



Institut für Schichten und Grenzflächen
Institut 1: Halbleiterschichten und -bauelemente

Herstellung und Charakterisierung von GaAs Gunn-Dioden für Anwendungen bei 77 GHz

Jürgen Stock

***Herstellung und Charakterisierung von GaAs
Gunn-Dioden für Anwendungen bei 77 GHz***

Jürgen Stock

Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 4069

ISSN 0944-2952

Institut für Schichten und Grenzflächen

Institut 1: Halbleiterschichten und -bauelemente Jül-4069

D82 (Diss., Aachen, RWTH, 2003)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

☎ 02461/61-5220 · Telefax: 02461/61-6103 · e-mail: zb-publikation@fz-juelich.de

Herstellung und Charakterisierung von GaAs Gunn-Dioden für Anwendungen bei 77 GHz

In dieser Arbeit wurden die Eigenschaften von GaAs Gunn-Dioden mit einem Hot Electron Injector untersucht, die zur Erzeugung von Mikrowellen z.B. in der Radar- und Satellitentechnik oder in intelligenten Steuerungssystemen der Automobilelektronik eingesetzt werden. Zur Charakterisierung der Dioden wurden verschiedene Meßmethoden verwendet, die eine Analyse der DC-Kennlinien, des Kleinsignalverhaltens und des Domänenbetriebs in einem Oberwellenoszillator erlauben. Ferner wurden Reinraumprozesse entwickelt, die sowohl die Herstellung von Gunn-Diodenchips mit einer integrierten Wärmesenke für die Verwendung in Oszillatoren als auch die Prozessierung von koplanaren Gunn-Dioden für Kleinsignalmessungen ermöglichen.

Das Funktionsprinzip der Gunn-Diode basiert auf dem sog. Gunn-Effekt, dessen Ursprung ein spezieller Elektronenstreuungsprozess im Leitungsband von GaAs ist. Durch die Verwendung eines Hot Electron Injectors bestehend aus einer linear gegradeten AlGaAs-Barriere und einer anschließenden Dotierungsspitze wird dieser Streuprozess verstärkt und somit die Effizienz des Bauelements gesteigert. Es konnte gezeigt werden, daß durch eine undotierte GaAs-Spacerschicht zwischen AlGaAs-Barriere und Dotierungsspitze eine ungewollte Diffusion der Dotieratome in Richtung der AlGaAs-Barriere unterbunden und so die Wirkungsweise des Injektors verbessert wird.

Die Homogenität und Reproduzierbarkeit des Herstellungsprozesses konnte im Vergleich zu bestehenden Verfahren durch die Einführung eines Ätzstops bei der Rückdünnung des Substrates und durch die Verwendung eines Plasma-Ätzprozesses zur Definition der Gunn-Diodenmesa erhöht werden.

Fabrication and Characterization of GaAs Gunn Diodes for Applications at 77 GHz

In the present thesis the properties of GaAs Gunn diodes with a hot electron injector have been investigated which are used to generate microwave power e.g. in radar and satellite technology or in intelligent control systems in the field of automotive electronics. The diodes have been characterized using different measurement methods which allow the analysis of the DC curves, the small signal behavior and the second harmonic mode operation in an oscillator. Furthermore the process technology has been developed to fabricate Gunn diode chips with integrated heat sink used in oscillators and coplanar Gunn diodes for small signal measurements.

The operation principle of a Gunn diode is based on the so-called Gunn effect which originates from a particular electron scattering process in the conduction band of GaAs. Using a hot electron injector consisting of a linearly graded AlGaAs barrier and an adjacent delta doped layer the scattering process is reinforced and the efficiency of the device is improved. It has been shown that an undoped GaAs spacer layer between the AlGaAs barrier and the delta doped layer can prevent the unintentional diffusion of doping atoms towards the AlGaAs barrier and therefore enhances the effect of the injector.

The homogeneity and reproducibility of the fabrication process has been increased compared to existing methods by introducing an etch stop layer for the substrate removal and by using a plasma etching process for the definition of the Gunn diode mesa.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Der Gunn-Effekt	3
2.1.1	Entdeckung durch J. B. Gunn	3
2.1.2	Physikalische Ursachen des Gunn-Effekts	4
2.1.3	Entstehung von Hochfelddomänen und Stromoszillationen	7
2.1.4	Materialspezifische Grenzfrequenzen	9
2.2	Theorie des Gunn-Effekts	10
2.2.1	Stationäre Strom-Spannungskennlinie	10
2.2.2	Kleinsignalverhalten	12
2.2.3	Dynamik von Hochfelddomänen	14
2.2.4	Verhalten im Oszillator	20
2.3	Der Aufbau einer Gunn-Diode	26
2.3.1	Standardstruktur	26
2.3.2	Injektoren	26
2.3.3	Dotierungsspitze am Injektor	29
2.3.4	Dotierungsprofile in der Driftzone	29
2.4	Thermische Betrachtungen	31
2.4.1	Lösung der Wärmeleitungsgleichung	31
2.4.2	Einfluß der Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit	35
2.4.3	Einfluß der wandernden Hochfelddomänen	36
2.4.4	Simulation der Temperaturverteilung	37
3	Technologie	43
3.1	MBE-Schichtaufbau	43
3.2	Prozeßablauf zur Herstellung von Gunn-Diodenchips	46
3.2.1	Aufdampfung des ohmschen Rückseitenkontaktes	47
3.2.2	Herstellung der integrierten Wärmesenke aus Gold	49
3.2.3	Stabilisierung der Probe mit Nickel	51
3.2.4	Entfernung des GaAs-Substrates	52

3.2.5	Aufdampfung des ohmschen Topkontaktes und der Ti-Ätzmaske	54
3.2.6	Mesaätzung mit einem ECR-RIE Prozeß	56
3.2.7	Galvanische Verstärkung des Topkontaktes	58
3.2.8	Vereinzelung der Gunn-Diodenchips	60
3.3	Package und Oszillator	60
3.3.1	Aufbau des Packages	60
3.3.2	Funktionsweise des Oszillators	61
3.4	Prozeßablauf zur Herstellung von koplanaren Gunn-Dioden	63
3.4.1	Aufdampfung des ohmschen Topkontaktes und der Ti-Ätzmaske	64
3.4.2	Mesaätzung mit einem ECR-RIE Prozeß	64
3.4.3	Aufdampfung des ohmschen Bottomkontaktes	65
3.4.4	Isolation der einzelnen Bauelemente	67
3.4.5	Isolation der Diodenmesa mit Polyimid	68
3.4.6	Aufdampfung der koplanaren Bondpads	70
4	Messungen an Gunn-Diodenchips	73
4.1	Gleichstrom Charakterisierung	73
4.1.1	Bestimmung des Kontaktwiderstands	73
4.1.2	Beschreibung des Meßaufbaus für Pulsmessungen	75
4.1.3	I-U-Kennlinien der verschiedenen MBE-Schichtsysteme	75
4.1.4	Temperaturabhängige und gepulste Messungen	79
4.2	Hochfrequenz Charakterisierung	82
4.2.1	Beschreibung des Meßaufbaus für Hochfrequenzmessungen	83
4.2.2	Abgleich des Oszillators	84
4.2.3	Beschreibung der Turn-On Charakteristik	85
4.2.4	Spannungsabhängigkeit von Frequenz und Leistung	86
4.2.5	Temperaturabhängigkeit von Frequenz und Leistung	89
5	Messungen an koplanaren Gunn-Dioden	91
5.1	I-U-Kennlinien koplanarer Gunn-Dioden	91
5.2	S-Parameter Messungen bis 110 GHz	92
5.2.1	Beschreibung der Messungen	93
5.2.2	Diskussion der Ergebnisse	94
5.2.3	Vergleich mit der Theorie	97
5.3	Impedanzverhalten unterhalb von 10 MHz	98
6	Zusammenfassung und Ausblick	103
A	Transmission Line Methode	107

B	Definition der S-Parameter	111
C	Prozeßparameter	113
C.1	Reinigungsprozesse	113
C.2	Lithographieprozesse	115
C.3	Naßchemische Ätzprozesse	118
C.4	Plasma-Ätzprozesse	120
C.5	Metallisierungsprozesse	121
C.6	Galvanikprozesse	122
D	Maskenlayout	123
D.1	Maskensatz für Gunn-Diodenchips	123
D.2	Maskensatz für koplanare Gunn-Dioden	126
	Abbildungsverzeichnis	129
	Literaturverzeichnis	133
	Danksagung	139

Kapitel 1

Einleitung

In den letzten Jahren hat sich der Schwerpunkt der Mikrowellenanwendungen vom militärischen zum zivilen Sektor verlagert. Neben den klassischen Einsatzgebieten in der Radar- und Satellitentechnik gewinnen nun auch vermehrt kommerzielle Anwendungen zum Beispiel in der Automobilelektronik an Bedeutung. Hier finden Radarstrahlen in Systemen zur automatischen Geschwindigkeitssteuerung oder als Antikollisionsrader Anwendung. Für solche Systeme werden leistungsstarke Mikrowellenquellen im Frequenzbereich zwischen 60 und 90 GHz benötigt. Diese Anforderungen werden von der sogenannten *Gunn-Diode* erfüllt, deren physikalisches Funktionsprinzip im Rahmen dieser Arbeit näher untersucht wurde.

Zur Erzeugung von Mikrowellen mit Gunn-Dioden nutzt man den sogenannten *Gunn-Effekt* aus, der erstmals im Jahre 1963 von J. B. Gunn experimentell beobachtet wurde [Gun63]. Bereits einige Jahre zuvor beschrieben Ridley, Watkins und Hilsom das zugrundeliegende physikalische Prinzip [Rid61, Hil62]. Der Gunn-Effekt basiert demnach auf einem Elektronenstreuungsprozess, der oberhalb einer bestimmten Schwellfeldstärke im Leitungsband gewisser Halbleiterverbindungen (zum Beispiel GaAs oder InP) auftritt. Diese Materialien besitzen im Leitungsband außer einem Hauptminimum am Γ -Punkt noch mindestens ein weiteres, energetisch höher gelegenes Nebenminimum mit größerer effektiver Elektronenmasse. Bei Erreichen einer bestimmten Schwellfeldstärke können die Elektronen genügend Energie gewinnen, um aus dem Hauptminimum in das Nebenminimum zu wechseln. Durch diesen Streuvorgang nimmt die mittlere Driftgeschwindigkeit der Elektronen ab und ein Bereich mit negativ-differentieller Beweglichkeit entsteht. Kleine Fluktuationen in der Elektronendichte können aufgrund dieser negativ-differentiellen Beweglichkeit zu großen Ladungsdipolen anwachsen und durch den Halbleiter wandern. In einem äußeren Stromkreis werden dadurch Oszillationen im Strom verursacht, deren Frequenz durch die Driftgeschwindigkeit der Ladungsdipole und die Länge der Halbleiterprobe bestimmt wird.

Gunn-Dioden konkurrieren mit Oszillatoren auf der Basis von integrierten Transistor-Schaltungen, sogenannten MMICs. Im Frequenzbereich oberhalb von 75 GHz werden typischerweise schnelle HEMT Transistoren (High Electron Mobility Transistor) zum Aufbau solcher Schaltungen verwendet [Siw99, Rad01]. Bei diesem Transistortyp wird der leitende Kanal von einem zweidimensionalen Elektronengas (2DEG) gebildet. Der HEMT besitzt aufgrund der hohen Elektronenbeweglichkeit im 2DEG sehr gute Hochfrequenzeigenschaften und, ähnlich wie die Gunn-Diode, einen geringen Rauschpegel. Die Leistungsdaten der MMIC-Oszillatoren liegen in

diesem Frequenzbereich jedoch noch deutlich unter den mit Gunn-Dioden erreichbaren Werten, so daß die Gunn-Diode in der praktischen Anwendung die bedeutendere Rolle spielt.

Die Leistungsausbeute von Gunn-Dioden wurde in der Vergangenheit ständig erweitert. Insbesondere die Fortschritte in der Herstellung von Halbleiterschichten zum Beispiel mittels Molekularstrahlepitaxie erlauben die präzise Herstellung von komplexen Halbleiterschichtstrukturen, um die Effizienz der Gunn-Diode zu erhöhen. Eine deutliche Verbesserung kann durch die Verwendung eines *Hot Electron Injectors* erzielt werden, der den Elektronen bereits beim Eintritt in den Driftbereich der Gunn-Diode die erforderliche Energie für den Streuprozeß in das Nebenminimum des Leitungsbandes verleiht. Dadurch entfällt die ansonsten notwendige Beschleunigungsstrecke für die Elektronen, und die Gunn-Diode arbeitet wesentlich effektiver.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die physikalischen Eigenschaften einer solchen Gunn-Diode mit Injektor näher untersucht. Der verwendete Injektor setzt sich aus einer AlGaAs-Barriere mit linear anwachsendem Aluminiumgehalt und einer dünnen, hoch-dotierten GaAs-Schicht als Verbindung zwischen AlGaAs-Barriere und Driftzone der Gunn-Diode zusammen. Der Einfluß der verschiedenen Komponenten des Injektors auf die DC-Kennlinien und das HF-Verhalten der Gunn-Diode wurde mit geeigneten Meßmethoden ermittelt. Zur Hochfrequenzcharakterisierung wurden dazu sowohl Messungen an einem Gunnoszillator als auch Streuparameter-Messungen an speziell präparierten Gunn-Dioden durchgeführt.

Eine besondere Bedeutung besitzt die Wärmeabfuhr während des Betriebs einer Gunn-Diode in einem Oszillator, da die Eingangsleistung von etwa 5 W aufgrund des niedrigen Wirkungsgrades zu einem großen Teil in Wärme umgewandelt wird. Aus diesem Grunde wird ein Prozeßablauf zur Herstellung von Gunn-Diodenchips mit einer integrierten Wärmesenke vorgestellt. Eine besondere Herausforderung dieses Verfahrens ist die notwendige doppelseitige Prozessierung des Wafers, die eine vollständige Entfernung des Substrates und folglich eine alternative Stabilisierung der Probe erfordert.

Streuparameter-Messungen gestatten einen Zugriff auf die intrinsischen Hochfrequenzeigenschaften der Gunn-Diode ohne den Einfluß eines Oszillators. Zu diesem Zweck werden planare Gunn-Dioden mit geringeren Peakströmen und koplanaren Zuleitungen benötigt. Dazu wurde der Prozeßablauf entsprechend modifiziert und insbesondere auf die Verwendung einer Wärmesenke verzichtet.

Überblick

Im nächsten Kapitel werden zunächst einige physikalische Grundlagen erörtert, die im weiteren Verlauf für das Verständnis der Zusammenhänge von Bedeutung sind. Insbesondere werden hierzu Rechnungen zum Klein- und Großsignalverhalten der Gunn-Diode und zur Wärmeableitung durchgeführt. Im Anschluß werden die Prozeßabläufe zur Herstellung von Gunn-Diodenchips mit integrierter Wärmesenke und von koplanaren Gunn-Dioden vorgestellt. Dabei wird auf die benutzten technologischen Verfahren und Prozeßparameter sowie auf die verwendeten Halbleiterschichtsysteme eingegangen. Danach werden die an den Gunn-Diodenchips durchgeführten Messungen beschrieben. Anhand der Gleichstrom-Kennlinien werden die Modifikationen des Halbleiterschichtsystems erläutert, bevor anschließend das Hochfrequenzverhalten der Gunn-Dioden in einem Oszillator in Abhängigkeit von Betriebsspannung und Temperatur diskutiert wird. Im darauf folgenden Kapitel werden die Streuparameter-Messungen an koplanaren Gunn-Dioden behandelt, mit denen das frequenzabhängige Verhalten von Reflexionsfaktor und Impedanz ermittelt wurde. Abschließend werden die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefaßt.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel sollen die theoretischen Grundlagen, die zum Verständnis der Gunn-Diode und der durchgeführten Messungen notwendig sind, erläutert werden. Dazu wird zunächst nach einer kurzen historischen Betrachtung eine qualitative Beschreibung des Gunn-Effekts und seiner physikalischen Ursachen gegeben. Im Anschluß daran erfolgt eine einfache quantitative Analyse des Kleinsignalverhaltens von Gunn-Dioden und der Dynamik von stabilen Hochfelddomänen. Schließlich wird der Einfluß eines Resonators auf die Entstehung und Propagation von Domänen beschrieben. In Kap. 2.3 werden verschiedene Ansätze zur Optimierung des Materialsystems einer Gunn-Diode diskutiert, die eine Verbesserung von Leistungsausbeute und Effizienz ermöglichen. Der letzte Abschnitt beschäftigt sich speziell mit dem Problem der thermischen Belastung des Bauelements.

2.1 Der Gunn-Effekt

2.1.1 Entdeckung durch J. B. Gunn

Der von J. B. Gunn im Jahr 1963 zum ersten Mal beobachtete und nach ihm benannte Gunn-Effekt [Gunn63, Gunn64] beschreibt das Auftreten von hochfrequenten Stromoszillationen in bestimmten III-V Halbleiterproben, wenn das angelegte elektrische Feld einen kritischen Wert überschreitet. Gunn untersuchte den Effekt zunächst an n-dotierten GaAs- und InP-Proben, die durch Einlegieren einer geeigneten Metallisierung (Sn für GaAs, In für InP) ohmsch kontaktiert wurden. Die Strom-Spannungskennlinien der so präparierten Proben wurden mit Spannungspulsen von 10 ns Dauer gemessen. Oberhalb einer kritischen Spannung, die einer elektrischen Feldstärke von 2000 - 4000 Vcm^{-1} entsprach, traten Stromfluktuationen in der Form von periodischen Oszillationen auf, deren Frequenz im Mikrowellenbereich lag (Abb. 2.1). Gunn zeigte, daß die Periode der Oszillationen proportional zur Probenlänge und näherungsweise gleich der Elektronenlaufzeit zwischen den beiden Elektroden ist. Durch weitere Experimente konnte ein Einfluß der ohmschen Kontakte ausgeschlossen werden, so daß es sich allein um eine Eigenschaft des Halbleitermaterials zu handeln schien. Messungen der abgegebenen Mikrowellenleistung ergaben bis zu 0.5 W bei 1 GHz; das entsprach etwa 1 - 2% der Eingangsleistung. Gunn erkannte, daß diese Werte seine Entdeckung für eine technologische Anwendung inter-

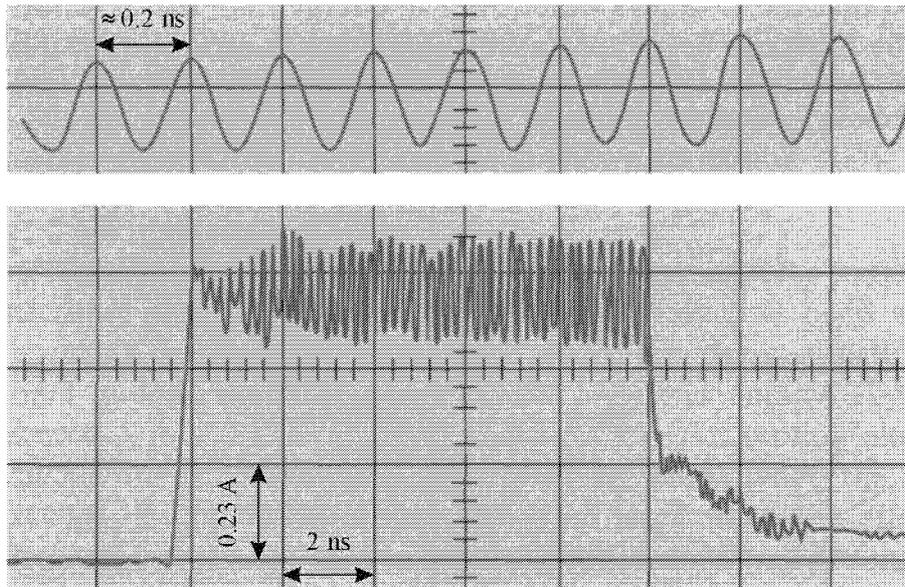


Abbildung 2.1: Stromoszillationen nach Anlegen eines Spannungspulses mit einer Amplitude von 16 V und einer Länge von 10 ns. Die Probenlänge betrug $2.5 \cdot 10^{-3}$ cm, die Frequenz der gemessenen Oszillationen lag bei 4.5 GHz [Gun63].

essant machten. Er schlug mehrere Deutungsmöglichkeiten für seine Beobachtungen vor, u. a. den Elektronentransfer in höhere Leitungsbandminima, konnte jedoch nicht alle offenen Fragen eindeutig klären.

Die Deutung des Gunn-Effektes gelang schließlich Krömer [Kro64], der die von Gunn gemachten Beobachtungen mit Hilfe einer von Ridley, Watkins und Hilsun entwickelten Theorie erklärte. Ridley und Watkins [Rid61] hatten bereits wenige Jahre zuvor gezeigt, daß in bestimmten Halbleitern eine negativ-differentielle Leitfähigkeit auftreten kann, wenn bei hohen Feldstärken Elektronen in ein energetisch höher gelegenes Minimum des Leitungsbandes mit geringerer Beweglichkeit übergehen. Hilsun [Hil62] bestätigte dies durch eine quantitative Untersuchung für GaAs. Die Grundzüge der Theorie von Ridley, Watkins und Hilsun sollen im nächsten Abschnitt näher erläutert werden.

2.1.2 Physikalische Ursachen des Gunn-Effekts

Die Ursache für das Auftreten des Gunn-Effekts liegt in der speziellen Leitungsbandstruktur einiger Halbleiter wie zum Beispiel GaAs oder InP (Abb. 2.2). Bei diesen Halbleiterverbindungen existieren im Leitungsband außer dem Hauptminimum am Γ -Punkt weitere sogenannte Nebenminima, die um einen Energiebetrag ΔE höher liegen. Das Nebenminimum am L-Punkt von GaAs liegt zum Beispiel 0.36 eV oberhalb der Bandkante am Γ -Punkt. Im Hauptminimum ist die Zustandsdichte und damit auch die effektive Elektronenmasse klein ($m_1^* = 0.07 m_e$ für GaAs). Daraus ergibt sich eine relativ hohe Beweglichkeit μ_1 der Elektronen. Im Gegensatz dazu ist die Zustandsdichte im Nebenminimum am L-Punkt wesentlich höher, d.h. die effektive Masse ist groß ($m_2^* = 0.4 m_e$ für GaAs) und die Beweglichkeit μ_2 folglich gering.

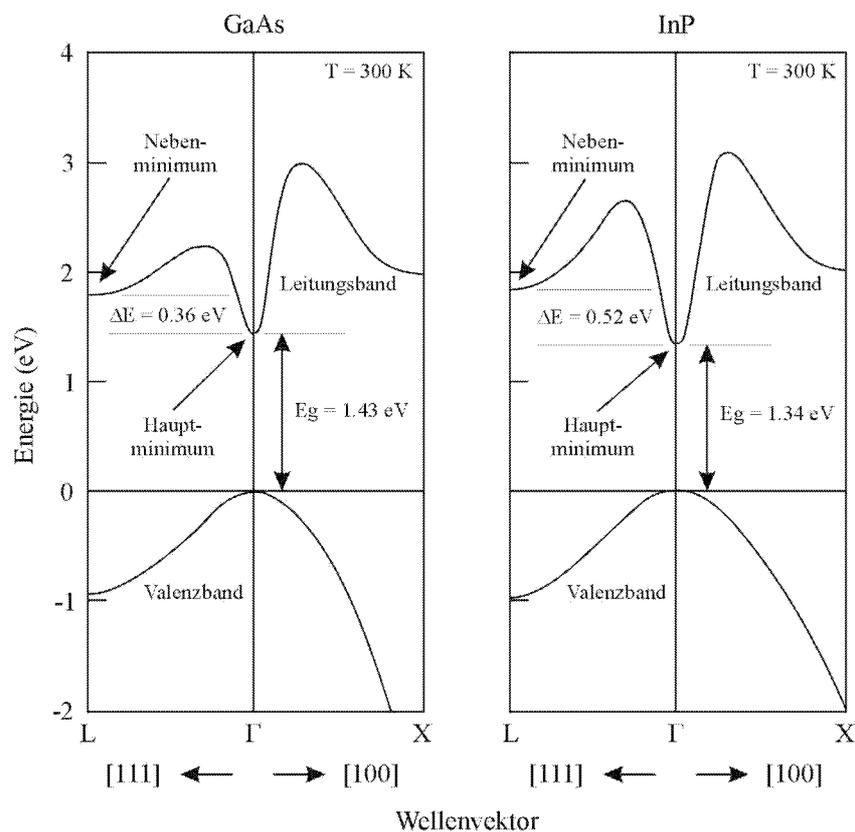


Abbildung 2.2: Vereinfachte Darstellung der Bandstruktur von GaAs und InP [Sze98].

Ist das äußere elektrische Feld sehr klein, so besetzen die Elektronen nur die niedrigsten Energiezustände im Hauptminimum des Leitungsbandes bis zu einer Energie, die durch die thermische Energie der Elektronen gegeben ist (≈ 0.025 eV bei 300 K). Mit zunehmender Feldstärke werden die Elektronen beschleunigt und tauschen die so gewonnene Energie über Stöße mit dem Kristallgitter untereinander aus. Dadurch steigt die mittlere Elektronenenergie, so daß nun auch höhere Energiezustände im Leitungsband besetzt werden können. Erreicht die mittlere Elektronenenergie die Intervalley-Transferenergie von 0.36 eV, so können die Elektronen auch das Nebenminimum am L-Punkt besetzen. Dort ist die effektive Masse der Elektronen ungefähr sechs mal so groß wie im Hauptminimum, und auch die elektronische Zustandsdichte ist somit deutlich größer. Elektronen mit ausreichender Energie werden also vornehmlich das Nebenminimum besetzen. Obwohl eine weitere Erhöhung des elektrischen Feldes ein getrenntes Ansteigen der Driftgeschwindigkeit in Haupt- und Nebenminimum bewirkt, kann in der Kombination durch den Elektronentransfer ein Bereich mit negativ-differentieller Beweglichkeit auftreten. Dies soll anhand einer einfachen Abschätzung verdeutlicht werden.

Bezeichnet man die Elektronendichte im Hauptminimum mit n_1 und im Nebenminimum mit n_2 , so gilt für die Driftgeschwindigkeit

$$v(E) = \frac{(n_1\mu_1 + n_2\mu_2) E}{n}, \quad (2.1)$$

wobei $n = n_1 + n_2$ die Gesamtelektronenkonzentration ist. Setzt man für die relative Besetzung

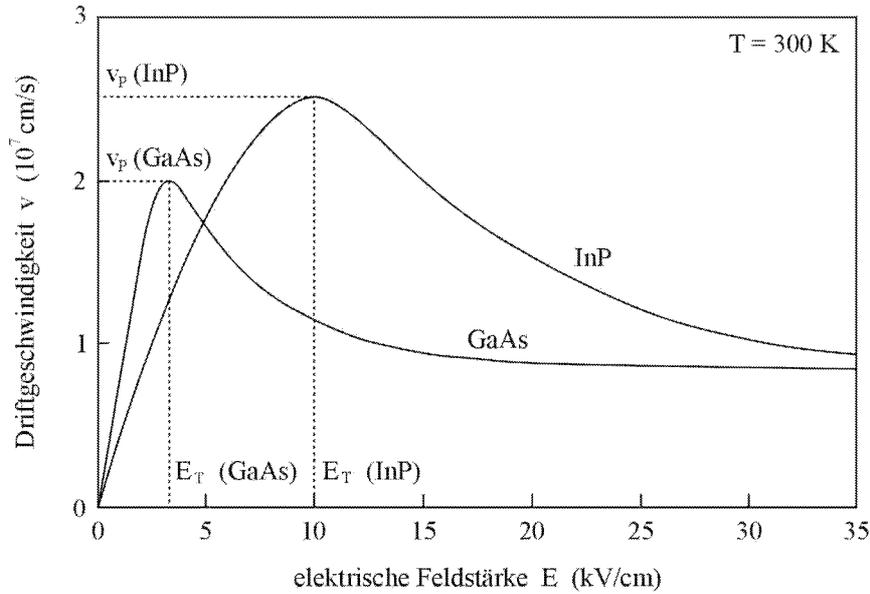


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der mittleren Elektronen-Driftgeschwindigkeit als Funktion der elektrischen Feldstärke für GaAs und InP.

p des Nebenminimums

$$p = \frac{n_2}{n} = \frac{n_2}{n_1 + n_2}, \quad (2.2)$$

so erhält man aus Gl. (2.1)

$$v(E) = (\mu_1(1-p) + \mu_2 p) E. \quad (2.3)$$

Nimmt man an, daß die Beweglichkeit unabhängig von der elektrischen Feldstärke ist, so folgt

$$\frac{dv}{dE} = \mu_1 - (\mu_1 - \mu_2) \left(p + \frac{dp}{dE} E \right). \quad (2.4)$$

Daraus ergibt sich

$$\frac{dv}{dE} < 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{dp}{dE} > \frac{\mu_1}{\mu_1 - \mu_2} - p, \quad (2.5)$$

d.h. die differentielle Beweglichkeit wird negativ, wenn die Änderung der Besetzung des Nebenminimums mit der elektrischen Feldstärke einen bestimmten Schwellwert überschreitet. Der Zusammenhang zwischen Driftgeschwindigkeit und elektrischer Feldstärke hat für den entsprechenden Halbleiter in diesem Fall die in Abb. 2.3 dargestellte Form. Nach dem Erreichen der Grenzfeldstärke E_T sinkt die Driftgeschwindigkeit ab, die differentielle Beweglichkeit wird negativ.

Für das Auftreten von negativ-differentieller Beweglichkeit durch Elektronentransfer müssen also folgende Anforderungen an den Halbleiter gestellt werden:

1. Der energetische Abstand ΔE zwischen Hauptminimum und Nebenminimum muß deutlich größer als die thermische Energie kT der Elektronen sein, um eine thermische Besetzung des Nebenminimums bei kleinen elektrischen Feldern zu vermeiden.

2. Die Bandlücke E_g muß größer als ΔE sein, um zu verhindern, daß Stoßionisation von Elektronen über die Bandlücke hinweg vor einem Elektronentransfer in das Nebenminimum auftritt.
3. Die effektive Masse der Elektronen im Nebenminimum muß merklich größer als die effektive Masse im Hauptminimum sein, damit aufgrund der daraus folgenden großen Zustandsdichte eine hohe Wahrscheinlichkeit für die Besetzung des Nebenminimums durch Elektronen mit der passenden Energie besteht.
4. Die Beweglichkeit der Elektronen im Nebenminimum muß deutlich kleiner als die Beweglichkeit im Hauptminimum sein.
5. Der Elektronentransfer zwischen den Leitungsbandminima muß innerhalb eines engen Bereichs der elektrischen Feldstärke erfolgen.

Eine wichtige experimentelle Bestätigung der Theorie von Ridley, Watkins und Hilsun gelang Hutson *et al.* [Hut65] durch Experimente mit GaAs unter hydrostatischem Druck. Durch Erhöhung des Druckes kann die Energiedifferenz zwischen den Leitungsbandminima kontrolliert verringert werden. Die damit verbundene Verschiebung der kritischen Feldstärke E_T zu niedrigeren Werten hin wurde von Hutson *et al.* nachgewiesen. Oberhalb eines Druckes von 26 kbar setzten die Stromoszillationen schließlich vollständig aus. Dieser Druck stimmt sehr gut überein mit theoretischen Berechnungen des Druckes, der notwendig ist, um das Nebenminimum auf das energetische Niveau des Hauptminimums abzusenken. In diesem Fall kann das Nebenminimum bereits bei Raumtemperatur ohne äußeres elektrisches Feld besetzt werden. Ein feldinduzierter Transfer von Elektronen kann nicht stattfinden und folglich tritt auch keine negativ-differentielle Beweglichkeit auf. Ähnliche Experimente wurden von Shyam *et al.* [Shy66] durch gezielte Ausübung von Druck entlang bestimmter Kristallrichtungen durchgeführt.

2.1.3 Entstehung von Hochfelddomänen und Stromoszillationen

Bereits Ridley [Rid63] zeigte, daß in einem Halbleiter, für den die in Abb. 2.3 dargestellte Abhängigkeit zwischen Driftgeschwindigkeit und elektrischem Feld gilt, eine Aufspaltung des elektrischen Feldes längs der Probe in Domänen mit unterschiedlicher Feldstärke auftreten kann, wobei die Domänen die Probe mit der mittleren Driftgeschwindigkeit der Elektronen durchlaufen. Experimentell wurde dies von Gunn [Gunn65] nachgewiesen. Mittels einer kapazitiv angekoppelten und entlang der Probenoberfläche verschiebbaren Sonde konnte er den Potentialverlauf längs der Probe bestimmen. Die Messung ergab, daß die von ihm beobachteten Stromoszillationen mit dem Auftreten von Bereichen hoher Feldstärke verbunden sind, die jeweils an der Kathode entstehen und die Probe bis zur Anode durchlaufen.

Die Entstehung von Hochfelddomänen in einem Halbleiter mit negativ-differentieller Beweglichkeit kann anhand einer einfachen qualitativen Überlegung verdeutlicht werden. Gegeben sei eine spontane Fluktuation der Elektronendichte n , die zum Beispiel durch Rauscheffekte oder eine Abweichung von der ansonsten gleichförmigen Dotierkonzentration n_0 auftreten kann. Wenn das elektrische Feld unterhalb der Grenzfeldstärke E_T liegt, wird die zufällige Ladungsfluktuation Q_0 nach dem Exponentialgesetz

$$Q(t) = Q_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_d}\right) \quad (2.6)$$

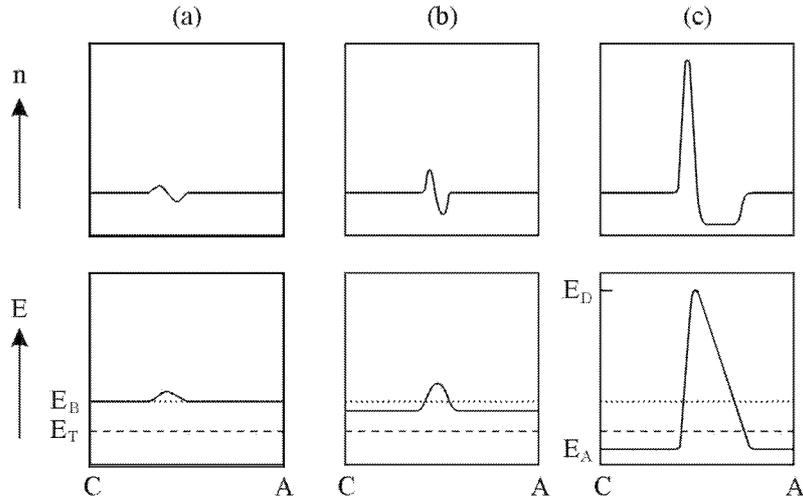


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der Entstehung einer stabilen Hochfelddomäne aus einer Ladungsfluktuation. C bezeichnet die Kathode und A die Anode [Hob74].

wieder abgebaut. Dabei ist τ_d die sogenannte *dielektrische Relaxationszeit*. Stellt man die Halbleiterprobe vereinfacht durch eine Parallelschaltung eines differentiellen Widerstands

$$R_d = \frac{L}{en\mu_d A} \quad (2.7)$$

und einer differentiellen Kapazität

$$C_d = \frac{\epsilon\epsilon_0 A}{L} \quad (2.8)$$

dar, ergibt sich für die dielektrische Relaxationszeit

$$\tau_d = R_d C_d = \frac{\epsilon\epsilon_0}{en\mu_d}. \quad (2.9)$$

Dabei sind A die Querschnittsfläche der Probe, L die Probenlänge und μ_d die differentielle Beweglichkeit. Ist die elektrische Feldstärke oberhalb von E_T , d.h. ist die differentielle Beweglichkeit μ_d negativ, so ist auch $\tau_d < 0$, und die Ladungsfluktuation wächst nach Gl. (2.6) exponentiell an.

Anschaulich läßt sich dies anhand von Abb. 2.4 folgendermaßen erklären: Die Ladungsfluktuation hat die Form eines elektrischen Dipols bestehend aus einer Verarmungszone und einer Akkumulationsschicht (Abb. 2.4a). Das über die Poisson-Gleichung

$$\epsilon\epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial x} = e(n - n_0) \quad (2.10)$$

mit dieser Raumladungszone verbundene elektrische Feld E ist an der Stelle der Raumladungszone gegenüber der Umgebung leicht erhöht. Dies hat eine Reduktion der Driftgeschwindigkeit der Elektronen in der Verarmungszone zur Folge, so daß diese gegenüber der sich bewegenden Raumladungszone zurückfallen. Dadurch wird einerseits die Verarmungszone ausgeweitet und andererseits die Akkumulationsschicht vergrößert. Das Anwachsen der Raumladungszone

bewirkt nach Gl. (2.10) wiederum eine Erhöhung der elektrischen Feldstärke im Bereich der Raumladungszone (Abb. 2.4b). Da der Spannungsabfall entlang der gesamten Probe konstant ist, bedeutet ein Einsteigen der Feldstärke im Bereich der Domäne ein Abfallen des Feldes in der übrigen Probe. Innerhalb der Domäne steigt die Feldstärke auf E_D an, außerhalb sinkt sie auf E_A ab (Abb. 2.4c). E_D und E_A stellen sich so ein, daß die Elektronengeschwindigkeiten innerhalb und außerhalb der Domäne gleich sind. Bei einer solchen stabilen Domäne liegt die elektrische Feldstärke E_A außerhalb der Domäne unter der Grenzfeldstärke E_T . Dadurch ist gleichzeitig garantiert, daß keine weitere Domäne entstehen kann, solange eine stabile Hochfelddomäne die Probe durchläuft.

In einer Gunn-Diode entwickeln sich die Domänen in der Regel in der Nähe der Kathode. Ist die Domäne stabil, hat das elektrische Feld außerhalb der Domäne den konstanten Wert $E_A < E_T$ erreicht, und im äußeren Stromkreis fließt somit ein konstanter Strom I . Die Domäne durchläuft die Probe in der Zeit T_D näherungsweise mit der mittleren Driftgeschwindigkeit der Elektronen außerhalb der Domäne, bis sie die Anode erreicht. Dort wird das Domänenpotential abgebaut, wodurch die elektrische Feldstärke außerhalb der Domäne und damit auch der Strom im äußeren Stromkreis ansteigt. Erreicht die Feldstärke E_T , so bildet sich eine neue Domäne aus, und der Strom I fällt wieder auf den anfänglichen konstanten Wert ab. Der Stromverlauf ergibt sich also aus einem konstanten Grundanteil, dem periodische Strompulse im zeitlichen Abstand von T_D überlagert sind.

2.1.4 Materialspezifische Grenzfrequenzen

Die maximal erreichbaren Frequenzen, bei denen eine Gunn-Diode eine nennenswerte Mikrowellenleistung liefert, werden durch eine Vielzahl von Parametern beeinflusst. Dazu gehören die Erwärmung der Probe durch die große Verlustleistung, Raumladungs- und Diffusionseffekte, die Impedanzanpassung zwischen Diode und Resonanzschaltkreis, der Skin-Effekt und der Einfluß des Packaging. Auf einzelne Parameter wird in den folgenden Kapiteln an entsprechender Stelle eingegangen, eine ausführliche Diskussion aller Einflußgrößen findet man in [Sa183]. In diesem Abschnitt sollen jedoch speziell die rein materialspezifischen Beschränkungen erörtert werden [Hob74].

Der Streuvorgang zwischen Hauptminimum und Nebenminimum benötigt eine endliche Zeit, wodurch die maximal mögliche Frequenz beschränkt wird. Denn negativ-differentielle Beweglichkeit kann nicht auftreten, bevor eine Intervalley-Streuung erfolgt ist. Zur Erklärung der Zusammenhänge sei angenommen, daß sich die Feldstärke sinusförmig mit der Zeit ändert. Liegt das elektrische Feld oberhalb der Grenzfeldstärke, so können die Elektronen im Hauptminimum genug Energie für einen Wechsel in das Nebenminimum erlangen. Der eigentliche Wechsel erfolgt durch einen Streuprozess mit einem geeigneten Phonon, das dem Elektron die für den Wechsel in das Nebenminimum notwendige Änderung seines Wellenvektors ermöglicht. Die mittlere Zeit zwischen zwei Streuprozessen ist für GaAs bei 300 K ungefähr 10^{-12} s, und die obere Grenzfrequenz infolge der Intervalley-Streuung liegt bei ungefähr 150 GHz.

Eine noch schärfere Beschränkung der maximalen Frequenz ergibt sich aus der Relaxationszeit der Elektronen im Hauptminimum. Wenn das sinusförmige elektrische Feld wieder abfällt, müssen die Elektronen aus dem Nebenminimum wieder in das Hauptminimum zurückwechseln. Aufgrund der hohen Zustandsdichte im Nebenminimum kann jedoch nur eine entsprechend große

Zahl von Elektronen ins Hauptminimum übergehen, wenn die mittlere Energie der Elektronen dort soweit gesunken ist, daß genügend freie Zustände vorhanden sind. Die Relaxationszeit für GaAs beträgt ungefähr $3 \cdot 10^{-12}$ s, und es ergibt sich eine Grenzfrequenz von maximal 100 GHz.

Die Relaxationszeit für InP ist geringer, so daß mit diesem Materialsystem Frequenzen bis zu 200 GHz erreichbar sind. Eine weitere Möglichkeit, zu höheren Frequenzen zu gelangen, ist die Verwendung von Oberwellen anstelle der Fundamentalschwingung. Durch spezielle, an den Oberwellenbetrieb angepaßte Resonatoren ist es auch im sogenannten Second-Harmonic-Mode möglich, ausreichend große Mikrowellenleistungen zu erzielen.

2.2 Theorie des Gunn-Effekts

Nach den qualitativen Betrachtungen im ersten Abschnitt soll nun eine theoretische Behandlung des Gunn-Effekts basierend auf der Poisson-Gleichung und der Stromgleichung vorgestellt werden. Es wird sowohl das Gleichstromverhalten als auch das Klein- und Großsignalverhalten analysiert. Letzteres beinhaltet den eigentlichen Gunn-Effekt, d.h. die Entstehung und Ausbreitung von Hochfelddomänen. Abschließend werden die verschiedenen Betriebsmodi einer Gunn-Diode in einem Resonanzkreis untersucht.

2.2.1 Stationäre Strom-Spannungskennlinie

Die Basis zur Berechnung der Strom-Spannungskennlinie bilden die Poisson-Gleichung und die Stromgleichung [Cum66, Hei71]:

$$\frac{\partial E(x)}{\partial x} = - \frac{\rho(x)}{\epsilon \epsilon_0}, \quad (2.11)$$

$$j = e n(x) v(E). \quad (2.12)$$

Dabei ist x die Ortskoordinate in Richtung des Stromflusses von der Kathode zur Anode, $\rho(x)$ die Ladungsdichte, ϵ die relative Dielektrizitätskonstante des Halbleitermaterials, ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums und $v(E)$ die feldabhängige Driftgeschwindigkeit der Elektronen. Die Ladungsdichte $\rho(x)$ setzt sich zusammen aus

1. der Konzentration $n(x)$ der negativ geladenen, frei beweglichen Elektronen (Die Löcherkonzentration p wird wegen $p \ll n$ und $\mu_p \ll \mu_n$ vernachlässigt) und
2. der Konzentration $n_0(x)$ der positiv geladenen, ortsfesten Donatoren.

Damit ist

$$\rho(x) = -e (n(x) - n_0(x)) \quad (2.13)$$

und eingesetzt in Gl. (2.11) ergibt sich

$$\frac{\partial E(x)}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon \epsilon_0} (n(x) - n_0(x)). \quad (2.14)$$

Eliminiert man mit Hilfe von Gl. (2.12) die Elektronenkonzentration $n(x)$, so erhält man

$$\frac{\partial E(x)}{\partial x} = \frac{n_0 e}{\epsilon \epsilon_0} \left(\frac{j}{e n_0 v(E)} - 1 \right). \quad (2.15)$$

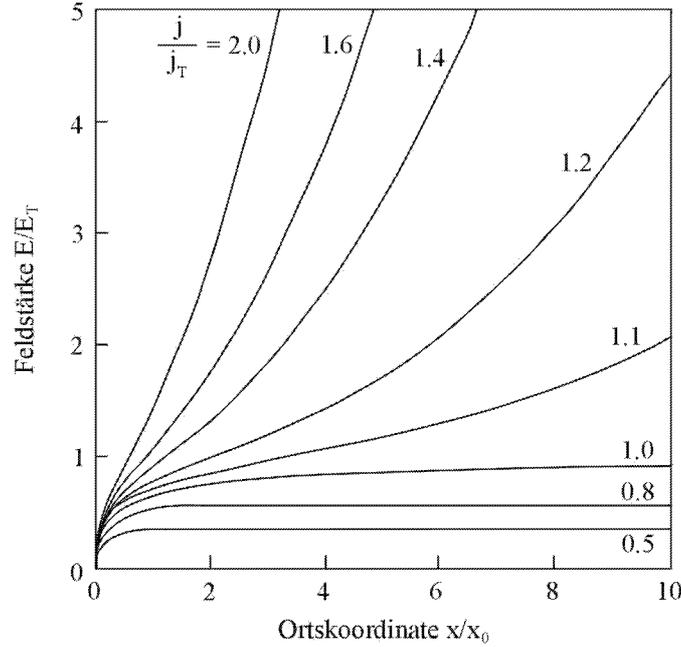


Abbildung 2.5: Feldstärke E in Abhängigkeit von der Ortskoordinate x bei verschiedenen Stromdichten j . Die Feldstärke E ist normiert auf die Grenzfeldstärke E_T und die Ortskoordinate x auf die Länge x_0 , die für eine Dotierung von $n_0 = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ den Wert $x_0 = 21.5 \mu\text{m}$ annimmt. Die Stromdichte der einzelnen Kurven ist in Einheiten von j_T , der Stromdichte bei E_T , angegeben [Cum66].

Liegt im Halbleiter Ladungsneutralität vor, so gilt $n = n_0$. Wegen $j = e n v$ ist der Quotient in der Klammer von Gl. (2.15) dann gleich eins und es folgt

$$\frac{\partial E(x)}{\partial x} = 0 \Rightarrow E(x) = \text{konst.}, \quad (2.16)$$

d.h. es gilt das ohmsche Gesetz. Ist jedoch $n \neq n_0$, also $j \neq e n_0 v$, so kann Gl. (2.15) nur numerisch gelöst werden. In Abb. 2.5 ist das Ergebnis einer entsprechenden Rechnung von McCumber und Chinoweth [Cum66] für $n_0 = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ dargestellt. Aus der Abbildung ist ersichtlich, daß die Feldstärke E monoton mit der Ortskoordinate x und der Stromdichte j zunimmt. Wegen

$$U = \int E(x) dx \quad (2.17)$$

wächst somit auch die Spannung U monoton mit der Stromdichte j an. Das bedeutet aber, daß die stationären Lösungen der Strom-Spannungskennlinie *keinen* negativ-differentiellen Widerstand zeigen.

Wegen $j = e n v$ und dem aus Abb. 2.3 bekannten Verlauf der $v(E)$ -Kennlinie hätte man aber auch in der Strom-Spannungskennlinie einen Bereich mit negativ-differentiellem Widerstand erwartet. Es muß bei dieser Rechnung jedoch berücksichtigt werden, daß zeitliche Änderungen vernachlässigt und die Dotierung als räumlich konstant angenommen wurde. Bei den Überlegungen in Kap. 2.1.3 wurde als Ursache für die Domänenentstehung aber eine Dotierungsschwankung

vorausgesetzt. Um den Einfluß einer solchen Dotierungsschwankung zu untersuchen, modifizierten McCumber und Chinoweth die homogene Dotierung in ihren Rechnungen, indem sie in der Nähe der Kathode in einem kleinen Bereich die Dotierungskonzentration leicht absenkten. Die Dimensionen der Probe blieben unverändert. Es zeigte sich, daß für eine Dotierung von $n_0 = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, die über einen kleinen Bereich auf $0.9 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ gesenkt wurde, stets stabile Kennlinien auftraten. Wurde die Dotierung jedoch insgesamt um den Faktor 10 erhöht, so ergaben sich Kennlinien, die oberhalb einer bestimmten Feldstärke instabil wurden. Im folgenden Abschnitt soll nun gezeigt werden, daß stationäre Kennlinien nur dann beobachtet werden können, wenn das Produkt $n_0 L < 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ist, wobei L die Länge der Probe bezeichnet.

2.2.2 Kleinsignalverhalten

Um den Einfluß von zeitlichen Störungen auf die Stabilität der stationären Lösungen zu ermitteln, geht man wieder von der Poisson-Gleichung und der Stromgleichung aus, die hier um den Verschiebungsstrom erweitert wird [Cum66, Hei71]:

$$\frac{\partial E(x)}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon \epsilon_0} (n(x) - n_0(x)), \quad (2.18)$$

$$j = e n(x) v(E) + \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}. \quad (2.19)$$

Desweiteren soll angenommen werden, daß die Störungen zeitlich periodisch und klein gegen die jeweiligen Gleichgewichtswerte E_0 , j_0 und v_0 sind. Damit ergeben sich folgende Ansätze:

$$E(x, t) = E_0 + \Delta E(x) e^{i\omega t}, \quad (2.20)$$

$$j(t) = j_0 + \Delta j e^{i\omega t}, \quad (2.21)$$

$$v(x, t) = v_0 + \mu_0 \Delta E(x) e^{i\omega t}. \quad (2.22)$$

Aus Gl. (2.18) folgt mit Hilfe des Ansatzes aus Gl. (2.20)

$$\frac{d\Delta E}{dx} e^{i\omega t} = \frac{e}{\epsilon \epsilon_0} (n - n_0). \quad (2.23)$$

Aufgelöst nach der Elektronenkonzentration ergibt sich daraus

$$n = n_0 + \frac{\epsilon \epsilon_0}{e} \frac{d\Delta E}{dx} e^{i\omega t}. \quad (2.24)$$

Setzt man die Störungsansätze Gl. (2.20) bis Gl. (2.22) in die Stromgleichung Gl. (2.19) ein und eliminiert n mit Hilfe von Gl. (2.24), so erhält man:

$$j_0 + \Delta j e^{i\omega t} = e \left(n_0 + \frac{\epsilon \epsilon_0}{e} \frac{d\Delta E}{dx} e^{i\omega t} \right) (v_0 + \mu_0 \Delta E e^{i\omega t}) + i \epsilon \epsilon_0 \Delta E \omega e^{i\omega t}. \quad (2.25)$$

Nach Vereinfachung folgt

$$\Delta j = (i\omega \epsilon \epsilon_0 + e \mu_0 n_0) \Delta E + v_0 \epsilon \epsilon_0 \frac{d\Delta E}{dx} + \mu_0 \epsilon \epsilon_0 \Delta E \frac{d\Delta E}{dx} e^{i\omega t}. \quad (2.26)$$

Der letzte Term in Gl. (2.26) kann vernachlässigt werden, da er in der Größenordnung von $\mathcal{O}((\Delta E)^2)$ liegt. Somit verbleibt

$$\Delta j = (i\omega\epsilon\epsilon_0 + e\mu_0 n_0) \Delta E + v_0\epsilon\epsilon_0 \frac{d\Delta E}{dx}. \quad (2.27)$$

Nimmt man an, daß die Dotierungskonzentration n_0 unabhängig von der Ortskoordinate x ist, so handelt es sich bei Gl. (2.27) um eine inhomogene, lineare Differentialgleichung mit konstanten Koeffizienten. Wählt man als Randbedingung $\Delta E(x=0) = 0$, lautet die allgemeine Lösung dieser Differentialgleichung:

$$\Delta E(x) = \frac{\Delta j}{\epsilon\epsilon_0 v_0 \gamma} (1 - e^{-\gamma x}) \quad (2.28)$$

mit den Abkürzungen

$$\gamma = \beta_x + i\beta, \quad \beta_x = \frac{en_0\mu_0}{\epsilon\epsilon_0 v_0} = \frac{\omega_x}{v_0}, \quad \omega_x = \frac{en_0\mu_0}{\epsilon\epsilon_0} = \frac{1}{\tau_d}, \quad \beta = \frac{\omega}{v_0}.$$

Es folgt aus Gl. (2.28)

$$\Delta E(x) e^{i\omega t} = \frac{\Delta j}{\epsilon\epsilon_0 v_0 \gamma} e^{i\omega t} - \frac{\Delta j}{\epsilon\epsilon_0 v_0 \gamma} e^{-\beta_x x} e^{-i\beta x} e^{i\omega t}. \quad (2.29)$$

Der erste Term auf der rechten Seite von Gl. (2.29) beschreibt eine homogene Feldschwingung, die für die Ausbildung der LSA-Mode von Bedeutung ist (siehe Kap. 2.2.4). Bei dem zweiten Term handelt es sich um eine in x -Richtung fortschreitende Welle mit der Phasengeschwindigkeit

$$v_{Ph} = \frac{\omega}{\beta} = v_0 \quad (2.30)$$

und der Gruppengeschwindigkeit

$$v_{Gr} = \frac{\partial\omega}{\partial\beta} = v_0. \quad (2.31)$$

Die Elektronendichte wird durch die elektrische Welle $\Delta E e^{i\omega t}$ moduliert und erzeugt eine Raumladungswelle, die sich mit der Elektronen-Driftgeschwindigkeit v_0 ausbreitet. Für $\beta_x > 0$ ist diese Welle gedämpft, für $\beta_x < 0$ nimmt die Amplitude der Welle zu. Diese Bedingung ist dann erfüllt, wenn die Beweglichkeit $\mu_0 < 0$ ist, d.h. - gemäß dem Zusammenhang $v(E)$ zwischen Driftgeschwindigkeit und Feldstärke bei GaAs - wenn die elektrische Feldstärke den Schwellwert E_T überschritten hat.

Die Probe ist stabil gegen kleine Störungen, wenn der Realteil der Impedanz Z positiv ist. Für die Impedanz Z gilt:

$$Z = \frac{\Delta U}{\Delta I} = \frac{\Delta U}{A \Delta j}, \quad (2.32)$$

wobei A die Querschnittsfläche der Probe ist. Mit

$$\Delta U = \int_0^L \Delta E(x) dx \quad (2.33)$$

und Gl. (2.28) folgt dann

$$Z = \frac{1}{A \Delta j} \int_0^L \Delta E(x) dx = \frac{1}{A \epsilon \epsilon_0 v_0} \frac{e^{-\gamma L} + \gamma L - 1}{\gamma^2}. \quad (2.34)$$

Man kann zeigen [Cum66], daß Gl. (2.34) keine Singularitäten besitzt, d.h. bei $\Delta j = 0$ ist nicht gleichzeitig auch $\Delta U = 0$. Eine GaAs-Probe ist also bei Stromsteuerung ($\Delta j = 0$) stets stabil.

Um das Verhalten bei Spannungssteuerung ($\Delta U = 0$) zu bestimmen, muß der Realteil der Impedanz Z untersucht werden. McCumber und Chynoweth [Cum66] konnten aus einer Analyse des Ausdrucks in Gl. (2.34) ableiten, daß die Stabilität der Probe durch das Produkt aus Dotierungskonzentration n_0 und Länge L der aktiven Schicht bestimmt wird.

Das $n_0 L$ -Produkt kann auch aus einer einfachen qualitativen Überlegung abgeleitet werden. In Kap. 2.1.3 wurde die dielektrische Relaxationszeit

$$\tau_d = \frac{\epsilon \epsilon_0}{e n_0 \mu_0} \quad (2.35)$$

als die für den Aufbau von Domänen charakteristische Zeitkonstante eingeführt. Die Domänenlaufzeit T muß also mindestens gleich dem Absolutwert von τ_d oder größer sein, damit Gunn-Oszillationen auftreten können. Daraus folgt

$$T = \frac{L}{v_0} > \frac{\epsilon \epsilon_0}{e n_0 |\mu_0|} = |\tau_d| \quad (2.36)$$

oder

$$n_0 L > \frac{\epsilon \epsilon_0 v_0}{e |\mu_0|}. \quad (2.37)$$

Da sich die negative Beweglichkeit μ_0 mit der elektrischen Feldstärke ändert, verändert sich auch das $n_0 L$ -Produkt in Abhängigkeit von der Feldstärke. Näherungsweise erhält man

$$n_0 L > 10^{12} \text{ cm}^{-2}. \quad (2.38)$$

Liegt das $n_0 L$ -Produkt einer GaAs-Probe unterhalb dieser Grenze, so ist der Realteil der Impedanz Z positiv, d.h. die Probe ist stabil und es tritt kein Gunn-Effekt auf. Bei geeigneter Feldstärke zeigen solche Proben jedoch negativ-differentielle Beweglichkeit und können deshalb zur Verstärkung von Mikrowellensignalen eingesetzt werden.

2.2.3 Dynamik von Hochfelddomänen

Sind Dotierung und Probenlänge so gewählt, daß das $n_0 L$ -Produkt größer als 10^{12} cm^{-2} ist, so bilden sich im Halbleiter Hochfelddomänen aus und der eigentliche Gunn-Effekt kann beobachtet werden. Die Entstehung solcher Hochfelddomänen wurde bereits in Kap. 2.1.3 und anhand von Abb. 2.4 erläutert. In diesem Abschnitt soll nun das Verhalten von stabilen Domänen untersucht werden, d.h. von Domänen, deren Form sich während der Bewegung durch den Halbleiter nicht mehr ändert.

Die Betrachtung geht wieder von der Poisson-Gleichung und der Stromgleichung aus, die nun auch den Diffusionsstrom enthält [But65, But66]:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon\epsilon_0} (n - n_0), \quad (2.39)$$

$$j = env(E) + \epsilon\epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} - e \frac{\partial}{\partial x} (D(E)n). \quad (2.40)$$

Gesucht werden Lösungen mit folgenden Eigenschaften:

1. Die Domäne soll stabil sein, d.h. sie soll sich ohne Formänderung mit der Geschwindigkeit v_D durch den Halbleiter bewegen.
2. Außerhalb der Domäne soll die Elektronenkonzentration n konstant und gleich der Dotierungskonzentration n_0 sein, also $n \rightarrow n_0 = \text{konst.}$ für $x \rightarrow \pm\infty$.
3. Das elektrische Feld E_A außerhalb der Domäne soll konstant sein, d.h. $E \rightarrow E_A = \text{konst.}$ für $x \rightarrow \pm\infty$.

