

GALLIUMARSENID-BASIERTE HETEROBIPOLAR-TRANSISTOREN

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTOR-INGENIEURS

von der Fakultät für

Elektrotechnik

der Universität Fridericiana Karlsruhe

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.-Phys. Frank Brunner

aus Berlin

Tag der mündlichen Prüfung:	16.07.2002
Hauptreferent:	Prof. Dr. G. Weimann
Korreferentin:	Prof. Dr. E. Ivers-Tiffée

ABSTRACT

GaAs-based Heterojunction Bipolar Transistors (HBTs) have the potential for becoming key components in present and future microwave applications. HBTs combine good high power and high frequency characteristics, making them suitable for rf power amplifier or oscillator circuits.

This thesis deals with the development of optimized growth procedures for GaAs-based HBTs in Metalorganic Vapor Phase Epitaxy (MOVPE), which is one of the most sophisticated production methods for heterostructure compound semiconductors. The result of the optimization carried out is demonstrated by characterization of processed GaInP/GaAs-HBT devices with regard to dc and rf performance as well as device lifetime. Correlation of fundamental material properties depending on MOVPE growth conditions and resulting HBT device performance are the foundation of the presented results.

Device theory shows that recombination processes in the highly doped base layer play the major role for the maximum achievable current gain. Bulk properties of the emitter material or emitter-base interface characteristics mainly influence the turn-on voltage, as long as the band gap of the emitter material remains unchanged. Despite the very low emitter-base doping ratio the emitter injection efficiency is close to unity as a result of the large valence bandoffset in the GaInP/GaAs material system. Numerical device simulation is used for predicting basic device behaviour showing that the highly doped base layer sets the most stringent demands on material properties.

The presented growth results for emitter, collector and contact layers meet device requirements regarding n-type doping, surface morphology and homogeneity of thickness and material composition (4 inch). The HBT base layer requires both a very high and stable p-type doping, favouring carbon as an acceptor due to its low dopant diffusivity and high solubility in GaAs. Carbon doping up to $6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ is achieved either via trimethylgallium (TMG) and the group V precursor only (intrinsic doping) or using an extrinsic carbon source (carbontetrabromide, CBr_4). Structural, morphological and electrical layer properties are used to qualify the base growth conditions. Despite comparable structural and majority carrier characteristics differences in minority carrier properties depending on base doping method are observed. These results correlate with the measured dc current gains of processed large area devices. Base doping with TMG and arsine only results in HBT current gains which are among the best published to date. Improvement of the intrinsic base doping homogeneity turned out to be one major optimization task. Adjustment of growth conditions resulted in a very uniform base sheet resistance within a 5% range over 4 inch. Important factors for reproducibility are identified and specific characterization tools have been developed.

The incorporation of hydrogen in the MOVPE growth process results in passivation of carbon acceptors. High-temperature annealing steps turn out to be unsuitable to remove hydrogen from the base due to the limited thermal stability of base layer properties. However, using optimized growth conditions hydrogen indiffusion during after base growth could be significantly reduced. Consequently, the short time current gain degradation owing to the electrical activation of carbon acceptors is below 5%. Longterm degradation behaviour has been investigated at high current densities. Extrapolation of lifetime measurements predicts a time-to-failure of more than 10^6 hours at usual junction temperatures for optimized devices.

As the result of the growth development GaInP/GaAs-HBT power cell devices with very good output power, microwave gain and efficiency at the targeted frequency are demonstrated.

INHALTSVERZEICHNIS

Zusammenfassung	1
1 Einleitung	5
2 Der Heterobipolar-Transistor im Materialsystem GaAs	9
2.1 Funktionsweise des Heterobipolar-Transistors (HBT)	9
2.2 DC-Eigenschaften	12
2.3 Hochfrequenz- und Leistungsverhalten	14
2.4 Bauelemente-Modellierung	16
2.4.1 Drift-Diffusions-Modell	16
2.4.2 Numerische 2-dimensionale Modellierung	21
2.5 Ableitung von Anforderungen an die Struktur	27
3 Experimentelle Grundlagen	30
3.1 Metallorganische Gasphasenepitaxie (MOVPE)	30
3.1.1 Der MOVPE-Wachstumsprozess	30
3.1.2 Der Mehrscheiben-Reaktor AIX2400G3	34
3.2 Charakterisierungsverfahren	36
3.2.1 Strukturelle und morphologische Charakterisierung	36
3.2.2 Elektrische und optische Charakterisierung	39
3.3 Der HBT Herstellungs-Prozess	43
3.3.1 DC-Charakterisierung	45
4 Wachstum und Charakterisierung von HBT-Schichtstrukturen	46
4.1 Die Kollektor- und Kontaktschichten	46
4.1.1 GaAs:Si	47
4.1.2 $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As:Si}$	50
4.2 Die Emitterschicht	51
4.2.1 $\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P:Si}$	51
4.2.2 Wachstumsführung an den Heterogrenzflächen	54
4.3 Die Basisschicht (GaAs:C)	56
4.3.1 Intrinsische Dotierung (TMG, AsH_3 /TMAs)	57
4.3.2 Extrinsische Dotierung mit Kohlenstofftetrabromid (CBr_4)	60
4.3.3 Vergleich von Materialeigenschaften	62
4.3.4 Homogenität (4 Zoll) und Reproduzierbarkeit	68
4.3.5 Akzeptor-Passivierung durch Wasserstoff	75
4.3.6 Minimierung des H-Einbaus in GaAs:C	79
4.3.7 Verspannungskompensation	86
4.4 Wachstum der Gesamtstruktur	88
5 Charakterisierung und Diskussion von Transistoreigenschaften	90
5.1 Ergebnisse der Einzeltransistor DC-Charakterisierung	91
5.1.1 Vergleich der Basis-Dotierungsverfahren	91
5.1.2 Homogenität (4 Zoll) und Reproduzierbarkeit	95
5.1.3 Basisstruktur-Design	98

5.1.4	Thermische Stabilität von HBT-Eigenschaften	101
5.1.5	Einfluss von Substrat-Eigenschaften	104
5.2	Die HBT-Leistungszelle	109
5.2.1	Größenskalierung	110
5.2.2	HF-Verhalten und Leistungsergebnisse	112
5.3	Zuverlässigkeits-Untersuchungen	115
5.3.1	Überblick über die Degradationsuntersuchungen	116
5.3.2	Kurzzeit-Degradation	118
5.3.3	Langzeit-Degradation	122
5.3.4	Zusammenfassung und Interpretation des Degradationsverhaltens	127
Anhang		129
A	Materialparameter und HBT-Struktur TeSCA-Simulationen	129
B	Materialparameter HRXRD-Simulationen	129
C	Rasterkraftmikroskopie-Aufnahmen	130
D	HBT-Schichtstruktur	131
Verzeichnis häufig verwendeter Abkürzungen und Formelzeichen		133
Literaturverzeichnis		137
Danksagung		

Zusammenfassung

Inhalt der vorliegenden Arbeit ist die Optimierung von Wachstumsprozessen bei der Metallorganischen Gasphasenepitaxie (MOVPE) von GaAs-basierten Heterobipolar-Transistoren (HBT). Das Ergebnis der durchgeführten Wachstumsoptimierung wird anhand der Eigenschaften der hergestellten Bauelemente sowie ihrer Zuverlässigkeit demonstriert. Eine enge Korrelation von schichtspezifischen Materialeigenschaften und resultierenden Bauelemente-Parametern bildet die Grundlage der vorgestellten Ergebnisse.

Mit Hilfe analytischer und numerischer Bauelemente-Modellierung wurden die wesentlichen Anforderungen an die Schichtstruktur abgeleitet, um eine zielgerichtete Epitaxie-Optimierung zu ermöglichen. Numerische Simulationen des DC-Transistorverhaltens in Abhängigkeit von materialphysikalischen Parametern zeigen, dass hauptsächlich der diffusive Ladungsträger-Transport durch die hochdotierte Basisschicht die Stromverstärkung des HBT limitiert. Dies trifft unter der Voraussetzung einer idealen Emittlerinjektionseffizienz zu, die für Emitter-Basis-Valenzbanddiskontinuitäten größer 0.3 eV auch bei sehr kleinen Dotierungsverhältnissen ($n_E/p_B < 0.05$) erreicht werden. Der hohe Valenzbandsprung am GaAs/Ga_{0.5}In_{0.5}P-Übergang sowie Vorteile bei der Bauelemente-Technologie begründen die Wahl von Ga_{0.5}In_{0.5}P als Emittersmaterial. Defekte innerhalb des Emitters und an der Heterogrenzfläche beeinflussen hauptsächlich die Idealität der Emitter-Basis-Diode und somit die Einsatzspannung des Transistors. Die im Rahmen eines Drift-Diffusionsmodells beschriebene Analyse der HBT-Stromverstärkung ermöglicht eine von der Basisschicht-Struktur unabhängige Interpretation von Bauelemente-Ergebnissen. Die Modellierungs-Ergebnisse zeigen, dass die Optimierung der hoch p-dotierten Basisschicht einen Schwerpunkt der HBT-Epitaxieentwicklung bilden muss.

Die vorgestellten Ergebnisse zum Wachstum der Emitter-, Kollektor- und Kontaktschichten beschränken sich auf die n-Dotierung (Si), die Oberflächen-Morphologie und die Homogenitäten von Wachstumsrate, Dotierung und Materialzusammensetzung über 4 Zoll. Beim Wachstum der hochverspannten In_{0.5}Ga_{0.5}As:Si-Kontaktschicht genügen die erreichten Dotierungen und Morphologien den Anforderungen der nichtlegierenden Emitterkontaktierung sowie der trockenchemischen Emittersätzung. Zur Vermeidung von Ordnungserscheinungen in der Ga_{0.5}In_{0.5}P-Emitterschicht und korrelierten Effekten (Bandlücken-Reduktion und Domänenbildung) erwiesen sich niedrige Wachstumstemperaturen als geeignet.

Bei den Untersuchungen zum Basisschicht-Wachstum stellte der Vergleich verschiedener Verfahren der Kohlenstoff-Dotierung die Grundlage weiterer Optimierungsarbeiten dar. Die Notwendigkeit einer hohen und stabilen p-Dotierung in der Basisschicht motiviert die Nutzung von Kohlenstoff als p-Dotand in GaAs. Für den Vergleich verschiedener C-Dotierungsverfahren wurden wichtige Materialeigenschaften der GaAs:C-Schichten untersucht. Sowohl mit dem Verfahren der intrinsischen C-Dotierung unter alleiniger Nutzung der GaAs-Ausgangsstoffe Trimethylgallium (TMG), Arsin (AsH₃) oder Trimethylarsen (TMAs), als auch unter Verwendung einer extrinsischen Dotierquelle (Kohlenstofftetrabromid, CBr₄) wurden Kohlenstoff-Konzentrationen bis $6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ erreicht.

Der Vergleich der hoch C-dotierten Schichten in Abhängigkeit der Dotierquellen ergab keine signifikanten Unterschiede hinsichtlich ihrer strukturellen und elektrischen Eigenschaften. Jedoch zeigte die Charakterisierung von Minoritätsträger-Eigenschaften Differenzen in den erreichten Materialqualitäten, die in der Anwendung zu Unterschieden in den erreichten Bauelemente-Eigenschaften von HBTs je nach Basis-Dotierungsverfahren führten: Transistoren mit intrinsischer Basisdotierung unter Verwendung der Ausgangsstoffe TMG und AsH₃ besitzen die besten Bauelemente-Eigenschaften; dies korreliert mit den für dieses Dotierungsverfahren ermittelten größten Elektronenlebensdauern und Diffusionslängen in GaAs:C.

Die erreichte Stromverstärkung von 60×60 μm²-GaInP/GaAs-HBTs von mehr als 110 bei einem Basisschichtwiderstand von 200 Ω/q gehört zu den besten Resultaten, die für GaAs-basierte Heterobipolar-Transistoren veröffentlicht wurden. Die sehr guten Dioden-Idealitätsfaktoren der Basisstrom-Kennlinie belegen die strukturelle Perfektion der Emitter-Basis-Heterogrenzfläche. Die Ausgangsstoffe CBr₄ und TMAs führen zu einer verschlechterten GaAs:C-Materialqualität und dementsprechend verringerten HBT-Stromverstärkungen, was mit hoher Wahrscheinlichkeit auf eine für diese Anwendung ungenügende Reinheit der Ausgangsstoffe zurückzuführen ist. Als Konsequenz ist die intrinsische C-Dotierung mit TMG und AsH₃ trotz der hohen Anforderungen an reproduzierbare Wachstumsbedingungen das geeignetste Dotierverfahren für die GaAs-Basisschicht von HBT. Der Vergleich verschiedener Basisstrukturen (Dotierungshöhe und Dicke) erfolgt im Hinblick auf Fragen der Dotierungsabhängigkeit von Minoritätsträger-Eigenschaften, des Wasserstoff-Einbaus und Hochfrequenz-Eigenschaften. Die Abhängigkeit der HBT-Stromverstärkung von der Basisdicke wird gut durch die quadratische Dickenabhängigkeit des diffusiven Ladungstransports approximiert.

Im Hinblick auf Anforderungen der Homogenität von HBT-Eigenschaften über 4 Zoll erwies sich die Optimierung der Basisdotierungs-Homogenität unter Verwendung der intrinsischen C-Dotierung als notwendig. Durch Wahl geeigneter Wachstumsbedingungen konnte die Homogenität des Basisschichtwiderstandes über den 4 Zoll-Waferdurchmesser auf ±5% verbessert werden. Im Hinblick auf die Verbesserung der Reproduzierbarkeit der intrinsischen C-Dotierung wurden wichtige reaktorspezifische Einflussfaktoren erkannt. Zur reproduzierbaren Einstellung spezifizierter Bauelementeparameter, wie z.B. des Basisschichtwiderstandes, wurden spezielle Charakterisierungsstrukturen entwickelt.

Eine teilweise Akzeptor-Passivierung in der Basisschicht durch Wasserstoff führt in den ersten Betriebsstunden zu instabilen Bauelemente-Eigenschaften. Als Hauptquelle des im GaAs:C nachgewiesenen Wasserstoffs konnte der Gruppe V-Ausgangsstoff AsH₃ identifiziert werden. Die festgestellte H-Eindiffusion erfolgt im wesentlichen in Wachstumsschritten unter hohem AsH₃-Partialdruck, wie z.B. während des Wachstums der Emitterballast- und Kontaktschicht. Die Höhe des H-Einbaus ist eine Funktion der Basisdotierung, der Emitter-Schichtstruktur sowie der Abkühlprozedur nach dem Wachstum.

Die Temperung der Kompletstruktur erwies sich aufgrund der Notwendigkeit hoher Temperaturen für die H-Ausdiffusion als ungeeignet zur Verringerung des H-Gehaltes in der Basis. Experimente zur thermischen Stabilität des Basismaterials GaAs:C ($p > 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) zeigen eine thermisch aktivierte Degradation von Minoritätsträger-Eigenschaften. Hierzu korreliert werden konnte die drastische Reduktion der HBT-Stromverstärkung in Folge von Hochtemperatur-Schritten. Als Verursacher der thermischen Instabilität von p⁺-GaAs kommen mit hoher Wahrscheinlichkeit C-korrelierte Punktdefekte in Betracht, die als effiziente Rekombinationszentren wirken. Eine Minimierung der H-Eindiffusion erfolgte auf der

Grundlage der Barrierenwirkung n-dotierter Schichten durch optimierte Wachstumsbedingungen der Emitter-Ballast und -Kontaktschichten. Für die gegebenen Dotierungshöhen der GaAs:C-Basisschicht wurden sehr geringe Passivierungsgrade von weniger als 10% erreicht.

Eine mögliche Beeinflussung von HBT-Ergebnissen durch Substrat-Eigenschaften wurde durch Vergleich verschiedener Kristall- und Oberflächenqualitäten untersucht. Eine Beeinflussung der HBT-Stromverstärkung durch eine unterschiedliche Versetzungsdichte der untersuchten LEC- und VGF-Substrate konnte nicht festgestellt werden. Eine zunächst unzulängliche Reproduzierbarkeit von Isolationseigenschaften der HBTs wurde auf in unterschiedlichem Maße vorhandene Oberflächen-Verunreinigungen der Substrate zurückgeführt. Unter Umgehung einer unter Produktionsgesichtspunkten aufwendigen Vorbehandlung der epi-ready-Substrate wurde alternativ eine Pufferstruktur entwickelt, die reproduzierbar ausreichende Isolationswiderstände gewährleistet.

Leistungsmessungen an Mehrfinger-HBT-Leistungszellen ($12 \times 3 \times 30 \mu\text{m}^2$) bei einer Frequenz von 2 GHz werden beispielhaft vorgestellt. Ausgangsleistungen von mehr als 1 W bei einem Leistungswirkungsgrad PAE von 60% ($V_{CE} = 3 \text{ V}$) belegen die hohe Qualität der hergestellten Epitaxiestrukturen.

Inhalt der vorgestellten Degradationsuntersuchungen ist die Identifizierung des Einflusses verschiedener Materialeigenschaften auf das Degradationsverhalten von GaInP/GaAs-HBTs bei hohen Stromdichten ($J_C = 1 \times 10^5 \text{ Acm}^{-2}$). Eine Kurzzeit-Degradation der Stromverstärkung (β) wird durch eine strominduzierte Aktivierung Wasserstoff-passivierter C-Akzeptoren in der Basis hervorgerufen. Dauer und Ausmaß der β -Abnahme sind eine Funktion der Stromdichte. Eine Verringerung des H-Gehaltes in der Basisschicht führt nachweislich zu einer verringerten Kurzzeit-Degradation. Als Resultat der vorgenommenen Wachstumsoptimierungen konnte der Burn-in der Stromverstärkung auf unter 5% reduziert werden (Basisdotierung: $p = 3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$).

Die Langzeit-Degradation wird im wesentlichen durch den Defektstatus der Basisschicht bestimmt. Nach einem je nach Stressbedingungen unterschiedlich langen stabilen Betrieb ist das Ende der Lebensdauer durch einen rapiden Abfall der Stromverstärkung bei gleichzeitig nur geringfügigen Änderungen des Emitter-Basis-Idealitätsfaktors gekennzeichnet. Dies zeigt, dass die Defektentstehung im wesentlichen auf das Gebiet der Basisschicht beschränkt bleibt. Strukturen mit der höchsten Ausgangsstromverstärkung zeigen die längsten mittleren Lebensdauern, was darauf hindeutet, dass sogenannte Rekombinations-angeregte Defektreaktionen das Degradationsverhalten bestimmen. Faktoren, die Einfluss auf die HBT-Lebensdauer haben, sind die Dotierungshöhe der Basis sowie die sich ergebende dotierungsinduzierte Gitterverspannung. Die Extrapolation thermisch forcierter Degradationszeiten auf eine für den Transistor-Betrieb übliche Temperatur des aktiven Gebietes von 125°C ergibt eine Lebensdauer von mehr als 10^6 Stunden, was die hohe Zuverlässigkeit der realisierten Bauelemente belegt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Epitaxieprozesse entwickelt, die im Ergebnis zu Heterobipolar-Transistoren mit besten Bauelemente-Eigenschaften, Homogenitäten und Lebensdauern führten. Auf der Grundlage dieser Arbeiten können konkurrenzfähig hoch-effiziente HF-Leistungsverstärker oder integrierte Mikrowellenschaltungen auf der Basis von GaInP/GaAs-HBTs realisiert werden.

1 Einleitung

Mit der fortschreitenden Entwicklung moderner Kommunikationstechnologien entstehen in zunehmendem Maße Anwendungsfelder für elektronische Hochfrequenz- und Leistungsbau-elemente. Das Materialsystem der III-V-Halbleiter bietet hier aufgrund seiner material-spezifischen Vorteile und Flexibilität verbesserte Bauelemente-Eigenschaften.

Die prinzipielle Idee des Heterobipolar-Transistors (HBT), die Unterdrückung eines Leckstromes durch gezielte Ausnutzung von Bandstruktur-Eigenschaften unterschiedlicher Halbleitermaterialien, wurde bereits 1948 von W. SHOCKLEY zum Patent angemeldet [128]. Dies geschah nur kurze Zeit nachdem 1947 der Bipolar-Transistor (*transfer resistor*) selbst von einem Forscherteam der Bell-Laboratorien erfunden wurde [12]. Seitdem fand eine rasante Entwicklung in Theorie und Technologie der Festkörperelektronik statt. Halbleiter-Transistoren sind heute Schlüsselbauelemente in allen modernen Elektronik-Anwendungen.

Das große Potential des HBT-Prinzips für Hochfrequenz- und Hochleistungs-Anwendungen wurde von H. KROEMER in den 50er Jahren beschrieben [75]. In Anerkennung dieser und anderer Arbeiten [76] wurde KROEMER im Jahre 2000, zusammen mit Z.I. ALFEROV und J.S. KILBY, der Nobelpreis für Physik verliehen. Die Realisierung des HBT-Konzeptes bedurfte der Verfügbarkeit von Technologien, die ein Wachstum hochreiner Halbleiterschichten mit der Möglichkeit des Wechsels der Materialzusammensetzung innerhalb weniger Monolagen gestatten. Mit der Entwicklung der Molekularstrahlepitaxie (MBE) und der Metallorganischen Gasphasenepitaxie (MOVPE) setzte in den letzten beiden Jahrzehnten eine zunehmende Entwicklung Epitaxie-basierter Anwendungen auf der Grundlage von III-V-Verbindungs-halbleitern ein.

Der HBT wurde Anfang der 80er Jahre erstmals im Materialsystem AlGaAs/GaAs realisiert (z.B. [9, 100]). Im Laufe der letzten Dekade demonstrierten eine Reihe von Arbeiten zu analogen und digitalen Schaltungen sowie Einzelbauelementen das Potential dieses Transistorkonzeptes [90]. Der stark wachsende Telekommunikations-Sektor erzeugt zudem eine steigende Nachfrage nach HF-Leistungsverstärkern mit hoher Effizienz und Bandbreite. Endgeräte und Basisstationen kommender Mobilfunkgenerationen sind beispielsweise Applikationen für GaAs-basierte HBTs mit großem Marktvolumen [126]. Als weitere zukünftige Anwendungsfelder kommen optische Hochgeschwindigkeits-Netzwerke (>2.5 Gbit/s) und drahtlose Datenübertragungsdienste („Bluetooth“) in Frage.

Der HBT besitzt im Vergleich mit konkurrierenden Technologien eine Reihe hervorzuhebender Aspekte:

- Beispielsweise werden die für die Grenzfrequenzen entscheidenden Strukturgrößen in erster Linie durch die Epitaxie und erst nachrangig durch die laterale Geometrie festgelegt, so dass aufwendige und kostenintensive Lithografieschritte entfallen.
- Der HBT besitzt des weiteren als vertikales Bauelement eine hohe Stromtragfähigkeit auf kleiner Chipfläche, da die gesamte Emitterfläche und nicht ein schmaler Kanal für den Stromtransport zur Verfügung steht.
- Zudem können vergleichsweise leicht hohe Durchbruchspannungen realisiert werden, gegeben durch die Nutzung einer dicken und niedrigdotierten Kollektorregion. Dies macht den HBT insbesondere für Hochleistungs-Anwendungen attraktiv.

Einen Vergleich der Stärken und Schwächen verschiedener konkurrierender Hochfrequenz-Transistortypen hinsichtlich verschiedener Bauelemente-Eigenschaften zeigt Abb. 1-1 [126, 137]. Zu erkennen ist, dass der GaAs-HBT sich vor allem durch die Kombination von sehr gutem Durchbruchverhalten und guten Hochfrequenzeigenschaften gegenüber dem SiGe-HBT und auch dem HEMT¹ auszeichnet. Die wichtige Bauelement-Kenngröße Einsatzspannung (V_{on}) wird beim HBT durch intrinsische Materialparameter bestimmt und hängt weniger von Prozesseinflüssen ab. Das aufgrund der vertikalen Bauelementestruktur sehr gute $1/f$ -Rauschen des HBT macht ihn z.B. für Mikrowellen-Oszillatorschaltungen geeignet. Der SiGe-HBT findet wegen der Kompatibilität mit vorhandenen CMOS- und BiCMOS-Prozesslinien der Halbleiterindustrie und dementsprechenden Kostenvorteilen Anwendungsfelder. Die Verbesserung der für den GaAs-basierten HBT kritischen Punkte Zuverlässigkeit und Kosten waren wichtige Aufgaben der vorliegenden Arbeit.

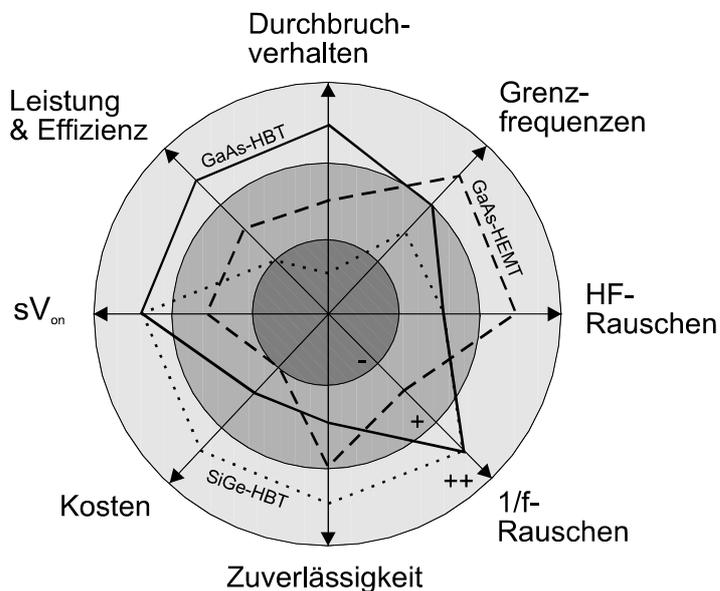


Abb. 1-1: Stärken und Schwächen verschiedener Transistortypen (GaAs-basierter HBT, HEMT und SiGe-HBT) im Hinblick auf wichtige Bauelemente-Eigenschaften. Die Kreissegmente unterteilen von innen nach außen in schwach (-), mittel (+) und stark (++) σV_{on} ist die Standardabweichung der Einsatzspannung.

Der **Entwicklungsstand des HBT** lässt sich zu Beginn dieser Arbeit (1998) wie folgt beschreiben: Der AlGaAs/GaAs-HBT ist in den USA teilweise bis zur Marktreife entwickelt und wird von mehreren Firmen kommerziell angeboten (u.a. TRW, Rockwell). Die materialphysikalischen und technologischen Vorteile des GaInP/GaAs-Systems für die Anwendung im HBT führen zu zunehmenden Forschungsaktivitäten sowohl auf der Basis MBE als auch

¹ engl.: High Electron Mobility Transistor

MOVPE. Für die breite Marktakzeptanz sind jedoch weitere Verbesserungen wichtiger Bauelemente-Kenngrößen (z.B. Zuverlässigkeit) notwendig [104]. Der Einsatz GaAs-basierter Systeme hängt in hohem Maße von den Kosten im Vergleich mit konkurrierenden Technologien ab. Hier stellt der Übergang auf größere Waferdurchmesser, zunächst auf 4 Zoll (100 mm) und in naher Zukunft auf 6 Zoll (150 mm), eine ökonomische Notwendigkeit dar [51, 136]. Eine Folge hiervon ist, dass die Anforderungen an das Wachstum der epitaktischen Schichten bzgl. Homogenität und Reproduzierbarkeit steigen. Gleichzeitig zeigen eine Reihe von Forschungsarbeiten, dass die Qualität der Epitaxieschichten sowohl für die verschiedenen berichteten DC-Transistoreigenschaften, als auch für die nach wie vor kontrovers diskutierte Bauelemente-Zuverlässigkeit verantwortlich sind [64]. Das Schichtwachstum ist somit von essentieller Bedeutung für die weitere Verbesserung von Bauelemente-Kennwerten, Ausbeuten und Marktanteilen des HBT.

Die **Hauptaufgabenstellung dieser Dissertation** bestand in der Optimierung von Wachstumsprozessen für Galliumarsenid-basierte Heterobipolar-Transistoren in der Metallorganischen Gasphasenepitaxie (MOVPE). Während sich vorliegende Dissertationen vielfach mit Prozess- und Charakterisierungs-Fragestellungen von HBTs beschäftigten [74, 120], trägt diese Arbeit der besonderen Bedeutung der Schichtherstellung für die Funktion und Zuverlässigkeit von HBTs Rechnung:

- Neben Verbesserungen grundlegender Bauelemente-Eigenschaften wie der Transistor-Stromverstärkung und des Leistungs-Wirkungsgrades bei gegebener Schwingfrequenz, war die Optimierung von Schichthomogenitäten über den 4-Zoll-Wafermaßstab im verwendeten Mehrscheiben-MOVPE-Reaktor eine wichtige Themenstellung. Insbesondere der letzte Punkt verdeutlicht die Anwendungsrelevanz der vorliegenden Untersuchungen, die letztendlich eine industrienahere Prozessreife zum Ziel hatte.
- Die Eigenschaften der Basisschicht im HBT sind der Schlüssel zur Erreichung der angestrebten Hochfrequenz- und Leistungs-Parameter des Transistors. Die HBT-typische sehr hohe Dotierung der Basis ($p > 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) stellt überdies besondere Anforderung an die Epitaxie. Die Optimierung des Basisschicht-Wachstums war demgemäß ein notwendiger Schwerpunkt der Arbeiten.
- Das Ergebnis der durchgeführten Wachstumsoptimierungen wird anhand von Bauelement-Eigenschaften und Zuverlässigkeits-Untersuchungen demonstriert. Ziel ist die Herstellung von Zusammenhängen zwischen Materialeigenschaften und dem Strukturaufbau auf der einen Seite und Transistor-Kenngrößen auf der anderen Seite.

In **Kapitel 2** werden die **Grundlagen der Funktionsweise GaAs-basierter HBTs** beschrieben, wobei neben dem Schwerpunkt der DC-Eigenschaften in knapper Form auf Fragen des HF- und Leistungsverhaltens eingegangen wird. Die vorgestellten Ergebnisse der Bauelemente-Modellierung lassen eine Ableitung von Anforderungen an die Epitaxie von HBT-Schichtstrukturen zu, welche in einem abschließenden Abschnitt diskutiert werden. Am Ende des Kapitels ist eine Überblicksdarstellung angefügt, die wichtige Zusammenhänge zwischen schichtspezifischen Materialeigenschaften und HBT-Kenngrößen aufzeigt (Abb. 2-13, S. 29).

Das **Kapitel 3** beschreibt die **experimentellen Grundlagen** dieser Arbeit. Neben einer Einführung in den MOVPE-Wachstumsprozess wird kurz auf Besonderheiten des verwendeten

Mehrscheiben-Reaktors eingegangen. Die wichtigsten verwendeten Verfahren zur Schicht- und Bauelemente-Charakterisierung werden am Ende des Kapitels beschrieben.

Kapitel 4 stellt die **Ergebnisse zum Wachstum der HBT-Schichtstrukturen** vor. HBT-relevante Materialparameter werden sowohl anhand von Einzelschichten als auch spezifischer Teststrukturen diskutiert. Die anwendungsrelevanten Materialeigenschaften der Kollektor-, Kontakt- und Emitterschichten werden zu Beginn des Kapitels vorgestellt. Entsprechend dem Schwerpunkt der Arbeit werden Ergebnisse zum Wachstum der GaAs:C-Basisschicht unter Beachtung einer Reihe von Aspekten behandelt. Neben dem Vergleich von Kohlenstoff-Dotierungsverfahren werden unter anderem Fragen der Dotierungshomogenität über den 4 Zoll-Wafer und des Wasserstoff-Einbaus diskutiert.

In **Kapitel 5** werden **Ergebnisse der HBT-Bauelemente-Charakterisierung** diskutiert und mit den im vorhergehenden Kapitel beschriebenen Schichteigenschaften korreliert. Der Schwerpunkt liegt auch hier auf dem Vergleich von Transistor-Kenngrößen in Abhängigkeit von Basisschicht-Eigenschaften. Ausgewählte Beispiele des Hochfrequenz- und Leistungsverhaltens realisierter Transistoren mit kleiner Emitterfläche werden vorgestellt. Das Kapitel schließt mit Ergebnissen von Zuverlässigkeits-Untersuchungen, sowohl zur Kurzzeit- als auch Langzeitstabilität von HBTs in Abhängigkeit verschiedener Epitaxievariationen.

Abb. 1-2 gibt einen Überblick über den dieser Arbeit zugrundeliegenden Herstellungs- und Optimierungsprozess, wobei die Schwerpunkt-Themen hervorgehoben wurden.

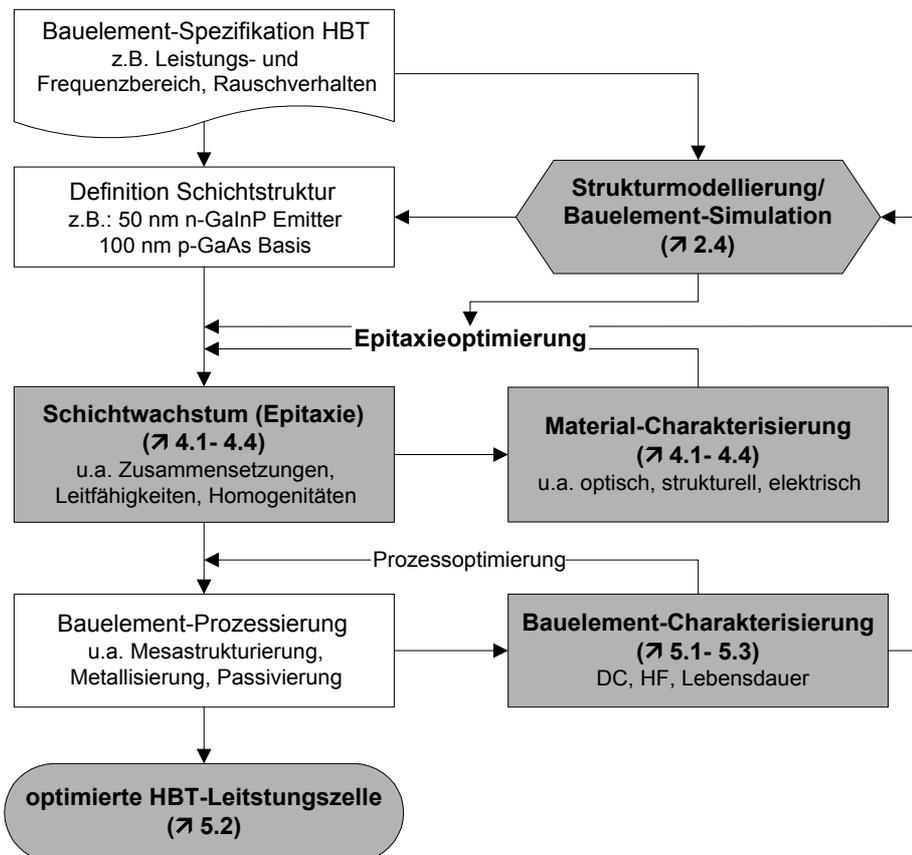


Abb. 1-2: Grafische Darstellung des Herstellungs- und Optimierungsprozesses GaAs-basierter Heterobipolar-Transistoren. Die Schwerpunkte der vorliegenden Dissertation sind grau unterlegt mit Verweisen (↗) auf die jeweiligen Kapitelnummern.

2 Der Heterobipolar-Transistor im Materialsystem GaAs

Bipolar-Transistoren stellen Schlüsselbauelemente in vielen modernen Elektronikanwendungen dar, die ein Verstärken und Schalten elektrischer Leistung erfordern. Der Bipolar-Transistor war der erste auf der Basis von Halbleitern realisierte Transistor (Bell Labs, 1947) [12]. Er ist nach der Tatsache benannt, dass sowohl Elektronen als auch Löcher am Ladungstransport teilnehmen. Die technologische Weiterentwicklung Silizium-basierter Bipolar-Transistoren hat ihnen zu einem breiten Anwendungsfeld auch in der Leistungs- und Hochfrequenz-Elektronik verholfen. Dem weiteren Bestreben nach immer höheren Operationsfrequenzen bei hohen Leistungsdichten und größtmöglicher Effizienz auf der Basis der Si-Technologie sind jedoch materialspezifische Grenzen gesetzt. Eine Möglichkeit zur weiteren Verbesserung der Transistor-Kenndaten insbesondere bei hohen Arbeitsfrequenzen ist der Übergang auf Verbindungshalbleiter. Diese bieten neben verbesserten Transport-Eigenschaften die Möglichkeit verschiedene Materialien unter Gitteranpassung zu kombinieren, um somit Heterostruktureffekte für die Bauelemente-Funktion nutzbar zu machen. Der in diesem Kapitel beschriebene GaAs-basierte Heterobipolar-Transistor nutzt Heterostruktur-Effekte für die gezielte Unterdrückung einer unerwünschten Stromkomponente, was eine Optimierung der Bauelemente-Struktur im Hinblick auf verbesserte Hochfrequenz-Eigenschaften ermöglicht.

Dieses Kapitel führt zu Beginn (2.1) in die Funktionsweise des Heterobipolar-Transistors ein, um dann in den nachfolgenden Abschnitten (2.2 und 2.3) auf wichtige Bauelemente-Parameter der DC- und Hochfrequenz-Charakterisierung einzugehen. Der Abschnitt 2.4 stellt Ergebnisse von Bauelemente-Modellierungsrechnungen vor, zum einen die Anwendung des für den Bipolar-Transistor entwickelten Drift-Diffusions-Modells auf das untersuchte Materialsystem GaAs (2.4.1) und zum anderen Ergebnisse einer 2-dimensionalen numerischen HBT-Modellierung (2.4.2).

Die sich aus der Bauelementefunktion und den Ergebnissen der Modellierung ergebenden Anforderungen an das Schichtwachstum werden im abschließenden Abschnitt 2.5 diskutiert.

2.1 Funktionsweise des Heterobipolar-Transistors (HBT)

Der Bipolar-Transistor besteht aus zwei zusammengeschalteten p-n-Übergängen, wobei der in dieser Arbeit behandelte n-p-n-Transistor eine p-dotierte Basisschicht und jeweils n-dotierte Emitter- und Kollektorgebiete besitzt.

Das grundlegende Funktionsprinzip des Heterobipolar-Transistors (HBT) kann durch die Bilanz der wesentlichen Stromkomponenten erläutert werden. Folgende physikalischen Stromanteile lassen sich unterscheiden (Abb. 2-1):

- a) Der Strom I_n von Elektronen, die vom Emitter in die Basis injiziert werden, ist die entscheidende Stromkomponente des Transistors.

- b) Der Strom I_p von Löchern, die aus der Basis in den Emitter rückinjiziert werden. Die Minimierung dieses unerwünschten Stromes ist das eigentliche Funktionsprinzip des HBT. Die Reduktion des Löcherstromes wird durch die Valenzband-Diskontinuität ΔE_V des Emitter-Basis-Überganges, also durch das Heterostrukturdesign bestimmt.
- c) Ein Strom I_{rB} infolge der Elektronen-Löcher-Rekombination innerhalb der quasi-neutralen Basis. Dieser ebenfalls parasitäre Strom wird durch verschiedene, noch zu erläuternde Rekombinationsmechanismen im Basismaterial bestimmt.
- d) Ein Strom I_{rEB} infolge von Elektronen-Löcher-Rekombination innerhalb der Raumladungszone des Emitter-Basis-Übergangs.
- e) Ein Rekombinationsstrom I_{rS} an der Oberfläche der Basis und des Emitters. Dieser Strom wird primär durch die Bauelemente-Technologie bestimmt.
- f) Ein Strom I_{gCB} infolge von Elektronen-Loch-Paar Generation innerhalb der Basis-Kollektor-Raumladungszone.

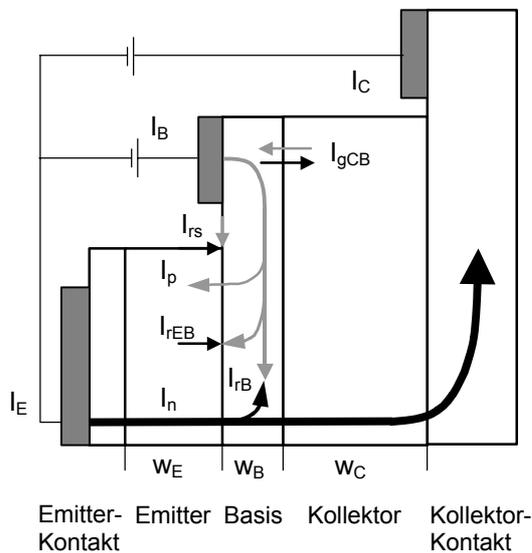


Abb. 2-1: Schematische Darstellung der Stromkomponenten des Transistors in Emitterschaltung. Die schwarzen Pfeile repräsentieren Elektronenströme, die grauen Löcherströme.

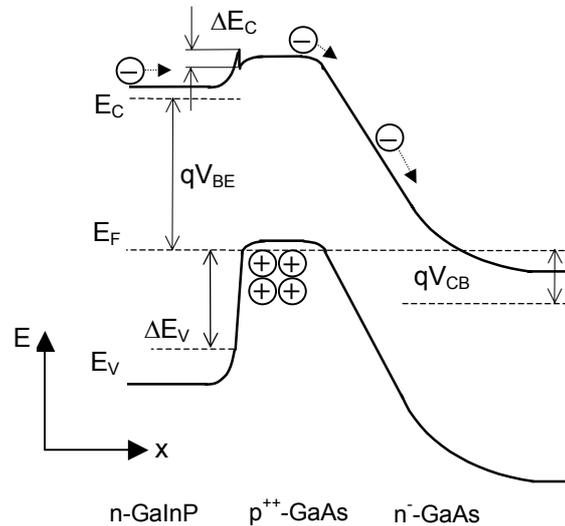


Abb. 2-2: Vereinfachtes Energiebänderdiagramm eines npn-HBT bei angelegter positiver Emitter-Basisspannung V_{BE}

Die Stromanteile der an den Transistorklemmen abgegriffenen Emitter-, Basis- und Kollektorströme (I_E , I_B , I_C) haben folgende Beiträge:

$$I_E = I_n + I_p + I_{rEB} + I_{rS} \quad (2-1)$$

$$I_B = I_p + I_{rB} + I_{rEB} + I_{rS} - I_{gCB} \quad (2-2)$$

$$I_C = I_n - I_{rB} + I_{gCB} \quad (2-3)$$

Der sogenannte Basistransportfaktor α_T ist definiert als das Verhältnis des Elektronenstromes, der den Kollektor erreicht ($I_n|_{x=w_B} = I_C$), zum Elektronenstrom, der aus dem Emitter injiziert wird (I_n):

$$\alpha_T = \frac{I_C}{I_n} < 1 \quad (2-4)$$

Das Verhältnis des Elektronenstromes, der aus dem Emitter in die Basis injiziert wird ($I_n|_{x=0}$), zum Gesamtstrom über den Heteroübergang, wird als Emitterinjektionseffizienz γ bezeichnet:

$$\gamma = \frac{I_n}{I_E} < 1 \quad (2-5)$$

Die Abweichung beider Größen α_T und γ von 1 repräsentiert im wesentlichen einen parasitären Löcherstrom, der am Basiskontakt zugeführt werden muss.

Die wichtigste Kenngröße im Gleichstromverhalten des Transistors ist die Stromverstärkung vom Ausgangs- zum Eingangsstromkreis. In Basisschaltung ist die Stromverstärkung α_0 das Produkt von Basistransportfaktor und Emitterinjektionseffizienz:

$$\alpha_0 = \frac{\partial I_C}{\partial I_E} = \frac{\partial I_C}{\partial I_n} \frac{\partial I_n}{\partial I_E} = \alpha_T \gamma < 1 \quad (2-6)$$

Mit $I_B = I_E - I_C$ folgt für die Stromverstärkung in Emitterschaltung:

$$\beta_0 = \frac{\partial I_C}{\partial I_B} = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0} > 1 \quad (2-7)$$

sowie unter Berücksichtigung der Stromkomponenten (2-2) und (2-3):

$$\beta_0 = \frac{I_C}{I_B} = \frac{I_n - I_{rB} + I_{gCB}}{I_p + I_{rB} + I_{rEB} + I_{rS} - I_{gCB}} < \frac{I_n}{I_p} = \beta_{ideal} \quad (2-8)$$

Aus Glg. (2-8) ist zu entnehmen, dass abgesehen von den Hauptstromkomponenten (I_n, I_p) die Transistor-Stromverstärkung durch Rekombination in der Basis, an der Basisoberfläche sowie der Basis-Emitter-Grenzfläche bestimmt wird.

Das Verhältnis von Elektronen- zu Löcherstrom I_n/I_p wird im konventionellen Bipolar-Transistor im wesentlichen durch das Verhältnis von Emitter- zu Basisdotierung bestimmt. Die für die Transistorfunktion notwendige ausreichend hohe Stromverstärkung hat somit zur Voraussetzung, dass die Emitterdotierung die Basisdotierung übersteigt.

In einer für den HBT richtungsweisenden Arbeit von KROEMER [76] wurde zum ersten Mal gezeigt, dass das Heterostrukturdesign des HBT im Gegensatz zum konventionellen Bipolar-Transistor zu einem zusätzlichen Freiheitsgrad im Dotierungsverhältnis Emitter zu Basis führt:

$$\beta_{0,HBT} \approx \frac{N_D^+ v_B^n}{N_A^- v_E^p} \exp\left(\frac{\Delta E_V}{kT}\right) \quad (2-9)$$

Während N_D^+ und N_A^- die komplett ionisierten Donatoren und Akzeptoren in Emitter und Basis repräsentieren, stellen v_B^n und v_E^p kombinierte Drift- und Diffusionsgeschwindigkeiten von Elektronen in der Basis und Löchern im Emitter dar [76].

Der für den HBT entscheidende Zusammenhang (2-9) ist, dass, solange die Valenzbanddiskontinuität zwischen Emitter und Basis ein Vielfaches von kT ist, das Dotierungsverhältnis für die Stromverstärkung vernachlässigbar wird (Abb. 2-2). Nimmt man beispielsweise ein ΔE_V von 0.3 eV an, führt die exponentielle Abhängigkeit zu einem Faktor größer 10^5 , was z.B. Dotierungsverhältnisse N_D^+ / N_A^- von 10^{-2} und kleiner ermöglicht. Der wichtigste Nutzen einer so realisierbaren hohen Basisdotierung ist die erhebliche Reduktion des Basisschichtwiderstandes, was zu verbesserten Hochfrequenzeigenschaften des Transistors im Mikrowellenbereich ($> 1\text{GHz}$) führt (siehe Abschnitt 2.3).

➤ *Das Heterostrukturdesign führt dazu, dass der Anteil des Löcherstromes gegenüber den anderen Komponenten des Basisstroms (Glg. (2-2)) in den Hintergrund tritt. Die Dotierungsverhältnisse in Emitter und Basis des HBT können ohne Auswirkungen auf die Emitterinjektionseffizienz hinsichtlich verbesserter Hochfrequenzeigenschaften eingestellt werden. Eine so realisierbare hohe Basisdotierung hat nur noch insofern Auswirkungen auf die Stromverstärkung, als z.B. das Rekombinationsverhalten in der Basis beeinflusst wird.*

2.2 DC-Eigenschaften

Die folgende Beschreibung des Gleichstromverhaltens beschränkt sich auf das Transistorverhalten in Emitterschaltung, da diese Schaltungskonfiguration im Hinblick auf eine große Leistungsverstärkung ausschließlich verwendet wurde.

Das grundsätzliche Gleichstromverhalten des Transistors wird durch das Diodenverhalten der pn-Übergänge und der daraus resultierenden exponentiellen Spannungsabhängigkeit der Ströme von der Spannung bestimmt. Den sogenannten Gummelplot (Abb. 2-3) erhält man, indem der Basis- und Kollektorstrom als Funktion der Emitter-Basis-Spannung gemessen werden, wobei Basis und Kollektor auf gleichem Potential gehalten werden ($V_{CB}=0$). Der Basisstrom I_B sowie der Kollektorstrom I_C zeigen eine im Idealfall einfach-exponentielle Abhängigkeit über einen großen Bereich der angelegten Spannung, wie sie durch die Diodengleichung von SHOCKLEY beschrieben wird.

$$I_{B/C} = I_{B0/C0} \left(e^{qV_{BE}/nkT} - 1 \right) \quad (2-10)$$

Das Abweichen der Kennlinie vom ideal-exponentiellen Verlauf wird durch den sogenannten Idealitätsfaktor n beschrieben. Zur Unterscheidung der Idealitätsfaktoren von Basis- und

Kollektorstrom werden im folgenden die Bezeichnungen n_{EB} und n_C verwendet. An dieser Stelle muss hinzugefügt werden, dass n_C nicht dem Dioden-Idealitätsfaktor des Basis-Kollektor-Überganges entspricht, da dieser in der Gummelplot-Messung nicht spannungsabhängig gemessen wird.

Für die entsprechend der Stromverstärkung versetzt liegenden Stromkomponenten Basis- und Kollektorstrom lassen sich Bereiche der Niedrig-, Normal- und Hochinjektion unterscheiden. Während ersterer durch Generations- und Rekombinationsströme an der Oberfläche und pn-Raumladungszone bestimmt wird, ist der Hochinjektionsbereich durch ein Abknicken der Strom-Spannungs-Charakteristik infolge des zunehmenden Einflusses des Basisbahnwiderstandes gekennzeichnet. Zudem hat das Ansteigen der injizierten Minoritätsträgerdichte in den Bereich der Majoritätsträgerkonzentration eine Reduzierung der Stromverstärkung zur Folge. Hierauf wird in einem späteren Abschnitt (2.4.2) näher eingegangen.

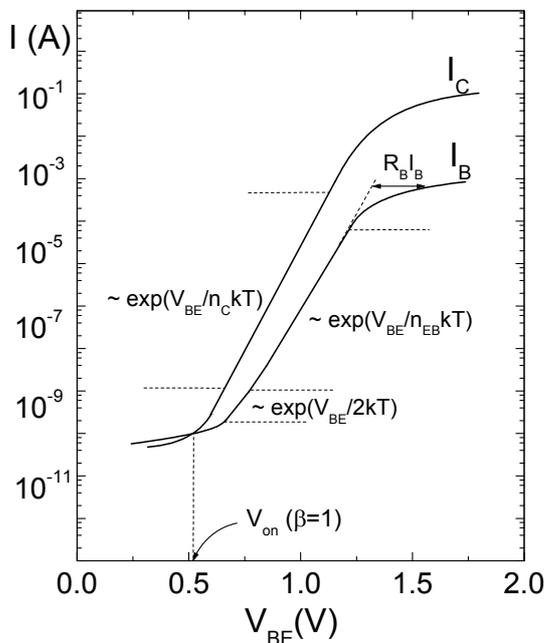


Abb. 2-3: Spannungsabhängigkeit des Kollektor- und Basisstromes im Gummelplot eines npn-HBT. V_{on} bezeichnet die Spannung bei der die Stromverstärkung den Wert 1 erreicht.

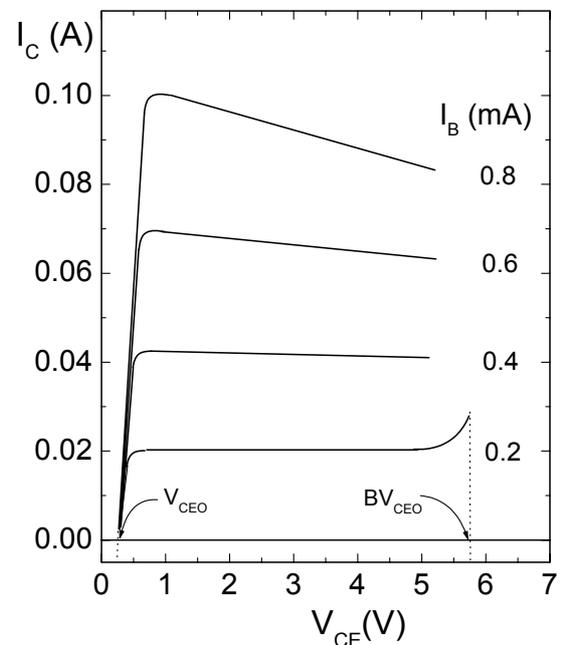


Abb. 2-4: Ausgangskennlinie eines npn-HBT in Emitterschaltung. V_{CE0} ist die Kollektor-Emitter-Offsetspannung und BV_{CE0} die Kollektor-Emitter-Durchbruchspannung.

Eine typische Ausgangskennlinie eines npn-HBT in Emitterschaltung ist in Abb. 2-4 dargestellt. Die Spannung V_{CE} teilt sich auf beide pn-Übergänge auf, für den Emitter-Basis-Übergang in Durchlass-Richtung und für den Basis-Kollektor-Übergang in Sperr-Richtung. Für einen konstanten Basisstrom nimmt mit steigendem V_{CE} der Spannungsabfall über den Basis-Kollektor-Übergang zu. Im Gegensatz zum konventionellen Bipolar-Transistor ist der Kollektorstrom für nicht zu hohe Basisströme unabhängig von der Kollektor-Emitter-Spannung. Die Verringerung der effektiven Basisweite mit zunehmendem V_{CE} und der damit

verbundene Anstieg der Stromverstärkung (Early-Effekt) ist für den HBT aufgrund der hohen Basisdotierung vernachlässigbar.

Die Kollektor-Emitter-Offsetspannung V_{CEO} ist für einen Kollektorstrom $I_C=0$ definiert und wird durch die unterschiedliche Einsatzspannung des Emitter-Basis- und Basis-Kollektor-Überganges bestimmt. In HBTs mit abruptem Heteroübergang an der Emitter-Basis-Grenzfläche hat die Höhe der Leitungsband-Diskontinuität Einfluss auf die Offsetspannung [103]. Im Hinblick auf anzustrebende kleine Versorgungsspannungen der Leistungsverstärker (Batterie-Lebensdauer !) ist diese Offsetspannung V_{CEO} zu minimieren.

Die Kollektor-Emitter-Durchbruchspannung BV_{CEO} wird im wesentlichen durch Avalanche-Generation von Ladungsträgern in der Kollektor-Raumladungszone limitiert. Falls die Kollektordicke einen bestimmten Wert bei gegebener Kollektordotierung unterschreitet, kann BV_{CEO} auch durch einen Durchgriff der Raumladungszone bis zur Kontaktschicht bestimmt sein („punch-through“). Ein „punch-through“ der Basis-Raumladungszone zum Emitter kann wieder aufgrund der hohen Basisdotierung vernachlässigt werden. Die bei hohen Basisströmen festzustellende Abnahme des Kollektorstromes mit zunehmender Kollektor-Emitter-Spannung ist im wesentlichen ein thermischer Effekt. Der mit der Stromdichte zunehmende Leistungsumsatz erhöht die Temperatur im aktiven Gebiet des Transistors, was wiederum eine Abnahme der Stromverstärkung zur Folge hat (Glg. (2-9)).

2.3 Hochfrequenz- und Leistungsverhalten

Haupteinsatzfeld GaAs-basierter HBTs stellen Leistungszellen im Mikrowellen-Frequenzbereich (>1 GHz) dar. In diesem Abschnitt werden wichtige Größen des Hochfrequenz- und Leistungsverhaltens definiert und Zusammenhänge mit den in dieser Arbeit im Vordergrund stehenden Materialeigenschaften erläutert.

Die wichtigsten Kenngrößen im Hochfrequenz-Verhalten eines Transistors sind die Transitfrequenz f_t und die maximale Schwingfrequenz f_{max} . Die Transitfrequenz f_t ist definiert als die Frequenz bei der die Kurzschluss-Stromverstärkung in Emitterschaltung $h_{21}=\partial I_C/\partial I_B$ den Wert eins erreicht [135]. Die **Transitfrequenz** wird durch die Laufzeiten im HBT bestimmt:

$$f_t = \frac{1}{2\pi\tau_{EC}}, \quad (2-11)$$

wobei die Emitter-Kollektor-Transitzeit τ_{EC} die Summe der einzelnen Transitzeiten in Emitter, Basis und Kollektor ist ($\tau_{EC}=\tau_E+\tau_B+\tau_C$). Hierbei ist die Basistransitzeit τ_B eine Funktion der Basisdicke und des diffusiven Ladungsträgertransports durch die Basis:

$$\tau_B = \frac{w_B^2}{2D_n} \quad (2-12)$$

Der Faktor 2 im Nenner gilt für eine konstante Basisdotierung, bei Einbringung eines Dotierungsgradienten und dementsprechenden Driftfeldes kann dieser Wert deutlich darüber

liegen [158]. Für hohe Grenzfrequenzen sind somit eine geringe Basisdicke und hohe Elektronenbeweglichkeiten anzustreben. Für eine Basisdicke von 100 nm und eine Elektronenbeweglichkeit von $1000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ergibt sich eine Basistransitzeit von ca. 2 ps.

Aufgrund der in der Regel niedrigen Kollektordotierungen und großen Schichtdicken ist die Transitzeit der Kollektor-Raumladungszone $\tau_C = (x_C - x_B)/2v_s$ ein signifikanter Beitrag zur gesamten Elektronenlaufzeit. Hier sind x_C und x_B die kollektor- und basisseitigen Enden der Raumladungszone sowie v_s die Driftsättigungsgeschwindigkeit im Kollektor. Die Wahl der Kollektordotierung und Dicke muss im Kompromiss zwischen Hochfrequenz- und Durchbruchverhalten des Transistors gefunden werden. Nimmt man eine Gesamtlaufzeit Emitter-Kollektor von typischerweise $\tau_{EC}=5 \text{ ps}$ an, folgt aus (2-11) eine Transitfrequenz von ca. 30 GHz.

Die **maximale Schwingfrequenz** f_{max} ist definiert als die Frequenz, bei der die unilaterale Leistungsverstärkung (MUG) eins wird. Sie wird durch die Transitfrequenz und die Basis-Kollektor Zeitkonstante $R_{sB}C_{BC}$ limitiert:

$$f_{max} = \sqrt{\frac{f_t}{8\pi R_{sB} C_{BC}}} \quad (2-13)$$

Nach Glg. (2-13) führt die Erhöhung der Basisdotierung über die Verringerung des Basisschichtwiderstandes R_{sB} direkt zu einer Erhöhung der maximalen Schwingfrequenz. Die durch den Heterostruktureffekt des HBT möglichen Basisdotierungen oberhalb $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ermöglichen Basisdicken von 100 nm und darunter, ohne dass die erhöhten Schichtwiderstände zu einer Limitierung von f_{max} führen. Der Vergleich der Hochfrequenz-Eigenschaften für verschiedene Basisstrukturen (Dotierung und Dicke) ist Bestandteil von in Kapitel 5 vorzustellenden Bauelemente-Ergebnissen (Abschnitt 5.2.2).

Eine wichtige Kenngröße zur Charakterisierung des frequenzabhängigen Leistungsverhaltens ist neben der maximalen Ausgangsleistung der **Leistungs-Wirkungsgrad** P_{AE}^1 , der entsprechend Glg. (2-14) definiert ist. Der Wirkungsgrad eines Leistungsverstärkers ist bedeutend, da die im HF-Betrieb ungenutzte DC-Leistung als Wärme abgeführt werden muss, was ein ausgereiftes thermisches Management der Mehrfinger-Transistoren erfordert.

$$P_{AE} = \frac{P_{out} - P_{in}}{P_{dc}} = \frac{P_{out}}{P_{dc}} \left(1 - \frac{1}{G} \right) \quad (2-14)$$

Hierbei sind P_{out} und P_{in} die Ausgangs- und Eingangsleistung im HF-Betrieb und $P_{dc}=I_{dc}U_{dc}$ der Gleichstrom-Leistungsumsatz. Die Großsignal-**Leistungsverstärkung** G ist die durchschnittliche Ausgangsleistung bei der fundamentalen Arbeitsfrequenz dividiert durch die durchschnittliche Eingangsleistung ($G=P_{out}/P_{in}$). Eine hohe DC-Stromverstärkung bildet die Grundlage für eine hohe HF-Leistungsverstärkung.

¹ engl.: Power Added Efficiency

Der theoretisch erreichbare Wirkungsgrad hängt von der Betriebsart des Transistors ab, der über die Lage des Arbeitspunktes gewählt wird. Im sogenannten Klasse A-Betrieb wird symmetrisch um den Arbeitspunkt ausgesteuert und die Spannungsamplitude so gewählt, dass nur der lineare Teil der Steuerkennlinie genutzt wird. In diesem Fall ist die theoretisch erreichbare PAE auf 50% begrenzt. Durch eine geänderte Aussteuerung des Transistors bis in den nichtlinearen Kennlinienbereich kann der DC-Leistungsumsatz verringert werden, so dass höhere Wirkungsgrade möglich werden (Klasse B: max. 78%, Klasse C: max. 100%). Da sich aber die Nutzleistung P_{out} im Klasse C-Betrieb verringert, ist eine oft verwendete Betriebsart AB, bei der sich ein Kompromiss aus hohem Wirkungsgrad und maximaler Ausgangsleistung ergibt [90].

➤ *Die Erreichung hoher Leistungswirkungsgrade ist an hohe Stromverstärkungen, eine niedrige Kollektor-Emitter-Offsetspannung und hohe Durchbruchspannungen gebunden. Hohe Grenzfrequenzen werden durch eine Minimierung der Ladungsträgerlaufzeiten, eine hohe Basisdotierung und eine Verringerung kapazitiver Anteile ermöglicht. Beispiele von Hochfrequenz- und Leistungsmessungen der hergestellten HBTs werden im Abschnitt 5.2.2 vorgestellt.*

2.4 Bauelemente-Modellierung

Das Ziel der vorzustellenden Bauelemente-Modellierung war sowohl ein vertieftes Verständnis der grundlegenden Funktionsprinzipien des HBT als auch eine Vorhersage von Bauelementeigenschaften in Abhängigkeit der Epitaxiestruktur.

In dieser Arbeit wurden zwei Modellansätze genutzt, um die Bauelemente-Eigenschaften des HBT zu simulieren. Im Abschnitt 2.4.1 wird das in der Literatur beschriebene Drift-Diffusionsmodell des Bipolar-Transistors auf den vorliegenden Fall des HBT im Materialsystem GaAs angewendet. Diese einfache Beschreibung der Transportprozesse erlaubt unter der Annahme einer idealen Emitter-Injektionseffizienz die Modellierung der HBT-Stromverstärkung als Funktion von Basisschichtparametern. In Abschnitt 2.4.2 wird mit Hilfe eines numerischen Bauelemente-Simulators eine zweidimensionale Modellierung des HBT vorgestellt. Diese gestattet insbesondere eine Untersuchung schichtspezifischer Änderungen von Materialparametern und deren Auswirkungen auf Bauelemente-Eigenschaften. Die Modellierungs-Ergebnisse werden im Rahmen dieser Arbeit verwendet, um Bauelemente-Daten hinsichtlich ihrer schichtspezifischen physikalischen Ursachen zu bewerten. Am Ende dieses Kapitels werden die resultierenden Anforderungen an das Schichtwachstum der Bauelemente-Struktur zusammengefasst (Abschnitt 2.5).

2.4.1 Drift-Diffusions-Modell

Inhalt des im folgenden beschriebenen Modellansatzes ist die Ableitung der wichtigen HBT-Kenngröße Stromverstärkung aus Basisschichtparametern im Rahmen eines analytischen Drift-Diffusions-Modells. Zielstellung war eine auf das gegebene Materialsystem und die Dotierungen

angewendete Modellbeschreibung, die den Vergleich von Transistorergebnissen unabhängig von Schichtparametern gestattet. Dies ermöglicht eine Struktur-unabhängige Bewertung von HBT-Ergebnissen wie sie im Kapitel 5 vorgestellt werden.

Das Drift-Diffusionsmodell stellt eine einfache physikalische Beschreibung der Ladungsträger-Transportprozesse sowie der daraus abgeleiteten Strom-Spannungs-Beziehungen im Bipolar-Transistor dar. Für die analytische Lösbarkeit des Modellansatzes werden eine Reihe von Annahmen getroffen: Es wird von einem eindimensionalen Transistorgebiet ausgegangen, es werden Effekte wie Oberflächen-Rekombination, Ladungsträger-Generation und Tunnelprozesse vernachlässigt. Für die Herleitung dieses Modells kann an dieser Stelle auf die entsprechenden Lehrbücher verwiesen werden (z.B. [135, 116]). Ziel dieses Abschnitts ist vielmehr die Anwendung der für den Bipolar-Transistor entwickelten Abhängigkeiten auf das Materialsystem GaAs und die Dotierungsverhältnisse des np^+n -HBT.

Ausgangspunkt des Modells ist die Beschreibung der Emitter- und Kollektor-pn-Übergänge durch die ideale Diodengleichung von SHOCKLEY (2-10). Die Minoritätsträger-Verteilungen an den Enden der p-n-Raumladungszonen folgen dementsprechend einer exponentiellen Spannungsabhängigkeit und werden durch die Basisweite w_B und die Diffusionslänge der Elektronen in der Basis L_n korreliert. Beispielhaft sei im folgenden die Lösung der Kontinuitätsgleichung für den Fall der Elektronenverteilung in der p-Basis angegeben [135]:

$$n(x) = n_B + \left[\frac{n(w) - n(0) \exp(-w/L_n)}{2 \sinh(w/L_n)} \right] \exp\left(\frac{x}{L_n}\right) - \left[\frac{n(w) - n(0) \exp(w/L_n)}{2 \sinh(w/L_n)} \right] \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right) \quad (2-15)$$

Hierbei ist n_B die Gleichgewichtskonzentration der Elektronen in der Basis, x die Ortskoordinate und $n(0)$ bzw. $n(w)$ die Überschusskonzentrationen der Elektronen am emitterseitigen Ende der Basisraumladungszone ($x=0$) bzw. am kollektorseitigen Raumladungsende ($x=w$). Bei Annahme einer HBT-relevanten hohen Basisdotierung gilt näherungsweise $w=w_B$. Aus Glg. (2-15) geht hervor, dass die Transistorfunktion wesentlich vom Verhältnis Basisweite zu Diffusionslänge (w_B/L_n) bestimmt wird. Im Fall einer zu kleinen Diffusionslänge, bzw. zu großen Basisweite ($w_B/L_n > 1$) reduziert sich Glg. (2-15) auf den Fall einfacher, nicht in Verbindung stehender pn-Übergänge.

Nachdem sich im weiteren die einzelnen Stromanteile mit Hilfe der Stromdichtegleichungen aus den Ladungsträgerverteilungen berechnen lassen, ergibt sich am Ende für die Stromverstärkung in Basisschaltung unter normalen Operationsbedingungen, d.h. $V_{BE} > 0$ und $V_{CB} \ll 0$ [135]:

$$\alpha_0 = \frac{\partial I_C}{\partial I_E} = \underbrace{\left(\cosh \frac{w_B}{L_n} \right)^{-1}}_{\alpha_T} \underbrace{\left(1 + \frac{p_E}{n_B} \frac{D_p}{D_n} \frac{L_n}{L_p} \tanh \frac{w_B}{L_n} \right)^{-1}}_{\gamma} = \alpha_T \gamma \quad (2-16)$$

Hierbei sind p_E und n_B die jeweiligen Minoritätsträgerkonzentrationen im Emitter und der Basis und $D_{n/p}$ sowie $L_{n/p}$ die entsprechenden Diffusionskonstanten und Diffusionslängen.

Die Stromverstärkung hängt somit im wesentlichen von Materialeigenschaften der Basis (Basistransportfaktor α_T) und des Emitters (Injektionseffizienz γ) ab. Welcher Anteil das Bauelementeverhalten dominiert, ist jedoch für den Fall des konventionellen Bipolar-Transistors

und des Heterobipolar-Transistors grundsätzlich verschieden. Beim Homoübergangs-Bipolar-Transistor ist hauptsächlich die durch Dotierungsverhältnisse bestimmte Injektionseffizienz der verstärkungslimitierende Faktor. Demgegenüber kann beim npn-HBT aufgrund der L cherbarriere am Heteroübergang eine nahezu ideale Injektionseffizienz angenommen werden (siehe auch folgender Abschnitt 2.4.2). Beim HBT stellen jedoch die aufgrund der hohen Dotierung gegebenen Basistransport-Eigenschaften eine nicht zu unterschätzende Limitierung der erreichbaren Stromverstärkung dar.

Im folgenden wird für den HBT-Fall die Annahme $\alpha_0 = \alpha_T$ getroffen, so dass aus Glg.(2-16) für die **Stromverstärkung in Emitterschaltung** (2-7) folgt:

$$\beta = \frac{\alpha_T}{1 - \alpha_T} = \frac{2L_n^2}{w_B^2} - 1 \approx \frac{2D_n}{w_B^2} \tau_n = \frac{2kT}{qw_B^2} \mu_n \tau_n \quad (2-17)$$

Die Stromverstärkung kann demzufolge als Funktion der Basisschichtparameter Dicke (w_B) und Diffusionslänge (L_n) bzw. Beweglichkeit (μ_n) und Lebensdauer (τ_n) der Elektronen dargestellt werden. Hierfür wurde die bekannte Beziehung $L_n = ((kT/q)\mu_n \tau_n)^{0.5}$ ausgenutzt. Die quadratische Abhängigkeit der Stromverstärkung von der Schichtdicke ist dabei an den diffusiven Transport der Ladungsträger durch die Basis gekoppelt. Die Frage nach den dominierenden Transportprozessen in der dünnen HBT-Basis wurde in der Vergangenheit kontrovers diskutiert [87, 40, 122, 61, 110]. Sowohl diffusiver [40, 122] als auch ballistischer [61, 87] Ladungstransport in Abhängigkeit der Schichtdicke, der Streuprozesse und der Leitungsband-Diskontinuität des Emitter-Basis-Überganges wurden durch experimentelle und theoretische Arbeiten vorhergesagt. Da ballistischer Ladungstransport durch eine nichtquadratische Schichtdicken-Abhängigkeit ($\beta \propto 1/w_B$) gekennzeichnet ist [87] kann die Gültigkeit von Glg. (2-17) durch den Vergleich mit experimentellen Ergebnissen leicht verifiziert werden. Ergebnisse hierzu werden in Abschnitt 5.1.3 vorgestellt.

