

Lehrstuhl für Allgemeine Elektrotechnik und Angewandte Elektronik  
Technische Universität München

# **Oberwellenbetrieb von GaAs- Lawinenlaufzeitdioden im Millimeterwellenbereich**

Harald Böhm

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Elektrotechnik und  
Informationstechnik der Technischen Universität München  
zur Erlangung des akademischen Grades eines  
**Doktors-Ingenieurs**

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr. rer. nat. G. Wachutka  
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 21.12.2000 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik am 05.06.2001 angenommen.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>EINLEITUNG.....</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>GAAS-LAWINENLAUFZEITDIODE.....</b>	<b>4</b>
2.1	FUNKTIONSWEISE .....	5
2.1.1	Lawinenzone .....	5
2.1.2	Driftzone.....	10
2.2	NICHTLINEARITÄTEN.....	11
2.2.1	Stoßionisation.....	12
2.2.2	Modulation der Raumladungsweite.....	12
2.2.3	Tunnelgeneration.....	13
2.2.4	Auswirkungen .....	13
2.2.4.1	Selbstmischender Zweipol-Oszillator .....	13
2.2.4.2	Oszillatorstabilität.....	14
2.2.4.3	Gleichricht-Effekt .....	14
2.3	DIODEN-STRUKTUR.....	16
2.4	BAUELEMENTE-OPTIMIERUNG .....	20
2.4.1	Read-Modell.....	22
2.4.1.1	Diodenimpedanz der Lawinenzone .....	23
2.4.1.2	Diodenimpedanz der Driftzone .....	24
2.4.1.3	Konversionsmatrix.....	25
2.4.1.4	Oberwellen-Leistungserzeugung bei der zweiten und dritten Harmonischen.....	27
2.4.1.5	Optimierung der Diodenparameter für den Oberwellenbetrieb....	29
2.4.2	Drift-Diffusions-Modell.....	29
2.4.2.1	Bestimmung der Widerstände und der Leistungen .....	29
2.4.2.2	Bestimmung der konzentrierten Elemente für das ESB .....	30
2.4.2.3	Optimierung für den Oberwellenbetrieb .....	31
2.4.3	MC-Modell.....	34
2.5	DIODEN-FLÄCHE .....	34
2.5.1	Bestimmung der optimalen Diodenfläche .....	35
<b>3</b>	<b>ZWEIPOL-OSZILLATOR.....</b>	<b>37</b>
3.1	GRUNDWELLEN-OSZILLATOR.....	38
3.2	OBERWELLEN-OSZILLATOR .....	41
3.3	VERGLEICH: GRUNDWELLENBETRIEB – OBERWELLEN-BETRIEB .....	43
<b>4</b>	<b>RESONATOR.....</b>	<b>45</b>
4.1	BERECHNUNGSVERFAHREN.....	48
4.2	EIGENSCHAFTEN, ANNAHMEN UND SCHLUSSFOLGERUNGEN .....	51
4.3	EINBAUTECHNIK.....	53
4.4	TIEFPASS-STRUKTUR.....	54
4.5	RESONATOR-SIMULATIONEN.....	55
4.5.1	Verluste .....	55

4.5.2	Frequenzverhalten .....	57
4.5.3	Verhalten des Kurzschluss-Schiebers .....	58
<b>5</b>	<b>TECHNOLOGIE .....</b>	<b>60</b>
5.1	EPITAXIE.....	60
5.2	BAUELEMENTE-PROZESSIERUNG .....	62
5.3	THERMOKOMPRESSION.....	64
5.4	HOHLLEITER-RESONATOR.....	65
<b>6</b>	<b>EXPERIMENT .....</b>	<b>66</b>
6.1	MESSTECHNIK .....	66
6.2	GRUNDWELLENBETRIEB .....	69
6.2.1	Verluste .....	69
6.2.2	Thermisches Verhalten .....	70
6.2.3	Instabilitäten im Gleichstromkreis.....	71
6.3	OBERWELLENBETRIEB.....	72
6.3.1	HF-Leistung.....	72
6.3.2	Vergleich: Theorie - Experiment .....	75
<b>7</b>	<b>ZUSAMMENFASSUNG .....</b>	<b>76</b>
<b>ANHANG A:</b>	<b>PHYSIKALISCHE MODELLE .....</b>	<b>78</b>
<b>ANHANG B:</b>	<b>VERWENDETE CHEMIKALIEN .....</b>	<b>80</b>
<b>ANHANG C:</b>	<b>VERWENDETE FORMELZEICHEN.....</b>	<b>81</b>
	<b>LITERATURVERZEICHNIS.....</b>	<b>84</b>



# 1 Einleitung

Der Bedarf an Hochfrequenzquellen oberhalb von 100 GHz ist in den letzten Jahren stark gestiegen [1,2]. Vor allem spektroskopische Untersuchungen, die eine berührungslose Auswertung bezüglich der stofflichen Zusammensetzung des untersuchten Mediums ermöglichen, haben sich weltweit zu einem wichtigen Forschungsbereich entwickelt:

- Die extraterrestrische Forschung mit den Methoden der Radio-Astronomie gibt Aufschluss über die Verteilung der Materie im Weltraum [3]. Diese Ergebnisse tragen wesentlich zu einem besseren Verständnis kosmologischer Prozesse bei.
- Mit Hilfe der Spektroskopie können Veränderungen und insbesondere auch der Grad der Verschmutzung in der Atmosphäre festgestellt werden [4].
- Im Rahmen von plasmadiagnostischen Untersuchungen werden mit Hilfe der Spektroskopie wichtige Erkenntnisse über Fusions-Plasmen erzielt [5,6].

Die zuletzt genannten Themen stehen derzeit im Brennpunkt der politischen Diskussion. Umweltprobleme und Energieengpässe gehören zu den wichtigsten Aufgaben, die unsere Gesellschaft in den kommenden Jahren zu lösen hat. Vorausgehen muss jedoch eine ausreichende Kenntnis über solche komplexen Systeme, die zunächst umfangreiche Untersuchungen erfordern. Für eine Vielzahl solcher Forschungen werden leistungsstarke Hochfrequenz-Quellen ( $> 1$  mW) für den Frequenzbereich über 100 GHz benötigt.

QC-Laser (Quantum Cascade) können zwar erfolgreich für Frequenzen von etwa 10 THz eingesetzt werden [7], aber der Frequenzbereich von 0,1 THz bis 1 THz bleibt noch immer den leistungsstarken Hochfrequenzquellen vorbehalten.

Dreipol-Bauelemente können bis jetzt oberhalb von 100 GHz noch nicht ausreichend Hochfrequenz- (HF) Leistung für technische Anwendungen erzeugen [8]. Im Vergleich hierzu erreichen Zweipol-Grundwellen-Oszillatoren mit IMPATT-Dioden (IMPact-Ionization-Avalanche-Transit-Time), MITATT-Dioden (MIXed-Tunneling-Avalanche-Transit-Time), TUNNETT-Dioden (TUNNEL-Injection-Transit-Time) oder auch Gunn-Elementen um zwei bis drei Größenordnungen höhere HF-Ausgangsleistungen [9]. Insbesondere Lawinenlaufzeit-Dioden gelten als die leistungsstärksten Zweipol-Oszillatoren im hohen mm-Wellen Bereich (30 - 300 GHz). Die Bestwerte von GaAs-Read-Doppeldrift-Dioden sind 100 mW bei 100 GHz und 1 mW bei 170 GHz [10]. Die Leistungserzeugung von GaAs-IMPATT-Grundwellen-Oszillatoren ist jedoch im Dauerstrichbetrieb aufgrund der starken Abnahme des negativen Diodenwiderstandes mit steigender Frequenz derzeit bis auf etwa 170 GHz thermisch begrenzt [11].

Eine weitere Möglichkeit zur HF-Leistungserzeugung mit GaAs-Lawinenlaufzeitdioden für Frequenzen oberhalb von 200 GHz bietet der Pulsbetrieb, bei dem wesentlich höhere Gleichstromdichten eingeprägt werden können als es im Dauerstrichbetrieb möglich ist. Hierbei konnte erstmals eine HF-Leistung von 250 mW bei 210 GHz abgegeben werden [12]. Ein wesentlicher Nachteil für kommerzielle Anwendungen ist jedoch der zusätzliche technische Aufwand für eine gepulste Stromquelle.

Bereits Kurokawa untersuchte theoretisch die Möglichkeit einer Leistungsvervielfachung mittels gegenseitiger Synchronisation von Lawinenlaufzeitdioden [13]. Eine Realisierung des Konzeptes erbrachte zwar höhere Leistungen im Grundwellenbetrieb, aber die Problematik einer Frequenzbegrenzung blieb bestehen [14].

Häufig werden die leistungsstarken IMPATT-Oszillatoren auch als externe Pumpquellen für Frequenzvervielfacher verwendet [15]. Dabei wird die Grundwellenleistung in ein stark nichtlineares Bauelement (z.B. Varaktor) eingeprägt. Über die Nichtlinearitäten des Bauelementes (spannungsabhängige Kapazität) wird eine Leistungskonversion von der Grundwelle in die Oberwelle erreicht.

Die ersten Realisierungen mit intern gepumpten Zweipol-Oszillatoren im Oberwellenbetrieb wurden zunächst mit Gunn-Elementen durchgeführt [16,17,18,19].

Untersuchungen der nichtlinearen Eigenschaften von Lawinenlaufzeitdioden und deren Auswirkungen auf das Oszillatorverhalten folgten. Zunächst waren diese starken Nichtlinearitäten der IMPATT-Dioden für einen stabilen Oszillatorbetrieb unerwünscht, da sie für auftretende Instabilitäten verantwortlich waren [20,21]. Erst später wurde erkannt, dass solche Bauelemente mit stark nichtlinearem Verhalten auch als externe Mischer oder als externe Frequenzvervielfacher effizient eingesetzt werden können [22,23].

Da der selbstschwingende IMPATT-Oszillator ausgeprägte Nichtlinearitäten aufweist, ist er besonders attraktiv als selbstschwingender Mischer oder auch als intern gepumpter Frequenzvervielfacher [24,25]. Erst später wurden erfolgreiche Versuche mit Lawinenlaufzeitdioden im Oberwellenbetrieb durchgeführt [26].

In der vorliegenden Arbeit sollen sowohl die theoretischen als auch die experimentellen Ergebnisse darlegen, dass HF-Leistung im hohen Millimeter-Wellenbereich ( $> 1$  mW,  $\approx 200$  GHz) mit selbstgepumpten GaAs-IMPATT-Oszillatoren erzeugt werden kann [27,28].

In Kapitel 2 wird zunächst die Funktionsweise einer in Sperrrichtung betriebenen IMPATT-Diode für die Erzeugung von HF-Leistung beschrieben. Hierbei kommt dem nichtlinearen Verhalten der IMPATT-Diode eine wesentliche Bedeutung für den Oberwellenbetrieb zu. Anschließend wird das aktive Bauelement vorgestellt, das für maximale Generation von HF-Leistung bei der ersten Oberwelle optimiert wurde. Für die Optimierung des Oberwellen-Oszillators wird eine anschauliche Darstellung des elektrischen Verhaltens sowohl bei der Grundwelle als auch bei der Oberwelle gewählt. Diese Beschreibung gilt allgemein und kann somit auch für andere aktive Bauelemente im Oberwellenbetrieb benützt werden, sofern die Amplitude der Grundwellenspannung wesentlich größer als die Amplitude der

Oberwellenspannung ist. Damit kann man sowohl das aktive Bauelement für den Oberwellenbetrieb dimensionieren als auch entsprechende Optimierungskriterien für den Resonator angeben.

In Kapitel 3 werden die Betriebsarten einer in Sperrrichtung betriebenen IMPATT-Diode vorgestellt. Der Oberwellen-Oszillator muss bestimmte Bedingungen erfüllen, damit die Erzeugung einer stabilen Oberwellenoszillation gewährleistet ist. Vor allem soll hier ein Vergleich zwischen dem Grundwellen- und dem Oberwellenbetrieb angestellt werden.

Das Kapitel 4 behandelt die Hohlleiter-Resonatoren. An dieser Stelle wird das Berechnungsverfahren mit dem kommerziellen Finite-Elemente-Programm (HP-HFSS) vorgestellt, mit dessen Hilfe die Lastimpedanzen bestimmt worden sind.

Im 5. Kapitel werden die Prozess-Schritte für die Herstellung der Halbleiter-Bauelemente, die Thermokompression und die Einbautechnik beschrieben.

Das Kapitel 6 stellt die Resultate aus den experimentellen Untersuchungen vor.

Am Schluss dieser Arbeit werden die Ergebnisse in einer kurzen Zusammenfassung dargestellt.

## 2 GaAs-Lawinenlaufzeitdiode

Die Funktionsweise von Laufzeit-Elementen ist bereits für die Vakuumlaufzeit-Dioden prinzipiell richtig beschrieben worden. Bereits 1933 zeigte Müller, dass ein raumladungsbegrenzter Strom, der zwischen zwei Elektroden fließt, zu einem negativen Hochfrequenz-Widerstand führen kann [29]. Shockley übertrug 1954 dieses Prinzip auf Halbleiterbauelemente [30]. Mit Halbleiterbauelementen, bei denen solche Laufzeiteffekte auftreten (z.B. bei TUNNETT-, MITATT- oder IMPATT-Dioden), sollte demnach bei einer geeigneten Kopplung mit einem Resonator ein Oszillator realisiert werden können.

Read schlug im Jahr 1958 für die Erzeugung von HF-Leistung einen in Sperrrichtung gepolten pn-Übergang vor, mit dem erstmals das Prinzip einer Lawinenlaufzeit-Diode für die Erzeugung von HF-Leistung konzipiert wurde [31]. Die freien Ladungsträger werden durch Stoßionisation im Hochfeld generiert und mit einer Phasenverzögerung von etwa  $90^\circ$  gegenüber der Grundwellenspannung in die Driftzone injiziert. Der anschließende Driftprozess der Ladungsträger innerhalb der Driftzone induziert im Außenkreis einen Influenzstrom, der dem örtlich gemittelten Konvektionsstrom innerhalb der Driftzone entspricht und mit der Spannung über der Driftzone einen dynamischen negativen Widerstand erzeugen kann. Das Bauelement wird nun mit einem geeigneten Resonator gekoppelt. Falls die Schwing- und Stabilitätsbedingungen erfüllt sind, schwingt der Oszillator bei einer stabilen Frequenz und einer stabilen HF-Amplitude [32].

Johnston realisierte daraufhin erfolgreich die von Read vorgeschlagene Struktur [33].

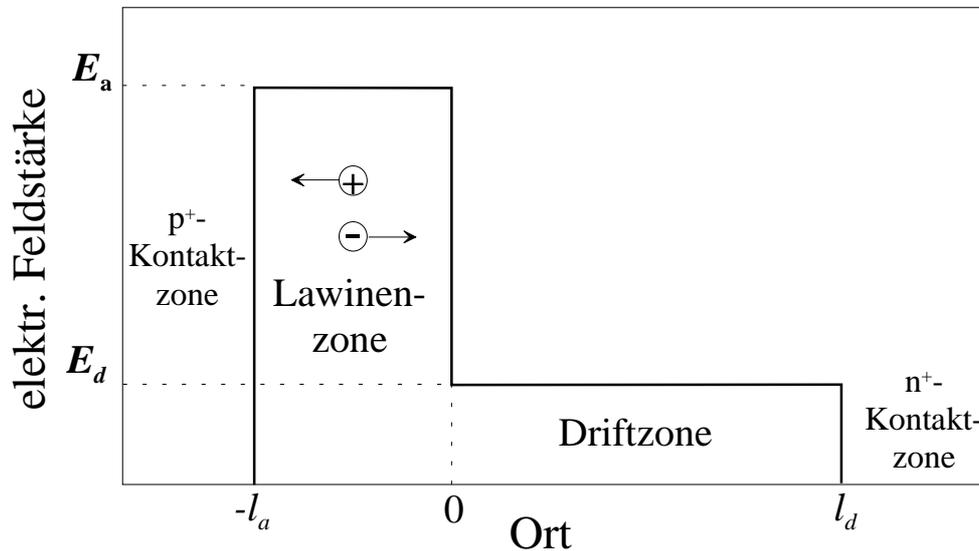
In den darauffolgenden Jahren wurde von Kurokawa der selbstschwingende Zweipol-Oszillator im Grundwellenbetrieb bezüglich der Stabilität und des Rauschens theoretisch untersucht [32]. Diese Ergebnisse sind auch für den IMPATT-Oszillator anwendbar.

Weitere Untersuchungen hinsichtlich der starken Nichtlinearitäten des Bauelementes folgten. Auftretende Instabilitäten im Gleichstromkreis sind auf die Effekte bei der Generation von Ladungsträgern zurückgeführt worden [34,35].

Kurz danach wurden auch die positiven Eigenschaften der Nichtlinearitäten auf das Betriebsverhalten der Lawinenlaufzeitdioden genauer untersucht. Die Möglichkeiten eines selbstgepumpten Oberwellen-Oszillators oder Mischers wurden erkannt, woraufhin sich die ersten experimentellen Untersuchungen anschlossen [26].

## 2.1 Funktionsweise

Für das grundlegende Verständnis über die Funktionsweise der IMPATT-Oszillatoren werden zunächst die wichtigsten physikalischen Prozesse herausgestellt. Diese sind der Lawinen- und der daran anschließende Driftprozess.



**Abbildung 2.1:** Vereinfachtes Feldprofil nach Gilden und Hines mit der idealisierten Aufteilung in eine Driftzone und eine Lawinenzone

In Abbildung 2.1 ist das Feldprofil einer Read-Einfachdrift-Diode mit der Vereinfachung nach Gilden und Hines dargestellt [36]. Für die Erzeugung eines negativen HF-Widerstandes wird die Diode in Sperrrichtung betrieben. Beim Überschreiten der Durchbruchfeldstärke erreichen die freien Ladungsträger innerhalb der Lawinenzone die nötige kinetische Energie, damit weitere Elektronen-Loch-Paare aus dem Kristallgitter durch Stoßionisation generiert werden können. Der Konvektionsstrom steigt so lange exponentiell an, bis die Feldstärke wieder unterhalb der Durchbruchfeldstärke gefallen ist. Die erzeugten Ladungsträger in der Lawinenzone werden anschließend in die Driftzone injiziert und durchlaufen diesen Bereich mit der Sättigungs-Driftgeschwindigkeit  $v_S$ , ohne weitere Ladungsträger zu generieren (idealisierte Annahme).

### 2.1.1 Lawinenzone

Innerhalb der Lawinenzone werden die Ladungsträger generiert, die für den anschließenden Laufzeitprozess durch die Driftzone benötigt werden. Mit der quasistationären Approximation kann ein analytischer Ausdruck für den Konvektionsstrom angegeben werden<sup>1</sup>. Diese Annahme ist gültig, solange die

<sup>1</sup> Es wird angenommen, dass sich der Konvektionsstrom nur zeitlich aber nicht örtlich ändert.

Laufzeit der Ladungsträger  $\tau_\alpha$  innerhalb der Hochfeldzone wesentlich kleiner als die Periodendauer  $T$  des hochfrequenten Signals ist<sup>2</sup>.

Es muss aber sehr wohl die Ladungsträgergeneration durch den Lawinenprozess berücksichtigt werden, da dieser Mechanismus das elektrische Verhalten des Bauelementes bestimmt. Die Generationsrate der Ladungsträger durch Stoßionisation  $\langle g_i \rangle$  ist nach Gleichung A.9 von der Ladungsträgergeschwindigkeit  $v_{n,p}$ , der Anzahl der freien Ladungsträger  $p, n$  und von der Ionisierbarkeit des Materials durch die Ladungsträger der Elektronen  $\alpha_n$  bzw. der Löcher  $\alpha_p$  abhängig.

Eine anschauliche physikalische Bedeutung erlangen die Ionisationskoeffizienten, wenn sie mit der freien Stoßlänge  $d$  in Verbindung gebracht werden ( $\alpha = 1/d$ ). Aufgrund des erneuten Beschleunigungsvorganges der Ladungsträger nach jedem Stoß wird bei der Berücksichtigung des Totzonen-Effektes die freie Stoßlänge erhöht. Daraus resultiert der einfache Ausdruck nach Gleichung 2.1 für den strukturabhängigen totzonenkorrigierten Ionisationskoeffizienten  $\alpha_{korr}$  als Funktion der Totzonenlänge  $d_t$  und des strukturunabhängigen Ionisationskoeffizienten  $\alpha$  [37,38].

$$\alpha_{korr}^{-1} = d_{korr} = (\alpha^{-1} + d_t) \quad 2.1$$

Diese strukturabhängigen Ionisationskoeffizienten können sowohl experimentell über die Durchbruchspannung als auch aus einer Monte-Carlo- (MC) Simulation für eine bestimmte Diodenstruktur ermittelt werden<sup>3</sup>. Häufig wird der feldstärkeabhängige Ionisationskoeffizient mit den freien Parametern A, B und m als Exponential-Funktion dargestellt.

$$\alpha(E) = A \cdot \exp\left(-\frac{B}{E}\right)^m \quad 2.2$$

	A in 1/cm	B in MV/cm	m
Zahlenwerte	$1,1 \cdot 10^6$	1,5	1

**Tabelle 1:** Zahlenwerte für den korrigierten Ionisationskoeffizienten von GaAs für 300 K. Die elektrische Feldstärke  $E$  hat in dieser Darstellung die Einheit MV/cm.

Für ein homogenes niedrig dotiertes GaAs-Volumenmaterial ergeben sich für eine Temperatur von 300 K aus experimentellen Untersuchungen an pin-Dioden die Werte aus der Tabelle 1 [39]. Diese Werte sind in ein MC-Programm implementiert worden. Damit können für beliebige Strukturen der Hochfeldzonen die korrigierten

<sup>2</sup> Weitere Annahmen sind im Anhang A (Read-Modell) angegeben.

<sup>3</sup> Bei der experimentellen Bestimmung der korrigierten Ionisationskoeffizienten wird zwar die Durchbruchspannung korrekt ermittelt, jedoch bleiben weitere Effekte (Overshoot-Effekt, Rees-Effekt, ...) unberücksichtigt. Diese Effekte sind aber für die korrekte Beschreibung der HF-Eigenschaften des Bauelementes wesentlich.

strukturabhängigen Ionisationskoeffizienten aus MC-Simulationen bestimmt werden. Diese strukturabhängigen Ionisationskoeffizienten sind im Großsignal-Drift-Diffusions-Modell implementiert [40]. Damit kann die Generationsrate durch Stoßionisation  $g_i$  nach Gleichung A.9 berechnet werden.

Für das GaAs-Materialsystem werden für eine Abschätzung noch weitere Näherungen durchgeführt:

- Sättigungs-Driftgeschwindigkeiten der Elektronen und Löcher sind in etwa gleich ( $v_n \approx v_p \rightarrow v_s$ )
- Ionisationskoeffizienten der Elektronen und Löcher sind in etwa gleich ( $\alpha_n \approx \alpha_p \rightarrow \alpha$ )

Mit den bisher getroffenen Annahmen, den Gleichungen von A.2 bis A.6 mit  $r = 0$ ,  $g_i = 0$ ,  $D = 0$  und den Randbedingungen für die Löcher- und Elektronenstromdichten am Rand der Generationszone resultiert eine Bestimmungsgleichung für die Konvektionsstromdichte  $j_c(t)$  nach Gleichung A.10, die als Read-Gleichung bezeichnet wird.

Zur Abschätzung der Impedanzen und somit auch der HF-Leistung und dem Konversionswirkungsgrad kann nach Gilden und Hines die aktive Zone idealisiert in einen konstanten Hochfeldbereich (Lawinenzone) und in einen konstanten Niederfeldbereich (Driftzone) nach Abbildung 2.1 unterteilt werden, so dass sich Gleichung A.10 unter Vernachlässigung des Sättigungsstromes ( $j_s = 0$ ) zu der Gleichung 2.3 weiter vereinfacht.

$$\frac{\tau_a}{2} \cdot \frac{dj_c}{dt} = j_c \{ \alpha(E(t)) \cdot l_a - 1 \} \quad 2.3$$

Dabei entspricht  $\tau_a = l_a / v_s$  der Laufzeit der Ladungsträger durch die Lawinenzone. Mit einer Linearisierung der Ionisationskoeffizienten bei der Durchbruchfeldstärke  $E_0$  nach Gleichung 2.4 gelingt sowohl bei der Grundwelle als auch bei der Oberwelle eine sehr einfache analytische Beschreibung in geschlossener Form für die Impedanz der Generationszone.

$$\alpha(E) = \alpha_0 + \alpha' (E(t) - E_0) \quad 2.4$$

Innerhalb dieser Näherung wird die Generationszone als nichtlinear und die Driftzone als linear angenommen. Damit können die wichtigsten Diodengrößen (Diodenimpedanz, HF-Leistung, etc.) explizit angegeben werden. Es existieren zahlreiche Arbeiten, in denen die Auswirkungen der zum Teil unerwünschten physikalischen Randeffekte untersucht worden sind.

- So wird der Tunnelprozess (Zener-Effekt) die Injektionsphase des Konvektionsstromes in die Driftzone verschlechtern [41].
- Bei den nichtlokalen Effekten bleibt das mikroskopische Verhalten der Ladungsträger unberücksichtigt. Damit werden nicht nur Durchbruchspannungen falsch ermittelt, sondern auch das HF-Verhalten wird unzureichend beschrieben. In den meisten Modellen, die nur auf die Stromtrans-

portgleichungen zurückgreifen, werden strukturabhängige Ionisationskoeffizienten verwendet [39].

Um zu einer allgemeinen geschlossenen Darstellung für den Oberwellenbetrieb zu gelangen, werden nun die Oberwellenspannungen mit berücksichtigt. Hierzu wird die normierte Feldamplitude  $u(t)$  in eine harmonische Reihe entwickelt.

$$u(t) = \sum_{n=1}^{\infty} u_n \cdot \sin(n\omega t + \varphi_n) \quad 2.5$$

Die Fourierkoeffizienten der normierten Feldamplituden  $u_n$  sind mit den jeweiligen Fourierkoeffizienten der Spannungen in der Generationszone über Gleichung 2.6 verknüpft.

$$u_n = \frac{\alpha' U_{a_n}}{n\omega \tau_e} \quad \text{mit } n = \{1, 2, 3, \dots\} \quad 2.6$$

Mit  $\tau_e = K/\tau_a$  wird die mittlere Zeit zwischen ionisierten Stößen in der Lawinenzone beschrieben. Read setzte für  $K$  den Wert 2. Dies entspricht einer phänomenologischen Deutung der mittleren Laufzeit der gesamten Ladungsträger durch die Hochfeldzone mit der Weite  $l_a$  [31]. In einer erweiterten Theorie von Misawa für Lawinenlaufzeitdioden wird der Wert auf  $K = 3$  korrigiert [42]. Dabei ist sowohl die Zeitabhängigkeit als auch die Ortsabhängigkeit des Konvektionsstromes innerhalb der Hochfeldzone berücksichtigt. Claassen konnte mit einer detaillierten Betrachtung der Stoßprozesse der Ladungsträger innerhalb der Hochfeldzone zum gleichen Ergebnis wie Misawa kommen [43].

Die nichtlokalen Effekte der Ladungsträger (Totzonen-Effekt, Overshoot/Undershoot-Effekt) innerhalb und vor allem am Rand der Generationszone sind bei einer Weite der Generationszone unterhalb von 100 nm nicht länger zu vernachlässigen, so dass für die dimensionslose Größe  $K$  der Wert 3 in der verbesserten Beschreibung auch nur als Näherung dienen kann.

Da die dimensionslose Größe  $K$  mit der Sättigungsgeschwindigkeit  $v_s$  und der ersten Ableitung des Ionisationskoeffizienten nach der elektrischen Feldstärke  $\alpha'$  direkt in die Berechnung der Lawinenresonanzfrequenz und somit auch in die Berechnung der Diodenimpedanz und der HF-Leistung mit eingeht, muss der Ausdruck  $K\alpha'v_s$  bei einer analytischen Beschreibung sehr genau bekannt sein.

Die erste Harmonische (Grundwelle) der normierten Feldamplitude  $u_1$  soll als Pumpamplitude für die Erzeugung der Oberwellen bezeichnet werden; daraus resultiert nach Gleichung 2.6 die wichtige Konsequenz, dass bei niedrigen Frequenzen und bei einer hohen Spannung der Wert für die normierte Feldamplitude - der Pumpamplitude also - am höchsten ist. Ebenso wird auch die erste Ableitung des Ionisationskoeffizienten  $\alpha'$  und somit das verwendete Halbleitermaterial einen Einfluss auf das Oberwellenverhalten des aktiven Bauelementes haben.

Aus der Read-Gleichung 2.3 erhält man mit einer Entwicklung der Ionisationskoeffizienten nach der Feldstärke bis zum ersten linearen Glied und einer anschließenden Integration über die Länge der Generationszone die Gleichung 2.7.

$$j_C(t) = C(u_1, u_2, \dots) \cdot \exp\left(-\sum_{n=1}^{\infty} u_n \cdot \cos(n\omega t + \varphi_n)\right) \quad 2.7$$

Mit der Entwicklung der Exponentialfunktion nach den modifizierten Besselfunktionen  $n$ -ter Ordnung  $I_n(z)$  ergibt sich Gleichung 2.8 [44]. Dabei treten Produkte von Kosinusfunktionen auf, die zu der Leistungskonversion zwischen den Harmonischen führen.

$$j_C(t) = C \cdot \prod_{n=1}^{\infty} \left( I_0(u_n) + \sum_{m=1}^{\infty} \left( 2 \cdot (-1)^m I_m(u_n) \cdot \cos(m(n\omega t + \varphi_n)) \right) \right) \quad 2.8$$

Der Ausdruck wird anschließend als eine harmonische Reihe dargestellt. Die Integrationskonstante  $C$  bestimmt sich aus der Bedingung, dass der zeitliche Mittelwert des Konvektionsstromes  $j_C$  die eingeprägte Gleichstromdichte  $j_0$  ergeben muss (Gl. 2.9).

$$j_0 = \frac{1}{T} \int_0^T j_C(t) \cdot dt \quad 2.9$$

In Kapitel 2.4.1 wird nach Gleichung 2.8 die Leistungskonversion innerhalb der Lawinenzone zwischen der Grundwelle und der ersten Oberwelle berechnet.

Eine sehr wichtige Beschreibungsgröße für die IMPATT-Diode ist die Lawinenresonanzfrequenz  $\omega_a$ . Bei der  $n$ -ten komplexen Lawinenresonanzfrequenz  $\underline{\omega}_{a_n}$  verschwindet der Gesamtstrom bei der  $n$ -ten Harmonischen. Folglich ergeben sich bei diesen Frequenzen ausgeprägte Resonanzen sowohl für die Diodenresistanz  $R_{D_n}$  als auch für die Diodenreaktanz  $X_{D_n}$ .

$$\underline{j}_{ges_n}(\underline{\omega}_{a_n}) = \underline{j}_{v_n}(\underline{\omega}_{a_n}) + \underline{j}_{c_n}(\underline{\omega}_{a_n}) \stackrel{!}{=} 0 \quad 2.10$$

Nach Gleichung 2.10 kann die Lawinenresonanzfrequenz auch komplex werden, falls der Konvektionsstrom und der Verschiebungsstrom nicht zueinander  $180^\circ$  phasenverschoben sind. Im Grundwellenbetrieb  $\underline{U}_{a_n}|_{n \geq 2} = 0$  wird die Großsignal-Lawinenresonanzfrequenz nach der Gleichung 2.11 bestimmt.

$$\omega_{a_1}^2(u_1) = -\frac{j_{c_1}}{j_{v_1}} \cdot \omega^2 \approx \overbrace{K \cdot \frac{\omega_a^2}{\varepsilon} \cdot \alpha' v_s j_0}^{\omega_a^2} \cdot \frac{2}{u_1} \frac{I_1(u_1)}{I_0(u_1)} \quad 2.11$$

für  $u_n|_{n \geq 2} = 0$

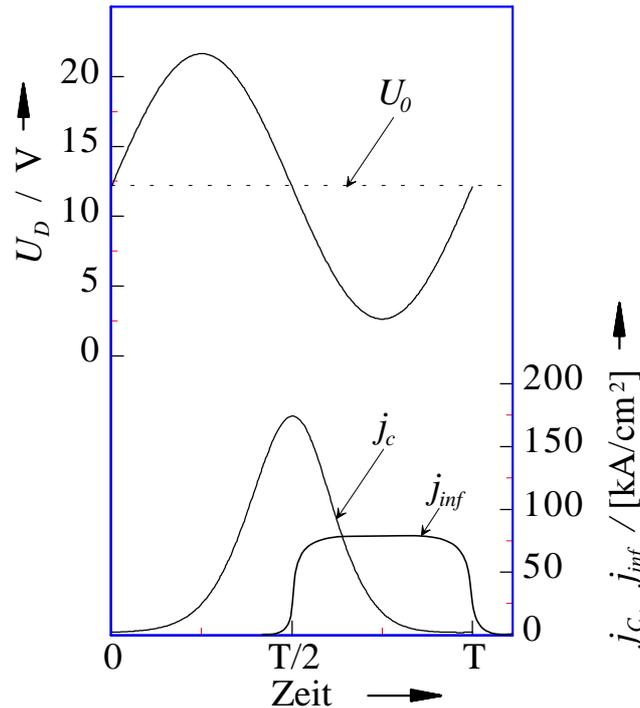
Die Großsignal-Lawinenresonanzfrequenz  $\omega_{a_1}$  ist nach Gleichung 2.11 eine Funktion der Materialgrößen ( $v_s, \alpha', \varepsilon$ ) und der Betriebsparameter ( $j_0, U_1$ ). Das Impedanzverhalten des Bauelementes kann effizient mit der Lawinenresonanzfrequenz nach Gleichung 2.24 und 2.26 untersucht werden. Aus den Diodenimpedanzen können wiederum die HF-Leistungen bestimmt werden, so dass das elektrische Verhalten des Bauelementes mit Hilfe der Lawinenresonanzfrequenz sehr gut beschreibbar ist. Dabei kann die Lawinenresonanzfrequenz mit dem verwendeten Simulationsprogramm aus dem Konvektionsstrom und dem Verschiebungsstrom berechnet werden. Mit einem Vergleich der berechneten Lawinenresonanzfrequenzen mit verschiedenen Modellen kann ebenfalls die Qualität der verwendeten Simulationsprogramme überprüft werden. Untersuchungen mit einem MC-Programm für die Diodenstruktur nach Abbildung 2.6 und den angegebenen Werten aus der Tabelle 10 auf Seite 62 haben für den Ausdruck  $K\alpha'v_s$  bei einer Grundwellenspannung von 5 V den Wert von etwa  $4 \cdot 10^6$  cm/Vs ergeben. Für niedrigere Grundwellenspannungen wird die Berechnung von  $K\alpha'v_s$  unbrauchbar, da das statistische Modell erst für eine höhere Grundwellenspannung eine ausgeprägte Stromantwort zeigt (starkes statistisches Rauschen).

