}; b_{\text{srNA}} = 100 \text{ nm}; \Lambda_l = 0,4 \mu\text{m}$
			3	$l_{\text{snNA}} = 150 \text{ nm}; l_{\text{srNA}} = 160 \text{ nm}; b_{\text{srNA}} = 100 \text{ nm}; \Lambda_l = 0,45 \mu\text{m}$
			4	$l_{\text{snNA}} = 200 \text{ nm}; l_{\text{srNA}} = 210 \text{ nm}; b_{\text{srNA}} = 120 \text{ nm}; \Lambda_l = 0,5 \mu\text{m}$
		C4	5	$l_{\text{snNA}} = 250 \text{ nm}; l_{\text{srNA}} = 280 \text{ nm}; b_{\text{srNA}} = 130 \text{ nm}; \Lambda_l = 0,55 \mu\text{m}$
			2	$d_{\text{nNA}} = 30 \text{ nm}; d_{\text{rNA}} = 80 \text{ nm}; D_z = 1,7 \mu\text{m}^{-1}$
	3		$d_{\text{nNA}} = 50 \text{ nm}; d_{\text{rNA}} = 115 \text{ nm}; D_z = 1,7 \mu\text{m}^{-1}$	
	4		$d_{\text{nNA}} = 75 \text{ nm}; d_{\text{rNA}} = 145 \text{ nm}; D_z = 1,6 \mu\text{m}^{-1}$	
	E2	6	$d_{\text{nNA}} = 150 \text{ nm}; d_{\text{rNA}} = 230 \text{ nm}; D_z = 1,4 \mu\text{m}^{-1}$	
		2	$d_{\text{nNA}} = 200 \text{ nm}; d_{\text{rNA}} = 260 \text{ nm}; D_z = 1,1 \mu\text{m}^{-1}$	
		3	$d_{\text{nNA}} = 250 \text{ nm}; d_{\text{rNA}} = 320 \text{ nm}; D_z = 1,1 \mu\text{m}^{-1}$	
	A2 & E2	5	$l_{\text{snNA}} = 150 \text{ nm}; l_{\text{srNA}} = 160 \text{ nm}; b_{\text{srNA}} = 100 \text{ nm}; \Lambda_l = 0,45 \mu\text{m}$	
		6	$l_{\text{snNA}} = 200 \text{ nm}; l_{\text{srNA}} = 210 \text{ nm}; b_{\text{srNA}} = 120 \text{ nm}; \Lambda_l = 0,5 \mu\text{m}$	
		7	$l_{\text{snNA}} = 250 \text{ nm}; l_{\text{srNA}} = 280 \text{ nm}; b_{\text{srNA}} = 130 \text{ nm}; \Lambda_l = 0,55 \mu\text{m}$	
		1	$d_{\text{nNA}} = 75 \text{ nm}; d_{\text{rNA}} = 150 \text{ nm}; D_z = 1,5 \mu\text{m}^{-1}$	
		2	$d_{\text{nNA}} = 100 \text{ nm}; d_{\text{rNA}} = 190 \text{ nm}; D_z = 1,5 \mu\text{m}^{-1}$	
		3	$d_{\text{nNA}} = 125 \text{ nm}; d_{\text{rNA}} = 220 \text{ nm}; D_z = 1,5 \mu\text{m}^{-1}$	
		4	$d_{\text{nNA}} = 150 \text{ nm}; d_{\text{rNA}} = 240 \text{ nm}; D_z = 1,5 \mu\text{m}^{-1}$	
	A4 & C4	5	$d_{\text{nNA}} = 175 \text{ nm}; d_{\text{rNA}} = 280 \text{ nm}; D_z = 1,5 \mu\text{m}^{-1}$	
		6	$d_{\text{nNA}} = 200 \text{ nm}; d_{\text{rNA}} = 320 \text{ nm}; D_z = 1,5 \mu\text{m}^{-1}$	
7		$d_{\text{nNA}} = 250 \text{ nm}; d_{\text{rNA}} = 380 \text{ nm}; D_z = 1,5 \mu\text{m}^{-1}$		
1		$l_{\text{snNA}} = 100 \text{ nm}; l_{\text{srNA}} = 140 \text{ nm}; b_{\text{srNA}} = 140 \text{ nm}; \Lambda_l = 0,7 \mu\text{m}$		
2		$l_{\text{snNA}} = 150 \text{ nm}; l_{\text{srNA}} = 200 \text{ nm}; b_{\text{srNA}} = 150 \text{ nm}; \Lambda_l = 0,7 \mu\text{m}$		
3		$l_{\text{snNA}} = 200 \text{ nm}; l_{\text{srNA}} = 250 \text{ nm}; b_{\text{srNA}} = 150 \text{ nm}; \Lambda_l = 0,7 \mu\text{m}$		
4		$l_{\text{snNA}} = 250 \text{ nm}; l_{\text{srNA}} = 300 \text{ nm}; b_{\text{srNA}} = 150 \text{ nm}; \Lambda_l = 0,7 \mu\text{m}$		
5	$l_{\text{snNA}} = 300 \text{ nm}; l_{\text{srNA}} = 360 \text{ nm}; b_{\text{srNA}} = 150 \text{ nm}; \Lambda_l = 0,7 \mu\text{m}$			
6	$l_{\text{snNA}} = 350 \text{ nm}; l_{\text{srNA}} = 400 \text{ nm}; b_{\text{srNA}} = 150 \text{ nm}; \Lambda_l = 0,7 \mu\text{m}$			
7	$l_{\text{snNA}} = 400 \text{ nm}; l_{\text{srNA}} = 460 \text{ nm}; b_{\text{srNA}} = 150 \text{ nm}; \Lambda_l = 0,7 \mu\text{m}$			



### A.3 Versuchsübersicht: Al-NLG auf Ge-PD

Detaillierte Übersicht zu den in Kapitel 4.2 diskutierten Proben.