Die Anwendung des Drift-Diffusions-Modells auf den GaAs-basierten HBT setzt die Kenntnis der entsprechenden Materialgr o en für p-Dotierungen gr o er $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ voraus. Leider beruht die Mehrzahl der Literaturangaben für Minoritätsträger-Eigenschaften in p-GaAs auf sehr viel niedriger dotiertem Material, entsprechend den Dotierungen wie sie in optoelektronischen Bauelementen Anwendung finden. In Abb. 2-5 sind veröffentlichte Werte der Lebensdauer, Beweglichkeit und Diffusionslänge der Elektronen für den Dotierungsbereich $p = 1 \dots 10 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ dargestellt. Die Daten wurden sowohl unter Anwendung verschiedener Messtechniken als auch Wachstumsverfahren ermittelt, so dass sie bestenfalls einen Überblick über die grundsätzliche Dotierungsabhängigkeit bieten können.

Die von COLOMB et al. [36] veröffentlichten Elektronenlebensdauern liegen im Bereich 80 ps bis 200 ps für Dotierungen zwischen $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und $6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ mit einer relativ geringen Abhängigkeit von der Löcherkonzentration. Eine stärkere p-Abhängigkeit weisen die Daten von TIWARI et al. [142] auf (gestrichelte Linie in Abb. 2-5 a). Dieser Verlauf wird im wesentlichen durch die Dotierungsabhängigkeit verschiedener Rekombinationsmechanismen bestimmt, worauf an späterer Stelle näher eingegangen wird (Abschnitt 3.2.2).

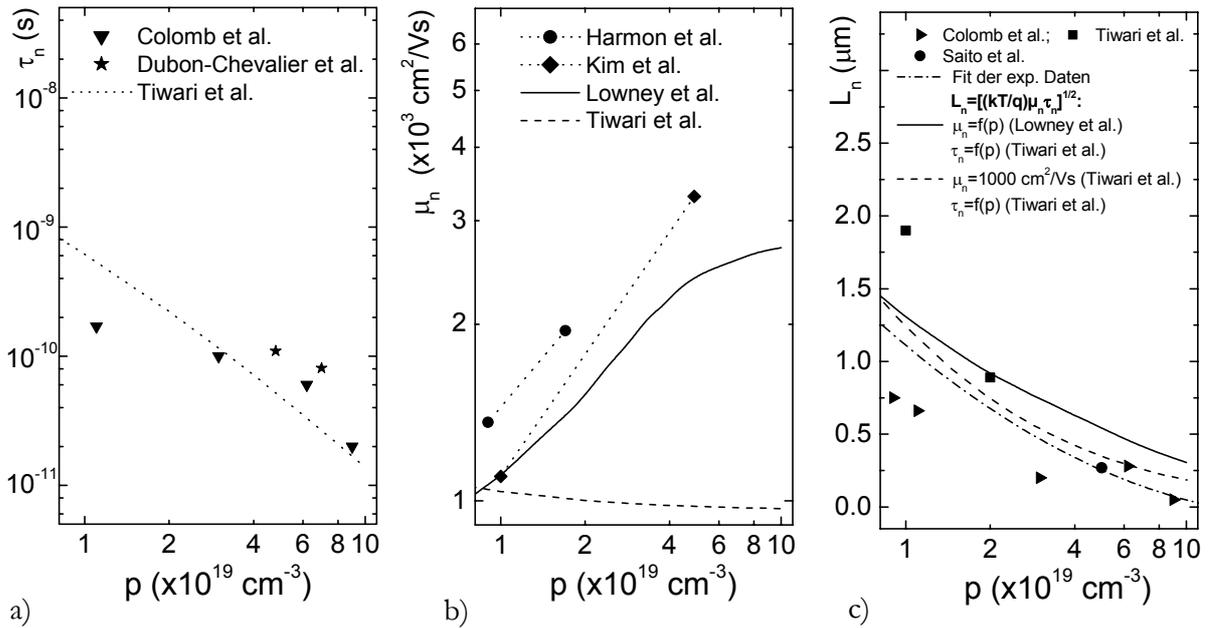


Abb. 2-5: Veröffentlichte Minoritätsträger-Eigenschaften in hoch p -dotiertem GaAs als Funktion der Löcherkonzentration p : a) Lebensdauer τ_n [36, 42, 142]; b) Elektronenbeweglichkeit μ_n [60, 71, 95, 142] und c) Diffusionslänge L_n [36, 142, 125]. Die Linien repräsentieren neben einem Fit der experimentellen Daten die Berechnung von L_n unter Annahme der μ_n -Abhängigkeiten von LOWNEY et al. und TIWARI et al. sowie der τ_n -Abhängigkeit von TIWARI et al..

Für die Abhängigkeit der Elektronenbeweglichkeit μ_n von der Löcherkonzentration in p -GaAs (Abb. 2-5 b) wird in der Literatur sowohl ein relativ konstanter Wert von etwa $1000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ für den beschriebenen Dotierungsbereich angegeben [142] als auch eine Zunahme auf ca. $2500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ mit zunehmender Löcherkonzentration [95]. Die berechnete Zunahme der Elektronenbeweglichkeit bei LOWNEY et al. wurde im wesentlichen auf eine dotierungsabhängige Streuung an Plasmonen zurückgeführt. Neben der experimentellen Bestätigung dieser Abhängigkeit von z.B. HARMON et al. [60] zeigen Berechnungen der Diffusionskonstante in p -GaAs von KANETO et al. [70] qualitativ einen ähnlichen Trend.

Den experimentellen Daten für Diffusionslängen in p -GaAs in Abb. 2-5 c) sind unter Zugrundelegung der τ_n - und μ_n -Daten (Abb. 2-5 a), b)) berechnete Diffusionslängen-Abhängigkeiten gegenübergestellt. Der Fit der experimentellen Werte von COLOMB et al. [36] und TIWARI et al. [142] liegt zum Teil beträchtlich unter der berechneten L_n - p -Abhängigkeit, was möglicherweise auf den Einfluss einer Defektrekombination hindeutet, die die dotierungsabhängigkeit der Diffusionslänge überlagert. Nichtsdestotrotz sind für Dotierungen oberhalb $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ Diffusionslängen kleiner $1 \mu\text{m}$ zu erwarten.

Mit Hilfe der veröffentlichten Daten von Minoritätsträger-Eigenschaften in hoch p -dotiertem GaAs kann die im Rahmen des Drift-Diffusions-Modells gegebene Abhängigkeit der HBT-Stromverstärkung von der Basisdotierung ermittelt werden (Glg. (2-17)). Abb. 2-6 zeigt die berechnete **Stromverstärkung als Funktion der Basis-Dotierung und Schichtdicke** zum einen für den Fit der veröffentlichten L_n -Daten als auch entsprechend der von LOWNEY und

TIWARI veröffentlichten μ_n und τ_n -Abhängigkeiten. Die Linienarten entsprechen denen in Abb. 2-5 c).

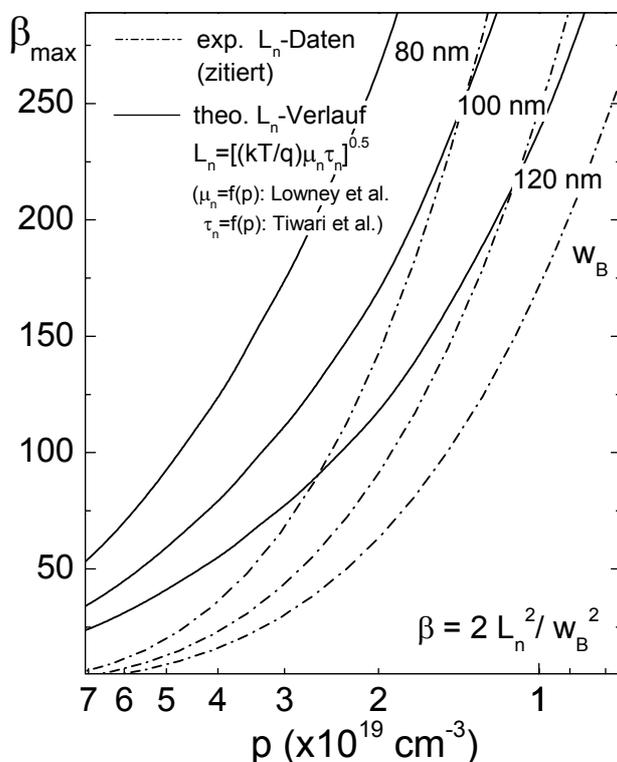


Abb. 2-6: Berechnete Stromverstärkung als Funktion der Basisdotierung und Basis-schichtdicke unter Verwendung veröffentlichter experimenteller und theoretischer Daten der Diffusionslänge in p-GaAs (Linienarten und Zitate wie in Abb. 2-5 c).

Es ist zu erkennen, dass die resultierende Stromverstärkung stark von der Diffusionslänge der Elektronen in der Basis und dementsprechend von der Dotierungshöhe abhängt. Für eine Basisdotierung von $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und eine Basisdicke von 100 nm sind Stromverstärkungen zwischen 50 und 120 zu erwarten. Eine genauere β -Vorhersage ist aufgrund der starken Streuung in den veröffentlichten Daten nicht möglich. Die Annahme einer konstanten Elektronenbeweglichkeit ($\mu_n = 1000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) führt zu einem ähnlichen Verlauf wie dem auf der Grundlage der experimentellen L_n -Ergebnisse. Beides führt zu vergleichsweise niedrigen Stromverstärkungen im Dotierungsbereich $> 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, was jedoch nicht in Übereinstimmung mit veröffentlichten HBT-Ergebnissen steht (siehe z.B. [111]).

Im Rahmen dieser Arbeit ermittelte Messergebnisse der Elektronenlebensdauer und Diffusionslänge werden im Abschnitt 4.3.3 vorgestellt. Eine so mögliche genauere Angabe der β - p -Abhängigkeit kann dann zum Vergleich von Bauelementergebnissen herangezogen werden (Kapitel 5). Das vorgestellte Modell dient somit auch der Evaluierung der Epitaxiестrukturen anhand der Bauelemente-Charakterisierung und somit einer Optimierung von Wachstumsparametern.

- Die Stromverstärkung kann im Rahmen des Drift-Diffusionsmodell als Funktion der Schichtparameter Dotierung und Dicke der Basis sowie der Beweglichkeit und Lebensdauer der Elektronen in der Basis dargestellt werden. Voraussetzung hierfür ist,

dass die Emitterinjektionseffizienz des Transistors nahe eins ist. Veröffentlichte Daten von Minoritätsträger-Eigenschaften in hoch p -dotiertem GaAs lassen eine Abschätzung der DC-Stromverstärkung zu.

2.4.2 Numerische 2-dimensionale Modellierung

Der im vorigen Abschnitt beschriebene Modellansatz gibt Einblick in den Verlauf der HBT-Kenngröße Stromverstärkung als Funktion von Basisstruktur-Parametern. Für ein vertieftes Verständnis der HBT-Schichtstruktur und der Untersuchung des Einflusses weiterer Schichtparameter auf das Bauelementeverhalten werden im folgenden Modellierungs-Ergebnisse vorgestellt, die mit dem numerischen Bauelementesimulator *TeSCA*¹ (‘Two-dimensional Semiconductor Analysis Package’) erstellt wurden. *TeSCA* ist ein Programmsystem zur numerischen Lösung der Grundgleichungen des Ladungsträgertransportes in räumlich zweidimensionalen Halbleiter-Strukturen. Das Programm basiert auf dem phänomenologischen Gleichungssystem von VAN ROOSBROECK [59].

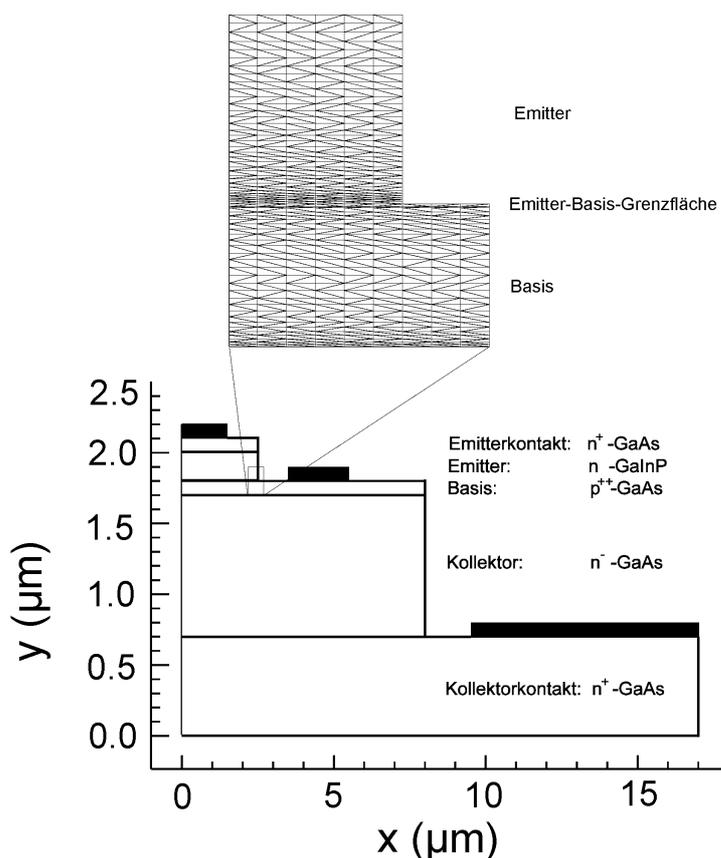


Abb. 2-7: Transistorgeometrie bei der 2-dimensionalen Modellierung des HBT mittels *TeSCA*. Das Bauelemente-Gebiet wird in finite Elemente (Dreiecke) zerlegt, wobei die Triangulierung so gewählt wurde, dass kritische Bereiche dichter überdeckt werden (siehe Ausschnitt der Emitter-Basis-Grenzfläche).

Die wesentlichsten Ergebnisse der vorzustellenden Modellrechnungen beruhen auf der schichtspezifischen Variation von Materialeigenschaften und deren Auswirkungen auf die HBT-Eigenschaften Stromverstärkung und Idealitätsfaktor der Emitter-Basis-Diode. Darüber hinaus

¹ entwickelt am Weierstraß-Institut für Angewandte Analysis und Stochastik im Forschungsverbund Berlin e.V.

war das Ziel der 2-dimensionalen Modellierung ein vertieftes Verständnis der der Bauelementefunktion zugrundeliegenden physikalischen Zusammenhänge.

Die den folgenden Simulationen zugrunde liegende Schichtstruktur (Anhang A) entspricht im wesentlichen der tatsächlichen Epitaxiestruktur, mit der Ausnahme, dass für die Modellierung eine relativ dicke Emitterschicht (200 nm) angenommen wurde. Dies resultiert aus der Tatsache, dass bei der Modellierung die Oberflächen-Rekombination auf der Basis vernachlässigt wurde und somit die Ledge-Funktion einer dünnen GaInP-Emitterschicht für die Bauelemente-Modellierung nicht zu berücksichtigen war. Zur Simulation verschiedener Grenzflächen-Qualitäten wurde an der Emitter-Basis-Grenzfläche eine 2 nm dünne GaInP-Schicht eingefügt, deren Materialparameter separat eingestellt werden konnten. Für die Berechnung wird das lateral symmetrische Transistorgebiet (Abb. 2-7) in finite Elemente zerlegt, deren Dichte so gewählt wurde, dass kritische Bereich, wie z.B. die Emitter-Basis-Heterogrenzfläche, dichter überdeckt werden.

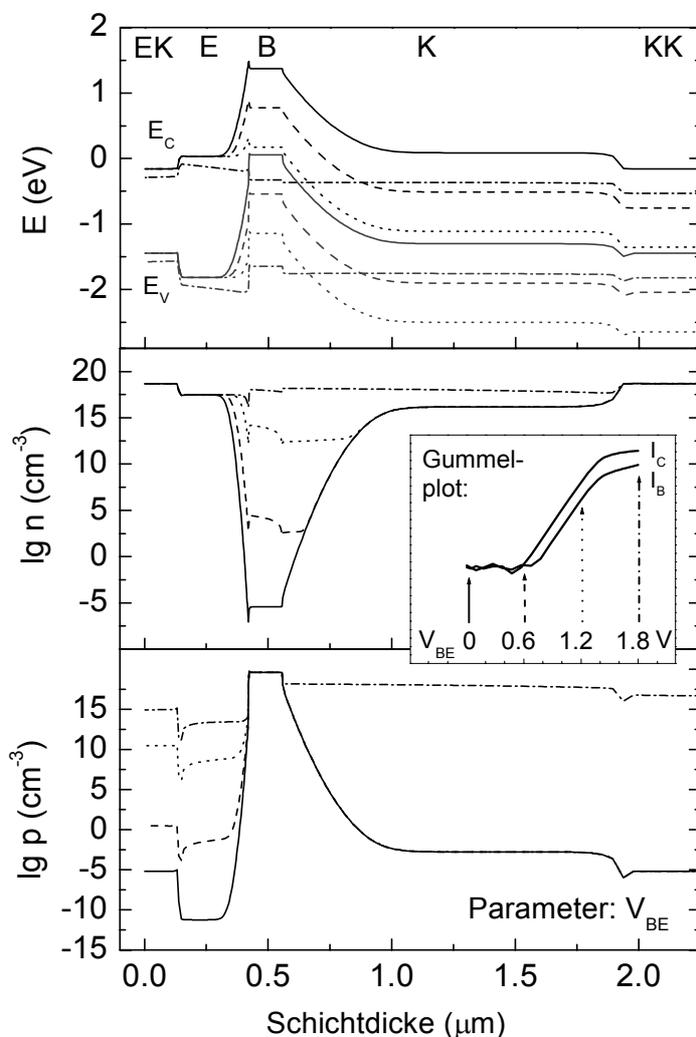


Abb. 2-8: Mit TeSCA berechnete Bandstruktur und freie Ladungsträgerkonzentration im GaInP/GaAs-HBT für den Gummelplot bei den Emitter-Basis-Spannungen 0 V (thermisches Gleichgewicht), 0.6 V, 1.2 V (Normalinjektion) und 1.8 V (Hochinjektion). Die Schichtstruktur ist im Anhang A angegeben. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind die Quasi-Fermienergien im Bänder-Diagramm nicht enthalten (Die Fermienergie im thermischen Gleichgewicht liegt bei 0 eV).

Abb. 2-8 zeigt die mit TeSCA berechnete **Bandstruktur und freie Ladungsträgerkonzentration im GaInP/GaAs-HBT** für den Gummelplot im Spannungsbereich $V_{BE}=0\text{ V}\dots 1.8\text{ V}$. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind nur die wichtigen Fälle thermisches

Gleichgewicht (0 V, durchgezogene Linie), Einsatzfall (0.6 V, Strichlinie), Normalinjektion (1.2 V, punktiert) und Hochinjektion (1.6 V, strich-punktiert) angegeben. Die für die HBT-Eigenschaften wichtigen Unterschiede in der Elektronen- und Löcherkonzentration in Basis und Emitter in Abhängigkeit der angelegten Emitter-Basis-Spannung sind deutlich zu erkennen. Im Niedriginjektionsfall ist die Löcherdichte im Emitter sehr viel kleiner als die Elektronendichte in der Basis, obwohl die Dotierungsverhältnisse eine entgegengesetzte Dichteverteilung zur Folge hätten.

Interessant ist des weiteren der Übergang des Normalinjektions-Bereiches in die Hochinjektion, der im Gummelplot mit einer drastischen Abnahme der Stromverstärkung verbunden ist. Wie in Abb. 2-8 zu erkennen, ist dieser Übergangsbereich sowohl durch ein Überschwemmen des Kollektors mit Elektronen und Löchern gekennzeichnet, als auch durch eine zunehmende Elektronendichte in der Basis. Die hohe Ladungsträgerdichte im Kollektor führt zu einer Verschiebung der Raumladungszone in Richtung der Kollektorkontaktschicht (Kirk-Effekt) was u.a. die Reduktion im Kollektorstrom verursacht.

Die für die Anwendbarkeit des in Abschnitt 2.4.1 beschriebenen Drift-Diffusionsmodells wichtige Frage der Emitter-Injektionseffizienz des HBT wurde in der zweidimensionalen Modellierung durch eine **Variation der Emitterbandlücke** bei ansonsten konstanten Materialparametern untersucht.

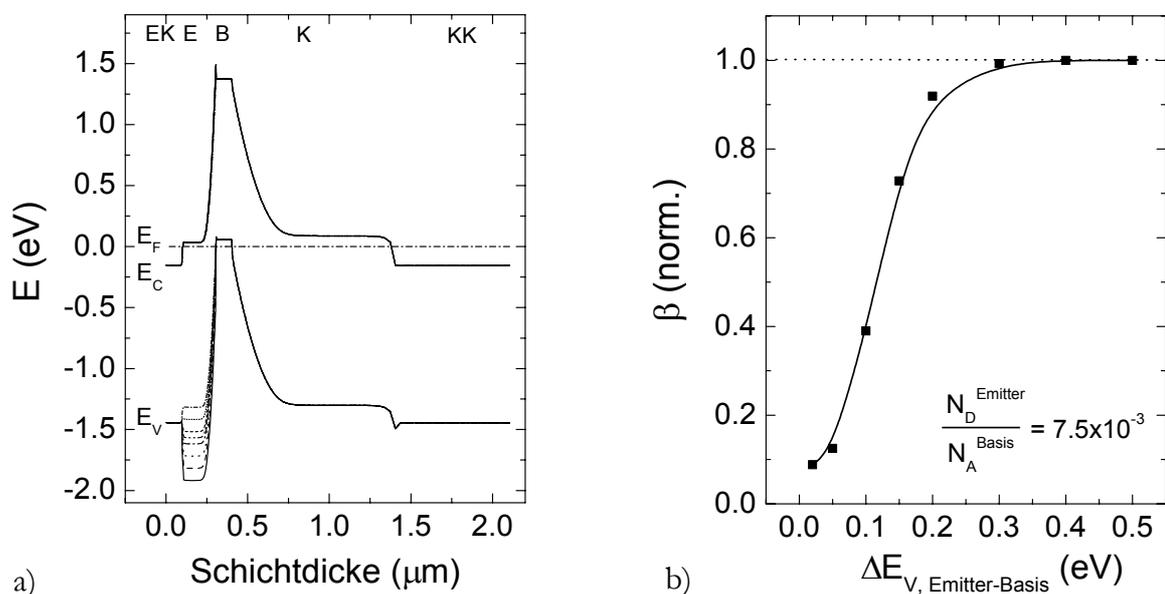


Abb. 2-9: a) Bandstruktur eines npn-HBT mit Variation der Valenzband-Diskontinuität zwischen Emitter und Basis; b) Normierte Stromverstärkung als Funktion der Emitter-Basis-Valenzband-Diskontinuität ΔE_V .

Abb. 2-9 a) zeigt die Bandstruktur des HBT für Emitterbandlücken zwischen $E_g=1.9$ eV und $E_g=1.4$ eV resultierend in Valenzband-Diskontinuitäten ΔE_V zwischen Emitter und Basis von 0.5 eV bis ca. 0.02 eV. Die sich hieraus ergebende Änderung in der Stromverstärkung des HBT für Emitter- und Basisdotierungen von $n_E=3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ bzw. $p=4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ist in Abb. 2-9 b)

gezeigt. Die größte Änderung in der maximal erreichbaren Stromverstärkung ist zwischen $\Delta E_V=0.1$ eV und $\Delta E_V=0.2$ eV zu verzeichnen. Bereits ab einem Wert von ca. 0.3 eV wird β hauptsächlich von Basistransport-Eigenschaften bestimmt.

Sowohl Ergebnisse aus der Literatur (z.B. [145, 45]) als auch im Rahmen einer Diplomarbeit [25] ermittelte Werte für die $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}/\text{GaAs}$ -Valenzband-Diskontinuität belegen, dass bei diesem Heteroübergang die Bandlückendifferenz im wesentlichen in einer Valenzband-Diskontinuität auftritt (siehe auch Abschnitt 4.2, S. 51). Die Mehrzahl der Ergebnisse aus der Literatur liegen im Bereich von $\Delta E_V = 0.25$ eV bis $\Delta E_V = 0.35$ eV, so dass angenommen werden kann, dass die Emitter-Injektionseffizienz auch für sehr kleine Dotierungsquotienten Emitter zu Basis nahe bei eins liegt.

Das Ziel der im folgenden vorzustellenden Modellierungs-Ergebnisse war die Verknüpfung von schichtspezifischen physikalischen Materialeigenschaften mit den resultierenden HBT-Charakteristika. Als Maß für die Materialqualität bzw. den Defektstatus der Epitaxieschichten wurde die für den HBT entscheidende Lebensdauer der Minoritätsladungsträger $\tau_{n/p}$ herangezogen. Insbesondere wurde mit Hilfe einer systematischen **Variation der Lebensdauer des defekt-assistierten Shockley-Read-Hall-Rekombinationsprozesses** τ_{srh} Auswirkungen auf HBT-Eigenschaften untersucht. Hierfür wird angenommen, dass die gesamte effektive Elektronen-Lebensdauer außer durch die Shockley-Read-Hall-(SRH)-Rekombination τ_{srh} , durch strahlende Rekombination τ_{rad} und durch Auger-Rekombination τ_{aug} limitiert wird. Für die Dotierungsabhängigkeit der Rekombinationsmechanismen soll im folgenden eine einfach reziproke Relation für die strahlende (p-Halbleiter: $\tau_{rad}=1/Bp$) und eine quadratische Abhängigkeit für die Auger-Rekombination ($\tau_{aug}=1/Cp^2$) angenommen werden [113]. Die für die Simulation verwendeten Koeffizienten der strahlenden und Auger-Rekombination B und C sind im Anhang A angegeben. Die gesamte effektive Lebensdauer ergibt sich dann aus der Summe der einzelnen Rekombinations-Raten: $1/\tau_{n/p}=1/\tau_{rad}+1/\tau_{aug}+1/\tau_{srh}$.

Abb. 2-10 zeigt beispielgebend die gerechneten HBT-Gummelplots in Abhängigkeit der Minoritätsträger-Lebensdauer $\tau_{n/p}$ in der GaAs:C-Basis (a) und dem $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}:\text{Si}$ -Emitter (b). Die Variation von τ_{srh} im Bereich 500 ns bis 5 ps in der Basisschicht, entsprechend τ_n -Werten im Bereich 115 ps bis 5 ps, hat erheblichen Einfluss auf die maximal erreichbare Stromverstärkung des HBT. Wie in Abb. 2-10 a) zu erkennen, resultiert die Abnahme der SRH-Lebensdauer im sub-ns-Bereich in einer Zunahme des Basisstromes bei nahezu gleichbleibendem Kollektorstrom. Die Stromverstärkung sinkt von Werten um 120 bei Lebensdauern von $\tau_{srh}=2$ ns auf unter 10 für $\tau_{srh}=5$ ps. Die Zunahme des Basisstromes ist dabei unabhängig von der Emitter-Basis-Spannung, was in unverändert guten Dioden-Idealitätsfaktoren resultiert. Im Gegensatz hierzu führt eine abnehmende Emitter-Materialqualität zu einer spannungsabhängigen Zunahme des Basisstromes (Abb. 2-10 b). Hier zeigt sich ein überproportionaler Anstieg von I_B im unteren Spannungsbereich, was eine Zunahme des Idealitätsfaktors n_{EB} der Basisstrom-Kennlinie zur Folge hat. Die Ursache für dieses Verhalten kann in der Spannungsabhängigkeit der emitterseitigen Raumladungszonen-Ausdehnung (Abb. 2-8) und dem somit unterschiedlichen Rekombinationsgebiet im Emitter gesehen werden. Ein weiteres wichtiges Ergebnis ist, dass die maximale Stromverstärkung nicht durch die Emitter-Materialqualität beeinflusst wird, sondern einzig der Bereich der Emitter-Basisspannung, bei der diese erreicht wird.

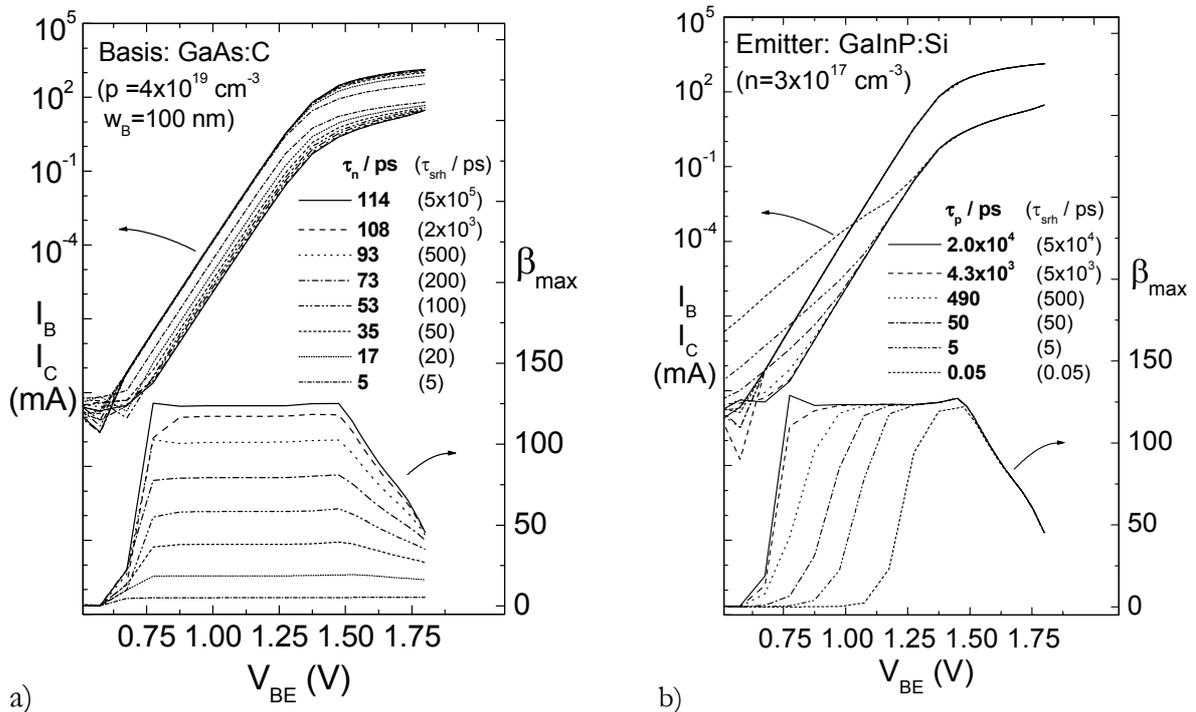


Abb. 2-10: Berechnete Gummelplots für den $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}/\text{GaAs}$ -HBT unter Variation der SRH-Rekombinations-Lebensdauer in der Basisschicht (a) und Emitterschicht (b). Die der Modellierung zugrundeliegende Schichtstruktur und entsprechende Materialparameter sind im Anhang A angegeben.

Neben der Basis- und Emitterschicht wurden des weiteren die SRH-Lebensdauern in den Kollektor- und Kontaktschichten sowie in einer dünnen Zwischenschicht an der Emmitter-Basis-Grenzfläche variiert. Die resultierenden Stromverstärkungen sind in Abb. 2-11 und die Emmitter-Basis-Idealitätsfaktoren in Abb. 2-12 dargestellt. Die Angabe der effektiven Elektronenlebensdauer τ_n im Zusammenspiel aller Rekombinationsprozesse ist hier aufgrund der unterschiedlichen Dotierungen der einzelnen Schichten nicht möglich. Zumindest für Kollektor und Emmitter entsprechen die angegebenen SRH-Werte im Bereich kleiner 1 ns in etwa der effektiven Lebensdauer, da diese aufgrund der niedrigen Dotierung durch die Defektrekombination limitiert wird.

Die beschriebene starke Abhängigkeit der Stromverstärkung vom Defektstatus der Basisschicht wird durch die erhebliche Variation von β_{max} mit der SRH-Lebensdauer deutlich (Abb. 2-11). Die angenommenen SRH-Lebensdauern entsprechen effektiven Minoritätsträger-Lebensdauern im Bereich 5 ps bis ca. 120 ps. Für HBT-relevante Basisdotierungen oberhalb $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ sind Elektronen-Lebensdauern um 100 ps zu erwarten (siehe Abb. 2-5 a), so dass dementsprechend Auswirkungen auf das Bauelemente-Verhalten wahrscheinlich sind. Neben der Basisschicht beeinflusst noch die SRH-Lebensdauer in der Kollektorschicht ab Werten unterhalb 100 ps die HBT-Stromverstärkung. Diese Zeiten liegen jedoch für niedrig Si-dotiertes GaAs erheblich unter der zu erwartenden effektiven Lebensdauer in n-GaAs, so dass letztendlich nur die Materialeigenschaften der Basisschicht die maximal erreichbare Stromverstärkung limitieren.

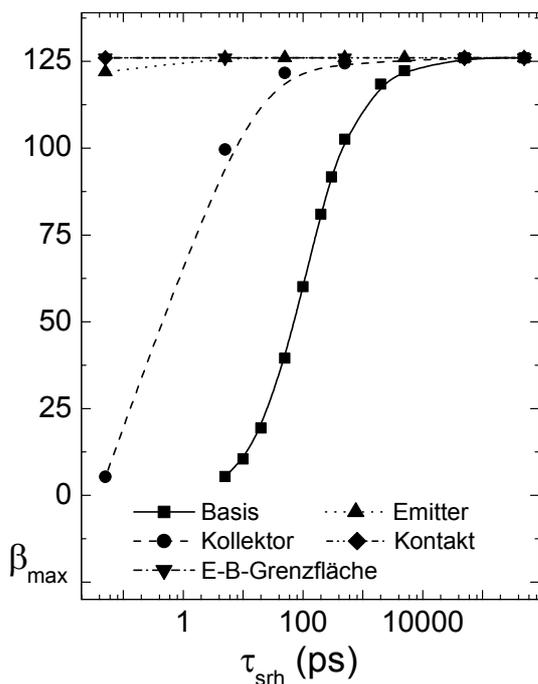


Abb. 2-11: Maximale Stromverstärkung von GaInP/GaAs-HBTs als Funktion schichtspezifischer SRH-Rekombination.

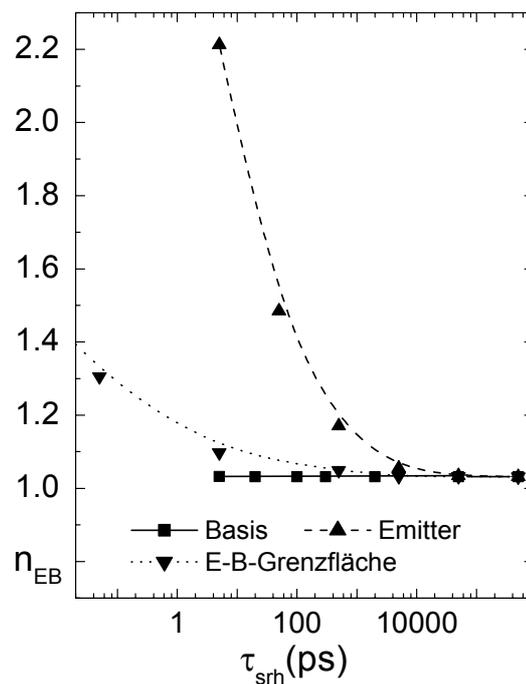


Abb. 2-12: Emitter-Basis-Idealitätsfaktoren berechneter Gummelplots als Funktion schichtspezifischer SRH-Rekombination.

Die Idealität der Emitter-Basis-Diode wird neben der Emitter-Materialqualität noch durch eine defekt-behaftete dünne Zwischenschicht an der Heterogrenzfläche beeinflusst (Abb. 2-12). Im dargestellten Fall wurde eine 2 nm dünne GaInP-Zwischenschicht angenommen, wobei in der Praxis davon abweichende Dicken und Materialzusammensetzungen zu erwarten sind. Die Materialperfektion der Basisschicht hat für die HBT-relevanten Dotierungen keinen Einfluss auf den Dioden-Idealitätsfaktor, da die Ausdehnung der Raumladungszone innerhalb der Basis nur wenige nm beträgt.

➤ Die numerische Bauelementesimulation zeigt, dass die Materialperfektion der Emitterschicht und der Heterogrenzfläche im wesentlichen den Idealitätsfaktor der Emitter-Basis-Diode beeinflusst. Basis-Eigenschaften dominieren hingegen die wichtige Kenngröße Stromverstärkung. Ab einer Valenzband-Diskontinuität zwischen Emitter und Basis von 0.3 eV kann von einer idealen Emitterinjektionseffizienz ($\gamma=1$) ausgegangen werden, was für das verwendete Emittiermaterial GaInP zutrifft. Die erreichbaren Stromverstärkungen hängen in erheblichem Maße von der Lebensdauer des defektassistierten SRH-Rekombinationsprozess in der Basis ab. Für eine Basisdotierung von $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ sind Elektronenlebensdauern oberhalb 100 ps für maximale Stromverstärkungen notwendig.

2.5 Ableitung von Anforderungen an die Struktur

In diesem Abschnitt werden HBT-Modellierungsergebnisse hinsichtlich der sich ergebenden Anforderungen an die Epitaxie zusammengefasst und weitere bisher nicht berührte Problemstellungen diskutiert. Letzteres betrifft beispielsweise die in der HBT-Struktur notwendig vorhandenen Kontaktschichten, da die vergleichsweise niedrigen Dotierungen des Kollektors und Emitters allein keine ohmsche Kontaktierung gestatten.

- Die **GaAs-Kontaktschichten** von Emitter und Kollektor müssen eine ausreichend hohe Dotierung aufweisen, um die Kontaktwiderstände zu minimieren. Die zur Nutzung nichtlegierender Emitterkontakt-Systeme verwendete zusätzliche $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ -Kontaktschicht stellt darüber hinaus Anforderungen an die Oberflächen-Morphologie, da dieses Material aufgrund seiner hohen Gitterfehlpassung zu GaAs in der Regel ein 3-dimensionales Wachstum aufweist. Die relativ niedrig dotierte **Kollektorschicht** (GaAs:Si) sollte hinsichtlich ihrer vergleichsweise großen Dicke mit einer hohen Wachstumsrate hergestellt werden können, um die Gesamtwachstumszeit der Struktur gering zu halten.
- Das **Emittermaterial** $\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$ bestimmt die Injektionseffizienz über die Banddiskontinuitäten und Dotierungsverhältnisse im Vergleich zur Basis. Die Materialqualität und die Homogenität der Materialzusammensetzung haben Einfluss auf die Idealität der Emitter-Basis-Diode und somit auch Bauelemente-Eigenschaften wie der Einsatzspannung V_{on} . Eine dem Emittermaterial vergleichbare Bauelemente-Relevanz besitzt die **Emitter-Basis-Grenzfläche**, so dass diese eine hohe Perfektion und einen abrupten Materialübergang aufweisen sollte. In diesem Zusammenhang sollte die Morphologie der Basisoberfläche und die hierdurch gegebene Rauigkeit der Emitter-Basis-Grenzfläche mit möglichen Auswirkungen auf das Bauelemente-Verhalten Beachtung finden.
- Die wichtige HBT-Kenngröße Stromverstärkung (β) wird im GaInP/GaAs-Materialsystem im wesentlichen durch **Basis-schicht**-Eigenschaften bestimmt. Sowohl die hohe p-Dotierung als auch die Basisdicke müssen mit einer guten Homogenität bei gleichzeitig sehr guter Materialperfektion reproduzierbar herzustellen sein. Dies bestimmt auch die Anforderungen an die Charakterisierung der Basis, um Ladungsträgerkonzentration, Schichtdicke und den sich ergebenden Schichtwiderstand mit ausreichender Genauigkeit messen zu können. Die Notwendigkeit einer hohen und stabilen p-Dotierung motiviert die Nutzung von Kohlenstoff als p-Dotand in GaAs. Der Einfluss verschiedener C-Dotierungsausgangsstoffe auf die GaAs:C-Materialeigenschaften ist eine wichtige Fragestellung. Desweiteren sollten Untersuchungen zum Wasserstoff-Einbau in die GaAs:C-Schicht erfolgen, da sowohl über die H-Passivierung der Akzeptoren als auch eine mögliche Wirkung als Rekombinationszentrum berichtet wurde. Mögliche Einflussfaktoren auf das Degradationsverhalten der Transistoren, wie z.B. die dotierungsbedingte Gitterverspannung in GaAs:C gegenüber undotiertem Material, stellen weitere wichtige Fragen dar. Die Basis stellt die mit Abstand höchsten Anforderungen an die Epitaxie und muss demgemäß **Hauptgegenstand der Wachstumsoptimierung** sein. Die in Kapitel 4 und 5 vorzustellenden Untersuchungen orientieren sich an den hier vorgestellten Fragestellungen.

- Der Einfluss der **Substrat-Kristallperfektion** auf HBT-Eigenschaften ist eine nachwievor kontrovers diskutierte Fragestellung, z.B. die nach der Fortpflanzung von Substratdefekten (Versetzungen) in die Epitaxieschichten. Desweiteren kann sich die Oberflächenqualität der Substrate kritisch auf die Isolationsfähigkeit von substratnahen Epitaxieschichten erweisen. Beispielsweise hat eine vielfach eingesetzte $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ -Pufferschicht zwischen dem Substrat und der eigentlichen Bauelementestruktur in erster Linie die Aufgabe isolierend zu wirken, um beispielsweise einzelne Bauelemente auf dem Wafer elektrisch voneinander zu trennen. Eine demensprechend HBT-relevante Fragestellung ist die nach der in-situ-Präparierbarkeit der zu verwendenden ‚epi-ready‘-Substrate mittels thermischer Deoxidation und der Beeinflussung von Isolationseigenschaften durch eventuell vorhandene Oberflächen-Verunreinigungen.

Tab. 2-1 gibt einen Überblick über die für die jeweiligen Materialien und Dotierungen gegebenen schichtspezifischen Anforderungen an das Wachstum.

Schicht	Material	Anforderungen
Kontakt	$\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}:\text{Si}$ $\text{GaAs}:\text{Si}$	<ul style="list-style-type: none"> • hohe Leitfähigkeit ($n=5..10 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) • geringer Emitterkontaktwiderstand
Emitter	$\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}:\text{Si}$	<ul style="list-style-type: none"> • Valenzband-Diskontinuität zur Basis: $\geq 0.3 \text{ eV}$, • Gitteranpassung zu GaAs, Materialperfektion • abrupte, defektarme Heterogrenzfläche • gute Homogenität der Dotierung ($n=2...5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) und Materialzusammensetzung
Basis	$\text{GaAs}:\text{C}$	<ul style="list-style-type: none"> • sehr hohe und stabile Dotierung: $p=1...6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, Schichtdicke und Konzentration reproduzierbar einzustellen • hoher Akzeptor-Aktivierungsgrad (Minimierung H-Einbau) • geringe Anzahl an Rekombinationszentren • gute Morphologie für geringe Grenzflächen-Rauigkeit • sehr gute Dotierungs- und Schichtdicken-Homogenität
Kollektor	$\text{GaAs}:\text{Si}$	<ul style="list-style-type: none"> • niedrige Dotierung ($n \sim 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) • gute Homogenität der Dotierung und Wachstumsrate
Substrat	(001)GaAs semiisolierend	<ul style="list-style-type: none"> • epi-ready-Oberflächenqualität • ausreichende Kristallperfektion

Tab. 2-1: Spezifische Anforderungen an Materialeigenschaften der wichtigsten im HBT enthaltenen Epitaxieschichten.

Abb. 2-13 stellt überblicksartig wichtige Zusammenhänge zwischen den schichtspezifischen Materialeigenschaften der HBT-Struktur auf der einen Seite und Bauelemente-Parametern auf der anderen Seite her. Darstellungsbedingt konnte die hohe Komplexität einzelner Einflussfaktoren nur vereinfachend wiedergegeben werden.

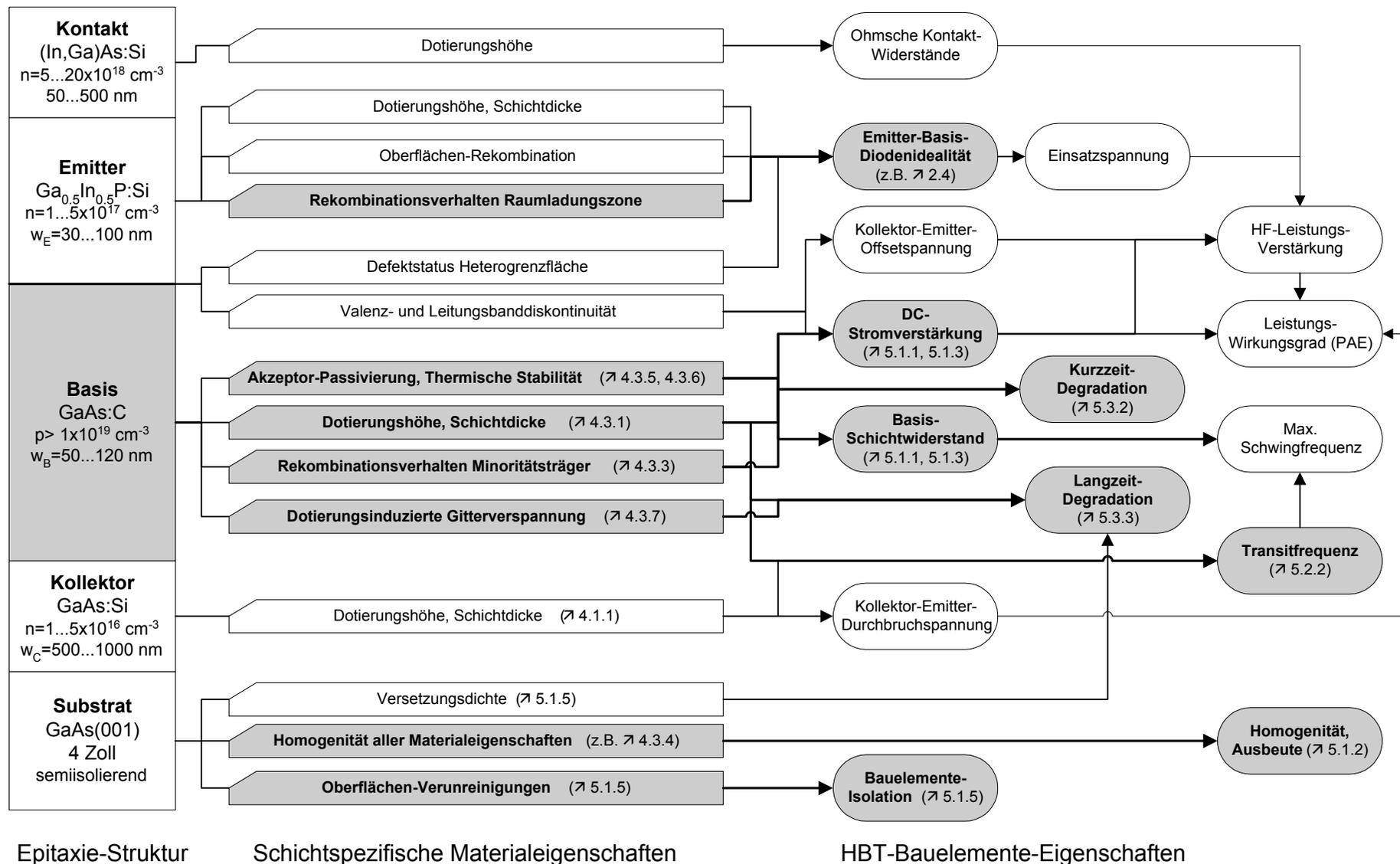


Abb. 2-13: Überblick über wichtige Zusammenhänge zwischen schichtspezifischen Materialeigenschaften der GaAs-HBT-Epitaxiestruktur auf der einen Seite und Bauelemente-Eigenschaften auf der anderen Seite. Die Schwerpunkte dieser Arbeit sind grau unterlegt, mit Verweisen (↗) auf die Kapitelnummern.

3 Experimentelle Grundlagen

In diesem Kapitel werden die wichtigsten experimentellen Methoden beschrieben, die im Rahmen dieser Arbeit für die Herstellung und Charakterisierung der Epitaxie- und Bauelementestrukturen eingesetzt wurden. Nach einer kurzen Darstellung der Grundlagen der Metallorganischen Gasphasenepitaxie (Abschnitt 3.1.1) wird auf Besonderheiten des verwendeten Mehrscheibenreaktors AIX2400G3 eingegangen (Abschnitt 3.1.2). In Abschnitt 3.2 werden kurz die verwendeten Messverfahren vorgestellt und die für die vorzustellenden Ergebnisse relevanten Auflösungsgrenzen und Genauigkeiten diskutiert. Für weiterführende Darstellungen der nur knapp beschriebenen Charakterisierungsverfahren wird auf entsprechende Lehrbücher verwiesen. In einem abschließenden Abschnitt (3.3) wird neben einer kurzen Vorstellung des HBT-Bauelementeprozesses der für die DC-Charakterisierung verwendete Messaufbau beschrieben.

3.1 Metallorganische Gasphasenepitaxie (MOVPE)

In den letzten beiden Jahrzehnten hat sich die Metallorganische Gasphasenepitaxie (MOVPE oder MOCVD¹) als ein wichtiges Epitaxieverfahren zur Herstellung III-V- und II-VI-basierter Halbleiter etabliert. Die einkristalline Abscheidung dünner Halbleiterschichten mit der Möglichkeit wechselnder Materialzusammensetzungen und Dotierungen innerhalb weniger Nanometer bildet die Grundlage vielfältiger mikro- und optoelektronischer Anwendungen. Während die Vielseitigkeit und Effizienz des MOVPE-Verfahrens vielfach genannte Vorteile dieser Technik darstellen, ist die Komplexität des Wachstumsprozesses, und die dadurch bedingte große Zahl zu kontrollierender Parameter, nachwievor eine Herausforderung. Die im folgenden beschriebenen vereinfachten Wachstumsmechanismen werden speziell für den Fall der Abscheidung III-V-basierter Halbleiter erläutert. Es werden die Epitaxieparameter vorgestellt, die im Rahmen dieser Arbeit zur Optimierung von HBT-Schichteigenschaften genutzt wurden. Eine ausführlichere Beschreibung des MOVPE-Wachstums findet sich beispielsweise in [133].

3.1.1 Der MOVPE-Wachstumsprozess

Die thermodynamisch treibende Kraft für die Kristallisation aus der Gasphase ist die Abweichung vom Gleichgewicht der chemischen Potentiale zwischen den existierenden Phasen (Übersättigung). Die Potentialdifferenz ist dabei u.a. proportional zu den Partialdrücken der

¹ *engl.* Metal-Organic Vapor Phase Epitaxy bzw. Metal-Organic Chemical Vapor Deposition

Ausgangs-Komponenten in der Gasphase. Der Transport der Ausgangsstoffe zur Festkörper-Oberfläche und die Geschwindigkeit chemischer Reaktionen in der Gasphase (homogen) bzw. an der Kristalloberfläche (heterogen) geben die Wachstumsraten vor. Die Gesamtheit der beteiligten Prozesse bestimmt die Komplexität der Wachstumsvorgänge, die in der Regel das empirische Finden geeigneter Wachstumsparameter notwendig macht.

Ausgangsstoffe in der MOVPE sind metallorganische Verbindungen (z.B. Trimethylgallium, $\text{Ga}(\text{CH}_3)_3$, TMG) und gasförmige Hydride (z.B. Arsin, AsH_3), wobei hinsichtlich der Lagerung, Reinheit und Pyrolyse spezielle Anforderungen an die Temperaturstabilität und Dampfdrücke zu stellen sind.

Der **Wachstumsprozess** kann durch folgende physikalisch-chemische Vorgänge vereinfachend beschrieben werden (Abb. 3-1):

- Transport der Ausgangsstoffe von den Quellen zum geheizten Substratkristall mittels Trägergas (H_2). Die Bewegung der Quellenmoleküle aus diesem Trägergasstrom zur Substrat-Oberfläche erfolgt im wesentlichen durch Diffusion, wobei Vorzerlegungen und chemische Reaktionen in der Gasphase (z.B. Adduktbildung) auftreten können.
- Adsorption der (zum Teil vorzerlegten) Ausgangsstoffe an der Halbleiter-Oberfläche.
- Oberflächendiffusion, heterogene Reaktionen und Einbau an energetisch bevorzugten Plätzen des Kristallgitters, wie z.B. Stufen oder Ecken. Liegen die Oberflächen-Diffusionslängen im Bereich der Terrassenweiten, kommt es zum sogenannten Stufenfluss-Wachstum, d.h. die Stufen dehnen sich durch die bevorzugte Anlagerung von Atomen aus. Kennzeichnend für diesen Prozess ist, dass sich eine Monolage weitestgehend schließt, bevor die nächste Monolage zu wachsen beginnt, was im Hinblick auf atomar glatte Grenzflächen anzustreben ist. Falls die Oberflächendiffusion klein gegenüber den Terrassenweiten ist, erfolgt die Keimbildung auch ohne Beteiligung von Stufen. In diesem Fall spricht man vom Inselwachstum.
- Desorption von Reaktionsprodukten, in der MOVPE im wesentlichen Kohlenwasserstoff-Radikale.

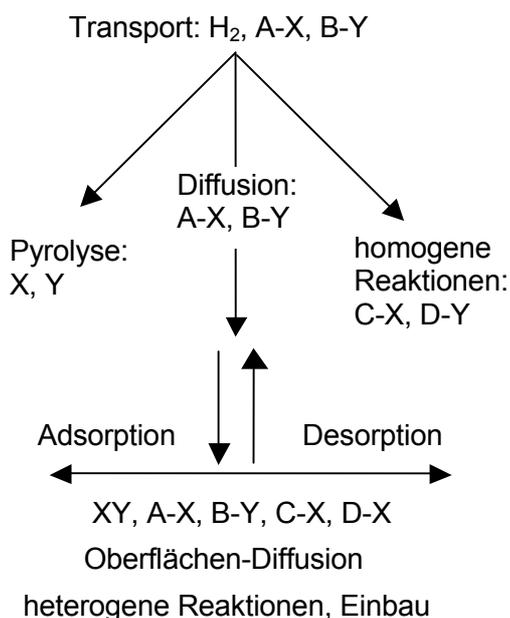
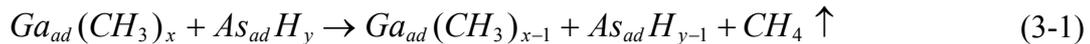


Abb. 3-1: Schema der wichtigsten dem MOVPE-Wachstumsprozess zugrundeliegenden Mechanismen.

Die Zerlegungsprozesse der Quellen-Moleküle sind u.a. eine Funktion der Temperatur, des Druckes und dem Vorhandensein von Reaktionspartnern. Während beispielsweise die Abspaltung der ersten beiden TMG-Methylgruppen ab 500°C homogen beginnt, ist die AsH₃-Pyrolyse ein weitgehend heterogener Prozess, wobei die Anwesenheit von CH₃-Gruppen auf der Oberfläche katalytisch wirkt [133].

Die wichtigste Oberflächenreaktion beim MOVPE-Wachstum von GaAs, die Absättigung der Methylgruppen zu desorbierendem Methan, kann vereinfacht durch Gleichung (3-1) beschrieben werden.



Die Anwesenheit der AsH_x-Radikale als Lieferant von H-Atomen ist für die Absättigung der Methylgruppen und somit für die Entfernung des Kohlenstoffs von der Oberfläche essentiell. Das Wachstum undotierter bzw. n-dotierter Schichten sollte dementsprechend mit AsH₃-Überschuss erfolgen. Auf der anderen Seite bietet eine Reduktion des Gruppe V-Angebotes in Verbindung mit einer Absenkung der Wachstumstemperatur die Möglichkeit des gezielten Einbaus von Kohlenstoff in den Halbleiter. Dies ermöglicht eine C-Dotierung von GaAs ohne extrinsische C-Quelle. Ergebnisse dieses Dotierungsverfahrens für die Herstellung der HBT-Basischicht werden in Abschnitt 4.3.1 diskutiert.

Die **Wachstumstemperatur** beeinflusst die homogenen und heterogenen chemischen Reaktionen sowie die Oberflächen-Mobilität und Desorptionsrate adsorbierter Spezies. Unterhalb einer kritischen Temperatur (~550°C für TMG und AsH₃) wird die Wachstumsrate durch die temperaturabhängige Zerlegung der Quellenmoleküle und die Blockade von Oberflächen-Plätzen durch CH_x-Gruppen bestimmt: Die Wachstumsrate sinkt mit abnehmender Substrattemperatur, dieser Temperaturbereich wird als kinetisch-limitiert bezeichnet. Oberhalb dieser Temperatur ist die Quellenpyrolyse und Wachstumsrate weitgehend temperaturunabhängig, der Transport der Ausgangsstoffe bestimmt die Wachstumsgeschwindigkeit. In diesem transport-limitierten Bereich hängt die Wachstumsrate bei ausreichendem Gruppe V-Partialdruck nur vom Angebot der Gruppe III-Ausgangsstoffe ab, da diese Komponente an der wachsenden Oberfläche verarmt. Die n-dotierten HBT-Kollektor- und Emitterschichten wurden im transport-limitierten Wachstumsregime hergestellt, um ein hohes Maß an Reproduzierbarkeit zu gewährleisten (Abschnitt 4.1.1).

Der Quotient der gesamten Gruppe V- zu Gruppe III-Partialdrücke wird als **V/III-Verhältnis** bezeichnet. Dieser wichtige Parameter beeinflusst elektrische, morphologische und strukturelle Kristalleigenschaften. Das einlassseitige V/III-Verhältnis muss vom tatsächlichen, nicht direkt zugänglichen, V/III_{OF}-Verhältnis auf der Kristalloberfläche unterschieden werden: Für V/III-Verhältnisse größer eins ist eine Änderung des V/III_{OF}-Verhältnis an der Kristalloberfläche nur durch Änderung des Einlasspartialdruckes der Ver-Komponente möglich, da der III-Partialdruck an der Oberfläche um Größenordnungen unter dem des Einlasspartialdruckes liegt. Die Parameter **Totalfluss** und **Reaktordruck** haben Einfluss auf die Strömungsverhältnisse im Reaktor, auf die Aufenthaltszeiten von Gasen und die Quellen-Partialdrücke. Zur Minimierung von Vorreaktionen in der Gasphase tragen ein hoher Totalfluss und ein niedriger Reaktordruck bei. Alle in dieser Arbeit vorzustellenden Epitaxiестrukturen wurden bei einem Druck von

100 hPa hergestellt. Der Totalfluss beeinflusst neben der Strömungsgeschwindigkeit der Gase auch ihre Konzentrations-Verteilung im Reaktorvolumen, was Auswirkungen auf die Homogenität von Materialeigenschaften über große Waferdurchmesser hat.

Abb. 3-2 zeigt den Aufbau des verwendeten MOVPE-Systems. Es besteht aus den Quellen, dem Gasmischsystem, dem Reaktor sowie dem Abgassystem mit Pumpe und Abgaswäsche. Im Gasmischsystem werden über Massenfluss- und Druckregler definierte Quellen-Partialdrücke im Reaktor realisiert. Die Überführung der festen oder flüssigen Metallorganika in die Gasphase erfolgt durch Sättigung eines Gasstromes in einem abgeschlossenen Behälter (*engl.* „Bubbler“) bei vorgegebenem Druck und Temperatur. Die Hydride und das Trägergas H_2 werden aus Druckflaschen über Vorreiniger und Druckminderer direkt in das Gasmischsystem geleitet. N_2 diente ausschließlich als Spülgas, um den Reaktor vor dem Öffnen von Restgasen und H_2 zu reinigen. Die hohe Toxizität der Hydride erfordert ein spezielles Sicherheitssystem und besondere Vorkehrungen beim Umgang mit den Gasen. Als alternative Gruppe V-Ausgangsstoffe wurden t-Butylphosphin (TBP, $C_4H_9PH_2$) als Phosphor-Quelle und Trimethylarsen (TMAs) als As-Quelle für Untersuchungen zum Basisschicht-Wachstum eingesetzt.

Zur Vermeidung von Vorreaktionen und Adduktbildungen werden die Metallorganika und Hydride separat in den Reaktor geleitet (getrennte „Run“-Leitungen), wobei jeweils die Gase auch am Reaktor vorbei, direkt in das Abgassystem, geleitet werden können („Vent“-Leitung). Dies ermöglicht schnelle Gaswechsellagen bei gleichzeitig konstanten Quellenflüssen. Der Reaktordruck wird über ein vor der Drehschieberpumpe befindliches Motorventil geregelt. Das Abgas wird in einem Partikelfilter und Trockenbettabsorber („Scrubber“) gereinigt und anschließend in die Abluft geleitet.

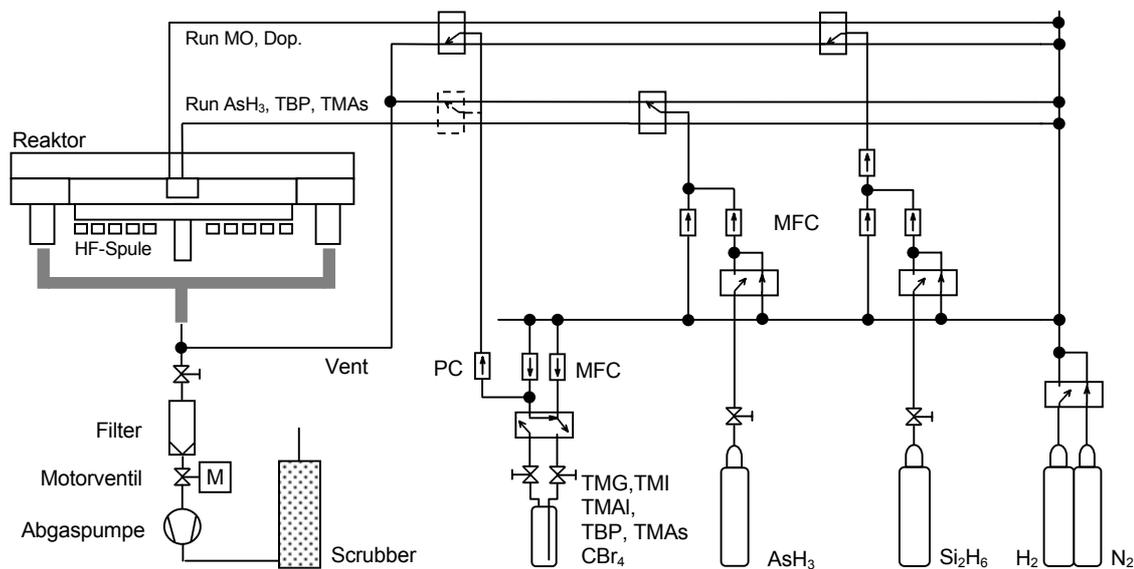


Abb. 3-2: Schematischer Aufbau der verwendeten MOVPE-Anlage bestehend aus Gasmischsystem (rechte Bildhälfte), Reaktor (links oben) und Abgassystem (links unten). Nicht eingezeichnet sind das Sicherheitssystem (Gaswarnsensoren) und die Elektronik. (Abkürzungen: PC...Druckregler, MFC...Massenflussregler)

3.1.2 Der Mehrscheiben-Reaktor AIX2400G3

Neben den beschriebenen grundlegenden Reaktionswegen in der MOVPE sind eine Reihe von Prozessen abhängig vom Reaktortyp und seiner spezifischen Geometrie. Dieser Abschnitt beschreibt kurz die verwendete Epitaxianlage AIX2400G3 der Fa. AIXTRON und geht auf diesbezügliche Besonderheiten ein.

Die Anlage AIX2400G3 ist aufgrund ihrer Größe, der erreichbaren Schichthomogenitäten und ihrer guten Effizienz bei der Nutzung der Ausgangsstoffe besonders für die industrielle Fertigung von Halbleiterstrukturen geeignet [13]. Der für diesen Reaktortyp charakteristische Begriff Planetenreaktor[®] beruht auf der kreisförmigen Anordnung der sich um den eigenen Mittelpunkt drehenden Substratteller („Satelliten“) auf einem sich ebenfalls drehenden Suszeptor („Planet“) (Abb. 3-3, a). Diese Doppelrotation während des Schichtwachstums führt zu einer größtmöglichen Mittelung aller Materialeigenschaften über den Wafer. Die verwendete Reaktorkonfiguration gestattet eine Mehrscheiben-Epitaxie von maximal 5×4 Zoll-Substraten, wobei die Verwendung kleinerer Substratdurchmesser (3 Zoll und 2 Zoll) durch einfachen Tausch der Satellitentypen möglich ist. Die Temperatur des induktiv beheizten Suszeptors wird pyrometrisch auf der abscheidungsfreien Suszeptor-Unterseite gemessen.

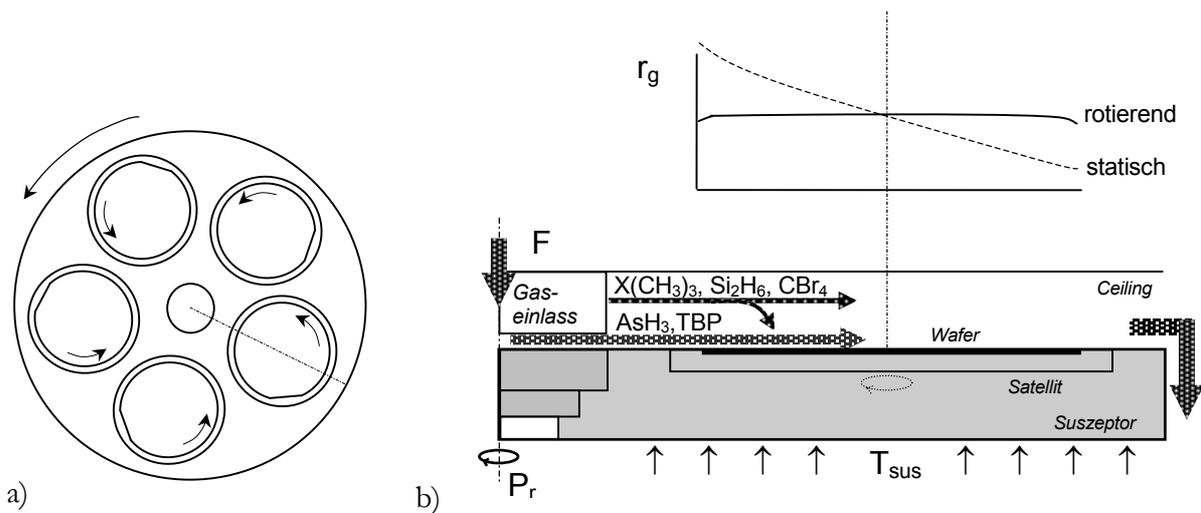


Abb. 3-3: Schema der Reaktorgeometrie (AIX2400G3) in Draufsicht auf den Suszeptor (a) und im Querschnitt (b, siehe Schnittlinie in Draufsicht). Die Draufsicht zeigt eine 5×4“ Satellitenkonfiguration mit der schematischen Darstellung der Doppelrotation von Planet (Suszeptor) und Satellit. Der Querschnitt zeigt die wesentlichsten Reaktorkomponenten und das Gasfluss-Schema der Gruppe V- und Gruppe III- Ausgangsstoffe sowie Dotierstoffe (F ... Totalfluss, T_{sus} ... induktive Suszeptorheizung, P_r ... Planetenrotation). Im oberen Teil von (b) ist die Wachstumsratenverteilung (r_g) für den Fall des statischen und rotierenden Satelliten skizziert.

Das Gemisch aus Trägergas und Quellgasen wird über einen zentralen Gaseinlass über der Rotationsachse des Suszeptors eingeführt und strömt radial nach außen (Abb. 3-3 b). Der zentrale Gaseinlass wird durch eine zweiteiliges Quarzbauteil (Injektor) vom Reaktorraum getrennt. Dies dient zum einen der Änderung der Strömungsrichtung und zum anderen dem Aufbau einer Druckbarriere. Eine weitere Funktion besteht in der Trennung der Gruppe V-

Ausgangsstoffe von den übrigen Quellgasen, um etwaige Vorreaktionen im Reaktor-Einlassbereich zu minimieren. Während die Ver-Komponenten an der Unterseite des Injektors in den Reaktor geleitet werden, treten die IIIer- und Dotier-Ausgangsstoffe seitlich aus dem Gaseinlassbauteil in den Reaktor ein.

Parasitäre Materialabscheidungen auf dem Einlassbauteil und auf der ebenfalls aus Quarzglas gefertigten Decke (*engl.* ‚Ceiling‘) erfordern einen je nach Abscheidungsgrad turnusmäßigen Einbau sauberer Quarzteile. Im Hinblick auf eine lange Standzeit der Quarzbauteile sind die parasitären Decken-Abscheidungen zu minimieren. Dazu kann die Temperatur der Quarzdecke durch Anpassung eines Kühlgasgemisches (H_2/N_2) zwischen Ceiling und wassergekühlter Reaktordecke in einem gewissen Bereich (ca. 100 K) geregelt werden. Die parasitären Abscheidungen im Einlass- und Deckenbereich, bestehend aus dünnen polykristallinen Halbleiterschichten oder As-Kondensaten, können u.a. Einfluss auf die Temperaturverteilung im Reaktor infolge sich ändernder Wärmestrahlungs-Übertragung haben [38]. Darüberhinaus war die Minimierung von As-Kondensaten im Ceilingbereich [14] eine wichtige Voraussetzung für die Reproduzierbarkeit von Reaktorbedingungen bei der intrinsischen Kohlenstoff-Dotierung, bei der das effektive V/III_{OF}-Verhältnis auf der Waferoberfläche eine Vielzahl von GaAs:C-Schichteigenschaften bestimmt (siehe Abschnitt 4.3). Unerwünschte Ablagerungen an Reaktorwänden und dem Suszeptor stellen zudem eine Senke für den Stofftransport wachstumslimitierender Spezies dar und können somit Einfluss auf Zusammensetzung und Homogenitäten der wachsenden Schichten haben.

Die Homogenität der Wachstumsrate ist unter transportlimitierten Wachstumsbedingungen durch die Verarmung der Gruppe III-Komponente in Gasflussrichtung gegeben. Wie beschrieben wird diese Verarmung durch die Rotation des Wafers unter dem Gasfluss weitestgehend ausgeglichen (Abb. 3-3 b) oben). Untersuchungen von BERGUNDE et al. [15] am in dieser Arbeit verwendeten Reaktor ergaben, dass die Kombination eines Totalflusses von $F=20$ slm mit einem gegenüber dem Original-Bauteil verkleinerten Gasinjektor zu sehr guten Homogenitäten im Materialsystem (Al,Ga)As:Si führt.