Unter diesen Voraussetzungen lassen sich das elektrische Feld E und die Elektronenkonzentration n als Funktionen der Variablen

$$r = x - v_D t \quad (2.41)$$

schreiben. Diese Transformation bewirkt den Übergang zu einem Koordinatensystem, das sich mit der Domänengeschwindigkeit v_D bewegt. Durch die Transformation verschwindet die Zeitabhängigkeit in Gl. (2.40), wodurch die unveränderliche Form der Domänen zum Ausdruck kommt. Wegen

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial x} &= \frac{dE}{dr} \frac{\partial r}{\partial x} = \frac{dE}{dr}, & \frac{\partial E}{\partial t} &= \frac{dE}{dr} \frac{\partial r}{\partial t} = -v_D \frac{dE}{dr}, \\ \frac{\partial}{\partial x} (Dn) &= \frac{d}{dr} (Dn) \frac{\partial r}{\partial x} = \frac{d}{dr} (Dn) \end{aligned}$$

wird aus Gl. (2.39)

$$\frac{dE}{dr} = \frac{e}{\epsilon\epsilon_0} (n - n_0) \quad (2.42)$$

und aus Gl. (2.40)

$$j = env - \epsilon\epsilon_0 v_D \frac{dE}{dr} - e \frac{d}{dr} (Dn). \quad (2.43)$$

Die Stromdichte in den Gebieten außerhalb der Domäne, in denen gemäß der Randbedingungen die konstante Feldstärke E_A und die konstante Dotierung n_0 vorliegt, beträgt wegen des Fehlens von Diffusions- und Verschiebungsstrom

$$j = en_0 v(E_A) = en_0 v_A. \quad (2.44)$$

Mit Gl. (2.44) und Gl. (2.42) folgt aus Gl. (2.43)

$$en_0 v_A = env - \epsilon\epsilon_0 v_D (n - n_0) - e \frac{d}{dr} (Dn) \quad (2.45)$$

oder

$$\frac{d}{dr}(Dn) = n(v - v_D) - n_0(v_A - v_D). \quad (2.46)$$

Dividiert man diese Gleichung durch Gl. (2.42), so erhält man

$$\frac{d}{dE}(Dn) = \frac{\epsilon\epsilon_0}{e} \frac{n(v - v_D) - n_0(v_A - v_D)}{n - n_0}. \quad (2.47)$$

Nimmt man vereinfachend an, daß die Diffusionskonstante D feldunabhängig ist, so folgt

$$\frac{dn}{dE} = \frac{\epsilon\epsilon_0}{De} \frac{n(v - v_D) - n_0(v_A - v_D)}{n - n_0}. \quad (2.48)$$

Integriert man diese Gleichung beginnend bei den Bedingungen im Unendlichen bis zu einem Punkt in der Domäne

$$\int_{n_0}^n \left(\frac{1}{n_0} - \frac{1}{n'} \right) dn' = \frac{\epsilon\epsilon_0}{Den_0} \int_{E_A}^E \left((v(E') - v_D) - \frac{n_0}{n} (v_A - v_D) \right) dE', \quad (2.49)$$

ergibt sich

$$\frac{n}{n_0} - \ln \left(\frac{n}{n_0} \right) - 1 = \frac{\epsilon\epsilon_0}{Den_0} \int_{E_A}^E \left((v(E') - v_D) - \frac{n_0}{n} (v_A - v_D) \right) dE'. \quad (2.50)$$

Am Ort der maximalen Feldstärke innerhalb der Domäne $E = E_D$ muß gelten $dE/dr = 0$, also nach der Poisson-Gleichung $n = n_0$, d.h. die linke Seite von Gl. (2.50) ist Null:

$$0 = \frac{\epsilon\epsilon_0}{Den_0} \int_{E_A}^{E_D} \left((v - v_D) - \frac{n_0}{n} (v_A - v_D) \right) dE'. \quad (2.51)$$

Die Integration von E_A bis E_D kann sowohl über den Bereich der Akkumulationsschicht (Weg 1 in Abb. 2.6) als auch entlang der Verarmungszone (Weg 2 in Abb. 2.6) erfolgen. In jedem Fall muß gelten

$$0 = \int_{\substack{E_A \\ \text{Weg1}}}^{E_D} \left((v - v_D) - \frac{n_0}{n} (v_A - v_D) \right) dE' = \int_{\substack{E_A \\ \text{Weg2}}}^{E_D} \left((v - v_D) - \frac{n_0}{n} (v_A - v_D) \right) dE'. \quad (2.52)$$

Da entlang Weg 1 $n \geq n_0$ und entlang Weg 2 $n \leq n_0$ gilt und somit der zweite Term in den Integralen aus Gl. (2.52) unterschiedlich ist, kann obige Gleichung nur erfüllt werden, falls

$$v_A = v_D. \quad (2.53)$$

Die Rechnung zeigt also, daß die Domänengeschwindigkeit v_D gleich der Driftgeschwindigkeit der Elektronen v_A außerhalb der Domäne ist.

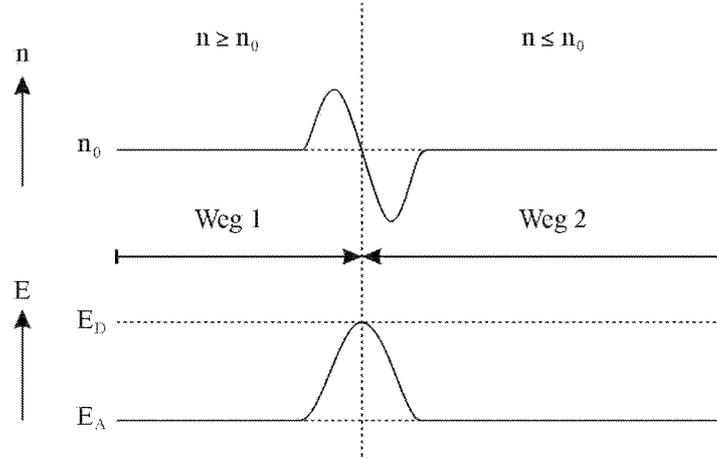


Abbildung 2.6: Die Integration in Gl. (2.52) kann sowohl entlang Weg 1 über die Akkumulationsschicht als auch entlang Weg 2 über die Verarmungszone erfolgen. Da das Verhältnis n_0/n im Integral vom jeweiligen Weg abhängt, ergibt sich ein Widerspruch, falls nicht $v_A = v_D$ gilt.

Für $E = E_D$ reduziert sich Gl. (2.51) auf

$$\int_{E_A}^{E_D} (v - v_D) dE' = \int_{E_A}^{E_D} (v - v_A) dE' = 0. \quad (2.54)$$

Dies ist die sogenannte *Flächenregel von Butcher*, deren anschauliche Interpretation in Abb. 2.7 dargestellt ist. Bei einer bestimmten Spannung U an der Halbleiterprobe stellt sich ein Feld E_A außerhalb der Domäne ein. Mit E_A ist auch $v_A = v(E_A) = v_D$ festgelegt. Die zugehörige Feldstärke E_D ist nach Gl. (2.54) über die Gleichheit der in Abb. 2.7 schraffierten Flächen definiert. Für verschiedene Wertepaare E_A, v_A liegen die zugehörigen Werte für E_D, v_D auf der gestrichelten Kurve, die auch *dynamische Charakteristik* genannt wird und mit Hilfe der Flächenregel konstruiert werden kann.

Nun soll die Form einer stabilen Hochfelddomäne für den Fall vernachlässigter Diffusion näher untersucht werden. Für $D = 0$ ergibt sich unter Verwendung der Flächenregel $v_A = v_D$ aus Gl. (2.43) und Gl. (2.44)

$$en_0 v_A = env - \epsilon \epsilon_0 v_A \frac{dE}{dr}. \quad (2.55)$$

Eliminiert man n mit Hilfe der Poisson-Gleichung Gl. (2.42), so folgt

$$-\frac{dE}{dr} (v - v_A) = \frac{en_0}{\epsilon \epsilon_0} (v - v_A). \quad (2.56)$$

Die beiden möglichen Lösungen dieser Gleichung sind

$$v(E) = v_A = v(E_A), \quad \text{also} \quad E = E_A \quad (2.57)$$

und

$$\frac{dE}{dr} = -\frac{en_0}{\epsilon \epsilon_0}. \quad (2.58)$$

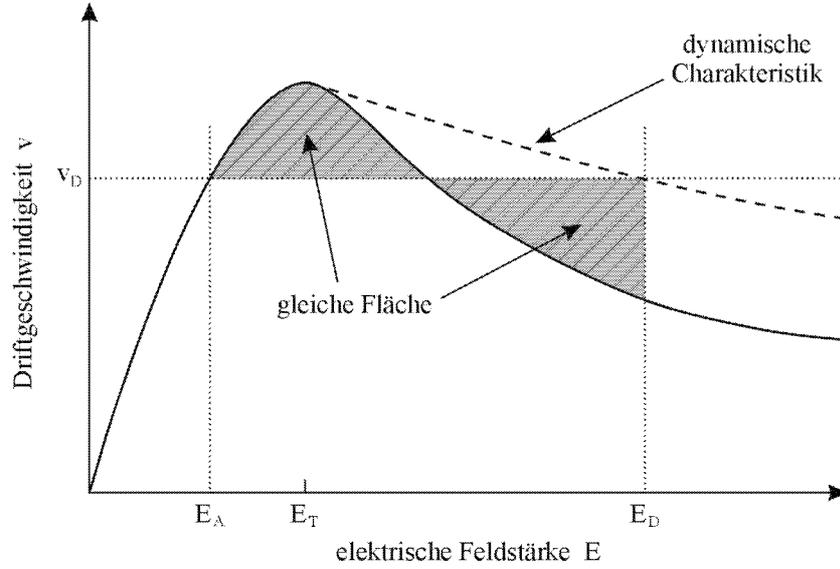


Abbildung 2.7: Illustration des Zusammenhangs zwischen E_A und E_D mit Hilfe der Flächenregel von Butcher [But65].

Die Domäne besteht daher im Grenzfall ohne Diffusion aus einer vollständig von beweglichen Ladungsträgern freien Verarmungszone, über der die Feldstärke gemäß Gl. (2.58) linear abfällt, und einer unendlich dünnen Akkumulationsschicht, an der ein Sprung in der elektrischen Feldstärke auftritt. Die Domäne hat also ein dreieckförmiges Profil (Abb. 2.8).

Schließlich soll ein Zusammenhang zwischen den Feldstärken E_A und E_D und der an die Halbleiterprobe angelegte Spannung U_B hergeleitet werden. Es gilt

$$U_B = U_D + E_A(L - b), \quad (2.59)$$

wobei L die Probenlänge, b die Breite der Domäne und U_D die Domänenspannung sind. Ist $b \ll L$, so kann man vereinfacht schreiben

$$U_B = U_D + E_AL. \quad (2.60)$$

U_D ist definiert als

$$U_D = \int_{E > E_A} (E - E_A) dr \quad (2.61)$$

und kann als ein Maß für die Größe der Domäne betrachtet werden. Wird Diffusion vernachlässigt, hat die Domäne dreieckförmige Gestalt, und das Integral in Gl. (2.61) entspricht der Dreiecksfläche

$$U_D = (E_D - E_A) \frac{b}{2}. \quad (2.62)$$

Mit der Domänenbreite b läßt sich der Feldstärkeabfall in einer dreieckförmigen Domäne auch in der Form

$$\frac{dE}{dr} = -\frac{E_D - E_A}{b} \quad (2.63)$$

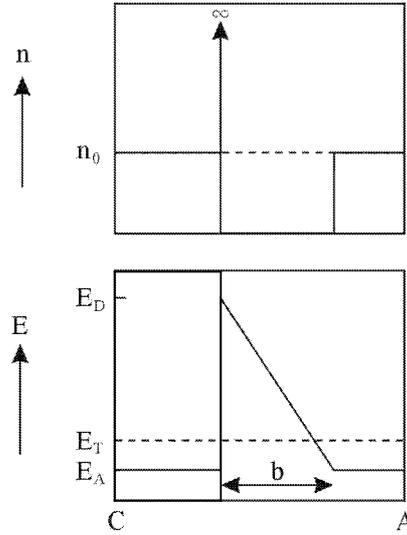


Abbildung 2.8: Profil einer Domäne unter Vernachlässigung der Diffusion.

ausdrücken. Durch Vergleich mit Gl. (2.58) erhält man

$$b = \frac{\epsilon\epsilon_0}{en_0} (E_D - E_A) \quad (2.64)$$

und eingesetzt in Gl. (2.62) ergibt dies

$$U_D = \frac{\epsilon\epsilon_0}{2en_0} (E_D - E_A)^2. \quad (2.65)$$

Nachdem E_D und E_A mit Hilfe der Flächenregel und der dynamischen Charakteristik in Beziehung gesetzt wurden, liefert Gl. (2.65) einen Zusammenhang zwischen der Domänenspannung U_D und der Feldstärke E_A außerhalb der Domäne [Cop66, Hob74]. Wie sich U_D und E_A einstellen, wird durch die zusätzliche Randbedingung in Gl. (2.60) festgelegt.

In Abb. 2.9 ist sowohl der Zusammenhang zwischen U_D und E_A für eine gegebene Dotierung n_0 als auch die Randbedingung gemäß Gl. (2.60) für eine feste Spannung U_B und eine gegebene Probenlänge L als *Load Line* aufgetragen. Wenn die mittlere Feldstärke U_B/L (Schnittpunkt der Load Line mit der E_A -Achse) größer als die Grenzfeldstärke E_T ist (Load Line 1 in Abb. 2.9), gibt es genau einen Schnittpunkt, der eindeutig die zu den Werten U_B , L und n_0 gehörige Feldstärke E_A festlegt. Eine stabile Domäne kann aber auch dann existieren, wenn die mittlere Feldstärke U_B/L unter E_T sinkt (Load Line 2 in Abb. 2.9). Voraussetzung ist, daß der Wert U_B/L kurzzeitig oberhalb E_T lag, um die Domäne zu erzeugen. Load Line 2 besitzt zwei Schnittpunkte mit der U_D - E_A -Kurve, von denen in diesem Fall der untere instabil ist. Wenn nämlich - ausgehend von dem instabilen Arbeitspunkt - die Domänenspannung aufgrund einer kleinen Störung ansteigt, sinkt die Feldstärke E_A gemäß Gl. (2.60) ab, bleibt aber größer als durch die U_D - E_A -Kurve vorgegeben. Dadurch bewegen sich die Elektronen außerhalb der Domäne schneller als die Domäne, so daß sowohl Akkumulationsschicht als auch Verarmungszone anwachsen. Dies führt nach der Poisson-Gleichung zu einem weiteren Anstieg von U_D , wodurch der Arbeitspunkt weiter aufwärts wandert, bis er schließlich die stabile Lage erreicht hat. Ferner gibt es eine bestimmte Mindestspannung, die sogenannte Haltespannung U_H , die bei vorgegebener

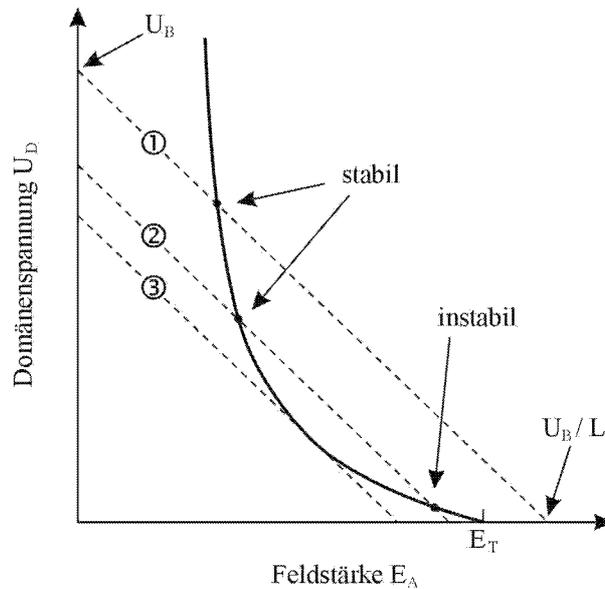


Abbildung 2.9: Darstellung des Zusammenhangs zwischen Domänenanspannung U_D und elektrischem Feld E_A außerhalb der Domäne. Ferner sind drei Load Lines zu verschiedenen Versorgungsspannungen U_B eingezeichnet. Der Schnittpunkt von Load Line und U_D - E_A -Kurve bestimmt den Arbeitspunkt des Gunn-Elements.

Probenlänge L anliegen muß, damit die Domäne erhalten bleibt. Die zu U_H gehörige Load Line 3 in Abb. 2.9 ist eine Tangente an die U_D - E_A -Kurve.

2.2.4 Verhalten im Oszillator

Um eine Gunn-Diode zur Erzeugung von Mikrowellen zu verwenden, muß das Bauelement in einen Resonanzschaltkreis eingebaut werden. Dies kann zum Beispiel ein Waveguide Resonator oder auch ein planarer Microstrip-Line Resonator sein. In diesem Abschnitt soll deshalb das Verhalten einer Gunn-Diode in einem Resonanzschaltkreis anhand einfacher Überlegungen veranschaulicht werden.

Dazu benötigt man außer der statischen auch die dynamische Strom-Spannungskennlinie, d.h. das Strom-Spannungsverhalten für den Fall, daß eine Domäne die Gunn-Diode durchquert. Im statischen Fall, d.h. ohne die Ausbildung von Domänen, verhält sich das Bauelement wie ein ohmscher Widerstand. Die Kennlinie ist vereinfacht dargestellt eine Gerade bis zur Grenzspannung U_T (Abb. 2.10). Oberhalb von U_T bilden sich Domänen aus. Hat die Domäne ihre stabile Form erreicht, so ist die Feldstärke außerhalb der Domäne auf den Wert E_A abgesunken und demzufolge sinkt auch der Strom um den Betrag ΔI ab. Eine weitere Erhöhung der äußeren Spannung U bewirkt im wesentlichen eine Zunahme der Domänenanspannung U_D (vgl. Abb. 2.9). Die Feldstärke E_A hingegen ändert sich kaum, so daß der Strom I nahezu konstant bleibt. Die äußere Spannung U kann bis auf die Haltespannung U_H abfallen, ohne daß die Domäne während ihrer Wanderung ausgelöscht wird. Allerdings verkleinert sich die Domäne ein wenig, falls die Spannung unter U_T sinkt, wodurch das Feld E_A außerhalb der Domäne und damit auch der Strom I leicht ansteigen.

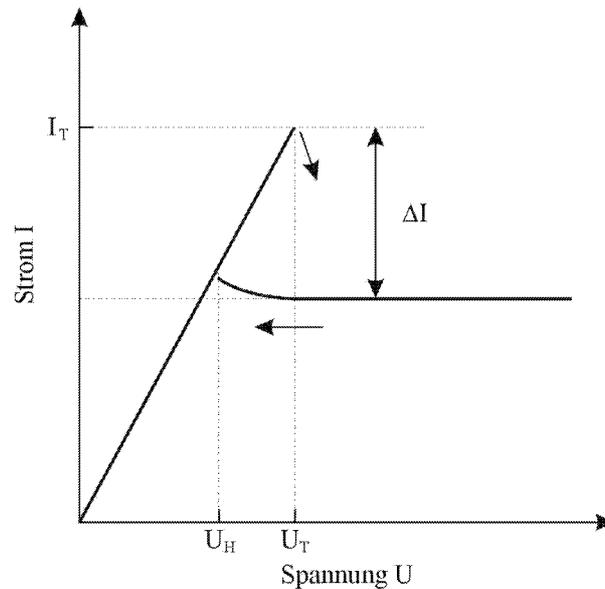


Abbildung 2.10: Strom-Spannungskennlinie einer Gunn-Diode mit einer stabilen Hochfeld-domäne.

Neben dem n_0L -Produkt, das eine Möglichkeit zur Unterscheidung von Kleinsignal- und Großsignalverhalten liefert, gibt es noch eine weitere Größe, das sogenannte fL -Produkt, das eine Einteilung der Betriebsmodi einer Gunn-Diode in einem Resonanzschaltkreis erlaubt. Dabei bezeichnet f die Resonanzfrequenz des Schaltkreises.

Außerdem lassen sich die verschiedenen Betriebsmodi anhand ihrer Effizienz bzw. ihres Wirkungsgrades unterscheiden. Der Wirkungsgrad η für die Umwandlung von Gleichstrom- in Mikrowellenleistung läßt sich wie folgt berechnen. In einem Resonanzschaltkreis ist die Spannung nicht mehr zeitlich konstant wie bisher angenommen, sondern ändert sich sinusförmig mit der Zeit. Man kann daher ansetzen

$$U = U_B + U_0 \sin \omega t \quad \text{mit} \quad \omega = \frac{2\pi}{T}. \quad (2.66)$$

Die Gleichstromleistung ergibt sich dann gemäß

$$P_{DC} = \frac{U_B}{T} \int_0^T I(t) dt, \quad (2.67)$$

und für die Mikrowellenleistung gilt

$$P_{MW} = \frac{U_0}{T} \int_0^T I(t) \sin(\omega t) dt. \quad (2.68)$$

Den Wirkungsgrad erhält man dann aus

$$\eta = \frac{P_{MW}}{P_{DC}}. \quad (2.69)$$

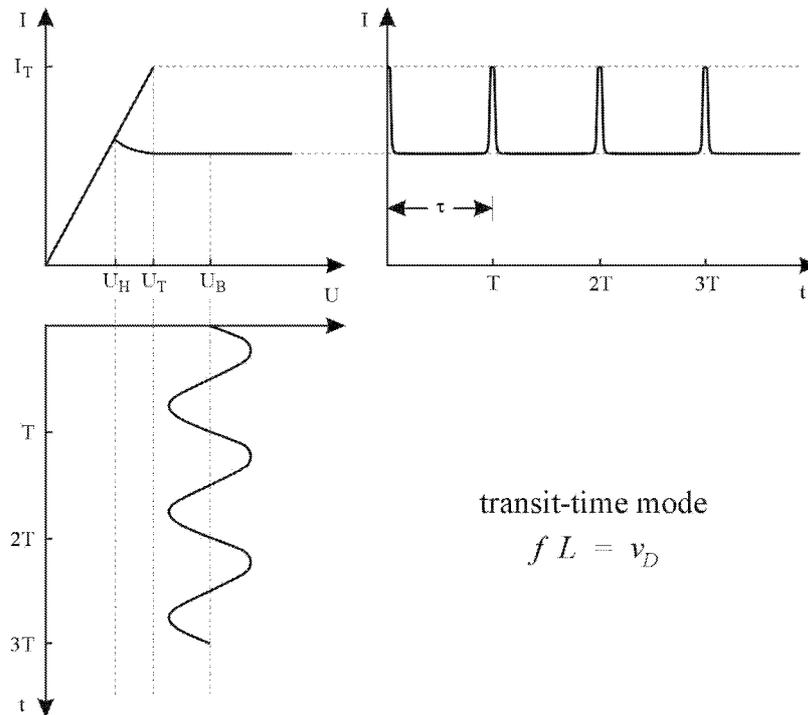


Abbildung 2.11: Zeitlicher Verlauf von Strom und Spannung im Domänenlaufzeitmodus. Es gilt $fL = v_D$.

Der Wirkungsgrad nach Gl. (2.69) stellt den maximal erreichbaren Wirkungsgrad bei optimaler Anpassung der Diode an den Resonanzschaltkreis dar. Ist die Anpassung nicht optimal, ist nur ein Teil der Mikrowellenleistung verfügbar und der Wirkungsgrad entsprechend geringer.

Domänenlaufzeitmodus (transit-time mode)

In diesem Betriebsmodus ist das Produkt fL gleich der Domänenengeschwindigkeit v_D . In Abb. 2.11 sind Strom und Spannung als Funktion der Zeit für diesen Fall dargestellt. Der Batteriespannung U_B ist eine sinusförmige Wechselspannung überlagert, deren Amplitude so gewählt ist, daß die Schwellenspannung U_T nicht unterschritten wird. Die Periode T der Spannung ist gleich der Domänenlaufzeit τ . Mit Hilfe der dynamischen Strom-Spannungskennlinie (Abb. 2.10) kann der diesem Spannungssignal entsprechende zeitliche Verlauf des Stroms konstruiert werden. Zur Zeit $t = 0$ liegt die Spannung oberhalb der Schwellenspannung U_T , so daß sich eine Domäne aufbauen kann, und der Strom sinkt auf einen Wert, der durch die dynamische Charakteristik gegeben ist. Während der Zeit $t = T = \tau$ bleibt der Strom annähernd konstant, bis zum Zeitpunkt $t = T = \tau$ die Domäne die Anode erreicht. Dort wird die Domäne abgebaut, und der Strom steigt wieder auf den Wert I_T an. Da zum gleichen Zeitpunkt die Spannung oberhalb der Schwellenspannung U_T liegt, kann sofort eine neue Domäne gebildet werden, und der Vorgang wiederholt sich. Der Stromverlauf ist also eine Folge von kurzen Strompulsen mit der Periode $T = \tau$. Wenn die Probenlänge L so klein wird, daß die Domänenlaufzeit τ mit der endlichen Auf- und Abbauzeit der Domänen vergleichbar wird, nähert sich das Stromsignal immer mehr

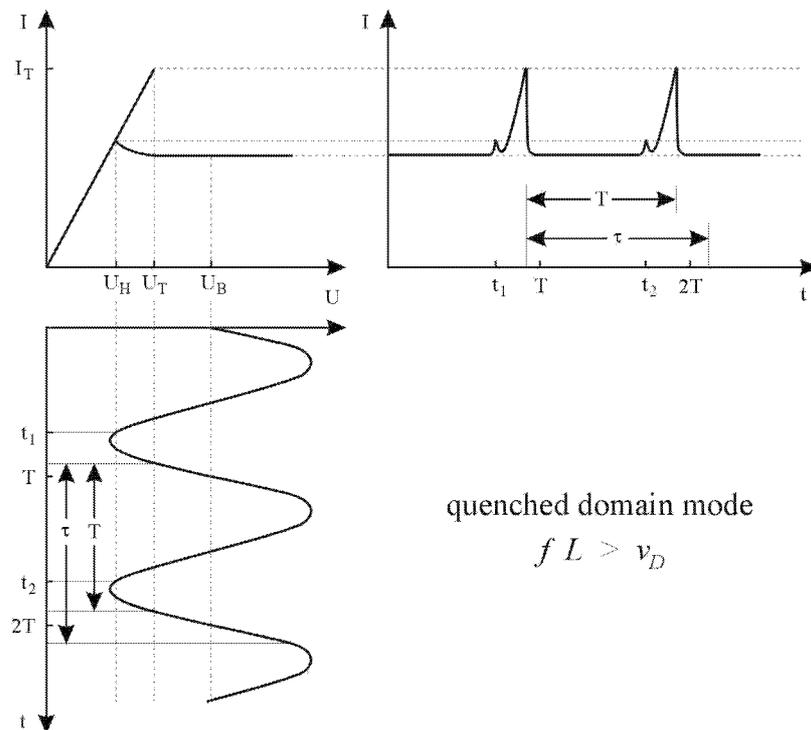


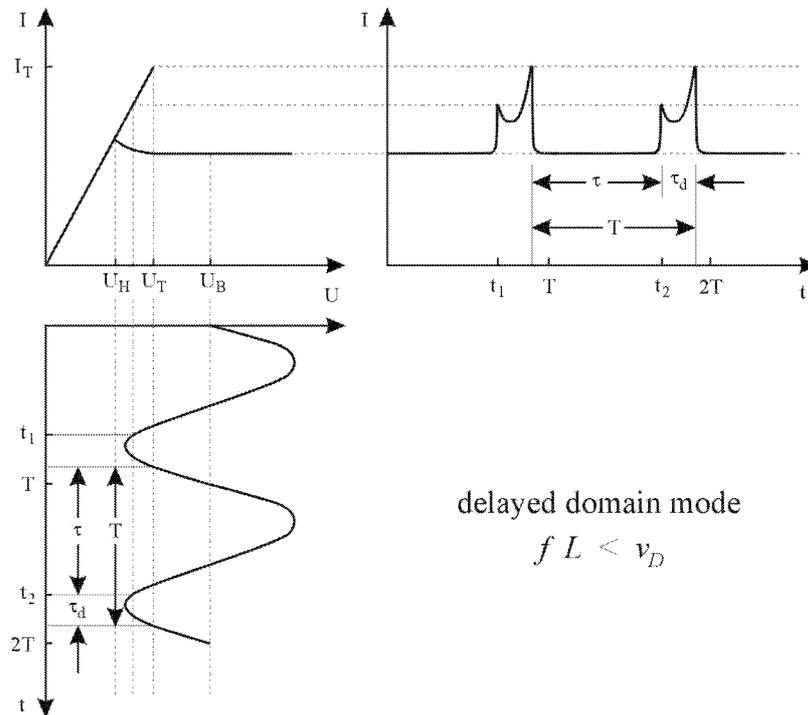
Abbildung 2.12: Zeitlicher Verlauf von Strom und Spannung im Domänenauslöschmodus. Es gilt $fL > v_D$.

einem sinusförmigen Verlauf an. Ist die Amplitude der Wechselspannung so groß, daß die Schwellenspannung U_T unterschritten wird, so führt dies zur Entstehung von Doppelpulsen. Ursache hierfür ist der leichte Anstieg des Stroms in der dynamischen Strom-Spannungscharakteristik für $U < U_T$ (Abb. 2.10). Sinkt die Spannung unter die Haltespannung U_H , so wird die Domäne noch vor Erreichen der Anode ausgelöscht. Dies ist ein Spezialfall des Domänenauslöschmodus, der im nächsten Abschnitt beschrieben wird.

Aufgrund der kleinen Spannungsamplitude und der Schmalheit der Strompulse ist die Effizienz des Domänenlaufzeitmodus nicht besonders groß. Ein weiterer Nachteil ist die Beschränkung des nutzbaren Frequenzbereichs auf die durch den Gunn-Diodenaufbau vorgegebene Domänenlaufzeitfrequenz.

Domänenauslöschmodus (quenched domain mode)

In diesem Modus ist das Produkt fL größer als die Domänengeschwindigkeit v_D , d.h. es können auch höhere Frequenzen als die Laufzeitfrequenz erreicht werden. Voraussetzung dafür ist, daß die Spannung U unter die Haltespannung U_H sinkt, so daß eine den Halbleiter durchlaufende Domäne ausgelöscht wird. Der Strom folgt dann dem ohmschen Teil der Strom-Spannungscharakteristik, bis wieder die Schwellenspannung U_T erreicht ist und sich eine neue Domäne bilden kann (Abb. 2.12). Die Periode T des Stromverlaufs wird durch die Resonanzfrequenz des Resonators bestimmt. Eine obere Frequenzgrenze ist durch die endliche Zeit τ_s für den



delayed domain mode

$$fL < v_D$$

Abbildung 2.13: Zeitlicher Verlauf von Strom und Spannung im Domänenverzögerungsmodus. Es gilt $fL < v_D$.

Domänenauf- und abbau gegeben:

$$\tau > T > \tau_s. \quad (2.70)$$

An der Form der Strompulse ist bereits zu erkennen, daß die Effizienz in diesem Betriebsmodus größer als im Domänenlaufzeitmodus ist. Rechnungen ergeben eine maximale Effizienz von rund 5 Prozent [Hob74].

Domänenverzögerungsmodus (delayed domain mode)

In diesem Fall ist die Domänenlaufzeit τ kleiner als die Periode T des Resonanzschaltkreises, d.h. $fL < v_D$. In Abb. 2.13 ist der Fall $T/2 < \tau < T$ dargestellt. Die Domäne erreicht noch während der zweiten Halbwelle der Spannungsschwingung die Anode und wird ausgelöscht. Da die Spannung zu diesem Zeitpunkt unter der Schwellenspannung U_T liegt, kann sich keine neue Domäne bilden, und der Strom folgt dem ohmschen Zweig der Strom-Spannungskennlinie. Erst nachdem die Spannung nach der Zeit τ_d wieder den Wert U_T erreicht hat, entsteht eine neue Domäne, und der Vorgang beginnt von neuem. Für den Fall $\tau < T/2$ ist der Stromverlauf komplexer, da die Perioden τ und T hier nebeneinander auftreten [Hei71].

Ähnlich wie im Domänenauslöschmodus wird auch hier die Frequenz durch den Resonanzschaltkreis bestimmt. Wegen der deutlich breiteren Strompulse werden bis zu 7.2 Prozent Effizienz erreicht [War66].

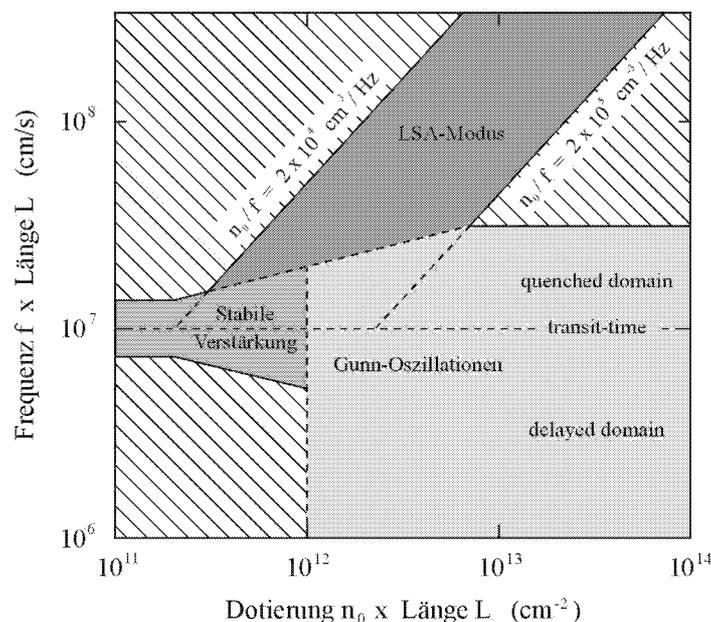


Abbildung 2.14: Darstellung der verschiedenen Betriebsmodi einer Gunn-Diode [Cop67b]. Die Einteilung in die unterschiedlichen Klassen erfolgt anhand der Parameter n_0L , fL und n_0/f .

LSA-Modus (low space-charge accumulation)

Im Abschnitt über den Domänenauslöschmodus wurde beschrieben, wie eine Domäne noch vor Erreichen der Anode ausgelöscht werden kann, wenn die Spannung unter die Haltespannung U_H absinkt. Der Weg, den die Domäne dabei zurücklegen kann, wird umso kürzer, je höher die Resonatorfrequenz im Vergleich zur Laufzeitfrequenz der Domäne ist. Ist die Frequenz hoch genug, kann sich die Domäne nicht mehr voll ausbilden, und es kommt nur zu einer begrenzten Raumladungsanhäufung (low space-charge accumulation, kurz LSA).

Im Domänenbetrieb beruhte die Erzeugung von Mikrowellen auf dem Auf- und Abbau von Raumladungszonen und deren Bewegung durch den Halbleiter. Da Größe und Geschwindigkeit der Domäne endlich sind, sind auch die erreichbare Leistung und der Wirkungsgrad begrenzt. Kann sich keine Domäne ausbilden wie im Fall der begrenzten Raumladungsanhäufung, so kann das gesamte Halbleitervolumen in den Bereich des negativ-differentiellen Widerstands gesteuert werden. Dies ermöglicht deutlich höhere Mikrowellenleistungen und Wirkungsgrade als im Domänenbetrieb. Nach Copeland [Cop67a] sind in diesem Betriebsmodus Wirkungsgrade von 18.5 Prozent und mehr erreichbar.

Um eine Gunn-Diode im LSA-Modus zu betreiben, ist es also notwendig, den Aufbau von Domänen zu unterbinden. Berechnungen [Cop67a] zeigen, daß das Verhältnis n_0/f zwischen Dotierungskonzentration und Frequenz im Bereich

$$2 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}/\text{Hz} < \frac{n_0}{f} < 2 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}/\text{Hz} \quad (2.71)$$

liegen muß, um LSA-Schwingungen zu ermöglichen.

Übersicht der Betriebsmodi

Die verschiedenen Betriebsmodi von Gunn-Dioden sind in Abb. 2.14 zusammenfassend dargestellt. In Abhängigkeit von n_0L -Produkt und fL -Produkt lassen sich im wesentlichen drei verschiedene Verhaltensklassen unterscheiden. Für $n_0L < 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ kann kein Gunn-Effekt auftreten, es ist jedoch eine stabile Signalverstärkung im Bereich der Laufzeitfrequenz möglich. Oberhalb von $n_0L = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ können Gunn-Oszillationen auftreten, wenn die Betriebsspannung der Gunn-Diode größer als die Grenzspannung U_T ist, so daß sich Hochfelddomänen ausbilden können. Innerhalb dieses Bereichs mit Domänenbetrieb sind die Fälle $fL < 10^7 \text{ cm/s}$ (delayed domain), $fL = 10^7 \text{ cm/s}$ (transit-time) und $fL > 10^7 \text{ cm/s}$ (quenched domain) zu unterscheiden. Das Auftreten dieser verschiedenen Domänenbetriebsmodi hängt unmittelbar mit den Eigenschaften des Resonanzschaltkreises zusammen, in dem sich die Gunn-Diode befindet, und läßt sich hierüber steuern. Im Bereich $2 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}/\text{Hz} < n_0/f < 2 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}/\text{Hz}$ ist ein LSA-Betrieb möglich. Das Verhalten im Überlappbereich der drei Zonen hängt sehr stark von der äußeren Beschaltung ab.

2.3 Der Aufbau einer Gunn-Diode

2.3.1 Standardstruktur

Die einfachste Form einer Gunn-Diode besteht aus einer niedrig-dotierten GaAs-Schicht, der aktiven Schicht, die von zwei hoch-dotierten Kontaktschichten eingerahmt wird (Abb. 2.15a). Legt man an diese Struktur eine Spannung oberhalb der Schwellenspannung U_T an, so werden die Elektronen in der aktiven Schicht im elektrischen Feld beschleunigt, bis sie genügend Energie für einen Wechsel in das Nebenminimum am L-Punkt besitzen. Dieser Prozeß ist nicht besonders effektiv, da die Elektronen während der Beschleunigungsphase immer wieder an optischen Phonon ($\hbar\omega_{ph} \approx 35 \text{ meV}$) streuen. Die Beschleunigungsstrecke in der Nähe der Kathode, die sogenannte "dead zone", kann eine Ausdehnung von bis zu $0.25 \mu\text{m}$ annehmen [Ney89] und beansprucht damit einen wesentlichen Teil der aktiven Diodenlänge. Dadurch wird der Bereich, der zum negativ-differentiellen Widerstand und zur Entstehung von Domänen beitragen kann, verringert, was sich insbesondere bei hohen Frequenzen, d.h. kleinen aktiven Diodenlängen, bemerkbar macht. Außerdem wird durch die dead zone ein zusätzlicher Serienwiderstand hervorgerufen, der im Betrieb zur Erwärmung des Bauelements beiträgt. Eine Möglichkeit, die Ausdehnung der dead zone zu reduzieren und damit die Effizienz der Gunn-Diode zu verbessern, besteht darin, "heiße" Elektronen mit einer Energie knapp unterhalb der Intervalley-Transferenergie von 0.36 eV in die aktive Schicht zu injizieren.

2.3.2 Injektoren

Es gibt eine Vielzahl von Strukturen, die zur Injektion von heißen Elektronen geeignet sind. Eine sehr einfache Möglichkeit besteht in der Verwendung eines Schottky-Kontaktes anstelle eines ohmschen Kontaktes an der Kathode. Da die Schottky-Barrierrhöhe von Metallen auf GaAs in der Regel jedoch sehr hoch liegt ($\approx 0.8 \text{ eV}$), ist eine thermische Nachbehandlung des Kontaktes notwendig, um die Barrierrhöhe auf eine für die Injektion angemessene Größe zu reduzieren [Har75]. Die Reproduzierbarkeit dieser Methode ist allerdings problematisch.

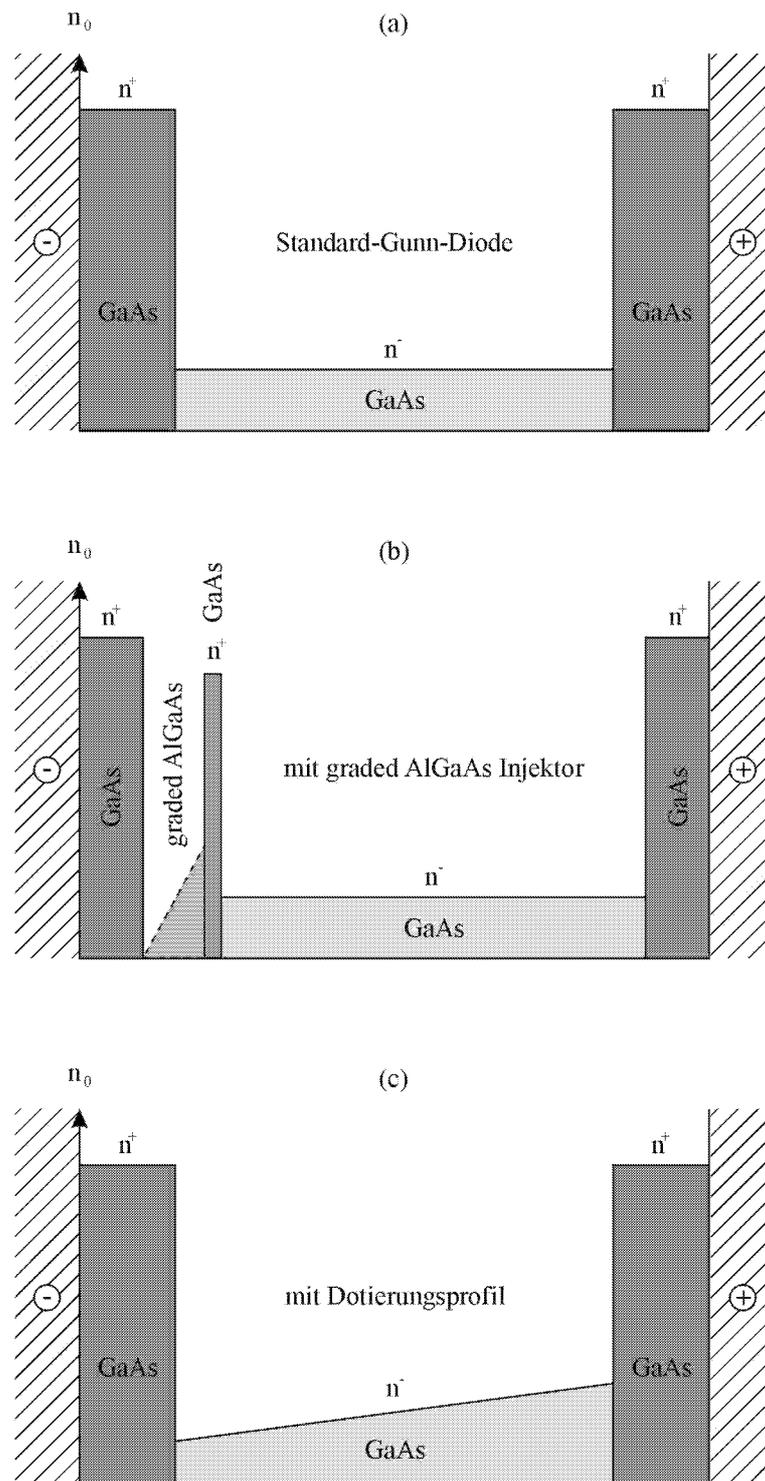


Abbildung 2.15: Verschiedene Strukturen von Gunn-Dioden. (a) Standard-Gunn-Diode mit konstanter Dotierung in der aktiven Schicht, (b) Gunn-Diode mit graded AlGaAs Injektor und (c) Gunn-Diode mit Dotierungsprofil in der aktiven Schicht.

Epitaktische Verfahren zur Herstellung von Injektoren bieten eine größere Präzision und Abstimbarkeit. Der am weitesten verbreitete Ansatz ist der sogenannte graded AlGaAs Injektor (Abb. 2.15b). Dieser Injektor besteht im wesentlichen aus zwei Teilen [Cou88]:

1. einer nominell undotierten AlGaAs-Barriere, deren Aluminiumgehalt beginnend bei Null Prozent auf der Kathodenseite linear auf einen maximalen Wert ansteigt und
2. einer dünnen, n^+ -dotierten GaAs-Schicht, die eine Verbindung zwischen AlGaAs-Barriere und aktiver Diodenschicht herstellt.

Letztere ist für die Funktion des Injektors von entscheidender Bedeutung und wird deshalb im nächsten Abschnitt (Kap. 2.3.3) detailliert behandelt. Der maximale Aluminiumgehalt bestimmt den Bandoffset zwischen Barriere und anschließender GaAs-Schicht und damit auch die Injektionsenergie der Elektronen.

Die Verwendung eines Injektors bietet eine Reihe von Vorteilen gegenüber Standard-Gunn-Dioden [Cou88, Ney89].

1. Durch die Injektion von heißen Elektronen kann die Länge der dead zone auf näherungsweise die mittlere freie Weglänge für Intervalley-Streuung (ca. 30 nm) reduziert werden, wodurch die Effizienz der Gunn-Diode erhöht wird.
2. Bei Standard-Gunn-Dioden ist die Energie der Elektronen beim Eintritt in die aktive Schicht Fermi-verteilt, dementsprechend variiert die zum Erreichen der Intervalley-Transferenergie notwendige Driftstrecke stark von Elektron zu Elektron. Bei Verwendung eines Injektors besitzen die Elektronen eine wesentlich schärfere Energieverteilung, so daß die Varianz in der Driftstrecke der Elektronen deutlich geringer ist. Dadurch ist aber auch die Varianz der Position, an der sich die Gunn-Domänen ausbilden, reduziert. Dies bedeutet eine Verbesserung des Rauschverhaltens bei Gunn-Dioden mit graded AlGaAs Injektor.
3. In einer Standard-Gunn-Diode erfahren die Elektronen während der Beschleunigung innerhalb der dead zone eine Vielzahl von Streuprozessen an optischen Phononen, die mit der Temperatur zunimmt und so die Effizienz des Bauelements verringert. Durch den Injektor wird die Temperaturstabilität der Gunn-Diode verbessert. Eine Injektionsenergie von 0.3 eV entspricht etwa einer mittleren Elektronentemperatur von 3500 K. Änderungen der Substrattemperatur im Bereich von ca. 150 K sind im Vergleich dazu relativ klein, was sich in einer geringeren Temperaturabhängigkeit von Leistung und Frequenz äußert.
4. Ein weiterer Vorteil des Injektors ist die niedrigere Einschaltspannung, auch "turn-on voltage" genannt. Darunter versteht man die Spannung U_{on} oberhalb der Schwellenspannung U_T , ab der die Gunn-Diode in einen stabilen Mikrowellenbetrieb übergeht. Bei Standard-Gunn-Dioden steigt die Einschaltspannung bei tiefen Temperaturen fast bis zu dem Spannungswert an, an dem das Leistungsmaximum erreicht wird. Deshalb muß die Diode bei entsprechend hohen Arbeitsspannungen betrieben werden, wodurch sich Leistung und Effizienz verringern, und das Risiko eines Diodenausfalls steigt.

Mit Hilfe der graded AlGaAs Injektoren können im Fundamentalbetrieb deutlich höhere Frequenzen als mit Standard-Gunn-Dioden erreicht werden. Dale *et al.* [Da194] zeigten Fundamen-

talbetrieb bei 77 GHz und einer Ausgangsleistung von 71 mW, Couch *et al.* [Cou89] erzielten 68 mW bei 94 GHz.

2.3.3 Dotierungsspitze am Injektor

Wie im letzten Abschnitt bereits erwähnt, spielt die an den graded AlGaAs Injektor anschließende n^+ -dotierte, dünne GaAs-Schicht eine entscheidende Rolle für die Funktion des Injektors. Denn wenn der AlGaAs Injektor in Vorwärtsrichtung vorgespannt wird, bildet sich in der aktiven GaAs-Schicht eine Verarmungszone aus (Abb. 2.16a). Das elektrische Feld in dieser Verarmungszone besitzt einen negativen Gradienten (Abb. 2.16b) und unterdrückt deshalb die Entstehung von Gunn-Domänen, so daß eine AlGaAs-Barriere alleine nicht zu der gewünschten Verbesserung der Effizienz der Gunn-Diode führt. Um dies zu erreichen, muß zwischen AlGaAs-Barriere und aktiver GaAs-Schicht eine n^+ -dotierte, dünne GaAs-Schicht eingeführt werden, die verhindert, daß sich die Verarmungszone zu weit in die aktive Schicht ausdehnt (Abb. 2.16c). Gleichzeitig darf die Dicke dieser Schicht nicht größer als die mittlere freie Weglänge der injizierten heißen Elektronen sein, damit deren Energieverteilung beim Durchqueren dieser Schicht nicht wesentlich modifiziert wird.

Beton *et al.* [Bet88] konnten mit Hilfe von Monte Carlo Simulationen die Funktion einer solchen Dotierungsspitze nachweisen. In einer Gunn-Diodenstruktur mit AlGaAs Injektor und Dotierungsspitze am Übergang zur aktiven Schicht ergab die zeitabhängige Berechnung der Feldverteilung ein instabiles Verhalten, d.h. das entsprechende Bauelement oszillierte. Die gleiche Gunn-Diodenstruktur zeigte ohne Dotierungsspitze bzw. gänzlich ohne Injektor eine stabile Feldverteilung, d.h. keine Oszillationen.

2.3.4 Dotierungsprofile in der Driftzone

Eine weitere Möglichkeit, die Leistungsfähigkeit einer Standard-Gunn-Diode zu verbessern, ist die Verwendung eines Dotierungsprofils anstelle einer homogenen Dotierung in der aktiven GaAs-Schicht. Dazu gibt es verschiedene Ansätze, die einerseits auf einer linearen und andererseits auf einer exponentiellen Veränderung der Dotierung beruhen.

Kamoua *et al.* [Kam93] verwendeten ein Dotierungsprofil mit einer linear von der Kathode zur Anode anwachsenden Dotierung (Abb. 2.15c). Die maximale elektrische Feldstärke in einer Gunn-Diode tritt in der Nähe der Anode auf, da die Hochfelddomänen dort ihre volle Größe erreichen. Dementsprechend ist dort auch die Verlustleistung am größten [Joh71]. Durch eine höhere Dotierung in dieser Region wird die maximale Feldstärke und damit auch die Verlustleistung reduziert. Gleichzeitig erlaubt dies die Verwendung von höheren Betriebsspannungen, ohne daß die Durchbruchfeldstärke erreicht wird. Eine niedrigere Dotierung in der Nähe der Kathode führt dort zu einem höheren elektrischen Feld. Dadurch kann ein größerer Anteil von Elektronen auf kürzerer Wegstrecke die für eine Streuung ins Nebenminimum notwendige Energie gewinnen, d.h. die sogenannte dead zone wird verkürzt. Durch den höheren Anteil von Elektronen im oberen Leitungsbandminimum verringert sich die mittlere Elektronengeschwindigkeit und demzufolge ist die Stromdichte in Gunn-Dioden mit Dotierungsprofil geringer. Wegen der kleineren mittleren Elektronengeschwindigkeit und der kürzeren dead zone ist bei gleicher Länge der aktiven Schicht die Arbeitsfrequenz einer solchen Gunn-Diode niedriger als ohne Dotierungsprofil. Die Verbes-

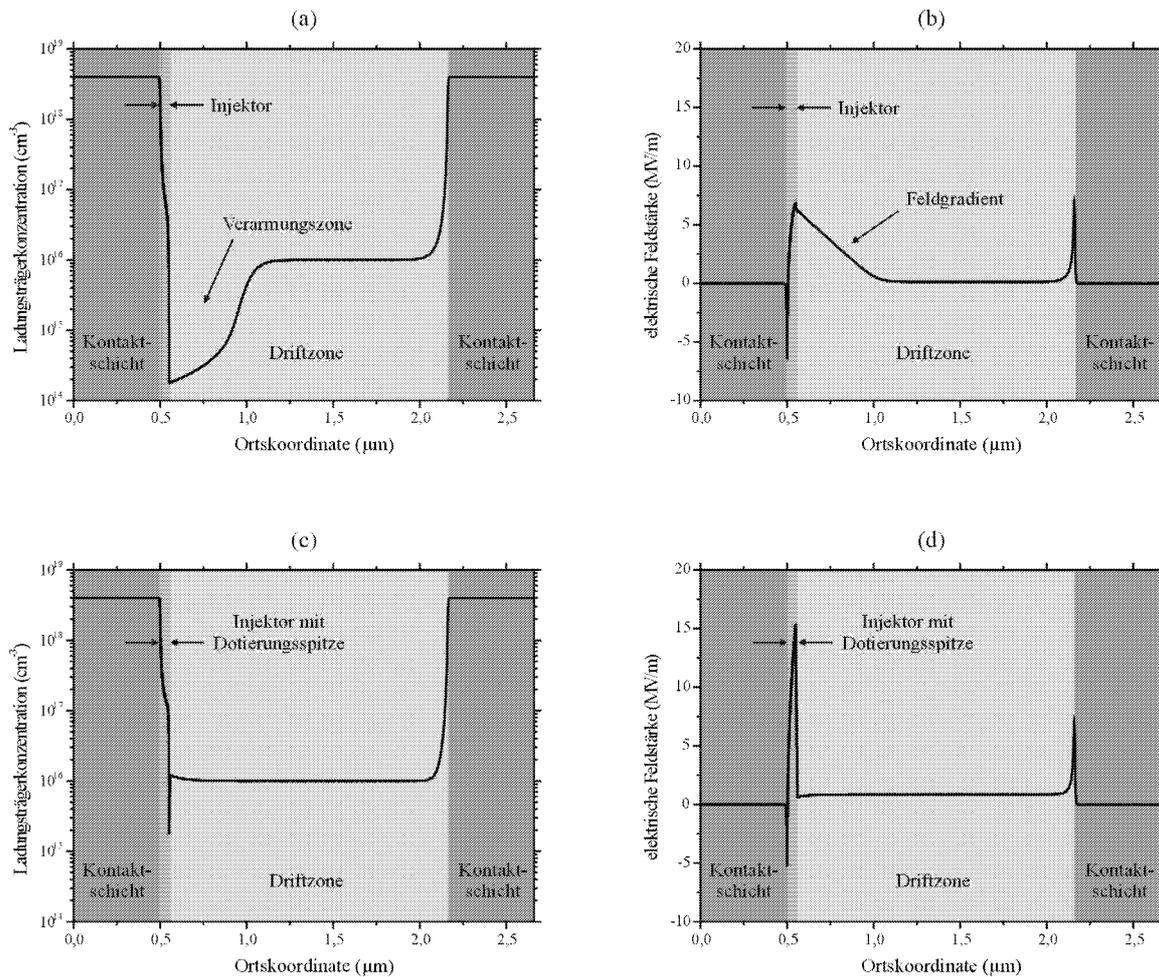


Abbildung 2.16: Mit dem Programm “SimWindows” [Win99] simulierte Ladungsträgerkonzentration (a, c) und Feldverteilung (b, d) in einer Gunn-Diode mit graded AlGaAs Injektor und Dotierungsspitze (c, d) bzw. ohne Dotierungsspitze (a, b) bei einer Betriebsspannung von 2 Volt. Die Dotierung in den 500 nm dicken Kontaktschichten beträgt $n^+ = 4 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ und in der 1.6 μm dicken Driftzone $n^- = 1 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$. Der Aluminiumgehalt in der Barriere wurde über 50 nm von 0 auf 30 Prozent gesteigert. Die Dotierungsspitze am Übergang zwischen Injektor und Driftzone in (c) und (d) ist 10 nm dick und n-dotiert mit einer Konzentration von $1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$.

serung der Effizienz erlaubt jedoch insgesamt kleinere Driftzonen und somit werden letztendlich höhere Arbeitsfrequenzen möglich. Ein Vergleich von Gunn-Dioden mit homogener und linear anwachsender Dotierung wurde von Szubert *et al.* [Szu90] durchgeführt. Bei vergleichbarem n_0L -Produkt zeigten die Strukturen mit linearem Dotierungsprofil die besseren Leistungsdaten.

Einen anderen Ansatz verfolgten Ondria und Ross [Ond87a, Ond87b]. Sie verwendeten ein exponentielles Dotierungsprofil, um den durch die inhomogene Temperaturverteilung in der Driftzone verursachten Gradienten in der Beweglichkeit zu kompensieren. Die Grundlage dazu bildet folgende Überlegung. Der spezifische Widerstand $\rho = 1/(en\mu)$ hängt von der Beweglichkeit μ ab, die ihrerseits eine Funktion der Temperatur T ist. Nahe der Debye Temperatur gilt $\mu \propto 1/T$.

Da die Elektronenkonzentration n bis zu Temperaturen von 500 K als nahezu konstant angesehen werden kann, ist somit $\rho \propto T$. Berechnet man die Temperaturverteilung in der aktiven Schicht einer Gunn-Diode mit homogener Dotierung, so erhält man nach der Wärmeleitungsgleichung einen exponentiellen Zusammenhang [Kni67]. Dementsprechend muß die Elektronenkonzentration exponentiell verändert werden, um die Änderung des Widerstands aufgrund des Temperaturgradienten auszugleichen. Befindet sich die Wärmesenke an der Kathode, so muß die Dotierungskonzentration zur Anode hin exponentiell anwachsen.

2.4 Thermische Betrachtungen

Wie in den vorangegangenen Abschnitten erläutert wurde, ist die Effizienz von Gunn-Dioden im Domänenmodus nicht besonders groß. Das bedeutet, daß ein großer Teil der aufgebrachten Gleichstromleistung während des Betriebs in Wärme umgewandelt wird. Diese Wärme muß effektiv abgeführt werden, um eine Zerstörung des Bauelements durch Überhitzung zu vermeiden. Außerdem werden durch die Temperaturabhängigkeit der $v(E)$ -Charakteristik die Leistungsdaten der Gunn-Diode beeinträchtigt. Aus diesem Grunde werden Gunn-Dioden stets in Kontakt zu einer massiven Wärmesenke mit guten Wärmeleitungseigenschaften hergestellt. Die exakte Lösung der Wärmeleitungsgleichung für eine solche Anordnung ist komplex. In diesem Kapitel soll deshalb ein vereinfachter Ansatz nach [Hob74] benutzt werden, der die Berechnung der maximalen Temperatur und des Wärmewiderstands in Abhängigkeit der Geometrie und der Materialeigenschaften erlaubt. Desweiteren soll der Einfluß der Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit und der Ausbreitung von Hochfelddomänen auf diese Größen untersucht werden. Schließlich wird eine Simulation der Temperaturverteilung in einer Gunn-Diode mit integraler Wärmesenke auf einem Kupferblock vorgestellt, die auf der Finite-Elemente-Methode basiert.

2.4.1 Lösung der Wärmeleitungsgleichung

Es wird vorausgesetzt, daß die komplette Verlustleistung homogen über die aktive Schicht der Gunn-Diode verteilt anfällt. Der Wärmeübergang zwischen Gunn-Diode und Wärmesenke wird als ideal angenommen. Wie in Abb. 2.17 gezeigt, kann das Problem in zwei Teilprobleme aufgeteilt werden:

1. Lösung der eindimensionalen Wärmeleitungsgleichung im Bereich des Halbleiterbauelements mit einer homogenen Wärmequelle im gesamten Halbleitervolumen und
2. Lösung der Wärmeleitungsgleichung in drei Dimensionen mit sphärischen Koordinaten und einer punktförmigen Wärmequelle im Abstand $R/\sqrt{2}$ von der Oberfläche der Wärmesenke.