Tab. A.4: Verwendete MBE-Schichten und Zuordnung zu den Proben

MBE-Nummer	Probe	Variation im <i>i</i> -Gebiet
A4321	149-1-1	280 nm
A4322	149-1-2	480 nm
A4323	149-1-3	680 nm

Proben der MBE-Schicht „A4321“ werden im Rahmen dieser Arbeit nicht diskutiert, da nach der Strukturierung der NLG keine Diodencharakteristik zu erkennen war.

Tab. A.5: Detaillierter Prozessablauf

Aufgabe	Prozessschritt	Anlagen, Prozessparameter und Rezepte
Strukturierung der Heterostrukturen	Photolithografie	<p>H<sub>2</sub>O-DESORPTION Ausheizen im Konvektionsofen, Temperatur: 130 °C, Dauer: 30 min.</p> <p>HAFTVERMITTLER HMDS-Monolage abgeschieden in solarsemi QS V 200 BM, Plattentemperatur: 110 °C.</p> <p>LACK AZ MIR 701, Rotation: 5000 U/min.</p> <p>SOFTBAKE Temperatur: 90 °C, Dauer: 60 s.</p> <p>KONTAKTBELICHTUNG Maske „LED_2012“ Nr. 171 S2 (kleine Mesa), Süss Mask-Aligner MA6, i-Linie, Dauer: 5 s.</p> <p>POST-EXPOSURE BAKE Temperatur: 110 °C, Dauer: 60 s.</p> <p>ENTWICKLER AZ MIF 726, Dauer: 60 s</p> <p>OBERFLÄCHENFORMIERUNG Plasma Electronic TePla 300, Programm „3“, O<sub>2</sub>-Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s.</p>
	Trockenätzen der Heterostruktur	<p>STS Multiplex ICP-System, Programm „MESA_GE4“, Ätztiefe: zwischen 420 nm und 820 nm (abhängig von Heterostruktur).</p> <p>CL<sub>2</sub>-ÄTZSCHRITT (OXIDENTFERNUNG) Dauer: 5 s, Kammerdruck: 2 mTorr, Gasfluss: 20 sccm, Plattengeneratorleistung: 18 W, Spulengeneratorleistung: 600 W.</p> <p>HBR-ÄTZSCHRITT (HALBLEITERÄTZUNG) Ätztiefe: zwischen 390 und 790 nm, Kammerdruck: 10 mTorr, Gasfluss: 20 sccm, Plattengeneratorleistung: 18 W, Spulengeneratorleistung: 800 W.</p>
	Lackentfernung	<p>VERASCHUNG Plasma Electronic TePla 300, Programm „2“, O<sub>2</sub>-Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 1000 W, Dauer: bis maximal 100 °C.</p> <p>REINIGUNG Lösungsmittel DMSO, Ultraschallbad, Temperatur: 80 °C, 40 min.</p> <p>SPÜLEN DI-Wasser.</p>

	Reinigung	<p>REINIGUNG Aceton im Ultraschallbad, Dauer: 11 min.</p> <p>SPÜLEN Isopropanol im Ultraschallbad, Dauer: 3 min.</p> <p>SPÜLEN DI-Wasser.</p> <p>VERASCHUNG Plasma Electronic TePla 300, Programm 3, O<sub>2</sub>-Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s.</p>
Abscheidung, Planarisierung und Strukturierung der Passivierung	SiO <sub>2</sub> -Abscheidung	Oxford Instruments PECVD 100, Programm: „TEOS_O2_Deposition_390“, Schichtdicke: 1300 nm, Präkursor: TEOS, Abscheidetemperatur: 390 °C, Druck: 1000 mTorr.
	Planarisierung	<p>G&amp;P Technology POLI-400L, Slurry: KLEBOSOL 30N50S verdünnt 1:1 mit DI.</p> <p>SOFT START Zeit: 10 s, Druck: 100 g/cm<sup>2</sup>.</p> <p>POLIERUNG Zeit: 45 s, Druck: 200 g/cm<sup>2</sup>.</p> <p>BUFFING Zeit: 60 s, Druck: 120 g/cm<sup>2</sup>.</p>
	Reinigung	<p>REINIGUNG 0,5%-Ammoniklösung, , Ultraschallbad, Dauer: 15 min.</p> <p>SPÜLEN DI-Wasser.</p> <p>REINIGUNG Aceton im Ultraschallbad, Dauer: 11 min.</p> <p>SPÜLEN Isopropanol im Ultraschallbad, Dauer: 3 min.</p> <p>SPÜLEN DI-Wasser.</p> <p>VERASCHUNG : Plasma Electronic TePla 300, Programm 3, O<sub>2</sub>-Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s.</p>
	Rückätzung	Sentech SI591 RIE, Programm: „Oxidätzen CHF3 100 sccm“, Ätztiefe: 200 nm, Leistung: 150 W, Druck: 38 mTorr, Gasfluss CHF <sub>3</sub> : 100 sccm.
	HF-Dip	2.5%-Lösung, Dauer: 10 s.
	SiO <sub>2</sub> -Abscheidung	Oxford Instruments PECVD 100, Programm: „TEOS_O2_Deposition_390“, Schichtdicke: 50 nm, Präkursor: TEOS, Abscheidetemperatur: 390 °C, Druck: 1000 mTorr.
	Photolithografie	<p>H<sub>2</sub>O-DESORPTION Ausheizen im Konvektionsofen, Temperatur: 130 °C, Dauer:30 min.</p> <p>HAFTVERMITTLER HMDS-Monolage abgeschieden in solarsemi QS V 200 BM, Plattentemperatur: 110 °C.</p> <p>LACK AZ MIR 701, Rotation: 5000 U/min.</p> <p>SOFTBAKE Temperatur: 90 °C, Dauer: 60 s.</p> <p>KONTAKTBELICHTUNG Maske „LED_2012“ Nr. 171 S3 (Oxidfenster), Süss Mask-Aligner MA6, Dauer: 5,2 s, i-Linie.</p> <p>POST-EXPOSURE BAKE Temperatur: 110 °C, Dauer: 60 s.</p> <p>ENTWICKLER AZ MIF 726, 60 s</p>

