

Herstellung und Charakterisierung  
niedrigdimensionaler Elektronensysteme  
mit Hilfe von  
in situ Ätzen und Molekularstrahl Epitaxie

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von

**Sven Beyer**

aus Hamburg

Hamburg  
2003



vorgelegt von: Sven Beyer  
geb. 1.7.1972 in Hamburg  
Vater: Jan Beyer  
Mutter: Hanne-Lore Beyer, geb. Siburg

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. W. Hansen  
Prof. Dr. D. Heitmann

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. W. Hansen  
Prof. Dr. R. Anton

Datum der Disputation: 28.10.2003

Prodekan des Fachbereichs  
Physik und Vorsitzender  
des Promotionsausschusses: Prof. Dr. R. Wiesendanger

---

## Inhaltsangabe

Ziel dieser Arbeit war es, in situ Trockenätzprozesse für GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen zu studieren. Diese Ätzprozesse sollten so beschaffen sein, dass in situ geätzte Oberflächen anschließend ohne zwischenzeitlichen Atmosphärenkontakt in einem Molekularstrahlepitaxie (MBE)-System epitaktisch überwachsen werden können. Im Besonderen sollte es möglich sein, an den geätzten und überwachsenen Grenzflächen hochbewegliche, niedrigdimensionale Elektronensysteme zu erzeugen. Derartige in situ-Trockenätzprozesse könnten dafür genutzt werden, ex situ durch Photolithographie strukturierte Substrate zu reinigen und die Strukturen in die später elektronisch aktiven Bereiche des Kristalls zu übertragen. Durch ein anschließendes epitaktisches Überwachsen könnten auf diese Weise Strukturen mit neuartigen Potentialen für niedrigdimensionale, hochbewegliche Elektronensysteme geschaffen werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine bestehende Prozesskammer, welche über einen Vakuumtransfer-Tunnel mit einer MBE-Anlage verbunden ist, weiter optimiert. In dieser Kammer sind mit Hilfe eines Substrateizers, eines Injektionssystems für Chlorgas und einer Ionenquelle sowohl das chemische Gas-Ätzen (CGE), Ionenstrahl-Ätzen (IBE) und chemisch unterstütztes Ionenstrahl-Ätzen (CAIBE) möglich.

Die Auswirkungen der Ätzprozesse auf eine geätzte und überwachsene Grenzfläche wird Ätzparameter abhängig mit Hilfe von zweidimensionalen Elektronensystemen (2DES), welche direkt an den geätzten und überwachsenen Grenzflächen liegen, studiert. Hierzu werden dicke MBE-gewachsene GaAs-Puffer einem bestimmten in situ-Ätzprozess ausgesetzt und anschließend ohne zwischenzeitlichen Atmosphärenkontakt mit einer modulationsdotierten Heterostruktur in der MBE-Anlage überwachsen. Die elektronischen Eigenschaften dieser 2DES werden mit Ferninfrarot-Spektroskopie (FIR) und Magnetotransport untersucht und die Messergebnisse hinsichtlich der in den 2DES wirkenden Streumechanismen analysiert. Besonderes Augenmerk galt dem CGE-Prozess. Für diesen Ätzprozess wird eine eindeutige Korrelation der Ätzparameter mit der Beweglichkeit des 2DES festgestellt. Die maximal erreichte Ladungsträgerbeweglichkeit an einer CGE-geätzten überwachsenen Grenzfläche beträgt  $\mu \sim 190.000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  bei einer Ladungsträgerdichte von  $N_s \sim 4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Dies ist die höchste bisher berichtete Elektronenbeweglichkeit an einer solchen geätzten und überwachsenen Grenzfläche. Der Streumechanismus an der Grenzfläche lässt sich anhand unserer Auswertungen auf entweder eine Grenzflächenrauigkeit oder Grenzflächenladungen eingrenzen. Dabei gibt es Indizien dafür, dass im Besonderen die Grenzflächenrauigkeit einen dominanten Einfluss hat. Dieser Befund wird durch Raster-Kraft-Mikroskopische (AFM)-Aufnahmen an CGE-geätzten GaAs-Oberflächen untermauert. Darüber hinaus wird gezeigt, dass sich eine durch einen Ionenprozess (CAIBE) geschädigte GaAs-Oberfläche mit CGE so weit reinigen lässt, dass ein 2DES mit Magnetotransport an der modulationsdotiert überwachsenen Grenzfläche nachgewiesen werden kann.

Durch Optimierung der Prozesskammer und den Gaszuleitungen gelingt es, Ätztiefen mit CGE mit einer Genauigkeit von 5-10% reproduzierbar einzustellen. Dieses ermöglicht eine gezielte Untersuchung von ex situ strukturierten, in situ weitergeätzten und schließlich modulationsdotiert überwachsenen Proben.

---

## Abstract

The aim of this work was the study of in situ dry etching techniques for GaAs/AlGaAs-heterostructures. The etching processes should allow epitaxial overgrowth of the in situ etched surfaces, using a molecular epitaxy (MBE) system, without atmospheric contact during the transfer between the etching chamber and the MBE system. In particular, it should be possible to create high mobility low dimensional electron systems, residing directly at the etched and regrown interfaces. These types of in situ dry etching techniques could be used to clean surfaces contaminated by photolithographic processing and to transfer the structures into the electronic active regions of the crystal. By subsequent epitaxial overgrowth of these structures new potentials for high mobility low dimensional electron systems might be created.

In this thesis an existing treatment chamber, connected to a MBE system via a vacuum-transfer tube, was further optimized. The treatment chamber is equipped with a substrate heater, an injection system for chlorine gas and an ion source, allowing chemical gas etching (CGE), ion beam etching (IBE) and chemical assisted ion beam etching (CAIBE).

The effects of these etching processes on two dimensional electron systems (2DES), residing directly at an etched and regrown interface, are studied in dependence of the etching parameters. For this purpose thick MBE-grown GaAs buffers are etched back by a particular etching process and afterwards, without any exposure to the atmosphere, overgrown in the MBE system with a modulation doped heterostructure. The electronic properties are investigated by far infrared spectroscopy (FIR) and magneto transport. The data is analysed regarding the scattering mechanisms present at the etched and regrown interface. In this study we paid special attention to the CGE-process. For CGE we find a strong correlation between the etching parameters and the electron mobility of the 2DES. The highest achieved carrier mobility at a CGE-etch and regrown interface is  $\mu \sim 190000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  with  $N_s \sim 4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  as carrier density. This is the highest electron mobility at an etched and regrown interface ever reported. We find that the dominant scattering mechanism must be either interface roughness scattering or interface charge scattering. There are indications that especially interface roughness scattering has a dominant influence on the 2DES. This diagnosis is supported by atomic force microscopy (AFM) measurements on CGE-etched GaAs surfaces. Moreover, we show that a GaAs surface, damaged by ion bombardment due to a CAIBE-process, can be cleaned by subsequent CGE so that, after overgrowing the etched surface with a modulation doped heterostructure, a 2DES can be detected with magneto transport at the etched and regrown interface.

By optimizing the treatment chamber and the gas supply lines, we can reproduce CGE-etching depths with an accuracy of 5-10%. This allows detailed studies of ex situ structured, subsequently in situ etched and finally modulation doped MBE overgrown samples.

---

---

# Inhaltsverzeichnis

<b>I. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>II. Grundlagen</b>	<b>3</b>
1. Niedrigdimensionale Elektronensysteme .....	3
2. Das Materialsystem AlGaAs/GaAs .....	6
3. Molekularstrahl Epitaxie (MBE) .....	9
4. In situ-Ätzprozesse .....	14
4.1 Die in situ-Ätzprozesse .....	14
4.1.1 Chemisches Gas-Ätzen (CGE) .....	14
4.1.2 Ionenstrahl-Ätzen (IBE) .....	17
4.1.3 Chemisch unterstütztes Ionenstrahl-Ätzen (CAIBE) ..	19
4.2 Die Veränderungen .....	20
4.3 Die Prozesskammer .....	23
5. Kristalldefekte / Streumechanismen .....	30
5.1 Kristallkontaminationen und -defekte .....	30
5.2 Störstelleneinfluss auf ein 2DES (Streumechanismen) .....	33
6. Probendesign .....	37
6.1 Angestrebte Probendesigns .....	37
6.2 Probendesign zur Charakterisierung von Ätzprozessen .....	40
6.3 Probendesign zum dotierten Überwachsen .....	42
<b>III. Experimentelle Methoden</b>	<b>44</b>
1. Magnetotransport .....	44
2. Ferninfrarotspektroskopie (FIR) .....	48
3. Schichtdickenbestimmung mit Ellipsometrie und Rasterelektronenmikroskopie (REM) .....	51
3.1 Schichtdickenbestimmung mit dem Ellipsometer .....	51
3.2 Schichtdickenbestimmung mit dem REM .....	53
<b>IV. Messungen</b>	<b>55</b>
1. Ätzratenbestimmung .....	55
1.1 CGE-Ätzraten .....	55
1.2 CAIBE-Ätzraten .....	58

---

2.	<i>In situ</i> CGE-Ätz-HEMTs . . . . .	59
2.1	<i>In situ</i> CGE-Ätz-HEMTs . . . . .	59
2.2	Temperaturabhängige Transport-Messungen . . . . .	62
2.3	Magnetotransport-Messungen (Hall-Bar-Geometrie) . . . . .	64
2.4	$\tau_i$ zu $\tau_s$ -Verhältnis . . . . .	66
2.5	Ferninfrarot-Spektroskopie (FIR) . . . . .	70
2.6	Rasterkraft-Mikroskopie (AFM) . . . . .	77
2.7	Anmerkung . . . . .	79
3.	<i>In situ</i> CAIBE / CGE-Ätz-HEMTs . . . . .	80
4.	<i>Ex situ</i> strukturierte, <i>in situ</i> weitergeätzte, überwachsene Proben .	84
<b>V.</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>91</b>
<b>VI.</b>	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>95</b>



## I. Einleitung

In der modernen Halbleitertechnologie ist man bestrebt alle elektronischen Strukturen möglichst klein auf einem Chip zu integrieren und dafür zu sorgen, dass die Elektronen bei ihrem Weg durch den Halbleiterkristall möglichst wenig ihrer Energie an den Kristall übertragen. In dem Bestreben, die elektronisch aktiven Strukturen immer kleiner zu gestalten, gelangt man, abhängig von der Temperatur und der Kristallqualität, in einen Bereich, in dem die informationstragenden Elektronen ihre quantenmechanische Natur offenbaren.

In der Forschung lässt sich die deutlich teurere Galliumarsenid/Aluminiumgalliumarsenid-Technologie (GaAs/AlGaAs) einsetzen, welche aufgrund der günstigeren Materialeigenschaften des GaAs/AlGaAs-Systems gegenüber dem Si/SiO<sub>2</sub> bei Halbleiterheterostrukturen intrinsisch größere Streuzeiten ermöglicht. Mit Hilfe der relativ aufwändigen und teuren Molekularstrahl Epitaxie (MBE) lassen sich zudem besonders hochwertige Kristallschichten monolagengenau auf einem Wirtskristall abscheiden [9,13]. Durch den zusätzlichen Einsatz von Tieftemperaturtechnik können in Halbleiterheterostrukturen diverse quantenmechanische Effekte sauber beobachtet werden [8].

Quantenstrukturen auf Halbleiterbasis sind bereits seit den 70er Jahren, beginnend mit der Entdeckung der negativen differentiellen Leitfähigkeit durch Tsu und Esaki [153] Objekt intensiver Forschung. 1978 stellten Dingle et al. eine deutliche Erhöhung der Elektronenbeweglichkeit in modulationsdotierten Heterostrukturen, einem Schichtsystem unterschiedlicher epitaktisch aufeinander abgeschiedener Halbleitermaterialien, fest [154]. In diesen Halbleiter-Schichtsystemen werden die Elektronen in einer Ebene an den Grenzflächen zwischen zwei verschiedenen Halbleitermaterialien, in einem dort entstehenden Potentialtopf, räumlich getrennt von ihren Donatoratomen, stark lokalisiert. Die Weiterentwicklung dieser Strukturen führte inzwischen zu Elektronenbeweglichkeiten, die mehrere tausend Mal höher sind als im Halbleiter-Volumenmaterial [155]. An derartigen Strukturen lässt sich zum Beispiel sehr gut der fraktionierte Quanten-Hall-Effekt [156] beobachten, dessen Entdeckung zusammen mit der Entdeckung des Quanten-Hall-Effekts [95] ebenfalls einen wichtigen Meilenstein in der Erforschung von Halbleiter-Quantenstrukturen markiert. Lateral zur Kristalloberfläche können die Elektronen zusätzlich durch von außen aufgeprägte elektrische Felder [157] oder durch räumliche Strukturierung des Kristalls [8,158,126] in ihrer Bewegungsfreiheit eingeschränkt werden.

Besonders interessant ist die Möglichkeit, auch lateral, allein durch Variation des Halbleitermaterials scharfe Einschlusspotentiale für hochbewegliche Elektronensysteme zu schaffen. Dies ist unter anderem mit Hilfe der MBE bereits durch das selbstorganisierte Wachstum von Quantenpunkten [159] und durch die als „*cleaved edge overgrowth*“ (CEO) bekannt gewordene Methode [160] gelungen. Bei diesen Methoden ist man jedoch in den geometrischen Möglichkeiten sehr eingeschränkt. Wünschenswert wäre die Möglichkeit, ex situ (außerhalb des Vakuums) Lithografiertechniken mit anschließendem MBE-Wachstum zu kombinieren. Auf einer internationalen MBE-Tagung in San Francisco 2002 war Herb Krömer gebeten worden, sich über die Zukunft der MBE zu äußern. Als eine der vier großen Heraus-

forderungen, die er auflistete, nannte er unter anderem eben diese Kombination von ex situ-Lithographie-Technik und anschließendem MBE-Wachstum.

Eine Möglichkeit, dieses zu bewerkstelligen, wäre die Entwicklung einer in situ (innerhalb des Vakuums) Ätz-Technologie, welche fähig ist, ex situ durch Photolacke u.Ä. kontaminierte Substrate rückstandslos zu reinigen. Um die Kompatibilität derartiger Ätzverfahren zu der für die MBE notwendige UHV-Technologie zu gewährleisten, ist man auf Trockenätzverfahren mit sehr niedrigen Prozessdrücken beschränkt.

Bis heute haben verschiedenste Forschungsgruppen versucht, einen solchen Ätzprozess zu entwickeln. Unter anderem wurde zum Beispiel Arsenbromid direkt in einer MBE-Kammer eingesetzt, um GaAs monolagengenau zurückzuätzen [177]. Dieses Verfahren ist allerdings nur bedingt zur Herstellung von komplexen niedrigdimensionalen Halbleiter-Heterostrukturen geeignet, da die Ätzrate mit der Kristallrichtung stark variiert und eine sehr hohe Anisotropie zwischen den Ätzraten von GaAs und AlGaAs festgestellt wurde. Als vielversprechendes Prozessgas für das chemische Gas-Ätzen (CGE: *chemical gas etching*) erwies sich Chlor. Kadoya et al. wiesen an einer mit Chlor-CGE geätzten und anschließend mit einer modulationsdotierten Heterostruktur überwachsenen Grenzfläche ein Elektronensystem mit hoher Ladungsträgerbeweglichkeit nach [41]. Die Wirkung von Chlor-CGE auf GaAs ist bereits in der Vergangenheit vielfach untersucht worden [22,25,29-31,41,56,175,176], allerdings ist die Einsetzbarkeit dieses Prozesses zur Erzeugung komplexer Elektronensysteme direkt an einer geätzten und überwachsenen Grenzfläche nicht abschließend geklärt.

Als weitere UHV-kompatible Trockenätzverfahren bieten sich das Ionenstrahlätzen (IBE: *ion beam etching*) und das chemisch unterstützte Ionenstrahlätzen (CAIBE: *chemical assisted ion beam etching*) an. Als besonders interessant erweist sich der CAIBE-Prozess, welcher im Vergleich zum CGE stark anisotrop ist und sehr scharfe Ätzprofile liefert [54]. Sowohl der IBE [39,40,44-48,72-77] als auch der CAIBE-Prozess [51-59,69] wurden hinsichtlich der Abtragsmechanismen und der Schädigung des Kristalls durch den Ionenbeschuss von verschiedenen Forschungsgruppen untersucht. Um mögliche Schädigungen der Kristalloberfläche durch einfallende Ionen anschließend zu entfernen, schlagen Clausen et al. eine Kombination von CGE und CAIBE vor [57].

In zwei dieser Arbeit vorangegangenen Arbeiten [4,5] wurden sowohl der CGE-Prozess als auch die beiden Ionen-Ätzprozesse untersucht und Teilerfolge auf dem Weg zur Bereitstellung eines für die Kombination mit MBE geeigneten in situ-Ätzverfahrens erzielt [36,69]. Allerdings gab es speziell beim CGE-Prozess deutliche Probleme bei der Reproduzierbarkeit von Ätzraten und der Qualität der geätzten Oberflächen bzw. geätzten und überwachsenen Grenzflächen. Daher haben wir uns in dieser Arbeit speziell darauf konzentriert, die Kontrolle über den CGE-Prozess zu verbessern und die Streumechanismen an einer CGE-geätzten und überwachsenen Grenzfläche zu verstehen.

Diese Arbeit ist in drei Teile unterteilt: die Grundlagen, die Messverfahren und abschließend die Präsentation und Diskussion der Messdaten. Da in dieser Arbeit unter anderem viele technologische Fortschritte erzielt wurden, habe ich alle technischen Details, die wichtig sind aber in wissenschaftlichen Veröffentlichungen normalerweise keine Erwähnung finden, in den Grundlagen untergebracht. Im Kapitel über die Ätzprozesse befindet sich somit eine komplette Gebrauchsanweisung für die Handhabung der hier genutzten Prozesskammer. Ich hoffe mit den darauf folgenden Kapiteln dieser Arbeit so weit zu begeistern, dass jemand den Faden aufnimmt und schließlich, so der MBE-Gott will, die Früchte jahrelanger Arbeit erntet!

## II. Grundlagen

### 1. Niedrigdimensionale Elektronensysteme

Dieser Abschnitt gibt eine kurze grundlegende Übersicht über die Theorie der niedrigdimensionalen Elektronensysteme. Besonderes Augenmerk gilt dabei speziell den zwei- und eindimensionalen Elektronensystemen (2DES und 1DES), welche in dieser Arbeit ausschließlich untersucht wurden. Im Vorgriff auf die beiden folgenden Kapitel wird hier bereits auf das Konzept der Halbleiterheterostrukturen eingegangen.

Ist die Ausdehnung eines Elektronensystems räumlich so weit beschränkt, dass die charakteristische Längenskala der Elektronen, die de-Broglie-Wellenlänge  $\lambda_{\text{de Broglie}} = h/p$ , unterschritten wird, so lassen sich bei ausreichend tiefen Temperaturen quantenmechanische Effekte beobachten. In diesem Fall spricht man von der Reduktion der Dimensionalität des Elektronensystems. Es gibt eine Vielzahl von Möglichkeiten, Potentiale für Elektronen zu schaffen, in denen die Dimensionalität des Elektronensystems reduziert ist. Ein zweidimensionales Elektronensystem (2DES) kann man zum Beispiel mit den in dieser Arbeit verwandten GaAs-AlGaAs-Heterostrukturen oder auch mit einem Si-MOS-System (*metal oxid semiconductor*) erzeugen, bei dem die Dimensionalität des Systems mit Hilfe des über eine *Gatespannung* geregelten Feldeffekts eingeschränkt wird.

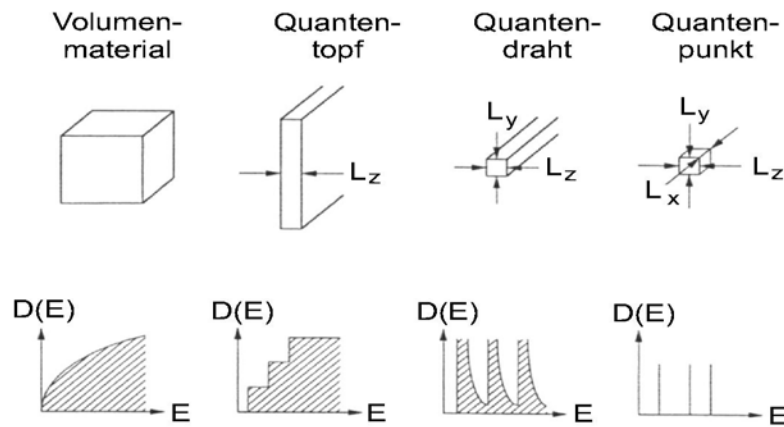
In einem idealisierten, isotropen, dreidimensionalen Kristallgitter ist die Energiedispersion eines Elektrons isotrop, wobei die Energieeigenwerte beliebige Werte annehmen können:

$$E(k_x, k_y, k_z) = \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)}{2m_{\text{eff}}^*} \quad (\text{II.1.1})$$

Dabei steckt in diesem Modell die gesamte Information über das Kristallgitter in dem Wert für die effektive Masse  $m_{\text{eff}}^*$ , welche in dieser Näherung als konstant angesehen wird. Die effektive Masse eines Elektrons im Potential des Kristallgitters eines in dieser Arbeit verwendeten III-V-Halbleiters (s. Abschnitt II.2) liegt dabei deutlich unterhalb der Masse eines gänzlich freien Elektrons. Schränkt man nun die Elektronenwellenfunktion in einer Raumrichtung (z.B. der z-Richtung) auf einen Bereich ein, der kleiner oder vergleichbar mit der Fermi-Wellenlänge des Elektrons ist (typischerweise um die 50 nm [82]), so erhält man eine Quantisierung der Elektronenenergie in dieser Raumrichtung. Dabei hat das System in z-Richtung dann die diskreten Energiewerte  $E_z^i$  ( $i=0,1,\dots$ ):

$$E^i(k_x, k_y) = \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m_{\text{eff}}^*} + E_z^i \quad (\text{II.1.2})$$

Die zu einem gebundenen Zustand  $i$  gehörenden kinetischen Energien bilden ein sogenanntes Subband.



**Abb.II.1.1:** Darstellung der theoretischen Elektronenzustandsdichte  $D(E) = dn(E)/dE$  in verschiedenen die Elektronenwellenfunktion begrenzenden Potentialen, geordnet nach abnehmender Dimension[1]

In Abbildung II.1.1 sind die sich theoretisch ergebenden Elektronenzustandsdichten in Abhängigkeit der Dimensionalität des Systems schematisch dargestellt. In dieser Arbeit sind die zweidimensionalen Elektronensysteme (2DES), bei denen das System nur in einer Raumrichtung einer Quantisierung unterliegt, von besonderem Interesse.

Durch ein senkrecht zum 2DES angelegtes äußeres Magnetfeld wird auch die Bewegung der Elektronen in der Ebene vollständig quantisiert. Unter Vernachlässigung von Streuprozessen, ergeben sich Singularitäten in der Elektronenzustandsdichte, die sog. Landauniveaus, deren energetischer Abstand äquidistant ist. Durch Lösung der Schrödinger-Gleichung mit einem Hamilton-Operator, ähnlich dem des eindimensionalen harmonischen Oszillators, erhält man, unter Vernachlässigung der Wechselwirkung des *Elektronenspins*, die diskreten Energieeigenwerte [2]:

$$E_{j,k} = E_j + \left(k - \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_c \quad j = 0, 1, \dots \quad k = 1, 2, \dots \quad (\text{II.1.3})$$

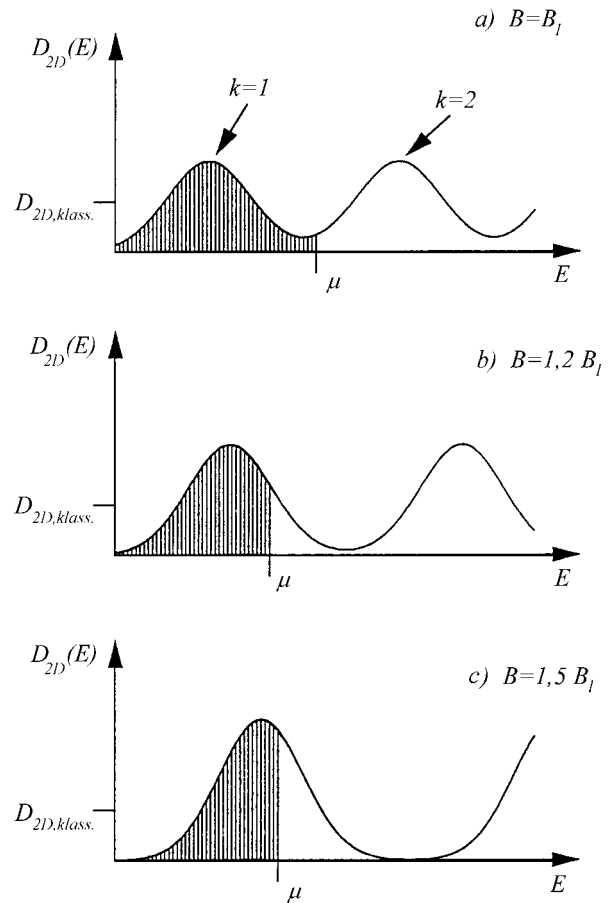
mit der Zyklotronfrequenz  $\omega_c = \frac{eB}{m_{eff}^*}$  und der Entartung  $N_L = g_v g_s \frac{eB}{h}$  (II.1.4)

Dabei bezeichnet  $g_v$  die sog. *Valleyentartung*, die für das GaAs-Leitungsband  $g_v = 1$  ist und  $g_s$  die Spinentartung, welche für die hier betrachteten Systeme  $g_s = 2$  ist. Bei fester Ladungsträgerdichte  $N_s$  ist die Zahl der gefüllten Landauniveaus allein durch das Magnetfeld bestimmt (s. Abbildung II.1.2). Jedes Niveau enthält Elektronen beider Spinzustände. Der sogenannte Füllfaktor  $\nu$  zählt die Spinzustände einzeln ab und unterscheidet sich daher von der Zahl der gefüllten Landauniveaus  $k$  um den Faktor  $g_s$ :

$$\nu = \frac{\hbar N_s}{eB} \quad \nu = 4,125 \times 10^{-11} \cdot N_s [cm^{-2}] \cdot 1/B [T^{-1}] \quad (\text{II.1.5})$$

Mit steigendem Magnetfeld und fester Elektronendichte nimmt die Entartung zu und es kommt zu einer sukzessiven Entvölkerung der Landauniveaus. Abbildung II.1.2 veranschaulicht, wie daraus resultierend die Zustandsdichte am chemischen Potential im steigenden Magnetfeld oszilliert. Diese Oszillation hat einen starken charakteristischen Einfluss auf das Widerstandsverhalten eines solchen Systems in Magnetotransport-Experimenten.