Für einen IMPATT-Oszillator im Grundwellenbetrieb wird eine möglichst hohe Lawinenresonanzfrequenz angestrebt, um eine Leistungsauskopplung bei möglichst hohen Frequenzen zu erreichen. Die Schwingfrequenz muss dabei stets größer als die Lawinenresonanzfrequenz sein. Aus dem analytischen Zusammenhang von Gleichung 2.11 resultiert für eine hohe Gleichstromdichte eine hohe Lawinenresonanzfrequenz, mit der ein hoher negativer Diodenwiderstand nach Gleichung 2.24 und 2.26 erzeugt werden kann. Aufgrund einer thermischen Begrenzung kann jedoch die Stromdichte nicht beliebig erhöht werden. Der begrenzende Faktor ist die Temperatur ( $T_{max} = 500$  K), welche wiederum eine Funktion der eingepprägten Gleichleistungsdichte  $p_0$  und des thermischen Widerstandes  $R_{th}$  ist (vgl. Kapitel 2.5).

## 2.1.2 Driftzone

Bei der Read-Einfachdrift-Diode werden die Löcher vom linken p-Kontakt abgesaugt (siehe Abbildung 2.1). Die nach rechts laufenden Elektronen werden hingegen in die Driftzone injiziert, die sie anschließend mit einer konstanten Sättigungs-Driftgeschwindigkeit  $v_s$  durchlaufen. Dabei wird im Außenkreis ein Influenzstrom induziert. Das Driftfeld wird dabei so dimensioniert, dass die Ladungsträger sich während der gesamten Periode mit der Sättigungs-Driftgeschwindigkeit bewegen, ohne weitere Ladungsträger durch Stöße zu generieren ( $g_i = 0$ ). Außerdem wird angenommen, dass keine Modulation der Raumladungsweite stattfindet<sup>4</sup>.

<sup>4</sup> Dieser Effekt wird aber im nachfolgenden Kapitel noch genauer beschrieben.



**Abbildung 2.2:** Sinusförmige Spannungsaussteuerung und der daraus resultierende nicht sinusförmige Konvektionsstrom  $i_c$ . Der Influenzstrom ist in dieser Darstellung schematisch eingezeichnet.

Damit kann zunächst die Driftzone linear beschrieben werden. Aus der Gleichung A.2 und den Randbedingungen resultiert eine partielle Differentialgleichung erster Ordnung mit der Lösung A.11. Die Gleichung A.11 wird in die Gleichung A.6 eingesetzt und nach der Feldstärke aufgelöst. Eine Integration der Feldstärke über die Länge der Driftzone ergibt die abfallende Spannung.

Der resultierende Influenzstrom, der als räumlich gemittelter Konvektionsstrom während des Driftprozesses fließt, ist mit der anliegenden Spannung bei einer entsprechenden Dimensionierung der Driftzonenlänge um  $180^\circ$  phasenverschoben. Innerhalb der Driftzone kann also ein negativer dynamischer Widerstand erzeugt werden. Nach Abbildung 2.2 steigt der Ladungsträgerstrom bei der positiven Spannungshalbwelle exponentiell an und erreicht sein Maximum bei  $T/2$ . Die Generationszone verhält sich mit  $U_{a_n}|_{n \geq 2} = 0$  rein induktiv. Aus diesem Grund kann die Lawinenzone auch keine HF-Leistung erzeugen.

## 2.2 Nichtlinearitäten

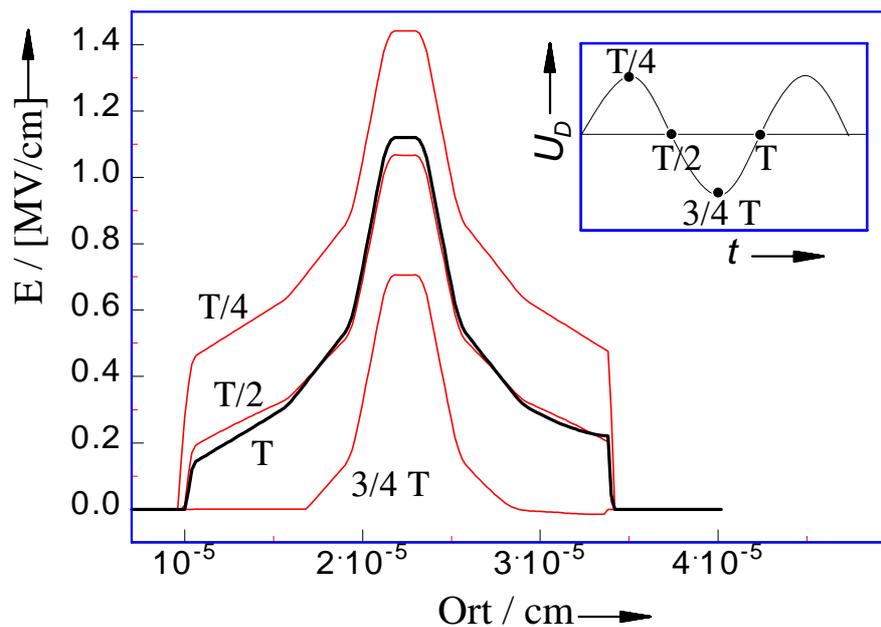
Für die Erzeugung von Oberwellen sind die internen Nichtlinearitäten des Bauelementes verantwortlich. Zunächst werden die Ursachen für das nichtlineare Verhalten einer IMPATT-Diode näher beschrieben und anschließend die Auswirkungen auf das Oszillatorverhalten angegeben.

## 2.2.1 Stoßionisation

Bei der positiven Spannungshalbwelle steigt der Konvektionsstrom aufgrund der lawinenartigen Zunahme der generierten Ladungsträger in der Hochfeldzone nach Gleichung 2.3 stark an. Der Grundwellenstrom eilt der Grundwellenspannung um  $90^\circ$  nach ( $U_n|_{n \geq 2} = 0$ ). Im Netzwerkkonzept entspricht dies einer nichtlinearen, stromabhängigen Induktivität  $L(i(t))$ , welche die Hochfeldzone beschreibt [45].

## 2.2.2 Modulation der Raumladungsweite

Die Länge der Raumladungszone bleibt nicht konstant, sondern ändert sich wie bei einem Varaktor mit der Aussteuerung (siehe Abbildung 2.3). Der Grundwellenstrom eilt der Grundwellenspannung um  $90^\circ$  vor ( $U_n|_{n \geq 2} = 0$ ). Im Netzwerkkonzept entspricht dies einer nichtlinearen spannungsabhängigen Kapazität  $C(U(t))$  [45]. Durch die Modulation der Raumladungsweite wird wie bei einem Varaktor eine zusätzliche Leistungskonversion von der Grund- in die Oberwelle erreicht.



**Abbildung 2.3:** Berechnete elektrische Feldstärke  $E$  für verschiedene Zeitpunkte mit dem DDM für  $T = 500$  K,  $j_0 = 42$  kA/cm<sup>2</sup>,  $U_1 = 7.7$  V,  $f_1 = 121$  GHz (Diodentyp B, Tabelle 10, Seite 62)

Es muss aber berücksichtigt werden, dass sich bei einer nicht vollkommen ausgeräumten Diode die Verluste vergrößern. Im elektrischen Feld der Driftzone erreichen die Ladungsträger nicht mehr die Sättigungs-Driftgeschwindigkeit. Ein Rückfluss von Ladungsträgern vom hochdotierten Kontaktbereich in das aktive Bauelement

und eine Abweichung von der nahezu optimalen Länge beeinträchtigen das optimale Betriebsverhalten bei der Grundwellenfrequenz. Jedoch überwiegen die positiven Auswirkungen der Modulation der Raumladungsweite für den Oberwellenbetrieb bei einer geeigneten Dimensionierung der Driftzonen ( $F = 1$ ).

Großsignalrechnungen mit dem **Drift-Diffusions-Modell (DDM)** zeigen, dass bei einer Erhöhung der Dotierung innerhalb der Driftzonen im Vergleich zu einer optimierten Diodenstruktur für den Dauerstrich-Grundwellenbetrieb sich eine deutliche Verbesserung der HF-Leistungserzeugung für den Oberwellenbetrieb ergibt. Die bereits angesprochene vorteilhafte Modulation der Raumladungsweite und die Vermeidung eines negativen Astes in der Strom-Spannungs-Kennlinie (Gleichricht-Effekt, Instabilitäten im Gleichstromkreis) sind hierbei die wesentlichen Vorteile.

### 2.2.3 Tunnelgeneration

Ein weiterer nichtlinearer Prozess ist die Erzeugung von Ladungsträgern in der Hochfeldzone durch den Zener-Effekt. Dieser Prozess ist bei der IMPATT-Diode nicht dominierend und kann zunächst bei dieser Betrachtung vernachlässigt werden.

### 2.2.4 Auswirkungen

Die Nichtlinearitäten sind die Ursachen für die Existenz von Oberwellen und ermöglichen somit den Betrieb eines extern oder auch intern gepumpten Frequenzvervielfachers. In dieser Arbeit wird ein Oberwellen-Oszillator vorgestellt, der als intern gepumpter Frequenzvervielfacher HF-Leistung bei der ersten Oberwelle erzeugt [46,47]. Aufgrund des starken nichtlinearen Verhaltens der IMPATT-Dioden gibt es aber noch weitere Eigenschaften und Betriebsarten, die im Folgenden noch erläutert werden sollen.

#### 2.2.4.1 Selbstmischender Zweipol-Oszillator

Sehr häufig werden Mischer für die Transponierung eines Signals von einem Frequenzband in ein anderes benötigt, wobei das Spektrum des Signals um einen bestimmten Frequenzbetrag verschoben, aber in seiner Form unverändert bleiben soll.

Bei einem Abwärtsmischer wird das zu verarbeitende Signal mit einer anderen Frequenz gemischt, um eine niedrigere Signalfrequenz zu erhalten. Damit kann eine nachfolgende Signalverarbeitung bei niedrigen Frequenzen durchgeführt werden.

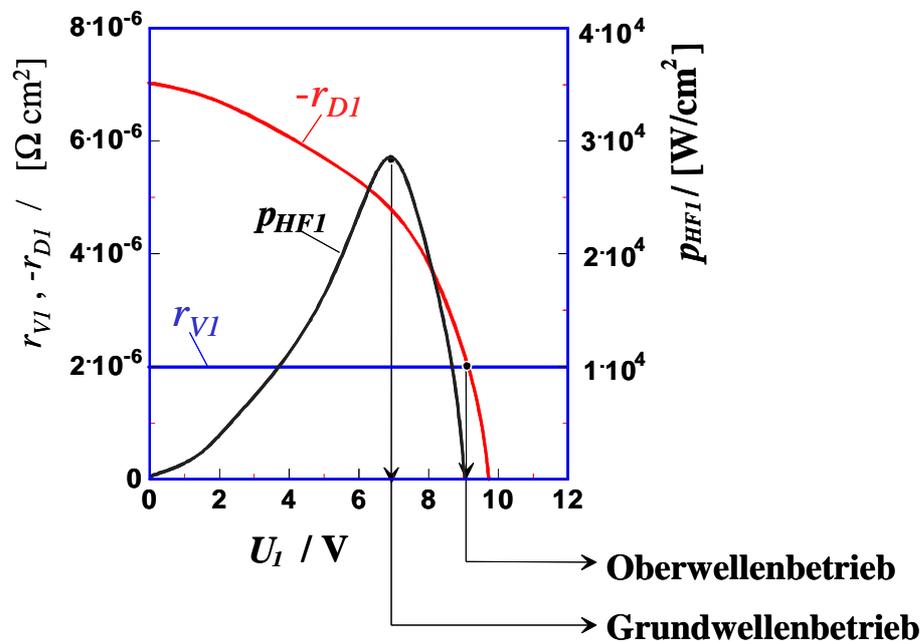
Bei aktiven Bauelementen (freischwinger Oszillator) mit einem starken nichtlinearen Verhalten kann der erzeugten Oszillation des aktiven Bauelementes ein fremdes Signal aufgeprägt werden; dabei mischen sich beide Signale zu der Mischfrequenz [24,48].

### 2.2.4.2 Oszillatorstabilität

Wegen der Abnahme des negativen Diodenwiderstandes  $-R_{DI}$  mit zunehmender Grundwellenamplitude  $U_1$  führen kleine Störungen der Grundwellenspannung nicht zum Verlassen des Arbeitspunktes ( $U_{10}$ ,  $f_{10}$ ). Eine Störung der Grundwellenspannung mit  $U_1 > U_{10}$  führt zu einer Erniedrigung des negativen Diodenwiderstandes, so dass der Oszillatorkreis gedämpft wird und somit einem weiteren Anwachsen der Grundwellenspannung entgegenwirkt. Für  $U_1 < U_{10}$  hingegen steigt der negative Diodenwiderstand an. Dies verhindert, dass sich die Grundwellenspannung  $U_1$  weiter erniedrigt. Aus einer Störungsrechnung ergibt sich die Stabilitätsbedingung für den Grundwellen-Oszillator [32,49].

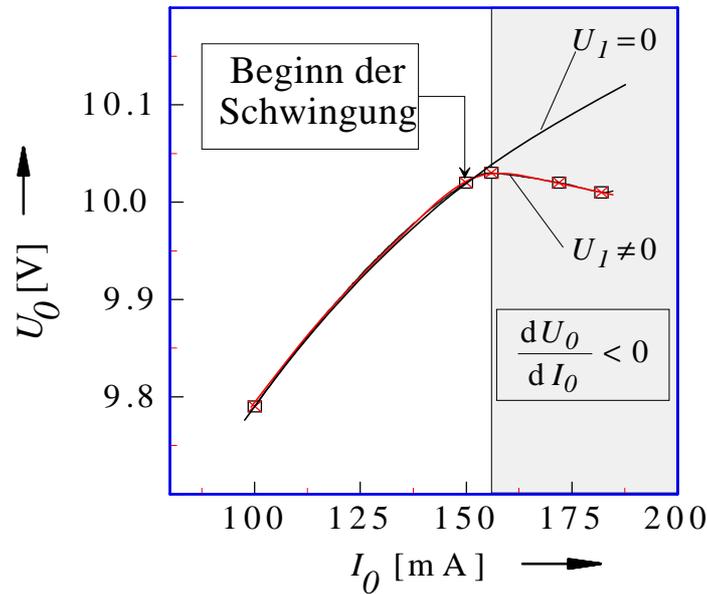
### 2.2.4.3 Gleichricht-Effekt

Bereits im Jahre 1963 konnten von Brackett auftretende Instabilitäten im Gleichstromkreis von IMPATT-Oszillatoren auf eine Hochfrequenz-Gleichrichtung zurückgeführt werden (Gleichricht-Effekt) [34]. Diese Gleichstrominstabilitäten sind jedoch besonders im Oberwellenbetrieb stark ausgeprägt, weil in diesem Betriebszustand eine hohe Grundwellenspannung für die Generation der Oberwellen benötigt wird. In Abbildung 2.4 wird verdeutlicht, dass für den Oberwellenbetrieb der reaktive Abschluss bei der Grundwelle zu einer hohen Grundwellenspannung führt ( $U_1 = 9$  V). Beim Grundwellenbetrieb wird der Kompromiss nach hoher Grundwellenspannung und hohem negativem Diodenwiderstand durch eine deutlich niedrigere Grundwellenspannung (7 V) als beim Oberwellenbetrieb (9 V) erfüllt.



**Abbildung 2.4:** Aufgetragener negativer Diodenwiderstand und Grundwellenleistung über der Grundwellenspannung (Diodentyp A, Tabelle 9, Seite 61)

Bei den hohen Grundwellenspannungen im Oberwellenbetrieb kann die Strom-Spannungskennlinie jedoch negativ werden (siehe Abbildung 2.5).



**Abbildung 2.5:** Gemessene Strom-Spannungskennlinie einer IMPATT-Diode (Diodentyp A, Tabelle 9, Seite 61)

Aufgrund unterschiedlicher Prozessgeschwindigkeiten bei der Ladungsträgererzeugung für  $U(t) > U_B$  und dem anschließenden Ladungsträgerabbau für  $U(t) < U_B$  ist ebenfalls das zeitliche Verhalten des Konvektionsstromes  $j_C(t)$  während einer Schwingungsperiode nicht symmetrisch. So ist bei einer kurzen Generationszone die Ladungsträgergeneration durch Stoßionisation langsamer als der anschließende Abbau der generierten Ladungsträger durch den Driftprozess. Dieses Verhalten hängt jedenfalls sehr entscheidend von der Diodenstruktur ab.

Eine Änderung der Gleichspannung um  $\Delta U_0$  nach Gleichung 2.12 resultiert nun zum einen aus dem nichtlinearen Verhalten der Ladungsträgergeneration ( $\Delta U_{0_1}$ ) und zum anderen aus einer proportionalen Abhängigkeit der Gleichspannung von der HF-Leistung ( $\Delta U_{0_2}$ ).

$$\Delta U_0 = \Delta U_{0_1} + \Delta U_{0_2}$$

$$\text{mit } \Delta U_{0_1} = -\frac{1}{\alpha'} \int_l \alpha'' |E_1|^2 dx \quad 2.12$$

$$\text{und } \Delta U_{0_2} = -\frac{1}{j_0} \left\{ \frac{1}{2} g_1 U_1^2 \right\}$$

Ausgehend von einer Kleinsignalbetrachtung kann aus der Kontinuitätsgleichung die Gleichung 2.12 hergeleitet werden, die diesen Effekt berücksichtigt ( $g_t = 0$ ,  $\alpha = \alpha_n = \alpha_p$ ,  $g_l = g_{nl} + g_{pl}$ ,  $j_0 = j_{n0} + j_{p0}$  und  $\alpha'$  unabhängig vom Ort) [40].

Aus einer allgemeineren Betrachtung ergibt sich ebenfalls der starke Einfluss der Driftzonen auf das Gleichspannungsverhalten aufgrund der Stoßionisation ( $\alpha'_{drift} \neq 0$ ). Ein Zahlenwert für die Gleichspannungsänderung aus Gleichung 2.12 ist aber aufgrund der ungenauen Kenntnis der feldstärkeabhängigen Ionisationskoeffizienten mit großen Fehlern verbunden. Ob nun die Gleichspannung zu- oder abnimmt wird entscheidend vom feldstärkeabhängigen Ionisationskoeffizienten und dessen Ableitungen bestimmt. Da die Werte der Ionisationskoeffizienten nur in etwa bekannt sind, ist eine zahlenmäßige Bestimmung der Gleichspannungsänderung aus den Ionisationskoeffizienten nach Gleichung 2.12 nicht sinnvoll.

Der Gleichricht-Effekt bewirkt nun, dass eine Kopplung zwischen dem Gleichstromkreis und dem Wechselstromkreis besteht  $U_0(U_I)$ . Bei einer Optimierung des Oberwellen-Oszillators muss folglich der Gleichstromkreis mit berücksichtigt werden.

In seltenen Fällen können sogar niederfrequente Schwingungen im Gleichstromkreis auftreten. Diese niederfrequenten Schwingungen führen durch Amplitudenmodulation zu einer Störung des HF-Signals. Mittels geeigneter Diodenstrukturen kann aber das Auftreten der dynamisch induzierten Gleichstrominstabilitäten vermieden werden.

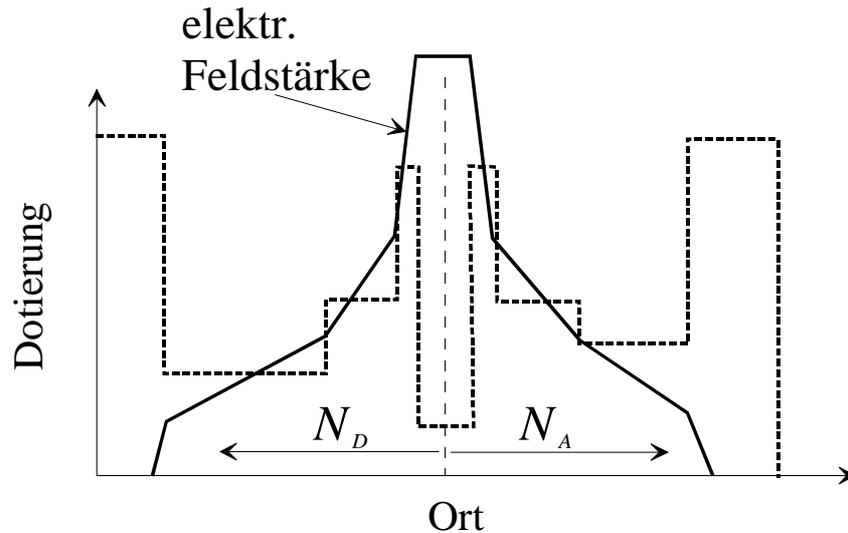
## 2.3 Dioden-Struktur

Für die Realisierung eines Zweipol-Oberwellen-Oszillators wurde als aktives Bauelement eine Read-Doppeldrift-Struktur verwendet. Im Vergleich zur Flachprofil-Diode besteht der Vorteil einer solchen Struktur darin, dass die abfallende Gleichspannung über der aktiven Zone kleiner ist. Außerdem wird sowohl von den Elektronen als auch von den Löchern im jeweiligen Driftfeld ein negativer Widerstand erzeugt, so dass sich die HF-Leistung im Vergleich zu einer Read-Einfachdrift-Diode in etwa verdoppelt. Das angestrebte Optimierungsziel für das Bauelement sind hohe Ausgangsleistungen bei der ersten Oberwelle bei möglichst hohen Frequenzen.

In der Abbildung 2.6 ist die verwendete Diodenstruktur dargestellt, bei der sich am Rand die hochdotierten Kontaktzonen befinden. Daran schließen sich die niedrig dotierten Driftzonen, der Übergangsbereich vom Niederfeld- zum Hochfeldbereich und schließlich die Hochfeldzone an.

Sowohl die Dotierkonzentrationen als auch die Längen der einzelnen Dotierschichten sind in der Tabelle 2 für eine optimierte Diodenstruktur im Oberwellenbetrieb bei 250 GHz angegeben.

Die Dotierkonzentrationen in der Driftzone sind sowohl für den n-Bereich als auch für den p-Bereich gleich groß ( $N_D = N_A$ ). Aufgrund einer höheren Sättigungs-Driftgeschwindigkeit der Elektronen ist aber hierfür die Driftzone etwas länger als die der Löcher.



**Abbildung 2.6:** Schematische Darstellung des Dotier- und elektrischen Feldprofils einer Read-Doppeldrift-Diode

Die IMPATT-Dioden wurden hinsichtlich der Dotierkonzentrationen innerhalb der Driftzonen auf Stabilität, Leistungsverhalten und thermisches Verhalten untersucht und optimiert.

n <sup>+</sup> - Kontakt	Drift- zone	Über- gangs- zone	Hochfeld- zone			Über- gangs- zone	Drift- zone	p <sup>+</sup> - Kontakt
	DDM	MC					DDM	
1000	56	35	20	20	20	35	52	60
$4,5 \cdot 10^{18}$	$3,5 \cdot 10^{17}$	$5,0 \cdot 10^{17}$	$2 \cdot 10^{18}$	$2 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^{18}$	$5,0 \cdot 10^{17}$	$3,5 \cdot 10^{17}$	$5,0 \cdot 10^{19}$

**Tabelle 2:** Dotierschichten einer optimierten GaAs-Read-Doppeldrift-Diode im Oberwellenbetrieb bei 250 GHz. Die zweite Zeile gibt die Simulations-Modelle, die dritte Zeile die Längen der einzelnen Schichten in nm und die letzte Zeile die Dotierkonzentrationen der einzelnen Schichten in  $\text{cm}^{-3}$  an.

Im Folgenden wird die Optimierung des Bauelementes beschrieben.

### I. Kontaktzonen (*experimentelle Optimierung*)

Angestrebt werden:

- a) geringe Kontaktverluste  
→ hohe Dotierung der Kontaktzonen
- b) ausreichende thermische und mechanische Stabilität

→ lange Kontaktzonen, aufgrund der thermischen und mechanischen Beanspruchung während der Thermokompression

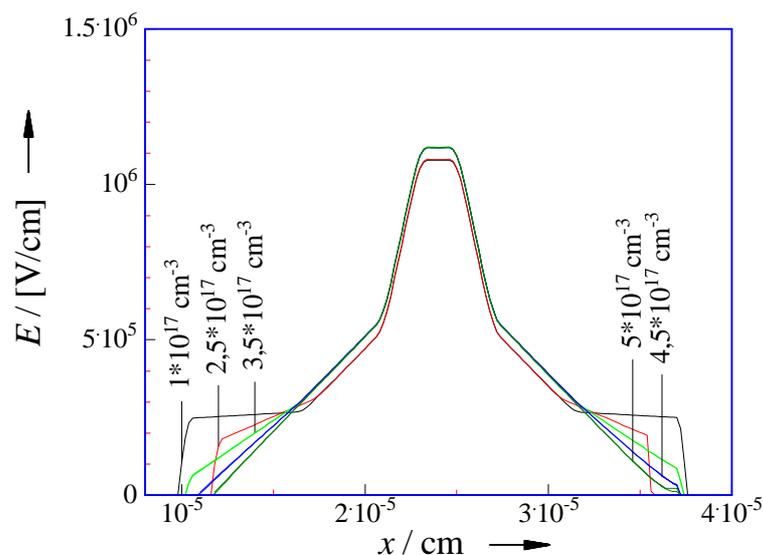
c) gute Wärmeleitfähigkeit

→ kurze p<sup>+</sup>-Kontaktzone

Um den parasitären Kontaktwiderstand zu minimieren, wurden für den p<sup>+</sup>-Kontakt ein ohmscher Ti/Pt/Au-Kontakt und für den n<sup>+</sup>-Kontakt ein Titan-Schottky-Kontakt verwendet. Bei der Verwendung eines Titan-Schottky-Kontaktes ist eine unproblematische Reduktion der p<sup>+</sup>-Kontaktschicht ohne weiteres durchführbar (keine Legierung des Kontaktes nötig), so dass sich damit eine erhebliche Verbesserung des thermischen Widerstandes ergibt [50,51].

## II. Driftzonen (Optimierung mit dem DDM)

Die Driftzonen (Dotierung, Länge) sind mit einem Großsignal-Drift-Diffusions-Modell optimiert worden [52]. Hierbei war ein Kompromiss aus mehreren, sich zum Teil widersprechenden Forderungen, zu finden:



**Abbildung 2.7:** Elektrische Feldstärke für verschiedene Dotierkonzentrationen in den Driftzonen (Betriebspunkt:  $j_0 = 55 \text{ kA/cm}^2$ ,  $T = 500 \text{ K}$ )

a) starke Modulation der Raumladungsweite

→ hohe Driftzonendotierung

Die Leistungskonversion von der Grundwelle zur Oberwelle erfolgt nach dem bekannten Varaktorprinzip. Dazu muss im Vergleich zur typischen Read-Doppeldrift-Diode im Dauerstrichbetrieb die Dotierkonzentration innerhalb der Driftzone erhöht werden.

In Abbildung 2.7 sind für verschiedene Dotierkonzentrationen in der Driftzone die entsprechenden elektrischen Feldverteilungen dargestellt. Bei einer Erhöhung der Dotierung resultiert ein erhöhter Feldgradient nach der Poisson-Gleichung. In der Tabelle 3 sind die Ergebnisse aus den Großsignalrechnungen angegeben. Für einen großen Bereich der Dotierkonzentration können beträchtliche HF-Leistungen von über 10 mW bei 250 GHz theoretisch vorhergesagt werden.

<i>Driftzonendotierung</i> <i>in cm<sup>-3</sup></i>	<i>Driftzonenlänge</i> <i>in nm</i> <i>(n-Zone)</i>	<i>Driftzonenlänge</i> <i>in nm</i> <i>(p-Zone)</i>	<i>HF-Leistung</i> <i>in mW</i>
$1,0 \cdot 10^{17}$	56	52	10
$2,5 \cdot 10^{17}$	56	52	18
$3,5 \cdot 10^{17}$	56	52	23
$4,5 \cdot 10^{17}$	56	52	20
$5,0 \cdot 10^{17}$	56	52	12

**Tabelle 3:** Diodenoptimierung mit DDM für  $f = 250$  GHz,  $R_V = 3,0 \cdot 10^{-6} \Omega \text{cm}^2$  und einem Diodendurchmesser  $D_D$  von  $23 \mu\text{m}$

b) niedrige Gleichspannung

→ Read-Struktur

Eine Erhöhung der Gleichstromdichte bei konstanter Gleichleistungsdichte verbessert die HF-Leistungserzeugung der IMPATT-Diode.

c) starker Oberwellenanteil des Influenzstromes

→ kurze Driftzone

Eine geringe Mittelung des injizierten, stark oberwellenhaltigen Konvektionsstromes innerhalb der Driftzone ist für den Oberwellenbetrieb vorteilhaft.

d) kleiner thermischer Widerstand

→ kürzere Driftzonenlängen

Die Untersuchungen haben gezeigt, dass eine Reduktion der optimalen Driftzonenlängen für den Grundwellenbetrieb zwar zu einer Verschlechterung des elektrischen Verhaltens führt, sich aber dadurch auch wesentliche Verbesserungen für das thermische Verhalten des aktiven Bauelementes ergeben (Verkleinerung des thermischen Widerstandes).

e) Geschwindigkeitssättigung

→ niedrige Driftzonendotierung

f) keine negative Strom-Spannungs-Kennlinie

→ höhere Driftzonendotierung

Eine Erhöhung der optimalen Dotierung innerhalb der Driftzonen für den Grundwellenbetrieb führt zu einer Erniedrigung des negativen Diodenwiderstandes. Damit muss sich aber auch die Grundwellenspannung erniedrigen, damit die Verluste weiterhin vom aktiven Bauelement kompensiert werden. Gleichzeitig verringert sich ebenfalls die Ladungsgeneration durch Stöße innerhalb der Driftzone. Durch diese Maßnahme verringert sich der Gleichricht-Effekt entscheidend.

### III. *Übergang vom Niederfeld- zum Hochfeldbereich (MC-Modell)*

Die bekannten Effekte des Ladungstransports bei einem sich örtlich veränderlichen elektrischen Feld müssen bei einer Diodenoptimierung berücksichtigt werden. Hierzu wurde der Übergangsbereich von einem hohen zu einem niedrigen elektrischen Feld für die Lawinenlaufzeitdioden mit einem MC-Simulator entworfen [53,54].

a) vorteilhafter Overshoot-Effekt

b) nachteiliger Undershoot-Effekt

### IV. *Hochfeldzone (MC-Modell)*

Bei der Ladungsträgergeneration durch Stoßionisation müssen die Beschleunigungsvorgänge der Ladungsträger mit berücksichtigt werden (nichtlokale Effekte beim Ladungstransport). Um diese Effekte zu untersuchen, eignen sich insbesondere solche Modelle, die ein effizientes Lösungsverfahren für die Boltzmann-Transportgleichung bieten, wie zum Beispiel die Monte-Carlo-Methode [53,54].

a) geringe Gleichspannung

→ kurze Lawinenzone

Damit kann eine höhere Gleichstromdichte eingepreßt werden.

b) geringer Tunnelstrom

→ lange Lawinenzone

Damit bleibt die vorteilhafte  $90^\circ$  Phasenverzögerung erhalten.

## 2.4 Bauelemente-Optimierung

Für die jeweiligen Aufgabenstellungen, die sich bei der Untersuchung und Optimierung von Laufzeitdioden ergaben, wurde ein erweitertes Read-Modell für

den Oberwellenbetrieb, ein Drift-Diffusions-Modell und ein MC-Modell verwendet. Die Vor- und Nachteile dieser Modelle sind in Tabelle 4 zusammengefasst.

	<i>Vorteile</i>	<i>Nachteile</i>
Read-Modell	<ul style="list-style-type: none"> <li>anschauliche physikalische Beschreibung</li> <li>geschlossener Ausdruck für die Diodenimpedanzen</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>viele vereinfachende Annahmen</li> <li>keine ausreichende Optimierung bezüglich des Dotierprofils möglich</li> </ul>
Drift-Diffusions-Modell	<ul style="list-style-type: none"> <li>ausreichend genaue Ergebnisse</li> <li>schnelles Berechnungsverfahren</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>nichtlokale Effekte werden nicht direkt beschrieben, sondern nur über korrigierte Parameter berücksichtigt</li> </ul>
MC-Modell	<ul style="list-style-type: none"> <li>nichtlokale Effekte werden berücksichtigt (wichtig bei Nanometer-Strukturabmessungen)</li> <li>sehr genaue Ergebnisse</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>großer Rechen- und Zeitaufwand</li> <li>Ergebnisse sind schwierig auszuwerten und zu interpretieren</li> </ul>

**Tabelle 4:** Vor- und Nachteile des MC-Modells, des Drift-Diffusions-Modells und des Read-Modells für die Simulation einer IMPATT-Diode

Innerhalb der Modellbeschreibungen wird eine Spannungsaussteuerung bis zum zweiten harmonischen Glied vorgenommen (Gl. 2.13).

$$U(t) = U_0 + U_1 \sin(\omega t + \varphi_{u1}) + U_2 \sin(2 \cdot \omega t + \varphi_{u2}) \quad 2.13$$

Daraus wird mit den Grundgleichungen in den verwendeten Modellen die Stromantwort  $i(t)$  bestimmt und über eine Fourieranalyse zum gewünschten Glied bestimmt. Mit der Phasoren-Darstellung für Strom und Spannung können die Impedanzen  $Z_n$ , Leistungen  $P_n$  und Wirkungsgrade  $\eta_n$  für das aktive Bauelement bestimmt werden (Gl. 2.14).

$$Z_n = \frac{U_n}{I_n} \quad P_n = \frac{1}{2} \operatorname{Re}\{U_n I_n^*\} \quad \eta_n = \frac{-P_n}{P_0} \quad 2.14$$

für  $n = \{1,2\}$

### 2.4.1 Read-Modell

In diesem Abschnitt werden die wichtigsten Funktionsweisen eines intern gepumpten Oberwellen-Oszillators anhand des erweiterten Read-Modells beschrieben. Damit zunächst die dominierenden physikalischen Prozesse und Prinzipien bei der Lawinenlaufzeitdiode im Oberwellenbetrieb klar herausgestellt werden können, wird das Read-Modell für den Oberwellenbetrieb erweitert. Hierzu wird das Bauelement in der Generationszone mit der normierten Feldamplitude  $u(t)$  bei der Grund- ( $n=1$ ) und der ersten Oberwelle ( $n=2$ ) angesteuert (siehe Gl. 2.15).

$$u(t) = u_1 \sin(\omega t + \varphi_{u1}) + u_2 \sin(2\omega t + \varphi_{u2}) \quad 2.15$$

Die Phasen der auftretenden Ströme und Spannungen beziehen sich auf die normierte Grundwellen-Feldamplitude. Weiter soll gelten:  $\varphi_{u1} = 0$  und  $\varphi_{u2} = \varphi_u$ . Die Gesamtstromdichte wird nach Gleichung A.6 als Summe von Verschiebungs- und Konvektionsstrom berechnet. Für den Konvektionsstrom wird Gleichung 2.8 durch Ordnen bis zum zweiten harmonischen Glied in Gleichung 2.16 weiter vereinfacht.

$$\begin{aligned} j_C(t) = & C \cdot \{I_0(u_1) I_0(u_2) \\ & + 2 [I_1(u_1) I_1(u_2) \cdot \cos(\omega t + \varphi) - I_1(u_1) I_0(u_2) \cdot \cos(\omega t)] \\ & + 2 [I_2(u_1) \cdot I_0(u_2) \cdot \cos(2\omega t) - I_0(u_1) \cdot I_1(u_2) \cdot \cos(2\omega t + \varphi_u)] \\ & + \text{Rest} \} \end{aligned}$$

2.16

Die Bestimmungsgleichung für die Integrationskonstante  $C$  resultiert aus der zeitlichen Mittelung des Konvektionsstromes über eine Grundwellenperiode nach Gleichung 2.9. Für eine Abschätzung ist es aber ausreichend, wenn zur Bestimmung der Integrationskonstante aus der Gleichung 2.17 die Terme mit den modifizierten Besselfunktionen höherer Ordnung als 2 vernachlässigt werden.

$$C = \frac{j_0}{I_0(u_1) \cdot I_0(u_2) - 2 \sum_{m=1}^{\infty} \cos(m\varphi_u) \cdot I_{2m}(u_1) \cdot I_m(u_2)} \quad 2.17$$

Damit kann die Konvektionsstromdichte mit  $M_i(u) = \frac{I_i(u)}{I_0(u)}$  in der übersichtlichen Form nach Gleichung 2.18 angegeben werden<sup>5</sup>.