		OBERFLÄCHENFORMIERUNG TePla 300, Programm 3, O <sub>2</sub> -Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s.
	Trockenätzen der Passivierung	Sentech SI591 RIE, Programm: „Oxidätzen CHF <sub>3</sub> 100 sccm“, Ätztiefe: 50 nm, Leistung: 150 W, Druck: 38 mTorr, Gasfluss CHF <sub>3</sub> : 100 sccm.
	Nasschemisches Ätzen der Passivierung	BHF, Ätztiefe: 350 bis 750 nm abhängig von Heterostruktur.
	Lackentfernung	VERASCHUNG Plasma Electronic TePla 300, Programm „2“, O <sub>2</sub> -Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 1000 W, Dauer: bis maximal 100 °C. REINIGUNG Lösungsmittel DMSO, Ultraschallbad, Temperatur: 80 °C, 40 min. SPÜLEN DI-Wasser.
Abscheidung und Lift-Off-Prozess der Metallisierung	Photolithografie	H <sub>2</sub> O-DESORPTION Ausheizen im Konvektionsofen, Temperatur: 130 °C, Dauer: 30 min. LACK AZ IR 5214, Rotation: 5000 U/min. SOFTBAKE Temperatur: 110 °C, Dauer 50 s, KONTAKTBELICHTUNG Maske „LED_2012“ Nr. 171 S4 (Metallisierung), Süss Mask-Aligner MA6, h-Linie, Dauer: 3,2 s. REVERSAL BAKE Temperatur: 120 °C, Dauer: 120 s. FLUTBELICHTUNG Süss Mask-Aligner MA6, h-Linie, Dauer: 23 s. ENTWICKLER AZ MIF 726, Dauer: 50 s
	HF-Dip	2,5-%-Lösung, Dauer: 2 s.
	Al Aufdampfen	Elektronenstrahlverdampfer Balzers BA610, Al-Schichtdicke: 100 nm, Druck: UHV.
	Lift-Off	Aceton im Ultraschallbad auf Sicht.
Herstellung der Al-NLG mit EBL	Elektronenstrahlolithografie	H <sub>2</sub> O-DESORPTION Ausheizen im Konvektionsofen, Temperatur: 130 °C, Dauer: 30 min. LACK PMMA-950k (allresist 672.06), Rotation: 5000 U/min. SOFTBAKE Temperatur: 160 °C, Dauer: 120 s. ELEKTRONENSTRAHLLITHOGRAFIE Zeiss LEO 1550 mit Raith ELPHY Quantum, Beschleunigungsspannung: 28 kV, Blende: 10 µm Grunddosis: 50 µC/cm <sup>2</sup> , Schrittweite: 4 nm, Schreibfeld: 200 µm, Struktur-dosen: Faktor 2 bis 10. ENTWICKLER Mischung MIBK:IPA, Verhältnis 1:3, Dauer 120 s. SPÜLEN IPA, Dauer: 30 s. SPÜLEN DI-Wasser.

	Al-Ätzung	STS Multiplex ICP-System, Programm „AL-HBr“, Ätztiefe: 100 nm. HBR-ÄTZSCHRIIT Kammerdruck: 10 mTorr, Gasfluss: 20 sccm, Plattengeneratoreistung: ??? W, Spulengeneratoreistung: ??? W.
	Lackentfernung	VERASCHUNG Plasma Electronic TePla 300, Programm „2“, O <sub>2</sub> -Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 1000 W, Dauer: bis maximal 100 °C. REINIGUNG Lösungsmittel DMSO, Ultraschallbad, Temperatur: 80 °C, 40 min. SPÜLEN DI-Wasser.