Die Satelliten-Rotation wird durch eine sogenannte Gasfoil[®]-Rotation realisiert, bei der der Satellit auf einem H_2 -Gaspolster schwebend durch geeignet angeordnete Aussparungen an der Satelliten-Unterseite in Rotation versetzt wird. Als Nebeneffekt des Gasrotationspolster wird zum einen die Absoluttemperatur des Satelliten um ca. 10 K gegenüber dem festen Suszeptor abgesenkt, zum anderen wird aber auch die Temperaturverteilung des Satelliten homogenisiert. Untersuchungen zum Temperaturverlauf der verwendeten Suszeptoren haben ergeben, dass sich radial eine Temperaturdifferenz von ca. 10 K von innen nach außen ansteigend ergibt, jedoch die Temperaturhomogenität auf gleichem Radius besser 2% ist. Die infolge der HF-Spulenordnung gegebene Temperaturdifferenz von Suszeptor-Mitte und Randbereich ist infolge der Satelliten-Rotation für den Wafer ohne Bedeutung: Die Temperatur-Homogenität des rotierenden Satelliten liegt bei ca. 1K, was für temperatursensitive Prozesse wie die intrinsische C-Dotierung eine wichtige Voraussetzung ist. Für die Temperatur-Reproduzierbarkeit fallen Unterschiede zwischen verschiedenen Suszeptoren, z.B. aufgrund einer leicht variierenden Dichte und Homogenität des Graphits, stärker ins Gewicht. Als Voraussetzung für die hier vorzustellenden Untersuchungen zur Reproduzierbarkeit der Basisdotierung und von Bauelemente-Eigenschaften wurde nur ein Suszeptorkörper verwendet, was eine reproduzierbare Temperaturverteilung sicherstellt.

3.2 Charakterisierungsverfahren

Die Charakterisierung epitaktischer Schichten ist eine entscheidende Voraussetzung für der Optimierung von Wachstumsparametern. Zur Einstellung vorgegebener Spezifikationen müssen grundlegende Schichteigenschaften wie Dicke und Dotierung mit hinreichender Genauigkeit bestimmbar sein. Darüberhinaus sollten für die jeweilige Anwendung spezifische Materialeigenschaften untersucht werden, um eine gezielte Schichtoptimierung zu ermöglichen. Im vorliegenden Fall des HBT sind beispielsweise Eigenschaften der Majoritätsladungsträger und Minoritätsladungsträger in der Basisschicht wichtige zu messende Parameter.

In der vorliegenden Arbeit wurden eine Reihe von Messverfahren genutzt, die standardmäßig in der Halbleiterphysik eingesetzt werden. Auf eine Methodenbeschreibung kann in diesen Fällen verzichtet werden, die zugrundeliegenden Messprinzipien sind in entsprechenden Lehrbüchern und Monografien einsehbar. In diesem Abschnitt wird im wesentlichen auf apparative oder methodische Besonderheiten der einzelnen Verfahren hingewiesen. Auf spezielle Verfahren, wie z.B. die zeitaufgelöste Photolumineszenz, wird ausführlicher eingegangen. Eine vergleichende Darstellung von HBT-relevanten Charakterisierungstechniken wurde von RICHTER [120] gegeben.

3.2.1 Strukturelle und morphologische Charakterisierung

Zur morphologischen Charakterisierung der Epitaxieschichten wurden neben einem Lichtmikroskop (Nomarski-Kontrast) ein **Rasterkraft-Mikroskop (AFM¹)** der Fa. Digital Instruments (NanoScope III) verwendet. Das AFM wurde im sogenannten ‚tapping mode‘ betrieben, bei der der Mikroblatfeder eine Schwingung im kHz-Bereich aufgeprägt wird, deren Amplitude sich je nach Abstand zur Probenoberfläche ändert. Die Auflösungen dieses berührungslosen Verfahren liegen im sub-nm-Bereich. Außer der Messung von Oberflächentopogrammen im Maßstab (2×2) μm und (10×10) μm wurden mittlere Rauigkeiten (rms-Rauigkeit²) zum Vergleich von Oberflächen ermittelt. Die rms-Rauigkeit entspricht einer statistischen Standardabweichung aller Messpunkte von der mittleren Rauigkeit des Scan-Bereiches (512×512 Messpunkte).

Mit der **Sekundärionen-Massenspektrometrie (SIMS)** als einem routinemäßigen Verfahren zur quantitativen und tiefenaufgelösten Messung von Atomkonzentrationen wurden im wesentlichen [C]-, [H]- und [Si]-Konzentrationen in GaAs bestimmt. Alle in dieser Arbeit gezeigten SIMS-Messungen wurden kommerziell in Auftrag gegeben³. Die dort genutzten Geräte sind vom Typ CAMECA IMS4FE6 bzw. IMS4F, wobei zur Kalibration ionenimplantierte Proben zur Verfügung gestellt wurden. Die Genauigkeiten bei der Tiefenauflösung und der gemessenen Atomkonzentration liegen bei ca. 10 %.

¹ *engl.*: Atomic Force Microscope

² *engl.*: root-mean-square

³ RTG Mikroanalyse GmbH Berlin, Schwarzschildstr. 1, 12489 Berlin

Die **Hochauflösende Röntgendiffraktometrie (HRXRD¹)** hat sich als wichtiges Verfahren bei der zerstörungsfreien und orts aufgelösten Charakterisierung gitterverspannter Materialsysteme erwiesen. In Abb. 3-4 ist die schematische Messanordnung des verwendeten Philips-MRD-Diffraktometers dargestellt, das hohen Anforderungen an das Signal- zu Rauschverhältnis genügt. Für eine ausführlichere Darstellung des Verfahrens sei auf [77] verwiesen.

Für die Analyse der gemessenen Rockingkurven wurden Simulationen auf der Grundlage des Takagi-Taupin-Formalismus genutzt, der u.a. dynamische Effekte wie Absorption und Vielfachreflexion berücksichtigt [77]. Zur Interpretation der Röntgenmessungen wurde die Anpassung der Simulations-Rockingkurven an die Messkurven durch Variation der Schichtparameter durchgeführt, bis eine ausreichende Übereinstimmung vorlag. Hierfür wurde ein kommerzielles Simulationsprogramm² verwendet. Die verwendeten Materialparameter sind im Anhang B angegeben.

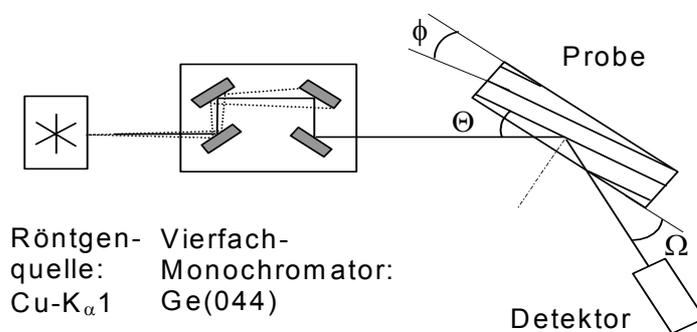


Abb. 3-4: Schematische Messanordnung des Philips-MRD-Röntgendiffraktometers. Der verwendete 4-Kristall-Barthels-Monochromator reduziert die Wellenlängendispersion auf etwa 2×10^{-4} .

Eine wichtige Eigenschaft der C-Dotierung in GaAs ist eine mit der Dotierstoffkonzentration zunehmende tensile **Gitterverspannung von GaAs:C** aufgrund des kleineren Atomradius von C im Vergleich zu As. Diese im Hinblick auf die Materialperfektion unerwünschte Eigenschaft kann jedoch zur Charakterisierung von GaAs:C-Schichten ausgenutzt werden.

Abb. 3-5 zeigt gemessene und simulierte Rockingkurven an C-dotierten GaAs-Einzelschichten unterschiedlicher Dicke. Die Schichten mit einer Dicke von etwa 500 nm (Abb. 3-5 oben) zeigen in der Röntgenmessung einen separaten Schichtpeak und klar definierte Schichtdicken-Oszillationen, die eine sehr genaue Bestimmung der Schichtparameter ermöglichen.

Dagegen weisen GaAs:C-Schichten mit einer HBT-Basisdicke von ca. 100 nm (Abb. 3-5 unten) nur noch eine Schulter am Substratpeak und sehr weit auseinandergezogene Schichtdicken-Oszillationen mit geringer Intensität auf. Durch Simulation der gemessenen Rockingkurven kann die Gitterfehlanspannung und die Schichtdicke noch mit einer Genauigkeit von $\pm 5\%$ im Falle der dünnen GaAs:C-Schicht bestimmt werden (siehe Vergleich der Oszillationsmaxima bei gestrichelter Hilfslinie). Diese hohe Genauigkeit bei der Bestimmung der Dotierung und Schichtdicke der Basisschicht prädestiniert dieses Verfahren für die orts aufgelöste Basis-Charakterisierung, beispielsweise bei der Optimierung der Dotierungshomogenität über den 4 Zoll-Wafer (siehe Abschnitt 4.3.4).

¹ engl. High-Resolution X-Ray Diffraction

² 'X'Pert Epitaxy' (V 2.0) der Fa. Philips

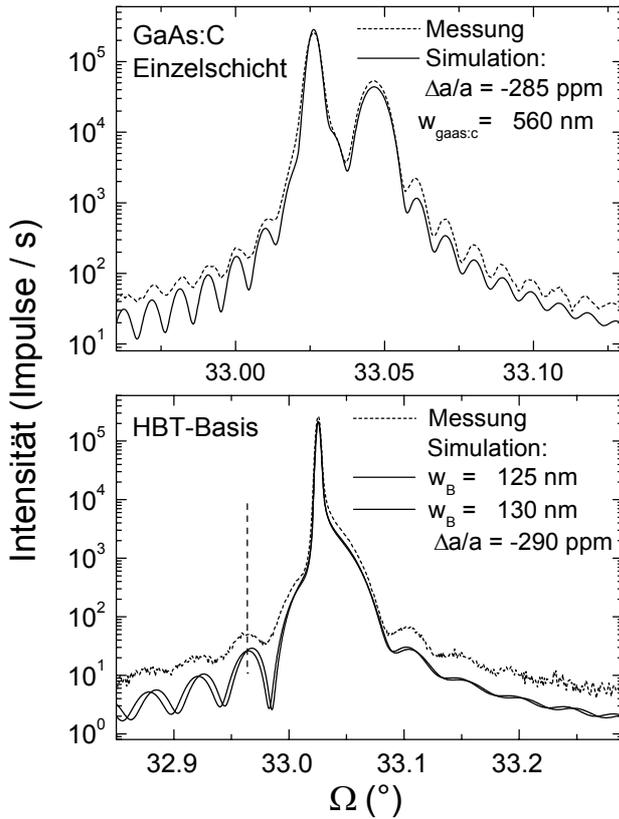


Abb. 3-5: Vergleich experimenteller und simulierter Rockingkurven von GaAs:C-Einzelschichten mit einer Dicke von $d=560$ nm (Bild oben) und $d=125$ nm (Bild unten). Die sich aus der Gitterfehlpassung ergebende C-Konzentration liegt in beiden Fällen bei $3.6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Die Genauigkeit bei der Bestimmung der Schichtdicke liegt auch für die dünne Schicht bei ± 5 nm (siehe Lage der Oszillationsmaxima bei eingezeichneter Hilfslinie).

Die **GaAs:C-Gitterfehlpassung zum undotierten GaAs** kann als lineare Funktion der C-Konzentration unter Vernachlässigung eines Zwischengitter-Einbaus dargestellt werden [98]:

$$\left(\frac{\Delta a}{a_{\text{GaAs}}}_s \right) = \frac{4}{\sqrt{3}} \frac{(\Delta r_{\text{Ga}} C_{\text{Ga}} + \Delta r_{\text{As}} C_{\text{As}}) (1 + \nu)}{2.22 \times 10^{22} (1 - \nu)} \quad (3-2)$$

Hierbei ist $\Delta r_{\text{Ga}} = -0.049$ nm die Differenz der kovalenten Atomradien zwischen C und Ga, $\Delta r_{\text{As}} = -0.043$ nm die Differenz zwischen den C- und As-Radien, C_{As} und C_{Ga} die Atomkonzentrationen von Kohlenstoff auf dem Ga- und As-Untergitter sowie $\nu=0.31$ das Poissonverhältnis der tetragonalen Gitterverzerrung in GaAs. Aus der gemessenen Gitterfehlpassung kann nach Glg. (3-2) unter Vernachlässigung eines nicht-substitutionellen C-Einbaus die C_{As} -Konzentration berechnet werden.

Der Vergleich der mit Halleffekt-Messungen ermittelten Löcherkonzentration und der mit Hilfe der Gitterfehlpassung berechneten C-Konzentration (Abb. 3-6) zeigt eine sehr gute Übereinstimmung unter der Annahme eines vollständigen Gruppe V-substitutionellen C-Einbaus ($C_{\text{Ga}}=0$). Unterhalb Dotierungen von ca. $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ führt die nur noch geringe Verspannung zu erhöhten Fehlern bei der Simulation der Rockingkurven. Da die für den HBT relevanten Basisdotierungen jedoch oberhalb von $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ liegen, erweist sich die Röntgenbeugung als ausreichend genaues und hilfreiches Verfahren bei der Basisschicht-Charakterisierung.

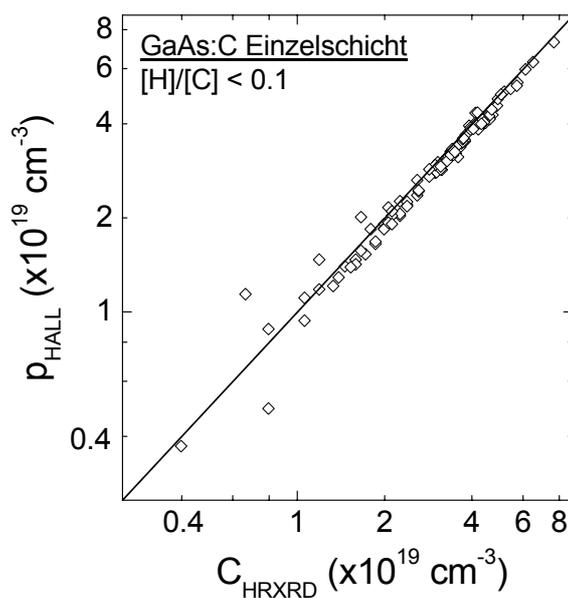


Abb. 3-6: Vergleich der mittels HRXRD-Messungen bestimmten C-Konzentration und der durch Hall-Messungen ermittelten Löcherkonzentration. Der zunehmende Fehler im unteren Dotierungsbereich ist auf die steigende Ungenauigkeit der Röntgenmessungen infolge der zu geringen Gitterfehlanpassung zurückzuführen.

3.2.2 Elektrische und optische Charakterisierung

Leitfähigkeits- und Halleffektmessungen gestatten die Bestimmung des Schichtwiderstandes, der Ladungsträgerkonzentration und der Majoritätsträgerbeweglichkeiten in Einzelschichten und sind dementsprechend ein unverzichtbares Hilfsmittel bei der Schichtcharakterisierung. Ausführlichere Beschreibungen von Leitfähigkeits- und Halleffektmessungen sind in [92] und [154] zu finden. Die Halleffektmessungen wurden nach dem van der Pauw-Prinzip an quadratischen Proben unter Beachtung der Niedrigfeld-Bedingung ($\mu B \ll I$) durchgeführt. Die Messprozedur orientiert sich am Standard ASTM F76-86. Der als Hallfaktor bezeichnet Proportionalitätsfaktor zwischen den Halleffekt-Messgrößen (n_{hall} , μ_{hall}) und der Ladungsträgerkonzentration und Driftbeweglichkeit (n , μ) wurde zu 1 gewählt. Dies kann aus eigenen und veröffentlichten [93] Vergleichen zwischen Halleffekt- und Kapazitäts-Spannungsmessungen abgeleitet werden. Die Probenkontaktierung erfolgte mit einem legierungsfreien Verfahren, um eine Beeinflussung der Messgrößen durch die Probenerwärmung auszuschließen. Die Größe der ohmschen Kontakte war in allen Fällen kleiner als ein Zehntel der Probenlänge, so dass sich die systematischen Messfehler des Schichtwiderstandes auf maximal 1% und der Hallspannung (resp. n_{hall}) zu 5% abschätzen lassen [92].

Für **elektrochemische Kapazitäts-Spannungsmessungen (ECV)** wurde eine Gerät der Fa. BIORAD (PN4300) genutzt. Details dieses Verfahrens können einem Übersichts-Artikel von BLOOD [19] entnommen werden. Die Vorteile des ECV-Verfahrens liegen in der Möglichkeit, Tiefenprofile der Ladungsträgerkonzentration in einem weiten Dotierbereich ohne Messtiefen-Begrenzung aufzuzeichnen. Aufgrund der sehr unterschiedlichen Dotierungen in einer HBT-Struktur und der Notwendigkeit des Elektrolyt-Wechsels zur Ätzung As- und P-haltiger Materialien, erwies sich jedoch die Messung kompletter GaInP/GaAs-HBT-Strukturen als aufwendig und ungenau. Insbesondere die Genauigkeit bei der Messung der hochdotierten Schichten (Kontakt- und Basisschicht) ist aufgrund der in diesem Fall ungenügenden Schottky-

Übergangs-Eigenschaften begrenzt. Das ECV-Verfahren wurden im wesentlichen zur Dotierungskalibration der Kollektor- und Emitterschichten genutzt.

Die Lebensdauer der Minoritätsladungsträger τ_n in der HBT-Basis ist aufgrund ihres direkten Einflusses auf die Diffusionsprozesse in dieser Schicht ein Schlüsselparameter für die Transistorfunktion. Die Kenntnis dieser Größe ist für die Optimierung der Wachstumsprozesse der Basisschicht und die Überprüfung ihrer Reproduzierbarkeit von besonderer Bedeutung. Der direkteste Weg zur Bestimmung von τ_n ist die Auswertung **zeitaufgelöster Photolumineszenz (TRPL)**¹ nach Kurzzeit-Anregung. Die infolge der hohen Basisdotierung gegebenen schnellen Rekombinationszeiten (Abb. 2-5 a) setzen allerdings Anregungszeiten im fs-Bereich voraus. Abb. 3-7 zeigt den schematischen Aufbau des verwendeten TRPL-Messplatzes² [99]. Ultrakurzzeit-Anregung bei einer Wellenlänge von 840 nm wird durch einen Cr-LiSAF-Lasersystem realisiert. Die Wiederholrate der Anregung und die entsprechende Synchronisation mit der detektierenden Streak-Kamera beträgt 82 MHz. Die somit gegebene Zeit von etwa 12 ns zwischen den Pulsen ist ausreichend lang für das zu erwartende Abklingverhalten im ps-Bereich der Proben. Die Nutzung eines Monochromators gestattet neben der Detektion des gesamten zeitaufgelösten PL-Spektrums mit der Streackamera eine spektrale Filterung des Messsignals. Die zeitliche Auflösung des Gesamtsystems wird durch die minimale Auflösung der Streackamera von 20 ps limitiert.

Die Absorption der Anregungsintensität produziert Nichtgleichgewichtsträger δn , die für den Fall eines einzelnen Rekombinationspfades einfach exponentiell mit der Lebensdauer τ_n rekombinieren:

$$\delta n(t) = \delta n(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right) \quad (3-3)$$

Eine Voraussetzung hierfür ist, dass die Anregungsdichte kleiner als die Majoritätsträgerkonzentration ist: $\delta n \ll p_0$. Unter Berücksichtigung verschiedener Rekombinationsmechanismen ergibt sich die gesamte effektive Lebensdauer aus der Summe der einzelnen Rekombinations-Raten: $1/\tau_n = 1/\tau_{rad} + 1/\tau_{aug} + 1/\tau_{srh}$. Hier wurde angenommen, dass die gesamte effektive Elektronen-Lebensdauer im p^+ -GaAs durch strahlende Rekombination $\tau_{rad} = 1/Bp$, durch Auger-Rekombination $\tau_{aug} = 1/Cp^2$ und durch eine defekt-assistierte Shockley-Read-Hall-Rekombination τ_{srh} limitiert wird.

Die Rekombination über Defekt-Niveaus (Shockley-Read-Hall) ist proportional zur Defektdichte N_t , zum Einfang-Querschnitt σ_n und der thermischen Geschwindigkeit der Elektronen v_{th} und somit in erster Näherung unabhängig von der Löcherkonzentration [7]:

$$\tau_{srh} = \frac{1}{N_t \sigma_n v_{th}} \quad (3-4)$$

¹ engl.: Time-Resolved Photo-Luminescence

² in Zusammenarbeit mit dem Max-Born-Institut für nichtlineare Optik und Kurzzeitspektroskopie (MBI)

Für den in dieser Arbeit untersuchten hohen Dotierbereich ($p > 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) ist jedoch eine mit der p -Konzentration zunehmende Defekt-Konzentration N_t wahrscheinlich. Eine Abschätzung der Dotierabhängigkeit der Defektrekombination wird im Kapitel 5 im Ergebnis des Vergleiches von HBT-Ergebnissen als Funktion der Basisdotierung gegeben (Abschnitt 5.1.3).

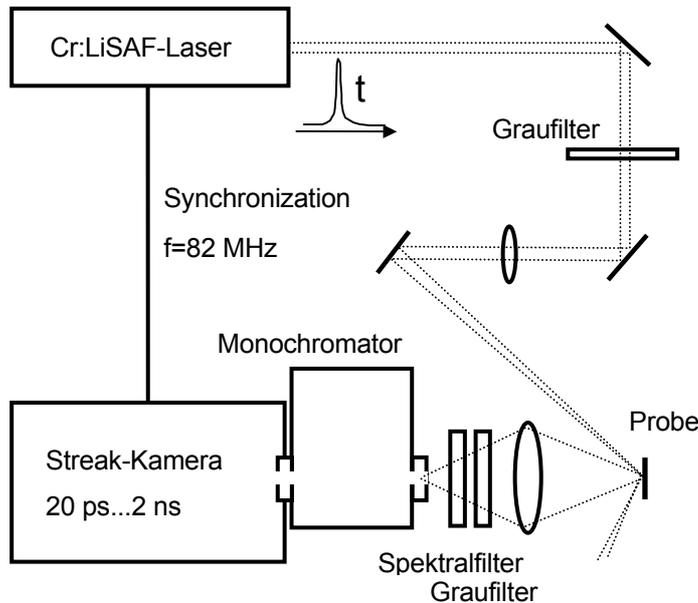


Abb. 3-7: Messplatz zur zeitaufgelösten Photolumineszenz (TRPL) für die Charakterisierung von hochdotiertem GaAs:C am Max-Born-Institut für nichtlineare Optik und Kurzeitspektroskopie.

Nichtstrahlende Rekombinationsprozesse finden nicht nur im Volumenmaterial statt, sondern insbesondere an Halbleiter-Oberflächen und -Grenzflächen. Oberflächenrekombination kann eine erhebliche Beeinflussung des PL-Abklingverhaltens in Abhängigkeit von Dotierung und Dicke der zu messenden Schicht zur Folge haben. Eine zur Charakterisierung von Oberflächen oft verwendete Größe ist die Oberflächen-Rekombinationsgeschwindigkeit S [7]. Sie ist abhängig von der Dichte und Lage der Oberflächen-Zustände und des zusätzlich von der Dotierung abhängigen Oberflächen-Potentials (Bandverbiegung). Eine Separation von Oberflächen- und Volumeneffekten ist durch Untersuchung der Schichtdicken-Abhängigkeit der TRPL möglich [7]. Eine Bestimmung der Volumenlebensdauer τ_n und der Oberflächen-Rekombinationsgeschwindigkeit S ist nach Auswertung von TRPL-Messungen an Strukturen mit unterschiedlicher Schichtdicke d möglich. Hier gilt für nicht zu große Oberflächen-Rekombinationsgeschwindigkeiten S : $1/\tau_{n,eff} = 1/\tau_n + 2S/d$. Aufgrund des erheblichen Aufwandes in der Herstellung der dickenabhängigen Messstrukturen basiert nur ein Teil der vorzustellenden TRPL-Ergebnisse auf schichtdickenabhängigen Untersuchungen. Die notwendige Vergleichbarkeit der ohne Schichtdicken-Abhängigkeit gemessenen τ_n -Werte wurde durch jeweils gleiche Schichtdicken ($d = 1 \mu\text{m}$) und Wachstumsbedingungen an den Grenzflächen (gleiches S) gewährleistet.

Eine Methode der Oberflächen-Passivierung des zu untersuchenden Material besteht in der Nutzung einer Doppelheterostruktur mit Barrierenschichten größerer Energiebandlücke. Eine Prinzipskizze der in dieser Arbeit genutzten isotypen Heterostrukturen zur Charakterisierung

der GaAs:C-Basisschicht ist in Abb. 3-8 gezeigt. Das Abklingverhalten dieser Messstruktur ist über einen weiten Anregungsbereich einfach exponentiell (Abb. 3-9).

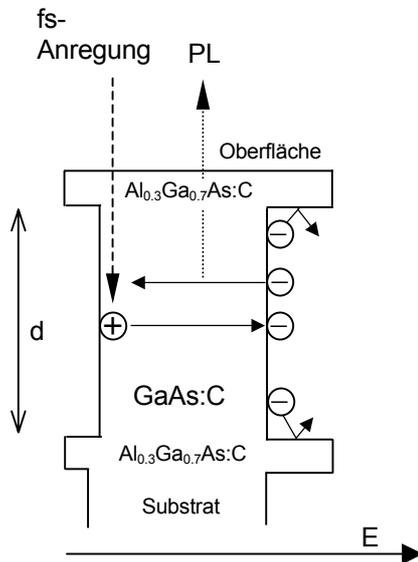


Abb. 3-8: Prinzipskizze einer p -AlGaAs/ p -GaAs/ p -AlGaAs-Doppelheterostruktur zur Unterdrückung von Oberflächen- und Grenzflächen-Rekombination bei der TRPL.

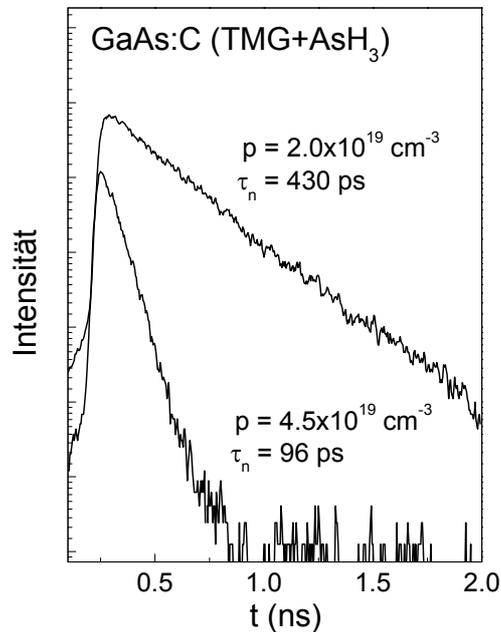


Abb. 3-9: Zeitliches Abklingverhalten der PL-Intensität unterschiedlich dotierter GaAs:C-Schichten innerhalb einer isotypen Doppelheterostruktur.

Die Bestimmung von Minoritätsladungsträger-Diffusionslängen mit Hilfe **Elektronenstrahl-induzierter Ströme (EBIC¹)** zur Qualifizierung von Halbleitermaterialien wurde bereits früh u.a. zur Optimierung von Solarzellen genutzt [16, 127, 109]. Bei der wohl verbreitetsten EBIC-Methode wird der Elektronenstrahl senkrecht zu einem sammelnden pn-Übergang bewegt und der Kurzschluss-Strom als Folge der Ladungsträger-Generation in Abhängigkeit des Generationsortes gemessen. Der Kurzschluss-Strom hängt dabei exponentiell vom Abstand zwischen dem Elektronenstrahl und dem pn-Übergang x_e ab: $j_{EBIC} \propto \exp(-x_e/L_n)$

Die Genauigkeit des Verfahrens ist durch die Ortsauflösung des Rasterelektronen-Mikroskops gegeben. Diese Methode setzt voraus, dass das Generationsvolumen der Elektronen-Loch-Paare klein gegenüber der Schichtdicke und der Diffusionslänge ist, und dass die Generation außerhalb der Raumladungszone erfolgt (Vernachlässigung von Driftprozessen). Diese Voraussetzungen bedingen eine möglichst große Schichtdicke des zu untersuchenden Materials. Zur Minimierung des Generationsvolumens wird desweiteren bei kleinen Beschleunigungsspannungen gemessen, wobei der zunehmende Einfluss der Oberflächenrekombination zu berücksichtigen ist.

Zur EBIC-Charakterisierung der HBT-Basisschicht wurden Teststrukturen bestehend aus p -GaAs-Substrat/ $1.5 \mu\text{m}$ p^+ -GaAs:C/ $1.5 \mu\text{m}$ n -GaInP:Si/ 100 nm n^+ -GaAs:Si hergestellt. Die p - und n -Dotierungen wurden analog der Basis-/Emitterdotierung im HBT gewählt. Die GaAs:C-

¹ engl.: Electron Beam Induced Current

Schichtdicke ist ein Kompromiss hinsichtlich des notwendigen Materialvolumens für die e-h-Paargeneration und der kritischen Schichtdicke der tensil verspannten Schicht. Zur Gewährleistung atomar glatter Spaltflächen wurde das Substrat vor dem Spalten und der Metallisierung auf ca. 100 μm abgedünnt. Das EBIC-Profil wurde jeweils in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung (12 kV bis 5 kV) gemessen.

3.3 Der HBT Herstellungs-Prozess

Die Messung von Bauelementparametern ist die entscheidende Verifikation einer Epitaxieentwicklung. Dies gilt insbesondere für den HBT, da die der Bauelementefunktion zugrundeliegenden Materialeigenschaften nur schwer zu messen sind. Neben den im vorigen Abschnitt beschriebenen Methoden der Schichtcharakterisierung ist somit die Bauelementeprozessierung mit der Möglichkeit einer schnellen Erfassung von Transistoreigenschaften von besonderer Bedeutung. Für die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten GaInP/GaAs-HBT-Strukturen konnte ein vorhandener Bauelementeprozess genutzt werden. Charakteristische Merkmale des verwendeten Prozesses sind Projektionslithographie (i-line Waferstepper) und trockenätzte Emitterstrukturen. Eine 3-Mesa-Struktur erschließt die Emitter- und Basisebene und isoliert das Bauelement über eine Mesaätzung ins Substrat bzw. bis zu einer hochohmigen Pufferschicht.

Ebene		Prozessschritte
Emittermetall	E1	Abscheidung WSiN_x , Strukturierung, Metallisierung (Ti/Pt/Au)
Emittermesa	E2	Mesaätzung trockenchem. (WSiN_x , $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$, GaAs)
Basismetall	B1	Strukturierung, Kontaktätzung (bis 20 nm $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$), Metallisierung (Pt/Ti/Pt/Au)
Basismesa	B2	Strukturierung, Mesaätzung trockenchem. mit Ätzstopp ($\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$, GaAs)
Kollektormetall	K1	Strukturierung, Metallisierung (Ni/Ge/Au/Ni/Au)
Isolationsmesa	K2	Strukturierung, Mesaätzung trockenchem. + nasschem. (GaAs, $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$), Kontaktlegierung
DC-Messung	DC	Teststrukturen (R_{kB} , R_{kK} , R_{sB} , R_{sK} , R_{iso}) 60×60 μm^2 -Transistor (Gummelplot, Ausgangskennlinien)
Passivierung, Verbindungsmetall, Galvanik	P, V, F	Abscheidung SiN_x , Strukturierung, Verbindungsmetallisierung (Ti/Pt/Au), Strukturierung, Galvanik, Ätzung
DC-, HF-Messung		3×30 μm^2 -Transistor, Leistungszellen

Tab. 3-1: Überblick über die Prozessfolge des HBT-Leistungszellenprozesses. Unter der Bezeichnung Strukturierung wurden mehrere Prozessschritte zusammengefasst (Belackung, Strukturbelichtung, Entwicklung, Lift-Off). Details der elektrischen Charakterisierung sind im folgenden Abschnitt 3.3.1 beschrieben.

Ein **Überblick über die Prozessabfolge** ist in Tab. 3-1 gegeben. Das in der E1-Metallisierung verwendete WsiN_x dient als temperaturstabile Diffusionsbarriere in direktem Kontakt mit der $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ -Schicht, um langzeitstabile Emitterkontakte mit niedrigem Kontaktwiderstand zu gewährleisten. Die Anwendung von Trockenätzverfahren erfordert eine geringe Rauigkeit der $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ -Kontaktschicht, da Inhomogenitäten der ersten Schicht beim Trockenätzen nach unten übertragen werden. Als Basiskontakt dient eine Metallisierung aus Ti, Pt, und Au (B1-Ebene), die in der Lage ist, die auf der Basisschicht verbleibende, dünne GaInP-Emitterschicht beim Tempern des Kontakts durchzulegieren. Auf diese Weise bleibt die extrinsische Basisoberfläche komplett mit einer an Ladungsträgern verarmten GaInP-Schicht bedeckt („ledge“). Die Kontaktätzung in B1 hat die Abdünnung der Emitterschicht auf die für die Durchlegierung bedingte maximale Dicke zum Ziel.

Ein kompletter HBT-Prozess zur Herstellung hochfrequenztauglicher Leistungszellen mit kleinen Emitterflächen benötigt aufgrund seiner Komplexität mehrere Wochen. Für eine schnelle DC-Charakterisierung auf der Grundlage einer verkürzten und einfachen Prozessfolge sind im verwendeten Layout zusätzlich großflächige Transistorstrukturen („Jumbo“-HBTs) vorhanden. Diese und weitere Teststrukturen zur Bestimmung von Kontakt- und Schichtwiderständen der Basis und des Kollektors können bereits nach der K2-Ebene, die in der Regel nach 10 Arbeitstagen erreicht ist, gemessen werden (Tab. 3-1).

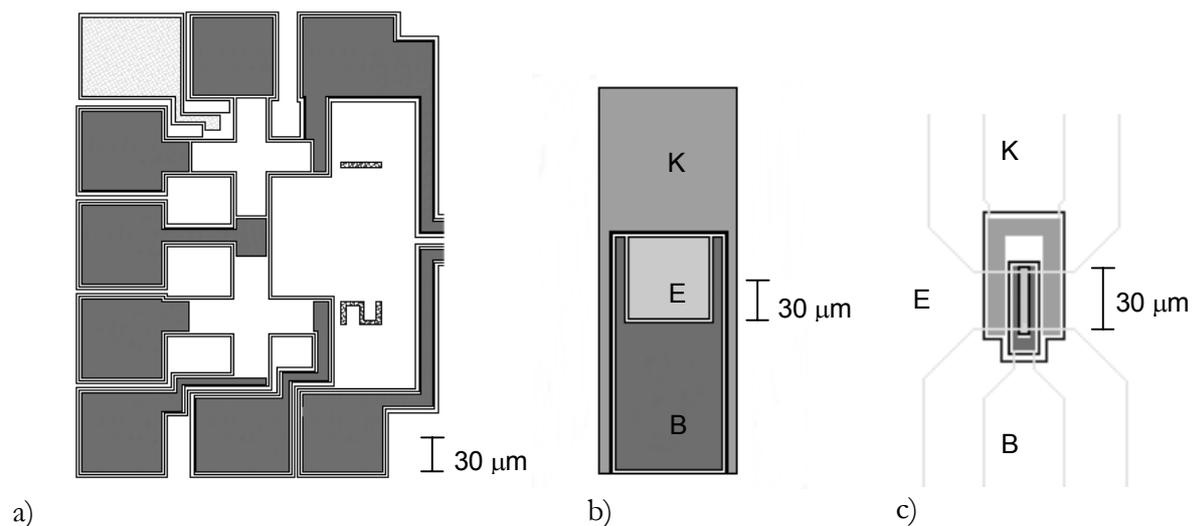


Abb. 3-10: Prozess-Layouts von Transistor- und Analytikstrukturen: a) van der Pauw-Kreuz zur Bestimmung des Basisschichtwiderstandes (1). b) Transistorstruktur mit $60 \times 60 \mu\text{m}^2$ Emitterfläche zur DC-Charakterisierung nach K2 („Jumbo“-HBT). c) Einzelfingertransistor mit $3 \times 30 \mu\text{m}^2$ Emitterfläche mit Verlauf der Verbindungsmetallisierung (Luftbrücken-Technologie). Die Grautöne der Metallisierungen entsprechen denen in b).

Beispiele für Messstrukturen sind in Abb. 3-10 dargestellt: Van der Pauw-Kreuze zur Messung des Basisschichtwiderstandes (a), für die DC-Charakterisierung genutzte „Jumbo“-HBTs mit einer Emitterfläche von $60 \times 60 \mu\text{m}^2$ (b) und kleinflächige hochfrequenztaugliche Transistoren (c), die auch die Elementarzelle von Mehrfinger-Leistungs-HBTs bilden. Die Dimensionen des aktiven Transistorgebietes in lateraler Ausdehnung (Emitterfläche: $3 \times 30 \mu\text{m}^2$, Abb. 3-10 c) entsprechen den Anforderungen des angezielten Frequenzbereiches (2 GHz). Weitere nicht

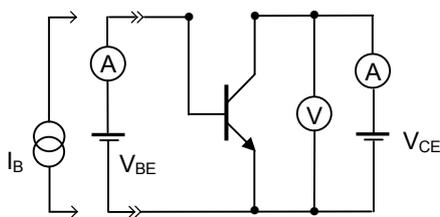
dargestellte Teststrukturen umfassen TLM-Strukturen zur Bestimmung von Kontaktwiderständen, Mäanderstrukturen zur Isolationsmessung und Felder für die Prozesscharakterisierung.

Für die Kontaktierung der kleinflächigen Transistoren wird eine Luftbrückentechnologie zur Verbindungsmetallisierung der Emitterkontakte eingesetzt (V-Ebene). Das thermische Management insbesondere der Leistungszellen wird durch eine 10 µm bis 20 µm dicke Au-Verstärkungsmetallisierung unterstützt („thermal shunt“), die galvanisch zum Ende der Prozessfolge abgeschieden wird (F-Ebene). Zuvor wurden die Bauelementestrukturen komplett mit SiN_x passiviert. REM-Aufnahmen prozessierter Leistungszellen sind in Abb. 5-15 (S. 109) gezeigt.

Die in Kapitel 5.1 vorzustellenden HBT-Ergebnisse beruhen im wesentlichen auf DC-Eigenschaften der großflächigen Jumbo-HBTs und von Teststrukturen. Beispiele für DC- und HF-Charakteristika kleinflächiger Einzel- und Mehrfinger-Transistoren werden in Abschnitt 5.2 gegeben.

3.3.1 DC-Charakterisierung

Für die DC-Charakterisierung der HBTs wurden Messroutinen zur automatischen Messung der Parameter über den 4 Zoll Wafer verwendet. Dies ermöglicht ein schnelles Wafer-Mapping bei gleichzeitiger Datenauswertung und Parameter-Extraktion (z.B. V_{on} , n_{EB}). Den Messaufbau zur Aufnahme des Gummelplots und der Ausgangskennlinien zeigt Abb. 3-11. Um die Gefahr unerwünschter Schwingungen der Transistoren während der Messung zu reduzieren, wurden passive Anpassungsnetzwerke auf den Messspitzen aufgebaut.



Gummelplot:

$$I_C, I_B = f(V_{BE}) \text{ mit } V_{CE} = V_{BE}$$

Ausgangskennlinien:

$$I_C = f(I_B, V_{CE})$$

Abb. 3-11: Schaltungskonfiguration der HBT-DC-Charakterisierung. Das Wafer-Mapping erfolgt auf der Grundlage eines Messprogramms mit motorgesteuertem x-y-Tisch

Für die Degradationsuntersuchungen wurde zusätzlich ein beheizbarer Chuck genutzt und die wichtigsten DC-Parameter in einem programmierbaren Ablaufmodus aufgenommen und abgespeichert. Während der Lebensdauertests wird den Transistoren ein vorbestimmter Kollektorstrom eingeprägt. Dieser Strom wird fortwährend gemessen und bei Abweichungen von dem eingestellten Wert durch Änderung des Basisstroms nachgeregelt, um eine konstante Temperatur im aktiven Transistorgebiet zu gewährleisten (vgl. Abschnitt 5.3.1).

4 Wachstum und Charakterisierung von HBT-Schichtstrukturen

Zentraler Inhalt der vorliegenden Arbeit ist die Entwicklung von MOVPE-Wachstumsprozessen von HBT-Strukturen zur Optimierung der resultierenden Bauelemente-Eigenschaften. Die Wachstumsoptimierung wurde im Hinblick auf die Komplexität der Fragestellungen in zwei Aufgaben unterteilt: Zum einen erfolgte eine materialspezifische Optimierung anhand von Einzelschichten und speziellen Teststrukturen, deren Ergebnisse in diesem Kapitel vorgestellt werden. Die Vorteile liegen hier in einer in der Regel guten Zugänglichkeit von Schichtparametern mit Hilfe der Materialanalytik. Darüberhinaus erfolgte eine Wachstumsoptimierung der Kompletstruktur im wesentlichen anhand von Bauelemente-Daten, deren Ergebnisse im anschließenden Kapitel 5 diskutiert werden. Als eine in diesem Zusammenhang wichtige Frage erwies sich die nach der gegenseitigen Beeinflussung von Materialeigenschaften infolge des aufeinanderfolgenden Wachstums der Schichtstruktur. Der Schwerpunkt der schichtspezifischen Untersuchungen lag entsprechend den im Abschnitt 2.5 definierten Fragestellungen bei der hochdotierten GaAs:C-Basisschicht. (Abschnitt 4.3). In den vorangehenden Unterkapiteln 4.1 und 4.2 werden Ergebnisse zum Wachstum der Kollektor- und Kontaktschichten sowie der Emitterschicht vorgestellt. Die Implikationen dieser Ergebnisse für das Wachstum der Kompletstruktur werden in einem abschließenden Abschnitt (4.4) zusammengefasst.

4.1 Die Kollektor- und Kontaktschichten

Die Kollektor- und Kontaktschichtfunktionen des HBT erfordern eine reproduzierbare und homogene Einstellung einer n-Typ-Dotierung von GaAs im Bereich $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ bis $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Silizium ist im Materialsystem GaAs der für diese Aufgabenstellung geeignetste Donator. Als Si-Dotierquelle ist in dieser Arbeit ausschließlich Disilan (Si_2H_6) verwendet worden, dass sich gegenüber dem ebenfalls gebräuchlichen Silan durch eine höhere Dotiereffizienz und eine sehr geringe Temperaturabhängigkeit der Zerlegung auszeichnet [78]. Für die Kollektorschicht sind desweiteren die Materialqualität und Oberflächen-Morphologie Optimierungs-Kriterien, da die in der Wachstumsfolge sich anschließende Basisschicht durch Kollektor-Eigenschaften direkt beeinflusst werden kann.

Die Nutzung eines nichtlegierenden, thermisch stabilen Kontaktmaterialsystems zur Präparation ohmscher Emitterkontakte mit geringem Kontaktwiderstand erfordert die Herstellung hochdotierter $\text{In}_{0.5}\text{G}_{0.5}\text{As}$ -Kontaktschichten. Neben der hohen Dotierung stellt die Minimierung der Oberflächen-Rauigkeit dieses zum GaAs gitterfehlangepassten Materials eine Herausforderung dar. Ergebnisse zur Epitaxie der $\text{In}_{0.5}\text{G}_{0.5}\text{As}$ -Kontaktschicht werden im Abschnitt 4.1.2 vorgestellt.

4.1.1 GaAs:Si

Das Wachstum der GaAs-Kollektor- und Kontaktschichten erfolgte fast ausschließlich im transportlimitierten Temperaturbereich zwischen 600°C und 650°C bei V/III-Verhältnissen um 50 und einem Totalfluss von 20 slm. Die Wachstumsrate ist in diesem Parameterbereich temperatur-unabhängig und durch den Gruppe III-Partialdruck bestimmt. Die vorzustellenden Untersuchungen beschränkten sich demgemäß auf die n-Dotierung, die GaAs:Si-Oberflächen-Morphologie und die 4-Zoll-Homogenität von Wachstumsrate und Dotierung.

Der **Si-Einbau** folgt über einen weiten Dotierbereich einer linearen Abhängigkeit vom Si_2H_6 -Partialdruck (Abb. 4-1). Der Vergleich von Messungen der freien Elektronenkonzentration mit der Si-Atomkonzentration zeigt im Bereich bis etwa $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ eine nahezu komplette Donator-Aktivierung.

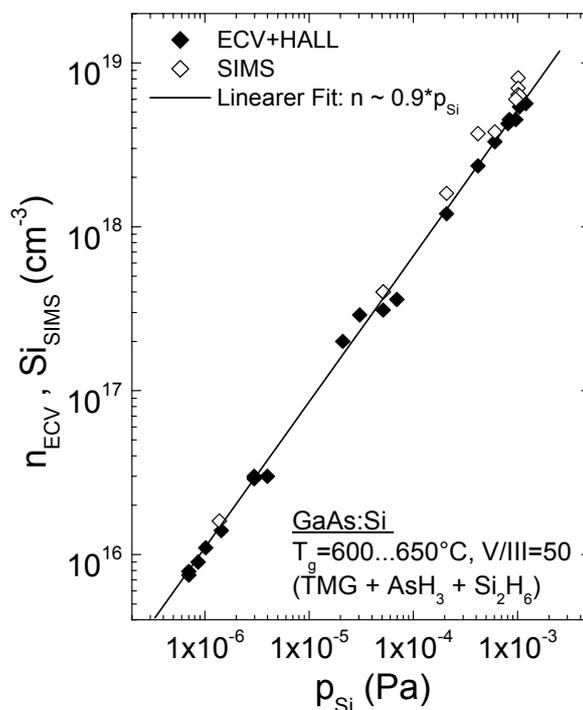


Abb. 4-1: Elektronenkonzentration und Si-Atomkonzentration als Funktion des Disilan-Partialdruckes in GaAs:Si. Über den gesamten Dotierbereich ergibt sich eine lineare Abhängigkeit vom Dotierstoff-Partialdruck für Wachstumstemperaturen zwischen 600°C und 650°C.

Für die Kontaktschicht-Dotierung oberhalb $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ zeigen sich mit der Dotierungshöhe zunehmende Abweichungen zwischen den elektrischen und massenspektrometrischen Messungen, die zeigen, dass Si entweder nicht mehr vollständig auf einem Ga-Platz eingebaut wird oder zunehmend elektrisch aktive Defekte entstehen. Neben dem verstärkten Einbau von Si auf Zwischengitterplätzen und Gruppe V-Untergitterplätzen wurde die Bildung von kompensierenden Ga-Vakanzen V_{Ga}^{3-} vorgeschlagen [47].

Die sich mit der Si-Dotierungshöhe ändernden GaAs-Materialeigenschaften werden bestätigt durch den Vergleich der gemessenen **Elektronenbeweglichkeiten** mit theoretisch zu erwartenden Elektronenbeweglichkeiten in Abhängigkeit des Kompensationsgrades $K = N_A^- / N_D^+$ (Abb. 4-3, S. 52)[147]. Während im unteren Dotierbereich die Ladungsträger-

Beweglichkeiten Kompensationsgraden von 0.1 bis 0.2 entsprechen, ist eine zunehmende Kompensation mit steigender Dotierung festzustellen. Im Bereich ab $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ergibt sich durch Vergleich der gemessenen Beweglichkeiten mit den theoretischen Verläufen ein Kompensationsgrad von etwa $K=0.4$.

Der funktionelle Zusammenhang $\mu_n = 9600 / (1 + (n/1 \times 10^{17})^{0.4})$ approximiert die experimentell ermittelte Dotierungs-Abhängigkeit der Beweglichkeit.

Untersuchungen der **Kollektor-Morphologie** ergaben, dass bestimmte Wachstumsbedingungen zu einer Vergrößerung der Oberflächenstufen zu sogenannten Superstufen sowie zu facettenartigen Erhöhungen führen. Der auch als ‚step-bunching‘ bezeichnete Prozess der Stufenvergrößerung hat thermodynamische und kinetische Ursachen [46]. Voraussetzungen sind unter anderem, dass die Wachstumsbedingungen zum sogenannten Stufenflusswachstum führen und die Diffusionslänge der Oberflächen-Atome die Stufenabstände übersteigt. Im Anhang sind AFM-Aufnahmen (Abb. C-1) zusammengestellt, die belegen, dass die Kollektor-Morphologie Einfluss auf die Oberflächen-Rauigkeit der sich im Wachstumsprozess anschließenden Basisschicht hat. Im Hinblick auf die für die Bauelementefunktion wichtige Perfektion der Basis-Emitter-Grenzfläche wurde der Einfluss verschiedener Wachstumsbedingungen auf die Kollektor-Morphologie untersucht.

Im Ergebnis führen sowohl die Absenkung der Wachstumstemperatur von 650°C auf 600°C als auch eine Erhöhung der Wachstumsrate von ca. $1 \mu\text{m/h}$ auf $3 \mu\text{m/h}$ zu einer Verringerung der Oberflächen-Rauigkeit (Abb. C-2 im Anhang C). Die niedrigere Temperatur bzw. die erhöhte Oberflächenbedeckung mit Gruppe III-Radikalen bei Erhöhung der Wachstumsrate führen zu einer verringerten Oberflächen-Diffusion und somit zur Unterdrückung des ‚step-bunching‘. Als Resultat dieser Optimierungsreihe wurde im wesentlichen die abgesenkte Temperatur für das Wachstum des HBT-Kollektors eingesetzt, da sie zu den geringsten Rauigkeiten führte. Die verbesserten Morphologien der Kollektor-Oberfläche bildeten den Ausgangspunkt für die Untersuchung und Optimierung der Basismorphologie. Ergebnisse hierzu werden im Abschnitt 4.3.1 vorgestellt.

Zur Bestimmung der **Schichtdicken- und Dotierungshomogenität über 4 Zoll** von n-dotiertem GaAs wurden GaAs:Si/ $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Mehrfachquantenfilm-Strukturen gewachsen, die mit Hilfe der hochauflösenden Röntgendiffraktometrie eine sehr genaue ortsabhängige Messung der Schichtdicke ermöglichen. Die Schichtstruktur besteht aus einer 200 nm GaAs:Si-Schicht, einer 30 nm $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Barrieren/10 nm GaAs:Si-Quantenfilmstruktur ($50 \times$ Periode) und abschließend einer 200 nm $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Schicht. Abb. 4-2 a) zeigt die Rockingkurven eines am (0 0 2)-Reflexes gemessenen Ω -2 Θ -Scans im Vergleich Wafermitte und 4 mm vom Waferrand.

In der Ausschnitt-Vergrößerung sind von rechts kommend der Substrat-Peak, der $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Schichtpeak und die Übergitter-Reflexe erster bis dritter Ordnung identifizierbar. Deutlich zu erkennen ist die hohe Sensitivität der Lage der Übergitter-Reflexe auf Schichtdicken-Unterschiede in der Struktur, die im abgebildeten Fall ca. 2% ausmachen. Die sich aus den Schichtdicken-Messungen ergebende Wachstumsraten-Homogenität ist in Abb. 4-2 b) zusammen mit der Schichtwiderstands-Homogenität aus m_gage-Messungen dargestellt. Der Anstieg des Schichtwiderstandes von ca. 2.5% bis 10 mm vor dem Waferrand ist fast ausschließlich durch die Schichtdicken-Abnahme von ca. 2% bedingt. Unter der Annahme einer über den Waferdurchmesser konstanten Ladungsträger-Beweglichkeit lässt sich durch Vergleich

der Schichtwiderstands- und Schichtdicken-Homogenität die Si-Dotierungshomogenität mit besser 1% bis 10 mm vor dem Waferrand abschätzen. Diese sehr guten Homogenitätswerte sind das Ergebnis vorangegangener Reaktoroptimierungsarbeiten [15], die im wesentlichen die Kombination eines Totalflusses von $F=20$ slm mit einem verkleinerten Quarz-Gasinjektor-Bauteil favorisierten.

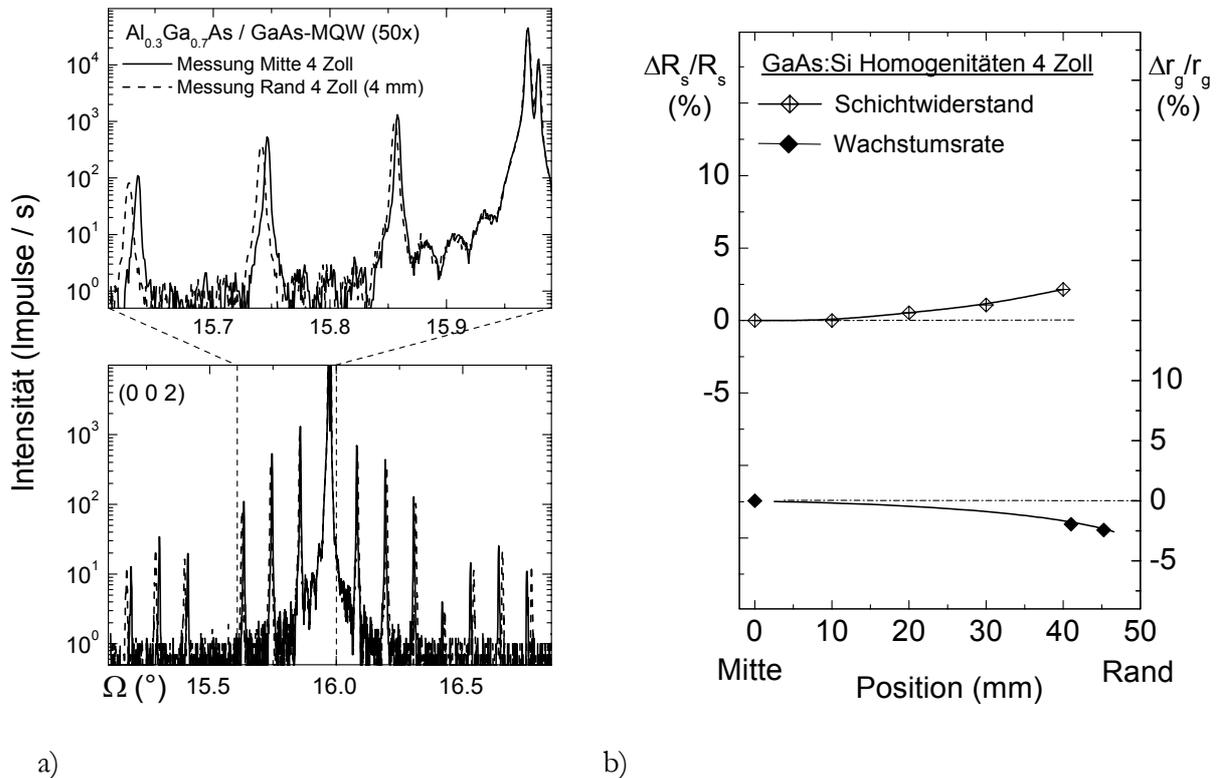


Abb. 4-2: a) HRXRD-Rockingkurven einer GaAs/ $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ -Multiquantenwell-Struktur zur Bestimmung der Schichtdickenhomogenität über den 4 Zoll-Wafer (Ω - 2Θ -Scans des (0 0 2)-Reflexes). Das obere Bild zeigt im Ausschnitt den Vergleich der Übergitter-Reflexe in Wafermitte und Rand (ca. 4 mm von der Waferkante), dem ein Schichtdicken-Unterschied von ca. 2% entspricht. b) 4 Zoll-Homogenitäten des Schichtwiderstandes R_s und der Wachstumsrate r_g von GaAs:Si. Die Wachstumsparameter sind: $T_g=650^\circ C$, $V/III=50$, $F=20$ slm.

➤ Der Si-Einbau im GaAs folgt über einen weiten Dotierbereich ($5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3} \dots 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) einer linearen Abhängigkeit vom Si_2H_6 -Partialdruck. Eine Unterdrückung der Superstufen-Bildung während des Kollektorwachstums durch eine abgesenkte Wachstumstemperatur führt zu verringerten Oberflächen-Rauigkeiten von Kollektor und Basis. Die 4-Zoll-Homogenitäten von Wachstumsrate und Schichtwiderstand liegen im (Al,Ga)As-Materialsystem bei 3% und genügen den Anforderungen der HBT-Anwendung.

4.1.2 $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As:Si}$

Die Verwendung einer hoch n-dotierten $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ -Kontaktschicht gestattet die Nutzung von nicht-legierenden ohmschen Kontaktsystemen für den Emitter. Ziel ist neben der Erreichung möglichst geringer Kontaktwiderstände eine geringe Eindringtiefe des Kontaktmetalls bei guter thermischer Stabilität und Alterungsbeständigkeit, um beispielsweise Stromfilamentierungen durch Kontakt-Spiking zu verhindern. Nicht-legierte ohmsche Halbleiterkontakte beruhen im wesentlichen auf der Feldemission von Ladungsträgern über die Schottky-Barriere des Metall-Halbleiter-Überganges. Der für den Ladungsträgertransport ebenso wichtige Tunnelprozess steigt mit zunehmender Dotierung im Halbleiter, so dass der minimale spezifische Kontaktwiderstand direkt an die realisierbare Ladungsträgerkonzentration gebunden ist. Eine Abnahme der Schottky-Barrierrhöhe ist mit steigendem In-Anteil im $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ zu erreichen [69]. Hierbei nimmt jedoch die Gitterfehlpassung zum GaAs erheblich zu (ca. 3.5% für $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$), so dass die Erzielung kontaktverträglicher Oberflächen-Morphologien eine Wachstumsoptimierung zur Voraussetzung hat.

In vorangegangenen Arbeiten zum Wachstum von $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ -Schichten wurden ausgehend von Wachstumsbedingungen für GaAs die Wachstumsparameter hinsichtlich verbesserter Oberflächen-Morphologien optimiert [120]. Dabei wurde gezeigt, dass die hohe Gitterfehlpassung des wachsenden Materials zu einem mit der Schichtdicke zunehmenden dreidimensionalen Inselwachstum führt, mit maximalen Rauigkeiten von mehr als 50 nm. Als entscheidender Optimierungsschritt wurde die Wachstumstemperatur auf 500°C reduziert, was u.a. eine Verringerung der Oberflächen-Beweglichkeit der adsorbierten Atome und Moleküle zur Folge hat. Dies resultiert in einer reduzierten Rauigkeit mit maximalen Höhenunterschieden von ca. 5 nm für eine 100 nm dicke Schicht. Eine typische **Oberflächen-Morphologie** einer 100 nm dicken $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ -Schicht ist im Anhang in Abb. C-4 dargestellt.

Die für die Morphologie-Verbesserung notwendige drastische Temperaturabsenkung hat jedoch eine verringerte Dotiereffizienz des Disilan zur Folge, so dass zur Erreichung von n-Dotierungen im Bereich $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ Si_2H_6 -Partialdrücke von 0.05 Pa notwendig wurden. Die mit SIMS gemessenen mittleren Si-Konzentrationen von $1.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ entsprechen in etwa der mit Hilfe von ECV-Messungen ermittelten n-Dotierung, was auf eine trotz der niedrigen Temperatur hohe elektrische Aktivierung der Donatoren hinweist. Als eine weitere wichtige Größe bei der Kontaktschicht-Optimierung hat sich der Verspannungszustand bzw. der Relaxationsgrad der metamorphen $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ -Schicht erwiesen [120]. Da eine starke Verspannung der Kontaktschicht benachbarte Schichten z.B. durch Bildung von Versetzungen beeinflussen kann, sollte diese im Hinblick auf die Zuverlässigkeit des Bauelementes minimiert werden. Hier hat sich neben der Schichtdicke und dem In-Gehalt, der Wachstumsbeginn der $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ -Schicht als wichtiger Parameter erwiesen. Durch Kombination einer 20 nm In-gradierten Startphase ($\text{In}_{0.>0.5}\text{Ga}_{1.0.>0.5}\text{As}$) mit einer 80 nm dicken Schicht mit konstantem In-Anteil von 50% wurden Relaxationsgrade bis zu 90% erreicht.

➤ *Zusammenfassend ist festzustellen, dass $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ -Schichten mit einer ausreichend hohen n-Dotierung ($>1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$), einer vergleichsweise geringen Rauigkeit und hohen Relaxationsgraden hergestellt werden konnten. Alle in Kapitel 5 vorzustellenden Bauelemente-Ergebnisse nutzen diese Schicht zur Realisierung ohmscher Emitterkontakte.*

4.2 Die Emitterschicht

Neben der Definition des pn-Überganges zur Basisschicht besteht die Aufgabe der HBT-Emitterschicht im Aufbau einer Potentialbarriere für aus der Basis in den Emitter diffundierende Löcher. Die wichtigsten Emittmaterialien für GaAs-basierte HBTs sind die zum GaAs gitterangepassten ternären Verbindungen $\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ und $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$, wobei ersteres bereits länger für HBT-Anwendungen etabliert ist [90]. Die Erzielung hoher Grenzflächenschärfen und die sich mit dem Al-Gehalt nur wenig ändernde Gitterfehlpassung zum GaAs können als Vorteile von $\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ gelten.

Demgegenüber bietet $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ als Alternative zur aluminium-haltigen Verbindung eine Reihe von Vorteilen [2]. Wie im Abschnitt 2.4.2 gezeigt, reicht eine Valenzband-Diskontinuität von ca. 0.3 eV aus, um die Stromverstärkung unabhängig von der Emitterinjektionseffizienz werden zu lassen ($\gamma \neq 1$). Eine wichtige Eigenschaft des GaAs/ $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ -Heteroüberganges ist die einer für den HBT geeigneteren Aufteilung der Banddiskontinuitäten auf Leitungs- und Valenzband verglichen mit dem GaAs/ $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Übergang. Die Mehrzahl der veröffentlichten theoretischen und experimentellen Arbeiten [145, 45, 89, 56] geht davon aus, dass der weitaus größere Teil der GaAs/ $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ -Banddiskontinuität im Valenzband besteht, z.B. FROYEN et al. geben Werte von $\Delta E_V = 0.37$ eV und $\Delta E_C = 0.12$ eV an [45]. Im Rahmen einer Diplomarbeit wurden anhand temperaturabhängiger Strom-Spannungsmessungen vergleichbare Diskontinuitäten ($\Delta E_V = 0.36$ eV) ermittelt [25]. Als weitere bereits genannte Vorteile sind die hohe Ätzelektivität gegenüber GaAs zu nennen sowie die Tatsache, dass Kohlenstoff in $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ nicht als Akzeptor wirkt. Letzteres trägt neben der schon geringen Diffusivität von C in GaAs zu einem abrupten p-n-Heteroübergang im $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}/\text{GaAs}$ -HBT bei. Die genannten Eigenschaften lassen $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ als ein fast ideales Emittmaterial für GaAs-HBTs erscheinen. Diesen Vorteilen Rechnung tragend, basieren die in dieser Arbeit vorzustellenden Ergebnisse einzig auf dem Materialsystem $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}/\text{GaAs}$. Jedoch ist die Mehrzahl der Ergebnisse, insbesondere die zur Wachstumsoptimierung der HBT-Basisschicht, auch auf den $\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}/\text{GaAs}$ -HBT anwendbar.

4.2.1 $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}:\text{Si}$

Gegenstand der Epitaxie-Optimierung der $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ -Emitterschicht war die Herstellung von n-dotiertem, zu GaAs gitterangepasstem Material mit guter Materialqualität und Homogenität über 4 Zoll. Als Ausgangsstoffe wurden TMG, TMI und die alternative Phosphor-Quelle t-Butylphosphin (TBP) genutzt, die eine gegenüber dem gebräuchlicheren PH_3 geringere Toxizität und eine höhere Effizienz aufweist [97]. Als n-Dotierquelle wurde Si_2H_6 verdünnt in H_2 (50 ppm) verwendet.

Bei der Epitaxie ternärer Verbindungshalbleiter sind verschiedene Aspekte wie die Gitteranpassung zum Substratmaterial oder Ordnungsphänomene zu berücksichtigen. Ordnungserscheinungen in einem Gruppe III-Untergitter treten in einer Reihe ternärer Verbindungshalbleiter, aber insbesondere im $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$, auf [52]. In Abhängigkeit verschiedener Wachstumsparameter führen oberflächen-induzierte Prozesse zu einem teilweise geordneten Einbau von Ga- und In-reichen Monolagen in z.B. (111)-Richtung. Eine wichtige Konsequenz des Ordnungsprozesses ist eine signifikante Reduktion der Bandlücke verglichen mit der des

ungeordneten Materials [43, 52]. Zahlreiche Untersuchungen der geordneten Phase im $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ haben gezeigt, dass das Material keine homogene Ordnung aufweist, sondern vielmehr Domänen mit unterschiedlichem Ordnungsgrad oder unterschiedlicher Ordnungsrichtung [44]. Infolgedessen treten Phasengrenzen auf, die möglicherweise Quellen oder Senken für Streu- oder Rekombinationszentren darstellen. Diese unerwünschte Begleiterscheinung des Ordnungsprozesses auf der einen Seite, als auch die Bandlückenreduzierung auf der anderen Seite, lassen ungeordnetes $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ als geeigneteres HBT-Emittermaterial erscheinen.

Wachstumsparameter, die den Ordnungsgrad beeinflussen, sind neben der Temperatur die Wachstumsrate, die Substrat-Fehlorientierung und das V/III-Verhältnis [133]. Die mit Hilfe von Tieftemperatur-Photolumineszenz-Messungen abgeschätzte Bandkanten-Energie von $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ -Einzelschichten zeigt eine starke Abhängigkeit von der Wachstumstemperatur mit einem Minimum bei $T_g=670^\circ\text{C}$. Diese Temperaturabhängigkeit der durch den Ordnungsprozess hervorgerufenen Bandlückenreduzierung steht in Übereinstimmung mit veröffentlichten Abhängigkeiten [52]. Zur weitestgehenden **Unterdrückung der Ordnungsprozesse im $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$** wurden für die Anwendung als HBT-Emitterschicht Wachstumstemperaturen zwischen 580°C und 600°C eingesetzt.

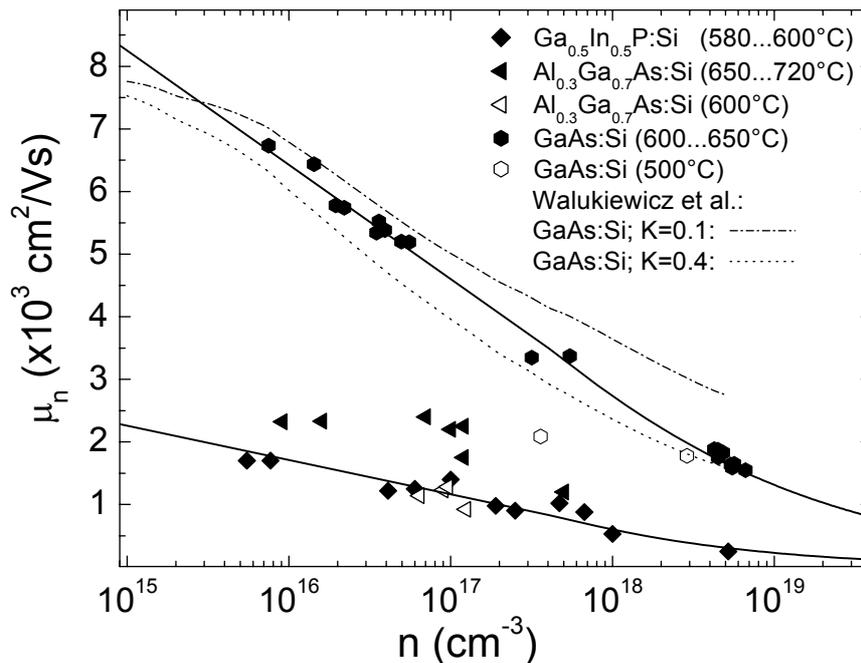


Abb. 4-3: Halleffektmessungen ermittelten **Elektronenbeweglichkeiten** in ungeordnetem $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ -Volumenmaterial als Funktion der Elektronen-Konzentration im Vergleich mit GaAs- und $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Einzelschichten. Die elektrische Charakterisierung von Si-Dotierstoff ist in allen Fällen Silizium. Die durchgezogenen Linien sind Fits der Daten für $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ und GaAs unter Verwendung der Formel von HILSUM [66]. Die Werte in Klammern geben den Bereich der verwendeten Wachstumstemperaturen an.

Abb. 4-3 zeigt die mit Halleffektmessungen ermittelten **Elektronenbeweglichkeiten** in ungeordnetem $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ -Volumenmaterial als Funktion der Elektronen-Konzentration im Vergleich mit GaAs- und $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Einzelschichten. Die elektrische Charakterisierung von Si-

dotiertem $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ erwies sich aufgrund der in den zu messenden Schichten notwendig vorhandenen Heterogrenzfläche $\text{GaAs}/\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ als schwierig. ECV-Messungen zeigen unabhängig von den untersuchten Wachstumsbedingungen eine Ladungsträgeranreicherung von $n_s=3\ldots 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ an der $\text{GaAs}/\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ -Grenzfläche [25]. Die Charakterisierung erforderte somit eine Trennung von Volumen- und Grenzflächen-Leitfähigkeiten, um beispielsweise den unterschiedlichen Einfluss von Ladungsträger-Streuprozessen an der Grenzfläche und im Volumenmaterial zu berücksichtigen. Die in Abb. 4-3 dargestellten μ_n -Werte in $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ -Volumenmaterial wurden mit magnetfeldabhängigen Hallmessungen ermittelt, die eine Separation von Ladungsträgern unterschiedlicher Beweglichkeit ermöglichen (siehe Abschnitt 3.2.2).

Die Beweglichkeiten zeigen eine nur geringe Konzentrationsabhängigkeit mit Werten zwischen $2000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ und $300 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ im Dotierungsbereich $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ bis $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Dies ist Ausdruck einer in diesem Material vorhandenen Zusammensetzungs-Streuung, die den Einfluss der Streuung an ionisierten Störstellen überlagert. Der Fit der experimentellen Daten folgt der Abhängigkeit $\mu_n=2500/(1+(n/1 \times 10^{17})^{0.5})$. Die im Vergleich mit Literaturwerten teilweise geringeren Beweglichkeiten deuten möglicherweise auf die Unterschätzung der beschriebenen Grenzflächen-Effekte in den veröffentlichten Arbeiten hin [17]. Wie in Abb. 4-3 zu erkennen, sind die Beweglichkeiten im $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ vergleichbar zu denen im $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, wobei in letzterem Fall die Materialqualität stark von der verwendeten Wachstumstemperatur abhängt. Der Si-Einbau im $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ folgt über einen weiten Dotierbereich einer linearen Abhängigkeit vom Si_2H_6 -Partialdruck. Die Emitterdotierungen im Bereich $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ bis $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ lassen sich somit reproduzierbar und mit hoher Homogenität (4 Zoll) einstellen.