<sup>5</sup> Mit einer numerischen Bestimmung der Impedanzen wird zunächst der Strom als harmonische Reihe dargestellt. Die Koeffizienten werden anschließend über die Fourieranalyse bestimmt.

$$\begin{aligned}
j_{c_1} &= 2 j_0 \left( -M_1(u_1) \cos(\omega t) + M_1(u_1) M_1(u_2) \cos(\omega t + \varphi_u) \right) \\
j_{c_2} &= 2 j_0 \left( +M_2(u_1) \cos(2\omega t) - M_1(u_2) \cos(2\omega t + \varphi_u) \right)
\end{aligned} \tag{2.18}$$

Für die Bestimmung der Gesamtimpedanz nach Gleichung 2.20 wird sowohl die Spannungsaussteuerung als auch der resultierende Strom komplex dargestellt (2.19).

$$\begin{aligned}
\underline{u}_1 &= u_1 \\
\underline{u}_2 &= u_2 e^{j\varphi_u} \\
\underline{j}_{c_1} &= j 2 j_0 M_1(u_1) \left( -1 + M_1(u_2) e^{j\varphi_u} \right) \\
\underline{j}_{c_2} &= j 2 j_0 \left( M_2(u_1) - M_1(u_2) e^{j\varphi_u} \right)
\end{aligned} \tag{2.19}$$

Die gesamte Diodenimpedanz bestimmt sich nun als Summe aus den Impedanzen der Generationszone und Driftzone.

$$Z_{D_i} = Z_{a_i} + Z_{d_i} \tag{2.20}$$

### 2.4.1.1 Diodenimpedanz der Lawinenzone

Aus der allgemeinen Darstellung nach Gleichung 2.21 resultieren für  $U_{a_2} \neq 0$  die komplexen Lawinenresonanzfrequenzen für die Grund- und Oberwelle  $\underline{\omega}_{a1}$  bzw.  $\underline{\omega}_{a2}$  nach den Gleichungen 2.22 und 2.23. Die Phasenverschiebung zwischen dem Verschiebungsstrom und dem Konvektionsstrom beträgt nicht mehr exakt  $180^\circ$ .

$$\underline{\omega}_{a_i}^2 = -\frac{j c_i}{j v_i} \cdot \omega_i^2 \tag{2.21}$$

$$\underline{\omega}_{a_1}^2(u_1, u_2) = \omega_a^2(u_1) \cdot \left( 1 - M_1(u_2) \cdot e^{j\varphi_u} \right) \tag{2.22}$$

$$\underline{\omega}_{a_2}^2(u_1, u_2) = \omega_a^2 \cdot \frac{2 \left( M_1(u_2) \cdot e^{j\varphi_u} - M_2(u_1) \right)}{u_2 \cdot e^{j\varphi_u}} \tag{2.23}$$

Die spannungsabhängige Lawinenresonanzfrequenz  $\omega_a(u)$  und die Kleinsignal-lawinenresonanzfrequenz  $\omega_a$  werden nach der Gleichung 2.11 berechnet. Mit der Einführung der komplexen Lawinenresonanzfrequenzen  $\underline{\omega}_{a_i}$  nach den Gleichungen 2.22 und 2.23 können nun die Formeln für die Impedanzen nach dem Read-Modell übernommen werden (siehe Gleichungen 2.24 und 2.26).

$$Z_{a_i} = \frac{\underline{U}_{a_i}}{\underline{j}v_i \left( 1 + \frac{\underline{j}c_i}{\underline{j}v_i} \right)} = \frac{1}{\underline{j}\omega_i C_a \left( 1 - \frac{\omega_{a_i}^2}{\omega_i^2} \right)} \quad 2.24$$

Gleichung 2.25 entspricht der flächenunabhängigen Kapazität in der Lawinenzone.

$$C_a = \frac{\varepsilon}{l_a} \quad 2.25$$

Mit  $u_2 = 0$  ergibt sich ein rein reeller Wert für die Lawinenresonanzfrequenz, so dass die Impedanz der Lawinenzone  $Z_{a_i}$  nach Gleichung 2.24 rein imaginär wird. Mit  $u_2 \neq 0$  stellt sich jedoch ein komplexer Wert für die Lawinenresonanzfrequenz mit  $\text{Im}\{\omega_{a_i}\} \neq 0$  ein, so dass sich nun zusätzlich ein Wirkwiderstand für die Lawinenzone gemäß Gleichung 2.24 ergibt. Weitergehende Betrachtungen ergeben, dass dennoch keine HF-Leistung in der Lawinenzone insgesamt aufgenommen bzw. abgegeben werden kann. Es findet lediglich eine Leistungskonversion zwischen den Harmonischen statt (siehe 2.4.1.3.2).

### 2.4.1.2 Diodenimpedanz der Driftzone

Das Ersetzen der Grundwellen-Lawinenresonanzfrequenz mit der korrigierten Lawinenresonanzfrequenz als Funktion der Grund- und Oberwellenspannung führt für die Impedanz der Driftzone im Oberwellenbetrieb zu der Gleichung 2.26. Dabei hat diese Bestimmungsgleichung für die Diodenimpedanz sowohl für den Grundwellenbetrieb als auch für den Oberwellenbetrieb die gleiche Form.

$$Z_{d_i} = \frac{1}{\omega_i C_d} \left( \frac{g_i(\Theta_i)}{1 + \frac{\underline{j}v_i}{\underline{j}c_i}} - j \right) = \frac{1}{\omega_i C_d} \left( \frac{g_i(\Theta_i)}{1 - \frac{\omega_i^2}{\omega_{a_i}^2}} - j \right) \quad 2.26$$

$$C_d = \frac{\varepsilon}{l_d} \quad 2.27$$

$$\Theta_i = \frac{\omega_i l_d}{v_s} \quad 2.28$$

$$g_i(\Theta_i) = \frac{1 - e^{-j\Theta_i}}{\Theta_i} \quad 2.29$$

Damit kann die Driftzonen-Diodenimpedanz für den Oberwellenbetrieb angegeben werden, welches der Darstellung für die Impedanzbestimmung beim Grundwellenbetrieb formal entspricht. Für die flächenbezogene Kapazität in der Driftzone  $C_d$ , dem Laufwinkel  $\Theta_i$  und der komplexen Laufwinkelfunktion  $g_i$  gelten die Gleichungen 2.27 bis 2.29 [45].

### 2.4.1.3 Konversionsmatrix

Für die Bestimmung der Konversionsmatrix werden die modifizierten Besselfunktionen  $I_0$ ,  $I_1$ , und  $I_2$  in Gleichung 2.18 entwickelt [44]<sup>6</sup>. Man erhält dabei einen übersichtlichen Ausdruck für die erste und zweite Harmonische der Konvektionsstromdichten  $\underline{j}_{c_1}$  und  $\underline{j}_{c_2}$  nach Gleichung 2.30 ( $\underline{u}_1 = u_1$ ).

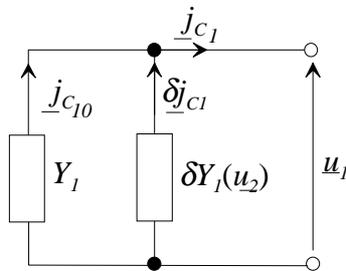
$$\begin{pmatrix} \underline{j}_{c_1} \\ \underline{j}_{c_2} \end{pmatrix} = -j \cdot j_0 \begin{pmatrix} 1 & -\frac{1}{2}u_1 \\ -\frac{1}{4}u_1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \end{pmatrix} \quad 2.30$$

Entscheidend für den Konversionsprozess zwischen der Grundwelle und der Oberwelle in Gleichung 2.30 ist die Nebendiagonale. Entsprechende Ersatzschaltbilder (ESB) sowohl für die Grund- (Abbildung 2.8) als auch für die Oberwelle (Abbildung 2.9) können angegeben werden.

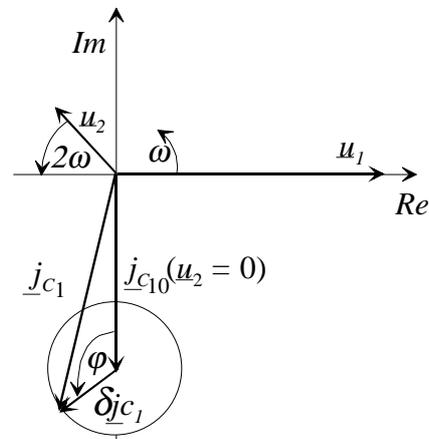
#### 2.4.1.3.1 Grundwelle

Das Ersatzschaltbild der Abbildung 2.8 beschreibt den Zusammenhang der Konvektionsstromdichte bei der ersten Harmonischen  $\underline{j}_{c_1}$  als Funktion der normierten Feldamplituden  $\underline{u}_1$  und  $\underline{u}_2$ .

a)



b)



**Abbildung 2.8:** a) Ersatzschaltbild der Generationszone bei der Grundwelle und b) Darstellung der Konvektionsstromdichte bei der Grundwelle in der komplexen Ebene

<sup>6</sup> Für kleine Werte von  $u$  ( $u \ll 1$ ) können die modifizierten Besselfunktionen mit  $I_0(u) \approx 1$ ,  $I_1(u) \approx u/2$  und  $I_2(u) \approx u^2/8$  angenähert werden.

Mit der Entwicklung von  $\underline{j}_{-c_1}$  in einer Taylorreihe um den Arbeitspunkt ( $\underline{u}_{10} = \underline{u}_{1,opt}$ ,  $\underline{u}_{20} = 0$ ) erhalten wir Gleichung 2.31. Die normierte Feldamplitude bei der Oberwelle  $\underline{u}_2$  führt zu einer Störung der Konvektionsstromdichte um  $\delta \underline{j}_{-c_1}$ .

$$\underline{j}_{-c_1} = \underline{j}_{-c_{10}} + \delta \underline{j}_{-c_1} = [Y_1 + \delta Y_1] \cdot \underline{u}_1 \quad 2.31$$

$$\delta Y_1 = \frac{1}{2} j \dot{b} \underline{u}_2 \quad 2.32$$

Wie stark nun die Konvektionsstromdichte  $\underline{j}_{c1}$  auf die Störung  $\underline{u}_2$  reagiert — also der Einfluss von der Oberwelle auf die Grundwelle ist — wird durch die (normierte) Störadmittanz  $\delta Y_1$  nach Gleichung 2.32 beschrieben.

#### 2.4.1.3.2 Oberwelle

Das Ersatzschaltbild der Abbildung 2.9 beschreibt den Zusammenhang der Konvektionsstromdichte bei der zweiten Harmonischen  $\underline{j}_{c2}$  als Funktion der normierten komplexen Feldamplituden  $\underline{u}_1$  und  $\underline{u}_2$ . Die normierte Grundwellen-Feldamplitude  $\underline{u}_1$  generiert zunächst einen Oberwellenstrom. Die Kopplung zwischen der Grundwelle und der Oberwelle wird durch eine spannungsgesteuerte Stromquelle  $\underline{j}_{c20}$  bei der Oberwelle berücksichtigt. Die Oberwellenspannung führt zu einer Störung des Oberwellenstromes, welches durch die (normierte) innere Admittanz  $Y_{i2}$  beschrieben wird. Diese zunächst mathematische Betrachtungsweise stellt  $\underline{u}_2$  als Störung für den Oberwellenstrom dar.

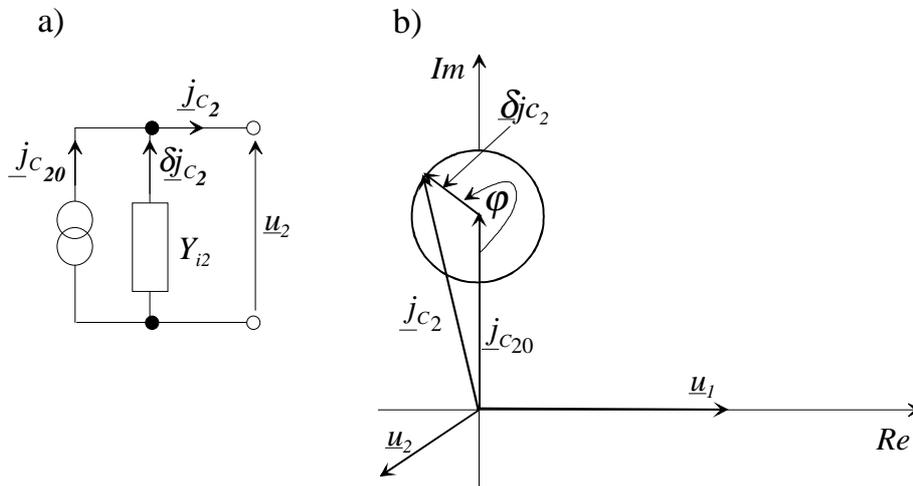


Abbildung 2.9: Ersatzschaltbild der Generationszone bei der ersten Oberwelle

$$\underline{j}_{-c_2} = \underline{j}_{-c_{20}} + \delta \underline{j}_{-c_2} = \underline{j}_{-c_{20}} (\underline{u}_1) + Y_{i2} \underline{u}_2 \quad 2.33$$

$$\begin{aligned} \underline{j}_{-c20} &= j \frac{1}{4} j_0 u_1^2 \\ Y_{i_2} &= -j j_0 \end{aligned} \quad 2.34$$

Aus diesen einfachen Überlegungen kann das grundsätzliche Verhalten eines intern gepumpten Oberwellen-Oszillators verstanden werden.

- Das allgemeine Leistungsverhalten eines nichtlinearen reaktiven Zweipols wird durch die Manley-Rowe'schen-Leistungsbeziehungen beschrieben [48]. Dabei wird ein theoretischer Wirkungsgrad von 100 % bei der Leistungskonversion innerhalb der idealisierten Generationszone erreicht. Dieses Ergebnis für die Gesamtleistung der Generationszone ergibt sich durch Einsetzen der Gleichungen 2.6 und 2.30 in die Gleichung 2.35.

$$P_{ges} = P_1 + P_2 = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \underline{j}_{-c1} \underline{U}_{a1}^* + \underline{j}_{-c2} \underline{U}_{a2}^* \right\} = 0 \quad 2.35$$

- Geringe Störung der Oberwelle auf die Grundwelle, bei der sich insbesondere die Injektionsphase des Konvektionsstromes ändert. Dadurch ist es möglich, dass Grundwellenleistung erzeugt bzw. aufgenommen wird, welche bei der Oberwelle aufgenommen bzw. abgegeben wird. Insgesamt wird jedoch keine Leistung bei diesen Annahmen erzeugt, sondern lediglich ein Leistungsumsatz von der Grund- zur Oberwelle und umgekehrt erreicht.
- Das Verhalten der Leistungskonversion ist von der Phase zwischen der Grund- und Oberwellenspannung abhängig. Falls die Phase  $\varphi_u$  zwischen der Grund- und Oberwellenspannung zwischen  $180^0$  und  $360^0$  liegt, wird HF-Leistung innerhalb der Lawinenzone von der Grund- auf die Oberwelle konvertiert.

Ebenso kann aber auch HF-Leistung von der Oberwelle auf die Grundwelle durch eine externe Quelle bei der doppelten Frequenz übertragen werden. Die Phasenbeziehung von Grund- zur Oberwellenspannung wird sich zwischen  $0^0$  und  $180^0$  einstellen (Lawinenzone).

#### 2.4.1.4 Oberwellen-Leistungserzeugung bei der zweiten und dritten Harmonischen

Es wird eine möglichst hohe Ausgangsleistung bei möglichst hohen Frequenzen angestrebt. Hierbei sind für den Oszillator verschiedene Betriebsarten möglich. Diese sind der Grund- und Oberwellenbetrieb. Der Oszillator kann nun im Oberwellenbetrieb bei der n-ten Harmonischen HF-Leistung abgeben, wobei aber das Bauelement zunächst für den n-ten Oberwellenbetrieb optimiert werden muss.

Das aktive Bauelement im Grundwellenbetrieb kann beim Überschreiten der oberen Frequenzgrenze, bei der die Gesamtverluste vom aktiven Bauelement nicht weiterhin kompensiert werden können, nicht mehr als Grundwellen-Oszillator betrieben werden. Eine thermische Begrenzung für das aktive Bauelement resultiert in eine maximal erreichbare obere Frequenzgrenze für den Grundwellen-Oszillator.

Für den Oberwellenbetrieb stellt sich jedoch die grundsätzliche Frage, bei welcher Harmonischen eine Leistungserzeugung bei einer vorgegebenen Frequenz die höchste Ausgangsleistung ergibt. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse bezüglich der Erzeugung von HF-Leistung bei der ersten und zweiten Oberwelle ist in der unteren Tabelle angegeben.

	<i>erste Oberwelle</i>	<i>zweite Oberwelle</i>
Spannungsaussteuerung $u(t)$	$u_1 \sin(\omega t) + u_2 \sin(2\omega t + \varphi)$	$u_1 \sin(\omega t) + u_3 \sin(3\omega t + \varphi)$
Grundwellenfrequenz $f_1$	$\frac{1}{2} f_2$	$\frac{1}{3} f_3$
normierte Grundwellen-Feldamplitude $u_1$	$u_1$	$\frac{3}{2} u_1$
Lawinenresonanzfrequenz $\underline{\omega}_{a_2}$ bzw. $\underline{\omega}_{a_3}$	$\omega_a \left( 1 - \frac{1}{4} \frac{u_1^2}{u_2} \right)$	$\omega_a \left( 1 + \frac{1}{24} \frac{u_1^3}{u_3} \right)$
interne Stromquelle $\underline{j}_{-20}$ bzw. $\underline{j}_{-30}$	$\frac{1}{4} j j_0 u_1^2$	$-\frac{1}{24} j j_0 u_1^3$

**Tabelle 5:** Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse für einen Oberwellenbetrieb bei der zweiten und dritten Harmonischen bezüglich derselben Frequenz ( $f_2 = f_3$ )

Wie bereits erwähnt, vergrößern sich nach Gleichung 2.6 die Nichtlinearitäten des Bauelementes bei niedrigen Frequenzen, so dass der Oberwellenbetrieb bei der dritten Harmonischen mit der geringeren Grundwellenfrequenz im Vergleich zum Oberwellenbetrieb bei der zweiten Harmonischen eine größere Pumpamplitude aufweist. Andererseits verringern sich jedoch bei den höheren Harmonischen die Amplitudenwerte der einzelnen Fourierkomponenten des Stromes  $j_n$ .

Die maximale HF-Ausgangsleistung ergibt bei einer festgelegten Frequenz einen Betriebsmodus, der einer Leistungsauskopplung bei der n-ten Harmonischen entspricht. Dazu muss jedoch die Leistungsanpassung bei der Oberwelle erfüllt werden. Diese Forderung ist jedoch bei der zweiten Oberwelle wesentlich schwieriger zu erfüllen als bei der ersten Oberwelle. Eine Optimierung des Oberwellen-Oszillators wird deswegen nur für die erste Oberwelle durchgeführt.

### 2.4.1.5 Optimierung der Diodenparameter für den Oberwellenbetrieb

Die Optimierung ist mit dem Downhill-Simplex-Verfahren bezüglich der Driftzonenlänge, der Phase zwischen den Spannungen und den Spannungsamplituden durchgeführt worden [55].

- **Driftzonenlänge**

Die optimale Driftzonenlänge für den Oberwellenbetrieb liegt zwischen den optimalen Längen für den Grundwellenbetrieb bei der ersten und zweiten Harmonischen. Dieses Ergebnis entspricht einem Kompromiss aus einer optimalen „langen“ Driftzonenlänge für einen effizienten Grundwellenbetrieb und einer vorteilhaften „kurzen“ Driftzonenlänge bei der Oberwelle. Ein „ausreichend“ gutes Betriebsverhalten bei der Grundwelle ist für die Erzeugung eines negativen Diodenwiderstandes notwendig, damit die Verluste kompensiert und eine starke Pumpamplitude erzeugt werden kann. Gleichzeitig muss jedoch eine Mittelung und somit Glättung des Konvektionsstromes in der Driftzone durch eine möglichst kurze Driftzonenlänge verhindert werden.

- **Amplitude der Grundwellenspannung**

Die Grundwellenspannung muss so groß wie möglich sein, damit das Bauelement stark angesteuert werden kann, um einen starken Oberwellenstrom zu erzeugen.

- **Amplitude der Oberwellenspannung**

Die Oberwellenspannung sollte eine Größenordnung kleiner als die Grundwellenspannung sein.

- **Phase zwischen der Grund- und Oberwellenspannung**

Die optimale Phase liegt in etwa zwischen  $250^\circ$  und  $270^\circ$ .

Diese Ergebnisse dienen zunächst nur als Startwerte für weitergehende Optimierungen der Diodenstruktur.

## 2.4.2 Drift-Diffusions-Modell

Mit dem nichtlinearen gekoppelten partiellen Differentialgleichungssystem A.2 bis A.7 und den dazugehörigen Materialgleichungen kann der Gesamtstrom für beliebige Dotierprofile numerisch berechnet werden.

Es wird zunächst für eine Spannungsaussteuerung die Stromantwort bestimmt. Nachdem die einzelnen Fourierkomponenten bestimmt worden sind, wird für eine vorgegebene Gleichstromdichte die Gleichspannung solange iterativ geändert, bis sich der gewünschte Wert für die Gleichstromdichte einstellt [40].

### 2.4.2.1 Bestimmung der Widerstände und der Leistungen

Mit der Fourieranalyse sind die einzelnen Komponenten der Stromantwort bekannt. Damit können die Widerstände, die Leistungen und die Wirkungsgrade nach Gleichung 2.14 bestimmt werden.

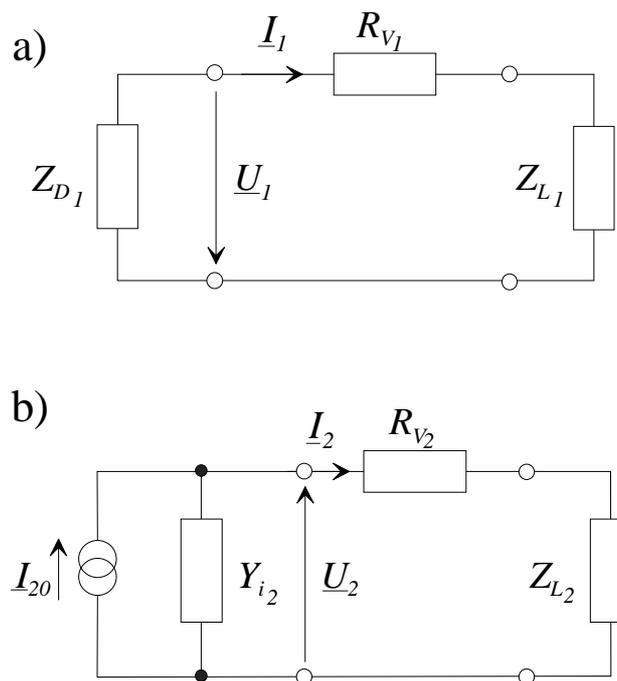
### 2.4.2.2 Bestimmung der konzentrierten Elemente für das ESB

Sowohl für die Optimierung des Bauelementes als auch für den gesamten Oberwellen-Oszillator ist eine Darstellung über konzentrierte Netzwerkelemente von großem Vorteil. Mit den Ergebnissen aus dem Read-Modell sind bereits die wichtigsten Effekte beim Oberwellenbetrieb herausgestellt worden. Insbesondere die Beschreibung der Hochfeldzone mit Hilfe konzentrierter Netzwerkelemente erlaubt eine anschauliche Darstellung für den Oberwellenbetrieb. Diese Darstellung wird nun für das gesamte Bauelement verwendet, bei der weitere Nichtlinearitäten im Modell enthalten sind (Modulation der Raumladungszone, Tunnelgeneration).

Sinnvoll ist eine linearisierte Darstellung der Konvektionsstromdichte in der komplexen Ebene. Der Strom bei der ersten Oberwelle  $\underline{I}_2$  hängt nahezu linear mit der Oberwellenspannung  $\underline{U}_2 = |\underline{U}_2| e^{j\varphi}$  nach Gleichung 2.36 zusammen.

$$\underline{I}_2 = \underline{I}_{20} + Y_{i_2}(\underline{U}_1, \underline{U}_2) \cdot \underline{U}_2 \quad Y_{i_2} \approx \text{konst.} \quad 2.36$$

Gleichung 2.36 stellt eine Kreisgleichung im Komplexen dar ( $\varphi = [0, 2\pi]$ ) und kann ebenso in Form eines Ersatzschaltbildes dargestellt werden (siehe Abbildung 2.10 (b)).



**Abbildung 2.10:** Ersatzschaltbilder für den Oberwellenbetrieb; dargestellt bei der Grund- (a) und Oberwelle (b)

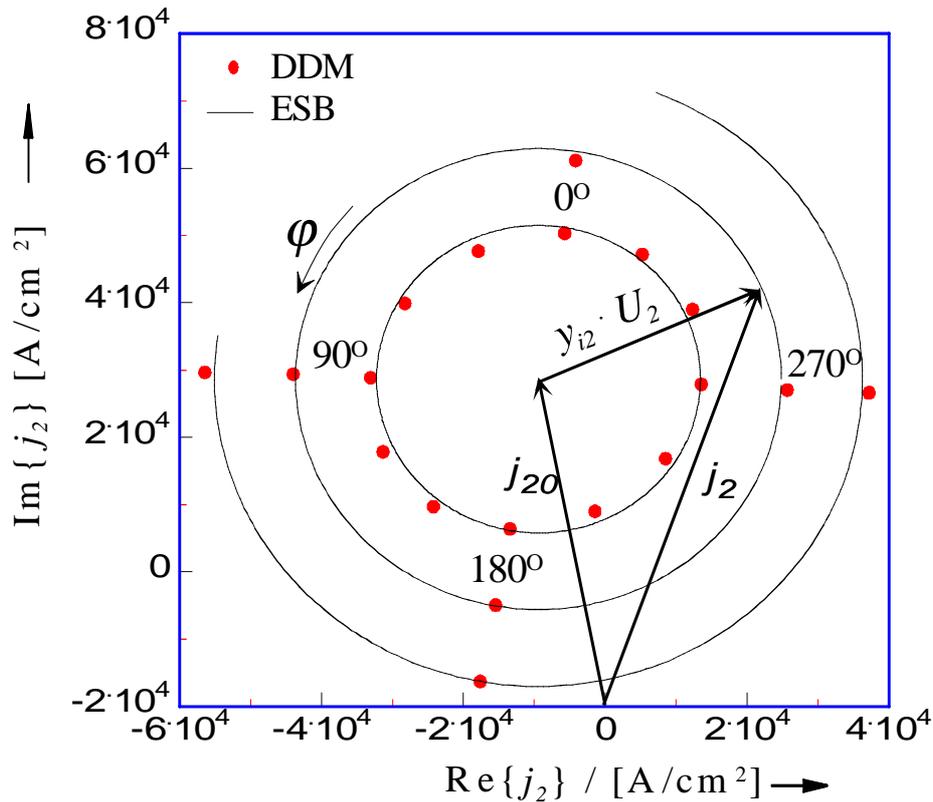
- **spannungsgesteuerte Stromquelle  $\underline{I}_{20}$ :**

Über die spannungsgesteuerte Stromquelle wird der Einfluss der Grundwellenspannung auf die Stromantwort bei der ersten Oberwelle beschrieben. Diese

Konversion von der Grundwelle zur Oberwelle wird durch die Nichtlinearitäten des Bauelementes bewirkt.

- **Innenwiderstand  $Y_{i2}$ :**

Über den Innenwiderstand wird der Einfluss der Spannung bei der ersten Oberwelle  $U_2$  auf die Stromantwort beschrieben.



**Abbildung 2.11:** Die Punkte sind mit dem DDM und die Kreise mit den Ersatzschaltbild-Größen bestimmt worden (Diodentyp A, Tabelle 9, Seite 61). ( $f = 210$  GHz,  $j_0 = 52$  kA/cm<sup>2</sup>,  $Y_{i2} = (6,5 + j 56,8)$  kS/cm<sup>2</sup>,  $j_{20} = 30$  kA/cm<sup>2</sup>)

In der Abbildung 2.11 ist die hervorragende Übereinstimmung zwischen den Berechnungen mit dem Großsignal-Drift-Diffusions-Modell und dem Ersatzschaltbild dargestellt. Die Ersatzschaltbildgrößen sind aus Großsignal-Simulationen des Drift-Diffusions-Modells bestimmt worden.

### 2.4.2.3 Optimierung für den Oberwellenbetrieb

Aus dem Ersatzschaltbild in Abbildung 2.10 (b) folgt, dass nur für den Fall der Leistungsanpassung nach Gleichung 2.37 die maximale Leistung an den Lastwiderstand abgegeben werden kann.

$$Y_{L_2} = \left( Y_{D_2} + \frac{1}{R_{V_2}} \right)^* \quad 2.37$$

Für die maximale Leistung (verfügbare Generatorleistung) an der Last  $Y_{L_2}$  ergibt sich die Gleichung 2.38.

$$P_{L_2, \max} = \frac{|I_{20}|^2}{8|Y_{i_2}|^2 \cdot \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{Y_{i_2}} + R_{V_2} \right\}} \quad 2.38$$

Dieser Zusammenhang erleichtert ganz wesentlich die Optimierungsaufgabe für das aktive Bauelement.

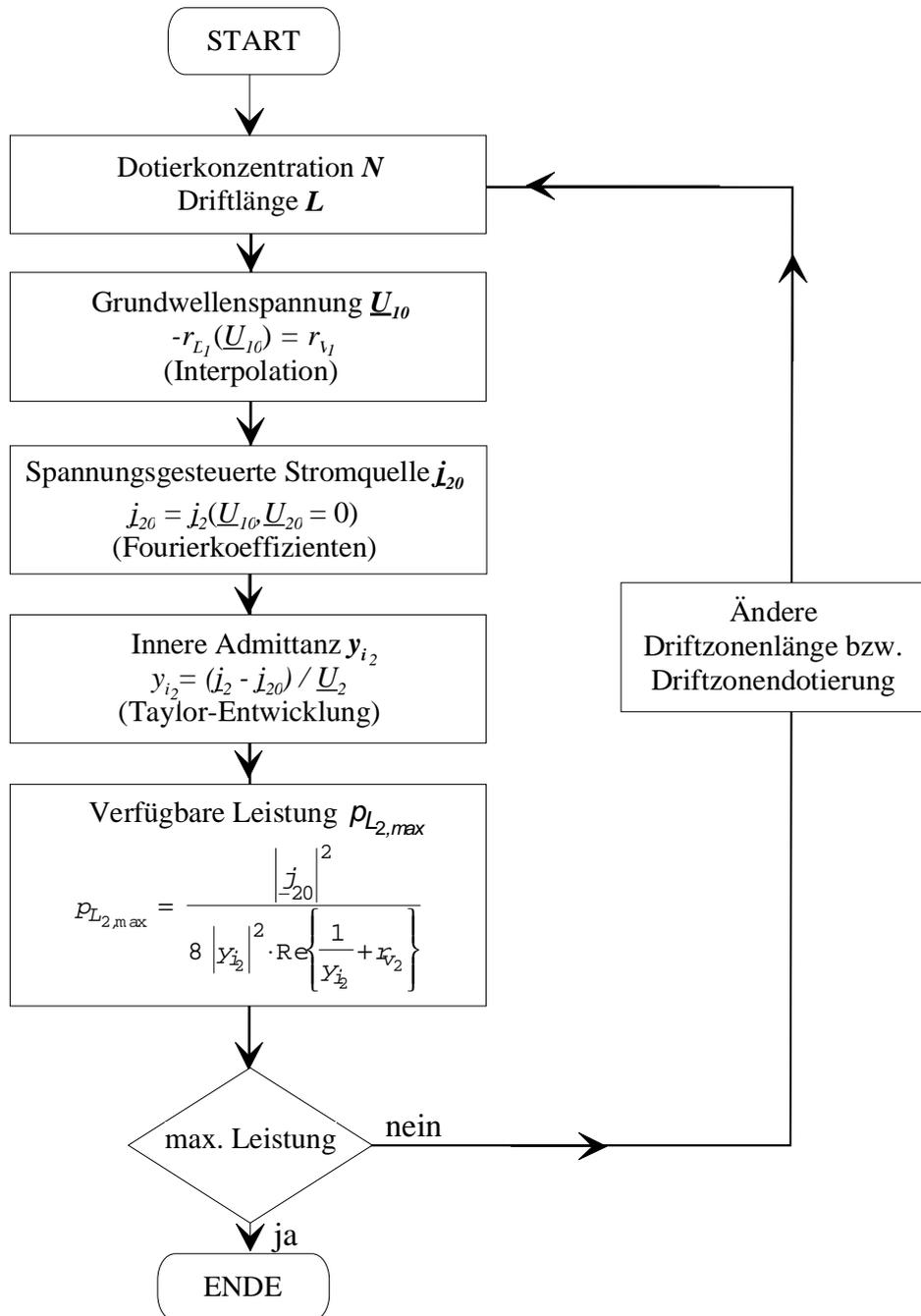
- Optimierungsziel: möglichst hohe HF-Leistung bei der ersten Oberwelle
- Optimierungsparameter: Dotierkonzentrationen und Längen der Driftzonen

Das Optimierungsverfahren ist in Abbildung 2.12 schematisch dargestellt. Zunächst wird eine bestimmte Bauelementestruktur mit den Startwerten für die Optimierungsparameter vorgegeben (Dotierprofil). Sowohl aus theoretischen Überlegungen als auch aus experimentellen Ergebnissen werden für eine vorgegebene Frequenz und eine vorgegebene maximale Bauelemente-Temperatur die Werte für die optimale Diodenfläche  $A$  mit der dazugehörigen Gleichstromdichte  $j_0$  als Eingabewerte für die Optimierung verwendet (siehe Kapitel 2.5).

