

Lehrstuhl für Halbleitertechnologie

Walter Schottky Institut

Technische Universität München

Frequenzverdreifacher mit Antiseriellem Schottky-Varaktor für den Terahertzbereich

Markus Krach

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Elektrotechnik und

Informationstechnik der Technischen Universität München

zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieurs

genehmigten Dissertation.

Vorsitzende: Univ.-Prof. Dr. rer. nat. D. Schmitt-Landsiedel

Prüfer der Dissertation: 1. Univ.-Prof. Dr.-Ing., Dr.-Ing. habil. M. Claassen

2. Univ.-Prof. Dr.-Ing., Dr.-Ing. habil. J. Detlefsen

Die Dissertation wurde am 19.12.2003 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik am 08.03.2004 angenommen.

Inhaltsverzeichnis

1	EINLEITUNG.....	3
2	GRUNDPRINZIPIEN DER FREQUENZVERVIELFACHUNG.....	3
2.1	VERVIELFACHUNG MIT ALLGEMEINER NICHTLINEARITÄT	3
2.2	RESISTIVE CONTRA REAKTIVE VERVIELFACHUNG	3
2.3	VERVIELFACHUNG MIT SYMMETRISCHER NICHTLINEARITÄT	3
3	DER ASV ALS NICHTLINEARES BAUELEMENT	3
3.1	STRUKTURDESIGN.....	3
3.1.1	<i>Gleichspannungsaufladung (Self-Biasing).....</i>	<i>3</i>
3.1.2	<i>ASV mit homogener Dotierung</i>	<i>3</i>
3.1.3	<i>ASV mit inhomogener Dotierung</i>	<i>3</i>
3.2	SIMULATION EINER EINZELNEN SCHOTTKY DIODE	3
3.2.1	<i>Thomas-Fermi-Modell</i>	<i>3</i>
3.2.2	<i>Kapazitäts-Spannungs-Charakteristik.....</i>	<i>3</i>
3.2.3	<i>Strom-Spannungs-Charakteristik.....</i>	<i>3</i>
3.3	SIMULATION DES ASV	3
3.3.1	<i>Kapazitäts-Spannungs-Charakteristik.....</i>	<i>3</i>
3.3.2	<i>Strom-Spannungs-Charakteristik.....</i>	<i>3</i>
3.3.3	<i>Verdreifachereigenschaften.....</i>	<i>3</i>
3.3.4	<i>Impedanzberechnung</i>	<i>3</i>
4	SCHALTUNGSDESIGN.....	3
4.1	STREIFENLEITUNGSSCHALTUNG AUF QUARZ-SUBSTRAT.....	3
4.2	TIEFPASSFILTER	3
4.3	HOHLEITERSCHALTUNG.....	3
4.4	HOHLEITER-STREIFENLEITUNGS-ÜBERGANG.....	3
4.5	IMPEDANZANPASSUNG.....	3
4.5.1	<i>Impedanz der Verdreifacherschaltung</i>	<i>3</i>
4.5.2	<i>Anpassbedingung bei der Grundwelle</i>	<i>3</i>
4.5.3	<i>Anpassbedingung bei der Oberwelle.....</i>	<i>3</i>
4.5.4	<i>Schaltungsverluste und Einfluss der Herstellungstoleranzen.....</i>	<i>3</i>
5	TECHNOLOGISCHE REALISIERUNG	3
5.1	EPITAXIE	3
5.2	HERSTELLUNG DER VERDREIFACHERSCHALTUNG MIT INTEGRIERTEM ASV	
	3	
5.2.1	<i>Thermokompression auf Quarz-Substrat.....</i>	<i>3</i>
5.2.2	<i>Planartechnologie.....</i>	<i>3</i>
5.3	HERSTELLUNG DES HOHLEITERAUFBAUS	3
6	OPTIMIERUNG DER VARAKTORSTRUKTUR.....	3
6.1	ELASTANZÄNDERUNG.....	3

6.1.1	<i>Driftgeschwindigkeit der Elektronen</i>	3
6.1.2	<i>Dotierungsprofil</i>	3
6.2	KONVEKTIONSSTROM.....	3
6.2.1	<i>Schottky-Barriere</i>	3
6.2.2	<i>Hetero-Barriere</i>	3
6.3	SERIENWIDERSTAND.....	3
6.3.1	<i>Bahnwiderstand</i>	3
6.3.2	<i>Kontaktwiderstand</i>	3
7	OPTIMIERUNG DER DIODENFLÄCHE	3
7.1	THERMISCHE BEGRENZUNG.....	3
7.2	FLÄCHENOPTIMIERUNG ALS FUNKTION DER EINGANGSLEISTUNG.....	3
7.3	FLÄCHENABHÄNGIGKEIT DES WIRKUNGSGRADES.....	3
8	EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE	3
8.1	CHARAKTERISIERUNG DER ASV-STRUKTUREN.....	3
8.1.1	<i>Messaufbauten</i>	3
8.1.2	<i>Strom-Spannungs-Charakteristik</i>	3
8.1.3	<i>Kapazitäts-Spannungs-Charakteristik</i>	3
8.1.4	<i>Serienwiderstand</i>	3
8.2	CHARAKTERISIERUNG DER FREQUENZVERDREIFACHER.....	3
8.2.1	<i>Messaufbau</i>	3
8.2.2	<i>Vergleich verschiedener Diodenstrukturen</i>	3
8.2.3	<i>Internationaler Vergleich</i>	3
9	ZUSAMMENFASSUNG	3
ANHANG A: VERWENDETE CHEMIKALIEN		139
ANHANG B: VERWENDETE FORMELZEICHEN		140
LITERATURVERZEICHNIS		144

1 Einleitung

Der Bedarf an Hochfrequenzquellen im Millimeterwellen-Bereich (30 GHz - 300 GHz) und Submillimeterwellen-Bereich (300 GHz - 3 THz) ist in den letzten Jahren sowohl für wissenschaftliche als auch für kommerzielle Zwecke kontinuierlich gestiegen. Zahlreiche Anwendungsmöglichkeiten ergeben sich hierbei nicht nur im Bereich der Radioastronomie, Umweltanalytik und Radartechnik, sondern seit kurzem verstärkt auch auf dem Gebiet der Datenübertragung, Medizinelektronik und nicht zuletzt aufgrund aktueller politischer Entwicklungen in der Überwachungs- und Sicherheitstechnik. Im Vergleich zu optischen Konzepten zeichnen sich Systeme im Millimeterwellen-Bereich vor allem durch eine hohe Unempfindlichkeit gegenüber störenden Witterungseinflüssen wie Nebel, Regen, Rauch und Bewölkung aus [1]. Hinzu kommt eine hohe Orts- und Geschwindigkeitsauflösung [2,3] und ein hoher Kontrast bei der Bildverarbeitung [4]. Die Kombination dieser Eigenschaften stellt eine ideale Voraussetzung für Radaranwendungen und bildgebende Systeme dar. Im Bereich der Automobiltechnik kommen bereits erste Seitenabstands- und Kollisionswarnradarsysteme zum Einsatz [5,6,7]. Die Reduzierung der Komponentenabmessungen mit steigender Betriebsfrequenz, ein geringes Gewicht und der hohe Grad an Integration, der durch die monolithische Integration erreicht wird, erlauben eine kostengünstige Massenproduktion und machen es überhaupt erst möglich, diesen Markt zu erschließen. Bildgebende Systeme für Anwendungen in der zivilen und auch militärischen Luftfahrt wurden in Form von bodengestützten Flughafenüberwachungssystemen bereits erfolgreich getestet [8] und sollen in kurzer Zeit auch als luftgestützte Systeme verfügbar sein [9]. In der Sicherheits- und Überwachungstechnik ist ein verstärktes Interesse an passiven bildgebenden Systemen zur Personenkontrolle festzustellen. Hierbei macht man es sich zu Nutze, dass Kleidung für Millimeterwellen transparent ist und somit die Detektion von versteckten Waffen und Gegenständen möglich ist [4,9]. Die hohe Sensitivität und Spezifität der THz-Strahlung gegenüber den dielektrischen Eigenschaften unterschiedlicher Materialien oder Gewebestrukturen wird z.B. ausgenutzt, um mittels

Reflektionsmessungen lebendes Gewebe auf Hautkrebs zu untersuchen [10]. Hierbei kann ohne einen sonst üblichen chirurgischen Eingriff sowohl Ausbreitungsfläche, als auch Tiefe und Typ des erkrankten Gewebes festgestellt werden. Ein sehr breites Spektrum an Lokaloszillatoren – angefangen von einigen GHz bis hin zu Frequenzen über 2 THz – wird für Radiometer im Bereich der Meteorologie, Umweltanalytik und Radioastronomie benötigt. So lassen sich z.B. mit Hilfe von luftgestützten Systemen Windvektoren über Meeresoberflächen durch Messung der Stokes-Parameter der Strahlung bestimmen [11]. Gelingt es, auch entsprechende satellitengestützte Radiometer zu entwickeln, so könnten durch Messung der globalen Windvektoren wertvolle Informationen für zahlreiche meteorologische, klimatologische und ozeanographische Untersuchungen gewonnen werden. Für umweltanalytische und radioastronomische Anwendungen werden Radiometer eingesetzt, um die Strahlung zu detektieren, die durch thermisch angeregte molekulare Rotationsübergänge erzeugt wird. Dadurch können z.B. die Signaturen wesentlicher Spurenstoffe bestimmt werden, die an der stratosphärischen Ozonchemie beteiligt sind [12,13,14] oder auch genauere Kenntnisse über die Zusammensetzung und Entstehung sowohl des Weltalls als auch einzelner Galaxien und Sterne gewonnen werden [15,16,17]. Zur Detektion werden Heterodynempfänger eingesetzt, die zum einen rauscharme Mischer wie SIS-Bauelemente oder Bolometer mit hoher Sensitivität verwenden [17,18] und zum anderen auch Lokaloszillatoren im Bereich der zu detektierenden Frequenz benötigen.

Leistungsquellen im Frequenzbereich unter 200 GHz werden häufig in Form von Grundwellenoszillatoren, wie z.B. Gunn- oder IMPATT-Dioden realisiert [19,20]. Da deren Ausgangsleistung aber mit steigender Frequenz rapide abnimmt [21], werden Frequenzvervielfacher oder auch Vervielfacherketten in Kombination mit einem Grundwellenoszillator verwendet, um auch bei höheren Frequenzen, d.h. im Bereich von ca. 200 GHz bis über 2 THz genügend Leistung zu erzeugen [22,23,24]. Der bisher am häufigsten eingesetzte und am besten untersuchte Frequenzvervielfacher ist die Schottky-Diode, die sowohl als Frequenzverdoppler als auch als Frequenzverdreifacher verwendet wird. Seit etlichen Jahren rücken jedoch auch neue Varaktorstrukturen in den Vordergrund. Vor allem symmetrische Bauelemente wie der Heterobarrierenvaraktor (HBV) bzw. Single-Barrier-Varactor (SBV) [25] bieten für die Frequenzverdreifachung gegenüber einer einfachen und damit unsymmetrischen

Schottky-Diode wesentliche Vorteile hinsichtlich des Schaltungsaufwandes. Der Heterobarrierenvaraktor besteht aus einer Heterobarriere, die den Stromfluss durch das Bauelement verhindern soll, und aus einer schwach dotierten Verarmungsschicht auf beiden Seiten der Barriere, die als spannungsabhängige nichtlineare Kapazität dient [38]. Ein Nachteil typischer HBV-Strukturen liegt in den im Vergleich zu Schottky-Dioden relativ hohen Konvektionsströmen durch das Bauelement, die zu unerwünschten Verlusten durch Leckströme führen.

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, eine Varaktorstruktur zu entwickeln, die die Vorteile beider Konzepte, d.h. der Schottky-Diode und des HBVs in einem Bauelement vereint. Erreicht wurde das mit dem Anti-seriellen Schottky-Varaktor (ASV), ein neues, im Rahmen dieser Arbeit entworfenes Varaktorkonzept. Der ASV besteht aus zwei Schottky-Dioden, die anti-seriell miteinander verbunden sind. Dadurch ergibt sich ein symmetrisches Bauelement, das eine nichtlineare symmetrische Kapazitäts-Spannungskennlinie besitzt und gleichzeitig relativ niedrige Leckströme aufweist. Eine zusätzliche Herausforderung bestand darin, eine Technologie zu entwickeln und zu etablieren, die es ermöglicht, die komplette Verdreifacherschaltung inklusive der Varaktorstruktur in einer quasi-monolithisch integrierten Version auf Quarz-Substraten herzustellen. Dadurch lässt sich die hohe Reproduzierbarkeit und Genauigkeit der Planartechnologie mit den niedrigen Schaltungsverlusten der Quarzsubstrate kombinieren. Eine hohe Reproduzierbarkeit ist ein wichtiges Kriterium, um die Impedanzanpassung zwischen Schaltung und Bauelement sowohl bei Grundwelle als auch bei der Oberwelle mit einer hohen Genauigkeit und unter Berücksichtigung aller Parasitäten in den Griff zu bekommen, und die Reduzierung der Schaltungsverluste durch die Verwendung von Quarz-Substraten ermöglicht dabei gleichzeitig höhere Konversionswirkungsgrade.

Nach einem einführenden Kapitel über die Grundprinzipien der Frequenzvervielfachung, das in erster Linie die Unterschiede zwischen resistiver und reaktiver Vervielfachung hervorheben und die wesentlichen Aspekte der Vervielfachung mit einer symmetrischen Nichtlinearität verdeutlichen soll, wird in Kapitel 2 der grundsätzliche Aufbau und die Funktionsweise des ASV unter Berücksichtigung der Gleichspannungsaufladung erklärt und das zur Simulation des Bauelements verwendete bzw. aufgestellte theoretische Modell erläutert. Auf das Design der Verdreifacherschaltung wird in Abschnitt 4

eingegangen. Dabei werden zunächst die einzelnen Schaltungskomponenten dimensioniert, um anschließend zu einer Gesamtschaltung zusammengefasst zu werden. Ein entscheidender Aspekt ist hierbei die Anpassbedingung, die gleichzeitig bei der Grundwelle und der Oberwelle erfüllt sein muss. In Kapitel 5 werden die einzelnen technologischen Schritte erläutert, die zur Herstellung des Halbleitersaufbaus und der Verdreifacherschaltung mit quasi-monolithisch integriertem ASV notwendig sind. Ziel der in Kapitel 6 beschriebenen Optimierung der Varaktorstruktur ist ein hoher Konversionswirkungsgrad und eine hohe Grenzfrequenz des Verdreifachers. Diese beiden Größen werden in erster Linie durch die Elastanzänderung des Varaktors, durch die Verluste aufgrund von Leckströmen im Bauelement und durch den Serienwiderstand der Dioden bestimmt. Im anschließenden Abschnitt wird eine Methode zur Optimierung der Diodenfläche vorgestellt, um bei gegebener Eingangsleistung die maximal mögliche Ausgangsleistung zu erzielen. In Kapitel 8 wird auf die experimentelle Untersuchung unterschiedlicher ASV-Strukturen und Verdreifacherschaltungen eingegangen. Die Messergebnisse werden mit simulierten Werten verglichen und anhand der in den vorherigen Kapiteln abgeleiteten Optimierungskriterien diskutiert. Die wesentlichen Resultate der Arbeit werden schließlich in einer kurzen Zusammenfassung dargestellt.

2 Grundprinzipien der Frequenzvervielfachung

Zunächst werden einige Grundlagen erläutert, die für das Verständnis der Funktionsweise eines Frequenzverdrehers notwendig sind. Zur Frequenzvervielfachung kann ein beliebiger Zweipol mit einer nichtlinearen Charakteristik verwendet werden. Die Nichtlinearität des Bauelementes ermöglicht die Erzeugung von Oberwellen. Abbildung 2.1 zeigt die schematische Darstellung eines Frequenzvervielfachers mit nichtlinearem Zweipol.

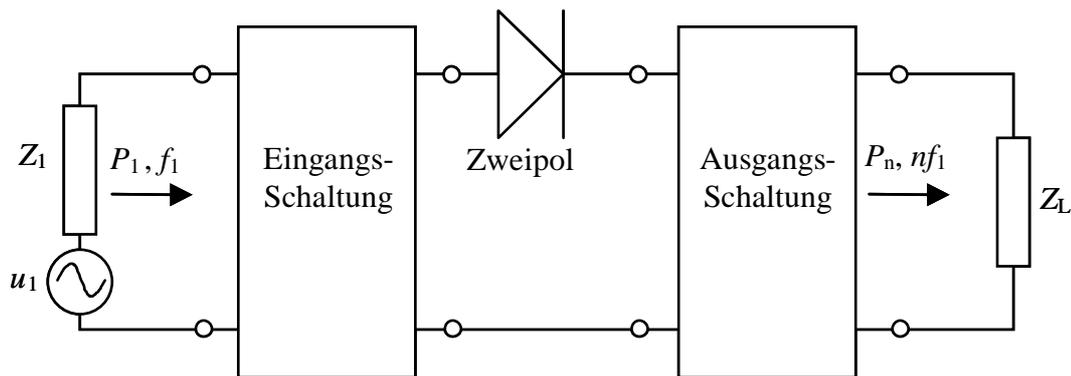


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung eines Frequenzvervielfachers mit nichtlinearem Zweipol

Die mit Hilfe einer Spannungsquelle erzeugte Grundwelle u_1 mit der Frequenz f_1 und der Leistung P_1 gelangt über die Eingangsschaltung auf den Zweipol. Dessen Nichtlinearität erzeugt Oberwellenleistung mit den Frequenzen $n \cdot f_1$ und den jeweiligen Leistungen P_n , die über die Ausgangsschaltung an die Last Z_L abgegeben werden kann.

2.1 Vervielfachung mit allgemeiner Nichtlinearität

Bei der Vervielfachung mit einem nichtlinearen Zweipol wird prinzipiell zwischen zwei Typen unterschieden, der resistiven Vervielfachung über einen nichtlinearen Widerstand und der reaktiven Vervielfachung mittels einer nichtlinearen Reaktanz, d.h. in diesem Fall

mittels einer nichtlinearen Kapazitäts-Spannungs- bzw. Ladungs-Spannungs-Kennlinie. Sowohl nichtlineare Strom-Spannungs- als auch nichtlineare Ladungs-Spannungs-Kennlinien lassen sich durch eine Potenzreihe um den Arbeitspunkt U_B (Bias-Spannung) darstellen [26]:

$$I(U_B + \Delta U) = a_0 + a_1 \Delta U + a_2 \Delta U^2 + a_3 \Delta U^3 + \dots \quad 2.1$$

$$Q(U_B + \Delta U) = b_0 + b_1 \Delta U + b_2 \Delta U^2 + b_3 \Delta U^3 + \dots \quad 2.2$$

Geht man von einer sinusförmigen Eingangsspannung

$$\Delta U = U_1 \cos(\omega_1 t) \quad 2.3$$

aus und setzt diese in die Gleichungen 2.1 und 2.2 ein, so ergeben sich damit folgende Gleichungen für Strom und Ladung, die beide Oberwellengehalt zeigen:

$$I(t) = I_0 + I_1 \cos(\omega_1 t) + I_2 \cos(2\omega_1 t) + I_3 \cos(3\omega_1 t) + \dots \quad 2.4$$

$$Q(t) = Q_0 + Q_1 \cos(\omega_1 t) + Q_2 \cos(2\omega_1 t) + Q_3 \cos(3\omega_1 t) + \dots \quad 2.5$$

Dieses Verhalten ist in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt. Das sinusförmige Eingangssignal ruft aufgrund der nichtlinearen Kennlinie einen Strom hervor, der Oberwellengehalt aufweist.

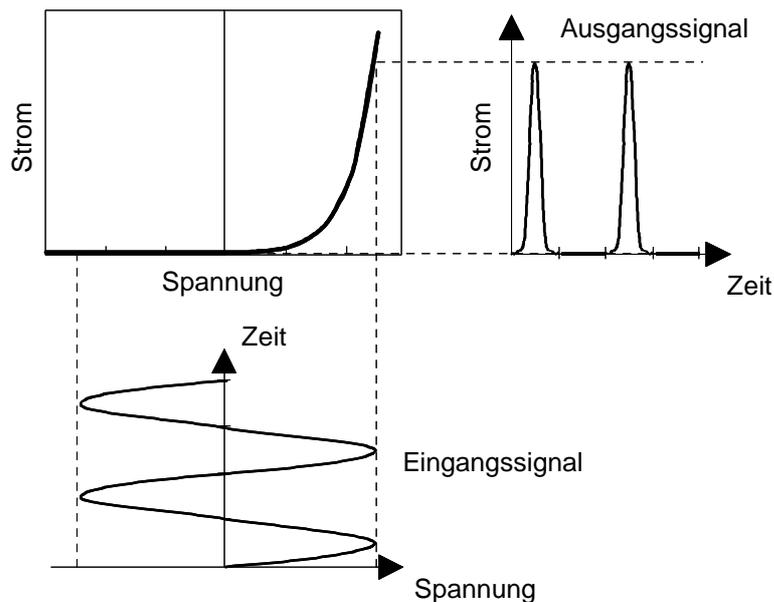


Abbildung 2.2: Prinzipielle Funktionsweise der Frequenzvervielfachung an einem Zweipol mit einer beliebigen nichtlinearen Kennlinie

Der Oberwellengehalt hängt dabei von der Form der Kennlinie, von den Verlusten im Bauelement und in der Schaltung, von der Grundwellenamplitude und von der Anpassung der Impedanzen bei Grund- und Oberwelle ab.

2.2 Resistive contra reaktive Vervielfachung

Der für die Anwendung entscheidende Unterschied zwischen resistiver und reaktiver Vervielfachung liegt im jeweils maximal möglichen Konversionswirkungsgrad, mit dem Leistung bei der Anregungsfrequenz ω in Oberwellenleistung bei der Frequenz $n \cdot \omega$ umgewandelt werden kann.

Ein resistiver Vervielfacher lässt sich durch eine positive, nichtlineare differenzierbare Strom-Spannungskennlinie beschreiben. Sowohl Spannung v als auch Strom i können als Fourierreihe dargestellt werden.

$$v = \sum_{n=-\infty}^{\infty} V_n e^{jnx} \quad 2.6$$

$$i = \sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n e^{jnx} \quad 2.7$$

mit $x = \omega t$

Da v und i reelle Größen sind, gilt

$$V_n = V_{-n}^* \quad \text{und} \quad I_n = I_{-n}^* \quad 2.8$$

Die Koeffizienten der Spannung sind gegeben durch:

$$V_n = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} dx \, v e^{-jnx} \quad 2.9$$

Multipliziert man diese Gleichung mit $-n^2 I_n^*$ und summiert über n , so erhält man

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} -n^2 I_n^* V_n = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} dx \, v \sum_{n=-\infty}^{\infty} -n^2 I_n^* e^{-jnx} \quad 2.10$$

Mittels einer zweifachen Ableitung des Stroms i nach der Hilfsgröße x (s. Gleichung 2.7)

$$\frac{\partial^2 i}{\partial x^2} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} -n^2 I_n e^{jnx} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} -n^2 I_n^* e^{-jnx} \quad 2.11$$

ergibt sich Gleichung 2.10 zu

$$- \sum_{n=-\infty}^{\infty} n^2 I_n^* V_n = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} dx v \frac{\partial^2 i}{\partial x^2} \quad 2.12$$

Durch partielle Integration des rechten Terms und unter Berücksichtigung der

Periodizität von v und i ($v \frac{\partial i}{\partial x} \Big|_0^{2\pi} = 0$) folgt

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} n^2 I_n^* V_n = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} dx \frac{\partial i}{\partial v} \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \quad 2.13$$

Mit

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} n^2 I_n V_n = \sum_{n=1}^{\infty} n^2 (I_n^* V_n + I_n V_n^*) = \sum_{n=1}^{\infty} n^2 P_n \quad 2.14$$

ergibt sich daraus die Leistungsbeziehung für resistive Vervielfacher

$$\sum_{n=1}^{\infty} n^2 P_n = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} dx \frac{\partial i}{\partial v} \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \quad 2.15$$

bzw. für positive Widerstände ($\frac{\partial i}{\partial v} \geq 0$)

$$\sum_{n=1}^{\infty} n^2 P_n \geq 0 \quad 2.16$$

Für einen Vervielfacher n-ter Ordnung erhält man damit schließlich einen maximalen Wirkungsgrad von

$$\eta = \frac{-P_n}{P_1} \leq \frac{1}{n^2} \quad 2.17$$

Der selbe Zusammenhang ergibt sich aus den allgemein für eine beliebige Anzahl von Anregungsfrequenzen $f_{mn} = m \cdot f_1 + n \cdot f_0$ aufgestellten Leistungsbeziehungen nach Pantell [27] und dem daraus folgenden Page-Theorem [28,29] für den Spezialfall eines Vervielfachers n-ter Ordnung mit nur einer Anregungsfrequenz [30,31,32].

Dieser Zusammenhang stellt eine fundamentale Begrenzung des Wirkungsgrades und der Ausgangsleistung eines resistiven Vervielfachers insbesondere bei höheren Harmonischen dar. Ein resistiver Verdreifacher ($n = 3$) kann demnach einen maximale Wirkungsgrad von nur 0,11 erreichen. Vorteile, die die resistive Vervielfachung trotz des begrenzten Wirkungsgrades für manche Anwendungen interessant machen, liegen in der hohen Breitbandigkeit und in der Unempfindlichkeit gegenüber eingangsseitigem Rauschen [26]. Die hohe Breitbandigkeit ergibt sich dadurch, dass ein rein resistives Bauelement im Vergleich zum reaktiven keine Energie speichert und damit die Breitbandigkeit nicht durch eingangs- und ausgangsseitige Anpassung begrenzt wird.

Analog zu obiger Herleitung lässt sich für den Fall der Vervielfachung an einer nichtlinearen hysteresefreien Kapazität, deren Kennlinie allgemein durch die Spannung als Funktion der Ladung dargestellt werden kann ($v = F(q)$), der maximale Wirkungsgrad folgendermaßen bestimmen.

Aus der in einer Fourierreihe dargestellten Ladung der Kapazität

$$q = \sum_{n=-\infty}^{\infty} Q_n e^{jn\omega t} \quad 2.18$$

$$\text{mit } x = \omega t \text{ und } Q_n = Q_{-n}^*$$

ergibt sich der Strom i zu

$$i = \frac{dq}{dt} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n e^{jn\omega t} \quad 2.19$$

$$\text{mit } I_n = jn\omega Q_n \text{ und } I_n = I_{-n}^*$$

Die Spannung lässt sich ebenfalls als Fourierreihe darstellen.

$$v = \sum_{n=-\infty}^{\infty} V_n e^{jn\omega t} \quad 2.20$$

$$\text{mit } V_n = V_{-n}^*$$

Die Koeffizienten sind hierbei gegeben durch

$$V_n = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} dx F(q(x)) e^{-jnx} \quad 2.21$$

Multipliziert man diese Gleichung mit jnQ_n^* und summiert über n , so erhält man

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} jnQ_n^* V_n = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} dx F(x) \sum_{n=-\infty}^{\infty} jnQ_n^* e^{-jnx} \quad 2.22$$

Mittels der Ableitung der Ladung nach der Hilfsgröße x (s. Gleichung 2.18)

$$\frac{\partial q}{\partial x} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} jnQ_n e^{jnx} = - \sum_{n=-\infty}^{\infty} jnQ_n^* e^{-jnx} \quad 2.23$$

und unter Berücksichtigung von Gleichung 2.19 ergibt sich Gleichung 2.22 zu

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{I_n^* V_n}{\omega} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} dx F(q(x)) \frac{\partial q}{\partial x} \quad 2.24$$

Mit

$$P_n = V_n I_n^* + V_n^* I_n = P_{-n} \quad 2.25$$

ergibt sich daraus

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{P_n}{\omega} = \frac{1}{2\pi} \int_{q(0)}^{q(2\pi)} dq F(q) \quad 2.26$$

Da $F(q)$ hysteresefrei und q periodisch in x ist, erhält man daraus die Leistungsbeziehung für einen kapazitiven Frequenzvervielfacher

$$\sum_{n=1}^{\infty} P_n = 0 \quad 2.27$$

Dieses Ergebnis entspricht den Leistungsbeziehungen, die sich auch aus den allgemein für eine beliebige Anzahl von Anregungsfrequenzen $f_{mn} = m:f_1 + n:f_0$ aufgestellten Manley-Rowe-Gleichungen ergeben [33,34].

Die Anregungsleistung kann somit bei rein reaktiver Vervielfachung prinzipiell komplett in die Ausgangsleistung bei einer einzigen Harmonischen umgewandelt werden. Wenn die unerwünschten Harmonischen durch die Schaltung mit Hilfe von sog. Idler-Kreisen rein reaktiv abgeschlossen werden und folglich keine reelle Leistung bei diesen

Harmonischen abgegeben wird, kann damit theoretisch ein Wirkungsgrad von 1 erreicht werden. Dies gilt jedoch nur für rein reaktive bzw. kapazitive Bauelemente. In der Praxis müssen auch die im Serienwiderstand der Diode verbrauchte Leistung und zusätzliche Vervielfacherverluste, wie z.B. Schaltungsverluste, Fehlanpassung etc. mit berücksichtigt werden, wodurch der Wirkungsgrad des Vervielfachers deutlich verringert werden kann und zudem ein rein reaktiver Abschluss der unerwünschten Harmonischen nicht immer möglich ist.

Neben dem hohen Wirkungsgrad zeichnen sich reaktive Vervielfacher durch ein relativ geringes Rauschen aus, da die einzigen Rauschquellen durch thermisches Rauschen im Serienwiderstand und durch Schaltungsverluste gegeben sind [32].

2.3 Vervielfachung mit symmetrischer Nichtlinearität

Durch die Verwendung von symmetrischen Bauelementen ergeben sich für die Frequenzvervielfachung und insbesondere für die in dieser Arbeit angestrebte Verdreifachung zwei entscheidende Vorteile. Zum einen werden bei symmetrischen Nichtlinearitäten nur ungeradzahlig Vielfache der Grundwelle erzeugt, weshalb keine Idler-Kreise zur Unterdrückung der geraden Harmonischen benötigt werden, und zum anderen ergibt sich für einen symmetrischen Vervielfacher der Arbeitspunkt im spannungslosen Zustand, wodurch ein Vorspannungskreis zur Einstellung des Arbeitspunktes, wie er bei unsymmetrischen Vervielfachern häufig verwendet wird, nicht notwendig ist [26]. Beide Punkte führen zu einer deutlichen Vereinfachung der Verdreifacherschaltung. Da zudem bei richtiger Schaltungsdimensionierung Oberwellenleistung fast ausschließlich bei der 2. Harmonischen erzeugt wird und die Leistung bei Oberwellen höherer Ordnung äußerst gering ist, kann gänzlich auf Idler-Kreise verzichtet werden.

In der Praxis besteht ein Varaktor nicht nur aus einer variablen nichtlinearen Kapazität, sondern es treten auch Leck- und Konvektionsströme durch das Bauelement auf, die zu einem zur Kapazität C parallelen variablen Widerstand R führen. Vor allem muss aber auch der Serienwiderstand R_s des Bauelements berücksichtigt werden, der sich in erster Linie aus dem Kontaktwiderstand und dem Schichtwiderstand der nicht entleerten Schichten der Diode zusammensetzt. Daraus ergibt sich das in Abbildung 2.3 gezeigte

Ersatzschaltbild einer Varaktordiode. Das bedeutet, dass in der Praxis neben der reaktiven Vervielfachung auch resistive Stromkomponenten auftreten, die zu einer Reduzierung des Konversionswirkungsgrades führen können (s. Abschnitt 2.2).

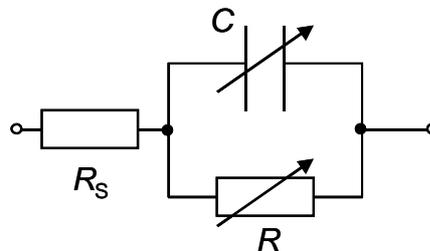


Abbildung 2.3: Ersatzschaltbild einer Varaktordiode

Die prinzipielle Funktionsweise eines Frequenzverdrehers mit einem symmetrischen Bauelement, d.h. reaktive Vervielfachung an der Kapazitäts-Spannungs-Kennlinie und resistive Stromkomponenten aufgrund der Strom-Spannungs-Kennlinie, ist in Abbildung 2.4 dargestellt.

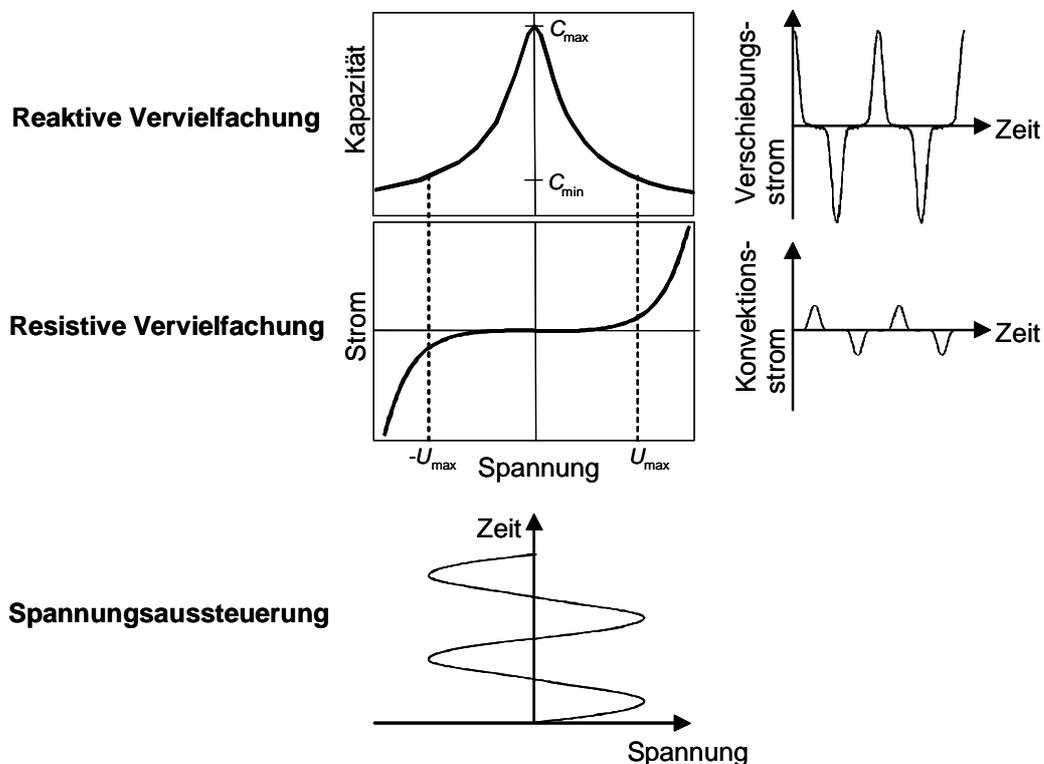


Abbildung 2.4: Prinzipielle Funktionsweise der Frequenzvervielfachung an einem nichtlinearen Zweipol mit symmetrischen Kennlinien

Um einen hohen Wirkungsgrad zu erzielen, wurden die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Bauelemente so dimensioniert, dass der Konvektionsstrom im Aussteuerungsbereich sehr viel kleiner als der Verschiebungsstrom ist und damit von einer fast ausschließlich reaktiven Vervielfachung ausgegangen werden kann. Die resistiven Ströme führen auf diese Weise zu einer Begrenzung für die maximale Aussteuerung und können innerhalb des dadurch gegebenen Bereichs vernachlässigt werden.

Die nichtlineare Reaktanz der Varaktordiode lässt sich durch eine kubische Ladungsabhängigkeit approximieren:

$$U = \frac{1}{C_{\max}} (Q + A_{NL} Q^3) + R_S \dot{Q} = S_{\min} (Q + A_{NL} Q^3) + R_S \dot{Q} \quad 2.28$$

Hierbei ist C_{\max} die Kapazität im spannungslosen Zustand, S_{\min} die Elastanz (inverse Kapazität) im spannungslosen Zustand und A_{NL} ein Parameter bzw. Maß für die Nichtlinearität. Die Kapazität bzw. Elastanz ergibt sich daraus unter der Annahme $\dot{Q} = 0$ zu:

$$C(U) = \frac{dQ}{dU} = \frac{C_{\max}}{1 + 3A_{NL} Q^2} \quad 2.29$$

$$S(U) = \frac{dU}{dQ} = S_{\min} (1 + 3A_{NL} Q^2) \quad 2.30$$

Setzt man eine periodische Ladungsaussteuerung bei der Grundwelle und der 2. Harmonischen mit den Amplituden $q_{1,3}$ und den Phasen $\varphi_{1,3}$ an,

$$q(t) = q_1 \cos(\omega t + \varphi_1) + q_3 \cos(3\omega t + \varphi_3) \quad 2.31$$

so ergibt sich Gleichung 2.32. Die Spannung lässt sich in dieser Gleichung in Grund- und Oberwelle aufspalten, die sich jeweils aus den Anteilen der nichtlinearen Kapazität, einem Mischprodukt und den ohmschen Verlusten am Serienwiderstand R_S zusammensetzen. Das Mischglied des Oberwellenanteils kann als eine eingeprägte Spannungsquelle interpretiert werden. Die Terme höherer Ordnung sind vernachlässigbar, da deren Amplituden sehr viel kleiner sind.

$$\begin{aligned}
u(t) = & \left(S_{\min} q_1 + \frac{3}{4} S_{\min} A_{NL} q_1^3 + \frac{3}{2} S_{\min} A_{NL} q_1 q_3^2 \right) \cos(\omega t + \varphi_1) \\
& + \frac{3}{4} S_{\min} A_{NL} q_1^2 q_3 \cos(\omega t + \varphi_3 - 2\varphi_1) - R_S \omega q_1 \sin(\omega t + \varphi_1) \\
& + \left(S_{\min} q_3 + \frac{3}{4} S_{\min} A_{NL} q_1^3 + \frac{3}{2} S_{\min} A_{NL} q_1^2 q_3 \right) \cos(3\omega t + \varphi_3) \\
& + \frac{1}{4} S_{\min} A_{NL} q_1^3 \cos(3\omega t + 3\varphi_1) - 3R_S \omega q_3 \sin(3\omega t + \varphi_3) \\
& + \text{Terme h\"oherer Ordnung } (5\omega, 7\omega, \dots)
\end{aligned} \tag{2.32}$$

Stellt man die Ladungsaussteuerung in komplexer Schreibweise dar,

$$\underline{q}_1 = q_1 e^{j\varphi_1}, \quad \underline{q}_3 = q_3 e^{j\varphi_3} \tag{2.33}$$

so erh\u00e4lt man die komplexen Spannungen $\underline{u}_{1,3}$ f\u00fcr Grund- und Oberwelle.

$$\underline{u}_1 = \underline{q}_1 \left(S_{\min} + j\omega R_S + \frac{3}{4} S_{\min} A_{NL} q_1^2 + \frac{3}{2} S_{\min} A_{NL} q_3^2 \right) + \frac{3}{4} S_{\min} A_{NL} \underline{q}_1^* \underline{q}_3 \tag{2.34}$$

$$\underline{u}_3 = \underline{q}_3 \left(S_{\min} + 3j\omega R_S + \frac{3}{4} S_{\min} A_{NL} q_3^2 + \frac{3}{2} S_{\min} A_{NL} q_1^2 \right) + \frac{1}{4} S_{\min} A_{NL} \underline{q}_1^3 \tag{2.35}$$

Damit ergeben sich die Leistungen $P_{1,3}$ bei Grund- und Oberwelle zu:

$$\begin{aligned}
P_1 &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \{ \underline{u}_1 \underline{i}_1^* \} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \{ \underline{u}_1 (-j\omega \underline{q}_1^*) \} \\
&= \frac{1}{2} \omega^2 R_S q_1^2 + \frac{3}{8} S_{\min} A_{NL} \omega q_1^3 q_3 \sin(\varphi_3 - 3\varphi_1)
\end{aligned} \tag{2.36}$$

$$\begin{aligned}
P_3 &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \{ \underline{u}_3 \underline{i}_3^* \} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \{ \underline{u}_3 (-3j\omega \underline{q}_3^*) \} \\
&= \frac{9}{2} \omega^2 R_S q_3^2 - \frac{3}{8} S_{\min} A_{NL} \omega q_1^3 q_3 \sin(\varphi_3 - 3\varphi_1)
\end{aligned} \tag{2.37}$$

Hierbei zeigt sich, dass sowohl bei der Grundwelle als auch bei der Harmonischen Leistung am Serienwiderstand R_S verbraucht wird. Das negative Vorzeichen des zweiten Terms der Oberwellenleistung bedeutet, dass Leistung vom Varaktor abgegeben wird. Aus den Leistungen erh\u00e4lt man den Konversionswirkungsgrad des Verdreifachers.

$$\eta = \frac{-P_3}{P_1} = \frac{1 - 12 \frac{\omega R_s}{S_{\min} A_{NL} \sin(\varphi_3 - 3\varphi_1)} \cdot \frac{q_3}{q_1^3}}{1 + \frac{4}{3} \frac{\omega R_s}{S_{\min} A_{NL} \sin(\varphi_3 - 3\varphi_1)} \cdot \frac{1}{q_1 q_3}} \quad 2.38$$

Aus dieser Gleichung lassen sich bereits einige wichtige Optimierungskriterien eines Frequenzvervielfachers ablesen. Um einen hohen Wirkungsgrad zu erzielen, muss die Grundwellenamplitude q_1 möglichst groß sein. Begrenzt wird diese durch die maximale Ladungsaussteuerung q_{\max} , bei der noch von reaktiver Vervielfachung ausgegangen werden kann und der Wirkungsgrad noch nicht durch steigenden resistiven Anteil verringert wird. Der Serienwiderstand des Bauelements sollte möglichst klein sein, da wie oben bereits erwähnt dadurch Leistung bei Grund- und Oberwelle verbraucht wird. Die Größe A_{NL} ist ein Maß für die Nichtlinearität der Kapazitäts-Spannungs-Kennlinie und ist möglichst groß zu wählen, d.h. eine hohe Nichtlinearität ist notwendig für einen hohen Wirkungsgrad. Ein großes S_{\min} kann prinzipiell durch eine kleine Diodenfläche erreicht werden, wobei sich aber mit abnehmender Diodenfläche der Serienwiderstand des Varaktors erhöht und sich damit eine kleine Fläche negativ auf den Wirkungsgrad auswirkt. Auf die Flächenabhängigkeit der Vervielfachereigenschaften und die daraus resultierende Optimierung der Diodenfläche wird in Kapitel 7 näher eingegangen. Die optimale Phasenbeziehung zwischen Grund- und Oberwelle ergibt sich mit $\Delta\varphi = \varphi_3 - 3\varphi_1$ aus der Forderung $\sin(\Delta\varphi) = 1$ zu:

$$\Delta\varphi = (4n + 1) \frac{\pi}{2}, \quad n = 0, 1, \dots \quad 2.39$$

Bezüglich der Oberwellenamplitude q_3 zeigt der Wirkungsgrad ein Maximum, dessen Lage wiederum von der Grundwellenamplitude q_1 abhängt. Es lässt sich für $\sin(\Delta\varphi) = 1$ über die Ableitung von η nach q_3 berechnen.

$$\frac{\partial \eta}{\partial q_3} = 0 \quad 2.40$$

$$q_3 = \frac{-8\omega R_s + 2\sqrt{16\omega^2 R_s^2 + S_{\min}^2 A_{NL}^2 q_1^4}}{6S_{\min} q_1} \quad 2.41$$

Um den Einfluss der Elastanz-Spannungs-Kennlinie auf den Wirkungsgrad zu verdeutlichen, wird zunächst der Wirkungsgrad mit Hilfe der Cut-Off-Frequenz f_C , die ein Maß für die Güte eines Vervielfachers ist, umgeformt.

$$f_C = \frac{S_{\min} A_{NL} q_{\max}^2}{2\pi R_S} \quad 2.42$$

$$\eta = \frac{1 - 36 \frac{f}{f_C} q_{\max}^2 \frac{q_3}{q_1^3}}{1 + 4 \frac{f}{f_C} q_{\max}^2 \frac{1}{q_1 q_3}} \quad 2.43$$

Für einen hohen Wirkungsgrad ist folglich ein großes f_C notwendig. Verknüpft man die Bedingung $S(U(q_{\max})) = S_{\max}$ mit Gleichung 2.30 so ergibt sich f_C zu:

$$f_C = \frac{S_{\max} - S_{\min}}{2\pi R_S} = \frac{\Delta S}{2\pi R_S} = \frac{\frac{C_{\max}}{C_{\min}} - 1}{2\pi R_S C_{\max}} \quad 2.44$$

In dieser Form ist die Grenzfrequenz f_C in der Literatur häufig als Maß für die Güte eines symmetrischen Verdreifachers zu finden [35,36,37,38]. Hinsichtlich eines hohen Wirkungsgrads kristallisieren sich damit als wesentliche Kriterien der Serienwiderstand R_S und der Elastanzhub ΔS heraus, auf deren Optimierung in Kapitel 6 näher eingegangen wird. Der Zusammenhang zwischen dem maximal möglichen Wirkungsgrad eines symmetrischen Vervielfachers und dem Verhältnis von Grundwelle zu Cutt-Off-Frequenz ist in Abbildung 2.5 dargestellt. Hier zeigt sich, dass hohe Wirkungsgrade nur für Bereiche erzielt werden können, in denen die Cut-Off-Frequenz des Varaktors um ein Vielfaches über der Grundwelle liegt.

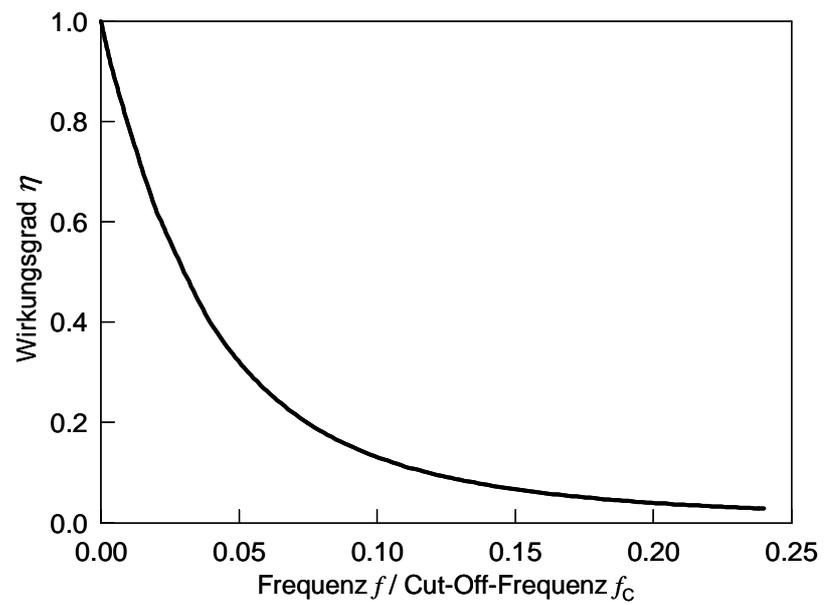


Abbildung 2.5: Maximaler Wirkungsgrad eines symmetrischen kapazitiven Vervielfachers in Abhängigkeit vom Verhältnis von Grundwelle zu Cut-Off-Frequenz

3 Der ASV als nichtlineares Bauelement

Neben der einfachen Schottky-Diode, die auf dem Gebiet der reaktiven Vervielfachung sehr gute Ergebnisse liefert und zahlreiche Anwendungen gefunden hat, werden in den letzten Jahren verstärkt auch symmetrische Vervielfacher untersucht. Beispiele für symmetrische Verdreifacher sind der Heterobarrierenvaraktor (HBV) bzw. Single-Barrier-Varactor (SBV), der 1989 zum ersten mal von E. Kollberg und A. Rydberg vorgeschlagen wurde [39] und dessen Konzept seitdem von verschiedenen Gruppen mit Erfolg weiterverfolgt wurde [40,35,41], und der Dotierungsbarrierenvaraktor [42], der im Vergleich zum HBV zwar größere Barrierenhöhen ermöglicht, dessen technologische Realisierung jedoch sehr hohe Anforderungen an die Symmetrie des Dotierungsprofils stellt. Der wesentliche Vorteil symmetrischer Bauelemente liegt darin, dass diese aufgrund ihrer symmetrischen Struktur eine achsensymmetrische Kapazitäts-Spannungs- und eine punktsymmetrische Strom-Spannungs-Charakteristik besitzen (s. Abbildung 3.1) und dadurch für die Frequenzverdreifachung weder Idler-Kreise noch Vorspannungskreise notwendig sind [26,35].

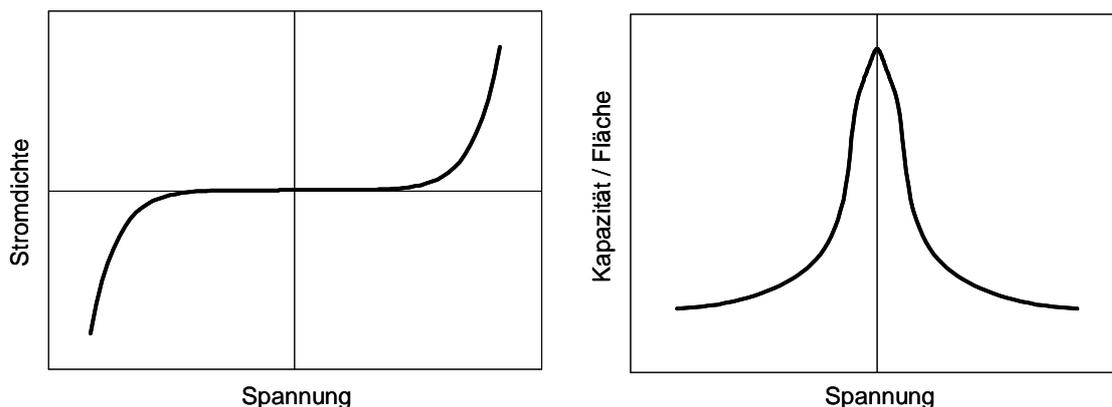


Abbildung 3.1: Stromdichte und Kapazität/Fläche eines symmetrischen Varaktors in Abhängigkeit von der Spannung

Ein Nachteil typischer HBVs ist der relativ hohe Konvektionsstrom über die Heterobarriere. Um diesen gering zu halten, sind daher nur relativ kleine Aussteuerungsamplituden möglich. Dem wird versucht durch Optimierung der Barrierenstruktur [43,44] und durch Multi-Stack-Bauelemente [45,46,47,48] entgegen zu wirken. Bei letzteren besteht die Schichtenfolge aus mehreren aufeinander gestapelten HBVs, wodurch bei großer Gesamtaussteuerung die Amplitude an einem einzelnen HBV noch relativ klein ist. Dadurch konnte die Aussteuerungsamplitude von HBVs zwar verbessert, aber die bei Schottky-Dioden möglichen Amplituden noch nicht erreicht werden. Schottky-Dioden zeichnen sich wegen der höheren Barriere am Schottky-Übergang im Vergleich zu SBVs durch deutlich höhere maximal mögliche Feldstärken und folglich auch entsprechend höhere Leistungsdichten aus [49]. D.h. bei gleicher Eingangsleistung können im Vergleich zu HBVs kleinere Diodenflächen verwendet werden und dadurch sind wiederum höhere Wirkungsgrade möglich (s. Abschnitt 7.3).

Um nun die Vorteile symmetrischer Bauelemente mit den Vorteilen von Schottky-Dioden zu kombinieren, wurde im Rahmen dieser Arbeit das Konzept des Anti-seriellen Schottky-Varaktors (ASV) entwickelt, auf dessen Design und theoretische Beschreibung in diesem Kapitel eingegangen wird.

3.1 Strukturdesign

Der ASV besteht aus zwei identischen Schottky-Dioden, die anti-seriell miteinander verschaltet sind. Das entsprechende Ersatzschaltbild ist in Abbildung 3.2 skizziert. Jede Einzeldiode wird durch eine variable Kapazität, einen dazu parallelen variablen Widerstand und einen Serienwiderstand dargestellt.

Die schematische Struktur des ASV und der dazugehörige Verlauf des Leitungsbandes bei angelegter Spannung U ist in Abbildung 3.3 zu sehen. Der ASV besteht aus zwei GaAs Schottky-Dioden, deren Schottky-Kontakt miteinander verbunden ist. An den Schottky-Kontakt schließt sich jeweils die Entleerungsschicht an, die wiederum in einen Bereich hoher (n^+) und einen Bereich niedriger (n^-) Dotierungskonzentration unterteilt ist. Die äußeren n^+ -Bereiche dienen als Kontaktschichten. Die beiden Schottky-Kontakte stellen Barrieren dar, die den Stromfluss durch das Bauelement verhindern. Gleichzeitig

bildet sich durch die Schottky-Kontakte eine Verarmungszone an der Barriere aus, deren Weite zunächst durch das verwendete Dotierungsprofil bestimmt ist.

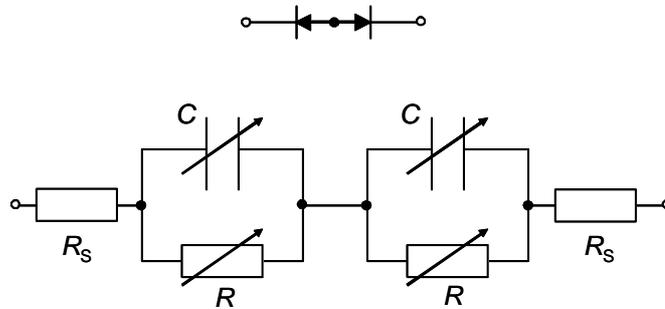


Abbildung 3.2: Ersatzschaltbild des ASV (Anti-serieller Schottky-Varaktor)

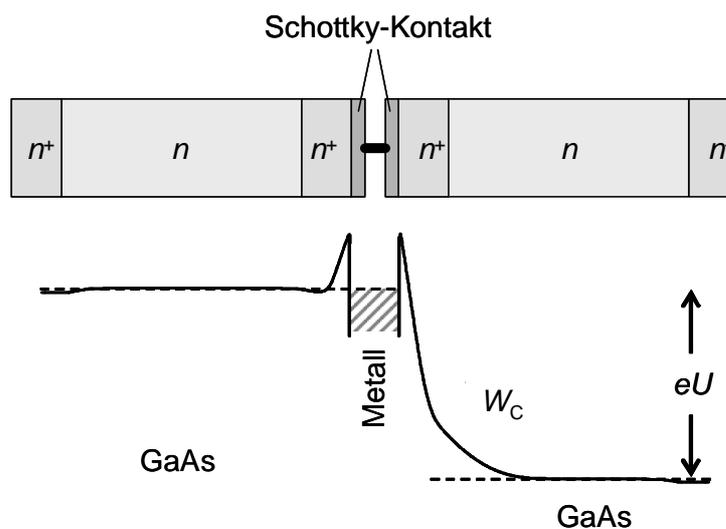


Abbildung 3.3: Schematische Struktur des ASV und Verlauf der Leitungsbandkante W_C des ASV bei angelegter Spannung U

Wird nun eine Spannung U an das Bauelement angelegt, so kommt es in einer der beiden Dioden zu einer Ladungsträgeranhäufung vor der Barriere, während die Weite der Verarmungszone der anderen Diode aufgrund der Ladungsträgerverschiebung zunimmt. Man erhält dadurch eine spannungsabhängige Raumladungszone, die als spannungsgesteuerte Kapazität genutzt werden kann. Da eine der beiden Dioden immer in Sperrrichtung gepolt ist, wird die gesamte Strom-Spannungs-Charakteristik des ASV

durch die Kennlinie der jeweils sperrenden Diode bestimmt. Dadurch sind sehr kleine Konvektions- und Leckströme zu erwarten und damit auch eine große Spannungs- bzw. Ladungsaussteuerung möglich.