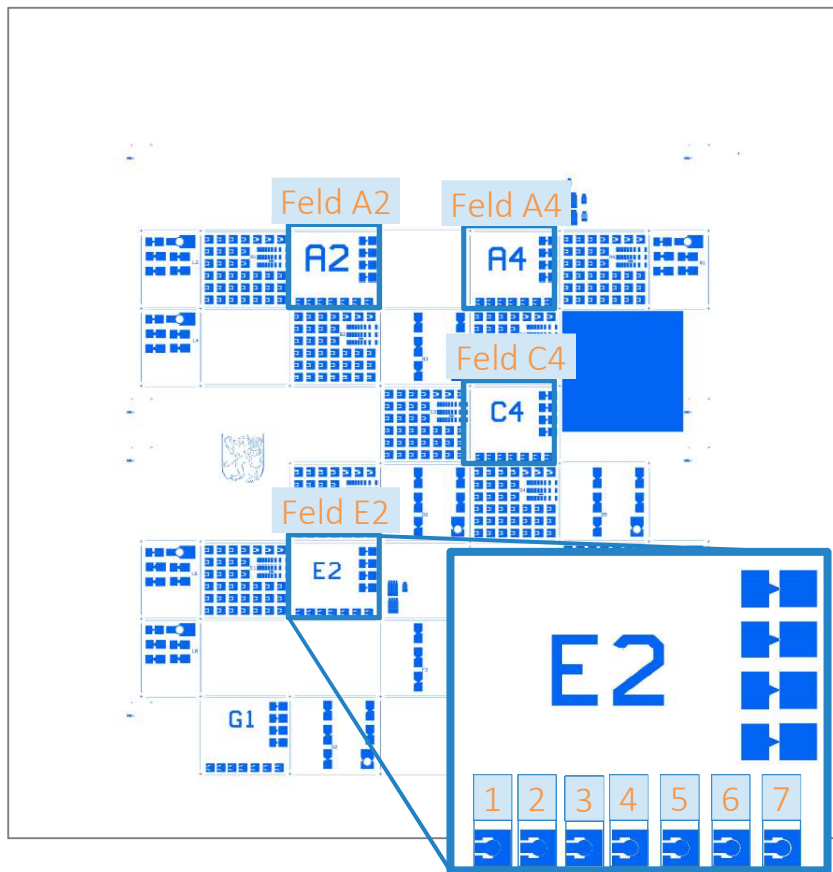


Abb. A.4: Skizzierte Anordnung der untersuchten Bauelemente auf einer Probe. Die Dioden 1-7 sind in jedem der vier gekennzeichneten Felder enthalten. Die Struktur der Metallisierung ist in dunkelblau dargestellt.



Tab. A.6: Dimensionen der Nanoantennen auf den Proben.

Probe		Diode	$\Lambda_{NL}$	$d_{nNL}$	$d_{rNL}$	EBL-Dosis	
149-1	-2	A2	1	0,9 $\mu\text{m}$	200 nm	510 nm	100 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
			2	0,9 $\mu\text{m}$	200 nm	560 nm	350 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
			3	0,9 $\mu\text{m}$	250 nm	600 nm	250 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
			4	0,9 $\mu\text{m}$	200 nm	505 nm	100 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
			5	0,9 $\mu\text{m}$	200 nm	555 nm	350 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
			6	0,9 $\mu\text{m}$	250 nm	605 nm	250 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
			7	0,9 $\mu\text{m}$	250 nm	555 nm	100 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
		A4	1	0,95 $\mu\text{m}$	200 nm	540 nm	400 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
		C4	1	1 $\mu\text{m}$	200 nm	490 nm	300 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
			2	1 $\mu\text{m}$	250 nm	550 nm	250 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
			3	1 $\mu\text{m}$	250 nm	560 nm	500 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
			4	1 $\mu\text{m}$	200 nm	505 nm	300 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
			5	1 $\mu\text{m}$	250 nm	540 nm	250 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
			6	1 $\mu\text{m}$	250 nm	605 nm	500 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
	7		1 $\mu\text{m}$	250 nm	550 nm	250 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$	
	-3	A2	1	0,9 $\mu\text{m}$	200 nm	520 nm	100 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
			2	0,9 $\mu\text{m}$	200 nm	575 nm	350 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
			3	0,9 $\mu\text{m}$	250 nm	610 nm	250 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
			4	0,9 $\mu\text{m}$	200 nm	530 nm	100 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
			5	0,9 $\mu\text{m}$	200 nm	560 nm	350 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
			6	0,9 $\mu\text{m}$	250 nm	615 nm	250 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
			7	0,9 $\mu\text{m}$	250 nm	565 nm	100 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
		A4	1	1 $\mu\text{m}$	200 nm	460 nm	300 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
			2	1 $\mu\text{m}$	250 nm	515 nm	250 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
			3	1 $\mu\text{m}$	250 nm	610 nm	500 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
			4	1 $\mu\text{m}$	200 nm	465 nm	300 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
			5	1 $\mu\text{m}$	250 nm	530 nm	250 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
			6	1 $\mu\text{m}$	250 nm	600 nm	500 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
			7	1 $\mu\text{m}$	250 nm	540 nm	250 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
		C4	1	0,85 $\mu\text{m}$	200 nm	550 nm	100 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
			4	0,85 $\mu\text{m}$	200 nm	640 nm	350 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
			5	0,85 $\mu\text{m}$	200 nm	665 nm	350 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
	7		0,85 $\mu\text{m}$	200 nm	735 nm	500 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$	
	E2	1	0,95 $\mu\text{m}$	200 nm	475 nm	150 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$	
		2	0,95 $\mu\text{m}$	200 nm	570 nm	400 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$	

## ANHANG

			3	0,95 $\mu\text{m}$	250 nm	595 nm	400 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
			4	0,95 $\mu\text{m}$	200 nm	480 nm	150 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
			5	0,95 $\mu\text{m}$	200 nm	535 nm	400 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
			6	0,95 $\mu\text{m}$	250 nm	625 nm	400 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
			7	0,95 $\mu\text{m}$	250 nm	540 nm	200 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$

## A.4 Versuchsübersicht: Ge-NP-PD

Detaillierte Übersicht zu den in Kapitel 4.3 diskutierten Proben.