Dabei ist R der Radius der Diode. Der Faktor $\sqrt{2}$ resultiert aus der Forderung, daß die Kontaktflächen von Gunn-Diode (Kreisfläche: πR^2) und Wärmesenke (Oberfläche der halbkugelförmigen Delle in der Wärmesenke: $2\pi(R/\sqrt{2})^2$) identisch sein sollen. Die beiden Teillösungen werden dann so miteinander verbunden, daß die Temperatur T_0 am Übergang zwischen Gunn-Diode und Wärmesenke gleich der Temperatur sein soll, die im Abstand $R/\sqrt{2}$ von der Punktquelle

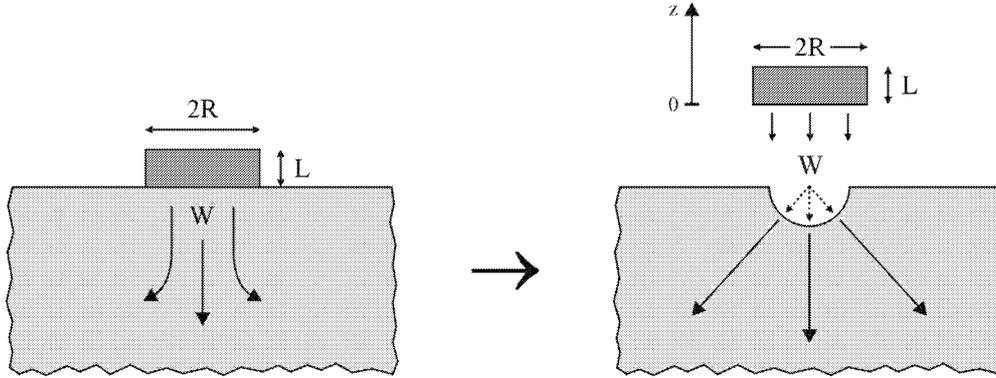


Abbildung 2.17: Darstellung der Näherungen in der geometrischen Anordnung von Bauelement und Wärmesenke zur Vereinfachung der Berechnungen [Hob74].

auf der Oberfläche der Wärmesenke herrscht. Die Wärmesenke habe die Form eines unendlich ausgedehnten Halbraums mit der Temperatur T_∞ im Unendlichen.

Die Wärmeleitungsgleichung lautet in ihrer allgemeinsten Form

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \vec{\nabla} \vec{q} = w. \quad (2.72)$$

Dabei sind

$$Q = \rho c T \quad (2.73)$$

die thermische Energiedichte und

$$\vec{q} = \vec{q}_k + \vec{q}_\lambda = Q\vec{v} - \lambda \vec{\nabla} T \quad (2.74)$$

die Energiestromdichte bestehend aus einem konvektiven Anteil \vec{q}_k und einem dissipativen Anteil \vec{q}_λ . $\vec{\nabla}$ ist der Nabla-Operator¹, ferner sind w die Leistungsdichte der Wärmequelle, ρ die Dichte des Materials, c die spezifische Wärmekapazität und λ die Wärmeleitfähigkeit. Es folgt

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho c T) + \vec{\nabla} \cdot (\rho c T \vec{v} - \lambda \vec{\nabla} T) = w. \quad (2.75)$$

Setzt man konstante Materialparameter ρ , c und λ und ein divergenzfreies Geschwindigkeitsfeld ($\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0$) voraus, so ergibt sich

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} T - \frac{\lambda}{\rho c} \Delta T = \frac{w}{\rho c}. \quad (2.76)$$

Dabei ist Δ der Laplace-Operator². Bei dem vorliegenden Problem besitzt die Energiestromdichte keinen konvektiven Anteil ($\vec{v} = 0$), und es sollen nur stationäre Lösungen ($\partial T / \partial t = 0$) betrachtet werden. Daraus folgt schließlich

$$\Delta T = -\frac{w}{\lambda}. \quad (2.77)$$

¹Der Nabla-Operator ist definiert als $\vec{\nabla} \vec{q} = \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z}$ bzw. $\vec{\nabla} T = \frac{\partial T}{\partial x} \vec{e}_x + \frac{\partial T}{\partial y} \vec{e}_y + \frac{\partial T}{\partial z} \vec{e}_z$. Hierbei bezeichnen \vec{e}_x , \vec{e}_y und \vec{e}_z die kartesischen Einheitsvektoren.

²Der Laplace-Operator ist definiert als $\Delta T = \vec{\nabla}^2 T = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$.

Erstes Teilproblem: Wärmetransport im Halbleiter

Zur Lösung des ersten Teilproblems reduziert sich Gl. (2.77) auf eine Dimension

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = -\frac{w}{\lambda} \quad (2.78)$$

mit der homogen über das Volumen der Diode verteilten Leistungsdichte

$$w = \frac{W}{\pi R^2 L}, \quad (2.79)$$

wobei W die Verlustleistung, R der Radius und L die Länge der Diode sind. Mit den Randbedingungen

$$T(z=0) = T_0 \quad \text{und} \quad \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=L} = 0 \quad (2.80)$$

erhält man als Lösung

$$T(z) = -\frac{w}{2\lambda} z^2 + \frac{wL}{\lambda} z + T_0 \quad (2.81)$$

oder mit Gl. (2.79)

$$T(z) - T_0 = \frac{w}{2\lambda} z(2L - z) = \frac{WL}{2\pi R^2 \lambda L} z(2L - z). \quad (2.82)$$

Mit der maximalen Temperatur $T_M = T(L)$ folgt

$$T_M - T_0 = \frac{WL}{2\pi R^2 \lambda}. \quad (2.83)$$

Zweites Teilproblem: Wärmetransport in der Wärmesenke

Im Bereich der Wärmesenke behält Gl. (2.77) ihre dreidimensionale Form, allerdings muß nun die Wärmeleitfähigkeit λ_{HS} des Materials der Wärmesenke eingesetzt werden:

$$\Delta T = -\frac{w}{\lambda_{HS}}. \quad (2.84)$$

Aufgrund der Symmetrie der Anordnung ist es sinnvoll, diese Gleichung in Kugelkoordinaten zu schreiben. Es gilt

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) = -\frac{w}{\lambda_{HS}}. \quad (2.85)$$

mit der punktförmigen Wärmequelle

$$w = 2W \delta(r) \delta(\vartheta) \delta(\varphi). \quad (2.86)$$

Der Faktor 2 muß ergänzt werden, da Gl. (2.85) für den gesamten Raum gilt, die Leistung W jedoch nur in einen Halbraum eingekoppelt werden soll. Integration von Gl. (2.85) über den Raum in Kugelkoordinaten liefert wegen der δ -Funktionen in der Leistungsdichte w

$$4\pi r^2 \frac{\partial T}{\partial r} = -\frac{2W}{\lambda_{HS}}. \quad (2.87)$$

Der Faktor 4π ergibt sich aus der Integration über die Raumwinkel ϑ und φ . Berücksichtigt man bei der weiteren Integration die Randbedingungen

$$T(r \rightarrow \infty) = T_\infty \quad \text{und} \quad T\left(r = \frac{R}{\sqrt{2}}\right) = T_0, \quad (2.88)$$

so folgt weiter

$$\int_{T_\infty}^{T_0} dT = \frac{W}{2\pi\lambda_{HS}} \int_{\infty}^{R/\sqrt{2}} \left(-\frac{1}{r^2}\right) dr \quad (2.89)$$

oder

$$T_0 - T_\infty = \frac{W}{\sqrt{2}\pi R\lambda_{HS}}. \quad (2.90)$$

Mit Hilfe von Gl. (2.83) und Gl. (2.90) kann nun die maximale Temperatur T_M im Halbleiter

$$T_M = \frac{WL}{2\pi R^2\lambda} + \frac{W}{\sqrt{2}\pi R\lambda_{HS}} + T_\infty \quad (2.91)$$

und der thermische Widerstand Z_{th} der gesamten Anordnung aus Gunn-Diode und Wärmesenke

$$Z_{th} = \frac{T_M - T_\infty}{W} = \frac{L}{2\pi R^2\lambda} + \frac{1}{\sqrt{2}\pi R\lambda_{HS}} \quad (2.92)$$

berechnet werden. An diesem Ergebnis der Näherungsrechnung lassen sich bereits die wesentlichen Einflußgrößen ablesen, die bei einer Minimierung des thermischen Widerstands von Bedeutung sind.

1. Der thermische Widerstand Z_{th} hängt von der Länge L und der Wärmeleitfähigkeit λ des Halbleitermaterials ab. InP zum Beispiel besitzt mit $\lambda_{\text{InP}} = 68 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ eine um etwa 20 Prozent höhere Wärmeleitfähigkeit als GaAs mit $\lambda_{\text{GaAs}} = 54 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ und folglich hätte eine InP-Gunn-Diode deshalb bei sonst gleicher Geometrie einen kleineren thermischen Widerstand. Dies wird jedoch teilweise wieder dadurch kompensiert, daß InP-Dioden wegen ihrer höheren mittleren Elektronengeschwindigkeit bei einer gegebenen Frequenz eine etwas größere Diodenlänge L benötigen.
2. Nach Gl. (2.92) kann der thermische Widerstand Z_{th} reduziert werden, indem der Radius R des Bauelements vergrößert wird, da dadurch die Kontaktfläche zur Wärmesenke wächst. Andererseits bewirkt die Vergrößerung der Querschnittsfläche bei konstanter Dotierung eine Abnahme des elektrischen Widerstands. Dadurch können Probleme bei der Anpassung einer Gunn-Diode an einen Resonanzschaltkreis auftreten, wenn der elektrische Widerstand des Bauelements unter 1Ω sinkt. Aus diesem Grund muß bei einer Vergrößerung des Radius die Dotierung n_0 gesenkt werden, um den elektrischen Widerstand konstant zu halten. Begrenzt wird diese Vorgehensweise durch das n_0L -Produkt, das bei gegebener Länge L der aktiven Schicht eine minimale Dotierung n_0 vorgibt.
3. Entscheidend bei der Reduzierung des thermischen Widerstands ist die Wahl des Materials der Wärmesenke. Häufig verwendete Materialien sind Kupfer ($\lambda_{\text{Cu}} = 385 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$), Gold ($\lambda_{\text{Au}} = 317 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$) oder Diamant ($\lambda_{\text{Diamant}} = 2000 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$).

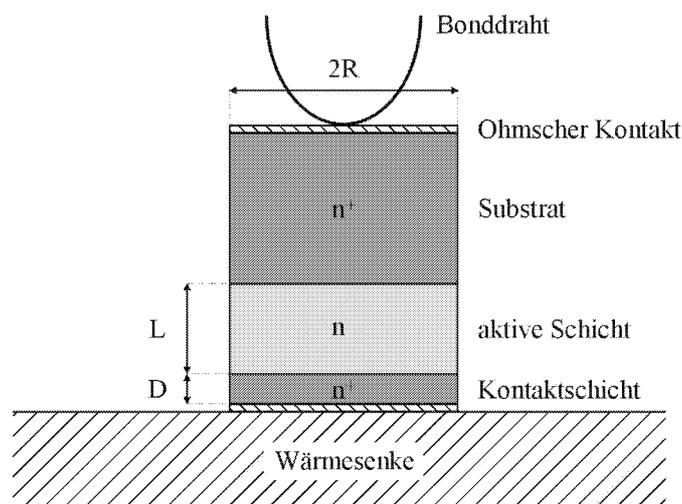


Abbildung 2.18: Skizze einer Standard-Gunn-Diode mit $n^+ - n - n^+$ Struktur auf einer Wärmesenke. Diese Anordnung bildet die Grundlage der Temperaturberechnungen von Knight [Kni67].

Als Beispiel sollen nun die maximale Temperatur im Halbleiter und der thermische Widerstand einer GaAs-Gunn-Diode mit integrierter Gold-Wärmesenke berechnet werden. Die Diodenlänge sei $L = 1.6 \mu\text{m}$, der Radius $R = 35 \mu\text{m}$, die Verlustleistung $W = 5 \text{ W}$ und die Umgebungstemperatur $T_\infty = 300 \text{ K}$. Damit folgt

$$T_M \approx 421 \text{ K} \quad \text{und} \quad Z_{th}^{\text{Au}} \approx 24 \text{ KW}^{-1}. \quad (2.93)$$

Würde die Gunn-Diode statt auf einer Gold-Wärmesenke nur auf GaAs-Substrat hergestellt, so ergäbe sich

$$T_M \approx 915 \text{ K} \quad \text{und} \quad Z_{th}^{\text{GaAs}} \approx 123 \text{ KW}^{-1}, \quad (2.94)$$

also ungefähr die doppelte Maximaltemperatur und mehr als das fünffache des thermischen Widerstands mit Gold-Wärmesenke. Dies veranschaulicht noch einmal die Bedeutung der Wärmesenke.

2.4.2 Einfluß der Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit

Bei der Herleitung von Gl. (2.91) und Gl. (2.92) wurde angenommen, daß die Wärmeleitfähigkeit λ des Halbleitermaterials konstant ist. Untersuchungen der Temperaturabhängigkeit von λ zeigen aber, daß die Wärmeleitfähigkeit im Bereich um 300 K durch einen Zusammenhang der Form

$$\lambda = \frac{k}{T} \quad (2.95)$$

dargestellt werden kann, wobei k eine Konstante ist. Ferner besitzt eine Gunn-Diode einen komplexeren Aufbau als bei der obigen einfachen Näherungsrechnung angenommen. Neben der aktiven Schicht sind Kontaktschichten vorhanden, deren unterschiedliche Eigenschaften bei der Lösung der Wärmeleitungsgleichung berücksichtigt werden müssen. In Abb. 2.18 ist die geometrische Anordnung einer Gunn-Diode mit Wärmesenke dargestellt, wie sie von Knight [Kni67]

zur Berechnung des thermischen Verhaltens verwendet wurde. Ober- und unterhalb der aktiven Schicht befinden sich n^+ -dotierte Kontaktschichten. Die obere n^+ -Schicht ist ein Teil des GaAs-Substrates. Wegen der relativ schlechten Wärmeleitfähigkeit von GaAs und der großen Schichtdicke der oberen Kontaktschicht kann angenommen werden, daß die gesamte Verlustwärme nur in Richtung der Wärmesenke nach unten abgeleitet wird. Die Berechnung des totalen Temperaturabfalls kann in drei Bereiche unterteilt werden:

1. Temperaturabfall über der aktiven Schicht, in der die Verlustleistung W erzeugt wird. Dabei soll die Leistungsdichte $w = W/(\pi R^2 L)$ wieder als konstant vorausgesetzt werden, d.h. die Verlustleistung W wird gleichmäßig im Volumen der aktiven Schicht verteilt erzeugt. Die aktive Schicht habe die Länge L und die Wärmeleitfähigkeit $\lambda_1 = k_1/T$.
2. Temperaturabfall über der unteren Kontaktschicht. Hier tritt nur Joule'sche Wärme auf, die im folgenden vernachlässigt wird. Die Länge der Schicht sei D und die Wärmeleitfähigkeit $\lambda_2 = k_2/T$.
3. Temperaturabfall über der Wärmesenke, die als unendlich ausgedehnter Halbraum angenommen wird mit der Umgebungstemperatur T_∞ im Unendlichen und der Wärmeleitfähigkeit λ_{HS} .

Nach Knight [Kni67] ergibt sich damit für die totale Temperaturdifferenz ΔT zwischen maximaler Temperatur T_M in der aktiven Schicht und Umgebungstemperatur T_∞ in der Wärmesenke

$$\Delta T = T_M - T_\infty = \left[T_\infty + \frac{W}{\pi R \lambda_{HS}} \right] \exp \left[\frac{W}{\pi R^2} \left(\frac{L}{2k_1} + \frac{D}{k_2} \right) \right] - T_\infty. \quad (2.96)$$

Ein wesentlicher Unterschied zwischen diesem Ergebnis und der ersten Näherungsrechnung in Gl. (2.91) ist, daß sich durch die Einführung einer temperaturabhängigen Wärmeleitfähigkeit nun ein exponentielles Temperaturprofil einstellt. Ferner ist der thermische Widerstand $Z_{th} = \Delta T/W$ nicht mehr unabhängig von der Verlustleistung W (vgl. Gl. (2.92)).

Betrachtet man wieder das obige Rechenbeispiel einer GaAs-Gunn-Diode auf einer Gold-Wärmesenke und gibt zusätzlich die Kontaktschichtlänge $D = 0.5 \mu\text{m}$ und die Konstanten $k_1 = k_2 = 160 \text{ Wcm}^{-1}$ vor, so erhält man die folgenden Werte:

$$T_M \approx 493 \text{ K} \quad \text{und} \quad Z_{th}^{\text{Au}} \approx 38.6 \text{ KW}^{-1}. \quad (2.97)$$

Durch die Berücksichtigung der Kontaktschicht zwischen Driftzone und Wärmesenke und der Temperaturabhängigkeit von λ haben sich die Maximaltemperatur und der thermische Widerstand erwartungsgemäß erhöht.

2.4.3 Einfluß der wandernden Hochfelddomänen

Bisher wurde vorausgesetzt, daß die Leistungsdichte w der Wärmequelle konstant ist, d.h. die Verlustleistung W ist homogen über das Volumen verteilt. Johnson *et al.* [Joh71] konnten jedoch zeigen, daß die Leistungsdichte an der Kathode geringer als die mittlere Leistungsdichte ist, während sie in der Nähe der Anode stark zunimmt. Dieses Verhalten ist auf das Anwachsen der Feldstärke innerhalb der Hochfelddomäne während der Driftbewegung von der Kathode zur

Anode zurückzuführen. An der Kathode, wo die Hochfelddomänen aus einer Ladungsfuktuation entstehen, sind die Feldstärken noch relativ klein, d.h. die Verlustleistung ist gering. Wenn die Hochfelddomäne an der Anode eintrifft, hat die Feldstärke ihren maximalen Wert erreicht. Außerdem steigt beim Abbau der Domäne der Strom entsprechend an. Beides führt zu einer Erhöhung der Verlustleistung nahe der Anode. Eine Konsequenz aus diesen Untersuchungen ist, daß die Wärmeableitung am effektivsten ist, wenn die Wärmesenke sich auf der Seite der Anode befindet. Berechnungen von Johnson *et al.* [Joh71] ergaben, daß die maximale Temperatur in dieser Konfiguration deutlich niedriger ist als in der umgekehrten Anordnung. Dies wird durch experimentelle Daten von Ondria und Ross [Ond87b] belegt, die in der Wärmesenke-Anode Konfiguration bessere Leistungsdaten erzielten als in der Wärmesenke-Kathode Konfiguration.

2.4.4 Simulation der Temperaturverteilung

In diesem Abschnitt sollen die Ergebnisse einer Berechnung nach der Finite-Elemente-Methode vorgestellt werden [Cor02]. In Ergänzung zu den bisherigen Rechnungen erlaubt diese Methode die Diskussion der dreidimensionalen Temperaturverteilung und der Wärmeströme in Bauelement und Wärmesenke.

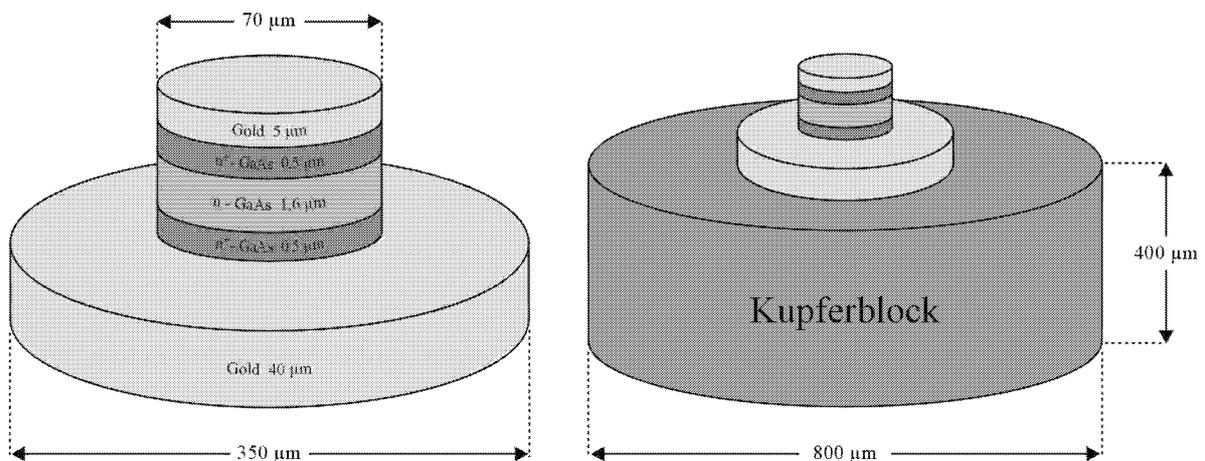


Abbildung 2.19: Links: Aufbau der Gunn-Diode mit integrierter Wärmesenke mit Angaben zur Schichtdicke und zum Schichtmaterial. Rechts: Anordnung der Gunn-Diode mit integrierter Wärmesenke auf dem Kühlerblock aus Kupfer.

Grundlage der Simulation bildet die in Abb. 2.19 dargestellte Anordnung. Die eigentliche Gunn-Diode hat einen Durchmesser von 70 µm und besteht aus einer n⁺-n-n⁺-Struktur mit zwei 0,5 µm langen GaAs-Kontaktschichten und einer aktiven GaAs-Schicht mit der Länge 1,6 µm. Diese Struktur wird eingerahmt von zwei Goldschichten, von denen die obere 5 µm dick ist und als Kontaktverstärkung dient. Die untere Goldschicht mit einer Dicke von 40 µm ist die eigentliche integrierte Wärmesenke der Gunn-Diode. Der Durchmesser der Wärmesenke beträgt 350 µm. Die gesamte Anordnung ist zur weiteren Verbesserung der Wärmeabfuhr auf einem Kupferblock befestigt, der eine Dicke von 400 µm und einen Durchmesser von 800 µm hat. Die in der Gunn-Diode anfallende Verlustleistung wird nur über die Unterseite dieses Kupferblocks abgeführt, die auf der konstanten Temperatur von $T_{\infty} = 300$ K gehalten wird. Alle anderen Oberflächen

Schicht-Nr.	Material	Wärmeleitfähigkeit in $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$	spez. elektr. Widerstand in Ωm
1	Kupfer	384	$1.76 \cdot 10^{-8}$
2	Gold	312	$2.2 \cdot 10^{-8}$
3	n^+ -GaAs	45.5	$4.8 \cdot 10^{-6}$
4	n-GaAs	45.5	$1.9 \cdot 10^{-3}$
5	n^+ -GaAs	45.5	$4.8 \cdot 10^{-6}$
6	Gold	312	$2.2 \cdot 10^{-8}$

Tabelle 2.1: Angaben zur Wärmeleitfähigkeit und zum spezifischen elektrischen Widerstand der verwendeten Materialien. Für die Wärmeleitfähigkeit der GaAs-Schichten wurde anstelle des konstanten Werts die Temperaturabhängigkeit nach Gl. (2.98) angesetzt.

sind mit einer adiabatischen Randbedingung belegt, d.h. es findet dort kein Wärmeaustausch statt. Da die gesamte Anordnung rotationssymmetrisch ist, genügt es, die Temperaturverteilung in einer Schnittfläche entlang der Rotationsachse zu berechnen.

In Tab. 2.1 sind die bei der Berechnung verwendeten Materialdaten aufgelistet. Da der spezifische elektrische Widerstand der aktiven GaAs-Schicht um Größenordnungen geringer ist als der Widerstand der hoch-dotierten GaAs-Schichten und der Metallkontakte, kann davon ausgegangen werden, daß die mit 5 W angesetzte Verlustleistung nur in der aktiven GaAs-Schicht anfällt. Ferner soll die Verteilung der Verlustleistung in dieser Schicht homogen sein. Für die Wärmeleitfähigkeiten der GaAs-Schichten wurde zunächst nicht der konstante Wert aus Tab. 2.1 benutzt, sondern es wurde eine temperaturabhängige Wärmeleitfähigkeit angesetzt in der Form

$$\lambda = \frac{160}{T} \frac{\text{W}}{\text{cmK}}. \quad (2.98)$$

Simulationsergebnisse

Die Ergebnisse der Rechnungen sind in Abb. 2.20 bis Abb. 2.24 dargestellt. In Abb. 2.20 ist ein Ausschnitt der Anordnung mit dem Bauelement, der Gold-Wärmesenke und dem oberen Teil des Kupferblocks zu sehen. Die einzelnen Grauabstufungen geben zunächst eine grobe Übersicht über die Temperaturverteilung. Der zu dem jeweiligen Farbton gehörende Temperaturbereich kann anhand der Skala abgelesen werden.

Abb. 2.22 und Abb. 2.23 zeigen den Temperaturverlauf entlang zweier ausgezeichneter Pfade. In Abb. 2.22 ist der Temperaturabfall entlang der Rotationsachse gegen die Distanz aufgetragen. Man erkennt, daß beim Erreichen des Übergangs zwischen Gold-Wärmesenke und Kupferblock bereits ca. 70 Prozent der gesamten Temperaturdifferenz abgebaut wurden. In Abb. 2.23 ist der Temperaturverlauf gegen die Distanz entlang eines Oberflächenpfads dargestellt. Der Pfad beginnt am oberen Ende der Rotationsachse und verläuft dann stufenförmig entlang der Außenfläche der Anordnung bis zur Grundfläche des Kupferblocks. Die Abbildung zeigt, daß es durch die radiale Vergrößerung der Zylinder aus Gold und Kupfer zu einem erheblichen Temperaturabbau auch in radialer Richtung kommt.

In Abb. 2.21 ist ein vergrößerter Ausschnitt mit der Temperaturverteilung in den GaAs-Schichten und Temperaturangaben an den Grenzflächen zwischen den einzelnen Schichten aufgetragen. Die

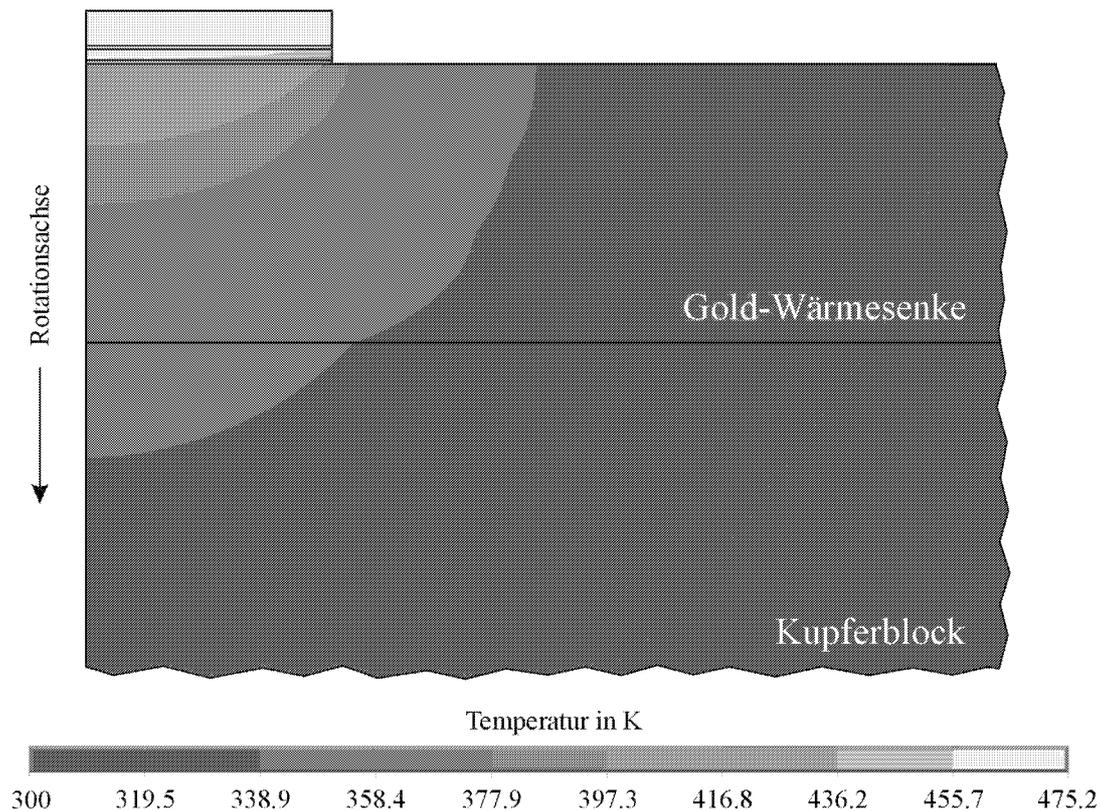


Abbildung 2.20: Darstellung der Temperaturverteilung in Graustufen. Die Abbildung zeigt den oberen Teil des Kupferblocks mit Gold-Wärmesenke und Gunn-Diode. Eine Vergrößerung des Temperaturverlaufs im Bereich der Gunn-Diode mit detaillierten Temperaturangaben ist in Abb. 2.21 dargestellt.

Maximaltemperatur von 475.2 K wird auf der Rotationsachse an der Grenzfläche zwischen aktiver GaAs-Schicht und oberer Kontaktschicht erreicht. Setzt man für die Wärmeleitfähigkeit den konstanten Wert aus Tab. 2.1 anstelle der Temperaturabhängigkeit aus Gl. (2.98) ein, so sinkt die maximale Temperatur um etwa 10 K. Durch die Wärmeabfuhr in Richtung des Kupferblocks sinkt die Temperatur entlang der Rotationsachse bis zur unteren Begrenzung der aktiven GaAs-Schicht auf etwa 451 K ab. Auch in der aktiven GaAs-Schicht gibt es wegen der radialen Vergrößerung der Gold-Wärmesenke und des Kupferblocks einen radialen Temperaturabfall. Am äußeren Rand dieser Schicht beträgt die Temperatur an der oberen Grenzfläche 453.6 K und an der unteren Begrenzung 413.6 K.

Interessant ist die Verteilung der Wärmestromdichten, die in Abb. 2.24 dargestellt ist. Erwartungsgemäß fließt der Hauptanteil der in der aktiven GaAs-Schicht generierten Wärme in vertikaler Richtung zum Kupferblock ab. In der Gold-Wärmesenke und der Kupferschicht kommt eine zusätzliche radiale Komponente hinzu, da diese Schichten mit günstigen Wärmeleitungseigenschaften einen größeren Radius als die GaAs-Schichten besitzen. Ein kleiner Anteil der Wärme fließt über den oberen Goldkontakt radial nach außen ab und vereinigt sich dort mit dem Hauptwärmestrom in Richtung Kupferblock. Dadurch liegt am äußeren Rand des Bauelements am Übergang zwischen unterer GaAs-Kontaktschicht und Gold-Wärmesenke die maximale Wärmestromdichte vor.

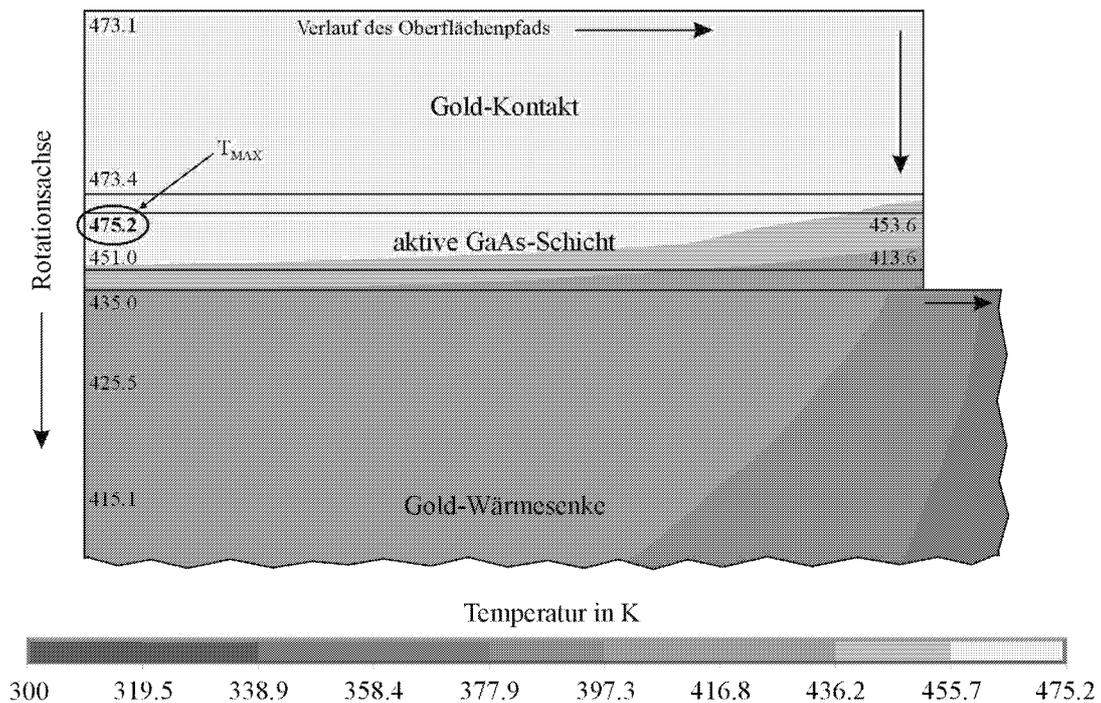


Abbildung 2.21: Vergrößerte Ansicht der Temperaturverteilung aus Abb. 2.20 im Bereich der Gunn-Diode. Zusätzlich zu den Graustufen sind numerische Angaben der Temperatur gegeben. Die maximale Temperatur von 475.2 K wird an der oberen Grenzfläche der aktiven GaAs-Schicht erreicht.

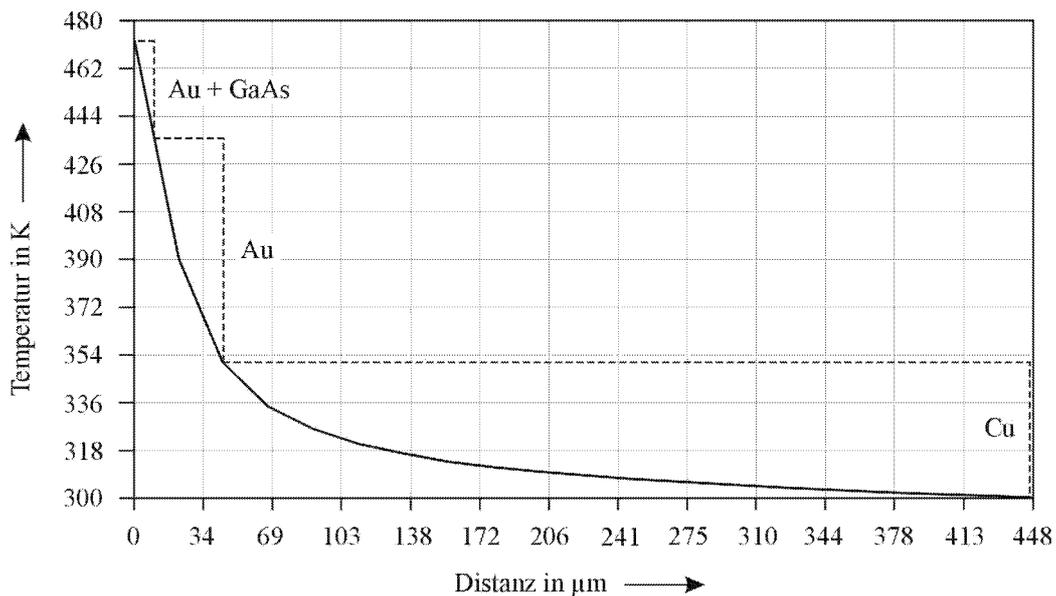


Abbildung 2.22: Darstellung des Temperaturabfalls entlang der Rotationsachse.

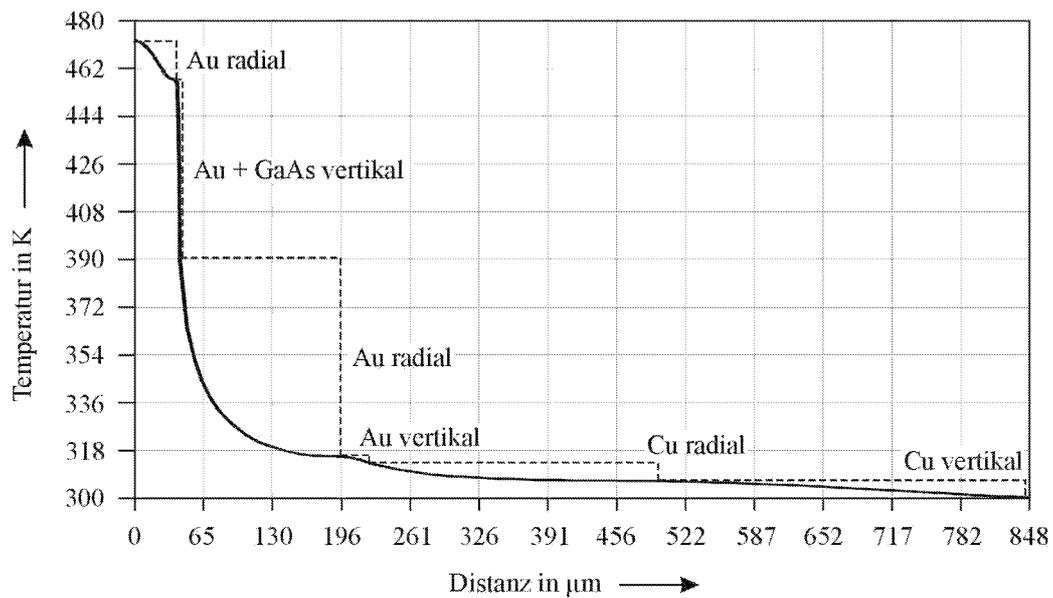


Abbildung 2.23: Darstellung des Temperaturabfalls auf einem stufenförmigen Pfad entlang der Außenfläche der Anordnung. Der Verlauf des Pfads ist in Abb. 2.21 angedeutet.

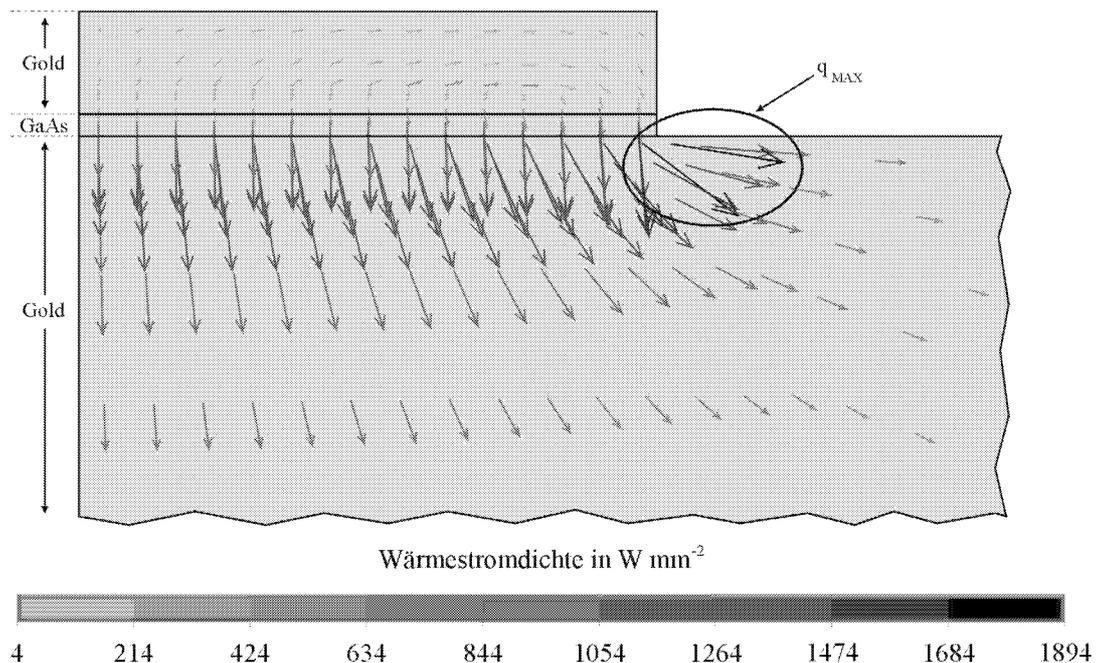


Abbildung 2.24: Verteilung der Wärmestromdichten im Bereich der Gunn-Diode und der Gold-Wärmesenke. Die maximale Wärmestromdichte liegt am äußeren Rand des Bauelements am Übergang zwischen unterer GaAs-Kontaktschicht und Gold-Wärmesenke vor.

Zusammenfassung der Rechnungen zum Temperaturverhalten

Bereits die einfache Näherungsrechnung in Kap. 2.4.1 liefert realistische Werte für die maximale Temperatur in der Gunn-Diode. Insbesondere kann der Einfluß einer Wärmesenke auf Maximaltemperatur und thermischen Widerstand veranschaulicht werden. Die Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit von λ und des mehrschichtigen Aufbaus einer Gunn-Diode führt zu entsprechend höheren Maximaltemperaturen und thermischen Widerständen. Die geometrisch exakteste, dreidimensionale Berechnung der Anordnung nach der Finite-Elemente-Methode schließlich ergibt eine Maximaltemperatur in der Gunn-Diode, die etwa in der Mitte zwischen den Temperaturen aus den beiden anderen Rechnungen liegt. Hierbei macht sich vor allem bemerkbar, daß auch ein deutlicher Temperaturabbau in radialer Richtung stattfindet.

Kapitel 3

Technologie

In diesem Kapitel werden die Prozeßabläufe und die technologischen Verfahren beschrieben, die zur Strukturierung der Proben verwendet wurden. Es wird sowohl ein Prozeß zur Herstellung von Gunn-Diodenchips für den Einsatz in Oszillatoren als auch ein Prozeß zur Herstellung von koplanaren Gunn-Dioden vorgestellt. Ferner wird auf den Aufbau der jeweils verwendeten MBE-Schichtstrukturen eingegangen. In Anh. C befindet sich eine detaillierte Liste der Prozeßparameter, in Anh. D findet man eine Abbildung der Maskenlayouts.

3.1 MBE-Schichtaufbau

In diesem Abschnitt soll eine kurze Beschreibung der MBE-Schichten gegeben werden, die in dieser Arbeit zur Herstellung von Gunn-Dioden verwendet wurden. Als Ausgangspunkt wurde ein Schichtsystem gewählt, das einen graded AlGaAs Injektor mit Dotierungsspitze enthält, wie er in ähnlicher Form auch von Hutchinson *et al.* [Hut96] oder Couch *et al.* [Cou88] beschrieben wird. Im weiteren Verlauf wurde der Schichtaufbau insbesondere im Bereich des Injektors angepaßt. Eine genaue Begründung der Änderungen des Schichtsystems wird anhand der Gleichstrommessungen in Kap. 4.1.3 vorgenommen.

Die Schichten wurden in einer MBE-Anlage vom Typ Varian ModGenII bei einer Wachstumstemperatur von 600°C hergestellt. Die Epitaxiezeit betrug ungefähr vier Stunden. Alle Schichten wurden auf semi-isolierenden, (100) orientierten 50 mm GaAs-Wafern abgeschieden, die eine Dicke von 200 μm besaßen. Die im Vergleich zur üblichen Substratdicke von 500 μm reduzierte Ausgangsdicke ist bei der späteren Entfernung des Substrates während der Gunn-Diodenherstellung sehr hilfreich. Bei jeder Epitaxie wurde zunächst nach einer dünnen Pufferschicht aus GaAs eine 500 nm dicke AlGaAs-Schicht mit einem Aluminiumgehalt von 60% gewachsen. Diese Schicht dient bei der Entfernung des Substrates als Ätzstop für die naßchemische Ätzung. Die Verwendung einer solchen Ätzstop-Schicht garantiert eine hohe Homogenität der naßchemischen Ätzung. Ferner ermöglicht sie die rückstandslose Entfernung des GaAs-Substrates, wodurch eine bessere Wärmeableitung erreicht werden kann. Denn die Wärmeleitfähigkeit von GaAs ist deutlich geringer als die der Kontaktmetalle (vgl. Kap. 2.4.1), so daß überflüssiges GaAs-Material zwischen der aktiven Schicht und den Kontakten der Gunn-Diode vermieden werden sollte. An den Ätzstop schließt sich eine 500 nm dicke, hoch-dotierte GaAs-Kontaktschicht an, die bei der späteren Gunn-Diode den Kollektor bildet.

Es folgt die eigentliche aktive GaAs-Schicht, die bei allen Schichtsystemen $1.6 \mu\text{m}$ lang ist. Mit einer mittleren Driftgeschwindigkeit von $v_D = 0.7 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ ergibt sich daraus gemäß $f = v_D/L$ eine Laufzeitfrequenz von etwa 44 GHz. Die Dotierung dieser Schicht betrug im allgemeinen $1.0 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, bei MBE 16045 lag die Dotierung mit $1.3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ etwas höher. Daraus ergibt sich ein n_0L -Produkt von $1.6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ bzw. $2.1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ für MBE 16045. Das n_0L -Produkt liegt also bei allen Schichten in einem Bereich, der das Auftreten von Gunn-Oszillationen in einem Oszillator ermöglicht.

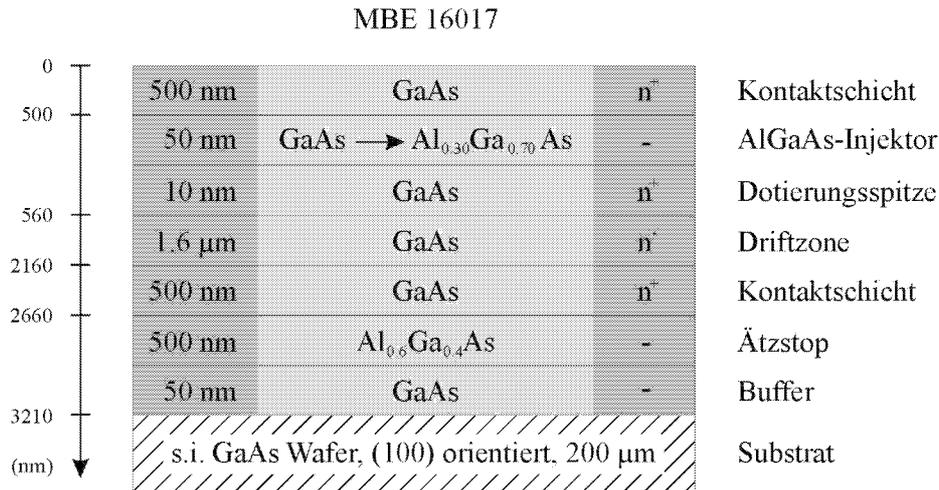


Abbildung 3.1: Aufbau des Schichtsystems MBE 16017. Die Dotierungskonzentration in den Kontaktschichten und in der Dotierungsspitze ist $n^+ = 4.33 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und in der Driftzone $n^- = 1.0 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Der maximale Aluminiumgehalt in der Injektor-Barriere beträgt 30%.

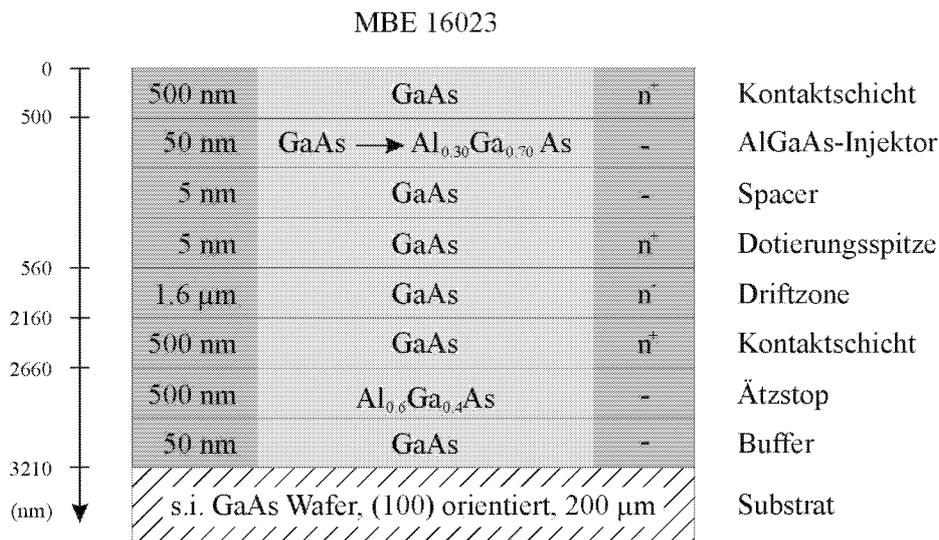


Abbildung 3.2: Aufbau des Schichtsystems MBE 16023. Die Dotierungskonzentration in den Kontaktschichten und in der Dotierungsspitze ist $n^+ = 4.33 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und in der Driftzone $n^- = 1.0 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Der maximale Aluminiumgehalt in der Injektor-Barriere beträgt 30%.

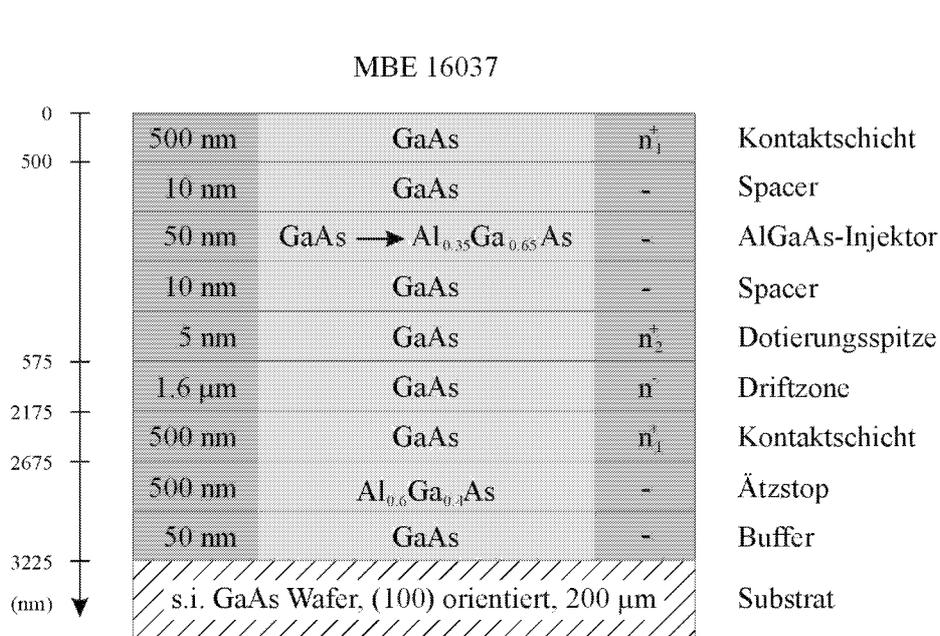


Abbildung 3.3: Aufbau des Schichtsystems MBE 16037. Die Dotierungskonzentration in den Kontaktschichten ist $n_1^+ = 4.33 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, in der Dotierungsspitze $n_2^+ = 1.0 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und in der Driftzone $n^- = 1.0 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Der maximale Aluminiumgehalt in der Injektor-Barriere beträgt 35%.

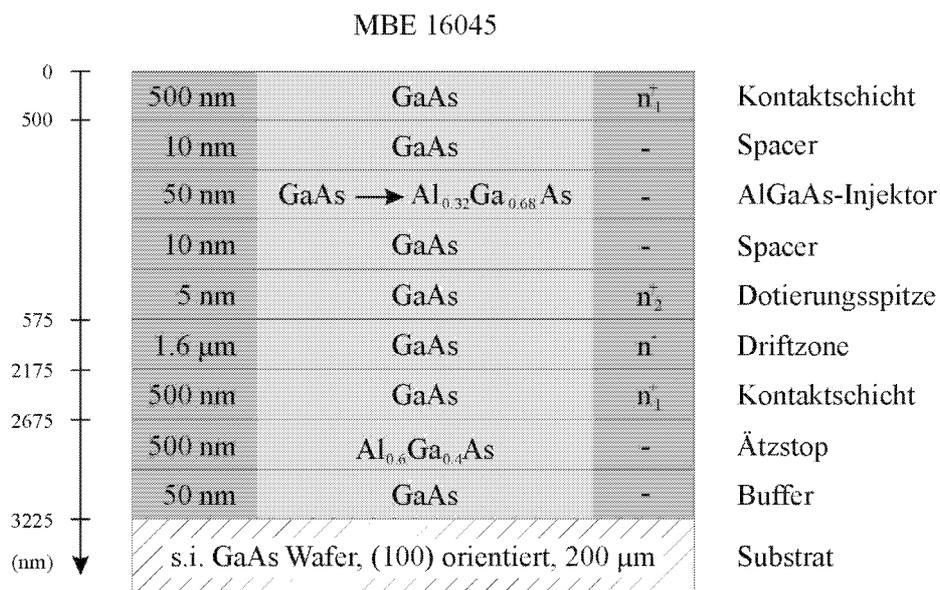


Abbildung 3.4: Aufbau des Schichtsystems MBE 16045. Die Dotierungskonzentration in den Kontaktschichten ist $n_1^+ = 4.33 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, in der Dotierungsspitze $n_2^+ = 1.0 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und in der Driftzone $n^- = 1.3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Der maximale Aluminiumgehalt in der Injektor-Barriere beträgt 32%.

Der nun folgende Bereich der Injektor-Barriere wurde von Epitaxie zu Epitaxie verändert. Das Schichtsystem MBE 16017 besitzt eine AlGaAs-Barriere mit einem über 50 nm linear anwachsenden Aluminiumgehalt, der auf maximal 30% ansteigt, gefolgt von einer Dotierungsspitze mit einer Dotierungskonzentration von $n^+ = 4.33 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Bei MBE 16023 wurde zwischen AlGaAs-Barriere und Dotierungsspitze ein undotierter GaAs-Spacer eingeführt. Schichtsystem MBE 16037 besitzt zu beiden Seiten der AlGaAs-Barriere einen 10 nm dicken undotierten GaAs-Spacer. Ferner wurde der maximale Aluminiumgehalt in der Barriere auf 35% erhöht und die Dotierungskonzentration in der Dotierungsspitze auf $n^+ = 1.0 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ gesenkt. Bei MBE 16045 ist der maximale Aluminiumgehalt der Barriere mit 32% wieder geringer. Ansonsten wurde der Injektor hier nicht weiter verändert. Als letzte Schicht wurde bei jedem Schichtsystem eine 500 nm dicke Kontaktschicht gewachsen, die später den Emitter der Gunn-Diode bildet und in direkter Verbindung zur Wärmesenke steht.

Die Schichtsysteme MBE 16017 bis MBE 16045 wurden bei der Prozessierung von Gunn-Diodenchips eingesetzt, die in Kap. 3.2 beschrieben wird. Zur Herstellung von koplanaren Gunn-Dioden, die in Kap. 3.4 vorgestellt wird, wurde das MBE-Schichtsystem 16016 verwendet, dessen Aufbau in allen wesentlichen Punkten mit MBE 16017 übereinstimmt. Allerdings wurde bei MBE 16016 anstelle eines 500 nm dicken Ätzstops aus $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ eine 30 nm dicke Schicht aus AlAs verwendet. Die Zusammensetzung der Ätzstoppschicht ist jedoch für den Prozeßablauf nicht von Bedeutung, da bei der Prozessierung der koplanaren Gunn-Dioden eine Entfernung des Substrates nicht notwendig ist.

3.2 Prozeßablauf zur Herstellung von Gunn-Diodenchips

In diesem Kapitel sollen die einzelnen Prozeßschritte zur Herstellung von Gunn-Diodenchips, deren geometrischer Aufbau in Abb. 3.5 dargestellt ist, erläutert werden. Die eigentliche Gunn-Diode besteht aus einem Halbleiter-Schichtsystem, das zu beiden Seiten mit ohmschen Kontakten versehen ist. Die Gunn-Diode befindet sich auf einer runden, ca. 40 μm dicken integrierten Wärmesenke aus Gold mit einem Durchmesser von 350 μm . Der Topkontakt der Gunn-Diode ist ebenfalls mit Gold verstärkt, um eine bessere Kontaktierung im Package zu ermöglichen. Der Durchmesser der Gunn-Diodenmesa ist variabel und liegt im Mittel bei ca. 70 μm . Obwohl der Aufbau des Bauelements prinzipiell einfach ist, muß zur Realisierung dieser Struktur der epitaxiierte GaAs-Wafer sowohl von der Vorder- als auch von der Rückseite prozessiert werden. Insbesondere ist eine Rückdünnung des Substrates notwendig, um das Halbleiter-Schichtsystem von der Substratseite aus zu kontaktieren. Da die nur ca. 3 μm dicke Epitaxieschicht ohne das stabilisierende Substrat zerbrechen würde, ist ferner eine alternative Stabilisierung der Probe während des Prozesses erforderlich.

In Anh. C sind alle Prozeßparameter nach Prozeßgruppen (Reinigungsprozesse, Lithographieprozesse, usw.) detailliert aufgeführt und mit einer Kennung versehen, anhand derer sie bei der Beschreibung des Prozeßablaufs referenziert werden können. Die Abkürzung C.2.5 bezeichnet z.B. den Lithographieprozeß für SU-8-25 Lack. In Anh. D befinden sich Abbildungen der Maskenlayouts zu den einzelnen Prozeßschritten.

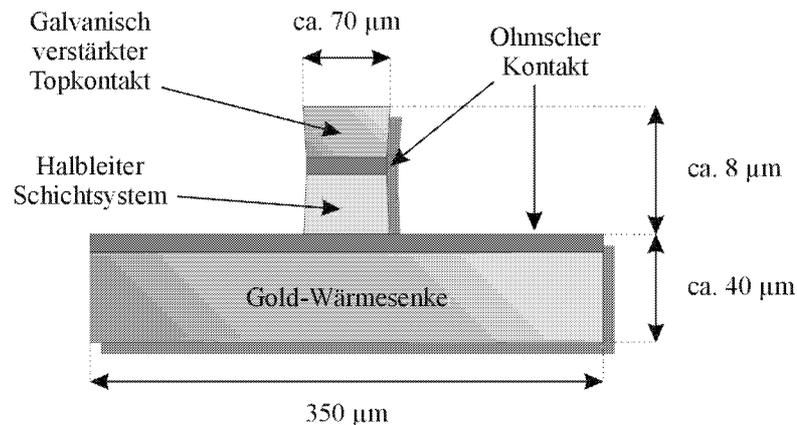


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau eines Gunn-Diodenchips bestehend aus einer runden integrierten Wärmesenke aus Gold, in deren Mitte sich das eigentliche, mit ohmschen Kontakten versehene Gunn-Diodenschichtsystem befindet.

3.2.1 Aufdampfung des ohmschen Rückseitenkontaktes

Im ersten Prozeßschritt wird die Metallisierung für den ohmschen Rückseitenkontakt der Gunn-Diode aufgedampft. Die elektrische Qualität und die mechanische Stabilität solcher Metall-Halbleiter Kontakte sind für die Funktionstüchtigkeit von Halbleiterbauelementen von entscheidender Bedeutung, da über die Kontakte der Zugang zu den diversen Eigenschaften der Bauelemente möglich wird. Die Kennlinie eines Metall-Halbleiter Übergangs zeigt jedoch zunächst kein ohmsches Verhalten. Vielmehr kommt es an der Grenzfläche zwischen Metall und Halbleiter zur Ausbildung einer Potentialbarriere, der sog. Schottky-Barriere. Die Höhe dieser Barriere wird im Falle von GaAs im wesentlichen durch das Fermi-Niveau Pinning an der Halbleiteroberfläche bestimmt, das durch Oberflächenzustände hervorgerufen wird, die energetisch etwa in der Mitte der Bandlücke lokalisiert sind [Lut95]. Es gibt jedoch Verfahren, die es ermöglichen, trotz der sich ausbildenden Potentialbarriere am Metall-Halbleiter Übergang einen ohmschen Kontakt zum Halbleiter herzustellen.