3.1.1 Gleichspannungsaufladung (Self-Biasing)

Aufgrund der Gleichrichtereigenschaften der beiden entgegengesetzt gepolten Dioden muss bei der Analyse des Großsignalverhaltens des ASV ein Effekt mit berücksichtigt werden, der bei Diodenmischern und Gleichrichterschaltungen (s. Abbildung 3.4) unter dem Namen Gleichspannungsaufladung bzw. Self-Biasing bekannt ist.

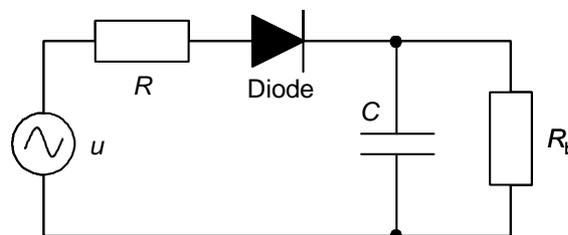


Abbildung 3.4: Einweggleichrichterschaltung

Während der positiven Halbwelle der Wechselspannung u kommt es zur Aufladung des Kondensators C , der sich während der negativen Halbwelle von u , die durch die Diode gesperrt ist, über den Widerstand R_b wieder entladen kann. Mit größer werdendem R_b kann sich der Kondensator nicht mehr vollständig entladen und es baut sich eine Gleichspannung auf. Bei unendlichem Widerstand nimmt diese Self-Bias-Spannung solange zu, bis der Mittelwert des Konvektionsstroms durch die Diode während einer kompletten Schwingungsperiode null ist.

Im Fall des ASV, d.h. zweier anti-serieller Dioden (s. Abbildung 3.5), stellt jede der beiden Dioden einen sehr hochohmigen Pfad für den gleichgerichteten Strom der anderen Diode dar. Bei einem hochfrequenten Eingangssignal großer Amplitude kommt es dadurch in beiden Dioden zu einer Gleichspannungsaufladung, so dass der Konvektionsstrom jeder einzelnen Diode über eine komplette Schwingungsperiode gemittelt null ist. Die Kapazität jeder der beiden Dioden ermöglicht Ladungsspeicherung für die jeweils andere Diode. Die Gleichspannungsaufladung stellt sich in beiden Dioden derart ein, dass durch die in Flussrichtung gepolte Diode jeweils nur so viel negative

Ladung auf die Schottky-Kontakte zufließt, wie Elektronenladung durch den relativ geringen Leckstrom über die Barriere der in Sperrrichtung gepolten Diode abfließt. Dadurch entsteht eine negative Aufladung der Schottky-Kontakte, bis das Stromgleichgewicht erreicht ist.

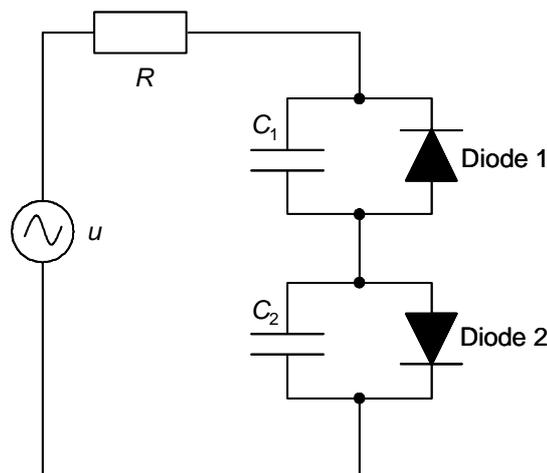


Abbildung 3.5: Self-Biasing bei einem Paar anti-serieller Dioden

3.1.2 ASV mit homogener Dotierung

Wie im Folgenden verdeutlicht werden soll, führt der Effekt der Gleichspannungsaufladung dazu, dass Frequenzvervielfachung mit einem ASV, der aus zwei identischen, homogen dotierten Schottky-Dioden besteht, nicht möglich ist [50]. Da es sich bei einem ASV um eine Serienschaltung zweier Kapazitäten handelt, ist es hierbei günstiger, die Elastanz - d.h. die Inverse der Kapazität - des ASV zu betrachten, da sich die Gesamtelastanz dann einfach aus der Summe der Elastanzen der einzelnen Dioden ergibt.

Die Elastanz einer einzelnen, homogen dotierten Schottky Diode ist gegeben durch

$$S = \frac{1}{C} = \frac{dU}{dQ} = \frac{Q}{\epsilon N_D A} \quad 3.1$$

Man erhält damit die Elastanz-Ladungs-Kennlinie in Form einer Geraden, deren Steigung umgekehrt proportional zur Dotierung N_D der Diode ist (s. Abbildung 3.6). Aufgrund der Built-In-Spannung der Schottky-Barriere ist hierbei die Gerade vom Nullpunkt um die

Raumladung Q_0 der Diode im spannungslosen Zustand verschoben. Die Kennlinien $S_1(Q)$ und $S_2(Q)$ zweier anti-serieller Dioden sind in Abbildung 3.7 dargestellt.

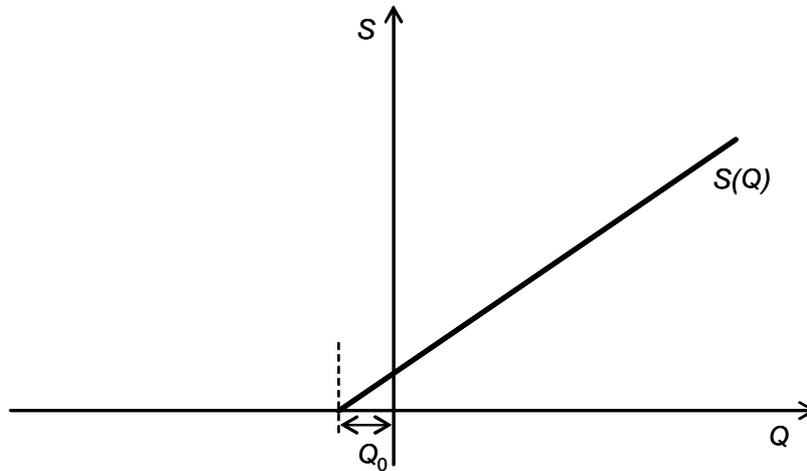


Abbildung 3.6: Schematische Elastanz-Ladungs-Kennlinie einer einzelnen homogen dotierten Schottky-Diode

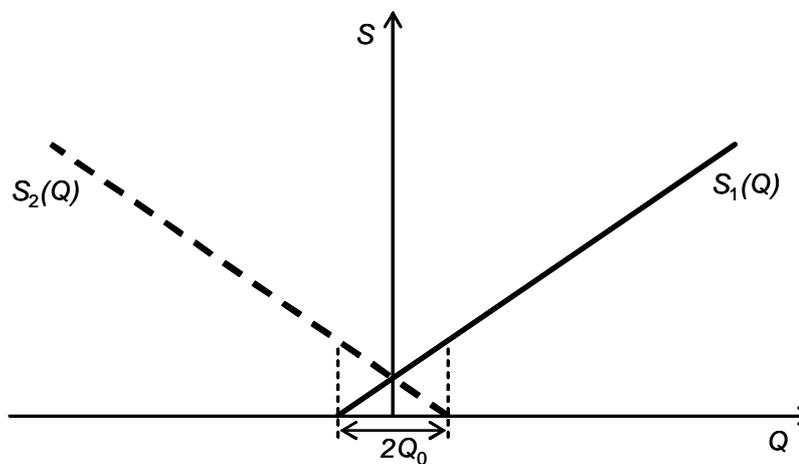


Abbildung 3.7: Schematische Elastanz-Ladungs-Kennlinien zweier anti-serieller Schottky-Dioden ohne Ladungsaussteuerung

Wird nun an die beiden Dioden eine Wechselspannung angelegt, so werden aufgrund des oben beschriebenen Self-Biasing-Effekts beide Kennlinien um die Ladungsmenge ΔQ verschoben. Abbildung 3.8 (a) zeigt die resultierenden Kennlinien $S_1(Q)$ und $S_2(Q)$ bei einer Ladungsaussteuerung von $Q_P(t) = Q_{P0}\sin(\omega_P t)$.

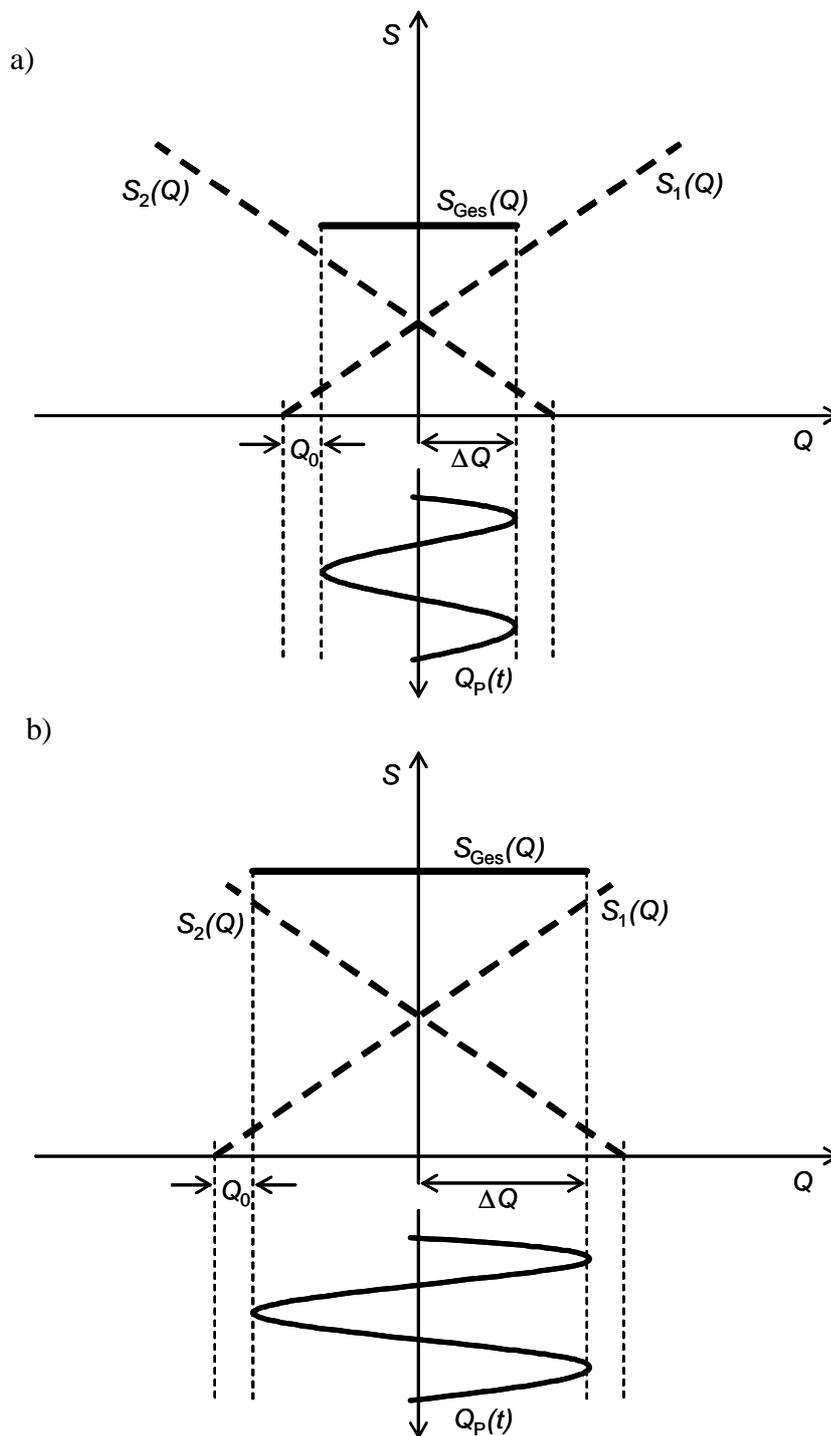


Abbildung 3.8: Schematische Elastanz-Ladungs-Kennlinien zweier homogen dotierter, anti-serieller Schottky-Dioden $S_1(Q)$ und $S_2(Q)$ und resultierende Gesamt-Elastanz-Ladungs-Kennlinie $S_{\text{Ges}}(Q)$ des ASV bei zwei unterschiedlichen Amplituden des Eingangssignals $Q_p(t)$

Der Betrag der Ladungsverschiebung ΔQ entspricht dabei in etwa der Amplitude der Ladungsaussteuerung. Die Ladung jeder einzelnen Diode oszilliert zwischen $Q_0 + \Delta Q + Q_{P0}$ und $Q_0 + \Delta Q - Q_{P0}$. Die Gesamtelastanz $S_{\text{Ges}}(Q)$ ergibt sich aus der Summe von $S_1(Q)$ und $S_2(Q)$ und ist damit für homogen dotierte Dioden konstant. Erhöht man die Amplitude Q_{P0} des Eingangssignals (s. Abbildung 3.8 (b)), so erhält man dadurch eine größere Gesamtelastanz, die im stationären Zustand jedoch weiterhin zeitlich konstant ist. Das bedeutet, dass bei einem ASV mit homogen dotierten Schottky-Dioden die Gesamtelastanz für beliebige Ladungsaussteuerungen konstant ist und damit keine Frequenzvervielfachung möglich ist.

3.1.3 ASV mit inhomogener Dotierung

Verwendet man für den ASV anstelle von homogen dotierten Schottky-Dioden inhomogen dotierte, so zeigt sich, dass bei richtiger Wahl des Dotierungsprofils unter Ausnutzung des Self-Biasing-Effekts Frequenzvervielfachung möglich ist [51]. Teilt man die Entleerungsschicht einer Schottky-Diode in einen Bereich hoher und einen Bereich niedriger Dotierungskonzentration auf, so ergibt sich für eine einzelne inhomogen dotierte Diode die in Abbildung 3.9 dargestellte Elastanz-Ladungs-Kennlinie.

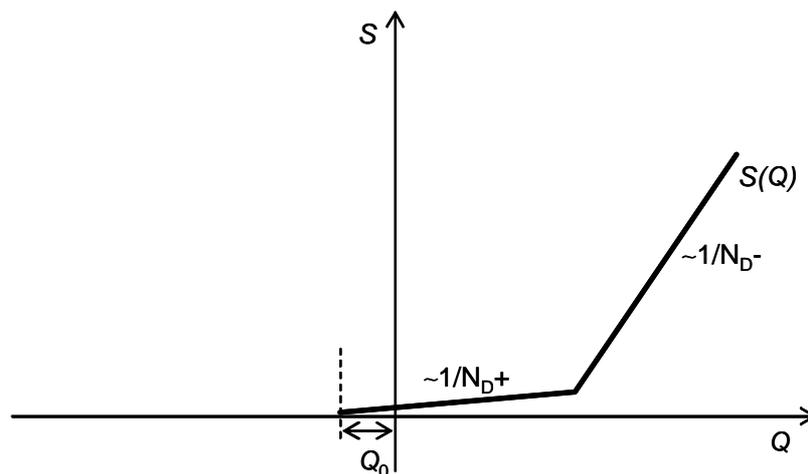


Abbildung 3.9: Schematische Elastanz-Ladungs-Kennlinie einer einzelnen inhomogen dotierten Schottky-Diode

Da die Steigung der Elastanz-Kurve umgekehrt proportional zur Dotierungskonzentration ist (s. Gl. 3.1), entspricht der rechte Teil der Funktion der niedrig dotierten Schicht und der linke Teil der hoch dotierten Schicht. $S(Q)$ ist dabei vom Nullpunkt um die Raumladung Q_0 der Diode im spannungslosen Zustand verschoben. Für zwei anti-seriell verschaltete Dioden ergeben sich damit die in Abbildung 3.10 dargestellten Kennlinien $S_1(Q)$ und $S_2(Q)$.

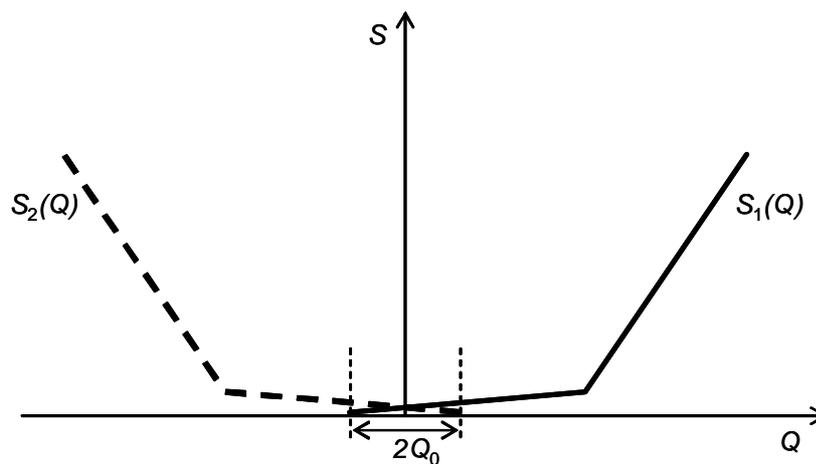


Abbildung 3.10: Schematische Elastanz-Ladungs-Kennlinien zweier inhomogen dotierter anti-serieller Schottky-Dioden ohne Ladungsaussteuerung

Analog zu einem ASV mit homogener Dotierung kommt es aufgrund der Gleichspannungsaufladung zu einer Ladungverschiebung ΔQ der Einzelkennlinien $S_1(Q)$ und $S_2(Q)$. Die Stärke der Verschiebung hängt von der Amplitude des Eingangssignals $Q_P(t)$ ab. Für kleine Amplituden ist die resultierende Gesamtelastanz $S_{\text{Ges}}(Q)$ auch bei der Verwendung inhomogen dotierter Dioden weiterhin konstant (s. Abbildung 3.11 a)). Erhöht man jedoch die Amplitude der Ladungsaussteuerung und verschiebt die beiden Einzelkennlinien dadurch noch stärker, so ergibt sich aufgrund der unterschiedlichen Steigungen der Elastanz-Funktionen eine variable Gesamtelastanz $S_{\text{Ges}}(Q)$ und damit auch die zur Frequenzvervielfachung notwendige nichtlineare Elastanz-Spannungs- bzw. Kapazitäts-Spannungs-Charakteristik. Die Größe der Elastanzänderung ΔS ist dabei ein wesentliches Kriterium für die Güte des Frequenzverdrehers (s. Abschnitt 2.3). Auf die aus diesen Überlegungen heraus resultierenden Optimierungskriterien für die Struktur der verwendeten Schottky-Dioden wird in Kapitel 6 näher eingegangen.

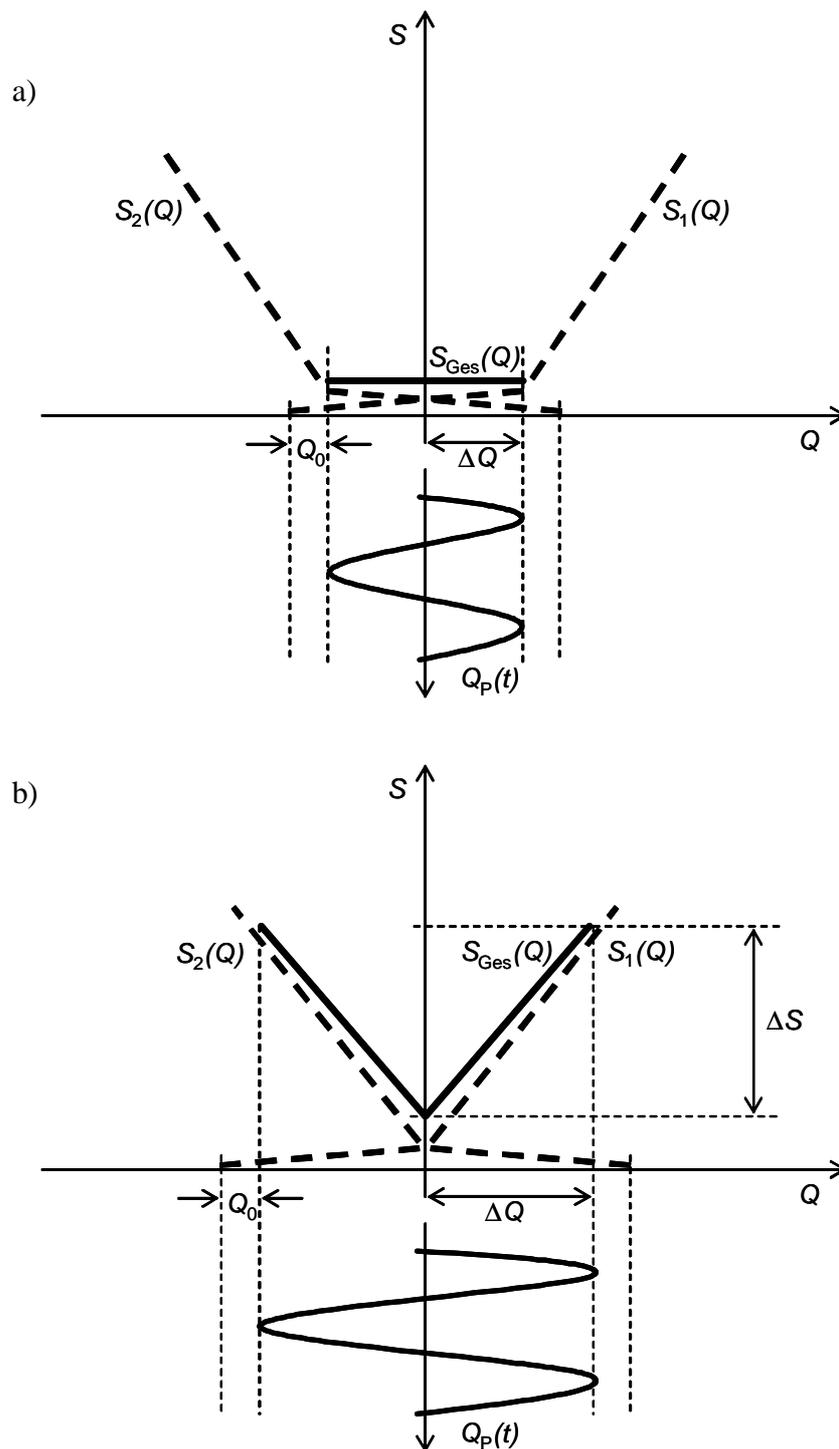


Abbildung 3.11: Schematische Elastanz-Ladungs-Kennlinien zweier inhomogen dotierter, anti-serieller Schottky-Dioden $S_1(Q)$ und $S_2(Q)$ und resultierende Gesamt-Elastanz-Ladungs-Kennlinie $S_{Ges}(Q)$ des ASV bei zwei unterschiedlichen Amplituden des Eingangssignals $Q_P(t)$

3.2 Simulation einer einzelnen Schottky Diode

Um eine theoretische Beschreibung und Simulation des ASV zu ermöglichen, wurde zunächst ein Programm zur Simulation einer einzelnen Schottky-Diode entwickelt [52]. Es ermöglicht die Berechnung relevanter Größen wie Ladungsträgerdichte, elektrisches Feld, Bandkantenverlauf etc. in den III-V Halbleiterstrukturen $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ und $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ nach dem Thomas-Fermi-Modell [53,54,55] unter Berücksichtigung der Parameter der verwendeten Halbleitermaterialien [56,57]. Aus den für unterschiedliche Spannungen ermittelten Feldverteilungen und Bandkantenverläufen können dann Kapazitäts-Spannungs- und Strom-Spannungs-Kennlinien der Diodenstrukturen berechnet werden.

3.2.1 Thomas-Fermi-Modell

Bei diesem semiklassischen Ansatz wird davon ausgegangen, dass keine Quantisierungseffekte in den Strukturen auftreten, d.h. dass die räumliche Variation des Potentials innerhalb der für die Wellenlängen von Elektronen- und Löcherzuständen typischen Dimensionen nur gering ist, und dass man die parabolischen Bänder des jeweiligen Volumenmaterials verwenden kann.

An der Grenzfläche zweier Halbleitermaterialien mit unterschiedlichen Bandlücken oder auch unterschiedlichen Dotierungen stellt sich aufgrund der Diffusion von Elektronen und Löchern eine Konzentrationsverteilung ein, die von der Ladungsträgerkonzentration des Volumenmaterials, in dem sie über die Fermiverteilung reguliert ist, abweicht. Der Potentialverlauf in der Struktur ergibt sich selbstkonsistent gemäß der Poisson-Gleichung und der Lage der Ferminiveaus. Es genügt hierbei, sich auf die eindimensionale Poisson-Gleichung in Wachstumsrichtung (z -Richtung) zu beschränken:

$$\frac{d^2V(z)}{dz^2} = -\frac{1}{\epsilon_r \epsilon_0} e \rho(z) \quad 3.2$$

Aus der Poisson-Gleichung ergibt sich durch zweimalige Integration der Potentialverlauf $V(z)$. Die Ladungsträgerdichte $\rho(z)$ erhält man aus der Summe der freien Elektronen $n(z)$ und Löcher $p(z)$, sowie der ortsfesten, ionisierten Dotierstellen N_D^+ und N_A^- :

$$\rho(z) = p(z) - n(z) + N_D^+ - N_A^- \quad 3.3$$

Die Elektronendichte n lässt sich an jedem Ort z als Integral des Produkts von Zustandsdichte $D_C(W)$ und Besetzungswahrscheinlichkeit $f(W,T)$ über der Energie W schreiben und mit der Effektive-Massen-Näherung berechnen:

$$n = \int_{W_C}^{\infty} D_C(W) f(W,T) dW = \frac{2}{\sqrt{\pi}} N_C F_{1/2} \left(\frac{W_F - W_C}{k_B T} \right) \quad 3.4$$

$$f(W,T) = \frac{1}{\exp\left(\frac{W - W_F}{k_B T}\right) + 1}, \text{ Fermiverteilung}$$

$$F_r(x) := \int_0^{\infty} \frac{y^r}{1 + \exp(y+x)} dy, \text{ Fermiintegral}$$

$$\text{mit } y := \frac{W - W_C}{k_B T} \text{ und } x := \frac{W_C - W_F}{k_B T}$$

$$N_C := 2 \left(\frac{2\pi m_C^* k_B T}{h^2} \right)^{3/2}$$

Analog ergibt sich die Löcherdichte zu:

$$p = \frac{2}{\sqrt{\pi}} N_V F_{1/2} \left(\frac{W_V - W_F}{k_B T} \right) \quad 3.5$$

Die Dichte der Dotierstellen lässt sich in guter Näherung durch eine deltaförmige Zustandsdichte bei den jeweiligen Donator- bzw. Akzeptorenergien beschreiben. Dadurch ergeben sich folgende Dichten der ionisierten Störstellen:

$$N_D^+ = N_D \left[1 - \frac{1}{1 + \frac{1}{g_D} \exp\left(\frac{W_D - W_F}{k_B T}\right)} \right] \quad 3.6$$

$$N_A^- = \frac{N_A}{1 + g_A \exp\left(\frac{W_A - W_F}{k_B T}\right)}$$

g_A, g_D : Spin-Entartungsfaktoren für Elektronen bzw. schwere und leichte Löcher

Die explizite Lösung der Gleichungen wird dann auf numerischem Wege berechnet. Hierbei diskretisiert man zunächst die zu berechnende Struktur in hinreichend kleine Intervalle Δz mit Stützstellen z_i . Ausgehend von einem oberen und unteren Testferminiveau ($W_{F,\max}$, $W_{F,\min}$) wird dann die Ladungsdichte $\rho(z_0)$ an der erste Stützstelle berechnet. Durch sukzessive numerische Integration der Poisson-Gleichung erhält man die elektrische Verschiebungsdichte

$$D(z_{i+1}) = D(z_i) + \rho(z_i) \cdot \Delta z \quad , \quad 3.7$$

sowie das Potential

$$V(z_{i+1}) = V(z_i) - D(z_i) \cdot \frac{\Delta z}{\epsilon_r \epsilon_0} \quad , \quad 3.8$$

welches wiederum in das Fermiintegral für die Ladungsdichte $\rho(z_{i+1})$ eingeht. Wurde ein zu hohes bzw. zu niedriges Fermienergielevel angenommen, so wird das Potential schnell in positiver bzw. negativer Richtung gegen Unendlich divergieren. Das reale Fermienergielevel lässt sich somit durch Überprüfung der Potentialdivergenzrichtung und eine Folge von Intervallschachtelungen aus den anfänglichen Niveaus $W_{F,\max}$ und $W_{F,\min}$ ermitteln. Abbruchkriterium für die Intervallschachtelung ist dabei die integrale Ladungsneutralität über die gesamte Struktur.

Der ortsabhängige Leitungsbandverlauf ergibt sich aus dem elektrischen Potential $V(z)$ durch

$$W_C = -qV(z) \quad . \quad 3.9$$

Heteroübergänge werden dabei durch Addition der Leitungsbanddiskontinuitäten berücksichtigt. Die elektrische Feldstärke $E(z)$ erhält man durch negative Ableitung des Potentials nach dem Ort.

$$E(z) = -\frac{dV(z)}{dz} \quad 3.10$$

Die Energiebarriere, die sich aufgrund von Oberflächenzuständen bei Schottky-Dioden an der Grenzfläche zwischen Halbleiter und Metall ausbildet [58,59], wird durch Randbedingungen an der Grenzfläche berücksichtigt, die so gewählt werden, dass sich dadurch im spannungslosen Zustand an der Grenzfläche eine Potentialbarriere im Leitungsband einstellt, die mit experimentell bestimmten Werten der jeweils verwendeten Kontaktmetalle und Halbleitermaterialien übereinstimmt [60,61]. Aufgrund der Bildladungskraft der Elektronen ändert sich vor einer Metall-Halbleiter-Grenzfläche die Elektronenenergie gemäß [62]

$$\Delta W_B(z) = -\frac{q^2}{16\pi\epsilon_r\epsilon_0 z} \quad 3.11$$

Dadurch wird die Barrierenhöhe W_{B0} um ΔW_B abgesenkt und der Ort der maximalen Potentialenergie liegt nicht mehr direkt am Metall-Halbleiter-Übergang, sondern ist in den Halbleiter verschoben (s. Abbildung 3.12).

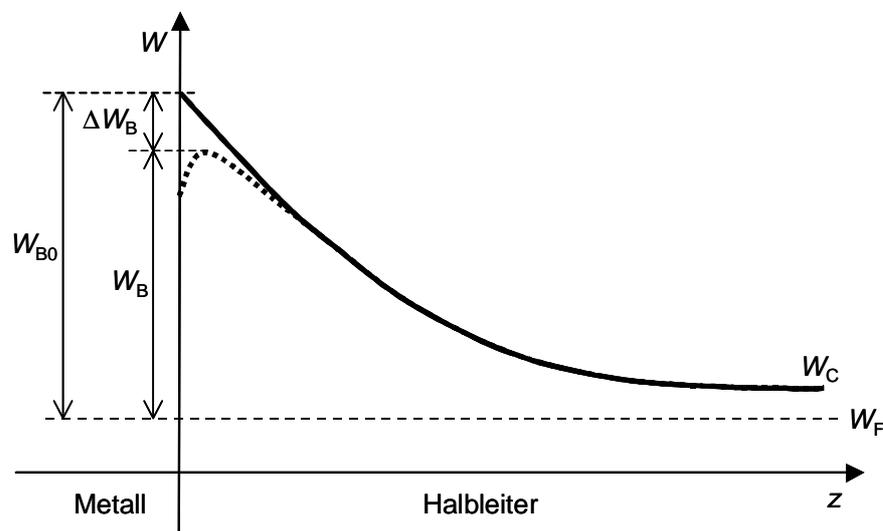


Abbildung 3.12: Schematische Darstellung der Barrierenabsenkung aufgrund der Bildladungskraft

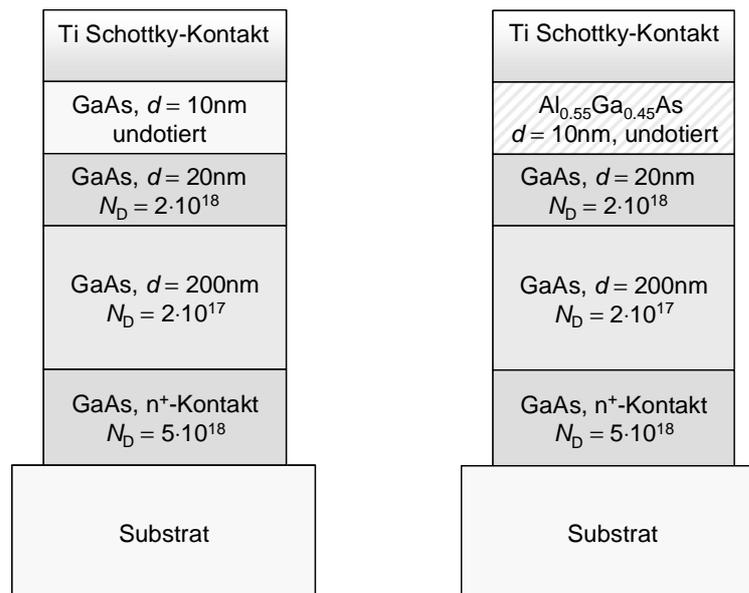


Abbildung 3.13: Schematische Schichtstruktur einer inhomogen dotierten Schottky-Diode
a) ohne Heterobarriere b) mit Heterobarriere

Der berechnete Bandkantenverlauf, die Ladungsträgerdichte und die elektrische Feldstärke einer inhomogen dotierten Schottky-Diode gemäß Abbildung 3.13 a) ist in Abbildung 3.14 dargestellt. Abbildung 3.15 zeigt die entsprechenden Graphen einer inhomogen dotierten Schottky-Diode, die direkt am Kontakt mit einer zusätzlichen AlGaAs-Barriere versehen ist (s. Abbildung 3.13 b)). Aufgrund der Oberflächenbandverbiegung an der Metall-Halbleiter-Grenzfläche bildet sich eine Potentialbarriere im Leitungsband aus, die durch das hohe elektrische Feld frei von Elektronen ist. Die Höhe und Breite dieser Barriere bestimmt maßgeblich den Konvektionsstrom der Diode und hat damit auch einen Einfluss auf die maximal möglichen Aussteuerungsamplituden und den Wirkungsgrad des Frequenzvervielfachers. Durch den Einbau einer Heterobarriere ist eine zusätzliche Verringerung des Konvektionsstroms möglich (s. Abschnitt 6.2). Im Anschluss an die Schottky-Barriere ist aufgrund der hohen Dotierung der teilweise entarteten n^+ -Schicht eine deutliche Ladungsträgeranhäufung festzustellen, die zu einer hohen maximalen Kapazität des Varaktors führt.

Wie in Abbildung 3.16 deutlich zu erkennen ist, wird die Entartung der n^+ -Schicht durch Anlegen einer Sperrspannung aufgehoben. Mit zunehmender Sperrspannung

verschwindet die Ladungsträgeranhäufung und es wird zunächst die n^+ -Schicht und für $U > 1\text{V}$ auch die darauf folgende n -Schicht von Elektronen freigeräumt. Die Raumladungszone dehnt sich aus und man erhält dadurch eine spannungsabhängige Kapazität. Dieses Verhalten ist auch am Verlauf des elektrischen Feldes abzulesen, das mit zunehmender Sperrspannung weiter in die Entleerungsschicht hineinreicht (s. Abbildung 3.16 c)). Die verschiedenen Dotierungsbereiche der Diode sind dabei an den unterschiedlichen Steigungen des elektrischen Feldes zu erkennen. Ein starker Abfall des elektrischen Feldes entspricht einer hohen Dotierungskonzentration und eine geringe Steigung erhält man in niedrig dotierten Schichten. Für Sperrspannungen zwischen 0 V und 1 V fällt das elektrische Feld noch vollständig in der n^+ -Schicht ab und die Raumladungszonenweite ändert sich nur geringfügig mit der Spannung. Wird die Sperrspannung jedoch darüber hinaus erhöht, so dringt das elektrische Feld auch in die n -Schicht ein und die Raumladungszonenweite nimmt deutlich zu.

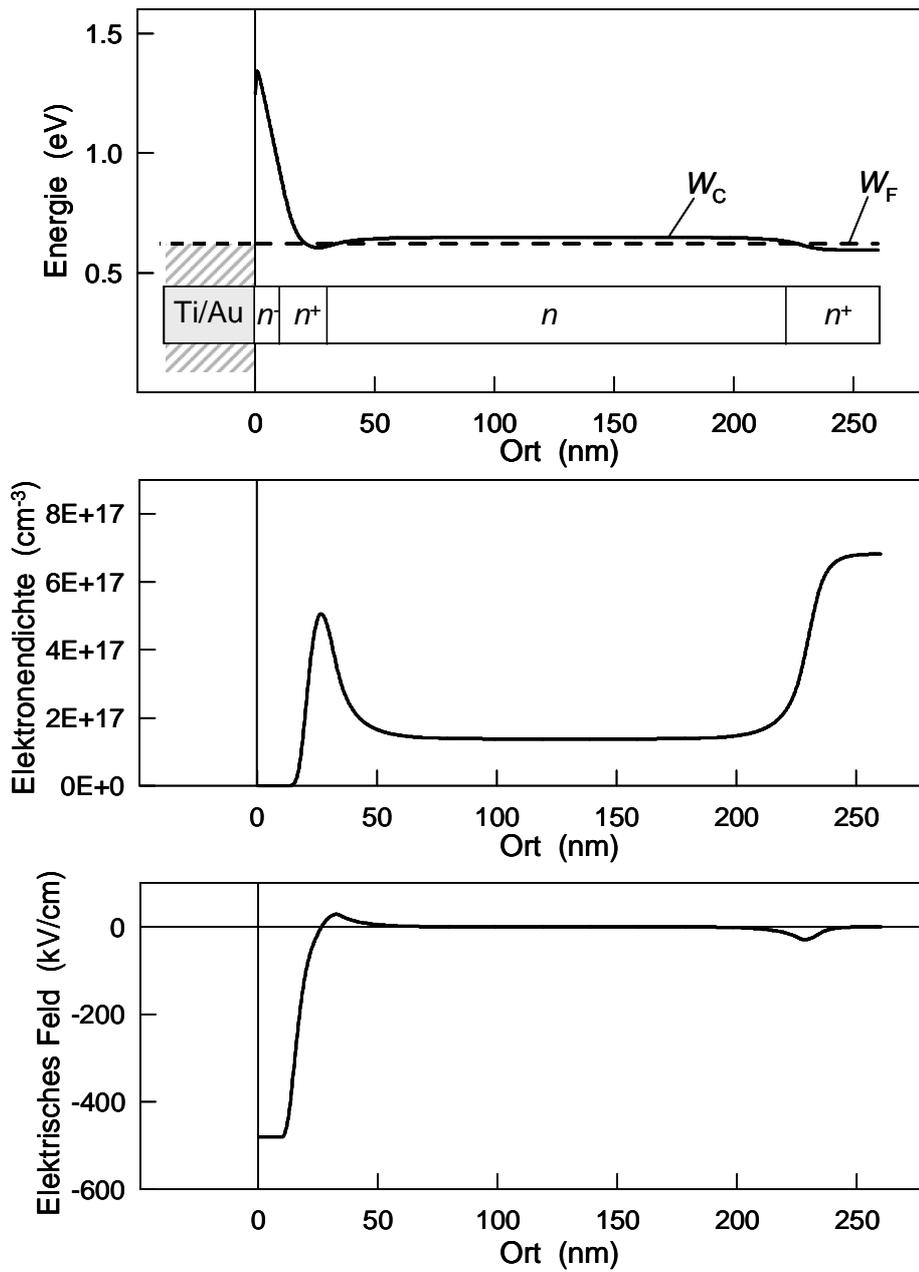


Abbildung 3.14: Berechneter Leitungsbandverlauf, Elektronendichte und elektrisches Feld einer inhomogen dotierten Schottky-Diode gemäß Abbildung 3.13 a) im spannungslosen Zustand

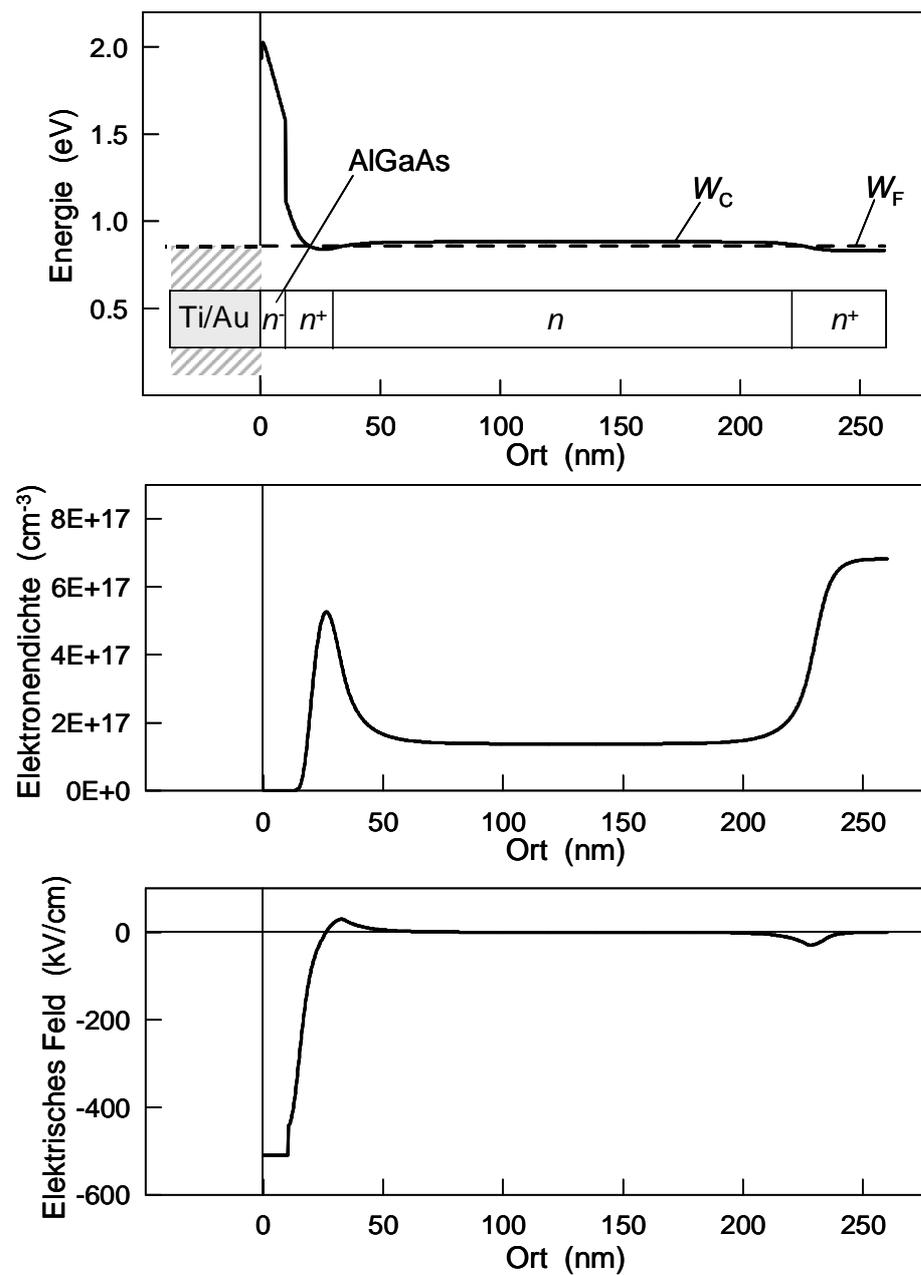


Abbildung 3.15: Berechneter Leitungsbandverlauf, Elektronendichte und elektrisches Feld einer inhomogen dotierten Schottky-Diode gemäß Abbildung 3.13 b) im spannungslosen Zustand

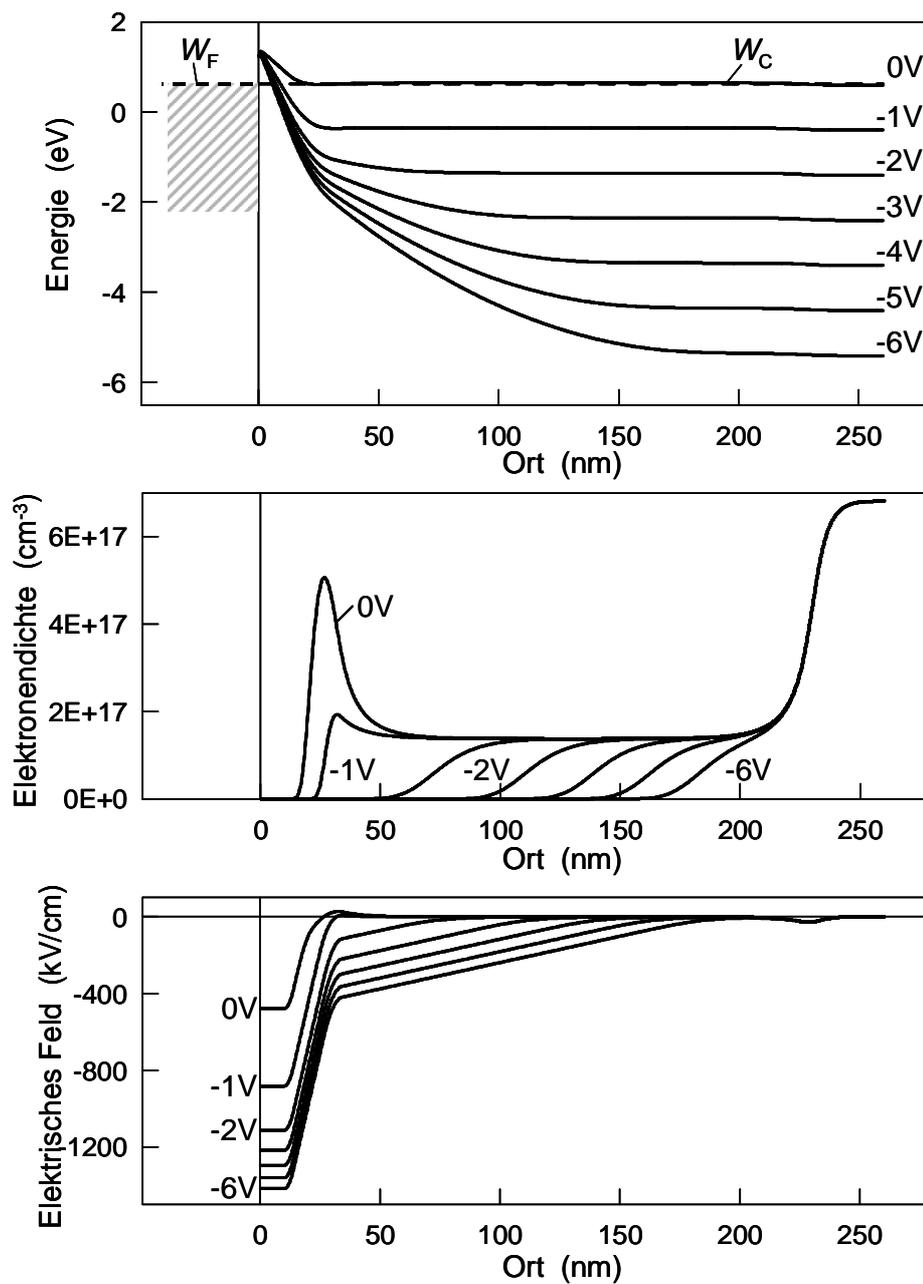


Abbildung 3.16: Berechneter Leitungsbandverlauf, Elektronendichte und elektrisches Feld einer in Sperrichtung gepolten ($U = 0 \text{ V} \dots -6 \text{ V}$), inhomogen dotierten Schottky-Diode gemäß Abbildung 3.13 a)

3.2.2 Kapazitäts-Spannungs-Charakteristik

Die effektive Wechselladungskapazität C , die sich durch die oben beschriebene spannungsabhängige Raumladungszonenweite der Diode ergibt, lässt sich aus der Änderung der Ladung Q mit der Spannung U bestimmen [63].

$$C = \frac{dQ}{dU} \quad 3.12$$

Die in einem Volumen eingeschlossene Ladung Q kann man mit Hilfe des Gaußschen Satzes durch das Integral der dielektrischen Verschiebung D über der Hüllfläche berechnen.

$$Q = \oint_H \vec{D} \cdot d\vec{A} \quad 3.13$$

Das zu berücksichtigende Volumen ist in diesem Fall die Verarmungsschicht. Da im Bereich der Kontaktschicht die dielektrische Verschiebung nahezu null ist, liefert nur die an der Barriere angrenzende Fläche einen Beitrag für die Ladung. Die dielektrische Verschiebung ist folgendermaßen über die Dielektrizitätskonstante ε mit dem elektrischen Feld verknüpft:

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad 3.14$$

Und man erhält damit unter Berücksichtigung der Diodenfläche A die effektive Wechselladungskapazität im eindimensionalen Fall.

$$C = \varepsilon A \frac{dE}{dU} \quad 3.15$$

Sie lässt sich folglich aus der Änderung des elektrischen Feldes, das über die Poisson-Gleichung berechnet wird, mit der angelegten Spannung U bestimmen.

3.2.3 Strom-Spannungs-Charakteristik

Der Konvektionsstrom von Schottky-Dioden wird in erster Linie von Majoritätsladungsträgern bestimmt [62]. Minoritätsladungsträgerströme werden deshalb bei der folgenden Betrachtung vernachlässigt. Bei einem Metall-Halbleiter-Übergang tragen im Wesentlichen die in Abbildung 3.17 dargestellten Prozesse, d.h. thermionische Emission (TE), Feldemission (FE) und thermisch unterstützte Feldemission (TFE) zum

Stromtransport bei. Bei der thermionischen Emission handelt es sich um klassischen Transport von Elektronen über die Potentialbarriere, während die Feldemission und die thermisch unterstützte Feldemission quantenmechanische Tunnelprozesse durch die Barriere darstellen.

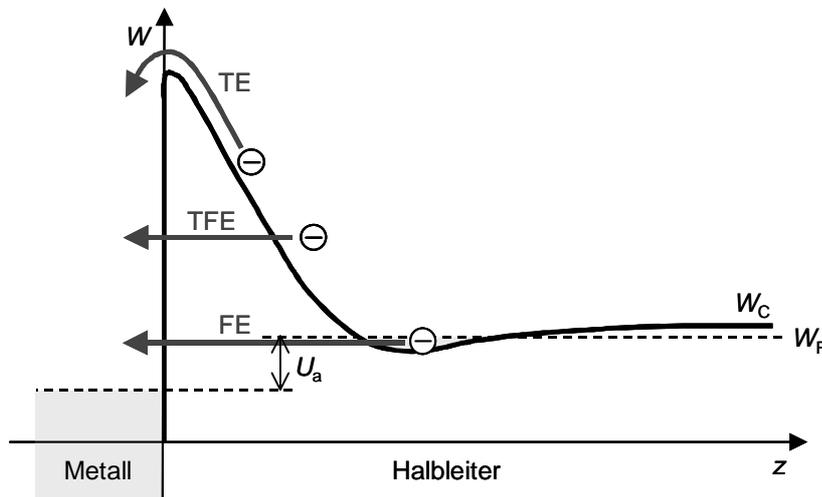


Abbildung 3.17: Schematische Darstellung eines Metall-Halbleiter-Kontakts unter Vorwärtsspannung U_a und der dominierenden Stromtransportmechanismen: thermionische Emission (TE), thermische Feldemission (TFE) und Feldemission (FE)

Die Stromdichte J durch und über eine Barriere ist allgemein gegeben durch die Anzahl der geladenen Teilchen, die sich mit der Geschwindigkeit v_i in eine Richtung bewegen, die Energie W_i , die Besetzungswahrscheinlichkeit $f(W_i)$ und die Zustandsdichte $N(W_i)$ besitzen und mit einer durch den Transmissionsfaktors T_i bestimmten Wahrscheinlichkeit die Barriere überwinden.

$$J = q \sum_i N(W_i) f(W_i) T_i v_i \quad 3.16$$

Unter Verwendung der Fermiverteilung

$$f(W_p, W_s) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{W_p + W_s - W_F}{k_B T}\right)} \quad 3.17$$

und der parabolischen Näherung für die Zustandsdichte im k -Raum

$$W_p = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*}, \quad W_s = \frac{\hbar^2 (k_x^2 + k_y^2)}{2m^*} \quad 3.18$$

erhält man die Stromdichte in integraler Form.

$$J = \frac{qm^*k_B T}{2\pi^2\hbar^3} \int_0^\infty dW_p \int_0^\infty dW_s T_q(W_p, W_s) f(W_p, W_s) \quad 3.19$$

Hierbei ist W_p die kinetische Energie der Elektronen parallel zur z -Richtung und W_s die kinetische Energie der Elektronen senkrecht dazu. Berücksichtigt man nur Ladungsträger, die senkrecht auf die Barriere stoßen

$$f(W_p, W_s) = f(W_p) \delta(W_s), \quad 3.20$$

so vereinfacht sich das Integral zu [64]:

$$J = \frac{qm^*k_B T}{2\pi^2\hbar^3} \int_0^\infty T_q(W_p) S(W_p) dW_p, \quad 3.21$$

mit der Elektronenverteilung $S(W_p)$

$$S(W_p) = \ln \left(\frac{1 + \exp\left(\frac{W_F - W_p}{k_B T}\right)}{1 + \exp\left(\frac{W_F - W_p - eU}{k_B T}\right)} \right) \quad 3.22$$

Der Transmissionsfaktor $T_q(W_p)$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit welcher ein Elektron, das die Energie W_p hat, die Potentialbarriere überwinden kann. T_q berücksichtigt sowohl thermionische Emission über die Barriere, als auch Tunnelprozesse durch die Barriere und hängt im Wesentlichen von der Höhe und der Breite der Barriere ab.

Ausgangspunkt für die Berechnung des Transmissionsfaktors ist die eindimensionale zeitunabhängige Schrödingergleichung für Elektronen mit der Wellenfunktion $\Psi(z)$ und für ein ortsabhängiges Potential $V(z)$ [65].

$$\frac{d^2}{dz^2} \Psi(z) = -\frac{2m^*}{\hbar^2} (W_p - V(z)) \Psi(z) \quad 3.23$$

Während für Heterobarrieren aufgrund ihres stufen- oder dreiecksförmigen Potentialverlaufs eine exakte analytische Lösung der Schrödingergleichung gefunden

werden kann [65,38], ist dies für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Schottky-Barrieren nicht möglich. Es wird deshalb auf die WKB-Methode zurückgegriffen, die eine allgemeine Näherung für die eindimensionale stationäre Schrödingergleichung bei beliebigen Barrierenformen $V(z)$ darstellt [66,67]. In dieser Näherung hat die Wellenfunktion die Form

$$\Psi(z) \sim \exp\left(\pm j \int k(z) dz\right) . \quad 3.24$$

Es handelt sich also in der Umgebung jedes Punktes z um eine ebene Welle der Energie W mit der lokalen Wellenzahl

$$k(z) = \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2} (W - V(z))} . \quad 3.25$$

Dabei müssen folgende Fälle unterschieden werden: Für $W > V(z)$ ist $k(z)$ reell und die Wellenfunktion hat oszillierenden Charakter. Für $W < V(z)$ hat die Wellenfunktion exponentiell ansteigenden oder abfallenden Charakter.

Das in Abbildung 3.18 dargestellte Problem eines Elektrons der Energie W , das auf eine Potentialbarriere $V(z)$ trifft, wird durch die Umkehrpunkte z_0 und z_1 , die durch $W = V(z_0) = V(z_1)$ definiert sind, in drei Bereiche aufgeteilt.