Danach wird für einen vorgegebenen Verlustwiderstand  $R_V$  und  $U_2 = 0$  die Grundwellenamplitude  $U_1$  durch eine Interpolationsroutine so bestimmt, dass der negative Diodenwiderstand gerade die Verluste kompensiert. Anschließend wird die spannungsgesteuerte Stromquelle  $j_{20}$  über die Fourieranalyse des Gesamtstromes ermittelt. Die Grundwellenspannung wird mit einer „kleinen“ Spannungsaussteuerung bei der zweiten Harmonischen überlagert. Der resultierende Gesamtstrom wird ermittelt, um daraus den Oberwellenstrom  $j_2$  zu bestimmen. Anschließend wird die innere Admittanz  $y_{i_2}$  berechnet. Für den Oberwellen-Oszillator kann nun die verfügbare Generatorleistung berechnet werden<sup>7</sup>.

Die Bestimmung der konzentrierten Netzwerkelemente des Ersatzschaltbildes kann über einige wenige Simulationsergebnisse aus dem Großsignal-Drift-Diffusions-Modell für verschiedene Aussteueramplituden bei der Grund- und Oberwelle ermittelt werden. Damit steht ein effizientes Verfahren zur Berechnung der maximalen Oberwellenleistung mit einer ausreichenden Genauigkeit ( $U_2 \ll U_1$ ) zur Verfügung. Es wären anderenfalls sehr rechenintensive Simulationen mit dem Drift-Diffusions-Modell nötig gewesen, um die maximale Oberwellenleistung für einen Parametersatz (Dotierkonzentrationen und Längen der Driftzonen) zu bestimmen.

<sup>7</sup> Diese verfügbare Generatorleistung  $P_{L_2, \max}$  entspricht noch nicht der maximalen Oberwellenleistung für die optimierte Dioden-Struktur.



**Abbildung 2.12:** Optimierungsverfahren für ein aktives Bauelement im Oberwellenbetrieb

Anschließend werden für veränderte Optimierungsparameter weitere Großsignalrechnungen durchgeführt, um dafür die verfügbare Generatorleistung bei der ersten Oberwelle zu bestimmen. Mit diesen Ergebnissen kann die optimale Diodenstruktur angegeben werden.

### 2.4.3 MC-Modell

Eine der genauesten Methoden, den Stromtransport einer IMPATT-Diode zu beschreiben, ist die numerische Lösung der Boltzmann-Transport-Gleichung A.1. Das aktive Bauelement wurde unter den aufgeführten Kriterien in Kapitel 2.3 optimiert. Die optimierte Hochfeldzone für den Oberwellenbetrieb ist in der Tabelle 2 angegeben [53,54].

Bei der Verwendung eines MC-Simulators ist jedoch ein großer Rechenaufwand nötig, um die Impedanzen des aktiven Bauelementes zu erhalten. Deswegen werden exemplarische Vergleichsrechnungen durchgeführt, um die Rechengenauigkeit des Drift-Diffusions-Modells zu überprüfen. Falls Abweichungen auftreten, können diese über Eichparameter, den totzonen-korrigierten, strukturabhängigen Ionisationskoeffizienten, teilweise kompensiert werden.

## 2.5 Dioden-Fläche

Die Optimierung der Diodenfläche für maximale HF-Ausgangsleistung bei der ersten Oberwelle ist unter Berücksichtigung des thermischen Verhaltens nach Gleichung 2.39 und der elektrischen Optimierung nach Gleichung 2.40 durchgeführt worden.

$$j_0(A) = \frac{\Delta T}{A \cdot R_{th}(A) U_0} \quad 2.39$$

$$\frac{\partial P_{L_n}(j_0(A), A)}{\partial A} = 0 \quad 2.40$$

Das thermische Verhalten des Bauelementes wird über den thermischen Widerstand  $R_{th}$  nach Gleichung 2.41 beschrieben, der sich additiv aus dem thermischen Engewiderstand  $R_E$  und dem thermischen Schichtwiderstand  $R_S$  zusammensetzt [45]. Eine Bestimmung der thermischen Widerstände kann näherungsweise über die Formeln von Holway und Adlerstein erfolgen [56].

$$R_{th} = \frac{1}{A} \sum_{i=1}^5 \frac{w_i}{\kappa_i} + \frac{1}{\underbrace{2 \cdot D_D \kappa_{Diamant}}_{R_E}} \quad 2.41$$

Mit den Gleichungen 2.39 und 2.41 wird die maximale Stromdichte bestimmt, wobei die Werte in den Gleichungen, wie Schichtdicken  $w_i$  (siehe Abbildung 5.1 und Abbildung 5.3), Wärmeleitfähigkeiten  $\kappa_i$  [57,58], anliegende Gleichspannung  $U_0$  ( $\approx 10$  V) und Temperaturerhöhung  $\Delta T$  ( $\approx 200$  K) bekannt sind<sup>8</sup>.

Es wird zunächst ein Kompromiss zwischen einer möglichst hohen eingepreagten Gleichleistung  $P_0(A)$  (große Diodenfläche wünschenswert) und einer möglichst

<sup>8</sup> Wärmeleitfähigkeiten der verwendeten Materialien:  $\kappa_{Ti} = 0,219$  W/cmK,  $\kappa_{Pt} = 0,716$  W/cmK,  $\kappa_{Au} = 3,18$  W/cmK,  $\kappa_{GaAs} = 0,3$  W/cmK,  $\kappa_{Diamant} = 15$  W/cmK

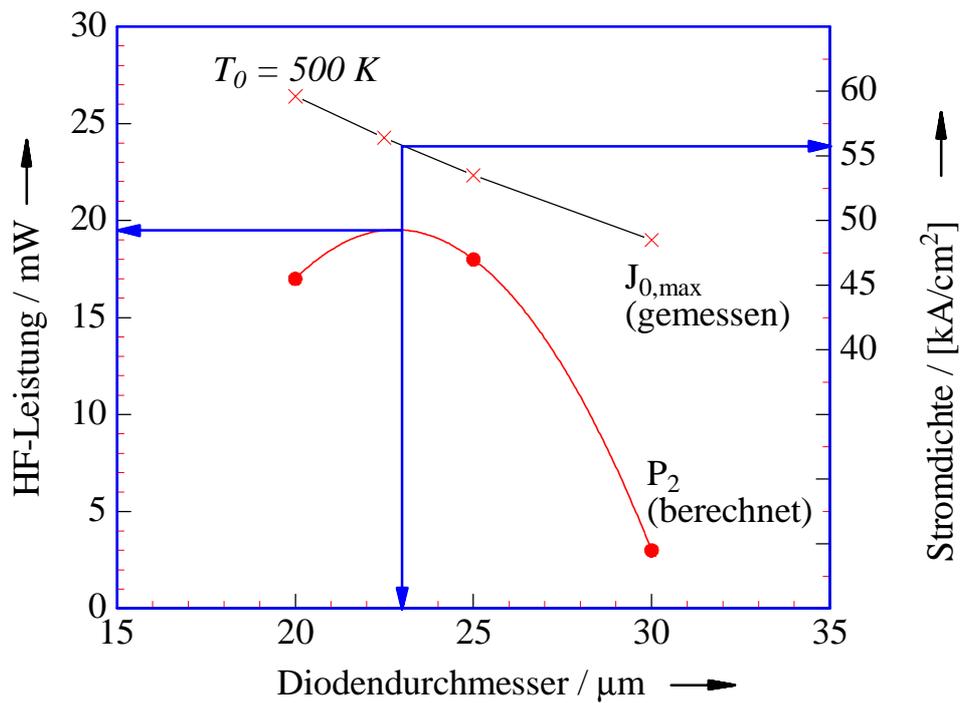
hohen Gleichstromdichte  $j_0(A)$  (kleine Diodenfläche wünschenswert) angestrebt. Eine Erhöhung der Gleichstromdichte ist bei gleichbleibender Temperatur mit einer Verringerung des thermischen Widerstandes möglich. Hierzu wird sowohl die Länge der Driftzone als auch der  $p^+$  Kontaktzone auf Kosten des elektrischen Verhaltens und der mechanischen Stabilität verringert. Für eine Optimierung der einzelnen Schichtdicken muss also ein Kompromiss gefunden werden.

Bei der analytischen Bestimmung des thermischen Widerstandes ergibt sich, dass bei dem verwendeten Aufbau der thermische Engwiderstand in etwa dem thermischen Schichtwiderstand im GaAs-Material entspricht ( $R_S \approx R_E \approx 15 \text{ K/W}$ ). Zur Verbesserung des thermischen Verhaltens sollten somit die einzelnen Schichten des aktiven Bauelementes entsprechend reduziert werden. Dabei kann sogar eine Verschlechterung der elektrischen Eigenschaften des Bauelementes in Kauf genommen werden.

### 2.5.1 Bestimmung der optimalen Diodenfläche

Eine analytische Bestimmung der maximalen Stromdichte als Funktion der Fläche ist jedoch mit großen Fehlern verbunden und somit für eine Bestimmung der optimalen Fläche ungeeignet. Es werden deswegen zunächst die maximalen Stromdichten  $j_0(A)$  bei verschiedenen Diodenflächen  $A$  experimentell bestimmt. Anschließend wird die maximale verfügbare HF-Leistung  $P_{L2,max}(j_0(A),A)$  des Oberwellen-IMPATT-Oszillators mit dem Drift-Diffusions-Modell für verschiedene Diodenflächen mit den korrespondierenden maximalen Stromdichten berechnet. Die HF-Leistung wird über der Fläche dargestellt, um daraus die optimale Fläche zu ermitteln (siehe Abbildung 2.13).

Aufgrund der mechanischen und thermischen Belastung während der Thermokompression muss der Diodendurchmesser größer als  $20 \mu\text{m}$  sein. Bei einem Diodendurchmesser von mehr als  $30 \mu\text{m}$  kann die eingeprägte Gleichstromdichte den nötigen Wirkwiderstand bei der Grundwelle nicht mehr erzeugen, damit die Verluste kompensiert werden könnten. Das Bauelement kann nicht mehr anschwingen.



**Abbildung 2.13:** Grafische Bestimmung des optimalen Diodendurchmessers für maximale Ausgangsleistung bei 250 GHz ( $D_{opt} = 23 \mu\text{m}$ ,  $R_V = 3 \cdot 10^{-6} \Omega\text{cm}^2$ ,  $P_{L2,max} = 20 \text{ mW}$ )

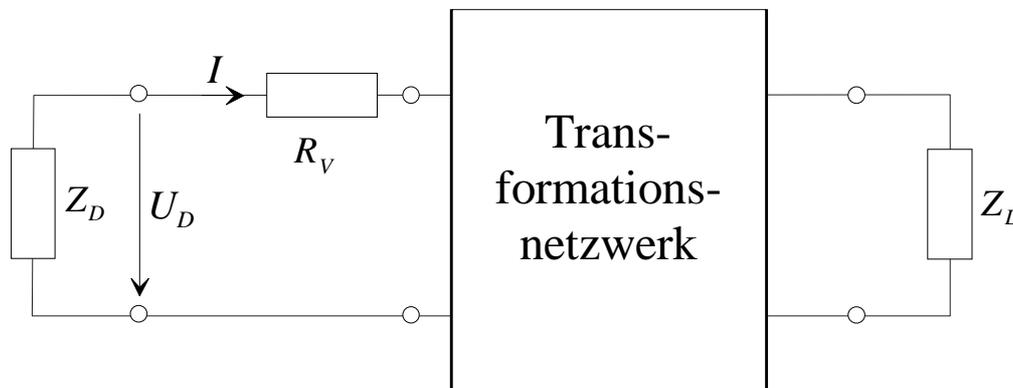
Für die Doppeldrift-Read-Diode ergibt sich bei 250 GHz ein optimaler Diodendurchmesser von 23 μm. Eine maximal erreichbare Oberwellenleistung von etwa 20 mW wird damit vorhergesagt.

### 3 Zweipol-Oszillator

Das weiße Stromrauschen des Bauelementes wird in einem resonanten Kreis in einer schmalen Umgebung der Resonanzfrequenz vom aktiven Bauelement solange verstärkt, bis das Anwachsen der Spannungsamplitude die negative Diodenresistanz soweit erniedrigt hat, dass eine Dämpfung der Oszillation einsetzt. Das nichtlineare charakteristische Verhalten des Bauelementes nach Gleichung 3.1 trägt somit zu einer Stabilisierung der Spannungsamplitude bei.

$$\frac{\partial (-R_D(U_1))}{\partial U_1} < 0 \quad 3.1$$

Für einen stabilen freilaufenden Oszillator müssen die Schwing- und Stabilitätsbedingungen erfüllt sein. Die Stabilitätsbedingung kann über ein allgemeines Eigenwertproblem formuliert werden [59]. Als Sonderfall ergibt sich daraus das Stabilitätskriterium von Kurokawa für den Grundwellen-Oszillator [32]. Bates erweiterte anschließend das Stabilitätskriterium von Kurokawa für den Oberwellen-Oszillator unter Berücksichtigung der Grund- und ersten Oberwelle [60].



**Abbildung 3.1:** Allgemeines Ersatzschaltbild für einen freischwingenden Oszillator mit aktivem Zweipol-Bauelement  $Z_D$ , der Lastimpedanz  $Z_L$ , dem Verlustwiderstand  $R_V$  und dem Transformationsnetzwerk

In Abbildung 3.1 ist ein allgemeines Ersatzschaltbild für einen Zweipol-Oszillator angegeben. Das Transformationsnetzwerk für die Ankopplung der Last an das aktive Bauelement wird über einen stark frequenzabhängigen Resonator hoher Güte durchgeführt. Damit wird auch gewährleistet, dass das Bauelement nur bei einer ausgewählten Frequenz anschwingen kann. Bei allen anderen Frequenzen kann die Schwingbedingung nicht erfüllt werden [61].

Eine selbstkonsistente Lösung für den Oszillator erfordert die Simulation sowohl des aktiven Bauelementes als auch der Resonator-Struktur. Mit der „Harmonischen Balance“ wird der Resonator als lineares Teilnetzwerk im Frequenzbereich und das aktive Bauelement als nichtlineares Teilnetzwerk im Zeitbereich beschrieben, um eine Lösung für den freilaufenden Oszillator zu erhalten. Andere Modelle sind reine Zeitbereichs- beziehungsweise reine Frequenzbereichsverfahren [62,63].

Beim reinen Frequenzbereichsverfahren wird sowohl der Resonator als auch das aktive Bauelement im Frequenzbereich beschrieben. Hierzu muss das algebraische nichtlineare Gleichungssystem von Gleichung 3.1 gelöst werden, welches gleichzeitig die Schwingbedingung für den freilaufenden Oszillator darstellt. Das Gleichungssystem 3.1 besteht aus  $2 \cdot N$ -Gleichungen, wobei  $N$  die Anzahl der Harmonischen entspricht.

$$Z_{ges,n} = Z_{D,n}(\underline{U}_1 | \dots | \underline{U}_i \dots | \underline{U}_N, f_1) + R_{V,n}(n \cdot f_1) + Z_{L,n}(n \cdot f_1) = 0$$

mit  $i, n = \{1, 2, \dots, N\}$

3.1

Während der Oszillatorsimulation werden iterativ die Impedanzen für die korrigierten Werte der Spannungen und Frequenzen stets neu bestimmt. Bei den verwendeten Resonator-Strukturen ist dies mit einem sehr hohen Rechenaufwand verbunden. Es können entweder für jeden neuen Lösungsvektor die Impedanzen für das aktive Bauelement und den Resonator neu berechnet oder mit einer Datenbibliothek die Impedanzen sowohl vom Bauelement als auch vom Resonator über Interpolationsroutinen bestimmt werden [14].

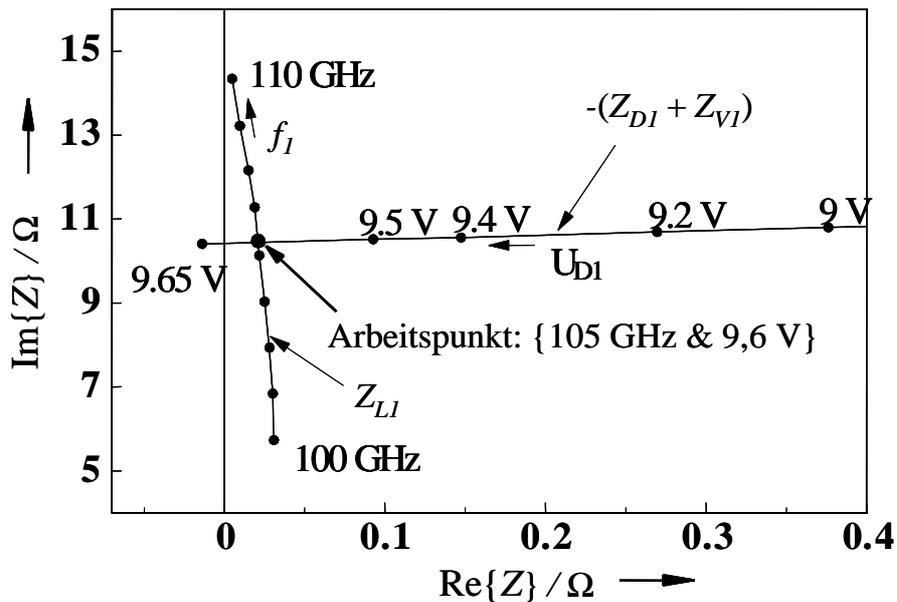
### 3.1 Grundwellen-Oszillator

Der IMPATT-Oszillator wird noch immer am häufigsten im Grundwellenbetrieb für den technischen Anwendungsbereich eingesetzt. Im Grundwellenbetrieb kann nur dann eine stabile Oszillation erreicht werden, falls die Lastimpedanz in einem Bereich liegt, in der die Schwing- und Stabilitätsbedingungen erfüllt werden können. Dieser stabile Arbeitsbereich für den Oszillator muss mit einer entsprechenden Transformation der Lastimpedanz über die Resonator-Struktur eingehalten werden.

Beim Grundwellenbetrieb wird nun angenommen, dass die höheren Harmonischen keinen oder zumindest nur einen geringfügigen Einfluss auf die Grundwellenspannung haben, so dass die Näherung mit  $U_n = 0$  für  $n = \{2, 3, \dots\}$  ausreichend gut erfüllt ist. Dies kann physikalisch damit gerechtfertigt werden, dass die Lastimpedanzen bei den Harmonischen die Oberwellenspannungen kurzschließen ( $Z_{L_n} = 0$ ). In ähnlicher Form kann auch bei einem Leerlauf argumentiert werden, bei der keine Ströme bei den Harmonischen resultieren. Damit wird ausgedrückt, dass das Bauelement bei den höheren Harmonischen stark fehlangepasst ist. Die Schwingbedingung nach Gleichung 3.1 reduziert sich mit obiger Näherung auf die Gleichung 3.2.

$$Z_{ges_1} = Z_{D_1}(U_1, f_1) + R_{V_1}(f_1) + Z_{L_1}(f_1) = 0 \quad 3.2$$

In Abbildung 3.2 ist die Lösung der Gleichung 3.2 für den Arbeitspunkt ( $f_0 = 105 \text{ GHz}$ ,  $U_0 = 9,6 \text{ V}$ ) grafisch dargestellt. Mit zunehmender Aussteuerung verkleinert sich der negative Diodenwiderstand ( $\frac{\partial (-R_{D1})}{\partial U_1} < 0$ ), was für den stabilen Oszillatorbetrieb eine notwendige Bedingung darstellt. Das charakteristische Verhalten des Resonators ist meistens so, dass mit zunehmender Frequenz die Lastreaktanz zunimmt ( $\frac{\partial X_{L1}}{\partial f} > 0$ ).



**Abbildung 3.2:** Grafische Darstellung der Dioden- und Lastimpedanz bei der Grundwelle. Der Schnittpunkt beider Kurven erfüllt die Schwing- und Stabilitätsbedingung [46].

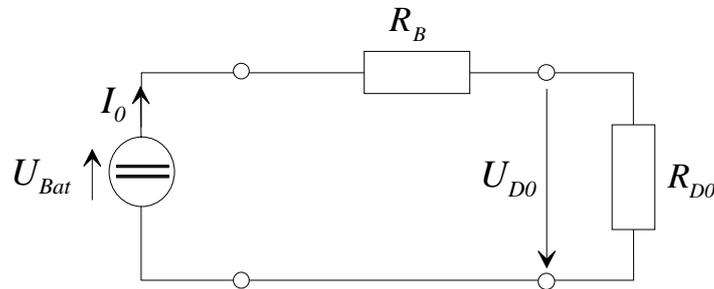
Obwohl ein Arbeitspunkt gefunden werden kann, muss noch untersucht werden, ob es sich um einen stabilen Arbeitspunkt für den Grundwellen-Oszillator handelt. Hierzu muss der Stabilitätswinkel  $\varphi$  die notwendige Bedingung von Gleichung 3.3 erfüllen. Der Winkel zwischen den Kurven der Lastimpedanz und der Diodenimpedanz am Arbeitspunkt entspricht dem Stabilitätswinkel.

$$0 < \varphi < \pi \quad 3.3$$

In der obigen Abbildung ist der Stabilitätswinkel ungefähr  $\pi/2$ . Damit erreicht der Oszillator ebenfalls seine größte Stabilität.

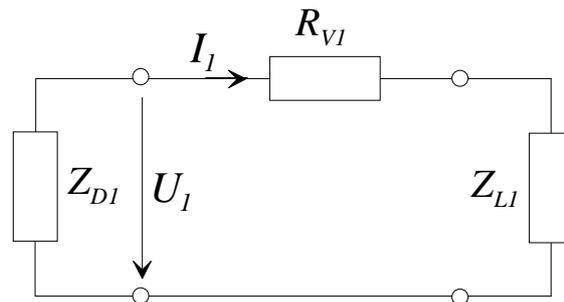
Für die Bestimmung der Oszillatorfrequenz und der HF-Leistung wird das stark nichtlineare System am Arbeitspunkt linearisiert und kann durch Ersatzschaltbilder beschrieben werden (siehe Abbildung 2.10 (a)).

Dem Bauelement wird zunächst nach Abbildung 3.3 ein Gleichstrom über eine Gleichspannungsquelle  $U_{Bat}$  mit Vorwiderstand  $R_B$  eingepreßt.



**Abbildung 3.3:** Gleichstrom-Ersatzschaltbild für den Zweipol-Oszillator, bestehend aus einer Gleichspannungsquelle mit Vorwiderstand und der IMPATT Diode

Falls bei der Grundwelle die Schwing- und Stabilitätsbedingung erfüllt wird, kann sich ein stabiler Arbeitspunkt einstellen. Ein Ersatzschaltbild ist in der Abbildung 3.4 angegeben.

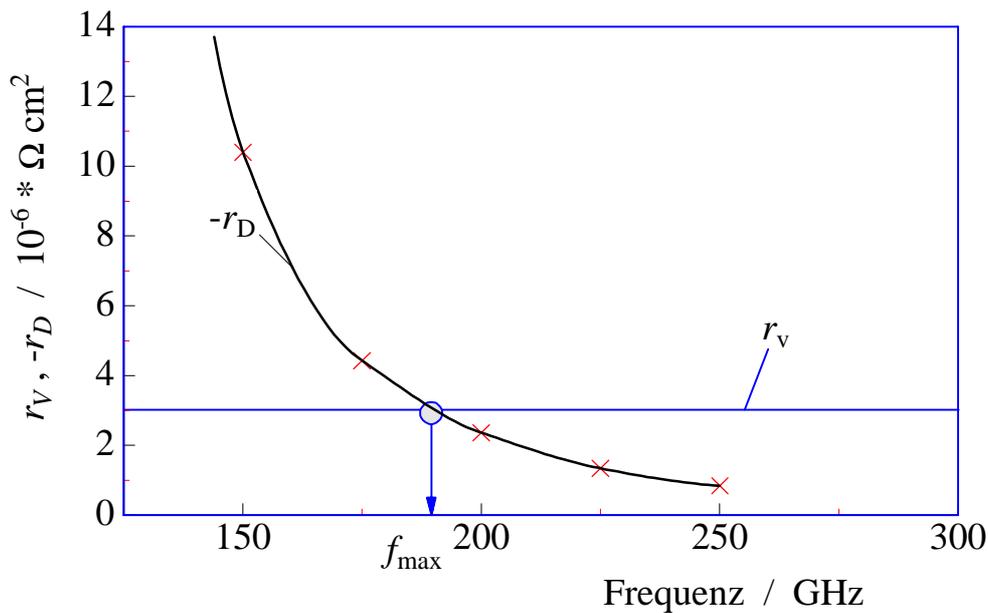


**Abbildung 3.4:** Wechselstrom-Ersatzschaltbild für den Grundwellen-Oszillator

Ein weiterer wichtiger Aspekt beim Grundwellenbetrieb ist die unerwünschte Begrenzung des Oszillatorbetriebes bei hohen Frequenzen.

Die Leistungserzeugung solcher Halbleiterbauelemente ist im Dauerstrichbetrieb aufgrund der starken Abnahme des negativen Diodenwiderstandes mit steigender Frequenz bis auf etwa 180 GHz beim Grundwellenbetrieb von GaAs-Lawinenlaufzeitdioden thermisch begrenzt.

In der Abbildung 3.5 ist die typische Abnahme des Diodenwiderstandes mit steigender Frequenz dargestellt. Die Schwingbedingung kann nach Gleichung 3.2 nur erfüllt werden, wenn der negative Diodenwiderstand die Verluste kompensieren kann. Damit resultiert eine obere Frequenzgrenze für den Grundwellen-Oszillator.



**Abbildung 3.5:** Frequenzgrenze bei einem GaAs-IMPATT-Oszillator im Grundwellenbetrieb. Die eingezeichnete Frequenzgrenze  $f_{max}$  liegt für einen angenommenen Verlustwiderstand von  $3 \mu\Omega \text{ cm}^2$  etwa bei 180 GHz.

Eine Zusammenstellung der wichtigsten experimentellen Ergebnisse von bestehenden Zweipol-Grundwellen-Oszillatoren in Bezug auf Ausgangsleistung, Wirkungsgrad und Rauschen sind bei Eisele zu finden [9]. Hierbei werden auch die typischen Laufzeitbauelemente, wie TUNNETTs, IMPATTs und Gunn-Elemente miteinander verglichen.

## 3.2 Oberwellen-Oszillator

Im Oberwellenbetrieb werden die Nichtlinearitäten des aktiven Bauelementes ausgenutzt, um Oberwellen durch die interne Grundwellenschwingung zu erzeugen. Der Oberwellenstrom bewirkt einen Spannungsabfall an der Lastimpedanz und somit auch am aktiven Bauelement. Damit werden HF-Leistungen an den Lastimpedanzen bei den höheren Harmonischen abgegeben. Für den Oberwellenbetrieb ist die Schwingbedingung bei der Oberwelle stets erfüllt.

Dieser Mechanismus wird durch das Ersatzschaltbild in Abbildung 2.10 durch die spannungsgesteuerte Stromquelle ( $J_{n0}(U_1)$ ) beschrieben<sup>9</sup>.

Mit der richtigen Formulierung nach Gleichung 3.1 mit  $n = 2$  könnte jedoch fälschlicherweise gefolgert werden, dass ähnliche Probleme wie beim oben beschriebenen Grundwellenbetrieb auftreten (obere Frequenzgrenze für den

<sup>9</sup> Der Index  $n$  bei der spannungsgesteuerten Stromquelle bezieht sich allgemein auf die höheren Harmonischen mit  $n = \{2,3,4,\dots\}$ .

Oszillatorbetrieb). Mit dem Ersetzen der Diodenadmittanz  $Y_{D_2}$  durch Gleichung 2.36 resultiert für  $R_v = 0$  Gleichung 3.4.

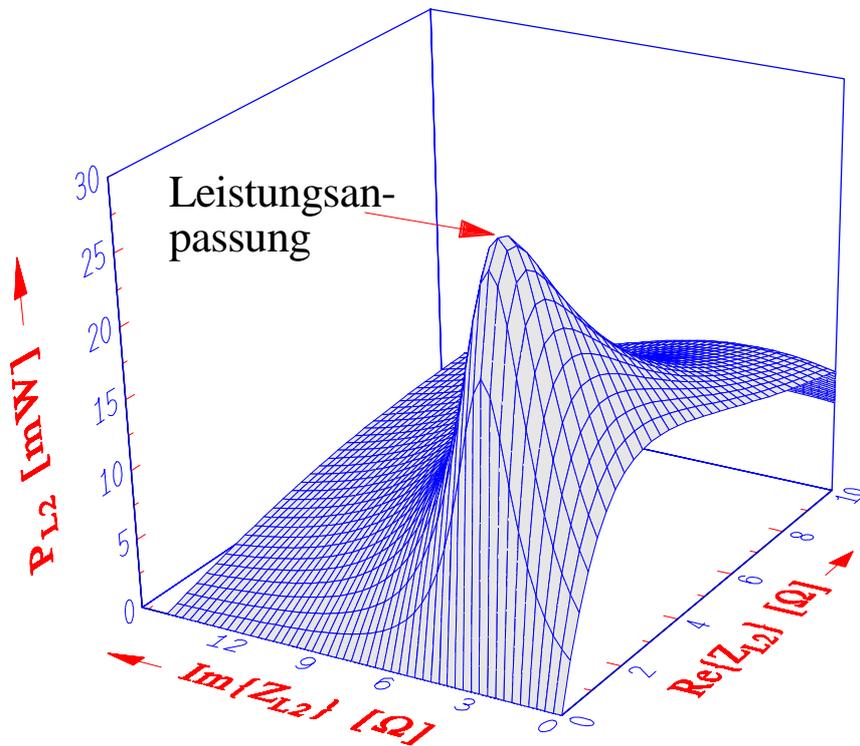
$$Y_{L_2} = - \left( \frac{I_{20}}{U_2} + Y_{i_2} \right) = -Y_{D_2} \quad 3.4$$

Die Spannungsamplitude bei der Oberwelle  $U_2$  und die Phase zwischen der Grund- und Oberwellenspannung  $\varphi$  stellt sich automatisch so ein, dass eine Kompensation für beliebige Werte der Lastimpedanz bei der Oberwelle möglich ist ( $-Y_{D_2} = Y_{L_2}$ ). Für eine Leistungsoptimierung von Oberwellen-Oszillatoren ist es ausreichend, dass die Werte bei den jeweiligen Impedanzen in etwa bekannt sind, bei der sich der optimale Betriebspunkt für den Oszillator einstellt (siehe Gl. 3.5).

$$P_{D_M}(U_n, f_n) \stackrel{!}{=} \max. \Rightarrow \{f_n, U_n\} \Rightarrow \{Z_{Dn,opt}\} \quad 3.5$$

für  $n \in \mathbb{N}$

Dieser optimale Oberwellenbetrieb wird dadurch erreicht, dass das Bauelement mit den „richtigen“ Lastimpedanzen abgeschlossen wird. Eine exakte Beschreibung des dynamischen Verhaltens eines Oszillators für beliebige Resonatorkonfigurationen ist demnach zunächst von untergeordneter Bedeutung.



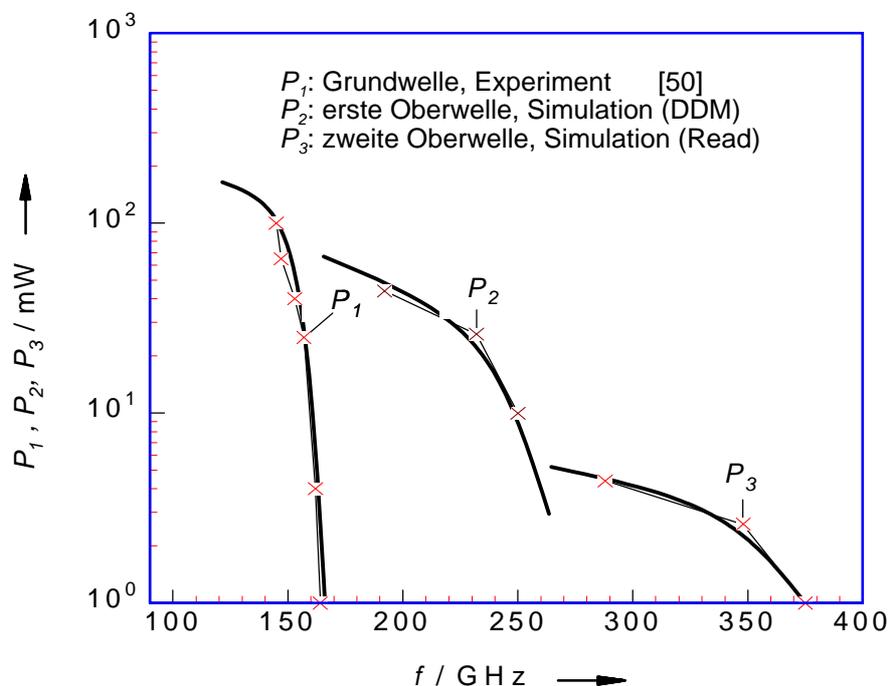
**Abbildung 3.6:** HF-Leistungen für verschiedene Lastimpedanzen bei 232 GHz. Die theoretische Berechnung der HF-Leistungen nach Gleichung 2.38 bestätigt das experimentelle Ergebnis. (Diodentyp B, Tabelle 10, Seite 62)

Es genügt die Kopplung zwischen der ersten Harmonischen (Grundwelle) und der zweiten Harmonischen (erste Oberwelle) zu berücksichtigen. Diese Annahme wird dadurch gerechtfertigt, dass das induktive Verhalten der Resonator-Lastimpedanz bei den höheren Harmonischen sehr hohe Impedanzwerte erreicht und somit keine hohen HF-Leistungen ausgekoppelt werden.