Eine Methode besteht darin, eine dünne GaAs-Schicht unterhalb der Kontaktmetallisierung so hoch wie möglich zu dotieren. Dadurch wird die Barriere am Metall-Halbleiter Übergang so dünn, daß die Elektronen sie durchtunneln können. Man nennt diese Art von Kontakt deshalb auch *Tunnelkontakt*. Die für ein gutes ohmsches Verhalten notwendige Dotierung ist jedoch so hoch, daß sie durch epitaktisches Wachstum mit einer MBE-Anlage nicht hergestellt werden kann. Stattdessen bedient man sich einer speziellen Metallisierung, die einen Dotierstoff enthält, der nach dem Aufdampfen durch eine thermische Behandlung in die oberflächennahen Halbleiterschichten eindiffundiert und so die gewünschte n^{++} -Schicht erzeugt.

In dieser Arbeit wurde hierfür eine Ge/Ni/Au-Metallisierung verwendet. Die beim Einlegiervorgang ablaufenden Prozesse sind sehr komplex und teilweise noch nicht vollständig verstanden. Man nimmt an, daß das Ge während des Einlegierens in die oberflächennahen Regionen des GaAs-Halbleiters diffundiert, dort Ga-Gitterplätze besetzt und so zusätzliche Donatoren zur Verfügung stellt. Die Ni-Schicht soll eine Entmischung der Ge-Schicht während des Einlegiervorgangs in die bedeckende Au-Schicht verhindern. Diese wiederum dient als mechanische Kontaktverstärkung.

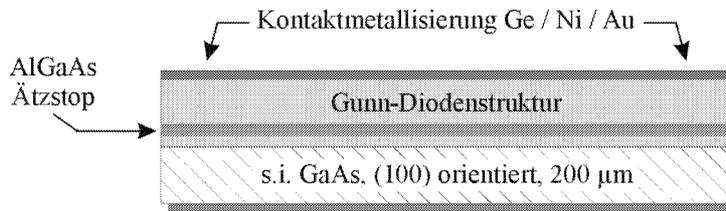


Abbildung 3.6: Skizze des Wafers mit dem Halbleiter-Schichtsystem der Gunn-Diode nach der Aufdampfung der Metallisierung für den Rückseitenkontakt.

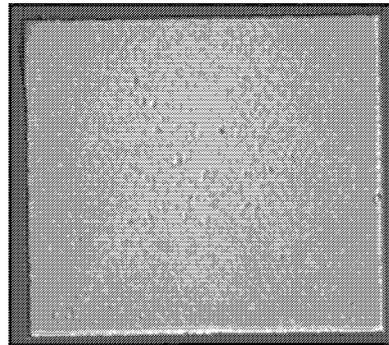


Abbildung 3.7: Mikroskopaufnahme eines Ge/Ni/Au-Kontaktes nach dem Legierprozeß. Die Oberfläche des Kontaktes ist relativ eben, und es ist nahezu keine Kantenrauhigkeit zu sehen.

Im folgenden wird nun die Herstellung des ohmschen Rückseitenkontaktes der Gunn-Diode beschrieben. Nach der Epitaxie des Halbleiter-Schichtsystems wird der Wafer unmittelbar nach dem Ausschleusen aus der MBE-Anlage in die Vakuumkammer der Aufdampfanlage (Balzers PLS 570) eingebaut. Dadurch soll verhindert werden, daß sich an der GaAs-Oberfläche natürliches Oxid bilden kann, so daß ein spezieller Reinigungsprozeß vor der Aufdampfung an dieser Stelle nicht notwendig ist. Die Aufdampfung der Ge/Ni/Au-Metallisierung für den ohmschen Rückseitenkontakt (Anh. C.5.1) erfolgt ohne Lackmaske auf dem kompletten 50 mm Wafer, da die Metallisierung gleichzeitig auch als Kontaktelektrode für die anschließende Gold-Galvanik dient (Abb. 3.6). Um die Haftung zwischen Metallisierung und Halbleiter zu erhöhen, wird die Kontaktmetallisierung bereits jetzt in einem RTP-Ofen (ADDAX RM RTP Anlage) einlegiert. Der entsprechende Temperaturverlauf während dieses Prozesses ist in Anh. C.5.5 erläutert. Zwar wird infolgedessen die Kontaktmetallisierung zusammen mit dem Topkontakt ein weiteres Mal einlegiert, Untersuchungen haben jedoch gezeigt, daß sich dadurch die Qualität des Kontaktes nicht ändert.

Der elektrische Kontaktwiderstand der Ge/Ni/Au-Kontakte in Kombination mit dem entsprechenden Legierprozeß wurde auf separaten Proben untersucht. Die zugehörigen Messungen sind in Kap. 4.1.1 aufgeführt und zeigen, daß sich der spezifische Kontaktwiderstand $\rho_c \approx 7 \cdot 10^{-7} \Omega \text{cm}^2$ in dem für gute Kontakte angestrebten Bereich von $\rho_c \leq 1 \cdot 10^{-6} \Omega \text{cm}^2$ bewegt.

Die Ge/Ni/Au-Kontakte konnten aber vor allem durch ihre sehr gute Morphologie überzeugen. Da im Vergleich zu Kontakten auf der Basis einer AuGe-Legierung keine flüssige Phase während des Legiervorgangs gebildet wird, ist bei der Verwendung von reinem Ge als Dotier-

stoff die Gefahr eines Auseinanderlaufens der Kontaktmetallisierung geringer. Die Dotierung der Halbleiterschicht findet in diesem Fall hauptsächlich durch Feststoffdiffusion statt [Re188]. In Abb. 3.7 ist die Mikroskopaufnahme eines Ge/Ni/Au-Kontaktes nach dem Legierprozeß dargestellt. Die Oberfläche des Kontaktes ist relativ eben, und es ist nahezu keine Kantenrauigkeit zu sehen.

3.2.2 Herstellung der integrierten Wärmesenke aus Gold

Im nächsten Prozeßschritt erfolgt die Strukturierung einer integrierten Wärmesenke durch die selektive galvanische Abscheidung von Gold (Abb. 3.8). Die Wärmesenke ist rund und besitzt einen Durchmesser von $350\ \mu\text{m}$ bei einer Dicke von ca. $40\ \mu\text{m}$. Zur Definition solcher Strukturen wird ein Photolack benötigt, der die entsprechenden Schichtdicken liefert, gute Substrathaftung und eine hohe chemische Beständigkeit aufweist, da die Lackstruktur während der Golddeposition über einen längeren Zeitraum dem schwachsauren Galvanikbad ausgesetzt ist. Hierzu wurde der für die Mikromechanik entwickelte Photolack SU-8-25 eingeführt, der Schichtdicken bis zu $50\ \mu\text{m}$ nach nur einem Prozeßschritt auf der Lackschleuder erlaubt. SU-8-25 ist ein negativ arbeitender, auf Epoxidharz basierender Photolack, der sich vor allem durch hohe Aspektverhältnisse mit nahezu vertikalen Seitenwänden auszeichnet. Durch eine Belichtung im nahen UV- Bereich ($350 - 400\ \text{nm}$) und einen anschließenden Post Exposure Bake werden die Lackmoleküle stark miteinander verkettet. Die nicht belichteten Lackteile können dann in einem SU-8 Entwickler wie PGMEA gelöst werden, während der belichtete Teil des Lacks durch die Verkettung eine gegen Lösungsmittel und saure oder basische Lösungen äußerst resistente Lackmaske bildet.

Vor dem Aufschleudern des Lacks wird der Wafer gereinigt und dehydriert (Anh. C.1.1). Die nachfolgende Lithographie der SU-8-25 Maske ist in Anh. C.2.5 beschrieben. Nach der Entwicklung wird der Wafer noch einmal in einem Sauerstoffplasma (Anh. C.1.3) behandelt, um eventuell vorhandene Lackschleier zu entfernen. In Abb. 3.9 ist das Ergebnis der Lithographie als REM-Aufnahme dargestellt. Man erkennt sehr deutlich das trotz der hohen Schichtdicke hervorragende Aspektverhältnis mit nahezu vertikalen Lackflanken.

Zur Plattierung der Wärmesenke wird das Feingoldbad PUR-A-GOLD 401 der Firma Enthone verwendet. Dieses schwachsaure Galvanikbad bedient sich des Goldcyanid-Komplexes ($\text{Au}(\text{CN})_2^-$) zur Abscheidung von Goldschichten, der dem Bad in Form von Kaliumgoldcyanid-Salz ($\text{KAu}(\text{CN})_2$) zugesetzt wird. Der $\text{Au}(\text{CN})_2^-$ -Komplex ist in wässriger Lösung sehr stabil, d.h.

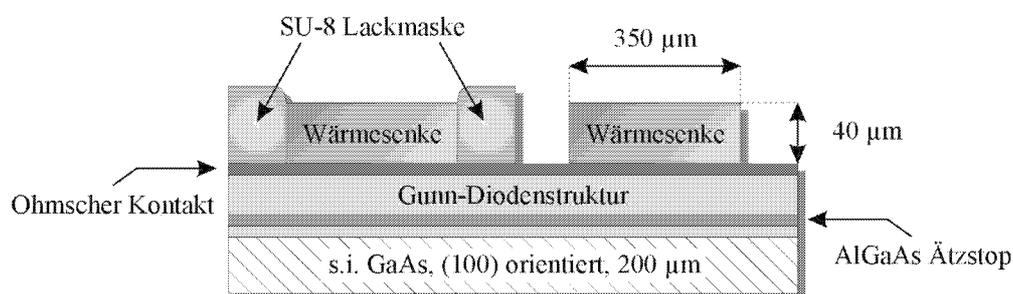


Abbildung 3.8: Skizze des Wafers nach der Strukturierung der Wärmesenke durch eine galvanische Abscheidung von Gold in einer SU-8 Lackmaske.

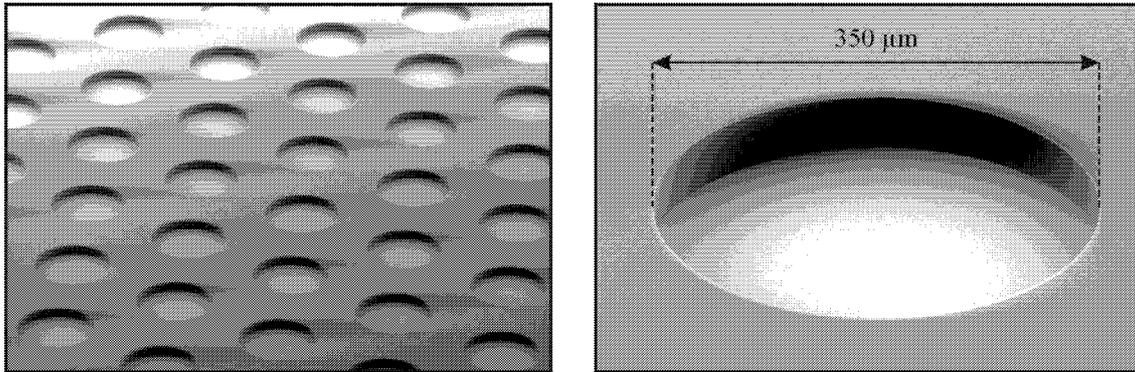


Abbildung 3.9: REM-Aufnahme der SU-8 Maske nach der Lithographie. Der Lack besitzt eine Dicke von ca. $50 \mu\text{m}$, und die Lackflanken sind trotz dieser Dicke nahezu vertikal.

das Au ist in diesem Komplex sehr stark gebunden, und in der Lösung existieren nur wenige freie Au^+ -Ionen. In diesem Fall findet der Galvanikprozeß also nicht durch die Reduktion von freien Metall-Kationen durch Anlegen eines elektrischen Stroms statt. Vielmehr ist der gesamte Cyanid-Komplex an dieser Reaktion beteiligt:



Der Ansatz des Bades und der Plattierungsprozeß sind in Anh. C.6.1 beschrieben. Als optimale Arbeitsbedingungen während des Galvanikprozesses sind eine Badtemperatur von 60°C , ein pH-Wert von 5,8, eine Dichte von mindestens 1.1 g/ml , ein Goldgehalt von 10 g/l und eine kathodische Stromdichte von 0.5 A/dm^2 einzuhalten. Der pH-Wert kann durch den Zusatz von sauren oder basischen Salzen korrigiert und die Dichte des Bades durch ein vom Hersteller lieferbares Leitsalz für Goldbäder angehoben werden. Das durch den Plattierungsprozeß verbrauchte Gold wird dem Bad wieder in Form von Kaliumgoldcyanid-Salz zugeführt.

Das Goldbad befindet sich in einem entsprechenden Becherglas und kann mittels einer Heizplatte mit Temperaturregelung kontrolliert auf 60°C gehalten werden. Ferner ist eine Umwälzung des Bades mit einem Magnetrührer möglich. Die zu plattierende Probe wird auf einem Teflonhalter¹ befestigt und elektrisch mit der Kathode verbunden. Über eine entsprechende mechanische Vorrichtung kann auch der Probenhalter im Bad bewegt werden. Umwälzung und Probenbewegung während des Galvanikprozesses garantieren einen kontinuierlichen Austausch der Galvaniklösung im Bereich der Probe und vermeiden eine Bildung von Gasbläschen an der Probenoberfläche. Dadurch wird die Abscheidung einer homogenen Goldschicht gewährleistet. Ein platinierteres Ti-tangitter mit einer Fläche von ca. 1 dm^2 bildet die Anode, die im Abstand von etwa 10 cm parallel zur Probe befestigt wird. Der Plattierungsstrom wird von einem Netzgerät gespeist, das im Konstantstrom-Modus arbeitet. Die Abscheiderate von Gold ist von einer Vielzahl von Parametern abhängig. Unter den vorgegebenen optimalen Arbeitsbedingungen und mit der gegebenen Geometrie der Plattierungsanordnung konnte eine Abscheiderate von ca. $0.25 \mu\text{m/min}$ erreicht werden. Wegen der Giftigkeit der Lösung sind die Arbeiten nur unter einem Chemieabzug und mit entsprechender Schutzbekleidung durchzuführen.

¹Teflon ist ein eingetragenes Warenzeichen.

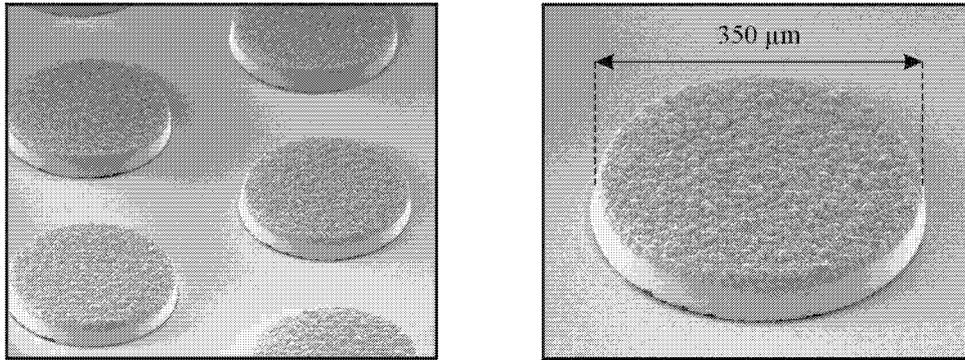


Abbildung 3.10: REM-Aufnahme der Gold-Wärmesenke nach dem Plattierungsprozeß und der Entfernung der SU-8 Lackmaske.

Nach dem Galvanikprozeß muß die SU-8 Maske wieder entfernt werden. Wegen der starken Verkettung der Lackmoleküle ist dies nur in Form eines Lift-Off Prozesses möglich, der in kochendem DMF oder NMP durchgeführt werden kann (Anh. C.1.4). Eventuell vorhandene Lackschleier an der Probenoberfläche können durch ein Bad in kochender Schwefelsäure entfernt werden. In Abb. 3.10 ist das Ergebnis des Plattierungsprozesses als REM-Aufnahme dargestellt.

3.2.3 Stabilisierung der Probe mit Nickel

Bevor das GaAs-Substrat vollständig entfernt werden kann, muß die Probe auf andere Weise stabilisiert werden, da sonst eine weitere Prozessierung der nur $3 \mu\text{m}$ dicken Epitaxieschicht nicht möglich ist. Hierzu wird die Probe auf der Seite der Wärmesenke mit einer ca. $50 \mu\text{m}$ dicken Nickelschicht überzogen, die ebenfalls galvanisch abgeschieden wird (Abb. 3.11). Eine Dicke von $50 \mu\text{m}$ ist aufgrund der Härte des Materials zur Stabilisierung der Probe ausreichend. Da die nachfolgenden Prozessschritte auf $1 \times 1 \text{ cm}^2$ großen Teilstücken des Wafers durchgeführt werden sollen, kann die Nickelschicht nicht auf der gesamten Waferoberfläche abgeschieden werden, da sonst eine Aufteilung des Wafers nicht mehr möglich ist. Stattdessen findet ähnlich wie bei der Herstellung der Wärmesenke eine selektive Plattierung mit einer SU-8 Lackmaske statt, die eine Deposition von Nickel nur in $9.5 \times 9.5 \text{ mm}^2$ großen Lackfenstern erlaubt. Die Zwischenräume sind frei von Nickel und gestatten daher eine anschließende Aufspaltung des Wafers in einzelne Probenstücke.

Zunächst findet deshalb wieder eine Strukturierung der Waferoberfläche durch eine SU-8 Lackmaske statt. Nach der Reinigung des Wafers (Anh. C.1.1) erfolgt die Lithographie des SU-8 Lacks (Anh. C.2.5) mit einer anschließenden Lackschleierentfernung (Anh. C.1.3). Das hierfür verwendete Maskenlayout ist in Anh. D zu sehen. Danach ist der Wafer für die Nickelgalvanik vorbereitet.

Der Ansatz des Nickelbads und der Ablauf des Galvanikprozesses sind in Anh. C.6.2 beschrieben. Für den Plattierungsprozeß, der bei einer Temperatur von 55°C stattfindet, wird eine baugleiche Apparatur wie zur Herstellung der Wärmesenke verwendet. Ein prinzipielles Problem bei der Nickelgalvanik ist die verspannungsfreie Abscheidung der Nickelschichten. Die besten Ergebnisse sind mit einem Nickelsulfamatverfahren und dem zusätzlichen Einsatz von sog. Stressreducern zu

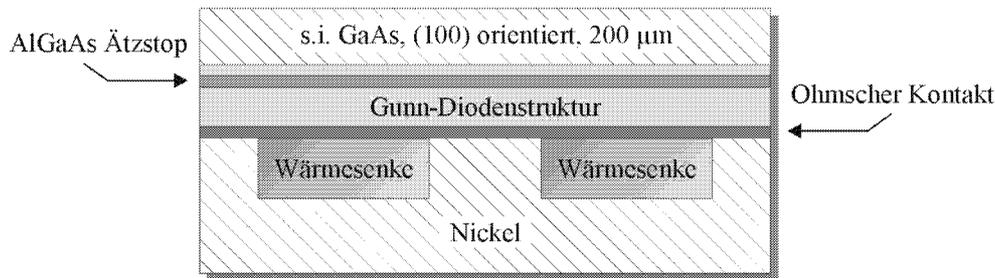


Abbildung 3.11: Skizze des Wafers nach der Stabilisierung mit einer galvanisch abgeschiedenen Nickelschicht.

erreichen. Dieses Verfahren verwendet allerdings lösliche Anoden in Form von sog. Nickel-Pellets. Für die Verwendung mit den hier zur Verfügung stehenden plattinierten Titananoden ist ein Nickelsulfatbad (NiSO_4), das ebenfalls eine annähernd geringe Verspannung liefert, besser geeignet. Die dem Bad zugesetzte Borsäure (H_3BO_3) dient als Puffer, um den pH-Wert der Lösung konstant bei etwa 3.9 zu halten. Ferner wird dem Bad eine geringe Menge Wasserstoffperoxid (H_2O_2) beigemischt, wodurch das Auftreten von kleinen Löchern in der plattierten Nickelschicht, das sog. "pitting", vermieden werden soll. Eine permanente Umwälzung der Lösung mit einem Magnetrührer und eine Bewegung der Probe während des Galvanikprozesses dient dem gleichen Ziel. Um eine Verspannung der Nickelschicht möglichst gering zu halten, wird zunächst mit einer niedrigen Abscheiderate bei einer Stromdichte von $1 \text{ A}/\text{dm}^2$ für 1 h gearbeitet. Anschließend wird die Stromdichte für 2 h auf $2 \text{ A}/\text{dm}^2$ erhöht.

Nach dem Galvanikprozeß kann die SU-8 Lackmaske wieder entfernt werden (Anh. C.1.4). Vor dem nächsten Prozeßschritt wird der Wafer dann mit Hilfe eines Diamant-Ritzers entlang der Zwischenräume zwischen den einzelnen Nickelfeldern gespalten und so in verschiedene Bruchstücke aufgeteilt. Die folgenden Prozeßschritte werden also nicht mehr auf einem 50 mm Wafer, sondern auf $1 \times 1 \text{ cm}^2$ großen Probenstücken durchgeführt.

3.2.4 Entfernung des GaAs-Substrates

Nach der Stabilisierung der Probe durch die Nickelschicht ist die Prozessierung der ersten Probenseite nun abgeschlossen, und die Strukturierung der zweiten Probenseite kann beginnen. Dazu wird zunächst das GaAs-Substrat in einem selektiven naßchemischen Ätzprozeß mit einem AlGaAs-Ätzstop vollständig entfernt (Abb. 3.12), so daß der Topkontakt der Gunn-Diode auf die verbleibende Gunn-Diodenstruktur aufgebracht werden kann. Diese Vorgehensweise hat klare Vorteile gegenüber Prozessen, die leitfähiges GaAs-Substrat verwenden und bei einer Rückdünnung ohne Ätzstop einige μm Substratmaterial aus prozesstechnischen Gründen zurücklassen:

1. Die Verwendung eines Ätzstops garantiert eine hohe Homogenität und Reproduzierbarkeit der naßchemischen Ätzung, denn Inhomogenitäten des Ätzprozesses innerhalb einer Probe oder von Probe zu Probe werden durch den Ätzstop aufgefangen. Dadurch wird die Bauelement-Ausbeute des Prozesses erhöht.

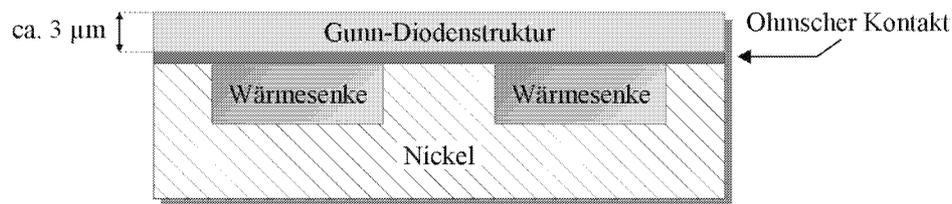


Abbildung 3.12: Skizze der Probe nach der Entfernung des GaAs-Substrates und der Ätzstop-Schicht aus $\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$.

- In Kap. 2.4 wurde gezeigt, daß sich die Wärmeableitung durch eine zusätzliche GaAs-Schicht zwischen der Driftzone, in der die Verlustleistung der Gunn-Diode erzeugt wird, und der Wärmesenke wegen der geringen Wärmeleitfähigkeit von GaAs verschlechtert. Zwar befindet sich bei der vorliegenden Bauelementgeometrie die integrierte Wärmesenke in engem Kontakt zur aktiven Halbleiterschicht, jedoch kann auch über den vergoldeten Topkontakt zusätzlich Wärme abgeführt werden, wenn die Wärmeableitung nicht durch Reste des Substrates behindert wird. Die komplette Entfernung des Substrates trägt also zu einer verbesserten Wärmeableitung bei.

H. Eisele und G. I. Haddad beschreiben einen selektiven Ätzprozeß zur Herstellung von IMPATT Dioden [Eis89, Eis98]. Sie verwenden eine Ammoniumhydroxid-Lösung ($\text{NH}_4\text{OH} : \text{H}_2\text{O}_2$, 1:19) und einen AlGaAs-Ätzstop zur Entfernung des Substrates. Bei der Herstellung der Gunn-Diodenchips wird eine Zitronensäure-Lösung ($\text{C}_6\text{H}_8\text{O}_7 : \text{H}_2\text{O}_2$, 4:1) für die selektive Ätzung bevorzugt, da sie eine höhere Selektivität besitzt und die Ätzoberflächen glatter sind [Jua90]. Die Ätzrate der Zitronensäure-Lösung ist jedoch geringer als die der Ammoniumhydroxid-Lösung. Um den Rückdünnungsprozeß zu beschleunigen, werden deshalb statt der üblichen $500 \mu\text{m}$ dicken Wafer dünnere $200 \mu\text{m}$ Substrate verwendet. Ferner wird vor dem eigentlichen selektiven Ätzprozeß bereits ein großer Teil des Substrates mit einer nicht-selektiven schnelleren Ätzlösung abgetragen. Insgesamt besteht der Rückdünnungsprozeß aus drei Einzelschritten.

Rückdünnung mit Schwefelsäure

Zur Abkürzung des Ätzprozesses werden zunächst ca. $150 \mu\text{m}$ des GaAs-Substrates mit einer Schwefelsäure-Ätzlösung entfernt (Anh. C.3.1, siehe auch [Sha81]). Um Inhomogenitäten durch einen verzögerten Ätzstart aufgrund einer oxidierten GaAs-Oberfläche zu vermeiden, ist eine Entfernung des natürlichen Oxids vor der eigentlichen Ätzung ratsam (Anh. C.1.2).

Selektive Ätzung mit Zitronensäure

Im zweiten Ätzschritt wird nun der Rest des GaAs-Substrates mit einer Zitronensäure-Ätzlösung bis zum Ätzstop entfernt (Anh. C.3.3). Auch hier ist eine Oxidentfernung vor der Ätzung sinnvoll (Anh. C.1.2). Die Ätzlösung hat eine Selektivität von GaAs auf AlAs von ca. 1500 [Ton92]; von GaAs auf $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ beträgt die Selektivität noch ca. 100 [Des92]. Erste Versuche mit einem AlAs-Ätzstop führten allerdings trotz der hohen Selektivität zu Problemen. Aufgrund der leicht inhomogenen Abtragung des GaAs-Substrates auf einer Probe während der Zitronensäure-Ätzung sind einige Teile der Ätzstop-Schicht deutlich länger der Ätzlösung ausgesetzt als andere. Dies sollte durch die hohe Selektivität ausgeglichen werden. Es konnte jedoch beobachtet werden, daß die AlAs-Schicht nach längerer Exposition beschädigt und die darunterliegende GaAs-Schicht von der Zitronensäure-Lösung angeätzt wurde. In Abb. 3.13 ist dies anhand von

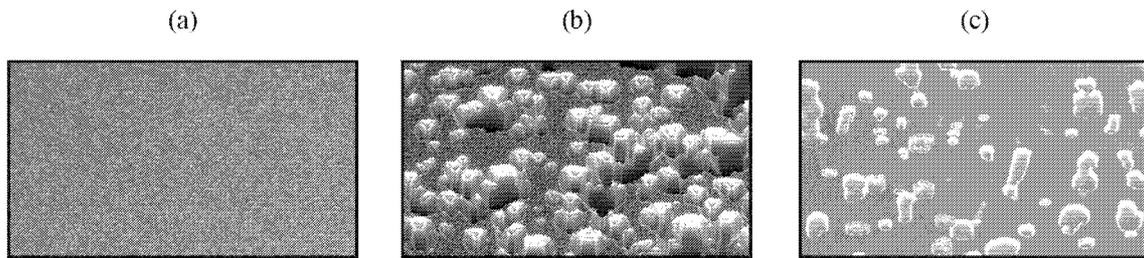


Abbildung 3.13: REM-Aufnahmen des AlAs-Ätzstops zu verschiedenen Zeitpunkten während des Ätzprozesses. (a) intakte AlAs-Schicht, (b) erste Brüche in der AlAs-Schicht, die darunterliegende GaAs-Schicht wird angeätzt, (c) die komplette AlAs-Schicht ist aufgelöst und die darunterliegende GaAs-Schicht wird abgetragen.

REM-Aufnahmen dokumentiert. Abb. 3.13a zeigt eine intakte AlAs-Schicht, die nach einiger Zeit brüchig wurde (Abb. 3.13b), sich schließlich ganz auflöste und die darunterliegende GaAs-Schicht freigab (Abb. 3.13c). Die Zerstörung der AlAs-Schicht ist vermutlich auf eine Oxidation von AlAs zurückzuführen. Um dies zu verhindern, wurde anstelle von AlAs eine $\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$ -Schicht verwendet, da die Tendenz zur Oxidation mit dem Aluminiumgehalt abnimmt. Nimmt man an, daß die Selektivität einer $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Schicht linear mit dem Aluminiumgehalt x zunimmt, so erhält man für eine $\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$ -Schicht gemäß [Ton92, Des92] eine nach wie vor ausreichend hohe Selektivität von ca. 700.

Selektive Entfernung des Ätzstops

Im letzten Teilschritt schließlich wird der Ätzstop selbst in einem selektiven Ätzprozeß entfernt. Hierzu wird verdünnte Flußsäure verwendet (Anh. C.3.4). Wu *et al.* [Wu85] haben das Ätzverhalten von GaAs und $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ in Flußsäure untersucht. Die Säure greift GaAs nicht an, die Ätzrate für AlGaAs steigt jedoch bei einer Temperatur von 80°C oberhalb eines Aluminiumgehalts von 40% drastisch an. Bei einem Aluminiumgehalt von 60% wird bereits bei Raumtemperatur eine hohe Ätzrate erreicht.

Nach der Entfernung des Ätzstops wurde auf einigen Proben eine weißliche Ablagerung (vermutlich Al_2O_3) beobachtet, die sich auch nach mehrfachem Spülen in DI Wasser nicht entfernen ließ. Erst nach einer Reinigung in heißem DI Wasser verschwand die Ablagerung. Deshalb wurde ein Bad in heißem DI Wasser nach der Flußsäure-Ätzung in den Prozeßablauf aufgenommen.

3.2.5 Aufdampfung des ohmschen Topkontaktes und der Ti-Ätzmaske

Im nächsten Schritt kann nun der Topkontakt der Gunn-Diode zusammen mit der Titan-Ätzmaske für die anschließende Mesaätzung aufgedampft werden. Für den Topkontakt wird wie für den Rückseitenkontakt eine Ge/Ni/Au-Metallisierung verwendet. Als Maskenmaterial für den Plasmaprozeß kommen prinzipiell Materialien mit geringer Sputterrate wie Titan, Chrom oder Al_2O_3 in Frage, aber auch Lackmasken aus SU-8 oder AZ 4562 Lack. Die Verwendung von Titan bietet den Vorteil, daß zur Strukturierung der Ätzmaske kein separater Lithographieprozeß notwendig ist, da Ätzmaske und Kontaktmetallisierung in einem Prozeßschritt aufgedampft werden können.

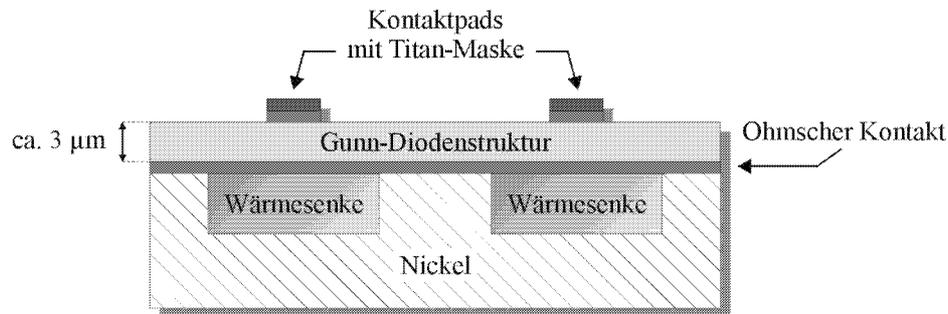


Abbildung 3.14: Skizze der Probe nach der Aufdampfung des Topkontaktes und der Ti-Ätzmaske.

Nach einer Reinigung der Probe (Anh. C.1.1) wird die Lackmaske für die Aufdampfung des Topkontaktes strukturiert (Anh. C.2.3). Hierzu wird ein AZ 5214 Lack verwendet, der außer einem Positivprozeß, bei dem die belichteten Lackstellen während des Entwickelns freigelegt werden, auch einen sog. Umkehrprozeß ermöglicht. In einem solchen Umkehr- oder Negativprozeß wird die Probe nach einer ersten kurzen Belichtung auf einer Heizplatte erwärmt, wodurch es in den belichteten Bereichen zur Ausbildung langer Molekülketten kommt, die im Entwickler kaum löslich sind. Danach wird die gesamte Probe noch einmal ohne Maske flutbelichtet. Dabei bleiben die langen Molekülketten erhalten, wohingegen die Polymerverbindungen in den übrigen Bereichen aufgebrochen werden. Entwickelt man nun den Lack, so lösen sich die Stellen, die ursprünglich durch die Maske geschützt waren. Umkehrprozesse ergeben überhängende Lackflanken, die einen anschließenden Lift-Off erleichtern. Denn durch die Schattenwirkung der Lackflanken wird ein in den Lackfenstern auf dem Substrat deponierter Metallfilm bereits weitgehend vom überflüssigen, auf dem Lack abgeschiedenen Material getrennt.

Damit der Topkontakt zentriert in der Mitte der Wärmesenke platziert werden kann, ist eine Justage der Lithographiemaske notwendig. Dazu wurden zusammen mit der Wärmesenke entsprechende Justiermarkierungen auf die Probenrückseite aufgebracht (siehe Maskenlayout Anh. D). Deren Umrisse sind trotz der dazwischenliegenden $3 \mu\text{m}$ dicken Halbleiterschicht in einem Mikroskop sichtbar, so daß sie zur Justage der Topkontaktmaske benutzt werden können.

Nach der Entwicklung der Lackmaske werden in einem O_2 -Plasmaschritt eventuell vorhandene Lackschleier in den Lackfenstern entfernt (Anh. C.1.3). Unmittelbar vor der Aufdampfung der Kontaktmetallisierung (Anh. C.5.2) wird die Probenoberfläche in verdünnter Salzsäure deoxidiert (Anh. C.1.2), da durch die Entfernung des natürlichen Oxids die Qualität der Kontakte verbessert werden kann. Schließlich werden nach der Abscheidung der Metallschichten sowohl die Lackmaske als auch das überflüssige Metall in einem Lift-Off Prozeß beseitigt (Anh. C.5.4). Eventuell vorhandene Lackreste werden wiederum in einem O_2 -Plasma entfernt (Anh. C.1.3), da ansonsten bei der anschließenden Mesaätzung ein verzögertes Anätzen des Halbleiters auftreten kann, das zu einer unreproduzierbaren Ätzrate führt.

In Abb. 3.14 ist der Zustand der Probe nach diesem Prozessschritt dargestellt. Das Maskenlayout enthält verschiedene Durchmesser für den Topkontakt, woraus sich auch verschiedene Durchmesser der Gunn-Diodenmesa ergeben. Der Prozeß liefert also Gunn-Dioden mit unterschiedlichen Peakströmen.

3.2.6 Mesaätzung mit einem ECR-RIE Prozeß

Die Herstellung der Gunn-Diodenmesa erfolgt durch eine Plasmaätzung. Dieses Verfahren ist einer naßchemischen Ätzung vorzuziehen, da es eine exakte Definition des Mesadurchmessers (und damit des maximalen Diodenstroms) ohne die für naßchemische Prozesse typische Unterätzung erlaubt. Bei den erforderlichen Ätztiefen von ca. $3\ \mu\text{m}$ sind bei akzeptablen Ätzzeiten hohe Ätzraten notwendig, die nur durch einen Einsatz von Chlorgas zu erreichen sind. Entsprechende ECR-Ätzprozesse (Electron Cyclotron Resonance) für GaAs werden von Kaindl *et al.* [Kai95] und Franz *et al.* [Fra99] beschrieben. Auf der Basis dieser Veröffentlichungen wurde ein Ätzprozeß an einer ECR-Anlage (Oxford Plasmalab System 90) eingefahren und für die gegebene Anwendung optimiert.

Funktionsprinzip einer ECR-Anlage

In einer ECR-Anlage befindet sich das Gasgemisch in einem statischen magnetischen Feld B . Durch die resonante Einkopplung von Mikrowellenenergie werden die Elektronen in diesem Gasgemisch beschleunigt und regen ihrerseits die neutralen Gasmoleküle an. Resonanz liegt dann vor, wenn die Frequenz ω der Mikrowellenquelle mit der Zyklotronfrequenz

$$\omega_c = \frac{eB}{m_e} \quad (3.2)$$

der Elektronen im statischen Magnetfeld B übereinstimmt. Dabei ist m_e die Elektronenmasse.

In Abb. 3.15 ist der Aufbau einer ECR-Anlage skizziert (nach [Fra94]). Als Mikrowellenquelle kommt ein Magnetron zum Einsatz, von dem aus die Mikrowellenleistung in einen Rechteck-Hohlleiter eingekoppelt wird. Zum Schutz des Magnetrons dient ein orthogonaler Zirkulator, der die reflektierte Mikrowellenleistung in ein Dummy Load abführt. In einer Detektordiode kann die reflektierte Mikrowellenleistung gemessen und mittels eines Dreistab-Tuners minimiert werden. Über einen um 45° geneigten Spiegel wird die Welle um 90° umgelenkt und durchläuft kurz vor dem Eintritt in die Plasmakammer durch ein Quarz-Fenster einen Wellenleiter-Transformator, der die Rechteckwellen in Zylinderwellen umsetzt.

Die Plasmakammer befindet sich in einem statischen Magnetfeld, das durch zwei Elektromagneten erzeugt wird und die Form einer magnetischen Flasche besitzt. In radialer Richtung steigt die magnetische Feldstärke an, in axialer Richtung ist die magnetische Feldstärke am Mikrowelleneinlaß am größten und nimmt zum Plasmaauslaß hin ab. Dadurch wird das Plasma nach außen in Richtung des Probenhalters gedrückt. Ferner kann der Probenhalter durch Anlegen eines RF-Potentials vorgespannt werden. Der sich ausbildende negative DC-Bias erhöht die Ätzrate des Plasmas. Die Zufuhr der Prozeßgase kann entweder über den oberen Gaseinlaß in die Plasmakammer oder durch den unteren Gaseinlaß direkt oberhalb der Probe erfolgen. Dadurch ist eine Trennung in inerte und reaktive Gase möglich.

Hauptvorteil eines ECR-Plasmas ist die Trennung zwischen Plasmaerzeugung und zu ätzender Probe. Damit ist es möglich, sehr schonend ohne prozeßbedingte Gitterschädigungen an der Halbleiteroberfläche zu ätzen. Dies ist insbesondere wichtig bei der Herstellung von Bauelementen wie MESFETs (metal-semiconductor field effect transistors) und HEMTs (high electron mobility transistors), bei denen die Leistungsfähigkeit der Bauelemente durch eine Schädigung der Halbleiteroberfläche während der Ätzung negativ beeinflusst werden kann. Nachteilig ist, daß bei zu niedrigem oder fehlendem Bias-Potential ein Beschuß der Probe mit Elektronen aus dem Plasma möglich ist, der zu einer Temperaturbelastung der Probe führen kann.

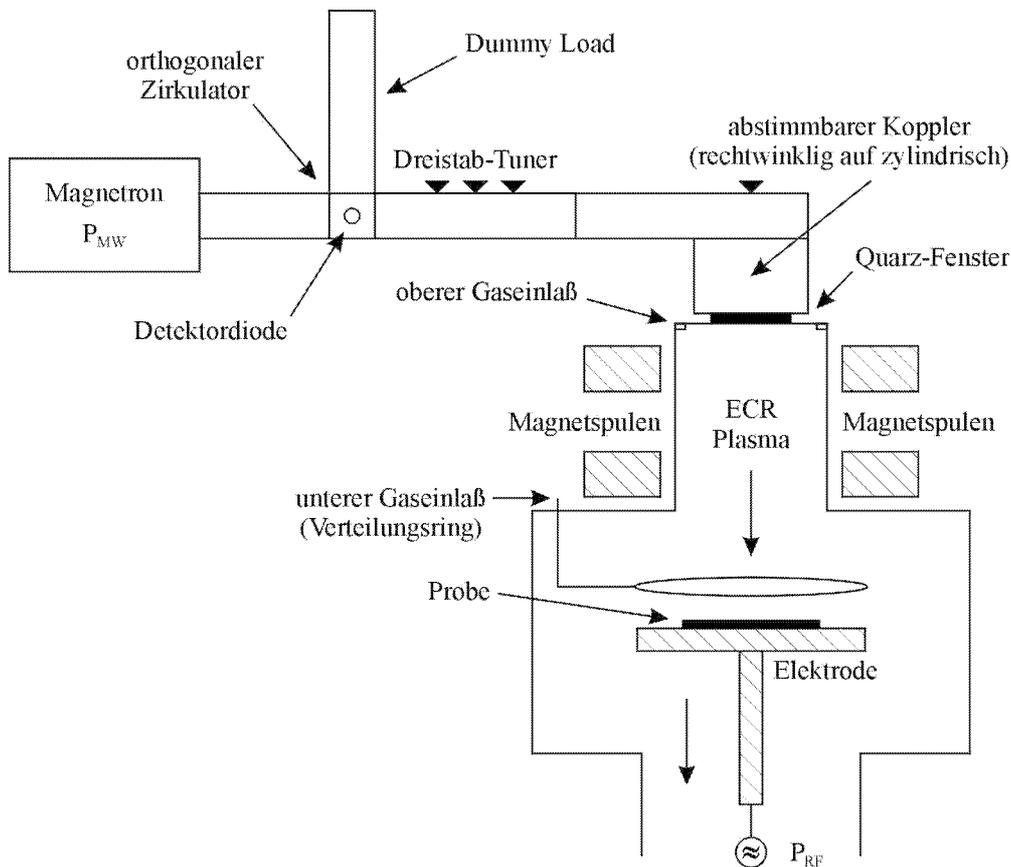


Abbildung 3.15: Schematische Darstellung einer ECR-Anlage (nach [Fra94]).

Ablauf der Plasmaätzung

Vor der eigentlichen Ätzung wird die Plasmakammer gereinigt (Anh. C.1.5). Dazu wird zunächst ein O_2 -Plasma gezündet, um eventuell vorhandene Polymerverunreinigungen von vorangegangenen Ätzprozessen in der Kammer zu entfernen. Danach folgt ein H_2 -Ar-Plasma, um O_2 -Rückstände in der Kammer zu beseitigen. Während der Reinigung befindet sich der Probenhalter aus Aluminium in der Kammer.

Der eigentliche Ätzprozeß benutzt ein Cl_2 - H_2 -Ar-Gasgemisch (Anh. C.4.1). Das Chlorgas bewirkt aufgrund seiner Aggressivität eine hohe Ätzrate, und ohne weitere Zusätze wären die geätzten Halbleiteroberflächen entsprechend rau und uneben. Der Wasserstoff spielt die Rolle eines Moderators, der die Ätzrate reduziert und für deutlich glattere Oberflächen sorgt [Fra99]. Argon ist chemisch inaktiv, trägt aber zur Plasmaerzeugung und zu einer erhöhten Ätzrate aufgrund von Sputtereffekten bei [Has95].

Die Probe muß auf dem Probenhalter aus Aluminium mit Hilfe von Klemmen befestigt werden, da sie sich ansonsten aufgrund der magnetischen Eigenschaften der stabilisierenden Nickelschicht beim Einschalten des Magnetfelds aufrichten würde. Die Ätzung ist beendet, wenn das komplette Halbleitermaterial abgetragen und das Niveau der Wärmesenke erreicht ist. Nach der Mesaätzung ist bereits ein Teil der Titan-Ätzmaske durch Sputtern abgetragen worden. Der ver-

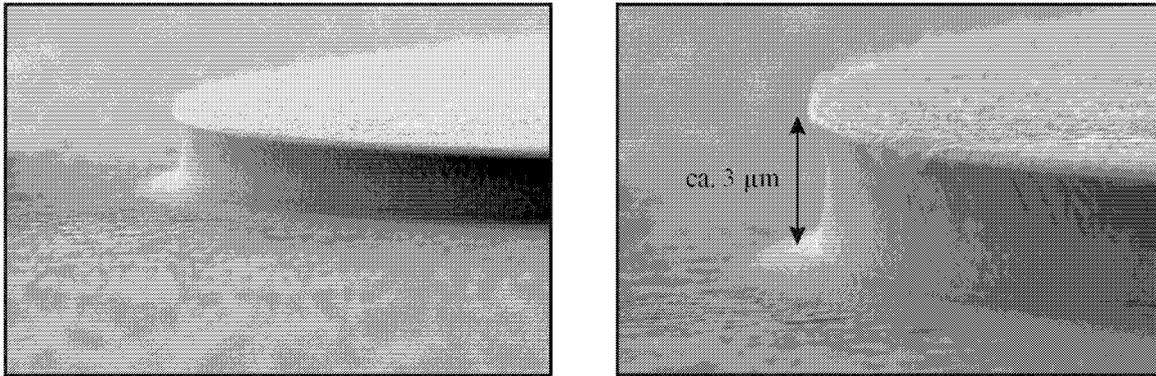


Abbildung 3.16: REM-Aufnahme der Gunn-Diodenmesa nach der Ätzung in einem $\text{Cl}_2\text{-H}_2\text{-Ar}$ -Plasma. Die Struktur der Ätzmaske wird mit geringer Unterätzung in den Halbleiter übertragen. Die Halbleiteroberfläche an der Mesaflanke ist glatt, die Oberflächen der Wärmesenke und des ohmschen Kontaktes hingegen zeigen eine geringe Rauigkeit, die auf einen Sputtereffekt zurückzuführen ist.

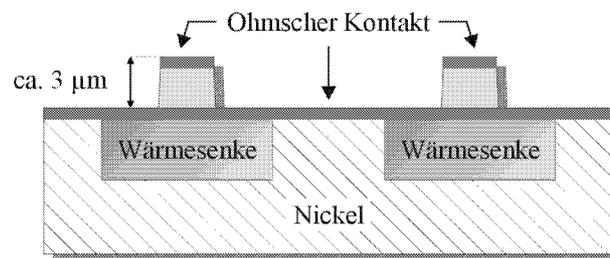


Abbildung 3.17: Skizze der Probe nach der Mesaätzung in einem $\text{Cl}_2\text{-H}_2\text{-Ar}$ -Plasma.

bleibende Teil des Titans wird in einer Flußsäure-Lösung selektiv, d.h. ohne daß der Halbleiter oder andere Metallisierungen angegriffen werden, geätzt (Anh. C.3.6).

In Abb. 3.16 ist eine REM-Aufnahme der Gunn-Diodenmesa nach der Ätzung abgebildet. Die Struktur der Ätzmaske wird mit geringer Unterätzung in den Halbleiter übertragen. Während die Halbleiteroberfläche an der Mesaflanke glatt ist, zeigen die Oberflächen der Wärmesenke und des ohmschen Kontaktes eine geringe Rauigkeit. Diese ist auf ein Abtragen der Metallisierung durch Sputtern zurückzuführen. Insgesamt besitzt die Probe nun die in Abb. 3.17 dargestellte Struktur.

3.2.7 Galvanische Verstärkung des Topkontaktes

Nach der Mesaätzung wird der Topkontakt der Gunn-Diode durch eine weitere Goldplattierung verstärkt, die eine Kontaktierung der Gunn-Diode beim Einbau in das Package erleichtern soll (Abb. 3.19). Als Lackmaske für den selektiven Galvanikprozeß wird auch hier wieder SU-8-25 Lack verwendet. Da in diesem Fall jedoch eine geringere Lackschichtdicke ausreichend ist, wird der SU-8-25 Lack zuvor mit NMP (N-Methyl-2-Pyrrolidon) im Volumenverhältnis 8:1 verdünnt. Damit ergibt sich nach dem Aufschleudern bei 3000 U/min eine Lackschichtdicke von ca. 5 μm .

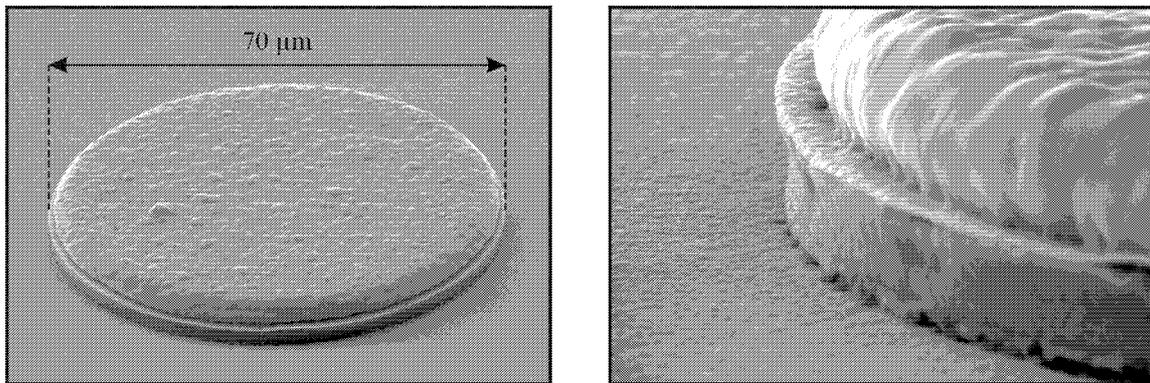


Abbildung 3.18: REM-Aufnahme der Gunn-Diode nach der galvanischen Verstärkung des Topkontaktes. Die Kontaktverstärkung aus Gold hat einen geringfügig kleineren Durchmesser als die Gunn-Diodenmesa. Diese Differenz wurde in das Maskenlayout eingearbeitet, um die Justage der Lithographiemaske zu vereinfachen.

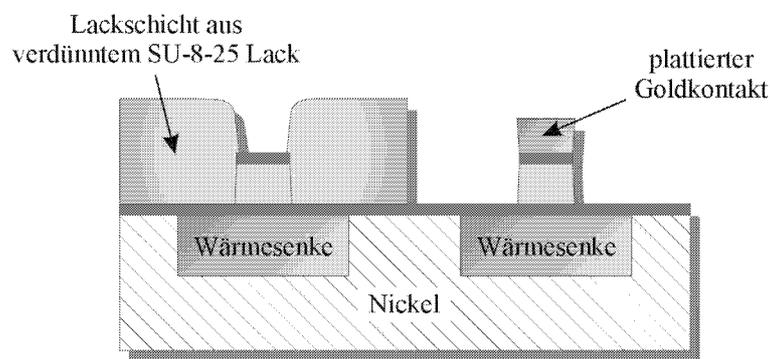


Abbildung 3.19: Skizze der Probe nach der galvanischen Verstärkung des Topkontaktes.

Nach einer Reinigung der Probe (Anh. C.1.1) erfolgt die Lithographie mit verdünntem SU-8 Lack (Anh. C.2.6). Die Strukturierung der Lackmaske wird durch eine Lackschleierentfernung abgeschlossen (Anh. C.1.3). Der eigentliche Galvanikprozeß (Anh. C.6.1) verläuft vollkommen analog zur Plattierung der Wärmesenke. Eine Besonderheit ist allerdings, daß der Plattierungsstrom an die Nickelschicht angelegt wird und durch die Gunn-Diode zum Topkontakt fließt. Nach Beendigung des Galvanikprozesses wird die SU-8 Maske wieder entfernt (Anh. C.1.4). Danach kann schließlich auch die Metallisierung des ohmschen Topkontaktes im RTP-Ofen einlegiert werden (Anh. C.5.5). In Abb. 3.18 ist die fertige Gunn-Diode mit verstärktem Topkontakt dargestellt. Die Kontaktverstärkung aus Gold hat einen geringfügig kleineren Durchmesser als die Gunn-Diodenmesa. Diese Differenz wurde in das Maskenlayout eingearbeitet, um die Justage der Lithographiemaske zu vereinfachen.

In diesem Stadium des Prozesses kann eine “on-wafer” Charakterisierung der Gunn-Dioden erfolgen. Denn zum einen sind die Gunn-Dioden noch regelmäßig in der Nickelschicht angeordnet, so daß eine Identifizierung einzelner Bauelemente einfach ist. Zum anderen dient die große durchgehende Nickelschicht bei der Aufnahme von DC-Kennlinien auch als zusätzliche Wärmesenke, die eine Überhitzung der Gunn-Dioden während der Messung verhindert.

3.2.8 Vereinzeln der Gunn-Diodenchips

Im letzten Prozeßschritt werden die Gunn-Diodenchips durch die Entfernung der stabilisierenden Nickelschicht vereinzelt. Dazu wird die Probe zunächst mit Hilfe von in Toluol verdünntem Apiezon Wachs auf einen Objektträger aufgeklebt (Nickelschicht nach oben). Die Gunn-Dioden sind durch die Einbettung in die Wachsschicht während der Nickel-Ätzung geschützt und desweiteren bleibt ihre Anordnung auf diese Art und Weise auch nach der Entfernung der Nickelschicht erhalten. Die Nickelschicht wird dann durch einen naßchemischen Ätzprozeß entfernt (Anh. C.3.5). Die zurückbleibenden Gunn-Dioden können nach kurzem Anlösen der Wachsschicht in Toluol mit einer Pinzette entnommen werden. Dabei reißt die dünne Metallisierung des Rückseitenkontaktes, die die Wärmesenken der einzelnen Gunn-Dioden noch miteinander verbindet, automatisch ab. Nach einer Reinigung (Anh. C.1.1) zur Beseitigung von Wachsrückständen liegen dann einzelne Gunn-Diodenchips für das Packaging vor (Abb. 3.20).

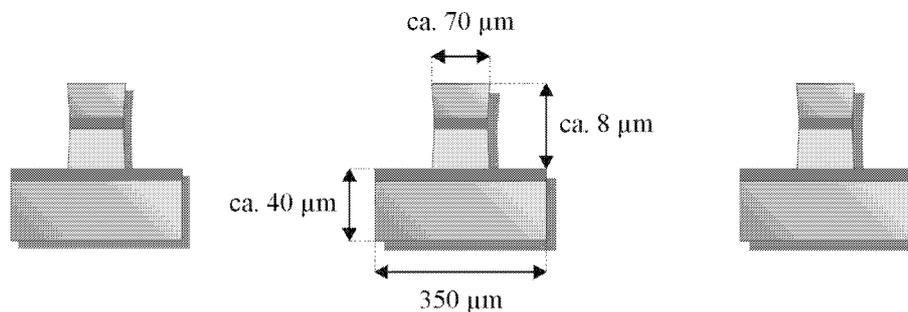


Abbildung 3.20: Skizze der Gunn-Dioden nach der Vereinzelnung.

3.3 Package und Oszillator

Der Gunn-Diodenchip wird nach der Fertigstellung in ein sog. Package eingesetzt, um eine elektrische Kontaktierung der Diode und eine thermische Anbindung der integrierten Wärmesenke zu ermöglichen. Danach kann das Package mit der Gunn-Diode in einen Oszillator eingebaut werden, um die Hochfrequenzeigenschaften der Gunn-Diode zu bestimmen.

Das Packaging der Gunn-Diodenchips und der Einbau des Packages in den Oszillator wurde im Rahmen eines gemeinsamen Projektes von einem Industriepartner des Forschungszentrums Jülich durchgeführt. Aufgrund einer Informationsschutzvereinbarung kann der Industriepartner hier nicht namentlich genannt werden.

3.3.1 Aufbau des Packages

Das Package besteht aus einem vergoldeten Kupferblock, einem isolierenden Keramikring und einem Metalldeckel, mit dem das Package nach oben hin verschlossen wird (Abb. 3.21). Der Gunn-Diodenchip befindet sich in der Mitte des Keramikrings auf einer kleinen Erhebung und ist über eine Bondverbindung oder einen Federkontakt mit dem Metalldeckel verbunden.

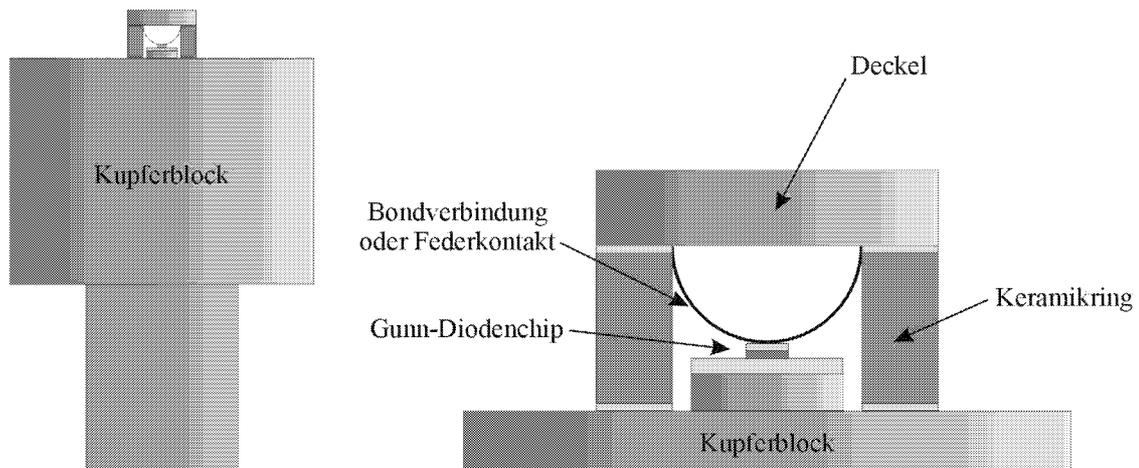


Abbildung 3.21: Querschnittszeichnung des Gunn-Diodenpackages.

Zum Aufbau des Packages [Ern02] wird zunächst der Keramikring mit dem Kupferblock hartverlötet. Damit das Lot die Keramik vollständig benetzt, sind dazu die Stirnflächen des Rings metallisiert. Dann wird die integrierte Wärmesenke des Gunn-Diodenchips auf einer Erhebung in der Mitte des vergoldeten Kupferblocks platziert und durch Thermokompressionsbonds mit diesem verbunden. Durch die etwas erhöhte Platzierung der Gunn-Diode wird garantiert, daß sich die Diode nach dem Einbau in den Oszillator auf einer definierten Position im Hohlleiter befindet und daß der Kupferblock nicht zu weit in den Hohlleiter hineinragt und so die Wellenausbreitung beeinträchtigt. Über den Kupferblock wird der Rückseitenkontakt der Gunn-Diode elektrisch kontaktiert, und darüberhinaus kann die entstehende Wärme über den Kupferblock an das Gehäuse des Oszillators abgeleitet werden. Die Verbindung zwischen dem Topkontakt der Gunn-Diode und dem Deckel des Packages wird durch einen Bonddraht oder eine elastische Feder hergestellt. Nachdem der Deckel aufgesetzt wurde, wird das Package abschließend durch eine Weichlötung verschlossen.