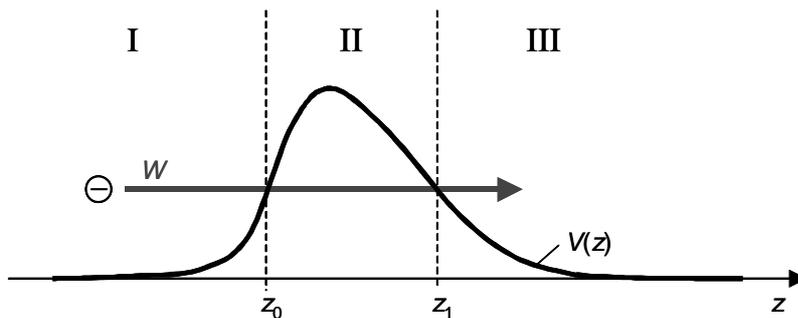


Abbildung 3.18: Quantenmechanisches Tunneln eines Elektrons der Energie W durch eine Potentialbarriere $V(z)$

In den klassisch erlaubten Bereichen I und III entspricht die Wellenfunktion einer hinlaufenden und rücklaufenden ebenen Welle [65].

$$\Psi_I(z) = \frac{A}{\sqrt{|k(z)|}} \exp\left(j \int_z^{z_0} k(z) dz\right) + \frac{B}{\sqrt{|k(z)|}} \exp\left(-j \int_z^{z_0} k(z) dz\right) \quad 3.26$$

$$\Psi_{III}(z) = \frac{E}{\sqrt{|k(z)|}} \exp\left(j \int_{z_1}^z k(z) dz\right) + \frac{F}{\sqrt{|k(z)|}} \exp\left(-j \int_{z_1}^z k(z) dz\right) \quad 3.27$$

Für den Fall, dass keine Welle von rechts her einläuft, gilt $F = 0$. Eine analoge Gleichung ergibt sich im klassisch verbotenen Bereich II, wo die Wellenfunktion aus einem exponentiell abfallendem und einem exponentiell ansteigendem Anteil besteht:

$$\Psi_{II}(z) = \frac{C}{\sqrt{|K(z)|}} \exp\left(-\int_{z_0}^z K(z) dz\right) + \frac{D}{\sqrt{|K(z)|}} \exp\left(\int_{z_0}^z K(z) dz\right) \quad 3.28$$

Nach Umformung von $\Psi_I(z)$ in Kosinus- und Sinus-Terme

$$\begin{aligned} \Psi_I(z) = & \left(A e^{-j\frac{\pi}{4}} + B e^{j\frac{\pi}{4}} \right) \frac{1}{\sqrt{|k(z)|}} \cos\left(\int_z^{z_0} k(z) dz - \frac{\pi}{4}\right) \\ & + j \left(-A e^{-j\frac{\pi}{4}} + B e^{j\frac{\pi}{4}} \right) \frac{1}{\sqrt{|k(z)|}} \sin\left(\int_z^{z_0} k(z) dz - \frac{\pi}{4}\right) \end{aligned} \quad 3.29$$

ergibt sich unter Berücksichtigung der Stetigkeitsbedingungen für die Wellenfunktion und deren Ableitung am Übergang zwischen den Bereichen I und II folgende Transfermatrix:

$$\begin{pmatrix} C \\ D \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} e^{-j\frac{\pi}{4}} & e^{j\frac{\pi}{4}} \\ j2e^{-j\frac{\pi}{4}} & -j2e^{j\frac{\pi}{4}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} \quad 3.30$$

Mit $r = \exp\left(\int_{z_0}^{z_1} k(z) dz\right)$ lässt sich $\Psi_{II}(z)$ folgendermaßen schreiben:

$$\Psi_{II}(z) = \frac{C}{\sqrt{|K(z)|}} \frac{1}{r} \exp\left(-\int_z^{z_1} K(z) dz\right) + \frac{D}{\sqrt{|K(z)|}} r \exp\left(\int_z^{z_1} K(z) dz\right) \quad 3.31$$

Mit den Anschlussbedingungen für die Bereiche II und III erhält man dann

$$\begin{pmatrix} C \\ D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -jre^{j\frac{\pi}{4}} & jre^{-j\frac{\pi}{4}} \\ \frac{1}{2r}e^{j\frac{\pi}{4}} & \frac{1}{2r}e^{-j\frac{\pi}{4}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ F \end{pmatrix} . \quad 3.32$$

Fasst man beide Transfermatrizen zusammen, so ergibt sich

$$\begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 2r + \frac{1}{2r} & j\left(2r - \frac{1}{2r}\right) \\ -j\left(2r - \frac{1}{2r}\right) & 2r + \frac{1}{2r} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ F \end{pmatrix} . \quad 3.33$$

Der Transmissionsfaktor T_q errechnet sich, unter der Annahme, dass im Unendlichen nichts reflektiert wird ($F = 0$), aus dem Verhältnis der Amplituden der transmittierten und der einlaufenden Wellenfunktion.

$$T_q = \frac{|E|^2}{|A|^2} = \left| \frac{1}{r + \frac{1}{4r}} \right|^2 \approx \frac{1}{1 + r^2} \quad 3.34$$

Die Transmissionswahrscheinlichkeit für ein Elektron mit der Energie W ergibt sich somit zu [68]:

$$T_q(W) = \frac{1}{1 + \exp(2\gamma(W))} \quad 3.35$$

$$\text{mit } \gamma(W) = \int_{z_0(W)}^{z_1(W)} K(z, W) dz ,$$

$$K(z, W) = \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2} (V(z) - W)}$$

Mit Hilfe von $T_q(W)$ lässt sich dann die Konvektionsstromdichte J gemäß Gleichung 3.21 berechnen.

In Abbildung 3.19 sind die berechneten und gemessenen Kapazitäts-Spannungs- und Strom-Spannungs-Kennlinien einer inhomogen dotierten Schottky-Diode mit Heterobarriere dargestellt. Es ist eine gute Übereinstimmung zwischen den theoretischen und den experimentellen Kurvenverläufen festzustellen.

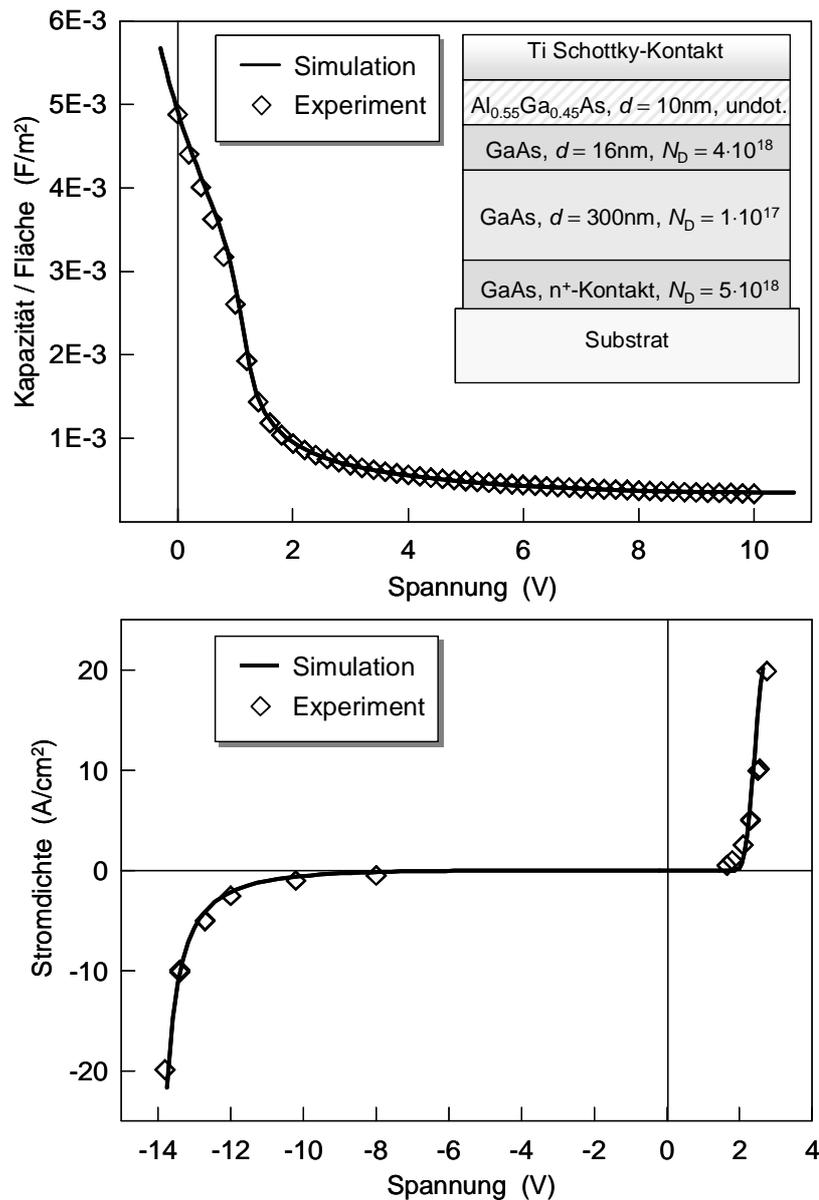


Abbildung 3.19: Theoretische und experimentelle Kapazitäts-Spannungs- und Strom-Spannungs-Kennlinie einer inhomogen dotierten Schottky-Diode (Schichtstruktur s. dargestellte Skizze)

3.3 Simulation des ASV

Mit den im vorherigen Abschnitt berechneten Kennlinien der einzelnen Dioden kann nun der ASV simuliert werden [52]. Hierbei muss die in Abschnitt 3.1.1 erläuterte Gleichspannungsaufladung berücksichtigt werden, die zu einer Verschiebung der Kapazitäts-Spannungs- bzw. Elastanz-Ladungs-Kennlinien der Einzeldioden führt. Die

Stärke dieser Verschiebung hängt von der Amplitude der Ladungsaussteuerung und damit von der Amplitude des Eingangssignals ab.

3.3.1 Kapazitäts-Spannungs-Charakteristik

Um die Hochfrequenz-Kapazitäts-Spannungs-Charakteristik des ASV zu berechnen, muss der Zusammenhang zwischen der Ladungsverschiebung ΔQ und der Leistung P_1 des Eingangssignals bestimmt werden. Setzt man für optimalen Wirkungsgrad Gleichung 2.41 in Gleichung 2.36 ein, so erhält man für optimale Anpassung die Eingangsleistung P_1 in Abhängigkeit von der Ladungsaussteuerung q_1 .

$$P_1 = \frac{1}{8} \sqrt{16\omega^4 R_S^2 q_1^4 + \omega^2 S_{\min}^2 A_{NL}^2 q_1^8} \quad 3.36$$

Da die Ladungsverschiebung der Einzeldioden etwa der Amplitude der Ladungsaussteuerung entspricht, ergibt sich damit ΔQ in Abhängigkeit von P_1 .

$$\Delta Q = \frac{\left(\left(-R_S^2 \omega^3 + \sqrt{R_S^4 \omega^6 + S_{\min}^2 A_{NL}^2 P_1^2} \right) 8\omega^3 S_{\min}^2 A_{NL}^2 \right)^{\frac{1}{4}}}{\omega S_{\min} A_{NL}} \quad 3.37$$

Unter Berücksichtigung der Gleichungen 2.42 und 2.44 berechnet sich die Ladungsverschiebung zu

$$\Delta Q = \frac{\left(\left(-R_S^2 \omega^3 + \sqrt{R_S^4 \omega^6 + \frac{\Delta S^2}{9q_{\max}^4} P_1^2} \right) 8\omega^3 \frac{\Delta S^2}{9q_{\max}^4} \right)^{\frac{1}{4}}}{\omega \frac{\Delta S}{3q_{\max}^2}} \quad 3.38$$

Damit lässt sich dann die Kapazitäts-Spannungs- bzw. Elastanz-Spannungs-Kennlinie des ASV berechnen, die sich aus den um ΔQ verschobenen Kennlinien der Einzeldioden ergibt. Man erhält dadurch eine Gesamtkennlinie, deren Form von der Eingangsleistung und der Frequenz abhängt. Abbildung 3.20 zeigt die entsprechende Elastanz-Spannungs-Kennlinien eines ASV (Schichtstruktur s. Abbildung 3.19) für verschiedene Eingangsleistungen bei einer Frequenz von 77 GHz. Dargestellt ist jeweils nur der für eine gegeben Eingangsleistung angesteuerte Bereich der Kennlinie.

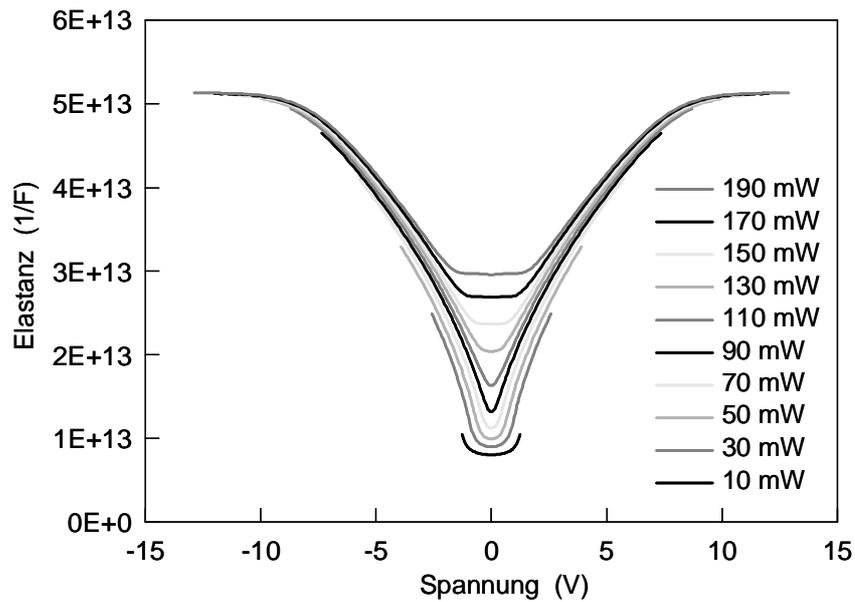


Abbildung 3.20: Theoretische Hochfrequenz-Elastanz-Spannungs-Kennlinie eines inhomogen dotierten ASV (Fläche = $6 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$, $R_S = 4 \Omega$, Schichtstruktur s. Abbildung 3.19) für verschiedene Eingangsleistungen ($P_1 = 10 \dots 190 \text{ mW}$, $f_1 = 77 \text{ GHz}$) unter Berücksichtigung der mittels Gleichung 3.38 genäherten Ladungsverschiebung ΔQ

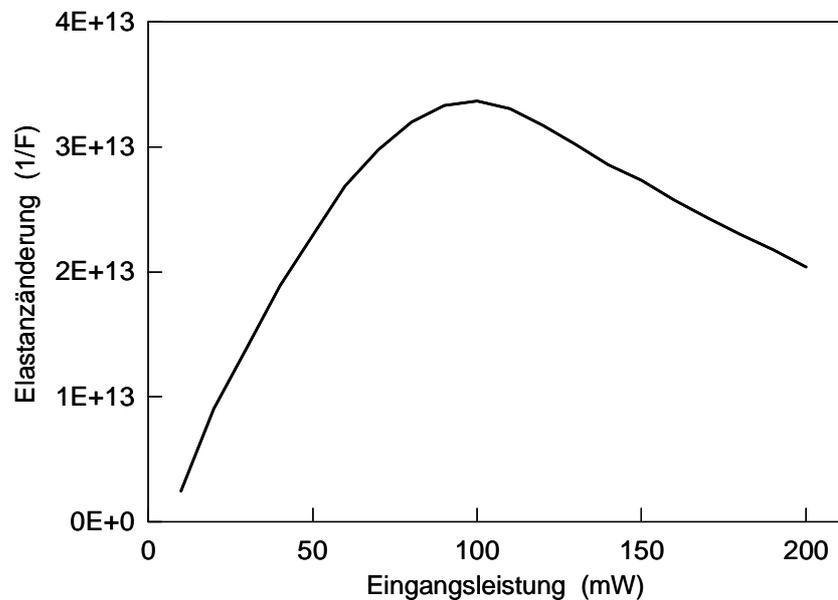


Abbildung 3.21: Elastanzänderung ΔS eines inhomogen dotierten ASV ($R_S = 4 \Omega$, Fläche = $6 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$, Schichtstruktur s. Abbildung 3.19) in Abhängigkeit von der Eingangsleistung P_1 bei einer Frequenz von 77 GHz

Es ist deutlich zu erkennen, dass die Aussteuerungsamplitude mit wachsender Eingangsleistung zunimmt und die Elastanzänderung ΔS , die ein wesentliches Kriterium für die Güte eines Vervielfachers ist, bei Erhöhung von P_1 zunächst zunimmt und für Leistungen über 100 mW wieder abnimmt. Der Zusammenhang zwischen der Elastanzänderung und der Eingangsleistung ist in Abbildung 3.21 dargestellt. Die Lage des Maximums wird durch das Dotierungsprofil und die Fläche der verwendeten Dioden bestimmt. Es ist somit möglich, den ASV so zu dimensionieren, dass für eine bestimmte Eingangsleistung, die durch die zur Verfügung stehende Leistungsquelle bei der Grundwelle gegeben ist, die maximale Elastanzänderung genau bei dieser Leistung erreicht wird.

3.3.2 Strom-Spannungs-Charakteristik

Die statische Strom-Spannungs-Kennlinie eines ASV lässt sich ebenfalls aus der Kennlinie einer einzelnen Schottky-Diode berechnen.

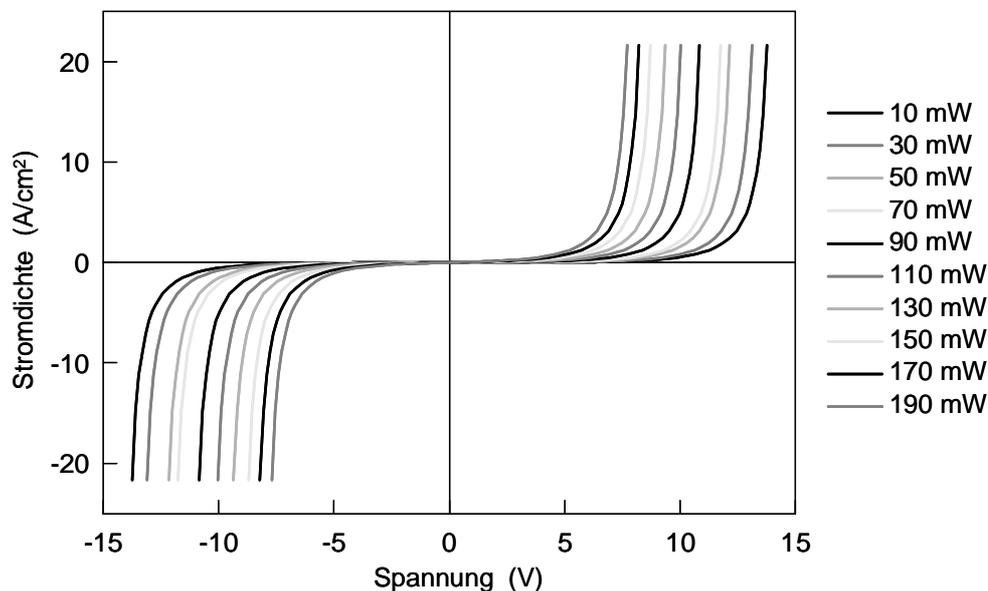


Abbildung 3.22: Theoretische Stromdichte-Spannungs-Kennlinie eines inhomogen dotierten ASV (Schichtstruktur s. Abbildung 3.19) für verschiedene Eingangsleistungen ($P_1 = 10 \dots 190$ mW, $f_1 = 77$ GHz) unter Berücksichtigung der mittels Gleichung 3.38 genäherten Ladungsverschiebung ΔQ (Die Kennlinien bei den unterschiedlichen Eingangsleistungen sind nur im jeweiligen Aussteuerungsbereich gültig.)

Da bei einer anti-seriellen Verschaltung zweier Dioden immer eine der beiden Dioden in Sperrrichtung gepolt ist, wird die Gesamtkennlinie durch den jeweiligen Sperrstrom der negativ gepolten Diode bestimmt. Analog zur Berechnung der Hochfrequenz-Elastanz-Spannungs-Kennlinie muss auch bei der Simulation der dynamischen Strom-Spannungs-Charakteristik des ASV die Ladungsverschiebung ΔQ berücksichtigt werden, die zu einer Verschiebung der Kennlinien der Einzeldioden führt. Die resultierende Stromdichte-Spannungs-Kennlinie eines ASV mit einer Schichtstruktur gemäß Abbildung 3.19 für verschiedene Eingangsleistungen bei einer Frequenz von 77 GHz ist in Abbildung 3.22 dargestellt. Hierbei ist anzumerken, dass die einzelnen Kennlinien, die zur Veranschaulichung komplett eingezeichnet wurden, nur innerhalb des Aussteuerungsbereiches bei der entsprechenden Eingangsleistung gültig sind. Berücksichtigt man die jeweilige Aussteuerungsamplitude bei den einzelnen unterschiedlichen Eingangsleistungen, so ergibt sich der in Abbildung 3.23 dargestellte Zusammenhang zwischen Eingangsleistung und maximaler Stromdichte.

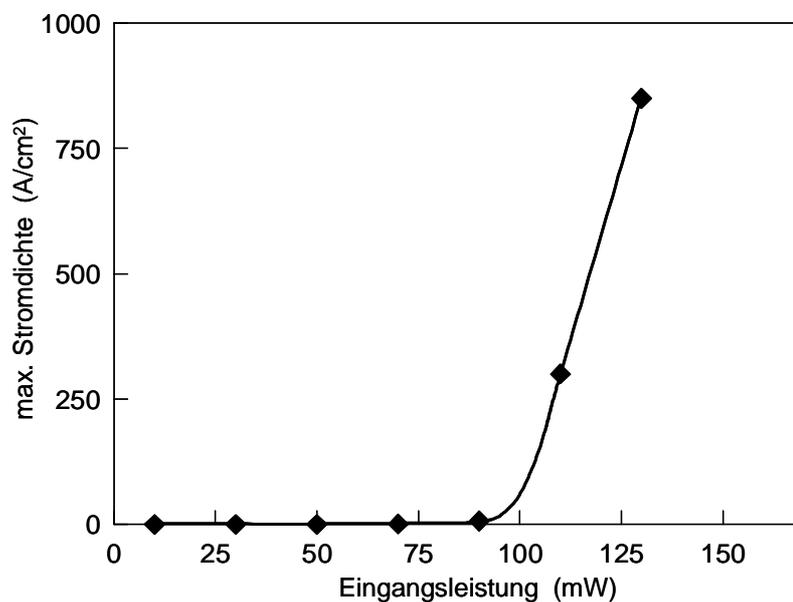


Abbildung 3.23: Theoretische maximale Stromdichte eines inhomogen dotierten ASV (Schichtstruktur s. Abbildung 3.19) in Abhängigkeit von der Eingangsleistung

3.3.3 Verdreifachereigenschaften

Als Grundlage für die Berechnung der Verdreifachereigenschaften des Bauelements dienen die Strom-Spannungs- und Kapazitäts-Spannungs-Kennlinien des ASV. Über eine Spannungsaussteuerung der aktiven Zonen

$$u_a(t) = U_{a1} \sin(\omega t) + U_{a3} \sin(3\omega t + \varphi), \quad 3.39$$

mit der Grundwellenamplitude U_{a1} , der Oberwellenamplitude U_{a3} und dem Phasenwinkel φ lässt sich mittels Fourieranalyse der Oberwellengehalt der Ströme bestimmen. Die Ströme setzen sich aus zwei Anteilen zusammen.

$$i(t) = i_{ver}(t) + i_{konv}(t) \quad 3.40$$

Den Verschiebungsstrom i_{ver} erhält man aus der Ladungsträgerverschiebung in der Modulationsschicht.

$$i_{ver}(t) = C(u_a(t), \Delta Q) \frac{du_a(t)}{dt} \quad 3.41$$

Der Konvektionsstrom $i_{konv}(u_a(t), \Delta Q)$ entspricht bei Vernachlässigung von $\frac{d\Delta Q}{dt}$ dem Strom über die Schottky-Barriere. Berücksichtigt man den Serienwiderstand des ASV so erhält man

$$u(t) = u_a(t) + i(t)R_S \quad 3.42$$

Über eine Fourieranalyse lassen sich die Strom- und Spannungskomponenten bei den entsprechenden Frequenzen berechnen. Diese ergeben sich mit Hilfe der komplexen Phasoren-Darstellung zu:

$$\begin{aligned} \underline{u}_n &= u_n \exp(j(n\omega t + \varphi_n)) \\ \underline{i}_n &= i_n \exp(j(n\omega t + \varphi_n)) \end{aligned} \quad \text{für } n = \{1, 3\} \quad 3.43$$

Aus den Strom- und Spannungskomponenten in komplexer Phasoren-Darstellung lassen sich Eingangsleistung P_1 , Ausgangsleistung P_3 und der Wirkungsgrad η des Frequenzvervielfachers bestimmen.

$$P_{1,3} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \{ \underline{u}_{1,3} \dot{i}_{1,3}^* \} \quad 3.44$$

$$\eta = -\frac{P_3}{P_1} \quad 3.45$$

Die Berechnung der Ausgangsleistung und des Wirkungsgrads geschieht dabei auf numerischem Weg. Da zum einen die Form der verwendeten Elastanz-Ladungs-Kennlinie von der Eingangsleistung P_1 abhängt, andererseits P_1 aber über die Fourieranalyse erst berechnet wird, erfolgt die Bestimmung von P_1 über eine Intervallschachtelung.

Für optimale Oberwellenleistung bzw. optimalen Wirkungsgrad ist die Wahl der Spannungsamplituden U_{a1} und U_{a3} , sowie der Phase φ sehr wichtig. U_{a1} ist durch die Amplitude der Ladungsaussteuerung bei der Grundwelle bestimmt, die wiederum von der Eingangsleistung P_1 abhängt. Für U_{a3} und φ kann hinsichtlich maximalen Wirkungsgrades oder auch maximaler Ausgangsleistung jeweils ein Optimum gefunden werden. Abbildung 3.24 zeigt die Oberwellenleistung P_3 und den Wirkungsgrad η eines ASV in Abhängigkeit von der Spannungsamplitude der Oberwelle bei einer Grundwellenamplitude von $U_{a1} = 5,8 \text{ V}$. Der Zusammenhang zwischen Oberwellenleistung und Phase φ bzw. Wirkungsgrad und φ ist in Abbildung 3.25 dargestellt. In beiden Fällen sind die Maxima von Ausgangsleistung und Wirkungsgrad gegeneinander verschoben.

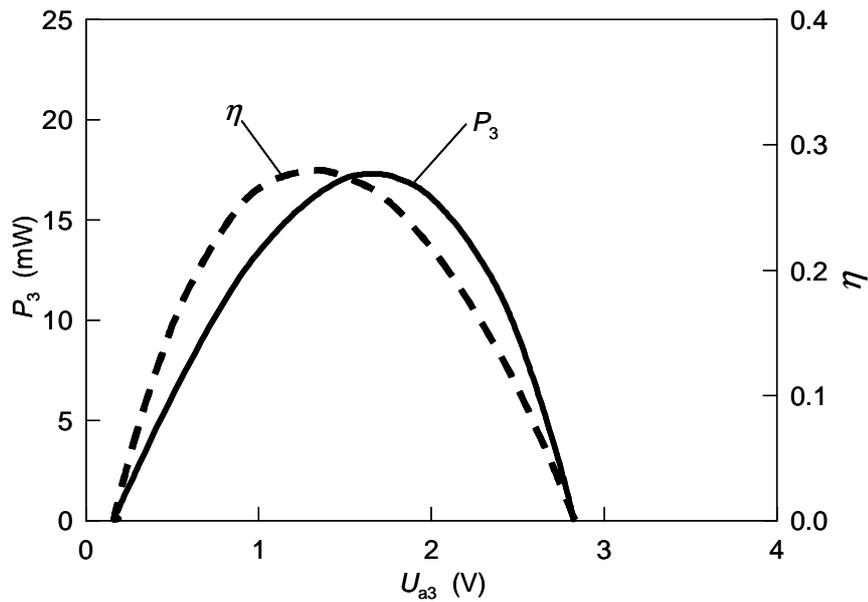


Abbildung 3.24: Oberwellenleistung P_3 und Wirkungsgrad η eines ASV mit Kennlinien gemäß Abbildung 3.20 und Abbildung 3.22 in Abhängigkeit von der Spannungsamplitude U_{a3} bei einer Grundwellenamplitude von $U_{a1} = 5,8$ V ($A = 6 \cdot 10^{-7}$ cm², $R_S = 4\Omega$; $\varphi = 230^\circ$)

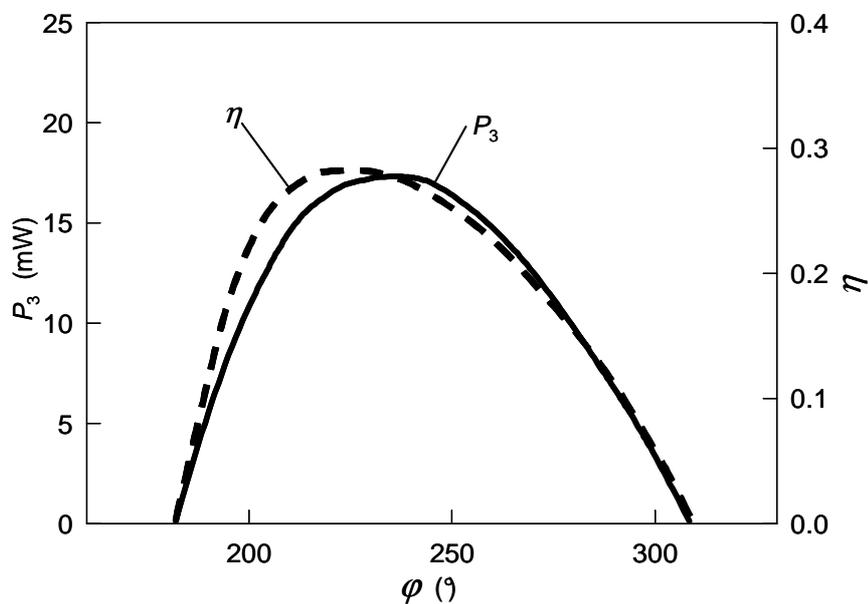


Abbildung 3.25: Oberwellenleistung P_3 und Wirkungsgrad η eines ASV mit Kennlinien gemäß Abbildung 3.20 und Abbildung 3.22 in Abhängigkeit von der Phase φ bei einer Grundwellenamplitude von $U_{a1} = 5,8$ V ($A = 6 \cdot 10^{-7}$ cm², $R_S = 4\Omega$; $U_{a3} = 1,55$ V)

Der maximale Wirkungsgrad wird bereits bei einer Spannungsamplitude von $U_{a3} = 1,4 \text{ V}$ erreicht, während die Oberwellenleistung erst bei $U_{a3} = 1,7 \text{ V}$ ihren größten Wert erreicht. Bezüglich der Phasenabhängigkeit ergeben sich die jeweiligen Maxima bei $\varphi = 228^\circ$ und $\varphi = 235^\circ$.

Die Optimierung von Spannungsamplitude und Phase wird im Rahmen dieser Arbeit hinsichtlich maximalen Wirkungsgrades für eine gegebene Eingangsleistung durchgeführt. Für jeden Wert von P_1 können somit Werte für die Spannungsamplituden und die Phase gefunden werden, für die sich maximaler Wirkungsgrad und damit auch maximale Ausgangsleistung einstellt. Führt man diese Optimierung für verschiedene Eingangsleistungen durch, so ergibt sich der in Abbildung 3.26 dargestellte Verlauf der Oberwellenleistung über der Eingangsleistung.

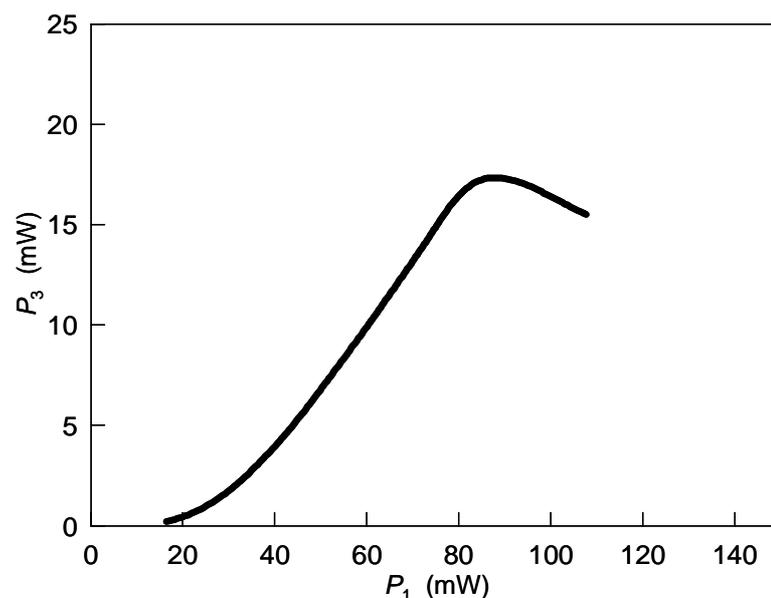


Abbildung 3.26: Oberwellenleistung P_3 eines ASV mit Kennlinien gemäß Abbildung 3.20 und Abbildung 3.22 in Abhängigkeit von der Eingangsleistung P_1 ($A = 6 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$, $R_S = 4\Omega$)

3.3.4 Impedanzberechnung

Um eine gute Anpassung zwischen dem Varaktor und der Eingangs- und Ausgangsschaltung bei Grund- und Oberwelle zu erreichen, bedarf es einer genauen Kenntnis der Impedanzen des Bauelements. Über die Anpassung dieser Impedanzen

werden durch die Beschaltung des ASV die Spannungsamplituden U_{a1} und U_{a3} , sowie die Phase φ eingestellt.

Die Impedanzniveaus \underline{Z}_n des ASV bei der Grund- und der Oberwelle ($n = \{1, 3\}$) können analog zu den Verdreifachereigenschaften mit Hilfe der Fourieranalyse bestimmt werden. Sie lassen sich aus den Strom- und Spannungskomponenten in komplexer Phasoren-Darstellung (Gl. 3.43) berechnen.

$$\underline{Z}_n = \frac{u_n}{i_n} \quad 3.46$$

Führt man für jeden Arbeitspunkt eine Optimierung von U_{a3} und φ hinsichtlich optimalen Wirkungsgrades durch, so ergeben sich damit für einen ASV mit den in Abbildung 3.20 und Abbildung 3.22 dargestellten Kennlinien für verschiedene Eingangsleistungen P_1 die in Abbildung 3.27 gezeigten Impedanzen.

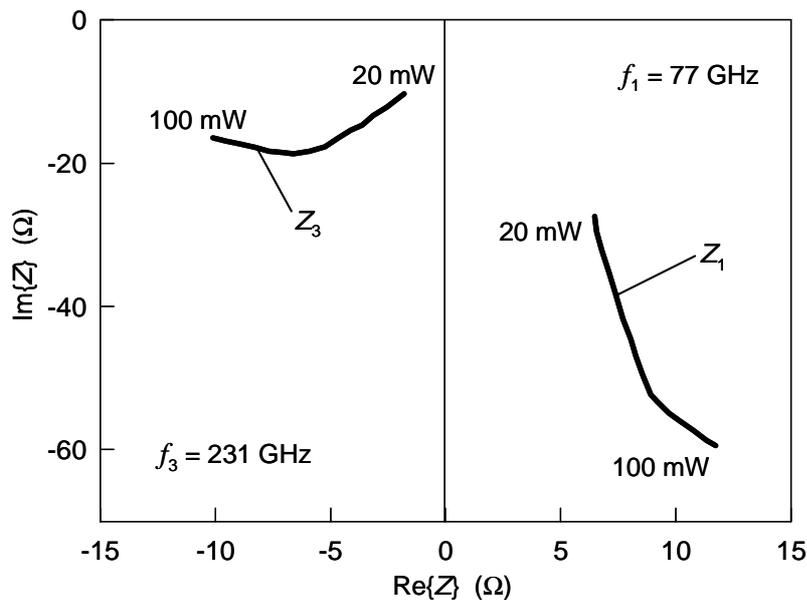


Abbildung 3.27: Impedanzen eines ASV mit Kennlinien gemäß Abbildung 3.20 und Abbildung 3.22 bei Grund- und Oberwelle in Abhängigkeit von der Eingangsleistung ($P_1 = 10 \text{ mW} \dots 115 \text{ mW}$, $A = 6 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$)

4 Schaltungsdesign

In diesem Kapitel wird das Design der Frequenzverdreiferschaltung erläutert, die sich aus Streifenleitungs- und Hohlleiterkomponenten zusammensetzt. Der ASV befindet sich quasi-monolithisch integriert (s. Abschnitt 5.2) auf einem Quarz-Chip, der wiederum in eine Hohlleiterschaltung (Split-Waveguide-Mount, [69,70]) eingebettet ist (s. Abbildung 4.1). Das Pumpsignal bei der Grundwelle wird über Hohlleiter in das System eingekoppelt und gelangt über einen Hohlleiter-Streifenleitungsübergang auf den Chip. Die Schaltung auf dem Chip ist in Mikrostreifenleitungstechnik realisiert und besteht aus einem Tiefpassfilter, dem ASV, einer Auskoppelstichleitung im Ausgangshohlleiter und einer Einkoppelstichleitung im Eingangshohlleiter. Die Kurzschlusschieber im Ein- und Ausgangshohlleiter dienen zur Feinabstimmung der Schaltungsimpedanzen bei der Grund- und bei der Oberwelle.

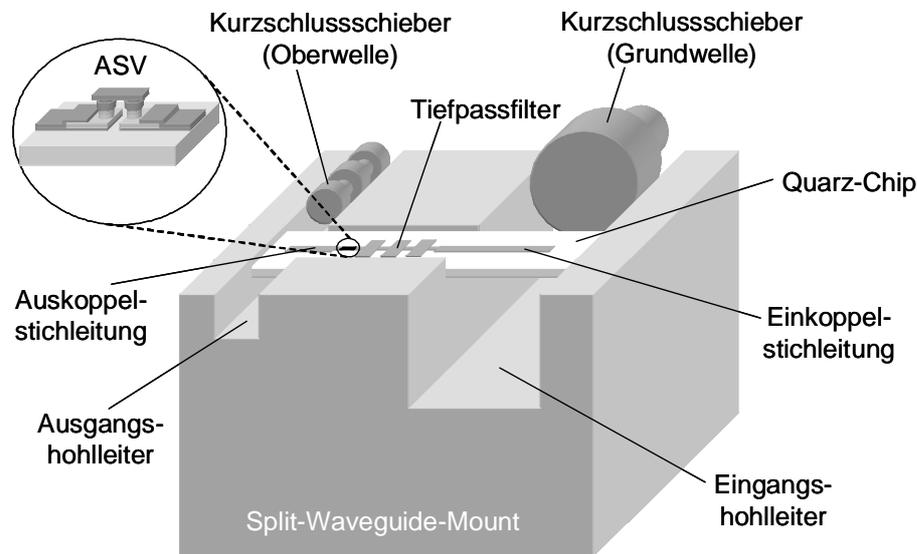


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Frequenzverdreiferaufbaus in Hohlleiter- und Mikrostreifenleitungstechnik

Wesentliche Designkriterien beim Entwurf der Verdreifacherschaltung sind geringe Verluste in der Schaltung, ein reflexionsfreier Übergang von Streifenleitung auf Hohlleiter und die Anpassung der Schaltung an den ASV bei Grund- und Oberwelle.

Die verschiedenen Komponenten der Schaltung werden zunächst einzeln entworfen und dimensioniert und anschließend zu einer Gesamtschaltung zusammengesetzt. Hierzu werden die Simulationsprogramme HFSS (High Frequency Structure Simulator) und ADS (Advanced Design System) der Firma Agilent Technologies verwendet. HFSS ermöglicht die Berechnung der frequenzabhängigen Streuparameter 3-dimensionaler passiver Strukturen mit Hilfe der Finite-Elemente-Methode unter Vorgabe der physikalischen Eigenschaften der verwendeten Materialien [71]. Auftretende Schaltungsverluste können in der Rechnung über die Materialeigenschaften berücksichtigt werden. ADS ist ein auf der Momentenmethode beruhendes Programmpaket zur Berechnung von analogen oder digitalen nichtlinearen Hochfrequenzschaltungen und erlaubt die Simulation des ASV-Frequenzverdreifachers unter Berücksichtigung der mit HFSS berechneten Streuparameter [72].

4.1 Streifenleitungsschaltung auf Quarz-Substrat

Bei der Dimensionierung der Streifenleitungsschaltung wurden zunächst Näherungsformeln zur Berechnung der einzelnen Streifenleitungselemente verwendet, die von einer Streifenleitungsschaltung im freien Raum ausgehen. Die damit gewonnenen Ergebnisse waren dann der Ausgangspunkt für genauere Berechnungen der Schaltung mittels HFSS und ADS. Um die Verluste in der Hochfrequenz-Schaltung möglichst klein zu halten, wurde eine Technologie entwickelt, die es ermöglicht, die Verdreifacherschaltung quasi-monolithisch integriert auf Quarz-Substrat herzustellen (s. Kapitel 5). Sowohl reines Quarzglas als auch das preislich günstigere Silicatquarzglas zeichnen sich im Vergleich zu Halbleitermaterialien wie GaAs durch einen deutlich niedrigeren dielektrischen Verlustfaktor $\tan\delta$ aus. Die für das Schaltungsdesign relevanten Eigenschaften dieser drei Materialien sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Neben dem Verlustfaktor hat auch die relative Permittivität ϵ_r einen deutlichen Einfluss auf die Schaltung. Mit zunehmendem ϵ_r ergeben sich kürzere Wellenlängen, wodurch sich kleinere Chipabmessungen realisieren lassen. Gleichzeitig nimmt aber mit kleineren

Abmessungen der einzelnen Schaltungselemente der Einfluss von technologisch bedingten Herstellungstoleranzen und -abweichungen zu. Hinsichtlich relativer Permittivität muss folglich ein Kompromiss zwischen Chipabmessungen und Reproduzierbarkeit getroffen werden. Die spezifische Wärmeleitfähigkeit des Halbleitersubstrates ist zwar wesentlich größer als die der Quarz-Materialien, aber wie die Berechnungen in Abschnitt 7.1 zeigen, wird diese Eigenschaft erst bei Leistungen relevant, die deutlich über den im Rahmen dieser Arbeit zu erwarteten Werten liegen.

	GaAs	Silicatquarzglas	Quarz
relative Permittivität ϵ_r	13,14	6,7	3,8
dielektrischer Verlustfaktor $\tan\delta$	0,002	0,0003	0,0001
spezifische Wärmeleitfähigkeit κ	0,46 W/(cm K)	0,014 W/(cm K)	0,017 W/(cm K)

Tabelle 4.1 : Materialeigenschaften von semiisolierendem GaAs, Silicatquarzglas und Quarz [60,73,74]

Die Wahl fiel deshalb auf Silicatquarzglas, das mit einer relativen Permittivität von 6,7 einen guten Kompromiss zwischen Chipabmessungen und Reproduzierbarkeit darstellt, dessen dielektrischer Verlustfaktor von 0,0003 geringe Verluste in der HF-Schaltung ermöglicht und das zudem in der Anschaffung deutlich billiger ist als reines Quarz.

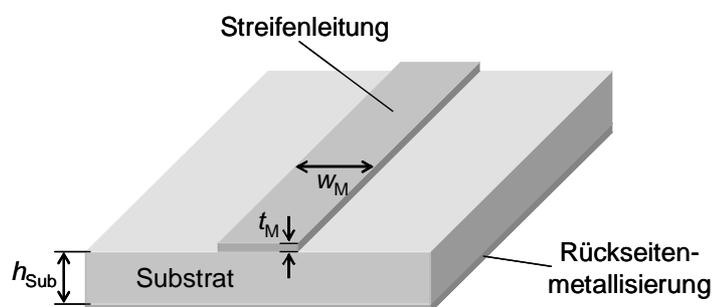


Abbildung 4.2: Struktur einer Mikrostreifenleitung

Die Schaltung auf dem Quarzchip wurde in Mikrostreifenleitungstechnik realisiert. Bei dem sich auf der Mikrostreifenleitung ausbreitenden Wellentyp handelt es sich um eine Quasi-TEM-Welle mit schwach frequenzabhängiger Phasengeschwindigkeit [78]. Die charakteristischen Leitungskenngrößen sind die effektive Permittivitätszahl $\epsilon_{r,eff}$, der Leitungswellenwiderstand Z_L und die Dämpfungskonstante α_L . Sie sind abhängig von der Wahl des Substratmaterials (ϵ_r , $\tan\delta$), der Dicke des Substrats h_{Sub} , der Breite der Streifenleitungsmetallisierung w_M und der Dicke der Metallisierung t_M auf der Oberseite des Substrats (s. Abbildung 4.2).

Die effektive relative Permittivität $\epsilon_{r,eff}$ ist definiert durch das Verhältnis der Freiraumwellenlänge λ_0 zu der Wellenlänge λ auf der Mikrostreifenleitung [75,76].

$$\epsilon_{r,eff} = \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^2 \quad 4.1$$

In guter Näherung kann $\epsilon_{r,eff}$ durch folgenden Ausdruck beschrieben werden [77]:

$$\epsilon_{r,eff} = \frac{(\epsilon_r + 1)}{2} + \frac{(\epsilon_r - 1)}{2} \left(\frac{1}{\sqrt{1 + 12.166/u}} + 0.0508(1 - u)^2 \exp(-0.2346u\epsilon_r) \right) \quad 4.2$$

$$- \frac{(\epsilon_r - 1)}{4.6} \frac{(t_M/h_{Sub})}{\sqrt{u}}, \quad \text{mit } u = \frac{w_M}{h_{Sub}}$$

Mit Hilfe der effektiven relativen Permittivität kann der Leitungswellenwiderstand Z_L durch folgende Näherungsformel bestimmt werden [77]:

$$Z_L = \frac{60\Omega}{\sqrt{\epsilon_{r,eff}}} \cdot \ln \left(\frac{(0.989u + 1.796)(0.994u + 5.8)}{u(u + 1.269)} \right), \quad 4.3$$

Die Frequenzabhängigkeit bzw. Dispersion der charakteristischen Kenngrößen wird durch eine frequenzabhängige effektive relative Permittivität $\epsilon'_{r,eff}$ berücksichtigt [77].

$$\epsilon'_{r,eff}(f) = \epsilon_{r,eff} \cdot \frac{1 + f_G^2}{1 + (\epsilon_{r,eff}/\epsilon_r) f_G^2},$$

4.4

$$\text{mit } f_G = \frac{0.00895 h_{Sub}}{Z_0} f$$

Hierbei entspricht f der Frequenz in GHz und wird dimensionslos eingesetzt. Der Wellenwiderstand Z_L und die effektive relative Permittivität $\epsilon_{r,eff}$ in Abhängigkeit von der Größe u , d.h. dem Verhältnis von Leitungsweite w_M und Substrathöhe h_{Sub} , sind in Abbildung 4.3 dargestellt. Abbildung 4.4 zeigt die Frequenzabhängigkeit der beiden charakteristischen Leitungskenngrößen.

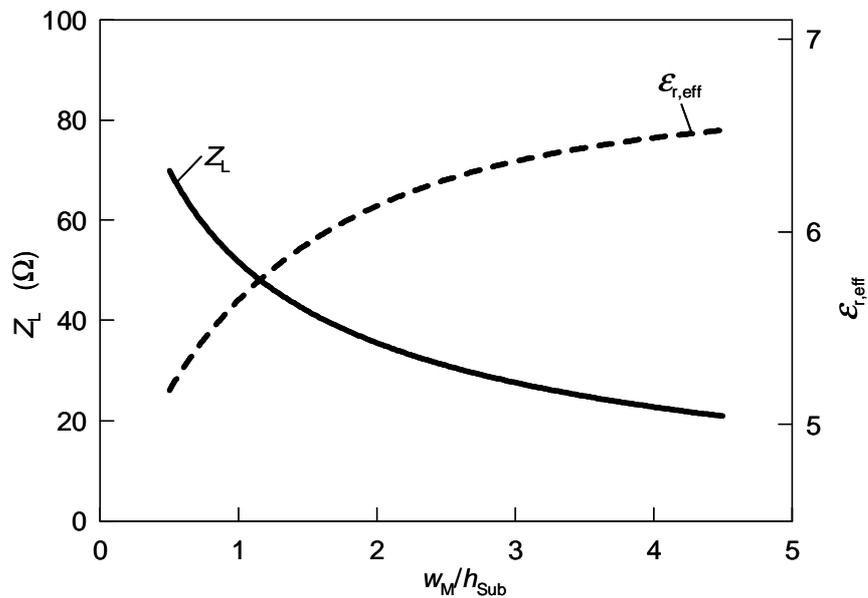


Abbildung 4.3: Wellenwiderstand Z_L und effektive relative Permittivität $\epsilon_{r,eff}$ einer Mikrostreifenleitung auf Silicatquarzglas-Substrat in Abhängigkeit vom Verhältnis von Leitungsweite w_M zu Substrathöhe h_{Sub} ($t_M = 2 \mu\text{m}$)

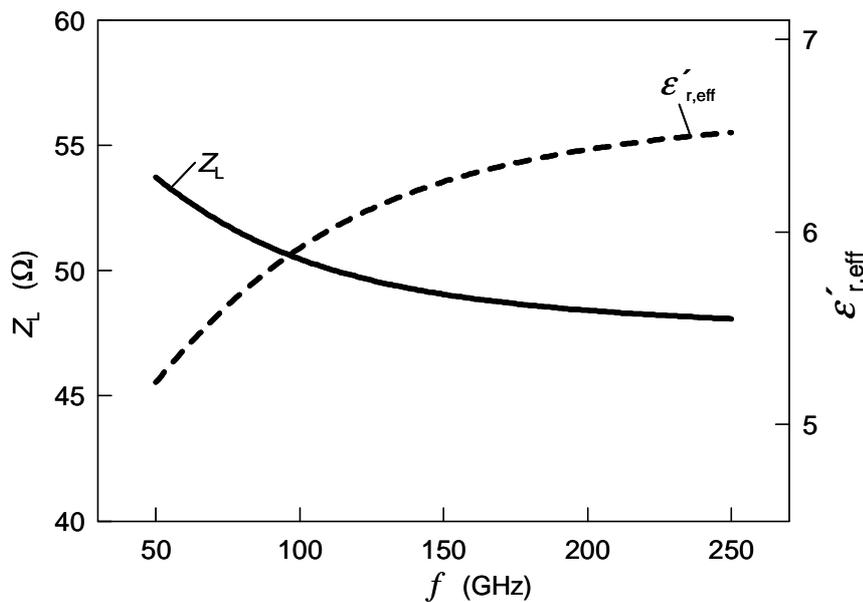


Abbildung 4.4: Wellenwiderstand Z_L und effektive relative Permittivität $\epsilon'_{r,eff}$ einer Mikrostreifenleitung auf Silicatquarzglas-Substrat in Abhängigkeit von der Frequenz ($w_M/h_{Sub} = 1$, $t_M = 2 \mu\text{m}$)

4.2 Tiefpassfilter

Durch das Tiefpassfilter wird erreicht, dass die im ASV erzeugte Oberwelle reflektiert wird und damit nur in den Ausgangs- und nicht in den Eingangshohlleiter gelangen kann, gleichzeitig aber die Grundwelle mit nur geringen Verlusten vom Eingang zum Varaktor geführt werden kann. Bei dem verwendeten Tiefpassfilter handelt es sich um ein Tschebychef-Filter 7. Ordnung mit einer 3dB-Grenzfrequenz von 110 GHz. Es ist in Abbildung 4.5 schematisch dargestellt. Die in Tabelle 4.2 aufgeführten Abmessungen der einzelnen Leitungsabschnitte wurden mit Hilfe von Näherungsformeln berechnet, welche die elektrischen Streufelder durch Kapazitäten und die Verdichtung der Stromdichtelinien an den Stoßstellen durch Induktivitäten berücksichtigen [78,79]. Für ein 100 μm dickes Silicatquarzglas-Substrat ergibt sich damit bei 70 GHz für die breiten Leitungsabschnitte ein Wellenwiderstand von 18 Ω und für die schmalen Leitungen ein Wellenwiderstand von 75 Ω .

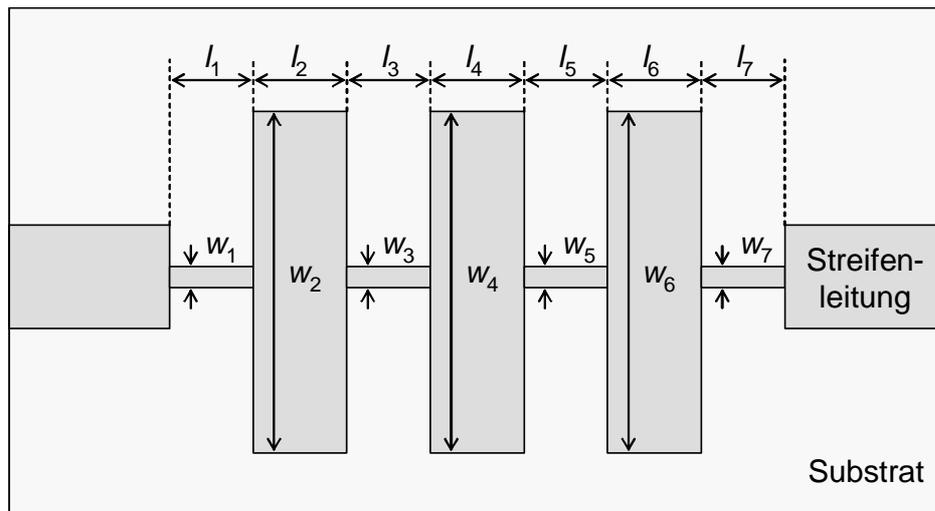


Abbildung 4.5: Schematische Darstellung eines Tschebychef-Tiefpassfilters in Streifenleitungstechnik

Das mit ADS berechnete Verhalten des Tiefpasses ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Das Tiefpassfilter zeigt eine sehr hohe Transmission für Frequenzen unter 100 GHz, eine Dämpfung von 3 dB bei 110 GHz und eine Dämpfung von mehr als 25 dB bei Frequenzen zwischen 170 GHz und 250 GHz. Dadurch wird gewährleistet, dass das Signal bei der Grundwelle mit geringen Verlusten zum Varaktor durchdringen kann, während bei der Oberwelle das Signal nahezu total reflektiert wird

	Länge l [μm]	Breite w [μm]	Wellenwiderstand Z_L [Ω]
1	90	30	18
2	145	400	75
3	180	30	18
4	165	400	75
5	180	30	18
6	145	400	75
7	90	30	18

Tabelle 4.2: Parameter des verwendeten Tschebychef-Tiefpassfilters in Mikrostreifenleitungstechnik (Silicatquarzglas-Substrat, $h_{\text{Sub}} = 100 \mu\text{m}$)

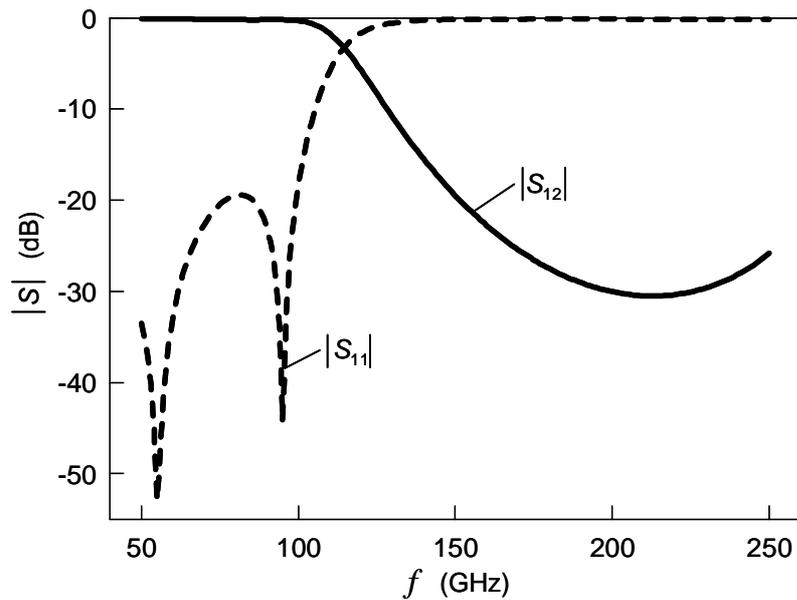


Abbildung 4.6: Mit ADS berechneter Transmissionsfaktor und Reflektionsfaktor des verwendeten Tiefpassfilters in Abhängigkeit von der Frequenz

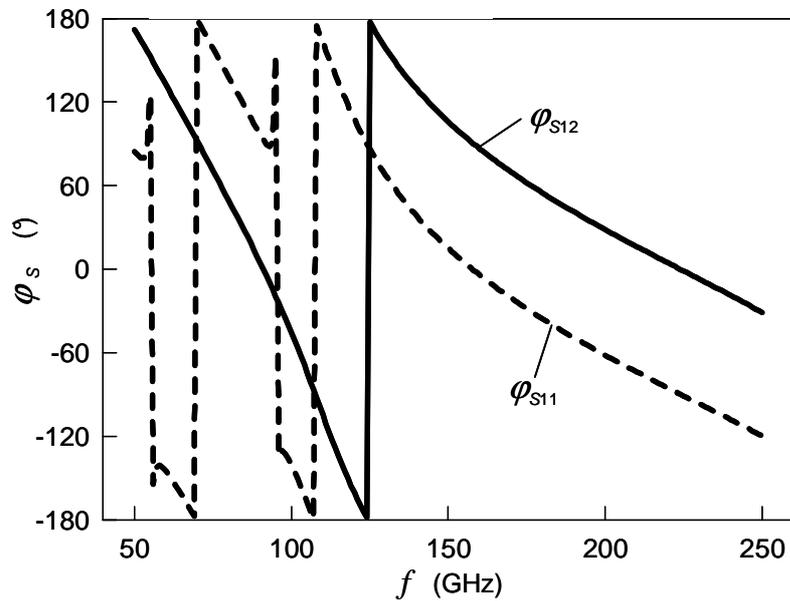


Abbildung 4.7: Mit ADS berechneter Phasenverlauf der Transmission und der Reflexion des verwendeten Tiefpassfilters in Abhängigkeit von der Frequenz

Aus dem Phasenverlauf der beiden Streuparameter S_{12} und S_{11} (s. Abbildung 4.7) lassen sich effektive elektrische Längen des Tiefpassfilters und effektive Orte der Reflexion bei

den einzelnen Frequenzen bestimmen. Bei der Grundwelle (77 GHz) ergibt sich eine effektive elektrische Länge von $\lambda/5,8$ (ca. 275 μm) und bei der Oberwelle (231 GHz) liegt der effektive Ort der Reflektion bei $\lambda/3,7$ (ca. 144 μm).