**Abb.II.1.2:** Die Graphik veranschaulicht die sukzessive Entvölkerung der Landauniveaus. Die jeweils besetzten Zustände sind schraffiert dargestellt. Deutlich wird hier bei verschiedenen Magnetfeldern, a) - c), warum die Zustandsdichte am chemischen Potenzial, bei kontinuierlich steigendem Magnetfeld, oszilliert. [3]



Wie Abbildung II.1.1 zeigt, findet man bei einem 1DES bereits bei  $B = 0$  T scharfe Spitzen hoher Entartung in der Elektronenzustandsdichte. Handelt es sich bei dem einschließenden Potential wieder um ein parabolisches Potential der Form  $V_0(x) = \frac{1}{2}m_{\text{eff}}^* \omega_0^2 x^2$ , so ergibt sich für die Energieeigenwerte, bei  $B = 0$ :

$$E_{1D}^{j,k}(k_y) = \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} + \left(k - \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_0 + E_z^j \quad j = 1, 2, \dots \quad k = 1, 2, \dots \quad (\text{II.1.6})$$

mit der charakteristischen Frequenz  $\omega_0$ . Legt man bei dieser Art Einschlusspotential ein zusätzliches Magnetfeld senkrecht zum Draht in  $z$ -Richtung an, so lässt sich die entsprechende Schrödingergleichung analytisch lösen und es entstehen Hybride aus den eindimensionalen Subbändern und den Landauniveaus:

$$E_{1D}^{j,k}(k_y) = \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_y^*(B)} + \left(k - \frac{1}{2}\right) \hbar \Omega + E_z^j \quad j = 1, 2, \dots \quad k = 1, 2, \dots \quad (\text{II.1.7})$$

mit  $\Omega = \sqrt{\omega_0^2 + \omega_c^2}$  und der effektiven magnetischen Masse  $m_y^*(B) = m^* \Omega^2 / \omega_0^2$ . Im elektromagnetischen Hochfrequenzfeld, mit Polarisation des elektrischen Feldes senkrecht zum Draht, können magnetoplasmonische Resonanzen angeregt werden. Die Energie eines solchen Übergangs beträgt unter Berücksichtigung des Kohnschen Theorems [85]:

$$\Delta E = \hbar \Omega = \hbar \sqrt{\omega_0^2 + \omega_c^2} \quad (\text{II.1.8})$$

Diese Resonanzen liegen bei den in dieser Arbeit angesprochenen Drahtstrukturen, ähnlich wie bei der Zyklotronresonanz, im Ferninfraroten (FIR), d.h. bei Wellenlängen von typisch 1 mm – 100  $\mu\text{m}$ .

## 2. Das Materialsystem AlGaAs/GaAs

In diesem Kapitel wird das Materialsystem  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ , welches in dieser Arbeit zum Einsatz kommt, näher beleuchtet. In der verwendeten Molekularstrahlepitaxie-Anlage (MBE) steht, neben den Elementen Aluminium, Gallium und Arsen, noch das Element Indium als weitere Feststoffquelle zur Verfügung. Das damit mögliche erweiterte Materialsystem  $\text{InAs}/\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}/\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$  konnte hier jedoch noch nicht untersucht werden. In dieser Arbeit wird stets mit einer Legierung  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  gearbeitet, in der die Molfraktion von Aluminium ungefähr  $x \approx 0,3$  beträgt.

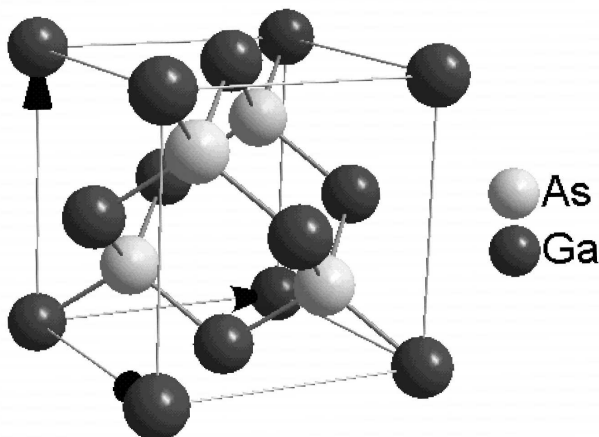
Sowohl die III-V-Halbleiter GaAs und AlAs als auch der Verbindungshalbleiter  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  kristallisieren in einer sog. Zinkblendstruktur. Dieses Gitter wird durch zwei zueinander um den Vektor  $(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4})$  verschobene fcc-Gitter (kubisch flächenzentriert) zusammengesetzt, wobei jeweils ein Gitter aus Elementen der V-Hauptgruppe (in diesem Fall Arsen) und eines aus Elementen der III-Hauptgruppe aufgebaut wird. Jedes Atom sitzt somit im Zentrum eines durch jeweils 4 Atome der anderen Atomsorte gebildeten Tetraeders.

Abbildung II.2.1 zeigt die Einheitszelle von GaAs. Die Bindung zwischen den Gruppe III- und den Gruppe V-Atomen entsteht durch die Hybridisierung der bindenden s- und p-Orbitale. Die entstehenden  $\text{sp}_3$ -Hybridbindungen haben kovalenten Charakter mit leichtem ionischen Anteil.

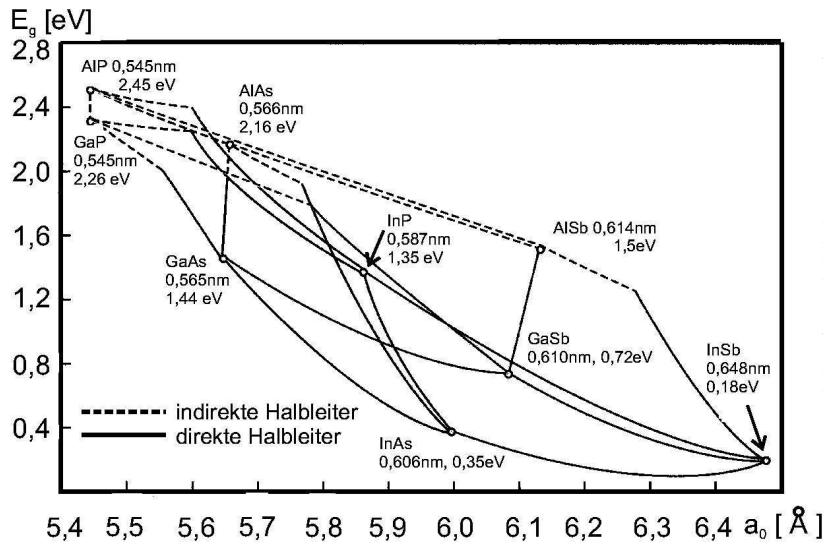
Die Gitterkonstanten von GaAs und AlAs liegen mit 0,565 nm für GaAs und 0,566 nm für AlAs sehr nah beieinander. Die Gitterkonstante von  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  liegt je nach Legieranteilen zwischen den Werten von GaAs und AlAs. Der geringe Unterschied in den Gitterkonstanten ermöglicht es, die verschiedenen Materialien nahezu verspannungsfrei kristallin aufeinander abzuschneiden. Abbildung II.2.2 gibt einen Überblick über die gängigen III-V-Halbleiter, deren Bandlücken und Gitterkonstanten.

Die Gitterkonstante des Halbleiters InAs liegt bei 0,606 nm. Hierdurch lässt sich das System gezielt verspannen. Es ergeben sich hierdurch auch in anderer Hinsicht viele neue Möglichkeiten, die Bandstruktur des Systems zu beeinflussen. Obwohl dieser Halbleiter unserer MBE-Anlage zur Verfügung steht, kommt er in dieser Arbeit nicht zum Einsatz und findet nur noch im Ausblick Erwähnung. Daher soll er an dieser Stelle nicht weiter mit diskutiert werden.

Abbildung II.2.3 zeigt das Bänderdiagramm von GaAs mit einer Bandlücke  $E_g = 1,435 \text{ eV}$  am  $\Gamma$ -Punkt bei Zimmertemperatur (300K). Sowohl das Valenzbandmaximum als auch das



**Abb.II.2.1:** Dargestellt ist die Zinkblendstruktur von GaAs, bestehend aus zwei fcc-Gittern je einer Atomsorte, die um eine viertel Gitterkonstante gegeneinander verschoben sind. Im Falle von AlAs werden die Gallium-Atome einfach gegen Aluminium-Atome ausgetauscht [5].

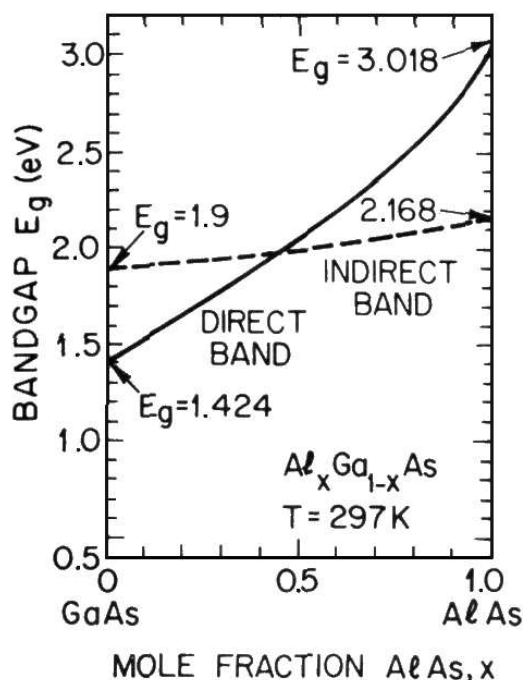


**Abb.II.2.2:** Bandlückenenergien und Gitterkonstanten wichtiger Verbindungshalbleiter. Die Verbindungslinien markieren die möglichen Legierungen. Eine gestrichelte Linie bedeutet, dass der Halbleiter eine indirekte Bandlücke besitzt, die durchgezogene Linie steht für eine direkte Bandlücke [6]

Leitungsbandminimum befinden sich am  $\Gamma$ -Punkt. Dies bedeutet, dass ins Leitungsband angeregte Ladungsträger bei Erhaltung des  $k$ -Vektors unter Aussendung eines Photons in freie Zustände des Valenzbands relaxieren können. Somit bietet GaAs als direkter Halbleiter gegenüber indirekten Halbleitern, wie z.B. Si, die Möglichkeit von optischen Anwendungen. Elektronen im GaAs-Kristall weisen eine sehr hohe Elektronenbeweglichkeit auf, was unter anderem auf die kleine effektive Masse  $m^* = 0,0665 m_e$ , bestimmt durch die Krümmung des Leitungsbandes am  $\Gamma$ -Punkt, zurückzuführen ist.

Im Kontrast zu GaAs ist AlAs ein indirekter Halbleiter mit einer Gitterkonstanten von 0,566 nm und einer Bandlücke  $E_g = 2,16$  eV, bei 300 K.

Der ternäre Halbleiter  $Al_xGa_{1-x}As$  ( $x = 0 - 1$ ) kann je nach Al-Anteil sowohl ein indirekter als auch ein direkter Halbleiter sein. Das Valenzbandmaximum befindet sich, unabhängig vom Al-Gehalt der Legierung, dabei stets am  $\Gamma$ -Punkt, wogegen sich das Leitungsbandminimum mit steigendem Al-Gehalt zum X-Punkt hin verschiebt. Der kritische Punkt, an dem  $Al_xGa_{1-x}As$  vom direkten zum indirekten Halbleiter wird, liegt bei  $x = 0,45$  [7].



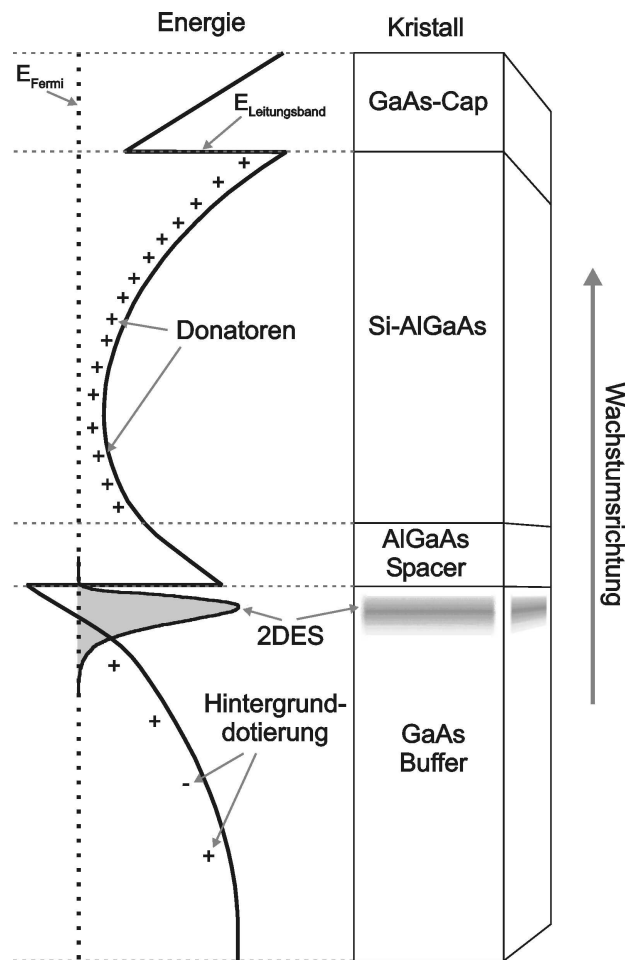
**Abb.II.2.3:** Abhängigkeit der direkten, bzw. indirekten Energiebandlücke von  $Al_xGa_{1-x}As$  von der Aluminium-Molfraktion  $x$ , bei 297 K [7].

Durch das lagenweise, epitaktische Abscheiden dieser Halbleitermaterialien übereinander und durch zusätzliches Einbringen von Dotieratomen (hier Si), welche dem System freie Ladungsträger zur Verfügung stellen, lässt sich die Bandstruktur in Wachstumsrichtung gezielt modulieren. Im thermodynamischen Gleichgewicht ist die Fermienergie über alle Schichten der Probe hinweg angeglichen. An den Grenzflächen zwischen zwei verschiedenen Halbleitermaterialien mit ihren unterschiedlichen Bandverläufen bilden sich entsprechende Banddiskontinuitäten aus.

Für die hier vorliegende Arbeit ist im Besonderen eine modulationsdotierte Heterostruktur von Bedeutung, welche man als *high electron mobility transistor* (HEMT) bezeichnet. Abbildung II.2.4 zeigt schematisch eine solche HEMT-Struktur.

Mit der Diffusion der überschüssigen Elektronen im thermodynamischen Gleichgewicht vom Si dotierten  $\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{As}$ -Bereich zur Grenzfläche zwischen dem AlGaAs und dem GaAs führt Banddiskontinuität an der Grenzfläche zwischen den zwei Halbleitermaterialien zu einer dreiecksförmigen Potentialtasche im GaAs-Bereich, die unterhalb der Fermienergie liegt [8]. In dieser Potentialtasche kann sich ein hoch bewegliches 2DES ausbilden, dessen Hauptanteil der Elektronenwellenfunktion in Wachstumsrichtung eine Ausdehnung von 10 – 20 nm hat (s. Abbildung II.6.5 und [81]). Der undotierte AlGaAs-Spacer trennt das 2DES räumlich von den ionisierten Donatorrümpfen, welche als Streuzentren wirken und die Beweglichkeit des Elektronensystems herabsetzen. Mit solchen Strukturen lassen sich heute Elektronenbeweglichkeiten von bis zu  $10^7 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  realisieren [174].

**Abb.II.2.4:** Schematischer Aufbau einer HEMT-Struktur mit zugehörigem Verlauf des Leitungsbandes. Die sehr nah beieinanderliegenden Gitterkonstanten von GaAs und AlAs ermöglichen das verspannungsfreie kristalline Abscheiden der Materialien und ihrer Legierungen übereinander. An den Materialgrenzflächen kommt es aufgrund der unterschiedlichen Bandstrukturen zu Banddiskontinuitäten. Bei entsprechender Dotierung entsteht eine dreiecksförmige Potentialtasche unterhalb der Fermi-Energie an der Grenzfläche von GaAs/ $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ . Die Wellenfunktion des sich dort bildenden 2DES ist angedeutet.



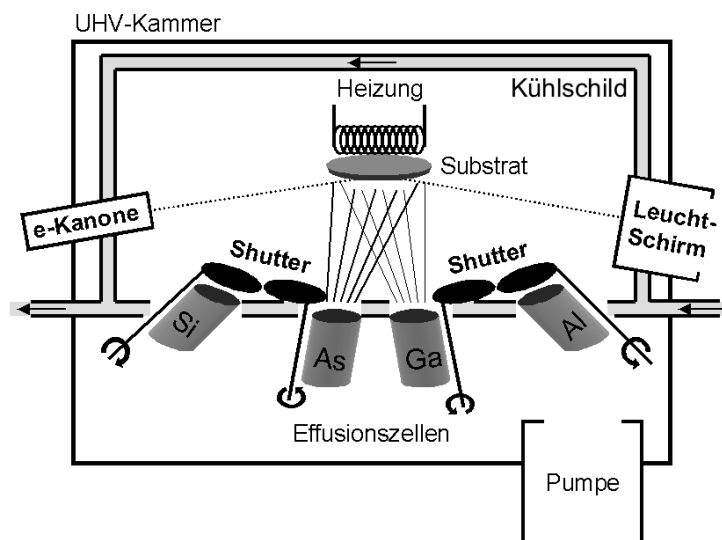


### 3. Molekularstrahl Epitaxie (MBE)

In diesem Abschnitt wird die grundlegende Arbeitsweise einer Feststoffquellen-Molekularstrahl-Epitaxie (MBE)-Anlage erläutert, wie sie zur Herstellung von Halbleiter Heterostrukturen verwendet wird. Die grundlegenden Dinge, auf welche zu achten sind, um eine MBE-Maschine zur Herstellung von hochbeweglichen Halbleiterheterostrukturen zu betreiben, werden hier kurz angesprochen. Der Parameterraum für das Schichtenwachstum der in unserer Forschungsgruppe betriebenen MBE-Anlage wird kurz dargestellt, im einzelnen aber nicht erschöpfend diskutiert. Im Speziellen wird die hier verwendete MBE-Anlage (Riber P32) vorgestellt und im Vorgriff auf das folgende Kapitel ein Überblick auf das vorhandene Kammeresystem gegeben. Eine ausführliche Darstellung der MBE findet man bei R.F.C. Farrow [9] oder A.Y. Cho [13]

Eine MBE Anlage besteht im Wesentlichen aus einer Ultrahochvakuum (UHV)-Kammer, mehreren Verdampferzellen, aus denen Materialien gezielt verdampft oder sublimiert werden, sog. *Shutter*-Blechen vor den Zellen, die den Molekularstrahl ein- oder ausblenden können, und einem Manipulator, mit dem sich die Probertemperatur einstellen lässt. Um auch bei heißen Verdampferzellen einen guten Hintergrundsdruck zu garantieren, werden zusätzlich zu sehr leistungsstarken Pumpen, mit sehr niedrigem Enddruck, Kühltische (sog. Kryoschilde) im MBE-System eingesetzt. Diese kleiden die Anlage von innen aus. Zur Prozessüberwachung findet man in den meisten MBE-Anlagen ein RHEED-System (*reflective high energy electron diffraction*), bestehend aus einer Elektronenquelle und einem Fluoreszenzschirm, auf dem das Beugungsbild des vom Substrat reflektierten Elektronenstrahls beobachtet werden kann. Mit einer solchen Anlage lassen sich perfekt einkristalline Schichten der Halbleitermaterialien monolagen genau auf einem als Substrat dienenden Wirtskristall abscheiden. Abbildung II.3.1 zeigt den schematischen Aufbau einer solchen MBE-Anlage.

Da die mit der Anlage zu erreichenden Elektronenbeweglichkeiten empfindlich davon abhängen, wie viele Kristallatome fehlbesetzt sind (durch kristallfremde Atome oder Atome auf falschen Gitterplätzen), spielt insbesondere die Qualität des Vakuums und die Reinheit der verdampften Materialien eine extrem wichtige Rolle. Für einen Einbau von Fremdatomen, z.B. mit einer Konzentration von unter  $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , reicht ein Vakuum mit einem Restgasdruck von  $1 \times 10^{-11}$  Torr aus [9]. Dabei wird dies durch Einbaukoeffizienten von Fremdatomen (z.B. Kohlenstoff), die deutlich kleiner als eins sind, begünstigt. Es ist darauf zu achten, dass alle Teile, welche geheizt werden, aus Materialien bestehen, welche einen besonders



**Abb.II.3.1:** Schematische Darstellung einer MBE-Anlage. Mit Hilfe von Verdampferzellen und Shutter-Blechen kann der Kristall monolagen-genau auf einem geheizten Substrat abgeschieden werden. Der Innenraum der Kammer ist mit einem flüssig-Stickstoff-Kühlschild ausgekleidet, um auch bei heißen Zellen eine möglichst hohe Vakuumqualität zu garantieren.

niedrigen Dampfdruck aufweisen. Herkömmlicher VA-Stahl scheidet hier zum Beispiel aus, da er bei Erwärmung sehr viel Kohlendioxid und Kohlenmonoxid ins Vakuum abgeben würde. Geeignet sind hingegen Tantal, Wolfram und Molybdän. Die Tiegel in den Verdampferzellen, aus denen die Materialien verdampft werden, bestehen zumeist aus hochreinem Bornitrid (PBN), welches neben einem niedrigen Dampfdruck auch noch eine hohe thermische Stabilität aufweist. Alle statischen Dichtungen an der UHV-Kammer sind grundsätzlich metallgedichtet. Nur bei den Vakuumschiebern, die verschiedene UHV-Bereiche voneinander trennen, kommen Dichtungen aus Gummi zum Einsatz, und auch hier werden nur Spezialgummis (z.B. Kalrez®-Dichtungen) mit niedrigem Dampfdruck verwendet. Jedwede durch den Menschen mögliche Verunreinigungen, wie Haare, Hautschuppen und Fingerabdrücke, sind grundsätzlich auszuschließen. Nach jedem Kontakt der Vakuumseite der UHV-Kammer mit der Atmosphäre (dazu zählen auch zum Belüften der Anlage verwendete hochreine Edelgase) muss die Kammer bei Temperaturen über 120°C ausgeheizt und dabei gepumpt werden. Die in den Gasen vorhandene Restfeuchte schlägt sich beim Belüften auf allen Teilen der Anlage nieder. Das kondensierte Wasser geht mit Stahl eine relativ stabile Bindung ein, welche erst bei Temperaturen über 120°C aufbricht. Die nötige Dauer des Ausbackens hängt dabei stark von der Höhe der Temperatur und der Leistung der Pumpen ab. Meistens wählt man eine Temperatur die sicher jenseits der 120°C liegt und erhöht sie dann so weit, dass der Druck einen für die Pumpen kritischen Punkt nicht übersteigt [9]. Im Besonderen ist darauf zu achten, dass wirklich alle Bereiche die nötige Temperatur erreichen. Teile, welche im späteren Betrieb der Anlage als besonders kontaminations-kritisch erachtet werden, sollten beim Ausheizen immer etwas heißer sein als der Rest der Anlage, um einer unerwünschten Material-Kondensation vorzubeugen.