Ausgehend vom Ersatzschaltbild bei der Oberwelle kann die abgegebene HF-Leistung für beliebige Lastimpedanzen nach Gleichung 2.38 analytisch bestimmt werden. In der Abbildung 2.10 erkennen wir den grafischen Zusammenhang von abgegebener HF-Leistung als Funktion der Lastimpedanz. Für beliebige Lastimpedanzen kann HF-Leistung abgegeben werden. Jedoch muss zum Erreichen der maximalen Ausgangsleistung die Bedingung der Leistungsanpassung nach Gleichung 2.37 erfüllt werden. Dieser einfache Zusammenhang stimmt mit den experimentell ermittelten Werten sehr gut überein.

### 3.3 Vergleich: Grundwellenbetrieb – Oberwellenbetrieb

Für die Diodenstruktur aus der Tabelle 9 auf Seite 61 ist das Leistungsverhalten der Lawinenlaufzeitdioden als Funktion der Frequenz für den Grundwellenbetrieb und den Oberwellenbetrieb bei der ersten und zweiten Oberwelle in der Abbildung 3.7 dargestellt.



**Abbildung 3.7:** Hochfrequenz-Ausgangsleistungen einer Lawinenlaufzeitdiode (Diodentyp A, Tabelle 9, Seite 61) im Grundwellenbetrieb und im Oberwellenbetrieb (ersten und zweiten Oberwelle) mit  $j_0 = 50 - 60 \text{ kA/cm}^2$ ,  $D_D = 20-25 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $U_0 = 10 \text{ V}$ ,  $T_0 = 500 \text{ K}$

Im Grundwellenbetrieb muss das aktive Bauelement die Verluste kompensieren. Es ergibt sich hierfür eine obere Frequenzgrenze von etwa 170 GHz. Falls das Bauelement bei der Grundwelle schwingt, kann ebenfalls Oberwellenleistung bei den n-ten Harmonischen an die Last abgegeben werden. Daraus folgt weiter, dass eine Frequenzbegrenzung sowohl für den Grundwellenbetrieb als auch für den n-ten Oberwellenbetrieb resultiert<sup>10</sup>.

In Abbildung 3.7 sind die Hochfrequenzleistungen für den Grund- und Oberwellenbetrieb dargestellt. Dabei ist immer die gleiche Diodenstruktur gewählt worden (Diodentyp A, Tabelle 9, Seite 61). Für kleinere Frequenzen sind die Flächen und damit auch die eingepprägten Gleichstromdichten entsprechend angepasst worden. Für den Grundwellenbetrieb handelt es sich um experimentelle Ergebnisse. Beim Oberwellenbetrieb sind es hingegen die theoretisch erreichbaren HF-Leistungen, welche im optimalen Betriebszustand den angegebenen Werten entsprechen.

---

<sup>10</sup> Es besteht aber keine Frequenzbegrenzung für den Oberwellenbetrieb im Allgemeinen, da Oberwellenleistung bei beliebigen Harmonischen abgegeben werden kann.

## 4 Resonator

Für die Realisierung von Hochfrequenz-Oszillatoren oberhalb von 30 GHz haben sich Hohlleiter-Aufbauten gegenüber den planaren Oszillatorschaltungen erfolgreich durchgesetzt [11,12]. So treten in der Hohlleitertechnologie im mm-Wellenbereich wesentlich geringere Resonatorverluste als bei planaren Oszillatorschaltungen auf. Zusätzlich ist für die Abstimmung der Lastimpedanz über die Einbauhöhe  $H$ , den Scheibendurchmesser  $D_{Sch}$ , den Stempeldurchmesser  $D_S$  und den Kurzschluss-Schieber eine unkomplizierte Realisierung des Resonators möglich. Außerdem können Diamantwärmesenken relativ einfach integriert werden, um einen Betrieb der IMPATT-Oszillatoren bei hohen Gleichstromdichten zu ermöglichen. Herkömmliche Verfahren für die Wärmeabfuhr von monolithisch integrierten IMPATT-Oszillatoren sind Goldwärmesenken. Sie lassen jedoch wesentlich geringere Gleichstromdichten im Vergleich mit den Diamantwärmesenken zu [64].

Für eine Realisierung eines Oberwellen-Resonators können viele wesentliche Merkmale des Grundwellen-Resonators auf den Oberwellen-Resonator übertragen werden (Tabelle 6).

	$R_L$	$X_L$
Einbauhöhe $H \uparrow$	$\uparrow$	$\uparrow$
Scheibendurchmesser $D_{Sch} \uparrow$	$\uparrow$	$\uparrow$
Stempeldurchmesser $D_S \uparrow$	geringer Einfluss	geringer Einfluss
variabler Kurzschluss-Schieber (siehe Abbildung 4.13)	resonantes Verhalten	resonantes Verhalten

**Tabelle 6:** Verhalten des Lastwiderstandes bei einem typischen Scheiben-Resonator nach Abbildung 4.1 (ohne integrierten zweiten Kurzschluss-Schieber)

Das grundsätzliche Verhalten der Lastimpedanz bei einer Änderung der Einbauhöhe oder des Scheibendurchmessers ist somit bekannt. Die optimale Lastimpedanz für einen Grundwellen-Oszillator zum Erreichen der maximalen HF-Ausgangsleistung bei einer vorgegebenen Frequenz kann somit über den Grundwellen-Resonator eingestellt werden.

Für den Oberwellen-Oszillator muss gleichzeitig der reaktive Abschluss bei der Grundwelle und die Leistungsanpassung bei der Oberwelle erfüllt sein, damit das

aktive Bauelement bei der Oberwelle maximale HF-Leistung abgeben kann (siehe Tabelle 7).

erfüllt werden muss:	angestrebt wird:
<ul style="list-style-type: none"> <li>Grundwelle muss anschwingen (Pumpamplitude)</li> </ul> $Z_{D_1} + R_{V_1} + Z_{L_1} = 0$	<ul style="list-style-type: none"> <li>reaktiver Abschluss bei der Grundwelle</li> </ul> $R_{L_1} = 0$ $X_{L_1}(f) = -X_{D_1}(f)$
<ul style="list-style-type: none"> <li>Schwingbedingung nur bei „einer“ ausgezeichneten Grundwellen-Frequenz</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>Leistungsanpassung bei der Oberwelle</li> </ul> $Y_{L_2} = \left( Y_{D_2} + \frac{1}{R_{V_2}} \right)^*$

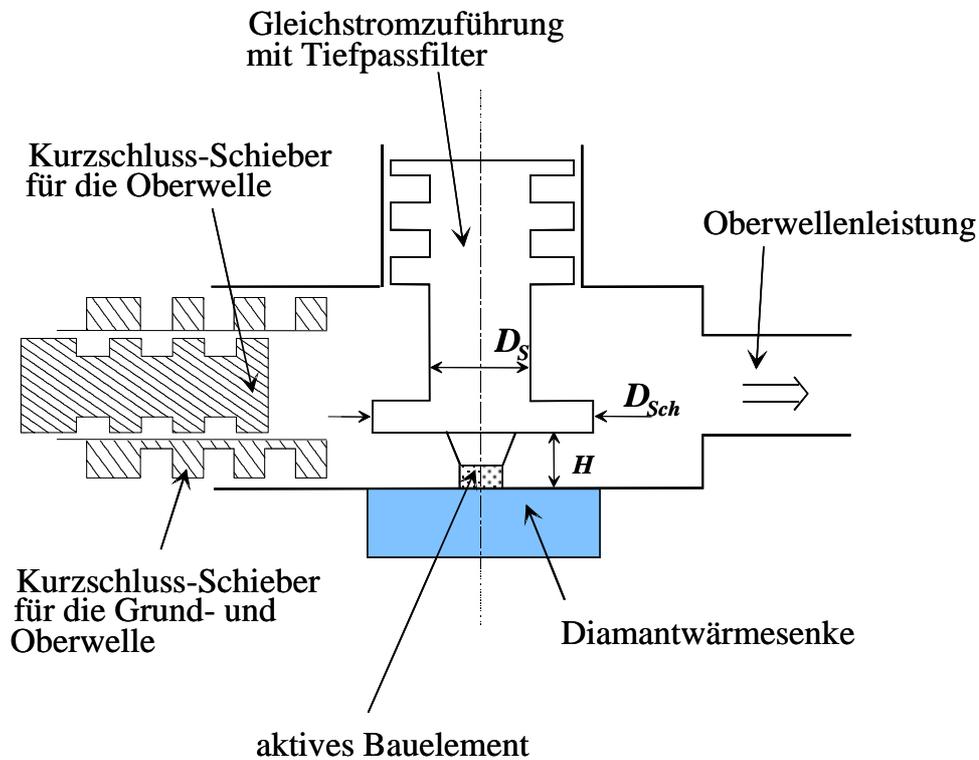
**Tabelle 7:** Kriterien für den Entwurf eines Oberwellen-Resonators

Von entscheidender Bedeutung für einen optimalen Oberwellenbetrieb ist demzufolge die Forderung nach einer gleichzeitigen Impedanzanpassung sowohl bei der Grundwelle als auch bei der Oberwelle, denn nur in diesem Betriebszustand kann das Bauelement seine maximale Hochfrequenzleistung bei der Oberwelle an die Last abgeben.

Hierfür wurden vor allem für Gunn-Elemente im Oberwellenbetrieb verschiedene Konzepte entwickelt, welche aufgrund der Größe der verwendeten Hohlleiterstrukturen jedoch nicht in gleicher Form für Frequenzen oberhalb von 200 GHz realisiert werden konnten [65,66,67]. Der Wunsch war eine entkoppelte Abstimmmöglichkeit für die Lastimpedanzen bei der Grund- und Oberwelle. Dies konnte zumindest teilweise dadurch erreicht werden, dass sowohl für die Lastimpedanz bei der Grund- als auch für die Oberwelle eine Resonanzstruktur konzipiert wurde, die zusätzlich zum konventionellen Kurzschluss-Schieber weitere Abstimmöglichkeiten besaß.

Barth entwickelte für den Oberwellenbetrieb von Gunn-Elementen einen Hohlleiter-Resonator, bei dem die Oberwellen-Lastimpedanz getrennt von der Grundwelle durch einen zweiten Kurzschluss-Schieber abgestimmt wird (siehe Abbildung 4.1). Im Kurzschluss-Schieber wurde für die Abstimmung bei der Grundwelle ein weiterer Kurzschluss-Schieber integriert, der bei einer entsprechenden Variation der

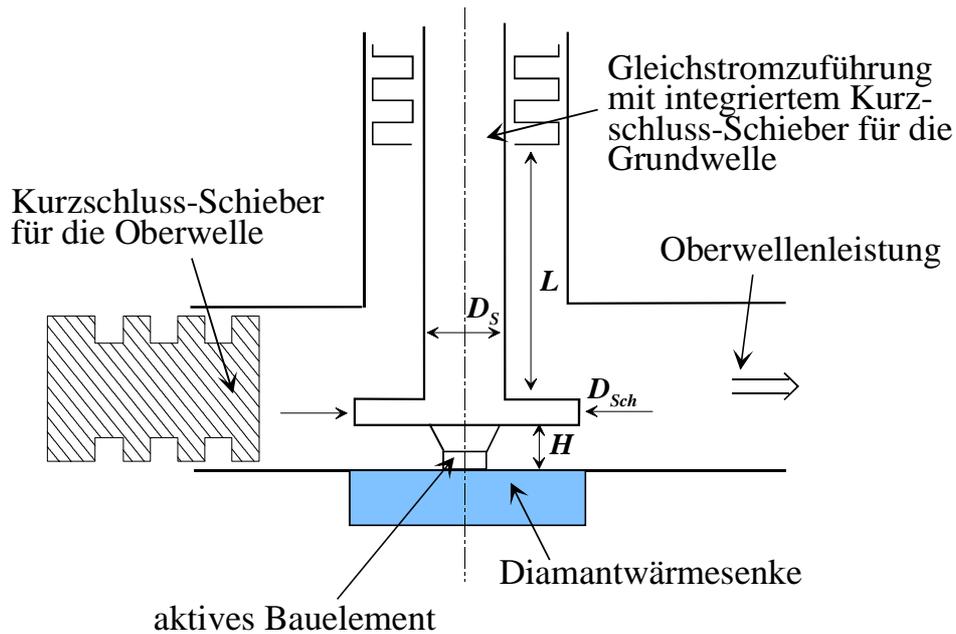
Kurzschluss-Schieber-Stellung nur die Oberwellen-Lastimpedanz aber nicht die Grundwellen-Lastimpedanz ändert. Dies kann dadurch erreicht werden, dass ein Wellenleiterstück innerhalb der Führung des zweiten Kurzschluss-Schiebers verwendet wird, der die Grundwelle nicht führt [65].



**Abbildung 4.1:** Schematische Darstellung der Resonator-Struktur für den Oberwellenbetrieb von Gunn-Elementen mit zwei Rechteck-Kurzschluss-Schiebern (nach Barth)

Eine teilweise getrennte Abstimmung von Grund- und Oberwellen-Lastimpedanz kann aber auch durch einen Resonator realisiert werden, der grundsätzlich die Grundwelle nicht führt. Ein koaxialer Kurzschluss-Schieber bei der Gleichstromzuführung kann die Grundwelle beeinflussen, da dieser Wellenleiter keine cut-off Frequenz besitzt.

Der schematische Aufbau ist in Abbildung 4.2 dargestellt und zeigt in der Gleichstromzuführung den integrierten Kurzschluss-Schieber für die Grundwelle.



**Abbildung 4.2:** Verwendete Resonator-Struktur nach Rydberg mit einem Rechteck-Kurzschluss-Schieber und einem Koaxial-Kurzschluss-Schieber. Die Grundwelle ist in dieser Struktur nicht ausbreitungsfähig.

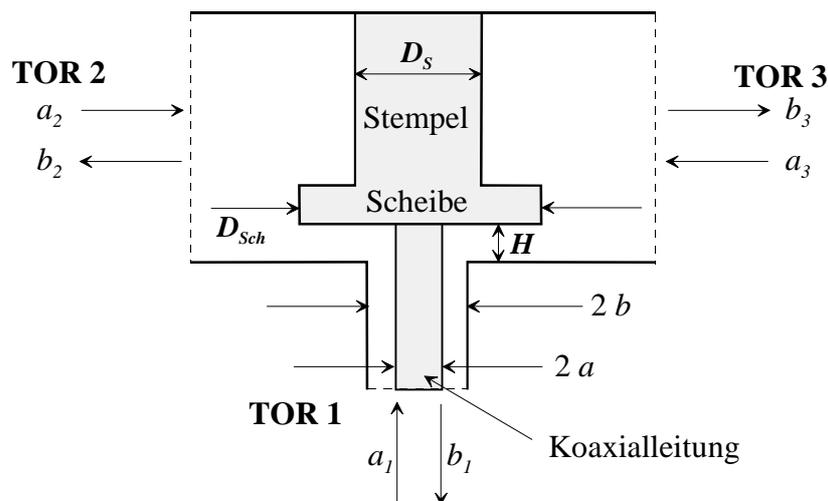
## 4.1 Berechnungsverfahren

Für die Bestimmung der Lastimpedanz wird das kommerzielle Finite-Elemente-Programm HP-HFSS verwendet [68]. Mit einer Aufteilung der gesamten Resonator-Struktur in finite Elemente wird zunächst eine Feldlösung für die einzelnen Tetraeder angegeben (Elementengleichungen). Mit der Zusammenfassung der einzelnen Elemente zum System resultiert die Systemgleichung. Unter Berücksichtigung der Randbedingungen erfolgt die Auflösung des linearen Gleichungssystems für die elektrische und magnetische Feldverteilung. Daraus werden die Streumatrizen für die gewünschten Moden bei der vorgegebenen Frequenz ermittelt. Über die Hohlleiteranschlüsse werden die Tore definiert. Dabei ist darauf zu achten, dass die Hohlleiteranschlüsse eine ausreichende Länge haben, damit die evaneszenten Moden abgeklungen sind. Am Hohlleiter-Tor wird nur der Grundmodus berücksichtigt. Ein Problem ergibt sich jedoch bei dieser Berechnungsmethode! Für die Bestimmung der Lastimpedanz am Ort der Diode wäre die Definition eines Radialleitungstores zweckmäßig.

In den analytischen Berechnungsverfahren für die elektrische und magnetische Feldverteilung und den daraus resultierenden Impedanzen ist es sehr wohl möglich, ein Radialleitungstor zu definieren [69]. Die analytischen Verfahren können jedoch nur sehr schwierig die Hohlleiterwände mit berücksichtigen, welche die ideale Radialleitung stören. Die Impedanzen für realistische Strukturen können dabei nur in etwa abgeschätzt werden [70,71,72].

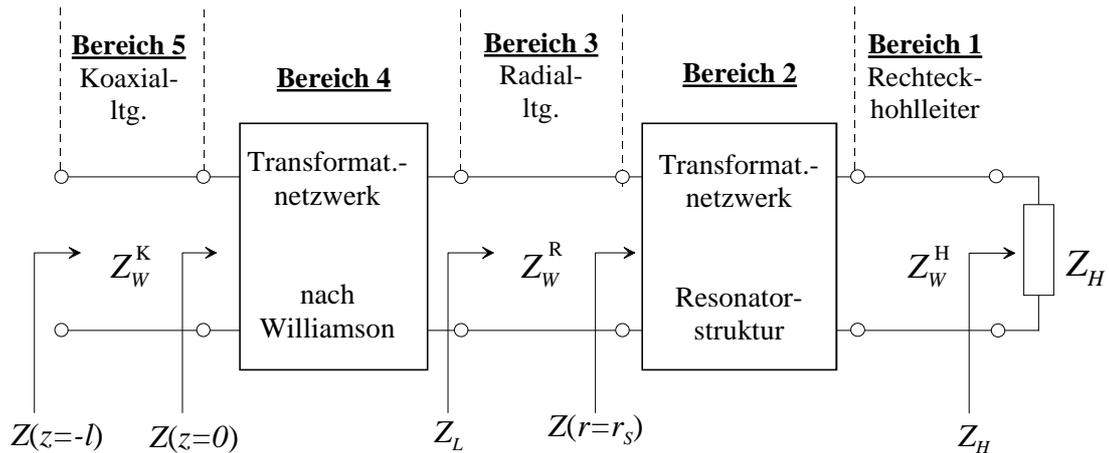
Frühere messtechnische Verfahren zur Bestimmung der Lastimpedanz am Ort der Diode sind mit einem Koaxialleitungsanschluss nach Abbildung 4.3 durchgeführt worden. Mittels S-Parametermessungen wird der Reflektionsfaktor  $\rho$  am Koaxialleitungstor bestimmt. Das Koaxialleitungstor wird um die Länge der Koaxialleitung zum Hohlleiterboden transformiert. Mit einer weiteren Transformation vom Koaxialleitungstor zum Radialleitungstor nach Williamson kann die Lastimpedanz bestimmt werden [73,74]. In Abbildung 4.4 sind die einzelnen Transformationsschritte von links nach rechts bis  $Z_L$  dargestellt.

Dieses messtechnische Verfahren ist für die numerische Impedanzbestimmung mit HP-HFSS ebenfalls herangezogen worden. Am Hohlleiterboden wird eine Koaxialleitung angebracht, die über eine bestimmte Länge verfügen muss, damit die höheren Moden abgeklungen sind und sich somit ein eindeutiges Modenbild am Ende der Koaxialleitung ergibt. Untersuchungen haben gezeigt, dass eine Transformation von der Koaxialleitung zur Radialleitung im Verhältnis 1:1 besteht, falls der Wellenwiderstand der Koaxialleitung in etwa  $20 \Omega$  beträgt. Der Innendurchmesser der Koaxialleitung soll dabei dem Durchmesser des aktiven Bauelementes entsprechen. Anderenfalls muss eine analytische Transformation von der Koaxialleitung zur Radialleitung nach Williamson durchgeführt werden.



**Abbildung 4.3:** Einführung einer Koaxialleitung zur Definition eines Tores für die Bestimmung der Lastimpedanz

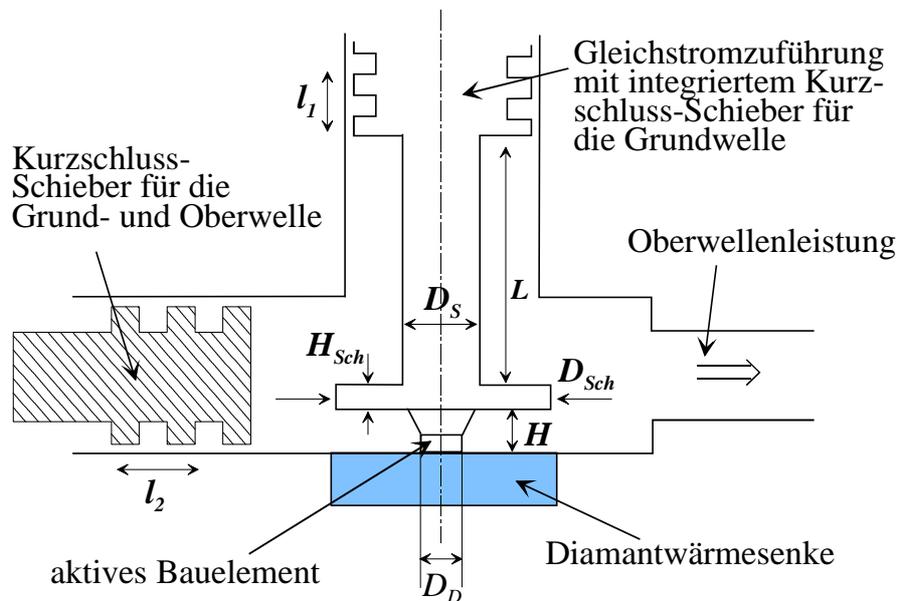
In Abbildung 4.4 ist die Transformation der Lastimpedanz dargestellt. Der reflexionsfrei abgeschlossene Hohlleiterausgang transformiert die Last zum Resonator. Mit Hilfe der Resonator-Struktur wird die hochohmige Lastimpedanz auf die niederohmige Diodenimpedanz transformiert.



**Abbildung 4.4:** Ersatzschaltbild des Radialleitungs-Resonators mit dem Transformationsnetzwerk einer Radial-Koaxialleitungsverbindung nach Williamson

Es muss jedoch berücksichtigt werden, dass diese Koaxialleitung sehr wohl auch zu einer Störung der elektromagnetischen Feldverteilung innerhalb der Resonatorstruktur führt und somit das Ergebnis verfälschen kann. Es sind jedoch zahlreiche Impedanzbestimmungen mit diesem Verfahren durchgeführt worden, die eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den theoretischen und den experimentellen Ergebnissen zeigen.

Die bei den Experimenten vorwiegend verwendete Struktur ist schematisch in Abbildung 4.5 dargestellt.

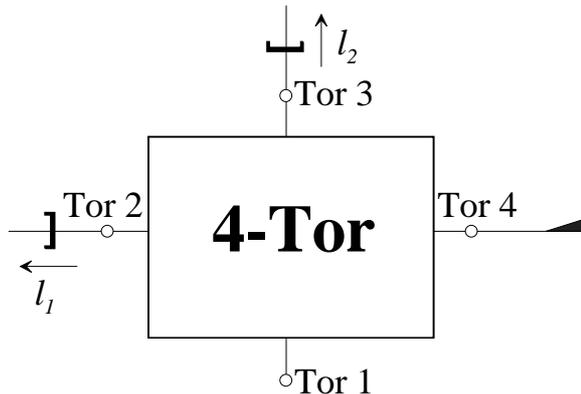


**Abbildung 4.5:** Schematische Darstellung eines D-Band Resonators mit einem Rechteck-Kurzschluss-Schieber und einem diskret veränderlichen coaxialen Kurzschluss-Schieber

Hierfür sind 4-Tore (bzw. 3-Tore) berechnet worden. Das analytische Verfahren implementiert zwei Kurzschluss-Schieber (bzw. ein Kurzschluss-Schieber) und einen reflexionsfreien Abschluss.

Durch den rekursiven Abschluss der Tore nach Gleichung 4.6 erfolgt eine Reduktion des 4-Tores (3-Tores) auf ein 1-Tor [75].

$$S_{\text{ges}} = S_{11}^{(1)} + S_{12}^{(1)} \circ \left( E - S^{(2)} \circ S_{22}^{(1)} \right)^{-1} \circ S^{(2)} \circ S_{21}^{(1)} \quad 4.6$$



Kurzschluss-Schieber:

$$b_2 = -e^{-j2\beta l_1} \cdot a_2$$

$$b_3 = -e^{-j2\beta l_2} \cdot a_3$$

reflexionsfreier Abschluss:

$$a_4 = 0$$

**Abbildung 4.6:** Abschluss des 4-Tores mit 2 Kurzschluss-Schiebern und einem reflexionsfreien Abschluss. Am Tor 1 wird der Reflexionsfaktor und somit auch die Impedanz bestimmt.

Zum Schluss ergibt sich der gesuchte Reflexionsfaktor  $\rho$  am Ort der Diode ( $S^{IxI} = \rho$ ). Mit Gleichung 4.7 wird die Lastimpedanz für die Diode bestimmt.

$$Z_L = Z_W^K \frac{1 + \rho}{1 - \rho} \quad 4.7$$

Damit können die wichtigsten Eigenschaften des Resonators, wie das Frequenzverhalten und das Kurzschluss-Schieberverhalten, untersucht werden.

## 4.2 Eigenschaften, Annahmen und Schlussfolgerungen

Für die verwendeten Resonatoren sind folgende Eigenschaften wichtig:

- **Linearität**

Falls sämtliche Materialparameter (Leitfähigkeit  $\sigma$ , relative Dielektrizitätszahl  $\epsilon_r$ , relative Permeabilitätszahl  $\mu_r$ ) nicht von der Feldstärke abhängen, kann der Resonator als lineares System beschrieben werden.

Daraus resultiert eine analytische Verknüpfung zwischen der Resistanz und der Reaktanz über die Hilbert-Transformation. Dieser Zusammenhang kann jedoch nur mit der Kenntnis des gesamten Frequenzbereiches benützt werden [76].

- **Skalierbarkeit**

Die Skalierbarkeit des Systems ergibt sich direkt aus den Maxwell'schen Gleichungen. Sehr häufig wird das Maxwell'sche Gleichungssystem in normierter Form bei numerischen Methoden verwendet.

Damit ergibt sich ebenfalls, dass bei einer Änderung der Struktur und der Wellenlänge  $\lambda$  um den Faktor  $\alpha$  die Impedanzen am Ort der Diode gleich bleiben. Deswegen verhalten sich die untersuchten Strukturen bei einem Wechsel der verwendeten Resonator-Struktur vom D-Band auf das G-Band ähnlich.

Als Oberwellen-Resonatoren sind vorwiegend D-Band Resonatoren verwendet worden. Damit konnte zunächst die wichtige messtechnische Charakterisierung der Bauelemente im Grundwellenbetrieb durchgeführt werden.

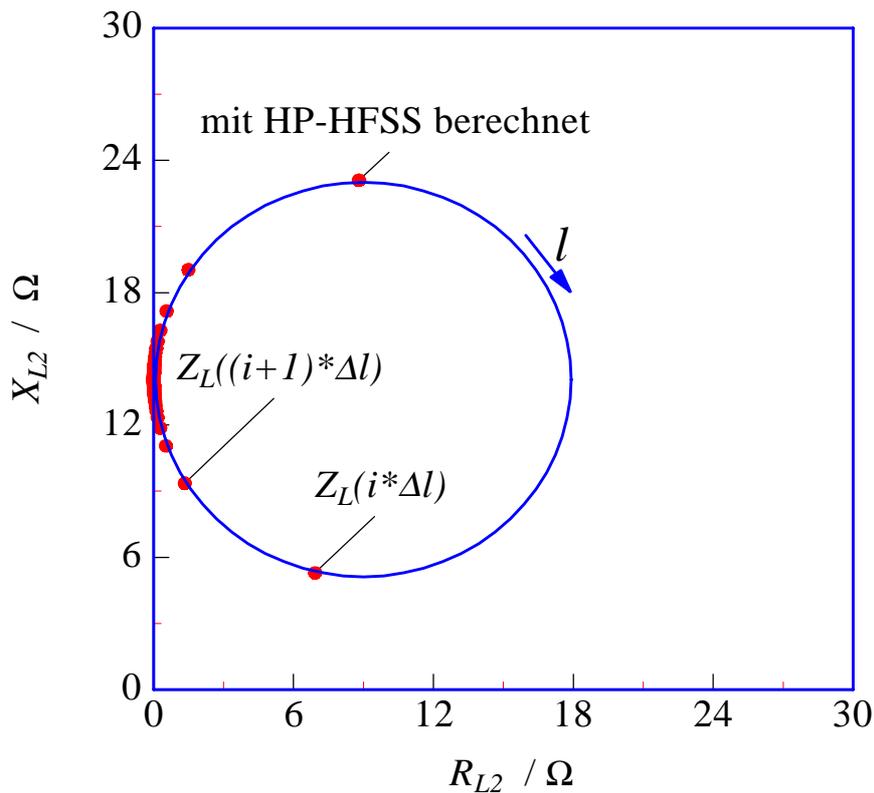
Anschließend wurde an den gleichen Resonator ein entsprechendes Wellenleiterstück (Taper) angeschlossen, so dass die Grundwelle nicht mehr geführt wird. Damit ist der notwendige reaktive Abschluss für das Bauelement im Oberwellenbetrieb in einfacher Weise realisiert worden. Eine einfachere feinmechanische Fertigung und eine bessere Handhabung der Resonatoren waren hierbei ebenfalls sehr vorteilhaft (siehe Abbildung 4.5).

- **konforme Abbildung**

Nach Gleichung 4.7 wird eine konforme Abbildung von der komplexen  $\rho$ -Ebene in die komplexe  $Z$ -Ebene definiert. Dabei werden Kreise in Kreise abgebildet (Möbius-Abbildung). Die dargestellte Impedanzkurve nach Abbildung 4.7 ist ein Kreis mit dem Abstand des Kurzschluss-Schiebers als Kurvenparameter [77].

Die Variation der Stellung des Kurzschluss-Schiebers wurde äquidistant durchgeführt ( $\Delta l = \text{konst}$ ) und die Punkte sind mit HP-HFSS berechnet worden. Die durchgezogene Linie ergibt sich nach der Kreisgleichung, die mit drei beliebigen Punkten aus den HP-HFSS Rechnungen bestimmt wurden.

Mit der Darstellung in Abbildung 4.7 wird ebenfalls die Abhängigkeit der Lastimpedanz  $Z_{L2}$  vom Kurzschluss-Schieber verdeutlicht. Eine Änderung um  $\Delta l$  in der Nähe der Resonanz bewirkt eine starke Veränderung von  $R_{L2}$  und  $X_{L2}$ .



**Abbildung 4.7:** Darstellung der Lastimpedanz bei 232 GHz in der komplexen Impedanz-Ebene. Der freie Parameter ist der Abstand des Kurzschluss-Schiebers  $l$ . ( $H = 20 \mu\text{m}$ ,  $D_{Sch} = 790 \mu\text{m}$ ,  $D_S = 500 \mu\text{m}$ ,  $L = 700 \mu\text{m}$ ,  $H_S = 150 \mu\text{m}$ )

### 4.3 Einbautechnik

Für die Einbautechnik des aktiven Bauelementes sind folgende Kriterien wichtig:

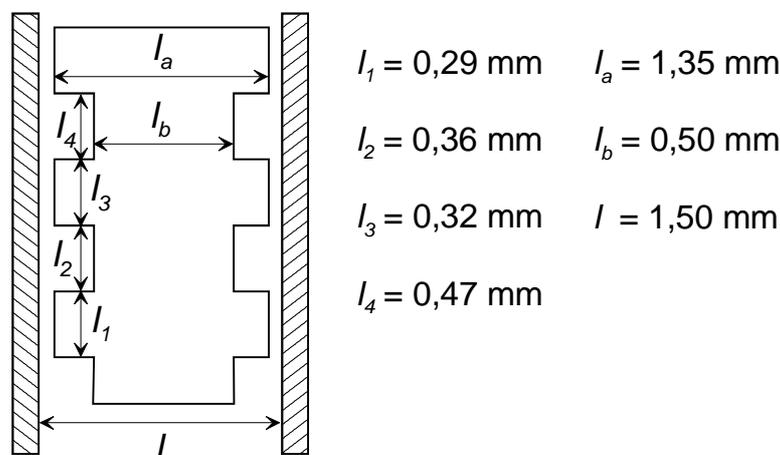
- **parasitärer Einbau des aktiven Bauelementes**
- **gute Wärmeabfuhr des aktiven Bauelementes**
- **reproduzierbarer Einbau des aktiven Bauelementes**
- **einfache Herstellung des Resonators**
- **einfache Einstellung der Lastimpedanz**

Die ersten Punkte stellen offensichtlich für alle elektronischen Schaltungen wichtige Bedingungen dar. Mit dem Kurzschluss-Schiebern kann nur eine geringe Variation der Lastimpedanz erzeugt werden. Die Transformation des Hohlraumwellenwiderstandes von etwa  $300 \Omega$  auf die benötigte Lastimpedanz von einigen  $1\text{-}10 \Omega$  muss über die Geometrie des Resonators und den dazugehörigen

Einbau realisiert werden<sup>11</sup>. Für die Oberwellen-IMPATT-Dioden müssen jedoch kleinere Dioden-Durchmesser prozessiert werden, so dass der Einbau wesentlich aufwendiger zu gestalten ist. Die Ergebnisse zeigen aber, dass der Einbau sehr wohl auch für den Dauerstrichbetrieb von Oberwellen IMPATT-Oszillatoren hervorragend geeignet ist. Somit können alle oben genannte Punkte, außer der gleichzeitigen Impedanzanpassung bei der Grund- und Oberwelle, erfüllt werden.

## 4.4 Tiefpass-Struktur

Für die Gleichstromzuführung wird eine koaxiale Zuleitung mit Tiefpass-Struktur für die Grund- und Oberwelle verwendet, damit die generierte HF-Leistung vom aktiven Bauelement nicht über die Gleichstromzuführung ausgekoppelt wird.