4.3 Hohlleiterschaltung

Hohlleiter werden häufig im Millimeterwellenbereich eingesetzt, da sie im Vergleich zu anderen Systemen zur Wellenführung sehr geringe Verluste aufweisen [80] und außerdem eine komfortable und schnelle Möglichkeit darstellen, unterschiedliche Hohlleiterkomponenten miteinander zu verschalten.

Der im Rahmen dieser Arbeit verwendete symmetrische Hohlleitersaufbau [69,70] zeichnet sich durch eine verhältnismäßig einfache mechanische Realisierung aus, da sowohl Eingangs- als auch Ausgangshohlleiter in der gleichen Ebene liegen und der gesamte Aufbau nur aus zwei Blöcken besteht. In der Literatur sind häufig auch Aufbauten mit zueinander gekreuzten Ein- und Ausgangshohlleitern zu finden [81,82]. Diese müssen aus mehreren Teilblöcken zusammengesetzt werden und sind daher mit zusätzlichen Herstellungsungenauigkeiten versehen.

Das Signal bei der Grundfrequenz wird über einen V-Band-Hohlleiter (WR-15) eingekoppelt. Dieser besitzt eine Grenzfrequenz von 39,9 GHz. Zur Auskopplung wird ein G-Band-Hohlleiter (WR-05) verwendet, dessen Grenzfrequenz bei 115,75 GHz liegt. Dadurch kann sich die Grundwelle von 70 GHz bzw. 77 GHz im Ausgangshohlleiter nicht ausbreiten und dieser Hohlleiter dient damit gleichzeitig als Hochpassfilter.

4.4 Hohlleiter-Streifenleitungs-Übergang

Die im Eingangshohlleiter einlaufende Welle wird über einen Hohlleiterstreifenleitungsübergang auf die Mikrostreifenleitung eingekoppelt. Die Eintauchtiefe l_s der Streifenleitungsantennen in den Hohlleiter (s. Abbildung 4.8) ist so dimensioniert, dass ein möglichst reflexionsfreier Übergang des Signals vom Hohlleiter (Tor 1) auf die Streifenleitung (Tor 2) bei Abschluss mit dem Wellenwiderstand erzielt wird [83]. Die Transmission von Tor 1 nach Tor 2 hängt sowohl von der Eintauchtiefe l_s als auch vom Abstand d_{KS} zwischen Kurzschlusschieber und Streifenleitung ab.

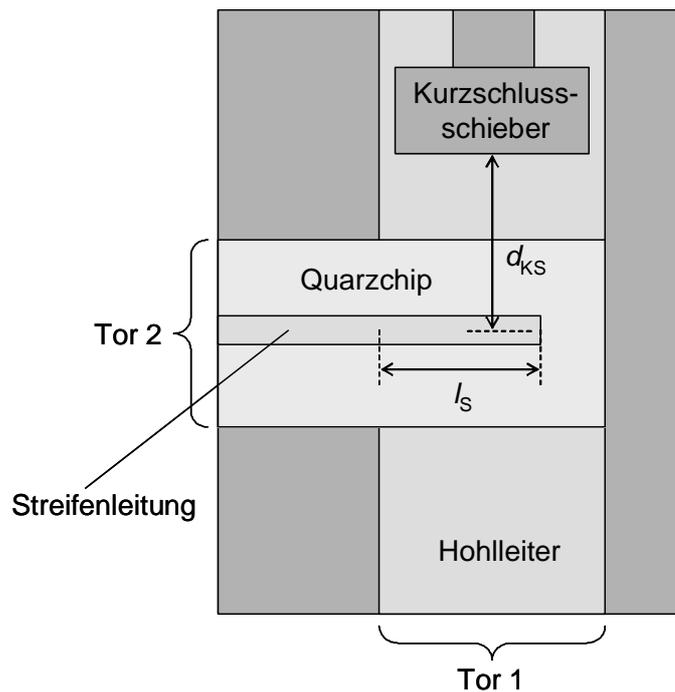


Abbildung 4.8: Schematische Darstellung des Hohlleiterstreifenleitungsübergangs

Abbildung 4.9 zeigt den mit HFSS für $f = 77$ GHz berechneten Transmissionsfaktor $|S_{21}|$ für den Übergang vom Eingangshohlleiter auf die Streifenleitung in Abhängigkeit von der Eintauchtiefe der Streifenleitungsantenne und der Kurzschlusschieberstellung. Die Verschiebung des Kurzschlusses ergibt Maxima für $d_{KS} = \lambda/4 \cdot (2n + 1)$, wobei λ die Wellenlänge des Eingangssignals im Hohlleiter ist. Die höchste Transmission ergibt sich bei einer Eintauchtiefe von ca. $600 \mu\text{m}$. Der mit HFSS für die Oberwelle bei $f = 231$ GHz berechnete Transmissionsfaktor $|S_{21}|$ des ausgangsseitigen Übergangs von Streifenleitung auf Hohlleiter ist in Abbildung 4.10 dargestellt. Hier ergibt sich eine maximale Transmission für eine Eintauchtiefe von ca. $450 \mu\text{m}$. Durch Variation der Position d_{KS} des Kurzschlusschiebers kann in beiden Fällen, d.h. sowohl beim eingangsseitigen Übergang bei der Grundwelle als auch beim ausgangsseitigen Übergang bei der Oberwelle, die Transmission bzw. Impedanz an Tor 2 verändert werden (s. Abschnitt 4.5.1).

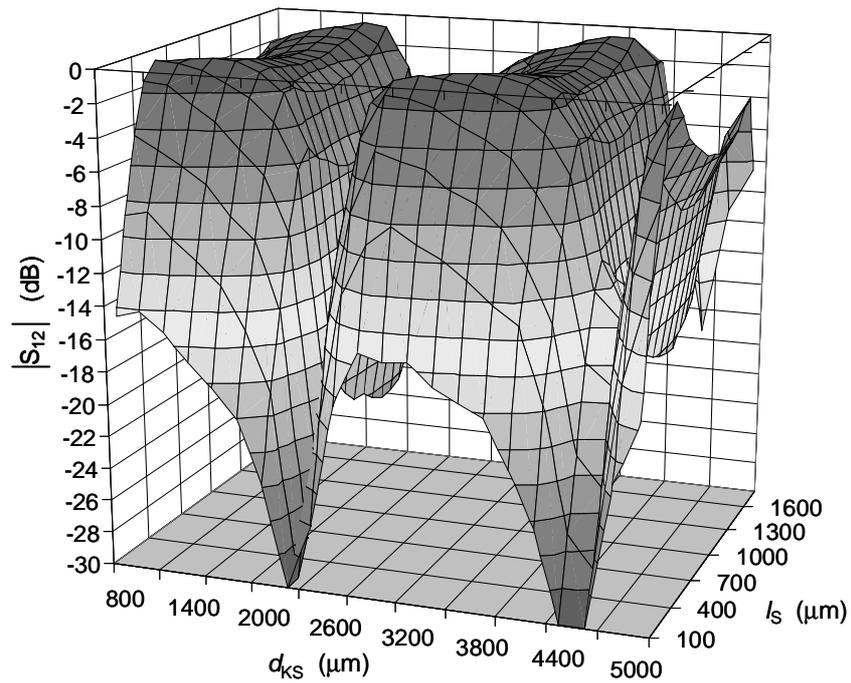


Abbildung 4.9: Mit HFSS berechneter Transmissionsfaktor des eingangsseitigen Hohlleiterstreifenleitungsübergangs für die Grundwelle bei $f = 77$ GHz

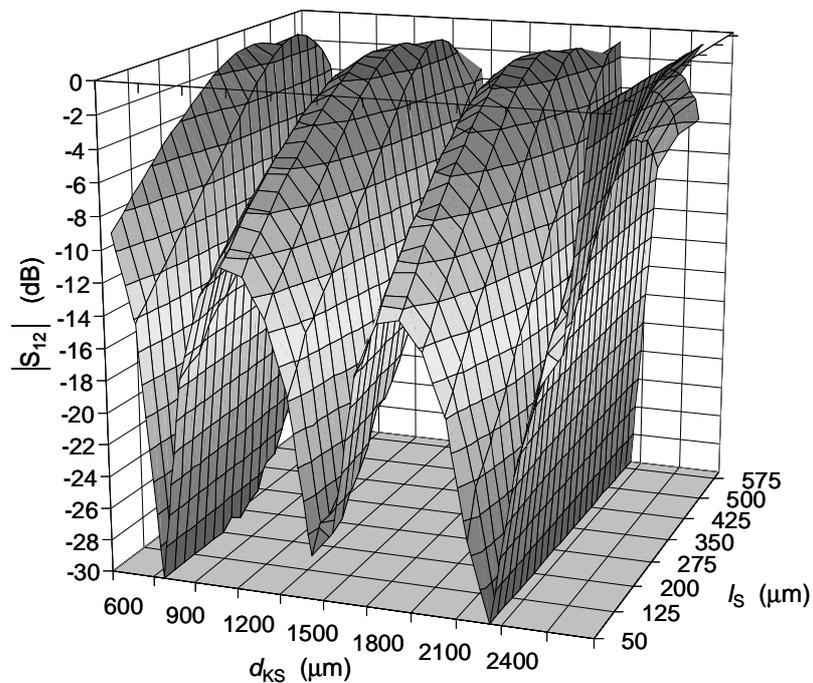


Abbildung 4.10: Mit HFSS berechneter Transmissionsfaktor des ausgangsseitigen Streifenleitungshohlleiterübergangs für die Oberwelle bei $f = 231$ GHz

Die Grundwelle bei 77 GHz ist im Ausgangshohlleiter nicht ausbreitungsfähig und wird dadurch am ausgangsseitigen Streifenleitungshohlleiterübergang reflektiert (s. Abbildung 4.11). Der Reflektionsfaktor ist deshalb unabhängig von der Position des Kurzschlusschiebers im Ausgangshohlleiter. Er zeigt auch nur eine sehr schwache Abhängigkeit von der Eintauchtiefe. Über die Phase des Reflektionsfaktors lässt sich der effektive Ort der Reflektion der Grundwelle für eine Eintauchtiefe von $450 \mu\text{m}$ zu $\lambda/18$ (ca. $88 \mu\text{m}$) bestimmen.

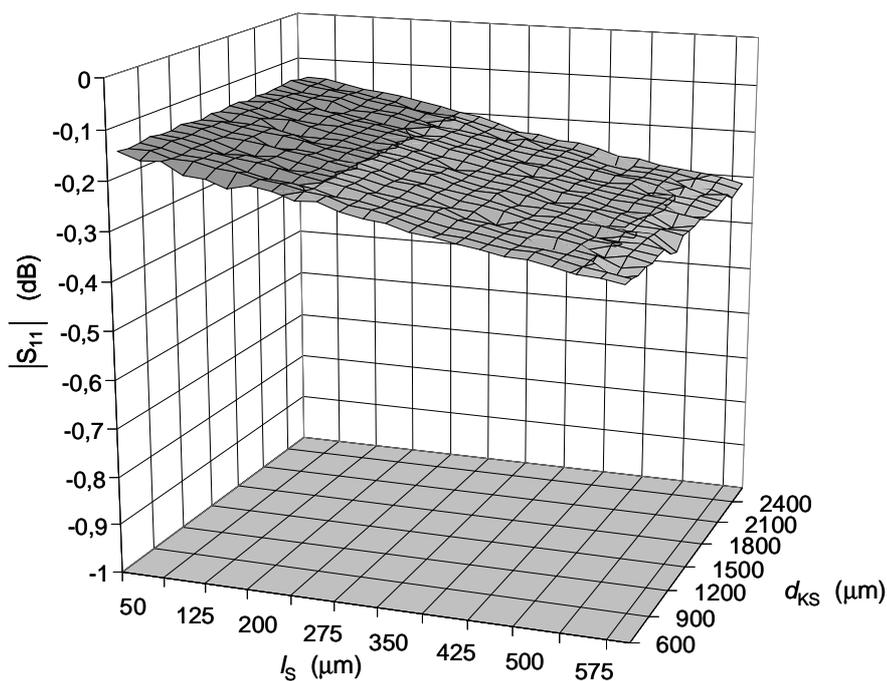


Abbildung 4.11: Mit HFSS berechneter Reflektionsfaktor des ausgangsseitigen Streifenleitungshohlleiterübergangs für die Grundwelle bei $f = 77 \text{ GHz}$

4.5 Impedanzanpassung

Die in den vorangegangenen Abschnitten berechneten Schaltungskomponenten werden nun zu einer Gesamtschaltung zusammengefügt, die sich durch eine prinzipielle Ersatzschaltung sowohl bei der Grundwelle als auch bei der Oberwelle darstellen lässt (s. Abbildung 4.12). Hierbei werden die in den vorangegangenen Abschnitten für die jeweilige Frequenz ermittelten effektiven Leitungslängen des Tiefpassfilters l_{TP} und des

ausgangsseitigen Hohlleiter-Streifenleitungs-Übergangs l_{K3} verwendet. Z_{K1} und Z_{K3} sind die eingangs- bzw. ausgangsseitigen Impedanzniveaus des jeweiligen Hohlleiter-Streifenleitungsübergangs. Die Leitungskomponenten l_{e1} , l_{e2} und l_a entsprechen den Streifenleitungen zwischen Hohlleiter-Streifenleitungsübergang und Tiefpassfilter, zwischen Tiefpassfilter und ASV und zwischen ASV und ausgangsseitigem Hohlleiter-Streifenleitungs-Übergang.

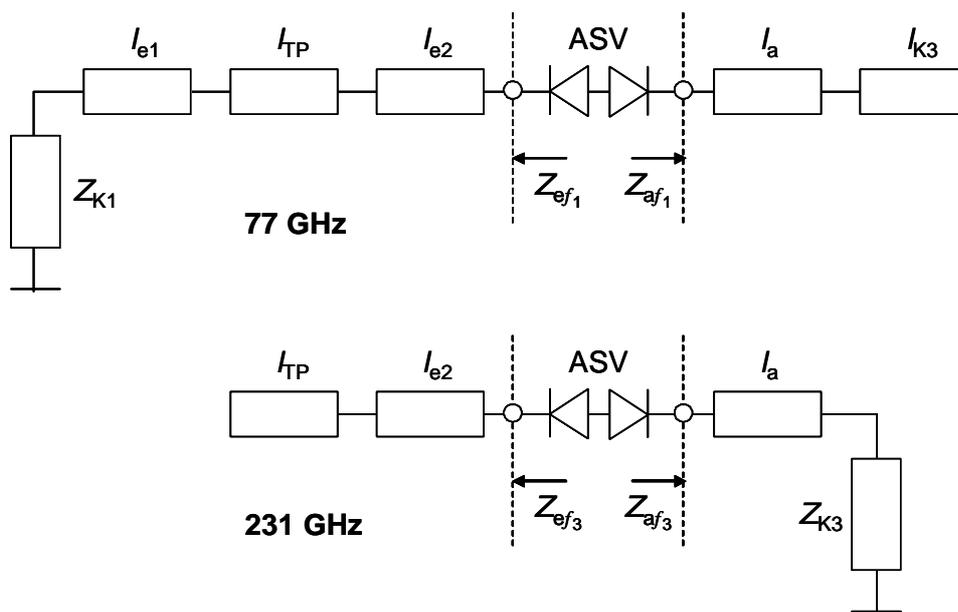


Abbildung 4.12: Prinzipielle Ersatzschaltung der gesamten Vervielfacherschaltung bei der Grund- und Oberwelle

Ein für den Verdreifacherbetrieb wesentliches Kriterium ist nun die Anpassung zwischen der Varaktorimpedanz (s. Abschnitt 3.3.4), d.h. dem optimalen Arbeitspunkt des ASV und den Impedanzniveaus $Z_{ef1,3}$ und $Z_{af1,3}$ der Hochfrequenzschaltung. Ziel ist es hierbei, die Grundwellenleistung möglichst reflexionsfrei auf den Varaktor zu übertragen (s. Abschnitt 4.5.2) und gleichzeitig dem ASV bei der Oberwelle Schaltungsimpedanzen anzubieten, die maximale Ausgangsleistung ermöglichen (s. Abschnitt 4.5.3). Da die Impedanz des ASV von der Pumpleistung abhängt, kann nur für einen einzigen Arbeitspunkt optimale Anpassung zwischen Varaktor und Schaltung erreicht werden.

Die Schwierigkeit der Impedanzanpassung liegt darin, die Schaltungsimpedanzen gleichzeitig bei beiden Frequenzen, d.h. sowohl bei der Grundwelle als auch bei der

Oberwelle auf den Varaktor abzustimmen. Da die Schaltungsimpedanzen in starkem Maße von den verwendeten Schaltungsgeometrien abhängen, können Impedanzen bei beiden Frequenzen über weite Bereiche durch Variation verschiedenster Geometrieparameter wie Leitungslängen, Leitungsbreiten, Substratdicke, Lage und Dimensionierung des Tiefpasses etc. verändert werden. Durch grafische Darstellung der Impedanzniveaus in der komplexen Impedanzebene lassen sich diese Abhängigkeiten und das Verhalten der gesamten Schaltungskonstellation veranschaulichen.

4.5.1 Impedanz der Verdreifacherschaltung

Die Impedanz der kompletten Verdreifacherschaltung wird mit Hilfe von HFSS berechnet. Ein Vergleich der Ergebnisse für verlustlose und verlustbehaftete Materialparameter ermöglicht es dabei, die Verluste in der Schaltung zu ermitteln (s. Abschnitt 4.5.4). Die vier Anschlüsse des Hohlleitersaufbaus, d.h. Eingang, Ausgang und die beiden Kurzschlusschieber, werden als äußere Tore und der ASV als internes Tor bzw. interne Spannungsquelle definiert (s. Abbildung 4.13).

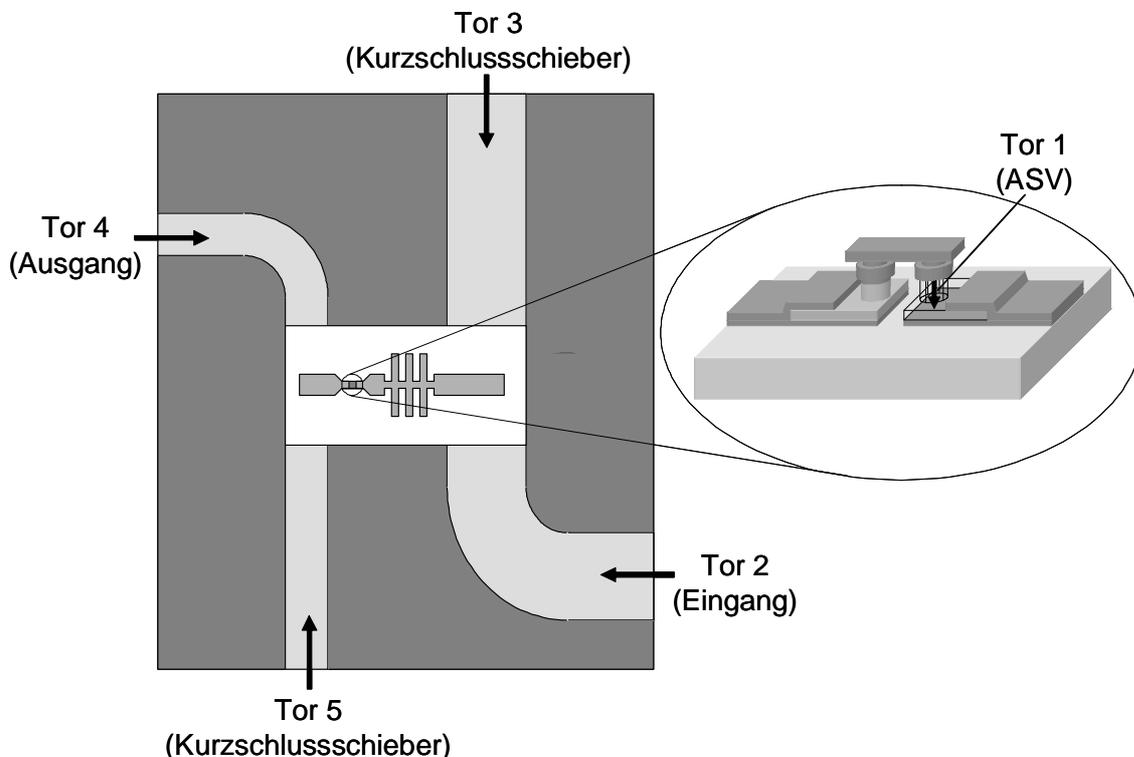


Abbildung 4.13: Schematische Darstellung der Frequenzverdreifacherschaltung zur Berechnung der Schaltungsimpedanz an der Stelle des ASV (Tor 1)

Daraus ergibt sich ein 5-Tor, das durch eine Streumatrix S_{S1} bei der Grundwelle und eine Streumatrix S_{S3} bei der Oberwelle beschrieben werden kann (s. Abbildung 4.14). Die Berechnung der Schaltungsimpedanz an der Stelle des ASV bei der jeweiligen Frequenz erfolgt durch entsprechendes Abschließen der Tore 2 bis 5.

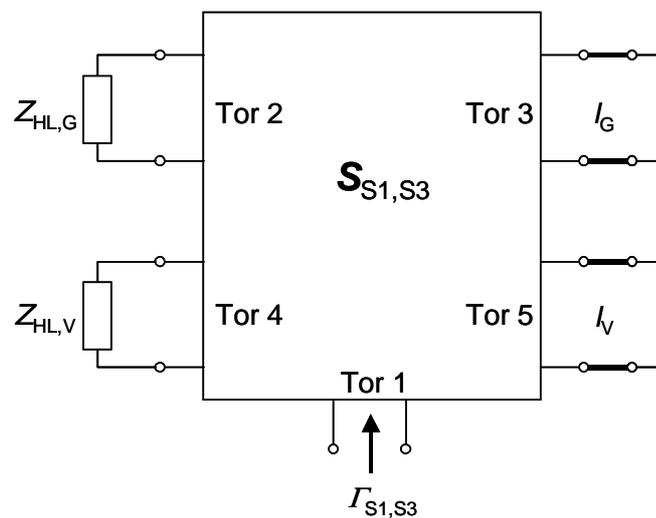


Abbildung 4.14: Streumatrix der Schaltung mit entsprechenden Abschlüssen an den Toren

Der Eingang (Tor 4) wird mit dem Wellenwiderstand des V-Band-Hohlleiters abgeschlossen und der Ausgang (Tor 2) entsprechend mit dem Wellenwiderstand des G-Band-Hohlleiters. Die Kurzschlusschieder an den Toren 3 und 5 werden über den Reflexionsfaktor $\Gamma_{KS1,3}$ berücksichtigt.

$$\Gamma_{KS1,3} = -e^{-2j\beta_{1,3}l_{V,G}} \quad 4.5$$

Hierbei ist $\beta_{1,3}$ die jeweilige Wellenzahl bei Grund- und Oberwelle und $l_{V,G}$ die Änderung der Kurzschlusschiederstellung im V-Band-Hohlleiter und im G-Band-Hohlleiter. Es zeigt sich, dass der Kurzschlusschieder im Eingangshohlleiter keinen Einfluss auf die 3. Harmonische hat, da diese durch das Tiefpassfilter abgeblockt wird. Außerdem spielt der Kurzschlusschieder im Ausgangshohlleiter keine Rolle für die Grundwelle, da diese aufgrund der hohen Grenzfrequenz des G-Band-Hohlleiters in diesem nicht ausbreitungsfähig ist. Mit den angeführten Abschlüssen kann die 5x5-Matrix des 5-Tors in ein 1-Tor umgeformt werden, das den Reflexionsfaktor $\Gamma_{S1,S3}$ an der Stelle des ASV

beschreibt. Daraus lässt sich schließlich die Schaltungsimpedanz $\underline{Z}_{S1,S3}$ an der Stelle des Varaktors bei der jeweiligen Frequenz berechnen.

$$\underline{Z}_{S1,S3} = -Z_W \frac{\Gamma_{S1,S3} + 1}{\Gamma_{S1,S3} - 1} \quad 4.6$$

Hierbei ist Z_W der im Rechenprogramm angesetzte Wellenwiderstand an Tor 1 von 50Ω . Abbildung 4.15 zeigt die komplexe Schaltungsimpedanz $\underline{Z}_{S1,S3}$ an der Stelle des Varaktors bei Grund- und Oberwelle bei Veränderung der Kurzschlusschieberstellung.

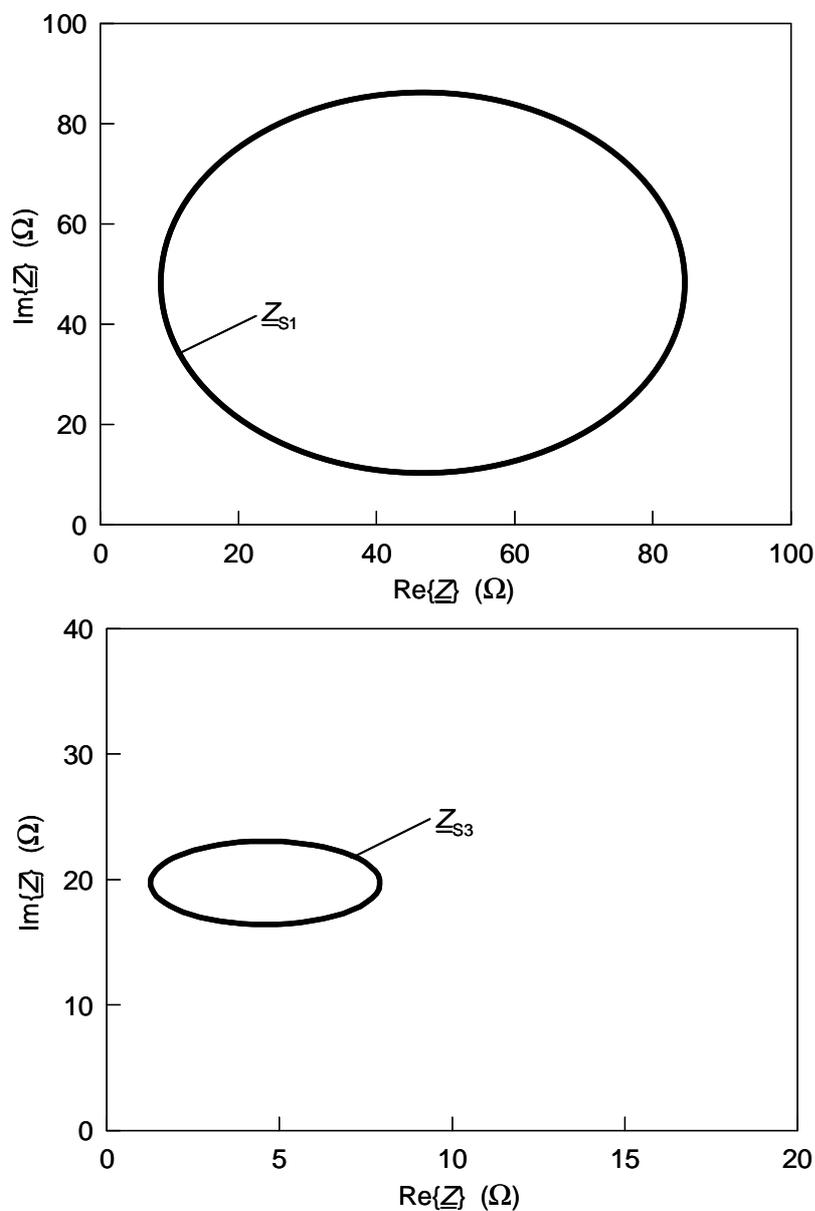


Abbildung 4.15: Schaltungsimpedanz an der Stelle des Varaktors bei Grund- und Oberwelle in Abhängigkeit von der Position des jeweiligen Kurzschlusschiebers

Die Impedanzniveaus der Schaltung bei Grund- und Oberwelle können durch Variation von Schaltungsparametern und Schaltungsgeometrien in der komplexen Impedanzebene verschoben werden. Z_{S1} und Z_{S3} lassen sich somit durch geeignete Wahl einzelner Parameter wie z.B. Substratdicke (s. Abbildung 4.16), Länge und Breite einzelner Streifenleitungskomponenten (s. Abbildung 4.17 und Abbildung 4.18), Dicke des Diodengoldkopfs (s. Abbildung 4.19) etc. über einen großen Bereich hinweg auf die gewünschten Werte, d.h. auf die Impedanzniveaus des Varaktors einstellen.

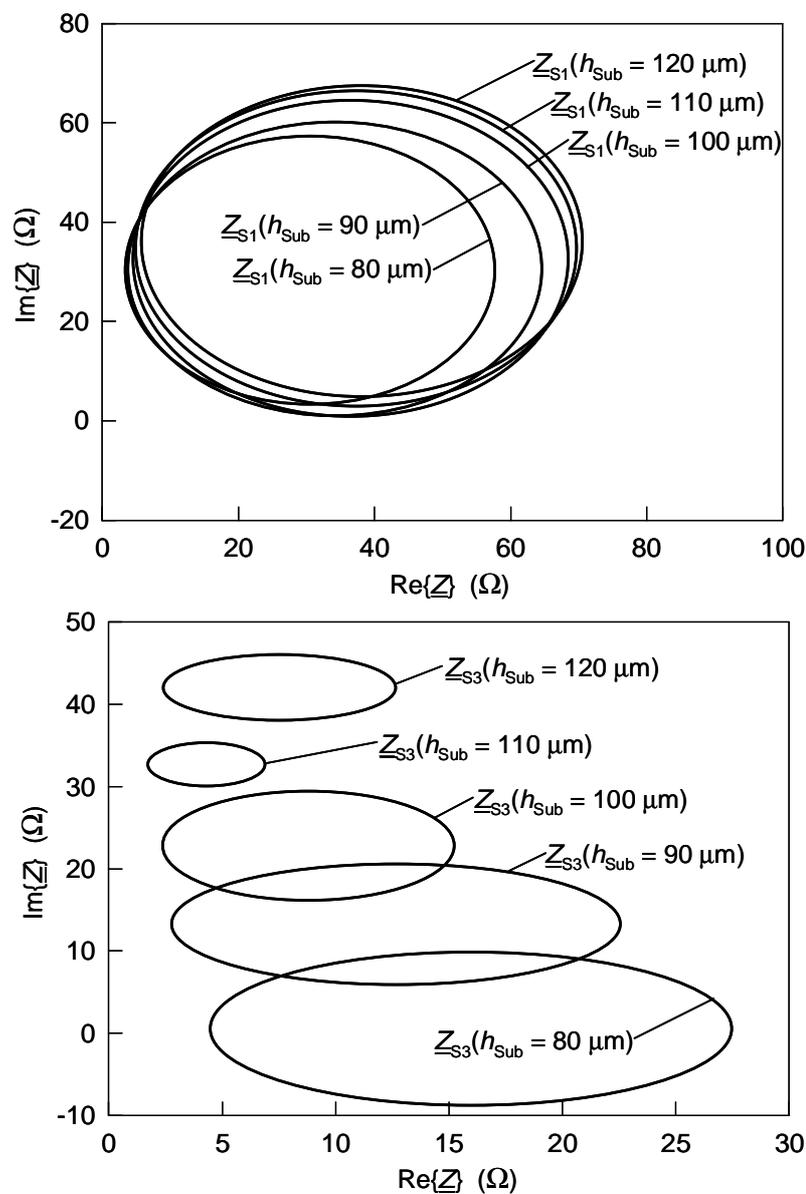


Abbildung 4.16: Schaltungsimpedanz an der Stelle des Varaktors bei Grund- und Oberwelle in Abhängigkeit von der Position des jeweiligen Kurzschlusschiebers für verschiedene Substratdicken

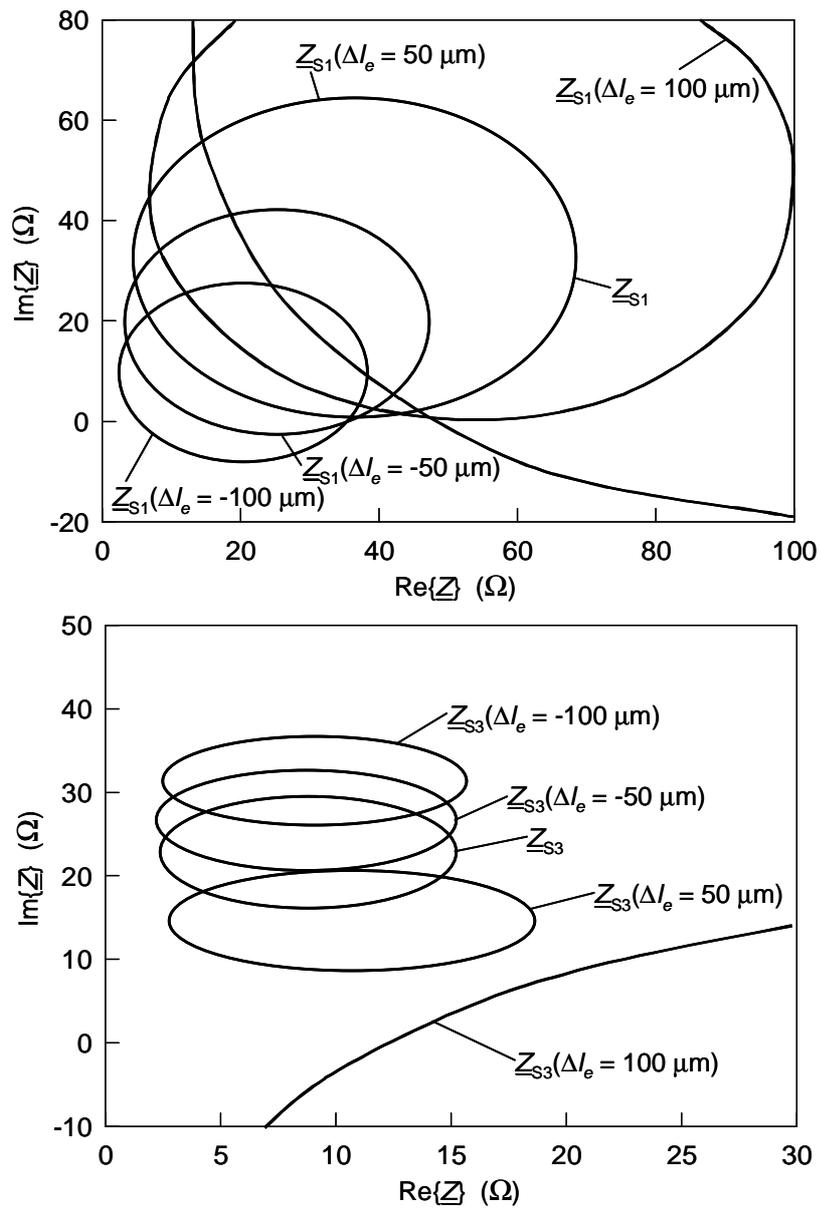


Abbildung 4.17: Schaltungsimpedanz an der Stelle des Varaktors bei Grund- und Oberwelle in Abhängigkeit von der Position des jeweiligen Kurzschlusschiebers für verschiedene Streifenleitungslängen l_{e2} (s. Abbildung 4.12)

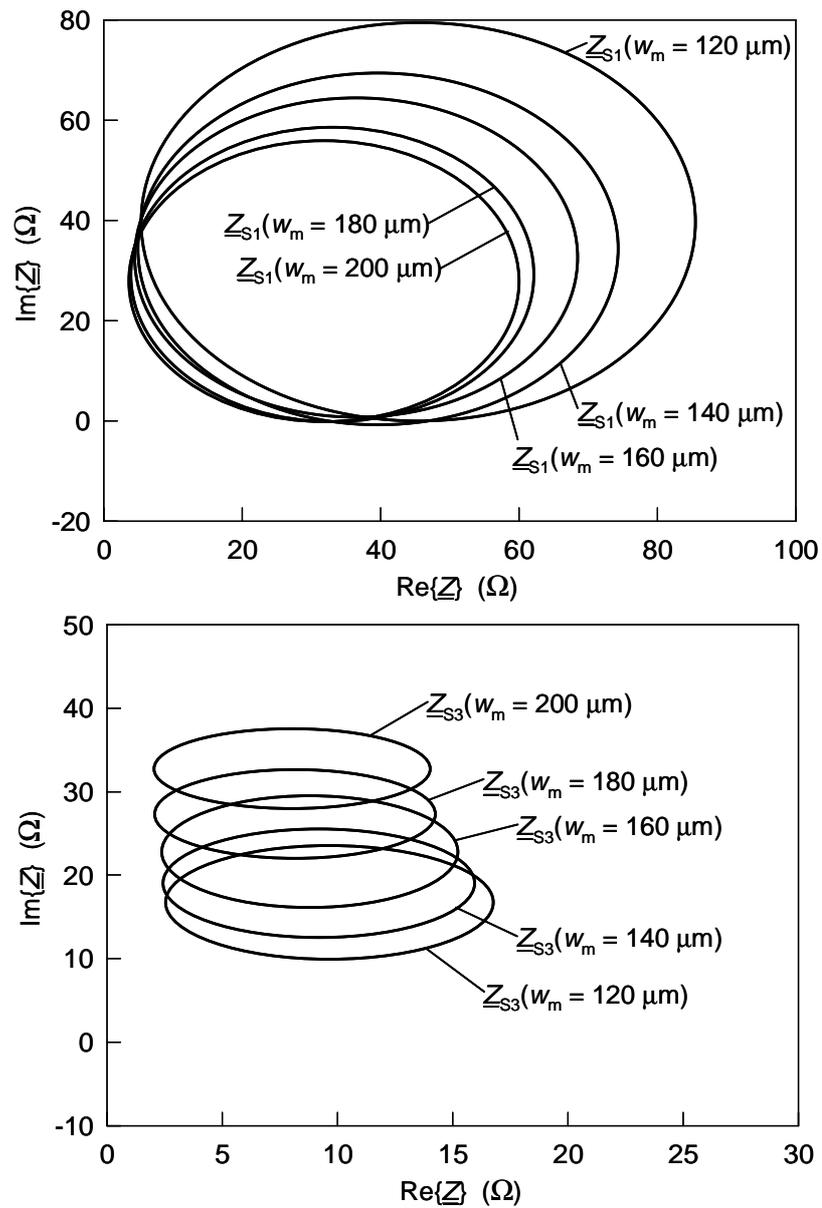


Abbildung 4.18: Schaltungsimpedanz an der Stelle des Varaktors bei Grund- und Oberwelle in Abhängigkeit von der Position des jeweiligen Kurzschlusschiebers für verschiedene Breiten der Streifenleitungs-komponente l_{e2} (s. Abbildung 4.12)

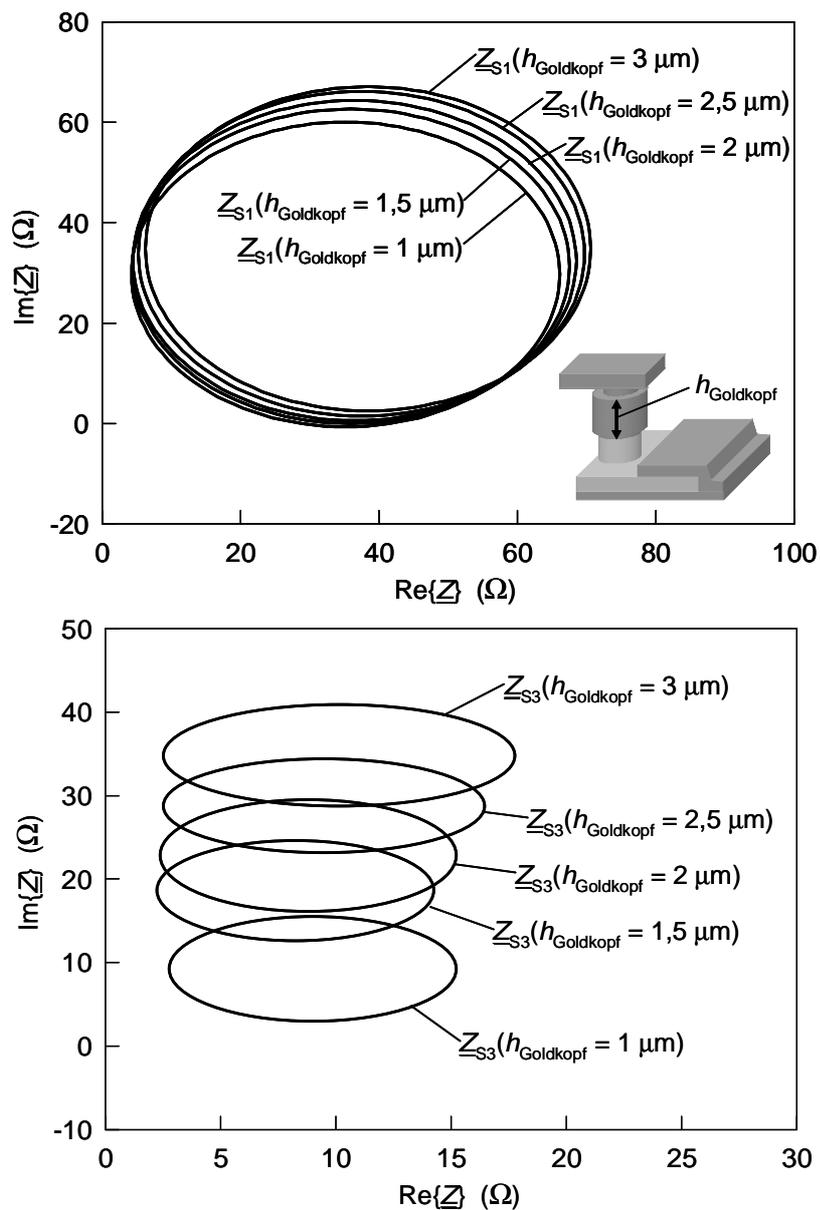


Abbildung 4.19: Schaltungsimpedanz an der Stelle des Varaktors bei Grund- und Oberwelle in Abhängigkeit von der Position des jeweiligen Kurzschlusschiebers für verschiedene Goldkopfhöhen

4.5.2 Anpassbedingung bei der Grundwelle

Der Frequenzverdreifacher kann bei der Grundwelle näherungsweise mit Hilfe des Ersatzschaltbildes in Abbildung 4.20 beschrieben werden [38].

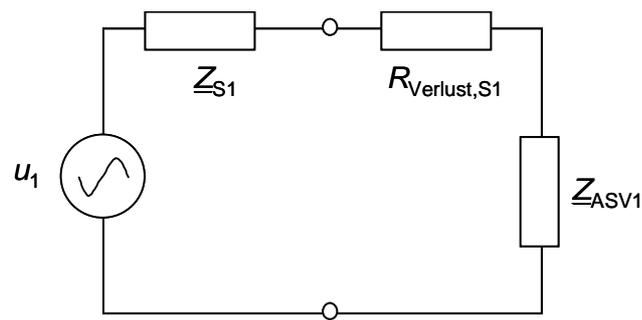


Abbildung 4.20: Ersatzschaltbild zur Impedanzanpassung bei der Grundwelle

Die externe Spannungsquelle u_1 stellt die Anregung bei der Grundwelle dar. Die Schaltungsimpedanz setzt sich aus dem Verlustwiderstand der Schaltung $R_{\text{Verlust},S1}$ und der Transformationsimpedanz \underline{Z}_{S1} zusammen. Die Transformationsimpedanz entspricht der verlustlosen Schaltungsimpedanz. Ein Nachweis der Gültigkeit dieses Ersatzschaltbildes, das die Verluste in der Schaltung durch einen einzigen Serienwiderstand berücksichtigt, erfolgt in Abschnitt 4.5.4.

Gemäß dem Ersatzschaltbild liegt die maximale Spannungsamplitude am Varaktor an, wenn Leistungsanpassung an die Serienschaltung von ASV und Verlustwiderstand erreicht wird und damit folgende Gleichung erfüllt ist:

$$\underline{Z}_{S1} = \underline{Z}_{ASV1}^* + R_{\text{Verlust},S1} \quad 4.7$$

Abbildung 4.21 zeigt die konjugiert komplexe Varaktorimpedanz \underline{Z}_{ASV1}^* bei der Grundwelle in Abhängigkeit von der Pumpleistung unter Berücksichtigung der Schaltungsverluste $R_{\text{Verlust},S1}$ (s. Abschnitt 4.5.4). Diese Kurve entspricht den Impedanzen, die für optimalen Betrieb des Frequenzverdrehers bei der jeweiligen Pumpleistung durch die Schaltung eingestellt werden müssen. Die zweite Kurve stellt die Transformationsimpedanz \underline{Z}_{S1} der Schaltung in Abhängigkeit von der Position des Kurschlusschiebers im Eingangshohlleiter dar. Genau im Schnittpunkt beider Graphen ist die Bedingung für die Leistungsanpassung erfüllt. Für die dargestellte Schaltungskonstellation ergibt sich sehr gute Leistungsanpassung bei einer Eingangsleistung von ca. 70 mW.

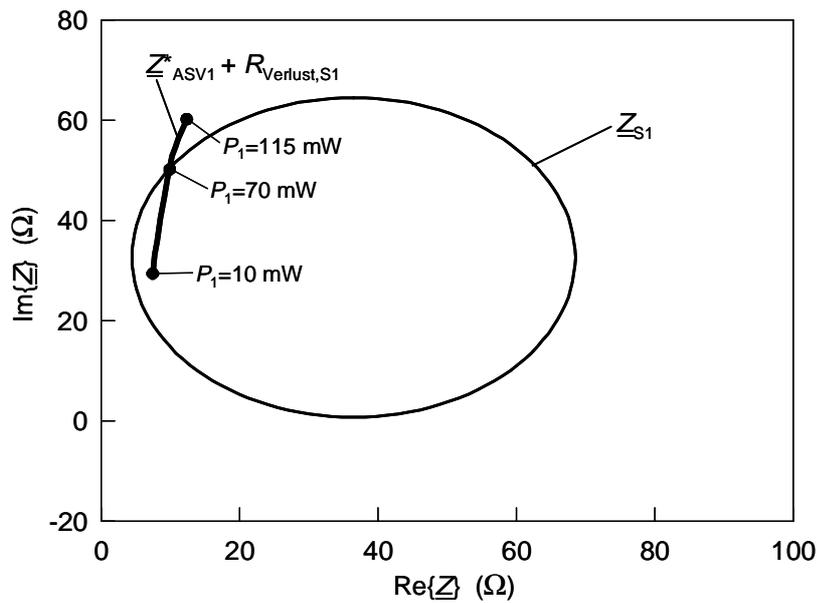


Abbildung 4.21: Konjugiert komplexe Varaktorimpedanz Z_{ASV1}^* bei der Grundwelle in Abhängigkeit von der Pumpleistung unter Berücksichtigung der Schaltungsverluste $R_{Verlust,S1}$ und Transformationsimpedanz der Schaltung Z_{S1} in Abhängigkeit von der Kurzschlusschieberstellung im Eingangshohlleiter ($R_{Verlust,S1} = 0,8 \Omega$, $A = 6 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$)

4.5.3 Anpassbedingung bei der Oberwelle

Bei der Oberwelle lässt sich der Frequenzverdreifacher näherungsweise durch das Ersatzschaltbild aus Abbildung 4.22 darstellen [38]. Auch hier setzt sich die Schaltungsimpedanz aus dem Verlustwiderstand $R_{Verlust,S3}$ (s. Abschnitt 4.5.4) und der Transformationsimpedanz Z_{S3} zusammen.

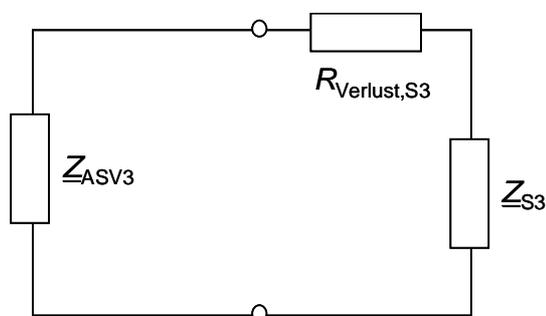


Abbildung 4.22: Ersatzschaltbild zur Impedanzanpassung bei der Oberwelle

Für jede beliebige Schaltungsimpedanz stellen sich Ströme und Spannungen im Varaktor so ein, dass sich eine Varaktorimpedanz \underline{Z}_{ASV3} ergibt, die folgende Gleichung erfüllt.

$$\underline{Z}_{S3} + R_{Verlust,S3} = -\underline{Z}_{ASV3} \quad 4.8$$

Allerdings gibt es eine optimale Varaktorimpedanz (s. Abschnitt 3.3.4), für welche der Vervielfacher maximalen Wirkungsgrad erreicht. Ziel ist es, die Schaltungsimpedanz so einzustellen, dass sie an die optimale Varaktorimpedanz angepasst ist. In Abbildung 4.23 ist die negative optimale Varaktorimpedanz \underline{Z}_{ASV3} bei der Oberwelle in Abhängigkeit von der Pumpleistung unter Berücksichtigung der Schaltungsverluste $R_{Verlust,S3}$ dargestellt. Diese Kurve entspricht den Impedanzwerten, die für maximalen Wirkungsgrad des Frequenzverdreifachers bei der jeweiligen Pumpleistung durch die Schaltung eingestellt werden müssen. Die zweite Kurve stellt die Transformationsimpedanz \underline{Z}_{S3} der Schaltung in Abhängigkeit von der Kurzschlusschieberstellung im Ausgangshohlleiter dar. Genau im Schnittpunkt beider Graphen ist die Schwingbedingung erfüllt. Für die dargestellte Schaltungskonstellation ergibt sich sehr gute Anpassung bei einer Eingangsleistung von ca. 70 mW.

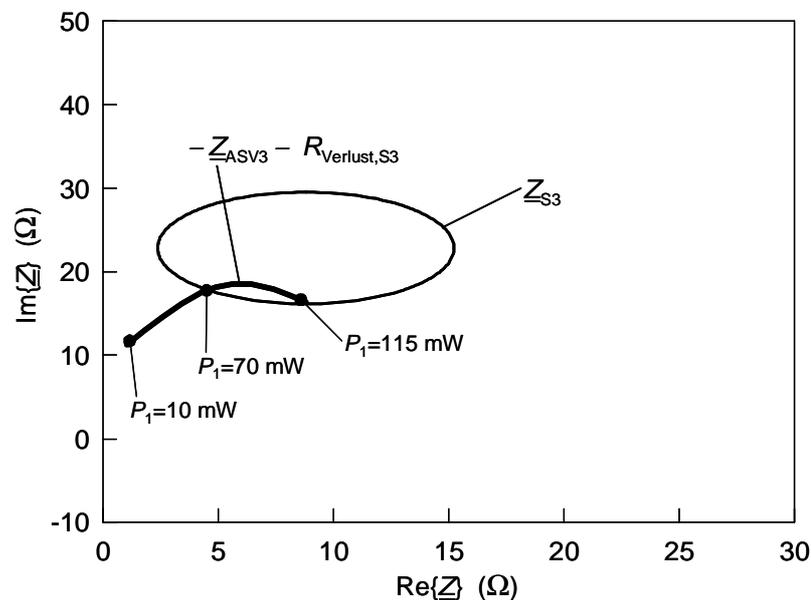


Abbildung 4.23: Negative Varaktorimpedanz \underline{Z}_{ASV3} bei der Oberwelle in Abhängigkeit von der Pumpleistung unter Berücksichtigung der Schaltungsverluste $R_{Verlust,S3}$ und Transformationsimpedanz \underline{Z}_{S3} der Schaltung in Abhängigkeit von der Kurzschlusschieberstellung im Ausgangshohlleiter ($R_{Verlust,S3} = 0,8 \Omega$, $A = 6 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$)

4.5.4 Schaltungsverluste und Einfluss der Herstellungstoleranzen

Die endliche Leitfähigkeit des Metalls und der Verlustfaktor $\tan \delta$ des Substrates führen zu Verlusten in der Verdreifacherschaltung. Bei der Berechnung der Streuparameter bzw. der Impedanzen der Schaltung lassen sich die Verluste mittels der in HFSS verwendeten Materialparameter berücksichtigen. Die endliche Leitfähigkeit des Metalls wird bei den Berechnungen über den spezifischen Widerstand ($\rho_{\text{Au}} = 2,2 \cdot 10^{-6} \Omega\text{cm}$) berücksichtigt [84]. Der Verlustfaktor für verschiedene Substratmaterialien ist in Tabelle 4.1 angegeben.

Der Verlustwiderstand der gesamten Schaltung lässt sich aus den HFSS-Simulationen abschätzen, indem die Impedanz zum einen mit und zum anderen ohne Verluste berechnet wird. Die Differenz der Realteile liefert den Verlustwiderstand. Die Gültigkeit dieser Näherung lässt sich durch einen Vergleich der Impedanzniveaus der verlustlosen Schaltung mit den Werten der verlustbehafteten Schaltung überprüfen. Hierbei zeigt sich, dass für alle im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Schaltungsvariationen die beiden Impedanzkurven in guter Näherung durch Verschieben um einen reellen Widerstand zur Deckung gebracht werden können.

Für die hinsichtlich Anpassung optimierte Schaltung (s. Abbildung 4.21 und Abbildung 4.23), ergibt sich mit dieser Methode sowohl bei der Grund- als auch bei der Oberwelle ein Verlustwiderstand von etwa $0,8 \Omega$.

Ein wesentlicher Vorteil von monolithisch integrierten bzw. quasi-monolithisch integrierten Schaltungen (s. Abschnitt 5.2) ist die hohe Reproduzierbarkeit, die bei der Herstellung realisiert werden kann. Herstellungsparasitäten können damit genau berechnet und berücksichtigt werden und Herstellungstoleranzen einerseits klein gehalten werden und andererseits deren Einfluss auf das Verhalten der Frequenzverdreifacherschaltung und auf die Anpassung abgeschätzt und simuliert werden. Hierbei zeigt sich, dass Ungenauigkeiten, die sich bei der lateralen Strukturierung und Realisierung der Schaltung mittels Photolithographie (s. Abschnitt 5.2.2) ergeben ($\Delta s = \pm 0,2 \mu\text{m}$, [85]) zu klein sind, um einen merklichen Einfluss auf die Eigenschaften der Schaltung zu haben.