Bei der in dieser Arbeit verwendeten MBE-Anlage handelt es sich um eine *Riber P32* für 2"-Wafer. Die Effusionszellen sind mit As, Ga, Al, In und Si bestückt. Die Reinheit der verwendeten Materialien betrug: As: 7N+ (99,999995%), Ga: 7N+, Al: 5N, In: 7N und Si: 10N. Als Pumpen wirken an der Anlage eine EBARA-Kryopumpe Typ ICP 200 UQ (Pumpleistung: 1500 l/s), eine PI-400 Ionenpumpe (Pumpleistung (400 l/s) und ein Titan-sublimator Typ 304. Eine zusätzliche sehr große Pumpleistung geht von den mit flüssigem Stickstoff gefüllten Kühltischen aus. Der Restgasdruck der UHV-Kammer, mit den Verdampferzellen auf standby-Temperatur (Ga 600/640 °C, Al 600 °C, In 400 °C, Si 600 °C, 2 × As 100 °C), wurde mit einem Bayard-Alpert-Vakuummeter JBA12I gemessen und liegt im Grenzbereich des Drucksensors bei  $2 - 3 \times 10^{-11}$  Torr. Als Substrathalter dienen 3"-Molybdänblöcke. Auf ihnen können die 2" GaAs-Wafer wahlweise mit Indium auf massiven Blöcken aufgeklebt oder mit Tantaldrähtchen und einem Haltering auf Molybdänblöcken, mit einer zentrischen Aussparung in der Größe des Wafers, fixiert werden.

In der MBE werden die Molybdänblöcke bzw. die Wafer durch einen rotier- und schwenkbaren Manipulator von hinten strahlungsbeheizt. Als Temperatursensor dient ein W/Re-Thermoelement, welches in der Mitte der Heizwendel zwischen Heizung und Substrathalter befestigt ist. Die tatsächliche Proben temperatur wird mit Hilfe einer Eichung dieses Sensors über die Desorptionstemperatur des definiert vom Hersteller (Wafer Technology LTD.: GaAs VGF undoped) auf dem Wafer gewachsenen Oxids (*natürliches* Oxid) festgestellt. Dem im Manipulator integrierten Thermoelement zu Folge findet dieser Prozess für die mit Tantaldrähtchen gehaltenen Wafer bei einer Temperatur von ~520°C statt. Für die mit Indium auf massiven Molybdänblöcken aufgeklebten Wafer variiert die angezeigte Oxiddesorptionstemperatur zwischen 580°C und 640°C. Die vom Hersteller spezifizierte *reale* Oxiddesorptionstemperatur liegt bei ~580°C (s.o.). Der damit kalibrierte, als *reale* Proben temperatur bezeichnete Wert ist der im Folgenden bei der Diskussion der Proben temperatur in der MBE angegebene Wert. Die Oxiddesorption kann mit dem



Schichtsystem aus GaAs und AlAs. Die Dicke dieses Schichtsystems und die Anzahl der das GaAs unterbrechenden AlAs-Schichten variiert von Probe zu Probe zwischen einigen nm bis zu über 100 nm und einer AlAs-Schichtanzahl bis zu über 5.

Die Probertemperatur spielt beim Einbau von Arsen in das Kristallgitter zusätzlich eine wichtige Rolle. Das thermisch verdampfte As trifft zunächst als  $\text{As}_4$ -Molekül auf der Substratoberfläche auf. Erst bei ausreichend hoher Substrattemperatur ( $\sim 500^\circ\text{C}$ ) zerfällt das Molekül in zwei sog.  $\text{As}_2$ -Precursor-Moleküle und kann dann auf freien Gitterplätzen eingebaut werden [10]. Bei Temperaturen unterhalb von  $\sim 500^\circ\text{C}$  ist die Dissoziationsrate nicht ausreichend und es kommt vermehrt zum Einbau von As-Clustern [11]. Oberhalb von  $800^\circ\text{C}$  ist der GaAs Kristall generell nicht mehr stabil. Es kommt zum thermischen Ätzen [9]. Zwischen  $\sim 650^\circ\text{C}$  und  $800^\circ\text{C}$  ist die Stabilität des Kristalls stark vom As-Fluss abhängig [12]. Vorteilhafterweise wird ein As-Molekül bei einer Wachstumstemperatur von um  $600^\circ\text{C}$  nur dann in den Kristall eingebaut, wenn es einen freien As-Gitterplatz findet [9]. Somit kann der As-Fluss stets in der Sättigung gehalten werden. Dies bedeutet, dass am Ort des Substrates mehr Arsen zur Verfügung steht als bei gegebenem Ga-Fluss für ein stöchiometrisches Kristallwachstum notwendig ist. In diesem Regime des Ga/As-Flussverhältnisses ist die Kristallwachstumsrate dann allein durch den Ga-Fluss bestimmt. Für die Herstellung hochbeweglicher Elektronensysteme auf GaAs (100)-Oberflächen wurde festgestellt, dass es bei einer Wachstumstemperatur von  $\sim 610^\circ\text{C}$  günstig ist, den As-Fluss nur knapp im Sättigungsbereich zu halten [16]. Daher wurde beim Wachstum der in dieser Arbeit diskutierten Proben der As-Fluss mit einem Ga/As-Flussverhältnis von  $\sim 1/2$ , stets nur knapp im Sättigungsbereich gehalten.

Die Wachstumsgeschwindigkeit beeinflusst, abhängig von der gewählten Wachstumstemperatur, in komplexer Weise den Einbau von Störstellen und das Entstehen von Grenzflächenrauigkeiten [9]. Beim Wachstum der hier präsentierten Proben wurden die Flussraten von Ga und Al so festgesetzt, dass sich eine Wachstumsgeschwindigkeit von 0,4 Monolagen/Sekunde (ML/sec) für AlAs und 0,8 ML/sec für GaAs ergab.

Die Si-Zelle wurde zur Dotierung der Proben bei einer Temperatur von  $1025^\circ\text{C}$  betrieben, die bei dicken GaAs-Schichten in einer Volumendotierung von  $2\text{--}3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  resultierte. Die Dotierung wurde mit einer Raumtemperatur-Hall-Messung nach A. Chandra [17] bestimmt. Dabei wird die effektive Schichtdicke, welche aufgrund der sich an der Waferoberfläche ausbildenden Verarmungszone deutlich geringer ist als die reale Schichtdicke, durch eine selbstkonsistente Rechnung ermittelt. Si kann sowohl als Donator (auf einem Gruppe-III-Platz) als auch als Akzeptor (auf einem Gruppe-V-Platz) eingebaut werden. Bei den hier vorliegenden Wachstumsbedingungen wird Si bis zu einer Dichte von ca.  $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  beinahe ausschließlich als Donator in  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$  eingebaut [18]. Somit ist in diesem Bereich für modulationsdotierten Heterostrukturen die höchstmögliche Elektronendichte bei höchstmöglicher Beweglichkeit zu erwarten, da die durch das Silizium zusätzlich eingebrachten Streuzentren wirklich alle ein freies Elektron dem System zufügen.

Zu Beginn eines jeden Wachstumsprozesses wurde zunächst das *natürliche* Oxid thermisch in der Wachstumskammer desorbiert. Wenige Sekunden nach Überschreiten der Oxiddesorptionstemperatur (bei  $\sim 590^\circ\text{C}$ ) wird der As-Gegendruck durch Öffnen des Haupt-Shutters zugeschaltet. Der eigentliche As-Shutter wurde bereits beim initialen Aufheizen der Zellen geöffnet. Dies geschieht, um der Arsen-Zelle Zeit zu geben, einen thermisch stabilen Zustand zu erreichen. Das späte Öffnen des Haupt-Shutters verhindert zudem, dass auf den Zellen-Shutter-Außenseiten kondensiertes Aluminium, vor der Oxiddesorption, auf die Probe gedampft wird und damit das Oxid soweit stabilisiert, dass es sich nicht mehr vollständig thermisch desorbieren lässt.

Anschließend wurden alle Proben bei einer Temperatur, die  $\sim 45^\circ\text{C}$  über der Oxiddesorptionstemperatur ( $T_{\text{ox}}$ ) lag, für 1 – 2 Minuten überheizt. Nach dem Abkühlen des Substrats auf  $\sim 10^\circ\text{C}$  über  $T_{\text{ox}}$  wurde mit dem epitaktischen Abscheiden von GaAs nach einer standardisierten Prozedur begonnen. Zu diesem Zweck wurde bei konstantem As-Gegendruck dem Wirtskristall in Abständen von ca. 1 Minute immer wieder für einige Sekunden Gallium angeboten. Diese als *Anwachsen* bezeichnete Prozedur ist notwendig, da der von Oxid befreite Wirtskristall zunächst sehr rau ist. Der Wechsel von Ga-Angebot unter As-Gegendruck und ausschließlichem As-Gegendruck führt zu einer, im RHEED-Bild deutlich sichtbaren, Glättung der Substratoberfläche (vgl. auch [9]). Die Prozedur des Anwachsens wurden, genau wie die Oxiddesorption, stets mit dem RHEED-System überwacht und so lange wiederholt, bis sich im RHEED-Bild eine saubere  $2\times 4$ -Rekonstruktion zeigte. Die im RHEED-Bild abhängig von Proben temperatur und Ga/As-Flussverhältnis zu beobachtenden Rekonstruktionen sind detailliert bei R. Farrow [9] beschrieben.

Im Falle, dass die Wachstumsraten nicht bereits bei einer zuvor gewachsenen vergleichbaren Probe kalibriert wurden, folgte an dieser Stelle die bereits weiter oben beschriebene Kalibrierung der Fluss- und damit verbundenen Wachstumsraten.

Danach wurden das RHEED-System wie auch alle anderen nicht heißen Filamente (bis auf die Substrateheizung) wie die Flussmessröhre, das Massenspektrometer und die Titansublimations-Pumpe abgeschaltet, um eine Kontamination durch Ausgasen der Filamente zu vermeiden. Im Besonderen das RHEED-System vermag zusätzlich, mit seinem Elektronenstrahl, auf der Probenoberfläche liegende Kohlenwasserstoffe aufzubrechen, was zu einem verstärkten Einbau von Kohlenstoff führt [166]. Im Laufe des Probenwachstums wird die Wachstumstemperatur dann weiter erhöht, so dass sie beim Wachstum der aktiven Schichten  $\sim 40^\circ\text{C}$  über  $T_{\text{ox}}$  liegt. Dieser Temperaturbereich ist für den minimalen Einbau von Störatomen optimal [9]. Eine detaillierte Beschreibung der in dieser Arbeit gewachsenen Schichtfolgen findet sich im Abschnitt II.6.

## 4. *In situ*-Ätzprozesse

Während in den vorangegangenen Kapiteln die Möglichkeit und das nötige Equipment zum Abscheiden von Halbleiterschichtsystemen dargestellt wurden, werden hier Möglichkeiten und das von uns verwendete Equipment beschrieben, die Schichten wieder kontrolliert abzutragen. Um eine Kompatibilität zur MBE zu gewährleisten, kommen zum Abtragen der Schichten nur Trockenätzprozesse mit sehr niedrigen Prozessdrücken in Frage. Zu diesem Zweck wurde eine separate Prozesskammer über einen UHV-Transfertunnel mit dem MBE-System verbunden. Die mit diesem Equipment möglichen Ätzverfahren werden im Folgenden zunächst näher beschrieben. Im Anschluss werden die vorgenommenen Veränderungen an der in den zwei dieser Arbeit vorangegangenen Arbeiten aufgebauten und betriebenen Ätzkammer und deren Handhabung erläutert.

### 4.1 Die in situ-Ätz-Prozesse

Mit der in dieser Forschungsgruppe vorhandenen Prozesskammer, die mit einem Probenheizer, einem Injektionssystem für molekulares Chlorgas und einer Argonionen-Kanone ausgestattet ist, sind drei Trockenätzprozesse möglich: Ein rein chemischer Ätzprozess durch die Injektion von molekularem Chlorgas (*chemical gas etching*: CGE), ein rein physikalischer Prozess durch den Beschuss mit Argon-Ionen (*ion beam etching*: IBE), als auch eine Kombination aus beidem, das sogenannte chemisch unterstützte Ionenstrahlätzen (*chemical assisted ion beam etching*: CAIBE).

#### 4.1.1 Chemisches Gas Ätzen (CGE)

Beim CGE (*chemical gas etching*), dem chemischen Gas-Ätzen, wird molekulares Chlor in die Kammer injiziert. Die Reaktionsprodukte an der Oberfläche der Probe werden thermisch desorbiert. Die chemischen Prozesse, die hierbei eine Rolle spielen, sind immer noch nicht vollständig geklärt, obwohl eine Reihe theoretischer Arbeiten den Mechanismus näher untersuchen [20,21,22,26,27]. Die im ersten Schritt bei der exothermen Reaktion entstehenden Chloride:  $\text{AsCl}_3$  und  $\text{GaCl}_x$  ( $x = 1, 2, 3$ ) kondensieren bei Raumtemperatur zu farblosen, kristallinen Festkörpern. Im zweiten Schritt desorbieren die entstandenen Chloride durch thermische Aktivierung von der Oberfläche. Bis hin zu hohen Temperaturen, welche die Kristallintegrität an sich noch nicht gefährden (s. Kapitel II.3), beschränkt sich der Reaktionsprozess unabhängig vom Chlordruck auf die oberste Monolage des Kristalls [22,28]. Unterhalb von  $20^\circ\text{C}$  findet allerdings keine Desorption mehr statt und es bildet sich in Abhängigkeit des Chlordrucks auf der Substratoberfläche eine bis zu 1 nm dicke Chloridschicht [23]. Es wurde mit Hilfe von *thermal desorption spectroscopy* (TDS) und *low-energy electron diffraction* (LEED) beobachtet, dass in diesem Temperaturregime bei niedrigem Chlorangebot sich allein das Monochlorid GaCl bildet [24,25]. Oberhalb von  $20^\circ\text{C}$  beginnt die oberste chlorierte Schicht zu desorbieren und hinterlässt unterhalb von  $50^\circ\text{C}$  zunächst eine schwerer flüchtige Galliumchlorid-Matrix, welche erst oberhalb von  $50^\circ\text{C}$  zu desorbieren beginnt [23].

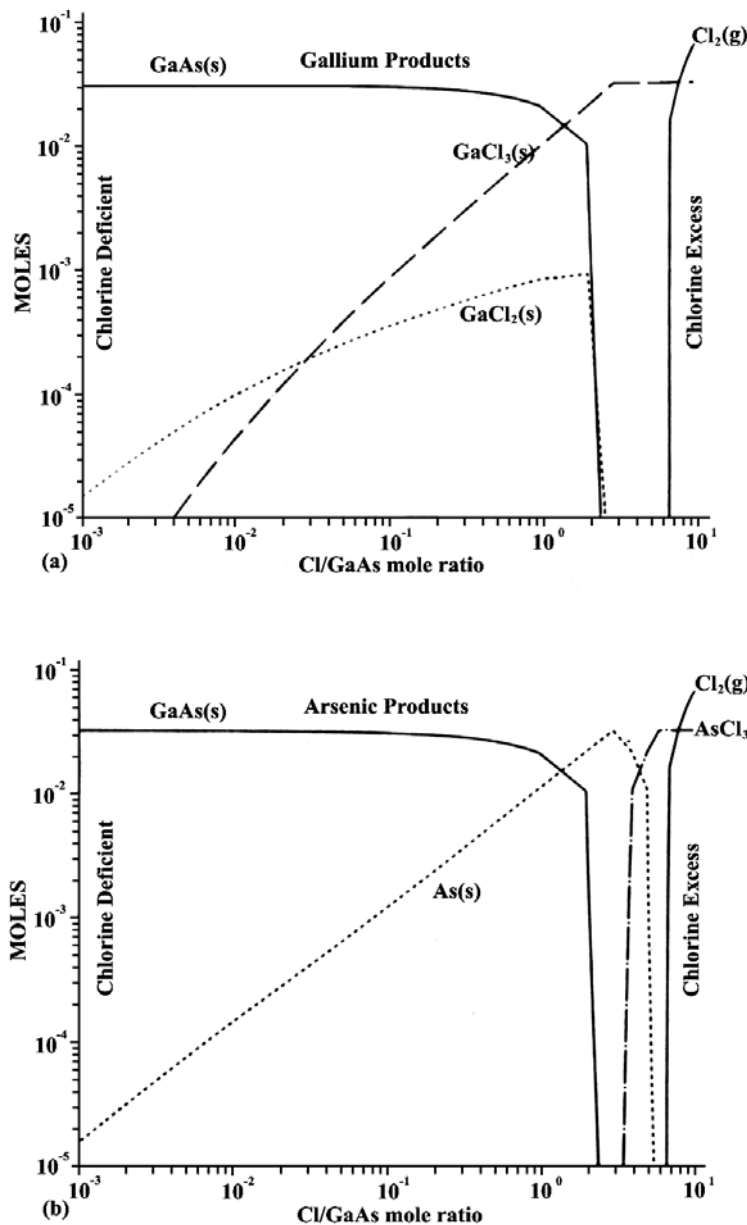
Durch eine thermodynamische Analyse des Ätzprozesses, bei der die freie Energie des Systems im Phasengleichgewicht in einem statischen Zustand (ohne tatsächlichen Materialabtrag) betrachtet wird, lassen sich theoretische Ätzraten, in Abhängigkeit des Verhältnisses

von Gallium bzw. Arsen zu Chlor, bei festen Temperaturen ermitteln [22]. Mit Hilfe von experimentellen Werten für die latente Verdampfungswärme der Chloride kann man somit theoretische Phasendiagramme der Reaktionsprodukte im Zusammenspiel von Chlorangebot und Temperatur errechnen (s. Abbildung II.4.1).

Für eine Ätztemperatur  $>50^{\circ}\text{C}$  ergeben sich zwei Bereiche [22]:

- Niedriger Chlordruck: chlorangebotsabhängiges Ätzen, bei der das Chlor vorzugsweise mit dem Gallium statt mit dem Arsen reagiert. Die überwiegend nicht vollständig chlorierten Galliumchloride desorbieren thermisch schneller als das verbleibende unchlorierte Arsen. Es bildet sich eine arsenreiche Oberfläche.
- Hoher Chlordruck: arsenchloriddesorptionsabhängiges Ätzen, bei der genügend Chlor angeboten wird, um alle Atome vollständig zu chlorieren. Hier wird das Ätzen hauptsächlich durch die niedrigere Desorptionsrate der Galliumchloride gegenüber den Arsenchloriden bestimmt. Es bildet sich eine Galliumreiche Oberfläche aus.

Dieses Verhalten wurde experimentell durch RHEED-Messungen, *Auger electron spec*



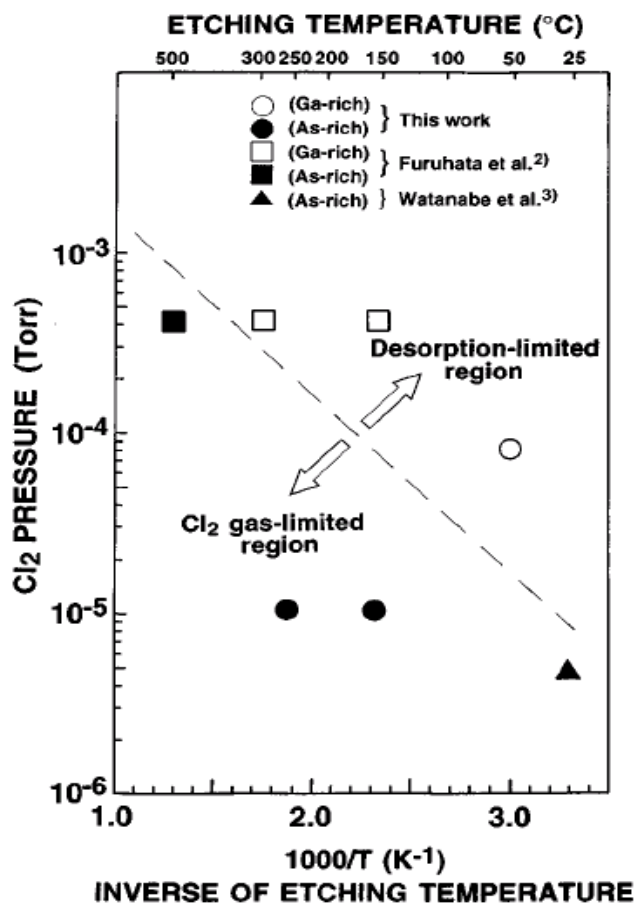
**Abb.II.4.1:** Thermodynamisch errechnete Zusammensetzung der Kristalloberfläche als Funktion des Cl/GaAs Mol-Verhältnisses: (a) Gallium-Produkte, (b) Arsen-Produkte. Dieses beispielhaft für eine Ätztemperatur von 300K errechnete Phasendiagramm macht deutlich, dass sich zwei unterschiedliche Bereiche ausprägen. Die eine Region, welche durch ein Chlor-Defizit bestimmt wird, und eine, in der Chlor-Überschuss vorherrscht. Im Chlor-Defizit-Regime reagiert das Chlor hauptsächlich mit dem Gallium. Erst bei hohem Chlorangebot entsteht Arsenchlorid [22]. Mit Hilfe der latenten Verdampfungswärme der Chloride und Arsen kann die Oberflächenstöchiometrie während des Ätzens abgeschätzt werden.

troscopy (AES)-Analysen [29], in *modulated molecular beam mass spectrometry*-Analysen [34] und *soft x-ray photoelectron spectroscopy* (SXPS)-Messungen [35] bestätigt. Abbildung II.4.2 gibt aus verschiedenen Forschungsgruppen zusammengetragene Daten wieder.

Nur auf der Grenze zwischen diesen zwei Bereichen ist stöchiometrisches Ätzen, bei dem Gallium und Arsen in gleichen Raten abgetragen wird, zu erwarten [22,29]. Die in Abbildung II.4.2 wiedergegebenen Daten sind jedoch aufgrund einer im Abschnitt II.4.3 näher diskutierten nur bedingten Vergleichbarkeit der Chlordrücke mit Vorsicht zu bewerten. Für jede spezifische Ätzkammer muss dementsprechend eine Art Eichung der Temperatur bei dem angestrebten Chlordruck vorgenommen werden. Da die Reaktivität des Chlors zudem noch stark von seiner Reinheit abhängt, muss diese Eichung vermutlich bei jeder Veränderung der Chlorqualität neu durchgeführt werden.

Die Schwierigkeit der Vergleichbarkeit von Chlordrücken erschwert auch den Vergleich der Ätzraten. Stellten meine Vorgänger in ihrer Arbeit [4,5] noch im Einklang mit Lee et al. [33] fest, dass die Ätzraten von GaAs und AlGaAs keinen messbaren Unterschied aufweisen, so wird im Verlaufe dieser Arbeit gezeigt, dass bei einem qualitativ hochwertigerem Chlorgas und Restvakuum ein Unterschied von bis zu Faktor zwei besteht.

Neben den Untersuchungen der Stöchiometrie der geätzten Oberfläche ist von verschiedenen Gruppen die Oberflächenrauigkeit in Abhängigkeit der Prozessparameter analysiert worden. Diesbezüglich werden von verschiedenen Gruppen unterschiedliche Ergebnisse geliefert. Furuhashi et al. beobachten bei einem Chlordruck von nominell  $4,2 \times 10^{-4}$  Torr mit Hilfe von Nomarski Mikroskopie und RHEED glatte GaAs-Oberflächen zwischen  $300^\circ\text{C}$  und  $400^\circ\text{C}$  [30]. Osaka et al. bestimmen die Oberflächenrauigkeit mit Hilfe von Rastertunnelmikroskopie (STM) und RHEED. Sie finden ab einer Temperatur von  $200^\circ\text{C}$  bei einem nominellen



**Abb.II.4.2:** Die Graphik zeigt die Oberflächen-Stöchiometrie in Abhängigkeit von Ätztemperatur und Chlordruck. Im Arrhenius-Plot zeigen sich deutlich zwei Bereiche. Auf der gestrichelten Linie ist stöchiometrisches Ätzen zu erwarten. Die Daten wurden von verschiedenen Forschungsgruppen mit AES aufgenommen. [29]



Chlordruck von  $1 \times 10^{-5}$  Torr glatte Oberflächen vor [31]. Dagegen finden Schmid et al. mit Hilfe von in situ *elastic light scattering* (ELS) und *atomic force microscopy* (AFM), dass eine bei  $4,2 \times 10^{-4}$  Torr Chlordruck geätzte Oberfläche bei niedrigen Temperaturen zunächst glatt bleibt und schließlich schlagartig bei  $420^\circ\text{C}$  eine extreme Rauigkeit entwickelt [32]. Beim epitaktischen Überwachsen von solchen rauen Oberflächen ist es denkbar, dass Grenzflächenrauigkeiten resultieren. Die unterschiedlichen Ergebnisse der einzelnen Forschungsgruppen können eventuell auf verschiedene Chlorqualitäten zurückgeführt werden, welche bei bestimmten Prozessparametern einen ganz unterschiedlichen Charakter des Ätzprozesses zur Folge haben.