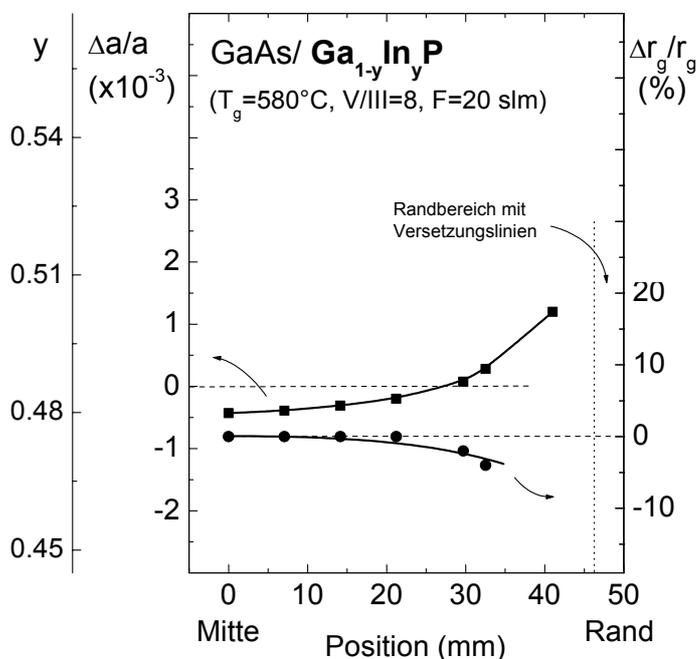


Abb. 4-4: 4-Zoll-Homogenität der Materialzusammensetzung und Wachstumsrate einer ca. 500 nm dicken GaInP-Einzel-schicht.

Die durch die Materialzusammensetzung gegebene Gitteranpassung von $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ zu GaAs konnte als lineare Funktion des Partialdruckverhältnisses $p_{\text{TMG}}/(p_{\text{TMG}}+p_{\text{TM}})$ eingestellt werden. Die **Homogenität der Materialzusammensetzung und Wachstumsrate** von $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$

über 4 Zoll ist in Abb. 4-4 dargestellt. Erkennbar ist ein von der Wafermitte nach außen zunehmender In-Gehalt der Schichten bei gleichzeitig abnehmender Schichtdicke. In einem ca. 3 mm-Randbereich des 4 Zoll-Wafers sind Versetzungslinien aufgrund der dort erheblichen kompressiven Gitterverspannung zum GaAs erkennbar. Die in Abb. 4-4 gezeigte Messstruktur liegt jedoch mit einer Dicke von ca. 500 nm erheblich über der notwendigen Schichtdicke der Emitterschicht (kleiner 50 nm), so dass in diesem Fall keine Versetzungen im Waferrandbereich auftreten. In Anbetracht des gezeigten Zusammensetzungsverlaufes über den Wafer erwies es sich als vorteilhaft für die Wafermitte nominell eine leichte tensile Fehlanpassung einzustellen. In diesem Fall liegt die Fehlanpassung über den ganzen Wafer im Bereich $\Delta a/a = -1 \times 10^{-3} \dots +1 \times 10^{-3}$ (10 mm Randbereich). Als Ursache für den Zusammensetzungsverlauf kommt der sehr verschiedene Dampfdruck von In und Ga im Reaktor und die dadurch bedingte unterschiedliche Verarmung der Ausgangsstoffe in Betracht. Ebenso kann die bevorzugte Wandabscheidung von InP beim Wachstum von $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ die gefundenen Inhomogenitäten erklären [38].

➤ *Für die HBT-Emitterschicht wurde $\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$ hinsichtlich einer Unterdrückung von Ordnungsprozessen im Gruppe III-Untergitter optimiert (niedrige Wachstumstemperatur). Die n-dotierten, zu GaAs gitterangepassten Schichten zeigen erwartungsgemäß eine durch die Zusammensetzungsdominanz dominierte Elektronenbeweglichkeit. Die 4-Zoll-Homogenitäten von Dotierung, Zusammensetzung und Wachstumsrate genügen den Anforderungen der HBT-Anwendung.*

4.2.2 Wachstumsführung an den Heterogrenzflächen

Für das Bauelemente-Verhalten des Transistors ist die Basis-Emitter-Grenzfläche GaAs/ $\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$ diejenige mit den höchsten Anforderungen an die Perfektion. Die Emitter-Injektionseffizienz kann durch Rekombination an Grenzflächen-Defekten verringert werden, was Auswirkungen auf die erreichbare Stromverstärkung und Idealität der Diodenkennlinie hat. Eine hohe Grenzflächen-Perfektion beruht zum einen auf einer möglichst geringen atomaren Rauigkeit der Grenzfläche und zum anderen auf einem möglichst abrupten Wechsel der Materialzusammensetzung unter Vermeidung von Übergangsschichten mit undefinierter Komposition und Verspannung. Während der erste Punkt durch Verbesserungen der Oberflächenmorphologie der Kollektor-Basis-Schichtfolge realisiert werden konnte (Abschnitt 4.1.1), sollen im folgenden Untersuchungen zur Materialzusammensetzung der Heterogrenzfläche vorgestellt werden. Im Gegensatz zum Emitter-Basis-Übergang (GaAs/ $\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$ -Grenzfläche) besitzt die umgekehrte Materialfolge ($\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$ /GaAs) nur eine untergeordnete Rolle für das Bauelemente-Verhalten des HBT. Im Hinblick auf die Funktion als materialelektiver Ätzstopp bei der Prozessierung des Bauelementes sollte jedoch die Bildung von Grenzflächen-Zwischenschichten mit undefinierter Materialzusammensetzung ebenfalls vermieden werden.

Ein besonderer Aspekt beim Wachstum der GaAs/ $\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$ /GaAs-Grenzflächen ist der Wechsel zwischen einem As- und einem P-haltigen Material, was spezielle Anforderungen an die Gasumschaltsequenzen stellt. Hier ist vor allem der sehr unterschiedliche Dampfdruck von As

und P an den Halbleiter-Oberflächen zu berücksichtigen [133], was eine Nichtäquivalenz der Umschaltvorgänge je nach Grenzfläche bedingt.

Die in dieser Arbeit verwendeten **Gasumschaltsequenzen** bestehen im wesentlichen aus zwei Schritten, die einerseits der Temperaturführung und andererseits dem Wechsel der Gruppe V-Quelle dienen. Beide Schritte erfolgten dabei innerhalb einer Wachstumsunterbrechung, d.h. mit geschlossenen Gruppe III-Quellen. Die hinsichtlich der Vermeidung von Ordnungsprozessen genutzte $\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$ -Wachstumstemperatur von 580°C und das Basiswachstum bei in der Regel noch niedrigeren Temperaturen (siehe Abschnitt 4.3) machen Temperaturerhöhungen an der unteren und oberen Grenzfläche jeweils unter Stabilisierung des Gruppe V-Ausgangsstoffes notwendig. Es wurden verschiedene Umschaltzeiten der Gruppe V-Quellen (2 s bis 60 s) im Hinblick auf mögliche As-P-Austauschprozesse an der unteren und oberen Grenzfläche untersucht.

Zur Charakterisierung der Heterogrenzflächen wurde in erster Linie die hochauflösende Röntgendiffraktometrie verwendet, da der in der Regel starke Verspannungszustand auftretender Zwischenschichten eine hohe Sensitivität dieser Methode gewährleistet. Die Röntgenmessungen der im Vergleich verschiedener Umschaltsequenzen hergestellten $\text{GaAs}/\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}/\text{GaAs}$ -Teststrukturen zeigten in allen Fällen Schichtdickenoszillationen sowohl von der GaAs -Deckschicht als auch der $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ -Schicht in unterschiedlicher Ausprägung. Ursache hierfür sind dünne verspannte Zwischenschichten oberhalb und unterhalb der nur schwach verspannten $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ -Schicht. Zur Trennung von oberer und unterer Grenzfläche wurde teilweise die obere GaAs -Deckschicht nasschemisch unter Ausnutzung der Ätzselektivität entfernt.

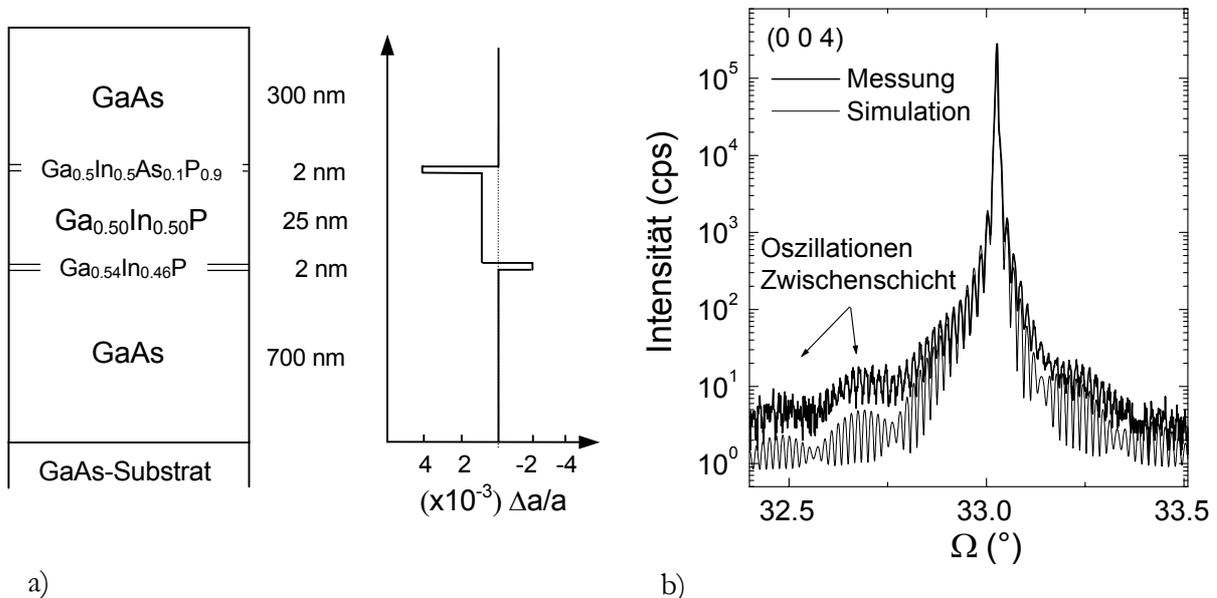


Abb. 4-5: Beispiel für den Verspannungszustand und möglichen Schichtaufbau (a) einer $\text{GaAs}/\text{GaInP}/\text{GaAs}$ -Heterostruktur wie er sich aus der Simulation der HRXRD-Rockingkurve (b) ergibt. Die Materialzusammensetzungen der verspannten Zwischenschichten sind nicht eindeutig, ergeben sich aber aus Plausibilitätsgründen.

Folgende Ergebnisse und Schlussfolgerungen ergeben sich durch Vergleich der Rockingkurven mit Simulationen auf der Grundlage der dynamischen Beugungstheorie (Abb. 4-5):

- **GaAs/Ga_xIn_{1-x}P-Grenzfläche:** dünne tensile Zwischenschicht, z.B. infolge eines verschleppten In-Einbaus (Ga_{x>0,5}In_{x<0,5}P). Ausgeschlossen werden kann eine Verschleppung von As in das ternäre Material, da dies zu einer kompressiven Verspannung führen würde. Die Bildung von GaAs_{1-y}P_y während der AsH₃-TBP-Umschaltung (3 s) kann aufgrund der Dampfdruckverhältnisse und der hohen As-Bedeckung der GaAs-Oberfläche als unwahrscheinlich angesehen werden.
- **Ga_xIn_{1-x}P/GaAs-Grenzfläche:** dünne kompressive Zwischenschicht, z.B. infolge eines P-As-Austausches (Ga_{0,5}In_{0,5}As_{1-y}P_y), einer In-Verschleppung in die nachfolgende Schicht (In_{1-x}Ga_xAs) oder auch beider Prozesse. Erstere Annahme wird bestätigt durch eine mit der AsH₃-Spülzeit zunehmende Dicke und Verspannung der kompressiven Zwischenschicht. Der AsH₃-Vorfluss sollte somit während der TBP-AsH₃-Umschaltung kurz gehalten werden (≤ 2 s), um stärkere As-P-Austauschprozesse zu verhindern. Darüberhinaus konnte eine weiter verstärkte Zwischenschicht festgestellt werden, falls die TBP-AsH₃-Umschaltung bei höherer Wachstumstemperatur (650°C statt 600°C) erfolgt.

Der Verspannungszustand der Übergangsschichten stimmt im wesentlichen mit Veröffentlichungen anderer Arbeitsgruppen überein [117, 18, 54]. Die unter optimierten Wachstumsbedingungen nur wenige Monolagen dünnen Übergangsbereiche sollten keinen oder nur einen geringen Einfluss auf HBT-Bauelemente-Eigenschaften haben. Die in Kapitel 5 vorzustellenden Emitter-Basis-Idealitätsfaktoren bestätigen die hohe Perfektion der GaAs/Ga_xIn_{1-x}P-Heterogrenzfläche.

4.3 Die Basisschicht (GaAs:C)

Wie im einführenden Kapitel zur HBT-Funktionsweise beschrieben, stellt die Basisschicht aufgrund ihrer Bauelementefunktion und der sehr hohen Dotierung die höchsten Anforderungen an die Epitaxie. Die Optimierung der Wachstumsbedingungen der HBT-Basisschicht war somit Hauptgegenstand der Untersuchungen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ausschließlich Kohlenstoff als p-Dotand in GaAs eingesetzt. Grundsätzlich besitzt C als Gruppe IV-Element in GaAs amphoterer Charakter, wird aber im (Al,Ga)As-Materialsystem auf dem As-Untergitter eingebaut [141]. Substitutionell eingebauter Kohlenstoff (C_{As}) zeichnet sich durch eine geringe Diffusivität in GaAs aus [37] und besitzt zudem eine hohe Löslichkeitsgrenze in GaAs. WATANABE et al. bestimmten die C-Sättigungsgrenze in MOVPE-gewachsenem GaAs:C zu ca. $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ [149]. Andere Arbeiten gehen von einem zunehmenden C-Einbau auf Zwischengitterplätzen (C_I) ab Dotierungen von ca. $7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ aus und einer damit verbundenen erhöhten C_I-Diffusivität [85]. Der Akzeptor C_{As} besitzt in GaAs eine vergleichbar niedrige Aktivierungsenergie von ca. 25 meV. Diese Eigenschaften sind ausschlaggebend für die Wahl von Kohlenstoff als p-Dotierquelle für den GaAs-basierten HBT.

Der C-Einbau kann neben der Verwendung einer externen Dotierstoffquelle (CBr_4 oder CCl_4) durch den metallorganischen Gallium-Precursor Trimethylgallium (TMG) selbst erfolgen (**intrinsische C-Dotierung**), was bei Nutzung von AsH_3 als Gruppe V-Quelle eine eng begrenzte Wahl der Wachstumsbedingungen und ein stabiles Reaktorumfeld erforderlich macht. Ziel bei der Verwendung des alternativen Gruppe V-Precursors Trimethylarsen (TMAs) ist, die Anforderungen an die Wachstumsbedingungen bei der intrinsischen Dotierung zu erleichtern. Bei der **extrinsischen C-Dotierung** mit z.B. CBr_4 steht dem Vorteil einer höheren Flexibilität in den Wachstumsparametern u.a. der mögliche Einbau von Verunreinigungen der externen Dotierquelle gegenüber. Beide Dotierungsmethoden wurden hinsichtlich ihrer Eignung als Basisdotierungs-Verfahren untersucht und qualifiziert (Abschnitte 4.3.1 und 4.3.2). Die vergleichende Darstellung von Materialeigenschaften in Abhängigkeit der untersuchten Dotierungsverfahren erfolgt in Abschnitt 4.3.3. Für die Produktionsrelevanz des verwendeten Mehrscheiben MOVPE-Reaktors kommen Fragen der Homogenität (4 Zoll) und Reproduzierbarkeit von Materialeigenschaften hinzu. Ergebnisse hierzu werden in Abschnitt 4.3.4 vorgestellt. Die Problematik des ungewollten Einbaus von Wasserstoff in die Basisschicht und der hierdurch bedingten Passivierung von Akzeptoren wird in den Abschnitten 4.3.5 und 4.3.6 behandelt. Abschließend werden Arbeiten zur Verspannungskompensation von GaAs:C mit Indium vorgestellt (Abschnitt 4.3.7).

4.3.1 Intrinsische Dotierung (TMG, AsH_3 /TMAs)

Die ersten Untersuchungen zum intrinsischen C-Einbau in MOVPE-gewachsenem GaAs sind zu Beginn der 80er Jahre durchgeführt worden [79], wobei anfänglich die Minimierung des C-Einbaus zur Erreichung hochreinen Materials im Vordergrund stand. Erste Arbeiten zur kontrollierten intrinsischen C-Dotierung in der MOVPE wurden ab Mitte der 80er Jahre bei IBM von KUECH et al. [80] durchgeführt. Bereits in diesen frühen Arbeiten wurde die konventionelle As-Quelle AsH_3 durch TMAs ersetzt, um den C-Einbau zu erhöhen. Die Anwendbarkeit der intrinsischen C-Dotierung für den HBT wurde Anfang der 90er Jahre von ASHIZAWA et al. [10] für AsH_3 und von LAUTERBACH [86] unter Nutzung von TMAs gezeigt.

In dieser Arbeit wurde die intrinsische C-Dotierung mit TMG und AsH_3 bzw. TMAs hinsichtlich ihrer Eignung als HBT-Basisdotierung in Abhängigkeit der Wachstumstemperatur und des V/III-Verhältnisses untersucht. Abb. 4-6 zeigt die C-Konzentration und Wachstumsrate intrinsisch dotierter GaAs:C-Einzelschichten im Temperaturbereich zwischen 530°C und 580°C und V/III-Verhältnissen zwischen 0.7 und 12. Die Variation des V/III-Verhältnisses erfolgte durch Änderung des Arsin-Partialdruckes bei konstantem TMG-Angebot. Der Abkühlvorgang nach dem Wachstum der GaAs:C-Einzelschichten erfolgte in reiner N_2 -Atmosphäre, um eine Eindiffusion von Wasserstoff in der Abkühlphase zu verhindern.

Die C-Dotierung nimmt sowohl mit sinkender Temperatur als auch abnehmendem V/III-Verhältnis zu. Unter Verwendung von TMG und AsH_3 wurden maximale Werte von $6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ bei $T_g = 535^\circ\text{C}$ und einem V/III von 0.7 erreicht. Der starke Anstieg der Dotierung geht im unteren V/III-Bereich in eine Sättigung über, unabhängig von der Wachstumstemperatur. In diesem Bereich ist auch eine deutliche Abnahme der Wachstumsrate mit

sinkenden AsH_3 -Angebot zu verzeichnen. Die Abhängigkeit der Wachstumsrate sowohl von der Temperatur als auch vom V/III-Verhältnis im Parameterbereich der intrinsischen C-Dotierung sind Indizien für eine zusätzliche kinetische Limitierung des Wachstums. Während bei Temperaturen oberhalb 580°C und V/III-Verhältnissen über 10 die Wachstumsrate nur durch die Verarmung der Ga-Komponente limitiert wird, führen die Wachstumsbedingungen der intrinsischen C-Dotierung zu einer zusätzlichen Verarmung der Ver-Komponente an der Oberfläche. Diese Abhängigkeit führt auch zu einem Einfluss des V/III-Verhältnisses auf die Dotierungshomogenität über den 4 Zoll-Wafer, auf die in einem folgenden Abschnitt (4.3.4) näher eingegangen wird.

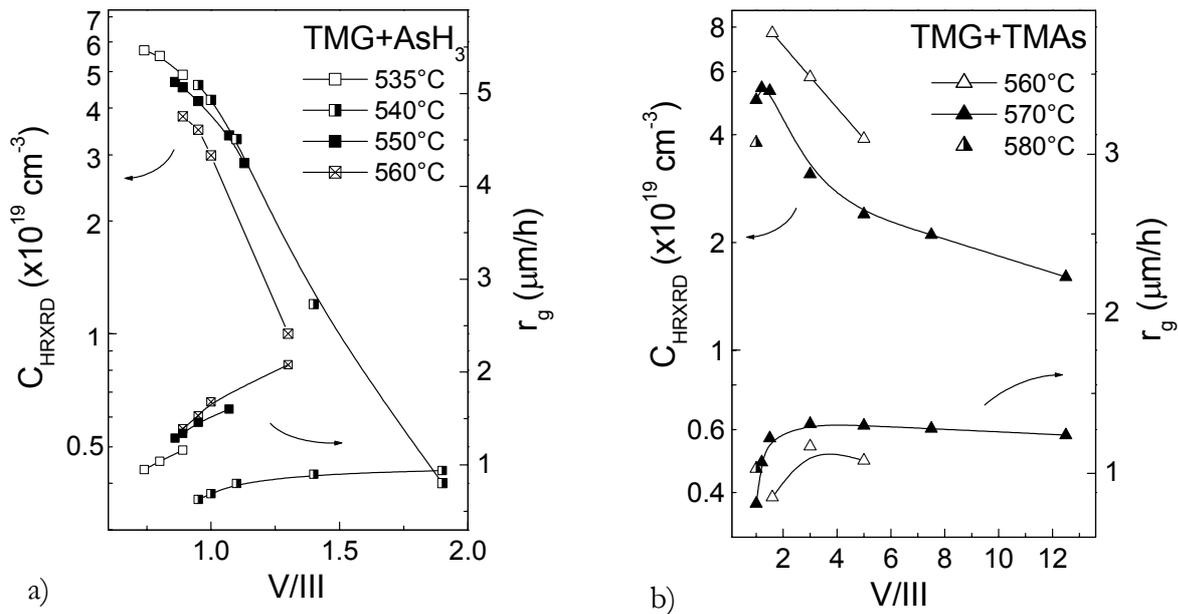


Abb. 4-6: C-Konzentration und Wachstumsrate von intrinsisch C-dotierten GaAs-Einzelschichten als Funktion des Gasphasen-V/III-Verhältnisses. In a) wurde der Gruppe V-Ausgangsstoff AsH_3 und in b) TMAs verwendet. Parameter ist in beiden Fällen die Wachstumstemperatur.

Die gefundenen Parameterabhängigkeiten bei der Dotierung mit TMG und AsH_3 entsprechen den in der Literatur beschriebenen Dotiermechanismen [1, 80-81]. Quelle des C-Einbaus sind Kohlenwasserstoff-Radikale (CH_x , $x \leq 3$) auf der GaAs-Oberfläche, die ein Produkt unvollständiger heterogener Zerlegung des TMG sind. Unter anderem von MASI et al. [101] wurde ein Reaktionsweg vorgeschlagen, der die Bildung von Galliumcarbin ($\text{Ga}(\text{CH}_2)$) aus adsorbiertem Monomethylgallium ($\text{Ga}(\text{CH}_3)$) als Resultat von Oberflächenreaktionen vorhersagt. $\text{Ga}(\text{CH}_2)$ bindet sich wiederum an ein Oberflächen-Ga-Atom, wobei der CH_2 -Ligand entweder mittels AsH_x -Radikalen rehydrogenisiert wird und desorbiert oder C auf einem As-Platz eingebaut wird, unter Abgabe von H_2 . Dieses Modell kann die meisten experimentell gefundenen Abhängigkeiten erklären, so insbesondere die starke Abhängigkeit des C-Einbaus vom AsH_3 -Partialdruck [101].

Der Ersatz von AsH_3 durch **TMAs** resultiert in einer signifikanten Erhöhung des Kohlenstoff-Einbaus (Abb. 4-6 b)), so dass das Parameterfenster einer einzustellenden Dotierung zu höheren Temperaturen und V/III-Verhältnissen verschoben ist. Trotz einer weitaus geringeren V/III-

Abhängigkeit führt die Absenkung des TMAs-Partialdruckes auch hier zu einem steigendem C-Einbau, was darauf hindeutet, dass TMG nachwievor die Quelle des C-Einbaus ist. Die Nutzung von TMAs als Gruppe V-Quelle führt insbesondere bei höheren V/III-Verhältnissen zu deutlich erhöhten Rauigkeiten (Abb. 4-7), so dass in diesem Fall nur ein schmaler V/III-Bereich morphologisch perfekte Oberflächen liefert. In Abb. C-3 im Anhang C werden rasterkraftmikroskopische Aufnahmen von GaAs:C-Einzelschichten ($d=500$ nm) verglichen, die mit unterschiedlichen V/III-Verhältnissen unter Verwendung von TMAs gewachsen wurden. Die AFM-Scans zeigen, dass das Wachstum bei höheren V/III-Verhältnissen zu spezifischen Oberflächen-Defekten führt, deren laterale Dimensionen zwischen $0.2 \mu\text{m}$ and $1 \mu\text{m}$ liegen. Eine mögliche Erklärung für diese Befunde ist, dass die hohe Konzentration an Oberflächen-adsorbierten Methyl-Gruppen zu Veränderungen im Wachstumsmodus führt [88]. So könnten die Methyl-Adsorbate zu einer Blockade der Diffusionsprozesse auf der wachsenden Oberfläche beitragen, die im Ergebnis zu den gefundenen Defekten führt. Durch eine Absenkung des V/III-Verhältnisses ist es jedoch möglich, defektfreie Oberflächen mit sehr geringen RMS-Rauigkeiten von kleiner 0.2 nm zu erzielen.

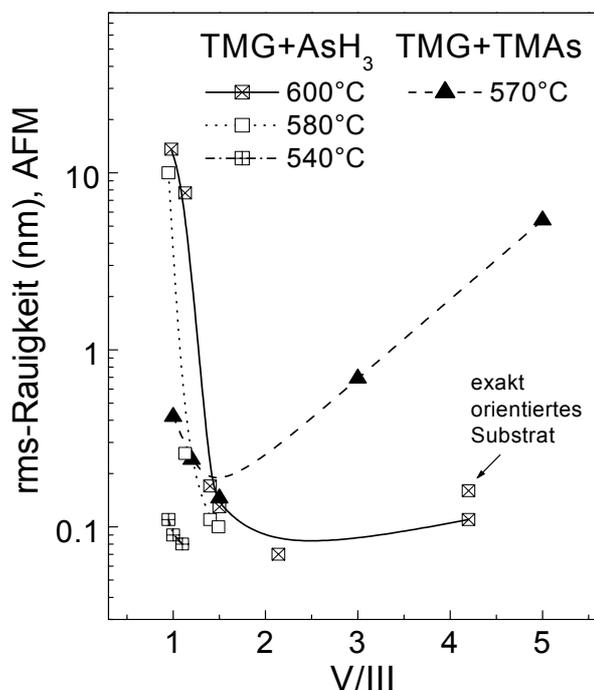


Abb. 4-7: Mittlere Oberflächen-Rauigkeit intrinsisch dotierter GaAs:C Einzelschichten (rms-Wert von $10 \times 10 \mu\text{m}$ -AFM-Scans). Die Substrat-Fehl-orientierung war außer im angezeigten Fall $2^\circ(110)$ oder $2^\circ(1-10)$.

In der TMG-AsH₃-basierten Epitaxie zeigen sich mit abnehmendem V/III-Verhältnis nur geringe Änderungen der Oberflächen-Morphologie bis zu einem temperaturabhängigem kritischen AsH₃-Angebot, bei dem eine Aufrauung der Oberfläche einsetzt (Abb. 4-7). Hier reicht der As-Partialdruck offensichtlich nicht mehr für eine ausreichende Oberflächen-Stabilisierung aus. Nichtsdestotrotz weisen die Oberflächen oberhalb dieses minimalen AsH₃-Angebots nur sehr geringe Rauigkeiten auf (rms < 0.2 nm) und sind aus morphologischer Sicht für das Basiswachstum geeignet. Die geringe Oberflächenrauigkeit bildet die Grundlage für eine hohe Grenzflächenschärfe des Emitter-Basis-Überganges.

Der Vergleich von GaAs:C-Materialeigenschaften in Abhängigkeit der verwendeten Dotierungsausgangsstoffe erfolgt im Anschluss an die Beschreibung der extrinsischen Dotierung mit CBr_4 .

➤ *Unter Verwendung von TMG und AsH_3 wurden maximale C-Konzentrationen von $6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ bei sehr niedrigen Wachstums-Temperaturen und V/III-Verhältnissen erreicht. Die Oberflächen weisen in diesem kinetisch limitierten Wachstumsbereich nur sehr geringe Rauigkeiten auf ($\text{rms} < 0.2 \text{ nm}$). Die C-Dotierung steigt mit abnehmendem AsH_3 -Angebot (V/III-Verhältnis). Unterhalb eines temperaturabhängigen kritischen Gruppe V-Angebotes sättigt die C-Dotierung und die Schichten beginnen aufzurauen. Bei der Verwendung von TMAs sind vergleichbare C-Dotierungen und Oberflächen-Morphologien bei höheren Wachstumstemperaturen, aber ebenfalls nur kleinen V/III-Verhältnissen erreichbar.*

4.3.2 Extrinsische Dotierung mit Kohlenstofftetrabromid (CBr_4)

Die Verwendung einer extrinsischen Dotierstoff-Quelle ermöglicht eine weitgehende Trennung des Dotiervorganges vom eigentlichen GaAs-Wachstum, so dass der nutzbare Parameterbereich geringeren Restriktionen unterworfen ist als bei der intrinsischen Dotierung.

In dieser Arbeit wurde ausschließlich die Halomethan-Verbindung Kohlenstofftetrabromid (CBr_4) eingesetzt, die sich durch eine bessere Umweltverträglichkeit und höhere Dotiereffizienz verglichen mit der häufig eingesetzten Cl-Verbindung CCl_4 auszeichnet [97]. Die grundsätzliche Eignung von CBr_4 als C-Quelle für GaAs wurde in vorangegangenen Untersuchungen in einem Einscheiben-Reaktor AIX200 gezeigt [121, 83-84]. Ein Teil dieser Ergebnisse ist in den folgenden Abbildungen mit aufgenommen, um die grundsätzliche Vergleichbarkeit der extrinsischen C-Dotierung in beiden Reaktortypen zu demonstrieren.

In Abb. 4-8 ist die mit Hallmessungen ermittelte Löcherkonzentration und die Wachstumsrate als Funktion des CBr_4 -Partialdruckes dargestellt. Unabhängig vom V/III-Verhältnis wächst die Löcher-Konzentration sublinear mit dem Partialdruck ($C \propto p_{\text{CBr}_4}^{0.9}$) im Temperaturbereich 580°C bis 600°C . Die Variation der C-Konzentration ist über einen weiten Bereich bei konstanten GaAs-Wachstumsbedingungen möglich. Erst ab CBr_4 -Partialdrücken oberhalb 0.3 Pa ist eine merkliche Abnahme der Wachstumsrate aufgrund von Ätzeffekten reaktiver Brom-Verbindungen zu verzeichnen. Die nicht dargestellte Oberflächen-Morphologie zeigte bei nicht zu hohen CBr_4 -Partialdrücken geringe Rauigkeiten mit RMS-Werten unter 0.3 nm . Die festzustellende Zunahme des Kohlenstoff-Einbaus mit abnehmendem V/III-Verhältnis bestätigt das Modell, dass eine konkurrierende Adsorption von CBr_x - und AsH_x -Radikalen an Gruppe V-Oberflächenplätzen erfolgt [29, 148]. Die Abnahme der C-Dotierung mit zunehmender Wachstumstemperatur bestätigt, dass nicht die Zerlegung von CBr_4 sondern die Desorption kohlenstoffhaltiger Spezies von der wachsenden Oberfläche der dotierungs-limitierende Prozess ist.

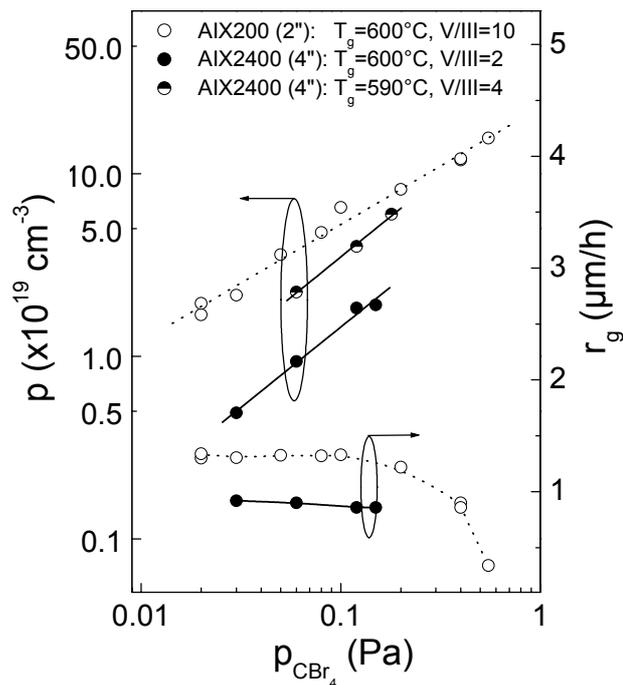


Abb. 4-8: Löcher-Konzentration und Wachstumsrate von GaAs:C Einzelschichten als Funktion des CBr_4 -Partialdruckes und der Wachstumstemperatur.

Ein wichtiger Aspekt bei der Dotierung mit CBr_4 ist die Frage des Br-Einbaus in die Epitaxieschichten. Hierzu wurden GaAs:C-Einzelschichten in einem breiten Parameterbereich hergestellt und mit SIMS-Messungen charakterisiert (Tab. 4-1). Im Ergebnis zeigt sich eine starke Abhängigkeit des Br-Einbaus von der Wachstumstemperatur: Schichten die mit einem relativ hohen CBr_4 -Partialdruck aber auch einer hohen Temperatur von 590°C gewachsen wurden, weisen Br-Konzentrationen nahe der SIMS-Messgrenze ($\sim 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) auf. Dagegen führt die Abnahme der Wachstumstemperatur bei gleichzeitiger Verringerung des CBr_4 -Partialdruckes zu einer deutlichen Erhöhung des Br-Einbaus. Dies kann mit einer zunehmend unvollständigen Zerlegung von CBr_x -Komponenten mit abnehmender Temperatur erklärt werden. Im Ergebnis sollte somit ein Kompromiss aus möglichst hoher Temperatur und moderatem CBr_4 -Partialdruck gefunden werden, um sowohl die beschriebenen Ätzeffekte als auch den Einbau von Br zu minimieren.

T_g ($^\circ\text{C}$)	V/III	p_{CBr_4} (Pa)	[C] (cm^{-3})	[Br] (cm^{-3})
590	12	0.21	3.0×10^{19}	$< 10^{14}$
560	12	0.12	5.2×10^{19}	$0.5 \dots 1 \times 10^{15}$
540	1.7	0.02	3.2×10^{19}	$1.5 \dots 3 \times 10^{16}$

Tab. 4-1: Mit SIMS-Messungen ermittelte [C]- und [Br]-Konzentration in extrinsisch dotierten GaAs:C-Schichten in Abhängigkeit der Wachstumstemperatur, des V/III-Verhältnisses und des CBr_4 -Partialdruckes.

➤ Die Kohlenstoff-Dotierung mit CBr_4 ist im Vergleich zur intrinsischen C-Dotierung weniger empfindlich gegenüber Änderungen der Wachstumstemperatur und des V/III-

Verhältnisses. Unabhängig vom V/III-Verhältnis wächst die Löcher-Konzentration sub-linear mit dem CBr_4 -Partialdruck; Löcherkonzentrationen von mehr als $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ können bei vergleichsweise hohen Wachstumstemperaturen (590°C) realisiert werden. Der unerwünschte Einbau von Br nimmt mit abnehmender Wachstumstemperatur erheblich zu.

4.3.3 Vergleich von Materialeigenschaften

In den vorangegangenen Abschnitten wurde gezeigt, dass sowohl mit intrinsischer als auch extrinsischer C-Dotierung Löcherkonzentration bis zu $6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ bei guter Oberflächen-Morphologie erreichbar sind. Neben der Dotierungshöhe ist die Materialqualität der p-dotierten Schicht ein wichtiger Aspekt der Wachstumsoptimierung, da die maximal erreichbare Stromverstärkung beim HBT direkt an den diffusiven Transport der Minoritätsladungsträger durch die Basis gebunden ist (Abb. 2.13). Die in diesem Abschnitt vorzustellenden Charakterisierungs-Ergebnisse beinhalten in erster Linie den Vergleich der vorgestellten Dotierungsverfahren. Hauptaugenmerk ist dabei immer die Dotierungsabhängigkeit von Materialeigenschaften im Hinblick auf eine vielfach diskutierte obere Grenze für den C-Einbau [105], ab der dotierungsinduzierte Kristalldefekte die Materialeigenschaften dominieren. Als vergleichsweise leicht zugänglicher Materialparameter wurden zunächst die **Beweglichkeiten der Majoritätsladungsträger** mit Halleffekt-Messungen untersucht.

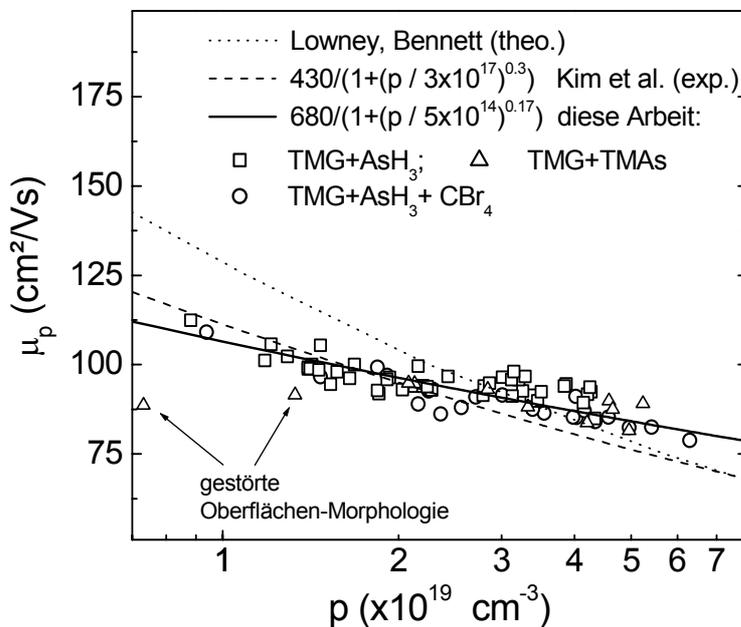


Abb. 4-9:
Löcherbeweglichkeiten von GaAs:C Einzelschichten als Funktion der Löcherkonzentration für verschiedene Dotierungs-Ausgangsstoffe. Die durchgezogene Linie ist ein Fit der experimentellen Daten unter Nutzung der Formel von Hilsum [66]. (Zitate: [72, 95])

Abb. 4-9 stellt vergleichend die Hall-Beweglichkeiten als Funktion der Löcher-Konzentration für die untersuchten Dotierungsverfahren dar. Festzustellen ist, dass innerhalb der Messgenauigkeit ($\Delta\mu/\mu = \pm 5\%$) vergleichbare Löcherbeweglichkeiten für alle Dotierungsausgangsstoffe unter der Voraussetzung optimierter Oberflächen-Morphologien erreicht werden. Die

gekennzeichneten Datenpunkte der TMG-TMAs-Dotierung bei erhöhten V/III-Verhältnissen wiesen die beschriebenen Morphologie-Störungen auf (siehe Abb.C-3 im Anhang). Die beobachteten Oberflächen-Defekte des nicht-optimierten TMAs-Wachstums sind somit das Resultat von erheblichen Kristallstörungen, die bereits Einfluss auf Ladungsträger-Streuprozesse haben.

Im Vergleich mit veröffentlichten Resultaten weisen die gemessenen Beweglichkeiten eine geringere Abhängigkeit von der Löcherkonzentration auf [95, 72]. Zwischen $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ variiert die Beweglichkeit zwischen $100 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ und $90 \text{ cm}^2/\text{Vs}$.

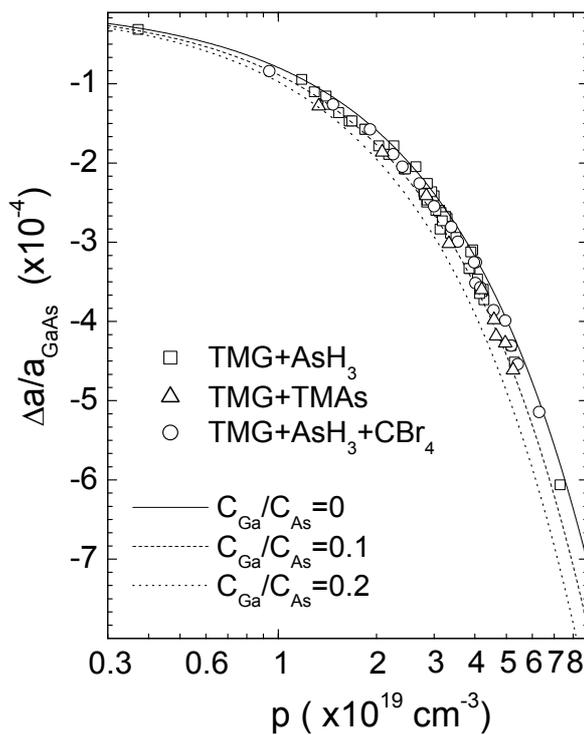


Abb. 4-10: Gitterfehlpassung von GaAs:C zu GaAs als Funktion der Löcherkonzentration. Die Messdaten werden verglichen mit der theoretisch zu erwartenden Verspannung für unterschiedliche Einbauverhältnisse $C_{\text{Ga}}/C_{\text{As}}=0 \dots 0.2$ entsprechend der Vegard'schen Regel [98].

In Abb. 4-10 ist die gemessene **Gitterfehlpassung** C-dotierter GaAs-Einzelschichten zum GaAs-Substrat als Funktion der Löcherkonzentration dargestellt. Für alle Wachstumsbedingungen folgt die Gitterverspannung der Vegard'schen Regel einer linearen Abhängigkeit vom substitutionellen C-Einbau (C_{As}). Die Messergebnisse deuten auf vergleichbare Einbauverhältnisse $C_{\text{Ga}}/C_{\text{As}}$ für den untersuchten Dotierungsbereich zwischen $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und $8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ unabhängig vom Dotierverfahren hin (Glg.(3-2), S. 38). Für die intrinsische C-Dotierung mit AsH_3 und die extrinsische Dotierung liegen die Einbauverhältnisse $C_{\text{Ga}}/C_{\text{As}}$ fast ausschließlich unterhalb 0.1, für die Dotierung mit TMAs zwischen 0.1 und 0.2. Der Vergleich der Atom- und Ladungsträgerkonzentrationen von Hall-, HRXRD- und SIMS-Messungen zeigt, dass unter den vorgestellten Wachstumsbedingungen und Dotierhöhen C vollständig substitutionell auf einem Gruppe V-Gitterplatz eingebaut wird. Die gute Korrelation von Hall- und XRD-Ergebnissen bestätigt zudem den sehr geringen Wasserstoff-Passivierungsgrad der GaAs:C-Einzelschichten, hierauf wird an späterer Stelle näher eingegangen (Abschnitt 4.3.5).

Als Resultat dieser Charakterisierungs-Ergebnisse lassen sich keine Präferenzen für das eine oder andere Dotierverfahren im Hinblick auf die HBT-Anwendung ableiten. Für eine weitere Qualifizierung der unterschiedlichen Wachstumsbedingungen erwies sich die Messung von Minoritätsträger-Eigenschaften als notwendig. Diese Materialeigenschaften entsprechen am ehesten der Funktion des Bauelementes und sollten demgemäß eine hohe Sensitivität gegenüber möglichen Unterschieden im Vergleich von Wachstumsbedingungen besitzen.

Zum Vergleich der Dotierungsverfahren mittels zeitaufgelöster Photolumineszenz-Messungen (TRPL) wurden $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As:C/GaAs:C/Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As:C}$ -Teststrukturen mit einer GaAs:C-Dicke von $1\ \mu\text{m}$ und Dotierungen zwischen ca. $1,8 \times 10^{19}\ \text{cm}^{-3}$ und $6 \times 10^{19}\ \text{cm}^{-3}$ hergestellt. Vorausgegangene methodische Untersuchungen ergaben, dass für diese Strukturen und Schichtdicken die effektive Lebensdauer nah an der Volumen-Lebensdauer im GaAs:C liegt (siehe Abschnitt 3.2.2) [99]. Die Vernachlässigung möglicherweise unterschiedlicher Grenzflächen-Rekombinationsgeschwindigkeiten ist darüberhinaus durch bewusst gleich gestaltete Wachstumsverläufe an den Heterogrenzflächen begründet.

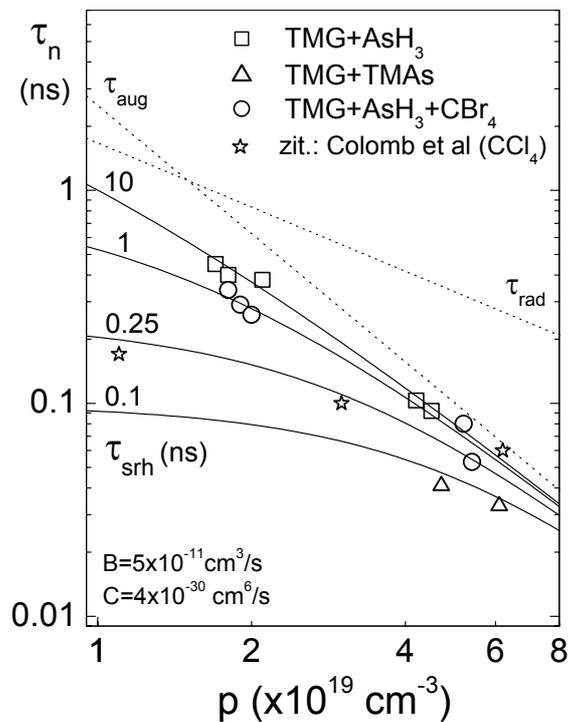


Abb. 4-11: Experimentell bestimmte effektive Elektronen-Lebensdauern τ_n in GaAs:C als Funktion der Löcherkonzentration im Vergleich der Ausgangsstoffe bei der Kohlenstoff-Dotierung. Die durchgezogenen Linien entsprechen der theoretischen Dotierungsabhängigkeit unter Berücksichtigung verschiedener Rekombinationsprozesse ($1/\tau_n = 1/\tau_{rad} + 1/\tau_{aug} + 1/\tau_{srh}$). Die gepunkteten Linien zeigen die Limitierung der Lebensdauer aufgrund von Auger- und strahlender Rekombination. (Zitat: [36])

Abb. 4-11 zeigt die gemessenen **effektiven Lebensdauern der Elektronen** im Vergleich der bei der C-Dotierung verwendeten Ausgangsstoffe und veröffentlichten Werten. Für den Vergleich der experimentell ermittelten Werte mit einem theoretischen τ_n - p -Verlauf wurden für die material- und dotierungsabhängigen Koeffizienten der strahlenden und Auger-Rekombination die Werte $B=5 \times 10^{-11}\ \text{cm}^3/\text{s}$ und $C=4 \times 10^{-30}\ \text{cm}^6/\text{s}$ angenommen und die Gesamt-Lebensdauer entsprechend der Matthiessen-Regel ($\tau_n^{-1} = B p + C p^2 + \tau_{srh}^{-1}$) berechnet. Diese Werte, welche nah an veröffentlichten Resultaten theoretischer und experimenteller Arbeiten liegen [132], reproduzieren die gemessene τ_n - p -Abhängigkeit unter Vernachlässigung

einer p -abhängigen SRH-Lebensdauer hinreichend gut (Abb. 4-11). Es ist jedoch wahrscheinlich, dass in dem untersuchten hohen Dotierbereich die Anzahl der Rekombinationszentren mit der C-Konzentration zunimmt, so dass die in Abb. 4-11 getroffene Annahme einer dotierungsunabhängigen SRH-Lebensdauer eine starke Vereinfachung darstellt. Für den Vergleich der untersuchten Dotierverfahren unter Nutzung der SRH-Lebensdauer als Maß für die Materialqualität soll diese Annahme jedoch im folgenden getroffen werden. Die gemessenen Lebensdauern zeigen vor allem im oberen Dotierungsbereich eine gute Übereinstimmung mit den von COLOMB et al. [36] veröffentlichten Daten. In der Dotierungsabhängigkeit und unter Berücksichtigung der verschiedenen Rekombinationsmechanismen ergeben sich allerdings signifikante Unterschiede im Vergleich der Dotiermethoden. Die intrinsische Dotierung mit TMG und AsH₃ resultiert in effektiven Lebensdauern von ca. 400 ps für Material mit einer Dotierung von $p=2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, wogegen vergleichbar dotierte CBr₄-Proben reduzierte Werte unter 300 ps ergeben. Diese Werte der niedrigdotierten Proben liegen auch über den von TIWARI et al. [142] veröffentlichten Daten (vgl. Abb. 2-5). Die Lebensdauern der höher dotierten Proben ($p \approx 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) weisen aufgrund der Limitierung durch die dominierende Auger-Rekombination nur geringe Unterschiede auf. Die mit TMG und TMAs dotierten Messstrukturen zeigen deutlich reduzierte Werte um die 40 ps. Der Vergleich der Dotierverfahren über die defektlimitierte SRH-Rekombination ergibt jeweils ca. einen Faktor 10 Unterschied zwischen der intrinsischen AsH₃-Dotierung und CBr₄ einerseits und der Dotierung mit TMAs andererseits.

Die TRPL-Messungen zeigen, dass

- intrinsisch mit **TMG und AsH₃** C-dotierte Schichten die geringste Anzahl an Rekombinationszentren aufweisen und demzufolge die besten Resultate in der Anwendung als HBT-Basisschicht liefern sollten [26]. Dies ist umso bemerkenswerter, als die hierfür notwendigen Wachstumsbedingungen (kleine Temperatur und sehr kleines V/III-Verhältnis, siehe Abb. 4-6 a) erheblich von den üblicherweise für hochreines Material verwendeten abweichen.
- Das Wachstum mit **TMAs** führt trotz der Optimierung im Hinblick auf gute Oberflächen-Morphologie und Hall-Beweglichkeit zu einer erhöhten Zahl an Rekombinationszentren in GaAs:C. Da die Restriktionen im zu verwendenden V/III-Verhältnis vergleichbar zu denen der Dotierung mit AsH₃ sind, kann die TMAs-Dotierung als weniger geeignet angesehen werden. Möglicherweise ist die Ursache hierfür in noch vorhandenen Restverunreinigungen des nur in vergleichsweise geringen Mengen hergestellten TMAs zu sehen.
- Die Dotierung mit **CBr₄** führt nur zu leicht verringerten Elektronen-Lebensdauern in GaAs:C. Hier muß der Vergleich von Bauelemente-Eigenschaften zeigen, ob die erleichterten Dotierbedingungen mit CBr₄ den Nachteil einer schlechteren Materialqualität kompensieren.

Als eine weitere wichtige Größe wurde die **Diffusionslänge** in GaAs:C-Teststrukturen mit Hilfe von EBIC-Messungen abgeschätzt. Abb. 4-12 zeigt die Abhängigkeit der gemessenen Diffusionslängen von der Beschleunigungsspannung für eine Probe, die mit TMG und AsH₃ intrinsisch dotiert wurde. Die Abhängigkeit des EBIC-Profiles von der Beschleunigungsspannung (V_K) spiegelt die endliche Ausdehnung des Anregungsgebietes im Halbleiter wieder. Der Generationsbereich an Ladungsträgern liegt für Strahlenergien zwischen 12 kV und 6 kV im

Bereich $1\ \mu\text{m}$ bis ca. $0.4\ \mu\text{m}$ [155]. Die Summe aus Generationsbereich und Diffusionslänge liegt somit erst für die niedrigen Beschleunigungsspannungen unterhalb der GaAs:C-Schichtdicke von $1.5\ \mu\text{m}$. Die zunehmende Konstanz der Diffusionslängen für $V_K \leq 7\ \text{kV}$ deckt sich mit diesen Abschätzungen der Dickenabhängigkeit.

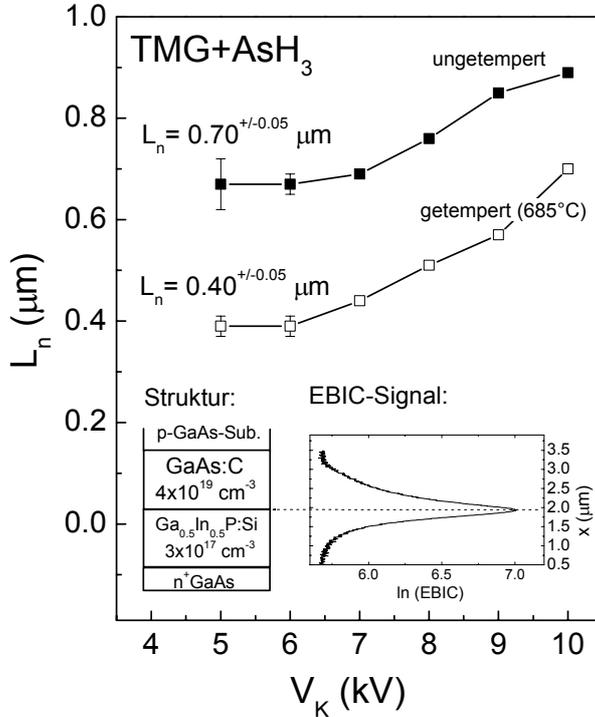


Abb. 4-12: Messung der Diffusionslängen L_n in intrinsisch dotierten GaAs:C-Teststrukturen in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung V_K . Die eingefügten Grafiken zeigen die Messstruktur mit dem dazugehörigen EBIC-Scan bei $V_K=6\ \text{kV}$.

Für eine $4 \times 10^{19}\ \text{cm}^{-3}$ dotierte GaAs:C-Schicht lässt sich die Diffusionslänge zu $L_n=0.7\ \mu\text{m}$ abgeschätzt. Diese, verglichen mit veröffentlichten Daten (Abb. 2-5 c), große Diffusionslänge bestätigt die sehr gute Materialqualität des intrinsisch C-dotierten GaAs. Auf die Verringerung der Diffusionslänge infolge einer Hochtemperatur-Tempierung bei 685°C wird an späterer Stelle im Zusammenhang mit der thermischen Ausdiffusion von Wasserstoff aus dem Basismaterial näher eingegangen (Abschnitt 4.3.6).

In Tab. 4-2 wird die gemessene Diffusionslänge verglichen mit der, die aus den TRPL-Ergebnissen mit Hilfe der Einsteinbeziehung berechnet werden kann. Eine gute Übereinstimmung ergibt sich unter der Annahme einer Elektronenbeweglichkeit von $\mu_n=2000\ \text{cm}^2/\text{Vs}$.

p (cm^{-3}) (TMG+AsH ₃)	τ_n - TRPL (ps)	L_n - berechnet (μm) ($\mu_n=2000\ \text{cm}^2/\text{Vs}$)	L_n - EBIC (μm)
4×10^{19}	$110^{\pm 10}$	0.74	$0.70^{\pm 0.05}$

Tab. 4-2: Vergleich der gemessenen und berechneten Diffusionslänge (L_n) in intrinsisch dotiertem GaAs:C mit einer Löcherkonzentration von ca. $4 \times 10^{19}\ \text{cm}^{-3}$. Für die Berechnung nach $L_n = ((kT/q)\mu_n \tau_n)^{0.5}$ wurden die mit TRPL-Messungen ermittelten τ_n -Daten zugrunde gelegt ($\mu_n=2000\ \text{cm}^2/\text{Vs}$).

Der Vergleich der ermittelten Diffusionslängen lässt somit die von LOWNEY et al. [95] gefundene μ_n - p -Abhängigkeit favorisierend erscheinen (vgl. Abb. 2-5 b) und c)). Diese gute Korrelation der L_n -Werte ist zudem eine Bestätigung für die Verlässlichkeit der verwendeten Messmethoden zur Charakterisierung der Minoritätsträger-Eigenschaften.

Die gemessenen Minoritätsladungsträger-Eigenschaften in GaAs:C gestatten nun eine genauere Berechnung der zu erwartenden HBT-Stromverstärkung im Rahmen des in Abschnitt 2.4.1 vorgestellten Drift-Diffusionsmodells. Unter Berücksichtigung der verschiedenen Rekombinationsmechanismen kann Glg. (2-17) (S. 18) folgendermaßen erweitert werden:

$$\beta \approx \frac{2\mu_n kT}{q w_B^2} \tau_n = \frac{2\mu_n kT}{q w_B^2} \left(\frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{aug}} + \frac{1}{\tau_{srh}} \right)^{-1} = \frac{2\mu_n kT}{q w_B^2} \left(Bp + Cp^2 + \frac{1}{\tau_{srh}} \right)^{-1} \quad (4-1)$$

Die **Abhängigkeit der HBT-Stromverstärkung von Basisdotierung und Defektrekombination** nach Glg. (4-1) ist in Abb. 4-13 für die dotierungsabhängige Elektronenbeweglichkeit in der Basis dargestellt.

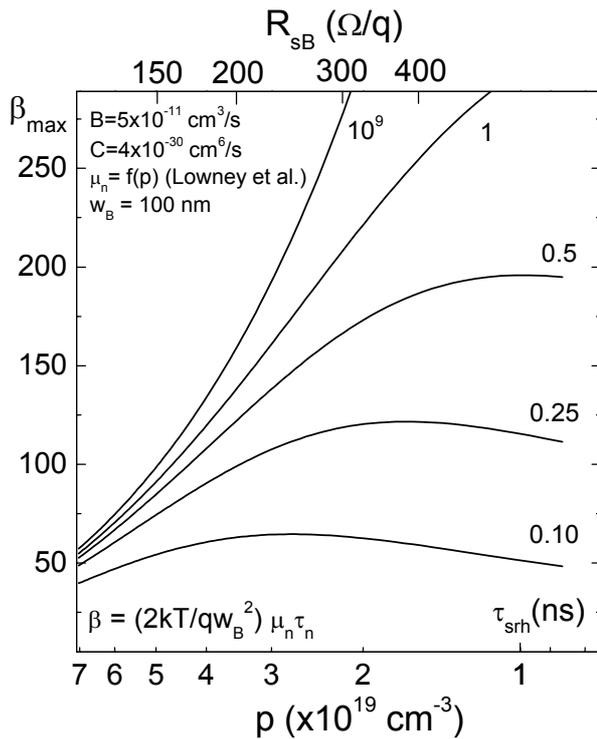


Abb. 4-13: Berechnete HBT-Stromverstärkung als Funktion der Basisdotierung für verschiedene Werte der SRH-Lebensdauer ($\tau_{srh} = 1 \text{ s} \dots 100 \text{ ps}$) und einer Basisdicke von 100 nm. Für die Angabe des Schichtwiderstandes ($R_{sB} = 1/qpw_B\mu_p$) wurde die dieser Arbeit ermittelte μ_p - p -Abhängigkeit verwendet (Abb. 4-9, S. 62).

Als Folge der unterschiedlichen Dotierungsabhängigkeiten der Rekombinationsmechanismen haben Unterschiede in der Defektrekombination vor allem im unteren Dotierungsbereich erheblichen Einfluss auf die Stromverstärkung. Für höhere Dotierungen wird β von Auger-Rekombinationsprozessen dominiert und Unterschiede in der Materialqualität sind weniger sichtbar. Eine Basisdotierung zwischen $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ bei einer Schichtdicke von 100 nm, entsprechend einem Schichtwiderstand von ca. $200 \text{ } \Omega/\text{q}$, sollten Stromverstärkungen

deutlich über 100 für Material mit geringer Defektkonzentration erwarten lassen. Im Vergleich der Dotierungsmethoden sollten die mit TMG und TMAs dotierten Strukturen zu erheblich reduzierten Stromverstärkungen entsprechend den gemessenen Lebensdauern führen (Abb. 4-11). Die HBT-Ergebnisse hierzu werden in Abschnitt 5.1.1 vorgestellt.

➤ *Als Resultat der strukturellen und elektrischen Charakterisierung (Verspannung und Löcherbeweglichkeiten) lassen sich keine Präferenzen für das eine oder andere Dotierverfahren im Hinblick auf die HBT-Anwendung ableiten. Die gemessenen Minoritätsladungsträger-Eigenschaften in p-GaAs zeigen jedoch qualitative Unterschiede, die Auswirkungen auf die Transistor-Stromverstärkung erwarten lassen. Die intrinsisch mit TMG und AsH₃ C-dotierten Schichten zeigen die längsten Elektronenlebensdauern ($\tau_n > 100$ ps für $p = 4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) und entsprechend die größte Diffusionslänge ($L_n = 0.7 \mu\text{m}$). Die erhöhte Zahl an Rekombinationszentren unter Verwendung von TMAs oder CBr₄ ist mit hoher Wahrscheinlichkeit auf die unzureichende Quellenreinheit dieser Stoffe zurückzuführen. Die mit Hilfe der Messergebnisse mögliche Abschätzung der HBT-Stromverstärkung lässt Werte über 100 für Basisdotierungen von $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ($w_B = 100 \text{ nm}$) bei geringer Defektrekombination erwarten.*

4.3.4 Homogenität (4 Zoll) und Reproduzierbarkeit

Für die Epitaxie-Optimierung im verwendeten Multiwafer-Reaktor haben Fragen der Homogenität von Schichtparametern über große Waferdurchmesser (4 Zoll) und der Reproduzierbarkeit besondere Bedeutung. Ein wichtiger Teilaspekt der vorzustellenden Untersuchungen betraf die Homogenität und Reproduzierbarkeit der C-Dotierung der HBT-Basisschicht, da diese direkten Einfluss auf die Transistor-Stromverstärkung hat (Abb. 2-13, S. 29). Ein Großteil der Arbeiten hatte Verbesserungen der Schichthomogenitäten unter Nutzung der intrinsischen C-Dotierung zum Inhalt, da hier einerseits die besten Materialeigenschaften erreicht wurden und andererseits die stärksten Restriktionen in den Wachstumsbedingungen bestehen. Letzteres liegt in der beschriebenen problematischen Abhängigkeit des Dotierstoffeinbaus von der Temperatur und dem effektiven V/III-Verhältnis begründet (vgl. Abb. 4-6).

Grundsätzlich lassen sich folgende Ursachen für einen inhomogenen Dotierstoffeinbau unterscheiden:

- Der Dotand verarmt in der Gasphase in Flussrichtung, bzw. er durchläuft homogene Zerlegungsreaktionen zwischen Reaktor-Einlass und -Auslass, die nicht durch die Waferrotation ausgeglichen werden.
- Der Dotierstoffeinbau ist temperaturabhängig und das Temperaturprofil über den Suszeptor ist inhomogen.
- Der Gasfluss des Dotierstoffes ist nicht uniform.

Während die beiden letzten Punkte im wesentlichen durch Konstruktion und Geometrie des verwendeten Reaktortyps vorgegeben sind, ist die auftretende Quellenverarmung in der

Gasphase durch Flussparameter steuerbar. Der verwendete Reaktor AIX2400G3 zeichnet sich zudem, wie im Abschnitt 3.1.2 beschrieben, durch ein relativ homogenes Temperatur- und Strömungsfeld aus. Die im folgenden beschriebenen Parameter-Studien zur intrinsischen und extrinsischen Basis-Dotierungshomogenität haben eine Beeinflussung des Verarmungsprofils der Ausgangsstoffe zur Grundlage.

Die Charakterisierung erfolgte hauptsächlich mit Hilfe von HRXRD-Messungen, die eine ortsabhängige Bestimmung der C-Konzentration und Schichtdicke ermöglichen (vgl. Abschnitt 3.2.1). Die somit gegebene Separation von Dotierungs- und Wachstumsraten-Verläufen über den 4 Zoll-Wafer erleichterten das Verständnis für die dominierenden Prozesse.

Homogenität von C-Dotierung und Wachstumsrate über 4 Zoll

Zum Verständnis der für die Homogenität der intrinsischen C-Dotierung entscheidenden Abhängigkeiten wurden Dotierungsverläufe statischer und rotierender 4 Zoll-Wafer verglichen. Abb. 4-14 zeigt die mit HRXRD gemessenen relativen Änderungen der Dotierung $\Delta C/C$ und Wachstumsrate r_g über den 4 Zoll-Wafer in Gasflussrichtung.

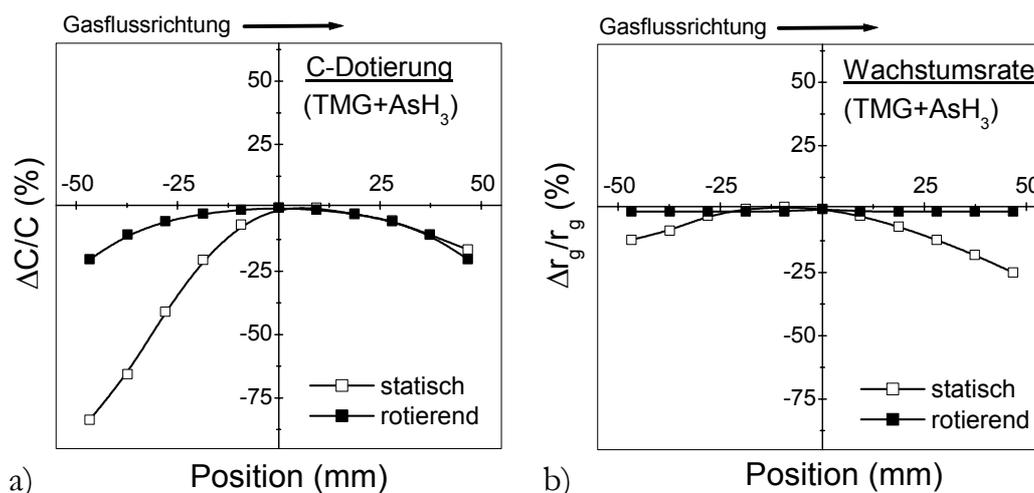


Abb. 4-14: Homogenität der C-Dotierung (a) und Wachstumsrate (b) im Vergleich statischer und rotierender 4 Zoll-Wafer für die intrinsische C-Dotierung (TMG+AsH₃). Die Wachstumsbedingungen sind: $T_g=540^\circ\text{C}$, $V/III=0.95$.

Für den Vergleich des rotierenden und statischen Wafers ist die unterschiedliche Temperaturverteilung in beiden Fällen zu berücksichtigen: Während die Temperatur des rotierenden Satelliten durch die Rotation auf dem Gaspolster weitestgehend homogenisiert wird, bildet der auf dem Suszeptor aufliegende statische Satellit die Temperaturverteilung des Suszeptors ab. Die dargestellten 4 Zoll-Verläufe von $\Delta C/C$ und r_g auf nicht-rotierendem Satellit (offene Symbole) sind somit eine Überlagerung der Temperatur- und V/III-Abhängigkeit der intrinsischen C-Dotierung.

Wie in Abb. 4-14 erkennbar, führen die Ausgangswachstumsbedingungen für eine Dotierungshöhe von ca. $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (540°C , $V/\text{III}=0.95$) zu einer relativ großen Dotierungsinhomogenität von ca. 25% im Vergleich Mitte-Rand des rotierenden Wafers. Demgegenüber ist die Wachstumsrate über den ganzen Wafer innerhalb eines 2%-Bereiches konstant. Als Ursache für den inhomogenen Dotierstoff-Einbau ist eine stark verringerte C-Dotierung im einlassseitigen Randbereich des statischen Wafers ($x = -25 \dots -50$) erkennbar. Auf der gegenüberliegenden Gasauslass-Seite des statischen Wafers steigt die C-Dotierung dagegen nicht so an, wie es für den Ausgleich des Dotierungs-Minimums auf der Einlass-Seite auf dem rotierenden Wafer notwendig wäre. Der sogar festzustellende Abfall der C-Dotierung auf der Auslass-Seite kann durch das Temperaturprofil auf dem Suszeptor bedingt sein.

Der intrinsische C-Einbau ist bei gegebener Temperatur durch das Verhältnis von Methylgruppen-Radikalen zu Arsin-Radikalen als Lieferant atomaren Wasserstoffs auf der Oberfläche limitiert. Das gefundene Dotierungsprofil des statischen Wafers kann somit dahingehend gedeutet werden, dass das effektive V/III -Verhältnis über dem Wafer in Flussrichtung abnimmt, d.h. unter den gegebenen Wachstumsbedingungen verarmt die Ver-Komponente schneller als der IIIer Ausgangsstoff. Die einlassseitige hohe Arsin-Konzentration hat eine deutlich verringerte C-Dotierung im Waferrandbereich zur Folge. Eine Verbesserung der Dotierungs-Homogenität sollte durch eine Homogenisierung des V/III -Profils über dem Satelliten möglich sein, z.B. indem das Gruppe V-Maximum aus dem Waferrandbereich herausgenommen wird.

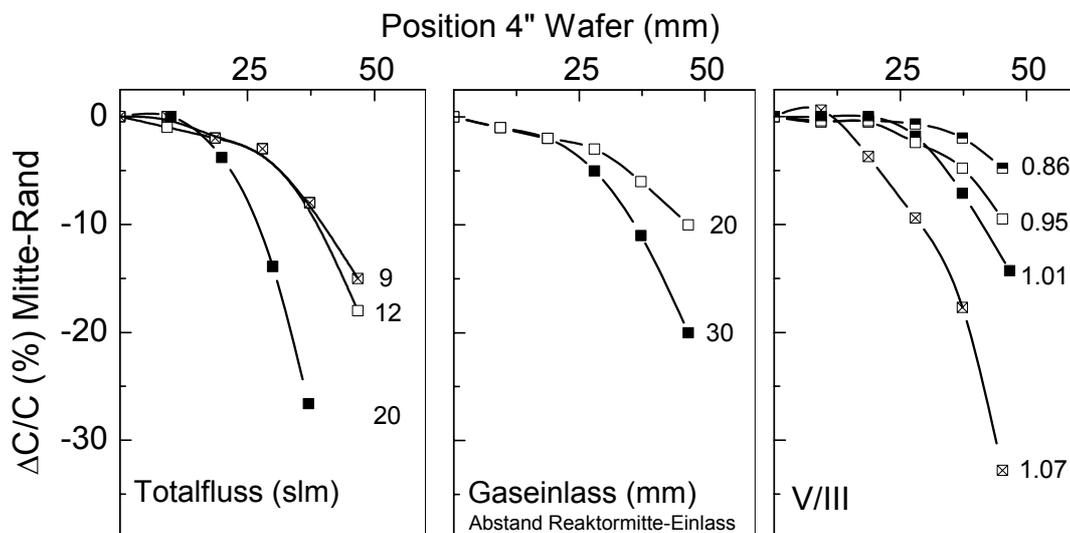


Abb. 4-15: Homogenitäten der intrinsischen C-Dotierung ($\text{TMG} + \text{AsH}_3$) rotierender 4 Zoll-Wafer im Vergleich der Parameter Totalfluss, Gaseinlass-Geometrie und V/III -Verhältnis. Das V/III -Verhältnis (rechts) wurde bei einem Totalfluss von 20 slm variiert. Mit Gaseinlass ist der radiale Abstand der Austrittsöffnungen des Quarz-Gaseinlassbauteils von der Reaktormitte bezeichnet (siehe Abb. 3-3, S. 34).