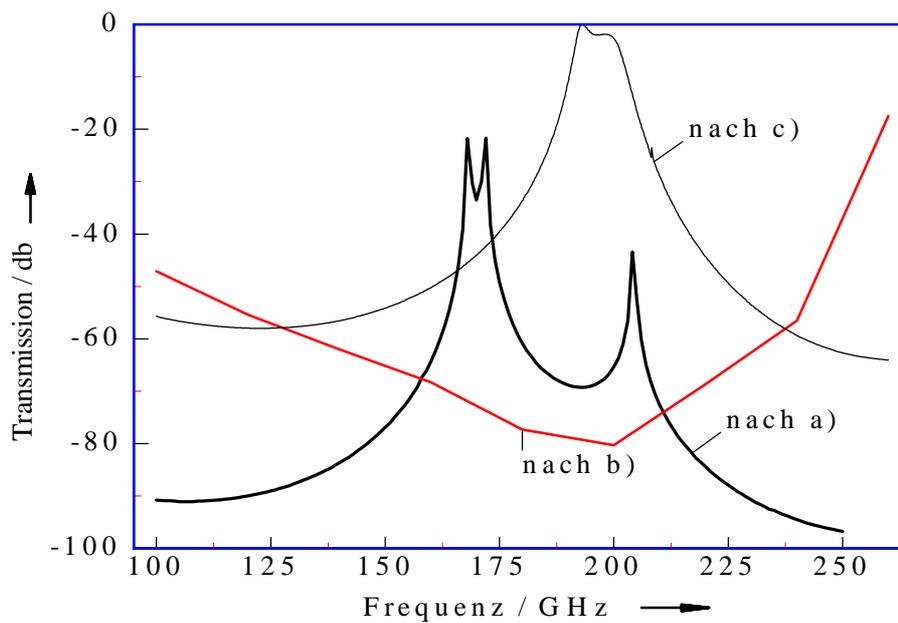


**Abbildung 4.8:** Gleichstromzuführung mit Tiefpass-Struktur für die Frequenzsperrungen bei der Grundwellenfrequenz von 125 GHz und bei der Oberwellenfrequenz von 250 GHz

Das Filter muss die Gleichleistung einkoppeln und die HF-Leistung bei der Grund- und Oberwelle reflektieren. Ein effizienter Tiefpass-Filter nach Carlstrom ist über eine entsprechende Skalierung seiner Struktur für die Frequenzen bei der Grund- und Oberwelle des IMPATT-Oszillators realisiert worden [66]. Ein Querschnitt der Tiefpass-Struktur ist in Abbildung 4.8 abgebildet.

Die Transmission ist in Abhängigkeit von der Frequenz mit dem Simulationsprogramm „HP-HFSS“ bestimmt worden (siehe Abbildung 4.9).

<sup>11</sup> Die Einbauhöhe  $H$  ist dabei einer der wichtigsten Parameter zur Einstellung der Resonator-Lastimpedanz.



**Abbildung 4.9:** Transmissionsverhalten der obigen Tiefpass-Struktur im Frequenzbereich von 125 GHz bis 250 GHz a) nach Carlstrom b) nach Barth c) Grundwellen-Tiefpass-Filter für 120 GHz

Nach Abbildung 4.9 ermöglicht die Tiefpass-Struktur nach Carlstrom das beste Doppelbandsperrverhalten. Aber auch die Tiefpass-Struktur nach Barth besitzt eine ausreichende Frequenzsperre bei der Grund- und Oberwellenfrequenz, bei der eine Transmissionsdämpfung von über 30 dB erreicht wird [65]. Abgesehen vom typischen Filter für den Grundwellen-Oszillator, das aus  $\lambda/4$ -Abschnitten zusammengesetzt ist, wird bei etwa 200 GHz fast die gesamte HF-Leistung über die Gleichstromzuführung ausgekoppelt.

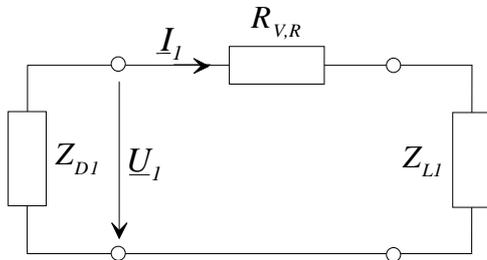
## 4.5 Resonator-Simulationen

Für den Oberwellen-Resonator werden die angegebenen Design-Kriterien nach Tabelle 7 angestrebt. Die Untersuchungen sind dabei mit einem kommerziellen Finite-Elemente-Programm (HP-HFSS) durchgeführt worden. Die wichtigsten Ergebnisse sind in diesem Unterkapitel zusammengefasst.

### 4.5.1 Verluste

Um die Verluste zu bestimmen, wird die vergoldete Resonator-Struktur mit einer endlichen Leitfähigkeit berücksichtigt ( $\sigma_{Au} = 4,5 \cdot 10^7 \text{ S/m}$ ). Aus den Simulationen des verlustbehafteten Resonators resultiert eine nicht unitäre S-Matrix [75]. In der Abbildung 4.10 ist das elektrische Ersatzschaltbild bei der Grundwelle dargestellt. Mit dem Leitungskonzept (Betrachtung über Wellenamplituden) wird eine

Leistungsbilanz für das 3-Tor durchgeführt. Das Tor 2 wird mit einem Kurzschluss-Schieber abgeschlossen. Dabei reduziert sich das 3-Tor auf ein 2-Tor. Mit  $a_1 = 1\sqrt{W}$  und  $a_2 = 0$  ergibt sich die Bestimmungsgleichung für den Verlustwiderstand des Resonators nach Gleichung 4.8 bei 140 GHz zu etwa  $0,13 \Omega$  (siehe Abbildung 4.3).



eingekoppelte Leistung:

$$P_1 = |a_1|^2 - |b_1|^2 = \frac{1}{2} |I_1|^2 (R_{V,R} + R_L)$$

an die Last abgegebene Leistung:

$$P_{HF} = |b_2|^2 = \frac{1}{2} |I_1|^2 R_L$$

$$\frac{P_{HF}}{P_1} = \frac{|S_{21}|^2}{1 - |S_{11}|^2} = \frac{R_L}{R_L + R_{V,R}}$$

Abbildung 4.10: Bestimmung der Verluste beim Resonator (3-Tor)

$$R_{V,R} = R_L \frac{1 - (|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2)}{1 - |S_{21}|^2} \quad 4.8$$

In Abbildung 4.11 ist das starke resonante Verhalten des Verlustwiderstandes gegenüber einer Variation des Kurzschluss-Schiebers dargestellt.

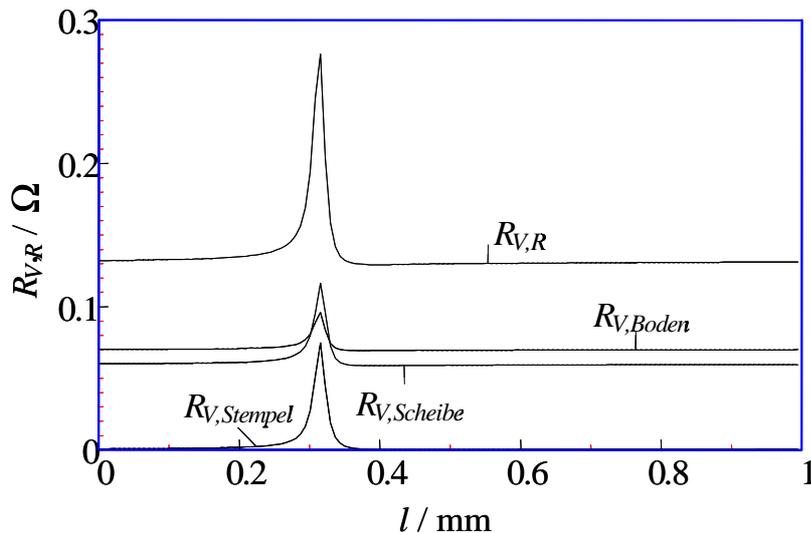
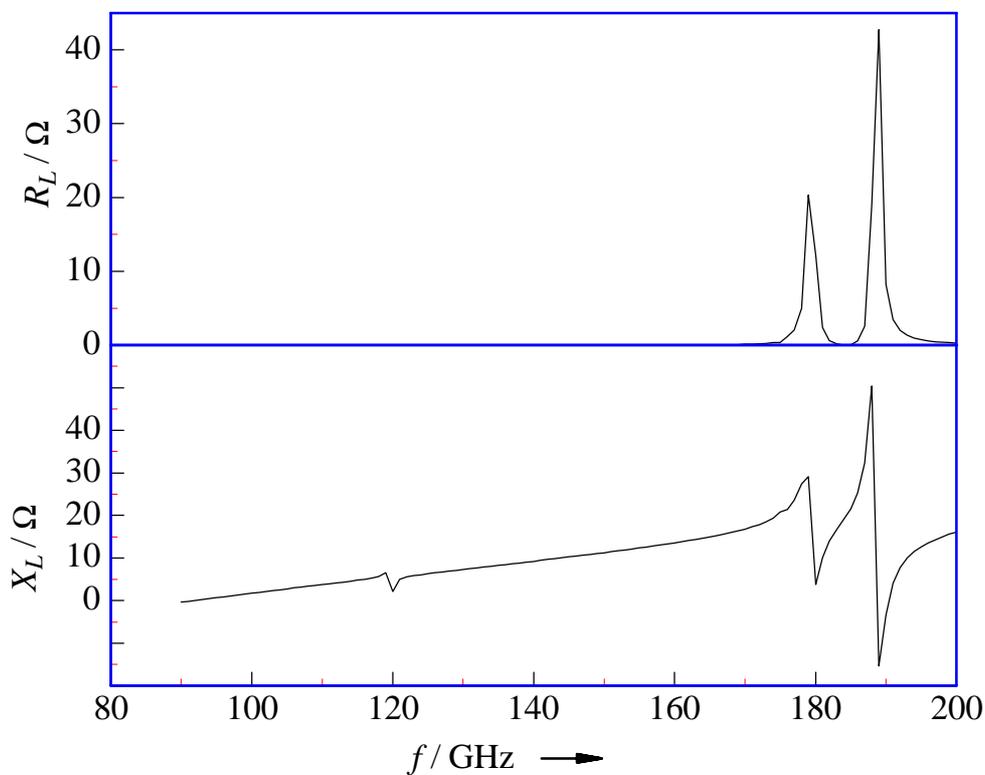


Abbildung 4.11: Verlustwiderstand und Lastimpedanz des Resonators bei 140 GHz

Der größte Verlustmechanismus tritt an Orten hoher elektrischer Feldstärke auf, da dort hohe Wandströme resultieren. Dies gilt insbesondere für den unteren Bereich der Scheibe.

## 4.5.2 Frequenzverhalten

Die Reaktanz der Lastimpedanz nimmt mit zunehmender Frequenz zu (Abbildung 4.12). Dieses nahezu induktive Verhalten eines Scheibenresonators widerspricht jedoch den Anforderungen eines Oberwellen-Resonators. Die Ergebnisse zeigen aber auch, dass die verwendeten Resonator-Strukturen ein sehr starkes Resonanzverhalten aufweisen, so dass bei diesen ausgewählten Frequenzen ein nahezu optimaler Oberwellenbetrieb gewährleistet werden kann.



**Abbildung 4.12:** Frequenzverhalten der Lastimpedanz eines D-Band Resonators für eine Kurzschluss-Schieberstellung ( $H = 32 \mu\text{m}$ ,  $D_S = 500 \mu\text{m}$ ,  $D_{SCH} = 800 \mu\text{m}$ ,  $H_{Sch} = 150 \mu\text{m}$ ,  $L = 750 \mu\text{m}$ )

Sowohl der reaktive Abschluss bei der Grundwelle (96 GHz) als auch die geforderte Leistungsanpassung bei der Oberwelle (192 GHz) können mit der realisierten Resonator-Struktur erfüllt werden.

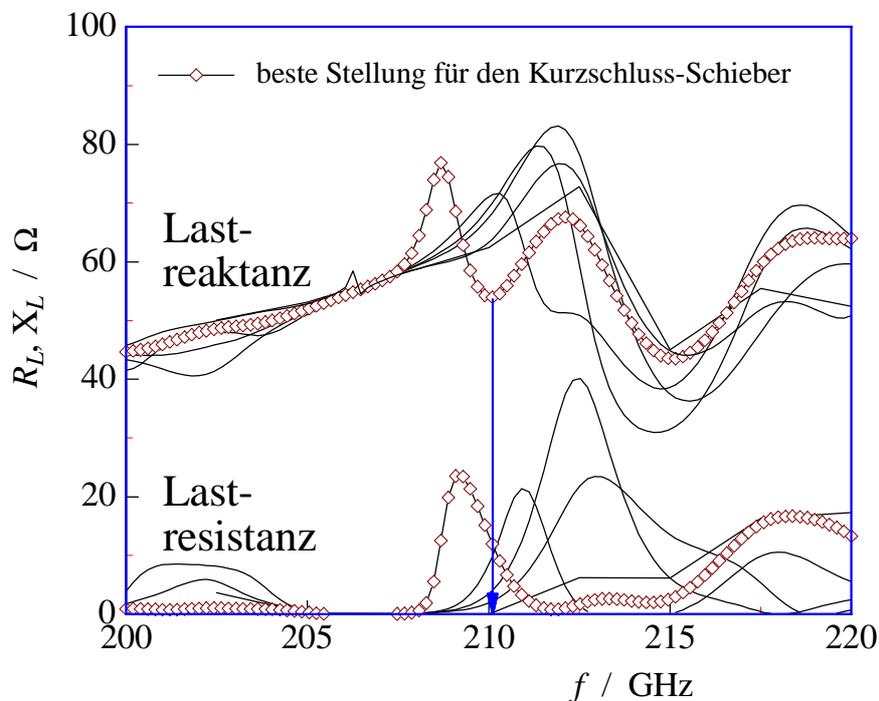
$f / \text{GHz}$	$D / \mu\text{m}$	$Z_{L_{1,\text{opt}}} / \Omega$	$Z_{L_{2,\text{opt}}} / \Omega$	$P_{L_{2,\text{max}}} / \text{mW}$	Diodentyp
192	29	$0 + j 6$	$0,7 + j 3$	44	A (Tabelle 9)
210	23	$0 + j 10$	$1,5 + j 4,4$	30	A (Tabelle 9)
232	27	$0 + j 6$	$1 + j 3$	30	B (Tabelle 10)
242	27	$0 + j 4$	$1,2 + j 1,9$	14	B (Tabelle 10)

**Tabelle 8:** Lastimpedanzen bei der Grund- und Oberwelle und den dazugehörigen Leistungen bei einem optimalen Oberwellenbetrieb

In der Abbildung 4.12 ist die Lastimpedanz über der Frequenz für eine konstante Kurzschluss-Schieber-Stellung dargestellt und in der Tabelle 8 sind die Lastimpedanzen für den optimalen Oberwellenbetrieb bei verschiedenen Frequenzen angegeben. Diese Lastimpedanzen werden im Experiment angestrebt.

### 4.5.3 Verhalten des Kurzschluss-Schiebers

Für die Feinabstimmung der Lastimpedanzen werden Kurzschluss-Schieber verwendet. Hierzu ist die Kenntnis über das Verhalten der Lastimpedanz bei einer Variation der Kurzschluss-Schieber-Stellung notwendig.



**Abbildung 4.13:** Lastimpedanz über der Frequenz für verschiedene Kurzschluss-Schieberstellungen aufgetragen ( $H = 30 \mu\text{m}$ ,  $D_{Sch} = 1000 \mu\text{m}$ ,  $D_S = 500 \mu\text{m}$ )

In der Abbildung 4.13 sind für verschiedene Stellungen des Kurzschluss-Schiebers die Last-Resistanz und die Last-Reaktanz eingezeichnet. Der Resonator entspricht einem typischen D-Band Scheibenresonator. Im Experiment ist eine HF-Leistung von 1 mW bei 210 GHz gemessen worden<sup>12</sup>. Eine Leistungsanpassung konnte mit dieser Struktur nicht erreicht werden. In der obigen Darstellung wird exakt bei 210 GHz mit einer ausgezeichneten Stellung des Kurzschluss-Schiebers ein Kompromiss zwischen hoher Resistanz und kleiner Reaktanz erreicht. Dort wird die Bedingung für Leistungsanpassung am besten erfüllt (210 GHz). Die Leistungsanpassung bei 215 GHz wäre sogar noch besser erfüllt als bei der gemessenen Frequenz von 210 GHz. Hierzu muss jedoch auch die Schwingbedingung bei der Grundwelle (107,5 GHz) erfüllt sein.

Damit das Bauelement bei der Grundwellenfrequenz von 107,5 GHz schwingt, müsste die Resonator-Struktur entsprechend geändert werden. Gleichzeitig würde sich aber auch für einen typischen D-Band Scheibenresonator eine Änderung bei der Oberwelle ergeben. Eine Entkopplung der Impedanzabstimmung (zwei Kurzschluss-Schieber) bietet hier eine realistische Lösung an, die bei den weiteren Experimenten verfolgt wurde.

---

<sup>12</sup> Das Experiment wurde mit drei elektrisch gekoppelten aktiven Bauelementen durchgeführt [46].

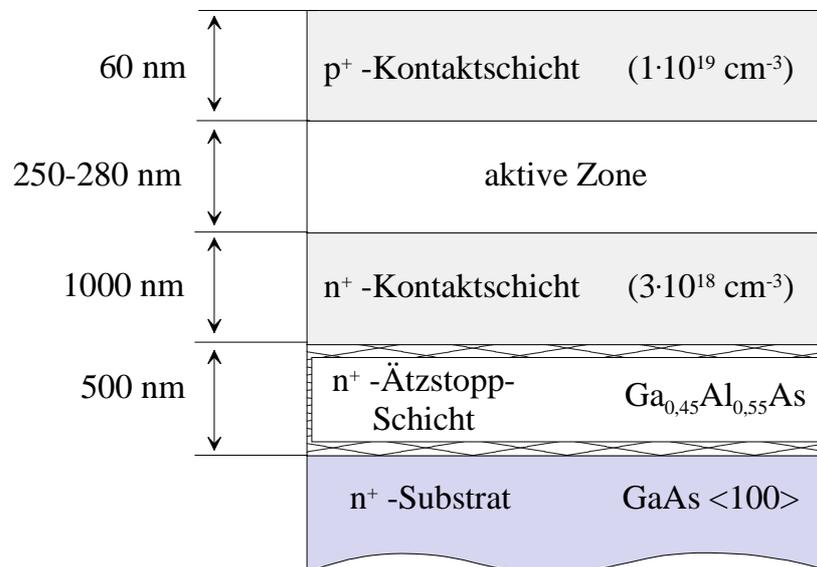
## 5 Technologie

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Prozess-Schritte für die Herstellung der Oberwellen-Oszillatoren erläutert. Die Halbleiterschichten für das Bauelement werden zunächst in einer Molekularstrahl-Epitaxieanlage (MBE) aufgewachsen. Daran schließt sich über Standard-Photo- und Ätzprozesse die Herstellung der Halbleiterbauelemente an. Danach wird über ein Thermokompressionsverfahren ein einzelnes Bauelement auf eine Diamantwärmesenke aufgebracht und in einen Hohlleiter-Resonator eingebaut.

Anschließend kann der Oszillator messtechnisch charakterisiert werden.

### 5.1 Epitaxie

Mit der am Lehrstuhl zur Verfügung stehenden MBE-Anlage (Riber 2300 R&D) können die optimierten Diodenstrukturen mit den geforderten Schichtdicken und den geforderten Dotierungen realisiert werden [78].



**Abbildung 5.1:** Schichtstruktur der Halbleiterscheibe (Wafer) für Frequenzen oberhalb von 200 GHz

In Abbildung 5.1 ist die Schichtstruktur einer Doppeldrift-Read-Diode mit den Kontaktschichten und der aktiven Zone dargestellt. Die Kontaktschichten werden so

hoch wie möglich dotiert. Für die Länge der Kontaktschichten muss jedoch ein Kompromiss gefunden werden.

- mechanische und thermische Stabilität des Bauelementes → lange Kontaktschichten.

Es muss verhindert werden, dass Kontaktmaterial während der Thermokompression oder auch während des Betriebes in die aktive Zone diffundiert.

- geringe Wärmeleitfähigkeit → kurze Kontaktschichten

Weitergehende Untersuchungen von Benz ergaben sogar, dass die dargestellten Kontaktschichten in Abbildung 5.1 noch um die Hälfte reduziert werden konnten [51].

In der Tabelle 9 ist die optimierte Diodenstruktur einer Read-Doppeldrift-Diode für den Grundwellenbetrieb bei 140 GHz angegeben (Diodentyp A). Die gleiche Diodenstruktur ist ebenfalls erfolgreich für den Oberwellenbetrieb bei einer Grundwellenfrequenz um 110 GHz verwendet worden.

n <sup>+</sup> - Kontakt	Drift- zone	Über- gangs- zone	Hochfeld- zone			Über- gangs- zone	Drift- zone	p <sup>+</sup> - Kontakt
1000	64	44	20	20	20	44	60	60
$4,5 \cdot 10^{18}$	$1,0 \cdot 10^{17}$	$5,0 \cdot 10^{17}$	$2 \cdot 10^{18}$	$2 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^{18}$	$5,0 \cdot 10^{17}$	$1,0 \cdot 10^{17}$	$5,0 \cdot 10^{19}$

**Tabelle 9:** Verwendete Diodenstruktur im Experiment (Diodentyp A). Die erste Zeile gibt die Längen der einzelnen Schichten in nm und die letzte Zeile die Dotierkonzentrationen der einzelnen Schichten in cm<sup>-3</sup> an.

Damit können die theoretischen Vorhersagen in Kapitel 2.4.1.5 bestätigt werden, bei der die optimale Driftzonenlänge für den Oberwellenbetrieb zwischen den optimalen Längen für den Grundwellenbetrieb bei der ersten und zweiten Harmonischen liegen muss.

In der Tabelle 10 ist eine weitere Diodenstruktur für höhere Frequenzen ( $\approx 240$  GHz) angegeben, die im Experiment verwendet wurde (Diodentyp B).

n <sup>+</sup> - Kontakt	Drift- zone	Über- gangs- zone	Hochfeld- zone			Über- gangs- zone	Drift- zone	p <sup>+</sup> - Kontakt
1000	56	35	20	20	20	35	52	60
$4,5 \cdot 10^{18}$	$2,5 \cdot 10^{17}$	$5,0 \cdot 10^{17}$	$2 \cdot 10^{18}$	$2 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^{18}$	$5,0 \cdot 10^{17}$	$2,5 \cdot 10^{17}$	$5,0 \cdot 10^{19}$

**Tabelle 10:** Verwendete Diodenstruktur im Experiment (Diodentyp **B**). Die erste Zeile gibt die Längen der einzelnen Schichten in nm und die letzte Zeile die Dotierkonzentrationen der einzelnen Schichten in  $\text{cm}^{-3}$  an.

Diese Struktur besitzt eine höhere Driftzonendotierung im Vergleich zu einer IMPATT-Diode, die im Dauerstrich-Grundwellenbetrieb eingesetzt werden würde. Daraus ergibt sich eine Vergrößerung der Nichtlinearitäten durch die zusätzliche Modulation der Raumladungsweite.

## 5.2 Bauelemente-Prozessierung

Die Prozess-Schritte für die Herstellung der Bauelemente sind in der Abbildung 5.2 dargestellt. Die verwendeten Chemikalien sind im Anhang B aufgelistet.

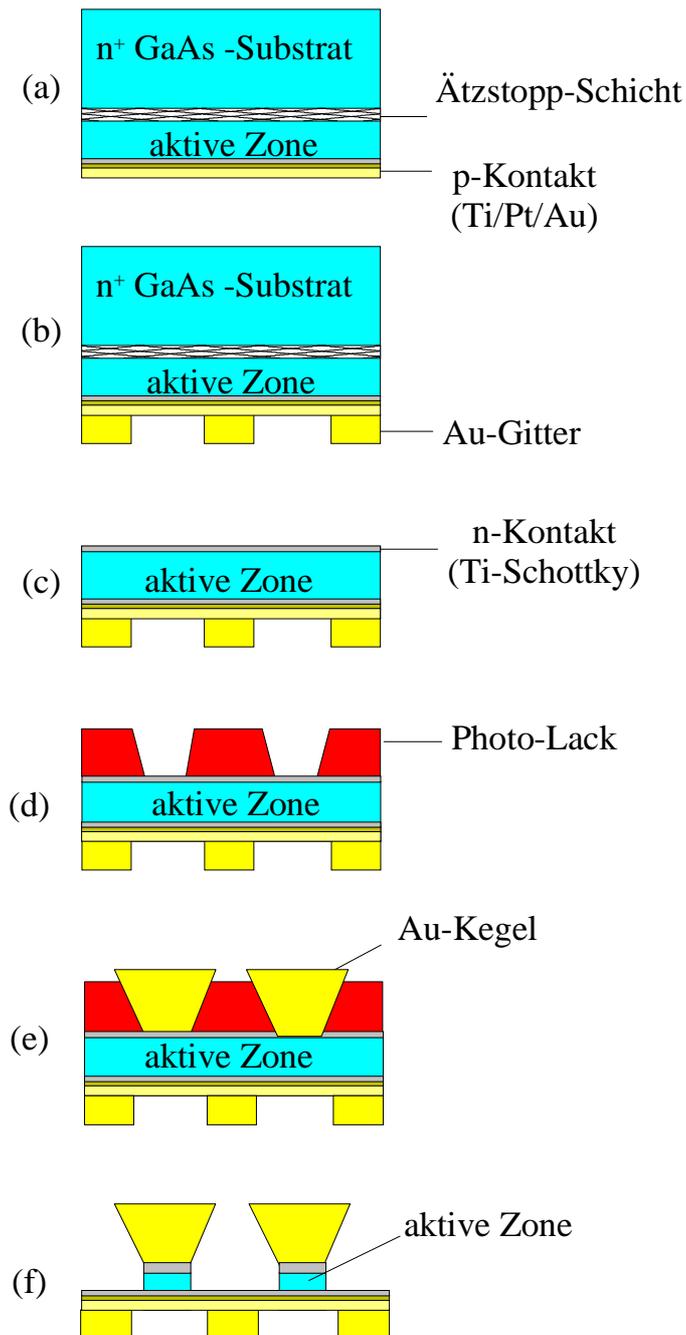
Zunächst wird auf die p<sup>+</sup>-Kontaktschicht Ti/Pt/Au (20/60/100 nm) aufgedampft, um einen ohmschen Kontakt zu realisieren (a). Danach wird für die Stabilisierung der Probe ein 8  $\mu\text{m}$  hohes Gold-Stützgitter aufgalvanisiert (b).

Anschließend wird die 6x6 mm große Probe auf einen  $\text{AlO}_2$ -Keramikträger geklebt. Als nächster Schritt folgt die chemische Entfernung des n<sup>+</sup>-Substrates bis zur Ätzstopp-Schicht mit einer Brom-Methanol Lösung (Br :  $\text{CH}_3\text{OH}$ , Volumenverhältnis 1:20) (c). Reste des Substrates werden bis zur Ätzstopp-Schicht mit einer selektiven Ätze für GaAs ( $\text{H}_2\text{O}_2$  :  $\text{NH}_4\text{OH}$ , Volumenverhältnis 19:1) entfernt. Die Ätzstopp-Schicht wird anschließend mit einer 50 %iger HF-Säure entfernt.

Um geringste Verunreinigungen zu entfernen, wird die darunter liegende n<sup>+</sup>-Kontaktschicht mit einer selektiven Ätze für GaAs ( $\text{H}_3\text{PO}_4$  :  $\text{H}_2\text{O}_2$  :  $\text{CH}_3\text{OH}$ , Volumenverhältnis 1:1:3) leicht angeätzt.

Danach wird der Ti-Schottky-Kontakt aufgedampft (Ti/Au, Schichtdicken: 25/75 nm) (d). Über einen Positiv-Photo-Prozess werden zunächst die Bereiche des Photolacks entfernt, die für die Diodenköpfe vorgesehen sind. Anschließend werden die Diodenköpfe mit definierter Kopfhöhe aufgalvanisiert (e).

Nachdem der Photolack grob mit Azeton entfernt wurde, wird die Probe noch im Plasmaverascher gereinigt, um vorhandene Lackreste vollständig zu entfernen.



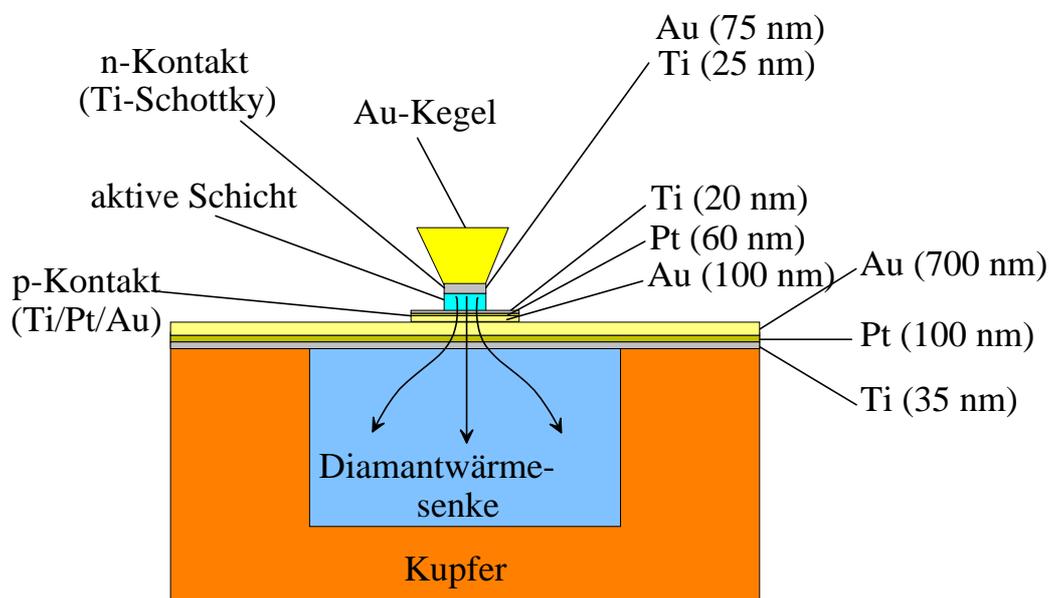
**Abbildung 5.2:** Prozess-Schritte für die Herstellung des aktiven Bauelementes

Zunächst wird die Goldschicht des Ti-Schottky-Kontaktes entfernt (Examet 2000). Die Höhe der Goldkegel verringert sich dabei nur unwesentlich. Schließlich wird vor der Mesaätze, bei der die einzelnen Bauelemente definiert werden, die Titanschicht mit verdünnter Flusssäure entfernt ( $\text{HF} : \text{H}_2\text{O}$ , Volumenverhältnis 1 : 10). Mit den Goldkegeln als selbstjustierende Ätzmaske wird nun die Diodenmesa erzeugt. Die verwendete isotrope Ätzlösung ( $\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O}$ , Volumenverhältnis 4 : 1 : 1,  $T = 4 \text{ }^\circ\text{C}$ ) bewirkt aufgrund der dünnen epitaktischen

Schicht eine Unterätzung der Kontakte von lediglich 1 - 2  $\mu\text{m}$ . Nach den jeweiligen Ätzprozessen wird die Probe gründlich mit deionisiertem Wasser gespült. Die Probe mit dem Stützgitter wird nun vom Aluminium-Oxidplättchen gelöst (f). Über Standard-Reinigungsprozesse mit siedenden Lösungsmitteln kann nun das Bauelement mittels Thermokompression auf eine Diamantwärmesenke aufgebracht werden.

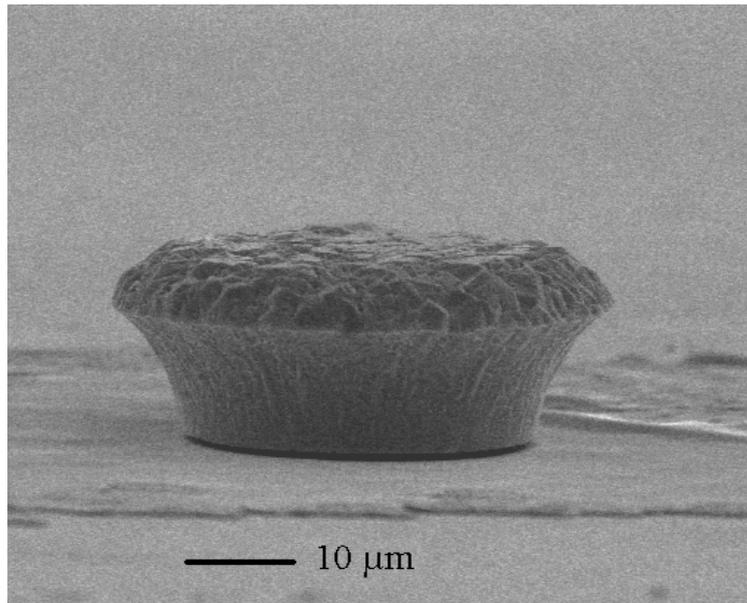
### 5.3 Thermokompression

Bei der Thermokompression handelt es sich um ein Verfahren, mit dem über einen definierten Aufpressdruck von 1 Tonne/cm<sup>2</sup> über eine Zeitdauer von 5 Minuten bei einer Temperatur von 270° Celsius die Au-Schicht der Diamant-Oberfläche und die Au-Schicht des n<sup>+</sup>-Kontaktes miteinander verschmelzen. Damit wird zunächst eine mechanische Stabilität für das Bauelement auf der Wärmesenke erreicht und, was sehr entscheidend für das Leistungspotential des aktiven Bauelementes ist, eine gute Wärmeabfuhr vom aktiven Bauelement realisiert. In Abbildung 5.3 ist eine Wärmesenke als zylinderförmiger Kupferklotz mit einem eingepressten Diamanten zu sehen. In einer Ultrahochvakuum-Anlage wird die Wärmesenke bei einem Druck von  $6 \cdot 10^{-8}$  mbar mit einer Ti/Pt/Au (35/100/700 nm) Metallisierung bedampft. Darauf wird das aktive Bauelement gelegt und in einer entsprechenden Vorrichtung für die Thermokompression aufgedrückt.



**Abbildung 5.3:** Einzelbauelement mit den Kontaktschichten und der Diamantwärmesenke

Die Abbildung 5.4 zeigt mit freundlicher Genehmigung von Herrn Benz eine REM-Aufnahme eines Bauelementes auf einer Diamantwärmesenke.



**Abbildung 5.4:** REM-Aufnahme eines selbsttragenden Bauelementes auf einer Diamantwärmesenke

Mit dieser Technologie kann je nach Frequenz die geforderte Einbauhöhe von  $16\ \mu\text{m}$  bis  $30\ \mu\text{m}$  über die Höhe des Goldkegels für die Impedanzanpassung reproduzierbar eingestellt werden<sup>13</sup>. Diese parasitätsfreie Einbautechnik ermöglicht weiterhin eine nahezu verlustlose Transformation der Bauelementimpedanz.