Bei den vertikalen Abmessungen der einzelnen Schaltungselemente sind herstellungsbedingte Abweichungen bezüglich Schichtdicke der Streifenleitungs-metallisierung ($\Delta h = \pm 0,2 \mu\text{m}$), Luftbrückenhöhe ($\Delta h = \pm 0,5 \mu\text{m}$) und Substratdicke ($\Delta h = \pm 5 \mu\text{m}$, [73]) möglich.

Bezüglich einer leichten Variation der Metallisierungsdicke der galvanisch abgeschiedenen Streifenleitungselemente konnte keine merkliche Veränderung der Schaltungsimpedanzen festgestellt werden. Durch die elektrolytische Verstärkung bedingte Schwankungen in der Dicke der Diodenköpfe und der darüber liegenden Luftbrücke können zu Abweichungen von der angestrebten Luftbrückenhöhe ($h_{\text{Luftbrücke}} = 4 \mu\text{m}$), d.h. dem Abstand zwischen Luftbrücke und unterer Metallisierung der Dioden führen. Dadurch wird die parasitäre Kapazität dieser Anordnung verändert und es ist eine leichte Änderung der Impedanz bei Grund- und Oberwelle festzustellen (s. Abbildung 4.24 und Abbildung 4.25).

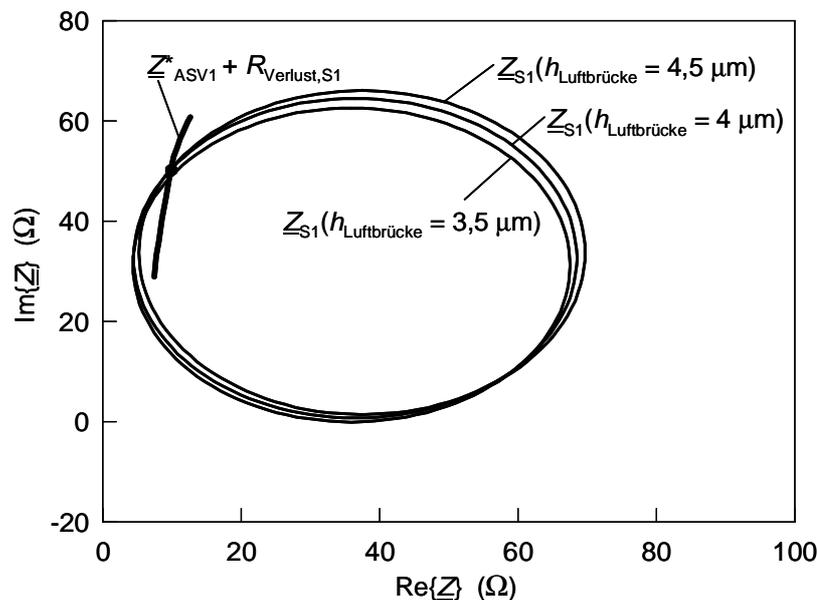


Abbildung 4.24: Konjugiert komplexe Varaktorimpedanz Z_{ASV1} bei der Grundwelle in Abhängigkeit von der Pumpleistung unter Berücksichtigung der Schaltungsverluste $R_{\text{Verlust},S1}$ und Schaltungsimpedanz an der Stelle des Varaktors bei der Grundwelle in Abhängigkeit von der Position des Kurzschlusschiebers im Eingangshohlleiter für verschiedene Luftbrückenhöhen ($R_{\text{Verlust},S1} = 0,8 \Omega$, $A = 6 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$)

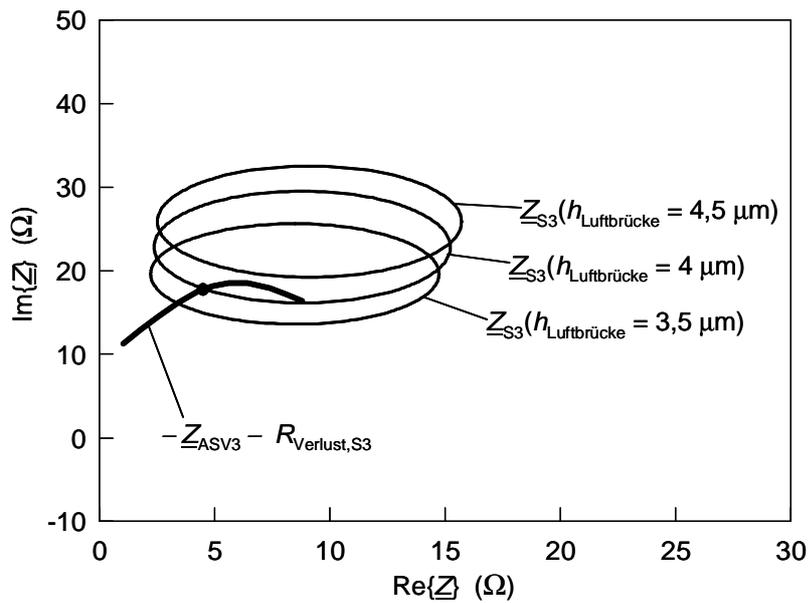


Abbildung 4.25: Negative Varaktorimpedanz Z_{ASV3} bei der Oberwelle in Abhängigkeit von der Pumpleistung unter Berücksichtigung der Schaltungsverluste $R_{\text{Verlust,S3}}$ und Schaltungsimpedanz an der Stelle des Varaktors bei der Oberwelle in Abhängigkeit von der Position des Kurzschlusschiebers im Ausgangshohleiter für verschiedene Luftbrückenhöhen ($R_{\text{Verlust,S3}} = 0,8 \Omega$, $A = 6 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$)

Abweichungen bezüglich Substratdicke führen zu einer Änderung des Wellenwiderstandes. Dieser wird durch die Breite der Streifenleitung und die Höhe des Substrates bestimmt. Abbildung 4.26 und Abbildung 4.27 zeigen die Schaltungsimpedanz in Abhängigkeit vom jeweiligen Kurzschlusschieber für verschiedene Substratdicken. Aufgrund der hohen Genauigkeit, die hochqualitative, kommerziell verfügbare Quarz-Substrate aufweisen, kann der Einfluss von Substratdickenvariationen auf die Schaltungsimpedanzen klein gehalten werden. Dies stellt einen Vorteil gegenüber Streifenleitungsschaltungen und Verdreifacherkonzepten dar, die auf Halbleitersubstrat realisiert werden, da diese Halbleitersubstrate nach dem epitaktischen Wachstum (s. Abschnitt 5.1) erst auf die gewünschte Schichtdicke abgedünnt werden müssen und damit häufig größere Abweichungen aufweisen [38].

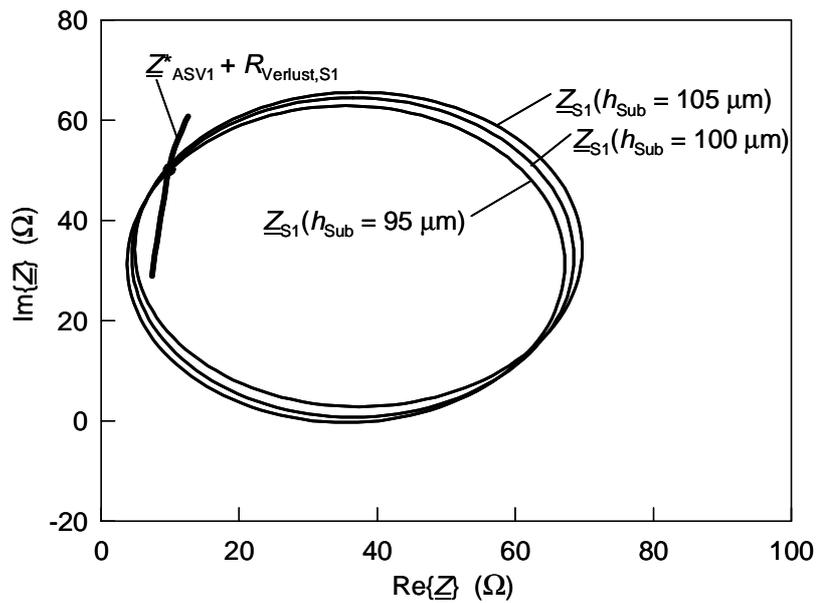


Abbildung 4.26: Konjugiert komplexe Varaktorimpedanz Z_{ASV1} bei der Grundwelle in Abhängigkeit von der Pumpleistung unter Berücksichtigung der Schaltungsverluste $R_{Verlust,S1}$ und Schaltungsimpedanz an der Stelle des Varaktors in Abh. von der Position des Kurzschlusschiebers für verschiedene Substratdicken ($R_{Verlust,S1} = 0,8 \Omega$, $A = 6 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$)

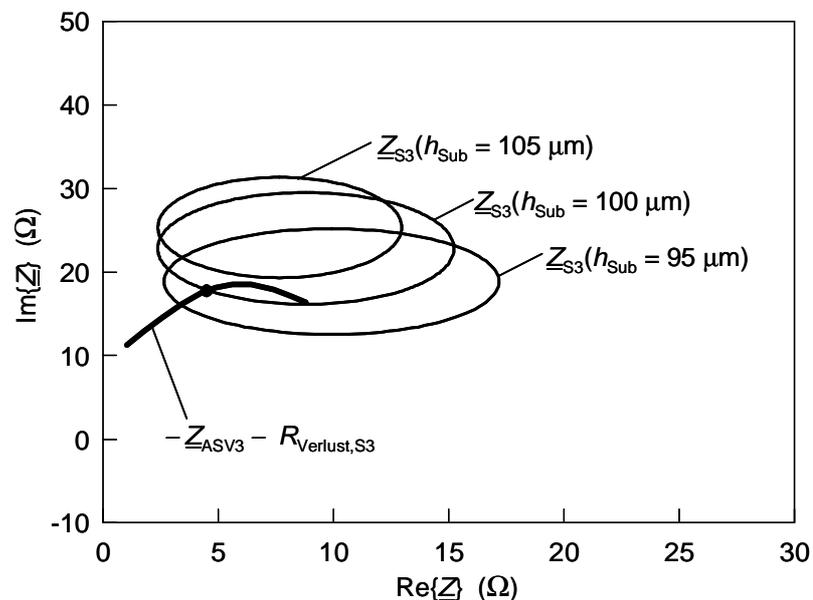


Abbildung 4.27: Negative Varaktorimpedanz Z_{ASV3} bei der Oberwelle in Abhängigkeit von der Pumpleistung unter Berücksichtigung der Schaltungsverluste $R_{Verlust,S3}$ und Schaltungsimpedanz an der Stelle des Varaktors in Abhängigkeit von der Position des Kurzschlusschiebers für verschiedene Substratdicken ($R_{Verlust,S3} = 0,8 \Omega$, $A = 6 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$)

Neben den oben angeführten Toleranzen bei der Herstellung der quasi-monolithisch integrierten Verdreifacherschaltung wurden auch die Ungenauigkeiten beim Einbau des Quarzchips in die Hohlleiterschaltung untersucht. Eine Verschiebung des Chips parallel zur Ausrichtung der beiden Hohlleiter (s. Abbildung 4.28, y-Richtung) hat keinen Einfluss auf die Eigenschaften des Verdreifachers, da dies nur einer Verschiebung der Position des jeweiligen Kurzschlusschiebers entspricht. Abweichungen in senkrechter Richtung zu den Hohlleitern (x-Richtung) führen zu einer Veränderung des Hohlleiterstreifenleitungs-übergangs im Eingangshohlleiter und im Ausgangshohlleiter und damit zu einer deutlichen Veränderung der Schaltungsimpedanz (s. Abbildung 4.29 und Abbildung 4.30). Aus diesem Grund ist beim Einbau des Quarz-Chips in den Hohlleiteraufbau auf eine genaue Positionierung zu achten. Dies kann sowohl durch Hilfsmarkierungen auf dem Chip, als auch durch einen festen Anschlag für den Chip im Hohlleiteraufbau erreicht werden.

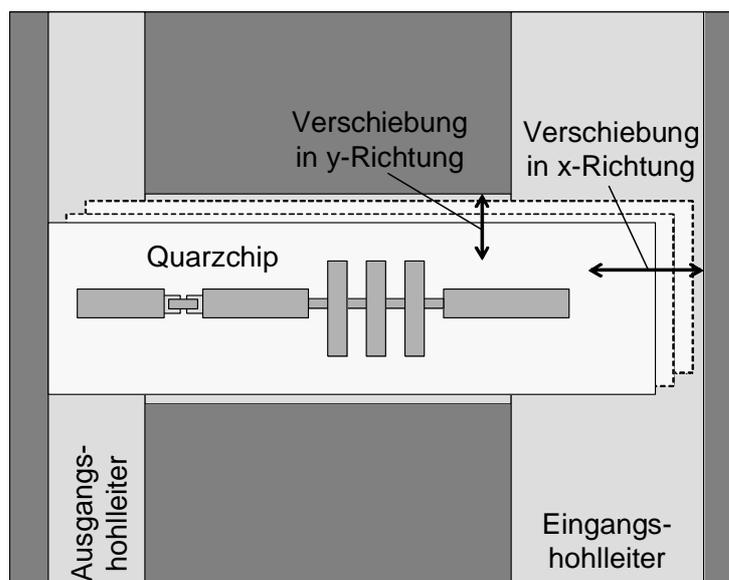


Abbildung 4.28: Ungenauigkeiten beim Einbau des Quarzchips in die Hohlleiterschaltung durch Abweichung parallel (y-Richtung) und senkrecht (x-Richtung) zur Ausrichtung der Hohlleiter

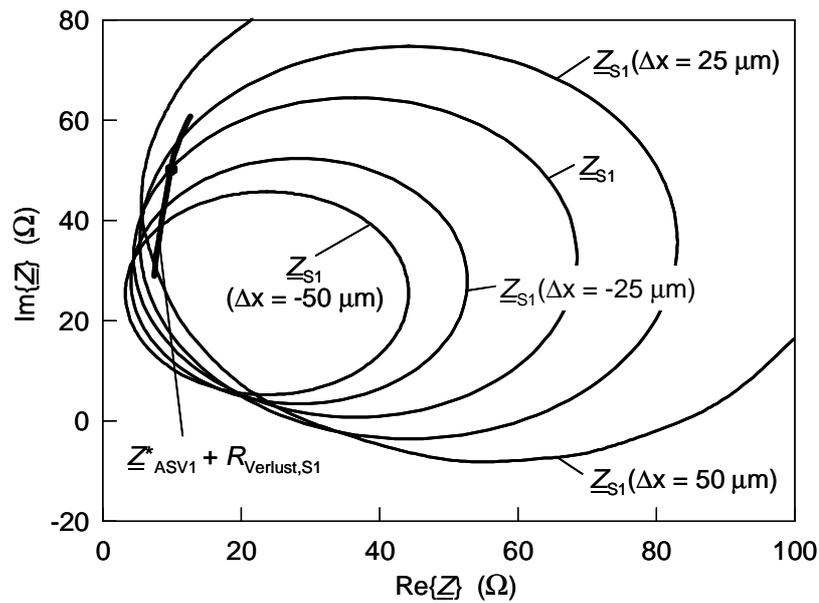


Abbildung 4.29: Konjugiert komplexe Varaktorimpedanz Z_{ASV1} bei der Grundwelle in Abh. von der Pumpleistung unter Berücksichtigung der Schaltungsverluste $R_{Verlust,S1}$ und Schaltungsimpedanz an der Stelle des Varaktors in Abh. vom Kurzschlusschiebers bei Verschiebung des Quarzchips in x-Richtung ($R_{Verlust,S1} = 0,8 \Omega$, $A = 6 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$)

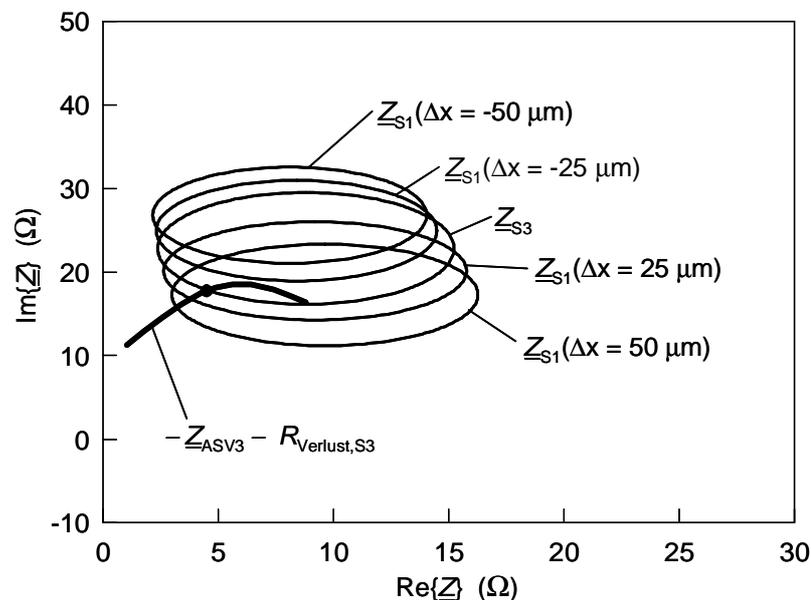


Abbildung 4.30: Negative Varaktorimpedanz Z_{ASV3} bei der Oberwelle in Abhängigkeit von der Pumpleistung unter Berücksichtigung der Schaltungsverluste $R_{Verlust,S3}$ und Schaltungsimpedanz an der Stelle des Varaktors in Abh. vom Kurzschlusschiebers bei Verschiebung des Quarzchips in x-Richtung ($R_{Verlust,S3} = 0,8 \Omega$, $A = 6 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$)

5 Technologische Realisierung

In diesem Kapitel soll der Weg vom Halbleiterwafer zur fertigen Verdreifacherschaltung beschrieben werden. Er gliedert sich in drei Hauptbereiche, das epitaktische Wachstum der Halbleiterschichten, die quasi-monolithisch integrierte Realisierung des Verdreifacherchips und die Herstellung des Hohlleiteraufbaus, des sog. Split-Waveguide-Mounts.

5.1 Epitaxie

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Halbleiterschichten wurden am Lehrstuhl für Allgemeine Elektrotechnik und Angewandte Elektronik der TU München mit einer Molekularstrahlepitaxieanlage (MBE, Riber 2300 R&D) hergestellt. Mit Hilfe von Temperaturreglern und Abschattungskappen können acht Effusionszellen, die mit Aufwachs- (Ga, Al, As) und Dotiermaterialien (Si, Be) bestückt sind, in ihrem Fluss gesteuert werden. Ausführliche Beschreibungen der Anlage selbst, ihrer Kalibrierung sowie des Wachstums von Schichtenfolgen für Millimeterwellen-Bauelemente finden sich in der Literatur [86,87,88]. Abbildung 5.1 zeigt die Schichtstruktur einer typischen, inhomogen dotierten Schottky-Diode. Als Substratmaterial können sowohl n^+ -dotierte als auch semiisolierende GaAs-2''-Substrate (Orientierung $\langle 100 \rangle$) verwendet werden. Die Dotierung ist hierbei unerheblich, da das Substrat bei der Herstellung des Verdreifacherchips vollständig entfernt wird. Auf das Substrat wird zunächst eine $\text{Al}_{0.55}\text{Ga}_{0.45}\text{As}$ -Schicht gewachsen, die als Ätzstoppschicht für die Entfernung des Substrats dient. Nach der Ätzstoppschicht wird die eigentliche Diodenstruktur erzeugt. Sie besteht aus einer hochdotierten Kontaktschicht, der zweigeteilten Modulationsschicht, die für die spannungsabhängige Kapazität der Diode verantwortlich ist, einer zweiten $\text{Al}_{0.55}\text{Ga}_{0.45}\text{As}$ -Schicht, die als zusätzliche Heterobarriere die Sperreigenschaften der Diode verbessern soll und dem Ti/Au-Schottky-Kontakt, der in situ in der MBE-Anlage aufgebracht werden kann. Als Dotierstoff für sämtliche n -

Dotierungen wird Silizium verwendet. Um möglichst niedrige Kontaktwiderstände zu erreichen, muss die Dotierung der Kontaktschicht so hoch wie möglich sein. Die maximale elektrisch aktive Dotierungskonzentration, die in n-Schichten erreicht wird, beträgt ca. $4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ [89]. Die verwendete Anlage verfügt über eine zusätzliche Kammer, die mit der Hauptkammer über ein Schleusensystem verbunden und mit einer Elektronenstrahlverdampfungsanlage versehen ist. Proben können dadurch unter Hochvakuum aus der Hauptkammer direkt in die Verdampfungsanlage transferiert werden, um dort Metall-Kontakte aufzubringen. Dadurch können Schottky-Kontakte auf hochreinen Halbleiteroberflächen mit einer sehr hohen Reproduzierbarkeit hergestellt werden.

Schottky-Kontakt	Au 200nm
	Ti 50nm
Heterobarriere	$\text{Al}_{0,55}\text{Ga}_{0,45}\text{As}$ $d = 10\text{nm}$ undotiert
Modulationsschicht	GaAs $d = 20\text{nm}$ $N_D = 5 \cdot 10^{18}$
	GaAs $d = 300\text{nm}$ $N_D = 1 \cdot 10^{17}$
Kontaktschicht	GaAs $d = 500\text{nm}$ $N_D = 5 \cdot 10^{18}$
Ätzstoppschicht	$\text{Al}_{0,55}\text{Ga}_{0,45}\text{As}$ $d = 500\text{nm}$ $N_D = 2 \cdot 10^{18}$
	GaAs Substrat Orientierung <100>

Abbildung 5.1: Schichtenfolge einer inhomogen dotierten Schottky-Dioden

5.2 Herstellung der Verdreifacherschaltung mit integriertem ASV

Bei der Entwicklung des Technologieablaufs zur Herstellung der Verdreifacherschaltung mit integriertem ASV mussten zwei auf den ersten Blick gegenläufige Gesichtspunkte miteinander vereinbart werden:

- monolithische Integration des nichtlinearen Bauelements in die Schaltung, um eine hohe Reproduzierbarkeit zu erreichen und
- Verwendung von Quarz-Substraten für den kompletten Verdreifacherchip, um die Verluste in der Schaltung möglichst gering zu halten.

Das Ergebnis ist eine quasi-monolithische Integration des nichtlinearen Bauelements in die Schaltung auf Quarz-Substrat. Hierbei wird das in der MBE auf GaAs-Substrat gewachsene Halbleitermaterial mittels Thermokompression auf einen Quarzträger aufgebracht und anschließend die Verdreifacherschaltung zusammen mit dem ASV monolithisch integriert auf dem Quarzsubstrat mit Planartechnologie hergestellt. Der Verdreifacherchip wird anschließend in einen Hohlleiteraufbau eingebaut.

5.2.1 Thermokompression auf Quarz-Substrat

Zunächst wird das GaAs-Substrat auf eine Dicke von ca. 100 μm poliert. Hierzu wird eine Kombination von mechanischem Abtrag und nasschemischem Ätzen unter Verwendung einer Brom-Methanol-Lösung (Br : CH_3OH , Volumenverhältnis 1 : 20) benutzt. Anschließend wird der Wafer in $10 \times 3 \text{ mm}^2$ große Probenstücke gespalten. Diese werden dann mittels Thermokompressions-Bonden auf Quarzsubstrate aufgebracht, die mit einer Ti/Au/Sn-Schicht versehen sind (s. Abbildung 5.2). Bei der Thermokompression handelt es sich um ein Verfahren, mit dem unter einem definierten Aufpressdruck von 300 kg/cm^2 über eine Zeitdauer von 2 Minuten bei einer Temperatur von 270°C die Au/Sn-Schicht der Quarz-Oberfläche und die Au-Schicht des Schottky-Kontaktes miteinander verschmolzen werden. Die Schichtdicken der Metalle und die Prozessbedingungen, d.h. Druck und Temperatur werden dabei so gewählt, dass sich eine Au-Sn-Legierung bildet, die sich in einem der beiden eutektischen Punkte des binären Systems Au-Sn befindet (s. Abbildung 5.3). Da das zinnreiche Eutektikum bei 217°C ungünstigere mechanische Eigenschaften aufweist [90], wurde der eutektische Punkt bei 20 Gew.% Sn mit einer Schmelztemperatur von ca. 280°C gewählt. Mit diesem Verfahren konnte eine sehr gute mechanische Stabilität des epitaktisch gewachsenen Halbleitermaterials auf dem Quarz-Substrat erreicht werden. Neben den oben bereits angeführten Vorteilen einer quasi-monolithischen Integration auf Quarz-Substrat ist zudem weniger Halbleitermaterial zur Herstellung der Verdreifacherchips

notwendig, da es nur in den Bereichen des Quarzträgers aufgebracht wird, in denen sich später die Dioden der Hochfrequenzschaltung befinden werden.

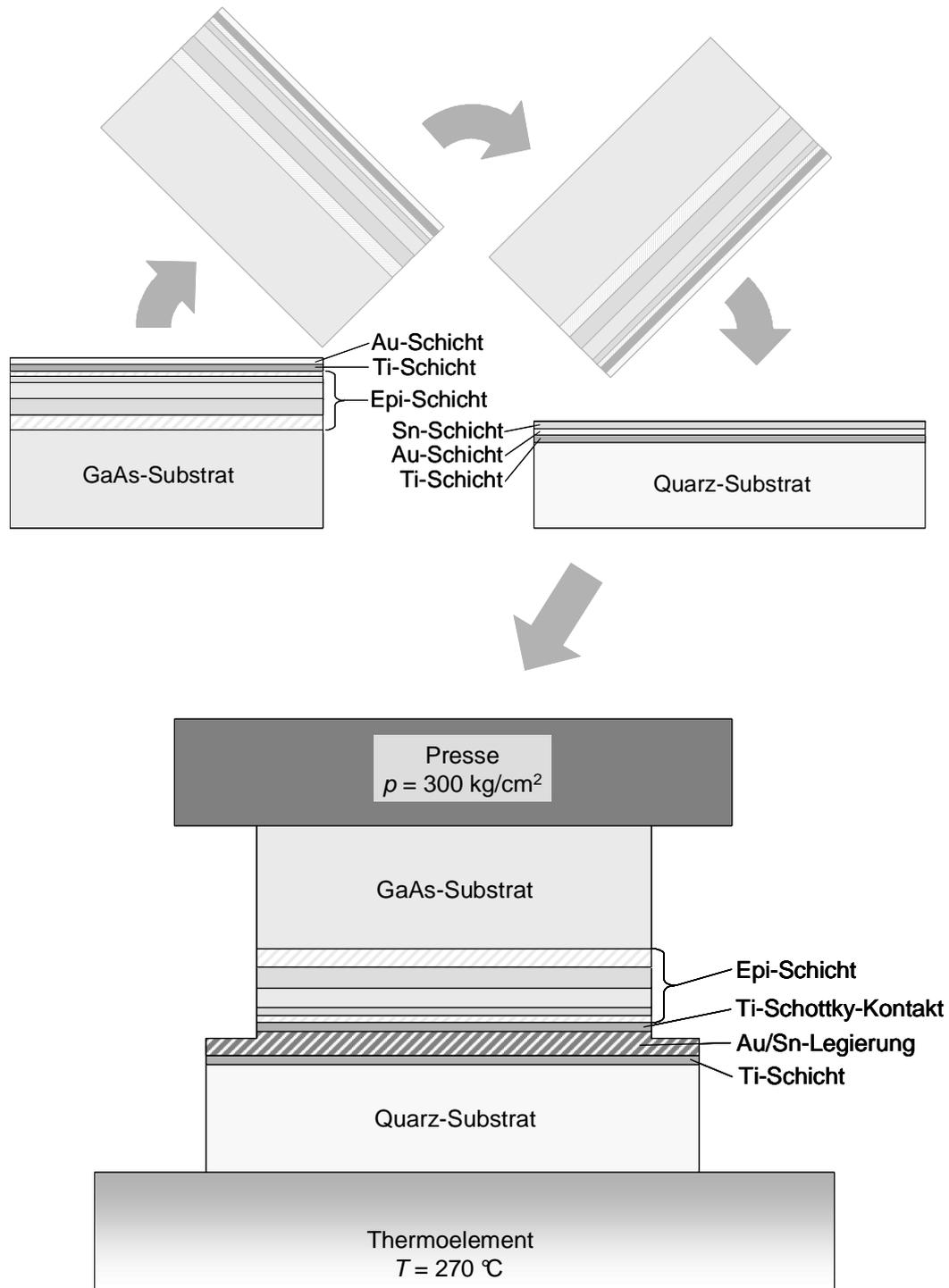


Abbildung 5.2: Thermokompression des epitaktisch gewachsenen Halbleitermaterials auf Quarz-Substrat ($T = 270 \text{ °C}$, $p = 300 \text{ kg/cm}^2$)

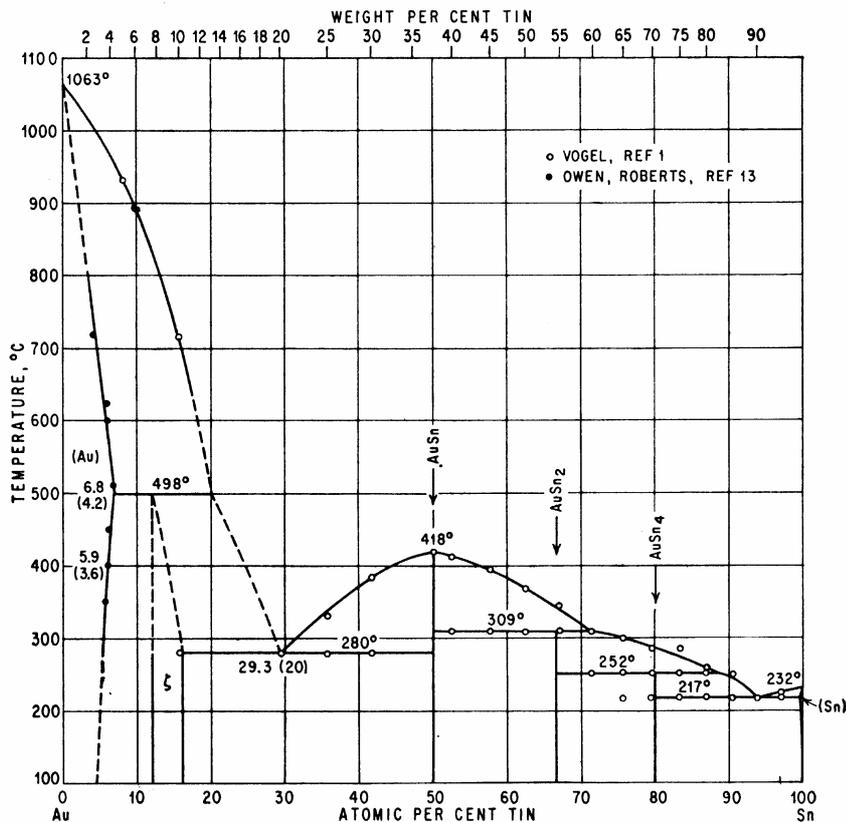


Abbildung 5.3: Phasendiagramm des binären Systems Au-Sn [91]

5.2.2 Planartechnologie

Der so vorbereitete Quarzchip wird nun mittels Planartechnologie prozessiert. Die einzelnen Schritte sind in Abbildung 5.4 schematisch dargestellt. Sämtliche Photolithographieschritte werden mittels Kontaktbelichtung mit Chrommasken mit einem Maskaligner des Typs MJB3 der Firma Karl Suss durchgeführt und für die Aufdampfung der einzelnen Metallschichten stehen Apparaturen der Firmen 4TEC (R 650 Q), Leybold (L 560) und Varian (VT 118) zur Verfügung, die sowohl mit Elektronenstrahlverdampfern, als auch mit thermischen Verdampfern ausgestattet sind. Eine genaue Auflistung der verwendeten Chemikalien ist in Anhang A zu finden. Zunächst wird das nach dem Polieren noch vorhandene GaAs-Substrat nasschemisch mit einer selektiven Ätzlösung ($\text{NH}_3 : \text{H}_2\text{O}_2 = 1 : 19$) entfernt, die auf aluminiumhaltigen Schichten stoppt. Die darunter liegende AlGaAs-Ätzstoppschicht wird mit Flusssäure ($\text{HF} : \text{H}_2\text{O} = 1 : 10$) geätzt, die wiederum eine hohe Selektivität gegenüber GaAs aufweist. Dann wird die

Probe ganzflächig mit einer AuGeNi/Au-Metallisierung (Schichtdicken 100 nm / 100 nm) als ohmscher Kontakt bedampft. Durch Erhitzen der Probe auf 380 °C unter Wasserstoffatmosphäre wird dieser Kontakt legiert, um ohmsches Verhalten mit einem möglichst geringen Kontaktwiderstand zu erreichen. Der anschließend aufgebrauchte Photolack (Hoechst AZ 5214) wird photolithografisch strukturiert und die so definierten Diodenflächen galvanisch auf eine Dicke von 2 µm verstärkt (Goldbad). Der Photolack wird mit Lösungsmitteln wieder entfernt und die galvanisierten Goldkegel dienen als Maske für die Mesaätzung der Dioden. Die Kontaktmetallisierung wird mit einer KJ/J-Ätzlösung ($J_2 : KJ : H_2O = 2,5 \text{ g} : 5 \text{ g} : 50 \text{ ml}$), die GaAs-Schichten mit einer auf Zitronensäure und Wasserstoffperoxyd basierenden Ätze ($CH_3COOH : H_2O : H_2O_2 = 50 \text{ g} : 50 \text{ ml} : 10 \text{ ml}$) und die $Al_{0,55}Ga_{0,45}As$ -Heterobarriere zusammen mit der Ti-Schicht mit Hilfe von Flusssäure entfernt. Anschließend wird die serielle Verbindung der beiden Dioden photolithographisch definiert und mit KJ/J geätzt. Danach wird ein Stützack (Hoechst AZ 4533) aufgebracht und die Probe mit einer Ti/Au-Metallisierung (Schichtdicken 20 nm / 100 nm) bedampft. Anschließend wird eine zweite Lackschicht aufgebracht, mit der die komplette Hochfrequenzschaltung auf dem Quarzchip und die Luftbrücken zwischen der Eingangs- und Ausgangsschaltung und den beiden Dioden definiert und galvanisch verstärkt werden. Durch die dabei gewählte Goldschichtdicke von 2-3 µm kann zum einen eine hohe mechanische Stabilität erreicht werden und zum anderen können durch eine relativ große Metallschichtdicke die Leiterverluste verringert werden. Hierbei ist der Skin-Effekt zu berücksichtigen, der dazu führt, dass sich bei Wechselstrom der Stromfluss in Leitern auf eine unmittelbar unter der Leiteroberfläche liegende dünne Schicht konzentriert. Aus genaueren Untersuchungen der durch den Skineffekt bedingten Verluste folgt, dass die Schichtdicke der Metallisierung ein Vielfaches der Eindringtiefe der Stromdichte betragen sollte [92]. Zum Schluss wird zunächst die oberste Lackschicht mit Lösungsmitteln und dann die Au- und Ti-Schicht mit Examet bzw. Flusssäure entfernt. Eine SEM-Aufnahme eines ASV, der mittels Luftbrücken mit der Eingangs- und Ausgangsschaltung verbunden ist, ist in Abbildung 5.5 zu sehen. Im vergrößerten Ausschnitt sind der Goldkopf aus galvanisiertem Gold und die eigentliche Diode zu sehen.

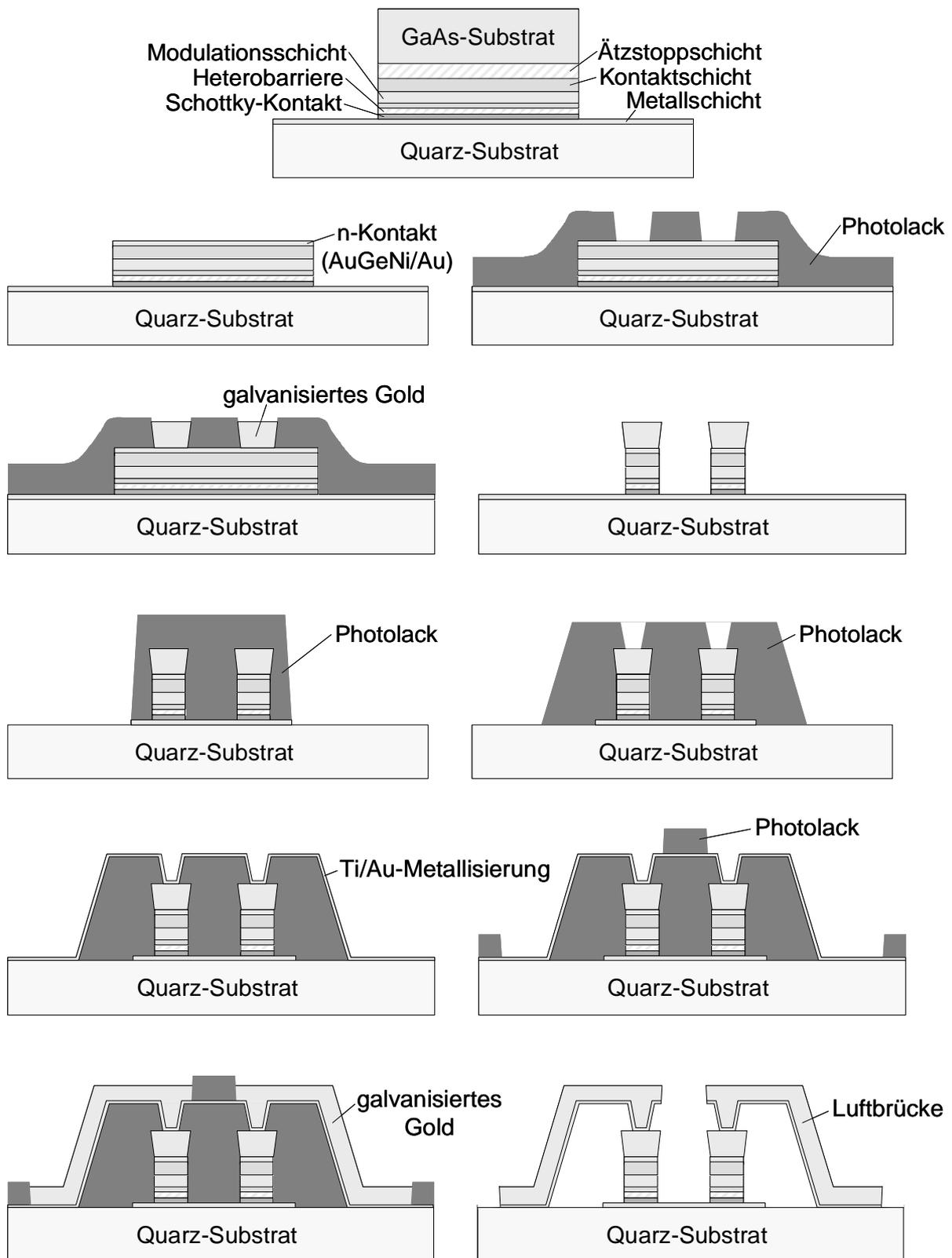


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung der Technologieschritte zur Herstellung eines Frequenzverdreifachers mit quasi-monolithisch integriertem ASV

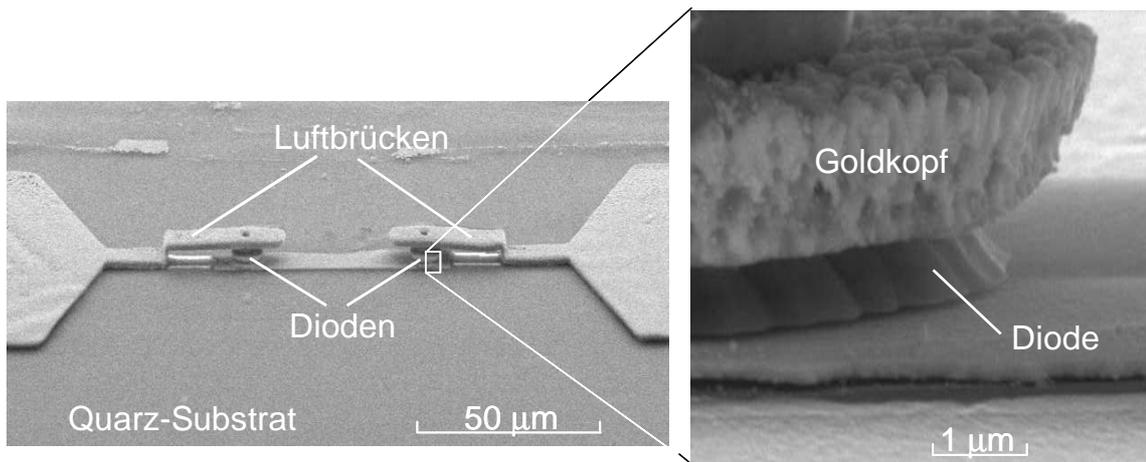


Abbildung 5.5: SEM-Aufnahme eines ASV

Als letzter Schritt wird der Quarzträger, auf dem 10 – 20 Verdreifacherschaltungen gleichzeitig prozessiert werden, in Einzelschaltungen mit einer Chipgröße von $900 \mu\text{m} \times 4000 \mu\text{m}$ zerteilt.

Neben der oben beschriebenen ASV-Struktur (Typ I), bei der sich der Schottky-Kontakt unten befindet und die Fläche des n^+ -Kontaktes genau der Diodenfläche entspricht, wurde noch ein zweites Strukturdesign (Typ II) hergestellt und untersucht, bei dem der Schottky Kontakt oben ist und die beiden Dioden über eine Luftbrücke miteinander verbunden sind. Bei dieser Upside-Down-Struktur lassen sich kleinflächige Dioden mit großflächigen n^+ -Kontakten kombinieren. Dadurch kann der Serienwiderstand des ASV verringert und der Wirkungsgrad des Verdreifachers erhöht werden (s. Abschnitt 6.3). In Abbildung 5.6 sind die wesentlichen Technologieschritte zur Herstellung der beiden Strukturen gegenübergestellt. Während beim Typ I das GaAs-Substrat lediglich gedünnt werden muss, bevor die Probe mit der Epi-Seite nach unten auf den Quarzchip aufgebracht wird, wird beim Typ II die Probe zunächst umgedreht auf einen Aluminiumoxid- oder auch Saphirträger geklebt, anschließend wird das GaAs-Substrat und die Ätzstoppschicht vollständig entfernt und die Probe wird mit einer Kontaktmetallisierung (AuGeNi / Au) versehen. Erst dann wird die Probe auf das Quarzsubstrat aufgebracht und der geklebte Al_2O_3 - oder Saphirträger mit Hilfe von Lösungsmitteln entfernt. Dadurch ergibt sich eine im Vergleich zu Typ I umgekehrte Schichtreihenfolge.

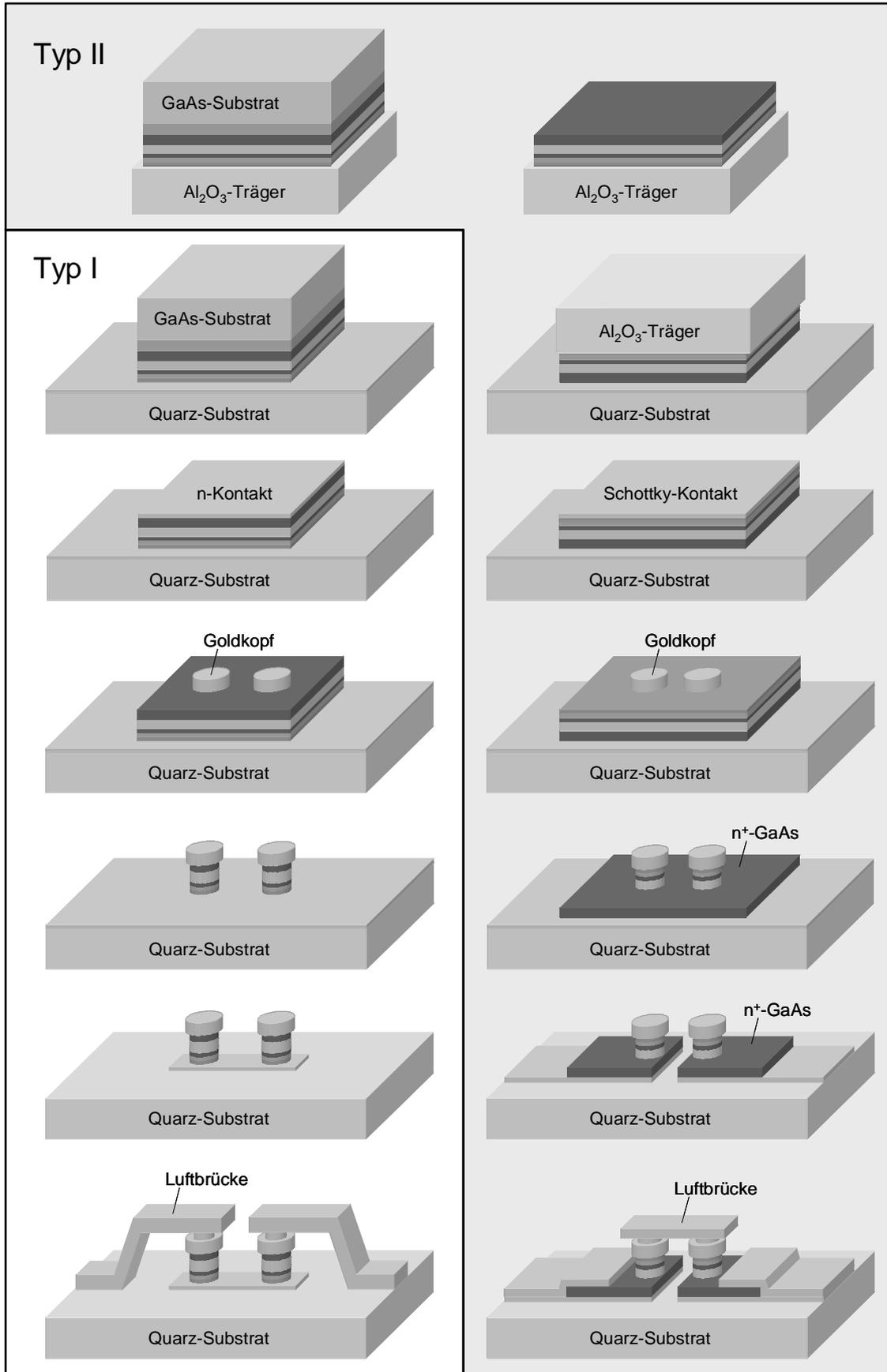


Abbildung 5.6: Schematische Darstellung der Technologieschritte zur Herstellung der zwei unterschiedlichen ASV-Strukturen

Die weiteren Schritte sind im Wesentlichen bei beiden Proben identisch. Unterschiede ergeben sich nur bei der Ätzung der Dioden- und Mesafläche und bezüglich der Luftbrücken. Bei Typ II werden die Dioden zunächst nur bis zur n^+ -Kontaktschicht geätzt. Diese wird im anschließenden Schritt strukturiert und bleibt mit einer im Vergleich zur eigentlichen Diodenfläche deutlich größeren Fläche stehen. Bei der ersten Struktur dienen die Luftbrücken als Verbindung der Dioden zur Eingangs- bzw. Ausgangsschaltung, bei der Upside-Down-Struktur sind die beiden Dioden über eine Luftbrücke miteinander verbunden.

5.3 Herstellung des Hohlleitersaufbaus

Der Hohlleitersaufbau, in dem die vereinzelt Quarzchips getestet werden, setzt sich aus zwei symmetrischen Hälften zusammen (s. Abbildung 5.7). Beide Hohlleiter des Aufbaus, d.h. Eingangs- und Ausgangshohlleiter, liegen dabei in der gleichen Ebene (s. Abschnitt 4.3) [69,70]. Zwischen den Hohlleitern befindet sich eine Aussparung, in die der Quarzchip gelegt wird. Der Aufbau wurde in der lehrstuhleigenen Werkstatt aus Messing hergestellt. Hohe Leitfähigkeit der Hohlleiterwände wird durch Vergolden des kompletten Aufbaus erreicht. Dazu wird nach gründlicher Reinigung mit Lösungsmitteln ein Nickelbad (Degussa Nickel 802G) verwendet, das in erster Linie als Haftvermittler dient und zudem die Oberfläche glättet. Anschließend wird der Aufbau mit Hilfe eines Goldbades (Degussa AURORA 552) vergoldet. Die Kurzschlusschieber, die zur Anpassung bei der Grundwelle und der Oberwelle benötigt werden, haben ein Bandsperrverhalten in der Umgebung der jeweiligen Frequenz und wurden ebenfalls am Lehrstuhl hergestellt. Über eine Mikrometerschraube kann man den Abstand des Bandsperrfilters zur Schaltung verändern. Durch das Bandsperrfilter wird erreicht, dass keine Leistung entweichen kann. Um zu vermeiden, dass die Transformationswirkung durch Verluste im Hohlleiter verringert wird, reichen die Kurzschlusschieber, die ein periodisches Verhalten zeigen, möglichst nahe an den Quarzchip heran. Abbildung 5.8 zeigt die Mikroskopaufnahme einer fertigen Verdreifacherschaltung auf Quarz-Substrat in einem Hohlleitersaufbau.

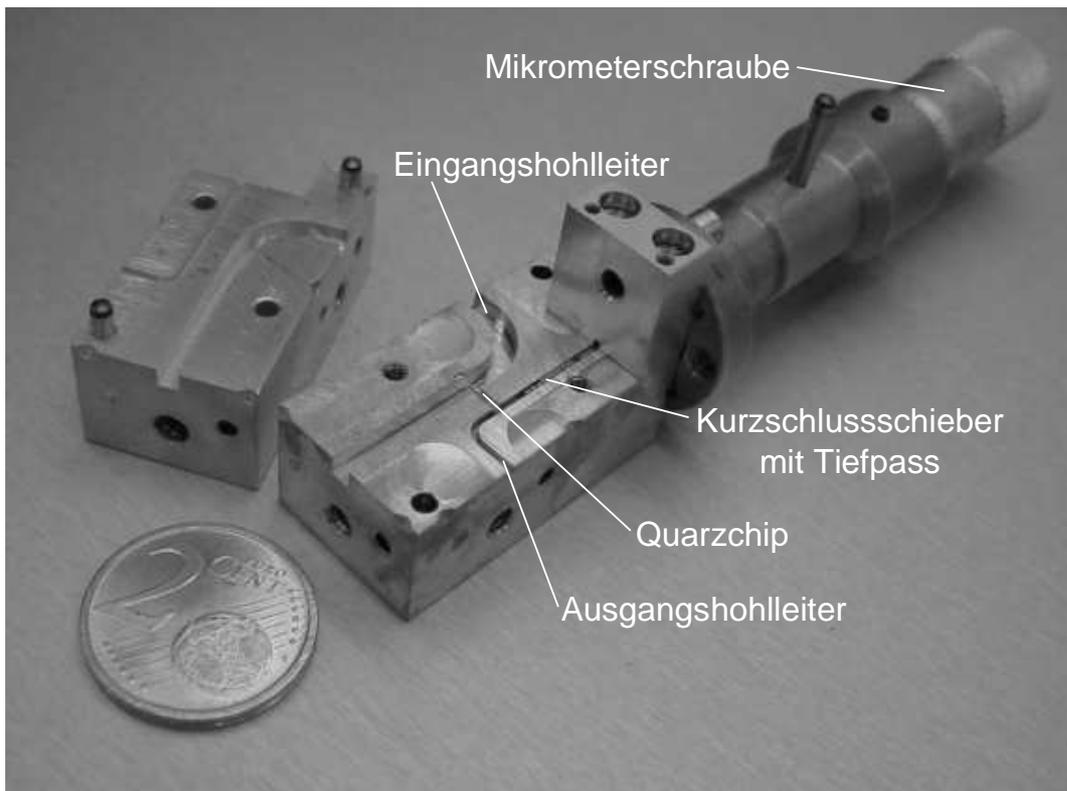


Abbildung 5.7: Hohlleiteraufbau mit zwei symmetrischen Hälften

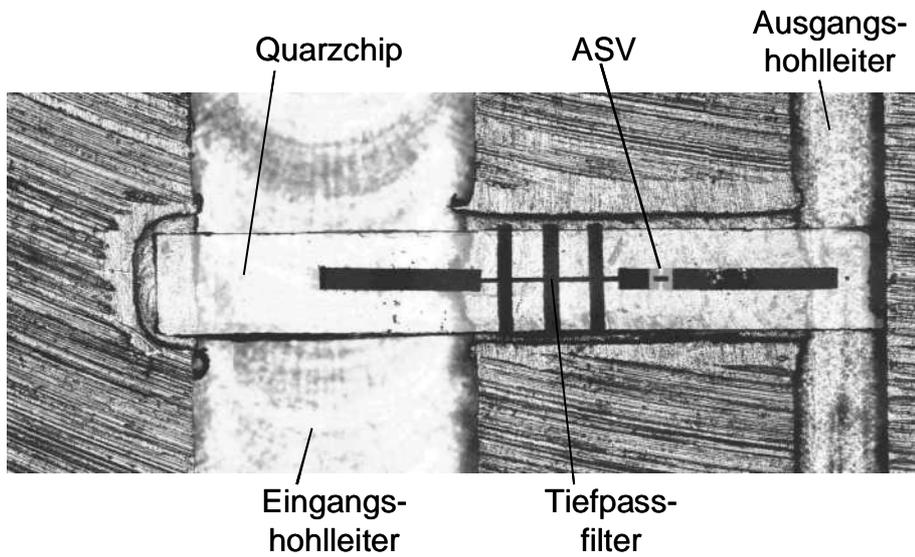


Abbildung 5.8: Mikroskopaufnahme einer Verdreifacherschaltung auf Quarz-Substrat im Hohlleiteraufbau

6 Optimierung der Varaktorstruktur

Eine in der Literatur oft zu findende [35,36,37,38,93] und gängige Kenngröße für die Güte eines Varaktors, die auch für die Anwendung als Frequenzvervielfacher maßgebend ist, ist die Grenzfrequenz f_c (s. Abschnitt 2.3).

$$f_c = \frac{\Delta S}{2\pi R_s} \quad 6.1$$

Die wesentlichen Punkte, die sich damit für eine Optimierung des ASV hinsichtlich einer hohen Grenzfrequenz und damit auch hinsichtlich eines hohen Wirkungsgrades ergeben, sind eine große Elastanzänderung ΔS und ein kleiner Serienwiderstand R_s . Ein zusätzliches Kriterium, das bei der Optimierung der Struktur des ASV berücksichtigt werden muss, ist die weitgehende Vermeidung von Verlusten durch Konvektionsstrom. Aus diesem Grund sollte die Diodenstruktur so entworfen werden, dass der Konvektionsstrom deutlich kleiner als der Verschiebungsstrom ist, um dadurch zusätzliche Verluste im Bauelement zu vermeiden. Auf die Optimierung der Struktur des ASV bezüglich der aufgeführten Kriterien soll in diesem Kapitel eingegangen werden.

6.1 Elastanzänderung

Die Elastanzänderung ΔS des ASV lässt sich aus den Elastanz-Kennlinien $S_1(Q)$ und $S_2(Q)$ der beiden Schottky-Dioden, aus denen sich der ASV zusammensetzt, in Abhängigkeit von der Aussteuerung berechnen (s. Abschnitt 3.1.3 und 3.2.2). Die Elastanz des ASV $S_{\text{Ges}}(Q)$ ergibt sich unter Berücksichtigung der Gleichspannungsaufladung aus der Summe von $S_1(Q)$ und $S_2(Q)$ (s. Abbildung 6.1). Hierbei ist Q_0 die Raumladung der Diode im spannungslosen Zustand. Die Elastanz-Kennlinien der Einzeldioden lassen sich in zwei Bereiche unterschiedlicher Steigung aufteilen. Da die Steigung umgekehrt proportional zur Dotierungskonzentration ist, entspricht der flache Teil der Kurve dem hochdotierten Bereich der Entleerungsschicht,

während sich für den Bereich niedriger Dotierung eine große Steigung ergibt. Die Ladungsaussteuerung $Q_P(t)$ führt zu einer Verschiebung ΔQ der Einzelkennlinien.