Zur Erreichung verbesserter Homogenitäten wurden **Variationen des Totalflusses, der Gaseinlass-Geometrie und des Partialdruckverhältnisses von AsH_3 zu TMG (V/III)** vorgenommen. Abb. 4-15 zeigt die relativen Änderungen der C-Dotierung im Mitte-Rand-

Vergleich rotierender 4 Zoll-Wafer. Der Parameter Totalfluss beeinflusst neben der Strömungsgeschwindigkeit und somit der Aufenthaltszeit der Quellen-Gase auch ihre Konzentrations-Verteilung im Reaktor. Die gewünschte Verbesserung der C-Dotierungshomogenität mit abnehmendem Totalfluss (Abb. 4-15 links) kann mit einer Verschiebung der Konzentrations-Maxima der Ausgangsstoffe zum Gaseinlass hin erklärt werden. Ein geänderter Abstand des Gaseinlasses von der Waferkante hat ähnlich der Änderung des Totalflusses Auswirkungen auf die Konzentrationsverteilung der Quellengase und somit von Schichthomogenitäten. Der in Abb. 4-15 (Bildmitte) dargestellte Vergleich verschiedener Durchmesser des Quarzglas-Gasinjektors zeigt eine um den Faktor 2 verbesserte Dotierungshomogenität für ein Gaseinlass mit verringertem Durchmesser.

Hinsichtlich des Gesamt-Wachstumsprozesses ist das V/III-Verhältnis der Einlass-Partialdrücke im Gegensatz zum Totalfluss eine geeignetere Größe zur Verbesserung der Dotierungshomogenität. Experimente mit Variation des V/III-Verhältnisses zeigen, dass auch bei einem Totalfluss von 20 slm deutliche Verbesserungen der Dotierungshomogenität möglich sind (Abb. 4-15, rechts). Auch hier führt die Verringerung des Einlass-V/III-Verhältnisses zu einer Verschiebung des Konzentrationsmaximums der AsH_x -Spezies in Richtung Gaseinlass und somit zu einer Homogenisierung des Verarmungsprofils. Der Vergleich dieser Abhängigkeit für verschiedene Wachstumstemperaturen und dementsprechend unterschiedliche Dotierungshöhen ist in Abb. 4-16 dargestellt. Unabhängig von der Wachstumstemperatur zeigt sich eine deutliche Verbesserung der Dotierungshomogenität mit abnehmendem V/III-Verhältnis.

Die untere Grenze bildet das für den Wachstumsprozess kritische minimale Arsin-Angebot, dessen Unterschreitung durch Morphologie-Störungen gekennzeichnet ist (vgl. Abb. 4-7, S. 59). Nichtsdestotrotz lässt sich für jede gewünschte Löcherkonzentration ein T_g -V/III-Wertepaar finden, das bei gegebener Dotierungshöhe eine sehr gute Dotierungshomogenität aufweist.

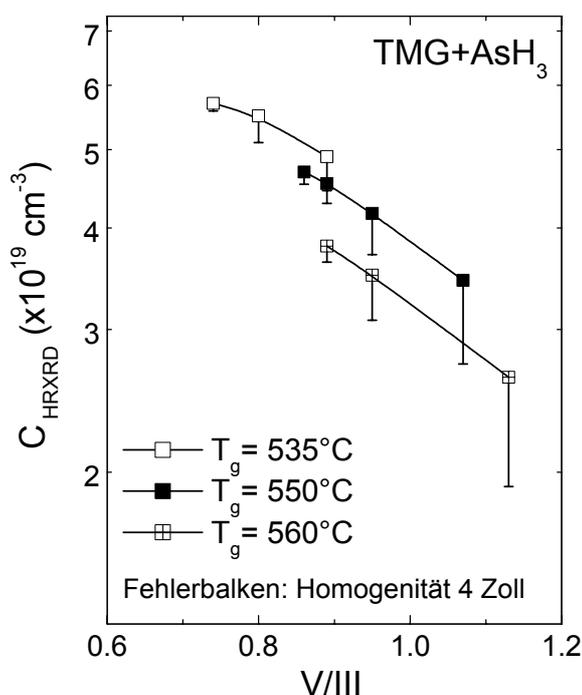
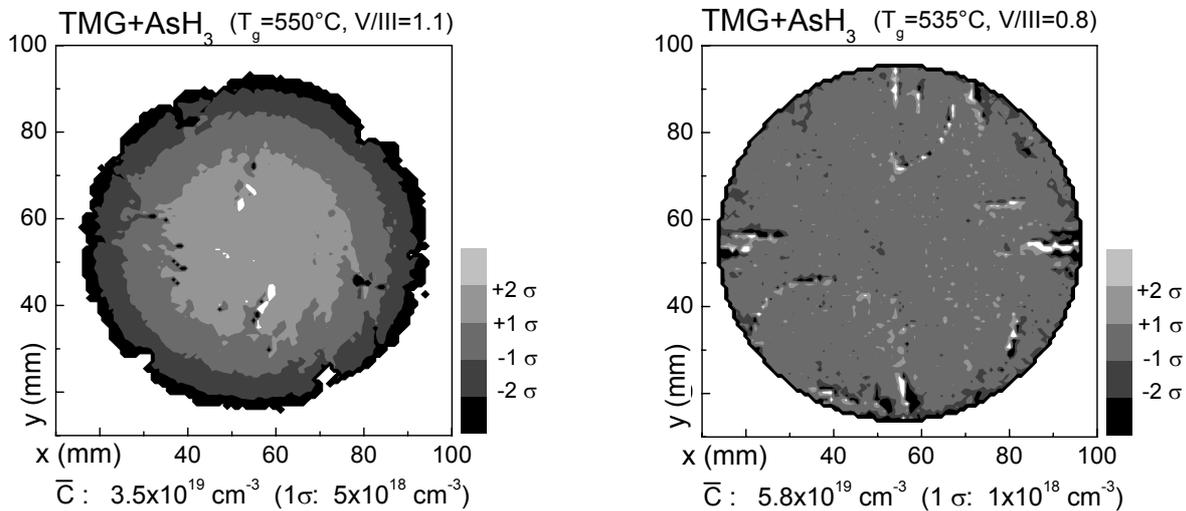


Abb. 4-16: Homogenität der intrinsischen C-Dotierung ($\text{TMG}+\text{AsH}_3$) als Funktion des V/III-Verhältnisses und der Wachstumstemperatur T_g (4 Zoll). Der Fehlerbalken gibt die C-Konzentration 4 mm vom Rand des Wafers an.

Abb. 4-17 zeigt in der Gegenüberstellung XRD-Maps von GaAs:C 4 Zoll-Wafern, bei denen die relative Änderung der C-Dotierung über den Wafer aus dem ortsabhängig bestimmten Winkelabstand von Substrat- und Schichtpeak ermittelt wurde. Beispielhaft wurden Parameterpaare



a)

b)

Abb. 4-17: 4 Zoll-Map der Gitterfehlpassung intrinsisch C-dotierter GaAs-Einzelschichten für T_g - V/III -Wertepaare, die einen inhomogenen (a) und homogenen (b) Dotierstoff-Einbau zur Folge haben. Die unregelmäßige („ausgefranzte“) Verteilung ist durch die Auswertung der stark variierenden Substrat-Peaklage- und -Intensität der verwendeten LEC-Substrate bedingt.

ausgewählt, die zu einem inhomogenen (a) und homogenen (b) C-Einbau führen. Die Dotierungshöhe ist hierbei willkürlich gewählt, durch geeignete Wahl der Wachstumsbedingungen kann eine gute Homogenität für jeden Dotierungswert eingestellt werden (vgl. Abb. 4-16).

Nachteilig an den gefundenen Abhängigkeiten ist, dass die genaue Einstellung einer Dotierung mit gleichzeitig guter 4 Zoll-Homogenität die genaue Kenntnis des betreffenden Parameterbereiches voraussetzt und hohe Anforderungen an die Reproduzierbarkeit der Reaktorbedingungen gestellt werden. Am Ende dieses Abschnittes werden Reproduzierbarkeits-Studien der intrinsischen C-Dotierung vorgestellt, die erste Rückschlüsse auf technologische Einflussfaktoren ermöglichen.

Bei der Dotierung mit einem extrinsischen Dotierstoff wird die Homogenität über den Wafer durch die Verarmung des Dotierstoffes in Flussrichtung bestimmt. Im Fall von CBr₄ hat dieser Konzentrationsgradient in Flussrichtung des Gases zwei Konsequenzen: Zum einen folgt der Kohlenstoff-Einbau der Dotierstoff-Konzentration in der Gasphase, d.h. die Kohlenstoff-Konzentration im statischen Wafer fällt nahezu graduell in Richtung Gasauslass ab (Abb. 4-18 a). Der Vergleich von statischem und rotierendem Wafer zeigt, dass die Rotation des Satelliten das Verarmungsprofil fast vollständig kompensieren kann. Die extrinsische Dotierungshomogenität von ca. 4% über den 4 Zoll-Wafer kann als ausreichend gut für die Homogenitätsanforderungen der Basisschicht angesehen werden. Zum anderen zeigt das Wachstumsratenprofil des statischen Wafers (Abb. 4-18 b)), dass die bei fast 10% liegende Rateninhomogenität

des rotierenden Wafers durch eine stark verringerte Schichtdicke auf der Einlass-Seite des statischen Wafers erklärt wird. Die hohe Konzentration reaktiver Brom-Verbindungen im Gaseinlassbereich führt offenbar zu verstärkten Ätzeffekte und der ungleichmäßigen Reduktion der Wachstumsrate. Die Homogenität des Schichtwiderstandes von ca. 10% über den 4 Zoll-Wafer der mit CBr_4 dotierten Basisschicht wird somit in erster Linie durch die inhomogene Wachstumsraten-Verteilung über den Wafer bestimmt.

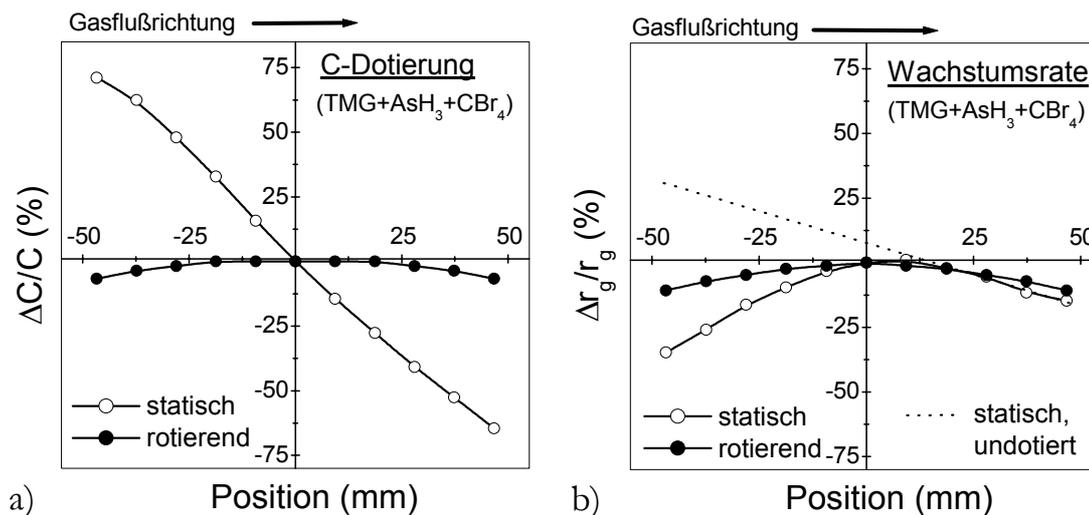


Abb. 4-18: 4 Zoll-Homogenität der C-Dotierung (a) und Wachstumsrate (b) im Vergleich statischer und rotierender Wafer für die extrinsische C-Dotierung ($\text{TMG}+\text{AsH}_3+\text{CBr}_4$). Die Wachstumsbedingungen waren 540°C Wachstumstemperatur, ein V/III-Verhältnis von 1.6 und ein CBr_4 -Partialdruck von 0.03 Pa.

Reproduzierbarkeit von Dotierung und Wachstumsrate

Die intrinsische C-Dotierung stellt aufgrund der starken Abhängigkeit des Dotierungsverhaltens von den Parametern Wachstumstemperatur und V/III-Verhältnis besondere Anforderungen an die Reproduzierbarkeit von Reaktorbedingungen. Abb. 4-19 zeigt Reproduktionstests von unter nominell identischen Wachstumsparametern hergestellten GaAs:C-Einzelschichten mit einer Dotierung von $p=4\times 10^{19}\text{ cm}^{-3}$.

Dargestellt sind die mit Hilfe von HRXRD-Messungen ermittelte C-Konzentration und Schichtdicke in der Mitte von 4 Zoll-Wafern und am Waferrand (Fehlerbalken). Während über längere Zeiträume relativ starke Schwankungen in der Dotierungshöhe (ca. 8%) zu erkennen sind, weisen dichter aufeinanderfolgende Versuche (z.B. Runs 838...855) eine gute Reproduzierbarkeit auf. Die erhöhten Abweichungen über längere Zeiträume konnte mit dem Ein- und Ausbau des Gaseinlass-Bauteiles korreliert werden, der zu Wartungszwecken in regelmäßigen Abständen erfolgt (Pfeile in Abb. 4-19). Die über längere Zeiträume zunehmenden parasitären Abscheidungen an der Quarzdecke und dem Quarz-Gaseinlass machen den Einbau sauberer Quarzteile in regelmäßigen Abständen notwendig.

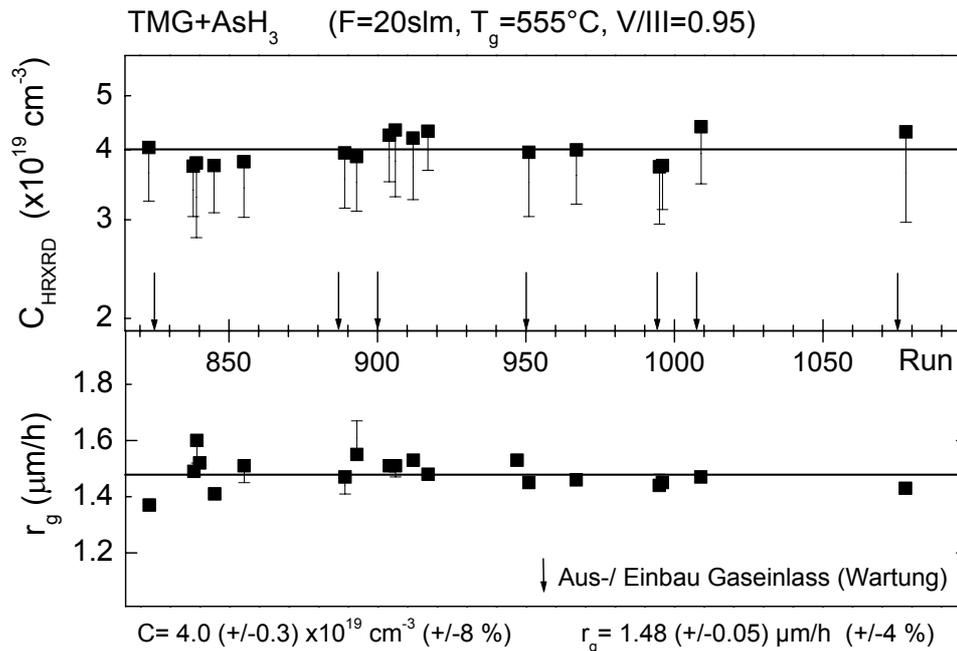


Abb. 4-19: Reproduzierbarkeit der intrinsischen C-Dotierung (TMG+AsH₃) und Wachstumsrate r_g . Die relativ hohe Schwankung in der Dotierungshöhe kann mit mechanischen Toleranzen beim Ein- und Ausbau des Quarz-Einlassteiles korreliert werden (Pfeile). Die Fehlerbalken geben die Homogenität über den 4 Zoll-Wafer an.

Die Schwankungen der intrinsischen Dotierungshöhe sind mit hoher Wahrscheinlichkeit auf mechanische **Toleranzen beim Einbau des Gaseinlass-Bauteiles** zurückzuführen, die zu lokalen Änderungen im Gasgemisch führen können (vergleiche auch Abschnitt 3.1.2). Eine Verbesserung der Reproduktionsverhältnisse ist somit an konstruktive Veränderungen im Gaseinlassbereich gekoppelt, die nicht im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt werden konnten. Eine wichtige Schlussfolgerung war somit, dass nach Wartungseingriffen im Gaseinlass-Bereich die Basisdotierung durch geeignete Tests zu überprüfen und ggf. zu korrigieren ist. Ein wichtiger Bauelemente-Parameter des HBT ist der Basisschichtwiderstand R_{SB} , der mit einer hohen Reproduzierbarkeit einzustellen ist. Die relativen Änderungen von R_{SB} als Summe der [C]- und r_g -Toleranzen liegen innerhalb eines Wartungsintervalls (vgl. Runs 900-920 in Abb. 4-19) bei kleiner 5% innerhalb gegebener Spezifikationen.

Als sehr gut hat sich die Wafer-zu-Wafer-Reproduzierbarkeit der intrinsischen C-Dotierung innerhalb eines Runs erwiesen. Sowohl die Änderungen des Absolutwertes als auch der Homogenität über den 4 Zoll-Wafer liegen bei kleiner 2%.

➤ Die Dotierungshomogenität bei der intrinsischen C-Dotierung wird durch das Verarmungsprofil der Gruppe III- und Gruppe V-Ausgangsstoffe in Gasflussrichtung bestimmt. Die Homogenität verbessert sich bei Verringerung des V/III-Verhältnisses, des Totalflusses und des Durchmessers des Gasinjektors. Die Homogenität des für das Transistor-Verhalten wichtigen Basisschichtwiderstandes liegt für optimierte Dotierungshomogenitäten bei besser 5% und kann als ausreichend angesehen werden.

Die extrinsische Dotierung mit CBr_4 zeichnet sich durch eine sehr gute Dotierungshomogenität aus, wobei die Schichtdickenhomogenität aufgrund eines inhomogenen Ätzprofils reaktiver Brom-Verbindungen schlechter als bei der intrinsischen Dotierung ist. Die Reproduzierbarkeit der intrinsischen Dotierung wird im wesentlichen durch mechanische Toleranzen beim wartungsbedingten Aus- und Einbau des Gaseinlass-Bauteiles bestimmt. Die Reproduzierbarkeit des Basisschichtwiderstandes liegt innerhalb eines Wartungsintervalles für alle Dotierungsverfahren bei besser 5% im Bereich gegebener Spezifikationen.

4.3.5 Akzeptor-Passivierung durch Wasserstoff

Wasserstoff spielt im MOVPE-Wachstumsprozess eine wichtige Rolle bei den Transportprozessen, bei der Zerlegung der Quellenmoleküle und bei den Wachstumsprozessen selbst. Die starke Abhängigkeit des Kohlenstoff-Einbaus in GaAs vom AsH_3 -Partialdruck (siehe Abschnitt 4.3.1) zeigte, dass im wesentlichen die heterogene Zerlegung von AsH_3 Quelle atomaren Wasserstoffs darstellt. Die als Trägergas verwendete molekulare Variante H_2 bestimmt hingegen im wesentlichen die Strömungs-, Druck- und Transportverhältnisse im Reaktor und führt nicht zum Einbau atomaren Wasserstoffs.

Der unerwünschte Einbau von Wasserstoff in die Epitaxie-Schichten resultiert in einer Passivierung von Dotieratomen [118]. Die dadurch bedingte unvollständige elektrische Aktivität des Dotanden ist in der Regel für Bauelemente-Anwendungen unerwünscht. Im speziellen Fall der HBT-Basis hat eine teilweise C-Passivierung über die Erhöhung des Basisschichtwiderstandes direkten Einfluss auf das Bauelemente-Verhalten. Darüberhinaus führt die berichtete Aktivierung von Akzeptoren durch Minoritätsträger-Injektion [48] zu einer unerwünschten Variation der Stromverstärkung zu Beginn des Transistorbetriebes (vgl. Abschnitt 5.3.2).

In der Literatur ebenso diskutierte Aspekte sind, ob und in welchem Maße Wasserstoff selbst als Rekombinationszentrum wirkt [63] oder ob er zusätzlich elektrisch aktive Defekte im Halbleiterkristall passiviert, so dass eine gezielte H-Verunreinigung auch zur Verbesserung von Materialeigenschaften eingesetzt werden kann [20]. Diese und andere Fragen werden ausführlicher im Abschnitt 1.1 im Zusammenhang mit dem Degradationsverhalten von HBTs diskutiert.

Die in diesem und im nächsten Abschnitt vorzustellenden Untersuchungen zum H-Einbau in die HBT-Basis wurden durch die beschriebenen Fragestellungen motiviert. Bei den Experimenten standen folgende Punkte im Vordergrund:

- In welcher Höhe und zu welchem Zeitpunkt wird Wasserstoff in GaAs:C eingebaut; was sind die Abhängigkeiten von der Dotierungshöhe und den Wachstumsbedingungen?
- Existieren geeignete Temperbedingungen für eine ex-situ Ausdiffusion des Wasserstoffs?
- Lassen sich geeignete Wachstumsbedingungen finden, die zu einem verringerten Wasserstoff-Eintrag in die Basisschicht führen?

Erstes Ziel der Untersuchungen war die Klärung der Frage in welchem Wachstumsschritt und in welcher Höhe Wasserstoff in die GaAs:C-Basis eingebaut wird. Abb. 4-20 a) zeigt SIMS-Tiefenprofile der C- und H-Konzentration im Vergleich intrinsisch dotierter GaAs:C-Einzel-

schichten sowie von Basistetstrukturen, bei denen im Anschluss an die GaAs:C-Basisschicht die Emitter- und Kontaktschicht gewachsen wurden.

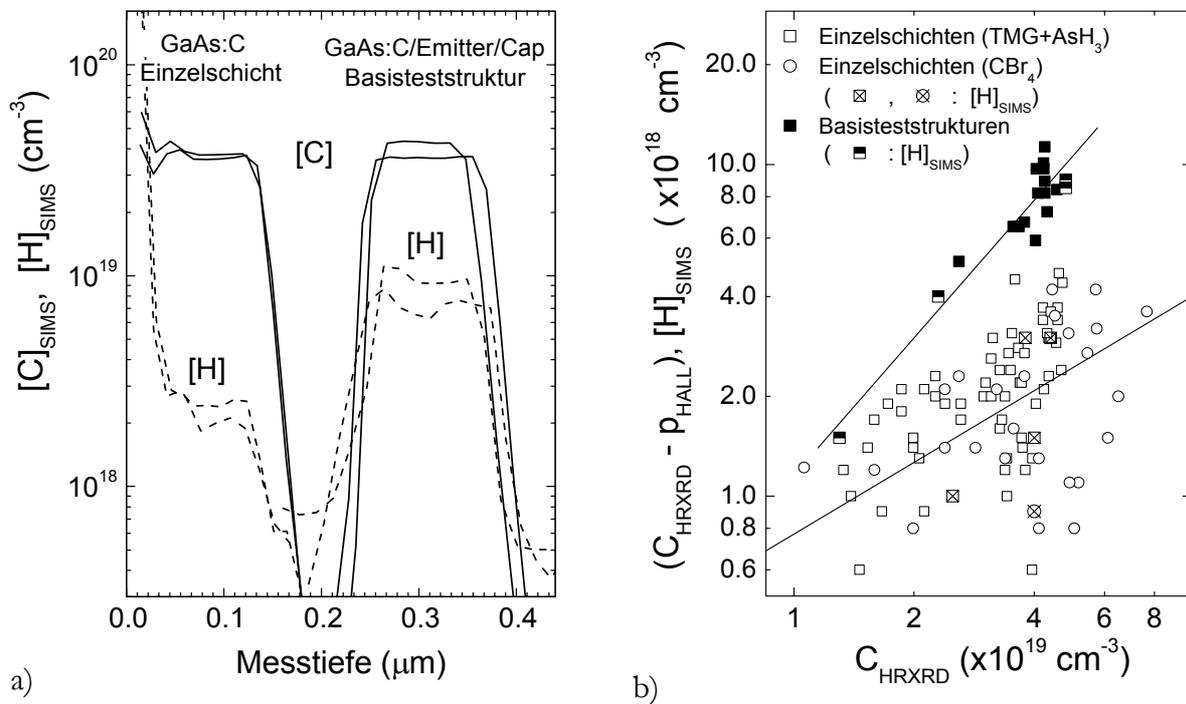


Abb. 4-20: a) SIMS-Tiefenprofile der C- und H-Konzentration in GaAs:C-Einzelschichten und Basistetstrukturen bei jeweils gleichen Wachstumsbedingungen der intrinsische C-Dotierung mit TMG und AsH₃. In der Basistetstruktur wird im Anschluss an die Basis die Emitter- und Kontaktschicht-Sequenz gewachsen (vgl. Abb. 4-23). b) Differenz der Kohlenstoff- und Löcherkonzentration als Funktion der C-Konzentration für GaAs:C-Einzelschichten und Basistetstrukturen im Vergleich mit gemessenen H-Konzentrationen (SIMS).

Die Wachstumsbedingungen der GaAs:C-Schichten und die Abkühlbedingungen nach dem Wachstum unterscheiden sich in beiden Strukturen nicht. Die Abkühlung nach dem Wachstum erfolgte in reiner N₂-Atmosphäre, da vorangegangene Experimente ergaben, dass insbesondere eine Abkühlung unter AsH₃ zu einer signifikanten H-Eindiffusion in die HBT-Struktur führt [131].

Die SIMS-Messungen zeigen einen deutlichen höheren H-Gehalt in den Basistetstrukturen bei vergleichbarem C-Gehalt, was auf eine **H-Eindiffusion während des Wachstums nach der Basisschicht** schließen lässt. Der Anteil des während des Basiswachstums selbst eingebauten Wasserstoffs ist mit ca. $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ bis $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ im Vergleich mit dem eindiffundierten Anteil (ca. $8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) deutlich geringer. Abb. 4-20 b) zeigt den Anteil des elektrisch inaktiven Kohlenstoffs für GaAs:C-Einzelschichten und Basistetstrukturen, dargestellt als Differenz der C-Konzentration und Löcherkonzentration in Abhängigkeit der C-Konzentration. Zusätzlich sind mit SIMS gemessene H-Konzentrationen eingezeichnet (halbvolle Symbole). Bei der C-Bestimmung wurde die geringe Änderung der Gitterverspannung infolge des H-Gehaltes vernachlässigt: Die Änderung der Gitterkonstante in GaAs:C infolge H-Einbau wurde von WATANABE et al. zu $2.5 \times 10^{-4} \text{ nm}$ je $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ H-Atome in GaAs:C bestimmt [151], so dass bei H-Konzentrationen bis $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ der Fehler in der C-Bestimmung kleiner 5% ist.

Der Vergleich der Hall-, HRXRD- und SIMS-Messungen zeigt, dass die unterschiedliche elektrische Aktivität des Kohlenstoffs auf verschiedene H-Konzentrationen in Abhängigkeit der Schichtstruktur und des C-Gehaltes zurückzuführen ist. Die Ergebnisse deuten darauf hin, dass der gesamte eingebaute Wasserstoff zur Passivierung der Akzeptoren beiträgt. Trotz der in Abb. 4-20 b) zu erkennenden erheblichen Streubreite der Daten kann eine in etwa lineare Zunahme des H-Gehaltes mit der C-Konzentration abgeschätzt werden. Der zu definierende **Passivierungsgrad $[H]/[C]$** ist somit im wesentlichen von der Struktur abhängig: Während bei einer Dotierung von $p=3\times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ die Einzelschichten Passivierungsgrade von etwa $[H]/[C]=0.05$ unabhängig vom Dotierungsverfahren aufweisen (Abb. 4-20 b), sind die Basisschichten bis zu 25% passiviert ($[H]/[C]=0.2 \dots 0.25$). Der verglichen mit Einzelschichten deutlich erhöhte Passivierungsgrad der vergrabenen Basisschichten führt insbesondere dazu, dass zur Einstellung eines spezifizierten Basisschichtwiderstandes die Überprüfung der C-Dotierung anhand von Einzelschichten unzureichend ist. Die im Zusammenhang mit Untersuchungen zur Reproduzierbarkeit der intrinsischen C-Dotierung vorgestellte Teststruktur (Abb. 4-23) berücksichtigt die Akzeptorpassivierung in den sich an die Basis anschließenden Wachstumsschritten.

Der eingebaute Wasserstoff führt zur Passivierung der C-Akzeptoren durch Bildung von elektrisch neutralen $(C_{As}-H)^0$ -Komplexen. Ein direkter Nachweis der C-H-Komplexe ist mit Hilfe der Infrarot-Spektroskopie möglich, da die lokalisierten Schwingungsmoden der C-H-Zentren charakteristische Absorptionsbanden im IR-Spektrum hervorrufen [129].

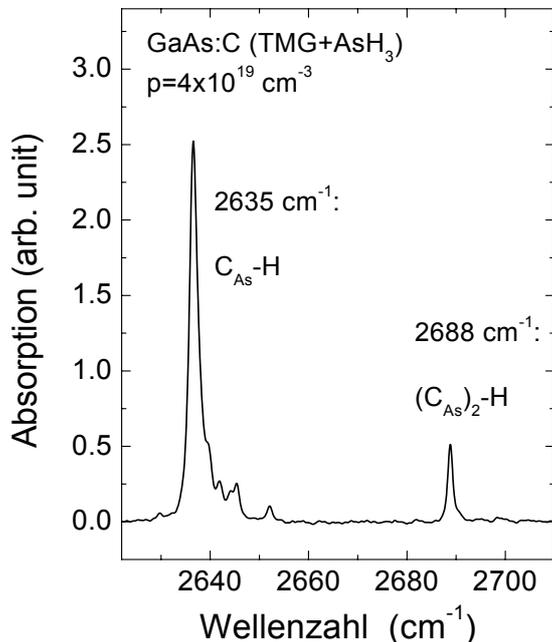


Abb. 4-21: IR-Absorptionsspektrum einer intrinsisch C-dotierten GaAs-Einzelschicht mit einer Schichtdicke von ca. $1.8 \mu\text{m}$ und einer Löcherkonzentration von ca. $4\times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Abb. 4-21 zeigt das 77K-Absorptionsspektrum¹ einer intrinsisch mit TMG und AsH_3 dotierten GaAs:C-Schicht, die nach SIMS-Messungen einen mittleren H-Gehalt von $7\times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ aufweist.

¹ Die Messungen wurden mit einem FTIR-Spektrometer BRUKER IFS 66v (spektrale Auflösung: 0.5 cm^{-1}) bei der Fa. Freiburger Compound Materials GmbH durchgeführt.

Das Spektrum zeigt im wesentlichen zwei Absorptionsbanden bei ca. 2635 cm^{-1} und 2688 cm^{-1} . Beide Banden konnten im Rahmen experimenteller und theoretischer Arbeiten Komplexen aus Kohlenstoff und Wasserstoff zugeschrieben werden, die Absorption bei 2635 cm^{-1} dem C-H-Komplex [35, 32] und der Peak bei 2688 cm^{-1} einem $\text{C}_2\text{-H}$ -Zentrum [53, 32].

Die Modellvorstellung des letztgenannten Defektes besteht in einem Paar substitutioneller C_{As} -Atome, wobei eines durch ein H-Atom passiviert wird [32]. Die geringere Intensität der 2688-cm^{-1} -Absorption folgt einer von der C-Konzentration abhängigen Zahl statistisch vorhandener $(\text{C}_{\text{As}}\text{H})\text{-C}_{\text{As}}$ -Paare. CLERJAUD et al. [35] konnten im Zusammenhang mit IR-Absorptionsmessungen an n- und p-dotiertem GaAs zudem die Notwendigkeit eines positiven Ladungszustandes von Wasserstoff (H^+) in p-GaAs für die Bildung von C-H-Komplexen zeigen. Die elektronische Lage des H^+ -Donators wurde mit $E_V+0.5\text{ eV}$ angegeben.

Der **Zeitpunkt der H-Eindiffusion** während des Wachstums der Schichtstruktur konnte durch SIMS-Messungen an Teststrukturen ermittelt werden, die nach verschiedenen Schritten des Wachstums nach der Basis abgebrochen wurden. Abb. 4-22 zeigt die C- und H-Konzentration in der GaAs:C-Basisschicht u.a. direkt nach dem Basiswachstum, nach dem Emitterwachstum und der GaAs:Si-Ballastschicht.

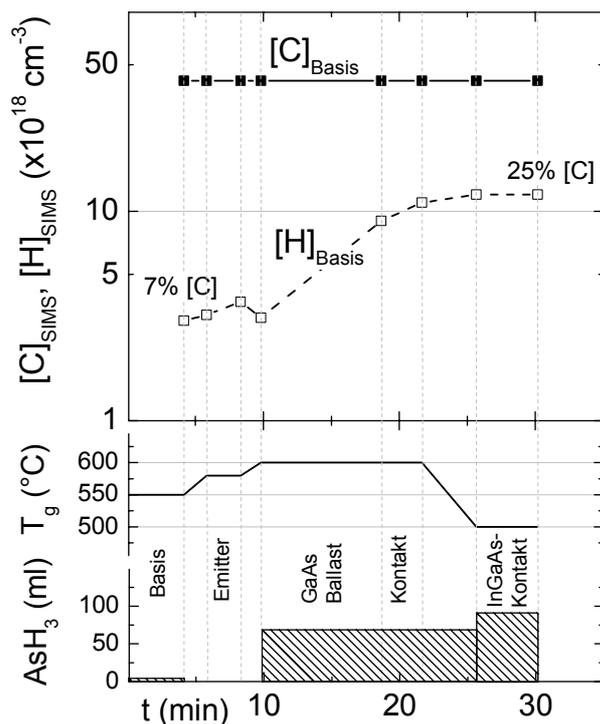


Abb. 4-22: SIMS-Messungen der C- und H-Konzentration in der GaAs:C-Basisschicht zu verschiedenen Zeitpunkten des Wachstums der Basis/Emitter/Ballast/Kontaktschicht-Sequenz. In der unteren Bildhälfte sind zusätzlich die Wachstumstemperatur und der AsH_3 -Fluss für die einzelnen Schichten aufgetragen.

Es ist festzustellen, dass der Haupteintrag des Wasserstoffs während des Wachstums der ersten GaAs-Schicht mit signifikantem AsH_3 -Partialdruck im Reaktor erfolgt. Hiermit ist das Gruppe V-Hydrid eindeutig als dominierende Quelle des eindiffundierenden Wasserstoffs identifiziert. Ein weiteres wichtiges Resultat ist, dass während des GaInP-Emitterwachstums nur eine sehr geringe H-Erhöhung zu verzeichnen ist. Dies deutet darauf hin, dass der alternative P-Precursor TBP keine effiziente Quelle atomaren Wasserstoffs darstellt. Bemerkenswert ist zudem, dass

während des Niedrigtemperaturwachstums der InGaAs-Capschicht trotz des hohen AsH_3 -Angebotes keine weitere H-Eindiffusion stattfindet.

Für eine **reproduzierbare Einstellung des Basisschichtwiderstandes** nach Wartungseingriffen im Gaseinlassbereich wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Teststruktur entwickelt, die eine schnelle und genaue Bestimmung der Basis-Materialeigenschaften Schichtwiderstand, Löcherkonzentration und Schichtdicke im 4 Zoll-Wafermaßstab gestattet. Ziel war eine möglichst nah an der HBT-Schichtfolge liegende Teststruktur, die trotzdem eine möglichst einfache Anwendbarkeit der jeweiligen Charakterisierungsverfahren erlaubt. Im Unterschied zur kompletten HBT-Schichtfolge sind die Dotierung und zusätzliche verspannungsinduzierende Schichten unterhalb der Basis wegzulassen, um Hall- und HRXRD-Messungen zu ermöglichen. Die Wachstumsfolge entspricht im Anschluss an die Basisschicht der HBT-Emitter- und Kontakt-Struktur, um die Änderung der freien Löcherkonzentration durch H-Eindiffusion während nachfolgender Wachstumsschritte zu berücksichtigen. Für die Analytik wurde die Basis durch selektives nasschemisches Ätzen freigelegt (Abb. 4-23). Reproduktionsergebnisse des HBT-Basisschichtwiderstandes werden in Kapitel 5.1.2 vorgestellt.

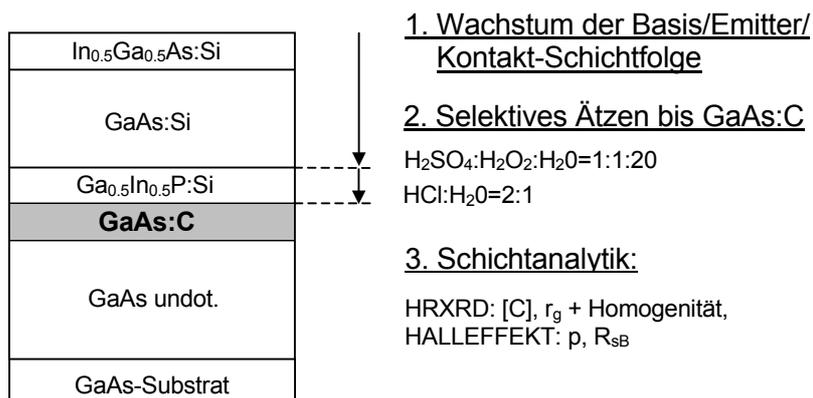


Abb. 4-23: Schichtstruktur und Analytikreihenfolge bei der bauelementenahen Charakterisierung der HBT-Basisschicht.

➤ Eine Eindiffusion von Wasserstoff während der Basisschicht nachfolgender Wachstumsschritte stellt die Hauptquelle der gemessenen H-Konzentration in der Basis dar. Der H-Einbau führt zur Passivierung der Kohlenstoff-Akzeptoren durch Bildung neutraler C-H-Komplexe. Der Passivierungsgrad $[H]/[C]$ ist von der p-Dotierungshöhe und der Epitaxiestructur abhängig. Für die reproduzierbare Einstellung des oft spezifizierten Basisschichtwiderstandes wurde eine Basisteststruktur entwickelt, die die teilweise Passivierung der C-Akzeptoren infolge der H-Eindiffusion berücksichtigt.

4.3.6 Minimierung des H-Einbaus in GaAs:C

Zur Reduktion des H-Gehaltes in der Basisschicht kann entweder die Eindiffusion von H in die GaAs:C-Basis minimiert werden oder eine Ausdiffusion durch geeignete Temperschritte

entwickelt werden. Zunächst wurden Versuche zur thermischen H-Ausdiffusion im Anschluss an das Wachstum der Kompletstruktur durchgeführt. Hierbei war zu klären, bei welchen Temperaturen die Ausdiffusion erfolgt und ob die Temperatur ggf. Einfluss auf weitere Materialeigenschaften hat.

Thermische H-Ausdiffusion aus GaAs:C

Temper-Experimente an GaAs:C-Einzelschichten zeigen, dass die H-Ausdiffusion eine Funktion der Temperatur und der Temperzeit ist, entsprechend der Bindungsenergie und Diffusionsrate von Wasserstoff in GaAs:C. Theoretische und experimentelle Arbeiten zeigen, dass H auf einem bindungs-zentrierten Platz zwischen einem C-Akzeptor C_{As} und einem Ga-Nachbaratom eingebaut wird [118]. Die Dissoziationsenergie des C-H-Komplexes in p-GaAs wurde von PEARTON et al. mit 1.35 eV angegeben [114].

Abb. 4-24 a) zeigt, dass für eine nahezu vollständige H-Ausdiffusion aus einer GaAs:C-Einzelschicht ein 30-minütiger Tempersschritt bei ca. 500°C ausreichend ist.

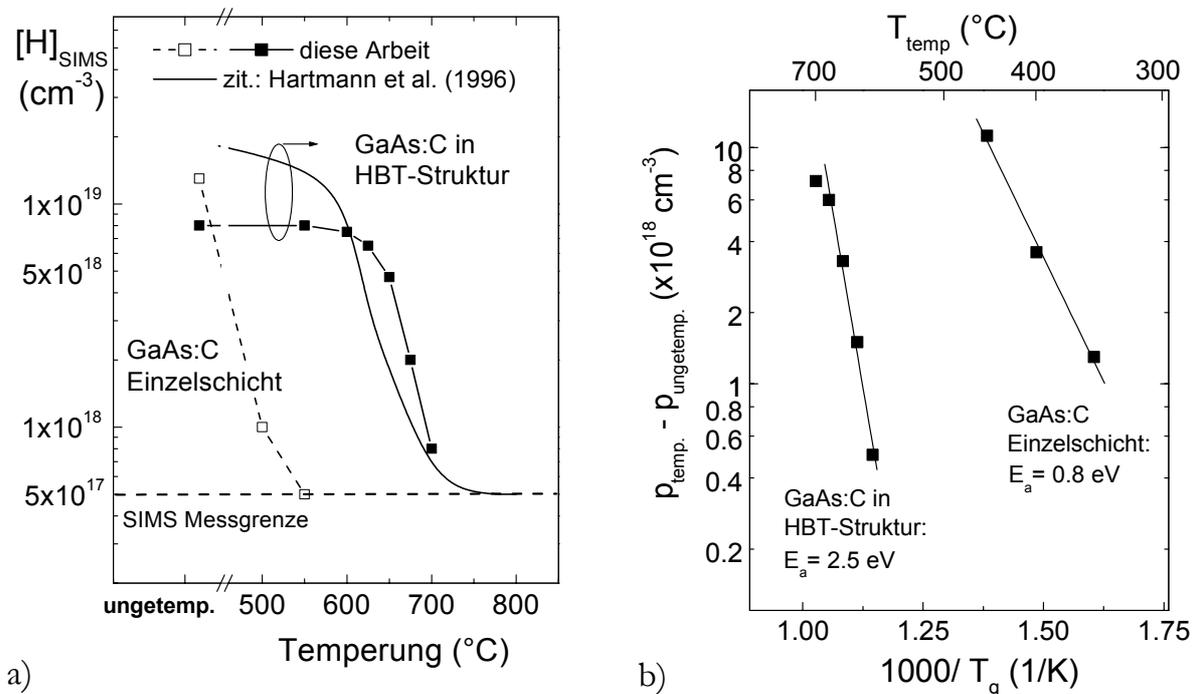


Abb. 4-24: a) Vergleich der mit SIMS-Messungen ermittelten Wasserstoff-Konzentration in GaAs:C als Funktion der Temper-Temperatur in einer Einzelschicht und einer HBT-Struktur (Zitat: [58]). b) Arrhenius-Diagramm der H-Ausdiffusion von H aus GaAs:C-Einzelschichten und HBT-Basis-schichten vergleichbarer Dotierung und H-Konzentration. Die Temperzeit betrug jeweils 30 Minuten. Der hohe H-Gehalt der ungetemperten Einzelschicht wurde für dieses Experiment durch Abkühlung in einer H₂-AsH₃-Atmosphäre erzeugt.

Bei gleicher Temperatur zeigen jedoch die in der HBT-Struktur vergrabenen Basisschichten keine Änderung im H-Gehalt, ähnlich der von HARTMANN et al. berichteten Temperaturabhängigkeit [58]. Offensichtlich stellen die hier vorhandenen n-dotierten Emitter- und Kontaktschichten oberhalb der Basisschicht Barrieren für den ausdiffundierenden

Wasserstoff dar. Die Blockadewirkung n-dotierter Schichten als Folge einer Coulomb-Wechselwirkung von H^+ -Ionen mit den ionisierten Donatorrümpfen D^+ ist ein weiteres Indiz für den positiven Ladungszustand des diffundierenden Wasserstoffs. TAVENDALE et al. wies die Existenz positiv geladener H^+ -Ionen in p-GaAs anhand von Diffusionsprofilen in Diodenstrukturen nach [140].

Die festgestellte strukturabhängige Akzeptor-Aktivierung wurde desweiteren durch Vergleich von Hallmessungen getemperter und ungetemperter Proben im Temperaturbereich 350°C bis 700°C untersucht (Arrhenius-Diagramm: Abb. 4-24 b)). Während für die H-Ausdiffusion aus einer Einzelschicht eine niedrige Aktivierungsenergie von ca. 0.8 eV ermittelt wurde, führt die Blockade-Wirkung der HBT-Emitter- und Kontaktschicht-Sequenz in etwa zu einer Verdreifachung der Aktivierungsenergie ($E_a=2.5$ eV). Die Einzelschicht-Aktivierungsenergie von ca. 0.8 eV liegt deutlich unter veröffentlichten Werten einer rein thermischen C-H-Dissoziation in niedrig p-dotiertem GaAs [114]. Ein Grund hierfür könnte die in diesem Fall deutlich höhere Akzeptorkonzentration und eine damit verbundene Beeinflussung der Dissoziations- und Diffusionsprozesse in p^+ -GaAs sein. Vergleichbar ist die hier ermittelte C-Aktivierungs-Energie mit von BREUER et al. veröffentlichten Werten einer C-H-Dissoziation unter Elektronenbeteiligung ($E_a=0.9$ eV) [24]. Die Höhe der strukturabhängigen Blockade-Wirkung des ca. 300 nm dicken n-dotierten Basis-Überbaus ist plausibel im Vergleich mit den von ITO et al. veröffentlichten Aktivierungsenergien von 1.7 eV und 2.1 eV für 20 nm und 40 nm dünne n-InP-Barrieren [68].

Im Hinblick auf die notwendigen hohen Temperaturen zur Ausdiffusion von Wasserstoff aus der HBT-Basis wurden Experimente zur **thermischen Stabilität von GaAs:C-Materialeigenschaften** durchgeführt. Zunächst wurden strukturelle und elektrische Eigenschaften C-dotierter GaAs-Einzelschichten bei Anwendung von Hochtemperatur-Temperungen untersucht. Dazu wurden intrinsisch und extrinsisch dotierte Einzelschichten ($p=4...6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) bei 720°C für 15' bei AsH_3 -Gegendruck getempert.

Wie in Abb. 4-25 dargestellt, führen die Temperungen zu keiner Änderung der Löcherkonzentration, der Löcher-Beweglichkeit oder Gitterverspannung innerhalb der jeweiligen Messgenauigkeiten. Die Stabilität der Löcherkonzentration nach dem Temperprozess bestätigt den mit SIMS-Messungen nachgewiesenen geringen Wasserstoff-Passivierungsgrad der GaAs:C-Einzelschichten von ca. 5%. Die unveränderte Gitterfehlpassung auch der hoch dotierten Schichten mit $p > 6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ zeigt, dass die Temperung keine signifikanten Einbau-Veränderungen von C_{As} auf z.B. Zwischengitterplätze zur Folge hat. Hochauflösende TEM-Messungen zeigten zudem keine signifikanten Unterschiede in der Mikrostruktur getemperter und ungetemperter GaAs:C-Proben. Änderungen in der Löcherkonzentration und Beweglichkeit hoch C-dotierter GaAs-Schichten bei vergleichbaren Temperbedingungen wurden von verschiedenen Arbeitsgruppen unter Nutzung verschiedener Epitaxieverfahren berichtet [49, 58, 105, 107]. Die von FUSHIMI und WADA festgestellte gleichzeitige Abnahme von p und μ_p mit der Temperung wurde der kompensierenden Wirkung thermisch aktivierter Donatoren zugeschrieben, wie z.B. dem Wechsel von Kohlenstoff von Gitter- auf Zwischengitterplätze [49]. Die thermisch induzierte Entstehung von C-C Kohlenstoff-Komplexen im Zusammenhang mit dem Verlust an C-Akzeptoren wurde von WAGNER et al. [146] mit Hilfe von Raman-Messungen abgeleitet. Im Hinblick auf diese Resultate kann die hier

gefundene thermische Stabilität struktureller und elektrischer Eigenschaften als Indikator für eine trotz der hohen Dotierung guten Materialqualität angesehen werden.

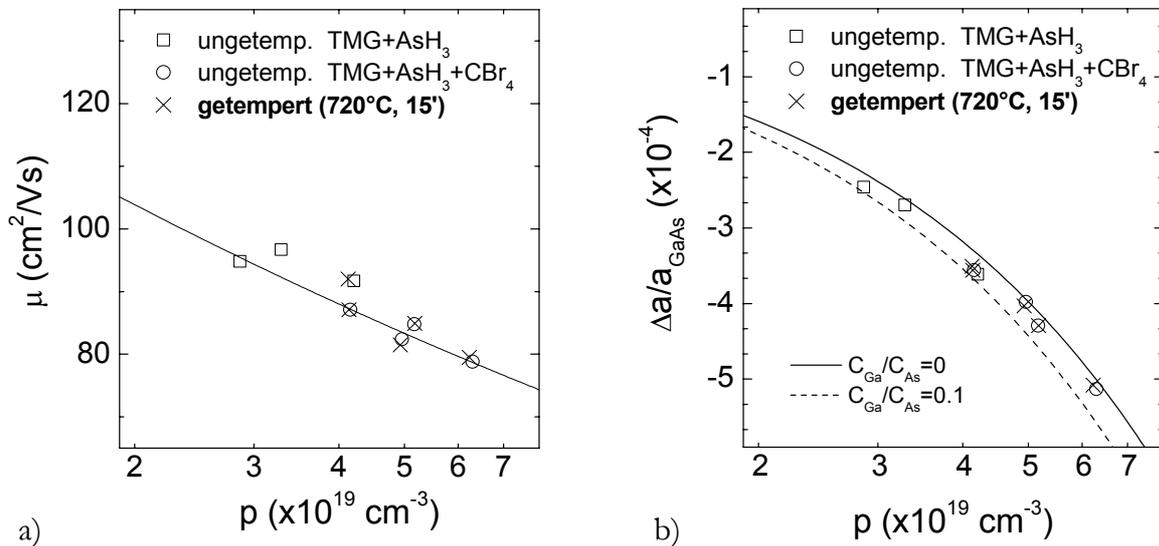


Abb. 4-25: Vergleich der Löcherbeweglichkeiten (a) und der Gitterfehlpassung (b) für verschiedene Dotierungen ungetemperter und getemperter GaAs:C Einzelschichten. Die Temperung bei 720°C für 15' erfolgte unter einem leichten AsH₃-Gegendruck zur Stabilisierung der Kristalloberfläche.

Zur bauelementenahen Charakterisierung wurde desweiteren der **Einfluss von Hochtemperatur-Temperungen auf Minoritätsträger-Eigenschaften** untersucht [27]. Hierzu wurden neben der rein qualitativen Untersuchung der Lumineszenz-Eigenschaften von GaAs:C-Einzelschichten, Minoritätsträger-Lebensdauern und Diffusionslängen im Vergleich ungetemperter und getemperter Teststrukturen verglichen. Abb. 4-26 a) zeigt die Änderung der Kathodolumineszenz-Intensität einer intrinsisch C-dotierten GaAs-Probe für Temperungen im Bereich 500°C bis 650°C. Die Fehlerangabe ergibt sich aus der Mittelung über verschiedene Scanbereiche und Probenstücke. Festzustellen ist, dass Temperungen oberhalb 550°C zu einer signifikanten Abnahme der Lumineszenz-Intensität führen, mit einer ungefähren Halbierung der Ausgangs-Intensität bei einer Temperatur von 600°C. Der Temperprozess führt offenbar zur Entstehung nichtstrahlender Rekombinationszentren in GaAs:C, die eine Reduktion des Anteils strahlender Rekombination zur Folge hat.

Dieses Ergebnis wird bestätigt durch die Messung der Überschussträger-Lebensdauer als Funktion der Dotierung im Vergleich verschiedener Temper-Temperaturen (Abb. 4-26 b). Die gemessene Volumenlebensdauer der Elektronen in GaAs:C verringert sich mit zunehmender Temperatur während des Temperns mit quantitativen Unterschieden in Abhängigkeit der Dotierungshöhe und Methode. Im Vergleich der intrinsisch dotierten Strukturen zeigt sich, dass die Temperatur, bei der die Material-Degradation beginnt, mit zunehmender Dotierungshöhe abnimmt: GaAs:C mit einer Dotierungshöhe von 1×10^{19} cm⁻³ zeigt eine relativ stabile Lebensdauer ($\tau_n \approx 1.5$ ns) bis ca. 650°C, wobei eine Löcherkonzentration von 5×10^{19} cm⁻³ bei

der gleichen Temperatur bereits zu einer τ -Verringerung von ca. 60% führt. Die Entstehung der nichtstrahlenden Rekombinationszentren ist somit eine Funktion der Kohlenstoff-Konzentration, was darauf hindeutet, dass die gemessene thermische Instabilität durch mikroskopische, C-korrelierte Punktdefekte verursacht wird. In der Literatur werden thermische Instabilitäten von Rekombinations-Eigenschaften hoch p-dotierter Schichten u.a. der Entstehung von Kohlenstoff-Komplexen auf Zwischengitterplätzen $((2C_i)^+)$ oder im Zusammenspiel mit As-Vakanzen $((V_{As}C_{As})^0)$ angerechnet [49]. Da sich die C-H-Dissoziation bereits bei tieferen Temperaturen nachweisen lässt (Abb. 4-24 a), kommen die H^+ -Ionen selbst nicht als Rekombinationszentren und Verursacher der gefundenen thermischen Instabilität in Betracht. In Abb. 4-26 b) sind darüberhinaus Unterschiede in der thermischen Stabilität im Vergleich der Dotierungsmethoden erkennbar. Bei einer um ca. 40% verringerten Ausgangs-Lebensdauer der ungetemperten extrinsisch dotierten Probe ($\tau_n \approx 75$ ps) führt ein Tempern bei 670°C zu einer weniger starken Abnahme der Lebensdauer als in der intrinsisch dotierten Struktur. Über die Ursache dieser Abhängigkeit von den Dotierbedingungen kann nur spekuliert werden. Möglicherweise führen die bereits in höherer Zahl vorhandenen Defekte im ungetemperten extrinsisch dotierten Material zu Veränderungen im Entstehungsprozess weiterer Rekombinationszentren.

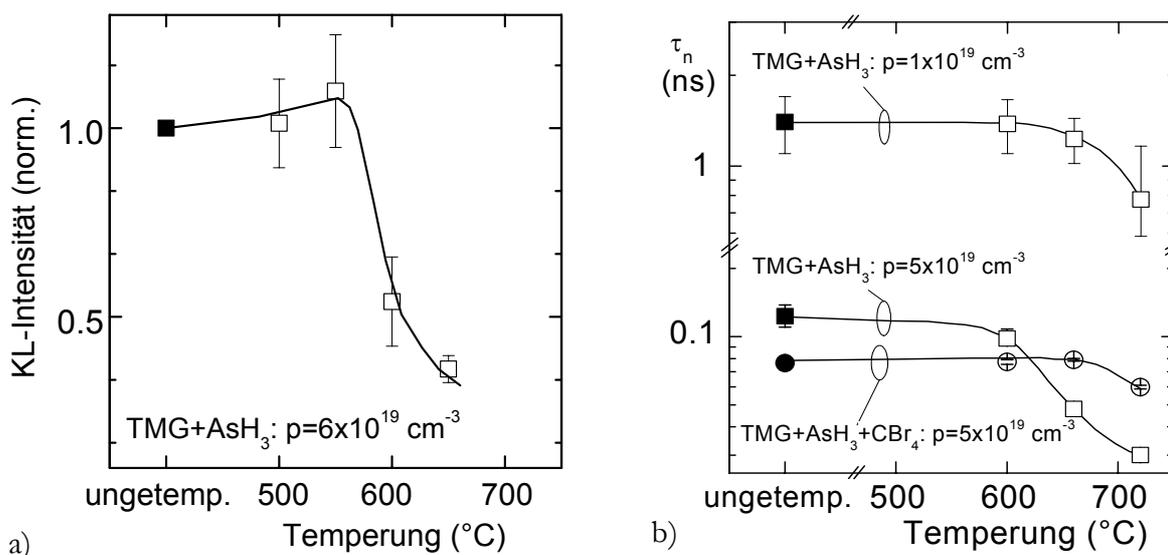


Abb. 4-26: a) Normierte Intensität der Kathodolumineszenz einer intrinsisch C-dotierten GaAs-Einzelschicht (TMG+AsH₃) für Temperaturen im Bereich 500°C bis 650°C. b) Mit TRPL-Messungen ermittelte Volumen-Lebensdauer der Elektronen τ_n in GaAs:C als Funktion verschiedener Temperaturen (600°C...725°C), Dotierungshöhen und Ausgangsstoffe.

In Tab. 4-3 wird die mit Hilfe der EBIC-Methode gemessene Diffusionslänge der getemperten Probe mit aus den TRPL-Ergebnissen berechneten Werten verglichen. Wie auch schon für die ungetemperte Probe gezeigt (Tab. 4-2), ergeben sich sehr gute Übereinstimmungen der ermittelten Werte. Für die Elektronenbeweglichkeit ist wie im Abschnitt 4.3.3 ein Wert von $\mu_n = 2000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ angenommen.

p (cm^{-3}) (TMG+AsH ₃)	Temperatur	τ_n- TRPL (ps)	L_n- berechnet (μm) ($\mu_n=2000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$)	L_n- EBIC (μm)
4×10^{19}	ungetempert	$110^{\pm 10}$	0.74	$0.70^{\pm 0.05}$
4×10^{19}	685°C, 30'	$40^{\pm 5}$	0.45	$0.40^{\pm 0.05}$

Tab. 4-3: Vergleich gemessener und berechneter Diffusionslängen (L_n) in einer ungetemperten und einer getemperten GaAs:C-Teststruktur (TMG+AsH₃; $p=4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$). Für die Berechnung nach $L_n = ((kT/q)\mu_n \tau_n)^{0.5}$ wurden die mit TRPL-Messungen ermittelten τ_n -Daten zugrunde gelegt ($\mu_n=2000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$).

Im Ergebnis weist die getemperte Probe eine deutlich verringerte Diffusionslänge ($L_n=0.4 \mu\text{m}$) gegenüber der ungetemperten Probe aus. Dieser Befund entspricht der Abnahme der Elektronen-Lebensdauer infolge eines Hochtemperatur-Temperschnitts (Abb. 4-26 b), auch unter der Annahme einer mit der Temperatur konstanten Elektronenbeweglichkeit.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass der thermischen Ausdiffusion infolge der Blockadewirkung durch Emitter- und Kontakt-Schichten im Zusammenhang mit der beschriebenen thermischen Instabilität von GaAs:C Minoritätsträger-Eigenschaften enge Grenzen gesetzt sind. Die Hauptanstrengung sollte demgemäß darauf gerichtet sein, den H-Einbau bzw. die Eindiffusion an sich zu minimieren ggf. im Zusammenspiel mit in-situ-Temperschnitts während des Wachstums der Epitaxialstruktur. HBT-Ergebnisse unterschiedlich getemperter Kompletstrukturen werden in Abschnitt 5.1.4 verglichen.

Minimierung der H-Eindiffusion

Als einfachste Methode zur Minimierung des H-Einbaus sollte die Dotierungshöhe der Basis auf den für die jeweilige Anwendung notwendigen Minimalwert verringert werden, da die H-Einbaurrate eine Funktion des C-Gehaltes ist (Abb. 4-20 b). Die Spezifikation einer HBT-Struktur sollte demzufolge an die jeweiligen Anforderungen für das Hochfrequenzverhalten angepasst sein, um die Höhe der Basisdotierung und dementsprechend den Wasserstoff-Eintrag auf das notwendige Maß zu begrenzen. Der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Vergleich verschiedener Basisstrukturen (Dotierung und Dicke) hinsichtlich der resultierenden DC- und HF-Eigenschaften prozessierter HBTs (vergleiche Abschnitte 5.1.3 und 5.2.2) stellt somit auch einen Vergleich verschiedener Passivierungsgrade der Basisschicht dar.

Die in dieser Arbeit entwickelte Methode zur Minimierung des H-Einbaus besteht in der gezielten Nutzung der **Blockadewirkung n-dotierter Schichten** zum Aufbau einer Eindiffusionsbarriere [131]. Wie die Ergebnisse zur H-Eindiffusion gezeigt haben (Abb. 4-22), stellt die n-dotierte, dünne Emitterschicht keine merkliche Barriere für die H-Eindiffusion dar. Eine Lösung beruht auf der Wachstumsoptimierung der Emitter- und Kontaktschichtfolge, die noch eine ausreichende Transparenz für ausdiffundierenden Wasserstoff bei nicht zu hohen Temperaturen besitzen muss, aber gleichzeitig als Eindiffusions-Barriere bei niedrigeren

Temperaturen fungieren soll. ITO et al. [68] demonstrierten dieses Verfahren zur Unterdrückung der H-Passivierung von C-dotierten InGaAs-Schichten in InP-basierten HBTs. Abb. 4-27 zeigt die Ergebnisse der mit Hilfe von SIMS-Messungen ermittelten H-Konzentration zusammen mit der verwendeten Temperaturführung während des Wachstums der Emitter/Ballast/Kontaktschicht-Sequenz (HBT-Struktur GaInP-I). Die ersten 20 nm der zwischen Emitter und Emitterkontakt befindlichen GaAs-Ballastschicht werden bei 600°C gewachsen, anschließend wird der hierbei eingetragene Wasserstoff in einem 600°C-Temperschritt ausdiffundiert und anschließend bei einer niedrigen Temperatur (500°C) weitergewachsen. Die Temper-Temperatur stellt einen Kompromiß aus höchstmöglicher Ausdiffusion und geringster thermischer Schädigung der Basisschicht dar. Die insgesamt 60 nm dicke GaInP/GaAs-Schichtfolge erlaubt eine merkbare H-Ausdiffusion bei 600°C, stellt jedoch bei 500°C bereits eine Eindiffusionsbarriere dar.

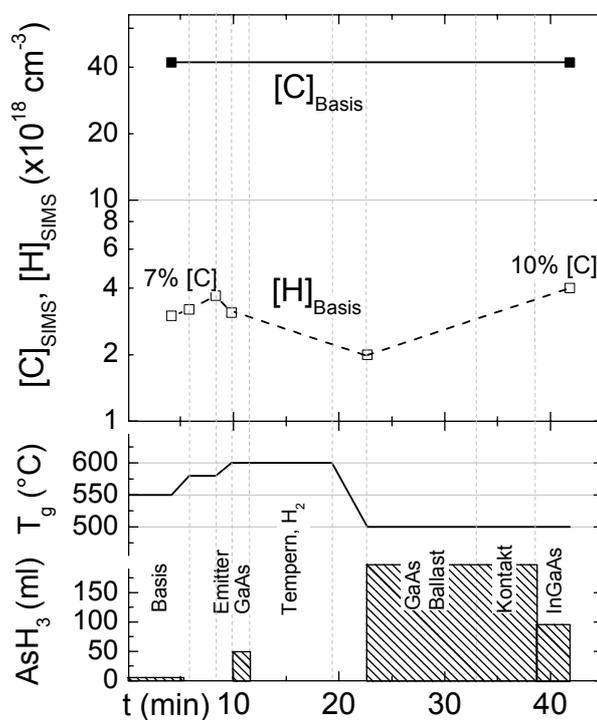


Abb. 4-27: SIMS-Messungen der C- und H-Konzentration in der GaAs:C Basisschicht zu verschiedenen Zeitpunkten des Wachstums der Basis/Emitter/Ballast/Kontaktschicht-Sequenz: Verringerung der H-Eindiffusion durch in-situ-Temperschritt und Niedrigtemperatur-Wachstum der Ballast- und Kontaktschicht. (Wachstumstempertur und AsH_3 -Fluss sind in der unteren Bildhälfte aufgetragen)

Nach Wachstum der Kompletstruktur konnten ca. $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ Wasserstoff in der Basis nachgewiesen werden, was einem Passivierungsgrad von ca. 10% und somit einer deutlichen Verbesserung gegenüber dem Standardwachstum (Abb. 4-22) entspricht. Dies ist ein für die gegebene Dotierungshöhe sehr geringer H-Gehalt in einer mit MOVPE hergestellten GaAs:C-Basisschicht.

Weitere Experimente ergaben, dass sowohl die alleinige Barrierenwirkung des 40 nm Emitters als auch eine dickere GaAs-Schicht (50 nm) zu höheren H-Konzentrationen in der Basis führen. Ein Nachteil des notwendigen Niedrigtemperatur-Wachstums stellt die erheblich verschlechterte Materialqualität von Ballast- und Emitterkontakt-Schicht dar, da die sehr geringe Temperatur neben einem hohen Kompensationsgrad (vgl. Abb. 4-3, S. 52) möglicherweise zusätzliche Kristalldefekte bedingt. Die für die Bauelementefunktion notwendige Leitfähigkeit insbesondere

der Kontaktschicht konnte jedoch durch ein erhöhtes V/III-Verhältnis und einen höheren Disilan-Partialdruck auch bei einer Wachstumstemperatur von 500°C realisiert werden.

Hier sollte eine Abwägung zwischen der zu erwartenden Verbesserung der Betriebsstabilität des Bauelementes infolge des verringerten Passivierungsgrades (vgl. Abschnitt 5.3.2) und anderen Transistoreigenschaften die Entscheidung über die Anwendbarkeit der beschriebenen Wachstumsführung bringen. Im Ausblick kann die Nutzung alternativer As-Quellen (wie z.B. TBAs) für das Wachstum der Emitterballast und Kontaktschichten getestet werden, da diese einerseits eine verglichen mit AsH₃ geringere Quelle atomaren Wasserstoffs darstellen können, als auch Erleichterungen im Hinblick auf das Tieftemperatur-Wachstum mit sich bringen.

Der Vergleich der HBTs mit reduziertem H-Gehalt in der Basis hinsichtlich ihrer DC-Eigenschaften und ihres Kurzzeit-Degradationsverhaltens erfolgt im anschließenden Kapitel in Abschnitt 1.1.

➤ *Für die thermische Ausdiffusion von Wasserstoff aus der Basisschicht sind infolge der Blockadewirkung von der Basis nachfolgender n-Typ-Schichten (Emitter+Kontakt) Temperaturen oberhalb 650°C notwendig. Hochtemperatur-Temperungen haben jedoch die Bildung effektiver nichtstrahlender Rekombinationszentren in GaAs:C zur Folge, was erhebliche Auswirkungen auf die Temperaturstabilität der HBT-Stromverstärkung erwarten lässt. Die Entstehung der nichtstrahlenden Rekombinationszentren ist u.a. eine Funktion der Kohlenstoff-Konzentration und der Wachstumsbedingungen. Eine Minimierung des Passivierungsgrades auf bis zu 0.1 ($[C]=4\times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) wurde durch eine geänderte Wachstumsführung der Emitter- und Kontaktschichtsequenz im Zusammenhang mit der Blockadewirkung von n-Typ-Schichten erreicht. Dieser geringe Passivierungsgrad stellt für MOVPE-hergestellte GaAs-HBTs und die gegebenen Basisdotierungshöhen einen Bestwert dar.*

4.3.7 Verspannungskompensation

Die strukturelle Charakterisierung C-dotierter GaAs-Schichten ergab eine mit dem substitutionellem C-Einbau linear variierende tensile Gitterverspannung, die durch den im Vergleich zu As kleineren kovalenten Atomradius von C bedingt ist (Abb. 4-10). So hat eine C-Dotierung von $4\times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ eine Gitterfehlpassung gegenüber dem Substrat von ca. $\Delta a/a_s = -350 \text{ ppm}$ zur Folge. Untersuchungen zur Degradation GaAs-basierter HBTs ergaben u.a. eine Defektentstehung in der hoch C-dotierten Basis (vgl. Abschnitt 1.1), die möglicherweise durch die vorhandene pseudomorphe Gitterverzerrung befördert wird [134]. Tatsächlich wurde ein verbessertes Degradationsverhalten an HBTs mit verspannungskompensierter Basis von einer Arbeitsgruppe bei NTT berichtet (NITTONO et al. [106]). Stressmessungen bei erhöhten Temperaturen ergaben eine um ca. zwei Größenordnungen verbesserte mittlere Lebensdauer bei verspannungskompensierter, extrinsischer Basisdotierung von $3\times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Vor allem im Hinblick auf eine mögliche Verbesserung des Degradationsverhaltens werden im folgenden Arbeiten zur Reduzierung der Gitterverspannung in der Basis mit Hilfe einer **Indium-Kodotierung** vorgestellt. Indium bietet sich aufgrund seines gegenüber Ga größeren Atomradius bei gleichzeitig elektrischer Neutralität an. Nachteilig ist die berichtete gegenseitige Beeinflussung von C und In auf der wachsenden Oberfläche, was beispielsweise einen mit

zunehmenden In-Angebot verringerten C-Einbau zur Folge hat [130]. Zunächst standen Untersuchungen zum Einfluss der In-Kodotierung auf die intrinsische C-Dotierung mit TMG und AsH_3 im Vordergrund, da dieses Dotierungsverfahren die besten GaAs:C-Materialeigenschaften gewährleistet. In der Literatur wurde bisher nur über eine In-Kodotierung extrinsisch C-dotierter GaAs-Schichten berichtet (CCl_4 , [150]). Neben der Abhängigkeit der Gitterfehlpassung vom In-Einbau wurde die Löcherkonzentration mit Hilfe von Halleffekt-Messungen bestimmt. Abb. 4-28 zeigt beide Größen als Funktion des In-Gehaltes in der Gasphase.

Die Wachstumstemperatur der ca. 300 nm dicken GaAs:C-Schichten betrug 550°C , das V/III-Verhältnis lag bei 1. Für die Bestimmung der freien Löcherkonzentration wurde die komplette Basis-/Emitter-/Kontaktschichtsequenz gewachsen, um die H-Eindiffusion zu berücksichtigen (Messstruktur Abb. 4-23). Deutlich erkennbar ist die Abnahme der Löcherkonzentration von ca. $3.7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ auf $2.4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ mit steigendem In-Anteil in der Gasphase. Die vollständige Verspannungskompensation ist bei ca. 0.35% In-Gehalt und ca. $2.6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ p-Dotierung erreicht. Die gestrichelte Linie gibt die auf die jeweilige p-Konzentration korrigierte unkompenzierte Gitterfehlpassung an und stellt somit gewissermaßen die Null-Linie für die Verspannungskompensation dar. Die nicht dargestellten Hall-Beweglichkeiten zeigten keine signifikanten Abweichungen von denen der unkompenzierten GaAs:C-Proben (Abb. 4-9).