Es ist nicht bekannt, ob Chlor bei Wachstumstemperaturen um die  $600^\circ\text{C}$  in GaAs oder AlGaAs eingebaut wird. Um einen möglichen Einbau nachzuweisen, wurden SIMS-Analysen an in situ Chlor-geätzten und MBE-überwachsenen Strukturen durchgeführt [41,68]. Kadoya et al. demonstrierten, dass in situ geätzte, MBE-gewachsene GaAs-Buffer, welche mit einer modulationsdotierten Heterostruktur überwachsen werden, eine Elektronenbeweglichkeit von bis zu  $114.000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  bei einer Ladungsträgerdichte von  $4,5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  erreichen können [41,42].

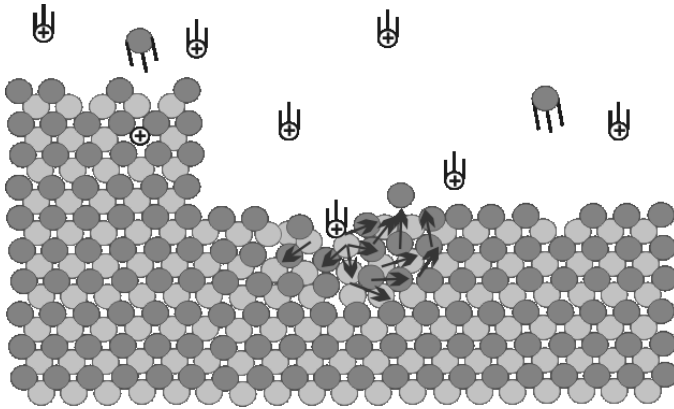
Wie in unserer Forschungsgruppe bereits gezeigt wurde, können durch einen IBE-Prozess geschädigte GaAs-Oberflächen mit einem CGE-Prozess partiell gereinigt werden [4,36,37]. Ob sich der Prozess zum Beseitigen von Oberflächen-Kontaminationen (wie z.B. Kohlenstoffverbindungen) eignet, ist bislang nicht geklärt. Die Frage ob im Substrat vorhandene Verunreinigungen (wie z.B. Silizium) beim Ätzen aufschwimmen, wird im Verlauf dieser Arbeit noch näher diskutiert.

#### 4.1.2 Ionenstrahl-Ätzen (IBE)

Beim Ionenstrahl-Ätzen (IBE) wird der Kristall mit Hilfe von kinetischen Argon-Ionen physikalisch abgetragen. Aufgrund der Verwendung eines stark gerichteten Ionenstrahls ist der IBE-Prozess im Vergleich zum CGE ein relativ anisotroper Ätzprozess. Die Form der möglichen Ätzprofile wurden bereits von S. Kramp mit einer *electron cyclotron resonance* (ECR) Ionenquelle näher untersucht und beschrieben [5].

In dieser Arbeit wurde für den IBE-Prozess eine neu an der Kammer angebrachte HF-Ionenquelle genutzt (s. Abbildung II.4.7). Die Ionenenergie der verwendeten Quelle kann zwischen ca. 50 eV und 1000 eV eingestellt werden. Es ist allerdings bei der von uns verwandten Quelle zu bemerken, dass der Ionenstrom  $J$  unterhalb von 140 eV drastisch einbricht. Es ist möglich, die Gitterspannungen so zu wählen, dass die Quelle statt Ar-Ionen Elektronen emittiert. Der erste Versuch führte jedoch zu der Zerstörung des Gitters, da es sich aufgrund der hohen Fehlströme zu stark aufheizte. Die anschließend mit dem Raster-Elektronen-Mikroskop (REM) festgestellte Ätzrate war mit wenigen nm sehr niedrig. Aufgrund von Fehlströmen im Bereich einiger  $\mu\text{A}$  ist auch bei Ionenenergien unter 140 eV nicht auszuschließen, dass Material vom Gitter auf die Probe *gesputtert* wird, was zu einer Kontamination der Oberfläche führt. Es ist allerdings zu erwarten, dass bei einer weiteren konsequenten Optimierung die Ionenenergie bei maximalem Ionenstrom noch etwas weiter gesenkt werden kann.

Im Allgemeinen gilt beim IBE-Prozess, je niedriger die Ionenenergie gewählt wird, desto niedriger die Schädigung des Kristalls. Dieser Zusammenhang wird bei der Analyse des Mechanismus des Materialabtrags deutlich. Nach [39] gibt ein Ion, welches nahezu senkrecht



**Abb.II.4.3:** schematische Darstellung des IBE-Prozesses. Während der kaskadierten Weiterleitung des Impulses eines eintreffenden Ions wird der ursprüngliche Impuls auf viele Atome des Kristallgitters verteilt. Ein an der Oberfläche befindliches Atom kann nur aus dem Kristallverband gelöst werden, wenn der auf dieses Atom übertragene Impuls hinreichend groß ist [39].

auf die Substratoberfläche auftrifft, seinen Impuls kaskadiert weiter, bis ein Teil seines ursprünglichen Impulses in Richtung der Oberfläche reflektiert wird. Dieser Bruchteil des Anfangsimpulses muss schließlich noch so groß sein, dass er ein Atom aus dem Kristall zu schlagen vermag. Abbildung II.4.3 veranschaulicht diesen Vorgang.

Die Schichtdicke der von auftreffenden Ar-Ionen amorphisierten Kristalldeckschicht beträgt bei einer Ionenenergie von  $\sim 100$  eV bei GaAs in etwa 5 nm [40]. L. Weegels et al. finden dabei einen linearen Zusammenhang zwischen der Dicke der amorphisierten Schicht und der Ionenenergie [40]. Mit LEED-Untersuchungen an mit Argonionen ( $E_{Ar} < 1\text{keV}$ ) geätzten GaAs-Oberflächen konnte keine Amorphisierung der Oberfläche mehr nachgewiesen werden [72]. Es ist klar, dass sich eine amorphisierte Oberfläche nicht direkt epitaktisch überwachsen lässt. Durch einen thermischen Ausheilprozess lassen sich eventuell die Schäden minimieren, jedoch ist fraglich, ob sich ein hochbewegliches Elektronensystem auf einer ehemals amorphisierten Oberfläche erzeugen lässt.

Auch *electron energy-loss spectroscopy* (EELS)- und AES-Analysen der Oberflächenzustandsdichte von mit 200 eV Argonionen bestrahlten Proben bewiesen deutliche Schädigungen der Probenoberfläche [74]. PL-Untersuchungen konnten Störstellen bis zu 10 nm tief im, ebenfalls mit 200 eV Argonionen geätzten, Substrat nachweisen und als tiefe Akzeptoren identifizieren [75]. In verschiedenen Arbeiten wurden, mit Hilfe von AES, die Stöchiometrie von mit  $< 500\text{eV}$  Argonionen bestrahlte Substratoberflächen analysiert und festgestellt, dass abhängig von der Ätztemperatur Argonionen im Kristall implantiert werden und sich eine Veränderung im Ga/As-Verhältnis nachweisen lässt [76,77]. Es wird abhängig von Ionenenergie und Ätztemperatur eine Diffusion des Arsens hin zur Oberfläche festgestellt, die die Vermutung nahe legt, dass die Ionen ihren Impuls verstärkt auf die Arsenatome übertragen.

*Deep level transient spectroscopy* (DLTS)-Messungen zeigen über einen weiten Energiebereich eine Vielzahl von Störstellen bei Proben, welche mit 500 eV Argon-Ionen bestrahlt wurden [43]. Mit DLTS-Messungen an mit Argonionen geätzten und anschließend überwachsenen Strukturen wurden auch bei einer Ionenenergie von 60 eV noch drei deutliche Defektniveaus nachgewiesen, die dem Ätzprozess zugeordnet werden [73]. Diese Störstellen ließen sich erst ab einer Ionenenergie von unter 10 eV nicht mehr nachweisen.

In einem Multi-Quantenwell (MQW)-System lassen sich mit Hilfe von Kathoden-Lumineszenz (CL) tiefenabhängige Schadensprofile für verschiedene Ionenenergien erstellen. Dabei wurde gezeigt, dass bei einer Ionenenergie von 400 eV und senkrechtem Einfall die Schädigung des Kristalls bis in eine Tiefe von über 1  $\mu\text{m}$  noch nachweisbar ist [44,46,47]. Tiefe und Stärke der Schädigung hängen dabei stark vom Einfallswinkel, der Ionenstromdichte und der Ionenenergie ab. Photolumineszenz (PL)-Messungen an MQW-

Strukturen liefern vergleichbare Ergebnisse [45]. Simulationsrechnungen zeigen, dass senkrecht einfallende Ionen mit einer kinetischen Energie von 500 eV durch *channeling* nur bis in eine Tiefe von 50 nm in den Kristall eindringen können [48]. Dieses Ionen-*channeling* ist stark vom Einfallswinkel der Ionen abhängig und findet verstärkt in den Vorzugsrichtungen des Kristalls statt [46,47]. Chen et al. stellen bei senkrechtem Strahleinfall auf eine GaAs-(001)-Oberfläche fest, dass Argonionen nur wenige nm in den Kristall hinein *channeln* [47]. Die Entstehung der mit Kathodenlumineszenz (*cathodoluminescence*: CL) an Multiquantenwell-Systemen gemessene Defekttiefe wird durch eine Kombination von Defektdiffusion und Ionen-*channeling* erklärt. Eine weitergehende Beschreibung der Kristallschäden, welche durch Ionenbeschuss erzeugt werden, ist bei U. Priebe nachzulesen [50]. Untersuchungen an 2DES, welche durch Ionenbeschuss lateral strukturiert wurden, sind von A. Scherer et al. [168,169] und C. Lettau [170] durchgeführt worden.

#### 4.1.3 Chemisch unterstütztes Ionenstrahl-Ätzen (CAIBE)

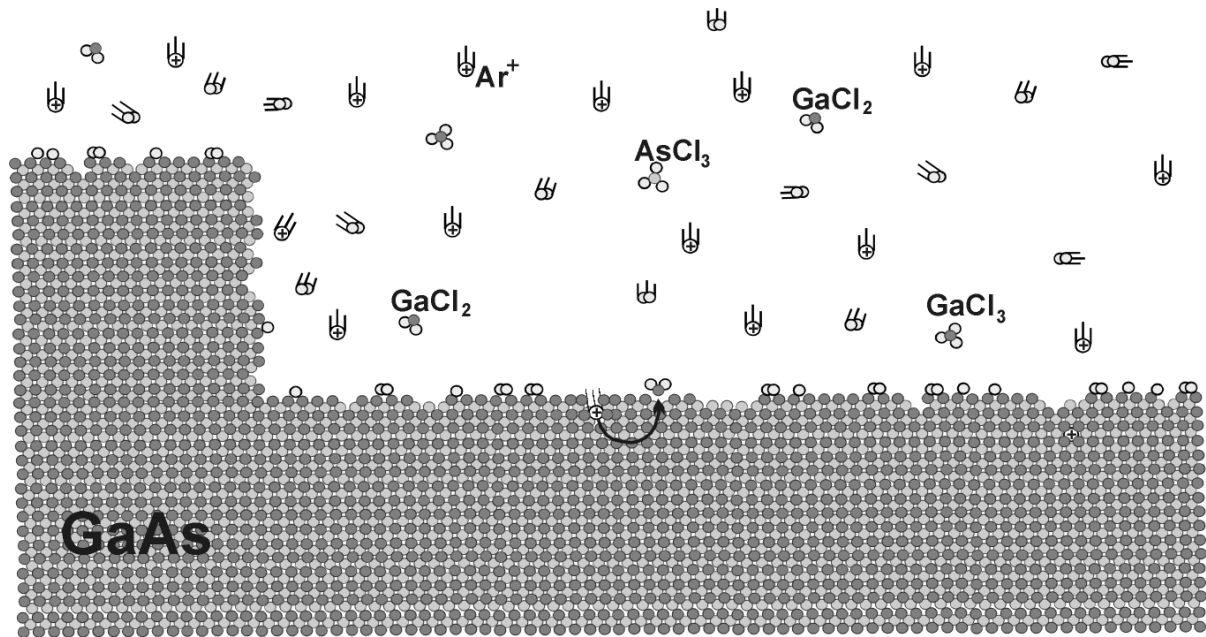
Die Kombination der beiden vorher dargestellten Ätzverfahren liefert das chemisch unterstützte Ionenstrahl-Ätzen (CAIBE). Bei diesem Prozess werden die Eigenschaften eines chemischen Ätzverfahrens mit denen eines physikalischen kombiniert. Der Prozess wird vorzugsweise bei Temperaturen durchgeführt, bei denen auf der Substratoberfläche gebildete Gallium- und Arsenchloride nicht thermisch desorbieren.

Die Ätzrate wird von den Parametern Chlordruck, Ionenenergie, Ionenstrom und Substrattemperatur bestimmt. Unter optimierten Bedingungen erweist sich dieser Prozess als deutlich anisotroper als reines IBE. Mit CAIBE lassen sich Strukturen mit einem Aspektverhältnis von bis zu 36:1 (Ätztiefe/Strukturbreite) realisieren [51,52].

Wie beim CGE-Prozess reagiert das Chlor zunächst mit der Substratoberfläche [20], wobei die Amorphisierung dieser obersten Schicht die Bildung von Chloriden noch beschleunigt [53]. Die chemischen und physikalischen Prozesse, welche, wie in Abbildung II.4.9 schematisch dargestellt, zu einem Materialabtrag führen, sind recht komplex [54,55,56]. Generell gilt: je höher der Chlordruck und die Substrattemperatur und je niedriger Ionenenergie und Ionenstrom, desto stärker wird das Ätzen durch die chemische Komponente bestimmt. Reicht die Substrattemperatur nicht mehr aus, die Chloride thermisch zu desorbieren, dominiert die physikalische Komponente. Bei Temperaturen unter 120°C wird die Desorption der Galliumchloride weitestgehend durch die einfallenden Ionen bestimmt. Bei höheren Temperaturen wird die Ätzrate gegenüber einem reinen CGE-Prozess deutlich durch den zusätzlichen Ionenbeschuss beschleunigt. So ist dementsprechend die Ätzrate des CAIBE-Prozesses bei 300 K bis zu sechs mal höher als bei einem reinen CGE-Prozess. Dies wird vor allem durch die stark erhöhte Desorptionswahrscheinlichkeit der Galliumchloride erklärt [54,55]. Wie beim IBE-Prozess wird beim CAIBE der Materialabtrag von Sekundärionen, welche durch Impulskehr im Substrat entstehen, vorangetrieben [53].

Bei extrem hohen Chlordrücken kann die Anisotropie wieder abnehmen, da die freie Weglänge der Argonionen abnimmt und diese bedingt durch Stossprozesse auch seitlich in die Strukturen einfallen können [57]. Andererseits geschieht dies auch bei zu hohen Ionenströmen, da es zu Aufladungseffekten im Substrat kommen kann [58].

In den dieser Arbeit vorangegangenen Arbeiten, wurden CAIBE-geätzte und anschließend epitaktisch überwachsene Substrate mit Hilfe von Kapazitäts-Spannungs-Profilierstellung untersucht. Dabei wurde eine deutliche Erhöhung der durch die Grenzflächenschädigung



**Abb.II.4.4:** Schematische Darstellung des CAIBE-Prozesses: Die Amorphisierung der Substratoberfläche begünstigt die Bildung der Chloride. Bei Temperaturen unter  $120^\circ\text{C}$  werden diese vornehmlich durch die einfallenden Ionen von der Kristalloberfläche abgelöst.

entstandenen Grenzflächenverarmung gegenüber nicht geätzten und nur zwischen den Kammern hin und her transferierten Proben festgestellt [69].

Insgesamt wird aber davon ausgegangen, dass dieser Ätzprozess schonender für den Kristall ist als ein reiner IBE-Prozess, da die sich auf der Oberfläche bildende Chloridschicht das darunter liegende Substrat maskiert [59].

## 4.2 Die Veränderungen

In dieser Arbeit werden im Besonderen der CGE-Prozess, unter Verwendung von molekularem Chlor, und die Bedeutung des hier möglichen Parameterraumes eingehend diskutiert. Da ein Hauptteil dieser Arbeit darin bestand, vorhandenes Equipment zu erweitern und dahingehend umzubauen, dass sich Prozessparameter gezielt und reproduzierbar einstellen lassen, wird hier detailliert der Aufbau und die Handhabung der vorhandenen Prozesskammer beschrieben.

Zu Beginn dieser Arbeit war die Prozesskammer bereits von C. Klein, S. Kramp und Ch. Heyn aufgebaut worden [4,5]. Der dort entwickelte Aufbau wies jedoch entscheidende Nachteile auf:

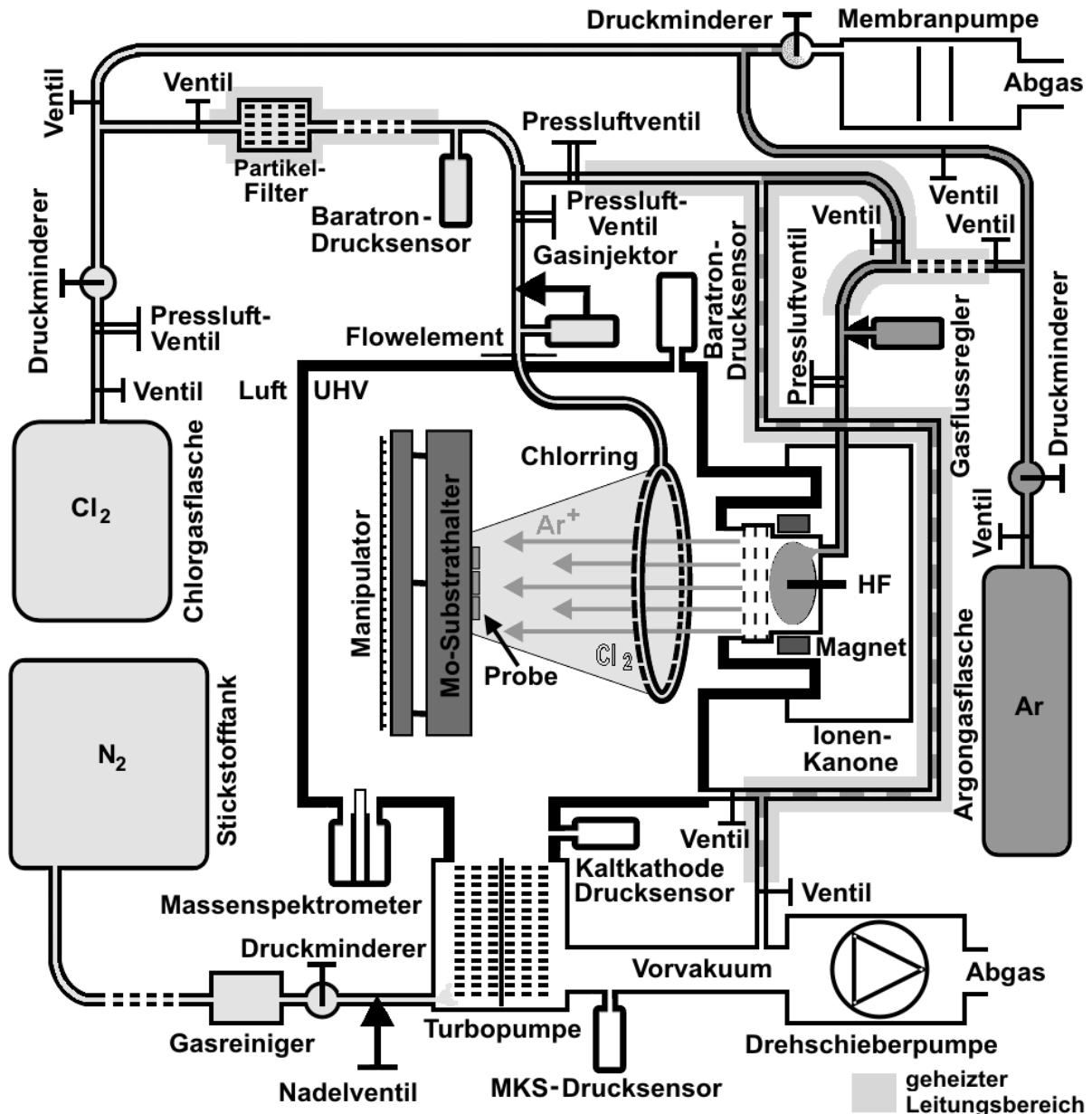
- Eine unzureichende Möglichkeit der Kontrolle der Prozessparameter. Dies resultierte u.a. in Problemen bei der Reproduzierbarkeit der Ätzraten.
- Eine unzureichende Qualität des Vakuums, welche sich negativ auf die Qualität der prozessierten Oberflächen auswirkt.
- Eine unzureichende Qualität des injizierten Chlorgases, was ebenfalls zu einer schlechteren Qualität der geätzten Oberflächen führt.
- Die Nichtreproduzierbarkeit der Qualität des auf der Substratoberfläche wirkenden Chlorgases. Dies führte ebenfalls zu Problemen bei der Reproduzierbarkeit der Ätzraten.

Aufgrund dieser Tatsachen wurden in dieser Arbeit umfangreiche Umbauten an dem vorhandenen System vorgenommen. Die folgende Liste gibt einen kurzen Überblick über die vorgenommenen Veränderungen:

- Die Ar- und Cl<sub>2</sub>-Gasleitungen wurden vollständig erneuert. Es wurden, bis zu den Gasflaschen, komplett metallgedichtete, elektropolierte VA-Stahl-Leitungen neu verlegt und ultra-hoch Vakuum-tauglich (UHV) gemacht. Der Umfang der nötigen Leitungen wurde drastisch reduziert und damit auch die für das UHV relevante Oberfläche. Hierdurch wurde die Qualität der auf der Substratoberfläche auftreffenden Prozessgase verbessert und eine stabile Qualität gesichert.
- Beide Leitungssysteme wurden bis auf wenige Zentimeter mit Heizbändern versehen und thermisch isoliert. Auch diese Maßnahme diente einer Erhöhung der Qualität der Prozessgase. Regelmäßiges Ausheizen der Leitungen zwischen den Prozessen garantierte eine höhere und reproduzierbarere Qualität der Prozessgase.
- Ein bis zu Beginn dieser Arbeit nicht funktionierender Gasregler zur Injektion des Chlorgases wurde so umgebaut, dass er nun einsetzbar ist. Dies führte zu einer hohen Reproduzierbarkeit der Ätzparameter und ermöglichte die systematische Analyse des Prozessparameterraumes.
- Es wurde eine neue HF-Ionen-Kanone in Betrieb genommen, welche auch bei niedrigen Ionenenergien noch ausreichend hohe Ionenströme liefert.
- Ein neu installiertes Ellipsometer erlaubt u.a. die in situ-Kontrolle der Ätztiefe.
- Die N<sub>2</sub>-Gasleitung des Spülgases für die an die Kammer angeschlossene Turbomolekularpumpe wurde ebenfalls durch eine komplett metallgedichtete, elektropolierte VA-Stahl-Leitung ersetzt. Dies resultierte in einer qualitativen Verbesserung des Restvakuums in der Kammer.
- Ein Gasreiniger für das N<sub>2</sub>-Spülgas wurde installiert, welcher die Reinheit des Gases um eine Größenordnung verbesserte. Diese Maßnahme resultierte ebenfalls in einer qualitativen Verbesserung des Restvakuums in der Kammer.
- Der Schieber, welcher die Prozesskammer vom Transfermodul trennt, wurde gegen einen pressluftgesteuerten Schieber, mit Spezial-Dichtung (Kalrez®) ersetzt. Hierdurch wurde ein schnelleres Schleusen möglich. Das neu eingesetzte Dichtgummi ist widerstandsfähiger gegen aggressive Medien, hat einen niedrigeren Dampfdruck und eine höhere Temperaturbeständigkeit (bis zu 300°C). Einerseits wurde hierdurch die Vakuumqualität der Kammer verbessert, andererseits bedeutete ein schnelleres Schleusen der Probe einen zeitlich kürzeren Kontakt mit dem, im Vergleich zum Vakuum der Prozesskammer, schlechteren Vakuum in Transfer- und Prozesskammer.
- Die Kammer wurde mit zusätzlichen Heizbändern und einer besseren thermischen Isolierung versehen, die ein gleichmäßigeres Ausheizen der Kammer garantierten. Hierdurch wurde die Qualität des Restvakuums in der Prozesskammer deutlich verbessert, was sich in den Massespektren der Kammer anhand der niedrigeren Signatur von Wasser belegen läßt. Zusätzlich wurde die, bis dahin durch thermische Verspannungen an den Metalledichtungen häufig auftretende, Bildung von UHV-Lecks verhindert.
- Es wurden zwei zusätzliche Drucksensoren installiert: Ein Sensor in der Prozesskammer deckte nun den Druckbereich zwischen  $1 \times 10^{-3}$  und  $1 \times 10^{-2}$  Torr ab, für den es bis dato keinen Sensor gab. Ein weiterer Sensor diente der Drucküberwachung in der Cl<sub>2</sub>-Gasleitung. Diese Sensoren dienten der verbesserten Kontrolle der Prozessparameter.