3.3.2 Funktionsweise des Oszillators

Das fertige Gunn-Diodenpackage wird in den Oszillatorkörper eingepreßt (Abb. 3.22). Dadurch ist die Position der Gunn-Diode innerhalb des Hohlleiters fixiert, und die Kathode (Rückseitenkontakt) der Gunn-Diode ist über den Oszillatorkörper elektrisch geerdet. Die Anode (Topkontakt) wird über einen sog. Bias-Choke kontaktiert, der gegen den Oszillatorkörper isoliert ist. In der Regel wird die Versorgungsspannung der Gunn-Diode nicht direkt an den Bias-Choke, sondern über eine Schutzschaltung angelegt, die Strom- und Spannungsspitzen beim Einschaltvorgang auffangen soll.

Der Bias-Choke dient außerdem als Filterelement, durch das eine Auskopplung der Mikrowellenenergie durch die Stromzuführung verhindert werden soll. Dazu besitzt der Bias-Choke eine Anordnung aus verschiedenen koaxialen Leitungselementen mit dem Oszillatorkörper als Außenleiter, die so dimensioniert sind, daß sowohl die Grund- als auch die erste Oberwelle stark gedämpft werden.

Der untere Teil des Bias-Chokes besteht aus dem sog. Koppelstift (Post), an dessen Ende sich ein runder Teller (Disc) befindet, mit dem der Deckel des Gunn-Diodenpackages kontaktiert wird. Die Gunn-Diode als aktives Element, das Package, der induktiv wirkende Koppelstift und der kapazitiv wirkende Teller bilden zusammen den Resonator für die Grundfrequenz. Die Grundwelle sowie die einzelnen Oberwellen können sich in dem vom Teller und der Oberfläche des vergoldeten Kupferblocks gebildeten Radial-Mode-Oszillator ungehindert ausbreiten. Der sich daran anschließende Rechteck-Hohlleiter, der zur Auskopplung des Mikrowellensignals dient, wirkt hingegen als Hochpaßfilter, den nur die Oberwellen passieren können, während die Grundwelle in diesem Hohlleiter keine stabilen Schwingungsmoden ausbilden kann. Mit dem Hochpaß-Verhalten des Hohlleiters überlagert sich das Verhalten von zwei weiteren Filterelementen. Der Teller des Bias-Chokes bildet einen $\lambda/4$ -Transformator mit Bandpaß-Verhalten, der durch Variation des Tellerdurchmesser beeinflusst werden kann. Einen weiteren Filter mit Tiefpaß-Verhalten bilden die Elemente des Gunn-Diodenpackages bestehend aus der Parallelkapazität des Deckels und der Induktivität der Bondverbindung bzw. des Federkontaktes. Die Gesamtheit aller Filterelemente ergibt das für die Funktion des Oberwellen-Oszillators notwendige Bandpaß-Verhalten [Bar88].

Zur Abstimmung von Frequenz und Leistung besitzt der Oszillator zwei verschiebbare Abtimmstifte. Mit dem sog. Kurzschlußschieber oder Backshort kann eine Leistungsabstimmung durchgeführt werden, indem die Position des Backshorts relativ zur Gunn-Diode verändert wird. Eine Verschiebung des Backshorts hat allerdings auch eine Rückwirkung auf die Frequenz des Oszillators. Zur Frequenzanpassung wird ein zweiter Abtimmstift verwendet, der senkrecht zur Papierebene oberhalb des Tellers in den Hohlleiter ragt (in Abb. 3.22 nicht eingezeichnet). Durch eine Variation der Position dieses Stiftes wird die Induktivität des Koppelstifts verändert, wodurch die Resonanzfrequenz des Oszillators angepaßt werden kann.

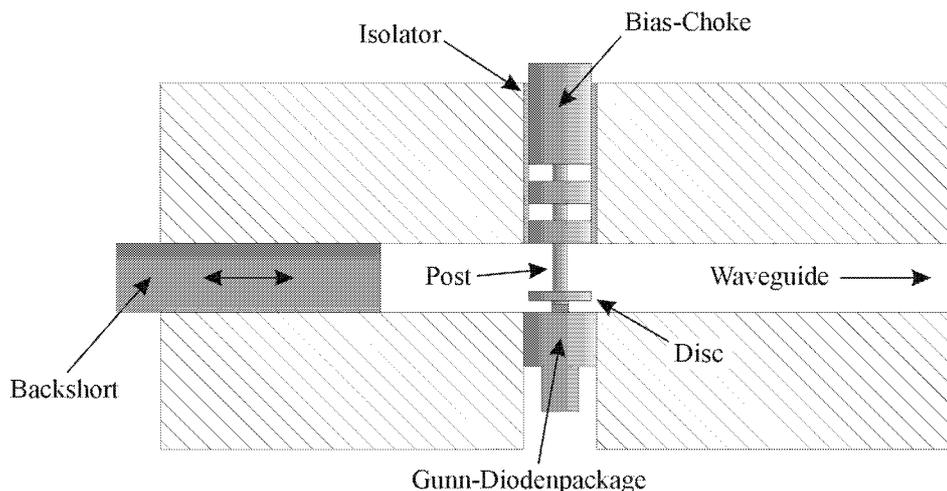


Abbildung 3.22: Schematischer Aufbau des Oszillators.

3.4 Prozeßablauf zur Herstellung von koplanaren Gunn-Dioden

In diesem Kapitel wird ein Prozeß zur Herstellung von Gunn-Dioden mit koplanaren Kontaktpads vorgestellt. Eine Skizze des Bauelements ist in Abb. 3.23 zu sehen. Dieser spezielle Aufbau gestattet die Kontaktierung an S-Parameter Meßplätzen zur Ermittlung der Hochfrequenzeigenschaften. Da solche Meßplätze in der Regel mit maximalen Bauelementströmen von etwa 100 mA arbeiten, wurde der Durchmesser der Gunn-Diodenmesa entsprechend skaliert (siehe Maskenlayout in Anh. D). Aufgrund der kleineren Bauelementströme wurde ferner auf eine integrierte Wärmesenke verzichtet, so daß eine Entfernung des Substrates und eine zweiseitige Prozessierung des Wafers nicht erforderlich sind. Um eine Kontaktierung des Topkontaktes der Gunn-Diode mittels eines Bondpads zu ermöglichen, wird die Gunn-Diodenmesa durch eine Polyimidschicht isoliert, aus der dann mit einer Plasmaätzung der Topkontakt freigelegt wird. Dieser kann anschließend mit einem über die Polyimidflanke geführten Bondpad ankontaktiert werden. Der gesamte Prozeß wird im Gegensatz zur Herstellung der Gunn-Diodenchips von Beginn an auf $1 \times 1 \text{ cm}^2$ großen Probenstücken durchgeführt.

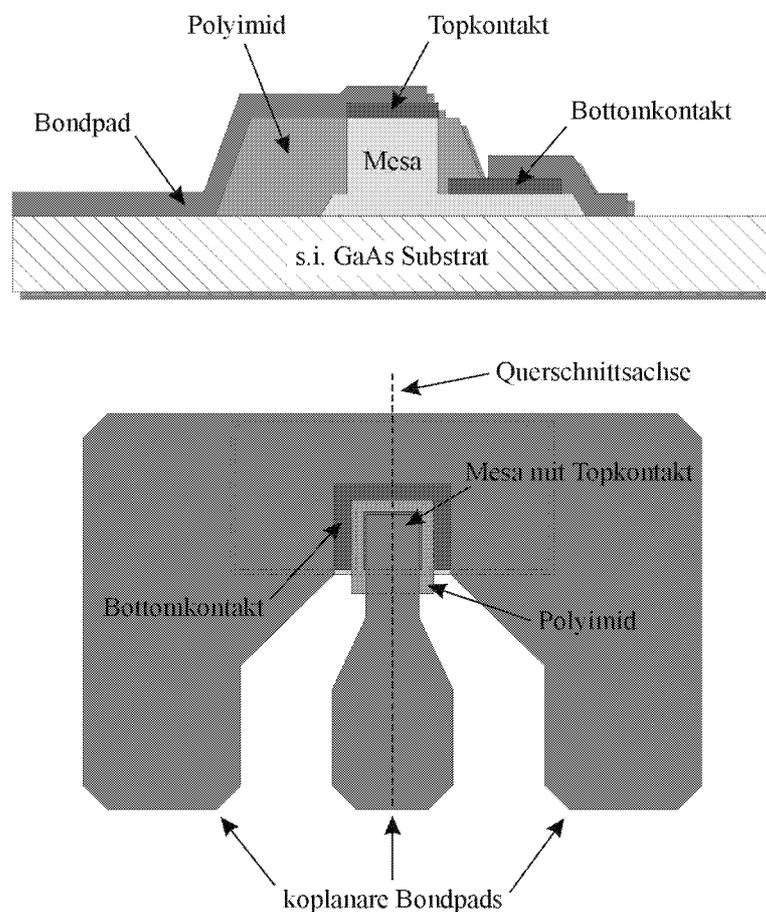


Abbildung 3.23: Schematischer Aufbau einer koplanaren Gunn-Diode dargestellt als Querschnitt (oben) und in der Aufsicht (unten).

3.4.1 Aufdampfung des ohmschen Topkontaktes und der Ti-Ätzmaske

Der Prozeß beginnt mit der Strukturierung des ohmschen Topkontaktes und der Titan-Maske für die Mesaätzung in einem ECR-Plasma. Als Kontaktmaterial wird wieder eine Ge/Ni/Au-Metallisierung verwendet. Das Maskenlayout (Anh. D) beinhaltet sowohl runde als auch rechteckige Topkontakte mit unterschiedlichem Durchmesser.

Nach einer Reinigung der Probe (Anh. C.1.1) wird zur Strukturierung der Topkontaktmaske mit AZ 5214 Lack ein Umkehrprozeß durchgeführt (Anh. C.2.3). Die Lithographie wird mit einer Lackschleierentfernung abgeschlossen (Anh. C.1.3). Vor der Aufdampfung der Metallisierung (Anh. C.5.2) wird die Probe zunächst mit verdünnter Salzsäure behandelt (Anh. C.1.2), um natürliches Oxid an der Halbleiteroberfläche zu entfernen, wodurch die Qualität der Kontakte verbessert werden kann. Nach der Aufdampfung wird ein Lift-Off vorgenommen (Anh. C.5.4), und eventuell vorhandene Lackschleier werden anschließend durch einen O₂-Plasmaprozeß beseitigt (Anh. C.1.3). Danach liegt die in Abb. 3.24 skizzierte Situation vor.

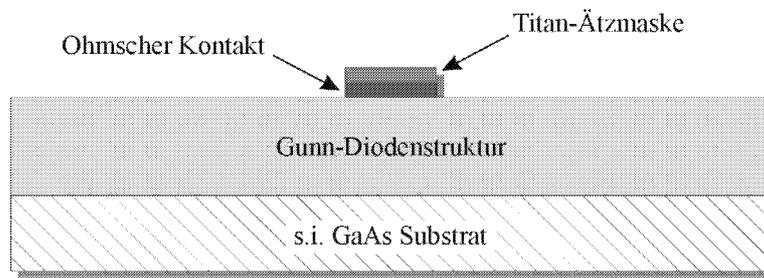


Abbildung 3.24: Skizze der Probe nach der Aufdampfung der Metallisierung für den Topkontakt und die Titan-Ätzmaske.

3.4.2 Mesaätzung mit einem ECR-RIE Prozeß

Im nächsten Schritt wird die Gunn-Diodenmesa mit Hilfe eines Plasmaätzprozesses hergestellt. Die Ätzdauer bzw. -tiefe ist so zu wählen, daß sich die Halbleiteroberfläche nach der Ätzung innerhalb der substratseitigen n⁺-dotierten Kontaktschicht befindet, damit anschließend der Bottomkontakt auf dieser Schicht abgeschieden werden kann.

Vor der Mesaätzung wird die ECR-Kammer inklusive des leeren Probenhalters gereinigt wie in Anh. C.1.5 beschrieben. Dann wird die Probe mit dem gleichen Cl₂-H₂-Ar-Prozeß geätzt (Anh. C.4.1), der auch bei der Herstellung der Gunn-Diodenchips zum Einsatz kam. Es konnte jedoch festgestellt werden, daß bei der Ätzung der koplanaren Gunn-Dioden eine erhöhte Ätzrate von im Mittel 420 nm/min auftrat. Dies ist vermutlich darauf zurückzuführen, daß die Proben mit koplanaren Gunn-Dioden keine Nickelschicht zur Stabilisierung besitzen. Durch das Vorhandensein einer solcher Metallschicht und insbesondere durch deren magnetische Eigenschaften wird das Plasma im Bereich der Probe während der Ätzung beeinflusst, wodurch eine Veränderung der Ätzrate auftreten kann.

Nach erfolgreicher Ätzung kann der verbliebene Rest der Titanmaske in einer Flußsäure-Ätzlösung entfernt werden (Anh. C.3.6). In Abb. 3.25 ist die Struktur der Probe nach diesem Prozeßschritt dargestellt.

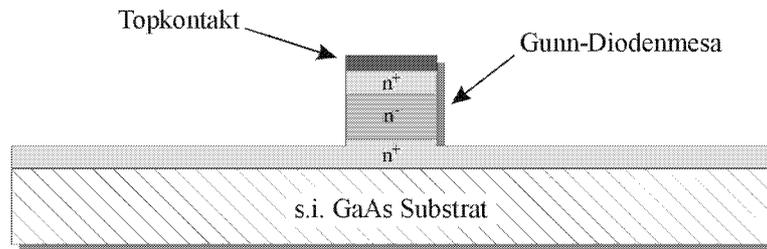


Abbildung 3.25: Skizze der Probe nach der Mesaätzung mit einem ECR-RIE Prozeß.

3.4.3 Aufdampfung des ohmschen Bottomkontaktes

In diesem Prozeßschritt wird die Ge/Ni/Au-Metallisierung für den Bottomkontakt auf die substratseitige n^+ -dotierte Kontaktschicht aufgedampft (Abb. 3.26). Dazu wird nach einer Reinigung der Probe (Anh. C.1.1) ein Umkehrprozeß (Anh. C.2.4) zur Strukturierung der Lackmaske für den Bottomkontakt mit anschließender Lackschleierentfernung (Anh. C.1.3) durchgeführt. Die Lackmaske besteht bei dem in Anh. C.2.4 geschilderten Umkehrprozeß aus einer doppelten AZ 5214-Schicht. Da die Gunn-Diodenmesa etwa $3\ \mu\text{m}$ hoch, eine einfache Lackschicht aus AZ 5214 aber nur etwa $1.4\ \mu\text{m}$ dick ist, hat eine einfache Lackschicht in diesem Fall kaum planarisierende Wirkung. Bei der Lithographie ist dann der Anpressdruck der Maske auf die Lackschicht oberhalb der Mesa so groß, daß Lackdefekte auftreten können, die beim späteren Lift-Off zu Problemen führen. Mit einer doppelten Lackschicht konnten hier wesentlich bessere Resultate erzielt werden.

Vor dem Aufdampfschritt für die Kontaktmetallisierung (Anh. C.5.1) wird die Halbleiteroberfläche in verdünnter Salzsäure deoxidiert (Anh. C.1.2). Nach der Deposition der Metallschichten erfolgt zunächst der Lift-Off (Anh. C.5.4) und dann das Einlegieren der Metallisierungen für Top- und Bottomkontakt in einem RTP-Ofen mit dem in Anh. C.5.5 beschriebenen Temperaturverlauf.

In Abb. 3.27 sind Mikroskopbilder verschiedener Gunn-Dioden mit runder und quadratischer Mesa dargestellt. Innerhalb einer Zeile unterscheiden sich die Gunn-Dioden durch den Abstand zwischen Bottomkontakt und Mesa. In der ersten Spalte beträgt dieser Abstand an der engsten Stelle $6\ \mu\text{m}$ und in der zweiten Spalte $3\ \mu\text{m}$. Bei den Dioden der dritten Spalte wurde ein selbstjustierender Aufdampfprozeß benutzt. Diese Prozeßvariante nutzt den großen Höhenunterschied zwischen Topkontakt und Mesafuß aus, der einen Abriß der Metallisierung beim Aufdampfpro-

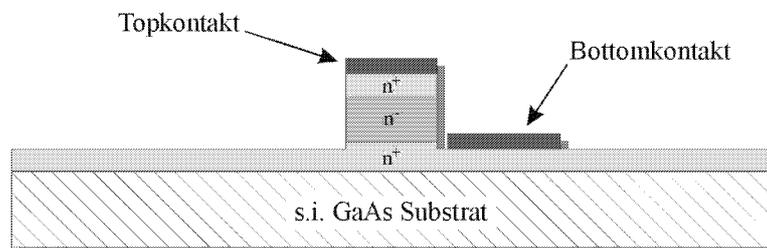


Abbildung 3.26: Skizze der Probe nach der Aufdampfung der Metallisierung für den ohmschen Bottomkontakt.

zeß auch ohne spezielle Lackmaske ermöglicht. Die REM-Aufnahmen in Abb. 3.28 zeigen eine Vergrößerung eines selbstjustierend aufgedampften Bottomkontaktes bei einer Gunn-Diode mit runder Mesa. Man erkennt deutlich, daß die Metallisierung aufgrund der steilen MESAflanken abreißt und auf diese Art und Weise ein Kurzschluß zwischen Top- und Bottomkontakt verhindert wird.

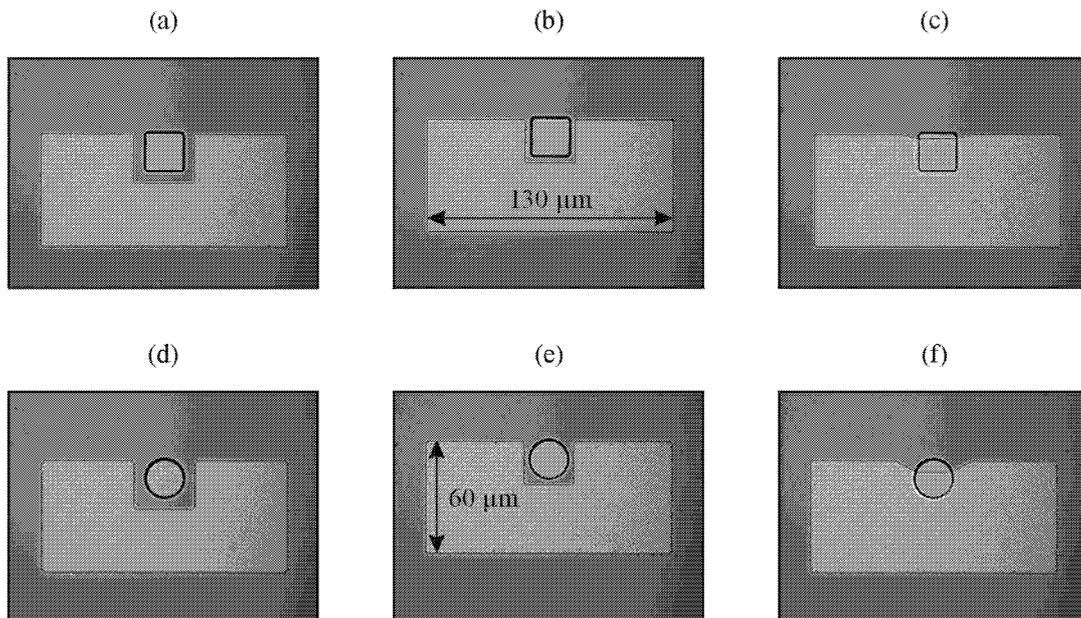


Abbildung 3.27: Mikroskopbilder von Gunn-Dioden mit quadratischer und runder Mesa nach der Aufdampfung des Bottomkontaktes. Der minimale Abstand zwischen Mesa und Bottomkontakt beträgt bei den Bildern (a)+(d) $6 \mu\text{m}$ und bei (b)+(e) $3 \mu\text{m}$. Bei den Gunn-Dioden in (c)+(f) wurde eine selbstjustierende Aufdampfung verwendet, so daß hier der Bottomkontakt unmittelbar am Mesafuß beginnt. Der aus diesem Grunde kleinere Serienwiderstand dieser Dioden hat eine geringere Verlustleistung und damit ein besseres Temperaturverhalten zur Folge.

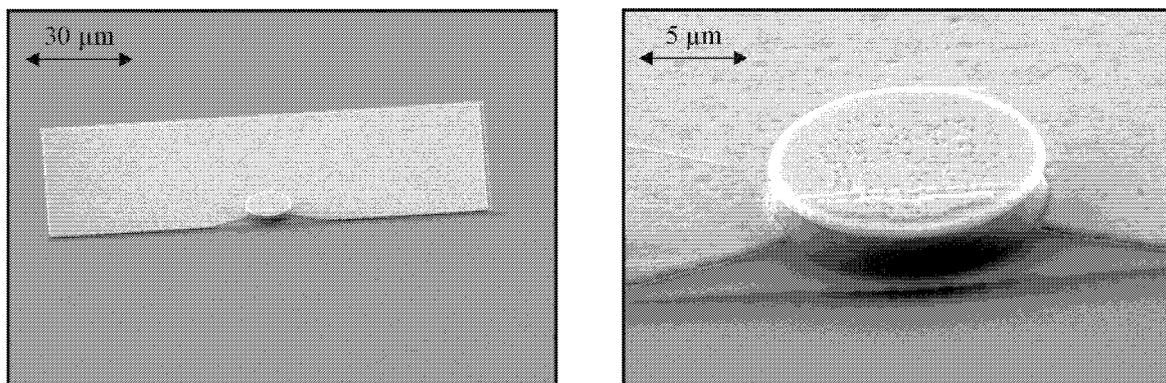


Abbildung 3.28: REM-Aufnahmen einer Gunn-Diode nach der selbstjustierten Aufdampfung des Bottomkontaktes. Die Metallisierung reißt an den steilen MESAflanken ab, so daß ein Kurzschluß zwischen Top- und Bottomkontakt verhindert wird.

Die Reduzierung des Abstands zwischen Mesa und Bottomkontakt bewirkt eine Minimierung des Serienwiderstands der Gunn-Diode. Denn die zwar hoch-dotierte, aber sehr dünne Halbleiterschicht zwischen Mesa und Bottomkontakt trägt wesentlich zum Serienwiderstand bei. Eine einfache Abschätzung des Schichtwiderstands zwischen dem Bottomkontakt und einer quadratischen Mesa ergibt

$$R \approx \frac{1}{3} \rho \frac{L}{A} = \frac{1}{3} \frac{1}{en\mu} \frac{L}{db} \approx 2 \Omega. \quad (3.3)$$

Dabei ist $n = 4.33 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ die Dotierungskonzentration, $\mu = 2000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ die Beweglichkeit, $L = 6 \mu\text{m}$ der Abstand zwischen Bottomkontakt und Mesa, $d = 300 \text{ nm}$ die Halbleiterschichtdicke und $b = 24 \mu\text{m}$ die Mesakantenlänge. Der Faktor $1/3$ resultiert aus der Tatsache, daß die Gunn-Diodenmesa zu drei Seiten hin vom Bottomkontakt eingeschlossen wird. Ein Minimum ist im Fall der selbstjustierten Aufdampfung erreicht, da der Bottomkontakt hier direkt am Mesafuß beginnt. Je niedriger aber der Serienwiderstand, desto geringer die Verlustleistung der Gunn-Diode und desto besser das Temperaturverhalten. Die besten Resultate sind also bei den selbstjustierend aufgedampften Dioden zu erwarten.

Ferner fällt in Abb. 3.28 eine Einkerbung im Bottomkontaktpad an der Vorderseite der Gunn-Diodenmesa auf, die in das Maskenlayout eingearbeitet wurde. Sie dient dazu, parasitäre Kapazitäten zwischen einem selbstjustierend aufgedampften Bottomkontakt und dem Bondpad für den Topkontakt zu vermeiden und verbessert so das Hochfrequenzverhalten der Gunn-Diode.

3.4.4 Isolation der einzelnen Bauelemente

Der nun folgende naßchemische Ätzschritt dient der Isolation der einzelnen Gunn-Dioden untereinander. Dazu werden Gunn-Diodenmesa und Bottomkontakt mit einer Lackmaske bedeckt und das umgebende Halbleitermaterial bis zum semi-isolierenden Substrat entfernt. Auf diese Weise wird auch garantiert, daß die koplanaren Bondpads auf einer isolierenden Unterlage aufgedampft werden können.

Nach einer Reinigung der Probe (Anh. C.1.1) wird die Lackmaske für die Ätzung mit AZ 5214 Lack in einem Positivprozeß strukturiert (Anh. C.2.2). Optional kann zur Verbesserung der Lackhaftung während des Ätzprozesses ein Haftvermittler (HMDS) verwendet werden. Die Entwicklungszeit in dem in Anh. C.2.2 angegebenen Positivprozeß ist mit bis zu 60 s länger als üblich, da aufgrund des speziellen Maskenlayouts ein großer Teil der Lackschicht bei der Entwicklung gelöst werden muß. Die Lithographie wird mit einer Lackschleierentfernung abgeschlossen (Anh. C.1.3). Dies ist insbesondere vor einer naßchemischen Ätzung wichtig, da eventuell vorhandene Lackreste ein Anätzen der Ätzlösung behindern.

Vor dem eigentlichen Ätzschritt wird zuerst das natürliche Oxid an der GaAs-Oberfläche in verdünnter Salzsäure entfernt (Anh. C.1.2), da eine Oxidschicht an der Halbleiteroberfläche andernfalls zu einem verzögerten Ätzstart und damit zu einer unreproduzierbaren Ätzrate führen kann. Die Ätzung zur Isolation der Bauelemente erfolgt dann in einer Schwefelsäure-Lösung (Anh. C.3.2). Nach Beendigung des Prozeßschrittes wird die Lackmaske wieder entfernt (Anh. C.1.1). Eventuell zurückbleibende Lackschleier müssen in einem O_2 -Plasmaschritt behandelt werden (Anh. C.1.3). Eine schematische Darstellung des Probenquerschnitts nach diesem Prozeßschritt ist in Abb. 3.30 zu sehen, Abb. 3.29 zeigt entsprechende Mikroskopaufnahmen. Man erkennt deutlich die Ätzflanken, die den Bottomkontakt umgeben.

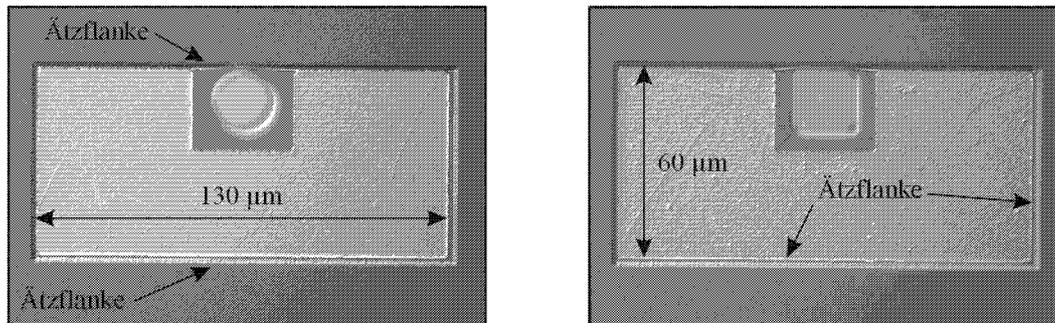


Abbildung 3.29: Mikroskopaufnahmen von Gunn-Dioden nach der naßchemischen Ätzung zur Isolation der Bauelemente. In der Abbildung sind deutlich die Ätzflanken an den Rändern des Bottomkontaktes zu sehen.

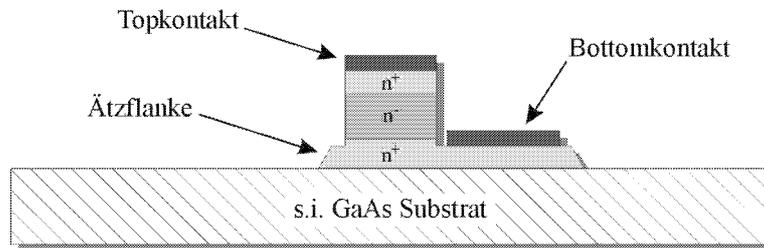


Abbildung 3.30: Skizze der Probe nach der Isolation der einzelnen Gunn-Dioden.

3.4.5 Isolation der Diodenmesa mit Polyimid

Das Ziel des folgenden Prozessschrittes ist es, eine Kontaktierung des Topkontaktes auf der Mesa mittels eines Bondpads zu ermöglichen. Hierzu wird die Probe zunächst ganzflächig mit einem Polyimidüberzug versehen, der dann zu Isolationsfenstern der passenden Größe strukturiert wird. Anschließend wird der Topkontakt durch eine Plasmaätzung aus der Polyimidschicht freigelegt. Dabei ist zu beachten, daß die Flanken der Polyimidschicht möglichst flach verlaufen, so daß im letzten Prozessschritt die Bondpadmetallisierung ohne Abzureißen über die Polyimidflanke zum Topkontakt geführt werden kann.

Das hier verwendete Polyimid DURIMIDE 7510 verhält sich, ähnlich wie SU-8 Lack, wie ein negativ arbeitender Photolack, d.h. belichtete Polyimidstellen bleiben nach der Entwicklung als Lackmaske auf der Probe zurück. Ursache für dieses Verhalten ist eine teilweise Verkettung der Polyimidmoleküle (Polymerisation) durch die optische Einwirkung während der Belichtung. Die verketteten Moleküle sind dann nicht mehr im Entwickler löslich.

Zunächst wird die Probe in Lösungsmittel gereinigt und anschließend getrocknet (Anh. C.1.1). Bei der Verwendung von Polyimid muß äußerst sorgfältig auf die Adsorbatfreiheit der Oberfläche geachtet werden. Deshalb sollte auch die empfohlene Luftfeuchtigkeit von unter 50% bei der Verarbeitung des Polyimids unbedingt eingehalten werden. Andernfalls kann eine Wasseraufnahme zu Defekten in der Polyimidschicht führen, die die Isolationswirkung negativ beeinflussen.

Im Anschluß kann dann der Lithographieprozeß durchgeführt werden (Anh. C.2.7). Nach dem Aufschleudern des Polyimids sollte beim anschließenden Trocknen der Polyimidschicht eine Tem-

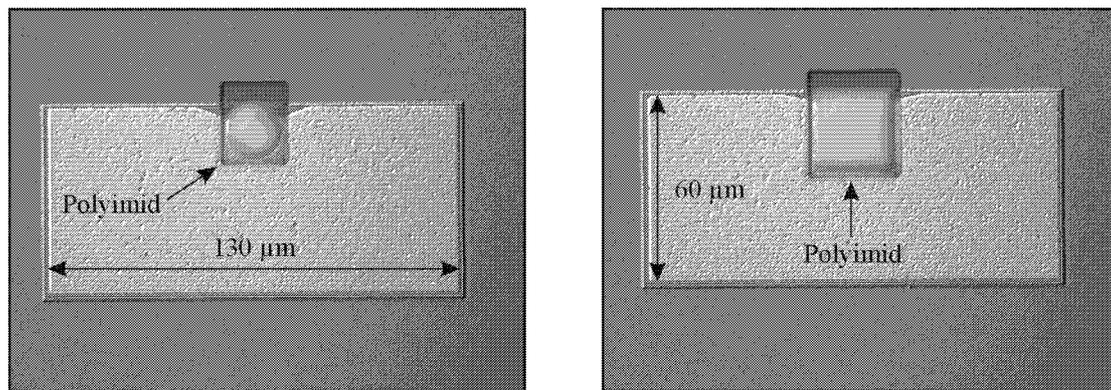


Abbildung 3.31: Mikroskopaufnahmen von Gunn-Dioden nach der Strukturierung und dem Aushärten der Polyimidisolation. Die Polyimidschichtdicke nach dem Temperprozeß betrug im Mittel etwa $5.8 \mu\text{m}$. Der Topkontakt ist auf diesen Aufnahmen noch nicht freigelegt.

peratur von 100°C nicht überschritten werden, da sonst bereits die Polymerisation einsetzt. An die Belichtung der Polyimidschicht schließt sich eine Pause von 30 min an, die ein vollständiges Abfließen der chemischen Reaktion im Polyimid sicherstellen soll. Bei dem verwendeten Entwickler HTR-D2 handelt es sich um ein Lösungsmittel, das das Polyimid an den nicht belichteten Stellen auflöst, jedoch das durch Belichten teilweise polymerisierte Polyimid nicht angreift. Die Entwicklung findet in zwei Schritten statt. Zuerst wird die Probe mit einem dünnen Entwicklerstrahl aus einer Sprühflasche vorsichtig besprüht. Dabei sollten insbesondere die Probenränder beachtet werden, da die Polyimidschicht dort durch das Aufschleudern besonders dick ist. Im zweiten Schritt wird eine Nachentwicklung in einer Mischung aus HTR-D2 und 2-Propanol (1:1) vorgenommen.

Um eine dauerhafte mechanische Festigkeit der Polyimidschicht zu erzielen, muß das strukturierte Polyimid nach dem Entwickeln einem Temperprozeß unterzogen werden. Während dieses Tempereschritts findet die vollständige Polymerisation des bis jetzt nur teilvernetzten Polyimids statt. Als optimale Temperatur wird hierfür vom Hersteller 350°C für die Dauer von 1 h empfohlen. Die Aushärtung soll ferner unter Ausschluß von Sauerstoff erfolgen. Die einzelnen Schritte des Temperprogramms, das in einem Vakuum-Ofen durchgeführt wurde, sind in Anh. C.2.7 aufgelistet. Mit der Temperung ist ein Dickenschwund der Polyimidschicht verbunden. Die Polyimidschichtdicke nach dem Temperprozeß betrug im Mittel etwa $5.8 \mu\text{m}$. In Abb. 3.31 sind Mikroskopaufnahmen des Bauelements nach diesem Temperschritt dargestellt.

Nach der Strukturierung und Aushärtung der Polyimidschicht besteht der nächste Teilschritt in der Freilegung des Topkontaktes aus der Polyimidschicht. Hierzu wurde ein in [Sto99] beschriebener RIE-Prozeß verwendet, der mit einer Mischung aus O_2 und CF_4 im Verhältnis 30:1 arbeitet (Anh. C.4.2).

In [Sto99] konnte gezeigt werden, daß eine Ätzung bei niedrigem Druck zu einer Zerstörung der Polyimidschicht führt, die auf die starke Anisotropie der Ätzung und die damit verbundene Sputterwirkung der Ionen zurückzuführen ist. Eine Möglichkeit diesen Effekt zu reduzieren, besteht in einer Erhöhung des Prozeßdruckes auf einen Druck von 1 mbar. Dadurch sinkt die mittlere freie Weglänge der Ionen im Plasma und durch häufige Streueignisse steigt die Geschwindigkeits-

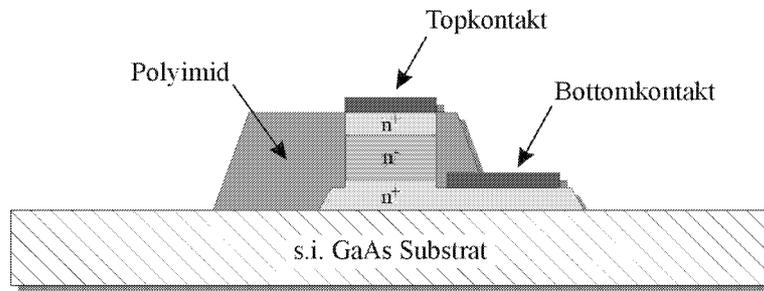


Abbildung 3.32: Skizze der Probe nach der Isolation der Gunn-Diodenmesa mit Polyimid.

komponente der Ionen parallel zur Probenoberfläche, d.h. die Isotropie der Ätzung wächst. Ein positiver Nebeneffekt der Ätzung bei hohem Druck ist ferner die Erzielung einer geringen Flankensteilheit, die später die Führung der Bondpadmetallisierung über die Polyimidflanke hinweg erleichtert. Ist das Flankenprofil zu steil, besteht die Gefahr, daß die Metallisierung abreißt. Die Ätzrate des Polyimids in diesem Plasma betrug im Mittel etwa 312 nm/min. Bei der Freilegung des Topkontaktes sollte eine leichte Überätzung angestrebt werden, um Schwankungen in der Polyimidschichtdicke und der Ätzrate auszugleichen. Eine schematische Darstellung der Probe mit der fertig strukturierten Polyimidisolation ist in Abb. 3.32 zu sehen.

3.4.6 Aufdampfung der koplanaren Bondpads

Im letzten Prozeßschritt werden schließlich die koplanaren Bondpads aufgebracht, die eine spätere Kontaktierung der Gunn-Dioden an einem S-Parameter Meßplatz erlauben. Hierzu wird nach einer Reinigung der Probe (Anh. C.1.1) eine Lackmaske aus AZ 5214 Lack mit Hilfe eines Umkehrprozesses strukturiert (Anh. C.2.3). Nach der Entwicklung des Photolacks erfolgt eine Lackschleierentfernung in einem O_2 -Plasma (Anh. C.1.3), die hier allerdings nur etwa 5 s dauern sollte, da sonst die Polyimidschicht durch das O_2 -Plasma angegriffen werden kann. Anschließend wird dann die Metallisierung für die Bondpads aufgedampft, die aus 30 nm Ti, das als Haftschicht zwischen Halbleiter und Metallisierung dient, und 600 nm Au besteht (Anh. C.5.3). Die hohe Dicke der Au-Schicht sowie eine rotierende Aufdampfung sollen eine Kontaktierung des Topkontaktes über die Polyimidflanke hinweg sicherstellen. Nach dem Lift-Off (Anh. C.5.4) ist

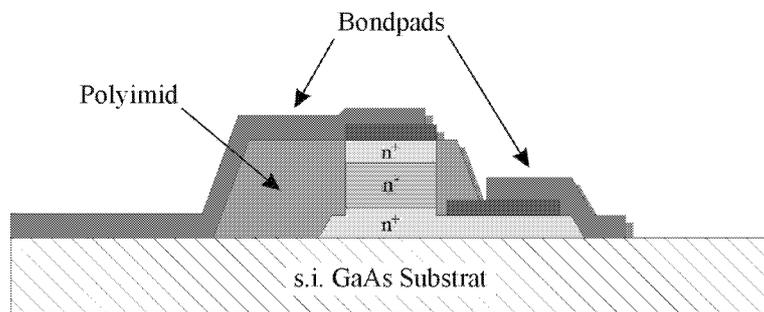


Abbildung 3.33: Skizze der fertigen Gunn-Diode nach der Aufdampfung der Metallisierung für die koplanaren Bondpads.

die Prozessierung der koplanaren Gunn-Diode dann beendet. Abb. 3.33 zeigt eine schematische Darstellung der fertigen Gunn-Diode, in Abb. 3.34 werden eine REM-Aufnahme und in Abb. 3.35 ein Mikroskopbild einer fertigen Gunn-Diode gezeigt. Die Dimensionen der Bondpads sind auf einen Wellenwiderstand von 50Ω ausgelegt.

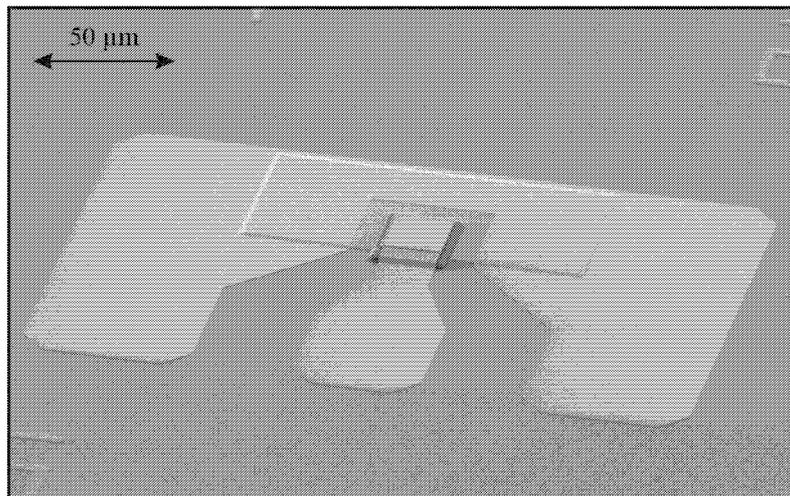


Abbildung 3.34: REM-Aufnahme einer fertigen Gunn-Diode mit koplanaren Bondpads.

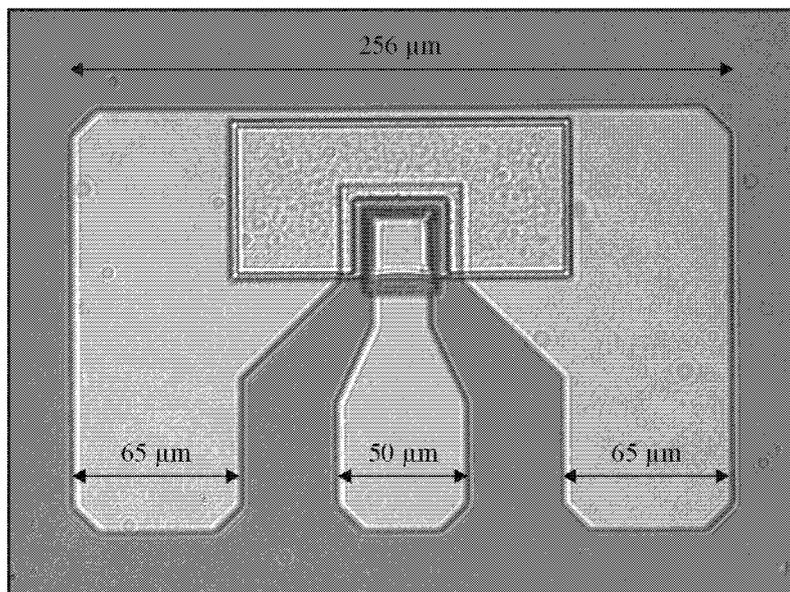


Abbildung 3.35: Mikroskopbild einer fertigen Gunn-Diode mit koplanaren Bondpads. Die Dimensionen der Bondpads sind auf einen Wellenwiderstand von 50Ω ausgelegt.

Kapitel 4

Messungen an Gunn-Diodenchips

4.1 Gleichstrom Charakterisierung

Bevor auf die Hochfrequenzeigenschaften der Gunn-Diodenchips eingegangen wird, soll zunächst eine Charakterisierung des Gleichstromverhaltens erfolgen. Grundlegend ist hier die Untersuchung des Kontaktwiderstands der verwendeten einlegierten ohmschen Kontakte. Nach einer Beschreibung des Versuchsaufbaus zur Bestimmung der Gleichstrom-Kennlinien wird dann das unterschiedliche Gleichstromverhalten von Gunn-Dioden der Schichtsysteme MBE 16017 bis MBE 16045 diskutiert. Dabei wird sowohl auf die Eigenschaften bei Raumtemperatur als auch auf den Einfluß von Temperatur und Pulsdauer der Messung eingegangen. Abschließend wird auf der Basis von temperaturabhängigen Pulsmessungen ein Verfahren zur Bestimmung des thermischen Widerstands beschrieben.

4.1.1 Bestimmung des Kontaktwiderstands

Zur Bestimmung des spezifischen Kontaktwiderstands der einlegierten Ge/Ni/Au-Kontakte wurden Messungen an Transmission Line Strukturen auf n^+ -dotiertem GaAs-Material mit einer Dotierungskonzentration von $n^+ = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ durchgeführt.

Die Herstellung und das Einlegieren der Kontakte der Transmission Line erfolgte analog zur Strukturierung der Bottomkontakte der koplanaren Gunn-Dioden, die in Kap. 3.4.3 beschrieben wird. Hierzu wurde ein Maskensatz verwendet, der mehrere Transmission Line Strukturen mit unterschiedlichen Kontaktpadgrößen enthält. Um einen Stromfluß ausschließlich *zwischen* den einzelnen Kontakten zu gewährleisten, mußte ferner in einem naßchemischen Ätzschritt das die Transmission Line umgebende Halbleitermaterial entfernt und die Transmission Line auf diese Weise isoliert werden. Für diesen Ätzprozeß wurde analog zur Isolation der koplanaren Gunn-Dioden in Kap. 3.4.4 eine Schwefelsäure-Lösung verwendet.

Die Messungen wurden an einer Transmission Line mit einer Kontaktgröße von $100 \times 50 \mu\text{m}^2$ durchgeführt ($l_c = 50 \mu\text{m}$ und $w = 100 \mu\text{m}$). Die einzelnen Kontakte waren in Abständen von $l_i = 2, 4, 8, 12, 16, 20, 24 \mu\text{m}$ angeordnet. An je zwei benachbarte Kontakte mit Abstand l_i wurde eine Spannung angelegt und aus der gemessenen Strom-Spannungscharakteristik der totale Widerstand R zwischen diesen Kontakten berechnet. Die Messungen wurden nach der 4-Punkt-

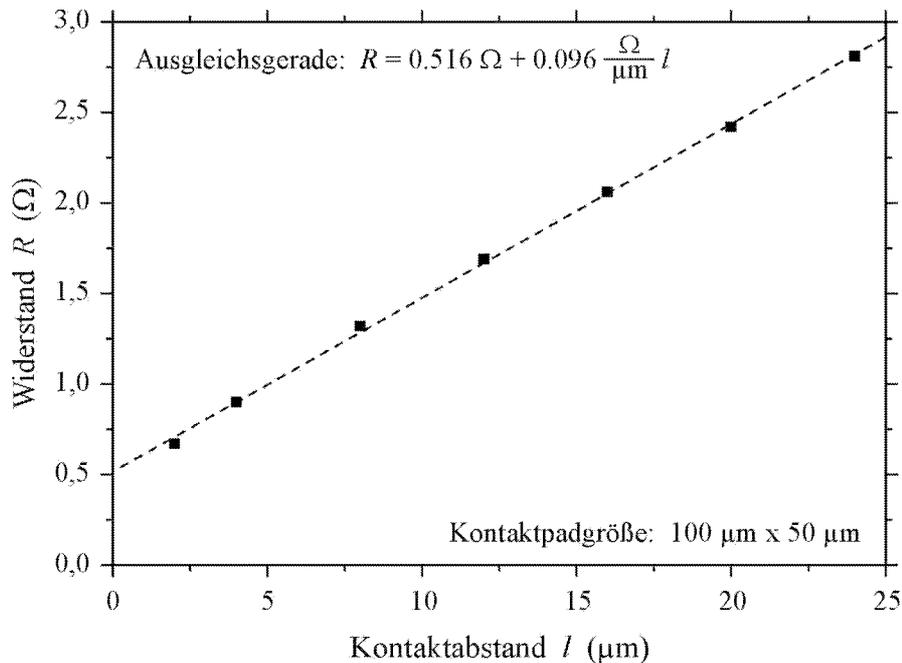


Abbildung 4.1: Grafische Auswertung der Transmission Line Messung. Aus den Schnittpunkten zwischen der Ausgleichsgeraden und der Abzissen- bzw. Ordinatenachse können die Transferlänge l_T bzw. der Kontaktwiderstand R_c bestimmt werden.

Methode durchgeführt, um den Einfluß der ohmschen Widerstände der Meßanordnung auszuschließen.

Die gemessenen Widerstandswerte sind in Abb. 4.1 in Abhängigkeit vom Abstand l_i der zugehörigen Kontakte dargestellt. Anhand einer an die Meßpunkte angepaßten Ausgleichsgeraden kann wie in Anh. A beschrieben aus dem Achsenabschnitt ein Kontaktwiderstand von

$$R_c \approx 0.26 \Omega \quad (4.1)$$

ermittelt werden. Mit Hilfe der Funktionsgleichung der Ausgleichsgeraden kann ferner der Schnittpunkt l_0 mit der l -Achse berechnet werden, der nach Gl. (A.5) mit der Transferlänge l_T zusammenhängt:

$$l_0 = -2 \frac{R_s}{r_s} l_T \approx -5.4 \mu\text{m}. \quad (4.2)$$

Für $R_s \approx r_s$ erhält man daraus eine Transferlänge von

$$l_T \approx 2.7 \mu\text{m}. \quad (4.3)$$

Der spezifische Kontaktwiderstand ist dann gemäß Gl. (A.6):

$$\rho_c = R_c w l_T \approx 7 \cdot 10^{-7} \Omega \text{cm}^2. \quad (4.4)$$

Dieses Ergebnis bewegt sich in einem Bereich von $\rho_c \leq 1 \cdot 10^{-6} \Omega \text{cm}^2$, der für Kontakte mit guter Qualität angestrebt werden sollte.

4.1.2 Beschreibung des Meßaufbaus für Pulsmessungen

Die in dieser Arbeit charakterisierten Gunn-Diodenchips besitzen Peakströme von 1 A und darüber, so daß die Temperatur im Bauelement während der Messung stark ansteigt. Da die DC-Charakterisierung in der Regel "on-wafer", d.h. noch vor der Vereinzelung und dem Packaging der Dioden stattfindet, ist die Wärmeableitung noch nicht optimal, und es besteht die Gefahr, daß die Dioden während der Messung zerstört werden. Um dies zu vermeiden, werden die Gleichstrom-Kennlinien im Pulsbetrieb aufgenommen.

Die Messung wird mit einem Curve Tracer Typ 370A der Firma Tektronix durchgeführt. Desweiteren wird ein Treibertransistor benötigt, der die Strompulse vom Basisausgang des Curve Tracers in Spannungspulse für die Gunn-Diode umsetzt. Der entsprechende Meßaufbau ist in Abb. 4.2 dargestellt. Der Basisausgang B des Curve Tracers ist mit der Basis des externen Steuertransistors verbunden und treibt diesen mit 1 mA Strompulsen von minimal 80 μ s Dauer an. Die eigentliche Versorgungsspannung wird vom Emitterausgang E des Curve Tracers über den Steuertransistor an die Gunn-Diode geleitet. Der zugehörige Strom wird über die Sense-Eingänge des Curve Tracers gemessen. Es handelt sich also um eine 4-Punkt-Messung, die die Übergangswiderstände des Meßaufbaus nicht berücksichtigt, sondern nur die tatsächlichen Verhältnisse am Bauelement erfaßt. Der Kontakt zur Gunn-Diode wird über vergoldete Meßspitzen hergestellt, die mit Hilfe von Mikromanipulatoren auf dem Bauelement abgesetzt werden können. Zur besseren Wärmeableitung befindet sich die Gunn-Diode auf einer Kupferplatte. Bei der Durchführung von temperaturabhängigen Messungen kann diese Platte jedoch auch über drei Lastwiderstände mit jeweils 5 W geheizt werden. Die Temperatur wird dabei mittels eines Thermoelements und eines Eurothermreglers gesteuert.

4.1.3 I-U-Kennlinien der verschiedenen MBE-Schichtsysteme

Im folgenden Abschnitt sollen die Gleichstrom-Kennlinien der Gunn-Diodenchips, die auf der Basis der bereits in Kap. 3.1 vorgestellten MBE-Schichtsysteme prozessiert wurden, diskutiert werden. Die Messungen wurden mit dem obigen Versuchsaufbau sowohl in Vorwärtsrichtung (Topkontakt positiv, Abb. 4.3) als auch in Rückwärtsrichtung (Topkontakt negativ, Abb. 4.4) mit 80 μ s Pulsen durchgeführt. Da die Stromdichte der Gunn-Dioden aufgrund der unterschiedlichen Schichtsysteme variierte, wurde zum Vergleich der Kennlinien der Durchmesser der Dioden so gewählt, daß alle Kennlinien in Vorwärtsrichtung einen Peakstrom von etwa 1 A besitzen.

Betrachtet man die Kennlinien der Diode von Schichtsystem MBE 16017, so zeigt sich eine hohe Symmetrie, denn sowohl Peakspannung als auch Peakstrom sind in Vor- und Rückwärtsrichtung nahezu identisch. Das Schichtsystem selbst besitzt jedoch durch den Injektor an der Kathode einen asymmetrischen Aufbau, der sich auch in den Kennlinien widerspiegeln sollte. Desweiteren verläuft der Anstieg der Kennlinien bei kleinen Spannungen absolut linear, vergleichbar mit einem ohmschen Widerstand. Aufgrund der AlGaAs-Barriere an der Kathode hätte man aber eher einen flacheren Anstieg wie bei einem Schottky-Kontakt erwartet. Beides läßt die Schlußfolgerung zu, daß die effektive Barrierenhöhe des Injektors deutlich geringer als erwartet ist. Die Kennlinien zeigen vielmehr das Verhalten einer Standard-Gunn-Diode ohne Injektor.

Eine mögliche Ursache für dieses Verhalten ist eine Umverteilung der Si-Dotierungsatome aus der Dotierungsspitze zwischen Injektor und aktiver GaAs-Schicht in Richtung der AlGaAs-Barriere.

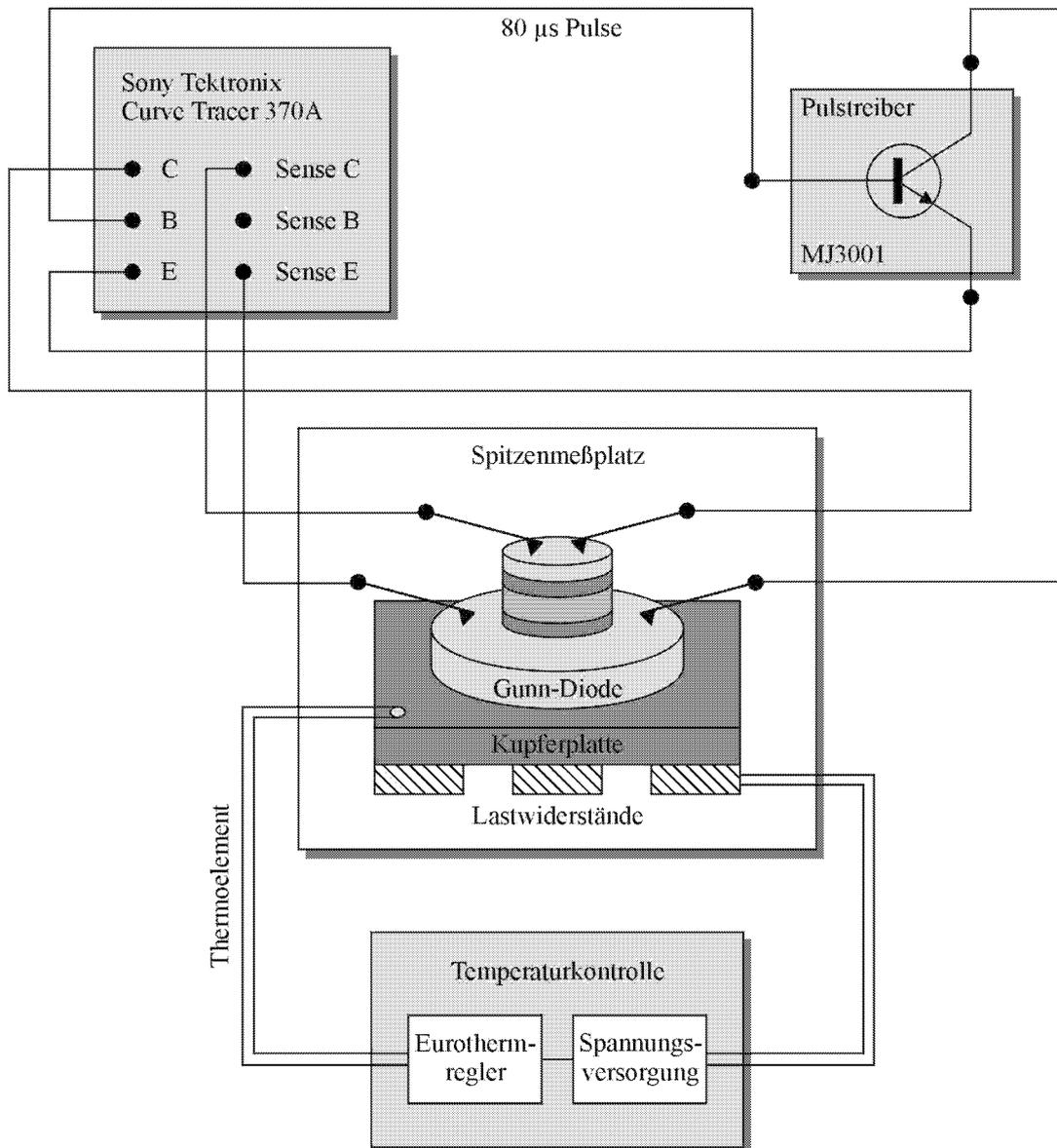


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung des Meßaufbaus für gepulste Gleichstrom-Messungen an Gunn-Dioden mit Temperaturkontrolle.

Diese Umverteilung ist einerseits auf Diffusion und andererseits auf eine Verschleppung der Si-Atome in Wachstumsrichtung aufgrund des Fermi-Level Pinnings zurückzuführen.

Das Diffusionsverhalten von Si-Atomen in GaAs und $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ wurde von Schubert *et al.* [Schu88, Schu89] mit Hilfe von C-V Messungen untersucht. Für die Temperaturabhängigkeit der Diffusionskonstanten D gilt allgemein der Zusammenhang

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right), \quad (4.5)$$

wobei E_a die Aktivierungsenergie für den Diffusionsprozeß und D_0 die extrapolierte Diffu-

Material	E_a (eV)	D_0 (cm ² /s)	D bei 600°C (cm ² /s)
GaAs	2.45	$4 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-18}$
Al _{0.3} Ga _{0.7} As	1.3	$4 \cdot 10^{-8}$	$1.3 \cdot 10^{-15}$

Tabelle 4.1: Aktivierungsenergie E_a und extrapolierte Diffusionskonstante D_0 für GaAs und Al_{0.3}Ga_{0.7}As nach Schubert *et al.* [Schu88, Schu89]. Mit diesen Werten ergibt sich nach Gl. (4.5) bei einer Temperatur von 600°C die in der vierten Spalte angegebene Diffusionskonstante D .

sionskonstante für $T \rightarrow \infty$ ist. Die von Schubert *et al.* ermittelten Werte für E_a und D_0 sind in Tab. 4.1 aufgeführt. Bei einer Wachstumstemperatur von 600°C erhält man damit nach Gl. (4.5) für die Diffusionskonstante die in der vierten Spalte von Tab. 4.1 angegebenen Werte. Die Diffusionskonstanten von Silizium in GaAs und in Al_{0.3}Ga_{0.7}As unterscheiden sich also um drei Größenordnungen. Die Diffusionslänge L_D ist definiert als

$$L_D = \sqrt{Dt} \quad (4.6)$$

mit der Diffusionszeit t . Für die Diffusionszeit kann die Wachstumszeit des 50 nm dicken AlGaAs-Injektors und der 500 nm dicken GaAs-Kontaktschicht oberhalb des Injektors angesetzt werden, die in der Summe ungefähr $t = 32.5$ min beträgt. Damit ergibt sich für GaAs eine Diffusionslänge von $L_D = 0.76$ nm und für Al_{0.3}Ga_{0.7}As ein Wert von $L_D = 15.9$ nm. Eine Diffusion der Si-Dotierungsatome in Richtung der aktiven GaAs-Schicht ist demnach vernachlässigbar gering, wohingegen der Effekt in Richtung des AlGaAs-Injektors deutlich größer ist. Die tatsächliche Diffusionslänge in Richtung der AlGaAs-Barriere ist jedoch geringer als oben berechnet, da der Aluminiumgehalt und damit der Wert der Diffusionskonstanten innerhalb der Barriere abnimmt. Die Diffusion führt zu einer Dotierung der Spitze der AlGaAs-Barriere und damit zu einer Verringerung der effektiven Barrierenhöhe. Der Diffusionseffekt alleine kann jedoch das Kennlinienverhalten der Diode von Schichtsystem MBE 16017 nicht vollständig erklären.