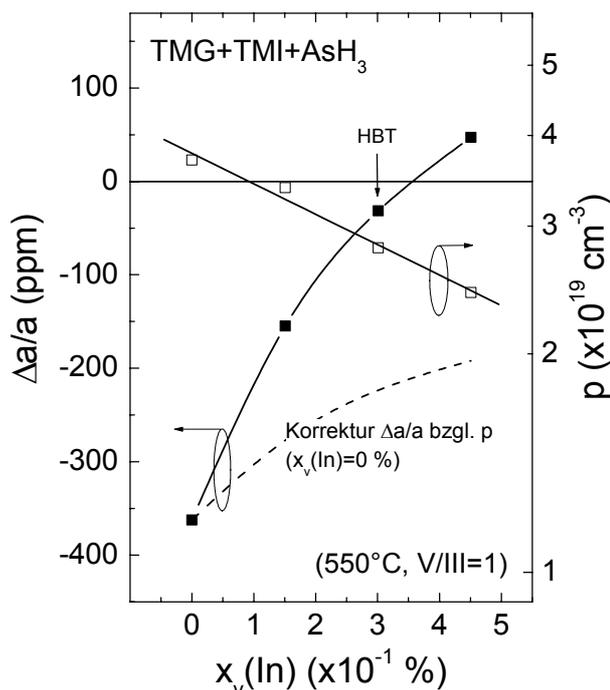


Abb. 4-28: Gitterfehlpassung und Löcherkonzentration als Funktion des In-Gehaltes in der Gasphase. Die vollständige Verspannungskompensation ist bei ca. 0.35% In-Gehalt in der Gasphase erreicht. Die mit einem Pfeil gekennzeichneten Bedingungen wurden in einer HBT-Struktur angewendet.

Eine genauere Auswertung der gemessenen HRXRD-Rockingkurven mit Hilfe dynamischer Simulationsrechnungen zeigte, dass der In-Einbau nicht gleichmäßig über die Schicht erfolgt. Die Simulationen deuten auf einen um mehrere 10 nm verzögerten und anschließend gradierten In-Einbau hin. Die Verschleppung des In-Einbaus kann mit parasitären Abscheidungen auf dem Suszeptor im Zusammenhang mit dem nur sehr geringen In-Angebot in der Gasphase

erklärt werden [38]. Weitergehende Arbeiten sollten eine Vermeidung des gefundenen inhomogenen In-Profiles z.B. durch eine Anpassung des In-Flusses zum Inhalt haben. Die In-Kodotierung bietet darüberhinaus die Möglichkeit zum Einbau eines Driftfeldes in die Basis, um die Transitzeit der Elektronen zu verringern. Hierfür muss ein Kompromiss zwischen dem von der Emitter- zur Kollektorseite ansteigenden In-Gehalt, der resultierenden kompressiven Verspannung und der Dotierungsvariation der Basisschicht gefunden werden. Zunächst wurden jedoch die Wachstumsbedingungen der nahezu verspannungskompensierten GaAs:C-Schicht mit $x_{\text{In}}=0.3\%$ (siehe Pfeil in Abb. 4-28) auf das Wachstum einer HBT-Basis angewendet.

➤ *Eine Verspannungskompensation hochdotierter GaAs:C-Schichten mittels In-Kodotierung wurde erstmals für intrinsisch dotierte Schichten (TMG+AsH₃) realisiert. Die Gitterfehlanpassung einer $2.6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ dotierten Schicht konnte mit einem In-Gehalt von 0.35% auf unter 50 ppm reduziert werden. In Abschnitt 1.1 werden die resultierenden DC-Eigenschaften und das Degradationsverhalten im Vergleich mit nicht-spannungskompensierten Transistorstrukturen verglichen.*

4.4 Wachstum der Gesamtstruktur

An dieser Stelle sollen einige der in diesem Kapitel gewonnenen Erkenntnisse hinsichtlich der für das Wachstum der gesamten HBT-Struktur gegebenen Konsequenzen zusammengefasst werden. Tab. 4-4 gibt einen Überblick über die in der Epitaxiestruktur von GaInP/GaAs-HBTs enthaltenen Schichten am Beispiel der Temperaturführung als wichtigstem Wachstumsparameter. Die angegebenen Verweise beziehen sich thematisch auf vorangegangene oder nachfolgende Abschnitte.

Für die C-Dotierung der Basis haben sich niedrige Wachstumstemperaturen als notwendig erwiesen, so dass Wachstumsunterbrechungen zur Temperaturanpassung vor und nach der Basisschicht unvermeidbar sind. Für die reproduzierbare Einstellung der sehr kleinen V/III-Verhältnisse bei der intrinsischen C-Dotierung sollten parasitäre As-Abscheidungen beispielsweise auf der Ceiling durch eine geeignete Wahl der Ceilingtemperatur ($T > 220^\circ\text{C}$) minimiert werden. Ein wichtiges Resultat der vorliegenden Untersuchungen des HBT-Schichtwachstums ist, dass bei der Optimierung der Wachstumstemperatur die Temperaturstabilität bereits gewachsener Schichten berücksichtigt werden muss. Die wichtigste Implikation für das Wachstum der Gesamtstruktur besteht in der Begrenzung der Wachstumstemperatur auf maximal 600°C für die sich an die Basis anschließenden Schichten. Dies ist Folge der gefundenen thermischen Instabilität des hochdotierten Basismaterials, was eine Beeinflussung von HBT-Eigenschaften erwarten lässt. Temperprozesse bei Temperaturen oberhalb 600°C sind ungeeignet, um beispielsweise Wasserstoff aus der Basis auszudiffundieren. Bisher nicht diskutiert wurde das Wachstum von $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, da es im GaInP/GaAs-HBT nur eine untergeordnete Rolle als Pufferschicht zwischen Substrat und Bauelementestruktur spielt. Hier haben sich vergleichsweise hohe Wachstumstemperaturen und V/III-Verhältnisse (> 100) hinsichtlich einer hohen Materialperfektion als notwendig erwiesen.

Schritt	Material	T_g (°C)	Bemerkung (↗ siehe Abschnitt)
Substrat- Präparation	-	↑ 650	<ul style="list-style-type: none"> • Ergebnisse zur Bauelemente-Isolation in Abhängigkeit von Substrat-Eigenschaften (↗ 5.1.5)
Puffer	$Al_{0,3}Ga_{0,7}As$	650	<ul style="list-style-type: none"> • hohes V/III-Verhältnis und Temperatur für gute Materialqualität • Isolationseigenschaften (↗ 5.1.5)
Kontakt	GaAs:Si	600...650	
Kollektor	GaAs:Si	600	<ul style="list-style-type: none"> • optimierte Morphologie durch abgesenkte Wachstumstemperatur (↗ 4.1.1)
	-	600 ↓	<ul style="list-style-type: none"> • Temperaturanpassung Basiswachstum
Basis	GaAs:C	540...560	<ul style="list-style-type: none"> • intrinsische C-Dotierung mit TMG+AsH₃ zeigt die besten Materialeigenschaften (↗ 4.3.3) • gute Dotierungs-Homogenität durch Optimierung V/III (↗ 4.3.4) • Minimierung H-Passivierung und Gitterverspannung möglich (↗ 4.3.6, 4.3.7) • HBT-Ergebnisse siehe folgende Abschnitte (↗ 5.1)
	-	↑ 580	<ul style="list-style-type: none"> • Temperaturanpassung Emitterwachstum • Umschaltung der Gruppe V (↗ 4.2.2)
Emitter	$Ga_{0,5}In_{0,5}P:Si$	≤600	<ul style="list-style-type: none"> • $T_g \leq 600^\circ C$: Unterdrückung Ordnungsprozess (↗ 4.2.1), • $T_g \leq 600^\circ C$: thermische Stabilität Basis
	-		<ul style="list-style-type: none"> • Umschaltung der Gruppe V (↗ 4.2.2)
Emitter (+Ballast)	GaAs:Si	≤600	<ul style="list-style-type: none"> • $T_g \leq 600^\circ C$: thermische Stabilität Basis
Kontakt	GaAs:Si	≤600	<ul style="list-style-type: none"> • $T_g \leq 600^\circ C$: thermische Stabilität Basis
	-	600 ↓	<ul style="list-style-type: none"> • Temperaturanpassung InGaAs-Wachstum
Kontakt	$In_{0,5}Ga_{0,5}As:Si$	500	<ul style="list-style-type: none"> • In-Grading 0%->50% • Niedrigtemperatur-Wachstum für optimierte Morphologie (↗ 4.1.2)
Abkühlen		N ₂ !	<ul style="list-style-type: none"> • Minimierung der H-Eindiffusion (↗ 4.3.6)

Tab. 4-4: Wachstumsfolge der Gesamtstruktur von $Ga_{0,5}In_{0,5}P/GaAs$ -HBTs unter Angabe des Parameters Wachstumstemperatur (↑: Hochheizen, ↓: Abkühlphase). Vernachlässigt wurde in dieser Tabelle die zwischen Kollektor- und Kollektorkontaktschicht befindliche GaInP-Ätzstopp-schicht. Die dort verwendeten Wachstumsbedingungen und Umschaltsequenzen entsprechen denen der Emitter-Schicht. Die sonstigen Wachstumsparameter waren eine Gesamtdruck von 100 mbar und ein Totalfluss von 20 slm.

5 Charakterisierung und Diskussion von Transistoreigenschaften

Im vorigen Kapitel wurden Ergebnisse der Charakterisierung von Einzelschichten und spezieller Teststrukturen vorgestellt. Hieraus konnten erste Rückschlüsse auf geeignete Wachstumsbedingungen im Hinblick auf optimierte HBT-Eigenschaften gezogen werden. Für die Epitaxie-Optimierung stellt das fertige Bauelement und dessen Charakterisierung die letztendlich entscheidende qualitative Prüfung dar. Vorangegangene Arbeiten haben gezeigt, dass eine zufriedenstellende Qualifizierung der HBT-Komplettstruktur nur anhand des fertigen Bauelementes erfolgen kann [119].

In diesem Kapitel werden DC-, HF- und Zuverlässigkeits-Eigenschaften von HBTs in Abhängigkeit von der Führung des Epitaxieprozesses vorgestellt. Für eine möglichst schnelle DC-Charakterisierung von Bauelementen sind in der Regel großflächige Transistor-Strukturen unter Nutzung einer einfachen, robusten Prozessabfolge ausreichend. Darüberhinaus besitzen großflächige Emittierstrukturen im Vergleich mit hochfrequenz-tauglichen Bauelementen ein kleineres Umfang-zu-Fläche-Verhältnis, was eine geringere Einflussnahme von Oberflächen-Rekombinationsprozessen auf Bauelemente-Eigenschaften zur Folge hat (Stromkomponente I_{rs} in Glg. (2-8)). Die vorzustellenden Gleichstrom-Eigenschaften der Transistoren beruhen somit auf der Messung von HBT-Strukturen mit einer Emittierfläche von $60 \times 60 \mu\text{m}^2$. Vorangegangene Arbeiten zeigten allerdings, dass auch für diese Strukturen eine Reduktion der maximalen Transistor-Stromverstärkung je nach Emittierfläche feststellen ist [120]. Dies ist die Folge einer material- und dotierungsspezifisch bedingten hohen Oberflächen-Rekombinationsgeschwindigkeit der Basisschicht von bis zu $1 \times 10^7 \text{ cm/s}$ [120]. Die Passivierung der extrinsischen Basisoberfläche mit Hilfe einer an Ladungsträgern verarmten dünnen $\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$ -Schicht (*engl.* „ledge“) ist ein übliches Verfahren zur Verringerung des Einflusses der Oberflächen-Rekombination. Notwendige Voraussetzung hierfür ist, dass die im Bereich der extrinsischen Basis als Passivierungsschicht genutzte Emittierschicht an Ladungsträger verarmt ist, d.h. eine Dicke von einigen zehn Nanometern ($n_E = 1 \dots 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) nicht übersteigt. Die gegenüber p-GaAs deutlich geringeren Oberflächen-Rekombinationsgeschwindigkeiten von $\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$ im Bereich von $5 \times 10^4 \text{ cm/s}$ [115] gewährleisten eine effektive Passivierung der Basis-Oberfläche. Die im folgenden vorzustellenden HBT-Ergebnisse beruhen alle auf Bauelemente-Strukturen mit einer „ledge“-Passivierung der extrinsischen Basisoberfläche, so dass von einer nur sehr geringen Beeinflussung durch Oberflächen-Effekte ausgegangen werden kann (siehe auch Abschnitt zur Größenskalierung: 5.2.1). Dies erleichtert auch die Interpretation des Dioden-Idealitätsfaktors am Emittier-Basis-Übergang, da eine signifikante Oberflächen-Rekombination ($n_{EB} \sim 1$) ggf. eine Defektrekombination in der Raumladungszone ($n_{EB} \sim 2$) überlagern kann [91].

Die Mehrzahl der im folgenden vorzustellenden HBT-Ergebnisse beinhalten den Vergleich verschiedener Basiswachstumsbedingungen (Kapitel 5.1). Schwerpunkt bildet die Anwendung der im vorigen Kapitel beschriebenen Epitaxievariationen, wie z.B. der Vergleich verschiedener C-Dotierungsverfahren und der Einfluss einer verbesserten Dotierungshomogenität auf das

Bauelement. Beispiele für das Hochfrequenz- und Leistungsverhalten kleinflächiger Transistoren ($3 \times 30 \mu\text{m}^2$) werden in Abschnitt 5.2 vorgestellt. Erste Ergebnisse zum Degradationsverhalten in Abhängigkeit verschiedener Epitaxie- und Strukturvariationen sind in Abschnitt 1.1 zusammengefasst.

5.1 Ergebnisse der Einzeltransistor DC-Charakterisierung

5.1.1 Vergleich der Basis-Dotierungsverfahren

Als eine der wichtigsten Epitaxie-Variationen zur Optimierung von Basisschicht-Eigenschaften hat sich der Vergleich verschiedener Ausgangsstoffe zur C-Dotierung erwiesen. Die in Abschnitt 4.3.3 vorgestellten Materialeigenschaften ergaben, dass trotz vergleichbarer struktureller und morphologischer Schichteigenschaften sowie gleicher Majoritätsladungsträger-Beweglichkeiten Unterschiede im Rekombinationsverhalten der Minoritätsladungsträger zu verzeichnen waren.

Im folgenden werden HBT-Ergebnisse vorgestellt, die repräsentative Wachstumsbedingungen der intrinsischen Basisdotierung mit AsH_3 oder TMAs, bzw. der extrinsischen C-Dotierung mit CBr_4 vergleichen. Für eine eindeutige Zuordnung der Ergebnisse zu Basisschicht-Eigenschaften wurden einzig die Basiswachstumsparameter variiert bei identischen Wachstumsbedingungen aller übrigen Schichten. Tab. 5-1 fasst die Basis-Wachstumsbedingungen und Charakterisierungs-Ergebnisse der $60 \times 60 \mu\text{m}^2$ -HBTs zusammen.

Basiswachstum							R_{sB} (Ω/q)	β_{max}	n_{EB}	τ_{srh} (ps)
Precursor	T_g ($^\circ\text{C}$)	V/III	p_{CBr_4} (Pa)	w_B (nm)	p (cm^{-3})	Abb. 5-1				
TMG+AsH ₃	540	0.95	-	100	3.5×10^{19}	■	230	130...140	1.10	500
TMG+AsH ₃	550	1.1	-	115	2.7×10^{19}	□	200	110	1.10	500
CBr_4	550	1.6	0.03	90	3.4×10^{19}	●	255	65...70	1.10	80
CBr_4	590	8	0.18	120	2.8×10^{19}	○	190...195	62	1.05	170
TMG+TMAs	570	1.3	-	90	3.7×10^{19}	△	210	56	1.05	60

Tab. 5-1: Übersicht der DC-Charakterisierungsergebnisse von $60 \times 60 \mu\text{m}$ GaInP/GaAs-HBTs im Vergleich verschiedener Basisdotierungs-Ausgangsstoffe und Wachstumsbedingungen. Die SRH-Lebensdauer τ_{srh} wurde durch Anfitzen der β - R_{sB} -Abhängigkeit nach Glg. (4-1) abgeschätzt.

Die Stromverstärkung als Funktion des Basisschichtwiderstandes ist in Abb. 5-1 dargestellt. Verglichen werden die experimentellen Daten mit der im Rahmen des Drift-Diffusions-Modells beschriebenen Stromverstärkungs-Dotierungs-Abhängigkeit für verschiedene Defektrekombinationszeiten τ_{srh} (Glg.(4-1)), um einen Vergleich der Bauelemente-Ergebnisse unabhängig von den Strukturparametern zu ermöglichen. Für die Berechnung des Schichtwiderstandes ($R_{sB} = 1/q p w_B \mu_p$) wurde an dieser Stelle die in dieser Arbeit ermittelte μ_p - p -Abhängigkeit verwendet (Abb. 4-9, S. 62). Die in Tab. 5-1 angegebenen Basisschicht-Eigenschaften (w_B , p)

wurden in Vorbereitung der HBT-Epitaxie mit Hilfe der in Abschnitt 4.3.4 beschriebenen Teststruktur bestimmt.

Die Transistoren mit intrinsisch dotierter Basis (TMG+AsH₃) zeigen die höchsten Stromverstärkungen in Übereinstimmung mit den TRPL-Resultaten (Abb. 4-11, S. 64) [28]. Diese Ergebnisse sind vergleichbar oder besser als die besten veröffentlichten Daten GaAs-basierter HBTs mit vergleichbaren Basisschichtdicken [111]. Das für die Qualitätsbewertung oft verwendete Stromverstärkungsverhältnis β/R_{sB} liegt zwischen $0.5 \text{ q}/\Omega$ und $0.6 \text{ q}/\Omega$, was für die Basisschichtdicken von 100 nm und 115 nm sehr gute Ergebnisse sind.

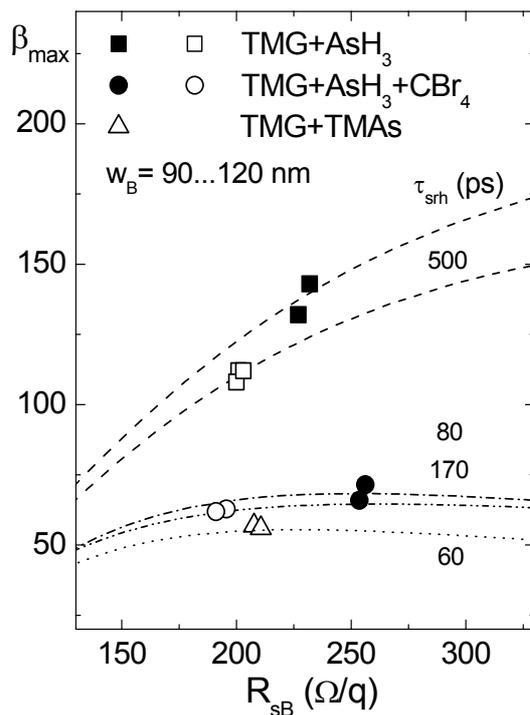


Abb. 5-1: Maximale Stromverstärkung β_{\max} für GaInP/GaAs-HBTs im Vergleich der untersuchten Basisdotierungs-Ausgangsstoffe und mit der theoretischen Abhängigkeit (Glg. (4-1)).

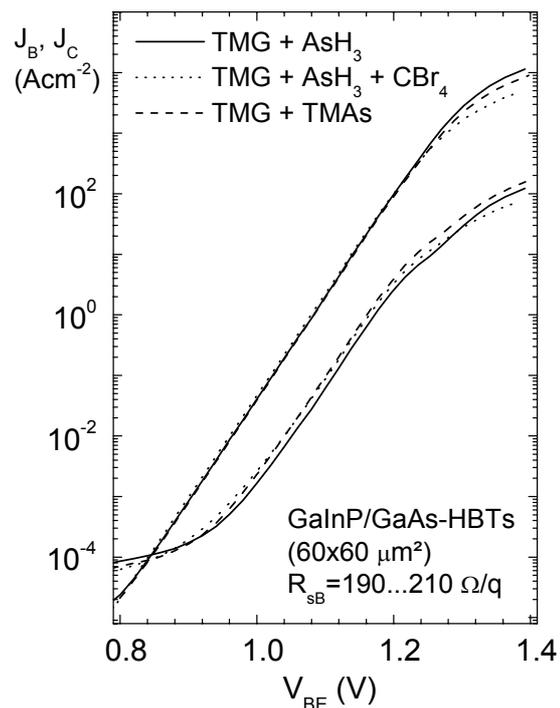


Abb. 5-2: Gummelplot von GaInP/GaAs-HBTs im Vergleich der untersuchten Basisdotierungs-Ausgangsstoffe.

Im Gegensatz hierzu weisen die extrinsisch dotierten HBTs erheblich reduzierte Stromverstärkungen in einem weiten Parameterbereich auf. Das Verhältnis β/R_{sB} liegt zwischen $0.25 \text{ q}/\Omega$ und $0.3 \text{ q}/\Omega$ je nach Wachstumsbedingungen. Zwei verschiedene Wachstumsparameter-Bereiche der extrinsischen Dotierung wurden exemplarisch miteinander verglichen: Zum einen wurde bei einer relativ hohen Wachstumstemperatur von 590°C und hohen V/III-Verhältnis von 8 dotiert, was einen vergleichsweise hohen CBr₄-Partialdruck notwendig macht, um die Dotierung von ca. $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ zu erreichen. Auf der anderen Seite wurden ähnlich der intrinsischen Dotierung eine niedrige Wachstumstemperatur und ein kleines V/III-Verhältnis mit einem deutlich geringeren CBr₄-Fluss kombiniert. Letztere Bedingungen resultieren jedoch in einer noch weiter verringerten Stromverstärkung für den gegebenen Schichtwiderstand verglichen mit dem Hochtemperatur-Wachstum. An dieser Stelle zeigt der Vergleich der extrahierten SRH-Lebensdauern (170 ps und 80 ps) den erheblichen Unterschied in den

Materialeigenschaften je nach Wachstumsbedingungen. Die verschlechterten HBT-Eigenschaften für die extrinsische Basisdotierung bei niedrigerer Temperatur deuten darauf hin, dass der unerwünschte Einbau von Fremdatomen wie Brom oder auch Sauerstoff als Quelle zusätzlicher Rekombinationszentren in Frage kommt. Wie in Abschnitt 4.3.2 beschrieben, resultiert das Niedrigtemperatur-Wachstum in deutlich erhöhten Br-Einbau ($\sim 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) trotz des niedrigeren CBr_4 -Partialdrucks, während eine Wachstumstemperatur von 590°C Br-Konzentrationen unterhalb der SIMS-Messgrenze ($< 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) ergibt.

Das Basisschichtwachstum unter Verwendung der metallorganischen As-Quelle TMA_s führt zu weiter verringerten Transistor-Stromverstärkungen auch in Übereinstimmung mit den TRPL-Ergebnissen (Abb. 4-11, S. 64). Hier stellt sich die Frage, ob die gewählten Wachstumsbedingungen oder ebenfalls eine ungenügende Reinheit des Ausgangsstoffes TMA_s die gefundenen Transistoreigenschaften bedingt. Eine Erhöhung der Wachstumstemperatur sollte im Hinblick auf die Quellenreinheit Verbesserungen bringen, allerdings ist auch mit TMA_s eine erhebliche Abnahme der C-Dotierung mit zunehmender Temperatur zu verzeichnen (Abb. 4-6, S. 58).

In Abb. 5-2 werden die Gummelplots der HBTs mit unterschiedlichem Basisdotierungs-Verfahren verglichen. Die erreichten Stromverstärkungen resultieren im wesentlichen aus unterschiedlichen Basisströmen bei vergleichbar guten Emitter-Basis-Idealitätsfaktoren ($n_{EB} < 1.10$). Dies bestätigt die Interpretation eines unterschiedlichen Rekombinationsverhaltens in der Basis in Abhängigkeit der verwendeten Ausgangsstoffe.

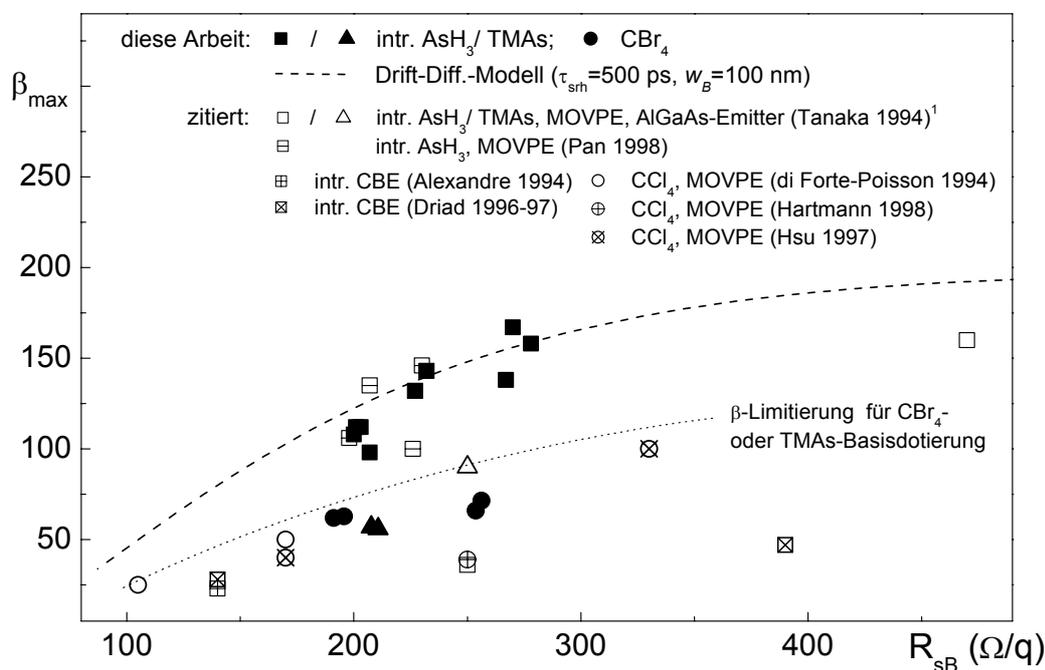


Abb. 5-3: Vergleich der in dieser Arbeit erreichten Stromverstärkungen β_{max} für $60 \times 60 \mu\text{m}^2$ - GaInP/GaAs- HBTs mit veröffentlichten Resultaten für verschiedene Epitaxie- und Basisdotierungs-Verfahren. Außer im angezeigten Fall handelt es sich bei den zitierten Ergebnissen um GaInP/GaAs-HBTs (¹...Abschätzung des R_{SB} -Wertes aus Angaben der Basisdotierung und Dicke). Zitate: [139, 111-112, 8, 39, 41, 57, 67]

Zum Vergleich der hier ermittelten Stromverstärkungen in Abhängigkeit von Basis-Wachstumsbedingungen sind in Abb. 5-3 die Ergebnisse zusammen mit veröffentlichten HBT-Resultaten dargestellt. Bemerkenswert ist, dass die HBTs mit extrinsischer Basisdotierung oder unter Verwendung von TMAs nicht die β -Werte der TMG-AsH₃-Dotierung erreichen. Vergleichbar hohe Stromverstärkungen wurden von PAN et al. [111] ebenfalls auf der Grundlage intrinsischer Dotierung mit TMG und AsH₃ erzielt. Dies deutet darauf hin, dass die Verwendung extrinsischer C-Dotierquellen oder des alternativen Precursors TMAs grundsätzlich zu einer höheren Dichte von Eigendefekten oder Verunreinigungen in GaAs:C führt.

Eine mögliche Ursache hierfür ist, dass eine unter den gegebenen Wachstumsbedingungen unzureichende Quellenreinheit der Ausgangsstoffe CBr₄ und TMAs zu der verringerten GaAs:C-Materialqualität mit erheblichen Auswirkungen auf die resultierenden HBT-Eigenschaften führt. Als Konsequenz ist die intrinsische C-Dotierung der Basis mit TMG und AsH₃ trotz der hohen Anforderungen an reproduzierbare Wachstumsbedingungen das geeignetste Dotierverfahren für die GaAs-Basissschicht von HBTs. Ergebnisse zum Degradationsverhalten von HBTs im Vergleich der vorgestellten Basisdotierungsverfahren werden im Abschnitt 1.1 vorgestellt.

Abb. 5-4 vergleicht die experimentell bestimmten Stromverstärkungen sowie die berechnete Abhängigkeit der Stromverstärkung von angenommenen Elektronenlebensdauern in der Basissschicht mit den gemessenen Überschußträger-Lebensdauern in GaAs:C-Teststrukturen. Die gute Korrelation der Ergebnisse bestätigt zum einen die Dominanz der Basisrekombinationsprozesse bei der erreichten Stromverstärkung, zum anderen zeigt sie, dass weitere Rekombinationsmechanismen wie die Oberflächen-Rekombination bei den verwendeten Strukturen nur eine geringe Rolle spielen.

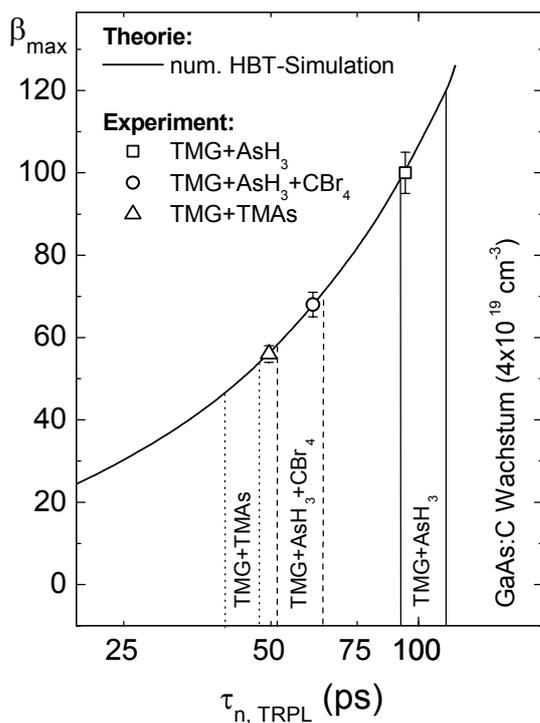


Abb. 5-4: Vergleich der experimentell bestimmten Stromverstärkungen in Abhängigkeit verschiedener Basisdotierungsverfahren (Symbole) mit der theoretisch zu erwartenden Stromverstärkung (Linie, vgl. Abb. 2-10a), S. 25) als Funktion gemessener Elektronenlebensdauern in GaAs:C-Teststrukturen.

➤ *Transistoren mit intrinsisch dotierter Basis (TMG+AsH₃) zeigen die höchsten Stromverstärkungen in Übereinstimmung mit den im letzten Kapitel vorgestellten TRPL-Resultaten. Das Stromverstärkungsverhältnis β/R_{sB} liegt für diese HBTs im Bereich 0.5...0.6 q/Ω, was für die gegebenen Basisschichtdicken internationale Bestwerte sind. Die Strom-Spannungs-Verläufe im Gummelplot zeigen einen erhöhten Basisstrom für HBTs, deren Basisschicht unter Verwendung von TMA_s oder CBr₄ dotiert wurden. Als Konsequenz ist die intrinsische C-Dotierung der Basis mit TMG und AsH₃ trotz der hohen Anforderungen an reproduzierbare Wachstumsbedingungen das geeignetste Dotierverfahren für die GaAs-Basisschicht von HBTs.*

5.1.2 Homogenität (4 Zoll) und Reproduzierbarkeit

Inhalt dieses Abschnitts ist die Darstellung der Homogenität und Reproduzierbarkeit ausgewählter HBT-Eigenschaften im 4 Zoll-Wafermaßstab. Die Homogenität der wichtigsten Transistor-DC-Kenngröße Stromverstärkung wird im wesentlichen durch die Homogenität von Basisschicht-Eigenschaften bestimmt, so dass im folgenden die Varianz von β immer im Zusammenhang mit der des Basisschichtwiderstandes R_{sB} angegeben wird.

Die Schwerpunkte der Homogenitäts-Untersuchungen lagen bei der intrinsischen Basisdotierung mit AsH₃, da diese, wie im letzten Abschnitt beschrieben, zu den besten HBT-Eigenschaften geführt haben. Eine Verbesserung der Dotierungshomogenität konnte hier durch eine Absenkung des Totalflusses oder eine weitere Verringerung des bereits sehr niedrigen V/III-Verhältnisses der Einlasspartialdrücke erreicht werden (Abschnitt 4.3.4). Tab. 5-2 fasst die DC-Ergebnisse der HBTs mit verbesserter Basishomogenität im Vergleich mit den Ausgangswachstumsbedingungen und denen der anderen Dotierverfahren zusammen.

Basiswachstum						R_{sB}	σ	β_{max}	σ	$\beta_{max} /$
Precursor	T_g	V/III	F	p_{CBr_4}	Abb.	(Ω/q)	(R_{sB})		(β_{max})	R_{sB}
	(°C)		(slm)	(Pa)	5-5		(Ω/q)			(q/Ω)
TMG+AsH ₃	550	1.1	20	-	■	200...210	7...10	110...120	10...15	0.55
TMG+AsH ₃	550	0.9	20	-	□	170...210	1...4	80...110	3...6	0.50
TMG+AsH ₃	570	1.1	9	-	⊗	260...270	2...4	90...95	5...7	0.35
CBr ₄	590	8	20	0.18	-	190...195	7	62	3	0.30
TMG+TMA _s	570	1.3	20	-	-	210	1-2	56	1-2	0.25

Tab. 5-2: Übersicht über die Homogenitäten (Standardabweichung σ über 4 Zoll-Wafer) des Basisschichtwiderstandes und der Stromverstärkung von $60 \times 60 \mu\text{m}^2$ -GaInP/GaAs-HBTs im Vergleich verschiedener Basisdotierungs-Ausgangsstoffe und Wachstumsbedingungen. Die Basisdicken und -Dotierungen lagen zwischen 90 nm und 120 nm bzw. $2.7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und $3.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Die Ergebnisse der HBTs mit intrinsischer Basisdotierung sind desweiteren in Abb. 5-5 grafisch dargestellt. Die nicht angeführten Basis-Emitter-Idealitätsfaktoren lagen in allen Fällen zwischen 1.05 und 1.10.

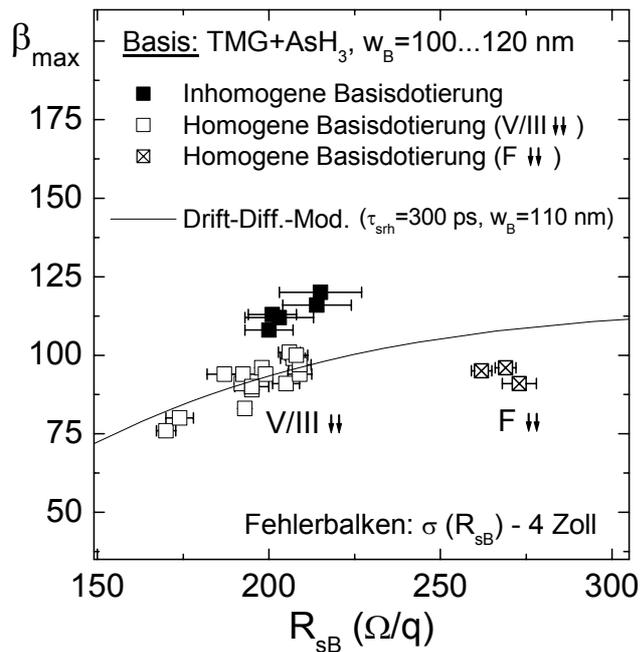


Abb. 5-5: Maximale Stromverstärkung β_{max} als Funktion des Basisschichtwiderstandes R_{sB} im Vergleich verschiedener Wachstumsbedingungen der intrinsischen Basis-Dotierung mit TMG und AsH₃ ($60 \times 60 \mu\text{m}^2$ -Transistoren). Die Fehlerbalken geben die Standardabweichung über den 4 Zoll-Wafer an.

Die Verbesserung der Dotierungshomogenität führt im Fall des von 20 slm auf 9 slm abgesenkten Totalflusses zu einer erheblichen Reduzierung der erreichten Transistor-Stromverstärkung bei gegebenem Schichtwiderstand. Das Verhältnis βR_{sB} von $0.35 \text{ q}/\Omega$ liegt nur noch leicht über dem der extrinsischen Dotierung (Tab. 5-2). Zur besseren Vergleichbarkeit mit den anderen Bauelemente-Strukturen wurde bei der Totalfluss-Variation F nur während des Basiswachstums abgesenkt und in den Wachstumsunterbrechungen vor und nach der Basis an den Wert von 20 slm für die restliche Schichtstruktur angepasst. Für das veränderte Bauelemente-Verhalten kommen somit nur GaAs:C-Materialeigenschaften in Betracht. Als Ursache für die erhöhte Basisrekombination kann vermutet werden, dass aufgrund der längeren Aufenthaltszeit der Gase bei abgesenktem Totalfluss fortgeschrittenere Reaktionsprodukte der Ausgangsstoffe (z.B. As₂ oder As₄) in die Epitaxieschicht eingebaut werden, die ggf. als Rekombinationszentrum wirken. Auch können Punktdefekte durch Blockade von Oberflächenplätzen infolge der mehr fortgeschrittenen Zerlegung entstehen.

Hingegen führt die leichte Anpassung des V/III-Verhältnisses nur zu einer geringfügigen Verschlechterung der Bauelemente-Performance. Stromverstärkungen zwischen 90 und 100 bei einem Basisschichtwiderstand von $200 \Omega/\text{q}$ bei gleichzeitig guter Homogenität stellen sehr gute Ergebnisse dar [82]. Die geringfügige Verschlechterung der Stromverstärkung gegenüber den HBTs mit inhomogener intrinsischer Basisdotierung verdeutlicht die Sensitivität der GaAs:C-Materialeigenschaften gegenüber den Wachstumsbedingungen. Offensichtlich muss ein Kompromiss zwischen Basis-Materialqualität und Dotierungs-Homogenität gefunden werden, der letztendlich auch die Frage des Degradationsverhaltens betreffen kann.

Zusätzlich zu den intrinsisch dotierten HBTs (TMG+AsH₃) sind in Tab. 5-2 die Strukturen mit extrinsischer und TMAs-Basisdotierung enthalten. Die sehr gute R_{sB} - und β_{max} -Homogenität der mit TMAs dotierten Basisschicht kann auf die Anwendung des kleinen V/III-Verhältnisses zur Vermeidung der TMAs-typischen Oberflächendefekte zurückgeführt werden. Ähnlich der intrinsischen Dotierung mit AsH₃ zeigte die Homogenität der TMAs-Dotierung eine starke Abhängigkeit vom V/III-Verhältnis. Der verhältnismäßig inhomogene Schichtwiderstand der

CBr₄-dotierten Basis ($R_{sB}=190\pm 7 \text{ } \Omega/\text{q}$) kann auf die beschriebene Varianz der Schichtdicke über den Wafer und weniger auf eine Dotierungsinhomogenität zurückgeführt werden (Abb. 4-18, S. 73).

Ein Beispiel für die erreichte Homogenität von HBT-Eigenschaften mit intrinsisch dotierter Basis (TMG+AsH₃) zeigt Abb. 5-6. Sowohl der Basisschichtwiderstand als auch die Stromverstärkung weisen nur geringe Änderungen über den 4 Zoll-Wafer auf.

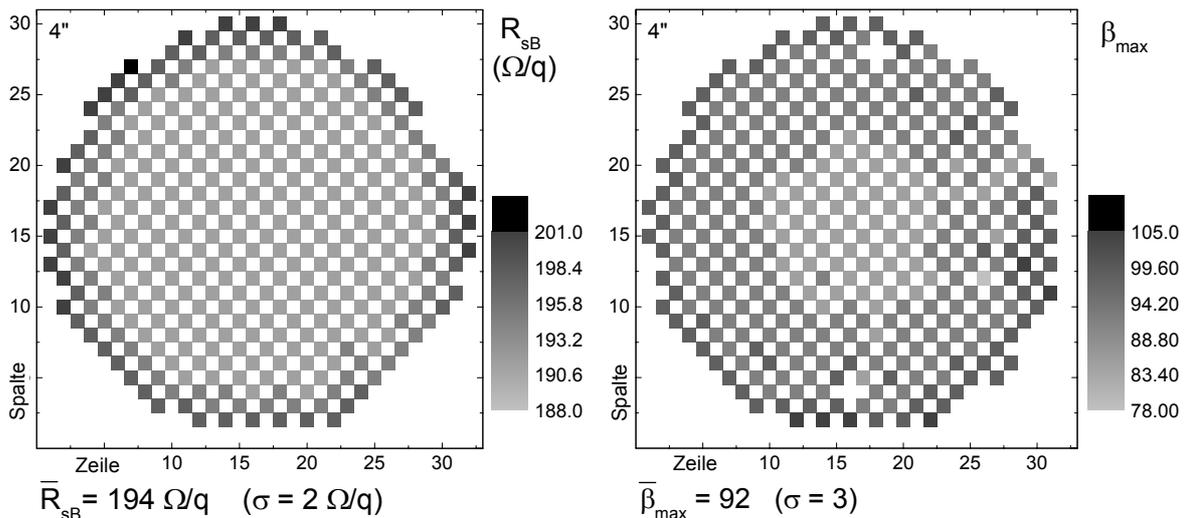


Abb. 5-6: 4 Zoll-Map der Parameter Basisschichtwiderstand R_{sB} (links) und maximale Stromverstärkung β_{max} (rechts) von $60\times 60 \mu\text{m}$ GaInP/GaAs-HBTs. Die Basisschicht wurde intrinsisch mit TMG und AsH₃ dotiert ($p=4\times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$).

Die **Reproduzierbarkeit des Basisschichtwiderstandes R_{sB}** von GaInP/GaAs-HBTs mit intrinsischer Basisdotierung ist in Abb. 5-7 dargestellt (Zeitraum ca 1,5 Jahre). Zu Beginn der Untersuchungen ist eine relativ starke Schwankung von R_{sB} um den Zielwert von $200 \text{ } \Omega/\text{q}$ zu erkennen, die auf Nichtreproduzierbarkeiten primär auf Grund von Wartungseingriffen in das Gaseinlass-System zurückzuführen sind (siehe Abb. 4-19, S. 74). Dies konnte mit Einführung eines Basisdotierungsantestes nach jedem Wartungseingriff beseitigt werden. Hierzu wurde die in Abb. 4-23 dargestellte Teststruktur genutzt, die eine schnelle und genaue Bestimmung des Schichtwiderstandes sowie der Löcherkonzentration und der Schichtdicke gestattet. Mögliche Schwankungen der Dotierungshöhe oder Wachstumsrate konnten somit durch Anpassung der Wachstumsparameter ausgeglichen werden. Mit der Einführung dieses Dotierungsantestes in Vorbereitung der HBT-Epitaxie konnte die Schwankungsbreite auf $\pm 5\%$ reduziert werden (Abb. 5-7).

➤ Eine verbesserte Homogenität des Basisschichtwiderstandes konnte durch eine Optimierung des V/III-Verhältnisses während des Basisschichtwachstum erreicht werden. Die Stromverstärkung zeigt eine nur geringfügige Beeinflussung für die optimierten Wachstumsbedingungen. Eine Studie zur Reproduzierbarkeit des Basisschichtwider-

standes zeigt die Verbesserung der Schwankungsbreite auf ein 5%-Intervall unter der Voraussetzung des in dieser Arbeit entwickelten Basisantestes nach Wartungseingriffen im Gaseinlassbereich.

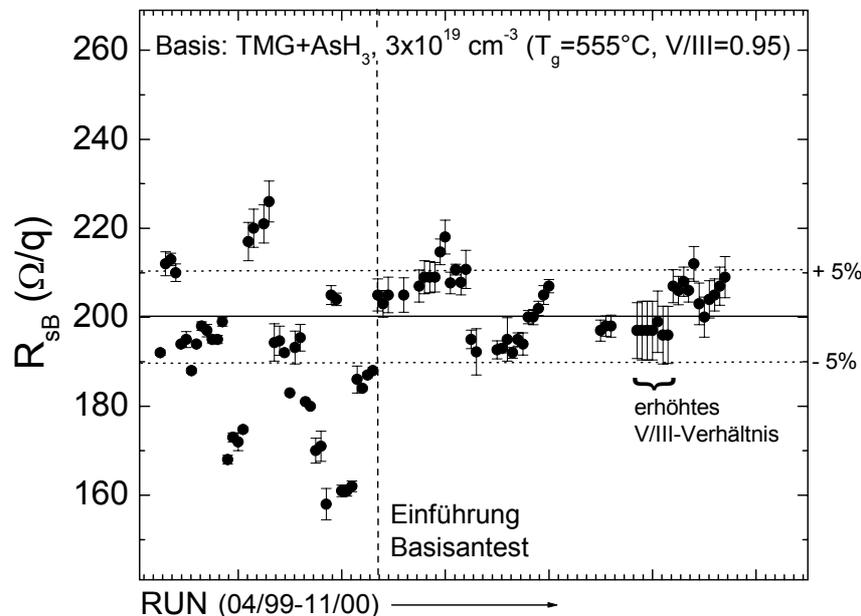


Abb. 5-7: Reproduzierbarkeit des intrinsischen Basisschichtwiderstandes R_{sB} mit einer Spezifikation von $200 \Omega/q$ über einen Zeitraum von ca. 1,5 Jahren.

5.1.3 Basisstruktur-Design

Das Design der Basisstruktur ist von entscheidender Bedeutung für die DC- und HF-Eigenschaften von HBTs, da die Minoritätsträger-Lebensdauer in der Basis, die Transitzeit der Elektronen und der Basisschichtwiderstand die maximale Stromverstärkung und die erreichbaren Grenzfrequenzen bestimmen. Darüberhinaus ist der Vergleich unterschiedlicher Basisschichtdicken und Dotierungshöhen wichtig für das Verständnis der resultierenden HBT-Eigenschaften im Hinblick auf Fragen des Ladungstransportes und der Rekombinations-Eigenschaften in der hochdotierten Basis. Der Vergleich verschiedener Basisstrukturen dient dazu, eine Optimierung der Epitaxiestruktur je nach Einsatzbereich und Anforderung der Transistoren zu ermöglichen. Hierbei werden Fragen der Dotierungsabhängigkeit der Minoritätsträger-Lebensdauer (Abb. 4-11, S. 64) und des Wasserstoff-Einbaus während des MOVPE-Wachstums berührt.

Für den Vergleich der Basisstrukturen wurde die Dotierung im Bereich $p=1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ bis $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und die Basisschichtdicke zwischen $w_B=80 \text{ nm}$ und 190 nm variiert. Für diesen Vergleich wurde einzig die intrinsische C-Dotierung mit TMG und AsH_3 verwendet, um bestmögliche Bauelemente-Eigenschaften der Vergleichsstrukturen zu gewährleisten. Die Basis-Charakterisierung erfolgt anhand der in Abb. 4-23 dargestellten Teststruktur. Eine Übersicht der

verglichenen HBTs mit den jeweiligen Ergebnissen der DC-Charakterisierung ist in Tab. 5-3 dargestellt. Der Vergleich der strukturabhängigen Hochfrequenz-Eigenschaften erfolgt in Abschnitt 5.2.1.

Struktur	p (cm^{-3})	w_B (nm)	Abb. 5-8	R_{sB} (Ω/q)	β_{max} $60 \times 60 \mu\text{m}^2$	β/R_{sB} (q/Ω)	τ_{srh} (ns)
A	4.4×10^{19}	100	□	180	90	0.50	-
B1	3.3×10^{19}	100	□	207	98	0.47	-
B2	3.3×10^{19}	80	■	267	138	0.52	0.25
C	2.1×10^{19}	110	▣	270	167	0.62	0.8
D	1.2×10^{19}	190	⊠	278	158	0.57	10

Tab. 5-3: Übersicht der DC-Charakterisierungsergebnisse von $60 \times 60 \mu\text{m}^2$ GaInP/GaAs-HBTs im Vergleich verschiedener Basisdotierungen und Dicken. Der Vergleich der experimentellen und theoretischen β -Ergebnisse (Drift-Diffusions-Modell) lässt eine Abschätzung der Dotierungsabhängigkeit der SRH-Rekombination zu.

Die Basisdicken der Strukturen B2, C und D wurden so gewählt, dass trotz der unterschiedlichen Dotierungen vergleichbare Schichtwiderstände um die $270 \Omega/\text{q}$ zu erwarten waren. Die DC-Stromverstärkungen der $60 \times 60 \mu\text{m}^2$ -Transistoren sind zusätzlich in Abb. 5-8 im Vergleich mit der theoretischen β -Abhängigkeit des Drift-Diffusions-Modells für die entsprechenden Basisschichtdicken dargestellt (Glg.(4-1)). Die gute Übereinstimmung der experimentellen Ergebnissen bei einer Basisdotierung von $3..4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (Strukturen A und B1) mit dem theoretischen βR_{sB} -Verlauf bestätigt erneut die von LOWNEY et al. [95] veröffentlichte Dotierungsabhängigkeit der Elektronenbeweglichkeit μ_n . Wie in Abb. 2-6 gezeigt, resultiert die Annahme eines konstanten μ_n in Stromverstärkungen kleiner 50 für eine Basisdotierung von $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, was nicht den gefundenen Messergebnissen entspricht (Abb. 5-8). Diese HBT-Ergebnisse und die in Abschnitt 4.3.3 beschriebene gute Korrelation gemessener Elektronen-Lebensdauern und Diffusionslängen unter Voraussetzung des LOWNEY-Modells bestätigen die angenommene Zunahme der Elektronenbeweglichkeit mit steigender Basisdotierung im Bereich $p > 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (vgl. Abb. 2-5 b).

Als ein weiteres wichtiges Ergebnis ist festzustellen, dass die **Verringerung der Basisschichtdicke** von 100 nm auf 80 nm (Strukturen B1 und B2) zu einer Erhöhung der Stromverstärkung um ca. 40% führt, was gut durch die quadratische Dickenabhängigkeit des diffusiven Ladungstransports approximiert wird. Der in der Literatur beschriebene quasiballistische Elektronentransport mit einer $1/w_B$ -Abhängigkeit der Stromverstärkung in AlGaAs/GaAs-HBTs [61] und AlInAs/InGaAs-Transistoren [87] kann nicht verifiziert werden. Die Ursache hierfür liegt möglicherweise in der verglichen mit anderen Materialsystemen geringen Leitungsband-Diskontinuität des GaInP/GaAs-Übergangs begründet, was zu einer verhältnismäßig geringen Überschuss-Energie der in die Basis injizierten Elektronen führt.

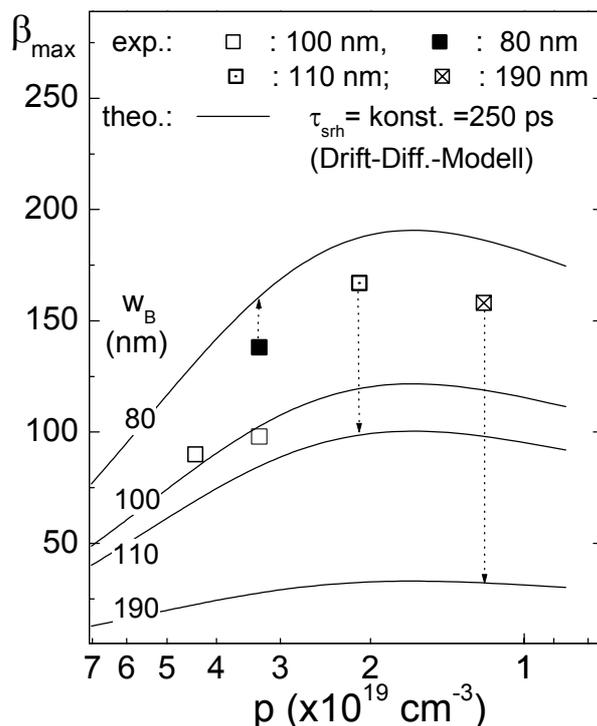


Abb. 5-8: Maximale Stromverstärkung von $60 \times 60 \mu\text{m}$ -GaInP/GaAs-HBTs im Vergleich verschiedener Basisdotierungen p und Basis-schichtdicken w_B . Die C-Dotierung wurde in allen Fällen intrinsisch mit TMG+AsH₃ realisiert. Zur Bewertung der Ergebnisse wurde die theoretisch zu erwartende β - p -Abhängigkeit des Drift-Diffusions-Modells für die jeweiligen Basis-schichtdicken und eine konstante SRH-Rekombination (250 ps) eingezeichnet.

Die **Verringerung der Basisdotierung** von $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ auf $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (Strukturen B2 und C) führt trotz der Schichtdicken-Erhöhung zu einer signifikanten Zunahme der Stromverstärkung. Ein Verhältnis β/R_{SB} von mehr als $0.6 \text{ q}/\Omega$ der $60 \times 60 \mu\text{m}^2$ -Bauelemente (Struktur C) ist eines der besten veröffentlichten Ergebnisse GaAs-basierter HBTs. Offensichtlich führt die verringerte Dotierung zu einer wesentlichen Abnahme der Defekt-Rekombination in der Basis, da die Dotierungsabhängigkeit der Auger- und strahlenden Rekombination allein die β - R_{SB} -Abhängigkeit nicht erklären kann (Abb. 5-8). Ein ähnliches Verhalten ist bei weiterer Absenkung der Basisdotierung auf $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (Struktur D) zu beobachten, wo bereits eine Schichtdicke von 190 nm notwendig ist, um einen Schichtwiderstand von etwa $270 \Omega/\text{q}$ zu gewährleisten. Wie in Abb. 5-8 zu erkennen, liegt die Stromverstärkung von mehr als 150 weit über der theoretisch zu erwartenden bei gegebener Basisdicke und dotierungsunabhängiger SRH-Rekombination. In Tab. 5-3 sind für die Transistoren mit unterschiedlicher Basisdotierung die SRH-Lebensdauern angegeben, die zu einer guten Übereinstimmung von Drift-Diffusions-Modell und Experiment führen. Die ermittelten Absolutwerte im Bereich von 0.25 ns bis 10 ns sind natürlich im Rahmen dieses einfachen Modells und infolge der Unsicherheit der involvierten Parameter mit großer Unsicherheit behaftet. Beispielsweise wurde bei der Verifikation veröffentlichter Koeffizienten der Auger- und strahlenden Rekombination anhand der gemessenen Dotierungsabhängigkeit der Elektronenlebensdauer (Abb. 4-11, S. 64) ebenfalls eine konstante SRH-Rekombination angenommen. Der Zweck der abgeschätzten SRH-Lebensdauern besteht jedoch in der Verdeutlichung des Einflusses der unterschiedlichen Basisdotierungen auf die HBT-Eigenschaften. Im Vergleich der Strukturen B2, C und D bei vergleichbarem Schichtwiderstand ist mit einer Basisdicke von 110 nm und einer Dotierung von $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ der beste Kompromiß hinsichtlich der Dickenabhängigkeit und Defektrekombi-

nation gefunden worden. Zu berücksichtigen bleiben die in Abschnitt 5.2.1 vorzustellenden HF-Eigenschaften der Transistoren in Abhängigkeit vom Vertikaldesign der Basisstruktur.

➤ *Eine Absenkung der Basisdotierung führt zu einer wesentlichen Abnahme der Defekt-Rekombination in der Basis, was im Ergebnis verbesserte Stromverstärkungsverhältnisse β/R_{SB} zur Folge hat. Die Verringerung der Basisschichtdicke führt ebenfalls zu einer Erhöhung der Stromverstärkung, was gut durch die quadratische Dickenabhängigkeit des diffusiven Ladungstransports approximiert wird. Eine Basisdicke von 110 nm in Kombination mit einer p-Dotierung von $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ stellt bei gegebenem Basisschichtwiderstand den besten Kompromiss aus Defektrekombination und Dickenabhängigkeit der Stromverstärkung dar.*

5.1.4 Thermische Stabilität von HBT-Eigenschaften

Die Untersuchung von GaAs:C-Materialeigenschaften ergaben eine thermische Instabilität von Minoritätsträger-Eigenschaften bei Temperaturen oberhalb 600°C für HBT-relevante Dotierungshöhen (Abschnitt 4.3.3). Diese Temperaturen entsprechen denen, die beispielsweise für eine merkliche Ausdiffusion von Wasserstoff aus der HBT-Basis (Abb. 4-24) notwendig wären.

In diesem Abschnitt soll kurz auf die thermische Stabilität von HBT-DC-Eigenschaften eingegangen werden, wobei eine gute Korrelation mit den in Abschnitt 4.3.6 vorgestellten Basismaterial-Eigenschaften in Abhängigkeit von Temperprozessen festzustellen ist.

In Abb. 5-9 ist das Verhältnis Stromverstärkung zu Basisschichtwiderstand β/R_{SB} als Funktion der Temperatur für Temperungen im Bereich 550°C bis 700°C dargestellt. Das 30-minütige Ausheizen erfolgte direkt im Anschluß an die Epitaxie der HBT-Struktur unter N_2 -Atmosphäre. Die Temperung führt zu einer anfänglich graduellen und ab ca. 625°C rapiden Abnahme der Stromverstärkung. Eine Temperatur von 700°C reduziert die Stromverstärkung auf etwa ein Zehntel des Ausgangswertes. Die Aktivierungsenergie der Defektentstehung kann mit ca. 2 eV abgeschätzt werden (Abb. 5-9). Der Beginn der rapiden β -Abnahme korreliert mit der festgestellten Reduktion der Elektronen-Lebensdauer ab einer Temperatur von 600°C (Abb. 4-26 b). Für alle Temperungen konnten keine signifikanten Änderungen in weiteren HBT-Kenngrößen wie Emitter-Basis-Idealitätsfaktor oder Einsatzspannung festgestellt werden. Der nur sehr leichte Anstieg des Idealitätsfaktors n_{EB} von 1.05 auf etwa 1.10 bestätigt, dass die Entstehung effektiver Rekombinationszentren im wesentlichen auf das Basisgebiet beschränkt bleibt.

Vergleichsweise Abnahmen der HBT-Stromverstärkung infolge einer Hochtemperatur-Temperung werden u.a. von HARTMANN et al. [58] und YOW et al. [157] berichtet. In [157] ist die β -Degradation mit einer rapiden Zunahme des Emitter-Idealitätsfaktors n_{EB} bis zu Werten von 1.9 verbunden, was einer Defektentstehung im Emitter als Folge der H-Ausdiffusion aus der Basis zugeschrieben wird. Die hier festzustellende H-Ausdiffusion, die mit einer Abnahme des Basisschichtwiderstandes um maximal ca. 10% verbunden ist, führt dagegen zu keiner wesentlichen Verschlechterung der Emitter-Materialeigenschaften. Die festgestellte thermische Degradation wird in der Literatur auch vielfach einer Entstehung von C-Precipitaten in sehr hoch dotierten Basisschichten (teilweise $p > 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) zugeschrieben [58]. Wie bereits im Abschnitt 4.3.3 bemerkt, ergaben hochauflösende TEM-Untersuchungen keine wesentlichen

Unterschiede zwischen getemperten und ungetemperten GaAs:C-Proben mit einer C-Konzentration bis $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Dies bestätigt die gemessene Stabilität des substitutionellen C-Einbaus nach einer Temperung bei 720°C (Abb. 4-25). Es kann daher davon ausgegangen werden, dass in dem untersuchten relativ niedrigen Dotierungsbereich bis $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ hauptsächlich thermisch aktivierte mikroskopische Punktdefekte im GaAs:C die HBT-Degradation hervorrufen.

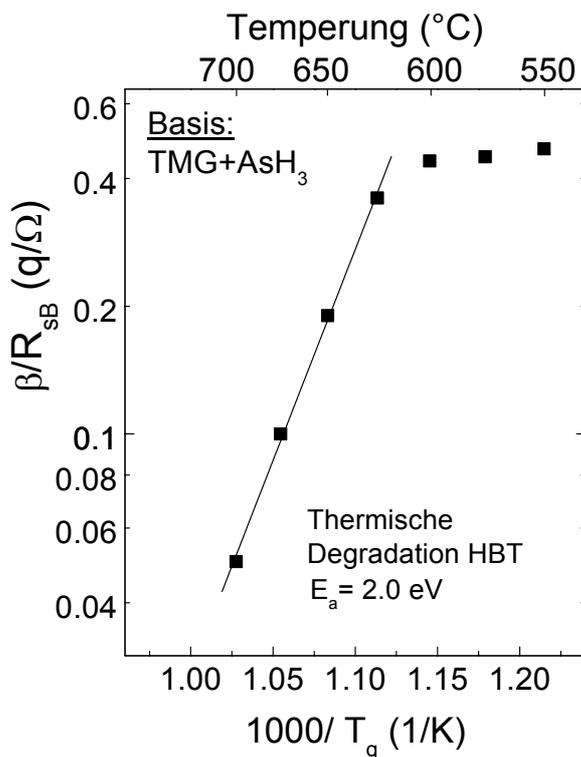


Abb. 5-9: Arrhenius-Diagramm des Verhältnisses Stromverstärkung zu Basisschichtwiderstand für Temperaturen zwischen 550°C und 700°C . Die Stromverstärkung degradiert signifikant bei Temperaturen oberhalb 600°C . Die Aktivierungsenergie des Degradationsmechanismus ist ca. 2 eV.

Der Einfluss verschiedener Basis-Wachstumsbedingungen auf die Stromverstärkung getemperteter Transistoren ist in Abb. 5-10 dargestellt. Eine Variation der Wachstumsrate durch Änderung des TMG-Partialdruckes bei der intrinsischen C-Dotierung hat keinen Einfluss auf die β -Reduktion. Ebenso kann nach einer Variation des V/III-Verhältnisses sowie des CBr₄-Partialdruckes bei der extrinsischen Dotierung keine klare Einflussnahme auf die thermische Degradation festgestellt werden.

Der größte messbare Unterschied in der β -Reduktion ist im Vergleich der Dotierungsmethoden erkennbar. Während die Temperung bei 685°C zu einer Abnahme der Stromverstärkung um ca. 70% bei intrinsischer Basisdotierung führt, resultiert eine identische Temperung extrinsisch dotierter Strukturen nur in einer β -Abnahme um 50%. Die geringere thermische Degradation der CBr₄-dotierten HBTs korreliert mit den Ergebnissen der zeitaufgelösten PL an GaAs:C Teststrukturen (Abb. 4-26 b). Dort wurde neben einer verglichen mit der intrinsischen Dotierung erhöhten Einsatz-Temperatur der thermischen Degradation eine geringere Abnahme der Elektronenlebensdauer bei gegebener Temperatur festgestellt. Als Ursache dieser Unterschiede kann eine Einflussnahme der unterschiedlichen Wachstumsbedingungen als unwahrscheinlich gelten, da die der intrinsischen Dotierung ähnlichen Wachstumsbedingungen

bei Dotierung mit CBr_4 (kleines V/III-Verhältnis, geringer CBr_4 -Partialdruck) nicht zu einer Zunahme der Degradations-Erscheinungen führen (Abb. 5-10). Möglicherweise kommen die bereits in höherer Zahl vorhandenen Defekte in der extrinsischen Basis (geringere Ausgangs-Stromverstärkung) und eine damit verbundene Änderung im Entstehungsprozess weiterer Rekombinationszentren für die gefundenen Unterschiede in Betracht.

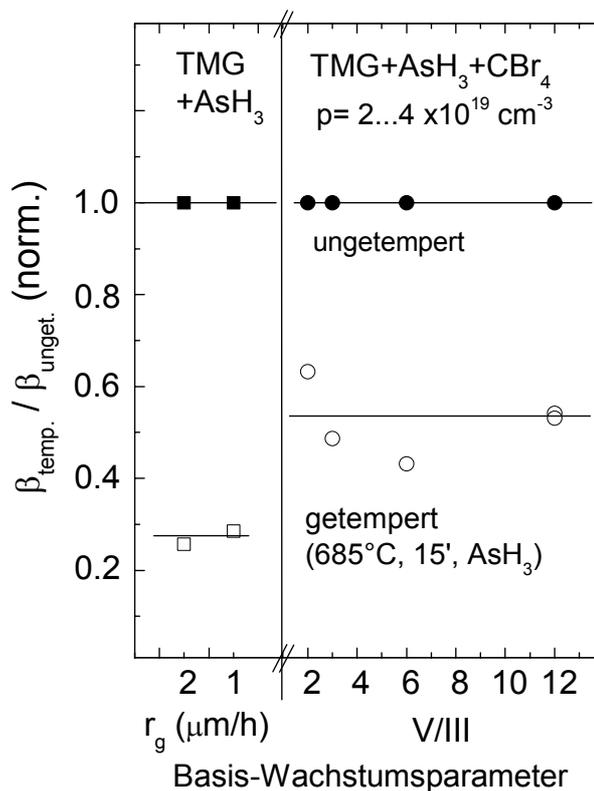


Abb. 5-10: Vergleich der maximalen Stromverstärkung ungetemperter und getemperter (685°C , 15') GaInP/GaAs-HBTs für verschiedene Wachstumsbedingungen intrinsischer und extrinsischer Basisdotierung. Für den Vergleich unterschiedlicher Basisdotierung ($p=2\dots4\times 10^{19}\text{ cm}^{-3}$) wurde die Stromverstärkung auf den ungetemperten Wert normiert.

Der Vergleich der ermittelten Defekt-Aktivierungsenergie der Basis-Degradation von ca. 2 eV mit dem für eine vollständige Ausdiffusion von Wasserstoff aus der HBT-Basis notwendigen Wert von 2.5 eV (Abb. 4-24) zeigt, dass die Hochtemperatur-Temperung der Gesamtstruktur kein geeigneter Weg für eine H-Reduktion ist. Demzufolge sollten die Anstrengungen auf die beschriebenen Möglichkeiten einer weiteren Minimierung der H-Eindiffusion gerichtet sein (vgl. Abschnitt 4.3.5).

➤ Hochtemperatur-Temperungen von HBT-Strukturen, z.B. im Hinblick auf eine Verringerung der H-Passivierung in der Basis, führen zu drastischen Reduktionen der Stromverstärkung. Diese Ergebnisse korrelieren mit der gezeigten thermischen Instabilität von Minoritätsträger-Eigenschaften in der Basisschicht. Eine wichtige Konsequenz dieser Resultate ist, dass die anwendbare Wachstumstemperatur während der Basis nachfolgender Wachstumsschritte eine obere Beschränkung aufweist.

5.1.5 Einfluss von Substrat-Eigenschaften

Die Beeinflussung von Bauelemente-Eigenschaften und des Degradationsverhaltens vor allem optoelektronischer Bauelemente durch Eigenschaften des Substratmaterials sind seit langem bekannt [144]. Hier konnte der Einsatz von Substraten mit verringerter Versetzungsdichte, wie z.B. VGF- oder VB-Material¹ die Ausbeute und Lebensdauer von Laserdioden oder LEDs erheblich verbessern. Demgegenüber wird der Großteil des für elektronische Anwendungen eingesetzten semi-isolierenden (SI-) Substratmaterials mit der LEC-Methode² hergestellt, das ca. einen Faktor 25...50 höhere **Versetzungsdichten** ($\sim 0.5 \dots 1 \times 10^5 \text{ cm}^{-2}$) besitzt [123]. Epitaxie-basierte Heterostruktur-Anwendungen wie HEMT und HBT haben gegenüber Implantations-Bauelementen den Vorteil, dass durch Wachstum spezieller Pufferschichten auf dem Substrat die Defektfortpflanzung in die Epitaxieschichten verringert oder unterdrückt werden kann. Der HBT kann jedoch aufgrund seines Funktionsprinzips ähnlich den optischen Halbleiter-Bauelementen als besonders sensitiv gegenüber einer möglichen Beeinflussung durch Substrat-Eigenschaften angesehen werden: Vertikaler Ladungsträgertransport, Minoritätsträger-Injektion aus einem Halbleitermaterial mit höherer Energiebandlücke in eines mit geringerer Bandlücke sowie substantielle Elektronen-Loch-Rekombination mit möglichen Auswirkungen auf das Degradationsverhalten (siehe Abschnitt 1.1) stellen Gemeinsamkeiten mit optoelektronischen Bauelementen dar. Aufgrund von Ähnlichkeiten im Degradationsverhalten und den gefundenen Defekten bezeichnete HENDERSON den HBT als ein elektronisches Bauelement mit optoelektronischer Zuverlässigkeit [64].

Im Hinblick auf die beschriebenen Fragestellungen war die Untersuchung von Substrat-Eigenschaften und deren Einfluss auf HBT-Ergebnisse ein wichtiger Punkt der Optimierungsarbeiten. Die Unterschiede in der Kristallqualität typischer 4 Zoll LEC- und VGF-Wafer verdeutlichen XRD-Maps der Substratpeak-Intensität in Abb. 5-11.

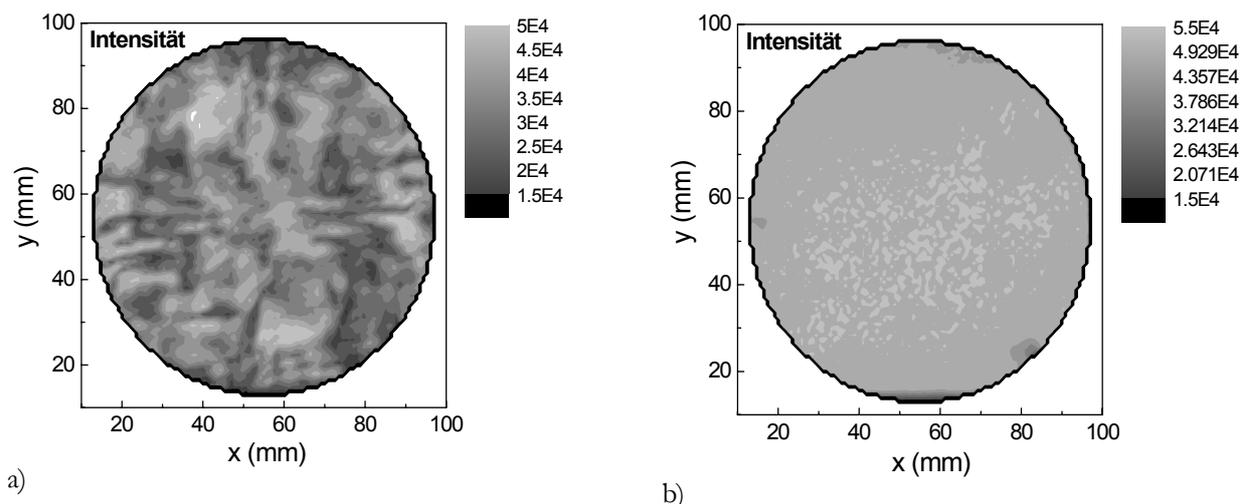


Abb. 5-11: 4 Zoll-Map der Röntgenpeak-Intensität eines typischen LEC-Substrates (a) und VGF-Substrates (b). Das LEC-Substrat weist eine Zellstruktur in der Verteilung der Versetzungen auf.