- Es wurde eine Software geschrieben, die eine automatische Prozesssteuerung ermöglichte und die Werte der Drucksensoren auslas sowie protokollierte. Dieses Programm garantiert ein hohes Maß an Reproduzierbarkeit und ermöglichte eine nachträgliche Analyse der Prozessparameter, so dass eventuelle Fehler bei der Prozessdurchführung im Nachhinein erkannt werden könnten.

Abbildung II.4.5 zeigt schematisch den aktuellen Aufbau der Prozesskammer mit den Gasleitungen.



**Abb.II.4.5:** Die Abbildung zeigt schematisch den Aufbau der Prozesskammer am 14.1.2003, also zur Zeit der Fertigstellung dieser Arbeit. Lange Leitungswege sind durch gestrichelt gezeichnete Leitungen angedeutet. Die Kammer an sich (dicke schwarze Linie) wurde mit Heizbändern und Alufolie so ummantelt, dass sie gleichmäßig heizbar ist ( $> 140^{\circ}\text{C}$ ). Der Bereich der Gasleitungen, welcher heizbar ummantelt wurde, ist hellgrau angedeutet. Das Abgas der Anlage wird durch einen GRC1502-Gas-Reactor der Firma EDWARDS gereinigt. Alle Gasleitungen sind metallgedichtet und über das Massenspektrometer auf He-Dichtheit geprüft.

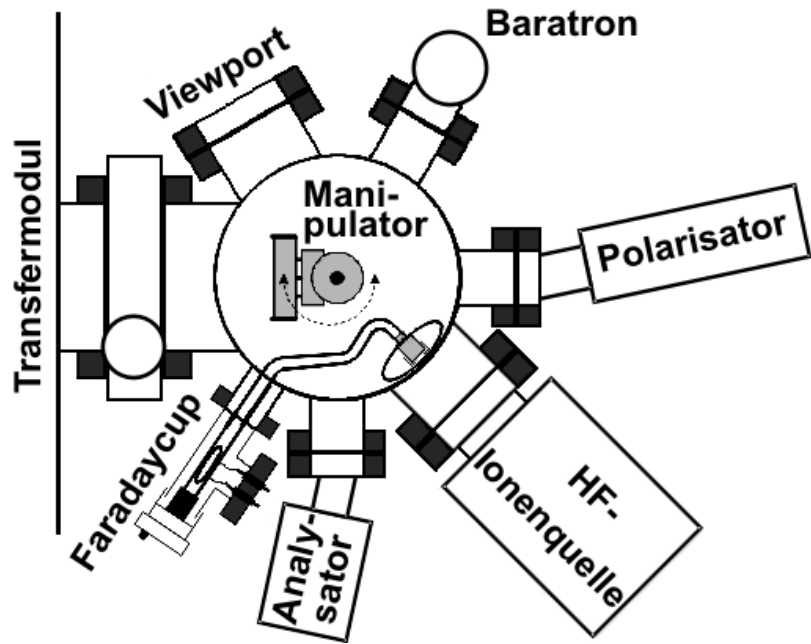
Bei dem in der Abbildung II.4.5 gezeigten derzeitigen Aufbau der Prozesskammer sind immer noch gewisse Details verbesserungsfähig. Dies betrifft insbesondere den Regelungsteil der Chlorzuführung. Um eine bestimmte Ätztiefe zu treffen, ist es notwendig, den Chlorfluss sekundengenau abzuschalten. Dazu wird im derzeitigen Setup die Nachlaufzeit des zwischen *Flow*-Element und Pressluftventil existierenden Totvolumens im Vorwege berechnet. Dabei zeigte sich, dass Chlor, bei den in diesem Bereich herrschenden Drücken, als *ideales Gas* behandelt werden kann. Günstiger wäre es, wenn zwischen Kammer und *Flow*-Element ein weiteres elektronisch steuerbares Pressluftventil eingefügt würde. Ein Umschaltventil an dieser Stelle könnte zusätzlich dazu genutzt werden, Überschwinger am Anfang des Regelungsprozesses in das Vorvakuum abzuleiten und das Chlor erst nach Einschwingen des Reglers in die Kammer zu injizieren. Ein solcher *Bypass* war im ursprünglichen Aufbau der Prozesskammer bereits installiert, er erwies sich in der damaligen Form jedoch als nicht funktionstüchtig. Entsprechende Leitungsstücke und Ventile für das neue Konzept des *Bypasses* liegen bereits vor, wurden jedoch bis dato nicht eingebaut, da ein Umbau das Risiko einer Kontamination der Kammer beinhaltete und bereits der bestehende Aufbau hinreichend genaue und qualitativ hochwertige Ergebnisse lieferte. Der einzige bestehende Nachteil besteht darin, dass es, aufgrund des bestehenden Totvolumens, eine Mindestätzdauer von ca. 60 Sekunden gibt. Der sich daraus ergebende minimale Abtrag von 60-100 nm (vgl. Kapitel IV.1.1) ist aber für die zur Zeit angestrebten Probedesigns ausreichend klein. Darüber hinaus gibt es noch ca. 2 m nicht geheizte Gasleitung und mehrere nicht ausheizbare Ventile. Diese machen zwar nur einen kleinen Teil der zum Vakuum hin exponierten Oberfläche aus, es könnte jedoch, bei der immer weiter verbesserten Endqualität des Chlors, einen messbaren unterschied bewirken, diese Oberflächen schließlich doch ausheizbar zu machen.

### 4.3 Die Prozesskammer

Abbildung II.4.6 zeigt einen schematischen Querschnitt durch die eingesetzte Prozesskammer. Ein drehbarer Manipulator kann dieselben 3''-Molybdän-Substrathalter aufnehmen, wie sie auch in der MBE verwendet werden. Da es Ziel dieses Projekts ist, ex situ vorstrukturierte Substrate zu überwachsen, welche dementsprechend nur mit Indium auf Halter gebondet werden können, wurden in dieser Arbeit beinahe ausschließlich die massiven Molybdän-Substrathalter verwendet (s. Abschnitt II.3). Die Substrathalter werden wie in der MBE-Anlage vom Heizelement des Manipulators von hinten strahlungsbeheizt. Ein W/Re-Thermoelement in der Mitte der Heizwendel zwischen Heizung und Substrathalter erlaubt Rückschlüsse auf die Probertemperatur.

Als Pumpe an der Prozesskammer arbeitet eine chemiefeste Turbomolekularpumpe der Firma Leybold (Turbovac 340MCT, Saugvermögen (N<sub>2</sub>): 340 l/s). Die Vorvakuumseite der Turbopumpe wird von einer Drehschieberpumpe (Leybold : Trivac, Saugvermögen 40 m<sup>3</sup>/h), welche mit einem chemiefesten Sonderöl (PFPE NC1/14) geschmiert ist, gepumpt. Während eines Ätzprozesses und mindestens 12 Stunden danach muss das Pumpensystem mit Stickstoffsperrgas gespült werden. Es handelt sich bei dem Sperrgas um vergastem Flüssigstickstoff, der über eine separate Leitung zur Verfügung gestellt wird. Die Reinheit dieses Gases hat einen relativ starken Einfluss auf die Wirkung des Chlors. In der zweiten Hälfte dieser Arbeit wurde ein zusätzlicher Gaswäscher in die Stickstoffzuleitung integriert, was zunächst deutliche Auswirkung auf die Ätzraten des CGE-Prozesses hatte (s. Abschnitt IV.1.1). In den folgenden Abschnitten wird an den notwendigen Stellen auf den Zustand des Spülgases hingewiesen. Der Fluss des Sperrgases wurde zu Beginn eines

**Abb.II.4.6:** Schematischer Querschnitt durch die Prozesskammer. Die Kammer ist durch einen UHV-dichten Pressluftschieber vom Transfermodul getrennt. Die Substrathalter werden mittels einer hier nicht dargestellten Transferstange auf dem drehbaren Manipulator verankert.



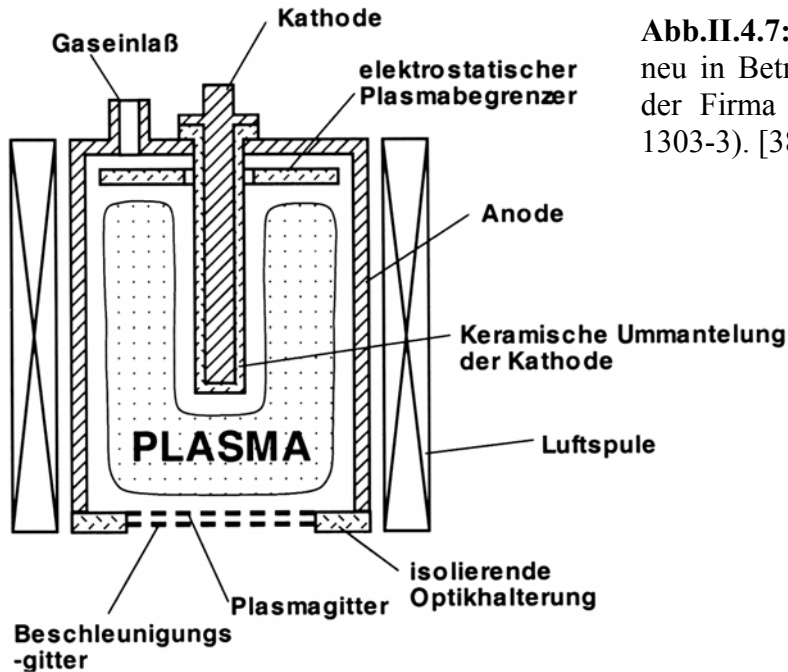
Ätzprozesses stets so eingeregelt, dass im Vorvakuumssystem ein stabiler Druck von 0,11 Torr herrschte. Bei gut ausgeheizter Kammer liegt der Basisdruck, mit dem gegenwärtig installierten Pumpensystem, bei  $1,8 \times 10^{-9}$  Torr (ohne zugeschaltete Gasleitungen und ohne Sperrgas, bei einer Manipulator Temperatur von  $260^\circ\text{C}$ ). Eine früher installierte Kryopumpe (Saugvermögen ( $\text{N}_2$ ): 800 l/s) wurde entfernt, da sie sich für den Chlorprozess als nicht geeignet erwies. Mit ihr lag der absolute Basisdruck (kurz nach Installation der Kammer, bevor die Kammer mit Chlor kontaminiert wurde) nur geringfügig tiefer:  $8 \times 10^{-10}$  mbar [4].

Über eine Leitung, welche in einem Ring mit 4 Löchern in der Kammer endet, kann Chlor injiziert werden. Beim Ätzen befindet sich der Ring ca. 3 cm von der Probe entfernt. Der Ring selbst besitzt einen Durchmesser von 6 cm. Frühere Untersuchungen mit einem größeren Injektionsring deuten an, dass die Ätzrate zunimmt, je direkter das Chlor über die Probe strömt [4,5]. Wie sich das Gas in der Kammer verteilt und welcher Druck genau am Ort der Probe vorliegt, ist allerdings noch nicht abschließend geklärt und hängt wohl auch stark von den Prozessparametern ab. Das eingesetzte Gasinjektionssystem besteht aus einem Regelventil der Firma MKS Typ: 148J SPF 303, einem Absolutdruckaufnehmer MKS Typ: 127A heated Baratron, einer aus Tantal gefertigten *Pinhole*-Scheibe (Durchmesser:  $\sim 1,3\text{mm}$ ) und einem digitalen Signalprozessor der Firma Riber.

Bei der Ionenquelle, welche während dieser Arbeit zwar installiert und in Betrieb genommen wurde, welche für die in dieser Arbeit präsentierten Proben, aufgrund der bereits hervorragenden und interessanten Ergebnisse mit CGE allein, jedoch nicht zum Einsatz kam, handelt es sich um eine HF-Ionenquelle der Firma JE Plasma Consult Typ: HFQ 1303-3. Sie wird mit Argongas betrieben und emittiert Argonionen, deren Energie in einem Bereich von  $\sim 80\text{ eV}$  bis  $>1\text{ keV}$  eingestellt werden kann. Diese Quelle hat die in den Arbeiten von C. Klein [4] und S. Kramp [5] vorgestellte ECR-Ionenquelle ersetzt.

Die Ionenquelle besteht aus einem becherförmigen Metall-Gefäß, in dessen Mitte eine Hochfrequenz-Antenne hineinragt. Abgeschlossen wird der Becher vorne mit einer aus zwei aufeinander geklebten Silizium-Wafern bestehenden Gitteroptik. Umgeben ist der Aufbau von einem großen Elektromagneten. Abbildung II.4.7 zeigt schematisch den Aufbau der Quelle. Zum Betrieb wird in den Becher Argongas eingelassen, welches mit Hilfe der Hochfrequenz ionisiert wird. Die Becherwand fungiert relativ zur HF-Antenne als Anode und





**Abb.II.4.7:** schematischer Schnitt durch die neu in Betrieb genommene HF-Ionenquelle, der Firma JE Plasma Consult (Typ: HFQ 1303-3). [38]

liegt auf Masse. Dabei unterstützt das Magnetfeld diesen Prozess, indem es die Elektronen auf eine Zykloidenbahn um die Kathode zwingt, was die Rekombinationswahrscheinlichkeit der Ionen mit den Elektroden verringert.

Das dem Becher zugewandte Gitter der Gitteroptik wird im Regelfall auf kein festes Potential gelegt (es wird *gefloated*) und lädt sich damit automatisch stärker negativ auf als die Becherwand. Somit stellt dieses Plasmagitter eine Potentialschwelle für die Elektronen dar und hält sie in der Plasmakammer. Innerhalb des Plasmas besitzen die Argonionen die Energie  $qU_{\text{plas}}$ , mit der Plasmaspannung relativ zum Masse-Potential der Probe  $U_{\text{plas}}$ . Direkt hinter dem Beschleunigungsgitter besitzen die Ionen, relativ zum Masse-Potential der Probe, die höchste Energie  $qU_{\text{tot}}$ :  $qU_{\text{tot}} = q(U_{\text{plas}} + U_{\text{scr}} + U_{\text{acc}})$ . Wobei  $U_{\text{acc}}$  die Spannung am Beschleunigungs- und  $U_{\text{scr}}$  die am Plasmagitter relativ zur Masse ist. Um das Targetpotential zu erreichen, müssen die Ionen einen Teil ( $qU_{\text{acc}}$ ) ihrer kinetischen Energie abgeben. Das Target erreichen die Ionen schließlich mit einer Energie von  $q(U_{\text{plas}} + U_{\text{scr}})$ . Die Ionenstromdichte  $J$  ergibt sich bei einem Gitterabstand  $d$  als [38]:

$$J \sim U_{\text{tot}}^{2/3} / d^2$$

Die zu erreichende Ionenenergie, deren Energieschärfe und der damit verbundene maximale Ionenstrom hängen stark von der eingekoppelten HF-Leistung, dem Argongasfluss, der Stärke des Magnetfeldes und den Gitterspannungen  $U_{\text{scr}}$  und  $U_{\text{acc}}$  ab. Der Vorteil dieser Quelle besteht neben den etwas höheren Ionenstromdichten ( $50\text{-}60 \mu\text{A}/\text{cm}^2$  bei einer Ionenenergie von  $140\text{eV}$ ) aus der aus Si gefertigten Gitteroptik. Da bei niedrigen Ionenenergien hohe Fehlströme über die Gitteroptik laufen und Sputtereffekte am Gitter befürchtet werden, könnte eine aus Silizium bestehende Optik für weitere Wachstumsschritte in der MBE günstiger sein als eine aus Molybdän. Da der, nach dem Umbau der Kammer nun genauer zu erkundende, Parameterraum des CGE sich schon als recht komplex darstellte und die mit CGE erzielten Ergebnisse sehr vielversprechend im Hinblick auf die Qualität der geätzten Oberflächen war, kam diese Quelle in dieser Arbeit über eine Bestimmung der Ätzraten hinaus nicht weiter zum Einsatz. Ersetzt wurde auch der für das Argon notwendige Gasflussregler MKS Typ: 1479A gegen einen Regler des selben Typs, welcher jedoch intern metallgedichtet ist. Dies erwies sich als notwendig, da sich das Vorgängermodell nach

Optimierung der Kammer und einer damit erhöhten Sensitivität des He-Lecktestes sich als nicht He-dicht erwies. Zur Charakterisierung des von der Ionenquelle emittierten Ionenstrahls ist, wie in Abbildung II.4.6 gezeigt, ein schwenkbarer Faradaycup vorhanden. In Ruheposition hängt dieser nach unten in den Pumpensumpf. Um das Strahlprofil zu charakterisieren, kann er in den Strahl geschwenkt werden. Der Aufbau dieses Faradaycups wird eingehend bei C. Klein [4] beschrieben.

Die Eigenschaften des Chlors hängen, wie im späteren Verlauf noch gezeigt wird ganz empfindlich von der Reinheit des Gases und damit auch der Vakuumqualität der Kammer und der Leitungen ab. Da gegebenenfalls CGE- und IBE-Prozess kombiniert werden sollen und das Argon zum Spülen der zur Membranpumpe laufenden Abgasleitung (s. Abbildung II.4.5) verwendet wird, spielt auch die Qualität des Argons für den Chlor-Prozess eine Rolle. Die Reinheit der Prozessgase wurde vom Hersteller im Falle von Argon mit 7.0 (99,99999%) und von Chlor mit 4.8 (99,998%) angegeben. Tabelle II.4.a gibt noch einmal detailliert den Restgasanteil der verwendeten Gase an. Alle Prozessgasleitungen sind aus elektropolierten VA-Stahl-Rohren gefertigt und sämtliche zur Atmosphäre hin bestehenden Dichtungen sind metallgedichtet. Wie in Abbildung II.4.5 dargestellt, sind die Leitungen, bis auf die kurzen Strecken, welche temperaturempfindliche Elemente enthalten, thermoisoliert ummantelt und ausheizbar. Der gesamte Leitungsweg wurde in regelmäßigen Intervallen über das Massenspektrometer der Prozesskammer auf He-Dichtheit geprüft.

Es ist für qualitativ hochwertige und reproduzierbare Ätzergebnisse absolut notwendig, sowohl die Kammer als auch die Gasleitungen nach jedem Ätzen gründlich bei einer Temperatur von über 120°C auszuheizen. Als Standard haben wir eine Backzeit von 12 Stunden bei einer Temperatur von ca. 140°C etabliert. Diese Zeit wurde mit Hilfe der Restgas- und Restdruckanalyse bestimmt. Ein längeres Backen der Kammer resultiert weder in einem messbar niedrigerem Enddruck, noch verändert sich die Zusammensetzung des Restgases. Ein typisches Restgasspektrum der ausgebackenen Prozesskammer im Ruhezustand (Kammer kalt, der heizbare Bereich der Gasleitungen ist dem UHV der Kammer zugeschaltet, die Leitungen sind ca. 150°C heiß, die Manipulator Temperatur beträgt 260°C, das Sperrgas ist abgeschaltet) wird in Abbildung II.4.8 (oben) gezeigt. In diesem Zustand sollte die Kaltkathode einen Druck von ca.  $3 \times 10^{-9}$  Torr anzeigen. Wichtige Merkmale dieses Spektrums sind die nicht mehr nachweisbare Signatur von Wasser (Wasser kann im Massenspektrum durch folgende Peak-Sequenz, mit den dazugehörigen relativen Peak-Stärken, nachgewiesen werden: 18 amu: 100%, 17 amu: 21%, 16 amu: 2% [19]), die ebenfalls nicht mehr nachweisbare Signatur von Luft (28 amu: 100%, 32 amu: 27%, 14 amu: 6% [19]) und der Umstand, dass die Chlor-Peaks deutlich größer sind als die Salzsäure-Peaks. Die Qualität des Chlorgases kann auch indirekt während des Ausheizens der Kammer begutachtet werden, da Verunreinigungen des Chlorgases sich während des Ätzens auch auf den Kammerwänden niederschlagen (vgl. [4]). In dem in Abbildung II.4.8 (unten) gezeigten Massenspektrum ist deutlich, dass nur Gallium-, Arsen-, Aluminium- und wenige Eisenchloride desorbieren. Ich möchte an dieser Stelle betonen, dass wir stets darauf geachtet haben, die durch ihre geringen Querschnitte schlecht zu pumpenden Gasleitungen möglichst nie zu kontaminieren. Bei Arbeiten an der Prozesskammer (Wartungen, Reparaturen, etc.), welche im Folgenden ein Ausheizen dieser Kammer bedingten, wurden die Gasleitungen stets zuvor UHV-dicht von der Prozesskammer abgetrennt. Wie oben bereits erwähnt, wurde der ausheizbare Bereich der Gasleitungen im Standby-Betrieb der Prozesskammer stets geheizt und über die Prozesskammer gepumpt.

Zur Kontrolle des Kammerdrucks stehen nun zwei Sensoren zur Verfügung: ein Absolutdruckaufnehmer MKS Baratron Typ 627B (Messbereich: 0,02 Torr bis 1000 Torr) und eine

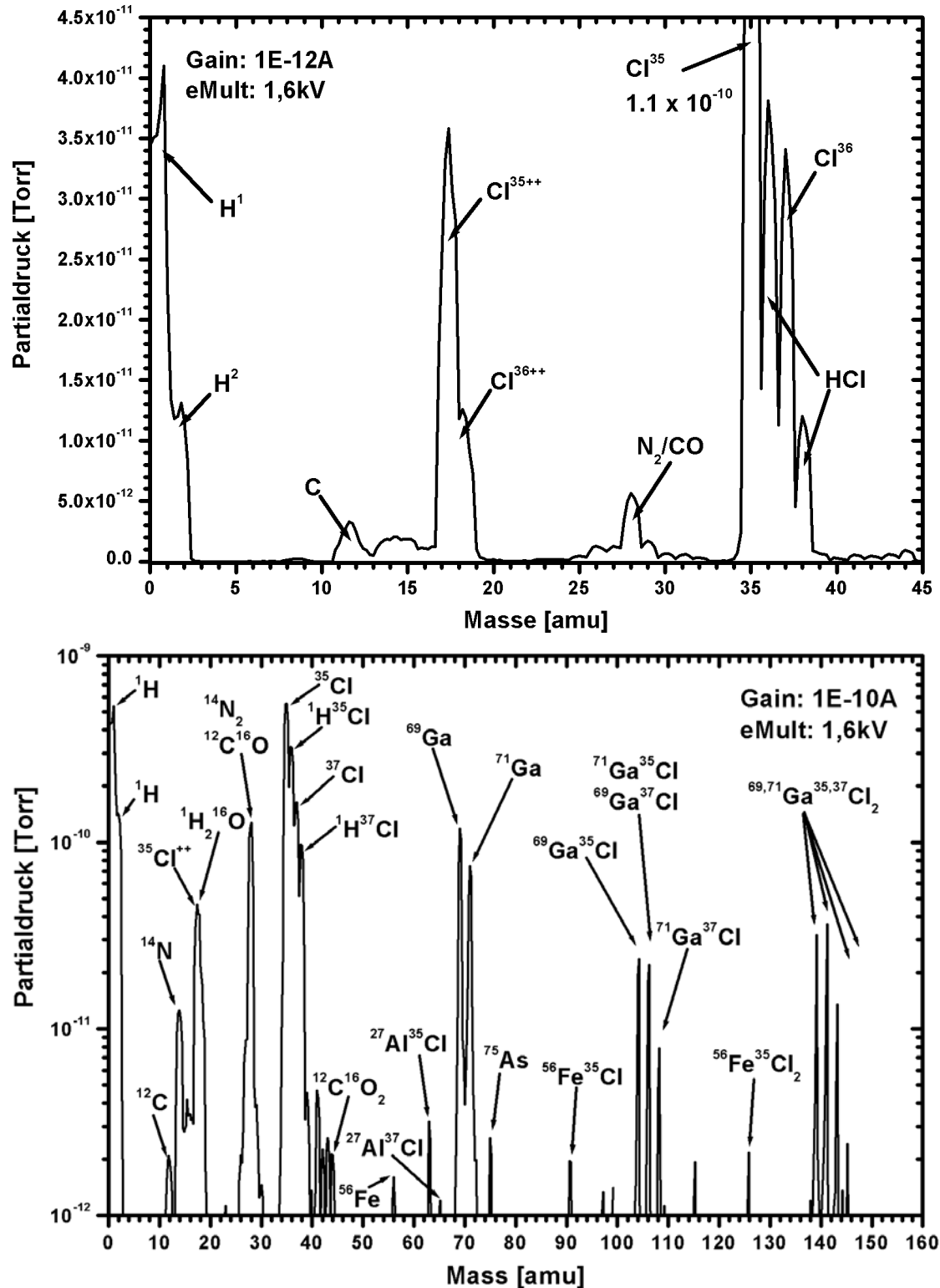
HPS Kaltkathode Serie 937 (Messbereich:  $8 \times 10^{-10}$  Torr bis 0,005 Torr). Beide Sensoren sind laut Hersteller Chlorgas-tauglich unter der Voraussetzung, dass dieses absolut trocken ist. Allerdings sind die Sensoren nicht beheizt und zeigen bei Chlor einen *Memory*-Effekt, welcher im Laufe dieses Abschnitts noch näher diskutiert wird. Zur Restgasanalyse ist die Kammer mit einem Massenspektrometer QX 2000 der Firma Leybold (spezifizierter minimaler Partialdruck  $6,7 \times 10^{-12}$  Torr) ausgestattet. Dieses sollte in einem chlorhaltigem Restgas nur sehr bedingt betrieben werden. Der vom Hersteller spezifizierte maximale Restgasdruck für nicht reaktive Medien beträgt  $1 \times 10^{-4}$  Torr.