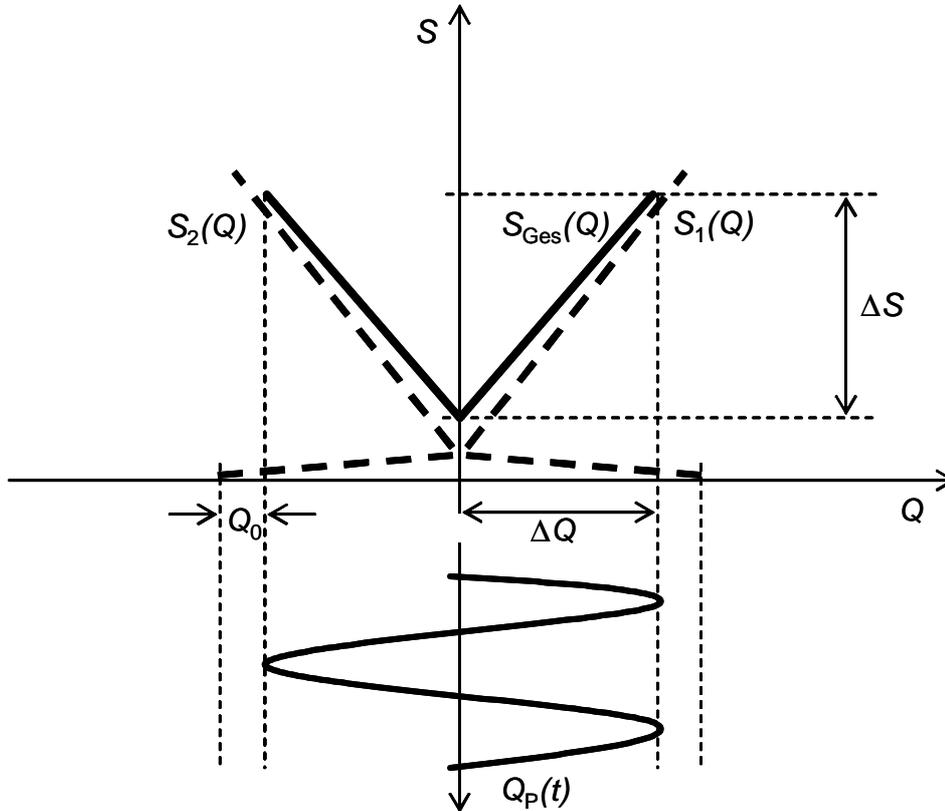


Abbildung 6.1: Schematische Elastanz-Ladungs-Kennlinien zweier inhomogen dotierter, anti-serieller Schottky-Dioden $S_1(Q)$ und $S_2(Q)$ und resultierende Gesamt-Elastanz-Ladungs-Kennlinie $S_{Ges}(Q)$ des ASV für ein Eingangssignals $Q_P(t)$

6.1.1 Driftgeschwindigkeit der Elektronen

Um zu einer physikalisch sinnvollen Optimierung der Elastanzänderung bzw. Bestimmung der optimalen Dotierungskonzentration im n -Bereich der zweigeteilten Modulationsschicht zu gelangen, ist die Driftgeschwindigkeit der Elektronen in dieser Schicht zu berücksichtigen. Die maximale Driftgeschwindigkeit v_{max} der Ladungsträger in der Modulationsschicht limitiert die maximale Weite der Verarmungszone und stellt damit auch eine obere Grenze für ΔS dar. Während der kompletten Schwingungsperiode muss die Änderung der Weite der Entleerungsschicht dem Pumpsignal folgen können. Damit ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen der maximalen Änderung der

Weite der Raumladungszone Δw_{\max} , der Frequenz f und der maximalen Driftgeschwindigkeit v_{\max} :

$$\Delta w_{\max} = \frac{v_{\max}}{2\pi f} \quad 6.2$$

Für die verwendeten GaAs-Schottky-Dioden ($v_{\max} = 1,5 \cdot 10^7$ cm/s [60]), die mit einer Frequenz von $f = 77$ GHz angesteuert werden sollen, folgt daraus eine maximale Weite der Entleerungsschicht von 310 nm. Mit

$$\Delta S_{\max} = \frac{v_{\max}}{2\pi f \epsilon_r \epsilon_o A} \quad 6.3$$

ist damit bei einer Diodenfläche von $A = 6 \cdot 10^{-7}$ cm² theoretisch eine maximale Elastanzänderung von ca. 4,5 (fF)⁻¹ erreichbar.

6.1.2 Dotierungsprofil

Da sich die Gesamt-Elastanz-Kennlinie des ASV aus den um ΔQ verschobenen Kennlinien der einzelnen Dioden zusammensetzt, ist eine sorgsame Dimensionierung des Dotierungsprofils der Einzeldioden notwendig. Wie in Abschnitt 3.1 erläutert wurde, wird erst durch die Verwendung inhomogen dotierter Schottky-Dioden eine spannungsabhängige Änderung der Gesamtelastanz ΔS des ASV ermöglicht. Aus der Forderung nach möglichst großem ΔS ergeben sich anhand Abbildung 6.1 für eine gegebene Aussteuerungsamplitude folgende Kriterien für das Design und die Optimierung des Dotierungsprofils der verwendeten Schottky-Dioden [94]:

- Überlagerung der Knicke der beiden Einzelkennlinien genau bei der gegebenen Aussteuerungsamplitude
- möglichst hohe Dotierungskonzentration im ersten Bereich der zweigeteilten Modulationsschicht
- möglichst niedrige Dotierungskonzentration im zweiten Bereich der Modulationsschicht

Die relative Lage der beiden Einzelkennlinien zueinander hängt von der Ladungsverschiebung ΔQ ab, die in guter Näherung der Amplitude des Eingangssignals

$Q_P(t)$ entspricht (s. Abschnitt 3.1). Um einen hohen Wirkungsgrad zu erzielen, sollte die Aussteuerung durch das Pumpsignal gemäß Gleichung 2.38 möglichst groß sein. Während bei typischen HBV-Strukturen die maximale Ladungsaussteuerung q_{\max} bereits durch den reinen Konvektionsstrom über die Hetero-Barriere begrenzt wird [38], ist bei den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten und optimierten Schottky-Dioden – vor allem durch die Verwendung einer Kombination aus Schottky- und Hetero-Barriere – der Strom durch bzw. über die Barriere so klein, dass q_{\max} durch die maximal zulässige Feldstärke E_{\max} begrenzt ist, ab der man in den Bereich der Lawinenmultiplikation kommt. Basierend auf experimentellen Untersuchungen der Lawinenmultiplikation in GaAs-PIN-Dioden [95,96] wurde eine maximale Feldstärke von 1500 kV/cm angesetzt. Daraus lässt sich dann q_{\max} bestimmen.

$$2q_{\max} + q_0 = \epsilon E_{\max} = \frac{2\Delta Q_{\max}}{A} + q_0 \quad 6.4$$

Hierbei ist q_0 die Raumladung, die ohne angelegte Spannung im Bereich der Schottky-Barriere aufgrund der Oberflächenbandverbiegung vorhanden ist. q_0 lässt sich mit Hilfe des auf dem Thomas-Fermi-Modell basierenden Simulationsprogramms (s. Abschnitt 3.2.1) berechnen. Für eine Schottky-Diode mit einer Schichtstruktur gemäß Abbildung 6.3 ergibt sich ein q_0 von $4,5 \cdot 10^{-7} \text{ C/cm}^2$.

Um zu erreichen, dass sich die Elastanzkurven der beiden einzelnen Dioden genau bei der maximalen Aussteuerungsamplitude q_{\max} gemäß der schematischen Darstellung überlagern und die Knicke übereinander liegen, muss folgende Bedingung erfüllt sein:

$$q_{\max} = q_{n^+ \text{-Schicht}} - q_0 \quad 6.5$$

Hierbei ist $q_{n^+ \text{-Schicht}}$ die Ladung der vollständig entleerten n^+ -Schicht.

Um das zweite Kriterium, d.h. möglichst hohe Dotierung im n^+ -Bereich der Modulationsschicht, zu erfüllen, wurde die für das verwendete AlGaAs-Materialsystem in der zur Verfügung stehenden MBE-Anlage maximal erreichbare, elektrisch aktive Dotierungskonzentration von $N_D^+ = 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ verwendet. Damit ergibt sich mittels Gleichung 6.4 und 6.5 eine optimale Schichtdicke der n^+ -Schicht von $d = 16 \text{ nm}$.

Bezüglich der Elastanzänderung sollte gemäß drittem Kriterium der n^- -Bereich der Modulationsschicht möglichst niedrig dotiert werden. Aber je geringer die

Dotierungskonzentration in dieser Schicht ist, desto größer ist gleichzeitig der Bahnwiderstand der Modulationsschicht und damit der Serienwiderstand des ASV (s. Abschnitt 6.3.1), der sich wiederum negativ auf den Wirkungsgrad auswirkt. Aus diesem Grund sollte die Dotierungskonzentration in der n^- -Schicht genau so klein gewählt werden, dass bei der maximalen Aussteuerung dieser Bereich gerade vollständig entleert ist.

$$q_{\max} = q_{n^- \text{-Schicht}} \quad 6.6$$

Unter Berücksichtigung der durch die Driftgeschwindigkeit der Elektronen begrenzten maximalen Weite der Entleerungsschicht w_{\max} ergibt sich damit eine optimale Dotierungskonzentration der n^- -Schicht von $1,1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

6.2 Konvektionsstrom

Das wesentliche Kriterium für die Optimierung der Diodenstruktur ist das Verhältnis von Verschiebungsstrom zu Konvektionsstrom. Um im Bereich der vorwiegend reaktiven Vervielfachung zu bleiben (s. Abschnitt 2.2) und zusätzliche Verluste im ASV zu vermeiden, sollte der Konvektionsstroms i_{konv} prinzipiell einen möglichst kleinen Beitrag zum Gesamtstrom liefern. Da der Anteil von i_{konv} mit zunehmender Amplitude des Eingangssignals wächst, stellt i_{konv} eine Obergrenze für die maximale Aussteuerung dar. Hier zeigt sich ein wesentlicher Vorteil des ASV gegenüber typischen HBV-Strukturen. Letztere zeigen bereits bei relativ kleinen Spannungen deutliche Ströme über bzw. durch die Hetero-Barriere, wodurch die Aussteuerungsamplitude und damit auch der Wirkungsgrad begrenzt wird. Grenzwerte für die maximal zulässige Konvektionsstromdichte liegen bei diesen Bauelementen bei ca. 1 kA/cm^2 [38]. Die Größe von i_{konv} im ASV hängt von der Höhe der Schottky-Barriere, der Höhe der zusätzlichen Hetero-Barriere und dem Dotierungsprofil der Dioden ab.

6.2.1 Schottky-Barriere

Der Schottky-Kontakt der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten GaAs- bzw. AlGaAs-Dioden wurde in situ in der MBE-Anlage aufgebracht. Hierbei stand Titan als Kontaktmaterial zur Verfügung, das GaAs zu einer Höhe der Schottky-Barriere von

0,8 eV führt. Das Dotierungsprofil der einzelnen Dioden lässt sich in vier Bereiche unterschiedlicher Dotierungskonzentrationen aufteilen (s. Abbildung 5.1). Auf eine nominell undotierte Schicht ($N_D^- \leq 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) am Metall-Halbleiter-Übergang folgt zunächst der hochdotierte ($N_D^+ \approx 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) und der niedrig dotierte ($N_D \approx 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) Bereich der Modulationsschicht und abschließend die hochdotierte Kontaktschicht ($N_D^+ \approx 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$).

Wie in vorhergehenden Kapiteln bereits erläutert wurde, wird die Elastanzänderung des Varaktors im Wesentlichen durch die beiden Schichten des zweigeteilten Modulationsbereichs bestimmt. Deren Dotierungskonzentration und Dicke sollte deshalb unter Berücksichtigung der maximalen Aussteuerungsamplitude q_{\max} bezüglich größtmöglicher Elastanzänderung ΔS optimiert werden (s. Abschnitt 6.1). Da diese beiden Schichten aber einen Einfluss auf die Konvektionsstromdichte und damit auch auf q_{\max} haben, das zu deren Optimierung verwendet wird, ist dazu eigentlich ein rekursives oder iteratives Lösungsverfahren notwendig. Wie jedoch im Folgenden gezeigt wird, kann die Optimierung von ΔS und q_{\max} für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Dioden – vor allem bei der Verwendung einer zusätzlichen Heterobarriere – getrennt voneinander behandelt werden, da q_{\max} nicht durch den Strom über bzw. durch die Barriere, sondern durch den Einsatz der Lawinenmultiplikation begrenzt ist.

Die n^+ -Kontaktschicht sollte möglichst hoch dotiert sein, um dadurch einen guten ohmschen Kontakt realisieren zu können, so dass als einzige freie Parameter zur Reduzierung des Konvektionsstrom nur die Dicke und Dotierung der nominell undotierten Schicht am Metall-Halbleiter-Übergang übrig bleiben. Abbildung 6.2 zeigt die berechneten Konvektionsstromdichten von GaAs-Schottky-Dioden mit unterschiedlichen Dotierungskonzentrationen und Dicken dieser Schicht. Die restlichen Schichten wurden dabei nicht verändert und entsprechen der in Abbildung 6.3 dargestellten Schichtenfolge. Da die Konvektionsstromdichte des ASV durch den Sperrbereich der Einzeldioden bestimmt wird, ist nur dieser Teil der Kennlinie dargestellt. Anhand der Graphen ist ersichtlich, dass diese Schicht möglichst niedrig dotiert sein sollte und eine hohe Schichtdicke aufweisen sollte. Die Analyse des in den Dioden bei hohen Aussteuerungsamplituden vorliegenden Feldstärkeverlaufs, der beim Lösen der Poisson-Gleichung bestimmt werden kann, zeigt, dass man bereits bei

Stromdichten unter 1 kA/cm^2 in den Bereich kommt, in dem Lawinenmultiplikation einsetzen kann. Bei den in Abbildung 6.2 dargestellten Kennlinien ist dies bei Konvektionsstromdichten von ca. $300 \dots 400 \text{ kA/cm}^2$ der Fall. Aus diesem Grund wurde als Begrenzung für die maximale Aussteuerungsamplitude q_{\max} nicht eine maximale Dichte des Stroms über die Barriere, sondern eine maximale Feldstärke verwendet, deren Wert anhand experimenteller Untersuchungen der Lawinenmultiplikation in GaAs-PIN-Dioden mit 1500 kV/cm abgeschätzt wurde [95,96].

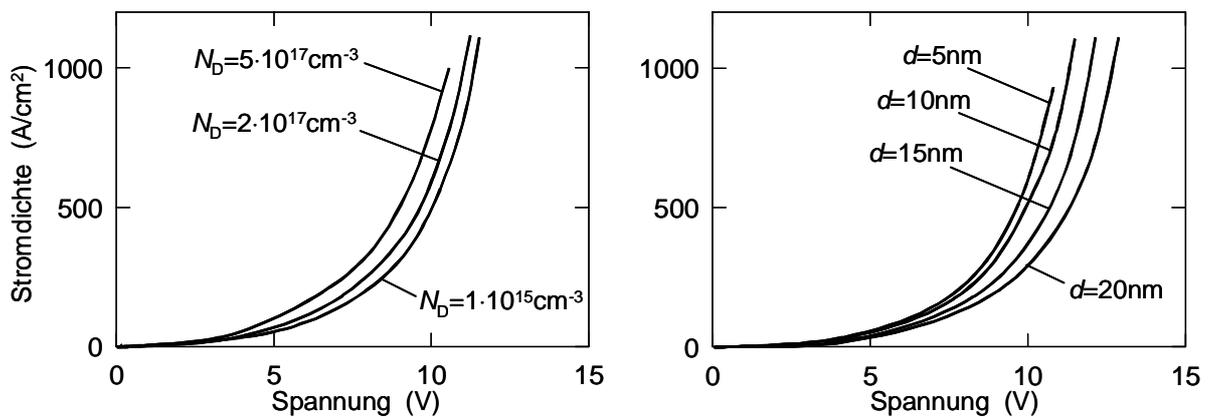


Abbildung 6.2: Konvektionsstromdichte einer inhomogen dotierten GaAs-Schottky-Diode (Schichtenfolge s. Abbildung 6.3) in Abhängigkeit von der Spannung für verschiedene Dotierungskonzentrationen und Dicken der nominell undotierten Schicht am Metall-Halbleiter-Übergang

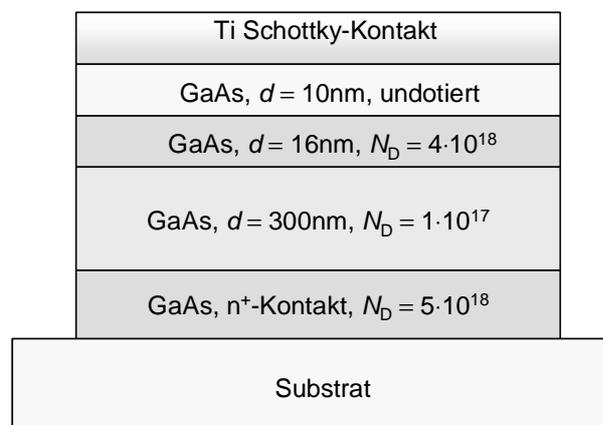


Abbildung 6.3: Schematische Schichtenfolge einer inhomogen dotierten Schottky-Diode

6.2.2 Hetero-Barriere

Eine Möglichkeit, den Konvektionsstrom der Schottky-Diode weiter zu verringern, besteht im Einbau einer zusätzlichen Heterobarriere. Ersetzt man die direkt am Schottky-Kontakt liegende undotierte GaAs-Schicht durch eine AlGaAs-Schicht, so kann die Sperreigenschaft der Diode deutlich verbessert werden. Abbildung 6.4 zeigt den Vergleich der Konvektionsstromdichte einer inhomogen dotierten Schottky-Diode aus reinem GaAs mit einer Schichtenfolge entsprechend Abbildung 6.3 mit der Stromdichte einer analogen Diode, bei der die nominell undotierte Schicht durch eine undotierte AlGaAs-Schicht ersetzt wurde. Durch die Verwendung einer zusätzlichen Heterobarriere kann der Konvektionsstrom noch deutlich verringert werden.

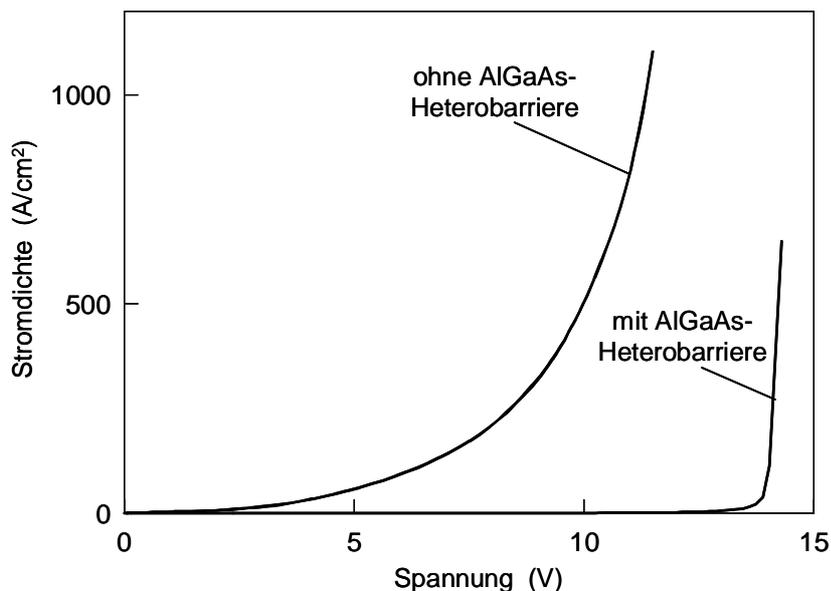


Abbildung 6.4: Konvektionsstromdichte einer inhomogen dotierten GaAs-Schottky-Diode ohne Heterobarriere und mit $\text{Al}_{0,55}\text{Ga}_{0,45}\text{As}$ -Heterobarriere in Abhängigkeit von der Spannung

Die besten Sperreigenschaften zeigen dabei Barrieren mit einem Aluminiumgehalt von 55 % [97,63,38]. Dies liegt daran, dass im Materialsystem $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ mit steigendem Aluminiumgehalt zwar die Bandlücke am Γ -Punkt größer wird, aber gleichzeitig die energetische Lage des X-Punktes abgesenkt wird [98,99]. Dadurch kommt es bei einer Aluminiumkonzentration von ca. 45 % zum Übergang von einem direkten zu einem

indirekten Halbleiter und die Wahrscheinlichkeit für Tunnelprozesse vom Γ -Tal der GaAs-Schicht ins X-Tal der AlGaAs-Schicht nimmt zu. Für Aluminiumkonzentrationen über 55 % dominiert dieser Transportmechanismus und der Strom durch die Barriere nimmt trotz steigendem Aluminiumgehalt zu [100,101].

Der Einfluss resistiver Vervielfachung und eventuelle zusätzliche Verluste durch den Konvektionsstrom sind damit für ASV-Strukturen mit Heterobarriere vernachlässigbar. Ein Vergleich der Stromdichten dieser Strukturen mit den Konvektionsstromdichten typischer Heterobarrierenvaraktoren [38,40] zeigt, dass sich die im Rahmen dieser Arbeit entworfenen und verwendeten Schottky-Dioden durch wesentlich niedrigere Stromdichten auszeichnen und dadurch auch größere Aussteuerungsamplituden möglich sind. Diese sind hier durch die maximal zulässige Feldstärke begrenzt.

Unter der Berücksichtigung der oben angeführten Design- und Optimierungskriterien, die sich bezüglich Elastanzänderung und Konvektionsstromdichte bzw. maximaler Aussteuerung ergeben haben, erhält man die in Abbildung 6.5 dargestellte Schichtstruktur.

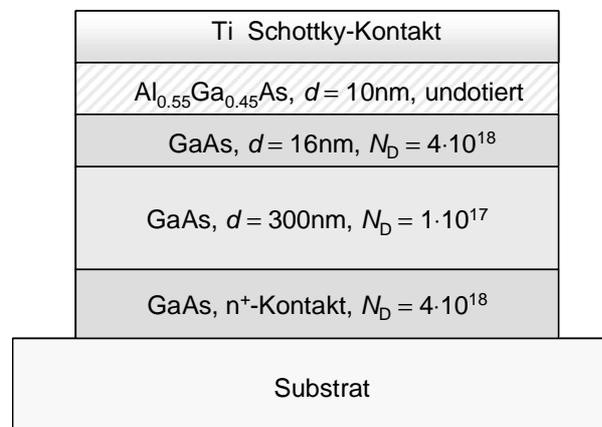


Abbildung 6.5: Schematische Schichtenfolge der für 231 GHz optimierten inhomogen dotierten Schottky-Dioden

6.3 Serienwiderstand

Der Serienwiderstand des ASV erzeugt die HF-Leistungsverluste und ist maßgeblich für die Grenzfrequenz (s. Gleichung 6.1) und den Wirkungsgrad (s. Gleichung 2.38) des

Vervielfachers. Er muss unbedingt möglichst klein gehalten werden. Er setzt sich im Wesentlichen aus dem Bahnwiderstand der einzelnen Halbleiterschichten und aus dem Kontaktwiderstand zusammen.

6.3.1 Bahnwiderstand

Der Bahnwiderstand der einzelnen Diodenschichten lässt sich aus dem spezifischen Widerstand des verwendeten Halbleitermaterials bestimmen.

$$R_B = \rho \frac{d}{A} \quad 6.7$$

Hierbei ist A die Fläche der Diode, d die Dicke der Schicht und ρ der spezifische Widerstand, dessen Wert von der Dotierungskonzentration abhängt [62]. Der Bahnwiderstand der einzelnen Schichten einer typischen inhomogen dotierten Schottky-Diode ist zusammen mit den jeweiligen Schichtparametern in Tabelle 6.1 dargestellt.

Schicht-Nr.	Dotierungskonzentration n	Schichtdicke	Bahnwiderstand
1	$N_D^- = 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	$d = 10 \text{ nm}$	$R_B = 0,04 \ \Omega$
2	$N_D^+ = 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	$d = 16 \text{ nm}$	$R_B = 0,02 \ \Omega$
3	$N_D = 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	$d = 300 \text{ nm}$	$R_B = 1,0 \ \Omega$
4	$N_D^+ = 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	$d = 1000 \text{ nm}$	$R_B = 0,8 \ \Omega$

Tabelle 6.1 : Schichtparameter und Bahnwiderstände einer inhomogen dotierten Schottky-Diode ($A = 6 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$)

Die Schichten 1 und 2 können vernachlässigt werden, da sie einerseits bereits im spannungslosen Zustand von freien Ladungsträgern ganz bzw. teilweise freigeräumt sind (s. Abbildung 3.14) und andererseits deren Bahnwiderstand auch nur einen verschwindend kleinen Beitrag liefern würde. Ein Hauptanteil des Gesamtbahnwiderstands stammt von der n -dotierten Schicht 3. Da immer nur eine Diode entleert wird, muss für eine Diode die volle Länge der dritten Schicht berücksichtigt werden, während gleichzeitig die zweite Diode teilentleert ist und damit in dieser Diode

nur ein Teil der n -Schicht zum Schichtwiderstand beiträgt. Im Mittel müssen die Elektronen in der Modulationsschicht während der Ausräumung in etwa die halbe Länge dieser Schicht durchlaufen. Dies führt zu einem effektiven Bahnwiderstand der dritten Schicht der teilentleerten Diode von ca. $0,5 \Omega$. Der spezifische Widerstand der Kontaktschicht (4) ist aufgrund der hohen Dotierungskonzentration zwar relativ klein, aber durch die große Dicke stellt diese Schicht auch einen merklichen Beitrag zum gesamten Serienwiderstand dar. Der für das Großsignalverhalten des ASV zu berücksichtigende Bahnwiderstand beträgt somit ca. 3Ω , wobei die jeweils nicht entleerte Diode mit ca. $1,8 \Omega$ und die teilentleerte Diode mit ca. $1,3 \Omega$ zum Gesamtwiderstand beiträgt.

6.3.2 Kontaktwiderstand

Der Serienwiderstand des ASV wird wesentlich durch den Widerstand der verwendeten n^+ -Kontaktmaterialien und Kontaktgeometrien mitbestimmt. Mit einer AuGeNi/Au-Metallisierung (s. Abschnitt 5.2.2) lässt sich auf n^+ -dotiertem GaAs ein Flächenwiderstand von $1 \cdot 10^{-6} \Omega \text{cm}^2$ realisieren [102,103]. TLM-Messungen an Teststrukturen ergaben einen Wert von ca. $1,8 \cdot 10^{-6} \Omega \text{cm}^2$. Geht man von einer typischen Diodenfläche von $6 \cdot 10^{-7} \text{cm}^2$ aus, so erhält man damit einen kontaktbedingten Serienwiderstand von 3Ω für eine einzelne Diode bzw. 6Ω für den ASV. Um diesen parasitären Widerstand zu verkleinern kann man entweder niederohmigere Kontaktschichten (z.B. InGaAs) verwenden oder die Kontaktfläche vergrößern. Durch die Verwendung von InGaAs-Kontaktschichten kann der Kontaktwiderstand im Vergleich zu GaAs-Kontaktschichten typischerweise halbiert werden ($r_{s,\text{Kontakt}} \leq 5 \cdot 10^{-7} \Omega \text{cm}^2$ [104]). Eine erheblich drastischere Verbesserung des Serienwiderstands ist durch die Verwendung von großflächigen n^+ -Kontakten möglich [94], wobei die Fläche der Varaktordiode selbst vor allem aufgrund der Flächenabhängigkeit des Wirkungsgrades des Vervielfachers (s. Abschnitt 7.3) nicht vergrößert werden sollte. Hierbei zeigt sich nun einer der wesentlichen Vorteile des ASVs gegenüber typischen HBVs. Während bei HBVs immer einer der beiden n^+ -Kontakte auf die Fläche der Varaktordiode begrenzt ist und deshalb nur ein großflächiger n^+ -Kontakt möglich ist, können beim ASV zwei großflächige n^+ -Kontakte bei gleichzeitig kleiner Diodenfläche verwendet werden. Dies

lässt sich anhand eines Vergleichs zweier ASV-Strukturen mit einem typischen HBV verdeutlichen (s. Abbildung 6.6). Beide n^+ -Kontaktflächen werden in der Struktur A durch die kleinen Diodenflächen bestimmt, wodurch sich für eine Fläche von $A = 6 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$ ein relativ großer Kontaktwiderstand von 6Ω ergibt. Beim HBV (Struktur B) kann ein großflächiger Kontakt verwendet werden, während der zweite auf die Diodenfläche beschränkt ist. Da der Beitrag des großen n^+ -Kontaktes, der typischerweise ein Fläche von ca. $4 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2$ hat [105], vernachlässigbar ist, ergibt sich für den HBV ein Widerstand von 3Ω . Bei der zweiten ASV-Struktur wurde die Schichtreihenfolge umgedreht. Dadurch wird die Diodenfläche durch die Fläche der Schottky-Kontakte bestimmt, während gleichzeitig zwei großflächige n^+ -Kontakte möglich sind. Dadurch ist bei dieser Struktur der Kontaktwiderstand vernachlässigbar und der gesamte Serienwiderstand wird in erster Linie durch den Bahnwiderstand bestimmt.

Dies wird auch durch experimentelle Ergebnisse bestätigt, die eine Verringerung des Serienwiderstandes des ASV von 8Ω (Struktur A) auf $3,6 \Omega$ (Struktur C) zeigen (s. Abschnitt 8.1.4).

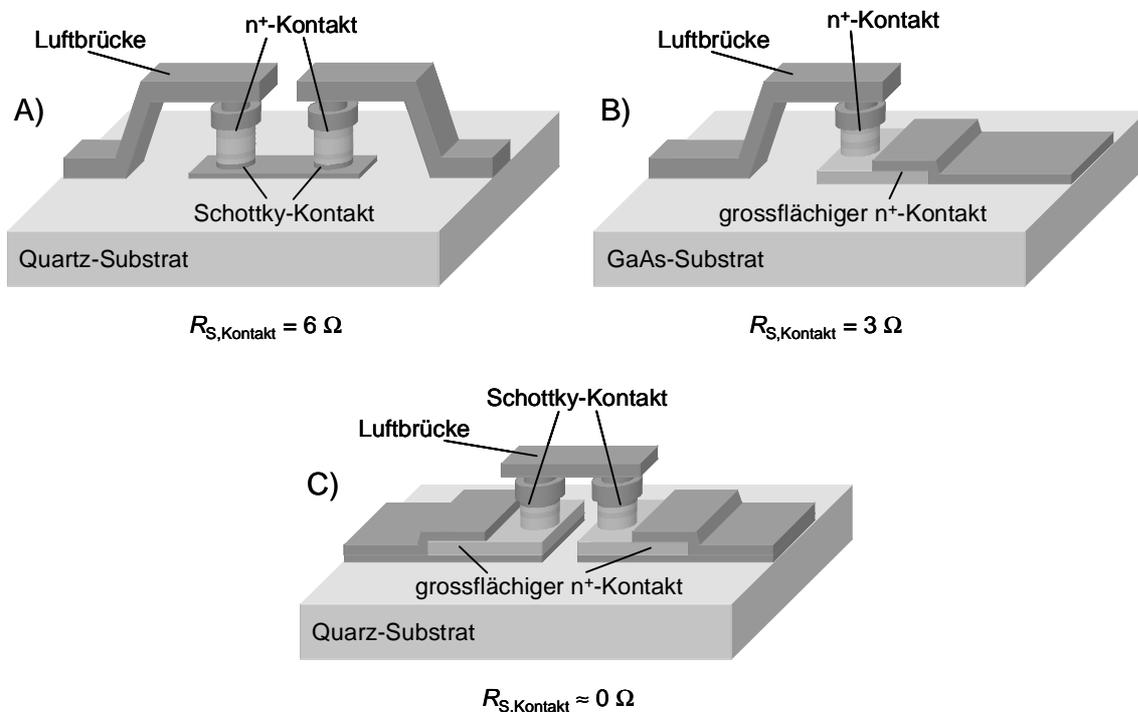


Abbildung 6.6: Verringerung des Kontaktwiderstandes durch großflächige n^+ -Kontakte:

A) ASV mit kleinen n^+ -Kontakten, B) HBV mit einem großflächigen n^+ -Kontakt,

C) ASV (Upside-Down-Struktur) mit zwei großflächigen n^+ -Kontakten

Geht man von einer Frequenz von $f = 77$ GHz aus, so erhält man mit Hilfe der in diesem Kapitel erläuterten Optimierungskriterien hinsichtlich Elastanzänderung, Konvektionsstrom und Serienwiderstand die in Abbildung 6.7 dargestellte ASV-Struktur. Mit dieser Struktur sollte eine maximale Elastanzänderung von $\Delta S = 2,6 \cdot 10^7 \text{ cm}^2/\text{F}$ bei einem Serienwiderstand von $R_S \leq 3 \Omega$ möglich sein. Berücksichtigt man zusätzlich die Verluste in der Schaltung ($R_{S1,S3} = 0,8 \Omega$, s. Abschnitt 4.5.4), so ergibt sich damit bei einer Fläche von $A = 6 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$ ein maximaler theoretischer Wirkungsgrad von $\eta = 35 \%$ und eine entsprechende Cut-Off-Frequenz von $f_C = 1,7$ THz.

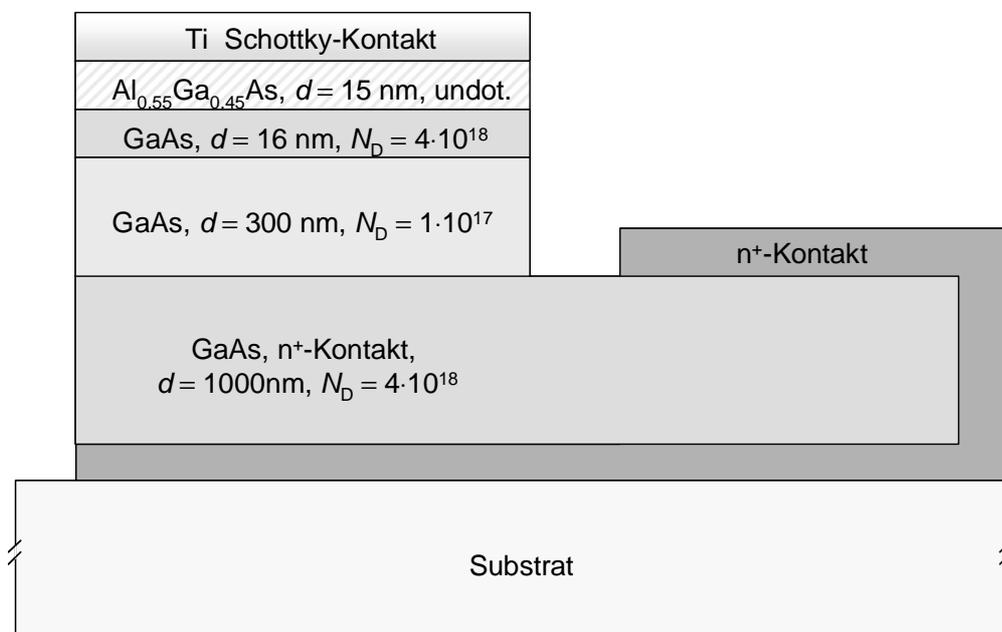


Abbildung 6.7: Schematische Struktur der optimierten inhomogen dotierten Schottky-Dioden

7 Optimierung der Diodenfläche

Die Flächenoptimierung der Varaktordioden erfolgt unter Berücksichtigung von Verlusten sowohl im Varaktor als auch in der Schaltung. Verluste im Bauelement können zu einer thermischen Zerstörung führen und begrenzen somit die Pumpleistung, mit welcher der Frequenzverdreifacher angesteuert werden kann. Auch in der Schaltung treten ohmsche Verluste auf, die mit zunehmender Fläche des Varaktors und damit kleiner werdender Varaktorimpedanz stärker ins Gewicht fallen. Diese Verluste werden im Rahmen der Flächenoptimierung bei der Grund- und der Oberwelle mit $R_{\text{Verlust},S1,S3} = 0,8 \Omega$ angenommen (s. Abschnitt 4.5.4). Der flächenabhängige Serienwiderstand des ASV wird mit einem Wert von $r_{S,ASV} = 2,16 \cdot 10^{-6} \Omega \text{cm}^2$ berücksichtigt. Dieser ergibt sich aus dem für eine Fläche von $A = 6 \cdot 10^{-7} \text{cm}^2$ experimentell bestimmten Wert von $R_S = 3,6 \Omega$ (s. Abschnitt 8.1.4). Die Optimierung kann sowohl in Hinblick auf maximale Ausgangsleistung des Frequenzverdreifachers durchgeführt werden, als auch bezüglich maximalen Wirkungsgrades. Da die im Rahmen dieser Arbeit zur Verfügung stehende Grundwellenquelle eine maximale Pumpleistung von 85 mW besitzt, wird die Flächenoptimierung bei gegebener, fester Eingangsleistung bezüglich eines maximalen Wirkungsgrades durchgeführt.

7.1 Thermische Begrenzung

Wärmeverluste in den Dioden können mit zunehmender Eingangsleistung bis zur thermischen Zerstörung des Bauelementes führen. Ein Teil der vom Varaktor aufgenommenen Eingangsleistung P_1 wird im Bauelement in Wärmeleistung P_{th} umgesetzt.

$$P_{\text{th}} = P_1(1 - \eta) \quad 7.1$$

Die maximal zulässige, in Wärme umgesetzte Leistung $P_{\text{th,max}}$ berechnet sich aus der maximal zulässigen Temperaturdifferenz $\Delta\vartheta$ und dem Wärmewiderstand R_{th} .

$$P_{th,max} = \frac{\Delta\vartheta}{R_{th}} \quad 7.2$$

Bei GaAs Bauelementen kann von $\Delta\vartheta = 300$ K ausgegangen werden [38]. Für höhere Werte kommt es zu einer Degradation des Bauelementes. Der Wärmewiderstand des ASV ergibt sich aus der Summe der einzelnen thermischen Schichtwiderstände $R_{th,Schicht}$ und den Engewiderständen $R_{th,E}$ [62]. Erstere lassen sich aus jeweiliger Schichtdicke d , Fläche A und Wärmeleitfähigkeit κ bestimmen und die geometrieabhängigen Engewiderstände folgen für radialsymmetrische Probleme aus dem Diodenradius r und der Wärmeleitfähigkeit κ . Für rechteckige Geometrien kann der Engewiderstand über einen effektiven Radius r_{eff} berechnet werden, der sich aus den Kantenlängen a und b der Schicht ergibt [106].

$$R_{th,Schicht} = \frac{d}{A\kappa} \quad 7.3$$

$$R_{th,E} = \frac{1}{4r\kappa} \quad 7.4$$

$$\text{mit } r = r_{eff} = \sqrt{\frac{a \cdot b}{\pi}} \text{ für rechteckige Geometrien}$$

Die Beschreibung der Wärmeleitung ist damit durch ein äquivalentes elektrisches Ersatzschaltbild möglich (s. Abbildung 7.1) [107]. Temperaturdifferenz zwischen einem Punkt im ASV und der Umgebungstemperatur entspricht im elektrischen Ersatzschaltbild der Spannung am entsprechenden Knoten und die Leistungen, die in den verschiedenen Bereichen umgesetzt werden entsprechen den Strömen durch den jeweiligen Widerstand. Das Netzwerk bzw. dessen Verhalten kann durch ein kommerzielles Netzwerkanalyseprogramm (ADS) numerisch untersucht werden. Die zur Berechnung benutzten Daten [107,73] sind in Tabelle 7.1 zusammengefasst. Die Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit von GaAs wird durch lineare Interpolation zwischen den angegebenen Werten bei 300 K und 600 K berücksichtigt.

Die Abschätzung der Wärmeleitung mit Hilfe dieses Netzwerk zeigt, dass ein ASV auf Quarzsubstrat mit einer Fläche von $A = 6 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$ und einem Wirkungsgrad von 10 % erst für Eingangsleistungen über 200 mW in den Bereich der thermischen Degradation ($\Delta\vartheta \geq 300$ K) kommt (s. Abbildung 7.2). Der thermische Widerstand beträgt für einen

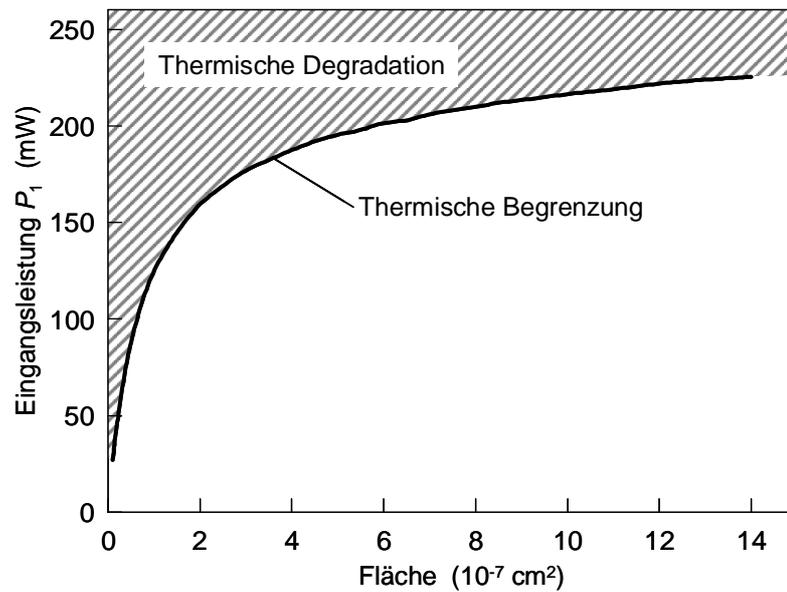


Abbildung 7.2: Thermische Begrenzung der Eingangsleistung eines ASV mit Upside-Down-Struktur ($\eta = 10\%$)

Um den ASV auch bei höheren Eingangsleistungen oder kleinerer Fläche betreiben zu können, müsste auf Substrate mit einer höheren Wärmeleitfähigkeit zurückgegriffen werden. Aufgrund der quasi-monolithischen Integration des ASV in die Vervielfacherschaltung (s. Abschnitt 5.2), ist es möglich, den ASV-Frequenzverdreifacher auf beliebigen Substraten herzustellen. Durch die Verwendung von AlN-Substraten ($\kappa = 170 \text{ W/m/K}$) oder auch Diamant-Substraten ($\kappa = 1800 \text{ W/m/K}$) könnte die maximal zulässige Eingangsleistung bei gleicher Fläche ($A = 6 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$) und gleichem Strukturaufbau auf über 900 mW (AlN-Substrat) bzw. über 1,5 W (Diamant-Substrat) erhöht werden.

7.2 Flächenoptimierung als Funktion der Eingangsleistung

Die Eingangsleistung, die maximal vom ASV aufgenommen werden kann, zeigt eine starke Abhängigkeit von der Diodenfläche. Die Berechnung der Eingangsleistung als Funktion der Fläche erfolgt mittels numerischer Fourieranalyse aus den Kennlinien von ASVs unterschiedlicher Fläche. Dabei werden ausgehend von der experimentellen oder

auch theoretischen Kapazitäts-Spannungs- und Strom-Spannungs-Kennlinie einer ASV-Struktur mit einer gegebenen Fläche die Strom- und Spannungskomponenten bei der Grundwelle und bei den einzelnen Harmonischen bestimmt, aus denen wiederum die Impedanzen und damit auch die Leistungen bei den einzelnen Frequenzen berechnet werden können. Für einen ASV mit großflächigen n^+ -Kontakten und einer für eine Grundfrequenz von $f = 77$ GHz optimierten Struktur (s. Abbildung 6.7) ergibt sich bei einer Diodenfläche von $A = 6 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$ die in Abbildung 7.3 dargestellte Ausgangscharakteristik. Hierbei wurden die mittels HFSS ermittelten Verluste in der Schaltung von $R_{\text{Verlust},S1,S3} = 0,8 \text{ } \Omega$ (s. Abschnitt 4.5.4) und der experimentell bestimmte Serienwiderstand des ASV von $R_{S,ASV} = 3,6 \text{ } \Omega$ (s. Abschnitt 8.1.4) berücksichtigt.

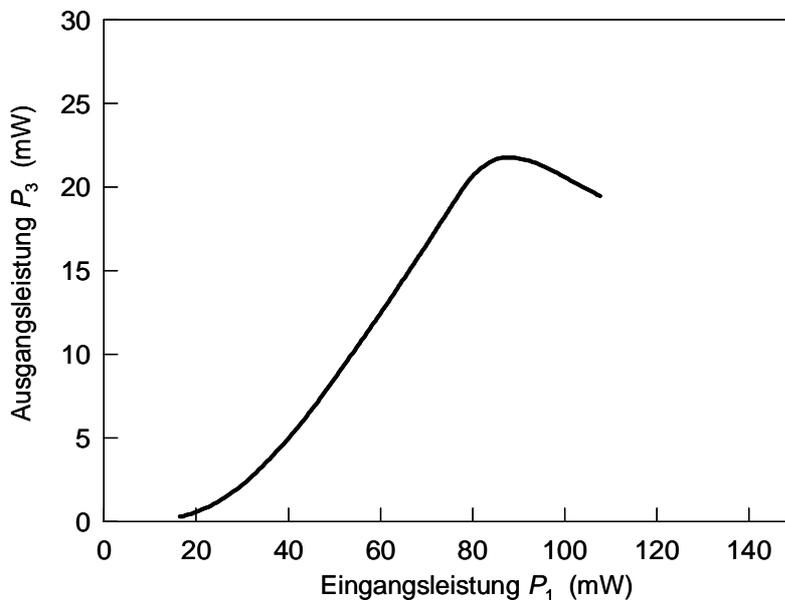


Abbildung 7.3: Ausgangsleistung eines ASV gemäß Abbildung 6.7 in Abhängigkeit von der Eingangsleistung ($f_1 = 77$ GHz, $R_{\text{Verlust},S1,S3} = 0,8 \text{ } \Omega$, $R_{S,ASV} = 3,6 \text{ } \Omega$, $A = 6 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$)

Mit steigender Eingangsleistung nimmt die Ausgangsleistung zunächst zu, zeigt dann ein Maximum und nimmt schließlich für große Eingangsleistungen wieder ab. Der Abfall der Ausgangsleistung lässt sich durch die in Abschnitt 3.1 erläuterte Gleichspannungsaufladung erklären. Diese führt zu einer aussteuerungsabhängigen Ladungsverschiebung der Kennlinien der beiden Einzeldioden und damit auch zu einer aussteuerungsabhängigen Elastanzänderung (s. Abbildung 3.21). Diese nimmt mit größer werdender Eingangsleistung zunächst solange zu, bis sich die Elastanz-Ladungs-

Kennlinien der Einzeldioden genau im Knickpunkt schneiden, und nimmt dann mit weiter anwachsender Eingangsleistung aufgrund der weiteren Verschiebung der Einzelkennlinien wieder ab.

Bestimmt man die Ausgangscharakteristik für verschiedene Diodenflächen unter Berücksichtigung der Flächenabhängigkeit des Serienwiderstandes des ASV (s. Abbildung 7.4), so zeigt sich, dass für jeden Wert der Eingangsleistung eine Diodenfläche gefunden werden kann, für die die Ausgangsleistung maximal ist.

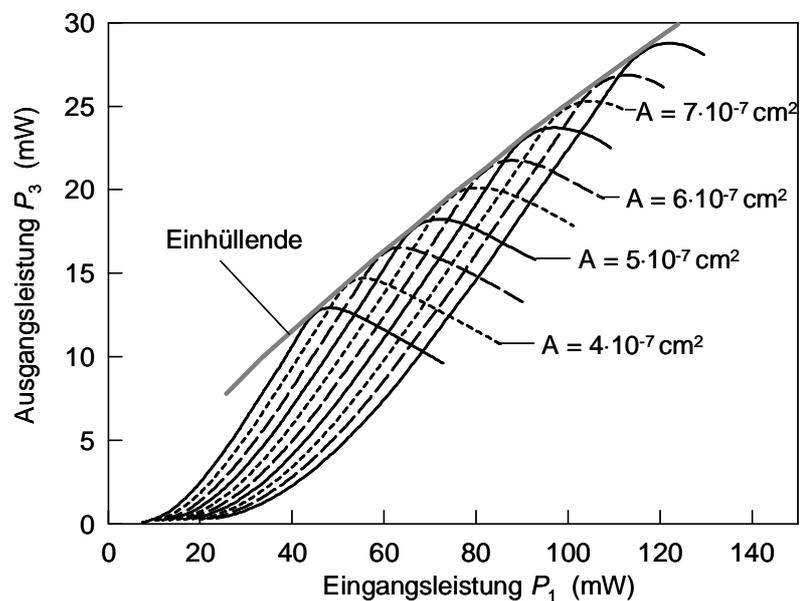


Abbildung 7.4: Ausgangsleistung eines ASV gemäß Abbildung 6.7 in Abhängigkeit von der Eingangsleistung für verschiedene Diodenflächen ($f_1 = 77$ GHz, $R_{\text{Verlust},S1,S3} = 0,8 \Omega$, $r_{S,ASV} = 2,16 \cdot 10^{-6} \Omega \text{cm}^2$)

Der Zusammenhang zwischen Ausgangsleistung und Diodenfläche ist für eine Eingangsleistung von 85 mW in Abbildung 7.5 dargestellt.

Führt man diese Optimierung für verschiedene Eingangsleistungen durch, so ergibt sich für ein gegebenes Dotierungsprofil die gesuchte optimale Diodenfläche als Funktion der Eingangsleistung (s. Abbildung 7.6) aus der Einhüllenden der Ausgangscharakteristiken in Abbildung 7.4 [108]. Für ein Eingangssignal mit der Frequenz $f_1 = 77$ GHz und der Leistung $P_1 = 85$ mW ergibt sich damit eine optimale Fläche von $A = 6 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$.

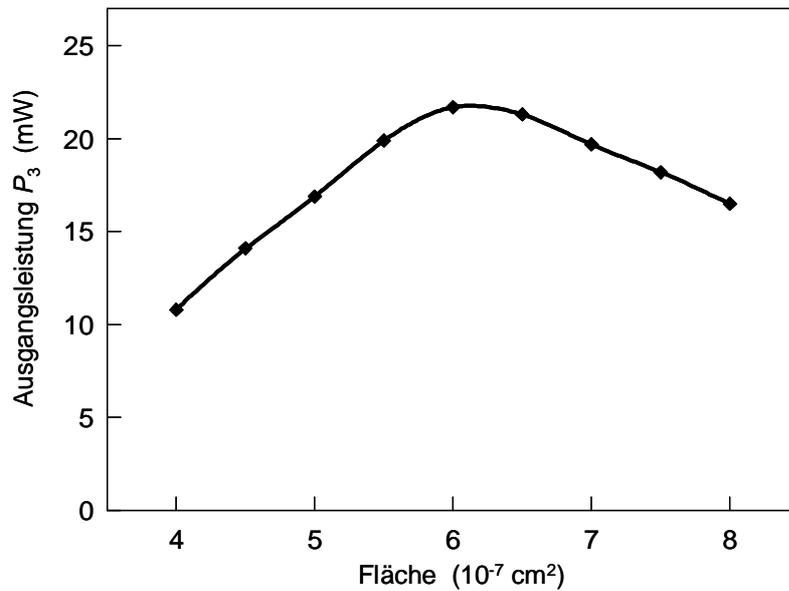


Abbildung 7.5: Ausgangsleistung eines ASV gemäß Abbildung 6.7 bei einer Eingangsleistung 85 mW in Abhängigkeit von der Diodenfläche ($f_1 = 77 \text{ GHz}$, $R_{\text{Verlust},S1,S3} = 0,8 \ \Omega$, $r_{S,ASV} = 2,16 \cdot 10^{-6} \ \Omega \text{cm}^2$)

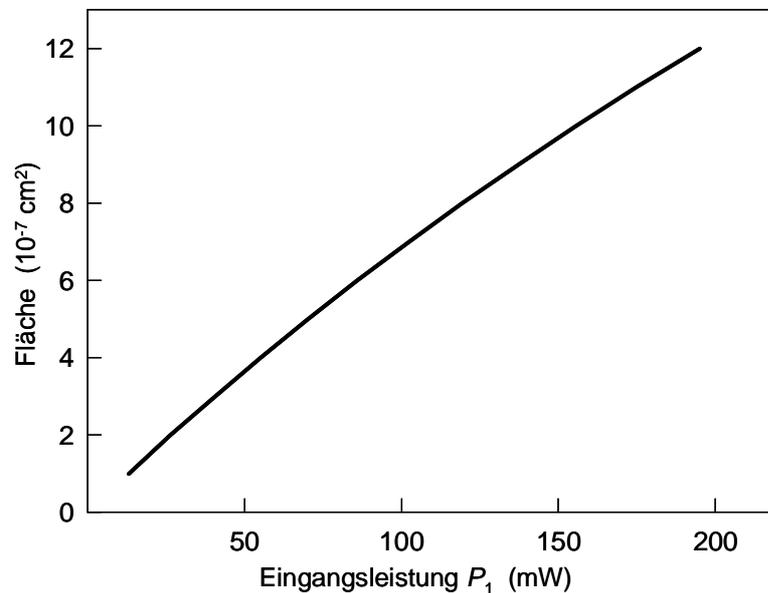


Abbildung 7.6: Optimale Fläche eines ASV gemäß Abbildung 6.7 als Funktion der Eingangsleistung ($f_1 = 77 \text{ GHz}$, $R_{\text{Verlust},S1,S3} = 0,8 \ \Omega$, $r_{S,ASV} = 2,16 \cdot 10^{-6} \ \Omega \text{cm}^2$)

7.3 Flächenabhängigkeit des Wirkungsgrades

Die Flächenabhängigkeit des Wirkungsgrades des ASV-Vervielfachers ist durch die Flächenabhängigkeit der Elastanzänderung ΔS und durch flächenabhängige Anteile des Serienwiderstandes R_S gegeben. Der Konversionswirkungsgrad eines Vervielfachers mit symmetrischer Kapazität (s. Abschnitt 2.3) lässt sich folgendermaßen darstellen.

$$\eta = \frac{1 - 9\gamma x}{1 + \gamma \frac{1}{x}} \quad 7.5$$

$$\text{mit } \gamma = 4 \frac{f}{f_C} \left(\frac{q_{\max}}{q_1} \right)^2 \text{ und } x = \frac{q_3}{q_1}$$

Durch die Ableitung des Wirkungsgrades nach der Hilfsgröße x kann das Verhältnis der Ladungsaussteuerungen q_3 und q_1 bei der Oberwelle und der Grundwelle optimiert werden.

$$x_{opt} = -\gamma + \sqrt{\gamma^2 + \frac{1}{9}} \quad 7.6$$

Mit

$$S_{\min} A_{NL} = \frac{\Delta S}{3q_1^2}, \quad \Delta S_{\max} = \frac{v_{\max}}{\omega \cdot \epsilon_r \epsilon_0 \cdot A} \quad 7.7$$

und Gleichung 2.44 und unter der Annahme $q_1 = q_{\max}$ lässt sich damit der maximale Wirkungsgrad des Frequenzverdreifachers in Abhängigkeit von der Diodenfläche berechnen. Der gesamte Serienwiderstand $R_S(A)$ des Frequenzverdreifachers setzt sich dabei aus dem flächenabhängigen Serienwiderstand des Varaktors und dem flächenunabhängigen Verlustwiderstand $R_{\text{Verlust},S1,S2}$ der Schaltung zusammen.

$$\eta = \frac{1 + 144 \frac{\omega^4 R_S(A)^2 \epsilon_r^2 \epsilon_0^2 A^2}{v_{\max}^2} - 36 \frac{\omega^4 R_S(A) \epsilon_r \epsilon_0 A}{v_{\max}} \sqrt{16 \frac{\omega^4 R_S(A)^2 \epsilon_r^2 \epsilon_0^2 A^2}{v_{\max}^2} + \frac{1}{9}}}{1 + \frac{1}{-1 + \sqrt{1 + \frac{v_{\max}^2}{144 \omega^4 R_S(A)^2 \epsilon_r^2 \epsilon_0^2 A^2}}} } \quad 7.8$$

Für einen GaAs-ASV mit großflächigen n^+ -Kontakten ergibt sich bei einer Grundfrequenz von $f = 77$ GHz der in Abbildung 7.7 dargestellte Verlauf des maximal möglichen Wirkungsgrades. Hierbei wurden sowohl die verschiedenen Anteile des Serienwiderstandes des ASV (s. Abschnitt 6.3), als auch die Verluste in der HF-Schaltung ($R_{\text{Verlust},S1,S3} = 0,8 \Omega$) berücksichtigt. Bei einer Diodenfläche von $A = 6 \cdot 10^7 \text{ cm}^2$ kann somit theoretisch ein Konversionswirkungsgrad von maximal 30 % erreicht werden.