Untersuchungen von Schubert [Schu90] zur Verbreiterung von δ -Dotierungen während des Wachstums zeigten eine bevorzugte Verschleppung der Dotierungsatome in Richtung der Halbleiteroberfläche. Dieses Verhalten kann nicht auf Diffusion zurückgeführt werden, da durch Diffusion stets eine symmetrische Verbreiterung der δ -Dotierung erfolgt. Eine Erklärung für diese Asymmetrie kann das Fermi-Level Pinning an der Halbleiteroberfläche sein, das durch Oberflächenzustände hervorgerufen wird, die im Falle von GaAs energetisch etwa in der Mitte der Bandlücke zu finden sind. Das Pinning des Fermi-Niveaus führt zur Ausbildung einer Verarmungszone an der Halbleiteroberfläche, mit der ein elektrisches Feld verbunden ist, in dem ionisierte Dotierungsatome in Richtung der Oberfläche beschleunigt werden. Ähnlich wie bei der Diffusion ist auch hier der Effekt für Al_{0.3}Ga_{0.7}As ausgeprägter als für GaAs. Näherungsrechnungen von Schubert zeigen, daß die Verschleppungslänge proportional zu Dt ist, während die Diffusionslänge nach Gl. (4.6) proportional zu \sqrt{Dt} ist. Da D exponentiell von der Temperatur abhängt, dominiert bei niedrigen Temperaturen die Diffusion und bei hohen Temperaturen ($\geq 580^\circ\text{C}$) die Verschleppung der Dotierungsatome aufgrund des Fermi-Level Pinnings. Die Verschleppungslänge kann dabei deutlich größer sein als die Diffusionslänge [Schu90]. Dadurch besteht die Möglichkeit, daß ein großer Teil der Injektorbarriere mit Silizium dotiert wird und die effektive Barrierenhöhe somit merklich sinkt. In den Kennlinien würde sich dieses Verhalten durch das Fehlen eines Schottky-artigen Anstiegs bei kleinen Spannungen äußern.

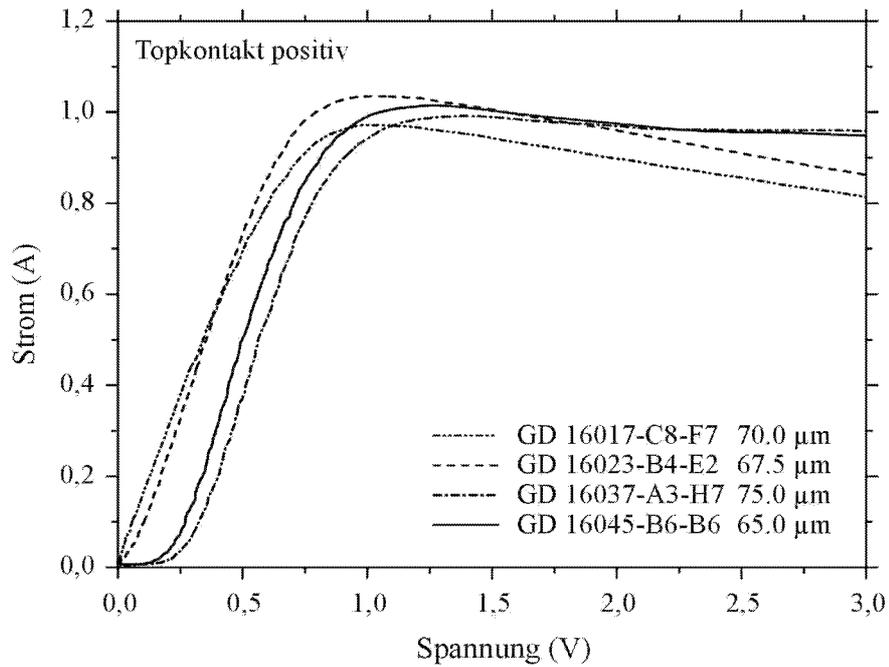


Abbildung 4.3: DC-Kennlinien der verschiedenen Gunn-Dioden in Vorwärtsrichtung.

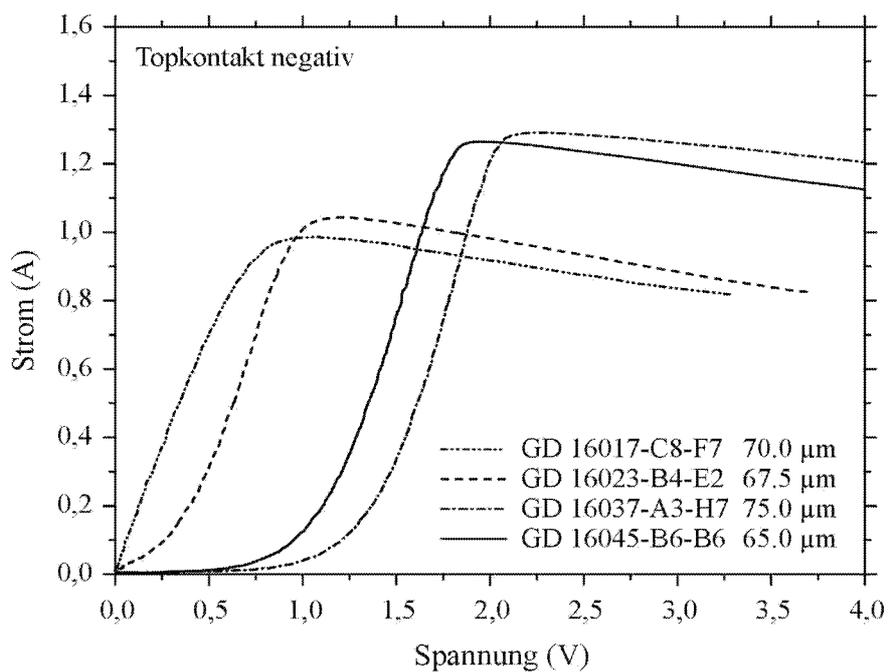


Abbildung 4.4: DC-Kennlinien der verschiedenen Gunn-Dioden in Rückwärtsrichtung.

Um die Verschleppung der Dotierungsatome zu verhindern, kann zu einem die Wachstumstemperatur gesenkt werden, da bei niedrigeren Temperaturen die oben beschriebenen Effekte geringer sind. Zum anderen kann durch die Verwendung einer undotierten Zwischenschicht aus GaAs die Diffusion in Richtung der AlGaAs-Barriere gestoppt werden. Aus diesem Grunde wurde bei der Herstellung des Schichtsystems MBE 16023 eine 5 nm dicke undotierte Spacer-Schicht aus GaAs zwischen AlGaAs-Barriere und Dotierungsspitze eingeführt. Wie die Kennlinie einer Gunn-Diode von Schichtsystem MBE 16023 in Abb. 4.3 zeigt, bewirkte diese Modifikation jedoch nur eine geringfügige Abweichung vom linear ohmschen Verhalten bei kleinen Spannungen, wobei die Abweichung in Rückwärtsrichtung (Abb. 4.4) deutlicher ist.

Bei Schichtsystem MBE 16037 wurde dementsprechend zur weiteren Verringerung des Verschleppungseffektes die Dicke der Spacer-Schicht auf 10 nm erhöht und die Höhe der Dotierungsspitze von $4.33 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ auf $1.0 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ reduziert. Außerdem wurde auch auf der Emitterseite ein 10 nm dicker Spacer eingeführt. Um ein ausgeprägteres Schottky-Verhalten zu erreichen, wurde ferner der maximale Aluminiumgehalt in der AlGaAs-Barriere auf 35 Prozent erhöht. Die Auswirkungen dieser Modifikationen auf die Diodenkennlinie sind in Abb. 4.3 und Abb. 4.4 dargestellt. Die Kennlinie zeigt nun bei kleinen Spannungen ein deutliches Schottky-Verhalten. In Vorwärtsrichtung setzt ein merklicher Stromfluß ab ca. 0.2 V ein, in Rückwärtsrichtung sogar erst ab ca. 0.7 V. Diese Asymmetrie der Kennlinien in Abhängigkeit von der Stromrichtung ist auf die entsprechende Asymmetrie des Schichtsystems zurückzuführen. Wird der AlGaAs-Injektor in Rückwärtsrichtung, also in Sperrichtung, betrieben, fällt bei kleinen Spannungen ein großer Teil der angelegten Spannung über der AlGaAs-Barriere ab, da diese einen entsprechend hohen Widerstand besitzt. Das bedeutet, daß in Rückwärtsrichtung größere Betriebsspannungen notwendig sind, um in der aktiven GaAs-Schicht die Schwellenfeldstärke zu erreichen, als in Vorwärtsrichtung. Deshalb treten in Rückwärtsrichtung höhere Peakspannungen auf.

Eine weitere Folge der höheren AlGaAs-Barriere ist eine geringere Stromdichte der Dioden von MBE 16037 im Vergleich zu MBE 16023. Die Kennlinien von MBE 16023 stammen von Dioden mit $67.5 \mu\text{m}$ Durchmesser, der Durchmesser der Dioden von MBE 16037 beträgt $75 \mu\text{m}$. Um die Stromdichte anzupassen, wurde bei Schichtsystem MBE 16045 die Dotierung der aktiven Schicht auf $1.3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ erhöht. Ferner wurde der maximale Aluminiumgehalt in der Barriere auf 32 Prozent gesenkt. Dies führt zu einer weiteren Anhebung der Stromdichte. Die genannten Schichtänderungen sind unmittelbar in den Kennlinien der Diode von MBE 16045 in Abb. 4.3 und Abb. 4.4 zu erkennen. Das Schottky-Verhalten ist im Vergleich zu den Kennlinien von MBE 16037 weniger stark ausgeprägt, während ein Strom von ca. 1 A in Vorwärtsrichtung nun bereits bei einem Diodendurchmesser von $65 \mu\text{m}$ erreicht wird.

4.1.4 Temperaturabhängige und gepulste Messungen

Mit der in Abb. 4.2 beschriebenen Möglichkeit zur Temperaturkontrolle konnten die Gleichstrom-Kennlinien in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur bestimmt werden. In Abb. 4.5 sind die entsprechenden Messungen in Vorwärtsrichtung dargestellt. Die Kennlinien wurden auch hier wieder im Pulsbetrieb mit $80 \mu\text{s}$ Pulsen aufgenommen. Es ist deutlich zu erkennen, daß der Strom bei kleinen Spannungen aufgrund der thermischen Emission über die Injektor-Barriere

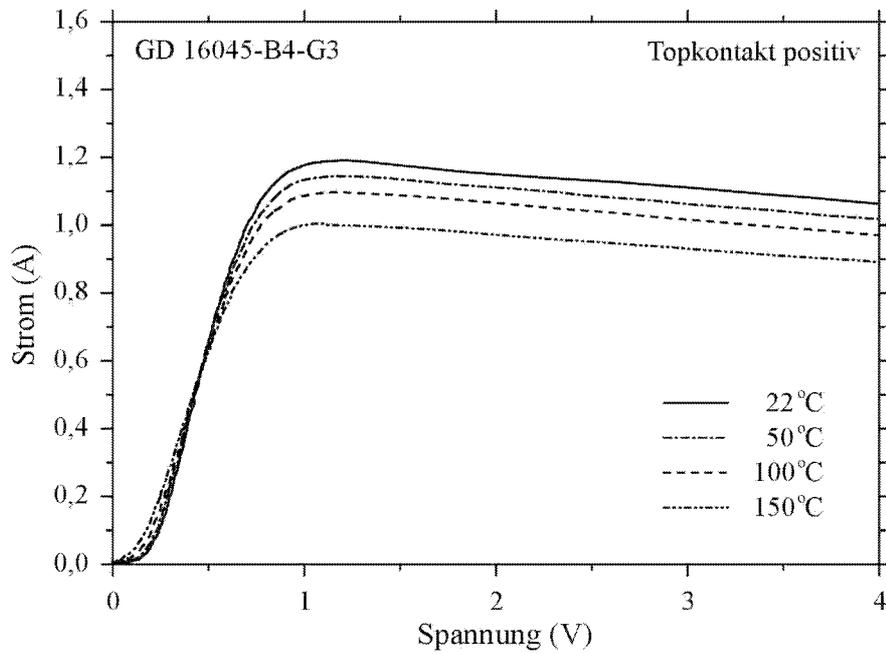


Abbildung 4.5: DC-Kennlinien einer Gunn-Diode in Vorwärtsrichtung bei verschiedenen Umgebungstemperaturen.

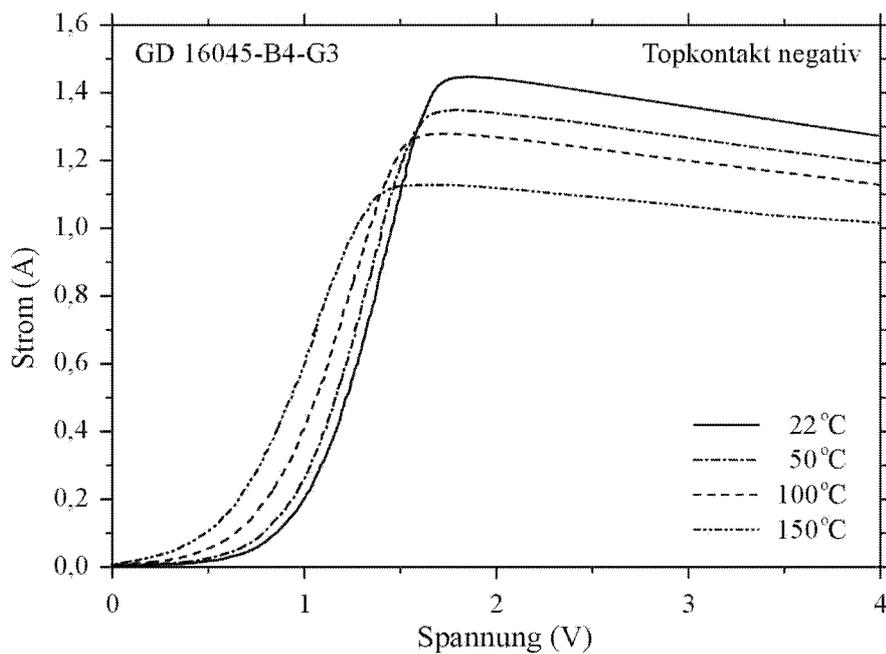


Abbildung 4.6: DC-Kennlinien einer Gunn-Diode in Rückwärtsrichtung bei verschiedenen Umgebungstemperaturen.

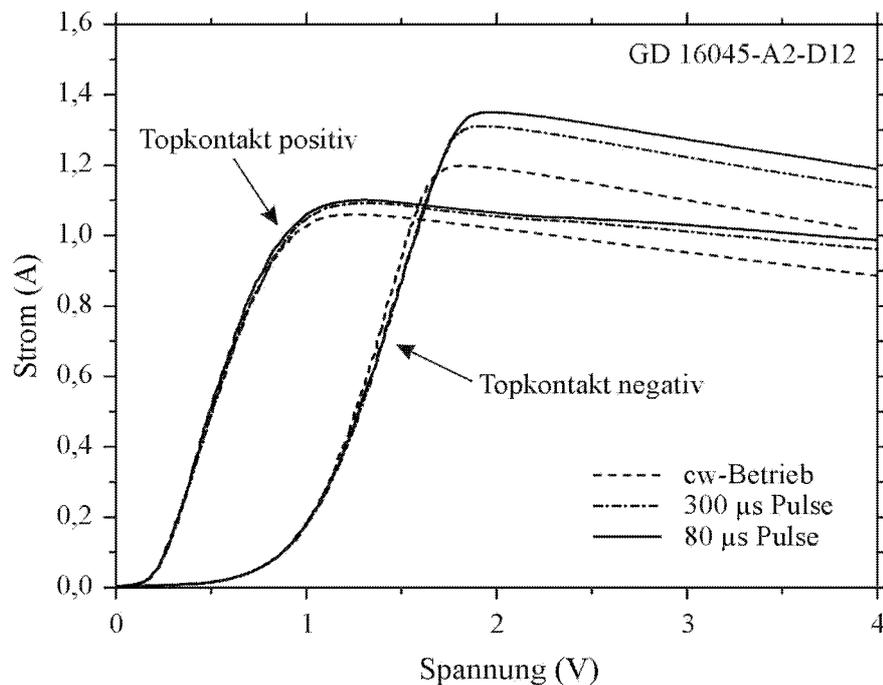


Abbildung 4.7: Vergleich der DC-Kennlinien einer Gunn-Diode in Puls- und cw-Betrieb. Die Kennlinien wurden in Vor- und Rückwärtsrichtung mit Pulslängen von $80 \mu\text{s}$ und $300 \mu\text{s}$ sowie im Dauerstrichbetrieb gemessen.

mit der Temperatur zunimmt. Im allgemeinen ist jedoch eine Abnahme des Stroms zu beobachten, da der Widerstand des Halbleiters mit der Temperatur ansteigt. In den Kennlinien äußert sich dies durch sinkende Peakströme und eine nahezu parallele Verschiebung der Kurven mit wachsender Temperatur nach unten. Ferner wird die Steigung im ohmschen Teil der Kennlinien im Bereich von etwa 0.3 V bis 0.7 V aufgrund des wachsenden Widerstands bei steigender Temperatur flacher. In Rückwärtsrichtung (Abb. 4.6) zeigen die Gleichstrom-Kennlinien qualitativ das gleiche Verhalten. Die Zunahme der thermischen Emission über die Barriere ist hier noch deutlicher zu beobachten.

Es ist zu beachten, daß bei der für die obigen Messungen verwendeten Pulslänge von $80 \mu\text{s}$ auch eine Erwärmung des Halbleiters durch die Messung an sich stattfindet. Die tatsächliche Temperatur liegt also oberhalb der in Abb. 4.5 und Abb. 4.6 angegebenen Temperatur. Welchen Einfluß die Pulslänge auf die Form der Gleichstrom-Kennlinien hat, ist aus Abb. 4.7 ersichtlich. Die Abbildung zeigt die Kennlinien in Vor- und Rückwärtsrichtung bei Raumtemperatur für zwei verschiedene Pulslängen und im cw-Betrieb. Je kürzer die Pulsdauer, desto geringer ist die thermische Belastung des Bauelements. Dementsprechend werden bei kürzerer Pulsdauer höhere Peakströme gemessen, und die Kennlinien verschieben sich im negativ-differentiellen Bereich nach oben. Bei kleinen Spannungen wirken sich die unterschiedlichen Pulslängen kaum auf die Form der Kennlinien aus. Eine größere thermische Emission über die Injektor-Barriere ist hier nicht zu beobachten. Als Ursache hierfür kann die Tatsache angesehen werden, daß eine Temperaturerhöhung durch die Messung im wesentlichen im Bereich der aktiven Schicht stattfindet und dort den Widerstand des Halbleiters verändert. Die Temperatur im Emitter der

Gunn-Diode, die das Ausmaß der thermischen Emission bestimmt, ändert sich weniger stark, insbesondere weil sich der Emittor in unmittelbarer Nähe zur Wärmesenke befindet.

Um eine Erwärmung der Gunn-Diode durch die Messung auszuschließen, sind Pulslängen von unter $1 \mu\text{s}$ notwendig (siehe auch Kap. 5.3). Eine Kombination von gepulsten und temperaturabhängigen Messungen erlaubt in diesem Fall eine Abschätzung des thermischen Widerstands von Gunn-Diode und Gold-Wärmesenke [Zyb96]. Dazu muß zunächst eine Schar von gepulsten Kennlinien bei unterschiedlicher Umgebungstemperatur T_U^i gemessen werden. Ist die Pulslänge klein genug, so ist die Temperatur T^i des Halbleiters während der Messung nahezu gleich der Umgebungstemperatur. Dann wird eine weitere Schar von Kennlinien im cw-Betrieb bei unterschiedlicher Umgebungstemperatur T_U^j aufgenommen. Die Halbleitertemperatur T^j setzt sich nun aus der Umgebungstemperatur und der zusätzlichen Erwärmung T_D^j der Diode durch die Messung zusammen:

$$T^j = T_U^j + T_D^j. \quad (4.7)$$

Schneiden sich zwei der Kennlinien aus den beiden Kurvenscharen, so ist die Halbleitertemperatur im Schnittpunkt identisch, d.h. es gilt $T^i = T^j$ oder

$$T_U^i = T_U^j + T_D^j. \quad (4.8)$$

Hieraus kann dann die Temperaturerhöhung T_D^j im Halbleiter bestimmt werden. Aus den im Schnittpunkt der beiden Kurven vorliegenden Strom- und Spannungswerten I_S und U_S kann die zugehörige Gleichstromleistung berechnet werden, die aufgrund der geringen Effizienz der Gunn-Dioden näherungsweise gleich der Verlustleistung im Halbleiter ist. Damit folgt für den thermischen Widerstand:

$$Z_{th} \approx \frac{T_D^j}{U_S I_S}. \quad (4.9)$$

4.2 Hochfrequenz Charakterisierung

Der folgende Abschnitt behandelt das Hochfrequenzverhalten der Gunn-Diodenchips in einem Oszillator. Nach dem Packaging und dem Einpressen der Gunn-Diode in den Oszillator, das in Kap. 3.3 beschrieben wurde, erfolgt zunächst ein Abgleich des Oszillators, der dazu dient, die Gunn-Diode an den Oszillator anzupassen, d.h. optimale Arbeitsfrequenz und maximale Leistungsabgabe einzustellen. Nach erfolgreicher Abstimmung werden dann die Temperatur- und Spannungsabhängigkeit von Frequenz und Leistung der Gunn-Dioden von MBE 16045 näher untersucht.

Wie bereits in Kap. 3.3 erwähnt, handelt es sich bei dem verwendeten Oszillortyp um einen Oberwellen-Oszillator, der bei einer Schwingungsfrequenz von 77 GHz arbeitet. Bei einer mittleren Driftgeschwindigkeit von $v_D = 0.7 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ [Sze98] und einer Länge der aktiven Schicht von $1.6 \mu\text{m}$ beträgt die Laufzeitfrequenz der Gunn-Diode ungefähr 44 GHz, d.h. die erste Oberwelle liegt bei 88 GHz. Daraus folgt nach den Überlegungen in Kap. 2.2.4, daß die Gunn-Diode im Domänenverzögerungsmodus arbeitet, da die Laufzeitperiode τ der Gunn-Diode kleiner ist als die Schwingungsperiode T des Oszillators.

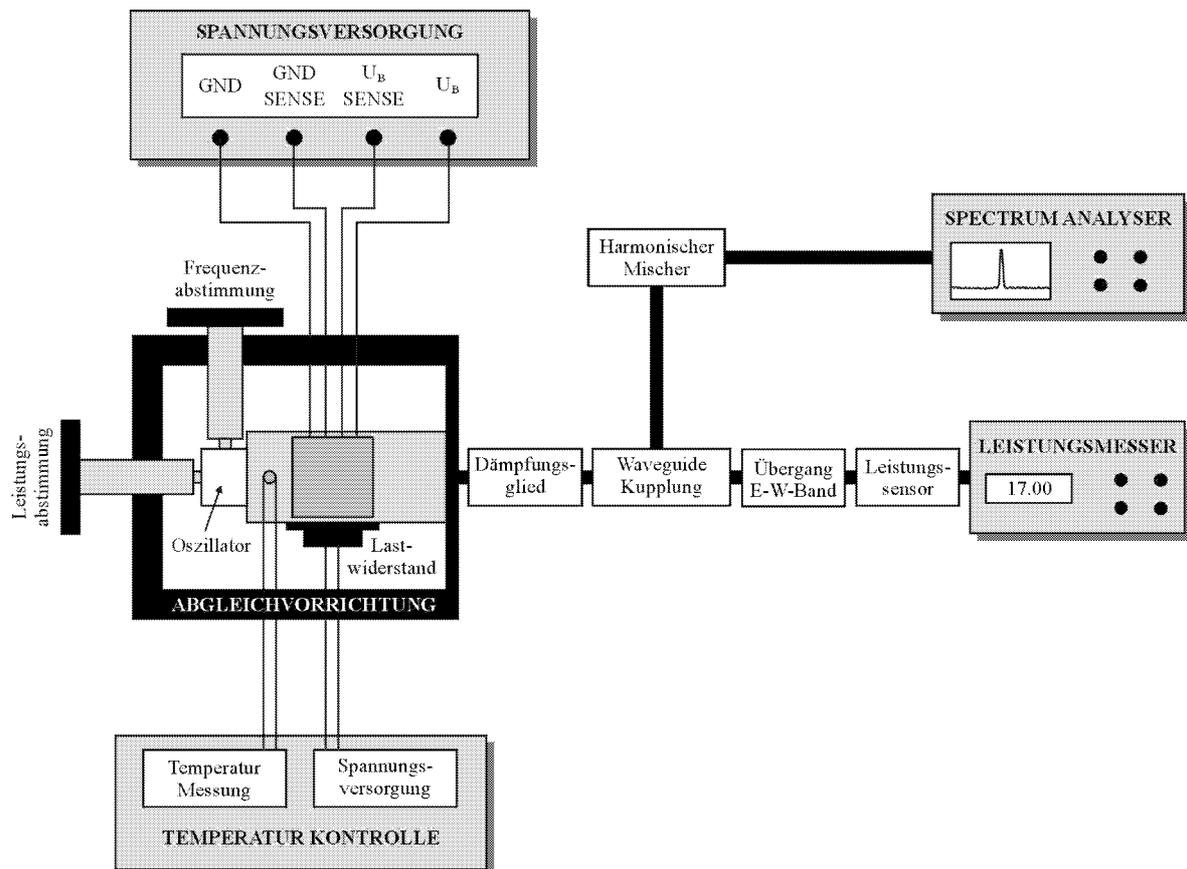


Abbildung 4.8: Schematische Darstellung des Meßaufbaus für Hochfrequenzmessungen an Gunn-Dioden.

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Messungen wurden im Rahmen eines gemeinsamen Projektes von einem Industriepartner des Forschungszentrums Jülich durchgeführt. Aufgrund einer Informationsschutzvereinbarung kann der Industriepartner hier nicht namentlich genannt werden.

4.2.1 Beschreibung des Meßaufbaus für Hochfrequenzmessungen

Zentrales Teilstück des Meßaufbaus für die Hochfrequenzmessungen in Abb. 4.8 ist die Abgleichvorrichtung. Hier wird der Oszillator an den Waveguide montiert und kann über ein Netzteil mit einer variablen Betriebsspannung U_B versorgt werden. Desweiteren besteht die Möglichkeit, die Temperatur des Oszillators zu kontrollieren. Die Temperaturmessung erfolgt dabei mittels eines Thermoelements unmittelbar neben dem Oszillator, und ein Lastwiderstand wird zur Beheizung des Gehäuses eingesetzt. Über zwei Mikrometerschrauben kann die Position des Leistungs- und des Frequenzabstimmstifts am Oszillator gezielt angepaßt werden. Nach der Abgleichvorrichtung passiert das Signal zunächst ein Dämpfungsglied mit einem Dämpfungsfaktor von 6 dB. Dadurch wird garantiert, daß der Signalpegel in der Mitte des Empfindlichkeitsbereichs des Leistungssensors liegt. Danach wird das Signal aufgeteilt und zum einem über einen harmonischen Mischer zu

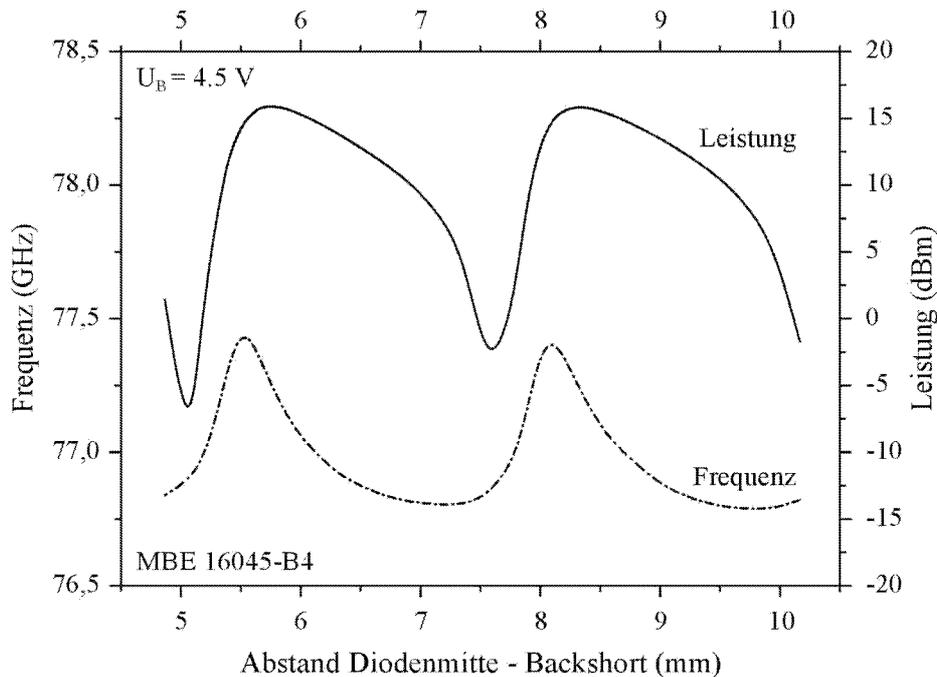


Abbildung 4.9: Typischer Verlauf von Leistung und Frequenz in Abhängigkeit von der Position des Backshorts bei einer Betriebsspannung von 4.5 V [Koop].

einem Spectrum Analyser zur Frequenzbestimmung weitergeleitet. Der andere Teil des Signals wird über einen Übergang vom E-Band zum W-Band auf einen Leistungssensor geleitet, der die abgegebene Leistung ermittelt. Nach dem Abgleich wird der Oszillator für temperaturabhängige Messungen im Bereich zwischen -40°C und 125°C in einer Temperatorkammer montiert. Nach dem gleichen Prinzip wie in Abb. 4.8 werden dann Frequenz und Leistung in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur erfaßt.

4.2.2 Abgleich des Oszillators

Der Abgleich zwischen Diode und Oszillator dient der optimalen Einstellung von Arbeitsfrequenz und Leistung. Dazu wird zunächst ein geeigneter Bias-Choke gewählt. Bei der Verwendung eines Standard-Chokes lag die Startfrequenz der gemessenen Gunn-Dioden etwa zwischen 72 und 79 GHz. Die angestrebte Arbeitsfrequenz von 77 GHz kann in solchen Fällen erreicht werden, indem der Disc-Durchmesser des Bias-Chokes entsprechend angepaßt wird. Dadurch wird jedoch auch die Impedanzanpassung der Gunn-Diode an den Wellenleiter verändert. Ist die auszugleichende Differenz zwischen Startfrequenz der Gunn-Diode und Arbeitsfrequenz zu groß, so führt die schlechtere Impedanzanpassung zu einer entsprechend geringeren Leistungsausbeute.

Nach der Wahl des Bias-Chokes erfolgt eine Leistungsabstimmung mittels des Backshorts. In Abb. 4.9 ist der typische Verlauf von Leistung und Frequenz als Funktion der Position des Backshorts bei einer Betriebsspannung von 4.5 V dargestellt. Schiebt man den Backshort in Richtung Gunn-Diode, durchläuft die abgegebene Leistung Maxima in periodischen Abständen.

Ferner ist eine ebenfalls periodische Rückwirkung auf die Oszillatorfrequenz zu sehen, die im Leistungsmaximum ca. 630 MHz höher als außerhalb des Maximums liegt. Die asymmetrische Form des Leistungsmaximums ist vermutlich auf eine leichte Fehlanpassung der Gunn-Diode an den Oszillator zurückzuführen. Die Position des Backshorts wird geringfügig hinter dem Leistungsmaximum, d.h. in der Abbildung links neben dem Maximum, fixiert, da die Rückwirkung eines äußeren Lastwiderstands auf den Oszillator geringer ist, wenn dieser nicht genau im Leistungsmaximum arbeitet. Nach dem Leistungsabgleich folgt zum Abschluß eine Feinabstimmung der Frequenz durch den Frequenzabstimmstift des Oszillators.

4.2.3 Beschreibung der Turn-On Charakteristik

Nach dem Abgleich des Oszillators wurden Frequenz und Leistung als Funktion der Betriebsspannung bestimmt. Der typische Verlauf dieser sog. "Turn-On" Charakteristik ist in Abb. 4.10 dargestellt. Bei Erreichen der Schwellenspannung von ca. 1.3 V beginnt die Gunn-Diode zu oszillieren. Die Leistung nimmt im folgenden kontinuierlich mit der Spannung zu, während das Frequenzverhalten noch instabil ist. Bei einer Spannung von ca. 3 V, der sog. "Turn-On Voltage", ist eine deutliche Diskontinuität in Leistung und Frequenz zu sehen. Jenseits dieses Spannungswertes ist die Frequenz eine monotone Funktion der Spannung, so daß der Gunn-Diodenoszillator in diesem Bereich als VCO (Voltage Controlled Oscillator) betrieben werden kann.

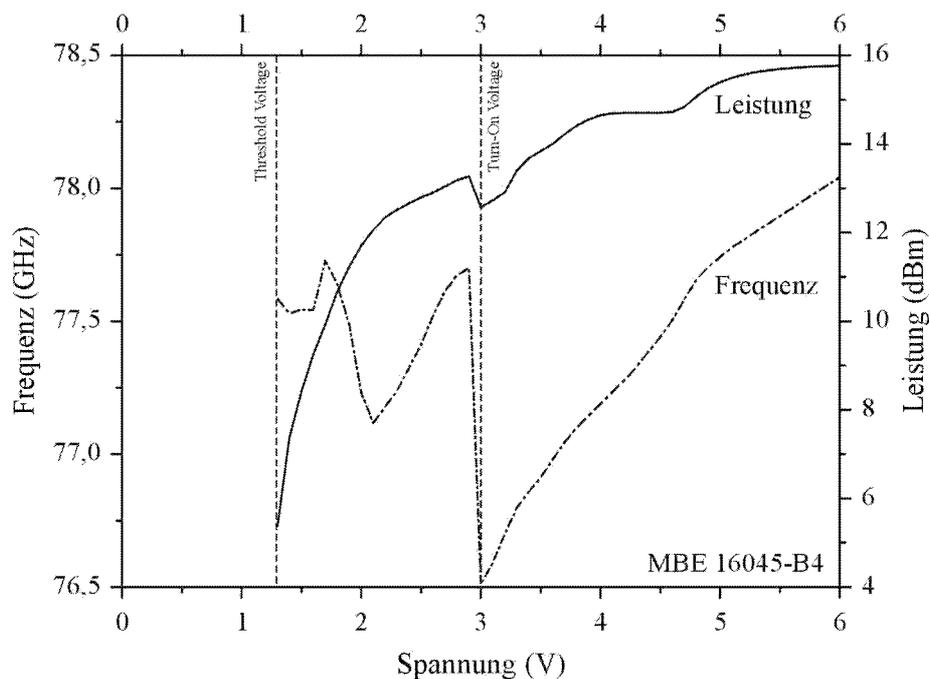


Abbildung 4.10: Typischer Verlauf von Leistung und Frequenz einer Gunn-Diode in Abhängigkeit von der Betriebsspannung bei einer Temperatur von 55°C. Erste Oszillationen zeigen sich oberhalb der Threshold Voltage von ca. 1.3 V. Ein stabiles, monoton mit der Spannung wachsendes Frequenzverhalten liegt jenseits der Turn-On Voltage von ca. 3 V vor [Koop].

4.2.4 Spannungsabhängigkeit von Frequenz und Leistung

Das Verhalten von Frequenz und Leistung in Abhängigkeit von der angelegten Betriebsspannung ist in Abb. 4.12 für eine Gunnoszillator mit einer Gunn-Diode von Schichtsystem MBE 16045 dargestellt. Die Meßkurven wurden in einer Temperaturkammer bei unterschiedlichen Umgebungstemperaturen von -40°C , -10°C , 20°C , 55°C , 90°C und 115°C aufgenommen.

Die Schwingfrequenz des Oszillators nimmt monoton mit der Betriebsspannung zu. Dieses Verhalten ist unabhängig von der jeweiligen Umgebungstemperatur, lediglich die Steigung der Kennlinien ist bei tiefen Temperaturen etwas flacher. Bei einer Betriebstemperatur von 55°C z.B. kann die Frequenz des Oszillators bei einer Erhöhung der Spannung von 4 V auf 5 V um etwa 549 MHz angehoben werden.

Wie zu Beginn dieses Kapitels bereits erwähnt, arbeitet der Gunnoszillator im Domänenverzögerungsmodus, d.h. nachdem eine Domäne die Anode erreicht hat und ausgelöscht wurde, wird für eine bestimmte Zeitspanne keine neue Domäne gebildet, weil der momentane Spannungswert unterhalb der Schwellenspannung liegt (Kap. 2.2.4). Erst wenn die Spannung wieder den Schwellenwert erreicht, kann eine neue Domäne generiert werden. In diesem Betriebsmodus ist die Schwingfrequenz durch die Eigenfrequenz des Resonanzschaltkreises gegeben. Zum Verständnis des Abstimmverhaltens kann deshalb das in Abb. 4.11 dargestellte einfache Ersatzschaltbild eines Gunnoszillators bestehend aus Gunn-Diode, Resonanzkreis und Lastwiderstand herangezogen werden. Eine Frequenzabstimmung des Oszillators ist prinzipiell durch die Kontrolle der suszeptiven Elemente der Schaltung möglich [Hob74]. Die Kapazität C_R im Resonanzschaltkreis kann z.B. durch eine Diode mit variabler Kapazität (Varaktor) realisiert werden. Eine induktive Abstimmung des Oszillators wird durch die Kopplung des Magnetfelds von L_R mit den Elektronenspins in einem YIG-Kristall (Yttrium Iron Garnet) erreicht. In dem hier vorliegenden Fall wird über die Betriebsspannung die Suszeptanz B_D der Gunn-Diode verändert und so eine Modulation der Schwingfrequenz ermöglicht.

Die Durchstimmbarkeit der Frequenz über die Betriebsspannung erlaubt den Einsatz des Oszillators als VCO (Voltage Controlled Oscillator). Auf diese Art und Weise ist es z.B. möglich, temperaturbedingte Schwankungen in der Frequenz durch eine Anpassung der Betriebsspannung auszugleichen. Allerdings ist der nutzbare Abstimmbereich mit dieser Methode geringer als z.B. beim Einsatz von Varaktoren als Modulationselement.

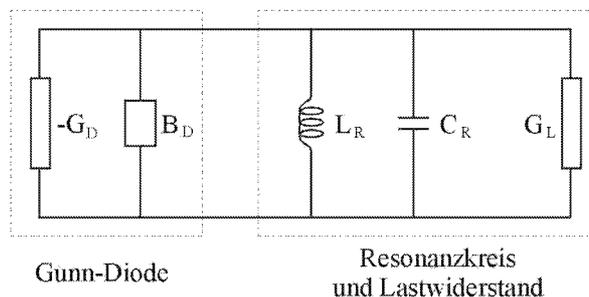


Abbildung 4.11: Einfaches Ersatzschaltbild eines Gunnoszillators bestehend aus Gunn-Diode, Resonanzkreis und Lastwiderstand [Hob74].

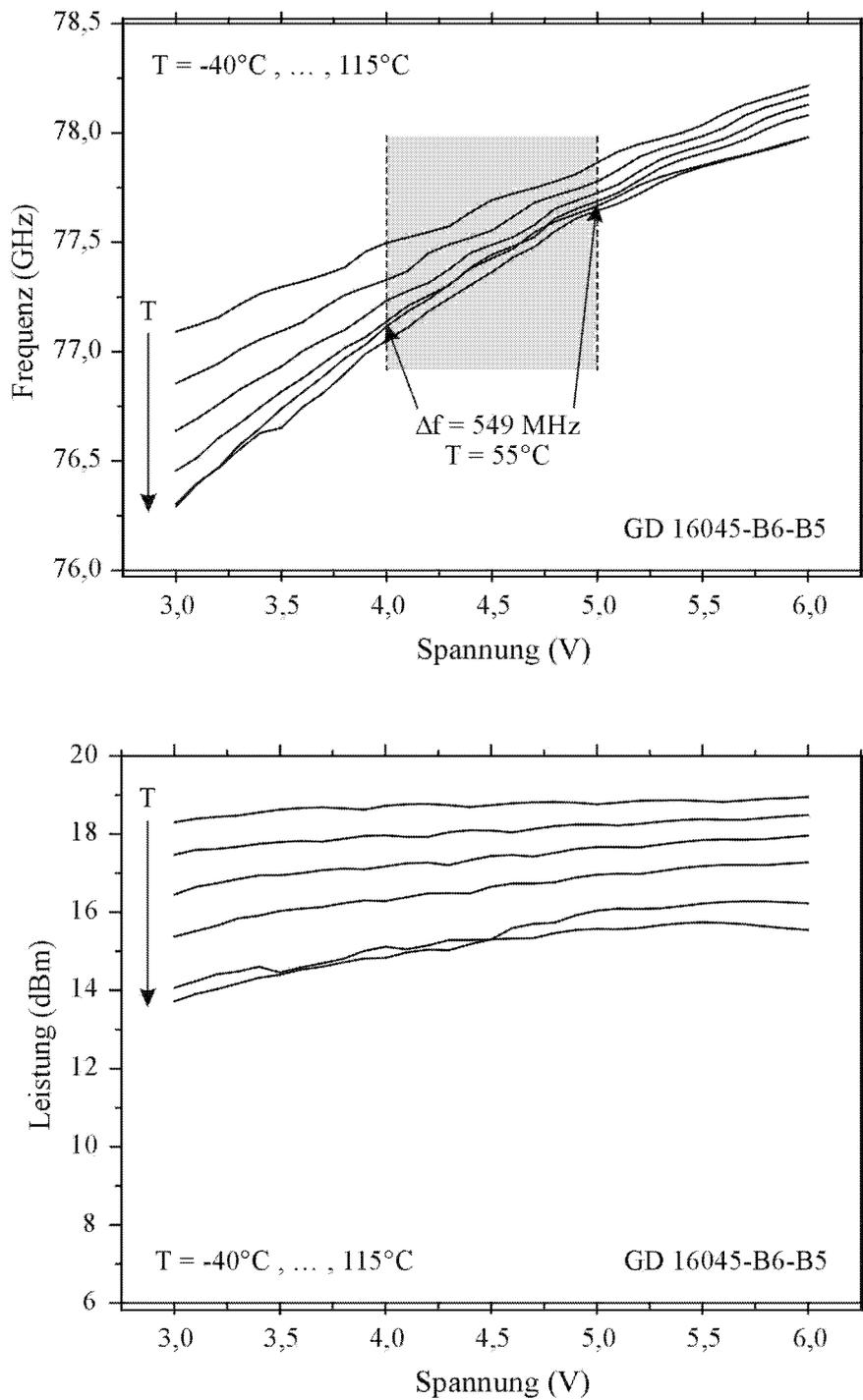


Abbildung 4.12: Verhalten von Frequenz und Leistung in Abhängigkeit von der angelegten Betriebsspannung für eine Gunn-Diode von Schichtsystem MBE 16045. Die Kennlinien wurden bei unterschiedlichen Umgebungstemperaturen zwischen -40°C und 115°C aufgenommen [Koop].

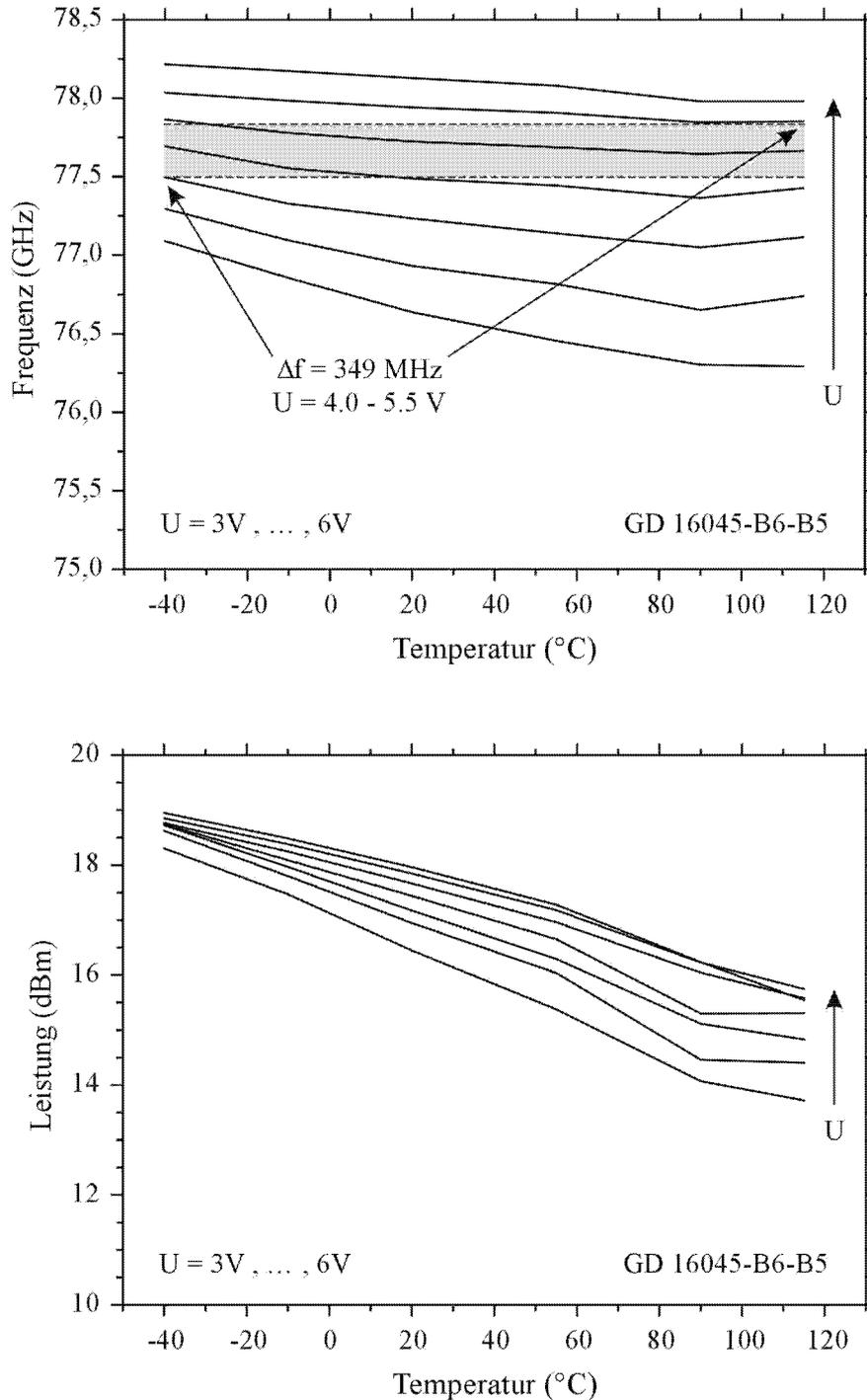


Abbildung 4.13: Temperaturabhängigkeit von Frequenz und Leistung für eine Gunn-Diode von Schichtsystem MBE 16045. Die Kennlinien wurden bei Spannungen von 3 V bis 6 V mit einer Schrittweite von 0.5 V aufgenommen [Koop].

Der Verlauf der Leistung wird deutlich weniger von der Betriebsspannung beeinflusst (Abb. 4.12). Bei tiefen Temperaturen ist sie über dem gesamten Spannungsbereich nahezu konstant, während bei höherer Temperatur ein leichter Anstieg des Leistungspegels mit der Betriebsspannung zu beobachten ist. Betreibt man den Gunnoszillator als VCO, so ist das vorliegende Leistungsverhalten vorteilhaft, da dadurch bei der Abstimmung der Frequenz über die Betriebsspannung die Rückwirkung auf die abgegebene Leistung gering ist.

4.2.5 Temperaturabhängigkeit von Frequenz und Leistung

In Abb. 4.13 ist die Temperaturabhängigkeit von Frequenz und Leistung des Gunnoszillators mit der Gunn-Diode von MBE 16045 dargestellt. Die Kennlinien wurden bei Spannungen von 3 V bis 6 V mit einer Schrittweite von 0.5 V aufgenommen.

Generell ist in Abb. 4.13 eine leichte Abnahme der Schwingfrequenz mit zunehmender Temperatur zu beobachten. Dabei ist die Frequenzdrift bei niedrigen Betriebsspannungen deutlich größer als bei hohen Spannungen. Bei einer Temperatur von 115°C ist sogar wieder ein leichter Anstieg der Frequenz zu sehen. Die prinzipiell gute Frequenzstabilität des Gunnoszillators gegenüber Temperaturänderungen ist u.a. auf die Verwendung eines Injektors zurückzuführen (vgl. Kap. 2.3.2).

Für eine Anwendung relevant ist der maximale Frequenzbereich, der zur spannungsgesteuerten Abstimmung der Schwingfrequenz im gesamten gemessenen Temperaturbereich ausgenutzt werden kann. Als Beispiel wurde in Abb. 4.13 der Spannungsbereich zwischen 4 V und 5.5 V farblich hervorgehoben. Innerhalb dieses Intervalls kann die Schwingfrequenz im gesamten Temperaturbereich um 349 MHz verändert werden.

Die Leistung des Gunnoszillators nimmt kontinuierlich mit der Temperatur ab. Ausschlaggebend für dieses Verhalten ist die Temperaturabhängigkeit der $v(E)$ -Charakteristik, die eine Abnahme des Wirkungsgrades η des Gunnoszillators bei steigender Temperatur bewirkt.

Die abgegebene Mikrowellenleistung P_{MW} ist proportional zum Wirkungsgrad η des Gunnoszillators und zur anliegenden DC-Leistung P_{DC} . Der Wirkungsgrad η hängt dabei nicht nur von den intrinsischen Materialeigenschaften der Gunn-Diode ab, sondern z.B. auch vom jeweiligen Betriebsmodus (Kap. 2.2.4) und von der Anpassung der Gunn-Diode an den Oszillator. Eine Abschätzung des Wirkungsgrades unter optimalen Betriebsbedingungen mit rechteckförmigen Strompulsen zeigt, daß der maximal mögliche Wirkungsgrad vom Peak-to-Valley Verhältnis der $v(E)$ -Kennlinie abhängt [Hob74]. Mit Peak-to-Valley Verhältnis bezeichnet man den Unterschied zwischen der Driftgeschwindigkeit im Maximum der $v(E)$ -Kennlinie und der Sättigungsdriftgeschwindigkeit. Mit steigender Temperatur wird der Unterschied zwischen Peak und Valley der $v(E)$ -Kennlinie jedoch zunehmend geringer [Ruc70], so daß der erzielbare Wirkungsgrad und damit auch die abgegebene Mikrowellenleistung abnehmen.

Kapitel 5

Messungen an koplanaren Gunn-Dioden

Dieses Kapitel behandelt Messungen, die an Gunn-Dioden mit koplanaren Kontaktpads vorgenommen wurden. Das koplanare Layout ermöglicht die Kontaktierung der Dioden an einem S-Parameter oder C-V Meßplatz mit koplanaren Meßspitzen. Nach einer kurzen Betrachtung der Gleichstrom-Kennlinien wird das Hochfrequenzverhalten der koplanaren Gunn-Dioden anhand von S-Parameter Messungen diskutiert. Hier ist insbesondere die Frequenzabhängigkeit der Impedanz von Bedeutung, die aus den gemessenen Streuparametern berechnet werden kann. Die Meßdaten werden mit der Theorie zum Kleinsignalverhalten in Kap. 2.2.2 verglichen, und Unterschiede zwischen Klein- und Großsignalverhalten werden erörtert. Ferner wird speziell das Impedanzverhalten bei kleinen Frequenzen unterhalb von 10 MHz untersucht, da das thermische Verhalten der Gunn-Diode den Verlauf der Impedanz in diesem Frequenzbereich entscheidend beeinflusst.

5.1 I-U-Kennlinien koplanarer Gunn-Dioden

In Abb. 5.1 sind die Gleichstrom-Kennlinien der koplanaren Gunn-Dioden von Schichtsystem MBE 16016, dessen Aufbau identisch ist mit MBE 16017, dargestellt. Es wurden ausschließlich Gunn-Dioden mit selbstjustierend aufgedampften Bottomkontakten verwendet (vgl. Kap. 3.4.3), um den parasitären Serienwiderstand der Bauelemente zu minimieren. Die Messung erfolgte mit dem Versuchsaufbau aus Abb. 4.2 unter Verwendung von 80 μ s Pulsen. Aber auch ein cw-Betrieb war trotz fehlender Wärmesenke möglich, ohne die Dioden durch thermische Überlastung zu zerstören. Dies ist insbesondere für die S-Parameter Messungen wichtig, da während dieser Messung zur Festlegung des Arbeitspunktes für einen längeren Zeitraum eine konstante Bias-Spannung angelegt werden muß. Es ist zu beachten, daß der Topkontakt die Kathode der koplanaren Gunn-Diode bildet, d.h. die Polung der koplanaren Gunn-Diode ist im Vergleich zu den Gunn-Diodenchips vertauscht. Ursache hierfür ist der veränderte Prozeßablauf, der mit der Strukturierung des Topkontaktes anstelle der Wärmesenke beginnt. Die Fläche der gemessenen Dioden variierte zwischen $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ und $24 \times 24 \mu\text{m}^2$.

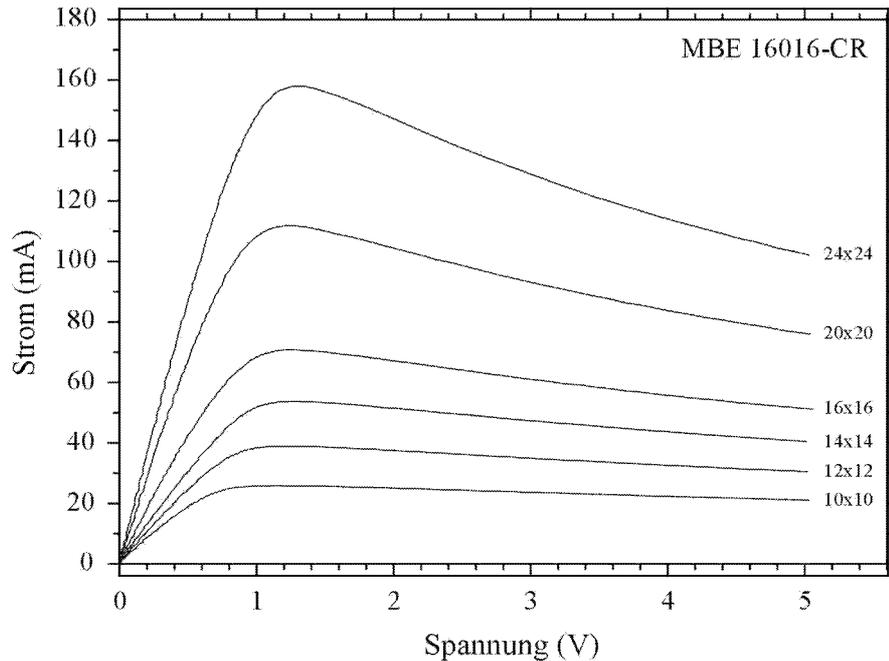


Abbildung 5.1: Gleichstrom-Kennlinien von koplanaren Gunn-Dioden mit unterschiedlicher Mesagröße gemessen mit $80 \mu\text{s}$ Pulsen. Die Fläche der Dioden variiert zwischen $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ und $24 \times 24 \mu\text{m}^2$.

Die Kennlinien in Abb. 5.1 zeigen nahezu keine Verschiebung der Peakspannung bei Änderung der Diodengröße und eine sehr gute Skalierbarkeit des Stroms mit der Mesafäche bei einer mittleren Stromdichte von 27.2 kA/cm^2 . Da die koplanaren Meßspitzen, speziell für den Frequenzbereich bis 110 GHz, sehr empfindlich sind, wurden nur Gunn-Dioden mit Peakströmen unter 100 mA für die S-Parameter Messungen verwendet.

5.2 S-Parameter Messungen bis 110 GHz

Die Hochfrequenzcharakterisierung von Halbleiterbauelementen erfolgt üblicherweise durch die Bestimmung von Streuparametern, den sog. S-Parametern. Eine kurze Definition der S-Parameter und eine Anleitung zur Umrechnung von S-Parametern in Impedanzen befindet sich in Anh. B. Die hier durchgeführten Messungen sind 1-Tor-Messungen, d.h. die Zahl der S-Parameter reduziert sich auf den Eingangsreflexionsfaktor S_{11} , der das Verhältnis von auslaufender zu einfallender Leistung wiedergibt.

Vor der eigentlichen Messung mit einem Hewlett Packard 8510C Network Analyser findet eine Kalibrierung des Meßplatzes statt, die dazu dient, das Frequenzverhalten der Meßapparatur an sich zu bestimmen. Die so ermittelten Daten werden bei der eigentlichen Messung des Bauelements automatisch zur Korrektur der S-Parameter verwendet, so daß der gemessene Reflexionsfaktor S_{11} ausschließlich das Frequenzverhalten des Bauelements charakterisiert.

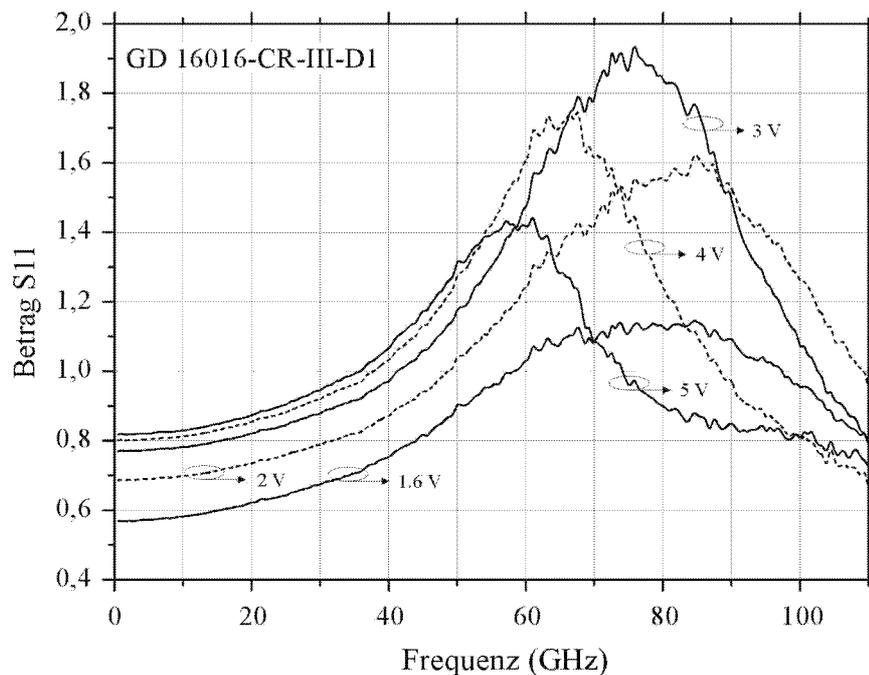


Abbildung 5.2: Betrag des Eingangsreflexionsfaktors S_{11} für verschiedene Bias-Spannungen in Abhängigkeit von der Frequenz. In bestimmten Frequenzintervallen ist der Betrag von S_{11} größer als 1, d.h. das eintreffende Signal wird von der Gunn-Diode verstärkt.