Bestandteile	Anteil	Bestandteile	Anteil
Chlor	100 Mol-%	Argon	100 Mol-%
Sauerstoff+Argon	<4 ppm	Sauerstoff	<50 ppb
Stickstoff	<4 ppm	Wasserstoff	<30 ppb
		Kohlenmonoxid	<50 ppb
Kohlendioxid	<8 ppm	Kohlendioxid	<20 ppb
ges. Kohlenwasserstoffe	<1 ppm	ges. Kohlenwasserstoffe	<30 ppb
Wasser	<2 ppm	Wasser	<100 ppb

**Tab.II.4.a:** Verunreinigungen der verwendeten Prozessgase in ppm (parts per million –  $10^{-6}$ ) und ppb (parts per billion –  $10^{-9}$ ), nach Angaben der Firma Messer Griesheim.

Wie schwierig die absolute Angabe des Kammerdrucks beim Ätzen ist, zeigt die Abbildung II.4.9. In der Graphik werden die Anzeigen von zwei Drucksensoren, während eines 60 Sekunden dauernden Ätzprozesses, in zwei unterschiedlichen Stadien der Entwicklung der Prozesskammer einander gegenübergestellt. Der obere Teil der Graphik gibt die Anzeige des zur Regelung genutzten, auf  $70^\circ\text{C}$  temperierten Absolutdruckaufnehmers wider. Der untere zeigt den von einer Kaltkathode in der Kammer gemessenen Wert. Obwohl der Druck am Gasregler während des Ätzprozesses mit optimierter Kammer im rechten Teil der Graphik höher war (2.8 Torr) als bei dem Ätzprozess mit noch nicht optimierter Kammer (1.8 Torr) und damit schlechterer Chlorgasqualität am Ort der Probe im linken Teil der Graphik, zeigt die Kaltkathode in der für die optimierte Prozesskammer (rechts) einen deutlich niedrigeren Druck. In beiden Fällen zeigt die Anzeige der Kaltkathode ein Sättigungsverhalten. Im Fall der geringeren Chlorgasqualität (linker Teil der Graphik) läuft die Anzeige bereits nach wenigen Sekunden in die Sättigung, wogegen bei dem Ätzprozess mit optimierter Prozesskammer und dementsprechend höherer Chlorgasqualität die Sättigung nach 60 Sekunden, nach Ende des Ätzprozesses noch nicht erreicht wurde. Die Geschwindigkeit der Sättigung scheint daher abhängig von der Chlorqualität und der Höhe des Chlordrucks zu sein.

Die Anzeige der Sensoren hängt dementsprechend stark von der Qualität des ankommenden Chlors und damit auch der „Vorgeschichte“ der Kammer ab. Es ist anzunehmen, dass bei beheizten Drucksensoren dieser *Memory*-Effekt geringer ausfällt als bei unbeheizten, da die „Kondensationswahrscheinlichkeit“ geringer ist. Dieser sogenannte *Memory*-Effekt sollte dementsprechend bei dem auf  $70^\circ\text{C}$  beheizten Sensor des Gasreglers geringer ausfallen als bei der unbeheizten Kaltkathode. Dies ist im Besonderen für die Reproduzierbarkeit des Ätzprozesses von Bedeutung, da ein *Memory*-Effekt am Regelsensor die in die Kammer injizierte Gasmenge stark beeinflussen könnte. Der deutlich höhere Druck am Regelsensor, im Bereich von einigen Torr, bedingt zusätzlich einen geringeren Fehler als bei den Kammersensoren, die bei einem mehr als tausendmal geringeren Chlordruck operieren.

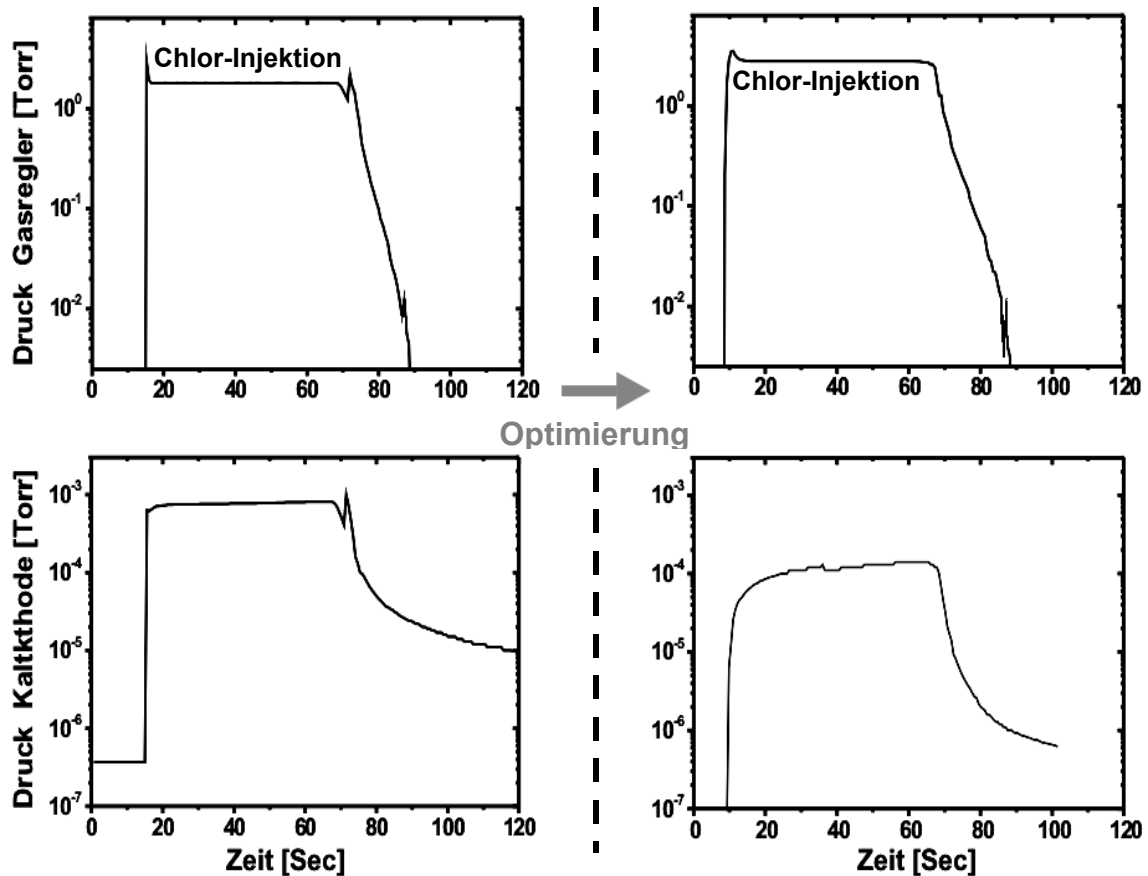


**Abb.II.4.8:** In der oberen Graphik wird ein typisches Restgasspektrum der ausgeheizten Prozesskammer ohne Sperrgasfluss gezeigt. Die Kammer ist in diesem Fall kalt, der gesamte heizbare Bereich der Leitungen ist ca. 150°C heiß und dem UHV der Kammer zugeschaltet. Dies ist der normale Ruhezustand der Kammer. Es ist typisch, dass bei ausgeheizter Kammer die Cl-Peaks größer als die HCl-Peaks sind.

Die untere Graphik zeigt ein Massenspektrum während des Ausheizens der Kammer (Druck an der Kaltkathode  $\sim 1 \times 10^{-7}$  Torr). Die Kammertemperatur beträgt  $\sim 140^\circ C$ , Sperrgas ist zugeschaltet. Der Manipulator wird auf nominell  $350^\circ C$  geheizt.

Sollte es auch am Regelsensor einen *Memory*-Effekt geben, so würde der gemessene Druck deutlich früher in die Sättigung laufen und der *Memory*-Effekt prozentual einen deutlich geringeren Fehler verursachen. Ein weiteres Indiz dafür, dass der vom Regelsensor angezeigte Wert mit keinem bedeutsamen Fehler behaftet ist, ist der Umstand, dass sich die Nachlaufzeit des sich zwischen Pressluftventil und Regelventil befindlichen Totvolumens als *ideales Gas* in Abhängigkeit des Regeldrucks berechnen lässt. Die Menge des über die Probe strömenden Chlorgases ist somit eindeutig über den Regeldruck und die Ätzzeit bestimmt und hängt nicht von etwaigen Schwankungen der Chlorgasqualität ab.

In allen Veröffentlichungen unserer und anderer mit Chlor-CGE arbeitenden Forschungsgruppen wurde, als Vergleichsgröße, stets der Kammerdruck während des Ätzens angegeben. In Anbetracht des hier dargestellten *Memory*-Effekts ist die Vergleichbarkeit der Daten verschiedener Forschungsgruppen in Frage zu stellen. Dieser Umstand wird vor allem in der Diskussion unserer Messdaten im Vergleich mit Daten anderer Forschungsgruppen in späteren Abschnitten dieser Arbeit wiederholt Erwähnung finden.



**Abb.II.4.9:** Die Graphik verdeutlicht den bei Chlor beobachteten *Memory*-Effekt. Die unteren beiden Graphiken stellen die Anzeige der nicht beheizten Kaltkathode in der Prozesskammer gegen die Zeit dar. Oben wird dazu im Vergleich die Anzeige des temperierten Regelsensors vor dem *Flow*-Element gezeigt. Die Graphiken links sind bei einem frühen Ätzprozess aufgezeichnet worden, bei dem das Sperrgas noch nicht durch einen  $N_2$ -Gasreiniger vorgereinigt wurde. Im Vergleich wird rechts ein Ätzprozess zu einem späteren Zeitpunkt wiedergegeben, bei dem einerseits das Sperrgas eine höhere Reinheit aufweist, andererseits auch die Prozesskammer und die Chlorgasversorgungsleitungen noch einigen Verbesserungen unterzogen wurden, was zusätzlich eine Qualitätsverbesserung von Restvakuum und Chlorgas beinhaltet

## 5. Kristalldefekte/Streumechanismen

Zum Verständnis der in Kapitel IV präsentierten Messdaten an geätzten und überwachsenen Proben wird in diesem Abschnitt ein Einblick in die möglichen Kristallschäden und deren Wirkung auf ein 2DES gegeben. Dabei sind sowohl die Schädigungen von Interesse, die einerseits intrinsisch in MBE-gewachsenen Halbleiter-Heterostrukturen wirken (z.B. durch vorsätzlich eingebrachte Dotieratome, oder die Hintergrunddotierung) als auch die, welche durch einen Ätzprozess in eine Heterostruktur zusätzlich eingebracht werden könnten.

### 5.1 Kristallkontaminationen und -defekte

In geätzten und überwachsenen Halbleiter-Heterostrukturen kann es eine Vielzahl von möglichen Defekten geben, welche einen mehr oder weniger starken Einfluss auf ein in der Struktur beinhaltetes Elektronensystem haben. Diese lassen sich zunächst in durch das MBE-Wachstum verursachte Defekte und in allein durch den Ätzprozess eingebrachte Störstellen unterteilen.

Die durch den Wachstumsprozess bedingten Defekte wiederum unterscheiden sich in die intrinsischen Defekte und die, welche erst beim Überwachsen einer geätzten Struktur entstehen und eine Folgeerscheinung des Ätzprozesses sind. Viele standardmäßig in MBE-gewachsenen GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen auftretende Kristallschäden sind mit Hilfe von unterschiedlichen Messmethoden charakterisiert worden und in ihrem Ursprung und ihrer Auswirkung wohl bekannt. Die gängigsten Analyseverfahren sind:

- Die *deep level transient spectroscopy* (DLTS), bei der das thermisch aktivierte Entladen von Störstellen in der Kapazität einer Schottky-Diode betrachtet wird. Es lässt sich hier vor allem die energetische Lage von Störstellen bestimmen.
- Die *transmission electron microscopy* (TEM), bei der dünngeschliffene Probenquerschnitte mit Elektronen durchstrahlt werden. TEM-Bilder geben vor allem Aufschluss über die Position von Atomen oder Atomverbänden im Kristallgitter.
- Raumtemperatur Hall-Messungen erlauben eine Aussage über das Vorhandensein freier Ladungsträger und deren Anzahl. Es wird hier vor allem die Netto-Anzahl freier Ladungsträger  $|N_d - N_a|$  ( $N_d$  Dichte der Donatoren,  $N_a$  Dichte der Akzeptoren) bestimmt. Der Vergleich von ungestörten Systemen mit gestörten kann hier Aussagen über die Anzahl und die Ladungsart zusätzlich eingebrachter Störstellen liefern.
- Die Photolumineszenz (PL), bei der die optische Rekombination von optisch angeregten Elektronen-Loch-Paaren beobachtet wird. Dabei kann das Vorhandensein von Störstellen direkt über die optische Rekombination eines Elektron-Loch-Paares in Gegenwart eines Störstellenpotentials, oder indirekt über die Abschwächung der intrinsischen Lumineszenz von GaAs (welche durch die Rekombination von aus dem Valenzband in das Leitungsband angeregten Elektronen hervorgerufen wird) beobachtet werden. Dabei liefert die PL Informationen über die energetische Lage und die Anzahl der Störstellen.
- Mit Hilfe der *secondary-ion mass spectroscopy* (SIMS) können die in einem Kristall vorhandenen Spezies bestimmt werden. Dabei werden vom zu analysierenden Substrat mit Hilfe einer Ionenkanone Atome *abgesputtert* und mit Hilfe eines Massenspektrometers erfasst.

Bis auf SIMS sind alle genannten Analyseverfahren in unserem Institut zugänglich. Eine detaillierte Auflistung bekannter Störstellen und deren Charakteristika wird von R. Farrow gegeben [9]. Es gibt eine Reihe von Störstellen, welche sich unterschiedlich klassifizieren lassen. Die bekanntesten sind:

- Atome der falschen Spezies besetzen einen Gitterplatz.
- Atome der falschen Spezies besetzen einen Zwischengitterplatz.
- Unbesetzte Gitterplätze (Schottky-Defekte).
- Ga- oder As-Atome sitzen auf einem Zwischengitterplatz (Frenkel-Defekte).
- Gesamte Gitterebenen sind gegeneinander versetzt (Versetzungen).
- Punktuelle Wachstumsdefekte (*Oval Defects*).
- Oberflächen- und Grenzflächenrauigkeiten

Die meisten Störstellen hinterlassen im Kristallgitter freie Bindungsarme und können so, abhängig von der energetischen Lage, entweder als Akzeptor oder Donator wirken. Man unterscheidet hier *flache* Störstellen, welche dem System ohne zusätzliche Aktivierungsenergie freie Ladungsträger zur Verfügung stellen, und *tiefe* Störstellen, welche einer größeren Energie bedürfen, um zusätzliche Ladungsträger freizusetzen. Die aus dem Restvakuum der MBE-Anlage eingebauten Fremdatome bilden die sogenannte Hintergrunddotierung. Diese hängt empfindlich von der Wachstumstemperatur ab. Eine Wachstumstemperatur zwischen 600-630°C wird für hochbewegliche Elektronensysteme dabei als optimale Temperatur erachtet [9].

Die dominante Störstelle in dem Wachstumstemperaturregime zwischen 600-630°C ist die, in Photolumineszenz (PL)-Messungen bei ~1,511 eV beobachtete, "g"-line. Sie wird auf das Vorhandensein von flachen Akzeptor-Störstellen zurückgeführt, welche dem Kohlenstoff (C<sup>+</sup>) zugeordnet werden [60,61]. Kohlenstoff ist hauptverantwortlich dafür, dass bei um 600°C MBE-gewachsenes GaAs-Bulk-Material typischerweise p-dotiert ist.

Sauerstoff, welcher z.B. bei einem Leck im Vakuumsystem vermehrt eingebaut wird, bildet eine Störstelle (in der Literatur als Ga<sub>2</sub>O-Störstelle bezeichnet) tief unterhalb des Leitungsbandes und kann mehrere Elektronen binden. Diese Störstelle wurde mit Hilfe von Infrarot (IR)-Absorptionsmessungen, Hall-Messungen [62,63,171], Photoleitung [171] und DLTS [173] identifiziert. Der Einbau von Sauerstoff reduziert sich stetig mit steigender Wachstumstemperatur.

Ein weiteres Element, welches in einem Restvakuum immer vorhanden ist, da es selbst durch die an sich UHV-dichten *View-Ports* der MBE zu kriechen vermag, ist Wasserstoff. Es wurde festgestellt, dass Wasserstoff in geringen Konzentrationen Bindungen mit Atomen eingeht, welche im Kristall sonst freie Bindungsarme präsentieren. Dadurch kann sowohl die Effektivität von Akzeptoren als auch von Donatoren gemindert werden, was zu einer Reduktion der freien Ladungsträger führen kann [64]. In hohen Konzentrationen ( $P_{H_2} = 5 \times 10^{-6}$  Torr) jedoch wird beobachtet, dass sich die Beweglichkeit von Ladungsträgern im Kristall erhöht [65]. Dieses wird auf einen verminderten Einbau von Sauerstoff zurückgeführt.

Wie in Abschnitt II.3 beschrieben bildet Silizium, welches in der hier verwendeten Epitaxieanlage als Dotierstoff in einer Zelle vorhanden ist, bei Wachstumstemperaturen um 600°C eine flache positiv geladene Störstelle unterhalb des Leitungsbandes [18].

Die Stärke der aus der Hintergrunddotierung resultierenden Störstellen hängt von der Vakuumqualität des MBE-Systems und der Wachstumsgeschwindigkeit ab [9]. Bei einer

guten MBE-Anlage sollte diese p-Dotierung deutlich unter  $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  liegen [9]. Es ist allerdings schwierig diese sauber zu bestimmen. Normalerweise geschieht dies mit Hilfe von Raumtemperatur-Hall-Messungen, bei der sehr dicke Buffer mit p-Kontakten (z.B. einlegierte Gold-Zink-Kontakte) versehen werden. Aufgrund der sehr geringen Dotierung kommt es von der Oberfläche her zu einer sehr ausgedehnten Verarmungszone. Diese wird durch die Berechnung einer effektiven Schichtdicke berücksichtigt [17]. S. Schulz hat solche Hall-Messungen an 4  $\mu\text{m}$  dicken GaAs-Buffern der Hamburger MBE-Anlage durchgeführt und mit Kapazitätsmessungen verifiziert. Die Ergebnisse dieser Messungen lagen in dem zu erwartenden Bereich um  $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , sind jedoch mit einem relativ großen Fehler von bis zu 20% behaftet.

Wachstumsunterbrechungen, wie sie z.B. durch den Transfer der Probe von der Prozesskammer in die MBE-Anlage entstehen, führen, abhängig vom Hintergrundsdruck der beteiligten Kammersysteme und der Probertemperatur, vor allem zu einem vermehrtem Einbau von Kohlenstoff, der sich mit Hilfe vom SIMS-Messungen nachweisen lässt [41]. Durch Kapazitäts-Spannungs-Profil Messungen an einer GaAs-Buffer-Probe unserer Forschungsgruppe, die zwischen der Wachstumskammer und der damaligen Prozesskammer hin und her transferiert und anschließend mit GaAs überwachsen wurde, konnte eine Grenzflächen-Ladungsdichte von  $n_{\text{IS}} = 1,2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  bestimmt werden [69].

Alle diese Störstellen, ob sie nun als Akzeptor oder als Donator, energetisch flach oder tief eingebaut werden verringern die Beweglichkeit freier Ladungsträger.

Ein weiterer typischer Wachstumsdefekt ist der sog. *Oval Defect*. Die beobachtete Dichte dieser Defekte variiert von Probe zu Probe zwischen  $2 \text{ mm}^{-2}$  und  $>1000 \text{ mm}^{-2}$ . Gerade bei geätzten und anschließend überwachsenen Proben treten sie vermehrt auf. Diese punktuellen Störungen des Kristall-Wachstums entstehen durch größere Kontaminationen auf der Kristalloberfläche, welche das epitaktische Überwachsen stören. Sie können größtenteils auf zwei unterschiedliche Ursachen zurückgeführt werden [66,67]:

1. Partikel, die vor dem Beginn des Wachstums schon auf dem Wafer vorhanden sind. Eine solche Verunreinigung der Substratoberfläche ist hauptsächlich durch die ex situ-Präparation des Substrates, wie z.B. das Bonden der Wafer auf die Substrathalter, bedingt.
2. Ga-Cluster, welche aus der Galliumzelle emittiert werden. Dies kann z.B. verstärkt vorkommen, wenn ein am Tiegelrand kondensierter Gallium-Tropfen zurück in die Schmelze fällt.

Auch wenn diese Defekte gerade bei den hier untersuchten Proben aufgrund der zusätzlichen ex situ-Präparationschritte in erhöhtem Maße auftreten, so ist ihre Dichte selten so hoch, dass sie einen messbaren Einfluss auf die Beweglichkeit freier Ladungsträger haben. Dagegen können Oval Defects dazu führen, dass sich Proben aufgrund von *Leckströmen* nicht mehr in der gewünschten Weise durch ein auf die Probe aufgebrachtes metallisches *gate*, beeinflussen lassen.

Um die Anzahl der *Oval Defects* möglichst gering zu halten, wurde bei der ex situ-Präparation und dem Aufkleben der Proben auf die Molybdän-Substrathalter besonders darauf geachtet, Verunreinigungen zu vermeiden. Zu diesem Zweck ist der Bereich des MBE-Labors, in dem die Substrate auf ihre Halter montiert werden, mit einem *Lambda-Flow-Modul* (Reinraumklasse 100) ausgestattet. Bei der Ga-Zelle in der MBE-Kammer wurde darüber hinaus eine Doppelfilament-Zelle verwendet, welche die Kondensation von Gallium am Tiegelrand reduzieren soll.



Defekte, die nicht unbedingt freie Bindungsarme hinterlassen, aber eine andere Gitterkonstanten bevorzugen und damit den Kristall in ihrer näheren Umgebung verspannen, können Versetzungen verursachen. Dies geschieht zum Beispiel, wenn man ein Al- oder Ga-Atom durch ein Indiumatom ersetzt, oder ein As-Atom durch ein Phosphor- oder Stickstoffatom. Diese Versetzungen lassen sich mit Hilfe von TEM-Bildern zum Beispiel in InAs-HEMT-Strukturen auf GaAs-Substraten sichtbar machen [70]. Der Einfluss dieser Störung auf freie Ladungsträger reicht vom Einfang aller Ladungsträger bis hin zu einer Modulation der Beweglichkeit und wird zur Zeit an InAs-HEMT-Strukturen eingehend diskutiert [161].

Nicht vollständig desorbierte Oxidreste oder eine Oberflächenbedeckung mit Kohlenstoff von mehr als 10% können zu Stufenversetzungen mit einer bevorzugten Kristallorientierung führen [71]. Je nachdem, ob die Versetzungsebene Gallium- oder Arsenterminiert ist, besitzt eine solche Versetzung positiven oder negativen Ladungscharakter.

Die Nutzung einer polierenden Phosphorsäure-Ätzlösung zur ex situ-Präparation, später in situ zu ätzenden und überwachenden Proben, könnte zum Beispiel dazu führen, dass Arsenatome in den obersten Lagen des Kristalls durch Phosphoratome substituiert werden. Sollten diese Atome beim in situ-Ätzen aufschwimmen (segregieren), so könnten diese ein sauberes epitaktisches Überwachsen der Probe behindern. Probleme beim Überwachsen von mit Phosphorsäure behandelten Proben, welche sich durch einen Salzsäure-Dip vor dem erneuten Einbau in das Vakuumsystem vermindern lassen, legen eine solche Vermutung nahe. Dieses Problem wird im Abschnitt IV.4 noch näher dargestellt.

## 5.2 Störstelleneinfluss auf ein 2DES (Streumechanismen)

Ziel dieser Arbeit war es, die Möglichkeiten der Halbleiter-Heterostruktur Epitaxie durch die Kombination von ex situ-Lithographietechniken und MBE zu erweitern. Hierzu verwendete Prozessschritte waren nach der Maßgabe optimiert, niedrigdimensionale Elektronensysteme direkt an einer geätzten und MBE-überwachsenen Grenzfläche entstehen zu lassen. Hierfür ist es notwendig, die durch einen Ätzprozess eingebrachten Kristallstörungen zu minimieren und die Wirkung der möglichen Störungen auf ein niederdimensionales Elektronensystem zu verstehen. Der Einfachheit halber wird der mögliche Einfluss von Störstellen im Folgenden nur im Hinblick auf die Wirkung auf ein 2DES diskutiert.