Tab. A.7: Detaillierter Prozessablauf

Aufgabe	Prozessschritt	Anlagen, Prozessparameter und Rezepte
Strukturierung der Justagemarken	Photolithografie	<p>H<sub>2</sub>O-DESORPTION Ausheizen im Konvektionsofen, Temperatur: 130 °C, Dauer: 30 min.</p> <p>HAFTVERMITTLER HMDS-Monolage abgeschieden in solarsemi QS V 200 BM, Plattentemperatur: 110 °C.</p> <p>LACK AZ MIR 701, Rotation: 5000 U/min.</p> <p>SOFTBAKE Temperatur: 90 °C, Dauer 60 s.</p> <p>KONTAKTBELICHTUNG Maske Nr. 168 S0 (nur Justagemarken), Süss Mask-Aligner MA6, i-Linie, Dauer: 5 s.</p> <p>POST-EXPOSURE BAKE Temperatur: 110 °C, Dauer: 60 s.</p> <p>ENTWICKLER AZ MIF 726, Dauer: 60 s.</p> <p>OBERFLÄCHENFORMIERUNG Plasma Electronic TePla 300, Programm: „3“, O<sub>2</sub>-Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s.</p>
	Trockenätzen der Halbleiterschichten	<p>STS Multiplex ICP-System, Programm „MESA_GE4“, Ätztiefe: mindestens 200 nm.</p> <p>CL<sub>2</sub>-ÄTZSCHRITT (OXIDENTFERNUNG) Dauer: 5 s, Kammerdruck: 2 mTorr, Gasfluss: 20 sccm, Plattengeneratorleistung: 18 W, Spulengeneratorleistung: 600 W.</p> <p>HBR-ÄTZSCHRITT (HALBLEITERÄTZUNG) Ätztiefe: 170 nm, Kammerdruck: 10 mTorr, Gasfluss: 20 sccm, Plattengeneratorleistung: 18 W, Spulengeneratorleistung: 800 W.</p>
	Lackentfernung	<p>VERASCHUNG Plasma Electronic TePla 300, Programm „2“, O<sub>2</sub>-Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 1000 W, Dauer: bis maximal 100 °C.</p> <p>REINIGUNG Lösungsmittel DMSO, Ultraschallbad, Temperatur: 80 °C, Dauer: 40 min.</p> <p>SPÜLEN DI-Wasser.</p>
	Reinigung	<p>REINIGUNG Aceton im Ultraschallbad, Dauer: 11 min.</p> <p>SPÜLEN Isopropanol im Ultraschallbad, Dauer: 3 min.</p> <p>SPÜLEN DI-Wasser.</p> <p>VERASCHUNG Plasma Electronic TePla 300, Programm „3“, O<sub>2</sub>-Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s.</p>
Strukturierung der He-	SiO <sub>2</sub> -Abscheidung	Oxford Instruments PECVD 100, Programm: „TEOS_O2_Deposition_390“, Schichtdicke: 50 nm, Präkursor: TEOS, Abscheidetemperatur: 390 °C, Druck: 1000 mTorr.

terostruktu- ren (photo- und elektro- strahlitho- grafisch)	Photolitho- grafie	<p>H<sub>2</sub>O-DESORPTION Ausheizen im Konvektionsofen, Temperatur: 130 °C, Dauer:30 min.</p> <p>HAFTVERMITTLER HMDS-Monolage abgeschieden in solarsemi QS V 200 BM, Plattentemperatur: 110 °C.</p> <p>LACK AZ MIR 701, Rotation: 5000 U/min.</p> <p>SOFTBAKE Temperatur: 90 °C, Dauer: 60 s.</p> <p>KONTAKTBELICHTUNG Maske „AMOS2010“ Nr. 169 S2 (kleine Mesa), Süss Mask-Aligner MA6, i-Linie, Dauer: 5 s.</p> <p>POST-EXPOSURE BAKE Temperatur: 110 °C, Dauer: 60 s.</p> <p>ENTWICKLER AZ MIF 726, Dauer: 60 s</p> <p>OBERFLÄCHENFORMIERUNG Plasma Electronic TePla 300, Programm „3“, O<sub>2</sub>-Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s.</p>
	Trockenätzen der Hart- maske	<p>Sentech SI591 RIE, Programm: „Oxidätzen CHF3 100 sccm“, Ätztiefe: 200 nm,</p> <p>Leistung: 150 W, Druck: 38 mTorr, Gasfluss CHF<sub>3</sub>: 100 sccm.</p>
	Nasschemi- sches Ätzen	<p>BHF, Dauer: 20 s.</p>
	Lackentfer- nung	<p>VERASCHUNG Plasma Electronic TePla 300, Programm „2“, O<sub>2</sub>-Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 1000 W, Dauer: bis maximal 100 °C.</p> <p>REINIGUNG Lösungsmittel DMSO, Ultraschallbad, Temperatur: 80 °C, Dauer: 40 min.</p> <p>SPÜLEN DI-Wasser.</p>
	Elektronen- strahlithogra- fie	<p>H<sub>2</sub>O-DESORPTION Ausheizen im Konvektionsofen, Temperatur: 130 °C, Dauer: 30 min.</p> <p>LACK PMMA-200k (allresist 671.04), Rotation: 6000 U/min.</p> <p>SOFTBAKE Temperatur: 160 °C, Dauer: 120 s.</p> <p>ELEKTRONENSTRAHLLITHOGRAFIE Zeiss LEO 1550 mit Raith ELPHY Quantum, Beschleunigungsspannung: 28 kV, Blende: 10 µm Grunddosis: 50 µC/cm<sup>2</sup>, Schrittweite: 4/6 nm, Schreibfeld: 200 µm, Struktur Dosen: Etwa Faktor 2.</p> <p>ENTWICKLER Mischung MIBK:IPA, Verhältnis 1:3, Dauer 120 s.</p> <p>SPÜLEN IPA, Dauer: 30 s.</p> <p>SPÜLEN DI-Wasser.</p>
	Alumini- umoxid-Be- dampfung	<p>Elektronenstrahlverdampfer Balzers BA610, Schichtdicke: 30 nm, Druck: UHV.</p>
	Lift-Off	<p>Aceton im Ultraschallbad bis zur vollständigen Entfernung des Lackes.</p>
	Trockenätzen der Hart- maske	<p>Sentech SI591 RIE, Programm: „Oxidätzen CHF3 100 sccm“, Ätztiefe: 25 nm,</p>