5.2.1 Beschreibung der Messungen

Der Betrag von S_{11} ist in Abb. 5.2 für verschiedene Bias-Spannungen in Abhängigkeit von der Frequenz dargestellt. Für jeden Spannungswert liegt der Kurvenverlauf in einem bestimmten Frequenzintervall oberhalb von 1, d.h. die Gunn-Diode zeigt Kleinsignalverstärkung. Ferner besitzt jede Kurve ein deutliches Maximum, dessen absolute Größe und Frequenzlage von der jeweiligen Bias-Spannung abhängt. Der Betrag von S_{11} im Maximum nimmt zunächst mit der Spannung zu, erreicht bei 3 V ein absolutes Maximum und sinkt bei höheren Spannungen wieder ab. Mit wachsender Bias-Spannung verschiebt sich die Lage des Maximums zu kleineren Frequenzen.

Nach den in Anh. B aufgeführten Formeln wurde aus den Streuparametern die zugehörige Impedanz Z bestimmt, deren Real- und Imaginärteil in Abb. 5.3 bis Abb. 5.5 aufgetragen ist. In Abb. 5.3 fällt zunächst auf, daß der Realteil von Z für kleine Frequenzen (Die Messung begann mit einer Frequenz von 500 MHz) sehr große, positive Werte annimmt, die mit der Bias-Spannung ansteigen. Dies ist zunächst verwunderlich, zeigen doch die DC-Kennlinien der koplanaren Gunn-Dioden in diesem Spannungsbereich einen negativ-differentiellen Widerstand. Aus diesem Grunde wurde speziell der niederfrequente Bereich zwischen 50 Hz und 10 MHz noch einmal gesondert untersucht. Die Ergebnisse dieser Untersuchung werden in Kap. 5.3 behandelt.

In Abb. 5.3 ist weiterhin zu sehen, daß der Realteil von Z mit wachsender Frequenz absinkt und schließlich ab einer spannungsabhängigen Grenzfrequenz negativ wird. Der Frequenzbereich mit $\text{Re}(Z) < 0$ ist zur genaueren Analyse in Abb. 5.4 vergrößert abgebildet, da die Gunn-Diode

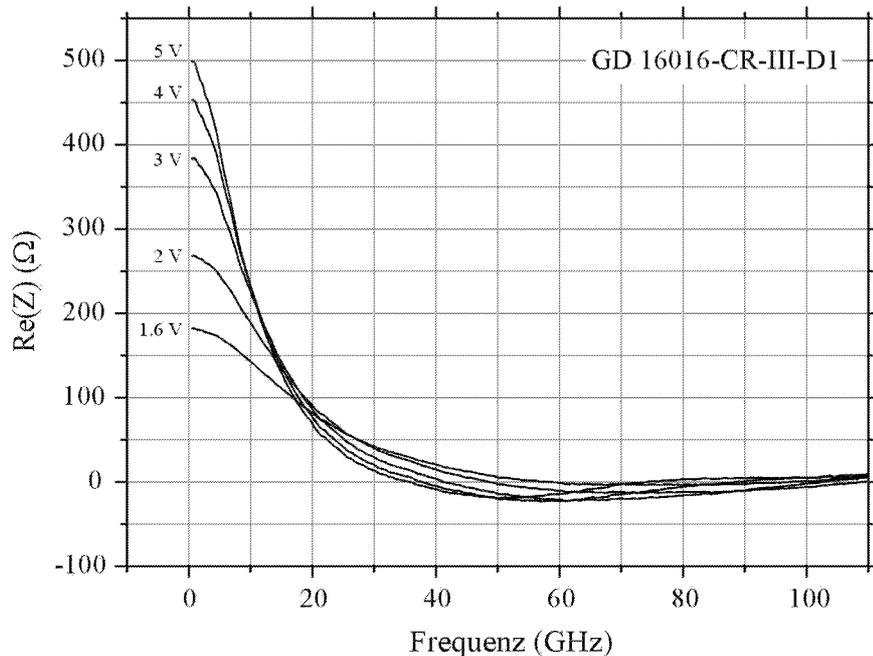


Abbildung 5.3: Verlauf des Realteils der Impedanz in Abhängigkeit von der Frequenz für verschiedene Bias-Spannungen. Die Impedanz kann aus den gemessenen Werten des Reflexionsfaktors S_{11} mit Hilfe der Umrechnungsformeln in Anh. B bestimmt werden.

in diesem Bereich instabiles Verhalten zeigt, d.h. in einem Resonanzkreis wären unter diesen Bedingungen Schwingungen möglich (vgl. Kap. 2.2.2). Sowohl die Grenzfrequenz, ab der der Realteil von Z negativ wird, als auch die Breite des Frequenzintervalls mit $\text{Re}(Z) < 0$ sind von der angelegten Bias-Spannung abhängig. Jede der Kurven besitzt ein Minimum, dessen Größe und Frequenzlage ebenfalls spannungsabhängig sind. Die Lage des Minimums wandert mit zunehmender Spannung in Richtung kleinerer Frequenzen. Das absolute Minimum bzw. der maximale Betrag des negativ-differentiellen Widerstands liegt bei einer Bias-Spannung zwischen 3 V und 4 V vor. Auffällig ist, daß der maximale Betrag des negativ-differentiellen Widerstands bei einer Frequenz erreicht wird, die oberhalb der Fundamentalfrequenz der Gunn-Diode im Domänenbetrieb liegt.

Abb. 5.5 zeigt abschließend das Verhalten des Imaginärteils der Impedanz über der Frequenz. Es liegt überwiegend kapazitives Verhalten vor ($\text{Im}(Z) < 0$). Der maximale Betrag des Imaginärteils nimmt mit der Spannung zu und wird zu kleineren Frequenzen verschoben.

5.2.2 Diskussion der Ergebnisse

Die in Abb. 5.2 beobachtete Kleinsignalverstärkung ist auf das Vorhandensein von Raumladungswellen zurückzuführen, die sich mit der mittleren Driftgeschwindigkeit v_0 der Elektronen ausbreiten (Kap. 2.2.2). Eine maximale Verstärkung ist dann zu erwarten, wenn die Frequenz der einfallenden Welle mit der Eigenfrequenz der Gunn-Diode übereinstimmt, die gleich dem Quotient aus der mittleren Driftgeschwindigkeit v_0 und der Länge L der aktiven Schicht ist.

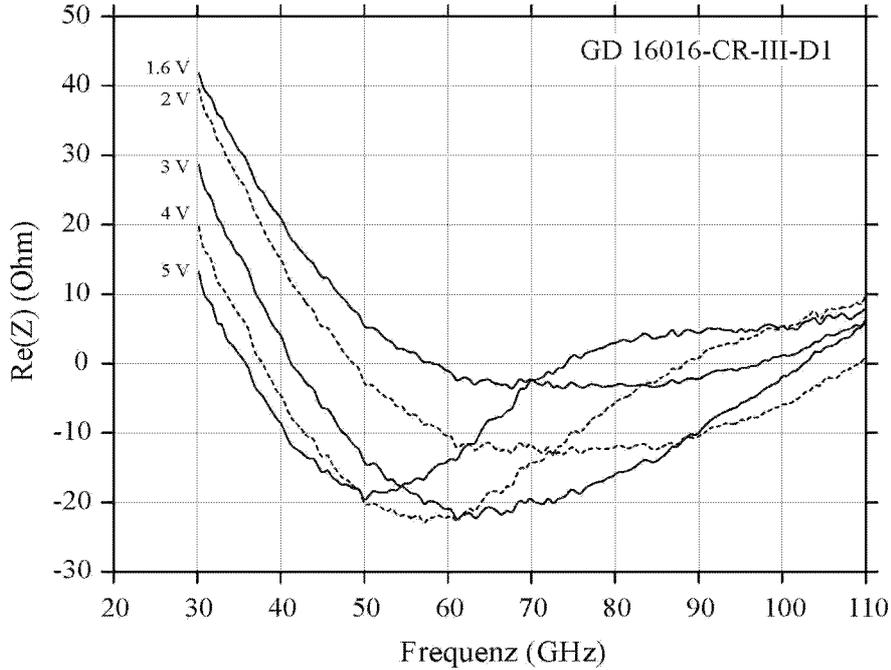


Abbildung 5.4: Detailvergrößerung von Abb. 5.3 in einem Frequenzbereich, in dem der Realteil der Impedanz negativ ist. Betrag und Ausdehnung des negativen Widerstands sind von der Bias-Spannung anhängig.

Da die Driftgeschwindigkeit von der elektrischen Feldstärke bzw. der angelegten Bias-Spannung abhängt, ist auch die Frequenz, bei der die maximale Verstärkung auftritt, spannungsabhängig. Anhand der $v(E)$ -Kennlinie in Abb. 2.3 ergibt sich oberhalb der Schwellenfeldstärke bei einer Erhöhung der elektrischen Feldstärke bzw. der Bias-Spannung eine kleinere mittlere Driftgeschwindigkeit. Dementsprechend wird, wie in Abb. 5.2 zu sehen, bei einer Spannungserhöhung das Maximum der Verstärkung zu kleineren Frequenzen verschoben.

Um das Auftreten des absoluten Maximums in Abb. 5.2 bei einer Bias-Spannung von 3 V zu verstehen, sei zunächst die analytische Beschreibung der Raumladungswellen gemäß Gl. (2.29) in Kap. 2.2.2 betrachtet. Das Anwachsen der Amplitude der Raumladungswelle wird durch den Exponentialfaktor $e^{-\beta_x x}$ beschrieben mit

$$\beta_x = \frac{en_0\mu_0}{\epsilon\epsilon_0v_0}. \quad (5.1)$$

Daraus folgt, daß der Verstärkungsfaktor β_x proportional zur differentiellen Beweglichkeit μ_0 ist, deren Spannungsabhängigkeit aus der Steigung der $v(E)$ -Charakteristik abgeleitet werden kann (Abb. 2.3). Oberhalb der Schwellenfeldstärke bzw. der Schwellenspannung wird die differentielle Beweglichkeit negativ, und ihr Betrag nimmt zunächst mit der Spannung zu. Die maximale negativ-differentielle Beweglichkeit liegt bei Erreichen des Wendepunktes in der $v(E)$ -Kennlinie vor. Danach nimmt der Betrag von μ_0 mit wachsender Spannung wieder ab. Der Betrag von μ_0 zeigt also als Funktion der Spannung ein Maximum, das sich über Gl. (5.1) und den Exponentialfaktor $e^{-\beta_x x}$ auch im spannungsabhängigen Verhalten des Reflexionsfaktors S_{11} wiederfindet.

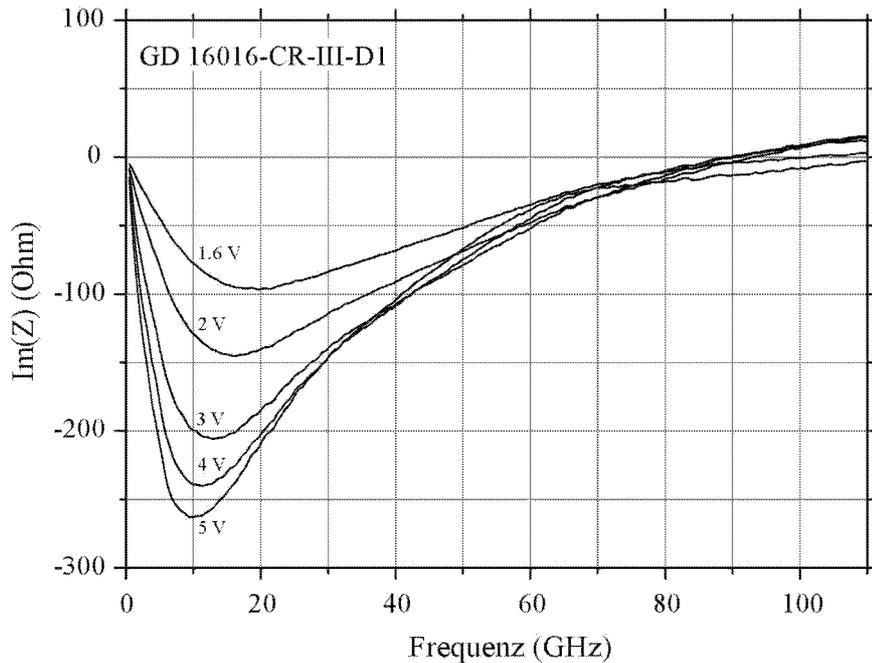


Abbildung 5.5: Verlauf des Imaginärteils der Impedanz in Abhängigkeit von der Frequenz für verschiedene Bias-Spannungen. Es liegt überwiegend kapazitives Verhalten vor.

In Analogie zu der spannungsabhängigen Verschiebung des Verstärkungsmaximums in Abb. 5.2 ist auch bei der Darstellung des Realteils der Impedanz in Abb. 5.4 eine Verschiebung des Bereichs mit negativ-differentiellem Widerstand zu kleineren Frequenzen zu beobachten, wenn die Bias-Spannung erhöht wird. Als Ursache für die Frequenzverschiebung kann auch hier die Abnahme der Driftgeschwindigkeit bei höheren Spannungen angesehen werden.

Darüberhinaus wurde anhand von Abb. 5.3 und Abb. 5.4 festgestellt, daß der maximale negativ-differentielle Widerstand nicht im Bereich der Fundamentalfrequenz der Gunn-Diode im Domänenbetrieb (hier also bei etwa 44 GHz), sondern bei höheren Frequenzen auftritt. Das unterschiedliche Verhalten der Gunn-Diode im Bereich der Kleinsignalverstärkung durch Raumladungswellen einerseits und im Oszillatorbetrieb mit Hochfelddomänen andererseits kann durch die verschiedenen Signalpegel in den beiden Betriebsmodi begründet werden [Hak67].

Zum Verständnis dieses Zusammenhangs sei noch einmal an die Entstehung einer Hochfelddomäne erinnert (Kap. 2.1.3). Ausgehend von einer kleinen Ladungsfluktuation führt das Anwachsen der Raumladung im Grenzfall zur Entstehung einer Hochfelddomäne. Während die Feldstärke in der Domäne während dieses Prozesses stetig anwächst, sinkt die Feldstärke außerhalb dieser Zone bis unter die Schwellenfeldstärke ab. Durch die Aufspaltung des elektrischen Feldes in diese beiden Teilbereiche kann die Driftgeschwindigkeit der Domäne nicht mehr anhand der bekannten $v(E)$ -Charakteristik bestimmt werden, sondern es muß stattdessen die Flächenregel von Butcher verwendet werden (Abb. 2.7). Dadurch ergeben sich andere, in der Regel kleinere Driftgeschwindigkeiten, was dazu führt, daß der maximale negativ-differentielle Widerstand im Domänenbetrieb bei niedrigeren Frequenzen auftritt.

5.2.3 Vergleich mit der Theorie

Im folgenden soll nun die in Kap. 2.2.2 vorgestellte Theorie zum Kleinsignalverhalten mit den Meßdaten in Abb. 5.3 verglichen werden. Nach Gl. (2.34) gilt für die Kleinsignalimpedanz Z_D der Zusammenhang

$$Z_D = \frac{1}{A\epsilon\epsilon_0 v_0} \frac{e^{-\gamma L} + \gamma L - 1}{\gamma^2} \quad (5.2)$$

mit

$$\gamma = \beta_x + i\beta, \quad \beta_x = \frac{\omega_x}{v_0}, \quad \omega_x = \frac{en_0\mu_0}{\epsilon\epsilon_0}, \quad \beta = \frac{\omega}{v_0}, \quad \omega = 2\pi f.$$

Wählt man v_0 und ω_x als freie Parameter, so kann der Verlauf der Kleinsignalimpedanz Z_D an die Meßdaten angepaßt werden. Als Startwerte wurden dabei $v_0 = 10^5$ m/s und $\omega_x = -3 \cdot 10^{11}$ s⁻¹ verwendet. Ferner gilt für die Fläche der gemessenen Diode $A = (16 \mu\text{m})^2 = 2.56 \cdot 10^{-10}$ m², für die relative Dielektrizitätszahl $\epsilon = 13$ und für die Länge der aktiven Schicht $L = 1.6 \mu\text{m}$. Mit diesen Daten erhält man den in Abb. 5.6 strich-punktiert dargestellten Kurvenverlauf, der auch durch weitere Iterationsschritte nicht wesentlich besser an die Meßdaten angepaßt werden kann. Eine Verbesserung ergibt sich erst, indem man das Ersatzschaltbild der Gunn-Diode durch eine parallel zu Z_D geschaltete Diodenkapazität C mit der Impedanz

$$Z_C = -\frac{i}{\omega C} \quad (5.3)$$

erweitert. Die Diodenkapazität C ergibt sich aus der Anordnung der beiden hoch-dotierten GaAs-Kontaktschichten, in deren Mitte die niedrig-dotierte aktive GaAs-Schicht als Dielektrikum eingebettet ist. Wird nun der Verlauf der Gesamtimpedanz

$$Z_G = \frac{1}{\frac{1}{Z_D} + \frac{1}{Z_C}} \quad (5.4)$$

mit der Kapazität C als zusätzlichem freien Parameter zur Anpassung an die Meßdaten verwendet, so ergibt sich der in Abb. 5.6 gestrichelt dargestellte Verlauf. Diese Kurve gibt bereits deutlich besser das Verhalten der Messung wieder. Eine Bestimmung von v_0 und ω_x nach dieser Methode ist jedoch zu ungenau, da die Abweichung von den Meßdaten gerade im Bereich des negativen Realteils am größten ist. Vergleicht man allerdings die aus dem Fit ermittelte Diodenkapazität $C = 23.6 \pm 0.4$ fF mit einer einfachen Abschätzung der DC-Kapazität

$$C_{DC} = \frac{\epsilon\epsilon_0 A}{L} \approx 18.4 \text{ fF}, \quad (5.5)$$

so ergibt sich hier eine recht gute Übereinstimmung.

Eine weitere Auffälligkeit der Messungen in Abb. 5.3 ist, daß der Realteil von Z für kleine Frequenzen große positive Werte annimmt, obwohl die DC-Kennlinien als Grenzfall für f gegen Null einen Bereich mit negativ-differentiellem Widerstand zeigen. Dazu wurde im folgenden Abschnitt speziell der Frequenzbereich unterhalb von 10 MHz untersucht.

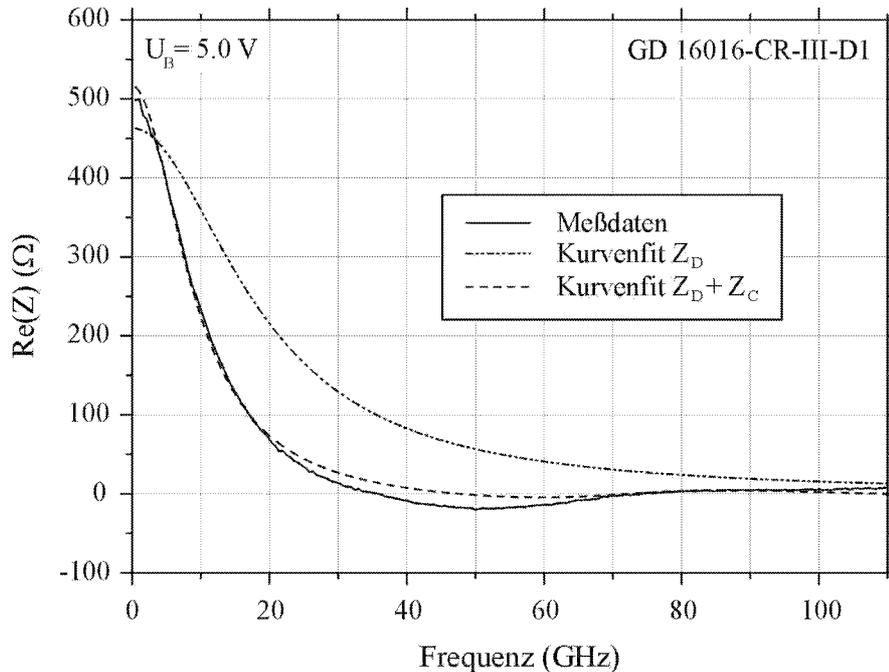


Abbildung 5.6: Anpassung verschiedener Impedanzmodelle an die Kleinsignalmeßdaten bei einer Bias-Spannung von 5 V. Die Anpassung gemäß des Impedanzmodells nach Gl. (2.34) ist sehr ungenau. Erst nach der Erweiterung des Modells durch eine parallele Kapazität kann der Verlauf besser an die Meßdaten angepaßt werden.

5.3 Impedanzverhalten unterhalb von 10 MHz

Zur Bestimmung der Frequenzabhängigkeit der Impedanz im Bereich zwischen 50 Hz und 10 MHz wurde ein Agilent 4294A Precision Impedance Analyser mit koplanaren Meßspitzen verwendet. Mit diesem Versuchsaufbau sind prinzipiell Messungen bis 110 MHz möglich, jedoch machte sich trotz Kalibrierung oberhalb von 10 MHz der Frequenzgang der Zuleitungen störend bemerkbar. Zur Bestimmung der Impedanz wird der angelegten Bias-Spannung ein Wechselspannungssignal überlagert, dessen Amplitude 10 mV betrug.

In Abb. 5.7 ist der Realteil der gemessenen Impedanz als Funktion der Frequenz für verschiedene Bias-Spannungen aufgetragen. Die Kurven zeigen deutlich einen Übergang von negativ-differentiellem zu positiv-differentiellem Widerstand bei einer Frequenz zwischen 100 kHz und 200 kHz. Ferner nehmen der Betrag des negativ-differentiellen als auch der Betrag des positiv-differentiellen Widerstands mit der Spannung zu.

Die Vorzeichenänderung im differentiellen Widerstand kann durch das Temperaturverhalten des Bauelements erklärt werden. Der in den DC-Kennlinien auftretende Bereich mit negativ-differentiellem Widerstand ist eine Folge der thermischen Belastung des Bauelements. Denn mit der Erhöhung der Bias-Spannung steigt die Temperatur im Halbleiter an und die damit verbundene Abnahme der Stromdichte führt zu der beobachteten abfallenden Kennlinienform.

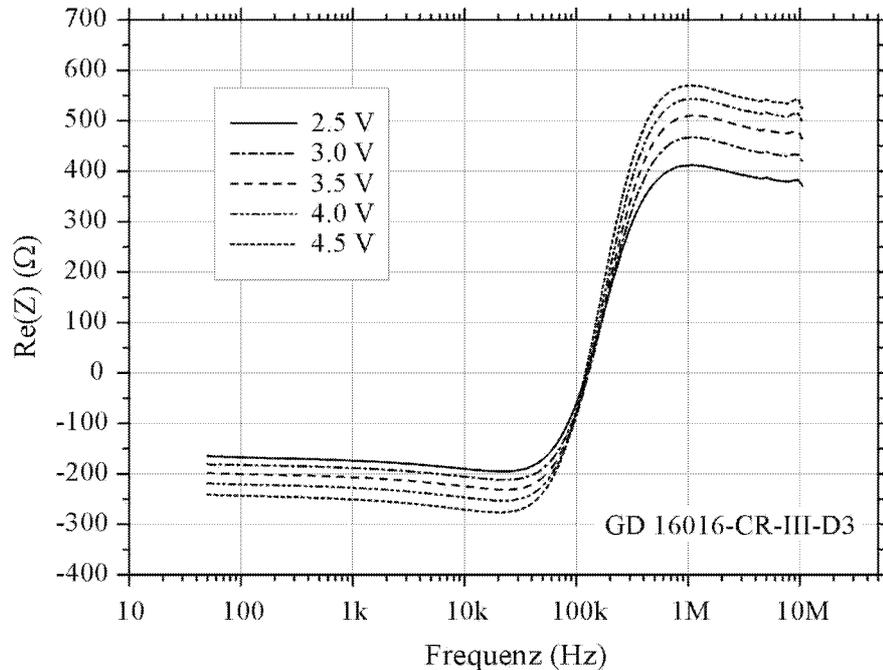


Abbildung 5.7: Realteil der Impedanz Z für verschiedene Bias-Spannungen in Abhängigkeit von der Frequenz. Bei einer Frequenz zwischen 100 kHz und 200 kHz ist ein deutlicher Übergang von negativ-differentiellem zu positiv-differentiellem Widerstand zu sehen.

Bei den Messungen am C-V Meßplatz befindet sich der Halbleiter aufgrund der anliegenden konstanten Bias-Spannung im Gleichgewicht auf einer bestimmten Temperatur. Die der Gleichspannung überlagerte Wechselspannung kann dann in Abhängigkeit von der Frequenz zu einer Temperaturänderung des Halbleiterkristalls führen. Dieser Zusammenhang kann anhand eines einfachen Modells erläutert werden.

Ähnlich einem RC-Glied eines elektronischen Schaltkreises besitzt die Gunn-Diode eine thermische Kapazität

$$C_{th} = c_v m \quad (5.6)$$

und einen thermischen Widerstand

$$R_{th} = \frac{d}{\lambda A}. \quad (5.7)$$

Dabei sind c_v die spezifische Wärmekapazität des Halbleiters, m seine Masse, A die Fläche, d die Dicke des Halbleitermaterials und λ die Wärmeleitfähigkeit. Die charakteristische Zeitkonstante τ_{th} dieses RC-Gliedes ist

$$\tau_{th} = C_{th} R_{th} = \frac{c_v m d}{\lambda A}. \quad (5.8)$$

Daraus ergibt sich für die thermische Frequenz

$$f_{th} = \frac{1}{\tau_{th}} = \frac{\lambda A}{c_v m d}. \quad (5.9)$$

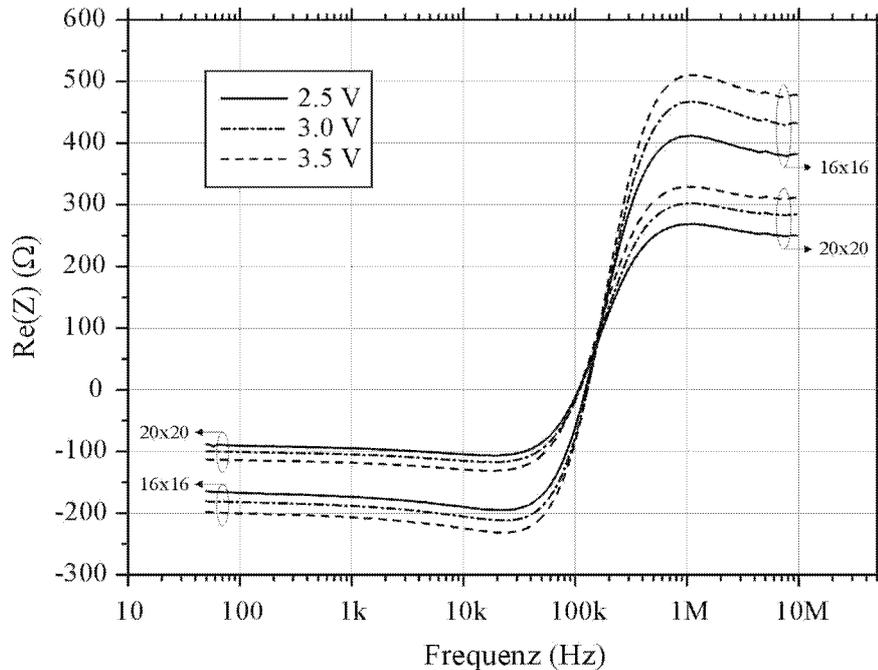


Abbildung 5.8: Realteil der Impedanz in Abhängigkeit von der Frequenz gemessen an zwei Gunn-Dioden mit einer Fläche von $16 \times 16 \mu\text{m}^2$ bzw. $20 \times 20 \mu\text{m}^2$. Die Frequenz, bei der der Vorzeichenwechsel im differentiellen Widerstand erfolgt, ist unabhängig von der Fläche der gemessenen Gunn-Diodenmesa.

Unterhalb der Frequenz f_{th} bewirkt die angelegte Wechselspannung eine Temperaturänderung des Kristalls. Die Spannung ändert sich sozusagen langsam genug, um ein “Laden” und “Entladen” der thermischen Kapazität zu ermöglichen. Eine Erhöhung der Spannung über die Gleichgewichtslage während der positiven Halbwellen des Wechselspannungssignals bewirkt einen Temperaturanstieg im Halbleiter. Dadurch sinkt die Stromdichte und im Mittel werden trotz erhöhter Spannung kleinere Ströme gemessen. Während der negativen Halbwellen des Wechselspannungssignals sinkt mit der Spannung auch die Temperatur ab, die Stromdichte steigt und im Mittel werden größere Ströme gemessen. Insgesamt ist die Steigung der Kennlinie im aktuellen Arbeitspunkt also negativ, und es liegt ein Bereich mit negativ-differentiellem Widerstand vor (vgl. Abb. 5.7).

Oberhalb von f_{th} ist die Änderung der Spannung so schnell, daß die Kristalltemperatur aufgrund der Wärmekapazität der Frequenz nicht mehr folgen kann und somit konstant bleibt. Ohne Temperaturänderung aber bewirkt eine Spannungserhöhung durch das Wechselspannungssignal einen Anstieg im Strom und eine Verringerung der Spannung entsprechend eine Abnahme des Stroms. Demzufolge wird nun die ordinäre Strom-Spannungskennlinie gemessen, die monoton mit der Spannung ansteigt und keinen negativ-differentiellen Widerstand zeigt (vgl. Abb. 5.7). Die Messungen bestätigen demnach die in Kap. 2.2.1 beschriebenen Berechnungen zum Verhalten der stationären Strom-Spannungskennlinie.

Die Größe der thermischen Zeitkonstante soll nun nach Gl. (5.8) abgeschätzt werden. Für das Halbleitervolumen V , das die thermische Kapazität bildet, kann in erster Näherung das Volumen der koplanaren Gunn-Diodenmesa angesetzt werden:

$$V = A d. \quad (5.10)$$

Dabei bezeichnet A die Fläche und d die Dicke der Gunn-Diodenmesa. Für die Masse der Gunn-Diodenmesa ergibt sich dann

$$m = V \rho = A d \rho. \quad (5.11)$$

Setzt man Gl. (5.11) in Gl. (5.8) ein, so folgt für die thermische Zeitkonstante

$$\tau_{th} = \frac{c_v \rho}{\lambda} d^2. \quad (5.12)$$

Die Berechnung von τ_{th} ist demnach unabhängig von der Fläche A der Gunn-Diodenmesa, es verbleibt nur die Abhängigkeit von der Dicke d des zur Wärmekapazität beitragenden Halbleitermaterials. Dieser Zusammenhang wird auch durch die in Abb. 5.8 dargestellten Messungen bestätigt. Die Frequenz, bei der der Vorzeichenwechsel im differentiellen Widerstand erfolgt, ist unabhängig von der Fläche der gemessenen Gunn-Diodenmesa.

Setzt man für die spezifische Wärmekapazität von GaAs $c_v = 350 \text{ J}/(\text{K kg})$, für die Wärmeleitfähigkeit $\lambda = 54 \text{ W}/(\text{K m})$, für die Dichte $\rho = 5.5 \text{ g}/\text{cm}^3$ und für die Dicke der Gunn-Diodenmesa $d = 3 \text{ }\mu\text{m}$ an, so erhält man mit Gl. (5.12)

$$\tau_{th} \approx 321 \text{ ns}. \quad (5.13)$$

Daraus folgt eine Frequenz von

$$f_{th} = \frac{1}{\tau_{th}} \approx 3.1 \text{ MHz}. \quad (5.14)$$

Vergleicht man diesen Wert mit den Meßdaten, so liegt die gemessene Übergangsfrequenz niedriger. Dies liegt daran, daß das tatsächliche Volumen, das zur Kapazität beiträgt, größer ist, da sicherlich auch ein Teil des GaAs-Substrates unterhalb der Diodenmesa während der Messung aufgeheizt wird und somit das Temperaturverhalten beeinflusst. Nimmt man für die Dicke des Halbleitermaterials mit $d = 10 \text{ }\mu\text{m}$ einen etwas größeren Wert an, so ergibt sich für die Übergangsfrequenz

$$f_{th} \approx 281 \text{ kHz}. \quad (5.15)$$

Dies entspricht bereits wesentlich besser den gemessenen Werten, die einen Übergang zwischen 100 kHz und 200 kHz zeigen.

Bei der Aufnahme von DC-Kennlinien muß also zur Vermeidung einer thermischen Belastung des Bauelements mindestens eine Pulsfrequenz von etwa 1 MHz verwendet werden. Das entspricht einer Pulsdauer von 1 μs . Die bei den DC-Messungen verwendete Pulslänge von 80 μs (Das entspricht einer Frequenz von 12.5 kHz) führt zwar zu einer thermischen Entlastung im Vergleich zum cw-Betrieb, bewirkt aber immer noch eine Temperaturerhöhung im Halbleiter.

Als Abschluß des Kapitels über Messungen zum Kleinsignalverhalten von koplanaren Gunn-Dioden ist in Abb. 5.9 noch einmal der Verlauf des Realteils der Impedanz im durch die Messungen zugänglichen Frequenzbereich zusammengefaßt. Bei kleinen Frequenzen bewirkt das Wechsellspannungssignal eine Temperaturänderung im Bauelement, die dazu führt, daß die Kennlinie negativ-differentiellen Widerstand zeigt. Oberhalb von etwa 1 MHz tritt diese Temperaturänderung nicht mehr auf, und es liegt dementsprechend positiv-differentieller Widerstand vor. Im GHz-Bereich schließlich sinkt der Realteil der Impedanz wieder und wird oberhalb von etwa 40 GHz negativ. Die Gunn-Diode zeigt Kleinsignalverstärkung durch Raumladungswellen, die im Grenzfall in einem Oszillator zur Entstehung von Hochfelddomänen und Oszillationen im GHz-Bereich führen können.

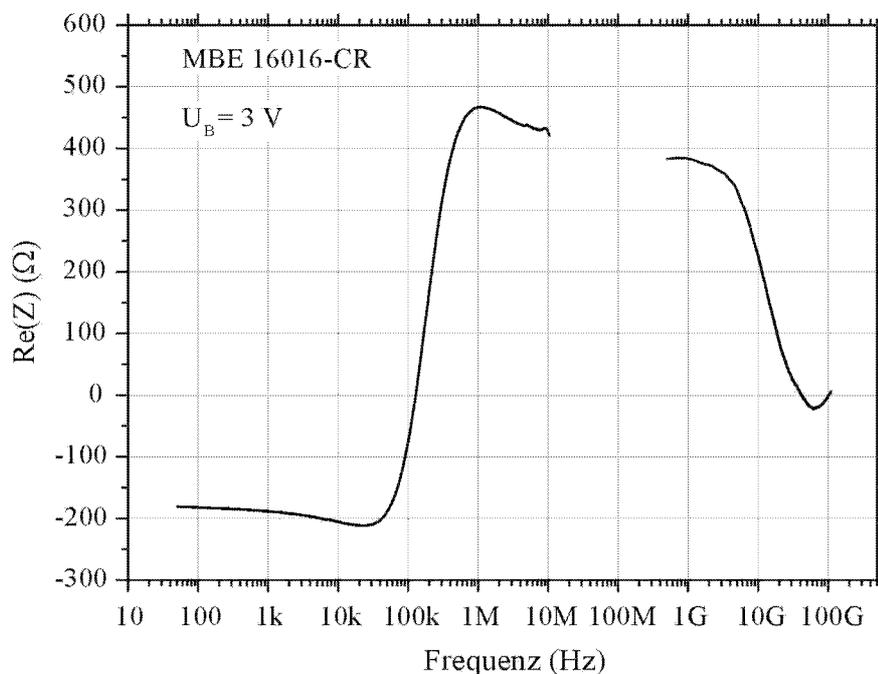


Abbildung 5.9: Übersicht über den Verlauf des Realteils der Impedanz einer koplanaren Gunn-Diode im Frequenzbereich, der durch die zur Verfügung stehenden Meßmethoden zugänglich ist.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden die Eigenschaften von Gunn-Dioden mit einem Hot Electron Injector untersucht. Zur Charakterisierung der Dioden wurden dabei verschiedene Meßmethoden eingesetzt, die eine Analyse der Gleichstrom-Kennlinien, des Kleinsignalverhaltens und des Domänenbetriebs in einem Oszillator erlauben. Ferner wurden Prozeßabläufe entwickelt, die sowohl die Herstellung von Gunn-Diodenchips mit einer integrierten Wärmesenke für die Verwendung in Oszillatoren als auch die Prozessierung von koplanaren Gunn-Dioden für Kleinsignalmessungen ermöglichen.

Zusammenfassung der Ergebnisse

Ausgehend von bekannten Schichtstrukturen wurden zunächst Gunn-Diodenchips mit einem Hot Electron Injector hergestellt, der aus einer AlGaAs-Barriere mit einem linear anwachsenden Aluminiumgehalt und einer Dotierungsspitze am Übergang zur aktiven Schicht der Gunn-Diode bestand. Messungen der DC-Kennlinien zeigten jedoch keinen Einfluß der Injektorbarriere auf die Kennlinienform. Dieses Verhalten konnte durch eine Verschleppung der Si-Dotierungsatome aus der Dotierungsspitze während des Schichtwachstums erklärt werden, die zu einer Dotierung der AlGaAs-Barriere und damit zu einer Reduzierung der effektiven Barrierenhöhe führte. Durch die Einführung einer undotierten Spacerschicht zwischen Injektor und Dotierungsspitze konnte die Diffusion unterbunden und die Wirkungsweise des Injektors verbessert werden, so daß die DC-Kennlinien des modifizierten Schichtsystems einen bei Anwesenheit einer Barriere typischen Schottky-Charakter bei kleinen Spannungen aufwiesen.

Die auf der Basis des modifizierten Schichtsystems hergestellten Gunn-Diodenchips wurden nach dem Packaging in einen Oberwellenoszillator eingebaut und lieferten bei einer Frequenz von 77-78 GHz eine Mikrowellenleistung von etwa 50 mW. Die Schwingfrequenz des Gunnoszillators konnte über die Betriebsspannung ohne nennenswerte Rückwirkung auf die abgegebene Leistung mit einer Empfindlichkeit von etwa 550 MHz/V abgestimmt werden. Aufgrund einer geringen Temperaturabhängigkeit der Schwingfrequenz bleibt das Abstimmverhalten auch bei extremen Umgebungstemperaturen weitgehend erhalten, so daß der Gunnoszillator für einen Einsatz als VCO geeignet ist.

Durch die Analyse des Kleinsignalverhaltens von koplanaren Gunn-Dioden konnte gezeigt werden, daß der in den DC-Kennlinien beobachtbare und bis zu Frequenzen von etwa 100 kHz

vorhandene negativ-differentielle Widerstand auf die thermische Belastung der Gunn-Diode während der Messung zurückzuführen ist. Das Verhalten der Gunn-Diode konnte mit Hilfe eines einfachen Modells beschrieben werden, in das die thermischen Eigenschaften des Halbleitermaterials eingehen. Zur Bestimmung von DC-Kennlinien ohne thermische Belastung der Gunn-Diode sind gepulste Messungen mit Pulslängen von unter $1 \mu\text{s}$ notwendig. Diese intrinsischen DC-Kennlinien besitzen eine positive Steigung und zeigen keinen negativ-differentiellen Widerstand. Die Messungen bestätigen demnach die in Kap. 2.2.1 beschriebenen Berechnungen zum Verhalten der stationären Strom-Spannungskennlinie.

Oberhalb von etwa 40 GHz trat in den Kleinsignalmessungen schließlich der für die Erzeugung von Mikrowellen mit Gunn-Dioden grundlegende dynamische negativ-differentielle Widerstand auf. Es konnte beobachtet werden, daß bei den Kleinsignalmessungen das Maximum des negativ-differentiellen Widerstands bei Frequenzen auftrat, die deutlich oberhalb der Fundamentalfrequenz der Gunn-Diode im Domänenbetrieb lagen. In diesem Zusammenhang sind die unterschiedlichen Signalpegel im Kleinsignalbetrieb mit Raumladungswellen und im Oszillatorbetrieb mit Hochfelddomänen zu beachten, die zu unterschiedlichen Driftgeschwindigkeiten und damit zu einer Frequenzverschiebung führen.

Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Prozeßtechnologie zur Herstellung von Gunn-Diodenchips mit einer integrierten Wärmesenke stellt eine konsequente Weiterentwicklung bestehender Verfahren dar. Eine Verbesserung des Prozeßablaufs konnte vor allem durch die Einführung eines Ätzstops bei der Rückdünnung des Substrates und durch die Verwendung eines Plasmaprozesses zur Definition der Gunn-Diodenmesa erreicht werden. Beide Techniken erhöhen die Homogenität und Reproduzierbarkeit des Prozesses und tragen somit zu einer Steigerung der Prozeßausbeute bei. Ferner erwies sich der für die selektive Galvanik verwendete SU-8 Lack als hervorragend geeignet für diese Prozeßschritte, da er eine gute Substrathaftung, hohe Galvanikbeständigkeit und exzellente Lithographieeigenschaften selbst bei hohen Schichtdicken besitzt.

Die Hochfrequenzcharakterisierung von Gunn-Diodenchips ist nur nach einem aufwendigen Packaging und dem Einbau in einen Oszillator möglich. Darüberhinaus werden die Hochfrequenzeigenschaften der Gunn-Diode vom Aufbau des Packages und der Beschaffenheit des Oszillators beeinflußt. Um einen direkten Zugriff auf die Hochfrequenzeigenschaften der Gunn-Diode durch Kleinsignalmessungen an einem S-Parameter Meßplatz zu ermöglichen, wurde der Prozeßablauf modifiziert und für die Herstellung von planaren Gunn-Dioden mit koplanaren Kontaktpads optimiert. Dazu mußte der Durchmesser der Gunn-Diodenmesa verkleinert werden, da der verwendete S-Parameter Meßplatz für maximale Bauelementströme von etwa 100 mA ausgelegt war. Aufgrund der kleineren Bauelementströme wurde in diesem Fall auf eine integrierte Wärmesenke verzichtet, so daß eine Entfernung des Substrates nicht erforderlich wurde. Die Kontaktierung des Topkontaktes der Gunn-Diode mittels eines Bondpads wurde durch die Isolation der Gunn-Diodenmesa mit einer Polyimidschicht ermöglicht.

Ausblick

Um die Leistungsausbeute und das Abstimmverhalten des Gunnoszillators zu verbessern, ist eine Optimierung des Halbleiterschichtsystems der Gunn-Diode erforderlich. Hierzu muß eine systematische Untersuchung des Einflusses der verschiedenen Schichtparameter wie zum Beispiel Aluminiumgehalt, Dotierungskonzentration etc. auf die Hochfrequenzdaten durchgeführt werden. Anstelle der Hochfrequenzmessungen in einem Gunnoszillator könnten zu diesem Zweck

auch Kleinsignalmessungen an koplanaren Gunn-Dioden verwendet werden. Dazu muß im Vorfeld allerdings geklärt werden, inwieweit die Kleinsignalmessungen Rückschlüsse auf das Großsignalverhalten der Gunn-Diode in einem Oszillator zulassen.

Auch in technologischer Hinsicht können weitere Verbesserungen vorgenommen werden. Es muß zum Beispiel berücksichtigt werden, daß auch das Gunn-Diodenpackage einen Einfluß auf die Hochfrequenzdaten des Gunnoszillators besitzt. Insbesondere ist die Vergleichbarkeit verschiedener Meßreihen nur bei einem reproduzierbaren Packaging-Prozeß gewährleistet. Die Eigenschaften des Packages sollten aus diesem Grunde näher untersucht werden. Ferner muß der Herstellungsprozeß der Gunn-Diodenchips eine hohe Homogenität und Reproduzierbarkeit aufweisen, um den Einfluß von Prozeßschwankungen auf die Meßergebnisse zu minimieren. Dazu sollte der Prozeß zunächst auf Waferenebene übertragen werden, um anschließend die Homogenität der einzelnen Prozeßschritte genauer untersuchen und gegebenenfalls verbessern zu können.

Vielversprechend erscheint die Untersuchung von InP-Gunn-Dioden, da dieses Materialsystem einige Vorteile gegenüber GaAs besitzt. Der größere Energieabstand zwischen Haupt- und Nebenminimum von 0.52 eV führt zu einer reduzierten Temperaturabhängigkeit des elektronischen Verhaltens von InP-Gunn-Dioden, und das größere Peak-to-Valley Verhältnis in der $v(E)$ -Kennlinie ermöglicht einem höheren maximalen Wirkungsgrad. Aufgrund einer kleineren Energierelaxationszeit können mit InP höhere Frequenzen erreicht werden, so daß bei der angestrebten Arbeitsfrequenz von 77 GHz auch ein Fundamentalbetrieb mit entsprechend größeren Leistungen möglich wäre.

Anhang A

Transmission Line Methode

Eine Transmission Line Struktur, wie sie zur Messung von Kontaktwiderständen verwendet wird, ist eine Folge von identischen ohmschen Kontakten der Breite w und der Länge l_c , die in unterschiedlich großen Abständen l_i voneinander angeordnet sind (Abb. A.1). Ferner muß durch die Geometrie und Herstellung einer solchen Transmission Line gewährleistet sein, daß ein Stromfluß nur *zwischen* den Kontakten erfolgen kann.

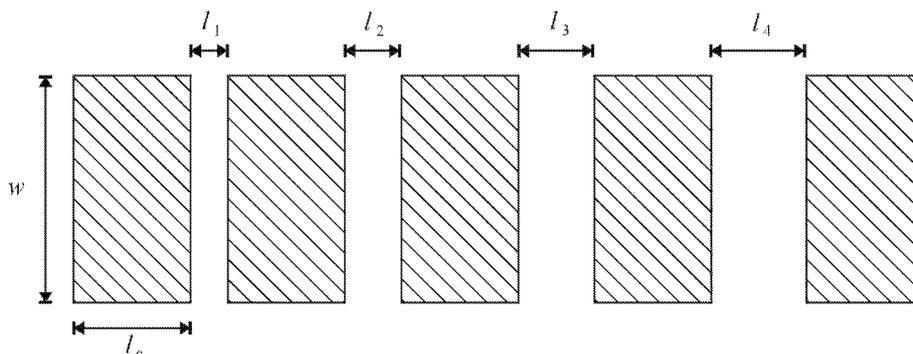


Abbildung A.1: Aufbau einer Transmission Line Struktur

Legt man zwischen zwei dieser Kontakte mit Abstand l_i eine Spannung an, so besteht der totale Widerstand $R = V/I$ aus zwei Komponenten:

$$R = 2 R_c + r_s \frac{l_i}{w} \quad (\text{A.1})$$

Dabei ist R_c der Kontaktwiderstand eines einzelnen Kontaktes und r_s der Schichtwiderstand des Halbleitermaterials zwischen den Kontakten.

Trägt man nun die gemessenen Widerstandswerte R gegen die Abstände l_i auf, wie in Abb. A.2 dargestellt, und legt eine Gerade durch die Meßpunkte, so kann der Schichtwiderstand aus der Steigung r_s/w und der Kontaktwiderstand aus dem Achsenabschnitt $2R_c$ bestimmt werden.

Zum Vergleich von Kontaktwiderständen besser geeignet als der aus dem Achsenabschnitt ermittelte Kontaktwiderstand R_c ist der spezifische Kontaktwiderstand $\rho_c = R_c \cdot A$, wobei A die Kontaktfläche ist, die zum Stromtransport genutzt wird. Zur Bestimmung dieser Fläche sei

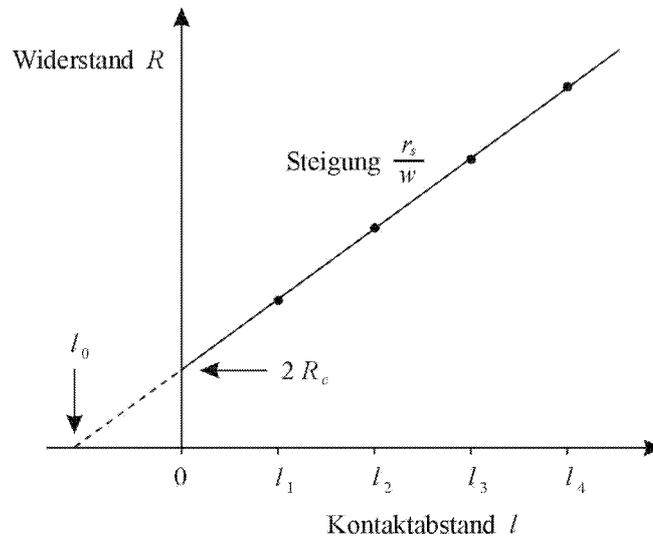


Abbildung A.2: Der totale Widerstand R aufgetragen als Funktion der Kontaktabstände l_i . Aus Steigung und Achsenabschnitt lassen sich r_s und R_c bestimmen.

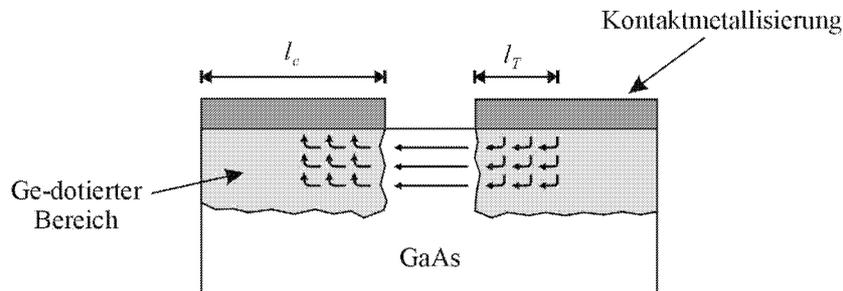


Abbildung A.3: Die Abbildung zeigt zwei durch Einlegieren von Ge erzeugte ohmsche Kontakte und illustriert den Stromfluß zwischen diesen Kontakten durch Pfeile. Nur ein Randbereich der Kontakte mit der Länge l_T wird effektiv für den Stromtransport genutzt.

zunächst Abb. A.3 betrachtet, die ein Modell für den Stromfluß zwischen zwei Kontakten einer Transmission Line zeigt. Wie bereits in Abschnitt 3.2.1 erwähnt, verwendet man für Kontakte auf n-dotiertem GaAs eine Ge/Ni/Au Metallisierung. Beim Einlegieren diffundiert das Ge in den Halbleiter und erzeugt so eine hoch-dotierte n^+ -Schicht, die in der Zeichnung hellgrau dargestellt ist. Bei einem solchen Kontakt verläßt der Strom die Kontaktmetallisierung in senkrechter Richtung und fließt dann horizontal unter der Kontaktfläche durch das Halbleitermaterial bis zum benachbarten Kontakt, wo der Strom wieder senkrecht in die Kontaktmetallisierung eintritt. Wie Abb. A.3 zeigt, wird nicht die gesamte Kontaktfläche für den Stromfluß genutzt, sondern nur ein schmaler Bereich auf der dem benachbarten Kontakt zugewandten Seite. Die Länge dieses Bereichs wird mit l_T , der sogenannten *Transferlänge*, bezeichnet. Sie kann ebenfalls mit Hilfe der gemessenen Widerstandsgerade in Abb. A.2 bestimmt werden. Extrapoliert man den Geradenverlauf für negative l -Werte, so schneidet die Widerstandsgerade die l -Achse an der Stelle l_0 . Es scheint so, als ob der Strom von diesem Punkt ausgeht, da der Widerstand an diesem Punkt gegen Null geht. Zwischen dem Achsenabschnitt l_0 und der Transferlänge l_T besteht ein

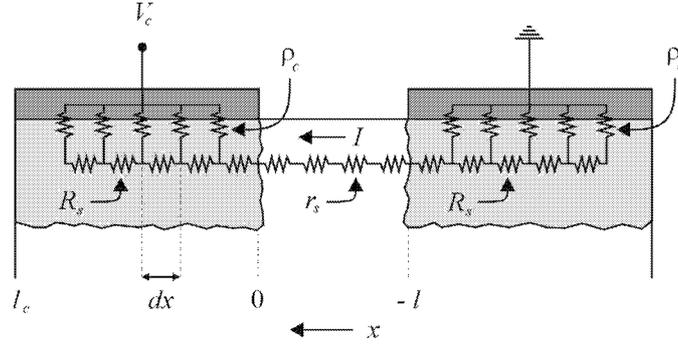


Abbildung A.4: Ersatzschaltbild für zwei TLM-Kontakte, wie sie in Abb. A.3 dargestellt sind. Die verschiedenen Parameter werden im Text definiert.

Zusammenhang, der nachfolgend hergeleitet wird.

Zur quantitativen Behandlung wird das in Abb. A.4 dargestellte Ersatzschaltbild verwendet. Ein von rechts nach links fließender Strom I trifft an der Stelle $x = 0$ auf den Rand des linken Kontaktes und fließt horizontal unter dem Kontakt hindurch. Dabei fließen Teile des Stroms über die infinitesimalen vertikalen Widerstände $\rho_c/(w dx)$ ab, bis schließlich der gesamte Strom die Kontaktmetallisierung erreicht hat. Hierbei sind ρ_c der spezifische Kontaktwiderstand des Metall-Halbleiter Übergangs und R_s der Schichtwiderstand des Halbleitermaterials unter dem Kontakt, der im allgemeinen nicht gleich dem Schichtwiderstand r_s des Materials zwischen den Kontakten ist. Für dieses System lassen sich im Bereich $0 \leq x \leq l_c$ Differentialgleichungen für Strom und Spannung aufstellen, deren Lösungen in [Loo89] hergeleitet werden. An dieser Stelle seien nur die Ergebnisse der Rechnung aufgeführt. Für den Fall langer Kontakte, das heißt $l_T \ll l_c$, ergibt sich für die Transferlänge:

$$l_T = \frac{w R_c}{R_s} \quad (\text{A.2})$$

Daraus folgt:

$$\rho_c = R_c \cdot A = R_c w l_T = \frac{w^2 R_c^2}{R_s} \quad (\text{A.3})$$

Löst man Gl. (A.2) nach R_c auf und setzt dies in Gl. (A.1) ein, so erhält man:

$$R = 2 \frac{R_s}{w} l_T + r_s \frac{l_i}{w} \quad (\text{A.4})$$

Für den Achsenabschnitt l_0 mit der l -Achse in Abb. A.2 ergibt sich damit:

$$l_0 = -2 \frac{R_s}{r_s} l_T \quad (\text{A.5})$$

Nimmt man $R_s \approx r_s$ an, so kann man aus dem Achsenabschnitt die Transferlänge l_T und damit näherungsweise den spezifischen Kontaktwiderstand bestimmen:

$$\rho_c = R_c w l_T. \quad (\text{A.6})$$

Die Annahme $R_s \approx r_s$ zur Bestimmung der Transferlänge l_T ist strenggenommen bei einlegierten Kontakten nicht erfüllt. Für eine präzise Ermittlung der Transferlänge muß man deshalb in diesem Fall auf erweiterte TLM-Methoden zurückgreifen, die z.B. in [Ber72], [Ree82] oder [Saw99] beschrieben werden.

Anhang B

Definition der S-Parameter

Die Hochfrequenzcharakterisierung von Halbleiterbauelementen erfolgt üblicherweise durch die Bestimmung von Streuparametern, den sogenannten S-Parametern. Spannungen und Ströme werden dabei als einfallende (a_1, a_2) und auslaufende (b_1, b_2) Leistungswellen beschrieben.

Die Definition der S-Parameter lautet:

$$\underline{S}_{11} = \left. \frac{b_1}{a_1} \right|_{a_2=0} \quad \underline{S}_{12} = \left. \frac{b_1}{a_2} \right|_{a_1=0} \quad \underline{S}_{21} = \left. \frac{b_2}{a_1} \right|_{a_2=0} \quad \underline{S}_{22} = \left. \frac{b_2}{a_2} \right|_{a_1=0}$$

oder kompakter in Matrizenform

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \underline{S}_{11} & \underline{S}_{12} \\ \underline{S}_{21} & \underline{S}_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}.$$

Die S-Parameter sind vektorielle Größen mit einer Amplitude und einer Phase. In Abb. B.1 sind die einzelnen Größen anschaulich dargestellt. \underline{S}_{11} und \underline{S}_{22} sind die Ein- und Ausgangsreflexionsfaktoren an Tor 1 bzw. Tor 2. \underline{S}_{21} ist der Vorwärtstransmissionsfaktor von Tor 1 nach Tor 2, und \underline{S}_{12} ist der Rückwärtstransmissionsfaktor von Tor 2 nach Tor 1.

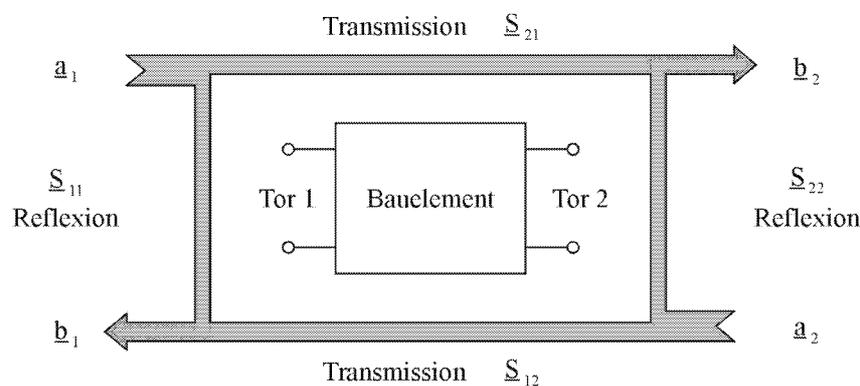


Abbildung B.1: Darstellung der S-Parameter eines 2-Tors.