Die meisten der in Abschnitt II.5.1 beschriebenen Störstellen hinterlassen freie Bindungsarme und spenden so Elektronen oder fangen diese ein. Die wenigsten dieser Störstellen wirken als flache Donatoren, so dass sie nicht die Elektronendichte in einem 2DES bei tiefen Temperaturen erhöhen.

Im Extremfall finden sich in einer gestörten modulationsdotierten Halbleiter-Heterostruktur, welche ohne Störung ein 2DES mit freien Ladungsträgern beinhalten würde, keine freien Elektronen mehr. Mehrere publizierte Versuchsreihen mit in situ-Ätzprozessen im IAP der Uni Hamburg weisen ein solches Verhalten auf [4,5,36,37]. Neben diesen publizierten Daten gab es noch viele weitere nicht publizierte Untersuchungen an in situ geätzten Proben, bei denen keine elektronische Aktivität nachgewiesen werden konnte.

Ladungsträger, die an Störstellen so stark gebunden sind, dass sie im DC-Magnetotransport nicht als freie Ladungsträger gemessen werden können, wenn ihre energetische Lage nicht zu tief ist, z.B. durch Beleuchten mit einer LED aktiviert und im Hochfrequenztransport beob-

achtet werden. Bei Ferninfrarot-Spektroskopie-Messungen (FIR) sind solche Phänomene als *hydrogen impurity resonances* bekannt [78,79].

Ist ein Elektronensystem mit beweglichen Ladungsträgern vorhanden, so kann einerseits die Ladungsträgerdichte des Systems gegenüber einem ungestörten System verringert sein, andererseits wirken die geladenen Störstellen als Streuzentren für die Elektronen des 2DES und beeinflussen so die Leitfähigkeit des Systems bzw. Beweglichkeit der Elektronen  $\mu$  (s. III.1.6):

$$\mu = \frac{e\tau_t}{m^*} \quad (\text{II.5.1})$$

Dabei bezeichnet  $\tau_t$  die Transportstreuzeit, welche angibt, wie häufig ein Elektron bei seiner Bewegung im 2DES in eine Richtung gestreut wird. Eine weitere charakteristische Größe für den Ladungstransport ist die quantenmechanische Verbreiterung der Landaniveaus  $\Gamma$ . Sie spiegelt sich in der richtungsunabhängigen Transportstreuzeit, der sog. *single particle relaxation time*  $\tau_s$ , wider [80]:

$$\Gamma \approx \frac{2\tau_s}{\hbar} \quad (\text{II.5.2})$$

Im mikroskopischen Modell hängen diese Streuzeiten mit der Wahrscheinlichkeit  $P$  zusammen, nach der ein Elektron von  $\mathbf{k}$  nach  $\mathbf{k}'$  gestreut wird [178]:

$$\frac{1}{\tau_t} = \int d\mathbf{k}' P(\mathbf{k}, \mathbf{k}') (1 - \cos\vartheta) \quad (\text{II.5.3})$$

$$\frac{1}{\tau_s} = \int d\mathbf{k}' P(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \quad (\text{II.5.4})$$

Hier wird die unterschiedliche Sensitivität der beiden Streuzeiten auf unterschiedliche Streupotentiale deutlich. Die Transportstreuzeit zeigt sich als unempfindlich gegenüber kleinen Streuwinkeln, wogegen die quantenmechanische Streuzeit alle Streuwinkel gleichermaßen berücksichtigt.

Angenommen, es generieren die Störstellen ein Unordnungspotential  $\langle |U(\mathbf{q})| \rangle$ , wobei mit  $\mathbf{q}$  die zweidimensionale Wellenzahl beschrieben wird, so beeinflusst dieses die beiden Streuzeiten in folgender Weise [80]:

$$\frac{1}{\tau_t} = \frac{1}{2\pi\varepsilon_F} \int_0^{2k_F} dq \frac{q^2}{(4k_F^2 - q^2)^{1/2}} \frac{\langle |U(\mathbf{q})|^2 \rangle}{\varepsilon(q)^2} \quad (\text{II.5.5})$$

und

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{1}{2\pi\varepsilon_F} \int_0^{2k_F} dq \frac{2k_F^2}{(4k_F^2 - q^2)^{1/2}} \frac{\langle |U(\mathbf{q})|^2 \rangle}{\varepsilon(q)^2} \quad (\text{II.5.6})$$

wobei  $k_F = (2\pi N_s)^{1/2}$  die Fermi-Wellenzahl (für GaAs) und  $\varepsilon_F$  die Fermi-Energie ist. Diese Formeln berücksichtigen nur Streuungen der ersten Ordnung und gehen damit von einem

linearen Zusammenhang der Streuzeiten mit den Unordnungspotentialen aus. Der Effekt von Vielfachstreuung der Elektronen, der im besonderen bei niedrigen Elektronendichten eine zunehmende Rolle spielt, wird nicht berücksichtigt.

Für die dielektrische Funktion  $\epsilon(q)$  benutzen wir im Folgenden die für ein 2DES in einem homogenen Medium mit der dielektrischen Konstanten  $\kappa$ , im statischen Feld [81]:

$$\kappa(q,0) = 4\pi\epsilon_0\kappa \left[ 1 + \frac{q_s}{q} \right], \quad q \leq 2k_F \quad (\text{II.5.7})$$

mit dem *screening*-Wellenvektor  $q_s$  in GaAs bei tiefen Temperaturen [81]:

$$q_s = \frac{2me^2}{4\pi\epsilon_0\kappa\hbar^2} \quad (\text{II.5.8})$$

wobei  $\epsilon_0$  die Dielektrizitätskonstante und  $\kappa$  die dielektrische Konstante ist.

A. Gold führt zur genaueren Beschreibung der verschiedenen Streumechanismen vier spezielle den Mechanismen angepasste Unordnungspotentiale ein [80]. Als erstes wird ein Potential eingeführt, welches Coulomb-Streuzentren mit einer Dichte  $N_i$  in einem Abstand  $z_i$  vom Elektronensystem beschreibt:

$$\langle |U_1(q)|^2 \rangle = N_i \left[ \frac{2\pi e^2}{\epsilon_L} \frac{1}{q} \right]^2 F_R(q, z_i)^2 \quad (\text{II.5.9})$$

$\epsilon_L$  ist die Dielektrizitätskonstante des Hintergrunds (hier GaAs) und  $F_R(q, z_i)$  ein vom Abstand des Elektronensystems zu den Störstellen abhängiger Formfaktor [82]. Im Falle einer normalen HEMT-Struktur kann der Formfaktor unter Annahme eines Dreieckpotentials berechnet werden.

Das Potential der gleichmäßig verteilten Hintergrunddotierung lässt sich mit Hilfe der Hintergrunddotierdichte  $N_B$  beschreiben:

$$\langle |U_2(q)|^2 \rangle = N_B L \left[ \frac{2\pi e^2}{\epsilon_L} \frac{1}{q} \right]^2 F_B(q) \quad (\text{II.5.10})$$

$L$  beschreibt dabei die Quantenwell-Dicke.  $F_B$  ist ein Formfaktor, welcher der endlichen Ausdehnung des Elektronensystems Rechnung trägt. Wiederum kann hier der Formfaktor  $F_B$  unter Annahme eines Dreieckpotentials berechnet werden [82].

Eine mögliche Grenzflächenrauigkeit kann durch das Potential [179]:

$$\langle |U_3(q)|^2 \rangle = \pi \Delta^2 \Lambda^2 q_s^2 \epsilon_F^2 \left[ 1 + 2 \frac{N_D}{N_s} \right]^2 e^{-q^2 \Lambda^2 / 4} \quad (\text{II.5.11})$$

beschrieben werden.  $N_D$  ist in einer HEMT-Struktur die zweidimensionale Dichte der ionisierten Donatoren und  $N_s$  die Ladungsträgerdichte der Elektronen. Zur Beschreibung der Rauigkeit werden die Parameter  $\Lambda$  und  $\Delta$  eingeführt.  $\Lambda$  spiegelt hier die Längenausdehnung und  $\Delta$  die Höhenvariation der Rauigkeit wider.

Als viertes Potential wird von A. Gold das der Legierungs-Unordnung eingeführt. Es wurde bei allen folgenden Betrachtungen davon ausgegangen, dass bei Vorhandensein von Ätزشäden in der Nähe eines 2DES bei tiefen Temperaturen die Legier-Streuung nur eine untergeordnete Rolle spielt [81,134]. Daher soll dieses Potential an dieser Stelle nicht explizit vorgestellt werden.

Die Streuung an akustischen Phononen, welche ihren Ursprung in Deformations- und piezoelektrischen Potentialen haben [125,180], spielt zwar auch bei tiefen Temperaturen eine Rolle, jedoch tritt der Effekt grundsätzlich bei allen Proben auf und stellt nur einen weiteren additiven Term da.

Die sich aus den für die verschiedenen Potentiale ergebenden Streuzeiten addieren sich gemäß der Mathiesen-Regel reziprok [83]. Sowohl die Transportstreuzeit  $\tau$  als auch die *single particle relaxation time*  $\tau_s$  lassen sich mit Hilfe der oben beschriebenen Parameter modellieren. Mit Hilfe dieser Abschätzungen können die Auswirkungen von durch Ätzprozesse eingebrachten Störstellen auf ein niederdimensionales Elektronensystem analysiert werden.

Geladene Störstellen in der Nähe eine 2DES können zu einer Asymmetrie der Zustandsdichte im Magnetfeld führen [84]. Entsprechend ihres Ladungsvorzeichens verschieben sie den Schwerpunkt der einzelnen Landau-Niveaus zu höheren bzw. tieferen Energien. Donatoren bewirken eine verstärkte Lokalisation der Elektronen auf die niederenergetischen, Akzeptoren auf der höherenergetischen Seite. Dieser Effekt wird jedoch bei sehr hohen Störstellendichten geringer, da der Effekt durch die zunehmende Verbreiterung der Landauniveaus überdeckt wird. Natürlich nimmt der Einfluss der Coulomb-Streuzentren auch mit einer vergrößerten Distanz der Streuzentren zum Elektronensystem ab.

Die hier beschriebenen Einflüsse von verschiedenen Kristalldefekten auf ein 2DES bzw. ein niederdimensionales Elektronensystem äußern sich symptomatisch in den verschiedenen Messverfahren entsprechend ihrer Sensitivität auf kleine Streuwinkel unterschiedlich. Je nachdem in welcher Form ein Ladungstransport stattfindet und in wiefern dieser gerichtet ist, ist ein Messverfahren dementsprechend unterschiedlich von  $\tau$  bzw.  $\tau_s$  beeinflusst. Im Besonderen werden die in dieser Arbeit präsentierten Magnetotransport-Messungen vor diesem Hintergrund diskutiert, da sie über die SdH-Oszillationen einen direkten Zugang zu diesen Größen bieten (vgl. Abschnitt IV.2). Es wird im Verlauf dieser Arbeit versucht, zur Klärung der Auswirkungen eines Ätzprozesses einzelne Symptome bestimmten Streumechanismen zuzuordnen.

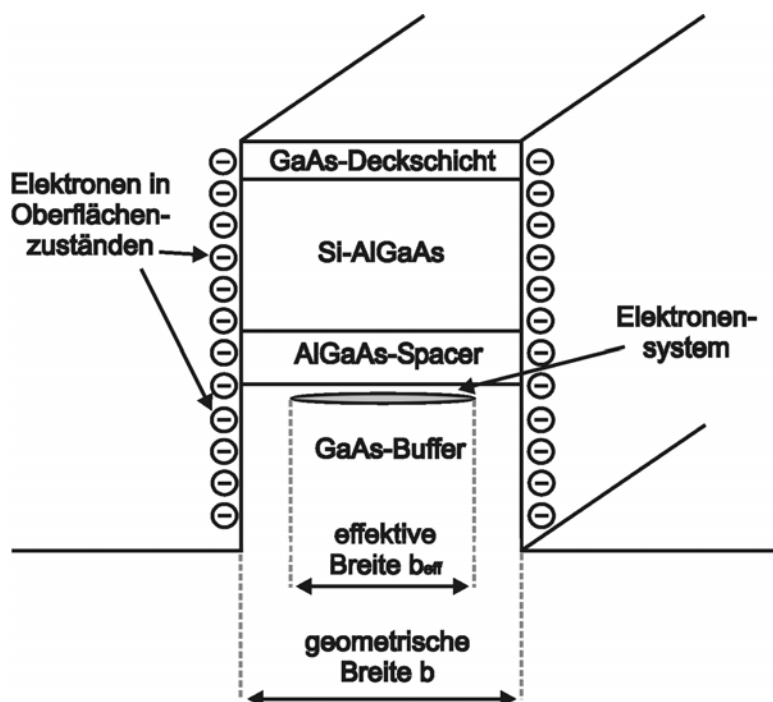
## 6. Probendesign

In diesem Abschnitt werden sowohl die eventuell möglichen und in Zukunft angestrebten Probendesigns als auch die zur Analyse und Optimierung der Prozesse tatsächlich in dieser Arbeit realisierten dargestellt. Im Besonderen werden die Strukturen detailliert beschrieben, die in den folgenden Kapiteln die Grundlage der dargestellten Messungen sind. Die in diesem Abschnitt eingeführten Bezeichnungen einzelner Strukturen werden in den folgenden Kapiteln genutzt, um diese in kurzer Form zu benennen.

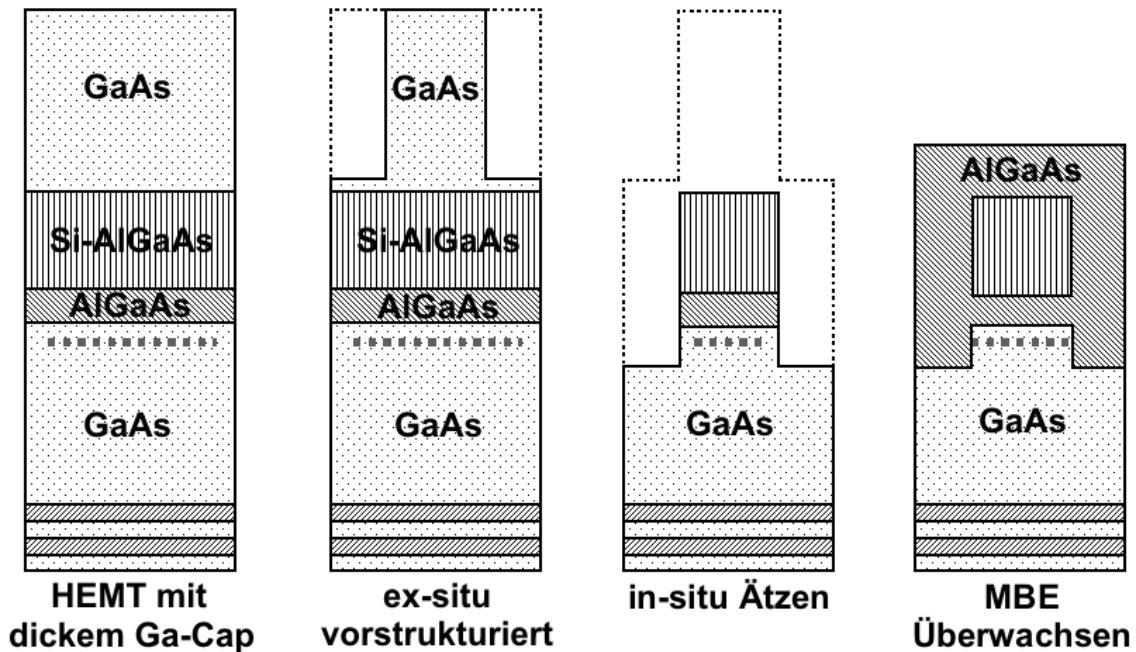
### 6.1 Angestrebte Probendesigns

Ziel dieser Arbeit ist es, die Möglichkeiten der zur Modulation der Bandstruktur auf eine Dimension beschränkten Halbleiter Heterostruktur-Epitaxie zu erweitern. Mit der hier vorgestellten Technologie soll es in Zukunft möglich sein, ex situ-Lithographie und anschließendes MBE-Wachstum zu kombinieren, so dass mit gewissen geometrischen Einschränkungen die Bandstruktur gezielt auch in den anderen Raumrichtungen moduliert werden kann. Die in dieser Arbeit untersuchten in situ-Ätzprozesse sollen zukünftig dazu eingesetzt werden, ex situ durch Lithographie-Prozessierung verunreinigte Substrate so weit zu reinigen, dass durch anschließendes MBE-Überwachsen hochbewegliche niedrigdimensionale Elektronensysteme direkt an den geätzten und überwachsenen Grenzflächen erzeugt werden können.

Wird eine herkömmlich MBE-gewachsene modulationsdotierte GaAs-Heterostruktur kontaktilithographisch tief-mesa (durch die elektronisch aktiven Bereiche hindurch) strukturiert, so bestimmen, wie in Abbildung II.6.1 schematisch dargestellt, Oberflächenladungen den Bandverlauf in der Nähe der Oberfläche. Damit wird im Besonderen bei sehr kleinen Strukturen erstens die Potentialform vorgegeben und zweitens die geometrische Breite der Struktur beschränkt.



**Abb.II.6.1:** Schematische Darstellung eines Quantendrahtes. Die effektive Drahtbreite ist auf Grund von negativ geladenen Oberflächenzuständen nicht gleich der geometrischen Drahtbreite. Bei geometrisch sehr schmalen Drähten wird das Elektronensystem lateral einschließende Potential überwiegend durch diese Oberflächenladungen bestimmt.

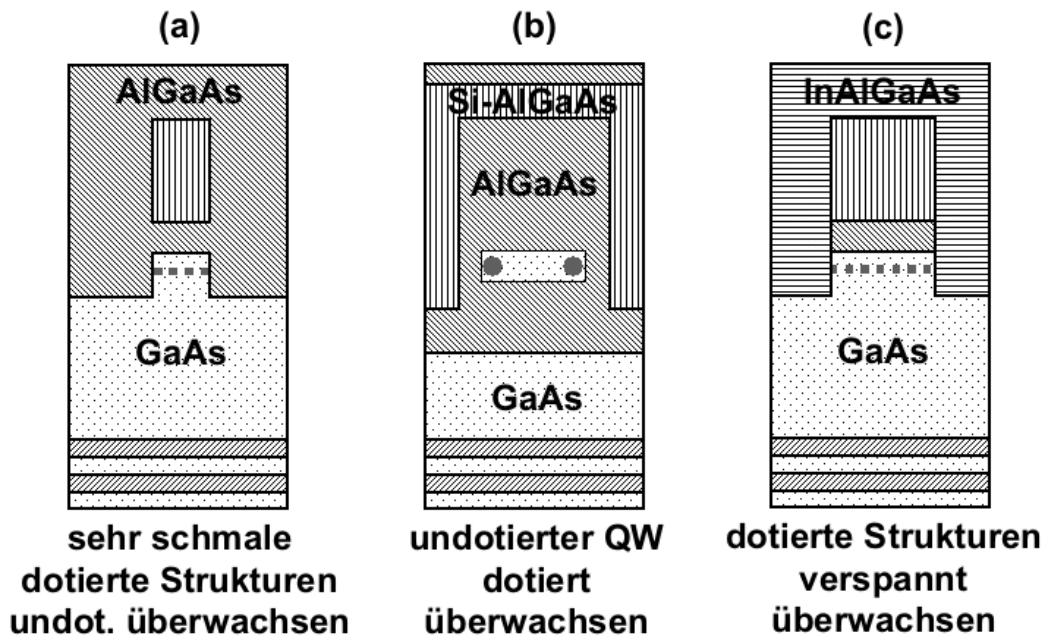


**Abb.II.6.2:** Schematische Darstellung der Herstellung überwachener Quantendrähte. Zuerst wird eine HEMT-Struktur mit dickem Cap gewachsen. Im zweiten Schritt wird diese vorstrukturiert. Schritt 3 stellt den Zustand dar, nachdem die Struktur durch einen anisotropen Ätzprozess in die Tiefe übertragen wurde (bei einem isotropen CGE-Prozess würde sich von Schritt 2 zu 3 die Drahtbreite reduzieren und eine Facettierung einstellen). Die Oberfläche der Proben wird anschließend epitaktisch überwachsen, wie in Schritt 4 dargestellt.

Im Vorfeld dieser Arbeit konnte bereits gezeigt werden, dass sich das Verhältnis von effektiver Breite eines 1DES zur geometrischen des die Elektronen einsperrenden Drahtes durch epitaktisches Überwachsen der Drahtseitenwände und das damit verbundene Absättigen der Oberflächenzustände vergrößern lässt [36,4,37]. Der in Ref. 36, Ref. 4 und Ref 37 genutzte in situ-Ätzprozess war allerdings noch nicht optimiert und das epitaktische Überwachsen führte nur zu einer Steigerung der effektiven Drahtbreite von 20%. Sollte es gelingen, diese Absättigung in einen Bereich von um 100% zu erhöhen, so könnten mit der in lateraler Richtung, allein durch den Materialübergang bedingten Banddiskontinuität sehr scharfe und starke Einschlusspotentiale erzeugt werden. Nicht parabolische Potentiale sollten dann realisierbar sein, in denen sich interessante Elektron-Elektron-Wechselwirkungen studieren lassen, die auf Grund des Kohn-Theorems [85,86] normalerweise nicht sichtbar sind.

Beispielhaft wird in Abbildung II.6.2 die Herstellung von epitaktisch überwachsenen Quantendrähten gezeigt, wie sie in [36] und [37] prozessiert und charakterisiert wurden. Zu erwähnen ist an dieser Stelle, dass die ex situ-Strukturierung allein im GaAs der Deckschicht erfolgt. Das sich auf dem GaAs bei Atmosphärenkontakt bildende Oxid kann dann in situ thermisch desorbiert werden, was mit dem Oxid von aluminiumhaltigen Schichten nicht möglich ist. Ob sich das Oxid aluminiumhaltiger Schichten durch einen in situ-Ätzschritt sauber entfernen lässt, wurde bisher aus Zeitgründen nicht untersucht.

Neben diesen *überwachsenen Quantendrähten* sollten durch die Kombination von ex situ-Lithographie und anschließendem epitaktischen Überwachsen auch noch andere interessante Strukturen realisierbar sein.



**Abb.II.6.3:** Vorschläge für mit dem in situ-Ätzprozess eventuell mögliche Strukturen. (a): Sehr kleine Strukturen, welche durch Absättigen der Oberflächenzustände an den Seitenwänden der geätzten Struktur möglich werden. Hier sind sehr hohe, ggf. nicht Kohn'sche Einschlusspotentiale zu erwarten. (b): Undotierte Strukturen werden dotiert überwachsen. Beim dotierten Überwachsen großer Punkte sollten Quantenringe entstehen. (c): Mit verspannendem Material überwachsene Strukturen. Durch Beimischung von In in das Überwachsene Material sollte es möglich sein, den Einfluss der Verspannung auf die Bandstruktur zu beobachten.

Unter der Voraussetzung, dass die Grenzfläche zwischen geätztem und überwachsenem Bereich nahezu störstellenfrei ist, könnte man zum Beispiel einen undotierten Quantenwell ätzen und dessen Dotierung erst im überwachsenen Bereich unterbringen, so dass ein hochbewegliches Elektronensystem an den Drahtseitenwänden entsteht. Mit einem solchem Verfahren sollte man ähnlich dem *cleaved edge overgrowth* (CEO) [87,88] extrem scharfe und schmale Einschlusspotentiale erzeugen können. Zwar ist zu erwarten, dass niemals die mit CEO möglichen Ladungsträgerbeweglichkeiten erreicht werden, dafür hätte man aber eine erheblich größere geometrische Freiheit. Würde man z.B. in einen undotierten Quantenwell relativ breite Quantenpunkte präparieren und diesen anschließend dotiert überwachsen, so ließen sich Quantenringe als Einschlusspotential für Elektronen erwarten. Diese Art von Potentialen konnten bereits an selbstorganisierten InAs-Strukturen untersucht werden [89,90]. Eine kontaktlithographische Herstellung solcher Ringe mit Hilfe von in situ-Ätzen und MBE-Überwachsen ließe eine größere Homogenität und regelmäßige Anordnung erhoffen.

Darüber hinaus wäre es möglich, die in Abbildung II.6.2 gezeigten Quantendrähte dahingehend zu erweitern, dass man statt mit AlGaAs mit InAlGaAs überwächst. Variiert man den Indiumgehalt der Legierung so aus, dass es beim Kristallwachstum gerade eben nicht zu Versetzungen kommt, so wäre es möglich, an extrem schmalen Quantendrähten den Einfluss von Kristallverspannungen auf die Bandstruktur zu messen.