## 5.4 Hohlleiter-Resonator

Die Hohlleiter-Resonatoren sowie die Stifte mit den Abstimmkreisen werden aus Messing hergestellt. Um eine Oxidation der Teile zu vermeiden und zusätzlich eine Glättung der Oberfläche zu erreichen, wurden diese Teile mit einer Ag/Au-Schicht galvanisiert. Alternativ dazu wurden auch Teile mit einer Ni/Au-Schicht realisiert, bei der die Oberflächenrauigkeit wesentlich verbessert werden konnte [14].

---

<sup>13</sup> Die Einbauhöhe stellt den wichtigsten Parameter für die Einstellung der Lastimpedanz dar

## 6 Experiment

Die mit den IMPATT-Oszillatoren erreichten experimentellen Ergebnisse werden in diesem Kapitel zusammengefasst.

Bei der Messung wird das Bauelement zunächst im Pulsbetrieb betrieben, um den Startstrom, das thermische Verhalten und die Frequenz festzulegen. Danach kann eine Messung im Dauerstrichbetrieb für den Grundwellenbetrieb erfolgen, um das Leistungsverhalten des Bauelementes zu bestimmen. Falls das Bauelement im Grundwellenbetrieb geringe Startströme, eine hohe spektrale Reinheit und eine positive Strom-Spannungs-Kennlinie aufweist, ist auch der Oberwellenbetrieb für das Bauelement vielversprechend. Bereits im Grundwellenbetrieb zeigt sich nämlich, ob das epitaktische Wachstum der einzelnen Schichten, die Prozessierung der Bauelemente und die Thermokompression erfolgreich waren.

Ein Vergleich der theoretischen und experimentellen Ergebnisse von Oberwellen-Oszillatoren gibt über die „Qualität“ der Simulationsergebnisse Auskunft, die mit dem Finite-Elemente-Programm (HP-HFSS), dem Drift-Diffusions-Modell und dem verwendeten Kleinsignal-Ersatzschaltbild bei der Grund- und Oberwelle durchgeführt worden sind.

### 6.1 Messtechnik

Für die Bestimmung der HF-Ausgangsleistung und der Frequenz wird ein D-Band Messplatz verwendet. In Abbildung 6.1 ist die Nomenklatur für die Hohlleiterteile angegeben, welche im Experiment verwendet wurden.

Um sicherzustellen, dass sich der Grundmodus im Hohlleitersystem nicht ausbreitet, sind entsprechende Hohlleiterkomponenten zwischen Resonator und D-Band Messplatz eingefügt worden. Im Folgenden soll auf die einzelnen messtechnischen Komponenten und deren Auswertung eingegangen werden.

<i>Frequenz-Band</i>	<i>Frequenz-Bereich</i> in GHz	<i>„cutoff“ des Grundmodus</i> in GHz	<i>Abmessungen der Rechteck-Hohlleiter</i> in mm
D (WR-06)	110 - 170	91	1,7 x 0,85
G (WR-05)	140 - 220	116	1,3 x 0,65
Y (WR-04)	170 - 260	138	1,1 x 0,55
J (WR-03)	220 - 325	173	0,86 x 0,43

**Abbildung 6.1:** Rechteck-Hohlleiterteile und deren Spezifikation für die Frequenzbänder (D, G, Y, J)

In Abbildung 6.2 ist der Messplatz für die Bestimmung der Frequenz und der HF-Leistung schematisch dargestellt. Dem Bauelement wird über eine Gleichspannungsquelle  $U_{Bat}$  mit Vorwiderstand  $R_B$  eine Gleichleistung  $P_0$  eingeprägt. Aufgrund des schnell einsetzenden Lawinendurchbruchs bei der Durchbruchspannung dient der Vorwiderstand zunächst als Strombegrenzung. Es können aber auch die dynamisch induzierten Instabilitäten im Gleichstromkreis mit dem Vorwiderstand unterdrückt werden, falls eine Kopplung bis zur Konstantstromquelle stattfindet [34]<sup>14</sup>.

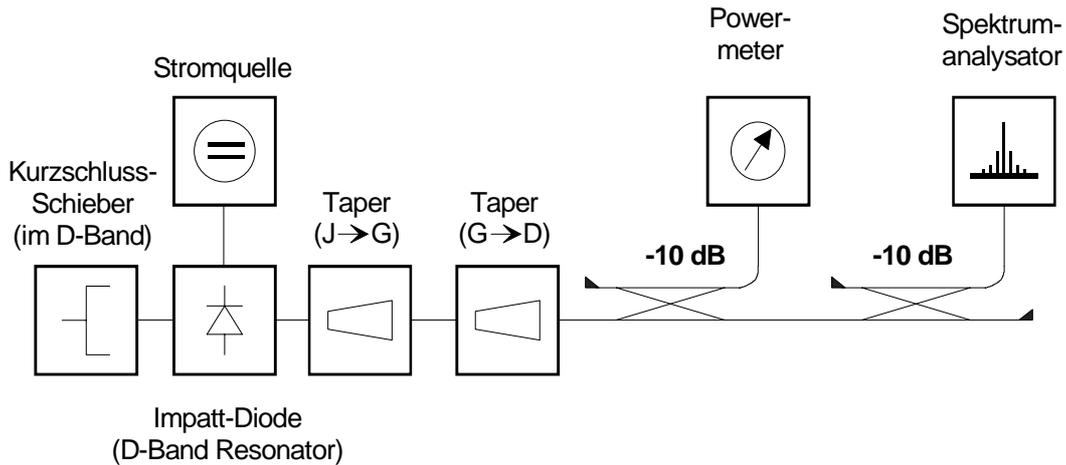
$$I_0 = \frac{U_{Bat}}{R_{D_0}(U_0) + R_B} \quad 6.9$$

Für die Feinabstimmung der Lastimpedanz ist an ein Ende des Resonators ein Kurzschluss-Schieber angeschlossen. Die Taperung am anderen Ende des Resonators bewirkt, dass sich die Grundwelle im Hohlleitersystem nicht ausbreitet und dass ein kontinuierlicher Übergang des Hohlleiter-Systems vom J-Band zum D-Band erreicht wird.

Für die Bestimmung der Oberwellenleistung ist über den ersten 10-dB Koppler ein Leistungsmessgerät angeschlossen<sup>15</sup>.

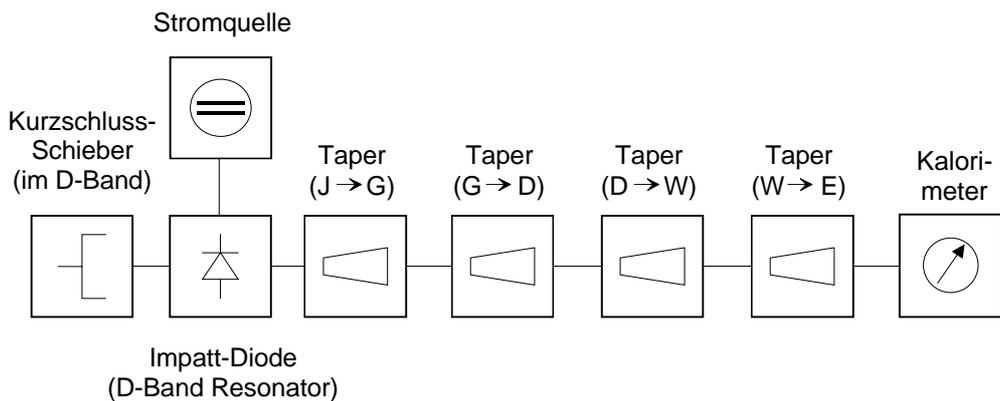
<sup>14</sup> Falls eine Kopplung innerhalb der Resonator-Struktur stattfindet, muss in der Nähe des Bauelementes der Vorwiderstand eingebaut werden. Bei diesen kleinen Abmessungen ist dies mit sehr großem technischem Aufwand verbunden.

<sup>15</sup> Notwendige Voraussetzung für eine genaue Leistungsmessung bei Frequenzen über 200 GHz ist jedoch eine sorgfältige Eichung der Leistungsmessgeräte. Hierzu sind auch die Oberwellenoszillatoren verwendet worden, um den Hohlleitersaufbau bzw. die Leistungsmessgeräte bei Frequenzen über 200 GHz mit einem Kalorimeter zu eichen (siehe Abbildung 6.3).



**Abbildung 6.2:** D-Band Messaufbau zur Bestimmung der HF-Leistung und der Frequenz

Am zweiten 10-dB Koppler befindet sich ein Spektrumanalysator zur Bestimmung der Frequenz und zur Überprüfung der spektralen Reinheit.



**Abbildung 6.3:** Messaufbau zur Bestimmung der HF-Leistung mit einem Kalorimeter zur Eichung der Power-Mess-Köpfe

Hochgemischte Oszillationen im Gleichstromkreis oder stark verrauschte Signale können unter Umständen durch Abstimmung mit dem Kurzschluss-Schieber unterdrückt werden. Bereits Brackett wies darauf hin, dass eine Kopplung zwischen dem Gleichstrom- und dem Wechselstromkreis besteht [34].

Bei ausgezeichneten Frequenzpunkten ist die HF-Leistung mit einem Kalorimeter verifiziert worden (siehe Abbildung 6.3). Messtechnische Untersuchungen von G-Band Resonatoren konnten die Ergebnisse der D-Band Resonatoren nicht übertreffen.

## 6.2 Grundwellenbetrieb

Für die messtechnische Untersuchung der Bauelemente im Grundwellenbetrieb ist der Aufbau nach Abbildung 6.1 ohne die beiden Taper benützt worden. HF-Untersuchungen der Oszillatoren gaben indirekt Aufschluss über die Qualität der Bauelemente und der Wärmesenke (epitaktisches Wachstum, Prozessierung und Einbau der Bauelemente in den Resonator). Hier wurden also die Gesamtverluste experimentell bestimmt und die Qualität der Wärmesenken sowie das Spektrum der Oszillatoren untersucht.

### 6.2.1 Verluste

Die Bestimmung der Gesamtverluste mit Hilfe der Startstromdichten (siehe Abbildung 6.4) gibt über die Qualität des Oszillatoraufbaues Aufschluss. Mit den gemessenen Startstromdichten wurde mit dem DDM der resultierende Diodenwiderstand  $r_{DI}\{j_{0,Start}, f, U_I = 0\}$  ermittelt, der in diesem Betriebspunkt gerade die Verluste kompensiert. Es wird angenommen, dass der Lastwiderstand in diesem Fall gleich Null ist, so dass der Oszillator keine HF-Leistung abgibt.

Mit der messtechnischen Bestimmung der Startströme können die Verluste gegenüber der Frequenz bestimmt werden.

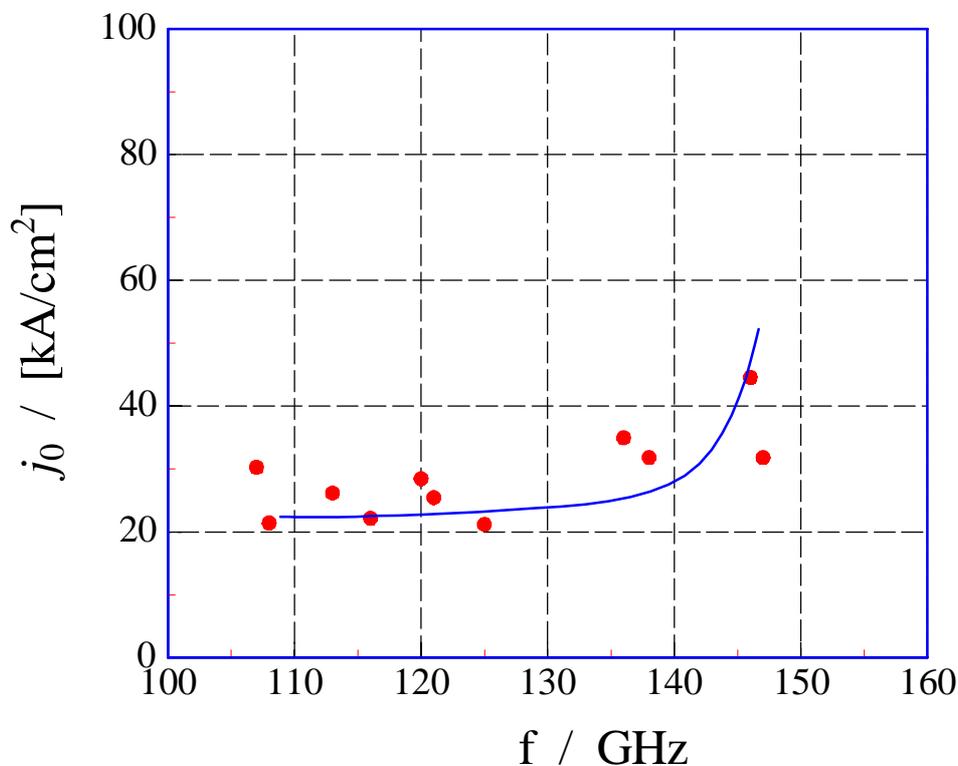
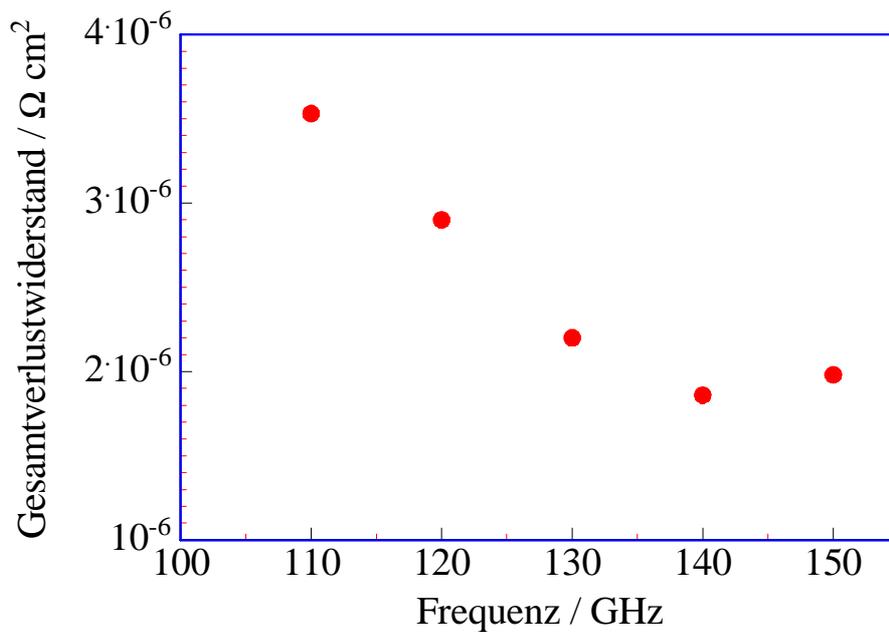


Abbildung 6.4: Bestimmung der Startstromdichten der Einzelbau-Elemente

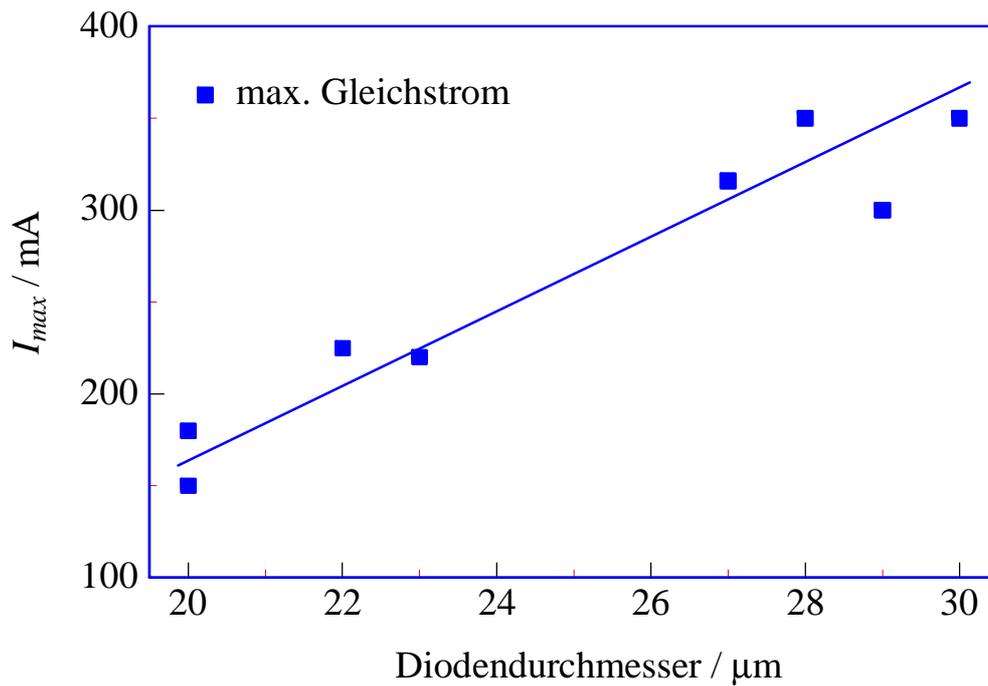


**Abbildung 6.5:** Gesamtverluste des Oszillators, bestehend aus den Kontaktverlusten der Diode und den Resonatorverlusten

Nach Abbildung 6.5 verringern sich die flächenbezogenen Verlust-Widerstände mit steigender Frequenz. Wie bereits erwähnt ist dies auf die Verwendung eines Ti-Schottky-Kontaktes zurückzuführen, bei dem sich der Kontaktwiderstand mit steigender Frequenz verbessert. Unterhalb von 140 GHz dominieren die Kontaktverluste gegenüber den Resonatorverlusten. Bei höheren Frequenzen verringert sich der Kontaktwiderstand gegenüber den Resonatorverlusten, so dass der gesamte Verlustwiderstand über 140 GHz aufgrund der dominierenden Resonatorverluste wieder zunimmt. Der kleinste flächenbezogene Verlustwiderstand beträgt etwa  $2,0 \cdot 10^{-6} \Omega \text{ cm}^2$  bei 140 GHz.

## 6.2.2 Thermisches Verhalten

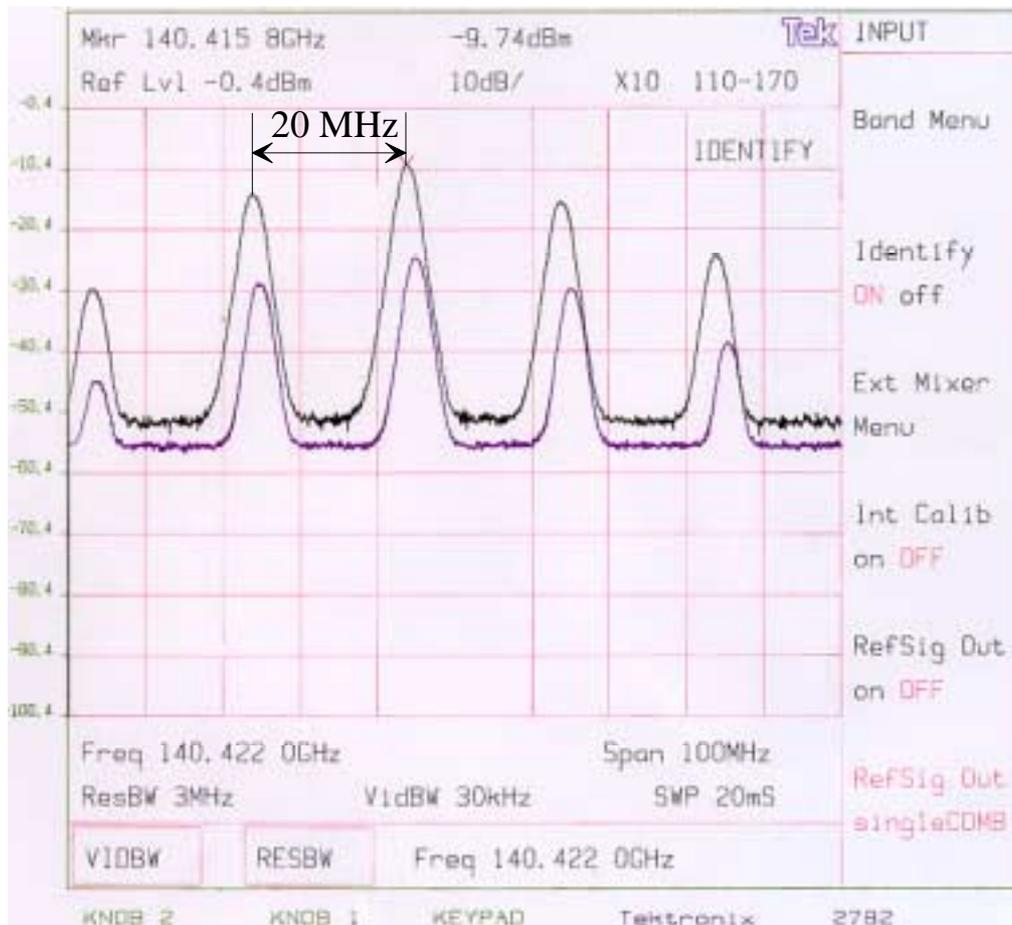
Untersuchungen der Bauelemente im Grundwellenbetrieb und der dabei maximal erreichbaren Gleichstromdichten (Gleichleistungsdichten) bestätigen die sehr gute Qualität der verwendeten Diamantwärmesenken (siehe Abbildung 6.6).



**Abbildung 6.6:** Maximal erreichbare Gleichströme der Einzelbauelemente, die im Experiment erreicht worden sind (Diodentyp: A)

### 6.2.3 Instabilitäten im Gleichstromkreis

Selten auftretende Oszillationen im Gleichstromkreis, wie in Abbildung 6.7, verhindern den technischen Einsatz solcher Oszillatoren. Falls eine Gleichstrominstabilität bereits im Grundwellenbetrieb auftritt, muss von einer erhöhten Verschlechterung des Oszillator-Verhaltens vor allem im Oberwellenbetrieb ausgegangen werden.



**Abbildung 6.7:** Auftretende Stromoszillationen die durch Amplituden-Modulation zum Signal hochgemischt werden. Das darunter liegende Signal dient zur eindeutigen Identifizierung des echten Signals.

## 6.3 Oberwellenbetrieb

Die Grundwelle muss für den Oberwellenbetrieb reaktiv abgeschlossen werden. Damit ist zusätzlich sichergestellt, dass die Grundwelle keinen Einfluss auf die Messtechnik hat. Eine störungsfreie Messung der Oberwelle ist somit problemlos möglich. In Abbildung 6.2 ist der Messaufbau für die Bestimmung der HF-Leistung und der Frequenz dargestellt.

### 6.3.1 HF-Leistung

Ein besonderes Merkmal des Oberwellen-Oszillators ist, dass für einen beliebigen Wert der Oberwellen-Lastimpedanz HF-Leistung abgegeben werden kann, solange das Bauelement bei der Grundwelle schwingt (siehe Abbildung 3.6).

Des Weiteren ist bei einem optimalen Oberwellenbetrieb ( $U_2 \ll U_1$ ) nur ein geringfügiger Einfluss von der Oberwelle auf die Grundwelle vorhanden, so dass die Oszillatorfrequenz oder auch die Oszillatorstabilität hauptsächlich von der Grundwelle bestimmt wird. Dieses Verhalten konnte im Experiment immer wieder festgestellt werden. Mit einem Kurzschluss-Schieber, der die Grundwelle nicht führt und somit nur eine Änderung der Oberwellen-Lastimpedanz zulässt, sind nur geringfügige Änderungen im Oszillatorverhalten bezüglich Frequenz, Stabilität und auch der HF-Leistung festgestellt worden.

Vielmehr wird über die Lastimpedanz bei der Grundwelle die Frequenz festgelegt. Falls ein D-Band Kurzschluss-Schieber verwendet wird, ändern sich zwar gleichzeitig die Impedanzen bei der Grund- und Oberwelle, aber damit wird ebenfalls eine Frequenzänderung bewirkt, so dass sich bei der zweiten Harmonischen die Leistungsanpassung verbessert. Dies erklärt sich aus dem stark resonanten Verhalten des Resonators.

Das Leistungsverhalten des Oberwellen-Oszillators hängt zwar sehr entscheidend von der Lastimpedanz bei der Oberwelle ab, jedoch kann nicht ausschließlich mit dem Kurzschluss-Schieber die benötigte Impedanztransformation bewirkt werden, die für eine Leistungsanpassung notwendig wäre. Dies muss zunächst grob über die Resonator-Struktur und die Einbauhöhe erreicht werden, damit bei der gewünschten Frequenz in etwa die passende Impedanz (Resonanz) der Diode angeboten werden kann. Die Feinabstimmung erfolgt anschließend mit einem Kurzschluss-Schieber.

In der Tabelle 11 sind die experimentellen Ergebnisse der GaAs-IMPATT-Oszillatoren im Oberwellenbetrieb angegeben.

<i>Diodyentyp</i>	<i>f</i> / GHz	<i>D</i> / $\mu\text{m}$	$P_{L_2}$ / mW
A, Tabelle 9, S. 61	192	29	40
A, Tabelle 9, S. 61	193,5	29	20
A, Tabelle 9, S. 61	210	23	1
A, Tabelle 9, S. 61	213	26	2
B, Tabelle 10, S. 62	232	27	2
B, Tabelle 10, S. 62	242	27	1

**Tabelle 11:** Experimentelle Ergebnisse von GaAs-IMPATT-Oszillatoren für den Grund- und Oberwellenbetrieb

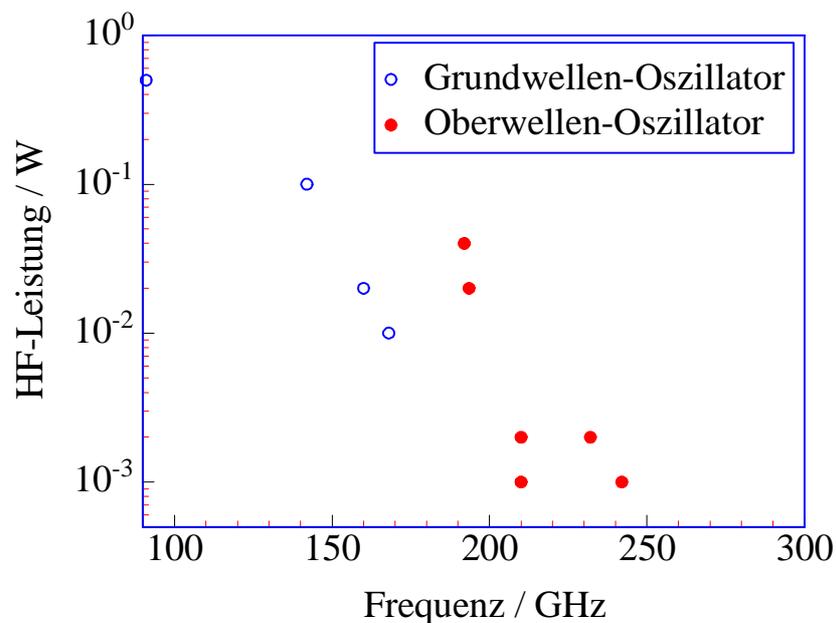
Bei 192 GHz konnte ein Wirkungsgrad  $\eta_2$  von 1,5 % erreicht werden. Simulationen mit dem Großsignal-Modell zeigten, dass dies in etwa auch der maximalen Ausgangsleistung des Oberwellen-Oszillators entsprechen musste, bei der die Leistungsanpassung bei der Oberwelle erfüllt ist. Theoretische Untersuchungen

ergaben mit den experimentellen Rahmenbedingungen eine maximale HF-Ausgangsleistung von 44 mW.

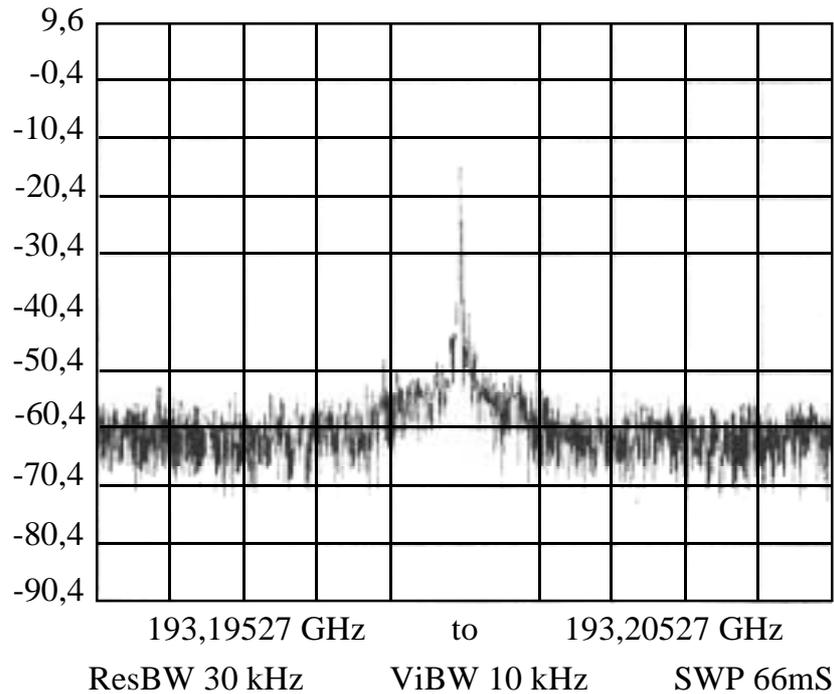
In der Tabelle 11 ist ebenfalls ein Ergebnis mit Leistungsaddition von drei Dioden im Oberwellenbetrieb aufgeführt (210 GHz, 1 mW). Nähere Einzelheiten hierzu sind in [27,46] zu finden.

In der Abbildung 6.9 ist ein Spektrum bei der ersten Oberwelle dargestellt. Das hervorragende Leistungsverhalten, die spektrale Reinheit wie auch die relativ einfache Realisierung von IMPATT-Oszillatoren im Oberwellenbetrieb sollten somit für technische Anwendungen sehr attraktiv sein.

Der Vergleich mit den Werten in der Literatur von GaAs-IMPATT-Oszillatoren im Dauerstrichbetrieb zeigen deutlich, dass der Oberwellenbetrieb sehr effizient für Erzeugung von HF-Leistung oberhalb von 200 GHz eingesetzt werden kann. In der Abbildung 6.8 ist der Vergleich von GaAs-IMPATT Oszillatoren im Grund- und Oberwellenbetrieb bezüglich der HF-Ausgangsleistung über der Frequenz dargestellt.



**Abbildung 6.8:** Vergleich der GaAs-IMPATT Oszillatoren im Grundwellenbetrieb [11] mit dem Oberwellenbetrieb



**Abbildung 6.9:** Spektrum des HF-Signals bei der Oberwelle  
 Betriebspunkt:  $A = 6,6 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2$ ,  $j_0 = 40 \text{ kA/cm}^2$ ,  $P_2 = 20 \text{ mW}$ ,  $f = 193,2 \text{ GHz}$   
 (Diodentyp A, Tabelle 9, Seite 61)

### 6.3.2 Vergleich: Theorie - Experiment

Die numerischen Berechnungen für das aktive Bauelement gelten für einen Diodendurchmesser von  $27 \mu\text{m}$ , eine Gleichstromdichte von  $55 \text{ kA/cm}^2$  und für Verlustwiderstände bei der Grund- und Oberwelle von etwa  $0,5 \Omega$ . Diese Werte entsprechen denen aus dem Experiment, bei dem eine HF-Ausgangsleistung von  $2 \text{ mW}$  bei  $232 \text{ GHz}$  gemessen wurde.

Für einen optimalen Oberwellenbetrieb bei  $232 \text{ GHz}$  wird eine rein induktive Last bei der Grundwelle von  $6 \Omega$  benötigt. Daraus resultiert eine Grundwellenspannung von  $9 \text{ V}$ , bei der der negative Diodenwiderstand gerade die Gesamtverluste von  $0,5 \Omega$  kompensiert. Die spannungsgesteuerte Stromquelle  $|I_{20}|$  hat einen Wert von  $170 \text{ mA}$  und die interne Admittanz  $Y_{i2}$  beträgt  $(57 + j 350) \text{ mS}$ . Daraus ergibt sich eine verfügbare Generatorleistung von  $30 \text{ mW}$  bei  $232 \text{ GHz}$ . Damit Leistungsanpassung erreicht wird, muss der Resonator bei der ersten Oberwelle dem aktiven Bauelement eine Lastimpedanz von  $Z_{L2,opt} = (1 + j 3) \Omega$  anbieten.

Die verwendete Resonator-Struktur hat einen Scheibendurchmesser von  $500 \mu\text{m}$  und die Einbauhöhe beträgt  $20 \mu\text{m}$  (Abbildung 4.5). Die Lastimpedanz bei der Oberwelle konnte nur bis zu einem Wert von  $(0,4 + j 0,8) \Omega$  eingestellt werden. Damit wird eine HF-Leistung von  $1,7 \text{ mW}$  berechnet, was sehr gut mit dem experimentellen Ergebnis von  $2 \text{ mW}$  übereinstimmt (vgl. Abbildung 3.6).

## 7 Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der theoretischen Beschreibung, der Dimensionierung, der technologischen Realisierung und der messtechnischen Charakterisierung von GaAs-Lawinenlaufzeitdioden im Oberwellenbetrieb für das Y-Band (170 GHz - 260 GHz).

Mit der theoretischen Beschreibung der aktiven Bauelemente im Oberwellenbetrieb sind sowohl für die Grund- als auch für die Oberwelle Ersatzschaltbilder mit konzentrierten Netzwerkelementen aufgestellt worden. Dabei wird die Diodenimpedanz bei der Oberwelle durch eine spannungsgesteuerte Stromquelle mit Innenwiderstand ersetzt. Die Ersatzschaltbildgrößen sind mit einem Großsignal-Drift-Diffusions-Modell bestimmt worden. Damit das aktive Bauelement im Arbeitspunkt die maximale HF-Leistung an die Last abgibt, werden spezielle Forderungen an den Resonator gestellt. Bei der Grundwelle muss das aktive Bauelement reaktiv abgeschlossen werden und bei der Oberwelle wird Leistungsanpassung angestrebt. Dies impliziert einen wesentlichen Vorteil gegenüber dem Grundwellen-Oszillator. Sobald das Bauelement bei der Grundwelle schwingt, wird aufgrund der internen Nichtlinearitäten der Lawinenlaufzeitdiode (Ladungsträgergeneration innerhalb der Hochfeldzone und Modulation der Raumladungsweite) Oberwellenleistung an die Last abgegeben. Für den Oberwellenbetrieb gibt es somit keine obere Frequenzgrenze, so dass mit einer entsprechenden Dimensionierung des aktiven Bauelementes und des Resonators HF-Leistung im hohen Frequenzbereich bei den Harmonischen stets erzeugt werden kann.