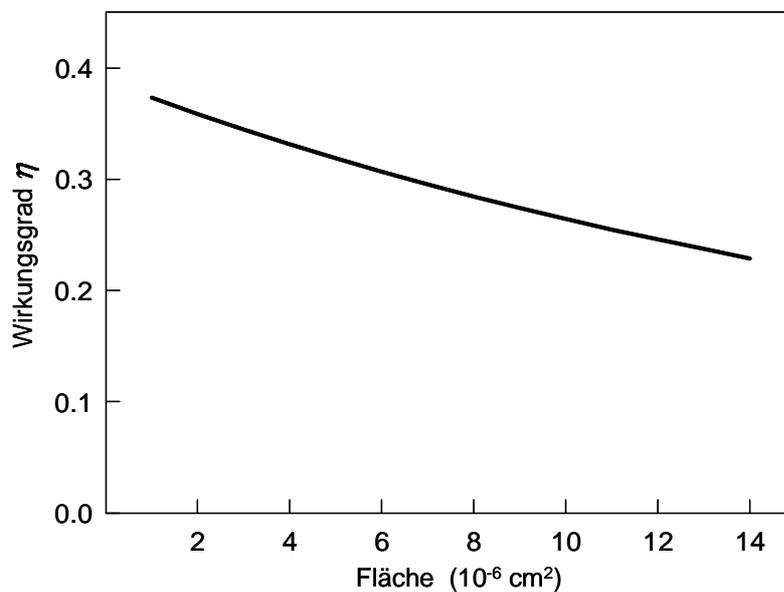


Abbildung 7.7: Theoretischer maximal möglicher Wirkungsgrad η eines inhomogen dotierten ASV mit großflächigen n-Kontakten und idealisierter Elastanzänderung ($\Delta S = 2,67 \cdot 10^7 \text{ cm}^2/\text{F}$) in Abhängigkeit von der Diodenfläche ($f_1 = 77$ GHz, $R_{\text{Verlust},S1,S3} = 0,8 \Omega$, $R_{S,ASV} = 3,6 \Omega$)

8 Experimentelle Ergebnisse

In diesem Kapitel werden zunächst die messtechnische Charakterisierung der verschiedenen ASV-Strukturen und der HF-Schaltung erläutert und anschließend experimentelle Ergebnisse des ASV-Frequenzverdreifachers vorgestellt.

8.1 Charakterisierung der ASV-Strukturen

Die Eigenschaften eines Frequenzvervielfachers ergeben sich aus den Strom-Spannungs- und Kapazitäts-Spannungs-Kennlinien und dem Serienwiderstand des verwendeten nichtlinearen Bauelements. Wie in Abschnitt 3.3.3 erläutert wurde, können die Verdreifachereigenschaften des ASV aus den Kennlinien der jeweiligen einzelnen Schottky-Diode unter Berücksichtigung der Gleichspannungsaufladung abgeleitet werden.

8.1.1 Messaufbauten

Die Bestimmung der Strom-Spannungs-Kennlinien erfolgt über den in Abbildung 8.1 dargestellten Messaufbau. Mittels einer Spannungsquelle (Hameg HM 8142) wird eine Spannung an die Diode angelegt. Der Strom durch das Bauelement wird über den Spannungsabfall am Vorwiderstand bestimmt und mit Hilfe eines Multimeters (Hameg HM 8112) oder Oszilloskops angezeigt. Die Aufnahme der Kennlinien erfolgt rechnergesteuert [97].

Zur Messung der Kapazitäts-Spannungs-Kennlinien stand eine Kapazitätsmessbrücke vom Typ Boonton 76A zur Verfügung, die ebenfalls rechnergesteuert ist [97]. Mit diesem Messaufbau können Kapazitäten von 1,99 pF bis 1,99 nF gemessen werden. Der Parallelleitwert der Varaktordiode darf einen Wert von 1,99 mS nicht überschreiten, da sonst die Messung von der Kapazitätsmessbrücke aufgrund einer Leitwertsüberschreitung abgebrochen wird. Die parasitäre Kapazität des Messaufbaus beträgt 0,9 pF [97].

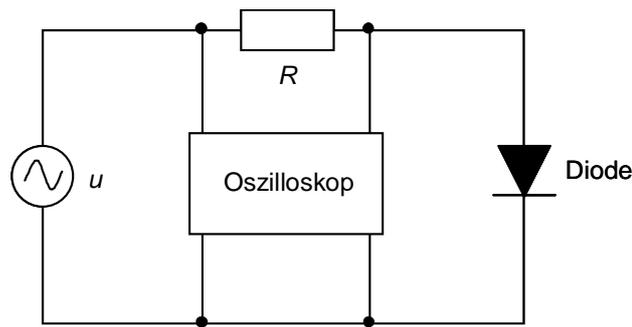


Abbildung 8.1: Messaufbau zur Bestimmung der Strom-Spannungs-Kennlinien

Der Serienwiderstand der ASV-Strukturen wird mit Hilfe von Streuparametermessungen (S-Parameter) bestimmt. Dazu wird ein Netzwerkanalysator (HP 8510C) zusammen mit einem Wafer-Prober (Cascade Microtech Summit 9000) mit koplanaren Messspitzen (Cascade GSG 150) verwendet. Dieses System ermöglicht 1-Tor- und 2-Tor-S-Parametermessungen zwischen 45 MHz und 50 GHz. Abbildung 8.2 zeigt eine schematische Darstellung einer Diode in Koplanarschaltung mit zwei Koplanarmessköpfen zur Bestimmung der S-Parameter.

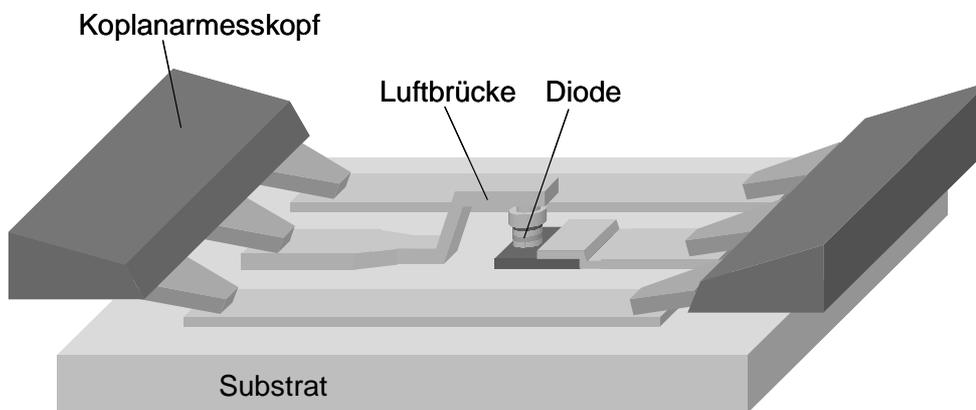


Abbildung 8.2: Schematische Darstellung einer Diode in Koplanarschaltung mit Koplanarmessköpfen

Zur Messung der S-Parameter werden Ein- und Ausgang des zu untersuchenden 2-Tors mit einfallenden Wellen kleiner Amplitude a_1 , a_2 angeregt. Die bei der Anregungsfrequenz reflektierten bzw. transmittierten Wellenamplituden b_1 , b_2 werden phasensensitiv gemessen, wobei die anregende Wellenamplitude so klein ist

($-30 \text{ dBm} = 1 \mu\text{W}$), dass nichtlineare Effekte vernachlässigbar sind. Die S-Parameter geben die auf die einfallende Wellenamplitude normierten, transmittierten bzw. reflektierten Wellenamplituden $\underline{S}_{ij} = \underline{b}_i / \underline{a}_j$ an und werden in der sog. Streumatrix (S-Matrix) zusammengefasst.

$$\begin{bmatrix} \underline{b}_1 \\ \underline{b}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \underline{a}_1 \\ \underline{a}_2 \end{bmatrix} \quad 8.1$$

Um Verfälschungen der S-Parameter durch Zuleitungsinduktivitäten bzw. Zuleitungskapazitäten des Messaufbaus auszuschließen, muss das System vor jeder Messung kalibriert werden. Als Kalibriermethode wurde das LRM-Verfahren (Line – Reflect – Match) verwendet, wobei der Referenzwiderstand $Z_W = 50 \Omega$ beträgt.

8.1.2 Strom-Spannungs-Charakteristik

Die experimentell bestimmten Strom-Spannungs-Kennlinien der untersuchten Schottky-Dioden zeigen eine gute Übereinstimmung mit den simulierten Charakteristiken und spiegeln die in Abschnitt 6.2 gezeigten Abhängigkeiten des Konvektionsstroms von einzelnen Strukturparametern sehr gut wieder. Da die effektive Breite der Schottky Barriere im wesentlichen von der Dicke und Dotierungskonzentration der beiden auf den Schottky-Kontakt folgenden Schichten bestimmt wird, lässt sich der Konvektionsstrom am effektivsten durch die nominell undotierte Schicht und die anschließende hochdotierte Schicht beeinflussen. Aufgrund der Optimierung des Dotierungsprofils der Diode hinsichtlich maximaler Elastanzänderung ist sowohl die Dicke als auch die Dotierungskonzentration der hochdotierten Schicht vorgegeben. Eine Verringerung des Konvektionsstroms kann folglich nur mit Hilfe der ersten Schicht erfolgen. Hier zeigt sich, dass durch Erhöhung der Schichtdicke (s. Abbildung 8.3) und vor allem auch durch Verwendung einer Heterobarriere der Strom durch bzw. über die Barriere deutlich verkleinert werden kann (s. Abbildung 8.4). In Abbildung 8.4 ist zudem die Kennlinie eines optimierten Heterobarrierenvaraktors [38] dargestellt. Hier zeigt sich der wesentliche Vorteil des ASV gegenüber dem HBV. Aufgrund deutlich niedriger Konvektionsströme sind größere Aussteuerungsamplituden bei gleicher Fläche bzw. kleinere Flächen bei gleicher Eingangsleistung und damit auch größere Wirkungsgrade möglich.

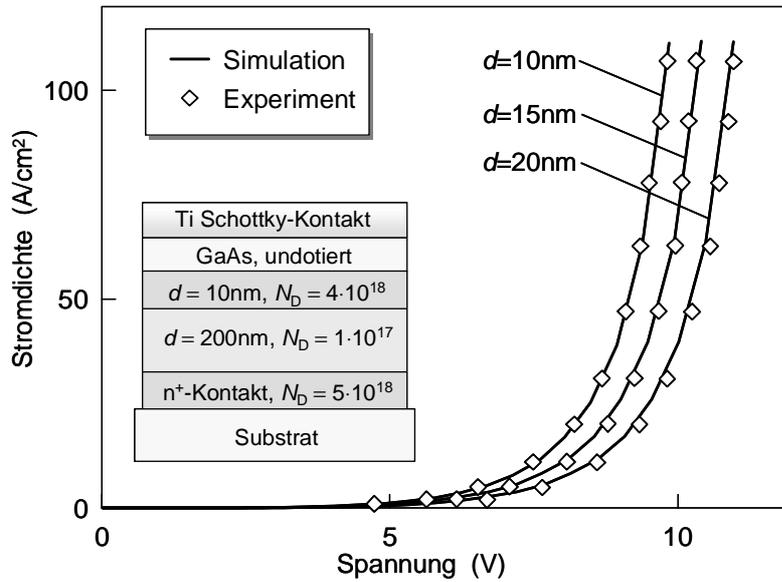


Abbildung 8.3: Experimentelle und theoretische Stromdichte-Spannungs-Kennlinien inhomogen dotierter Schottky-Dioden mit unterschiedlichen Dicken der nominell undotierten Schicht (Schichtzusammensetzung entsprechend der dargestellten Skizze)

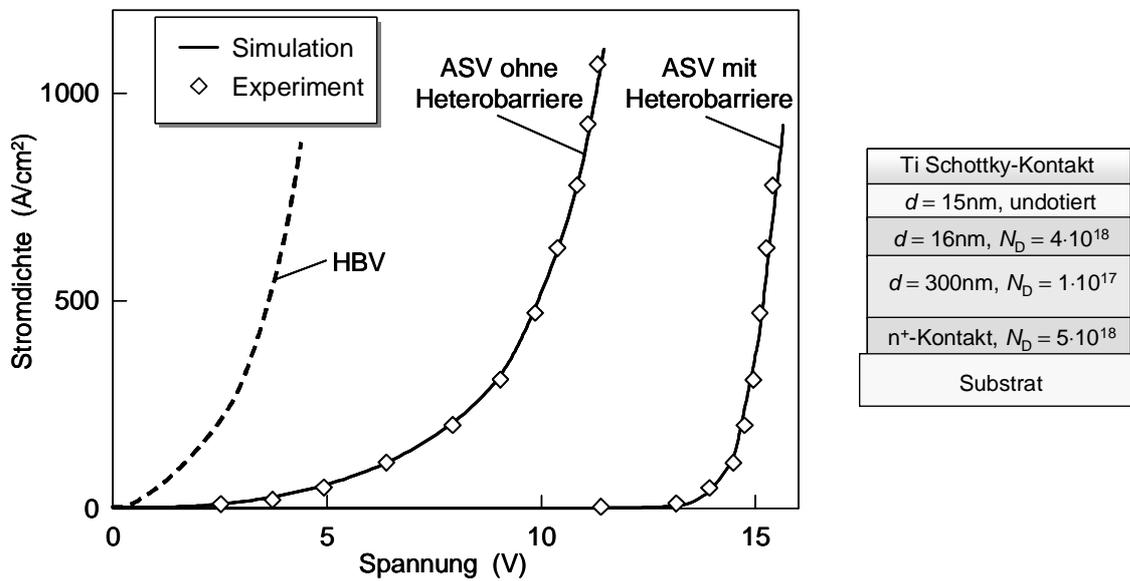


Abbildung 8.4: Experimentelle und theoretische Stromdichte-Spannungs-Kennlinien inhomogen dotierter Schottky-Dioden mit und ohne $\text{Al}_{0.55}\text{Ga}_{0.45}\text{As}$ -Heterobarrieren (Schichtzusammensetzung entsprechend der dargestellten Skizze) und eines optimierten Heterobarrierenvaraktors gemäß [38]

Ein Kennzeichen für die Güte eines Schottky-Kontaktes ist der Idealitätsfaktor, der sich aus der Strom-Spannungs-Kennlinie der Diode in Vorwärtsrichtung bestimmen lässt [62]. Bei den im Rahmen diese Arbeit untersuchten Schottky-Dioden ergaben sich Idealitätsfaktoren zwischen 1,04 und 1,07. Diese sehr guten Werte sind in erster Linie darauf zurückzuführen, dass die Schottky-Kontaktmetallisierung bereits in der MBE-Anlage aufgebracht wurde und somit sehr gute Grenzflächen erzielt werden konnten.

8.1.3 Kapazitäts-Spannungs-Charakteristik

Die Kapazitäts-Spannungs-Charakteristik der Varaktoren wird durch das Dotierungsprofil der Dioden bestimmt. Die Kapazität im spannungslosen Zustand kann durch Erhöhung der Dotierungskonzentration und der Dicke der hochdotierten Schicht vergrößert werden (s. Abbildung 8.5 und Abbildung 8.6), da dadurch einerseits die Breite der Barriere verringert wird und andererseits für genügend große Schichtdicken bzw. Dotierungskonzentrationen aufgrund der teilweisen Entartung eine deutliche Ladungsträgeranhäufung auftritt. Die minimale Kapazität der Diode kann durch Vergrößerung der Dicke der niedrig dotierten Modulationsschicht verringert werden (s. Abbildung 8.7).

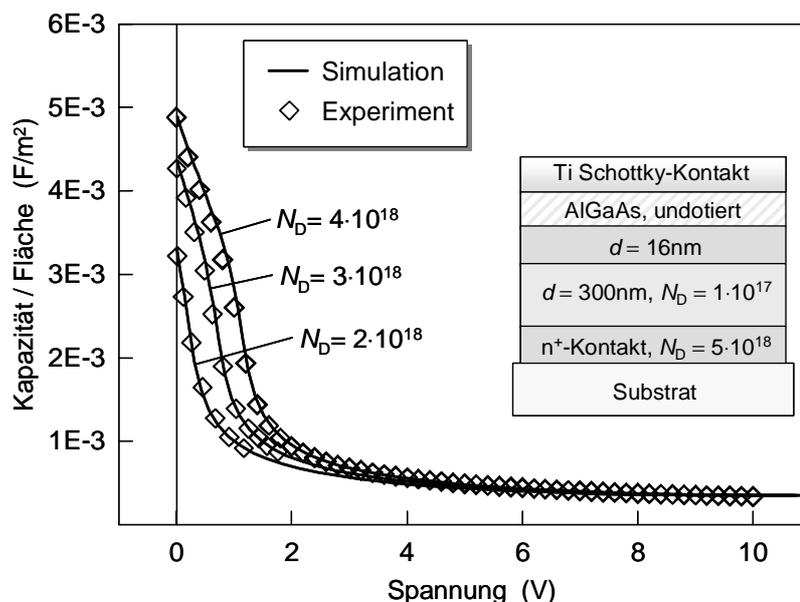


Abbildung 8.5: Experimentelle und theoretische Kapazitäts-Spannungs-Kennlinien inhomogen dotierter Schottky-Dioden mit unterschiedlichen Dotierungskonzentrationen der n^+ -dotierten Schicht (Schichtzusammensetzung entsprechend der dargestellten Skizze)

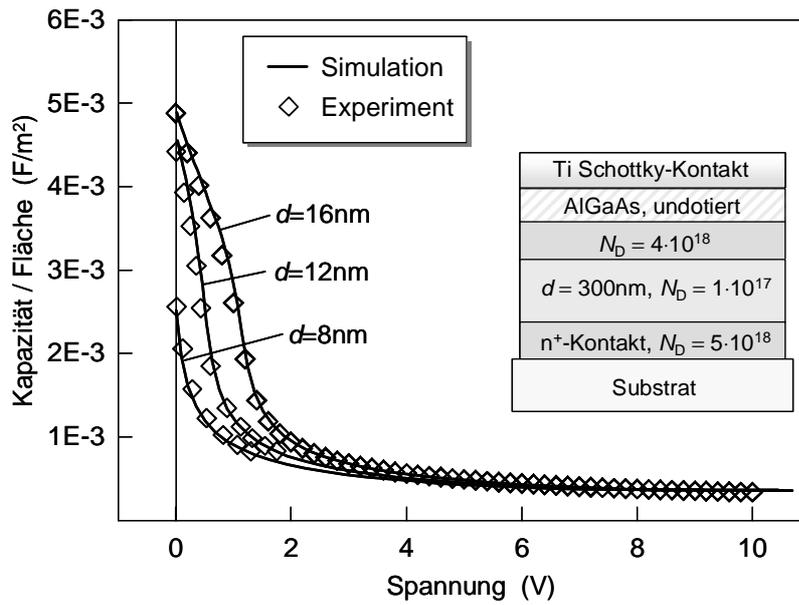


Abbildung 8.6: Experimentelle und theoretische Kapazitäts-Spannungs-Kennlinien inhomogen dotierter Schottky-Dioden mit unterschiedlichen Dicken der n^+ -dotierten Schicht (Schichtzusammensetzung entsprechend der dargestellten Skizze)

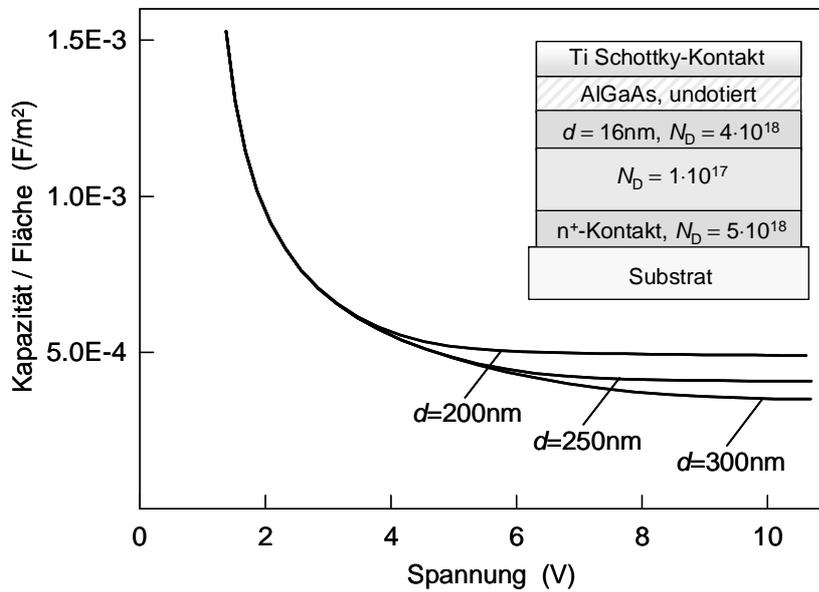


Abbildung 8.7: Experimentelle Kapazitäts-Spannungs-Kennlinien inhomogen dotierter Schottky-Dioden mit unterschiedlichen Dicken der n -dotierten Schicht (Schichtzusammensetzung entsprechend der dargestellten Skizze)

Aus den experimentell bestimmten Kapazitäts-Spannungs-Kennlinien lassen durch Integration die Ladungs-Spannungs-Charakteristiken bestimmen.

$$Q(U) = \int_0^U C \, dU' \quad 8.2$$

Durch Bildung der inversen Funktion $U(Q)$ und Differentiation ergeben sich daraus dann die Elastanz-Ladungs-Kennlinien.

$$s(Q) = \frac{dU(Q)}{dQ} \quad 8.3$$

Das Ergebnis ist in Abbildung 8.8 für eine Diode, deren Schichtenfolge der optimierten Struktur entspricht, dargestellt. Anhand der Steigungen sind deutlich die beiden Bereiche unterschiedlicher Dotierkonzentration in der zweigeteilten Modulationsschicht und für große Ladungswerte die hochdotierte Kontaktschicht zu erkennen.

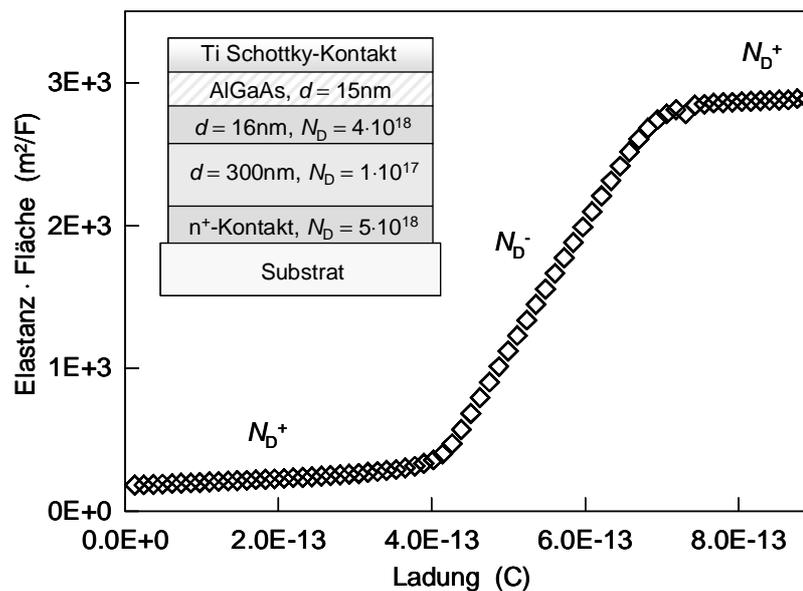


Abbildung 8.8: Experimentelle Elastanz-Ladungs-Kennlinie einer inhomogen dotierten Schottky-Diode (Schichtfolge entsprechend der dargestellten Skizze)

8.1.4 Serienwiderstand

Der Serienwiderstand der ASV-Strukturen kann mit Hilfe von S-Parametermessungen bestimmt werden. Dazu wurden Testschaltungen entworfen, die eine Charakterisierung des ASV innerhalb einer Koplanarleitungsschaltung ermöglichen (s. Abbildung 8.9).

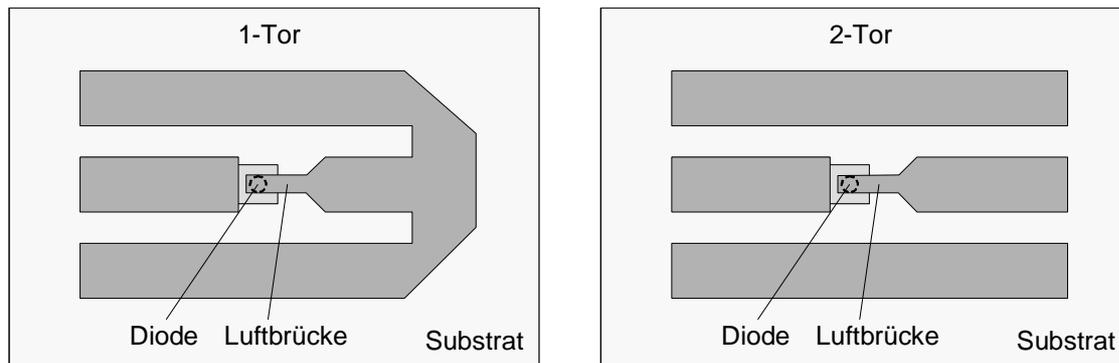


Abbildung 8.9: Koplanartestschaltungen für 1-Tor- und 2-Tor-S-Parametermessungen von Schottky-Dioden

Das Deembedding des Bauelements erfolgt über die in Abbildung 8.10 dargestellten Schaltungen. Dazu werden sowohl die S-Parameter der Schaltung mit integrierter Schottky-Diode (S_{Total}), als auch die der kurzgeschlossenen (S_{Short}) und der offenen Schaltung (S_{Open}) im Frequenzbereich zwischen 45 MHz und 50 GHz und in Abhängigkeit von einer zusätzlichen DC-Bias-Spannung bestimmt. Transformiert man die S-Matrizen \underline{S}_{Total} und \underline{S}_{Open} in die äquivalenten Leitwertmatrizen Y_{Total} bzw. Y_{Open} und formt man S_{Short} in die äquivalente Impedanzmatrix Z_{Short} um, so lassen sich damit nach folgendem Schema die Einflüsse der Schaltung eliminieren und die S-Parameter der Diode selbst ermitteln [109]:

$$Y_{Hilf} = Y_{Total} - Y_{Open} \quad 8.4$$

$$Z_{Hilf} = Z(Y_{Hilf}) \quad 8.5$$

$$Z_{Diode} = Z_{Hilf} - Z_{Short} \quad 8.6$$

$$S_{Diode} = S(Z_{Diode}) \quad 8.7$$

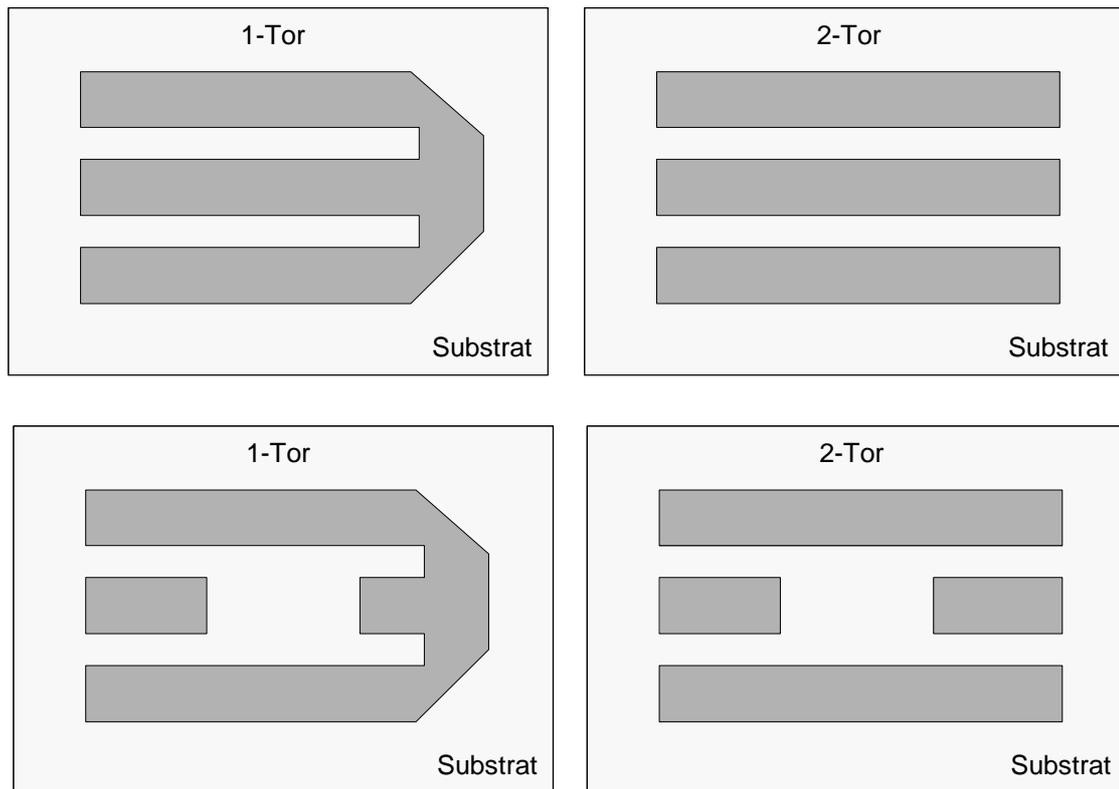


Abbildung 8.10: Kurzgeschlossene und offene Koplanartestschaltungen für das Deembedding bei 1-Tor- und 2-Tor-S-Parametermessungen

Aus den resultierenden Streuparametern S_{Diode} der Diode können schließlich über das in Abbildung 8.11 dargestellte Ersatzschaltbild die einzelnen Ersatzgrößen bestimmt werden. Für die Einzeldioden der beiden in Abschnitt 6.3.2 gegenübergestellten und skizzierten ASV-Strukturen, die sich vor allem im Serienwiderstand unterscheiden sollten, ergaben sich die in Tabelle 8.1 aufgeführten Werte. Der wesentliche Unterschied liegt im Serienwiderstand, der durch die Verwendung von großflächigen n^+ -Kontakten bei einer Diodenfläche von $A = 6 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$ von 8Ω (4Ω pro Einzeldiode) auf $3,6 \Omega$ ($1,8 \Omega$ pro Einzeldiode) verkleinert werden konnte. Die in Abschnitt 6.3 durchgeführte Abschätzung des Serienwiderstands verschiedener ASV-Strukturen konnte damit experimentell bestätigt werden.

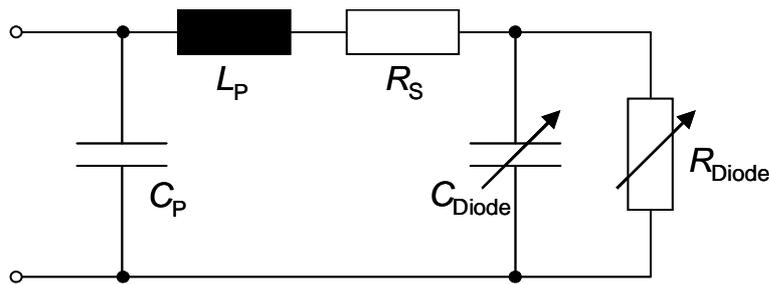


Abbildung 8.11: Ersatzschaltbild einer Schottky-Diode

Ersatzschaltbildgröße	Schottky-Diode mit kleinflächigen n^+ -Kontakten	Schottky-Diode mit großflächigen n^+ -Kontakten
L_P	9 pH	10 pH
C_P	6 fF	6 fF
R_S	4 Ω	1,8 Ω

Tabelle 8.1 : Experimentell bestimmte Ersatzschaltbildgrößen gemäß Abbildung 8.11 der Einzeldioden der beiden untersuchten ASV-Strukturen

8.2 Charakterisierung der Frequenzverdreifacher

Im Folgenden werden die experimentellen Ergebnisse vorgestellt, die mit ASV-Frequenzverdreifachern erzielt werden konnten. Dazu wird zunächst der Messaufbau erläutert, der zur experimentellen Bestimmung der Vervielfachereigenschaften, d.h. zur Ermittlung des Wirkungsgrades und der Ausgangsleistung verwendet wurde. Anschließend werden die gewonnenen Messergebnisse vorgestellt und diskutiert.

8.2.1 Messaufbau

Zur Bestimmung der Verdreifachereigenschaften wurde ein Hohlleiter-Messaufbau nach Abbildung 8.12 verwendet. Zur Leistungserzeugung bei der Grundwelle stand für die ersten Messungen ein am Lehrstuhl für Allgemeine Elektrotechnik und Angewandte Elektronik hergestellter IMPATT Oszillator zur Verfügung. Hierbei handelt es sich um eine Flachprofiliodenstruktur [110], die bei einer festen Frequenz von 70 GHz eine HF-

Leistung von etwa 70 mW liefert. Zur Charakterisierung der hinsichtlich Serienwiderstand und Elastanzänderung optimierten ASV-Strukturen konnte bereits auf eine von 76 GHz bis 78 GHz durchstimmbare Leistungsquelle (Parzich 10MUL100-77) zurückgegriffen werden, die Ausgangsleistungen von bis zu 85 mW liefert. Bei dieser Quelle wird ein mechanisch durchstimmbarer Gunn-Oszillator bei 38 GHz verwendet, dessen Signal mit einer Vervielfacherdiode verdoppelt wird.

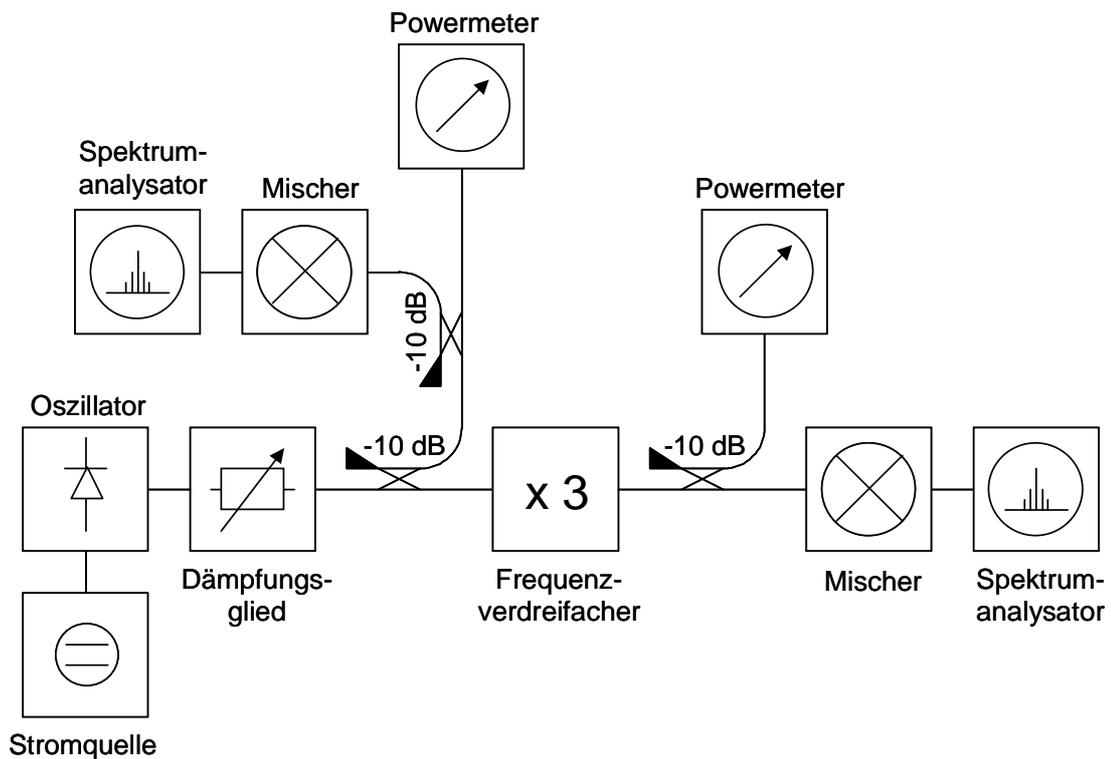


Abbildung 8.12: Schematische Darstellung des Messaufbaus zur Bestimmung der Frequenzverdreifachereigenschaften des ASV

Ein Dämpfungsglied (s. Abbildung 8.12) schützt den Frequenzverdreifacher und die anschließenden Messkomponenten vor zu hohen Leistungsspitzen. Über einen 10 dB-Koppler wird die Leistung vor dem Frequenzverdreifacher abgegriffen und nach Durchgang durch einen zweiten 10 dB-Koppler anhand eines Leistungsmessgerätes (HP Powermeter 432A) angezeigt. Um die Frequenz der Grundwelle zu bestimmen, wird das Signal über eine Mischerdiode (Tektronix WM782W) heruntergemischt und mit Hilfe eines Spektrumanalysators (Tektronix 2782 Spectrum Analyzer) gemessen. Am Ausgang des Frequenzverdreifachers wird ein 10 dB-Koppler angeschlossen, der das Signal auf

einen Mischer und ein Leistungsmessgerät (HP Powermeter 432A oder TK THz Absolute Power Meter System) aufteilt. Mit Hilfe des Mixers (Tektronix WM782G) wird das zu detektierende Signal auf eine Frequenz heruntergemischt, die von einem Spektrumanalysator (Rohde&Schwarz Spectrum Analyzer FSEM 20) verarbeitet und entsprechend angezeigt werden kann. Die Eichfaktoren der Leistungsmessgeräte und die Verluste der einzelnen Hohlleiterkomponenten wurden mit einem Kalorimeter ermittelt.

8.2.2 Vergleich verschiedener Diodenstrukturen

Der in Abschnitt 2.3 theoretisch abgeleitete Zusammenhang zwischen Wirkungsgrad und Serienwiderstand bzw. Elastanzänderung bei einem Frequenzverdreifacher zeigt sich auch in einem Vergleich der experimentellen Vervielfachereigenschaften verschiedener ASV-Strukturen, die sich einerseits in der Länge der Modulationsschicht und andererseits in der Fläche der n^+ -Kontakte unterscheiden. Die relevanten Strukturparameter der untersuchten Bauelemente sind in Tabelle 8.2 aufgelistet. Nicht aufgeführte Parameter sind für alle ASV-Strukturen identisch und entsprechen den in Abbildung 6.7 dargestellten Werten.

Probe	großflächige n^+ -Kontakte (Upside-Down-Struktur)	Dicke der Modulationsschicht (n -Schicht)
A	–	200 nm
B	–	250 nm
C	x	250 nm
D	x	300 nm

Tabelle 8.2 : Strukturparameter der untersuchten ASV-Strukturen

Die vier Proben unterscheiden sich zum einen in der Dicke der Modulationsschicht und zum anderen in der Fläche der n^+ -Kontakte. Mit zunehmender Dicke der n -Schicht wird die maximal mögliche Elastanzänderung vergrößert und durch Verwendung der Upside-Down-Struktur wird der Serienwiderstand verkleinert. Beide Veränderungen müssten zu einer Erhöhung des Konversionswirkungsgrades des Vervielfachers führen. Dies zeigt sich deutlich in den bei einer Grundwellenfrequenz von 70 GHz bzw. 77 GHz

experimentell bestimmten Verdreifachereigenschaften der Strukturen (s. Tabelle 8.3). Während mit der Struktur A nur ein Wirkungsgrad von 3 % mit einer Ausgangsleistung von 2 mW erreicht wurde [111], zeigt der ASV vom Typ B aufgrund der längeren Modulationsschicht eine Oberwellenleistung von 3,5 mW bei einem Wirkungsgrad von 5 %. Eine deutliche Verbesserung der Verdreifachereigenschaften kann mit der Upside-Down-Struktur und der dadurch bedingten Verringerung des Serienwiderstands erreicht werden [112]. Die dritte Probe weist einen Wirkungsgrad von 12 % und eine Ausgangsleistung von 8 mW bei einer Frequenz von $f = 228$ GHz auf. Die besten Ergebnisse konnten schließlich mit der Probe D erzielt werden, die der optimierten ASV-Struktur (s. Abbildung 6.7) entspricht [113]. Die Oberwellenleistung beträgt bei diesem Vervielfacher 15 mW mit einem Konversionswirkungsgrad von 22 % [114].

Probe	Fläche	f_1	f_3	P_3	η
A	$A = 7 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$	70 GHz	210 GHz	2 mW	3 %
B	$A = 7 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$	76 GHz	228 GHz	3,5 mW	5 %
C	$A = 6,5 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$	76 GHz	228 GHz	8 mW	12 %
D	$A = 6 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$	76 GHz	228 GHz	15 mW	22 %

Tabelle 8.3 : Frequenzverdreifachereigenschaften der untersuchten ASV-Strukturen

Die Verbesserungen, die ausgehend von Struktur A schrittweise bis zur Struktur D bezüglich Konversionswirkungsgrad experimentell erreicht werden konnten, spiegeln die Unterschiede wieder, die sich theoretisch für die maximal möglichen Werten der einzelnen Strukturen ergeben (s. Abbildung 8.13). Bei den nach Gleichung 7.8 berechneten Kurven wurden die experimentell ermittelten Serienwiderstände der Varaktorstrukturen verwendet, die Verluste in der Schaltung mit $R_{\text{Verlust},S1,S3} = 0,8 \Omega$ angenommen und die für die jeweilige Struktur maximal mögliche Elastanzänderung eingesetzt. Der genaue Verlauf der realen Kapazitäts-Spannungs-Kennlinie und vor allem auch der Strom-Spannungs-Kennlinien ist bei dieser Abschätzung der Theoretischen Obergrenze des Wirkungsgrades nicht berücksichtigt.

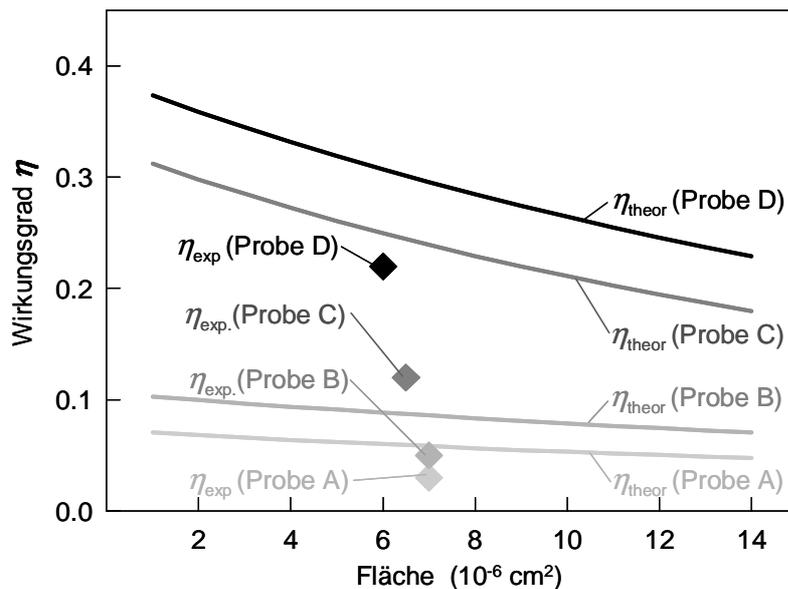


Abbildung 8.13: Experimenteller und maximaler theoretischer Wirkungsgrad der untersuchten ASV-Strukturen in Abhängigkeit von der Diodenfläche

Berechnet man Wirkungsgrad und Ausgangsleistung der Strukturen mit Hilfe der Fourieranalyse (s. Abschnitt 3.3), um so neben dem Serienwiderstand des ASV und den Schaltungsverlusten auch den genauen Verlauf der experimentell bestimmten Strom-Spannungs- und Kapazitäts-Spannungs-Kennlinien mit zu berücksichtigen, so ergibt sich eine deutlich bessere Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment. Abbildung 8.14 zeigt einen Vergleich zwischen gemessener und mittels Fourieranalyse berechneter Ausgangscharakteristik, d.h. Wirkungsgrad und Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der Eingangsleistung eines Frequenzverdrehers vom Typ D bei jeweils optimaler Anpassung. Der verbleibende Unterschied zwischen Theorie und Experiment ist darauf zurückzuführen, dass in der realen Schaltung optimale Anpassung zwischen ASV und Schaltung nicht für jeden Arbeitspunkt der Ausgangscharakteristik erfüllt werden kann, weil die Impedanz des ASV von der Eingangsleistung abhängt. Da die Schaltung für eine Eingangsleistung von ca. 85 mW entworfen und optimiert worden ist, ergibt sich dadurch eine schlechtere Anpassung für davon abweichende Eingangsleistungen und damit auch der in Abbildung 8.14 zu sehende Unterschied zwischen Theorie und Experiment.

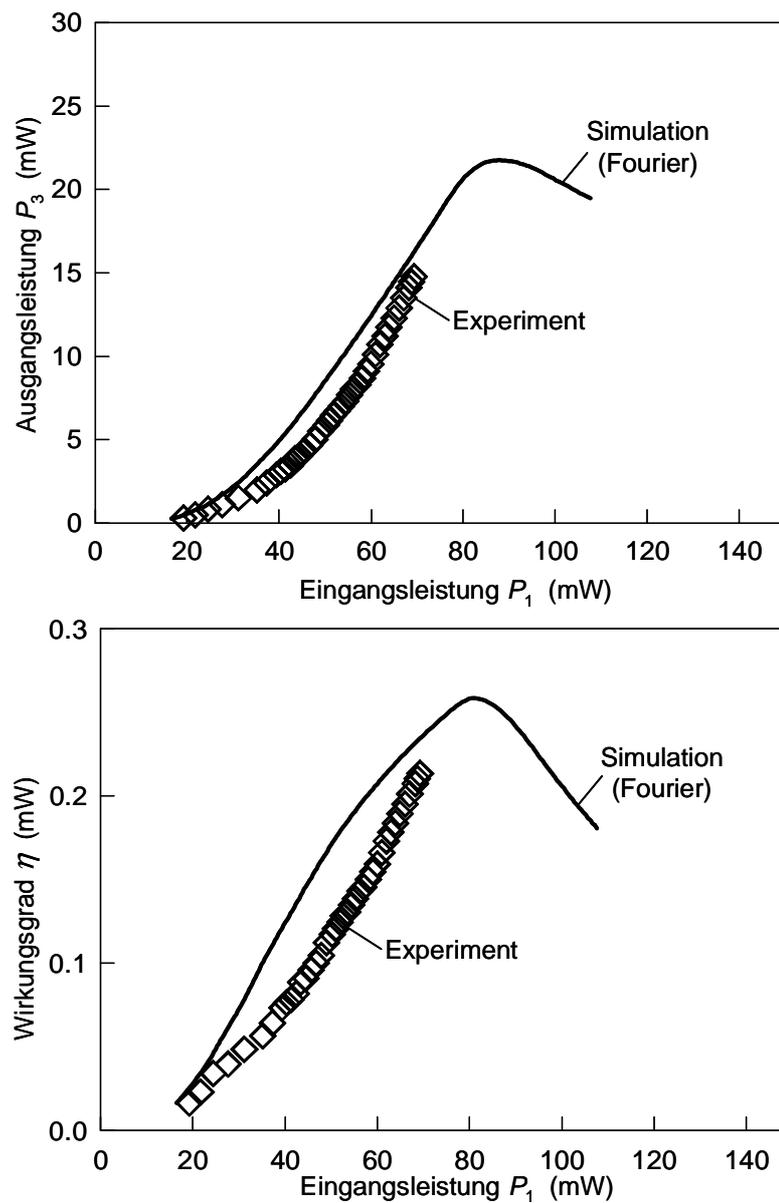


Abbildung 8.14: Experimentelle und mittels Fourieranalyse unter Annahme jeweils optimaler Anpassung berechnete Ausgangsleistung sowie entsprechender Wirkungsgrad eines Frequenzverdrehers mit integriertem ASV (Typ D) in Abhängigkeit von der Eingangsleistung

Um auch den Einfluss der Impedanzanpassung berücksichtigen zu können, wurde der Hohlleiteraufbau inklusive Quarzchip und ASV mit HFSS simuliert und die Streuparameter zwischen dem ASV als internes Tor und den vier Hohlleiteranschlüssen als externe Tore berechnet. Die resultierenden S-Matrizen werden zusammen mit der Strom-Spannungs- und Kapazitäts-Spannungs-Charakteristik des Bauelements in ADS

eingebunden und damit die Frequenzverdreifachereigenschaften der Strukturen unter Berücksichtigung sämtlicher Verluste über die Methode der Harmonischen Balance berechnet [26,115]. Abbildung 8.15 zeigt die mittels ADS simulierte und gemessene Ausgangsleistung und den entsprechenden Wirkungsgrad einer ASV-Struktur vom Typ D mit einer Fläche von $A = 6 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$ in Abhängigkeit von der Eingangsleistung.

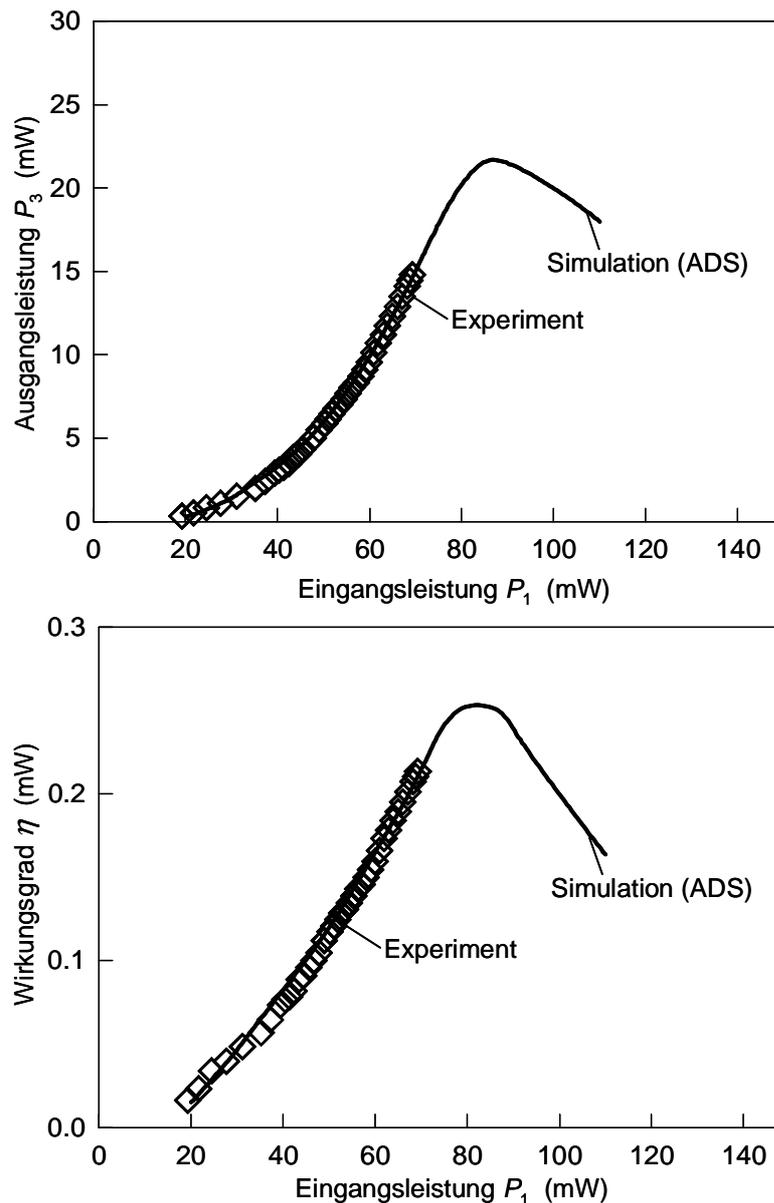


Abbildung 8.15: Experimentelle und theoretische Ausgangsleistung sowie entsprechender Wirkungsgrad eines Frequenzverdreifachers mit integriertem ASV (Typ D) in Abhängigkeit von der Eingangsleistung mit tatsächlich erreichbarer Anpassung

Die dargestellten Kurven weisen eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment auf und bestätigen damit auch, dass die in Abschnitt 4.5 angenommenen Anpassbedingungen richtig sind.

Das Spektrum des Eingangssignals ist in Abbildung 8.16 dargestellt. Der Grundwellenoszillator zeigt ein sehr sauberes und stabiles Signal. Entsprechend resultiert ein ebenfalls sauberes Signal des Frequenzverdreifachers bei der Oberwelle (s. Abbildung 8.17).

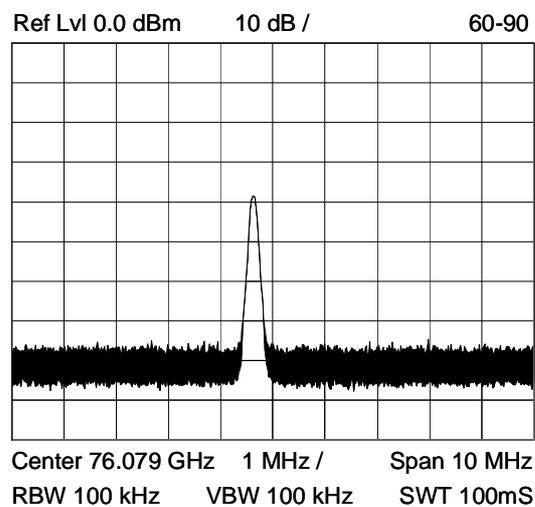


Abbildung 8.16: Frequenzspektrum des Eingangssignals bei $f = 76$ GHz

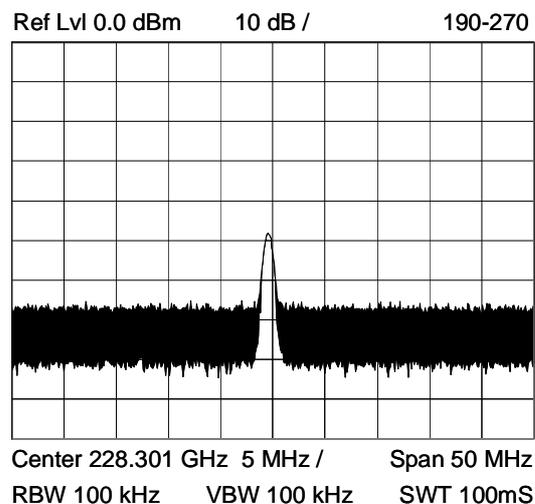


Abbildung 8.17: Frequenzspektrum des Ausgangssignals bei $f = 228$ GHz

Die Frequenzabhängigkeit des Vervielfachers ist in Abbildung 8.18 zu sehen. Bei dieser Messung wurde die Frequenz des Grundwellenoszillators bei konstanter Leistung schrittweise von 76 GHz bis 78 GHz durchgeföhren und jeweils die maximale Ausgangsleistung und der entsprechende Konversionswirkungsgrad bestimmt. Die 3dB-Halbwertsbreite der frequenzabhängigen Ausgangsleistung betröhgt 3 GHz.