¹ VGF: *engl.* Vertical Gradient Freeze', VB: *engl.* Vertical Bridgman'

² LEC: *engl.* Liquid Encapsulated Czochralski'

Während der VGF-Wafer eine nahezu vollständig homogene Intensität und Halbwertsbreite des Substratpeaks aufweist, wird der LEC-Wafer mäanderartig von Bereichen verringerter Peak-Intensität und erhöhter Halbwertsbreite durchzogen.

Die verringerte strukturelle Perfektion der LEC-Wafer ist Folge eines vergleichsweise starken radialen Temperaturgradienten während des tiegelfreien Kristallwachstums [123]. Bei der VGF-Methode wird der Kristalldurchmesser durch den Tiegel bestimmt, was ein homogeneres Temperaturfeld ermöglicht und dementsprechend den thermischen Stress verringert.

Abb. 5-12 vergleicht die maximale Stromverstärkung von $60 \times 60 \mu\text{m}^2$ -HBTs (Schichtstruktur siehe Anhang D), die auf unterschiedlichen Substrattypen hergestellt wurden. Die Datenpunkte und Fehlerbalken entsprechen dem Mittelwert und der Standardabweichung von jeweils ca. 30 Transistoren, verteilt über den 4 Zoll-Wafer. Alle untersuchten Substrattypen führen zu vergleichbaren HBT-Eigenschaften, auch nach Weglassen der zwischen Substrat und eigentlicher Transistorstruktur befindlichen $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ -Pufferschicht. Ein Einfluss der unterschiedlichen Kristallstruktur und Versetzungsdichte auf die Stromverstärkung und andere HBT-Eigenschaften konnte nicht nachgewiesen werden.

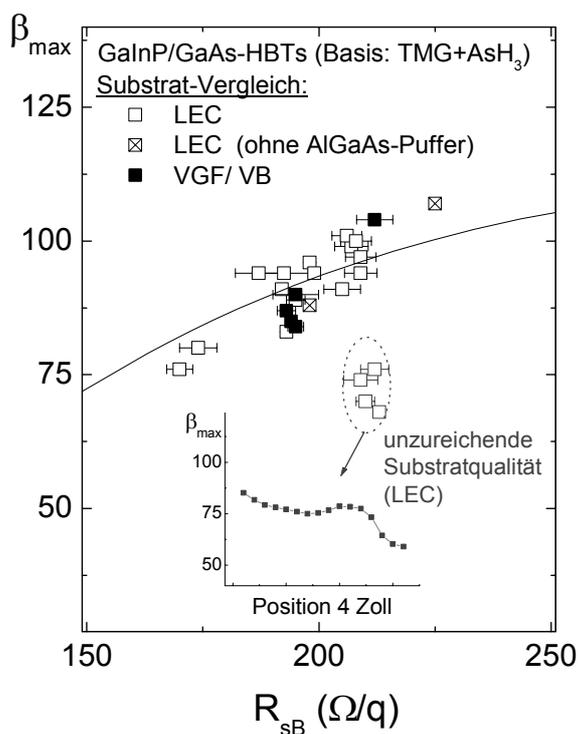


Abb. 5-12: Vergleich der maximalen Stromverstärkung von GaInP/GaAs-Jumbo-HBTs unter Verwendung unterschiedlicher Substrattypen. Die Bauelemente-Ergebnisse auf den LEC-Substraten mit einer unzureichenden Substratqualität weisen einen nicht-rotationssymmetrischen Verlauf über den 4 Zoll-Wafer auf (siehe eingefügtes Bild).

Eine in diesem Zusammenhang wichtige Frage ist die nach der Zahl der Versetzungen, die im statistischen Mittel unter der Emitterfläche eines HBTs der LEC- und VGF-Substrate zu finden ist. Tab. 5-4 gibt die mittlere **Anzahl der Substrat-Versetzungen pro HBT** im Vergleich verschiedener Emitterflächen an. Die angegebenen Zahlen stellen dabei nur größenordnungsmäßige Abschätzungen dar, da diese Werte je nach tatsächlicher Versetzungsdichte, z.B. für verschiedene Substrathersteller, schwanken. Für die in Abb. 5-12 dargestellten Ergebnisse von Jumbo-HBTs ($60 \times 60 \mu\text{m}^2$) finden sich somit durchschnittlich 2 bis 3 Versetzungen je Bauelement für eine LEC-Substrat, jedoch weniger als eine Versetzung je 10 HBTs bei

Verwendung eines VGF- oder VB-Substrates. Da pro Wafer ca. 30 Transistoren gemessen wurden, sollte eine etwaige Einflussnahme der Versetzungsdichte in der Messung sichtbar sein, was jedoch nicht festgestellt werden konnte.

Transistortyp	Anzahl von Substratversetzungen pro Transistor	
	LEC- Kristall ($\sim 7 \times 10^4 \text{ cm}^{-2}$)	VGF/VB- Kristall ($\sim 2 \times 10^3 \text{ cm}^{-2}$)
$60 \times 60 \text{ } \mu\text{m}^2$	2-3	<0.1
$1 \times 3 \times 30 \text{ } \mu\text{m}^2$	<0.1	<0.002
$8 \times 3 \times 30 \text{ } \mu\text{m}^2$	0.5	<0.02

Tab. 5-4: Durchschnittliche Zahl von Substratversetzungen pro HBT (Emitterfläche) für unterschiedliche Transistor- und Kristalltypen. Die Werte in Klammern geben die angenommenen mittleren Versetzungsdichten an.

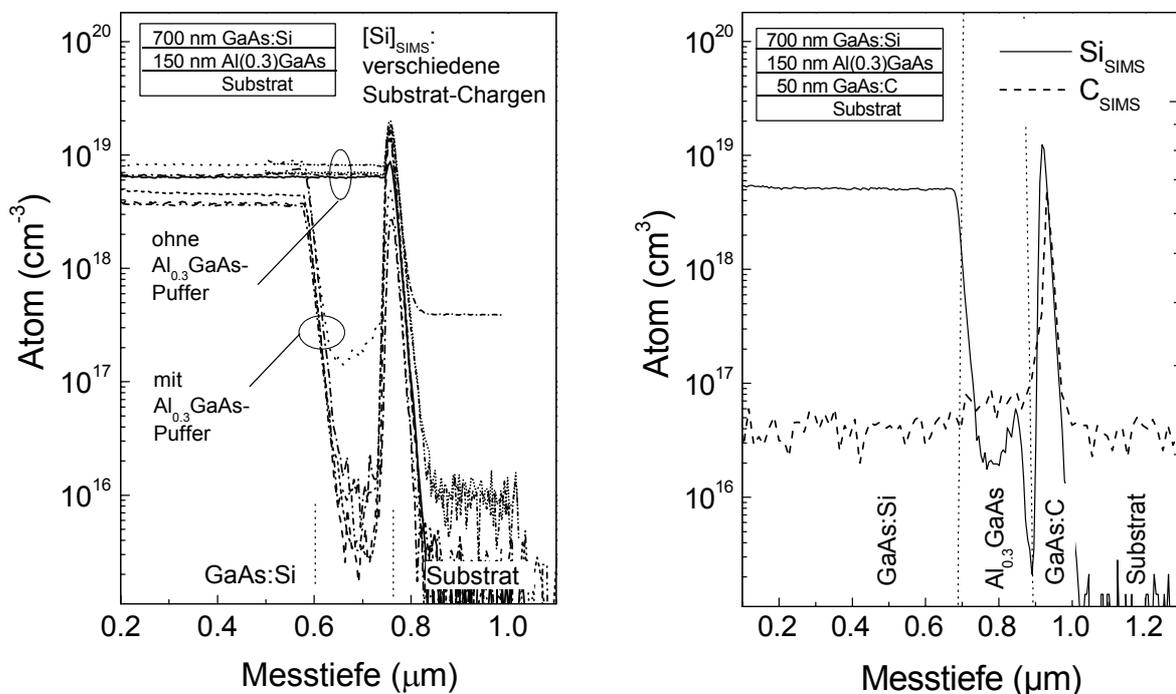
Eine Ausnahme der ansonsten guten Reproduzierbarkeit von DC-Eigenschaften bildeten HBTs auf Substraten eines LEC-Kristalls, die reduzierte und teilweise nicht-rotationssymmetrische Stromverstärkungen ergaben (Abb. 5-12). Die Nicht-Rotationssymmetrie des β -Verlaufes über den Wafer ist dabei eindeutiger Nachweis des Substrateinflusses, da alle Eigenschaften der Epitaxieschichten infolge der Planeten- und Satellitendrehung Rotationssymmetrie aufweisen. Ein weiteres Indiz für den Substrateinfluss ist, dass aufeinanderfolgende Scheiben bestimmter Kristallbereiche gleichermaßen von den Randstörungen betroffen waren, jedoch nicht Scheiben aus anderen Kristallen und dem gleichen Epitaxieren.

Die für die HBT-Anwendung entscheidende Prüfung einer möglichen Substrat-Einflussnahme stellen Degradationsuntersuchungen dar, um beispielsweise eine substratbedingte Defekt-Entstehung oder -Fortpflanzung infolge Strominjektion auszuschließen (siehe Abschnitt 1.1) [65]. Hier muss allerdings angemerkt werden, dass solche Untersuchungen eine ausreichende Anzahl an Bauelementen im Test voraussetzt, da beispielsweise auf einem LEC-Substrat weniger als jeder Zehnte HBT mit einer Emitterfläche von $3 \times 30 \text{ } \mu\text{m}^2$ eine Substrat-Versetzung überdeckt. Die Untersuchung großflächigerer Transistoren ist durch die Erreichung der für den Stresstest notwendigen Stromdichten begrenzt.

Neben der Kristallqualität des Substrats und deren Einfluss auf die Epitaxieschichten sind **Eigenschaften der Substrat-Oberfläche** und die Konsequenzen für den Wachstumsstart bei der Epitaxie von Bedeutung. Die in dieser Arbeit ausschließlich verwendeten ‚epi-ready‘-Substrate werden vom Substrathersteller im Anschluss an die Oberflächen-Endbehandlung durch eine gezielt realisierte Oxidschicht geschützt.

Vor dem MOVPE-Wachstumsbeginn wird diese Schicht durch thermische Deoxidation in einer H_2/AsH_3 -Atmosphäre entfernt, so dass zumindest theoretisch eine reproduzierbar präparierte GaAs-Oberfläche für das Wachstum zur Verfügung steht. Diese thermische ‚in-situ‘-Präparation des Substrates ist allerdings nicht in der Lage Oberflächen-Verunreinigungen durch einfaches Ausheizen zu entfernen. Abb. 5-13 zeigt SIMS-Messprofile der Si-Konzentration für den Übergang Substrat/Puffer/Kollektorkontakt. Festzustellen ist, dass unabhängig von der Kontaktschicht-Dotierungshöhe und der Anwesenheit eines AlGaAs-Puffers ein Si-Peak von

bis zu $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ an der Substrat-Epitaxieschicht-Grenzfläche auftritt. Die Höhe dieser Oberflächen-Verunreinigung konnte mit unterschiedlichen Substrat-Chargen korreliert werden. Als problematisch erweist sich diese Oberflächen-Verunreinigung, wenn die Bauelemente-Isolation durch eine Mesaätzung bis zum AlGaAs-Puffer oder in oberflächennahe Bereiche des Substrates erfolgt. Beides führt entweder zu stark schwankenden oder ungenügenden Isolationswerten, die teilweise unterhalb der geforderten $1 \text{ G}\Omega$ liegen (siehe Abb. 5-14 für Run-Nummern kleiner 1100). Eine in diesem Zusammenhang wichtige Frage war die nach der Möglichkeit einer Si-Rückdiffusion aus der hochdotierten Kollektor-Kontaktschicht in die Pufferschicht bzw. das Substrat, was eine Beeinflussung des Bauelemente-Isolation zur Folge hätte. Das Auftreten unzureichender Isolationswiderstände bei einer Mesaätzung ins Substrat bei gleichzeitig vorhandener AlGaAs-Pufferschicht zwischen Kontaktschicht und Substrat, lässt allerdings den Schluss zu, dass in erster Linie Substrat-Eigenschaften wie die nachgewiesene Si-Verunreinigung an der Oberfläche für die Isolation ausschlaggebend sind.



a)

b)

Abb. 5-13: SIMS-Messprofile von HBT-Teststrukturen mit der Schichtfolge Substrat/Al_{0.3}GaAs-Puffer/GaAs:Si-Kollektorkontakt. a) Si-Konzentration im Vergleich verschiedener Substrat-Chargen; b) Si- und C-Tiefenprofil einer neu entwickelten Substrat/Puffer-Struktur, die durch eine gezielte Ladungsträgerkompensation zu einer verbesserten Isolationsfähigkeit des Puffers führt.

Der hier entwickelte Weg zur **Verbesserung der Bauelemente-Isolation** bestand im Einsatz einer dünnen p-dotierten GaAs-Schicht auf der Substrat-Oberfläche zur Kompensation der dort vorhandenen Störatome. Der auch in der Literatur beschriebene Weg einer p-Dotierung des AlGaAs-Puffers [34] wurde hinsichtlich der Auswirkungen auf HBT-Bauelemente-Eigenschaften nicht verfolgt. Die starke Beeinflussung der AlGaAs-Materialqualität durch die für eine p-Dotierung notwendigen Änderungen in den Wachstumsbedingungen sowie die Möglichkeit der Beeinflussung nachfolgender Epitaxieschichten waren hierbei ausschlaggebend.

Abb. 5-13 b) zeigt im SIMS-Profil den Bereich der Substrat-Epitaxieschicht-Grenzfläche bei Vorhandensein der p-dotierten GaAs-Pufferschicht auf dem Substrat. Die 50 nm dünne Schicht wird bei einer Temperatur von 600°C und einem V/III-Verhältnis von 1.8 mit ca. $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ intrinsisch C-dotiert. Die ausreichende Kompensationswirkung dieser p-Pufferschicht belegen Messungen von Isolationswiderständen, wobei die Isolationsmesa nur bis zur undotierten AlGaAs-Pufferschicht geätzt wurde (Abb. 5-14: Runs ≥ 1400). Eine Beeinflussung anderer HBT-Eigenschaften wie Stromverstärkung oder Durchbruchverhalten konnte nicht festgestellt werden. Da die Oberflächenverunreinigung der Substrate für verschiedene Chargen und Hersteller unterschiedlich ist, müssen weitere Experimente klären, inwieweit die Dotierung und Dicke der vergrabenen Kompensationsschicht im Hinblick auf stabile Isolationswerte ausreichen.

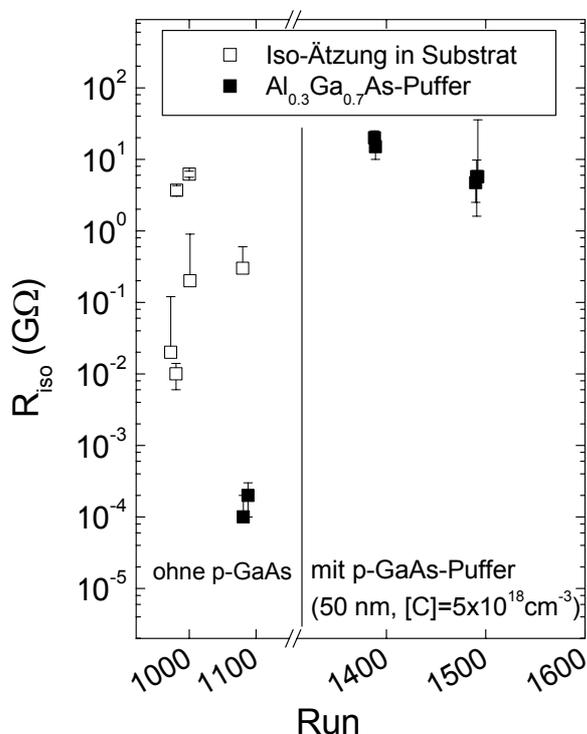
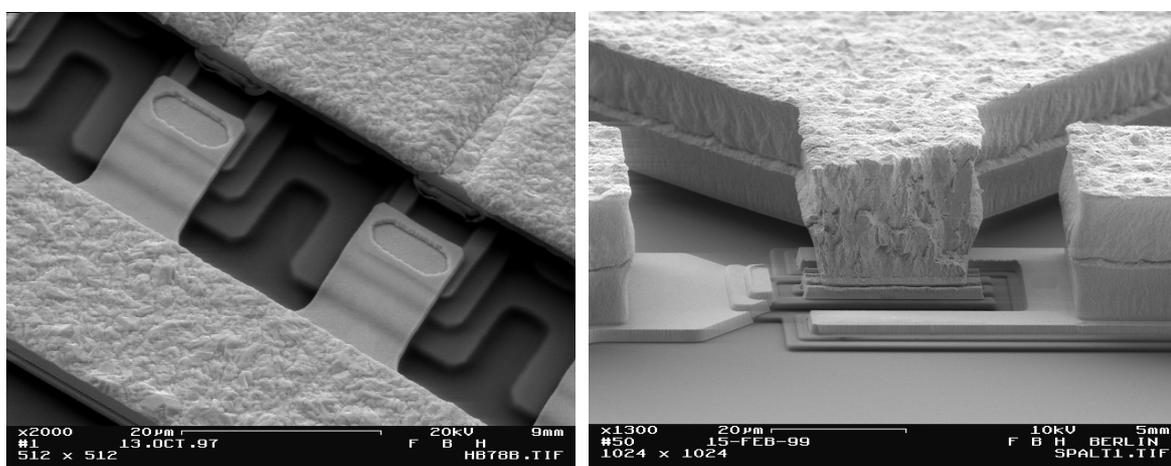


Abb. 5-14: Isolationswiderstände nach einer Isolationsätzung ins Substrat (offene Symbole) und auf der $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Pufferschicht (ausgefüllte Symbole) im Vergleich vor und nach Einführung einer p-GaAs-Schicht zwischen Substrat und Puffer.

➤ Substrate mit unterschiedlichen Versetzungsdichten (LEC- und VGF-Typ) wurden im Hinblick auf eine mögliche Beeinflussung von HBT-Bauelemente-Eigenschaften untersucht. Es konnte keine Beeinflussung der Stromverstärkung und anderer HBT-Eigenschaften aufgrund der unterschiedlichen Kristallstruktur und Versetzungsdichte nachgewiesen werden. Oberflächen-Verunreinigungen der eingesetzten epi-ready-Substrate erwiesen sich als problematisch hinsichtlich der Bauelemente-Isolation. Hier führte die Entwicklung einer Kompensationsschicht zwischen Substrat und Pufferschicht zu einer Verbesserung von Höhe und Reproduzierbarkeit des Isolationswiderstandes.

5.2 Die HBT-Leistungszelle

Hochfrequenz-Leistungsverstärker als Einzelbauelemente und in monolithisch integrierten Schaltungen (MMICs¹) stellen die wichtigsten Anwendungen GaAs-basierter Heterobipolar-Transistoren dar. Für das Hochfrequenzverhalten von HBTs ist neben einem entsprechenden Design der Epitaxiestruktur vor allem das geometrische Layout des Transistors entscheidend. Inhaltlicher Schwerpunkt dieser Arbeit war die Optimierung der HBT-Epitaxiestruktur, so dass auf Fragen der lateralen Bauelemente-Geometrie nicht eingegangen werden kann. Eine ausführlichere Diskussion von Layout-Regeln wie zum Design der Emitterbreite und -Länge kann beispielsweise in [90] gefunden werden. Die hier verwendete Emitterstreifen-Geometrie von $3 \times 30 \mu\text{m}^2$ für den Einzelfingertransistor ist ein übliches Layout und dient daher auch der guten Vergleichbarkeit mit veröffentlichten Arbeiten.



a) *REM-Detaillaufnahme einer HBT-Leistungszelle ohne ‚thermal shunt‘ (a). Zu erkennen ist die Verbindungsmetallisierung der Emitterfinger (oben rechts) und die Basiskontaktierung. b) REM-Aufnahme eines Einzelfingertransistors mit galvanisch verstärkter Verbindungsmetallisierung (‚thermal shunt‘).*

Die Anforderungen hinsichtlich des Leistungsverhaltens bei hohen Frequenzen erfordern ebenfalls ein angepasstes Transistordesign. Die Erzielung der für hohe Ausgangsleistungen notwendigen hohen Ströme macht die Nutzung parallel verschalteter Einzeltransistoren notwendig, so dass sich eine Leistungszelle in der Regel aus 8 bis 10 Unterzellen (Emitterfingern) zusammensetzt. Die Dimensionierung der Zellen und ihrer Verbindungsmetallisierung betrifft Fragen der Gleichmäßigkeit der Stromeinspeisung in die einzelnen Zellen, des Laufzeitverhaltens der einzelnen Finger zueinander und der thermischen Leistungsabführung [74]. Letzteres hat aufgrund des selbstverstärkenden Effektes der Temperatur auf die Leitfähigkeit Auswirkungen auf die Stromverteilung innerhalb der Leistungszelle und dementsprechend auf die Lebensdauer. Stabilere thermische Bedingungen können zum einen durch eine dicke Au-Verstärkungsmetallisierung zur Wärmeabfuhr (‚thermal shunt‘) und zum anderen durch eine Stromkopplung der Subzellen mit Hilfe eines Ballastwiderstandes erzielt werden. Messungen des thermischen Widerstandes nach der von BOVOLON et al. [22]

¹ engl.: Monolithic Microwave Integrated Circuit

beschriebenen Methode ergaben einen um 40% reduzierten Wert bei Verwendung einer $10\ \mu\text{m}$ Au-Luftbrückenverstärkung verglichen mit Transistoren ohne ‚thermal shunt‘-Technologie [4]. Sowohl die galvanische Verstärkungsmetallisierung als auch die Strombegrenzung über einen Emitter-Ballastwiderstand wurden in der vorliegenden Arbeit angewendet, um thermische Effekte zu minimieren. REM-Aufnahmen von Detailbereichen einer Leistungszelle und eines Einzelfingertransistors mit ‚thermal shunt‘ (Abb. 5-15) verdeutlichen den hohen technologischen Stand der Bauelementeprozessierung, der die Grundlage der vorzustellenden Ergebnisse bildet.

5.2.1 Größenskalierung

Bevor Beispiele des Hochfrequenz- und Leistungsverhaltens realisierter HBTs vorgestellt werden, soll in diesem Abschnitt kurz auf die Frage der Größenskalierung verschiedener Transistortypen eingegangen werden. Der Vergleich von Transistorlayouts setzt eine ausgereifte und reproduzierbare Bauelemente-Technologie voraus, um Prozess-Einflüsse auf das Bauelementeverhalten auszuschließen (vgl. Abschnitt 3.3). Wie beschrieben hat die Art und Qualität der Oberflächenpassivierung einen mit abnehmender Transistorfläche zunehmenden Einfluss auf Bauelementeeigenschaften.

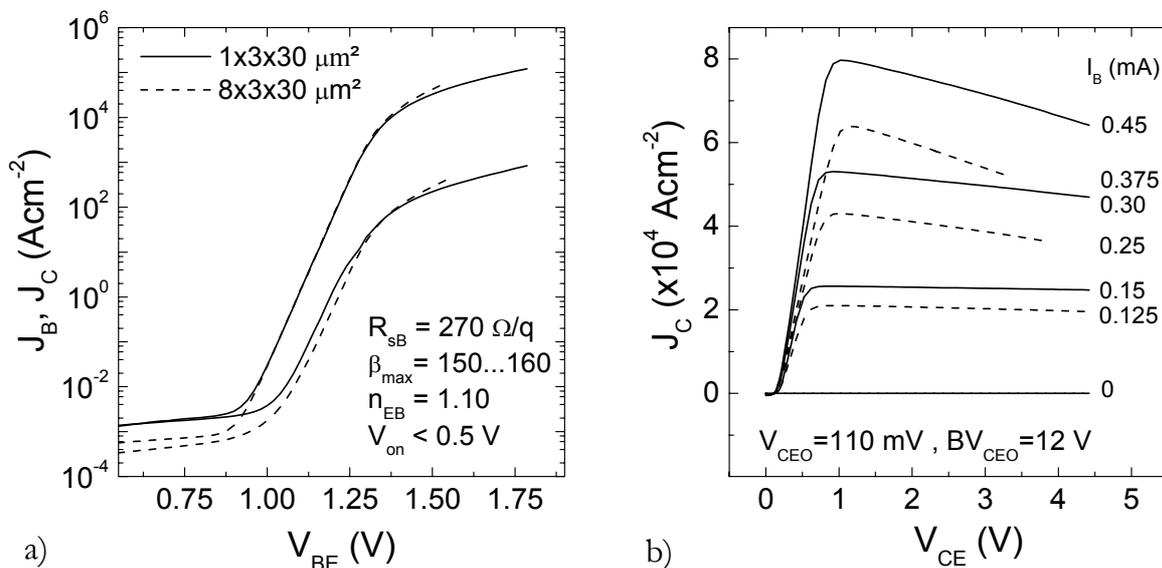


Abb. 5-16: a) Gummelplot und b) Ausgangskennlinienfeld von Einzelfinger ($3 \times 30\ \mu\text{m}^2$, durchgezogene Linien)- und Mehrfinger ($8 \times 3 \times 30\ \mu\text{m}^2$, Strichlinien)-GaInP/GaAs-HBTs in Emitterschaltung. Dotierung und Dicke der intrinsisch dotierten Basis sind $p = 3 \times 10^{19}\ \text{cm}^{-3}$ und $w_B = 80\ \text{nm}$

Typische DC-Ergebnisse von $3 \times 30\ \mu\text{m}^2$ -Transistoren und $8 \times 3 \times 30\ \mu\text{m}^2$ -Leistungszellen sind in Abb. 5-16 im Gummelplot und Ausgangskennlinienfeld dargestellt. Die Basisdotierung der GaInP/GaAs-HBTs (Struktur siehe Anhang D) wurde intrinsisch mit TMG und AsH_3 realisiert ($w_B = 80\ \text{nm}$, $p = 3 \times 10^{19}\ \text{cm}^{-3}$). Die Ergebnisse der $60 \times 60\ \mu\text{m}^2$ -HBTs wurden in Tab. 5-3

(Struktur B2) vorgestellt. Im Gummelplot der kleinflächigen Einfinger- und Mehrfinger-Transistoren sind keine signifikanten Unterschiede festzustellen, was neben der guten Qualität der Epitaxiestruktur den hohen technologischen Stand des Bauelementeprozesses belegt. Eine sehr große Stromverstärkung und eine sehr kleine Einsatzspannung sind hervorzuheben. Die kleine Einsatzspannung und die in den Ausgangskennlinien erkennbare kleine Kollektor-Emitter-Offsetspannung V_{CE0} sind auf die nur geringe Leitungsband-Diskontinuität an der Emitter-Basis-Heterogrenzfläche zurückzuführen. Die Ausgangskennlinien zeigen einen mit zunehmender Kollektor-Emitterspannung bei gegebenem Basisstrom abnehmenden Kollektorstrom. Dieser Effekt verstärkt sich für höhere Basis- und dementsprechend höhere Kollektorströme. Für die Leistungszellen ist dieser Effekt deutlich ausgeprägter, was auf die in Abschnitt 2.2 beschriebene thermische Ursache hindeutet: Die für eine gegebene Kollektorstromdichte höhere Temperatur des aktiven Transistorgebietes im Fall der Leistungszellen hat verringerte Stromverstärkungen zur Folge (Glg. (2-9)). Diese und weitere Ergebnisse sind in Abb. 5-17 im β - R_{sB} -Diagramm zusammengefasst. Die untereinanderliegende Punkte eines Basisschichtwiderstandes repräsentieren jeweils die Transistoren eines Wafers. Zu erkennen ist, dass die Stromverstärkung der Einzelfinger-Transistoren mit kleiner Emitterfläche in der Regel größer ist als die der $60 \times 60 \mu\text{m}^2$ -HBTs. Dieser Effekt deutet zumindest auf sehr geringe Oberflächen-Rekombinationsströme im Bereich der Peripherie der Emittiermesa und damit auf eine effektiv funktionierende Ledge-Technologie hin.

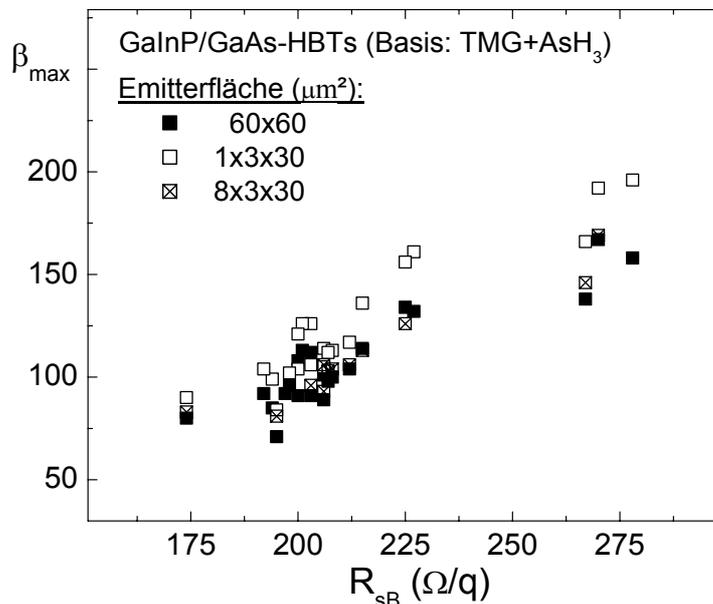


Abb. 5-17: Vergleich der maximalen DC-Stromverstärkung von Jumbo-Transistoren ($60 \times 60 \mu\text{m}^2$), Einzelfinger-Transistoren ($1 \times 3 \times 30 \mu\text{m}^2$) und 8-Finger-Leistungszellen ($8 \times 3 \times 30 \mu\text{m}^2$).

Zusätzlich kommen möglicherweise emitterflächen-abhängige Effekte wie eine ungleichmäßige Stromeinspeisung („current crowding“) im Fall der größeren Emitterflächen für die gefundenen Unterschiede in Betracht. Die bei den kleinen Transistoren vorhandene SiN_x -Passivierung der Oberfläche kann ebenso eine weitere Reduktion von Rekombinationsströmen bewirken.

Die maximale Stromverstärkung der Leistungszellen ist in der Regel kleiner als die der Einzelfinger-HBTs, jedoch vergleichbar mit der der großflächigen DC-Transistoren. Ursache hierfür sind wahrscheinlich layout-bedingte zusätzliche Rekombinationsanteile an den Strukturperipherien und thermische Verluste. Der Vergleich zeigt jedoch, dass die großflächigen

Transistor-Strukturen des schnellen Bauelementeprozesses ein verlässlicher Monitor für die zu erwartenden Ergebnisse der Leistungszellen sind.

5.2.2 HF-Verhalten und Leistungsergebnisse

Wichtigstes Anwendungsfeld der in dieser Arbeit optimierten HBT-Strukturen ist der Bereich der Mobilkommunikation. Die Spezifikation der Epitaxiestruktur war somit in erster Linie auf hohe Leistungswirkungsgrade bei kleiner Versorgungsspannung ($\leq 3V$) und relativ kleinen Frequenzen (um die 2 GHz) ausgerichtet. Die Abhängigkeit der Transitfrequenz und maximalen Schwingfrequenz von der Basistransitzeit und dem Basisschichtwiderstand (Gln. (2-11) und (2-13)) lassen eine anwendungsbezogene Spezifikation von Dicke und Dotierung der Basisschicht zu. Sehr hohe Basisdotierungen ($p \sim 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) und kleine Schichtdicken ermöglichen z.B. im Zusammenhang mit anderen Verfahren zur Reduzierung parasitärer Basis-Kollektor-Kapazitäten sehr hohe f_T - und f_{max} -Werte von 80 GHz bzw. 170 GHz [31]. Das Anwendungsgebiet der in dieser Arbeit realisierten HBTs lässt demgegenüber niedrigere Basisdotierungen als sinnvoll erscheinen. Bei der Wahl der Basisdotierung sind neben der mit steigender Dotierungshöhe abnehmenden Stromverstärkung und thermischen Stabilität auch der zunehmende Wasserstoff-Einbau und mögliche Auswirkungen auf das Degradationsverhalten zu berücksichtigen.

Als ein Beispiel für den Einfluss der Epitaxiestruktur auf die Hochfrequenzeigenschaften soll im folgenden der Vergleich verschiedener Basisstrukturen mit Dotierungen im Bereich $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ bis $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ erfolgen. In Tab. 5-5 sind die bestimmten f_T - und f_{max} -Werte der Einzelfingertransistoren in Abhängigkeit von Basisstruktur-Eigenschaften angegeben. Die DC-Eigenschaften dieser Transistoren mit Basisdicken zwischen 80 nm und 190 nm wurden in Abschnitt 5.1.3 (Tab. 5-3, S.99) verglichen. Die Änderung der Basisschichtdicke von 100 nm auf 80 nm (B1 und B2) führt nur zu geringfügigen Änderungen in den f_T - und f_{max} -Werten. Die von B1 nach B2 gemessene leichte Erhöhung von f_i bei gleichzeitiger Verringerung von f_{max} entspricht der theoretischen Abhängigkeit von Basisdicke und Schichtwiderstand.

Struktur	p (cm^{-3})	w_B (nm)	R_{SB} (Ω/q)	β_{max} $3 \times 30 \mu\text{m}^2$	β_{max}/R_{SB} (q/Ω)	f_i (GHz)	f_{max} (GHz)
B1	3×10^{19}	100	207	112	0.55	37	65
B2	3×10^{19}	80	267	166	0.60	38	62
C	2×10^{19}	110	270	192	0.70	34	53
D	1×10^{19}	190	278	196	0.70	20	32

Tab. 5-5: Übersicht der DC- und HF-Charakterisierungsergebnisse von $3 \times 30 \mu\text{m}^2$ GaInP/GaAs-HBTs im Vergleich verschiedener Basisdotierungen und Basisdicken.

Die Dotierungsreduktion auf $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ bzw. $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ bei gleichzeitiger Dickenerhöhung (C und D) reduziert beide Grenzfrequenzen in unterschiedlichem Maße. Die maximale Schwing-

frequenz der $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ -Struktur liegt um ca. 20% unter dem HBT mit höherer Basisdotierung. Für Anwendungen im 2 GHz Frequenzband sollte diese Änderung nicht signifikant sein, wobei die verbesserte Materialqualität eine höhere Stromverstärkung ($\beta/R_{sB} \sim 0.7 \text{ q}/\Omega$) und gegebenenfalls verbesserte Zuverlässigkeits-Eigenschaften gewährleistet (vgl. Abschnitt 1.1). Die auf $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ reduzierte Basisdotierung (Struktur D) führt zu einer deutlicheren Verringerung der Grenzfrequenzen (ca. 50% gegenüber der Ausgangsstruktur).

Abb. 5-18 zeigt exemplarisch die aus S-Parameter-Messungen bestimmten Kleinsignal-Verstärkungen (h_{21} und MUG^1) als Funktion der Frequenz für die $8 \times 3 \times 30 \mu\text{m}^2$ -Leistungszelle der Struktur C. Zur Bestimmung der Grenzfrequenzen wurde die Verstärkung auf den Wert 0 dB extrapoliert, bei einem Abfall von 20 dB pro Frequenz-Dekade. Der Transistor mit einer Basisdotierung von $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ liefert eine Verstärkung von 30 dB bei 2 GHz. Die Grenzfrequenzen sind vergleichbar mit denen der Einzelfingertransistoren bei gleicher Stromdichte (Tab. 5-5).

Den Einfluss einer verringerten Basis-Kollektor-Kapazität auf das Hochfrequenzverhalten zeigen HBT-Ergebnisse unter Anwendung einer Prozessfolge, die zu einer verringerten Fläche des aktiven Kollektorgebietes führt. Maximale Schwingfrequenzen von 128 GHz für Einzelfinger- und 90 GHz für Mehrfinger-HBTs mit einer Basisdotierung von $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ konnten demonstriert werden [5].

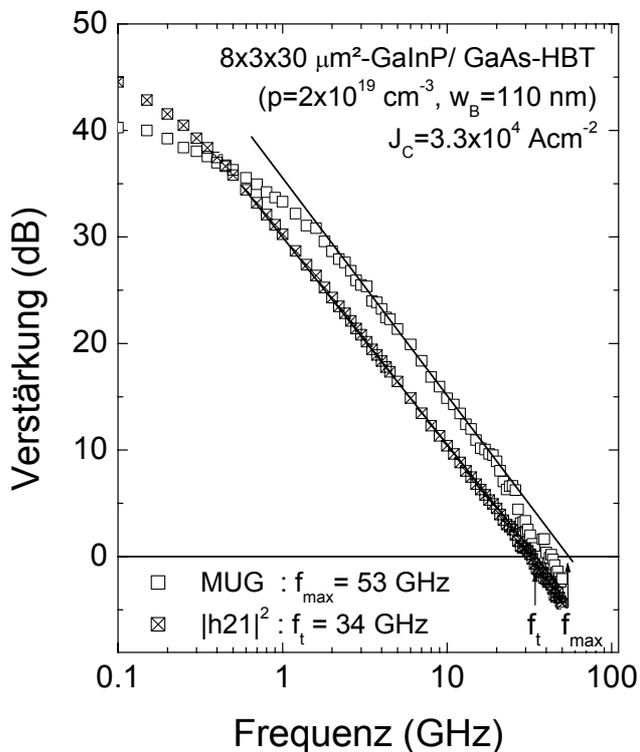


Abb. 5-18: HF-Charakteristika einer GaInP/GaAs-HBTs-Leistungszelle mit einer Emitterfläche von $8 \times 3 \times 30 \mu\text{m}^2$ (Struktur C in Tab. 5-5)

Abb. 5-19 zeigt die Ausgangsleistung und den Leistungswirkungsgrad PAE dieser Zellen als Funktion der Eingangsleistung. Die Leistungsmessungen wurden bei einer Frequenz von

¹ engl.: Maximum Unilateral Gain

2 GHz, einer Kollektor-Emitter-Spannung von 3 V an 12 Finger-Strukturen mit einer Fläche von $12 \times 3 \times 30 \mu\text{m}^2$ durchgeführt.

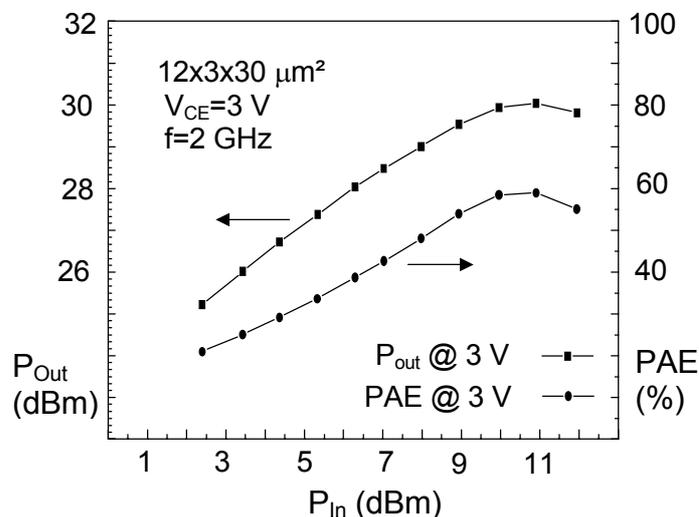


Abb. 5-19: Ausgangsleistung P_{Out} und Leistungseffizienz PAE bei $V_{CE}=3$ V und einer Frequenz von 2 GHz eines 12-Finger GaInP/GaAs-HBTs.

Das bei dieser Charakterisierung eingesetzte Verfahren beruht auf der sogenannten aktiven Load-Pull-Meßtechnik, mit dessen Hilfe eine optimale Auskopplung der Leistung möglich ist. Das Bauelement liefert eine Ausgangsleistung von mehr als 1 W bei einer PAE von etwa 60%. Bemerkenswert ist, dass selbst bei einer verringerten Spannung von 2.5 V PAE -Werte von mehr als 50% erreicht werden [5].

Diese Resultate demonstrieren den erreichten Stand im Hinblick auf das DC- und HF-Verhalten bei der Entwicklung GaAs-basierter HBTs im 4 Zoll-Wafermaßstab. In einem abschließenden Kapitel werden erste Ergebnisse zum Degradationsverhalten von Einzelfinger-HBTs in Abhängigkeit von Epitaxievariationen vorgestellt.

- Die Gleichstrom-Charakterisierung von $3 \times 30 \mu\text{m}^2$ -Transistoren und $8 \times 3 \times 30 \mu\text{m}^2$ -Leistungszellen zeigt bessere oder vergleichbare DC-Kenngrößen verglichen mit Jumbo-Transistoren ($60 \times 60 \mu\text{m}^2$). HBTs mit einer Emitterfläche von $3 \times 30 \mu\text{m}^2$ besitzen maximale Schwingfrequenzen zwischen 53 GHz bis 65 GHz für Basisdotierungen von $2 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ bis $3 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ und Basisdicken um 100 nm. 8-Finger-Zellen liefern eine Ausgangsleistung von mehr als 1 Watt bei 2 GHz mit einer sehr guten Leistungseffizienz (PAE) von 60%.

5.3 Zuverlässigkeits-Untersuchungen

Der Nachweis einer ausreichenden Zuverlässigkeit stellt einen wichtigen Faktor bei der Markteinführung elektronischer Bauelemente dar. Die Verbesserung der Bauelemente-Zuverlässigkeit setzt zudem eine systematische Untersuchung und das Verständnis des Degradationsverhaltens für den jeweiligen Anwendungsfall voraus.

In den letzten Jahren wurden Zuverlässigkeits-Untersuchungen an HBTs unterschiedlichster Materialsysteme und Herstellungsverfahren veröffentlicht. Während erste Arbeiten die Problematik der hohen Diffusivität des vielfach in der MBE verwendeten Basisdotierstoffs Beryllium behandelten [30], untersuchten Arbeiten von MOVPE-basierten Transistorstrukturen den Einfluss des Emittermaterials [138, 143] und des Wasserstoff-Einbaus [50, 63] auf das Degradationsverhalten. Verbesserte Zuverlässigkeits-Eigenschaften für den Basisdotanden Kohlenstoff und das Emittermaterial GaInP im Vergleich mit AlGaAs wurden von verschiedenen Arbeitsgruppen berichtet [153, 55, 102]. Der Einfluss weiterer Materialeigenschaften, wie z.B. der Qualität des Basis- und Emittermaterials, von Eigenschaften der Heterogrenzfläche [23] und der Basisoberfläche werden nachwievor kontrovers diskutiert [64, 156]. Dementsprechend wurden verschiedene Degradationsmechanismen mit sehr unterschiedlichen Aktivierungsenergien für verschiedene Materialsysteme und Herstellungsverfahren berichtet [11, 65, 144]. Neben einer Defektentstehung im Emitter-Basis-Übergangsgebiet und in der Basis werden Oberflächen-bezogene Instabilitäten sowie Kontaktalterung als Degradationsmechanismen genannt [65].

Zur Demonstration ausreichender Zuverlässigkeit beschränkten sich die ersten Lebensdauer-Untersuchungen auf Stromdichten bis ca. $5 \times 10^4 \text{ Acm}^{-2}$. Die Zuverlässigkeit von HBTs bei hohen Leistungs- und Stromdichten entscheidet jedoch über weitere Anwendungsfelder und Marktanteile, da die Möglichkeit der Reduktion von Chipfläche Kostenvorteile beinhaltet. Die Betriebsstabilität von HBT-Eigenschaften bei hohen Stromdichten ist nachwievor Forschungsgegenstand [23, 109].

Ziel der hier vorzustellenden Degradationsuntersuchungen ist die Identifizierung des Einflusses verschiedener Materialeigenschaften auf das Degradationsverhalten von GaInP/GaAs-HBTs bei einer Stromdichte von $1 \times 10^5 \text{ Acm}^{-2}$. Diese Untersuchungen haben die beschriebene reproduzierbare Bauelementetechnologie zur Grundlage, um Prozesseinflüsse auf das Alterungsverhalten der Bauelemente auszuschliessen. An dieser Stelle muss angemerkt werden, dass die im folgenden vorzustellenden Zuverlässigkeits-Untersuchungen aufgrund ihres hohen zeitlichen Aufwandes nur einen ersten Einblick in das Degradationsverhalten der hergestellten HBTs gestatten. Nichtsdestotrotz zeigen die Resultate die Relevanz der vorgestellten Epitaxie-Optimierungen hinsichtlich der Lebensdauer von GaAs-basierten HBTs.

Der folgende Abschnitt (5.3.1) gibt einen Überblick über die durchgeführten Degradationsuntersuchungen und diskutiert die angewendeten Stressbedingungen. In den Abschnitten 5.3.2 und 5.3.3 werden Ergebnisse zum Kurzzeit- und Langzeit-Degradationsverhalten von GaInP/GaAs-HBTs vorgestellt. Im abschließenden Abschnitt 5.3.4 werden die Untersuchungen hinsichtlich der gefundenen Zusammenhänge von Materialeigenschaften und Degradationsverhalten zusammengefasst.

5.3.1 Überblick über die Degradationsuntersuchungen

Entsprechend dem grundsätzlichen zeitlichen Verlauf der DC-Eigenschaften von HBTs soll im folgenden zwischen Änderungen im Kurzzeit-Verhalten der HBTs (zeitlich begrenzte Änderung der Stromverstärkung) und einer Langzeit-Degradation unterschieden werden. Unter der Langzeit-Degradation soll das DC-Verhalten ohne zeitliche Begrenzung bzw. bis zum Versagen der Bauelemente-Funktion verstanden werden. Als wichtigstes Degradationskriterium wird die Änderung der Stromverstärkung im jeweiligen Arbeitspunkt β_{AP} angenommen, wobei der Zeitpunkt des Versagens (ITF¹) mit einem 10%igen Abfall der Anfangsstromverstärkung definiert wird.

Um den zeitlichen Aufwand bei den Langzeit-Tests zu begrenzen, wurde ein beschleunigtes Alterungsregime durch thermischen und elektrischen Stress gewählt. Hierbei ist es wichtig, dass die Stressbedingungen so weit als möglich den Arbeitsbedingungen des Transistors im tatsächlichen Betrieb entsprechen. Dies gewährleistet, dass während der Stesstests keine zusätzlichen Degradationsmechanismen generiert werden, die im realen Transistorbetrieb nicht auftreten können. Dementsprechend wurde in erster Linie elektrischer Stress (d.h. hohe Kollektorstromdichte) bei gleichzeitig mäßigem thermischem Stress (max. 150°C) zur beschleunigten Alterung eingesetzt. HENDERSON [65] zeigte in diesem Zusammenhang, dass unterschiedliche Alterungsbedingungen verschiedene Degradationsmechanismen hervorrufen, wobei die hier angewendeten Bedingungen bevorzugt Material- und nicht Prozess-relevante Alterungsprozesse aktivieren (siehe Diskussion in Abschnitt 5.3.3).

An dieser Stelle ist anzumerken, dass mögliche Effekte des HF-Betriebes auf die Bauelemente-Lebensdauer vernachlässigt sind, da alle Alterungsmessungen im DC-Betrieb erfolgten. Desweiteren wurden nur Einzelfinger-Transistoren untersucht, womit mögliche Einflüsse einer trotz ‚thermal shunt‘-Technologie vorhandenen inhomogenen Temperaturverteilung in Mehrfinger-Strukturen in den vorzustellenden Messungen auszuschließen sind.

Eine wichtige Größe bei der Wahl der Alterungsbedingungen ist die Temperatur im aktiven Transistorgebiet, die von der Umgebungstemperatur, dem Wärmeleitungs-Widerstand des Halbleitermaterials, der elektrischen Verlustleistung und dem thermischen Management des Transistorlayouts abhängt. Diese sogenannte **Junction-Temperatur² T_j** muss insbesondere berücksichtigen, dass die thermische Leitfähigkeit von GaAs temperaturabhängig ist und dass im realen Bauelement Wärme auch über die Metallisierung und die galvanisch verstärkten Gold-Luftbrücken abgeführt wird. Die Junction-Temperatur wurde entsprechend Glg. (5-1) bestimmt [23], wobei n_{eff} ein Effektivwert des Koeffizienten der thermischen Leitfähigkeit darstellt. n_{eff} wurde von BOVOLON an Transistoren mit einem Layout, das mit dem in dieser Arbeit vergleichbar ist, zu 0.8 bestimmt [23]. Der gegenüber dem theoretischen Wert der thermischen Leitfähigkeit von GaAs ($n=1.2$) verringerte Koeffizient n_{eff} ist Ausdruck für die Wirksamkeit der Wärmeableitung über den ‚thermal shunt‘.

¹ engl.: Time-To-Failure

² entsprechend der engl. Bezeichnung ‚junction temperature‘; die wörtliche dt. Übersetzung ‚Übergangstemperatur‘ ist an dieser Stelle irreführend und wird nicht verwendet.

$$T_j = T_a \left(\frac{R_{th}^0 \cdot P_{diss}}{T_a} (1 - n_{eff}) + 1 \right)^{\frac{1}{1-n_{eff}}} \quad (5-1)$$

T_a ist hier die Umgebungstemperatur und R_{th}^0 der thermische Widerstand bei einer verschwindenden Verlustleistung ($P_{diss}=0$), der zu 500 K/W bestimmt wurde [4]. Die Verlustleistung ergibt sich aus $P_{diss}=V_{CE} \cdot I_C + V_{BE} \cdot I_B$, wobei der Emitter-Basis-Term gegenüber der Leistung, die über den Kollektor-Basis-Übergang abfällt, vernachlässigt werden kann. Für einen üblichen Arbeitspunkt ($V_{CE}=3V$, $I_C=90 mA$) liegt die Verlustleistung bei 0.27 W. In diesem Fall ergibt sich beispielsweise eine Junction-Temperatur von $T_j=305^\circ C$ für eine Substrattemperatur von $150^\circ C$ und eine Kollektorstromdichte von $1 \times 10^5 Acm^{-2}$ ($V_{CE}=3V$).

Gealtert wurden Einzelfingertransistoren mit einer Emitterfläche von $3 \times 30 \mu m^2$. Im folgenden soll angenommen werden, dass die gesamte Emitterfläche von $90 \mu m^2$ gleichermaßen zum Stromtransport beiträgt, d.h. aktives Transistorgebiet darstellen. Prozessbedingt unvermeidbare Unterätzungen des Emitters von ca. 100 nm auf jeder Seite werden bei der Berechnung der Emitterfläche vernachlässigt. Zudem muss an dieser Stelle angemerkt werden, dass aufgrund des sehr asymmetrischen Layouts möglicherweise der Stromeintrag nicht vollständig homogen über der Emitterlänge von $30 \mu m$ erfolgt. In diesem Fall ist die tatsächliche Stromdichte größer als die berechnete, was verschärften Stressbedingungen und einem weiter beschleunigtem Alterungsverhalten entspräche.

Thema	Epitaxie-Variation	β/R_{SB} (ungestresst, $1 \times 3 \times 30 \mu m^2$) (q/ Ω)	Kurzzeit ($J_C=1 \times 10^5 Acm^{-2}$, $T_a=25^\circ C$, $T_j=130^\circ C$)	Langzeit ($J_C=1 \times 10^5 Acm^{-2}$, $T_a=100...150^\circ C$, $T_j=260...305^\circ C$)
Basisdotierungs- Verfahren	TMG+AsH ₃	0.55		✓
	CBr ₄	0.44		✓
	TMG+TMAs	0.33		✓
Basisdesign	$3 \times 10^{19}/100^*$	0.54	✓	✓
	$3 \times 10^{19}/80$	0.62	✓	
	$2 \times 10^{19}/110$	0.71	✓	
	$1 \times 10^{19}/190$	0.71	✓	✓
H-Gehalt Basis	[H]/[C] ~0.25	0.55	✓	
	[H]/[C] ~0.10	0.55	✓	
Verspannungs- kompensation Basis	$\Delta a/a \sim -300 ppm$	0.55		✓
	$\Delta a/a \sim -50 ppm$	0.52		✓
Substrattyp	LEC	0.55		(✓)
	VB	0.55		(✓)

Tab. 5-6: Übersicht der in Alterungsexperimenten untersuchten Epitaxievariationen von GaInP/GaAs-HBTs. (*...Dotierung (cm^{-3})/Schichtdicke (nm))

Entsprechend den eingangs erwähnten Degradationsmechanismen und dem Schwerpunkt dieser Arbeit wurde insbesondere der Einfluss der Materialqualität der Basisschicht sowie des Wasserstoffgehaltes in der Basis auf das Kurzzeit- und Langzeit-Degradationsverhalten untersucht. Tab. 5-6 fasst die untersuchten Epitaxie- und Strukturvariationen zusammen. Während sowohl die Messungen zur Kurzzeit- als auch Langzeitalterung bei einer Stromdichte von $1 \times 10^5 \text{ Acm}^{-2}$ erfolgten, wurde für die Langzeitalterung zusätzlich thermischer Stress im Bereich 70°C bis 150°C erzeugt. Zur Vereinfachung der Messprozedur wurden alle Messungen (Gummelplot und Ausgangskennlinie) bei der jeweiligen Stresstemperatur durchgeführt, die Äquivalenz dieser Hochtemperatur-Messungen zur Raumtemperatur-Charakterisierung wurde kürzlich von SABIN et al. [124] gezeigt. Alle Messungen erfolgten on-wafer, ein Messplatz zur Alterung vereinzelter und gehäuster Transistoren befindet sich derzeit im Aufbau.

5.3.2 Kurzzeit-Degradation

Die besondere Beachtung der HBT-Betriebsstabilität in den ersten Stunden elektrischer Belastung motiviert sich aus den vielfach beschriebenen starken Änderungen in diesem Zeitraum (sogenannter ‚burn-in‘), in dem sowohl eine Zunahme als auch ein rapider Abfall der Stromverstärkung beobachtet werden kann [23]. Hier ist anzumerken, dass aufgrund der sehr unterschiedlichen Stressbedingungen der Vergleich veröffentlichter Daten zur Kurzzeit-Degradation sehr schwierig ist.

In der Literatur wird die Kurzzeit-Degradation GaAs-basierter HBTs relativ einheitlich einer **Wasserstoff-Kontamination der hochdotierten Basisschicht** angelastet. Hierbei soll der Wasserstoff in Form von H^+ selbst als Rekombinationszentrum wirken [33] oder aber Dotieratome passivieren [118]. Letzteres konnte durch Vergleich von Hall- und SIMS- bzw. IR-Spektroskopie-Messungen bestätigt werden (siehe Abschnitt 4.3.5). In diesem Fall führt die Dissoziation der H-Komplexe unter Minoritätsladungsträger-Injektion [50] und daraus folgender Aktivierung der Akzeptoren zu einer Abnahme der Stromverstärkung. Experimentell bestätigt wurde dies u.a. von BAHL et al. [11], die erhebliche β -Reduktionen an MOVPE-gewachsenen GaInP/GaAs-HBTs in den ersten Betriebsstunden feststellten. Da vergleichbare, mittels GSMBE hergestellte Strukturen diese Degradation nicht aufwiesen, wurde die Ursache im stark unterschiedlichen H-Gehalt in der Basisschicht je nach Epitaxieverfahren gesehen.

Dass in GaAs:C vorhandene C-H-Zentren selbst nicht als Rekombinationszentren wirken, wurde von FUSHIMI et al. [50] durch Vergleich gemessener Elektronen-Lebensdauern für verschiedene Passivierungsgrade $[\text{H}]/[\text{C}]$ gezeigt. Von den gleichen Autoren wurde jedoch argumentiert, dass die Dissoziation der neutralen C-H-Zentren infolge Minoritätsträger-Injektion und die damit verbundene Entstehung isolierter H-Donatoren (H^+) zur Degradation eines p - n -Überganges führen kann.

Ein in der Literatur ebenfalls berichteter Anstieg von β in den ersten Betriebsstunden wird mit der Migration von dissoziiertem Wasserstoff und anschließender Passivierung von Defekten z.B. in der Emitter-Basis-Raumladungszone erklärt [23]. Nach den hier vorgestellten Modellierungsergebnissen (Abb. 2-10, S. 25) sollte dies jedoch in erster Linie zu Änderungen des Emitter-Basis-Idealitätsfaktors führen, die maximale Stromverstärkung aber kaum beeinflussen.

Der Einfluss der extrinsischen Basisoberfläche auf das Kurzzeit-Degradationsverhalten wurde von BORGARINO et al. [21] untersucht. Dort zeigten unpassivierte Transistoren in den ersten

Betriebsstunden erhebliche Zunahmen in der Stromverstärkung. Dies wurde ebenfalls mit einer Defekt-Passivierung an der Oberfläche durch diffundierenden Wasserstoff erklärt. Nahezu gänzlich unterdrückt werden konnte dieser Effekt durch Verwendung eines GaInP-, 'ledges' [21], das alle in dieser Arbeit untersuchten HBTs aufweisen. Demgemäß sollte der Oberflächen-Einfluss auf die Degradation der in dieser Arbeit vorgestellten HBTs gering sein.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Kurzzeit-Degradationsverhalten an Strukturen mit unterschiedlichem Wasserstoff-Gehalt und dementsprechendem Passivierungsgrad $[H]/[C]$ der Basisschicht untersucht. Hierbei wurden sowohl Unterschiede infolge einer veränderten Basisdotierungshöhe als auch nach Optimierung des Emitterballast- und Kontaktschicht-Wachstums verglichen (Tab. 5-6).

Abb. 5-20 zeigt den zeitlichen Verlauf der Stromverstärkung im Arbeitspunkt und des Emitter-Basis-Idealitätsfaktors für **verschiedene Basisdotierungen** von $1 \times 3 \times 30 \mu\text{m}^2$ großen HBTs.

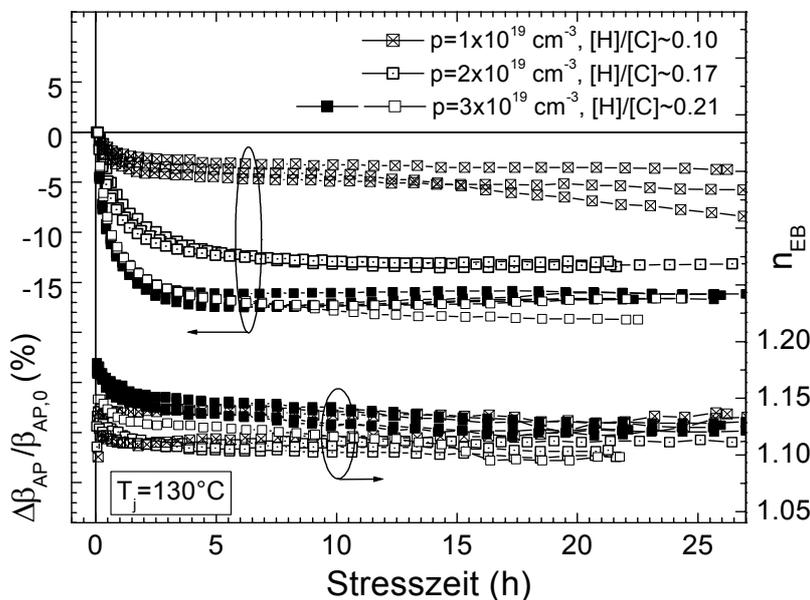


Abb. 5-20: Vergleich der Kurzzeit-Degradation der Stromverstärkung im Arbeitspunkt β_{AP} ($V_{CE}=2V$, $J_C=1 \times 10^5 \text{ A/cm}^2$) für unterschiedliche Basisdotierungen. β wurde jeweils auf den ungestressten Wert normiert.

Zur Verdeutlichung der Reproduzierbarkeit sind für jeden Wafer mehrere Alterungsmessung an unterschiedlichen Transistoren dargestellt. Das DC-Verhalten der ungestressten Bauelemente wurde in Abschnitt 5.1.3 (Tab. 5-3) verglichen, die Symbole entsprechen denen in Abb. 5-8 (S. 100).

Das grundsätzliche Zeitverhalten der Transistoren lässt sich in zwei charakteristische Bereiche unterteilen:

- Abnahme von β_{AP} im Bereich 3% bis 17% je nach Basisdotierung in den ersten 5 h Betrieb, Abnahme von n_{EB} in den ersten 2 h um ca. 2%;
- anschließend relativ stabiler β_{AP} -Verlauf, wobei sowohl leichte Zu- als auch Abnahmen von β_{AP} im Bereich 2% bis nach 20 h festzustellen sind. n_{EB} verringert sich weiter leicht bis maximal 5% in den ersten 20 h.

Festzustellen ist, dass mit abnehmender Basisdotierung und abnehmendem Passivierungsgrad eine deutliche Verringerung der β_{AP} -Degradation verbunden ist. Die niedrigste untersuchte Basisdotierung von ca. $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ führt nur noch zu einer β_{AP} -Abnahme zwischen 3 % und 5 % der Ausgangsstromverstärkung. Eine verringerte C-Dotierung hat neben einer verringerten H-Passivierung auch einen geänderten Defektstatus, z.B. infolge der abnehmenden tensilen Gitterverspannung zur Folge. Dass diese für die gefundene Kurzzeit-Degradation verantwortlich ist, kann aufgrund der gemessenen zeitlichen Begrenztheit der Degradation als unwahrscheinlich gelten.

Diese Ergebnisse lassen die Annahme zu, dass die beobachtete Kurzzeit-Degradation durch die strominduzierte Aktivierung H-passivierter C-Atome verursacht wird. Ein sehr ähnliches Zeitverhalten wurde von PAN et al. für GaInP/GaAs-HBTs mit ebenfalls intrinsischer Basisdotierung und vergleichbarem H-Gehalt berichtet [111, 152].

Eine signifikante Zunahme von β_{AP} , wie sie verschiedentlich berichtet wurde [33, 23], konnte nicht festgestellt werden, allerdings eine geringfügige Abnahme des Emitter-Basis-Idealitätsfaktors. Der Interpretation von BOVOLON et al. [23] folgend, kann die leichte Abnahme von n_{EB} dahingehend interpretiert werden, dass ausdiffundierender Wasserstoff Defekte an der Heterogrenzfläche passiviert. Das dies nicht zu einer Zunahme der Stromverstärkung führt, steht in Übereinstimmung mit den vorgestellten Bauelemente-Modellierungsrechnungen.

Abb. 5-21 vergleicht das Kurzzeit-Degradationsverhalten von **GaInP/GaAs-HBTs mit unterschiedlichem H-Gehalt in der Basisschicht** bei gleicher C-Dotierung. Die Wachstumsbedingungen wurden in Abschnitt 4.3.6 (Abb. 4-27) beschrieben, mit im Ergebnis halbiertem H-Gehalt für die optimierte Wachstumsführung ($[H]/[C] \sim 0.1$).

Ein erstes wichtiges Resultat ist, dass die Ausgangsstromverstärkung der Transistoren für beide Passivierungsgrade gleich ist, das β/R_{SB} -Verhältnis liegt jeweils bei $0.55 \text{ q}/\Omega$ (Tab. 5-6). Dies widerlegt die vielfach geäußerte Vermutung, dass H zusätzlich zu den Akzeptoren auch Defekte passiviert, was z.B. Unterschiede in den erreichten Stromverstärkungen von MOVPE- und MBE-gewachsenen HBT-Strukturen erklären könnte [11]. Als weiteres wichtigstes Ergebnis kann auch hier eine deutlich geringere Abnahme der Stromverstärkung (ca. 7%) für den Fall des verringerten H-Gehaltes festgestellt werden. Diese Resultate bestätigen, dass die Abnahme von β_{AP} in den ersten Betriebsstunden mit hoher Wahrscheinlichkeit auf die strominduzierte Aktivierung H-passivierter Akzeptoren zurückzuführen ist.

Zusätzlich ist ein leichter Anstieg von ca. 3 % im Messzeitraum nach Durchlaufen eines Minimums festzustellen. Dieser Anstieg ist bei vergleichbarem Passivierungsgrad aber niedrigerer Basisdotierung (Abb. 5-20) nicht aufgetreten. Dies deutet darauf hin, dass diese leichte Zunahme durch ein Ausheilen von Defekten verursacht wird, die infolge der hohen C-Dotierung im Material vorhanden sind. Dass die β_{AP} -Zunahme nicht durch eine Defektpassivierung an der Emitter-Basis-Grenzfläche infolge ausdiffundierendem Wasserstoffs hervorgerufen wird, ist plausibel, da in diesem Fall der anfänglich höhere Passivierungsgrad eine höhere β_{AP} -Zunahme zur Folge haben müsste, was jedoch nicht der Fall ist (Abb. 5-21). Der Defektstatus der E-B-Grenzfläche kann in beiden Fällen als gleich angenommen werden, da die Wachstumsbedingungen dort nicht geändert wurden.

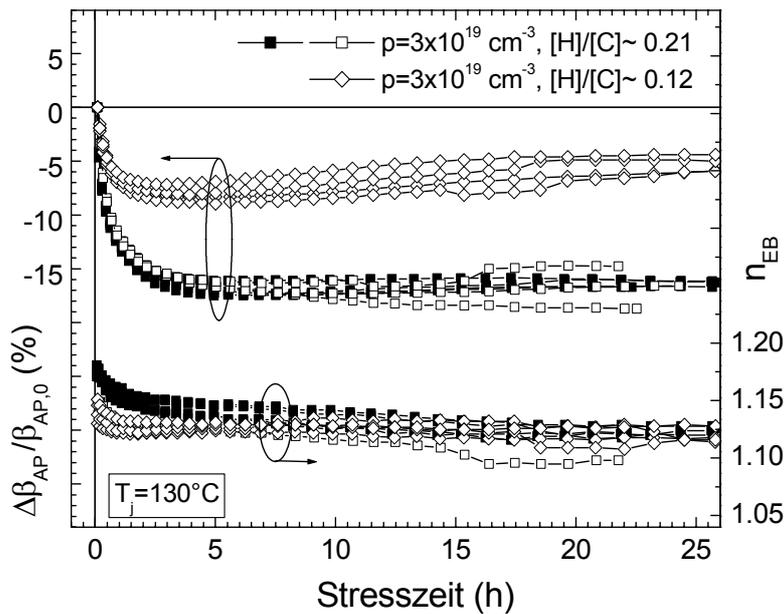


Abb. 5-21: Vergleich der Kurzzeit-Degradation der Stromverstärkung im Arbeitspunkt β_{AP} ($V_{CE}=2V$, $J_C=1 \times 10^5 \text{ A/cm}^2$) für unterschiedliche Passivierungsgrade der Basisdotierung. β wurde jeweils auf den ungestressten Wert normiert.

Experimente mit unterschiedlicher Stromdichte bestätigen darüberhinaus die Abhängigkeit der C-Aktivierung von der Minoritätsträger-Injektion (Abb. 5-22): Die Geschwindigkeit der Kurzzeit-Degradation nimmt mit abnehmender Stromdichte merklich ab, bei $J_C=4 \times 10^4 \text{ A/cm}^2$ ($T_j=64^\circ\text{C}$) wird das β_{AP} -Minimum erst nach mehr als 24 h Betrieb erreicht.

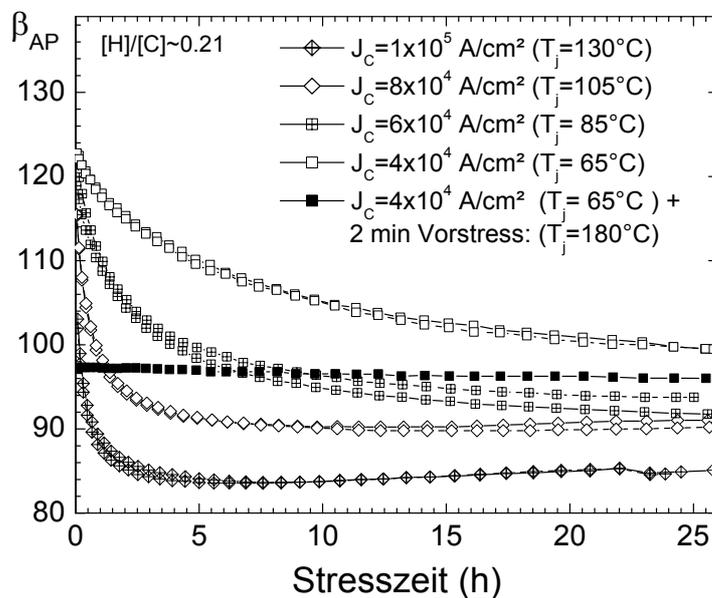


Abb. 5-22: Vergleich der Kurzzeit-Degradation der Stromverstärkung in Abhängigkeit der Stress-Stromdichte ($V_{CE}=2V$, 25°C). Für eine Degradationsmessung wurde mit hoher Stromdichte 2 min vorgestresst und anschließend bei geringerer Stromdichte weitergealtert.

In Abb. 5-22 ist zusätzlich eine Messung dargestellt, wo vor der eigentlichen Alterung bei einer Stromdichte von $4 \times 10^4 \text{ A/cm}^2$ ein 2-minütiger Vortress bei $1.4 \times 10^5 \text{ A/cm}^2$ erfolgte. In diesem Fall wird die Kurzzeit-Degradation nahezu vollständig unterdrückt, die hohe Stromdichte des Vortresses beschleunigt das burn-in-Verhalten erheblich. Dieses Ergebnis verdeutlicht zwei

Aspekte. Zum einen zeigt es, dass die Kurzzeit-Alterung sehr stark von den Alterungsbedingungen und dem zeitlichen Ablauf des Experimentes abhängt. Beispielsweise ändert sich der Degradationsverlauf je nachdem wieviel Zeit zwischen dem Beginn der Stressung und der ersten Messung vergeht. Zum anderen verdeutlicht dieser Versuch, dass grundsätzlich die Möglichkeit besteht, eine etwaige anwendungsrelevante Kurzzeit-Degradation von Transistoren durch gezielte Vormessungen bei hoher Stromdichte zu unterdrücken.