		Leistung: 150 W, Druck: 38 mTorr, Gasfluss CHF <sub>3</sub> : 100 sccm.
	HF-Dip	2,5%-Lösung, Dauer: 2 s.
	Trockenätzen der Heterostruktur	STS Multiplex ICP-System, Programm „MESA_GE4“, Ätztiefe: zwischen 500 nm. CL <sub>2</sub> -ÄTZSCHRITT (OXIDENTFERNUNG) Dauer: 5 s, Kammerdruck: 2 mTorr, Gasfluss: 20 sccm, Plattengeneratoleistung: 18 W, Spulengeneratoleistung: 600 W. HBR-ÄTZSCHRITT (HALBLEITERÄTZUNG) Ätztiefe: 470 nm, Kammerdruck: 10 mTorr, Gasfluss: 20 sccm, Plattengeneratoleistung: 18 W, Spulengeneratoleistung: 800 W.
	Nasschemisches Ätzen	BHF, Dauer: 20 s.
	Reinigung	REINIGUNG Aceton im Ultraschallbad, 11 min. SPÜLEN Isopropanol im Ultraschallbad, 3 min. SPÜLEN DI-Wasser. VERASCHUNG Plasma Electronic TePla 300, Programm 3, O <sub>2</sub> -Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s.
Abscheidung und Strukturierung der Passivierung	SiO <sub>2</sub> -Abscheidung	Oxford Instruments PECVD 100, Programm: „TEOS_O2_Deposition_390“, Schichtdicke: 1300 nm, Präkursor: TEOS, Abscheide-temperatur: 390 °C, Druck: 1000 mTorr.
	Planarisierung	G&P Technology POLI-400L, Slurry: KLEBOSOL 30N50S verdünnt 1:1 mit DI. SOFT START Zeit: 10 s, Druck: 100 g/cm <sup>2</sup> . POLIERUNG Zeit: 45 s, Druck: 200 g/cm <sup>2</sup> . BUFFING Zeit: 60 s, Druck: 120 g/cm <sup>2</sup> .
	Reinigung	REINIGUNG 0,5%-Ammoniklösung, , Ultraschallbad, Dauer: 15 min. SPÜLEN DI-Wasser. REINIGUNG Aceton im Ultraschallbad, Dauer: 11 min. SPÜLEN Isopropanol im Ultraschallbad, Dauer: 3 min. SPÜLEN DI-Wasser. VERASCHUNG Plasma Electronic TePla 300, Programm 3, O <sub>2</sub> -Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s.
	Rückätzung	Sentech SI591 RIE, Programm: „Oxidätzen CHF <sub>3</sub> 100 sccm“, Ätztiefe: 200 nm, Leistung: 150 W, Druck: 38 mTorr, Gasfluss CHF <sub>3</sub> : 100 sccm.
	Photolithografie	H <sub>2</sub> O-DESORPTION Ausheizen im Konvektionsofen, Temperatur: 130 °C, Dauer:30 min. HAFTVERMITTLER HMDS-Monolage abgeschieden in solarsemi QS V 200 BM, Plattentemperatur: 110 °C. LACK AZ MIR 701, Rotation: 5000 U/min.

		<p>SOFTBAKE Temperatur: 90 °C, Dauer: 60 s.</p> <p>KONTAKTBELICHTUNG Maske „AMOS2010“ Nr. 169 S3 (untere Oxidfenster), Süss Mask-Aligner MA6, Dauer: 5,2 s, i-Linie.</p> <p>POST-EXPOSURE BAKE Temperatur: 110 °C, Dauer: 60 s.</p> <p>ENTWICKLER AZ MIF 726, 60 s</p> <p>OBERFLÄCHENFORMIERUNG TePla 300, Programm 3, O<sub>2</sub>-Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s.</p>
	Trockenätzen der Passivierung	<p>Sentech SI591 RIE, Programm: „Oxidätzen CHF<sub>3</sub> 100 sccm“, Ätztiefe: 500 nm, Leistung: 150 W, Druck: 38 mTorr, Gasfluss: CHF<sub>3</sub>: 100 sccm.</p>
	Nasschemisches Ätzen	<p>BHF, Dauer: bis 60 s</p>
	Lackentfernung	<p>VERASCHUNG Plasma Electronic TePla 300, Programm „2“, O<sub>2</sub>-Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 1000 W, Dauer: bis maximal 100 °C.</p> <p>REINIGUNG Lösungsmittel DMSO, Ultraschallbad, Temperatur: 80 °C, Dauer: 40 min.</p> <p>SPÜLEN DI-Wasser.</p>
Abscheidung und Lift-Off-Prozess der Metallisierung	Photolithografie	<p>H<sub>2</sub>O-DESORPTION Ausheizen im Konvektionsofen, Temperatur: 130 °C, Dauer: 30 min.</p> <p>LACK AZ IR 5214, Rotation: 5000 U/min.</p> <p>SOFTBAKE Temperatur: 110 °C, Dauer 50 s,</p> <p>KONTAKTBELICHTUNG Maske „LED_2012“ Nr. 171 S3 (Oxidfenster), Süss Mask-Aligner MA6, h-Linie, Dauer: 3,2 s.</p> <p>REVERSAL BAKE Temperatur: 120 °C, Dauer: 120 s.</p> <p>FLUTBELICHTUNG Süss Mask-Aligner MA6, h-Linie, Dauer: 23 s.</p> <p>ENTWICKLER AZ MIF 726, Dauer: 50 s</p>
	HF-Dip	<p>2,5%-Lösung, Dauer: 2 s.</p>
	Ni/Al Aufdampfen	<p>Elektronenstrahlverdampfer Balzers BA610, Ni-Schichtdicke: 10 nm, Al-Schichtdicke: 100 nm, Druck: UHV.</p>
	Lift-Off	<p>Aceton im Ultraschallbad auf Sicht.</p>