Um die S-Parameter in entsprechende auf den Wellenwiderstand Z_W der Leitung normierte Z-Parameter

$$\underline{z}_{ij} = \underline{Z}_{ij} / \underline{Z}_W$$

umzurechnen, können die folgenden Gleichungen verwendet werden:

$$\begin{aligned} \underline{N} &= (1 - \underline{S}_{11})(1 - \underline{S}_{22}) - \underline{S}_{12}\underline{S}_{21} \\ \underline{z}_{11} &= ((1 + \underline{S}_{11})(1 - \underline{S}_{22}) + \underline{S}_{12}\underline{S}_{21}) / \underline{N} \\ \underline{z}_{12} &= (2\underline{S}_{12}) / \underline{N} \\ \underline{z}_{21} &= (2\underline{S}_{21}) / \underline{N} \\ \underline{z}_{22} &= ((1 - \underline{S}_{11})(1 + \underline{S}_{22}) + \underline{S}_{12}\underline{S}_{21}) / \underline{N}. \end{aligned}$$

Die Umrechnung in normierte Y-Parameter

$$\underline{y}_{ij} = \underline{Y}_{ij} \underline{Z}_W$$

erfolgt gemäß den Gleichungen

$$\begin{aligned} \underline{N} &= (1 + \underline{S}_{11})(1 + \underline{S}_{22}) - \underline{S}_{12}\underline{S}_{21} \\ \underline{y}_{11} &= ((1 - \underline{S}_{11})(1 + \underline{S}_{22}) + \underline{S}_{12}\underline{S}_{21}) / \underline{N} \\ \underline{y}_{12} &= (-2\underline{S}_{12}) / \underline{N} \\ \underline{y}_{21} &= (-2\underline{S}_{21}) / \underline{N} \\ \underline{y}_{22} &= ((1 + \underline{S}_{11})(1 - \underline{S}_{22}) + \underline{S}_{12}\underline{S}_{21}) / \underline{N}. \end{aligned}$$

Anhang C

Prozeßparameter

C.1 Reinigungsprozesse

C.1.1 Reinigung vor der Belackung

- in Aceton schwenken, 2 min
 - in 2-Propanol schwenken, 2 min
 - trocknen auf der Heizplatte, 175°C, 10 min
-

C.1.2 Entfernung des natürlichen Oxids auf GaAs

- HCl : H₂O (1:4), 30 s
 - spülen in deionisiertem (DI) Wasser
 - trockenblasen mit Stickstoff
-

C.1.3 Lackschleierentfernung mit Sauerstoffplasma

- RIE Slavekammer (Prog. Lackschleier)
- O₂-Fluß 30 ml/min

- Prozeßdruck 20 μ bar
 - Leistung 200 W
 - Dauer 20 s
-

C.1.4 Entfernung von SU-8 Lack nach der selektiven Plattierung

- in kochendes DMF (Di-Methyl-Formamid) *oder* NMP (N-Methyl-2-Pyrrolidon) *oder* heiße Schwefelsäure einlegen
 - in Aceton schwenken, 2 min
 - in 2-Propanol schwenken, 2 min
 - trockenblasen mit Stickstoff
-

C.1.5 Reinigung der ECR-Kammer vor der Plasmaätzung

O₂-Plasma

- O₂-Fluß 30 ml/min, oberer Gaseinlaß
- Prozeßdruck 4 μ bar
- Strom des oberen Magneten 185 A
- Strom des unteren Magneten 40 A
- MW-Leistung 750 W, RF-Leistung 50 W
- Kühlung 0°C, im Kühlkreislauf He₂-Fluß 14 ml/min
- Dauer 30 min

H₂-Ar-Plasma

- H₂-Fluß 20 ml/min, oberer Gaseinlaß
- Ar-Fluß 10 ml/min, oberer Gaseinlaß
- Prozeßdruck 4 μ bar

- Strom des oberen Magneten 185 A
- Strom des unteren Magneten 25 A
- MW-Leistung 600 W, RF-Leistung 50 W
- Kühlung 0°C, im Kühlkreislauf He₂-Fluß 14 ml/min
- Dauer 10 min

C.2 Lithographieprozesse

C.2.1 Randentlackung AZ 5214

- belichten UV 365 / 7 mW, 50 s für einfache, 90 s für doppelte Lackschicht
- entwickeln in AZ 326 MIF (1:1), 45 s
- spülen in DI Wasser
- trockenblasen mit Stickstoff

C.2.2 Positivprozeß AZ 5214

- optional*: Haftvermittler HMDS aufschleudern, 4000 U/min (Prog. 4)
- optional*: trocknen auf der Heizplatte, 90°C, 1 min
- Lack AZ 5214 aufschleudern, 4000 U/min (Prog. 4)
- trocknen auf der Heizplatte, 90°C, 5 min
- Randentlackung nach C.2.1
- belichten UV 365 / 7 mW, 4.5 s
- entwickeln in AZ 326 MIF (1:1), 50-60 s
- spülen in DI Wasser
- trockenblasen mit Stickstoff

C.2.3 Umkehrprozeß AZ 5214, einfache Lackschicht

- Lack AZ 5214 aufschleudern, 4000 U/min (Prog. 4)
- trocknen auf der Heizplatte, 90°C, 5 min
- Rändertlackung nach C.2.1
- belichten UV 365 / 7 mW, 3.5 s
- tempern auf der Heizplatte (Reversal Bake), 115°C, 2 min
- Flutbelichtung UV 365 / 7 mW, 16 s
- entwickeln in AZ 326 MIF (1:1), 20 s
- spülen in DI Wasser
- trockenblasen mit Stickstoff

C.2.4 Umkehrprozeß AZ 5214, doppelte Lackschicht

- Lack AZ 5214 aufschleudern, 4000 U/min (Prog. 4)
- trocknen auf der Heizplatte, 95°C, 1 min
- Lack AZ 5214 aufschleudern, 4000 U/min (Prog. 4)
- trocknen auf der Heizplatte, 95°C, 5 min
- Rändertlackung nach C.2.1
- belichten UV 365 / 7 mW, 4.2 s
- tempern auf der Heizplatte (Reversal Bake), 115°C, 2 min
- Flutbelichtung UV 365 / 7 mW, 20 s
- entwickeln in AZ 326 MIF (1:1), 25-30 s
- spülen in DI Wasser
- trockenblasen mit Stickstoff

C.2.5 Lithographieprozeß SU-8-25

- Lack SU-8-25 aufschleudern, 1000 U/min (Prog. 1)
- trocknen im Ofen, 95°C, 90 min, abkühlen auf Raumtemperatur
- belichten UV 365 / 7 mW, 45 s
- tempern auf der Heizplatte, 95°C, 15 min, abkühlen auf Raumtemperatur
- entwickeln in PGMEA, 5 min, kontinuierliche Bewegung
- spülen in frischem PGMEA, 2 min
- Entwicklungsstop in 2-Propanol
- trockenblasen mit Stickstoff

C.2.6 Lithographieprozeß SU-8-25 : NMP (8:1)

- Lack SU-8-25 : NMP (8:1) aufschleudern, 3000 U/min (Prog. 3)
- trocknen im Ofen, 65°C, 10 min
- trocknen auf der Heizplatte, 95°C, 6 min
- belichten UV 365 / 7 mW, 25 s
- tempern auf der Heizplatte, 95°C, 2 min
- tempern im Ofen, 65°C, 5 min
- entwickeln in PGMEA, 1 min, kontinuierliche Bewegung
- spülen in frischem PGMEA, 30 s
- Entwicklungsstop in 2-Propanol, 90 s
- trockenblasen mit Stickstoff

C.2.7 Lithographieprozeß DURIMIDE 7510

Lithographie

- DURIMIDE 7510 aufschleudern, 6000 U/min (Prog. 6)
- trocknen auf der Heizplatte, 100°C, 5 min
- belichten UV 365 / 7 mW, 20 s
- Probe 30 min ruhen lassen
- entwickeln mit HTR-D2 aus einer Sprühflasche, 20-30 s
- entwickeln in HTR-D2 : 2-Propanol (1:1), 20 s
- Entwicklungsstop in 2-Propanol
- trockenblasen mit Stickstoff

Aushärtung im Ofen

- Ofen evakuieren
- lineare Rampe von 100°C (Stand-By Temperatur des Ofens) bis 350°C, Steigung 300°C/h
- 350°C für 1 h halten
- lineare Rampe von 350°C bis 100°C, Steigung -150°C/h
- Ofen mit Stickstoff spülen

C.3 Naßchemische Ätzprozesse

C.3.1 Ätzung mit Schwefelsäure zur Substratentfernung

- H₂SO₄ : H₂O₂ : H₂O (1:8:40), Ätzrate $r \approx 1.0 \mu\text{m}/\text{min}$
- spülen in DI Wasser, trockenblasen mit Stickstoff

C.3.2 Ätzung mit Schwefelsäure zur Isolation

- $\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O}$ (1:8:160), Ätzrate $r \approx 0.26 \mu\text{m}/\text{min}$
- spülen in DI Wasser, trockenblasen mit Stickstoff

C.3.3 Selektive Ätzung von GaAs auf $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$

- $\text{C}_6\text{H}_8\text{O}_7 : \text{H}_2\text{O}_2$ (4:1), Ätzrate für GaAs $r \approx 0.43 \mu\text{m}/\text{min}$
- spülen in DI Wasser, trockenblasen mit Stickstoff

C.3.4 Selektive Ätzung von $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ auf GaAs

- konz. HF (48%) : H_2O (1:1), 2 min, kontinuierliche Bewegung
- spülen in kochendem DI Wasser
- spülen in DI Wasser, trockenblasen mit Stickstoff

C.3.5 Ätzprozeß für Nickel

- 5 g FeCl_3 : 100 ml Ethanol : 2 ml HCl
- spülen in DI Wasser, trockenblasen mit Stickstoff

C.3.6 Ätzprozeß für Titan

- AF 91-9 [$(\text{NH}_4)\text{HF}_2$ gepufferte HF-Lösung], leichte Bewegung
- spülen in DI Wasser, trockenblasen mit Stickstoff

C.4 Plasma-Ätzprozesse

C.4.1 ECR-RIE-Prozeß für GaAs, AlGaAs

Cl₂-H₂-Ar-Plasma

- Cl₂-Fluß 8 ml/min, oberer Gaseinlaß
- H₂-Fluß 5 ml/min, oberer Gaseinlaß
- Ar-Fluß 2 ml/min, oberer Gaseinlaß
- Prozeßdruck 2 μ bar
- Strom des oberen Magneten 185 A
- Strom des unteren Magneten 25 A
- MW-Leistung 400 W, RF-Leistung 50 W
- Kühlung 0°C, im Kühlkreislauf He₂-Fluß 14 ml/min

C.4.2 RIE-Prozeß für DURIMIDE 7510

O₂-CF₄-Plasma

- O₂-Fluß 30 ml/min
- CF₄-Fluß 1 ml/min
- Prozeßdruck 1 mbar
- Leistung 100 W

C.5 Metallisierungsprozesse

C.5.1 Ohmscher Rückseitenkontakt

- 20 nm Ge / 15 nm Ni / 200 nm Au
-

C.5.2 Ohmscher Topkontakt mit Ti-Ätzmaske

- 20 nm Ge / 15 nm Ni / 200 nm Au / 400 nm Ti
-

C.5.3 Koplanare Bondpads

- 30 nm Ti / 600 nm Au, rotierend aufdampfen
-

C.5.4 Lift-Off Prozeß

- in Aceton einlegen (eventuell in Ultraschall-Bad)
 - in 2-Propanol einlegen, 2 min
 - trockenblasen mit Stickstoff
-

C.5.5 Einlegieren der Ge/Ni/Au Metallisierung im RTP-Ofen

Temperaturverlauf

- Rampe bis zur Vorheiztemperatur, 130°C, 5 s, N₂-Fluß 3 l/min
- vorheizen, 130°C, 90 s, N₂-Fluß 3 l/min

- Rampe bis zur Legiertemperatur, 400°C, 5 s, N₂-Fluß 3 l/min
- halten bei der Legiertemperatur, 400°C, 75 s, N₂-Fluß 3 l/min
- abkühlen auf Raumtemperatur, 240 s, N₂-Fluß 5 l/min

C.6 Galvanikprozesse

C.6.1 Gold-Galvanik

Badansatz für 2.5 l Lösung

- 1.5 l PUR-A-GOLD 401 B auf 60°C erhitzen und filtrieren
- 40.2 g KAu(CN)₂ Salz (62.5%) in heißem DI Wasser gelöst hinzugeben
- mit DI Wasser bis zum Endvolumen von 2.5 l auffüllen
- Goldgehalt 10 g/l, pH-Wert 5.8 (bei 60°C), Badschwere 1.11 g/ml

Plattierungsprozeß

- 60°C, Stromdichte 0.5 A/dm², Magnetrührer, Abscheiderate $r \approx 0.25 \mu\text{m}/\text{min}$
 - spülen in DI Wasser, trockenblasen mit Stickstoff
-

C.6.2 Nickel-Galvanik

Badansatz für 2.5 l Lösung

- 562.5 g NiSO₄ · 6 H₂O und 75 g H₃BO₃ in DI Wasser auflösen
- 200 µl H₂O₂ hinzugeben
- Nickelgehalt 5 g/l, pH-Wert 3.9 (bei 55°C)

Plattierungsprozeß

- 55°C, Magnetrührer, Stromdichte 1 A/dm² für 1 h + 2 A/dm² für 2 h
- spülen in DI Wasser, trockenblasen mit Stickstoff

Anhang D

Maskenlayout

D.1 Maskensatz für Gunn-Diodenchips

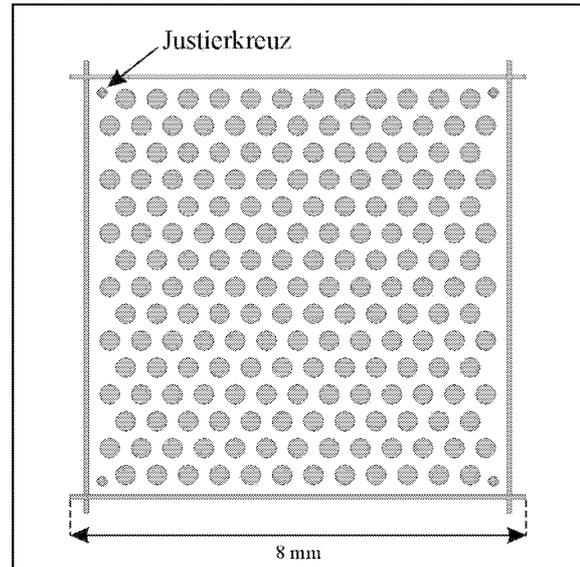
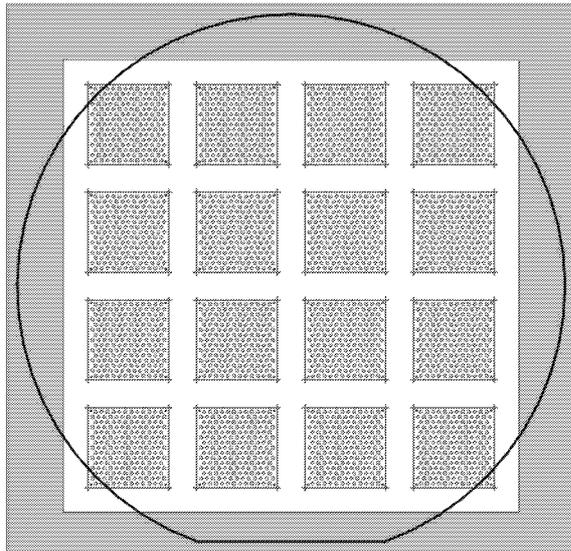
Der für die Herstellung von Gunn-Diodenchips verwendete Maskensatz ist in Abb. D.1 und Abb. D.2 dargestellt. Die in der Abbildung ausgefüllt dargestellten Bereiche der Maske sind mit Chrom bedeckt, d.h. nach einer Lithographie mit SU-8 Lack oder nach einem Umkehrprozeß mit AZ 5214 Lack sind diese abgedeckten Bereiche nach der Entwicklung frei von Lack. Die ersten beiden Lithographiestritte werden auf einem 50 mm Wafer durchgeführt und unterteilen diesen in 16 gleichartige Zellen mit 1 cm Kantenlänge. Danach wird der Wafer aufgespalten, und die nachfolgenden Schritte werden auf den einzelnen Probenstücken mit 1 cm Kantenlänge realisiert. In den Abbildungen befindet sich jeweils auf der linken Seite eine Darstellung des aktuellen Lithographielayers und auf der rechten Seite eine Detailvergrößerung, die zur besseren Orientierung auch die Strukturen der vorangegangenen Prozeßschritte enthält.

Der in Abb. D.1 dargestellte Layer 1 wird zur Strukturierung der Wärmesenke mit SU-8 Lack benutzt. In der Detailansicht ist der Aufbau einer der 16 Zellen zu sehen. Ein quadratischer Rahmen mit einer Kantenlänge von 8 mm kann zur groben Ausrichtung der nachfolgenden Layer eingesetzt werden. In den Ecken dieses Rahmens befinden sich vier Justierkreuze, die eine spätere Zentrierung des Topkontaktes auf der anderen Probenseite in der Mitte der Wärmesenke ermöglichen sollen. Innerhalb des Rahmens sind die Strukturen zur Definition der Wärmesenke mit einem Durchmesser von $350\ \mu\text{m}$ hexagonal angeordnet. Die Totalansicht der Maske auf der rechten Seite zeigt, daß auch der Rand des Wafers zu einem großen Teil von Lack befreit wird. Die freigelegten Stellen dienen der elektrischen Kontaktierung des Wafers während des Galvanikprozesses über die Metallisierung des Rückseitenkontaktes.

Mit der zweiten Lithographiemaske in Abb. D.1 wird eine SU-8 Lackschicht für die Nickel-Galvanik strukturiert. Die quadratischen Strukturen der Maske mit einer Kantenlänge von 9.5 mm bedecken die zuvor hergestellten Wärmesenken, so daß nur innerhalb dieses Fensters eine Abscheidung von Nickel erfolgen kann. Der zurückbleibende nickelfreie Zwischenraum erlaubt im Anschluß an die Nickel-Galvanik eine Aufspaltung des Wafers. Auch hier wird der Wafferrand an einigen Stellen von Lack befreit, um eine elektrische Kontaktierung zu ermöglichen.

Die dritte Lithographiemaske in Abb. D.2 wird zur Definition des Topkontaktes und der Titan-Ätzmaske verwendet. Sie enthält Topkontaktstrukturen mit Durchmessern von $62.5\ \mu\text{m}$ bis

Layer 1: Wärmesenke



Layer 2: Nickelschicht

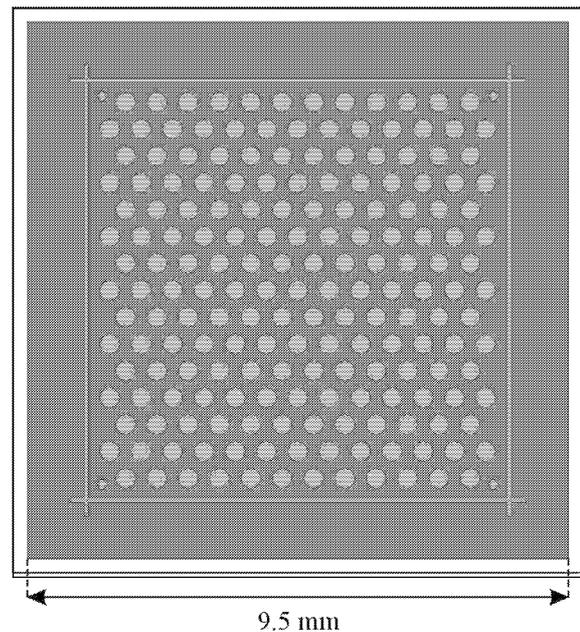
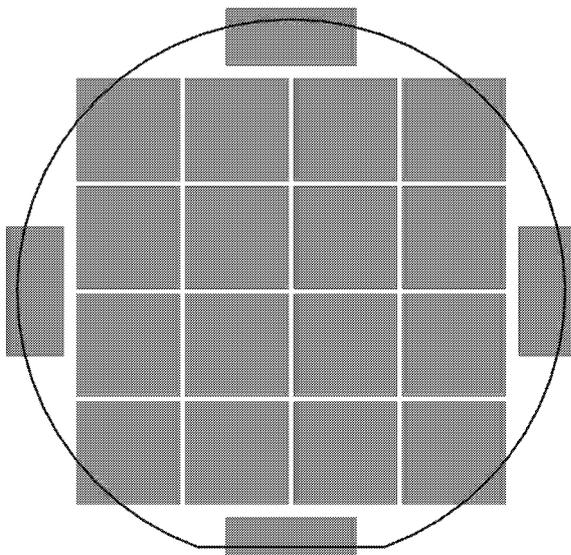
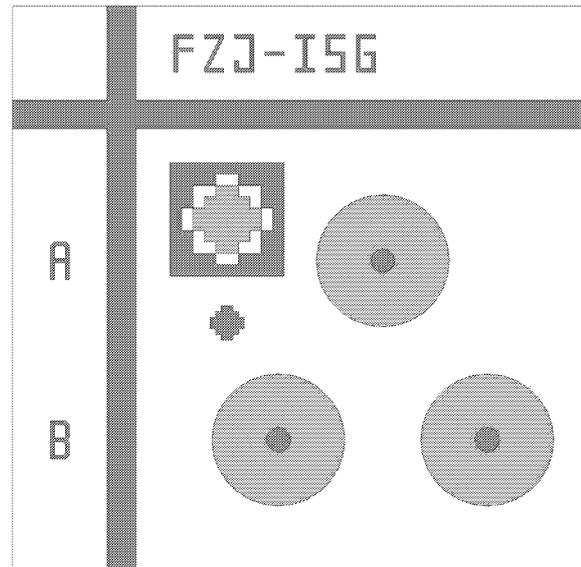
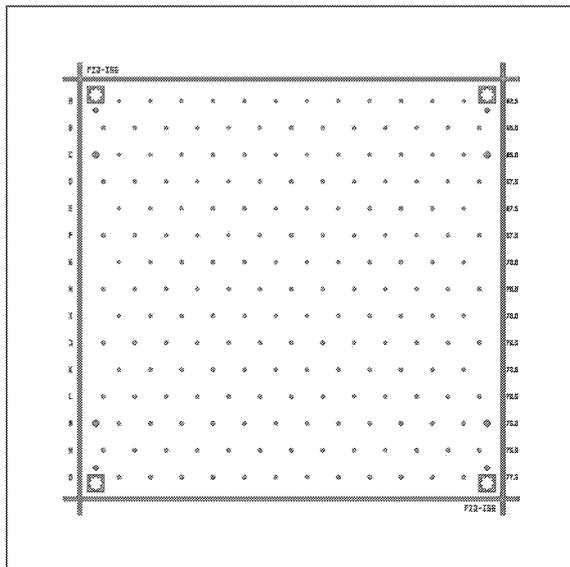


Abbildung D.1: Darstellung der Maskenlayouts für die Lithographie der Wärmesenke (Layer 1) und der Nickelschicht (Layer 2) mit SU-8 Lack. Die ausgefüllt dargestellten Bereiche der Maske sind jeweils mit Chrom bedeckt. Da SU-8 ein negativ arbeitender Lack ist, sind diese Bereiche nach der Entwicklung von Lack befreit. Beide Prozessschritte werden auf einem 50 mm Wafer durchgeführt und unterteilen diesen in 16 gleichartige Zellen mit 1 cm Kantenlänge, von denen jeweils eine auf der rechten Seite vergrößert dargestellt ist.

Layer 3: Topkontakt & Titan-Ätzmaske



Layer 4: Topkontakt Galvanik

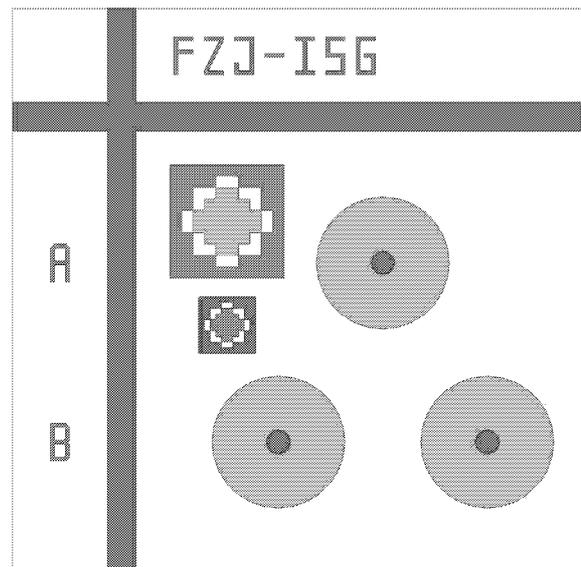
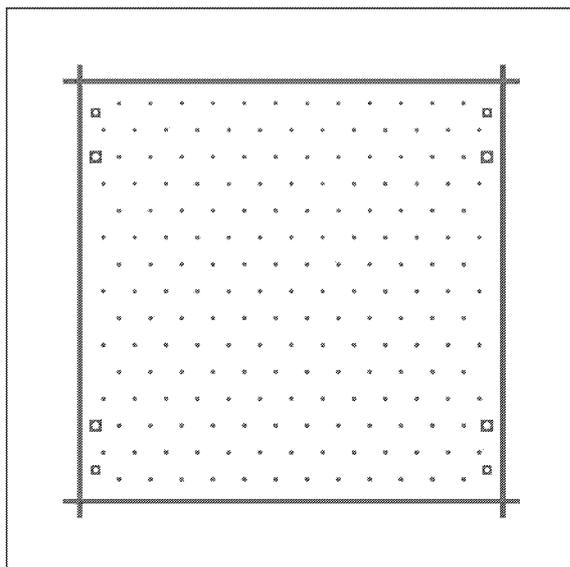


Abbildung D.2: Darstellung der Maskenlayouts für die Lithographie von Topkontakt und Titan-Ätzmaske (Layer 3) und für die Topkontakt Galvanik (Layer 4). Diese Prozessschritte werden auf Proben mit 1 cm Kantenlänge durchgeführt. Auch hier sind die ausgefüllt dargestellten Bereiche der Maske jeweils mit Chrom bedeckt. Eine Detailansicht einzelner Bauelemente mit Justiermarkierungen ist jeweils auf der rechten Seite abgebildet.

77.5 μm (Ein älteres Layout dieses Layers besaß Strukturgrößen von 50 μm bis 100 μm .) Ferner werden Label zur Beschriftung der Strukturen erzeugt, die eine Identifikation der einzelnen Gunn-Dioden bei der späteren Messung vereinfachen sollen. Die in der Detailvergrößerung deutlich zu erkennenden Justiermarkierungen in den Ecken des quadratischen Rahmens dienen der Ausrichtung des Topkontaktes in der Mitte der Wärmesenke.

Die letzte Maske wird bei der galvanischen Verstärkung des Topkontaktes für die Lithographie einer Lackmaske aus verdünntem SU-8 Lack benutzt. Die Anordnung der Strukturen ist identisch mit Layer 3, nur der Durchmesser wurde jeweils um 4 μm reduziert, um eine Ausrichtung auf dem Topkontakt der Gunn-Diode zu ermöglichen.

D.2 Maskensatz für koplanare Gunn-Dioden

Der Maskensatz zur Herstellung von koplanaren Gunn-Dioden soll exemplarisch anhand der Prozessierung einer Gunn-Diode mit rundem Topkontakt erläutert werden (Abb. D.3). Bis auf Layer 4 zur Polyimid-Isolation handelt es sich bei allen Layern um Negativmasken, d.h. die in Abb. D.3 gezeichneten Strukturen sind auf den Masken mit Chrom gefüllt. Bei der Maske zur Strukturierung der Polyimidschicht hingegen stellen die gezeichneten Strukturen Fenster in der ansonsten geschlossenen Chromschicht dar, da es sich bei Polyimid um einen negativ arbeitenden Lack handelt.

Mit der ersten Maske wird der Topkontakt der Gunn-Diode in einem Umkehrprozeß mit AZ 5214 Lack definiert. Das Maskenlayout beinhaltet sowohl runde als auch quadratische Topkontakte mit Durchmessern bzw. Kantenlängen von 10 μm bis 24 μm .

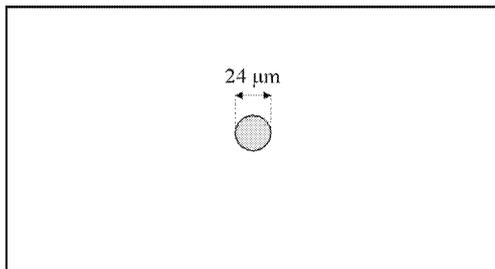
Mit dem zweiten Lithographieschritt wird eine zweischichtige Lackmaske aus AZ 5214 Lack für den Bottomkontakt strukturiert. Es gibt drei verschiedene Formen des Bottomkontaktes, die sich durch den minimalen Abstand zwischen der Gunn-Diodenmesa und dem Bottomkontaktpad unterscheiden, der entweder 6 μm , 3 μm oder 0 μm betragen kann. Im letzten Fall handelt es sich um eine selbstjustierende Aufdampfung, die den großen Niveauunterschied zwischen dem Topkontakt auf der Mesa und dem Bottomkontakt am Mesafuß ausnutzt, der ein Abreißen der Metallisierung auch ohne Lackmaske ermöglicht. Die quadratische Aussparung in der Lackmaske des Bottomkontaktes ist in diesem Fall also nicht notwendig.

Mit Layer 3 des Maskensatzes wird die Lithographie der Lackmaske für die Device-Isolation mit einer naßchemischen Ätzung durchgeführt. Die Größe der Struktur ist so gewählt, daß die Lackmaske jeweils 2 μm über den Rand des Bottomkontaktpads hinausreicht. Auf diese Weise werden Bottomkontakt und Mesa durch die Lackmaske gegen die Ätzlösung abgeschirmt.

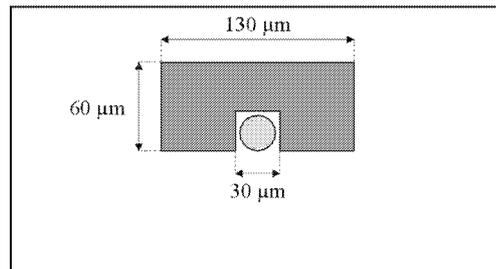
Zur Strukturierung der Polyimid-Isolation rund um die Gunn-Diodenmesa wird mit Layer 4 die einzige Positivmaske des Prozesses verwendet. Es ist zu beachten, daß die durch die Maske vorgegebenen Dimensionen der Polyimidstruktur sowohl durch den Temperprozeß als auch während der Plasmaätzung zur Freilegung des Topkontaktes schrumpfen, da das Plasma die Polyimidschicht auch lateral anätzt.

Mit der Lithographie der koplanaren Bondpads wird der Prozeß abgeschlossen. Breite und Abstand der einzelnen Pads sind so gewählt, daß der Wellenwiderstand der Koplanarleitung 50 Ω beträgt. Dies erlaubt die reflexionsfreie Kontaktierung an einem S-Parameter Meßplatz.

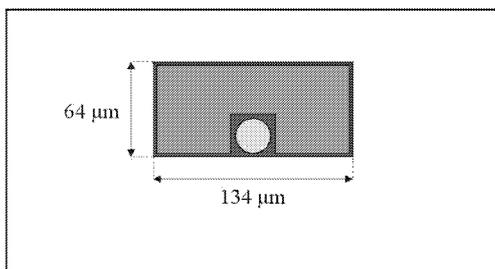
Layer 1: Topkontakt & Titan-Ätzmaske



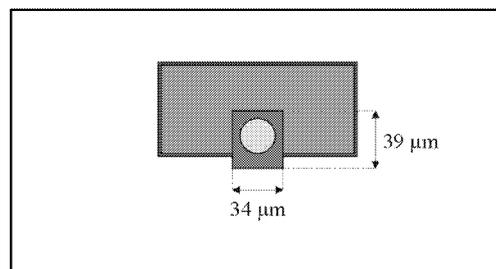
Layer 2: Bottomkontakt



Layer 3: Device-Isolation



Layer 4: Polyimid-Isolation



Layer 5: koplanare Bondpads

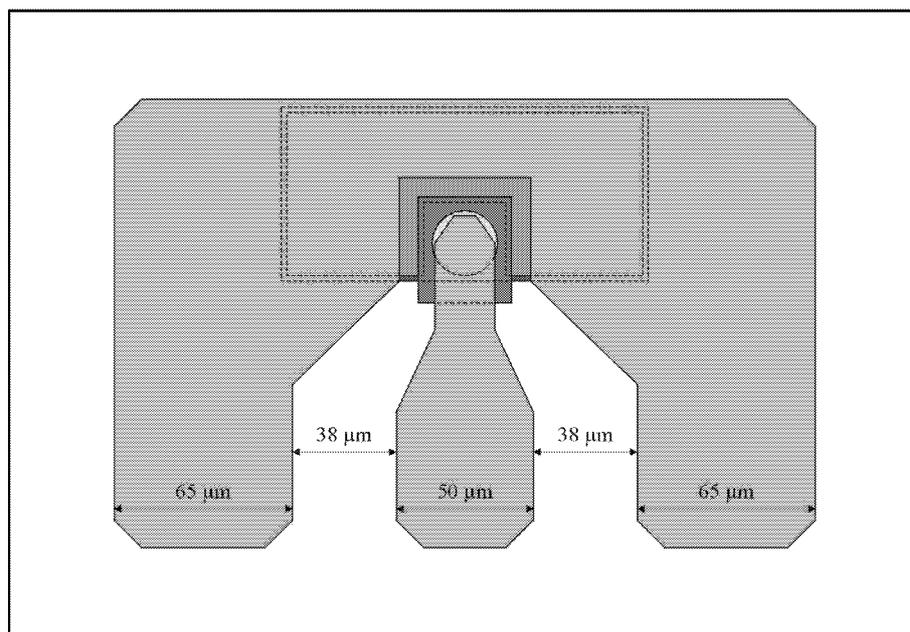


Abbildung D.3: Darstellung des Prozeßablaufs zur Herstellung einer koplanaren Gunn-Diode mit rundem Topkontakt anhand der einzelnen Lithographielayer des Maskensatzes.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Stromoszillationen in einer GaAs-Probe (nach J. B. Gunn)	4
2.2	Vereinfachte Darstellung der Bandstruktur von GaAs und InP	5
2.3	Schematische Darstellung der $v(E)$ -Kennlinien von GaAs und InP	6
2.4	Entstehung einer Hochfelddomäne aus einer Ladungsfluktuation	8
2.5	Ortsabhängigkeit der elektrischen Feldstärke (nach McCumber und Chinoweth) .	11
2.6	Skizze der Integrationswege zur Herleitung der Flächenregel von Butcher	17
2.7	Illustration der Flächenregel von Butcher	18
2.8	Profil einer Domäne unter Vernachlässigung der Diffusion	19
2.9	Zusammenhang zwischen Domänenspannung U_D und elektrischem Feld E_A . . .	20
2.10	Dynamische Strom-Spannungskennlinie einer Gunn-Diode	21
2.11	Zeitlicher Verlauf von Strom und Spannung im Domänenlaufzeitmodus	22
2.12	Zeitlicher Verlauf von Strom und Spannung im Domänenauslöschmodus	23
2.13	Zeitlicher Verlauf von Strom und Spannung im Domänenverzögerungsmodus . . .	24
2.14	Darstellung der verschiedenen Betriebsmodi einer Gunn-Diode (nach Copeland) .	25
2.15	Struktureller Aufbau verschiedener Gunn-Diodentypen	27
2.16	Einfluß einer Dotierungsspitze auf Elektronenkonzentration und Feldverteilung .	30
2.17	Vereinfachte Geometrie zur Lösung der Wärmeleitungsgleichung (nach Hobson) .	32
2.18	Erweiterte geometrische Anordnung für Temperaturberechnungen (nach Knight)	35
2.19	Geometrische Anordnung für Finite-Elemente-Simulation	37
2.20	Temperaturverteilung in Gunn-Diode und Wärmesenke dargestellt in Graustufen	39
2.21	Vergrößerte Ansicht der Temperaturverteilung im Bereich der Gunn-Diode	40
2.22	Darstellung des Temperaturabfalls entlang der Rotationsachse	40
2.23	Darstellung des Temperaturabfalls entlang der Außenfläche der Anordnung . . .	41
2.24	Verteilung der Wärmestromdichten in Gunn-Diode und Wärmesenke	41
3.1	Aufbau des Schichtsystems MBE 16017	44
3.2	Aufbau des Schichtsystems MBE 16023	44
3.3	Aufbau des Schichtsystems MBE 16037	45
3.4	Aufbau des Schichtsystems MBE 16045	45
3.5	Schematischer Aufbau eines Gunn-Diodenchips mit integrierter Wärmesenke . . .	47

3.6	Skizze des Wafers nach der Aufdampfung des Rückseitenkontaktes	48
3.7	Mikroskopaufnahme eines Ge/Ni/Au-Kontaktes nach dem Legierprozeß	48
3.8	Skizze des Wafers nach der Strukturierung der Gold-Wärmesenke	49
3.9	REM-Aufnahme der SU-8 Lackmaske nach der Lithographie	50
3.10	REM-Aufnahme der Gold-Wärmesenke nach dem Plattierungsprozeß	51
3.11	Skizze des Wafers nach der Stabilisierung mit einer Nickelschicht	52
3.12	Skizze der Probe nach der Entfernung des GaAs-Substrates	53
3.13	REM-Aufnahmen der schrittweisen Zerstörung einer AlAs-Ätzstoppschicht	54
3.14	Skizze der Probe nach der Aufdampfung des Topkontaktes	55
3.15	Schematische Darstellung einer ECR-Anlage	57
3.16	REM-Aufnahme der Gunn-Diodenmesa nach der Plasmaätzung	58
3.17	Skizze der Probe nach der Mesaätzung	58
3.18	REM-Aufnahme der Gunn-Diode nach der Plattierung des Topkontaktes	59
3.19	Skizze der Probe nach der galvanischen Verstärkung des Topkontaktes	59
3.20	Skizze der Gunn-Diodenchips nach der Vereinzelung	60
3.21	Querschnittszeichnung des Gunn-Diodenpackages	61
3.22	Schematischer Aufbau des Oszillators	62
3.23	Schematischer Aufbau einer koplanaren Gunn-Diode	63
3.24	Skizze der Probe nach der Aufdampfung des Topkontaktes	64
3.25	Skizze der Probe nach der Mesaätzung	65
3.26	Skizze der Probe nach der Aufdampfung des ohmschen Bottomkontaktes	65
3.27	Mikroskopaufnahmen nach der Aufdampfung des ohmschen Bottomkontaktes	66
3.28	REM-Aufnahmen der selbstjustierten Aufdampfung des Bottomkontaktes	66
3.29	Mikroskopaufnahmen von Gunn-Dioden nach der Isolation der Bauelemente	68
3.30	Skizze der Probe nach der Isolation der einzelnen Bauelemente	68
3.31	Mikroskopaufnahmen von Gunn-Dioden nach der Polyimidisolation	69
3.32	Skizze der Probe nach der Isolation der Gunn-Diodenmesa mit Polyimid	70
3.33	Skizze der Gunn-Diode nach der Aufdampfung der koplanaren Bondpads	70
3.34	REM-Aufnahme einer fertigen Gunn-Diode mit koplanaren Bondpads	71
3.35	Mikroskopaufnahme einer fertigen Gunn-Diode mit koplanaren Bondpads	71
4.1	Grafische Auswertung der Transmission Line Messung	74
4.2	Schematische Darstellung des Meßaufbaus für DC-Messungen an Gunn-Dioden	76
4.3	DC-Kennlinien der verschiedenen Gunn-Dioden in Vorwärtsrichtung	78
4.4	DC-Kennlinien der verschiedenen Gunn-Dioden in Rückwärtsrichtung	78
4.5	Temperaturabhängigkeit der DC-Kennlinien in Vorwärtsrichtung	80
4.6	Temperaturabhängigkeit der DC-Kennlinien in Rückwärtsrichtung	80
4.7	Vergleich der DC-Kennlinien einer Gunn-Diode in Puls- und cw-Betrieb	81

4.8	Schematische Darstellung des Meßaufbaus für Hochfrequenzmessungen	83
4.9	Leistung und Frequenz in Abhängigkeit von der Position des Backshorts	84
4.10	Typische Turn-On Charakteristik einer Gunn-Diode mit Injektor	85
4.11	Einfaches Ersatzschaltbild eines Gunnoszillators (nach Hobson)	86
4.12	Frequenz und Leistung in Abhängigkeit von der Betriebsspannung	87
4.13	Frequenz und Leistung in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur	88
5.1	DC-Kennlinien von koplanaren Gunn-Dioden mit unterschiedlicher Mesagröße . .	92
5.2	Frequenzabhängigkeit des Betrags des Eingangsreflexionsfaktors S_{11}	93
5.3	Frequenzabhängigkeit des Realteils der Impedanz Z	94
5.4	Detailvergrößerung der Frequenzabhängigkeit des Realteils der Impedanz Z . . .	95
5.5	Frequenzabhängigkeit des Imaginärteils der Impedanz Z	96
5.6	Vergleich zwischen Kleinsignalmeßdaten und verschiedenen Impedanzmodellen .	98
5.7	Realteil der Impedanz Z bei Frequenzen zwischen 50 Hz und 10 MHz	99
5.8	Einfluß der Mesagröße auf das Frequenzverhalten der Impedanz Z	100
5.9	Verhalten des Realteils der Impedanz Z im gesamten Frequenzbereich	102
A.1	Aufbau einer Transmission Line Struktur	107
A.2	Grafische Auswertung einer Transmission Line Messung	108
A.3	Schematische Darstellung des Stromflusses zwischen zwei TLM-Kontakten	108
A.4	Ersatzschaltbild für zwei TLM-Kontakte	109
B.1	Darstellung der S-Parameter eines 2-Tors	111
D.1	Maskenlayouts für die Lithographie der Wärmesenke und der Nickelschicht . . .	124
D.2	Maskenlayouts für die Aufdampfung und Plattierung des Topkontaktes	125
D.3	Übersicht der Lithographielayer zur Herstellung einer koplanaren Gunn-Diode . .	127

Literaturverzeichnis

- [Bar88] H. Barth, *Oberwellen-Oszillatoren zur Leistungserzeugung im Millimeterwellen-Gebiet*, Fortschritt-Berichte VDI Reihe 10 Nr. 86, VDI-Verlag (1988)
- [Ber72] H. H. Berger, *Models For Contacts To Planar Devices*, Solid-State Electronics **15** (2), 145-158 (1972)
- [Bet88] P. H. Beton, A. P. Long, N. R. Couch, M. J. Kelly, *Use of n^+ Spike Doping Regions as Nonequilibrium Connectors*, Elec. Lett. **24** (7), 434-435 (1988)
- [But65] P. N. Butcher, *Theory of Stable Domain Propagation in the Gunn Effect*, Phys. Lett. **19** (7), 546-547 (1965)
- [But66] P. N. Butcher, W. Fawcett, C. Hilsun, *A Simple Analysis of Stable Domain Propagation in the Gunn Effect*, Brit. J. Appl. Phys. **17**, 841-850 (1966)
- [Cop66] J. A. Copeland, *Electrostatic Domains in Two-Valley Semiconductors*, IEEE Trans. Elec. Dev. **ED-13** (1), 189-191 (1966)
- [Cop67a] J. A. Copeland, *LSA Oscillator-Diode Theory*, J. Appl. Phys. **38** (8), 3096-3101 (1967)
- [Cop67b] J. A. Copeland, *Characterization of Bulk Negative-Resistance Diode Behavior*, IEEE Trans. Elec. Dev. **ED-14** (9), 461-463 (1967)
- [Cor02] H. Cords, A. Förster, *Berechnung der Temperaturverteilung in einer Gunn Diode*, Forschungszentrum Jülich GmbH, Zentralabteilung Technologie, **FZJ-ZAT-371** (2002)
- [Cou88] N. R. Couch, P. H. Beton, M. J. Kelly, T. M. Kerr, D. J. Knight, J. Ondria, *The Use of Linearly Graded Composition AlGaAs Injectors for Intervalley Transfer in GaAs: Theory and Experiment*, Solid-State Electron. **31** (3/4), 613-616 (1988)
- [Cou89] N. R. Couch, H. Spooner, P. H. Beton, M. J. Kelly, M. E. Lee, P. K. Rees, T. M. Kerr, *High-Performance, Graded AlGaAs Injector, GaAs Gunn Diodes at 94 GHz*, IEEE Elec. Dev. Lett. **10** (7), 288-290 (1989)
- [Cum66] D. E. McCumber, A. G. Chynoweth, *Theory of Negative-Conductance Amplification and of Gunn Instabilities in Two-Valley Semiconductors*, IEEE Trans. Elec. Dev. **ED-13** (1), 4-21 (1966)

- [Dal94] I. Dale, J. R. P. Stephens, J. Bird, *Fundamental Mode Graded Gap Gunn Diode Operation at 77 and 84 GHz*, Proceedings of the Microwave 94 Conference, 248-251 (1994)
- [Des92] G. C. DeSalvo, W. F. Tseng, J. Comas, *Etch Rates and Selectivities of Citric Acid/Hydrogen Peroxide on GaAs, Al_{0.3}Ga_{0.7}As, In_{0.2}Ga_{0.8}As, In_{0.53}Ga_{0.47}As, In_{0.52}Al_{0.48}As and InP*, J. Electrochem. Soc. **139** (3), 831-835 (1992)
- [Eis89] H. Eisele, *Selective Etching Technology for 94 GHz GaAs IMPATT Diodes on Diamond Heat Sinks*, Solid-State Electron. **32** (3), 253-257 (1989)
- [Eis98] H. Eisele, G. I. Haddad, *Two-Terminal Millimeter-Wave Sources*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **46** (6), 739-746 (1998)
- [Ern02] T. Ernst, *Packaging von Gunn-Dioden*, Diplomarbeit, Technische Universität Braunschweig (2002)
- [Fra94] G. Franz, *Oberflächentechnologie mit Niederdruckplasmen*, Springer Verlag (1994)
- [Fra99] G. Franz, F. Rinner, *Reactive Ion Etching of GaN and GaAs: Radially Uniform Processes for Rectangular, Smooth Sidewalls*, J. Vac. Sci. Technol. A **17** (1), 56-61 (1999)
- [Gun63] J. B. Gunn, *Microwave Oscillations of Current in III-V Semiconductors*, Solid State Commun. **1** (4), 88-91 (1963)
- [Gun64] J. B. Gunn, *Instabilities of Current in III-V Semiconductors*, IBM J. Res. Dev. **8**, 141-159 (1964)
- [Gun65] J. B. Gunn, *Instabilities of Current and of Potential Distribution in GaAs and InP*, Proc. Plasma Effects in Solids, Dunod, Paris, 199-207 (1965)
- [Hak67] B. W. Hakki, *Amplification in Two-Valley Semiconductors*, J. Appl. Phys. **38** (2), 808-818 (1967)
- [Har75] T. Hariu, Y. Shibata, *Optimum Schottky-Barrier Height for High-Efficiency Microwave Transferred-Electron Diodes*, Proc. IEEE **63** (5), 823-824 (1975)
- [Has95] J. G. van Hassel, *Dry Processing of GaAs-Based MESFETs and Pseudomorphic HFETs*, Doktorarbeit, Technische Universität Eindhoven (1995)
- [Hei71] K. Heime, *Der Gunn-Effekt*, Der Fernmelde-Ingenieur **25** (11/12), 1-29/1-32 (1971)
- [Hi162] C. Hilsum, *Transferred Electron Amplifiers and Oscillators*, Proc. IRE **50**, 185-189 (1962)
- [Hob74] G. S. Hobson, *The Gunn Effect*, Clarendon Press, Oxford (1974)
- [Hut65] A. R. Hutson, A. Jayaraman, A. G. Chynoweth, A. S. Coriell, W. L. Feldman, *Mechanism of the Gunn Effect from a Pressure Experiment*, Phys. Rev. Lett. **14** (16), 639-641 (1965)

- [Hut96] S. Hutchinson, J. Stephens, M. Carr, M. J. Kelly, *Implant Isolation Scheme for Current Confinement in Graded-Gap Gunn Diodes*, *Electron. Lett.* **32** (9), 851-852 (1996)
- [Joh71] N. O. Johnson, K. O. I. Olsson, S. J. Wildheim, *Temperature in Gunn Diodes with Inhomogeneous Power Dissipation*, *IEEE Trans. Elec. Dev.* **ED-18** (3), 158-165 (1971)
- [Jua90] C. Juang, K. J. Kuhn, R. B. Darling, *Selective Etching of GaAs and Al_{0.3}Ga_{0.7}As with Citric Acid/Hydrogen Peroxide Solutions*, *J. Vac. Sci. Technol. B* **8** (5), 1122-1124 (1990)
- [Kai95] J. Kaindl, S. Sotier, G. Franz, *Dry Etching of III/V-Semiconductors: Fine Tuning of Pattern Transfer and Process Control*, *J. Electrochem. Soc.* **142** (7), 2418-2424 (1995)
- [Kam93] R. Kamoua, H. Eisele, G. I. Haddad, *D-Band (110-170 GHz) InP Gunn Devices*, *Solid-State Electron.* **36** (11), 1547-1555 (1993)
- [Kni67] S. Knight, *Heat Flow in n⁺⁺-n-n⁺ Epitaxial GaAs Bulk Effect Devices*, *Proc. IEEE* **55** (1), 112-113 (1967)
- [Koop] Diese Messungen wurden im Rahmen eines gemeinsamen Projektes von einem Industriepartner des Forschungszentrums Jülich durchgeführt. Aufgrund einer Informationsschutzvereinbarung kann der Industriepartner hier nicht namentlich genannt werden.
- [Kro64] H. Krömer, *Theory of the Gunn Effect*, *Proc. IEEE* **52**, 1736 (1964)
- [Loo89] D. C. Look, *Electrical Characterization of GaAs Materials and Devices*, Wiley & Sons (1989)
- [Lut95] H. Lüth, *Surfaces and Interfaces of Solid Materials*, Springer Verlag (1995)
- [Ney89] S. Neylon, I. Dale, H. Spooner, D. Worley, N. Couch, D. Knight, J. Ondria, *State-of-the-Art Performance Millimetre Wave Gallium Arsenide Gunn Diodes Using Ballistically Hot Electron Injectors*, *IEEE 1989 MTT-S International Microwave Symposium Digest 1*, 519-522 (1989)
- [Ond87a] J. Ondria, R. L. Ross, *Improved Performance of Fundamental and Second Harmonic MMW Oscillations Through Active Device Doping Concentration Contouring*, *IEEE 1987 MTT-S International Microwave Symposium Digest 2*, 977-980 (1987)
- [Ond87b] J. Ondria, R. L. Ross, *Enhanced TED MMW Device Performance Using Graded Doping Profiles*, *Proceedings of the 17th European Microwave Conference - MICRO-WAVE 87*, 673-680 (1987)
- [Rad01] V. Radisic, L. Samoska, M. Micovic, M. Hu, P. Janke, C. Ngo, L. Nguyen, *80 GHz MMIC HEMT VCO*, *IEEE Microwave and Wireless Components Lett.* **11** (8), 325-327 (2001)

- [Ree82] G. K. Reeves, H. B. Harrison, *Obtaining the Specific Contact Resistance from Transmission Line Model Measurements*, IEEE Elec. Dev. Lett. **3** (5), 111 (1982)
- [Rel88] E. Relling, A. P. Botha, *Solid State Diffusion in GaAs/AuGe/Ni and GaAs/Ni/AuGe/Ni Ohmic Contacts*, Appl. Surf. Sci. **35** (3), 380-387 (1989)
- [Rid61] B. K. Ridley, T. B. Watkins, *The Possibility of Negative Resistance Effects in Semiconductors*, Proc. Phys. Soc. **78**, 293-304 (1961)
- [Rid63] B. K. Ridley, *Specific Negative Resistance in Solids*, Proc. Phys. Soc. **82**, 954-966 (1963)
- [Ruc70] J. G. Ruch, W. Fawcett, *Temperature Dependence of the Transport Properties of Gallium Arsenide Determined by a Monte Carlo Method*, J. Appl. Phys. **41** (9), 3843-3849 (1970)
- [Sal83] G. Salmer, *Physical Frequency Limitations of 2-Terminal Devices*, IEE Proc. **130** (2), 80-92 (1983)
- [Saw99] D. Sawdai, D. Pavlidis, D. Cui, *Enhanced Transmission Line Model Structures for Accurate Resistance Evaluation of Small-Size Contacts and for More Reliable Fabrication*, IEEE Trans. Elec. Dev. **46** (7), 1302-1311 (1999)
- [Schu88] E. F. Schubert, J. B. Stark, T. H. Chiu, B. Tell, *Diffusion of Atomic Silicon in Gallium Arsenide*, Appl. Phys. Lett. **53** (4), 293-295 (1988)
- [Schu89] E. F. Schubert, C. W. Tu, R. F. Kopf, J. M. Kuo, L. M. Lunardi, *Diffusion and Drift of Si Dopants in δ -Doped N-Type $Al_xGa_{1-x}As$* , Appl. Phys. Lett. **54** (25), 2592-2594 (1989)
- [Schu90] E. F. Schubert, *Delta Doping of III-V Compound Semiconductors: Fundamentals and Device Applications*, J. Vac. Sci. Technol. A **8** (3), 2980-2996 (1990)
- [Sha81] D. W. Shaw, *Localized GaAs Etching with Acidic Hydrogen Peroxide Solutions*, J. Electrochem. Soc. **128** (4), 874-880 (1981)
- [Shy66] M. Shyam, J. W. Allen, G. L. Pearson, *Effect of Variation of Energy Minima Separation on Gunn Oscillations*, IEEE Trans. Elec. Dev. **ED-13** (1), 63-67 (1966)
- [Siw99] H. J. Siweris, H. Tischer, T. Grave, W. Kellner, *A Monolithic W-Band HEMT VCO with Feedback Topology*, IEEE Int. MTT-S Dig., 17-20 (1999)
- [Sto99] J. Stock, *Herstellung eines vertikalen resonanten Tunneltransistors und Charakterisierung der Eigenschaften bei Raumtemperatur*, Diplomarbeit, RWTH Aachen (1999)
- [Sze98] S. M. Sze, *Modern Semiconductor Device Physics*, John Wiley & Sons (1998)
- [Szu90] J. M. Szubert, J. Barstow, R. B. Beall, J. J. Harris, *W-Band GaAs Gunn Diodes with High Output Power*, Solid-State Electron. **33** (8), 1035-1037 (1990)

- [Ton92] M. Tong, D. G. Balleger, A. Ketterson, E. J. Roan, K. Y. Cheng, I. Adesida, *A Comparative Study of Wet and Dry Selective Etching Processes for GaAs/AlGaAs/InGaAs Pseudomorphic MODFETs*, J. Electronic Materials **21** (1), 9 (1992)
- [War66] F. L. Warner, *Extension of the Gunn-Effect Theory Given by Robson and Mahrous*, Elec. Lett. **2** (7), 260-261 (1966)
- [Win99] D. W. Winston, *Simulationssoftware SimWindows Version 1.5*, Universität von Colorado, Boulder, Internet: www-ocs.colorado.edu/SimWindows/simwin.html (1999)
- [Wu85] X. S. Wu, L. A. Coldren, J. L. Merz, *Selective Etching Characteristics of HF for $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$* , Elec. Lett. **21** (13), 558-559 (1985)
- [Zyb96] M. F. Zybura, *A Theoretical and Experimental Contribution to the Design of 100-200 GHz Transferred Electron Oscillators*, Doktorarbeit, School of Engineering and Applied Science, University of Virginia (1996)

Danksagung

Der Erfolg einer experimentellen Arbeit im Bereich der Halbleiterphysik ist von der guten Zusammenarbeit mit einer Vielzahl von Personen abhängig. Deshalb möchte ich mich an dieser Stelle bei all denen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt:

Herrn PROF. DR. H. LÜTH für die Möglichkeit, diese Arbeit am Institut für Schichten und Grenzflächen anfertigen zu können, für sein stetes Interesse an meiner Arbeit und für das sehr gute Arbeitsklima am Institut.

Herrn PROF. DR. S. MANTL für die freundliche Übernahme des Korreferats.

Herrn DR. A. FÖRSTER für die ausgezeichnete Betreuung, die unermüdliche Unterstützung in allen physikalischen, technischen und organisatorischen Fragen, die intensive Durchsicht des Manuskripts und für die sehr gute und freundschaftliche Zusammenarbeit. Darüberhinaus danke ich ihm und Herrn CH. KRAUSE für das außerordentliche Engagement bei der Epitaxie der zahlreichen MBE Schichten.

Herrn DR. M. LEPSA für das Einbringen seiner großen Erfahrung auf dem Gebiet der Halbleitertechnologie, für seine unentbehrliche Unterstützung bei der Prozessierung der zahlreichen Proben und für die sehr gute Teamarbeit.

Herrn DIPL. ING. S. MONTANARI für seine engagierte Unterstützung bei der Durchführung und Auswertung der Hochfrequenzmessungen, für die hilfreichen Erläuterungen zu Themen der Hochfrequenztechnik und für die gute Atmosphäre im Büro.

Herrn DR. M. INDLEKOFER für viele interessante Diskussionen zur Theorie des Gunn-Effekts und hilfreiche Hinweise zur Interpretation der Meßergebnisse.

Herrn DR. M. GORYLL für die Einweisung am CV-Meßplatz und seine stete Hilfsbereitschaft bei physikalischen oder technischen Problemen aller Art.

Herrn DR. J. MALINDRETOS für interessante Diskussionen zu Themen der Physik und der Halbleitertechnologie, für seine große Hilfsbereitschaft in allen Bereichen und die ausgezeichnete Büroatmosphäre in den ersten beiden Jahren meiner Doktorarbeit.

Herrn DIPL. ING. T. ERNST für die Inbetriebnahme einer neuen Aufdampfanlage, das Einfahren der Aufdampfprozesse für die ausgezeichneten ohmschen Kontakte und für das Packaging der Gunn-Diodenchips.

Herrn DIPL. ING. A. STEFFEN und Herrn J. MÜLLER sowie den übrigen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern des Reinraums für die tägliche Unterstützung bei der Reinraumarbeit.

Herrn DIPL. ING. F. RINGELMANN für die Einweisung an der ECR-Anlage, für sein großes Interesse an meiner Arbeit und sein außerordentliches Engagement bei der Wartung und Reparatur der Anlage.

Frau M. NONN für ihre hohe Einsatzbereitschaft bei der Herstellung der zahlreichen Lithographiemasken.

Frau A. PRACHT, Herrn J. ZILLIKENS und Herrn CH. KRAUSE für die Aufdampfung der vielen Metallisierungen.

Herrn DIPL. ING. H. P. BOCHEM für die vielen, sehr guten Aufnahmen am Elektronenmikroskop.

Herrn DIPL. ING. A. FOX für die kompetente Durchführung der Hochfrequenzmessungen.

Den Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern der Sekretariate, der Elektronik-Werkstatt und der mechanischen Werkstatt sowie allen nicht namentlich erwähnten Kolleginnen und Kollegen des Instituts für ihre vielseitige Unterstützung und für die sehr angenehme Arbeitsatmosphäre.

Allen Mitarbeitern unseres Projektpartners für das Packaging der Gunn-Diodenchips und die Hochfrequenzmessungen an den Gunnoszillatoren, für die ausgezeichnete Zusammenarbeit und die motivierende Atmosphäre auf allen Projekt-Treffen.

Vor allem möchte ich mich an dieser Stelle auch bei MEINER FAMILIE bedanken, auf deren Unterstützung und Zuspruch ich mich stets uneingeschränkt verlassen konnte.

Forschungszentrum Jülich
in der Helmholtz-Gemeinschaft



Jül-4069
Juni 2003
ISSN 0944-2952