Als aktive Bauelemente werden GaAs-Lawinenlaufzeitdioden mit einer Read-Doppeldrift-Struktur verwendet. Die Optimierung der Driftzonen erfolgt mit einem Großsignal-Modell. Dabei stellt die Driftzonenlänge einen Kompromiss aus ausreichend langer Driftzone bei der Grundwellenfrequenz und möglichst kurzer Driftzonenlänge bei der Oberwellenfrequenz dar. Die Driftzonendotierung wird gerade so hoch gewählt, dass bei der Betriebsstromdichte der „punch through“-Fall erreicht wird. Damit werden über eine Modulation der Raumladungsweite die Nichtlinearitäten des Bauelementes vergrößert. Im optimalen Arbeitspunkt sind für die Oberwellen-Oszillatoren HF-Ausgangsleistungen von weit über 10 mW bei Frequenzen oberhalb von 200 GHz realistisch.

Die Halbleiterschichten sind mit einer Molekularstrahl-Epitaxieanlage auf GaAs-Substrat aufgewachsen worden. Über standardisierte Photo- und Ätzprozesse sind anschließend die aktiven Bauelemente im Labor realisiert worden. Um eine sehr gute Wärmeabfuhr zu erreichen, wird mittels Thermokompression die prozessierte Diode auf eine Diamantwärmesenke aufgebracht. Mit der verwendeten

Einbautechnik der prozessierten Einzelbauelemente in den Hohlleiter-Scheiben-Resonator ist ein parasitätsarmer und reproduzierbarer Einbau erreicht worden.

Die Optimierung des aktiven Bauelementes im Oberwellenbetrieb für maximale HF-Ausgangsleistung ist jedoch unproblematisch im Vergleich zu der Forderung an das Frequenzverhalten des Resonators für einen optimalen Oberwellenbetrieb, weil der Resonator bei der doppelten Frequenz eine niedrigere positive Lastreaktanz als bei der Grundwellenfrequenz aufweisen sollte.

Die Hochfrequenz-Eigenschaften des Hohlleiter-Resonators einschließlich der Einbaustruktur sind mit einem Finiten-Elemente-Programm untersucht und optimiert worden. Dabei werden die bewährten D-Band Scheibenresonatoren in der Hohlleitertechnik verwendet. Über die Einbauhöhe, welche über die Prozessierung der Bauelemente sehr genau eingestellt werden kann, wird die Lastimpedanz grob festgelegt. Weitere Variationsmöglichkeiten bietet die Gleichstromzuführung mit verschiedenen Scheiben- und Stempeldurchmessern und dem diskret realisierten koaxialen Kurzschluss-Schieber.

Mit einem kommerziellen Kurzschluss-Schieber wird der Oberwellen-Oszillator auf maximale HF-Ausgangsleistung abgestimmt. Damit der geforderte reaktive Abschluss bei der Grundwelle erfüllt werden kann, ist ein Wellenleiterabschnitt zwischen Resonator und Last eingefügt worden, in der sich die Grundwelle nicht ausbreiten kann.

Die Höhe der aktiven Bauelemente kann während der Prozessierung sehr genau realisiert werden. Damit wird auch die Einbauhöhe der IMPATT-Dioden festgelegt, so dass sich die Lastimpedanz auf den gewünschten Wert bei der Grundwelle transformiert.

Sowohl die theoretischen als auch die experimentellen Ergebnisse bestätigen eindrucksvoll, dass der Oberwellenbetrieb von GaAs-Read-Doppeldrift-Dioden für technische Anwendungen im Höchsthfrequenzbereich eingesetzt werden kann. So konnten HF-Leistungen im Dauerstrichbetrieb von 40 mW bei 192 GHz und 1 mW bei 242 GHz als Bestwerte bei der ersten Oberwelle erreicht werden. Die vorgestellte GaAs-Read-Doppeldrift-Diode stellt derzeit die leistungsstärkste GaAs-IMPATT-Diode im Dauerstrichbetrieb für das Y-Band dar.

Eine Verbesserung der Resonator-Struktur für Frequenzen oberhalb von 200 GHz könnte sogar zu noch höheren HF-Ausgangsleistungen bei der Oberwelle führen.

## Anhang A: Physikalische Modelle

Für den Ladungstransport im Bauelement kommen verschiedene Modelle in Betracht. Als eine der genauesten Methoden für die Lösung des Ladungsträger-Transportprozesses wird die Boltzmann-Transportgleichung herangezogen. Sie stellt eine Bilanzgleichung für die mikroskopische Verteilung der Ladungsträger  $f(\vec{r}, \vec{k}, t)$  im 6-dimensionalen Phasenraum  $(x, y, z, k_x, k_y, k_z)$  dar und beschreibt die zeitliche Änderung der Verteilungsfunktion  $f$  aufgrund des Einflusses externer Felder, Dichte- und Temperaturgradienten und interner Teilchenstöße nach Gleichung A.1 im semiklassischen Bild.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{r} \cdot \nabla_{\vec{r}} f + \vec{k} \cdot \nabla_{\vec{k}} f = \frac{\partial f}{\partial t} \Big|_{\text{Stöße}} \quad \text{A.1}$$

Aus der Verteilungsfunktion werden die mikroskopischen Größen ermittelt um daraus die gewünschten makroskopischen Größen (Stromdichten, Impedanzen und Wirkungsgrade) zu bestimmen.

Aus der Boltzmann-Transportgleichung können ebenso Bilanzgleichungen für die mittlere Energie (hydrodynamisches Modell) oder die Ladungsträgerdichten (Drift-Diffusions-Modell) unter vereinfachten Annahmen eruiert werden, was wiederum zu wesentlichen Vereinfachungen im Berechnungsverfahren führt [79].

### MC-Modell

Bei dieser Methode wird über das statistische Verfahren der Monte-Carlo-Simulation die Boltzmann-Transportgleichung gelöst (siehe z.B. [80]). Dabei stellt der Stoßterm das wesentliche Problem bei der Lösung von Gleichung A.1 dar. Dieses Verfahren ist aber sehr effizient bei der Untersuchung von nichtlokalen Prozessen, die sich bei der Ladungsträgergeneration durch Stoßionisation bei sehr kurzen Lawinenzonen ( $< 0,1 \mu\text{m}$ ) ergeben.

### Drift-Diffusions-Modell

Für die Bestimmung des elektrischen Verhaltens der Bauelemente wird ein gekoppeltes, nichtlineares Differentialgleichungssystem bestehend aus den Gleichungen von A.2 bis A.7 gelöst [40].

Für eine 1-dimensionale Betrachtung und eine eingepreßte Spannungsaussteuerung wird die Stromantwort berechnet. Über eine Fourieranalyse werden anschließend die Diodenimpedanzen bei den Harmonischen berechnet.

- **Kontinuitätsgleichung:**

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial j_n}{\partial x} + g(x, t) - r(x, t) \quad \text{A.2}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial j_p}{\partial x} + g(x, t) - r(x, t) \quad \text{A.3}$$

- **Konvektionsstromdichten:**

$$j_n = q v_n n + q \frac{\partial(D_n n)}{\partial x} \quad \text{A.4}$$

$$j_p = q v_p p - q \frac{\partial(D_p p)}{\partial x} \quad \text{A.5}$$

- **Stromerhaltungsgleichung:**

$$j_{ges} = \overbrace{j_n + j_p}^{j_c} + \frac{j_v}{d t} \quad \text{A.6}$$

- **Poisson-Gleichung:**

$$\frac{d D}{d x} = \rho = q(N_D - N_A + p - n) \quad \text{A.7}$$

- **Material-Gleichung:**

$$g = \overbrace{g_i}^{\text{Stoßionisation}} + \overbrace{g_t}^{\text{Zenertunneln}} \quad \text{A.8}$$

Mit der Generationsrate durch Stoßionisation:

$$g_i = \alpha_n(E) v_n n + \alpha_p(E) v_p p \quad \text{A.9}$$

### Read-Modell

Es werden weitere Vereinfachungen des Drift-Diffusions-Modells vorgenommen.

- Aufteilung der Diode in eine Hochfeldzone (Lawinenzone) und in eine Niederfeldzone (Driftzone) nach Gilden und Hines
- nur Ladungsträgergeneration innerhalb der Hochfeldzone durch Stoßionisation ( $g_t = 0$ )
- quasistationäre Approximation für die Hochfeldzone ( $\tau_e \ll T$ )
- keine Rekombinationsprozesse der Ladungsträger ( $r = 0$ )
- keine Ladungsträgerdiffusion ( $D = 0$ )

Daraus ergibt sich eine Bestimmungsgleichung für den Konvektionsstrom innerhalb der Hochfeldzone (Read-Gleichung).

$$\tau_e \frac{dj_c}{dt} = j_c \left\{ \int_{\xi=-l_a}^0 \alpha(E(\xi)) d\xi - 1 \right\} + j_s \quad \text{A.10}$$

Die Driftzone wird als linear betrachtet. Daraus ergibt sich für den Elektronenstrom eine nach rechts laufende Elektronenwelle.

$$j_n(x, t) = j_c \left( t - \frac{x}{v_s} \right) \quad \text{A.11}$$

**B: Verwendete Chemikalien**

Reinigung	Organische Lösungsmittel der Reinheitsstufe MOS-Selectipur: Trichlorethylen, 1-Methyl-2-Pyrrolidon, Azeton, Isopropanol			
Photoprozess	Lack	(< 2µm): S 1813, Positivlack	Fa. Shipley	
	Lack	(> 2µm): STR 1045 Positivlack	Fa. Shipley	
	Entwickler	MF 322	Fa. Shipely	
	Spülen	Deionisiertes Wasser		
	Lösungsmittel	Aceton	Products Inc.	
Galvanik	Bauelemente	Goldbad Puramet 402, pH 7	Fa. Doduco	
	Resonatoren	Silberbad, Ag-Trisalyt	Fa. Schering	
		Goldbad, Puramet 402, pH 11	Fa. Doduco	
Metallätzen	Gold	Examet 2000	Fa. Doduco	
	Titan	Flusssäure HF (50 %), Wasser H <sub>2</sub> O (DI), Volumenverhältnis 1:5		
Halbleiterätzen	Selektive Ätze, Wasserstoffperoxid H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> (30 %)			
	GaAs	Ammoniumhydroxid NH <sub>4</sub> OH (25 %) Volumenverhältnis 19:1, Ätzrate 4 µm/min		
	Selektive Ätze, Flusssäure HF (50 %), Ätzrate 6 µm/min			
	Ga <sub>0,45</sub> Al <sub>0,55</sub> As			
	Polierende	Phosphorsäure H <sub>3</sub> PO <sub>4</sub> (85 %), H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> (30 %), Ätze, Methanol (CH <sub>3</sub> OH), T = 4°C, Volumenverhältnis 1:1:3, Ätzrate 6 nm/s		
	Mesaätze	A: Schwefelsäure H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> (konz.), H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> (30 %), H <sub>2</sub> O, T = 4°C, Volumenverhältnis 4:1:1, Ätzrate 2 µm/min B: Zitronensäure C <sub>6</sub> H <sub>8</sub> O <sub>7</sub> (50 %), H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> (30 %), Volumenverhältnis 6:1, Ätzrate 6 nm/s		
	Ätzpolieren	GaAs	Brom Br, Methanol CH <sub>3</sub> OH, Volumenverhältnis 1:20	
	Klebstoff		Crystal Bond # 509	Fa. Aremco
		Lösungsmittel	Azeton	Products Inc.

### Anhang C: Verwendete Formelzeichen

Die  $i$  bzw.  $n$  indizierten Größen beziehen sich jeweils auf die  $i$ -te bzw.  $n$ -te Harmonische.

$i = 1$ : (Grundwellenfrequenz)

$i = 2$ : (erste Oberwelle)

Komplexe physikalische Größen werden meist unterstrichen ( $\underline{\quad}$ ).

<i>Symbol</i>	Bezeichnung
$A$	Diodenfläche
$a_1$	einlaufende Wellenamplitude
$b_1$	auslaufende Wellenamplitude
$C, C_a, C_d$	Kapazität (allg.), ... der Lawinenzone, ... der Driftzone
$C$	Integrationskonstante
$D_D$	Diodendurchmesser
$D, D_n, D_p$	Diffusionskonstante (allg.), ... der Elektronen, ... der Löcher
$D_S$	Durchmesser vom Stempel
$D_{Sch}$	Durchmesser der Abstimmzscheibe
$d, d_{korr}$	freie Stoßlänge bzw. korrigierte freie Stoßlänge
$d_t$	Totzonenlänge (Stoßionisation)
$E, E(x)$	elektrische Feldstärke
$E_0$	Durchbruch-Feldstärke
$E_{a_n}$	$n$ -te Harmonische der elektr. Feldstärke in der Lawinenzone
$E_{d_n}$	$n$ -te Harmonische der elektr. Feldstärke in der Driftzone
$F$	Durchreichfaktor: $F = l / l_{RLZ}$
$f$	Verteilungsfunktion
$f$	Frequenz
$f_0, f_1$	Grundwellenfrequenz
$f_n$	Frequenz bei der $n$ -ten Harmonischen
$g$	komplexe Laufwinkelfunktion
$g$	Generationsrate $g = g_t + g_i$
$g_i$	Generation der Ladungsträger durch Stoßionisation
$g_{n1}, g_{p1}$	flächenbezogener Wirkleitwert bei der Grundwelle, der durch den Elektronenstrom bzw. durch den Löcherstrom zustande kommt
$g_t$	Generation der Ladungsträger durch Zenertunneln
$g_1$	flächenbezogener Wirkleitwert bei der Grundwelle
$H$	Einbauhöhe
$I, I_0$	Strom, Gleichstrom
$I_n$	Strom bei der $n$ -ten Harmonischen
$I_c, I_{c_n}$	Konvektionsstrom, ... bei der $n$ -ten Harmonischen

$I_v, I_{v_n}$	Verschiebungsstrom, ... bei der n-ten Harmonischen
$j, j_0$	Stromdichte, Gleichstromdichte
$j_c, j_{c_n}$	Konvektionsstromdichte, ... bei der n-ten Harmonischen
$j_{inf}$	Influenzstromdichte
$j_{n0}(U_1)$	spannungsgesteuerte Stromquelle bei der n-ten Harmonischen
$j_v, j_{v_n}$	Verschiebungsstromdichte, ... bei der n-ten Harmonischen
$K$	Faktor bei der Lawinenresonanzfrequenz (Read: 2; Misawa: 3)
$L$	Induktivität
$l$	Länge der aktiven Zone
$l_a, l_d$	Längen der Generationszone (Index a) bzw. der Driftzone (Index d)
$l_{RLZ}$	Länge der Raumladungszone
$n$	Ladungsträgerdichte der Elektronen
$P_0$	aufgenommene Gleichleistung der Diode
$P_{D_n}$	abgegebene HF-Leistungen der Diode bei der n-ten Harmonischen
$P_{HF_n}$	von der Diode erzeugte HF-Leistung bei der n-ten Harmonischen
$P_{L_n}$	an die Last abgegebene HF-Leistung bei der n-ten Harmonischen
$p$	Ladungsträgerdichte der Löcher
$p$	Leistungsdichte
$q$	elektrische Elementarladung
$R_{D_1}, R_{D_2}$	Diodenresistanz bei der Grund- bzw. Oberwelle
$R_E$	thermischer Engwiderstand
$R_{L_1}, R_{L_2}$	Lastresistanz bei der Grund- bzw. Oberwelle
$R_S$	thermischer Schichtwiderstand
$R_{th}$	thermischer Widerstand $R_{th} = R_E + R_S$
$R_V$	Verlustwiderstand
$R_{V,K}$	Kontaktverlustwiderstand
$R_{V,R}$	Verlustwiderstand des Resonators
$r$	Rekombinationsrate
$T, \Delta T$	Temperatur, Temperaturänderung
$t$	Zeit
$U$	Spannung
$U_{Bat}$	Gleichspannungsversorgung
$U_0$	Gleichspannung am Bauelement
$U_B$	Durchbruchspannung
$U_D$	Spannung an der Diode
$U_0$	Gleichspannung
$u_1$	Amplitude der normierten Grundwellen-Feldamplitude
$u_n$	n-te Harmonische der normierten Feldamplitude
$v$	mittlere Ladungsträgergeschwindigkeit
$v_n$	mittlere Elektronengeschwindigkeit $v_n =  \bar{v}_n $

$v_p$	mittlere Löchergeschwindigkeit $v_p =  \vec{v}_p $
$v_S$	Sättigungs-Driftgeschwindigkeit
$w$	Schichtdicke
$X_{D_1}, X_{D_2}$	Diodenreaktanz bei der Grund- bzw. Oberwelle
$X_{L_1}, X_{L_2}$	Lastreaktanz bei der Grund- bzw. Oberwelle
$Y_{in}$	interne (normierte) Admittanz bei der n-ten Harmonischen
$Z_{D_1}, Z_{D_2}$	Diodenimpedanz bei der Grund- bzw. Oberwelle
$Z_{L_1}, Z_{L_2}$	Lastimpedanz bei der Grund- bzw. Oberwelle
$\alpha, \alpha_n, \alpha_p$	Ionisationskoeffizient (allg.), ...der Elektronen (n), ...der Löcher (p)
$\alpha_0, \alpha_{n_0}, \alpha_{p_0}$	Ionisationskoeffizient bei der Durchbruchfeldstärke, ...der Elektronen (n), ...der Löcher (p)
$\alpha', \alpha'_n, \alpha''_n$	Kleinsignalgrößen der Ionisationskoeffizienten der Elektronen, für die dynamische Beschreibung der Hochfeldzone
	$\alpha' = \left. \frac{d\alpha}{dE} \right _{E_0} \quad \text{und} \quad \alpha'' = \left. \frac{d^2\alpha}{dE^2} \right _{E_0}$
$\alpha_{korr}$	korrigierter strukturabhängiger Ionisationskoeffizient
$\beta$	Wellenzahl in Ausbreitungsrichtung
$\varepsilon$	Dielektrizitätszahl
$\varphi$	Stabilitätswinkel
$\varphi_u$	Phase zwischen der Grund- und der ersten Oberwellenspannung
$\varphi_{u_1}, \varphi_{u_2}$	Phase bei der Grund- bzw. der ersten Oberwellenspannung
$\eta_i$	Wirkungsgrad $\eta_i = \frac{-P_i}{P_0}$ mit $i = 1, 2, \dots$
$\kappa$	Wärmeleitfähigkeit
$\lambda$	Wellenlänge
$\omega$	Kreisfrequenz
$\omega_a$	Lawinenresonanzfrequenz im Grundwellenbetrieb
$\omega_a(u)$	Großsignal-Lawinenresonanzfrequenz
$\underline{\omega}_{a_i}$	komplexe Lawinenresonanzfrequenz bei der i-ten Harmonischen im Oberwellenbetrieb
$\Theta$	Laufwinkel
$\tau_a$	Laufzeit der Ladungsträger durch die Hochfeldzone
$\tau_e$	mittlere Laufzeit der Ladungsträger durch die Hochfeldzone $\tau_e = \tau_a / 3$

## Literaturverzeichnis

- [1] Brand, H.: „Hochfrequenztechnik im Terahertz-Bereich – Aufgaben, Lösungen, Herausforderungen“, Archiv für Elektrotechnik, 77 (1), 1993, 3-6
- [2] Proceedings of the EOS/SPIE International Symposium on Industrial Lasers and Inspection, „Terahertz Spectroscopy and Applications“, Munich, Germany, 1999
- [3] Zinchenko, I.; Shul'ga, V.: „Millimeter and Submillimeter Wave Spectroscopy of Interstellar Medium“, MSMW'98 Symposium Proceedings, Kharkov, Ukraine, 1998, 98-103
- [4] Krupa, R.; Hochschild, G.: „A 278 GHz Radiometer with advanced calibration for monitoring of stratospheric trace gases“, The 21<sup>st</sup> International Conference on Infrared and Millimeter Waves, Berlin, Germany, 1996, BM4
- [5] Raeder, J.: „Einführung in die kontrollierte Kernfusion 1,2“, Skriptum zur Vorlesung an der Technischen Universität München, 1991
- [6] Geist, T.; Hartfuss, H.-J.: „Array of Coupled Phase Locked Oscillators at 160 GHz“, IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 6 (6), 1996, 235-237
- [7] Rochat, M.; Faist, J.; Oesterle, U.; Ilegems, M.: „Far-infrared ( $\lambda=88\ \mu\text{m}$ ) electroluminescence in a quantum cascade structure“, App. Phys. Letters, Vol. 73, No. 25, 1998, 3724 – 3726
- [8] Kwon, Y.; Pavlidis, D.; Brock, T. L.; Streit, D. C.: „A D-band monolithic fundamental oscillator using InP-based HEMT's“, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 41 (12), 1993, 2336-2344
- [9] Eisele, H.: „Two-terminal devices as fundamental solide state terahertz oscillators“, EUROPTO Conference on Terahertz Spectroscopy and Applications II“, Munich, Germany, SPIE Vol. 3828, 1999, 70-80
- [10] Freyer, J.; Tschernitz, M.; Grothe, H.; Harth, W.: „GaAs transit time devices for frequencies above 140 GHz“, Proc. 3rd Int. Workshop on Terahertz Electron., Zermatt, Switzerland, 1995, 17-26.
- [11] Tschernitz, M.; Freyer, J.: „140 GHz GaAs Double-Read IMPATT diodes“, Electron. Lett. 31, 1995, 582-583.
- [12] Benz, C.; Freyer, J.: „Characterisation of 210 GHz Pulsed GaAs IMPATT Diode“, Proc. 29th Europ. Microwave Conference, München, 1999

- [13] Kurokawa, K.: „An Analysis of Rucker’s Multidevice Symmetrical Oscillator“, IEEE Trans. MTT (Corresp.) MTT-18, 1970, 967-969
- [14] Bauer, T.: „Herstellung und Untersuchung von Oszillatoren mit mehreren GaAs-Lawinenlaufzeitdioden im Millimeterwellenbereich“, Dissertation Techn. Univ. München, 1998
- [15] Meola, R.; Freyer, J.; Claassen, M.: „Improved frequency tripler with integrated single-barrier varactor“, Electron. Lett., Vol. 36 No. 9, 2000, 803-804
- [16] Barth, H.: „A wideband backshort-tunable second harmonic W-band Gunn oscillator“, IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig., 1981, 334-337
- [17] Haydl, W.: „Fundamental and Harmonic Operation of Millimeter-Wave Gunn Diodes“, IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, MTT-31 (11), 1993, 879-889
- [18] Eisele, H.: „Second-harmonic power extraction from InP Gunn devices with more than 1 mW in 260-320 GHz frequency range“, Electron. Lett. 34, (25), 1998, 2412-2413
- [19] Eisele, H.; Rydberg, A.; Haddad, G.: „Recent Advances in the Performance of InP Gunn Devices and GaAs TUNNETT Diodes for the 100-300 GHz Frequency Range and Above“, IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol. 48 (4), 2000, 626-630
- [20] Hines, G. M.: „Large-Signal Noise, Frequency Conversion, and Parametric Instabilities in IMPATT Diode Networks“, Proceedings of the IEEE, 60 (12), 1972, 1534-1548
- [21] Harth, W.: „Resonance and Parametric Effects in IMPATT Diodes“, IEEE Trans. on Electr. Devices, Vol. ED-17 (4), 1971, 282-289
- [22] Rolland, P. A.; Vaterkowsky, J. L.; Constant, E.; Salmer, G.: „New modes of operation for avalanche diodes: Frequency multiplication and upconversion“, IEEE MTT-24, 1976, 768-775
- [23] Evans, W.; Haddad, G.: „Frequency Conversion in IMPATT Diodes“, IEEE Trans. on Electr. Devices, ED-16 (1), 1969, 78-87
- [24] Claassen, M.; Güttich, U.: „Conversion Matrix and Gain of Self-Oscillating Mixers“, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol 39 (1), 1991, 25-30
- [25] Mouthaan, K.: „Non-linear characteristics and two frequency operation of the avalanche transit-time oscillators“, Phillips Res. Rept., 25, 1970, 33-67
- [26] Pao, C.-K.: „Harmonic Power Generation of IMPATT Diodes“, Dissertation University of Michigan, 1985
- [27] Claassen, M.; Böhm, H.: „Harmonic Mode Operation of GaAs-IMPATT Devices above 200 GHz“, 3<sup>rd</sup> International Kharkov Symp.:

- Physics and Engineering of Millimeter and Submillimeter Waves, Kharkov, Ukraine, 1998, 142-144
- [28] Böhm, H.; Freyer, J.; Claassen, M.: „Cw-harmonic power generation of GaAs-IMPATT diodes above 200 GHz“, EOS/SPIE International Symposium on Industrial Lasers and Inspection, „Terahertz Spectroscopy and Applications“, 1999, 81-88
- [29] Müller, J.: „Elektronenschwingung im Hochvakuum“, Hochfrequenztech. Elektroakust. 41, 1933, 156-167
- [30] Shockley, W.: „Negative resistance from transit-time in semiconductor diodes“, Bell Syst. Tech. J. 23, 1954, 799-862
- [31] Read, W. T.: „A proposed high-frequency negative resistance diode“, Bell Sys. Tech. J., 37, 1958, 401-446
- [32] Kurokawa, K.: „Some basic characteristics of broadband negative resistance oscillator circuits“, Bell Syst. Tech. J. 48, 1969, 1937-1955.
- [33] Johnston, R. L.: „A silicon diode microwave oscillator“, Bell Sys. Tech. J., 44, 1965, 369-377
- [34] Brackett, C. A.: „The elimination of tuning-induced burnout and bias-circuit oscillations in IMPATT oscillators“, The Bell System Technical Journal, 52, (3), 1973, 271-306
- [35] Schroeder, W.: „Spurious Parametric Oscillations in IMPATT Diode Circuits“, The Bell System Technical Journal, 53 (7), 1974, 1187-1210
- [36] Gilden, M.; Hines, M. E.: „Electronic tuning effects in the Read microwave avalanche diode“, IEEE Trans. on Electr. Devives, ED-13, 1966, 169-175
- [37] Claassen, M.: private Mitteilung
- [38] Plimmer, S. A.; David, J. P. R.; Ong, D. S.: „The Merits and Limitations of Local Impact Ionization Theory“, IEEE Trans. on Electron Devices, 47 (5), 2000, 1080-1088
- [39] Benz, C.: „Tunneling and impact ionization at high electric fields in abrupt GaAs pin structures“, J. App. Phys. 81, 1997, 3181-3185
- [40] Gaul, L.: „Großsignal- und Stabilitätsanalyse von GaAs-Lawinendioden für Puls-Leistungoszillatoren im Millimeterwellenbereich“, Dissertation Techn. Univ. München, 1993
- [41] Kwok, S.; Haddad, G.: „Effects of Tunneling on an IMPATT oscillator“, J. Appl. Physics, 43 (9), 1972, 3824-3830
- [42] Misawa T.: „Multiple Uniform Layer Approximation in Analysis of Negative Resistance in p-n Junction in Breakdown“, IEEE Trans. Electr. Devices, ED-1 (12), 1967, 795-808
- [43] Claassen, M.; Harth, W.: „Small-signal noise performance of IMPATT diodes made from silicon, germanium, and gallium arsenide“, Proc. 8<sup>th</sup>

- Int. Conf. on Microwave and Optical Generation and Amplification, Amsterdam, Sept. 1970, 1236-1240
- [44] Bronstein, N.; Semendjajew, K.: „Taschenbuch der Mathematik“, Thun und Frankfurt/Main: Harri Deutsch, 1992
- [45] Harth, W.; Claassen, M.: „Aktive Mikrowellendioden“, Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1981
- [46] Böhm, H.; Freyer, J.; Claassen, M.; Harth, W.; Bauer, T.: „Second Harmonic Power Generation from GaAs-IMPATT Diodes at 210 GHz“, International Journal of Infrared and Millimeter Waves, Vol. 19, No. 4, 1998, 587-593
- [47] Böhm, H.; Freyer, J.; Claassen, M.: „Harmonic Power Generation of GaAs-IMPATT Devices up to 240 GHz“, 29<sup>th</sup> European Microwave Conference 1999, München, Germany, 1999
- [48] Russer, P.: „Hochfrequenztechnik 3“, Skriptum zur Vorlesung an der Technischen Universität München, 1991
- [49] Harth, W.: „Fluktuationen und Dynamik aktiver Halbleiter-Bauelemente“, Stuttgart, Leipzig: B.G. Teubner Leipzig, 1998
- [50] Tschernitz, M.: „Optimierung von GaAs-Lawinenlaufzeitdioden mit Hilfe einer neuartigen monolithischen Einbautechnik“, Dissertation Techn. Univ. München, 1995
- [51] Benz, C.: persönliche Mitteilung
- [52] Gaul, L.; Claassen, M.: „Pulsed high-power operation of  $p^+pnn^+$ -avalanche diodes near avalanche resonance for mm-wave oscillators“, IEEE Trans. on Electr. Devives, ED-41, (8), 1310-1318, 1994
- [53] Liebig, D.; Schünemann, K.: „Cellular Automaton Particle Simulation and Sensitivity Analysis of GaAs-MITATT-Diodes for Operation at 200 GHz“, AEÜ 52, 1998, 329-334
- [54] Liebig, D.: Interner Abschlußbericht, Lehrstuhl für Allgemeine Elektrotechnik und Angewandte Elektronik, Techn. Univ. München, 1993
- [55] Antia, H. M.: „Numerical Methods for Scientists and Engineers“, New Delhi, 1991
- [56] Holway, L. H.; Adlerstein, M. G.: „Approximative Formulas for the Thermal Resistance of IMPATT Diodes Compared with Computer Calculations“, IEEE Trans. on Electr. Devives, ED-24, 1977, 156-159
- [57] Properties of Gallium Arsenide, 2<sup>nd</sup> Ed., Published by INSPEC, 1990
- [58] Fa. Goodfellow, Katalog 1994/95
- [59] Rizzoli, V.; Lipparini, A.: „General Stability Analysis of Periodic Steady-State Regimes in Nonlinear Microwave Circuits“, IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, MTT-33 (1), 1985, 30-37

- [60] Bates, B.; Khan, P.: „Stability of Multifrequency Negative-Resistance Oscillators“, IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, MTT-32 (10), 1984, 1310-1318
- [61] Claassen, M.: „Nichtlineare Schwingungen“, Skriptum zur Vorlesung an der Technischen Universität München, 1999
- [62] Rizzoli, V.; Neri, A.: „State of the Art and Present Trends in Nonlinear Microwave CAD Techniques“, IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, 36 (2), 1988, 343-365
- [63] Curow, M.: „Konsistente Simulation von Millimeterwellen-Oszillatoren mit Gunn-Elementen und IMPATT-Dioden“, Dissertation Techn. Univ. Hamburg-Harburg, 1996
- [64] Bogner, W.: „Herstellung und Untersuchung von integrierten aktiven Millimeterwellenschaltungen auf GaAs-Substrat“, Dissertation Techn. Univ. München, 1994
- [65] Barth, H.: „Oberwellen-Oszillatoren zur Leistungserzeugung im Millimeterwellen-Gebiet“, Dissertation, AEG, 1988
- [66] Carlstrom, J. E.; Plambeck, R. L.; Thornton, D. D.: „A Continuously Tunable 65-115 GHz Gunn Oscillator“, IEEE Transaction on Microwave and Technique, MTT 33 (7), 1985, 650-659
- [67] Jones, S. H.; Zybura, M. F.; Carlstrom, J. E.; O'Brien, T. M.: „A 63-170 GHz Second-Harmonic Operation of an InP Transferred Electron Device“, IEEE Trans. on Electron Devices, 46 (1), 1999, 17-23
- [68] HP High-Frequency Structure Simulator 5.0, Hewlett Packard, HPEEsof Design Technology, 1997
- [69] Marcuvitz, N.: „Waveguide Handbook“, Peter Peregrinus Ltd., London, 1986
- [70] Eisenhart, R.; Khan, P.: „Theoretical and Experimental Analysis of a Waveguide Mounting Structure“, IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, MTT-19 (8), 1971, 706-719
- [71] Bialkowski, M. E.: „Electromagnetic Model of a Radial-Resonator Waveguide Diode Mount“, IEEE MTT-37, 1989, 1603-1611
- [72] Bates, B. D.; Ko, A.: „Modal Analysis of Radial-Resonator Waveguide Diode Mounts“, IEEE MTT-38, 1990, 1037-1045
- [73] Williamson, A. G.: „Analysis and Modeling of Two-Gap Coaxial Line Rectangular Waveguide Junctions“, IEEE MTT-31, 1983, 295-302
- [74] Williamson, A. G.: „Radial-Line/Coaxial-Line Stepped Junction“, IEEE. MTT-33, 1985, 56-59
- [75] Russer, P.: „Hochfrequenztechnik 1“, Skriptum zur Vorlesung an der Technischen Universität München, 1991
- [76] Marko, H.: „Nachrichtentechnik 1: Methoden der Systemtheorie“, Band 1, Springer, Berlin Heidelberg, 1986

- 1, Springer, Berlin Heidelberg, 1986
- [77] Meyberg, K.; Vachenaer, P.: „Höhere Mathematik 2“, 2. Auflage, Springer, Berlin Heidelberg, 1997
- [78] Grothe, H.; Freyer, J.: „Ga(Al)As molecular beam epitaxy technology and its application to mm-wave IMPATT diodes“, Proc. MIOP '87, Wiesbaden, 6B-5, 1987

## DANKSAGUNGEN

Die vorliegende Arbeit wurde am Lehrstuhl für Allgemeine Elektrotechnik und Angewandte Elektronik der Technischen Universität München angefertigt.

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.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. M. Claassen für die zahlreichen Diskussionen, in denen er wertvolle Hinweise und Ratschläge gab.

Des Weiteren danke ich Herrn Dr.-Ing. J. Freyer für seine Unterstützung bei dieser Arbeit und für seine wertvollen Hinweise bei der Prozessierung der Bauelemente und der Messtechnik.

Herrn Dr.-Ing. H. Grothe danke ich für die Halbleiter-Scheiben, mit denen diese Arbeit erst durchgeführt werden konnte.

Bei Herrn Dr.-Ing. C. Benz möchte ich mich für seine Unterstützung während der Prozessierung der selbsttragenden Bauelemente bedanken.

Den Laboranten möchte ich für die tatkräftige Hilfe bei der Prozessierung der Bauelemente und dem Werkstattpersonal für die feinmechanischen Arbeiten bei der Herstellung der Resonatorteile danken.

Herrn Hartfuß vom Max-Planck-Institut für Plasmaphysik möchte ich für die Überlassung des Kalorimeters, welches zur Eichung einzelner Komponenten bei der Messtechnik notwendig war, danken.