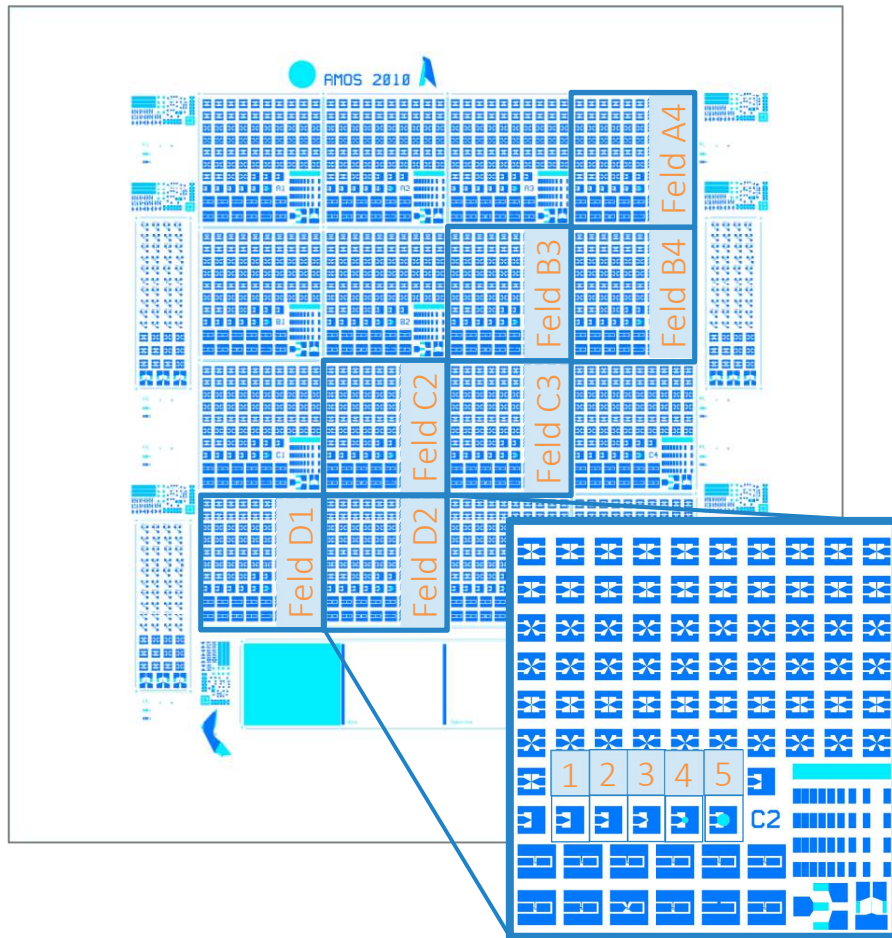


Abb. A.5: Skizzierte Anordnung der untersuchten Bauelemente auf der Probe. Die Dioden 1-5 sind in jedem der acht gekennzeichneten Felder enthalten. Die Halbleiterstrukturen sind in hellblau, die der Metallisierung in dunkelblau dargestellt.

Tab. A.8: Dimensionen und EBL-Dosis der auswertbaren Nanopillar auf den Proben.  $d_{\text{NPN}}$  kann leider aufgrund mangelnder Dokumentation nicht mehr genau angegeben werden (PEC: „Proximity Error Correction“ stärkere Belichtung der Randbereiche der runden Struktur).

Probe	Diode	$\lambda_{\text{NP}}$	$d_{\text{NPN}}$	$d_{\text{rNP}}$	EBL-Dosis	
115-1-1	A4	3	1 $\mu\text{m}$	100...250 nm + PEC	410 nm	100 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
		4	1 $\mu\text{m}$	100...250 nm + PEC	370 nm	100 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
		5	1 $\mu\text{m}$	100...250 nm + PEC	300 nm	100 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
	B3	3	1 $\mu\text{m}$	100...250 nm + PEC	470 nm	100 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
		5	1 $\mu\text{m}$	100...250 nm + PEC	340 nm	100 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
	B4	3	1,1 $\mu\text{m}$	100...250 nm + PEC	320 nm	100 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
		4	1,1 $\mu\text{m}$	100...250 nm + PEC	330 nm	100 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
	C2	2	1 $\mu\text{m}$	100...250 nm + PEC	490 nm	100 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
		4	1 $\mu\text{m}$	100...250 nm + PEC	500 nm	100 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
5		1 $\mu\text{m}$	100...250 nm + PEC	360 nm	100 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$	
C	1	1,1 $\mu\text{m}$	100...250 nm + PEC	590 nm	100 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$	

		2	1,1 $\mu\text{m}$	100...250 nm + PEC	580 nm	100 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
		3	1,1 $\mu\text{m}$	100...250 nm + PEC	550 nm	100 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
		4	1,1 $\mu\text{m}$	100...250 nm + PEC	550 nm	100 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
		5	1,1 $\mu\text{m}$	100...250 nm + PEC	450 nm	100 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
	D1	4	1 $\mu\text{m}$	100...250 nm + PEC	330 nm	100 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
		5	1 $\mu\text{m}$	100...250 nm + PEC	450 nm	100 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
	D2	5	1 $\mu\text{m}$	100...250 nm + PEC	510 nm	100 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$



## A.5 FDTD-Simulationen

Die elektrischen Feldverläufe wie auch die Transmissionspektren wurden mithilfe von FDTD-Simulationen ermittelt. Die modellierten Schichtstapel aus Abb. 4.24a wurden als Einheitszelle verwendet und mithilfe von „periodic boundary conditions“ (PBC) in  $x$ - und  $y$ -Richtung einem quadratischen Gitter fortgesetzt (siehe Abb. A.6). In  $z$ -Richtung wurde die Struktur mithilfe von „perfect matched layers“ (PML) ins Unendliche fortgesetzt. Die planar einfallende transversal-elektromagnetische Welle (TEM) besitzt einen Wellenvektor  $k$  senkrecht zur Oberfläche des Schichtstapels. Die Gittergröße eines Voxels beträgt etwa acht Nanometer.