5.3.3 Langzeit-Degradation

Ein für die Langzeit-Degradation von HBTs oft favorisiertes Alterungs-Modell geht von einer Defektentstehung infolge Ladungsträger-Rekombination aus [62, 64, 153]. In diesem Fall sollten HBTs mit einer höheren Ausgangs-Stromverstärkung und dementsprechend weniger Rekombinationszentren kleinere Degradationsraten aufweisen. Hier sollte der Vergleich von HBTs mit unterschiedlicher Materialqualität der Basisschicht Aufschlüsse bringen.

Dieser Zusammenhang motiviert die durchgeführten Alterungsexperimente im Vergleich von Epitaxievariationen, welche direkten Einfluss auf die Basis-Materialqualität haben: Neben der Dotierungshöhe und Verspannungskompensation wurden zunächst Transistoren verglichen, die eine **unterschiedliche Defektkonzentration in der Basis** infolge verschiedener Dotierungsausgangsstoffe hergestellt wurden.

Abb. 5-23 a) zeigt den Degradationsverlauf von $1 \times 3 \times 30 \mu\text{m}^2$ -GaInP/GaAs-HBTs, die mit verschiedenen Basisdotierungsverfahren hergestellt wurden. Die DC-Ergebnisse der großflächigen Transistoren wurden in Abschnitt 5.1.1 (Tab. 5-1, S. 91) vorgestellt. Wie beschrieben, zeigten die HBTs mit intrinsisch dotierter Basis (TMG+AsH₃) die höchsten Stromverstärkungen, gefolgt von der CBr₄-Dotierung und der mittels TMG und TMAs.

Das typische zeitliche Verhalten der Stromverstärkung kann unabhängig von der Basisdotierung in folgende Bereiche unterteilt werden:

- begrenzte Anfangs-Degradation, wie im vorigen Abschnitt 5.3.2 beschrieben,
- anschließend stabile Region mit nur geringfügigen Änderungen der Stromverstärkung, wobei die zeitliche Ausdehnung von der Basisschicht-Materialqualität und den Stressbedingungen abhängt (z.B. max. 60 h bei $T_j=305^\circ\text{C}$ und >2500 h bei $T_j=190^\circ\text{C}$, vgl. Abb. 5-25)
- einen Bereich mit schneller β_{AP} -Degradation am Ende der Lebensdauer infolge einer Zunahme des Basisstroms ohne wesentliche Änderung des Basisstrom-Idealitätsfaktors.

Wichtigstes Ergebnis dieses Vergleiches ist, dass Transistoren mit einer höheren Ausgangs-Stromverstärkung auch längere TTF-Zeiten aufweisen. Offensichtlich hat der anfängliche Defektstatus der Basisschicht auch Auswirkungen auf das Degradationsverhalten. Das gefundene Zeitverhalten (zunächst konstanter β_{AP} -Verlauf mit am Ende rapider Degradation) deutet darauf hin, dass sich erst ab einer kritischen Defektdichte effektive Rekombinationszentren bilden (z.B. durch Komplexbildung), die zur beobachteten rapiden Zunahme des Basisstroms führen. Dass die Defektentstehung im wesentlichen auf die Basis beschränkt bleibt, wird durch die weitestgehende Konstanz des Basisstrom-Idealitätsfaktors deutlich (Abb. 5-23 b). Ähnliche Ergebnisse wurden in [6] berichtet.

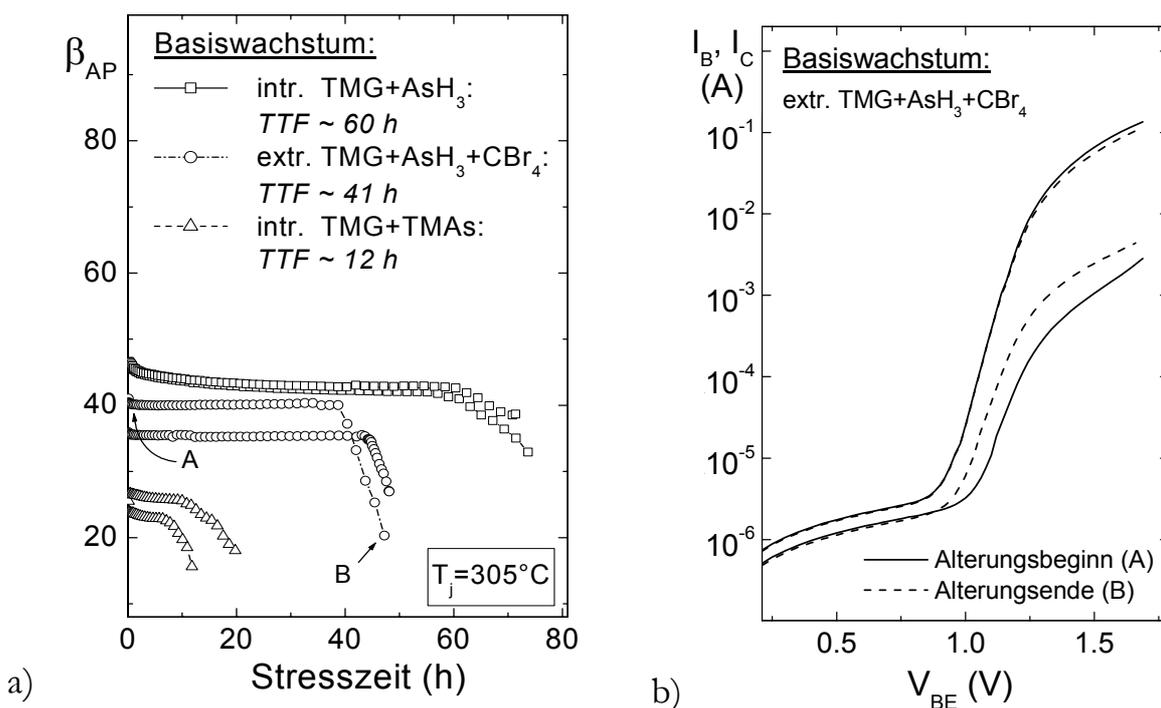


Abb. 5-23: a) Zeitlicher Verlauf der Stromverstärkung im Arbeitspunkt β_{AP} ($J_C = 1 \times 10^5 \text{ Acm}^{-2}$, $V_{CE} = 3 \text{ V}$, $T_a = 150^\circ\text{C}$) für verschiedene Basis-Dotierungsverfahren aber gleicher Dotierungshöhe. b) Gummelplot am Beginn und Ende der Alterung des extrinsisch basisdotierten HBTs (Punkte A und B in a)

Weitere Faktoren, die Einfluss auf die Defektsituation der Basisschicht haben sind die Dotierungshöhe (vgl. Abschnitt 5.1.3) und die dotierungsinduzierte tensile Gitterverspannung (vgl. Abschnitt 4.3.7). Wie gezeigt, bringt eine Absenkung der Basis-Dotierungshöhe auf beispielsweise $p = 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ erhebliche Verbesserungen des DC-Verhaltens der HBTs mit sich, bei gleichzeitig nur geringfügigen Auswirkungen auf das HF-Verhalten.

Abb. 5-24 vergleicht Lebensdauer-Tests bei einer Junction-Temperatur von 305°C an Strukturen mit **unterschiedlichen Basisdotierungen** ($3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$). In Übereinstimmung mit dem bisher angenommenem Modell einer Rekombinations-induzierten Defektenstehung führt die deutlich höhere Minoritätsträger-Lebensdauer in der niedrigdotierten Basis zu deutlich längeren TTF-Zeiten. Dass die Langzeit-Stabilität dieser Transistoren durch die unterschiedliche H-Passivierung der Basisdotierung beeinflusst wird, kann als unwahrscheinlich angenommen werden, da beide Effekte auf unterschiedlicher Zeitskala auftreten: Während der Wasserstoff im wesentlichen in den ersten Betriebsstunden ausdiffundiert (Abb. 5-20), erfolgt die rapide β_{AP} -Degradation zu einem sehr viel späteren Zeitpunkt.

Neben dem im vorigen Abschnitt beschriebenen verbesserten Kurzzeit-Degradationsverhalten führt eine reduzierte Basisdotierung somit auch zu Verbesserungen in der Langzeitstabilität. Diese Ergebnisse unterstreichen die Bedeutung eines für die jeweilige Anwendung zugeschnittenen Basisstruktur-Designs, das neben dem DC- und HF-Verhalten auch Zuverlässigkeits-Aspekte berücksichtigen sollte.

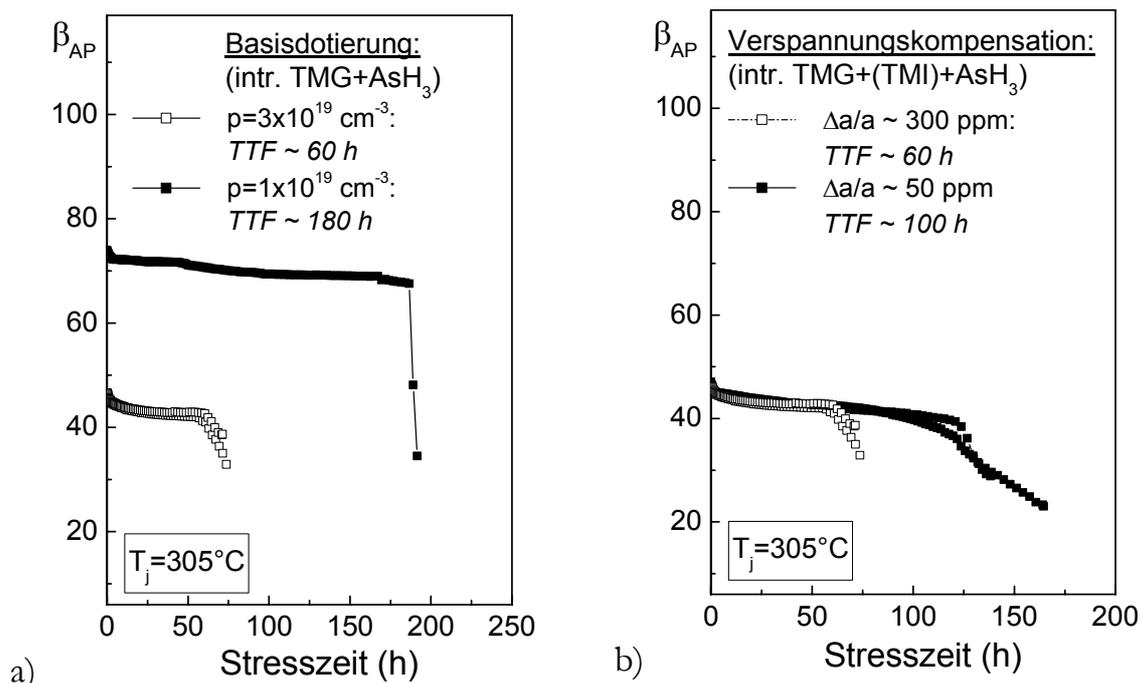


Abb. 5-24: a) Degradationsverhalten von GaInP/GaAs-HBT-Strukturen mit unterschiedlicher Basisdotierungshöhe. b) Vergleich der Stromverstärkungs-Degradation für GaInP/GaAs-HBT-Strukturen mit verspannungskompensierter Basisschicht (GaAs:C:In, $\Delta a/a \sim 300 \text{ ppm}$) und nicht verspannungskompensierter Basis (GaAs:C, $\Delta a/a \sim 300 \text{ ppm}$). Die Löcherkonzentration in der verspannungskompensierten Basis liegt ca. 15% unter der in der unkompensierten HBT-Basis.

In Abschnitt 4.3.7 wurden Ergebnisse zur **Verspannungskompensation** hochdotierter GaAs:C-Schichten mit Hilfe einer In-Kodotierung vorgestellt. Wie berichtet, konnte die pseudomorphe Gitterverspannung einer $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ C-dotierten GaAs-Schicht von ca. -300 ppm auf etwa -50 ppm reduziert werden. Zu einem ersten Test dieser Verspannungsreduktion wurden HBTs mit den beschriebenen Basis-Wachstumsbedingungen hergestellt und in Alterungsexperimenten verglichen (Abb. 5-24 b). Im Ergebnis liegen die TTF-Zeiten ($T_j = 305^\circ\text{C}$) der HBTs mit verspannungskompensierter Basis um mehr als 50% über denen mit unkompensierter Basis. Diese deutliche Verbesserung belegt, dass nicht alleine die infolge der In-Kodotierung geringfügig verringerte Basisdotierung (ca. 15%) für die erhöhte Lebensdauer verantwortlich ist. Ein Teil der Messungen zeigen zudem leichte Veränderungen im Zeitverhalten der rapiden Degradation am Lebensende des Bauelementes: Während die Stromverstärkung bei unkompensierter Basis-Verspannung innerhalb weniger Stunden nach Beginn der Degradation absinkt, erfolgt die Abnahme der verspannungskompensierten Transistoren verzögert bzw. graduell. Dies deutet auf einen veränderten Defektentstehungs-Mechanismus im Zusammenhang mit der In-Kodotierung hin.

Im Vergleich mit den von NITTONO et al. [106] veröffentlichten Resultaten zur Verspannungskompensation von HBTs fallen die hier erreichten Verbesserungen des Alterungsverhaltens allerdings gering aus. Dies zeigt jedoch in erster Linie, dass bei den hier gealterten HBTs bereits die unkompensierten Schichtstrukturen sehr gute Materialqualitäten aufweisen und dementsprechend zuverlässig im Betrieb sind. Diese Ergebnisse stellen einen

ersten Test der Verspannungskompensation dar, der durch Folge-Experimente reproduziert werden muss. Nichtsdestotrotz scheint diese Methode ein gangbarer Weg hinsichtlich einer weiteren Verbesserung der HBT-Zuverlässigkeit, z.B. zur Nutzbarmachung höherer Basisdotierungen.

Abb. 5-25 zeigt eine **Langzeit-Stressmessung** bei einer reduzierten Junction-Temperatur von $T_j=190^\circ\text{C}$ ($T_a=25^\circ\text{C}$, $J_C=1\times 10^5 \text{ Acm}^{-2}$). Diese Messung soll demonstrieren, dass die bisher gezeigten mittleren Lebensdauern im Bereich 100 Stunden durch die sehr forcierten Stressbedingungen ($T_j=305^\circ\text{C}$) bestimmt werden, bei verringerten Stressbedingungen jedoch sehr viel längere Lebensdauern erzielt werden.

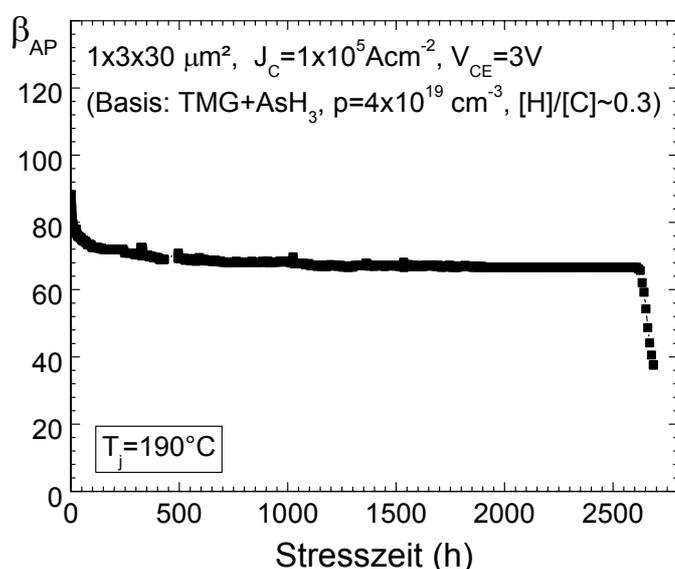


Abb. 5-25: Langzeit-Stressmessung bei einer Junction-Temperatur von ca. 190°C im aktiven Transistorgebiet. Die Beschleunigung der Alterung erfolgt hier nur mit hohem elektrischem Stress ($J_C=1\times 10^5 \text{ Acm}^{-2}$).

Temperaturabhängige Degradationsmechanismen können entsprechend $TTF = t_0 \cdot \exp(E_a/kT)$ modelliert werden, wobei E_a die Aktivierungsenergie des Defektentstehungsprozesses darstellt. Der Wert der so ermittelten Aktivierungsenergie sollte jedoch mit Vorsicht interpretiert werden, da sicherlich verschiedene Defektentstehungsmechanismen mit unterschiedlichen Aktivierungsenergien gleichzeitig auftreten. In der Literatur werden Aktivierungsenergien der HBT-Degradation im Bereich 0.3 eV bis 2 eV angegeben, je nach Alterungsbedingungen sowie Unterschieden in Material- und Prozessfragen [65]. Diese sehr große Diskrepanz in den Daten ist ein Hinweis auf das noch immer unzureichende Verständnis zur Physik der HBT-Degradation und der Komplexität der Fragestellungen. HENDERSON [65] argumentierte in diesem Zusammenhang, dass sich zumindest zwei verschiedene Arten bzw. Mechanismen der Degradation unterscheiden lassen, die eine unterschiedliche Abhängigkeit von Temperatur und Stromdichte aufweisen: Bei hohen Temperaturen und niedrigen Stromdichten kann z.B. eine Degradation der ohmschen Kontaktsysteme dominieren mit vergleichsweise hohen Aktivierungsenergien. Demgegenüber werden für Degradationsmechanismen, die die strominduzierte Bildung von Rekombinationszentren im Mittelpunkt haben, eine geringere Temperaturabhängigkeit und entsprechend kleinere Aktivierungsenergien berichtet [156]. LOW et al. [94] deuten diese Unterschiede in ähnlicher Weise, in dem sie darauf hinwiesen, dass

möglicherweise zusätzliche Degradationsprozesse bei hoher Junction-Temperatur und damit verbundene kürzere TTF-Zeiten eine hohe Aktivierungsenergie vortäuschen.

Abb. 5-26 zeigt den Arrhenius-Plot gemessener TTF-Zeiten für Junction-Temperaturen zwischen 230°C und 305°C ($T_a=70^\circ\text{C}\dots 150^\circ\text{C}$). Die Basis wurde intrinsisch (TMG+AsH₃) mit $p=3\times 10^{19}\text{ cm}^{-3}$ ohne Verspannungskompensation dotiert. Die hier ermittelten Aktivierungsenergien liegen im Bereich 1.3 eV bis 1.5 eV. Die Extrapolation der TTF-Zeiten ergibt mehr als 10^6 h mittlere Lebensdauer für eine in der Literatur oft zu Vergleichszwecken angegebene Junction-Temperatur von 125°C. Dieser hohe Wert unterstreicht die Zuverlässigkeit der realisierten Transistoren auch bei vergleichsweise hoher Dotierung und nichtkompensierter Verspannung.

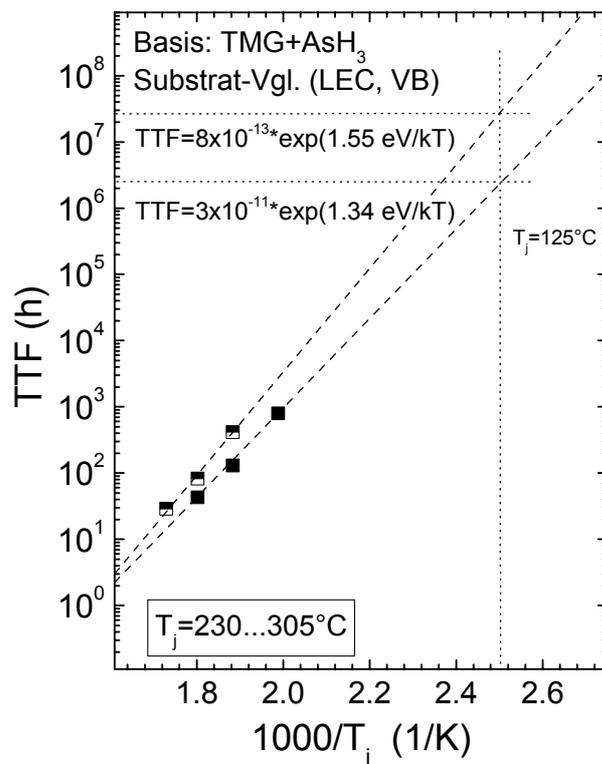


Abb. 5-26: Arrhenius-Plot gemessener TTF-Zeiten für Junction-Temperaturen zwischen 230°C und 305°C. Die Extrapolation erfolgte auf eine Junction-Temperatur von $T_j=125^\circ\text{C}$. Die Alterungsbedingungen lagen bei $V_{CE}=3\text{ V}$, $J_c=1\times 10^5\text{ Acm}^{-2}$ und $T_a=70^\circ\text{C}\dots 150^\circ\text{C}$.

Die beiden in Abb. 5-26 dargestellten Datensätze wurden an HBTs gemessen, die mit gleichen Epitaxieparametern aber auf unterschiedlichen Substrattypen (unterschiedliche Versetzungsdichte) hergestellt wurden. Die TTF-Werte entsprechen jeweils Mittelwerten aus 2-3 Messungen an verschiedenen Transistoren eines Wafers. Dass die gefundenen Unterschiede mit der unterschiedlichen Versetzungsdichte der Substrate korreliert ist, kann jedoch nicht geschlussfolgert werden, da hierfür die Anzahl der gemessenen Einzelfinger-Transistoren zu gering ist. Wie bereits in Abschnitt 5.1.5 (Tab. 5-4, S. 106) dargestellt wurde, führt die geringe Emitterfläche der untersuchten Transistoren dazu, dass im statistischen Mittel nicht einmal jeder zehnte Transistor eine Versetzung im aktiven Transistorgebiet aufweist (LEC-Substrat). Für eine verlässliche Aussage hinsichtlich des Einflusses der Substratqualität sind somit erheblich mehr Messungen erforderlich. Jedoch zeigt dieser Vergleich, dass prinzipiell auch Substrate mit vergleichsweise hoher Versetzungsdichte eingesetzt werden können.

5.3.4 Zusammenfassung und Interpretation des Degradationsverhaltens

Die im Rahmen der vorgestellten Alterungsexperimente gewonnenen Ergebnisse zeigen, dass im wesentlichen zwei Mechanismen das Degradationsverhalten GaAs-basierter HBTs bestimmen. Beide Prozesse sind unmittelbar an die MOVPE-Wachstumsbedingungen der Basisschicht gebunden, was die Relevanz der in dieser Arbeit vorgestellten Optimierungsarbeiten verdeutlicht:

- Eine Kurzzeit-Degradation der Stromverstärkung bis zu 20 % des Anfangswertes, die je nach Stressbedingungen innerhalb weniger Stunden abklingt. Diese wird mit hoher Wahrscheinlichkeit durch eine strominduzierte Aktivierung Wasserstoff-passivierter C-Akzeptoren in der Basis hervorgerufen. Eine Verringerung des H-Gehaltes in der Basisschicht entweder durch eine Absenkung der Basisdotierung oder optimierte Wachstumsbedingungen führt zu einer verringerten Kurzzeit-Degradation. Hier konnten Werte im Bereich 5 % auch für Basisdotierungen von $p=3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ demonstriert werden.
- Die Langzeit-Degradation wird im wesentlichen durch die Defektsituation in der Basis limitiert. Die Abhängigkeiten bestätigen das von HENDERSON [65] vorgeschlagene Degradationsmodell: Demzufolge ist die Defektentstehung im HBT vergleichbar der in anderen Minoritätsladungsträger-basierten Bauelementen wie LEDs und Laserdioden: Nichtstrahlende Rekombinationsprozesse führen zu lokaler Energiezufuhr, die wiederum verschiedenste Defektreaktionen (Bewegung, Umladung, Clusterung etc.) hervorrufen können, mit am Ende neu entstandenen Punktdefekten und Rekombinationszentren. Dieser Prozess hat eine positive Rückkopplung, da die mit den neuentstandenen Punktdefekten verbundenen Rekombinationszentren zu weiteren Defekten führen. Diese sogenannten Rekombinations-angeregten Defektreaktionen (*Abk.*: REDR¹) wurden zuerst von KIMERLING [73] beschrieben. Der in [64] an AlGaAs/GaAs-HBTs vorgeschlagene Tunnel-Rekombinationsleitungs-Mechanismus wird durch die hier vorgelegten Ergebnisse der GaInP/GaAs-HBTs nicht bestätigt: Der mit Tunnelprozessen verbundene hohe Idealitätsfaktor [134] steht im Widerspruch zu dem hier gefundenen nahezu konstanten Verlauf von n_{EB} während der Alterung.

Alle Faktoren die die Defektsituation der Basis beeinflussen, haben somit Auswirkungen auf das Degradationsverhalten: Dotierungshöhe, mögliche Verunreinigungen der Ausgangsstoffe oder eine dotierungsinduzierte Verspannung. Eine optimierte Basisschicht-Materialqualität ist wichtigste Voraussetzung für eine hohe Bauelemente-Zuverlässigkeit.

Die sich kaum ändernden Eigenschaften des Emitter-Basis-Heteroüberganges bestätigen die strukturelle und elektrische Stabilität der Grenzfläche und vernachlässigbar geringe Diffusion der Dotierstoffe. Einen Einfluss der Emitter-Materialqualität auf das HBT-Degradationsverhalten, wie sie z.B. durch den Verspannungsgrad beeinflusst wird, wurde nicht untersucht. Hier könnte möglicherweise eine leicht Ga-reiche Zusammensetzung im $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ -Emitter mit darausfolgender Gitteranpassung zur tensil verspannten Basisschicht Vorteile bringen [156].

¹ *engl.*: Recombination-Enhanced Defect Reactions

Eine Versetzungsfortpflanzung aus dem Substrat in die aktive Epitaxieschicht sollte erhebliche Auswirkungen auf die Degradation haben, vergleichbar der in optoelektronischen Bauelementen. Die Verifizierung dieser Substrat-Einflussnahme auf die HBT-Zuverlässigkeit bedarf jedoch aufgrund der hierfür notwendigen Statistik eines erheblichen Messaufwandes, der im Rahmen dieser Arbeit nicht geleistet werden konnte.

Abschließend bleibt zu sagen, dass die hier demonstrierten HBT-Lebensdauern auf der Basis optimierter Epitaxieschichten zu den besten veröffentlichten Ergebnissen zählen. Das in der Einleitung genannte Ziel einer verbesserten Zuverlässigkeit GaAs-basierter HBT wurde erreicht.

Im Ausblick stellen die Reproduktion vorhandener Ergebnisse, der Vergleich von Alterungsbedingungen hinsichtlich des resultierenden Degradationsverhaltens und eine weitergehende Materialanalytik an gealterten Transistoren weitere Aufgabenbereiche dar. Hinsichtlich einer besseren Vergleichbarkeit veröffentlichter Lebensdauer-Daten wäre es wünschenswert, wenn sich innerhalb der beteiligten Forschungsgruppen eine weitere Vereinheitlichung bzw. Standardisierung von Zuverlässigkeits-Tests durchsetzen könnte.

Anhang

A Materialparameter und HBT-Struktur TeSCA-Simulationen

Funktion	Material	Schicht- dicke (nm)	Dotierung (cm^{-3})	Bandstruktur E_g incl. BGN ¹ (eV)	Beweglichkeiten (cm^2/Vs)
Emitter- kontakt	GaAs:Si	100	$n=5 \times 10^{18}$	$E_g=1.29$	$\mu_n=2000$ $\mu_p=100$
Emitter	$\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}:\text{Si}$	200	$n=3 \times 10^{17}$	$E_g=1.85$ $\Delta E_c=0.1$	$\mu_n=2000$ $\mu_p=300$
- Hetero- Grenzfläche	$\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}:\text{Si}$	5	$n=3 \times 10^{17}$		$\mu_n=2000$ $\mu_p=300$
Basis	GaAs:C	100	$p=4 \times 10^{19}$	$E_g=1.32$	$\mu_n=2000$ $\mu_p=90$
Kollektor	GaAs:Si	1000	$n=1.5 \times 10^{16}$	$E_g=1.39$	$\mu_n=5000$ $\mu_p=300$
Kollektor- kontakt	GaAs:Si	700	$n=5 \times 10^{18}$	$E_g=1.29$	$\mu_n=2000$ $\mu_p=100$

(¹....engl. Band Gap Narrowing, Bandlücken-Renormierung infolge Dotierung)

Koeffizienten der strahlenden und Auger-Rekombination: $B=1 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$, $C=3 \times 10^{-30} \text{ cm}^6/\text{s}$.

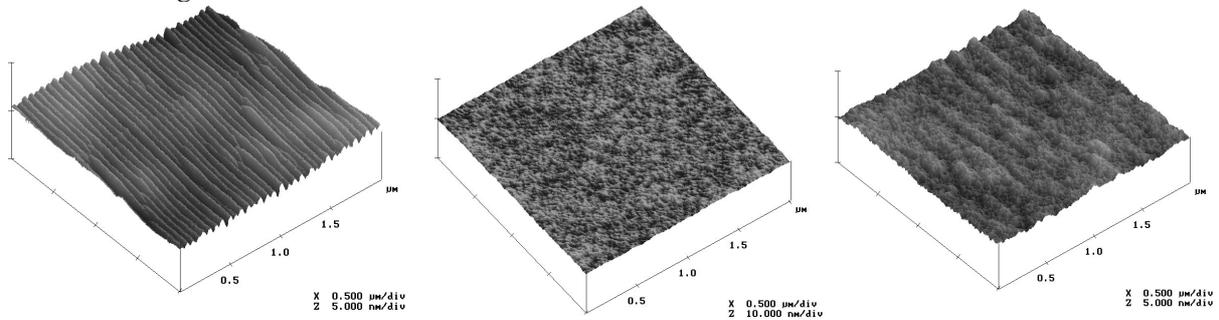
B Materialparameter HRXRD-Simulationen

Materialparameter für die Simulation von HRXRD-Rockingkurven:

Material A	Material B	Gitterkonstante	Debye-Waller-Faktor	Poisson-Verhältnis
Ga	As	5.653530	0.673000	0.311700
Al	As	5.661450	0.672000	0.324000
Ga	P	5.450600	0.557000	0.307000
In	P	5.868800	0.587000	0.360000
In	As	6.058500	0.839000	0.352000

C Rasterkraftmikroskopie-Aufnahmen

Abb. C-1: Vergleich der Oberflächen-Morphologie einer HBT-Kollektorschicht (a), einer intrinsisch *p*-dotierten GaAs:C-Einzelschicht (b) und der Kombination beider Schichtsequenzen (c), wie sie der HBT-Schichtfolge entspricht. Die Morphologie der Kollektor-Basis-Schichtfolge (c) ist durch die Stufenstruktur der Kollektor-Oberfläche geprägt, der die unregelmäßig raue Struktur der GaAs:C-Schicht überlagert ist.



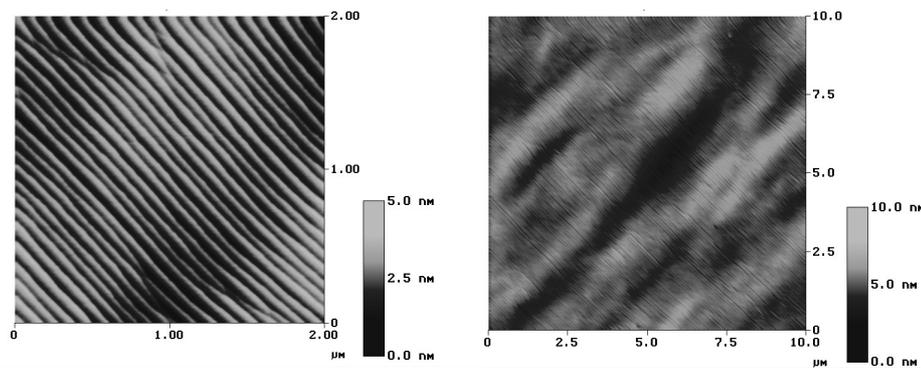
a) GaAs:Si, Kollektorschicht ($r_g=1 \mu\text{m/h}$, $T_g=650^\circ\text{C}$, $V/\text{III}=50$) b) GaAs:C, Basis-Einzelschicht ($T_g=540^\circ\text{C}$, $V/\text{III}=0.95$) c) Kollektor/Basis-Schichtfolge (Wachstum wie in (a) und (b))

Abb. C-2: Oberflächen-Morphologien von HBT-Kollektorstrukturen (GaAs:Si) nach Variation der Wachstumstemperatur (in beiden Fällen: $V/\text{III}=50$, $r_g=1 \mu\text{m/h}$). Die Ausgangs-Wachstumsbedingungen (650°C) führen einerseits zu einer Ausbildung gleichmäßiger Superstufen (Bild links oben: $(2 \times 2) \mu\text{m}$ -Scan) als auch zu einer unregelmäßigen groben Facettierung über mehrere Mikrometer große Bereiche (rechtes Bild oben: $(10 \times 10) \mu\text{m}$ -Scan). Die Absenkung der Temperatur führt zu einer deutlichen Verringerung der Oberflächen-Rauigkeiten. Die angegebenen mittleren und maximalen Rauigkeiten (r_{ms} - und R_{max} -Werte) wurden für den $(2 \times 2) \mu\text{m}$ -Scan ermittelt.

$T_g=650^\circ\text{C}$,

$r_{\text{ms}} = 0.58 \text{ nm}$

$R_{\text{max}} = 2.4 \text{ nm}$



$T_g=600^\circ\text{C}$,

$r_{\text{ms}} = 0.10 \text{ nm}$

$R_{\text{max}} = 0.5 \text{ nm}$

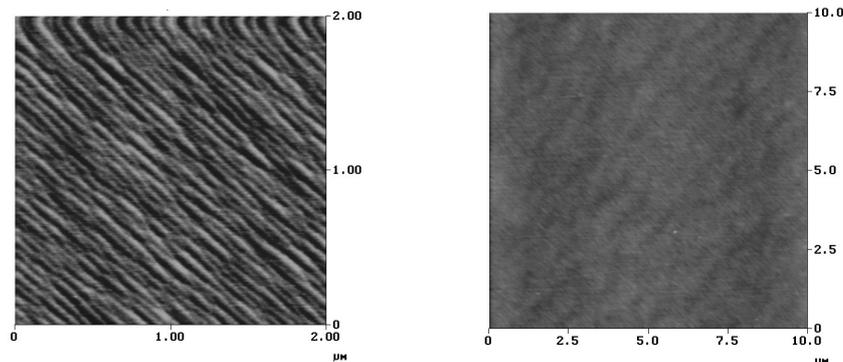


Abb. C-3: Oberflächen-Scans von GaAs:C-Einzelschichten ($d \approx 500$ nm) unter Verwendung von TMG und TMA als Ausgangsstoffe. Die Wachstumstemperatur betrug 570°C , die Löcherkonzentrationen liegen zwischen $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Man beachte die unterschiedliche Grauskalierung ($z1, z2$).

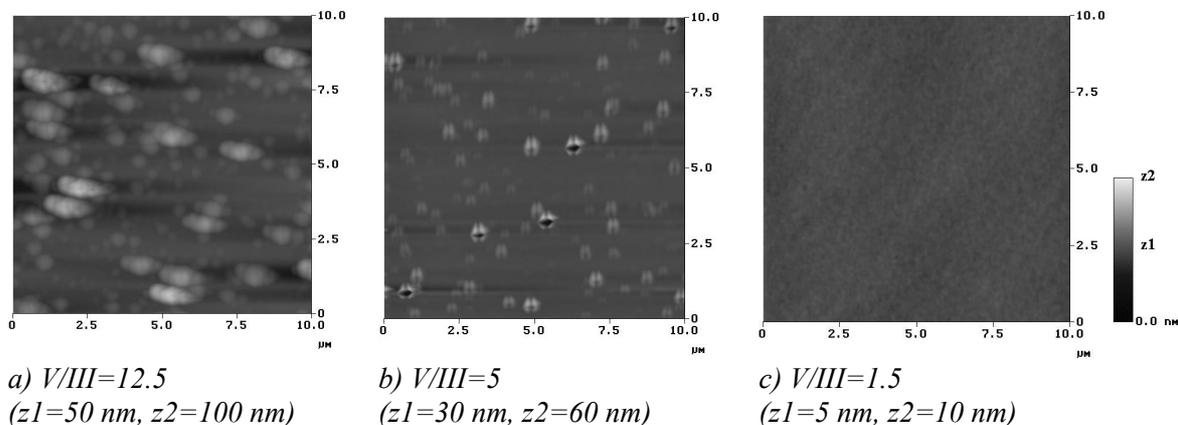
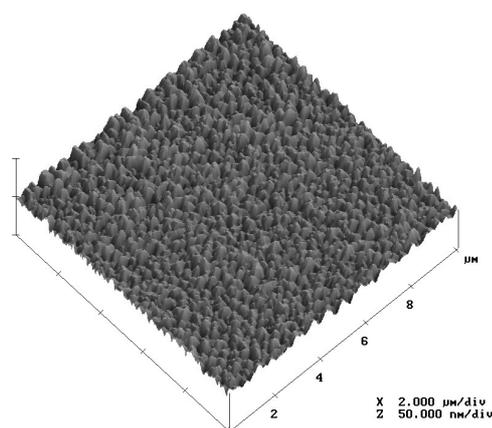


Abb. C-4: $(10 \times 10) \mu\text{m}$ -AFM-Scan einer 100 nm dicken $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ -Kontaktschicht. Die mittlere Rauigkeit liegt bei 2 nm (RMS-Wert). Die Wachstumstemperatur betrug 500°C .



D HBT-Schichtstruktur

Funktion	Material	Schichtdicke (nm)	Dotierung (cm^{-3})
Emitter-Kontakt	$\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}:\text{Si}$	50 ... 100	$n \geq 1 \times 10^{19}$
Emitterkontakt	$\text{GaAs}:\text{Si}$	50	$n = 5 \times 10^{18}$
Emitterballast	$\text{GaAs}:\text{Si}$	150	$n = 3 \times 10^{17}$
Emitter	$\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}:\text{Si}$	30 ... 40	$n = 3 \dots 4 \times 10^{17}$
Basis	$\text{GaAs}:\text{C}$	80 ... 190	$p = 1 \dots 4 \times 10^{19}$
Kollektor	$\text{GaAs}:\text{Si}$	700 ... 1000	$n = 1.5 \dots 2 \times 10^{16}$
Ätzstopp	$\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}:\text{Si}$	20 ... 30	$n = 3 \times 10^{17}$
Kollektorkontakt	$\text{GaAs}:\text{Si}$	700	$n = 5 \times 10^{18}$
Puffer	$\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$	150 200	-
Substrat	$\text{GaAs}(001)$		semiisolierend

Verzeichnis häufig verwendeter Abkürzungen und Formelzeichen

α_T		Basistransportfaktor
$\Delta a/a$		Gitterfehlpassung der pseudomorph verspannten Schicht
β, β_{max}		Stromverstärkung in Emitterschaltung, maximale Stromverstärkung
β_{AP}		Stromverstärkung im Arbeitspunkt (Emitterschaltung)
β/R_{sB}	q/Ω	Verhältnis von Stromverstärkung zu Basisschichtwiderstand, kurz Stromverstärkungsverhältnis
γ		Emitter-Injektionseffizienz
Θ_B	°	Braggwinkel
λ	nm	Wellenlänge
μ_n, μ_p	cm^2/Vs	Beweglichkeit der Elektronen und Löcher
σ_n, σ_p	cm^2	Einfangquerschnitte von Elektronen und Löchern
τ_{aug}	ps	Lebensdauer Auger-Rekombination
τ_{EC}, τ_B	ps	Transitzeiten zwischen Emitter und Kollektor und durch die Basis
τ_n, τ_p	ps	Effektive Volumenlebensdauer der Elektronen und Löcher
τ_{rad}	ps	Lebensdauer strahlende Rekombination
τ_{srh}	ps	Lebensdauer Shockley-Read-Hall- (SRH-) Rekombination
AFM		Rasterkraft-Mikroskopie (<i>engl.</i> Atomic Force Microscopy)
B	cm^3/s	Koeffizient der strahlenden Rekombination
BV_{CBO}	V	Basis-Kollektor-Durchbruchspannung
BV_{CEO}	V	Emitter-Kollektor-Durchbruchspannung
C	cm^6/s	Koeffizient der Auger-Rekombination
D_n, D_p	cm^2/s	Diffusionskonstante der Elektronen und Löcher
E	eV	Energie
E_a	eV	Aktivierungsenergie
EBIC		Elektronenstrahl-induzierte Ströme (<i>engl.</i> Electron-Beam Induced Current)

E_g	eV	Energiebandlücke
$\Delta E_V, \Delta E_C$	eV	Valenzband-, Leitungsband-Diskontinuität ('-Offset')
F	slm	Totalfluss im MOVPE-Reaktor
f_b, f_{max}	GHz	Transitfrequenz, Maximale Schwingfrequenz
$[H]/[C]$		Wasserstoff-Passivierungsgrad Kohlenstoff-dotierter Schichten
HBT		Heterobipolar-Transistor (<i>engl.</i> Heterojunction Bipolar Transistor)
HEMT		Heterostruktur-Feldeffekttransistor, auch HFET (<i>engl.</i> High Electron Mobility Transistor)
HRXRD		Hochauflösende Röntgendiffraktometrie (<i>engl.</i> High-Resolution X-Ray Diffraction)
I_B, I_C, I_E	mA	Basis-, Kollektor-, Emitterstrom
I_n, I_p	mA	Elektronen-, Löcherstrom
J_C	A/cm ²	Kollektorstromdichte
LEC		Kristallzüchtungsmethode auf der Basis des Czochralski-Verfahren (<i>engl.</i> Liquid Encapsulated Czochralski)
L_n, L_p	µm	Diffusionslänge der Elektronen und Löcher
MBE		Molekularstrahlepitaxie (<i>engl.</i> Molecular Beam Epitaxy)
MOVPE		Metallorganische Gasphasenepitaxie (<i>engl.</i> Metal-Organic Vapor Phase Epitaxy)
n, n_s	cm ⁻³ , cm ⁻²	Volumenkonzentration, Schichtkonzentration der Elektronen
n_C		Kollektorstrom-Idealitätsfaktor
n_{EB}		Emitter-Basis-Idealitätsfaktor
N_t	cm ⁻³	Konzentration der SRH-Rekombinationszentren ('Trapdichte')
p, p_s	cm ⁻³ , cm ⁻²	Volumenkonzentration, Schichtkonzentration der Löcher
PAE	%	Leistungswirkungsgrad (<i>engl.</i> Power Added Efficiency)
p_{CBr_4}	Pa	Einlasspartialdruck der Dotierquelle CBr ₄
P_{diss}	W	Verlustleistung
P_{in}, P_{out}	W	Eingangs- und Ausgangsleistung im HF-Betrieb
P_{dc}	W	DC-Leistung
REDR		Rekombinations-angeregte Defektreaktionen (<i>engl.</i> Recombination-Enhanced Defect Reactions)

r_g	$\mu\text{m/h}$	Wachstumsrate
R_{max}	nm	maximale Rauigkeit
rms	nm	mittlere Rauigkeit (<i>engl.</i> root-mean-square)
R_s	Ω/q	Schichtwiderstand [Ohm/Quadrat]
R_{sB}	Ω/q	Basisschichtwiderstand [Ohm/Quadrat]
R_{th}	K/W	thermischer Widerstand des Halbleitermaterials
SIMS		Sekundärionen-Massenspektrometrie
T_a	$^{\circ}\text{C}$	Umgebungstemperatur
TBP		t-Butylphosphin ($\text{C}_4\text{H}_9\text{PH}_2$)
T_j	$^{\circ}\text{C}$	Temperatur am Übergang der Emitter-Basis-Diode (<i>engl.</i> Junction temperature)
T_g	$^{\circ}\text{C}$	Wachstumstemperatur
TMA _s		Trimethylarsen ($\text{As}(\text{CH}_3)_3$)
TMG		Trimethylgallium ($\text{Ga}(\text{CH}_3)_3$)
TMI		Trimethylindium ($\text{In}(\text{CH}_3)_3$)
TRPL		Zeitaufgelöste Photolumineszenz (<i>engl.</i> Time-Resolved Photo-Luminescence)
TTF	h	Zeit bis zum Bauelemente-Versagen (<i>engl.</i> time-to-failure)
V/III		Verhältnis der Einlaßpartialdrücke der Gruppe V- und Gruppe III-Ausgangsstoffe
VB		Kristallzüchtungsmethode nach Bridgman (<i>engl.</i> Vertical Bridgman)
V_{BE}	V	Emitter-Basis-Spannung
V_{CE}	V	Kollektor-Emitter-Spannung
V_{CEO}	V	Kollektor-Emitter-Offsetspannung
VGf		Kristallzüchtungsmethode (<i>engl.</i> Vertical Gradient Freeze)
V_{on}	V	Einsatzspannung ($V_{\beta=1}$)
w_B	nm	Basisdicke

Literaturverzeichnis

- [1] C.R. Abernathy, W.S. Hobson, *J. of Materials Science: Materials in Electronics* 7 (1996) 1
- [2] C.R. Abernathy, F. Ren, P.W. Wisk, S.J. Pearton, and R. Esagui, *Appl. Phys. Lett.* 61 (1992) 1092
- [3] C.R. Abernathy, F. Ren, *Mater. Sci. Eng.* B28 (1994) 232
- [4] M. Achouche, S. Kraus, T. Spitzbart, M. Rudolph, P. Kurpas, D. Rentner, F. Brunner, E. Richter, T. Bergunde, P. Heymann, P. Wolter, H. Wittrich, M. Weyers, J. Würfl, G. Tränkle, *Inst. Phys. Conf. Ser.* 166 (1999) 297
- [5] M. Achouche, T. Spitzbart, P. Kurpas, F. Brunner, J. Würfl and G. Tränkle, *Elec. Lett.* 36 (2000) 1073
- [6] M.G. Adlerstein, and J.M. Gering, *IEEE Trans.Elec.Dev.* 47 (2000) 434
- [7] R.K. Ahrenkiel, M.S. Lundstrom, „Minority Carriers in III-V Semiconductors: Physics and Applications“, *Semiconductor and Semimetals* 39, Academic Press Inc. (1993)
- [8] F. Alexandre, D. Zerguine, P. Launay, J.L. Benchimol, M. Berz, B. Sermage, D. Komatitsch and M. Juhel, *J. Cryst. Growth* 136 (1994) 235
- [9] D. Ankri and L. Eastman, *Electron. Lett.* 18 (1982) 750
- [10] Y. Ashizawa, T. Noda, K. Morizuka, M. Asaka, M. Obara, *J. Cryst. Growth* 107 (1991) 903
- [11] S.R. Bahl, L.H. Camnitz, D. Houg, and M. Mierzwinski, *IEEE Elec. Dev. Let.* 17 (1996) 446
- [12] J. Bardeen and W.H. Brattain, *Phys. Rev.* 74 (1948) 435
- [13] R. Beccard, H. Protzmann, D. Schmitz, G. Strauch, M.Heuken, H. Juergensen, *J. Cryst. Growth* 198/199 (1999) 1049
- [14] T. Bergunde, *Jahresbericht FBH* 1996
- [15] T. Bergunde, F. Brunner, *Jahresbericht FBH* 1998/1999
- [16] F. Berz, H.K. Kuiken, *Sol. St. Electron.* 19 (1976) 437
- [17] C. Besikci and M. Razeghi, *IEEE Trans. Elec. Dev.* 41 (1994) 1066
- [18] R. Bhat, M.A. Koza, M.J.S.P. Brasil, R.E. Nahory, C.J. Palmstrom and B.J. Wilkens, *J. Cryst. Growth* 124 (1992) 576
- [19] P. Blood, *Semicond. Science and Technology.* 1 (1986) 7
- [20] M. Borgarino, R. Plana, S. Delage, F. Fantini, J. Graffeuil, *Microelec. Reliab.* 39 (1999) 1823

- [21] M. Borgarino, R. Plana, S.L. Delage, F. Fantini, and J. Graffeuil, *IEEE Trans.Elec.Dev.* 46 (1999) 10
- [22] N. Bovolon, P. Baureis, J.E. Müller, P. Zwicknagl, R. Schultheis, and E. Zanoni, *IEEE Trans. Elec. Dev.* 45 (1998) 1846
- [23] N. Bovolon, R. Schultheis, J.E. Müller, and P. Zwicknagl, *IEEE Trans. Elec. Dev.* 47 (2000) 274
- [24] S.J. Breuer, R. Jones, S. Öberg, and P.R. Briddon, *Mat. Science Forum* 196-201 (1995) 951
- [25] F. Brunner; Diplomarbeit, Fachbereich Physik der Technischen Universität Berlin (1997)
- [26] F. Brunner, T. Bergunde, E. Richter, P. Kurpas, M. Achouche, A. Maaßdorf, J. Würfl, M. Weyers, *J. Cryst. Growth* 221 (2000) 53
- [27] F. Brunner, E. Richter, T. Bergunde, I. Rechenberg, A. Bhattacharya, A. Maaßdorf, J.W. Tomm, P. Kurpas, M. Achouche, J. Würfl and M. Weyers, *J. Electron. Mat.* 29 (2000) 205
- [28] F. Brunner, A. Maaßdorf, P. Kurpas, A. Braun, T. Bergunde, E. Richter, J. Würfl und M. Weyers, eingereicht zur Veröffentlichung in *Journal of Materials Science: Materials in Electronics* (2001)
- [29] N.I. Buchan, T.F. Kuech, G. Scilla, F. Cardone, *J. Cryst. Growth* 110 (1991) 405
- [30] Y-H. Chang, G.P. Li, *IEEE Trans. Elec. Dev.* 40 (1993) 692
- [31] W.L. Chen, H.F. Chau, M. Tutt, M.C. Ho, T.S. Kim, and T. Henderson, *IEEE Elec. Dev. Lett.* 18 (1997) 355
- [32] Y. Cheng, M. Stavola, C.R. Abernathy, S.J. Pearton, and W.S. Hobson, *Phys. Rev.* B49 (1994) 2469
- [33] J. Y. Chi, and K. Lu, *IEEE Elec. Dev. Lett.* 19 (1998) 408
- [34] S.J. Choi, J.H. Seo, J.H. Lee and K.S. Seo, *Jpn. J. Appl. Phys.* 37 (1998) L363
- [35] B. Clerjaud, F. Gendron, M. Krause, W. Ulrici, *Phys. Rev. Lett.* 65 (1990) 1800
- [36] C.M. Colomb, S.A. Stockman, N.F. Gardner, A.P. Curtis, G.E. Stillman, T.S. Low, D.E. Mars, D.B. Davito; *J. Appl. Phys.* 73 (1993) 7471
- [37] B.T. Cunningham, L.J. Guido, J.E. Baker, J.S. Major Jr., N. Holonyak Jr. and G.E. Stillman; *Appl. Phys. Lett.* 55 (1989) 687
- [38] M. Dauelsberg, „Reaktor- und Prozeßoptimierung bei der Metallorganischen Gasphasen-Epitaxie von III-V-Verbindungshalbleitern“, Dissertation, Technische Fakultät der Universität Erlangen-Nürnberg (1999)
- [39] M.A. di Forte-Poisson, C. Brylinski, S.L. Delage, H. Blanck, D. Floriot, S. Cassette, E. Chartier, D. Pons, A. Huber, *Mat. Sci. Eng.* B28 (1994) 242
- [40] P. Dodd, M. Lundstrom, *Appl. Phys. Lett.* 61 (1992) 465
- [41] R. Driad, F. Alexandre, J.L. Benchimol, B. Jusserand, B. Sermage, M. Juhel, P. Launy, *J. Cryst. Growth* 158 (1996) 210

-
- [42] C. Dubon-Chevallier, J.L. Benchimol, V. Amarger, F. Alexandre, R. Bourguiga, J. Dangla, F. Heliot, *Inst. Phys. Conf. Ser.* 129 (1993) 705
- [43] P. Ernst, C. Geng, F. Scholz, and H. Schweizer, *Appl. Phys. Lett.* 67 (1995) 2347
- [44] D.M. Follstaedt, R.P. Schneider, Jr., and E.D. Jones, *J. Appl. Phys.* 77 (1995) 3077
- [45] S. Froyen, A. Zunger, und A. Mascarenhas, *Appl. Phys. Lett* 68 (1996) 2852
- [46] T. Fukui, J. Ishizaki, S. Hara, J. Motohisa, H. Hasegawa, *J. Cryst. Growth* 146 (1995) 183
- [47] H. Fushimi, M. Shinohara, and K. Wada, *J. Appl. Phys.* 81 (1996) 1745
- [48] H. Fushimi, K. Wada, *IEEE Trans. Elec. Dev.* 44 (1997) 1996
- [49] H. Fushimi, K. Wada, *J. Appl. Phys.* 82 (1997) 1208
- [50] H. Fushimi, K. Wada, *Mat. Science Forum* 196-201 (1995) 957
- [51] J. Gedaly, *Proceed. GaAs MANTECH* (1999) 63
- [52] A. Gomyo, T. Suzuki, K. Kobayashi, S. Kawata, and I. Hino, *Appl. Phys. Lett.* 50 (1987) 673
- [53] J.P. Goss, R. Jones, S. Öberg, P.R. Briddon, *Phys. Rev.* B55 (1997) 15576
- [54] F.E.G. Guimaraes, B. Elsner, R. Westphalen, B. Spangenberg, H.J. Geelen, P. Balk and K. Heime, *J. Cryst. Growth* 124 (1992) 199
- [55] A. Gupta, A. Young and B. Bayraktaroglu, *Proceed. GaAs MANTECH* (2001) 203
- [56] M.A. Haase, M.J. Hafich and G.Y. Robinson, *Appl. Phys. Lett* 58 (1991) 616
- [57] Q.J. Hartmann, D.A. Ahmari, Q. Yang, A.P. Curtis and G.E. Stillman, *Proc. HEAD'97* (1998) 155
- [58] Q.J. Hartmann, H. Hwangbo, A. Yung, D.A. Ahmari, M.T. Fresina, J.E. Baker, G.E. Stillman, *Appl. Phys. Lett.* 68 (1996) 982
- [59] *Handbuch WIAS-TeSCA, Two-Dimensional Semi-Conductor Analysis Package, Weierstraß-Institut für Angewandte Analysis und Stochastik im Forschungsverbund Berlin e.V.* (1999)
- [60] E.S. Harmon, M.L. Lovejoy, M.R. Melloch, M.S. Lundstrom, T.J. de Lyon and J.M. Woodall; *Appl. Phys. Lett.* 63 (1993) 536
- [61] E.S. Harmon, M.R. Melloch, M.S. Lundstrom, F. Cardone, *Appl. Phys. Lett.* 64 (1994) 205
- [62] T. Henderson, *IEDM Tech. Digest* (1995) 811
- [63] T. Henderson, *IEDM Tech. Digest* (1996) 203
- [64] T. Henderson, *Microelectron. Reliab.* 36 (1996) 1879
- [65] T. Henderson, *Microelectron. Reliab.* 39 (1999) 1033
- [66] C. Hilsum, *Elec. Lett.* 10 (1974) 259

- [67] C.C. Hsu, Y.F. Yang, H.J. Ou, and E.S. Yang, H.B. Lo, *Appl. Phys. Lett.* 71 (1997) 3248
- [68] H. Ito, S. Yamahata, N. Shigekawa, K. Kurishima, *Jpn. J. Appl. Phys.* 35 (1996) 6139
- [69] K. Kajiyama, Y. Mizushima, S. Sakata, *Appl. Phys. Lett.* 23 (1973) 458
- [70] T. Kaneto, K.W. Kim and M.A. Littlejohn; *Appl. Phys. Lett.* 63 (1993) 48
- [71] D.M. Kim, S. Lee, M.I. Nathan, A. Gopinath, F. Willamson, K. Beyzavi and A. Ghiasi; *Appl. Phys. Lett.* 62 (1993) 861
- [72] S.I. Kim, M.S. Kim, Y. Kim, K.S. Eom, S. Min, C. Lee, *J. Mat. Sci. Lett.* 12 (1993) 1251
- [73] L.C. Kimerling, *Sol. St. Electron.* 21 (1978) 1391
- [74] E. Koenig: „Design and Fabrication of III-V HBTs for Microwave Power Applications“, *Fortschr.-Ber. VDI Reihe 9, Nr 207, VDI-Verlag Düsseldorf* (1995)
- [75] H. Kroemer, *Proc. IRE* 45 (1957) 1535
- [76] H. Kroemer, *Proc. IEEE* 70 (1982) 13
- [77] A. Krost, G. Bauer, J. Woitok: „Optical Characterization of epitaxial semiconductor layers“, Ed. G. Bauer, W. Richter, *Springer-Verlag* (1996)
- [78] T.F. Kuech, E. Veuhoff and B.S. Meyerson, *J. Cryst. Growth* 68 (1984) 48
- [79] T.F. Kuech and E. Veuhoff; *J. Cryst. Growth* 68 (1984) 148
- [80] T.F. Kuech, M.A. Tischler, P.-J. Wang, G. Scilla, R. Potemski, and F. Cardone; *Appl. Phys. Lett.* 53 (1988) 1317
- [81] T.F. Kuech, J.M. Redwing; *J. Cryst. Growth* 145 (1994) 382
- [82] P. Kurpas, F. Brunner, M. Achouche, T. Spitzbart, E. Richter, T. Bergunde, D. Rentner, M. Mai, J. Würfl and M. Weyers, *Proceed. GaAs MANTECH* (2000) 93
- [83] P. Kurpas, E. Richter, D. Gutsche, F. Brunner and M. Weyers, *Inst. Phys. Conf. Ser.* 145 (1995) 177
- [84] P. Kurpas, E. Richter, M. Sato, F. Brunner, D. Gutsche, M. Weyers, *J. Cryst. Growth* 170 (1997) 442
- [85] C.D. Latham, M. Haugk, R. Jones, Th. Frauenheim, P.R. Briddon, *Phys. Rev.* B60 (1999) 15117
- [86] Th. Lauterbach, „Physikalische Grundlagen und Realisierung eines Heterobipolartransistors und Tunnel-Emitter-Bipolar-Transistors im Materialsystem GaInP/GaAs, *Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg* (1992)
- [87] A.F.J. Levi, B. Jalali, R.N. Nottenburg, A.Y. Cho, *Appl. Phys. Lett.* 60 (1992) 460
- [88] J. Li, T.F. Kuech, *J. Cryst. Growth* 170 (1997) 292
- [89] A. Lindell, M. Pessa, A. Salokatve, F. Bernardini, R.M. Nieminen, M. Paalanen, *J. Appl. Phys.* 82 (1997) 3374

-
- [90] W. Liu, „Handbook of III-V heterojunction bipolar transistors“, John Wiley & Sons, New York (1998)
- [91] W. Liu, J.S. Harris, IEEE Trans. Elec. Dev. 39 (12) (1992) 2726
- [92] D.C. Look, „Electrical characterization of GaAs materials and devices“, John Wiley & Sons Ltd. (1989)
- [93] D.C. Look, C.E. Stutz, J.R. Sizelove, and K.R. Evans, J. Appl. Phys. 80 (1996) 1913
- [94] T. Low, T. Shirley, C. Hutchinson, G. Essilfie, W. Whiteley, B. Yeats, D. D’Avanzo, Sol. St. Electron. 43 (1999) 1437
- [95] J.R. Lowney, H.S. Bennett; J. Appl. Phys. 69 (1991) 7102
- [96] M.S. Lundstrom, M.E. Klausmeier-Brown, M.R. Melloch, R.K. Ahrenkiel and B.M. Keyes; Sol. St. Electron. 33 (1990) 693
- [97] T. J. Lyon, N.I. Buchan, P.D. Kirchner, J.M. Woodall, G.J. Scilla, and F. Cardone, Appl. Phys. Lett. 58 (1991) 517
- [98] T.J. de Lyon, J.M. Woodall, M.S. Goorsky, and P.D. Kirchner; Appl. Phys. Lett. 56 (1990) 1040
- [99] A. Maaßdorf, Diplomarbeit, FB Physik der Humboldt-Universität Berlin (1999)
- [100] A. Marty, G.E. Rey, and J.P. Bailbe, Sol. St. Electr. 35 (1979) 549
- [101] M. Masi, H. Simka, K.F. Jensen, T.F. Kuech, R. Potemski, J. Cryst. Growth 124 (1992) 483
- [102] J. Masum and T.J. Hall, Semicond. Sci. Technol. 12 (1997) 1202
- [103] B. Mazhari, G.B. Gao and H. Morkoç, Sol. St. Elect. 34 (1991) 315
- [104] L. McKay and L. Wilson, Proc. GaAs MANTECH (2001) 12
- [105] R.C. Newman, Mat. Sci. Eng. B66 (1999) 39
- [106] T. Nittono, N. Watanabe, H. Ito, H. Sugahara, K. Nagata, O. Nakajima; Jpn. J. Appl. Phys. 33, 6129 (1994)
- [107] S. Nozaki, K. Takahashi, M. Shirahama, K. Nagao, J. Shirakashi, E. Tokumitsu, M. Konagai, Appl. Phys. Lett. 62 (1993) 1913
- [108] J.J. Oakes, I.G. Greenfield, L.D. Partain, J. Appl. Phys. 48 (1977) 2548
- [109] T. Oka, K. Hirata, H. Takazawa, and I. Ohbu, Proc. GaAs MANTECH (2000) 137
- [110] M. Özyaydin, L.F. Eastman, Sol. St. Electron. 39 (1996) 731
- [111] N. Pan, J. Elliott, M. Knowles, D.P. Vu, K. Kishimoto, J.K. Twynam, H. Sato, M.T. Fresina, and G.E. Stillman, IEEE Elec. Dev. Lett. 19 (1998) 115
- [112] N. Pan, R. E. Welser, C. R. Lutz, J. Elliot, D. P. Vu, T. S. Low, T. Shirley, C. Hutchinson, G. Essilfie, W. Whiteley, B. Yeats, and D. C. D’Avanzo, Proc. 25th Int. Symp. Compound Semiconductors (Nara, Japan) (1998) 291

- [113] J.I. Pankove, „Optical Processes in Semiconductors“, Dover Publications, Inc. New York (1971)
- [114] S.J. Pearton, C.R. Abernathy, and J. Lopata, *Appl. Phys. Lett.* 59 (1991) 3571
- [115] S.J. Pearton, F. Ren, W.S. Hobson, C.R. Abernathy, R.L. Masaitis, and U.K. Chakrabarti, *Appl. Phys. Lett.* 63 (1993) 3610
- [116] R.L. Pritchard, „Electrical Characteristics of Transistors“, McGraw-Hill, Inc. (1967)
- [117] W. Prost, F. Scheffer, Q. Liu, A. Lindner, H. Lakner, I. Gyuro, F.J. Tegude, *J. Cryst. Growth* 146 (1995) 538
- [118] R. Rahbi, B. Pajot, J. Chevallier, A. Marbeuf, R.C. Logan, M. Gavand, *J. Appl. Phys.* 73 (1993) 1723
- [119] E. Richter, F. Brunner, S. Gramlich, S. Hähle, M. Mai, U. Zeimer, M. Weyers, *Mater. Sci. Eng. B66* (1999) 162
- [120] E. Richter, Dissertation, Fachbereich Physik der Technischen Universität Berlin (1999)
- [121] E. Richter, P. Kurpas, D. Gutsche, M. Weyers, *J. Electron. Mat.* 24 (1995) 1719
- [122] D. Ritter, R.A. Hamm, A. Feyngenson, and P.R. Smith, *Appl. Phys. Lett.* 64 (1994) 2988
- [123] P. Rudolph, M. Jurisch, *J. Cryst. Growth* 198/199 (1999) 325
- [124] E. Sabin, J. Scarpulla, E. Kaneshiro, W. Kim, D. Eng, D. Leung, *Proceed. GaAs MANTECH* (2001) 207
- [125] K. Saito, E. Tokumitsu, T. Akatsuka, M. Miyauchi, T. Yamada, M. Konagai, and K. Takahashi, *J. Appl. Phys.* 64 (1988) 3975
- [126] S. Shah, *Compound Semiconductors Vol. 6, Nr. 4* (2000) 31
- [127] S. P. Shea, L.D. Partain und P.J. Warter, *Scan. Electr. Microscope* 1 (1978) 435
- [128] W. Shockley, US-Patent 2569347 filed June 26, 1948 (1951)
- [129] M. Stavola, „Vibrational spectroscopy of dopant-hydrogen complexes in III-V-Semiconductors“, *Mat. Scie. For.* 148-149 (1994) 251
- [130] S.A. Stockman, A.W. Hanson, and G.E. Stillman, *Appl. Phys. Lett.* 60 (1992) 2903
- [131] S.A. Stockman, A.W. Hanson, S.L. Jackson, J.E. Baker, and G.E. Stillman, *Appl. Phys. Lett.* 62 (1993) 1248
- [132] U. Strauss, W.W. Rühle, K. Köhler, *Appl. Phys. Lett.* 62 (1993) 55
- [133] G.B. Stringfellow, „Organometallic Vapor-Phase Epitaxy“, Second Edition; Academic Press, San Diego (1999)
- [134] H. Sugahara, „GaAs HBT reliability“, Kapitel aus ‘Current trends in heterojunction bipolar transistors’, World Scientific, Singapore(1996) 227
- [135] S.M. Sze, „Physics of Semiconduction devices“, Second Edition; J. Wiley & Sons, (1981)

-
- [136] R. Szweda, III-Vs Review Vol. 13, Nr. 4 (2000) 28
- [137] R. Szweda, III-Vs Review Vol. 13, Nr. 6 (2000) 30
- [138] T. Takahashi, S. Sasa, A. Kawano, T. Iwai, and T. Fujii, IEDM Tech. Digest (1994) 191
- [139] S. Tanaka, S. Kato, S. Hattori, S. Kojima, M. Ideda, K. Kitamura, J. Cryst. Growth 145 (1994) 947
- [140] A.J. Tavendale, S.J. Pearton, A.A. Williams and D. Alexiev, Appl. Phys. Lett. 56 (1990) 1457
- [141] W.M. Theis, K.K. Bajaj, C.W. Litton, W.G. Spitzer, Appl. Phys. Lett. 41 (1982) 70
- [142] S. Tiwari, S.L. Wright; Appl. Phys. Lett. 56 (1990) 563
- [143] O. Ueda, A. Kawano, T. Takahashi, T. Tomioka, T. Fujii and S. Sasa, Sol. St. Elec. 41 (1997) 1605
- [144] O. Ueda, Microelectron. Reliab. 39 (1999) 1839
- [145] C.G. Van de Walle, Phys. Rev. B39 (1989) 1871
- [146] J. Wagner, R.C. Newman, B.R. Davidson, S.P. Westwater, T.J. Bullough, T.B. Joyce, C.D. Latham, R. Jones, S. Öberg, Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 74
- [147] W. Walukiewicz, L. Lagowski, L. Jastrzebski, M. Lichtensteiger, H.C. Gatos, J. Appl. Phys. 50 (1978) 899
- [148] N. Watanabe, H. Ito, J. Cryst. Growth 178 (1997) 213
- [149] N. Watanabe, H. Ito, J. Cryst. Growth 182 (1997) 30
- [150] N. Watanabe, T. Nittono, H. Ito, J. Cryst. Growth 145 (1994) 929
- [151] K. Watanabe, H. Yamazaki, J. Appl. Phys. 74 (1993) 5587
- [152] R.E. Welser, persönliche Mitteilung, Denver (Co) (2000)
- [153] R.E. Welser, M. Chaplin, C.R. Lutz, N. Pan, A. Gupta, B. Veasel, and A. Ezis, Proceed. GaAs MANTECH (2000) 145
- [154] H. Wieder, „Laboratory notes on electrical and galvanomagnetic measurements“, Elsevier Scientific, Amsterdam (1979)
- [155] B.G. Yakobi, „Cathodoluminescence microscopy of inorganic solids“, Plenum Press, New York (1990)
- [156] B. Yeats, P. Chandler, M. Culver, D. D'Avanzo, G. Essilfie, G. Hutchinson, D. Kuhn, T. Low, T. Shirley, S. Thomas, W. Whiteley, Proceed. GaAs MANTECH (2000) 131
- [157] H.K. Yow, P.A. Houston, C.C. Button, J.P.R. David, and C.M.S. Ng, J. Electron. Mat. 27 (1998) 17
- [158] „Zinke/Brunswig: Lehrbuch der Hochfrequenztechnik“, Bd. 2, Springer-Verlag Heidelberg (1993)

DANKSAGUNGEN

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Abteilung Materialtechnologie des Ferdinand-Braun-Institutes für Höchstfrequenztechnik (FBH) in Berlin.

Mein herzlicher Dank gilt Herrn Prof. Dr. G. Tränkle für die Möglichkeit, diese Arbeit realisieren zu können sowie meinem Abteilungsleiter Herrn Dr. M. Weyers für die fachliche Betreuung und fruchtbaren Diskussionen.

Dem Leiter des Fraunhofer-Institutes für Angewandte Festkörperphysik (IAF) in Freiburg, Herrn Prof. Dr. G. Weimann, danke ich für die Übernahme des Hauptreferats und die fachlichen Hinweise. Frau Prof. Dr. E. Ivers-Tiffée von der Universität Karlsruhe danke ich für ihre Arbeit als Korreferentin.

Ich möchte allen Mitarbeitern der Abteilung Materialtechnologie des FBH für die Unterstützung bei vielen fachlichen Fragen und Problemen danken. Mein besonderer Dank gilt den Herren Dr. E. Richter und Dr. P. Kurpas für die HBT-spezifischen Hilfen und Diskussionen und Dr. Th. Bergunde für die Unterstützung bei Reaktor- und Wachstums-Fragen.

Frau Dr. U. Zeimer danke ich für ihre Unterstützung bei der Hochauflösenden Röntgen-diffraktometrie. Herrn Dr. H. Wenzel danke ich für die Hilfe bei der Einführung in den Bauelemente-Simulator TeSCA.

Den Herren T. Petzke und D. Rentner gilt mein Dank für ihre Kompetenz in der Reaktor- und Prozesstechnologie. Dem Abteilungsleiter der Prozesstechnologie Herr Dr. J. Würfl möchte ich stellvertretend für die Nutzung des hochentwickelten Bauelementeprozesses danken.

Für die Transistor-Charakterisierung danke ich den Herren Dr. M. Mai und Herrn St. Schulz.

Wesentliche Teile dieser Arbeit entstanden im Rahmen des Förderprojektes „GaInP-Leistungs-HBTs für Mobilkommunikation“, Nr. 01BM608, des Bundesministeriums für Bildung und Forschung (BMBF).

Meiner Frau Helena danke ich für ihr Verständnis und ihre Geduld und für manches mehr ...