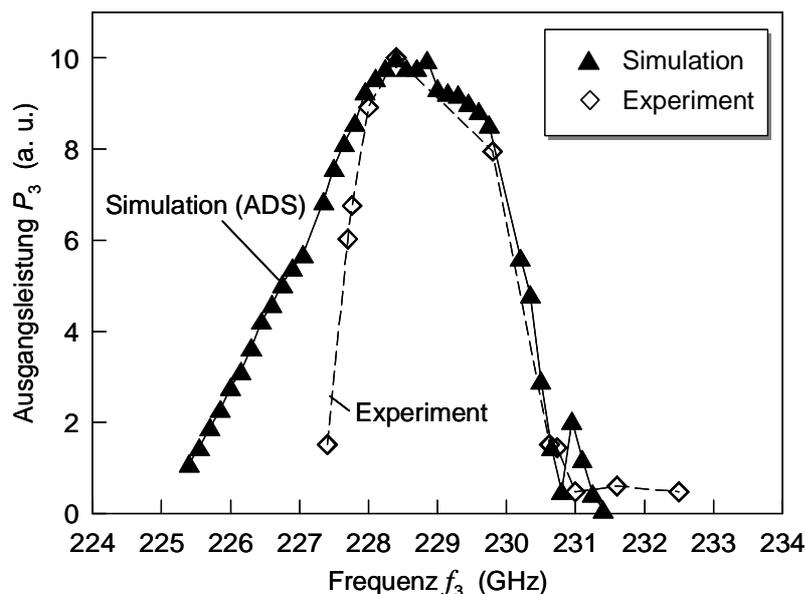


Abbildung 8.18: Experimentelle und theoretische Ausgangsleistung eines Frequenzverdreifachers mit integriertem ASV (Typ D) in Abhängigkeit von der Frequenz

Die Abnahme der Ausgangsleistung und des Wirkungsgrades für Frequenzen über 231 GHz bzw. unter 227 GHz ist in erster Linie auf eine schlechter werdende Impedanzanpassung zurückzuführen. Die effektiven Längen der einzelnen Schaltungselemente hängen von der Wellenlänge des Signals ab und führen damit zu einer deutlichen Verschiebung der Schaltungsimpedanz sowohl bei der Grundwelle als auch bei der Oberwelle. Abbildung 8.19 und Abbildung 8.20 zeigen die berechneten Impedanzniveaus der Schaltung bei verschiedenen Frequenzen. Die Impedanz des ASV ändert sich nur unwesentlich im untersuchten Frequenzbereich.

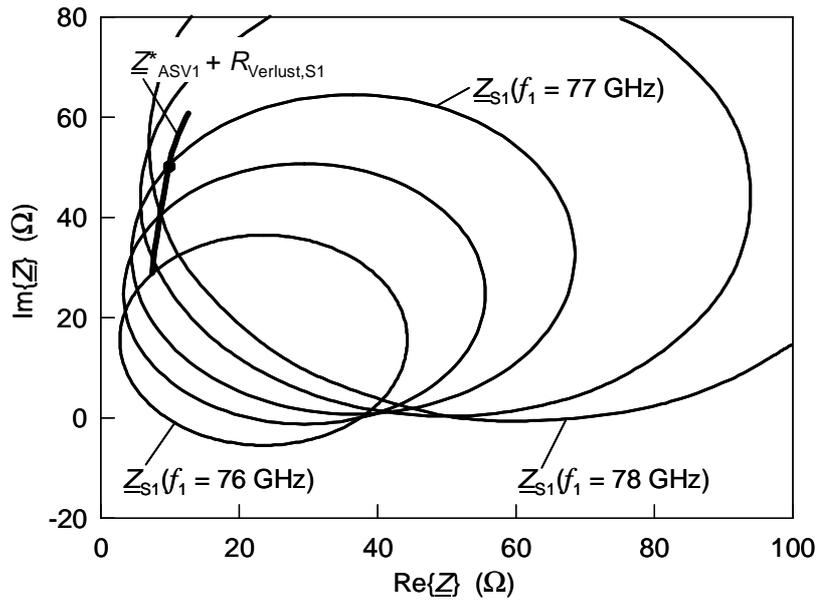


Abbildung 8.19: Konjugiert komplexe Varaktorimpedanz Z_{ASV1} bei der Grundwelle in Abhängigkeit von der Pumpleistung unter Berücksichtigung der Schaltungsverluste $R_{Verlust,S1}$ und Schaltungsimpedanz in Abhängigkeit vom Kurzschlusschiebers im Eingangshohlleiter für verschiedene Frequenzen ($R_{Verlust,S1} = 0,8 \Omega$, $A = 6 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$)

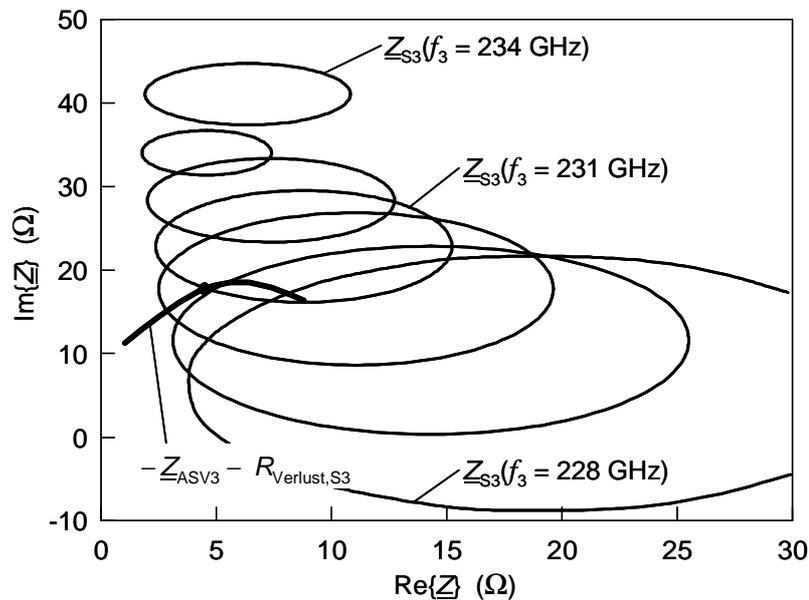


Abbildung 8.20: Negative Varaktorimpedanz Z_{ASV3} bei der Oberwelle in Abhängigkeit von der Pumpleistung unter Berücksichtigung der Schaltungsverluste $R_{Verlust,S3}$ und Schaltungsimpedanz in Abhängigkeit vom des Kurzschlusschiebers im Ausgangshohlleiter für verschiedene Frequenzen ($R_{Verlust,S3} = 0,8 \Omega$, $A = 6 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$)

8.2.3 Internationaler Vergleich

Um die mit dem ASV erzielten Ergebnisse international einordnen zu können, sind die experimentell erreichten Eigenschaften, d.h. Konversionswirkungsgrad und Ausgangsleistung, verschiedener Vervielfacherkonzepte in Abbildung 8.21 bzw. Abbildung 8.22 dargestellt. Neben dem in Rahmen dieser Arbeit entwickelten und untersuchten ASV konnten in erster Linie HBV-Strukturen und Einzel-Schottky-Dioden (Frequenzverdoppler und –verdreifacher) gute Ergebnisse liefern. Hierbei kamen sowohl hybrid eingebaute, als auch monolithisch integrierte HBVs zum Einsatz, wobei die damit bisher erreichten Wirkungsgrade und Ausgangsleistungen deutlich unter denen des ASV liegen. Mit hybrid eingebauten Schottky-Dioden konnten zwar auch relativ hohe Wirkungsgrade erzielt werden, aber aufgrund der unsymmetrischen Struktur ist bei diesen Bauelementen die Schaltung mit einem zusätzlichen Idler-Kreis und einer eventuell notwendigen Gleichspannungszuführung deutlich aufwendiger. Bei hybrid eingebauten Vervielfacher-Strukturen ist außerdem mit einer niedrigeren Reproduzierbarkeit zu rechnen. Da bereits kleine Änderungen in der Schaltung bzw. beim Einbau des Varaktors zu einer drastischen Veränderung der Schaltungsimpedanz führen, wirkt sich das negativ auf die Erfüllung der Anpassbedingung bei der Grundwelle und bei der Oberwelle aus.

Die Ergebnisse zeigen, dass mit dem ASV-Frequenzverdreifacher andere Verdreifacherkonzepte sowohl bezüglich Wirkungsgrad ($\eta_{ASV} = 22\%$) als auch bezüglich Ausgangsleistung ($P_{3,ASV} = 15\text{ mW}$) deutlich übertroffen werden konnten.

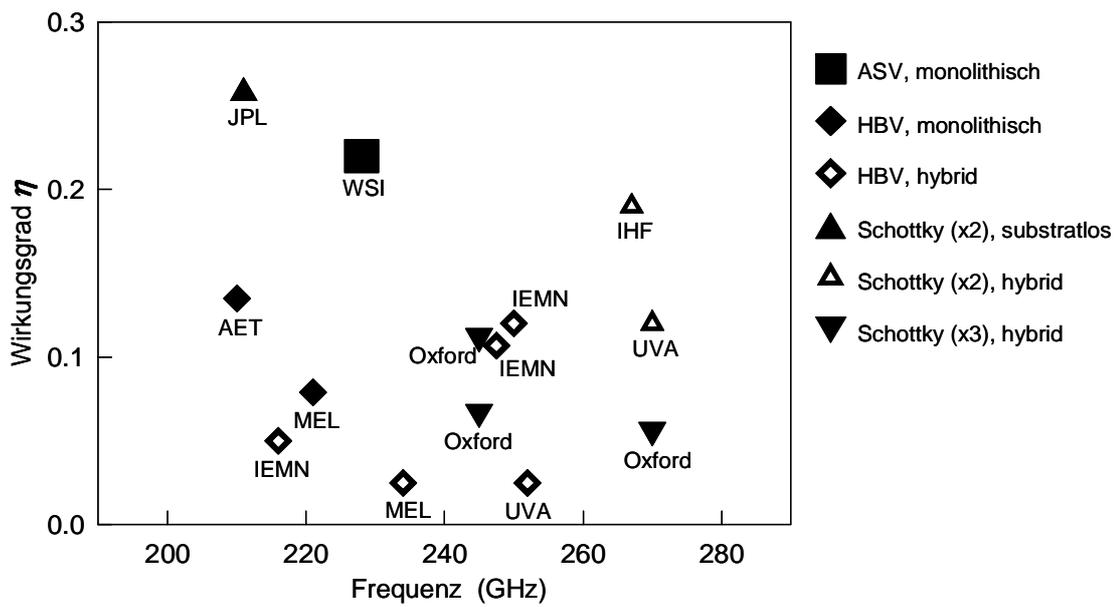


Abbildung 8.21: Konversionswirkungsgrad im internationalen Vergleich (AET [116], MEL [117,118], IEMN [119,120,47], UVA [81,121], IHF [122], JPL [123], Oxford [124])

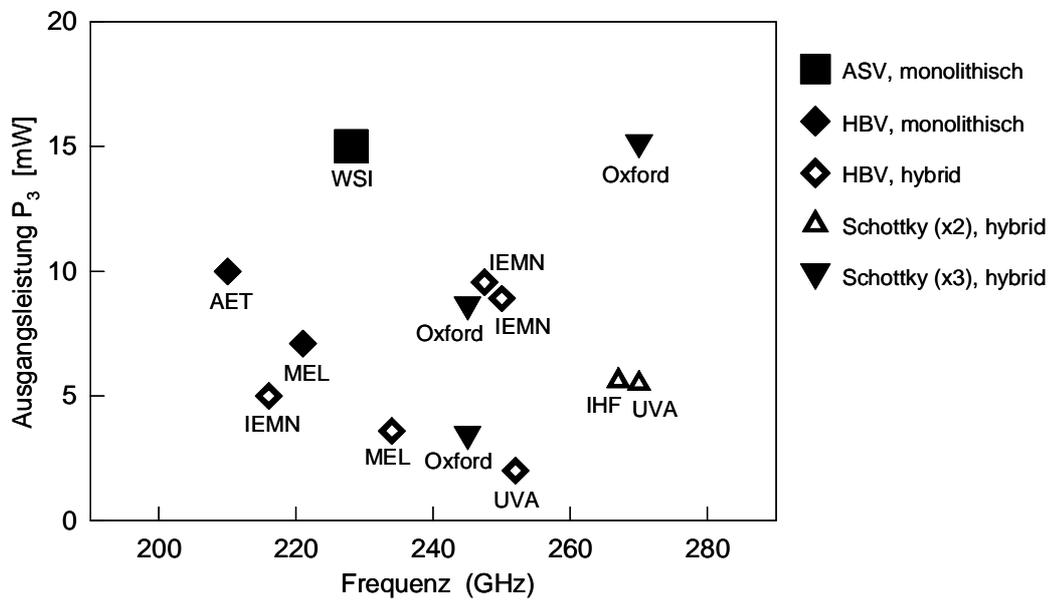


Abbildung 8.22: Ausgangsleistung im internationalen Vergleich (AET [116], MEL [117,118], IEMN [119,120,47], UVA [81,121], IHF [122], Oxford [124])

9 Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem Entwurf, der theoretischen Beschreibung, der Optimierung, der technologischen Realisierung und der messtechnischen Charakterisierung eines Frequenzverdreifachers mit quasi-monolithisch auf Quarz-Substrat integriertem Varaktor für den mm-Wellen- und Terahertzbereich.

Als nichtlineares Bauelement wird der Antiserielle Schottky-Varaktor (ASV) verwendet. Dieses neue, im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Varaktorkonzept besteht aus zwei Schottky-Dioden, die anti-seriell miteinander verbunden sind. Dadurch ist es möglich, die Vorteile symmetrischer Bauelemente, d.h. Wegfallen von Vorspannungs- und Idler-Kreisen für die Frequenzverdreifachung, mit den relativ niedrigen Konvektionsströmen von Schottky-Dioden zu kombinieren.

Ausgangspunkt für die Dimensionierung und Optimierung des Varaktors ist ein theoretisches Modell, das die Simulation der Kennlinien der Einzeldioden und der Charakteristiken und Verdreifachereigenschaften des ASV unter Berücksichtigung der Gleichspannungsaufladung ermöglicht. Letztere führt zu einer von der Eingangsleistung abhängigen Verschiebung der Kennlinien der Einzeldioden und damit zu aussteuerungsabhängigen Gesamt-Kennlinien des ASV. Die simulierten Charakteristiken und Verdreifachereigenschaften zeigen dabei eine sehr gute Übereinstimmung mit experimentell bestimmten Daten.

Aus der theoretischen Beschreibung werden die für den Wirkungsgrad und die Ausgangsleistung des ASV ausschlaggebenden Größen abgeleitet und optimiert. Die entscheidenden Designkriterien sind hierbei die Elastanzänderung, deren Maximalwert durch die Driftgeschwindigkeit der Elektronen in der Modulationsschicht begrenzt ist, die maximale Aussteuerungsamplitude, welche vom Konvektionsstrom bestimmt wird, der Serienwiderstand, der durch einen verbesserten Strukturaufbau mit großflächigen n-Kontakten deutlich verringert werden konnte, und die Fläche des Bauelements, deren Optimierung für die jeweils zur Verfügung stehende Eingangsleistung erfolgt.

Das Design der Verdreifacherschaltung, die sowohl aus Hohlleiter- als auch aus Streifenleitungskomponenten besteht, wird mit Hilfe kommerzieller Simulationsprogramme (HFSS, ADS) unter Berücksichtigung aller Parasitäten und der Verlusteigenschaften der verwendeten Materialien durchgeführt. Dabei werden zunächst die einzelnen Schaltungskomponenten dimensioniert, um anschließend zu einer Gesamtschaltung zusammengefasst zu werden. Das entscheidende Kriterium ist hierbei die Anpassbedingung zwischen Schaltungs- und Varaktorimpedanzen, die gleichzeitig bei der Grundwelle und der Oberwelle erfüllt sein muss. Der Hohlleiteraufbau, der aus zwei spiegelsymmetrischen Blöcken zusammengesetzt ist, besitzt einen Eingangs- und einen Ausgangshohlleiter. Zwischen den beiden Hohlleitern wird der Quarz-Chip eingebracht, auf dem der Varaktor und ein Tschebychef-Tiefpassfilter integriert sind. Der Übergang zwischen Hohlleiter- und Streifenleitungswelle erfolgt jeweils über eine Streifenleitungsantenne.

Für die technologische Realisierung der Bauelemente wurde ein Verfahren entwickelt und etabliert, das die Herstellung der kompletten Verdreifacherschaltung inklusive der mittels Molekularstrahlepitaxie gewachsenen Varaktorstruktur in einer monolithisch integrierten Version auf Quarz-Substraten ermöglicht. Dadurch kann die hohe Reproduzierbarkeit und Genauigkeit der Planartechnologie mit den niedrigen Schaltungsverlusten der Quarzsubstrate kombiniert werden. Diese hohen Reproduzierbarkeit ist eine entscheidende Grundlage für eine genaue und systematische Dimensionierung und Optimierung der Schaltung bezüglich der Impedanzanpassung zwischen Schaltung und Bauelement bei der Grund- und Oberwelle.

Anhand der experimentellen Charakterisierung verschiedener ASV-Frequenzverdreifacher wird der Einfluss einzelner, aus dem theoretischen Modell abgeleiteter Optimierungsparameter auf den Konversionswirkungsgrad und die Ausgangsleistung dargestellt und theoretische Vorhersagen damit in sehr guter Übereinstimmung bestätigt. Damit konnte nicht nur zum ersten Mal ein ASV erfolgreich als Frequenzvervielfacher realisiert werden, sondern die Ergebnisse zeigen auch eindrucksvoll, dass mit der optimierten ASV-Struktur andere symmetrische Vervielfacher wie z.B. der Heterobarrierenvaraktor bezüglich Wirkungsgrad und Ausgangsleistung deutlich übertroffen werden konnten. Mit einer Eingangsleistung von

70 mW wurde bei einer Ausgangsfrequenz von 228 GHz eine Ausgangsleistung von 15 mW mit einem Konversionswirkungsgrad von 22 % erzielt. Im internationalen Vergleich sind das die besten Werte, die mit symmetrischen Varaktoren bis zu diesem Zeitpunkt veröffentlicht wurden. Insbesondere ist dies die einzige bekannte Arbeit, in welcher ein Frequenzverdreifacher mit einem symmetrischen Varaktor monolithisch integriert auf Quarz-Substrat realisiert wurde.

Anhang A: Verwendete Chemikalien

Reinigung	Organische Lösungsmittel der Reinheitsstufe MOS-Selectipur: Trichlorethylen, 1-Methyl-2-Pyrrolidon, Aceton, Isopropanol			
Photoprozess	Lack	(< 2µm):	S 1813 AZ 5214	Fa. Shipley Fa. Hoechst
		(> 2µm):	STR 1045 AZ 4533	Fa. Shipley Fa. Hoechst
	Entwickler		MF 322 AZ 400 K	Fa. Shipley Fa. Hoechst
		Spülen	Deionisiertes Wasser	
	Lösungsmittel	Aceton		Products Inc.
	Galvanik	Bauelemente	Goldbad Puramet 402, pH 7	
Resonatoren		Nickelbad, Nickel 802G		Fa. Degussa
		Goldbad, Puramet 402, pH 11		Fa. Doduco
		Goldbad, Aurora 552		Fa. Degusta
Metallätzen	Gold	Examet 2000		Fa. Doduco
	Titan	Flusssäure HF (50 %), Wasser H ₂ O (DI), Volumenverhältnis 1:10		
	AuGeNi	Jod J ₂ (2,5 g), Kaliumjodid KJ (5 g) gelöst in 50 ml H ₂ O (DI)		
Halbleiterätzen	Selektive Ätze,	Wasserstoffperoxyd H ₂ O ₂ (30 %)		
	GaAs	Ammoniumhydroxyd NH ₄ OH (25 %) Volumenverhältnis 19:1, Ätzrate 4 µm/min		
	Selektive Ätze,	Flusssäure HF (50 %), Wasser H ₂ O (DI), Volumenverhältnis 1:10, Ätzrate 6 µm/min		
	Ga _{0,45} Al _{0,55} As			
	Mesaätze	Zitronensäure C ₆ H ₈ O ₇ (50 %), H ₂ O ₂ (30 %), Volumenverhältnis 6:1, Ätzrate 6 nm/s		
Ätzpolier	GaAs	Brom Br, Methanol CH ₃ OH, Volumenverhältnis 1:20		
Klebstoff		Crystal Bond # 509		Fa. Aremco
	Lösungsmittel	Aceton		Products Inc.

Anhang B: Verwendete Formelzeichen

<i>Symbol</i>	Bezeichnung
A	Diodenfläche
A	Wellenamplitude
A_{NL}	Parameter der Nichtlinearität
a	Kantenlänge
$\underline{a}_1, \underline{a}_2$	einlaufende Wellenamplituden
$a_1, \dots a_4$	Potenzreihenoeffizienten
B	Wellenamplitude
b	Kantenlänge
$\underline{b}_1, \underline{b}_2$	auslaufende Wellenamplituden
$b_1, \dots b_4$	Potenzreihenoeffizienten
C	Kapazität (allg.)
C	Wellenamplitude
C_{Diode}	Diodenkapazität
C_{max}	maximale Kapazität
C_{min}	minimale Kapazität
C_P	parasitäre Kapazität
D	Wellenamplitude
D	dielektrische Verschiebung
D	Schichtdicke
D_C	Zustandsdichte
d_{KS}	Abstand zwischen Kurzschlusschieber und Streifenleitungsantenne
E	elektrische Feldstärke
E_{max}	maximale elektrische Feldstärke
E	Elektronenladung
$F_{1/2}, F_r$	Fermiintegral
F	Verteilungsfunktion
F	Frequenz
F_1	Grundwellenfrequenz
f_n	Frequenz bei der n-ten Harmonischen
f_C	Cut-Off-Frequenz, Grenzfrequenz
g_A	Spin-Entartungsfaktoren für Elektronen
g_D	Spin-Entartungsfaktoren für Löcher
H	Plancksche Konstante
\leftarrow	Plancksches Wirkungsquantum
h_{Sub}	Substrathöhe
h_{Diode}	Diodenhöhe
$h_{Goldkopf}$	Goldkopfhöhe
$h_{Luftbrücke}$	Luftbrückenhöhe
I	Strom (allg.)

I	zeitabhängiger Strom
I_0	Gleichstrom
I_1	Stromamplitude bei der Grundwelle
I_2, \dots, I_n	Stromamplituden bei den Harmonischen
$I_{1,3}$	komplexe Stromkomponenten bei Grund- und Oberwelle
i_{ver}	Verschiebungsstrom
i_{konv}	Konvektionsstrom
J	Stromdichte
k_B	Boltzmann-Konstante
k_x, k_y, k_z	Koordinaten im k -Raum
$K(z), k(z)$	lokale Wellenzahl
L_P	parasitäre Induktivität
L	Länge
L_1, \dots, l_7	Längen der Tiefpasselemente
l_V, l_G	Kurzschlusschieberposition im V- bzw. G-Band-Hohlleiter
l_G	Kurzschlusschieberposition im G-Band-Hohlleiter
l_S	Länge der Streifenleitungsantenne
M	Lawinenmultiplikationsfaktor
M^*	effektive Masse
M_C^*	effektive Masse im Leitungsband
N_C	effektive Zustandsdichte des Leitungsbandes
N_D, N_A	Dotierungskonzentration der Donatoren bzw. Akzeptoren
N_D^+, N_A^-	Dichte der ionisierten Donatoren bzw. Akzeptoren
N_V	effektive Zustandsdichte des Valenzbandes
N	Ladungsträgerdichte der Elektronen
P_1	Leistung bei der Grundwelle
P_n	Leistung bei der n-ten Harmonischen
P	Ladungsträgerdichte der Löcher
P_{th}	Wärmeleistung
$P_{\text{th,max}}$	maximale Wärmeleistung
Q	Ladung (allg.)
Q_0	Nullpunktladung
Q_1	Ladungsamplitude bei der Grundwelle
Q_2, \dots, Q_n	Ladungsamplituden bei den Harmonischen
Q_1, q_3	Ladungsamplitude bei der Grund- bzw. Oberwelle
Q_P	Ladungsaussteuerung durch das Pumpsignal
Q_{P0}	Amplitude der Ladungsaussteuerung durch das Pumpsignal
q_{max}	maximale Ladungsaussteuerung
Q	Elementarladung
R	Widerstand (allg.)
r_{eff}	Effektiver Radius
R_B	Bahnwiderstand
R_{Diode}	Diodenwiderstand
R_S	Serienwiderstand
$R_{S,\text{Kontakt}}$	Kontaktwiderstand
$r_{S,\text{Kontakt}}$	spezifischer Kontaktwiderstand

R_{th}	thermischer Widerstand
$R_{th,E}$	thermischer Engewiderstand
$R_{th,Schicht}$	thermischer Schichtwiderstand
$R_{Verlust,S1}$	Verlustwiderstand der Schaltung bei der Grundwelle
$R_{Verlust,S3}$	Verlustwiderstand der Schaltung bei der Oberwelle
S	Elastanz (allg.)
S	Streumatrix
S_{min}	minimale Elastanz
S_1, S_2	Elastanzen der Einzeldioden
S_{Ges}	Gesamtelastanz
S_{ij}	Streuparameter
T	Temperatur
T	Zeit
$\tan \delta$	dielektrischer Verlustfaktor
T_i, T_q	Transmissionsfaktor
t_M	Höhe der Streifenleitungsmetallisierung
U	Spannung
U_B	Bias-Spannung
U_1	Spannungsamplitude bei der Grundwelle
U_{max}	maximale Spannung
U	zeitabhängige Spannung
U_1	Spannung bei der Grundwelle
u_n	Spannung bei der n-ten Harmonischen
$\underline{U}_{1,3}$	komplexe Spannungskomponenten bei Grund- und Oberwelle
V	Potential
v_{max}	maximale Driftgeschwindigkeit der Elektronen
W	Energie
W_C	Energie der Leitungsbandkante
W_V	Energie der Valenzbandkante
W_A	Energie des Akzeptorniveaus
W_D	Energie des Donatorniveaus
W_{B0}	Barrierrhöhe
W_F	Fermienergie
$W_{F,max}, W_{F,min}$	Ober- bzw. Untergrenze der Fermienergie
w_M	Breite der Streifenleitungsmetallisierung
w_1, \dots, w_7	Breite der Tiefpasselemente
w_{max}	maximale Raumladungszonenweite
X	Reaktanz
X	Ortskoordinate
Y	Leitwertmatrix
Y	Ortskoordinate
Z	Impedanz (allg.)
Z	Impedanzmatrix
Z_{ASV1}, Z_{ASV3}	Impedanz des ASV bei der Grund- bzw. Oberwelle
Z_L	Lastimpedanz
Z_L	Leitungswellenwiderstand

Z_1	Impedanz bei der Grundwelle
Z_n	Impedanz bei der n-ten Harmonischen
Z_{S1}, Z_{S3}	Schaltungsimpedanz bei der Grund- bzw. Oberwelle
Z_W	Wellenwiderstand
Z	Ortskoordinate
α	Ionisationskoeffizient
α_L	Dämpfungskonstante
β_1, β_3	Wellenzahl bei der Grund- bzw.- Oberwelle
ΔQ	Ladungsänderung
ΔQ_{\max}	maximale Ladungsänderung
ΔS	Elastanzänderung
ΔU	Spannungsänderung
ΔW_B	Absenkung der Barrierenhöhe
Δh	Höhendifferenz
Δl	Längenänderung
Δs	Strukturierungstoleranz
Δz	Schrittweite
$\Delta \varphi$	Phasendifferenz
$\Delta \vartheta$	Temperaturdifferenz
ε	Permittivität
ε_0	Dielektrizitätskonstante
ε_r	relative Permittivität
$\varepsilon_{r,\text{eff}}$	effektive relative Permittivität
φ	Phasenwinkel
φ_1, φ_3	Phase bei der Grund- bzw. Oberwelle
φ_n	Phase der n-ten Harmonischen
η	Wirkungsgrad
κ	Wärmeleitfähigkeit
λ	Wellenlänge
λ_0	Freiraumwellenlänge
ω	Kreisfrequenz
ω_1	Kreisfrequenz der Grundwelle
π	Kreiszahl
ρ	Ladungsdichte
ρ	spezifischer Widerstand
Ψ	Wellenfunktion
Γ_{S1}, Γ_{S3}	Reflexionsfaktor an der Stelle der Diode bei der Grund- bzw. Oberwelle
Γ_{S1}, Γ_{S3}	Reflexionsfaktor des Kurschlusschiebers im Eingangs- bzw. Ausgangshohlleiter

Literaturverzeichnis:

-
- [1] N. A. Salmon und R. Appleby, „Passive millimetre wave imaging through fog at 35 GHz and 140 GHz“, *Proc. of 21st Int. Conf. On Infrared and Millimeter Waves*, BT 10, Berlin, Germany, July 1996
 - [2] D. Robertson und J. Lesurf, „Passive ranging by measurement of phasefront curvature“, *Proc. of 23rd Int. Conf. On Infrared and Millimeter Waves*, S. 293-294, Colchester, UK, September 1998
 - [3] M-M. Meinecke und H. Rohling, „Combination of LFMCW and FSK modulation principles for automotive radar systems“, *Proc. of German Radar Symposium 2000*, Berlin, Germany, Oktober 2000
 - [4] D. R. Vizard, J. Lynch, B. Lyons, A. Tessmann, H. Hassler, M. Schletenweg, T. Narhi und A. H. Lettington, „MMIC based millimetre-wave module developments for 10-100 GHz applications“, *Proc. of 3rd ESA Workshop on Millimetre Wave Technology and Applications*, S. 323-328, Espoo, Finland, Mai 2003
 - [5] M. Watanabe, K. Inomata, S. Noda, K. Okazaki, T. Fukae und H. Yamabuchi, „A sideways-looking radar and its measuring principles“, *Proc. of 31th European Microwave Conference*, London, UK, 2001
 - [6] T. Shimura und Y. Ohashi, „A single-chip transceiver module for 76-GHz automotive radar sensors“, *Proc. of 31th European Microwave Conference*, London, UK, 2001
 - [7] B. J. Harker, „Radar level-sensing instrument for industrial (and automotive) applications“, *Proc. of 31th European Microwave Conference*, London, UK, 2001
 - [8] M. Ferri, F. Serrano, V. Dainelli und G. Galati, „Millimeter wave technologies for airport surface movement control applications“, *Proc. of 3rd ESA Workshop on Millimetre Wave Technology and Applications*, S. 589-594, Espoo, Finland, Mai 2003
 - [9] A. R. Barnes, P. Munday, R. Jennings, M. Moore, M. Black, R. Appleby, R. Anderton, G. Sinclair und P. Coward, „MMIC technology and its application in

- passive mm-wave imaging systems“, *Proc. of 3rd ESA Workshop on Millimetre Wave Technology and Applications*, S. 543-547, Espoo, Finland, Mai 2003
- [10] R. M. Woodward, B. Cole, V. P. Wallace, D. D. Arnone, R. Pye, E. H. Linfield, A. G. Davies und M. Pepper, „THz pulse imaging of in vitro basal skin carcinoma“, *Proc of 9th IEEE Intern. Conf. on Terahertz Electronics*, Charlottesville, Virginia, USA, 2001
- [11] J. Lahtinen und M. Hallikainen, „An airborne fully polarimetric radiometer system“, *Proc. of 3rd ESA Workshop on Millimetre Wave Technology and Applications*, S. 583-588, Espoo, Finland, Mai 2003
- [12] H. Bremer, *Messungen von dynamischen Tracern und Ozon in der arktischen Stratosphäre (Analyse und Interpretation flugzeuggetragener Submillimetermessungen)*, Dissertation, Universität Bremen, 2001
- [13] M. Kuntz, *Bestimmung der Höhenverteilung stratosphärischer Spurengase aus Emissionsspektren eines bodengebundenen Millimeterwellen-Radiometers*, Dissertation, Universität Karlsruhe, 1996
- [14] D. Lamarre, J. Langen, C.-C. Lin, L. Marchand, P. de Maagt und T. Narhi, „Technological needs for European Space Agency’s microwave limb sounders“, *Proc. of 8th IEEE Intern. Conf. on Terahertz Electronics*, S. 103-107, Darmstadt, Germany, 2000
- [15] M. C. Gaidis, „Space-based applications of far-infrared systems“, *Proc. of 8th IEEE Intern. Conf. on Terahertz Electronics*, S. 125-128, Darmstadt, Germany, 2000
- [16] L. Valenziano, N. Mandolesi, M. Barsanelli, R. C. Butler, C. Burigana, A. Mennella, G. Morgante und F. Villa, „The PLANCK mission“, *Proc. of 3rd ESA Workshop on Millimetre Wave Technology and Applications*, S. 19-24, Espoo, Finland, Mai 2003
- [17] G. H. Tan, R. Kurz, „The Acatama large millimetre array“, *Proc. of 3rd ESA Workshop on Millimetre Wave Technology and Applications*, S. 107-112, Espoo, Finland, Mai 2003

- [18] H. Merkel, S. Cherednichenko, P. Khosropanah, T. Ottosson, J. Baubert und E. Kollberg, „Hot electron bolometer development at Chalmers University of Technology“, *Proc. of 3rd ESA Workshop on Millimetre Wave Technology and Applications*, S. 555-564, Espoo, Finland, Mai 2003
- [19] H. Eisele, *Theorie, Technologie und Untersuchung von Lawinenlaufzeitdioden aus MBE-GaAs für W-Band-Frequenzen*, Dissertation, Technische Universität München, 1989
- [20] C. Benz, *Herstellung und Untersuchung von von GaAs-Lawinenlaufzeitdioden für den Pulsbetrieb für Oszillatoren im Millimeterwellenbereich*, Dissertation, Technische Universität München, 1999
- [21] H. Eisele, „Two-terminal devices as fundamental solid-state terahertz oscillators“, *Proc. of Conf. on Terahertz Spectroscopy and Applications*, S. 70-80, Munich, Germany, Juni 1999
- [22] A. Maestrini, D. Pukala, F. Maiwald, E. Schlecht, G. Chattopadhyay und I. Mehdi, „Cryogenic operation of GaAs based multiplier chains to 400 GHz“, *Proc. of 8th IEEE Intern. Conf. on Terahertz Electronics*, S. 81-84, Darmstadt, Germany, 2000
- [23] F. Maiwald, E. Schlecht, A. Maestrini, G. Chattopadhyay, J. C. Pearson, D. Pukala und I. Mehdi, „THz Frequency multiplier chains based on planar Schottky diodes“, *Proc. of SPIE Intern. Conf. on Astronomical Telescopes and Instrumentation*, **4855**, S. 447-458, Waikoloa, Hawaii, August 2002
- [24] I. Mehdi, „From chips to (space) ships: status of solid-state LO sources for THz receivers“, *Proc. of 3rd ESA Workshop on Millimetre Wave Technology and Applications*, S. 285-290, Espoo, Finland, Mai 2003
- [25] D. Choudhoury, M. A. Frerking und P. D. Batelan, „A 200 GHz tripler using a Single Barrier Varactor“, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **41**, S. 595-599, 1993
- [26] M. T. Faber und J. Chramiec, M. E. Adamski, *Microwave and Millimeter-Wave Diode Frequency Multipliers*, Artech House, Boston, London, 1995

- [27] R. H. Pantell, „General power relationship for positive and negative nonlinear resistive elements“, *Proceedings of IRE*, **46**, S. 1910-1913, 1958
- [28] C. H. Page, „Harmonic generation with ideal rectifiers“, *Proceedings of IRE*, **46**, S. 1738-1740, 1958
- [29] C. H. Page, „Frequency conversion with positive nonlinear resistors“, *J. Res. Natl. Bur. Stand.*, **56**, S. 179-182, 1956
- [30] P. Penfield und R. P. Rafuse, *Varactor Applications*, MIT Press, Cambridge, Massachusetts, 1962
- [31] H-G. Unger und W. Harth, *Hochfrequenz-Halbleiterelektronik*, S. Hirzel Verlag, Stuttgart, 1972
- [32] S. A. Maas, *Nonlinear Microwave Circuits*, Artech House, Boston, London, 1988
- [33] J. Manley und H. Rowe, „Some general properties of nonlinear elements“, *Proceedings of IRE*, **44**, S. 904-913, 1956
- [34] M. E. Hines, „The virtues of nonlinearity-detection, frequency conversion, parametric amplification and harmonic generation“, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **32**, (9), S. 1097-1106, 1984
- [35] K. S. Champlin und G. Eisenstein „Cutoff frequency of submillimeter Schottky-barrier diodes“, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **26**, (1), S. 31-34, 1978
- [36] L. Dillner, J. Stake und E. Kollberg, „Analysis of symmetric varactor frequency multipliers“, *Microwave Opt. Technol. Lett.*, **15**, S. 26–29, 1997
- [37] X. Mélique, A. Maestrini, R. Farré, P. Mounaix, M. Faureau, O. Vanbésien, J-M. Goutoule, F. Mollot, G. Beaudin, T. Närhi und D. Lippnes, „Fabrication and performance of InP-based heterostructure barrier varactors in a 250-GHz waveguide tripler“, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **48**, (6), S. 1000-1006, 2000

- [38] R. Meola, *Frequenzverdreifacher mit monolithisch integriertem Heterobarrierenvaraktor für den Terahertzbereich*, Dissertation, Technische Universität München, 2000
- [39] E. Kollberg und A. Rydberg, „Quantum-barrier-varactor diodes for high efficiency millimeter-wave multipliers“, *Electron. Lett.*, **25**, (25), S. 1696-1698, 1989
- [40] J. Stake, *Planar heterostructure barrier varactor diodes for millimetre wave applications*, Dissertation, Chalmers University of Technology, 1999
- [41] M. Saglam, M. Bozzi, C. Domoto, M. Rodriguez–Girones, L. Perregrini, und H. L. Hartnagel, „AlGaAs HBV Performance in Frequency Tripling at 255 GHz“, *Proc. of European Gallium Arsenide And Other Semiconductors Application Symposium*, S. 140–143, Paris, France, October 2000
- [42] M. Krach, J. Freyer, M. Claassen, „Doping-barrier varactors for frequency-multipliers“, *Proc. of 6th IEEE Intern. Conf. on Terahertz Electronics*, S. 69-71, Leeds, UK, September 1998
- [43] J. Freyer, R. Meola, M. Claassen und F. Neugebauer, „Design of GaAs/AlGaAs single-barrier varactors (SBV) for mm-wave frequency multipliers“, *Proc. of 23rd Intern. Conf. on Infrared and Millimeter Waves*, S. 587–593, Colchester, England, September 1998
- [44] R. Havart, E. Lheurette, O. Vanbésien, P. Mounaix, F. Mollot und D. Lippens, „Step-like heterostructure barrier varactor“, *IEEE Trans. on Electron Devices*, **45**, (11), S. 2291, 1998
- [45] A. Rahal, E. Boch, C. Rogers, J. Ovey und R. G. Bosisio, „Planar multi-stack barrier varactor tripler evaluation at W-band“, *Electron. Lett.*, **31**, (23), S. 2022-2023, 1995
- [46] S. Hollung, J. Stake, L. Dillner, M. Ingvarson, und E. Kollberg, „A distributed heterostructure barrier varactor frequency tripler“, *IEEE Microwave and Guided Wave Lett.*, **10**, (1), S. 24-26, 2000

- [47] X. Mélique, A. Maestrini, M. Faureau, O. Vanbésien, J-M. Goutoule, G. Beaudin, T. Närhi und D. Lippens, „Record performance of a 250 Ghz InP-based heterostructure barrier varactor tripler“, *Electron. Lett.*, **35**, (11), S. 938-939, 1999
- [48] A. Rahal, R. G. Bosisio, C. Rogers, J. Ovey, M. Savan und M. Missous, „A W-band medium power multi-stack quantum barrier varactor frequency tripler“, *IEEE Microwave and Guided Wave Lett.*, **5**, (11), S. 368-370, 1995
- [49] M. Krach, J. Freyer und M. Claassen, „Frequency tripler with anti-serial Schottky diodes“, *Proc. of 31th European Microwave Conference*, S. 1-4, London, UK, 2001
- [50] J. R. F. Bradley und A. R. Kerr, „Why Don't Back-to-Back Abrupt Junction Frequency Tripler Work?“, *Proc. of 8th Intern. Symposium on Space Terahertz Technology*, S. 127-136, Harvard University, USA, 1997
- [51] M. Krach, J. Freyer und M. Claassen, „Optimisation criteria for a frequency tripler with anti-serial Schottky diodes“, *Proc. of 25th WOCSDICE*, S. 135-136, Cagliari, Italy, 2001
- [52] M. Krach, J. Freyer und M. Claassen, „Frequency tripler with anti-serial Schottky diodes“, *Proc. of 8th IEEE Intern. Conf. on Terahertz Electronics*, S. 69-72, Darmstadt, Germany, 2000
- [53] N. Müller, *Untersuchung und Demonstration der Dynamik optischen Schaltens an monolithisch integrierten Wellenleiter-Smart Pixels*, Diplomarbeit, Institut für Technische Physik I, Universität Erlangen-Nürnberg, 1997
- [54] M. Krach, *Elektrische und technologische Untersuchung von InAs/GaSb pin-FET-Strukturen*, Diplomarbeit, Institut für Technische Physik I, Universität Erlangen-Nürnberg, 1998
- [55] M. Krach, G. Theurich, B. Knüpfer, N. Linder, H.-R. Blank und G. H. Döhler, „Experimentelle und theoretische Untersuchungen des Semimetall-Halbleiter-Übergangs in InAs/GaSb-Strukturen“, *62. DPG-Physikertagung und AKF-Frühjahrstagung*, Regensburg, Germany, 1998

- [56] M. Levinshtein, S. Rumyantsev und M. Shur, *Ternary and Quaternary III-V Compounds*, Vol. 2, Handbook Series on Semiconductor Parameters, World Scientific Publishing, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, 1999
- [57] O. Madelung, *Semiconductors: Physics of Group IV Elements and III-V Compounds*, Vol. 3, (17a), Landolt-Börnstein, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1982
- [58] W. Schottky, „Halbleitertheorie der Sperrschicht“, *Naturwissenschaften*, **26**, S. 843, 1938
- [59] B. L. Sharma, *Metal-Semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Applications*, Plenum Press, New York, London, 1984
- [60] *Properties of Gallium Arsenide*, Second Edition, EMIS Datareview Series, No. 2, INSPEC, London, New York, 1990
- [61] S. Adachi, *Properties of Aluminium Gallium Arsenide*, Second Edition. EMIS Datareview Series, No. 7, INSPEC, London, New York, 1990
- [62] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, John Wiley & Sons, New York, 1981
- [63] F. Neugebauer, *Charakterisierung und Optimierung von Heterobarrierenvaraktoren*, Diplomarbeit, Lehrstuhl für Allgemeine Elektrotechnik und Angewandte Elektronik, Technische Universität München, 1997
- [64] R. Tsu und L. Esaki, „Tunnelling in a finite superlattice“, *Appl. Phys. Lett.*, **32**, S. 562-564, 1973
- [65] F. Schwabl, *Quantenmechanik*, 4. Auflage, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1993
- [66] C. Y. Chang und S. M. Sze, „Carrier transport across metal-semiconductor barriers“, *Solid-State Electronics*, **13**, S. 727-740, 1969
- [67] A. Messiah, *Quantenmechanik*, Band 1, Walter de Gruyter, Berlin, New York, 1976

- [68] C. D. Duke, *Tunneling in Solids*, Academic Press, New York, 1969
- [69] A. V. Räisänen, D. Choudhury, R. J. Dengler, J. E. Oswald und P. Siegel, „A novel split-waveguide mount design for millimeter- and submillimeter-wave frequency multipliers and harmonic mixers“, *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, **3**, (10), S. 369-371, 1993
- [70] R. Meola und J. Freyer, „210GHz Tripler with Monolithically Integrated Single Barrier Varactors“, *Electron. Lett.*, **34**, (18), S. 1756-1757, 1998
- [71] Agilent High Frequency Structure Simulator 5.6, Agilent Essof EDA, Agilent Technologies, 2000
- [72] Advanced Design System 2002, Agilent Essof EDA, Agilent Technologies, 2002
- [73] Fa. Präzisions Glas & Optik, 1999
- [74] Fa. Goodfellow, 1999
- [75] R. K. Hoffmann, *Integrierte Mikrowellenschaltungen*, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1983
- [76] R. Mehran, „Zur Dimensionierung der Mikrostreifenleitungs-Schaltung“, *Mikrowellenmagazin*, **4**, S. 421-430, 1981
- [77] H. A. Atwater, „Simplified design equations for microstrip line parameters“, *Microwave Journal*, S. 109-115, November 1989
- [78] R. K. Hoffmann, *Integrierte Mikrowellenschaltungen*, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo, 1984
- [79] H. Howe, *Stripline Circuit Design*, Artech House, Boston London, 1974
- [80] E. K. Pehl, *Mikrowellentechnik*, Hüthig Verlag, Heidelberg, 1984
- [81] J. R. Jones, W. L. Bishop, S. H. Jones und G. B. Tait, „Planar multibarrier 80/240 GHz heterostructure barrier varactor triplers“, *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techn.*, **45**, S. 512-518, 1997

- [82] J. W. Archer, R. A. Batchelor und J. Smith, „Low-parasitic, planar Schottky diodes for millimeter-wave integrated circuits”, *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techn.*, **38**, S. 15-22, 1990
- [83] T. Q. Ho und Y. Shih, „Spectral-domain analysis of E-plane waveguide to microstrip transitions”, *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techn.*, **37**, S. 388-392, 1989
- [84] R. B. Ross, *Metallic Materials Specification Handbook*, Chapman & Hall, London, 1992
- [85] Fa. Photronics MZD, 1999
- [86] H. Grothe und J. Freyer, „Ga(Al)As Molecular beam epitaxy technology and its application to mm-wave Impatt diodes”, *Proc. of MIOP*, 6B-5, Wiesbaden, 1987
- [87] M. Tschernitz, *Optimierung von GaAs-Lawinenlaufzeitdioden mit Hilfe einer neuartigen monolithischen Einbautechnik*, Dissertation, Technische Universität München, 1995
- [88] H. Eisele, *Theorie, Technologie und Untersuchung von Lawinenlaufzeitdioden aus MBE-GaAs für W-Band-Frequenzen*, Dissertation, Technische Universität, München, 1989
- [89] H. Grothe, Persönliche Mitteilung
- [90] S. C. Tjong, N. B. Wong, G. Li und S. T. Lee, „Metallization of CVD diamond films by ion beam assisted deposition”, *Mater. Chem. and Phys.*, **62**, S. 241-246, 2000
- [91] M. Hansen, *Constitution of Binary Alloys*, Second Edition, Metallurgy and Metallurgical Engineering Series, McGraw-Hill Book Company, New York, Toronto, London, 1958
- [92] K. C. Gupta, Ramesh Garg und I. J. Bahl, *Microstrip Lines and Slotlines*, Artech House, Dedham, 1979

- [93] D. Choudhoury, M. A. Frerking und P. D. Batelan, „A 200 GHz Tripler using a Single Barrier Varactor“, *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techn.*, **41**, S. 595-599, 1993
- [94] M. Krach, J. Freyer und M. Claassen, „A frequency-tripler design with anti-serial Schottky diodes“, *Proc of 9th IEEE Intern. Conf. on Terahertz Electronics*, Charlottesville, Virginia, USA, 2001
- [95] C. Benz, *Zener-Tunneln und Stoßionisation in abrupten GaAs-PIN-Strukturen*, Diplomarbeit, Lehrstuhl für Allgemeine Elektrotechnik und Angewandte Elektronik, Technische Universität München, 1994
- [96] C. Benz, D. Liebig, and M. Claassen „Tunneling and impact ionisation at high electric fields in abrupt GaAs pin structures“, *J. App. Phys.*, **81**, S. 3181-3185, 1997
- [97] A. Windschigel, *Charakterisierung von Einzelbarrierenvaraktoren zur Frequenzvervielfachung im MM-Wellenbereich*, Diplomarbeit, Lehrstuhl für Allgemeine Elektrotechnik und Angewandte Elektronik, Technische Universität München, 1996
- [98] T. Ando und H. Akera, „Connection of envelope functions at semiconductor heterointerfaces. II Mixings of Γ and X valleys in GaAs/Al_xGa_{1-x}As“, *Phys. Rev. B*, **40**, (17), S. 11619-11633, 1989
- [99] P. M. Solomon, S. L. Wright und C. Lanza, „Perpendicular transport across (Al,Ga)As and the Γ to X transition“, *Superlatt. And Microstruct.*, **2**, (6), S. 521-525, 1986
- [100] H. C. Liu, „Resonant tunnelling through single layer heterostructures“, *Appl. Phys. Lett.*, **51**, (13), S. 1019-1021, 1987
- [101] R. Q. Yang, M. Sweeny, D. Day und J. M. Xu, „Interband tunnelling in heterostructure tunnel diodes“, *IEEE Trans. On Electr. Dev.*, **38**, (3), S. 442-446, 1991

- [102] P. H. Hao, L. C. Wang und B. J. Wu, „Low resistance ($\sim 10^{-6} \Omega\text{cm}^2$) ohmic contact to n-GaAs processed at 175°C “, *Electron. Lett.*, **31**, (13), S. 1106-1108, 1995
- [103] P. A. Verlangieri, M. Kuznetsov und M. V. Schneider, „Low-resistance ohmic contacts for microwave and lightwave devices“, *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, **1**, (3), S. 51-52, 1991
- [104] W. L. Chen, J. C. Cowles, G. I. Haddad, G. O. Munns, K. W. Eisenbeiser und J. R. East, „Ohmic Contact Study for Quantum Effect Transistors and Heterojunction Bipolar Transistors with InGaAs Contact Layers“, *Journal of Vacuum Science and Technology*, **10**, (6), S. 2354-2360, 1992
- [105] R. Meola, Persönliche Mitteilung
- [106] B. Lall, A. Ortega und H. Kabir, „Thermal design rules for electronic components on conducting boards in passively cooled enclosures“, *Proc. of 4th InterSociety Conference on Thermal Phenomena in Electronic Systems*, S. 50-61, Washington D.C., USA, 1994
- [107] C. Benz, *Herstellung und Untersuchung von von GaAs-Lawinenlaufzeitdioden für den Pulsbetrieb für Oszillatoren im Millimeterwellenbereich*, Dissertation, Technische Universität München, 1999
- [108] M. Krach und J. Freyer, „Impedance optimisation of millimetre-wave ASV frequency triplers“, *Proc. of 27th WOCSDICE*, S. 121-122, Fürigen, Switzerland, 2003
- [109] A. Lord, „Rf & microwave measurement techniques, methods & troubleshooting“, *Cascade Microtech European Probing Seminar*, München, 2002
- [110] T. Bauer, *Herstellung und Untersuchung von Oszillatoren mit mehreren GaAs-Lawinenlaufzeitdioden im Millimeterwellenbereich*, Dissertation, Technische Universität München, 1998
- [111] M. Krach, J. Freyer und M. Claassen, „Schottky diode tripler for 210 GHz“, *Electron. Lett.*, **36**, (10), S. 858-859, 2000

- [112] M. Krach, J. Freyer und M. Claassen, „Improved frequency tripler design with anti-serial Schottky varactor“, *Proc. of 26th WOCSDICE*, S. 161-162, Chernogolovka, Russia, 2002
- [113] M. Krach, J. Freyer und M. Claassen, „High performance millimeterwave tripler by optimisation of varactor and circuit matching“, *Proc. of 3rd ESA Workshop on Millimetre Wave Technology and Applications*, S. 143.147, Espoo, Finland, 2003
- [114] M. Krach, J. Freyer und M. Claassen, „An integrated ASV frequency tripler for millimetre-wave applications“, *Proc. of 33th European Microwave Conference*, S. 1279-1281, Munich, Germany, 2003
- [115] *Circuit Simulation*, Advanced Design System 2002, Agilent Technologies, 2002
- [116] R. Meola, J. Freyer, und M. Claassen, „Improved frequency tripler with integrated single-barrier varactor“, *Electron. Lett.*, **36**, (9), S. 803-804, 2000
- [117] L. Dillner, W. Strupinski, S. Hollung, C. Mann, J. Stake, M. Beardsley und E. Kollberg, „Frequency multiplier measurements on heterostructure barrier varactors on a copper substrate“, *IEEE Electron Dev. Lett.*, **21**, (5), S. 206-208, 2000
- [118] J. Stake, L. Dillner, S.H. Jones, C. Mann, J. Thornton, J.R. Jones, W.L. Bishop und E. Kollberg, „Effects of self-heating on planar heterostructure barrier varactor diodes“, *IEEE Trans. On Electr. Dev.*, **45**, (11), S. 2298-2302, 1998
- [119] X. Mélique, C. Mann, P. Mounnaix, J. Thornton, O. Vanbésien, F. Mollot und D. Lippens, „5-mW and 5% efficiency 216-GHz InP-based heterostructure barrier varactor tripler“, *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, **8**, (11), S. 384-386, 1998
- [120] X. Mélique, A. Maestrini, R. Farré, P. Mounnaix, M. Favreau, O. Vanbésien, J-M. Goutoule, F. Mollot, G. Beaudin, T. Närhi und D. Lippens, „Fabrication and performance of InP-based heterostructure barrier varactors in a 250-GHz waveguide tripler“, *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techn.*, **48**, (6), S. 1000-1006, 2000

- [121] N.R. Erickson, J. Tuovinen, B.J. Rizzi und T.W. Crowe, „A balanced doubler using a planar diode array for 270 GHz”, *Proc. of 5th Intern. Symposium on Space Terahertz Technology*, S. 409-413, Ann Harbor, Michigan, USA, 1994
- [122] A. Simon, C. Lin, M. Rodriguez-Gironés, H. Hartnagel, P. Zimmermann, R. Zimmermann und R. Henneberger, „High efficiency frequency multipliers using substrateless Schottky diodes“, *Proc. of 6th IEEE Intern. Conf. on Terahertz Electronics*, S. 72-73, Leeds, UK, September 1998
- [123] F. Maiwald, E. Schlecht, A. Maestrini, G. Chattopadhyay, J. Pearson, D. Pukala und I. Mehdi, „THz frequency multiplier chains based on planar Schottky diodes“, *Proceedings of SPIE: International Conference on Astronomical Telescopes and Instrumentation*, **4855**, S. 447-458, Hawaii, USA, 2002
- [124] J. Thornton C.M. Mann und P. de Maagt, „Optimization of a 250-GHz Schottky Tripler using novel fabrication and design techniques”, *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techn.*, **46**, (8), S. 1055-1061, 1998

DANKSAGUNGEN

Die vorliegende Arbeit wurde am Lehrstuhl für Allgemeine Elektrotechnik und Angewandte Elektronik (AET) der Technischen Universität München begonnen und nach dessen Auflösung am Lehrstuhl für Halbleitertechnologie des Walter Schottky Instituts (WSI) der Technischen Universität München fertig gestellt.

Herrn Prof. Dr. rer. nat. W. Harth möchte ich an dieser Stelle für die Aufnahme in sein Institut und für sein Interesse an dieser Arbeit danken.

Herrn Prof. Dr.-Ing. M.-Chr. Amann danke ich dafür, dass diese Arbeit an seinem Lehrstuhl fortgeführt werden konnte.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. M. Claassen für die Betreuung dieser Arbeit und für zahlreiche Hinweise und wertvolle Diskussionen insbesondere in Bezug auf den theoretischen Teil dieser Arbeit.

Herrn Dr.-Ing. J. Freyer möchte ich ebenfalls meinen besonderen Dank für seine Unterstützung, für viele konstruktive Diskussionen, zahlreiche Anregungen und Ideen und für eine sehr angenehme Zusammenarbeit aussprechen.

Weiterhin möchte ich Herrn Dr.-Ing. H. Grothe für die Herstellung der qualitativ hochwertigen Epitaxiescheiben bedanken.

Ferner danke ich den Laborantinnen und Laboranten am AET und WSI, insbesondere Rosi Heilmann, Ingrid Franz und Alfred Michelfelder für die tatkräftige Hilfe bei der Prozessierung der Bauelemente und dem Werkstattpersonal am AET für die hervorragenden feinmechanischen Arbeiten bei der Herstellung der Hohlleiteraufbauten.

Schließlich bedanke ich mich herzlich bei allen Kolleginnen und Kollegen beider Lehrstühle für die gute Zusammenarbeit, die hilfreichen Diskussionen und das angenehme Arbeitsklima.