Der elektrische Feldmonitor befindet sich am Metal-Dielektrikum-Übergang ( $x$ - $y$ -Ebene) sowie in der  $x$ - $z$ -Ebene und schneidet die Aperturen des NLG exakt in der Mitte. Die Transmission, wie auch die simulierte optische Empfindlichkeit wurden ebenfalls von Transmissionsmonitoren anhand folgender Gleichung bestimmt:

$$T = \frac{\frac{1}{2} \int \text{Re}(S_{\text{Ebene}}) dA}{P_{\text{Quelle}}},$$

mit der normalisierten Leistungstransmission  $T$  und dem Poyntingvektor  $S_{\text{Ebene}}$  der den Transmissionsmonitor erreicht. Die Leistung der TEM-Quelle wird durch  $P_{\text{Quelle}}$  berücksichtigt,  $dA$  ist der Normalenvektor der Oberfläche. Für die in Abb. 4.24b gezeigten Transmissionspektren wurde der Transmissionsmonitor unterhalb der Strukturen platziert.

Die optische Empfindlichkeit  $R_{\text{opt}}$  kann mithilfe der Photonenergie  $hc/\lambda$  bestimmt

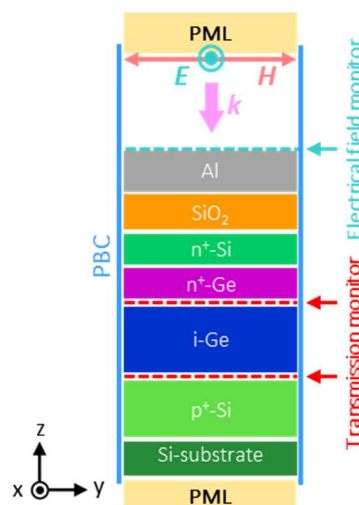


Abb. A.6: Schematischer Querschnitt durch eine Einheitszelle für die Simulation.

werden,

$$R_{\text{opt}} = \frac{\frac{1}{2} \int \text{Re}(S_{\text{in}}) dA - \frac{1}{2} \int \text{Re}(S_{\text{out}}) dA}{\frac{hc}{\lambda}} \frac{q}{P_{\text{source}}}$$

$S_{\text{in}}$  und  $S_{\text{out}}$  sind die Poynting-Vektoren, die jeweils ober- bzw. unterhalb des  $i$ -Gebietes bestimmt wurden.  $q$  ist die Elementarladung. Alle Verluste, die zwischen diesen beiden Monitoren auftreten, können direkt einer Generation von Elektron-Loch-Paaren zugeschrieben werden, definiert durch den Imaginärteil der Permittivität. (Die Quanteneffizienz ist dabei 1 und damit gegenüber einem realen Bauelement zu hoch).

Darüberhinaus wird die optische Empfindlichkeit gut durch eine Faltung der Transmission durch ein NLG auf einem nichtabsorbierenden Substrat und der optischen Empfindlichkeit einer  $\text{Ge-p-i-n}$ -Photodiode ohne plasmonische Strukturen angenähert (siehe Gl. 4.7 und Abb. 4.7).

Die (komplexen) Permittivitätsspektren, die als Grundlage für die Modellierung der Materialien in der Simulation dienen wurden für den untersuchten Wellenlängenbereich an vergleichbaren MBE-Schichten durch das 1. Physikalische Institut der Universität Stuttgart anhand von Ellipsometriedaten modelliert

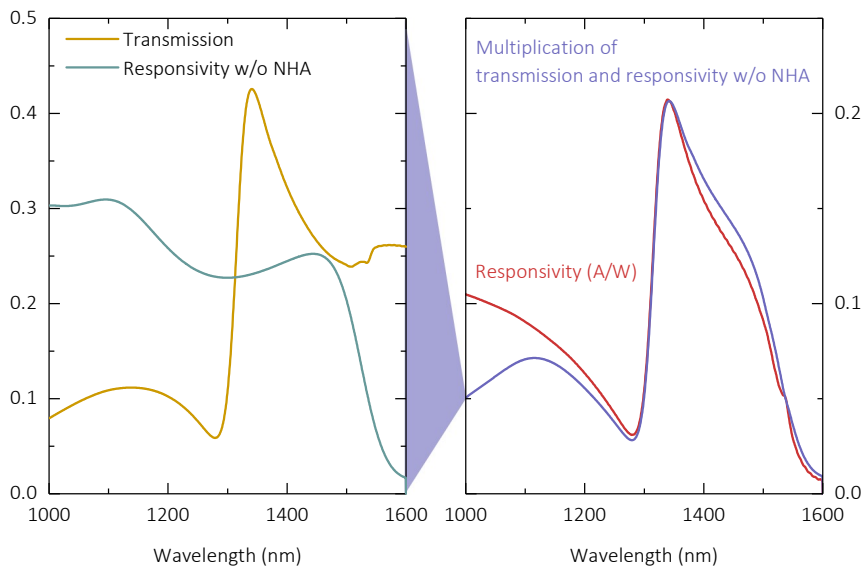


Abb. A.7: Die simulierte optische Empfindlichkeit wird in guter Näherung durch die Multiplikation der Transmission mit der optischen Empfindlichkeit eines Bauelements ohne NLG. Für eine Betrachtung der optischen Eigenschaften des NLG ist die Transmission damit ausreichend.