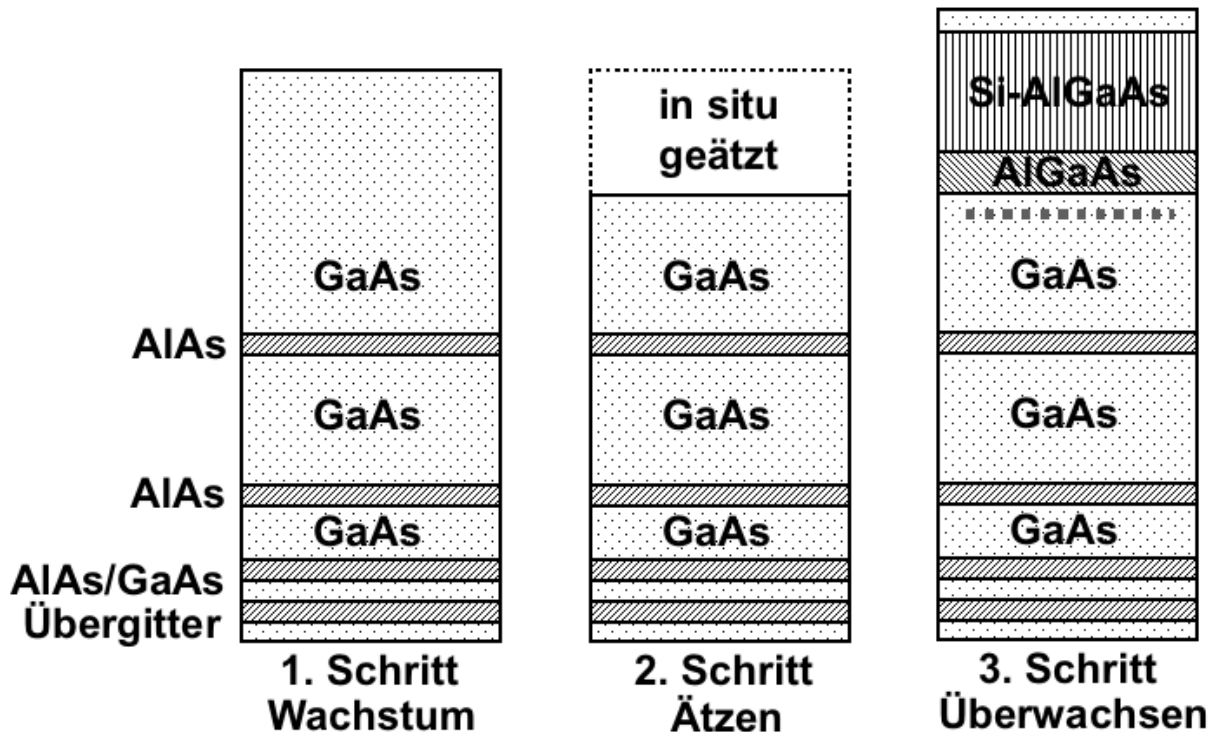
Die in den letzten Absätzen geschilderten Ideen sind in Abbildung II.6.3 schematisch dargestellt.

Von den hier gezeigten Strukturen ist es in dieser Arbeit nur im Falle des dotiert überwachsenen undotierten Quantenwells (Typ (b)) zu einem Realisierungsversuch gekommen (s. Abschnitt IV.4). Typ (a) wurde teilweise bereits in den dieser Arbeit vorangegangenen Arbeiten realisiert [36,4,37].

## 6.2 Probendesign zur Charakterisierung von Ätzprozessen

Besonderes Ziel dieser Arbeit war es, den sich als Hauptätzprozess etablierenden CGE-Prozess näher zu charakterisieren. Dazu wurde von uns, wie auch von Kadoya et al. [41,42], ein 2DES, welches sich direkt an einer geätzten und überwachsenen Grenzfläche ausbildet, als Sensor für die Ätzqualität genutzt. Im Vergleich zu der von Kadoya genutzten Struktur wurde die in dieser Arbeit genutzte um eine Marker-Struktur zur Analyse der Ätztiefe erweitert.

Auf das standardisierte Übergitter, welches bis auf wenige Ausnahmen bei allen Proben unserer MBE die unterste Schichtfolge einer Probe bildet und zur Glättung des *Wafers* bzw. zum Einfangen von Kontaminationen gedacht ist [91,92,93], wird zunächst eine 100 nm dicke GaAs-Schicht abgeschieden. Danach folgen 25 nm AlAs, 500 nm GaAs und weitere 25 nm AlAs. Diese Schichtenfolge dient später als Referenz zur Analyse der Dicke der darauf folgenden Schichten mit Hilfe des REMs. Die Schichtenfolge und -dicke dieser Marker-Struktur unterlag einem Optimierungsprozess, so dass anfänglich Proben nur mit einer Markerstruktur bestehend aus 500 nm GaAs und 50 nm AlGaAs gewachsen wurden. Dies hat allerdings nur Konsequenzen für die Genauigkeit der Schichtdickenbestimmung mit dem



**Abb.II.6.4:** Die Graphik skizziert schematisch die Herstellung einer Ätz-Hemt-Struktur. Dieses Probendesign, welches von uns zur Charakterisierung von Ätzprozessen genutzt wurde, besteht aus: ca. 250 nm AlAs/GaAs Übergitter, 25 nm AlAs, 100 nm GaAs, 25 nm AlAs, 1  $\mu\text{m}$  – x nm GaAs, 15 nm AlGaAs, 57 nm Si-AlGaAs und 10 nm GaAs.

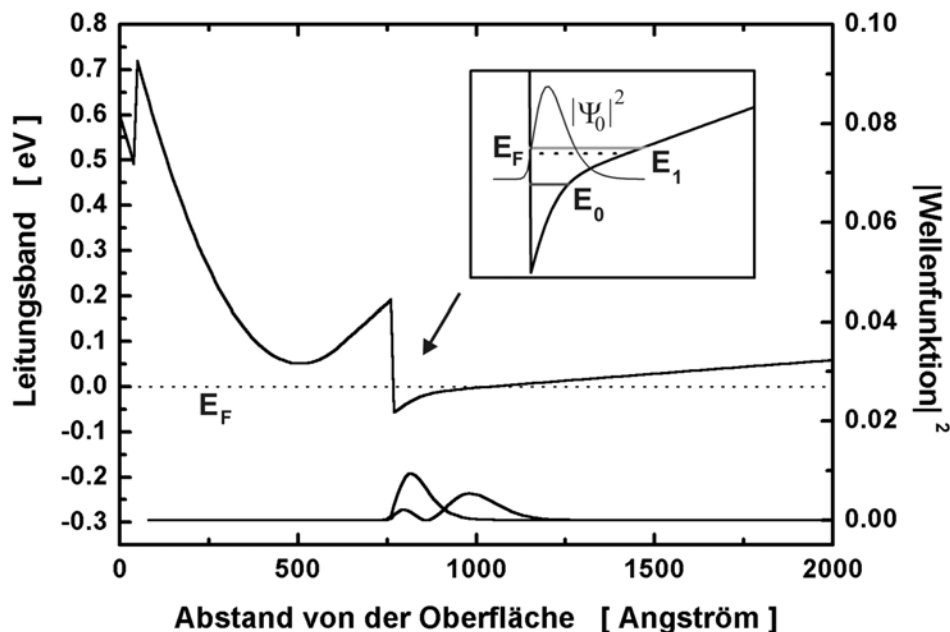


REM und dem Ellipsometer (s. Abschnitt III.3). Auf diese Markerstruktur folgt ein 1  $\mu\text{m}$  dicker GaAs-Buffer. An dieser Stelle wird das Probenwachstum unterbrochen.

Die Probe wird auf 260°C abgekühlt, wobei der Arsenstrahl bei ca. 550°C (30°C unter Oxid-desorptionstemperatur) ausgeblendet wird. Die Probe wird in die Prozesskammer geschleust, wo die oberste Pufferschicht mit dem zu charakterisierenden Ätzprozess teilweise abgetragen wird. Nach Abschluss des Ätzprozesses wird die Probe zurück in die Wachstumskammer geschleust und auf Wachstumstemperatur geheizt. Beim Überschreiten der 580°C-Marke wird der Arsen-Gegendruck zugeschaltet. Nach Erreichen der Wachstumstemperatur wird das Probenwachstum fortgesetzt.

Es ist bis jetzt nicht abschließend geklärt, ob ein Überheizen der Probe in der MBE-Kammer direkt vor dem epitaktischen Überwachsen oder eine Wartezeit vor dem Fortsetzen des Probenwachstums zu einem Ausheilen der von einem Ätzprozess verursachten Kristallschäden führt. Da angenommen wird, dass die beim CGE-Prozess auf der Oberfläche entstandenen Chloride schon bei niedrigeren Temperaturen vollständig desorbieren und keine nennenswerte Tiefenschädigung des Kristalls hervorgerufen wird [41], wurde bei den in dieser Arbeit präsentierten Proben weitgehend auf einen solchen Schritt verzichtet. Eine genauere systematische Untersuchung eines eventuellen Ausheilprozesses würde zunächst eine sehr stabile MBE- und Ätzqualität voraussetzen.

Die auf die geätzte GaAs-Oberfläche aufgewachsene Schichtfolge ist die einer modulations-dotierten Halbleiter-Heterostruktur. Ein 15 nm dicker undotierten AlGaAs-Spacer bildet eine Barriere und trennt die Donatorrümpfe in der folgenden 57 nm dicken Si-AlGaAs Dotierschicht von dem an der GaAs/AlGaAs-Grenzschicht entstehenden 2DES. Um eine



**Abb.II.6.5:** Die Abbildung zeigt den mit einem Poisson-Solver selbstkonsistent berechneten Verlauf des Leitungsbandes einer Ätz-Hemt-Struktur (s. Abbildung II.6.4). Die Fermi-Energie bei einer Ladungsträgerdichte von  $4.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  ist gestrichelt angedeutet. Orientiert an der rechten Achse sind relativ zum Leitungsbandverlauf die Elektronen-Aufenthaltswahrscheinlichkeiten  $|\Psi|^2$  der ersten beiden Subbänder eingezeichnet. Bei einer Ladungsträgerdichte von  $4.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  ist nur das unterste Subband besetzt. Der Einschub zeigt den interessanten Bereich der Potentialtasche an der AlGaAs/GaAs Grenzfläche in der Vergrößerung.

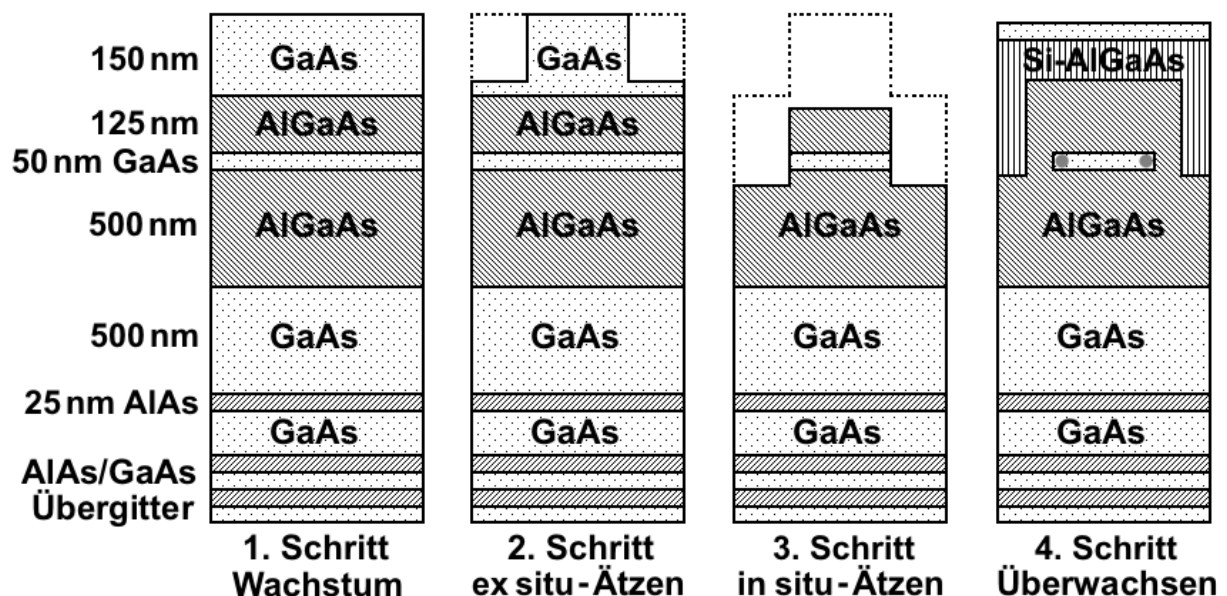
Oxidation der Aluminium-haltigen Dotierschicht zu verhindern, wird das Probenwachstum mit einer 10 nm GaAs-Deckschicht abgeschlossen. Der Aufbau einer solchen *Ätz-HEMT-Struktur* wird in Abbildung II.6.4 skizziert. Die mit einem Poisson-Solver selbstkonsistent berechnete Leitungsbandstruktur einer derartigen Schichtfolge wird in Abbildung II.6.5 gezeigt.

Der Probentransfer zwischen den beiden Kammern dauert ca. 2 - 3 Minuten. Der Aufheiz- und Abkühlvorgang (260°C - ~600°C) in der MBE dauert in beiden Richtungen ca. 9 – 10 Minuten, bei einer maximalen Temperaturrampe von 40°C/Minute. Die zeitliche Dauer des Ätzprozesses variiert mit den Ätzparametern. Die maximale Temperaturrampe beträgt hier ebenfalls 40°C/Minute.

### 6.3 Probendesign zum dotierten Überwachsen

Als besonders interessant wurde von uns die Möglichkeit erachtet, undotierte Quantentöpfe zu strukturieren und anschließend dotiert zu überwachsen (s. Abbildung II.6.3b, S.39). Diesbezüglich wurden mehrere Versuche mit CGE unternommen, welche zwar zunächst nicht elektronisch aktiv d.h., dass die Strukturen kein nachweisbares Elektronensystem beinhalten, dagegen aber strukturell erfolgreich waren, d.h. z.B.: die Ätztiefe wurde getroffen, die Facettierung war günstig, das Material ist in der richtigen Weise angewachsen, etc.. Es wurde schließlich ein Probendesign entwickelt, bei der die Ätztiefe im in situ-Ätzschritt bei 7 Proben immer in dem vorbestimmten Bereich lag.

Die Proben bestehen aus einem ca. 500 nm dicken Superlattice, gefolgt von der bekannten Ätzmarkerstruktur, bestehend aus 100 nm GaAs, 25 nm AlGaAs und 500 nm GaAs. Darüber befindet sich ein von dicken AlGaAs Schichten eingefasster dicker Quantentopf: 500 nm AlGaAs, gefolgt vom 50 nm GaAs Quantentopf und 125 nm AlGaAs. Der Quantenwell wurde bewusst dick gewählt, damit sich die Ätztiefe und das epitaktische Überwachsen mit



**Abb.II.6.6:** Die hier veranschaulichte Herstellung eines niederdimensionalen Elektronensystems durch Überwachsen eines in situ geätzten, ex situ vorstrukturierten Quantenwells wurde im Laufe dieser Arbeit so weit optimiert, dass von 7 Versuchen 7 mal die richtige Ätztiefe getroffen wurde.

dem REM leichter überprüfen lässt. Abgeschlossen wird die Struktur von einem 125 nm dicken GaAs-Cap. Dieser dicken Deckschicht kann nun photolithographisch 100 nm tief eine laterale Struktur aufgeprägt werden (bei allen 7 Versuchen handelte es sich um ca. 1 – 2  $\mu\text{m}$  breite Drahtstrukturen). Bei den gegebenen Ätzraten (s. Kapitel IV.1) muß diese Struktur in der Prozesskammer ca. 170 Sekunden geätzt werden. Damit liegt nach dem in situ-Ätzen auf der einen Seite die Basis des Drahtes sicher unterhalb des Quantenwells in der den Quantenwell nach unten begrenzenden AlGaAs-Schicht. Auf der anderen Seite hat der Draht-Deckel bereits die GaAs-Deckschicht verlassen und liegt oberhalb des Quantenwell in der AlGaAs-Schicht. Die auf den am Ende der Arbeit stabilen Ätzprozess abgestimmte Struktur ist in Abbildung II.6.6 schematisch dargestellt.

## III. Experimentelle Methoden

### 1. Magnetotransport

Wie bereits in Abschnitt II.6. beschrieben, haben wir in dieser Arbeit im Besonderen 2DES zur Charakterisierung unserer Ätzprozesse genutzt. Mit Hilfe des Transportverhaltens der Elektronen in einem 2DES bei variablen Magnetfeldern erhält man wichtige Erkenntnisse über das die Elektronen umgebende Potential. Neben der Beweglichkeit der Ladungsträger und ihrer Anzahl lassen sich auch die beiden in Kapitel II.5. eingeführten charakteristischen Streuzeiten, die Transportstreuzeit  $\tau_t$  und die quantenmechanische Streuzeit  $\tau_s$  extrahieren. Wie bereits beschrieben, lassen sich mit Hilfe dieser Werte wichtige Rückschlüsse über die dem 2DES nahen Kristallschädigungen ziehen.

Bei einer Magneto-Transportmessung wird über das 2DES ohmsch anschließende Kontakte ein Strom durch das 2DES getrieben. Über zwei weitere ohmsche Kontakte (es handelt sich dann um eine sog. *Vier-Punkt-Messung*) wird die über der Probe abfallende Spannung ermittelt.

Mit dem elektrischen Feld  $\mathbf{E}$  und dem Stromdichtevektor  $\mathbf{j}$  lässt sich im Falle eines linearen Zusammenhangs zwischen den beiden Größen das Ohmsche Gesetz schreiben als:

$$\mathbf{j} = \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{E}. \quad (\text{III.1.1})$$

Durch Inversion der Leitfähigkeitsmatrix  $\boldsymbol{\sigma}$  erhält man den im Zusammenhang mit Magneto-transportmessungen wichtigen Widerstandstensor  $\boldsymbol{\rho}$ . Für ein zweidimensionales System, welches in der x-y-Ebene liegt ergibt sich daraus:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} \\ \rho_{yx} & \rho_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_x \\ j_y \end{pmatrix} \quad (\text{II.1.2})$$

Die Diagonalelemente  $\rho_{xx}$  und  $\rho_{yy}$  bezeichnen den spezifischen Widerstand in Richtung des angelegten elektrischen Feldes, die Elemente  $\rho_{xy}$  und  $\rho_{yx}$  den Hall-Widerstand. Die magnetfeldabhängigen Komponenten von  $\boldsymbol{\rho}$  sind über die Onsager-Beziehungen miteinander verknüpft [94]:

$$\rho_{xx}(B) = \rho_{yy}(B) \quad (\text{III.1.3})$$

$$\rho_{yx}(B) = \rho_{xy}(-B) = -\rho_{xy}(B) \quad (\text{III.1.4})$$

Unter Berücksichtigung der in dieser Arbeit interessanten Streuung der Elektronen durch die phänomenologische Streuzeit  $\tau$  erhält man im klassischen Drude-Model die Bewegungsgleichung für Elektronen im Kristall:

$$m^* (d\mathbf{v}/dt + \mathbf{v}/\tau) = -e\mathbf{E} \quad (\text{III.1.5})$$

Die effektive Masse  $m^*$  berücksichtigt die Wechselwirkungen der Elektronen mit dem Kristallgitter. Über die klassische Driftgeschwindigkeit  $\mathbf{v}$  lässt sich eine Elektronenbeweglichkeit  $\mu$  definieren:

$$\mathbf{v} = -\mu\mathbf{E}, \quad \text{wobei} \quad \mu = e\tau/m^* \quad (\text{III.1.6})$$

Mit der Beziehung  $\mathbf{j} = -eN_s\mathbf{v}$  ergibt sich die klassische Leitfähigkeit:

$$\sigma_0 = \mu eN_s = e^2N_s\tau/m^* \quad (\text{III.1.7})$$

In der Gegenwart eines Magnetfeldes muss die Bewegungsgleichung (III.1.5) auf der rechten Seite um die Lorentzkraft  $-e(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$  ergänzt werden. Daraus ergibt sich mit Gleichung (II.1.2) der klassische Hall-Widerstand:

$$R_{xy} = \rho_{xy} = \sigma_{xy}/(\sigma_{xx}^2 + \sigma_{yy}^2) = B/(eN_s) \quad (\text{III.1.8})$$

Die Ladungsträgerdichte  $N_s$  lässt sich somit aus der klassischen Hall-Geraden bestimmen:

$$N_s = B/(e\rho_{xy}) \quad (\text{III.1.9})$$

Im klassischen Bild ist der spezifische Längswiderstand  $\rho_{xx} = 1/\sigma_0$  konstant. Ermittelt man den Längswiderstand  $R_{xx}$  und berechnet den spezifischen Widerstand  $\rho_{xx}$  so kann man mit (III.1.7) und (III.1.8) die Beweglichkeit eines 2DES bestimmen:

$$\mu = 1/(e\rho_{xy}(B=0)N_s) \quad (\text{III.1.10})$$

Wie in Abschnitt II.1. beschrieben, kommt es bei tiefen Temperaturen und einem senkrecht zum 2DES stehenden Magnetfeld zur sog. Landau-Quantisierung. Unter diesen Bedingungen zeigt sowohl der Hall-Effekt [95] als auch der Längswiderstand ein vom klassischen Bild abweichendes Verhalten. Mit zunehmendem Magnetfeld verschiebt sich die energetische Lage der Landau-Niveaus und deren Entartung steigt. Dies führt zu einer Umverteilung der Elektronen auf die Niveaus. Dabei können nur Elektronen mit einer Energie im Bereich  $2k_B T$  um das chemische Potenzial unter Energieaufnahme in freie Zustände gestreut werden und somit am Ladungstransport teilnehmen. Daher hängt die Längsleitfähigkeit  $\sigma_{xx}$  von der Zustandsdichte an der Stelle des chemischen Potenzials  $D_{2D}(\mu)$  ab. Existieren im Bereich  $2k_B T$  um das chemische Potenzial keine freien Zustände, sinkt die Längsleitfähigkeit auf null. Trägt man diese Shubnikov-de-Haas-Oszillationen (SdH) gegen  $1/B$  auf, so liegen die Minima äquidistant. Aus dem Abstand der Minima  $\Delta(1/B)$  lässt sich die Ladungsträgerdichte des zweidimensionalen Systems  $N_s$  bestimmen:

$$N_s = \frac{g_s g_v \cdot e/h}{\Delta(1/B)} \Rightarrow N_s [cm^{-2}] = \frac{g_s g_v \cdot 0,2418 \cdot 10^{11}}{\Delta(1/B) [T^{-1}]} \quad (\text{III.1.11})$$

Mit Hilfe der SdH-Messungen lassen sich sowohl die *single-particle relaxation time*  $\tau_s$  als auch die Transportstreuzeit  $\tau_t$  entnehmen (s. Abschnitt II.5). Da die SdH-Oszillationen im Bereich kleiner Magnetfelder die Streuverbreiterung der Landau-Niveaus widerspiegelt, kann  $\tau_s$  aus dem Anstieg dieser Oszillationen entnommen werden. Bei einem 2DES lässt sich die magnetfeldabhängige Längsleitfähigkeit durch eine Kombination des klassischen Drude-Terms mit einem zusätzlichen Oszillationsanteils beschreiben [96,97]:

$$\sigma_{xx} = \frac{N_s e^2 \tau_s / m^*}{1 + (\omega_c \tau_s)^2} \left[ 1 - \frac{2(\omega_c \tau_s)^2}{\hbar \omega_c} \frac{\xi}{\sinh \xi} \cos\left(\frac{2\pi \mathcal{E}_F}{\hbar \omega_c}\right) \exp\left(-\frac{\pi}{\omega_c \tau_s}\right) \right] \quad (\text{III.1.12})$$

mit  $\xi = 2\pi^2 k_B T / (\hbar \omega_c)$  und  $\omega_c$ , der klassischen Zyklotronfrequenz. Der Anstieg der SdH-Oszillationen kann im Bereich kleiner Magnetfelder durch eine Envelopen-Funktion beschrieben werden:

$$\sigma_{env} = \frac{N_s e^2 \tau_s / m^*}{1 + (\omega_c \tau_s)^2} \frac{2(\omega_c \tau_s)^2}{\hbar \omega_c} \frac{\xi}{\sinh \xi} \exp\left(-\frac{\pi}{\omega_c \tau_s}\right) \quad (\text{III.1.13})$$

Hervorzuheben ist an dieser Stelle, dass bei konstanter Temperatur und fester Ladungsträgerdichte diese, die SdH-Oszillationen einhüllende Funktion  $\sigma_{env}$  allein von der Streuzeit  $\tau_s$  abhängt. Diese Formel geht auf die Arbeit von Dingle zurück, der einen Zusammenhang herstellte zwischen Streurrate und Temperatur mit der Einhüllenden der SdH-Oszillationen [98].

Um aus einer tatsächlichen SdH-Messung  $\tau_s$  zu bestimmen, gibt es verschiedene Möglichkeiten. In dieser Arbeit haben wir uns auf die Methode von Harrang et al. gestützt [99]. Durch eine Fourier-Filterung der Messdaten wird der klassische Drude-Anteil von dem eigentlichen oszillatorischen Anteil getrennt. Mit Hilfe einer Fit-Prozedur kann dann unter Variation der einzigen Veränderlichen  $\tau_s$  die quantenmechanische Streuzeit bestimmt werden.

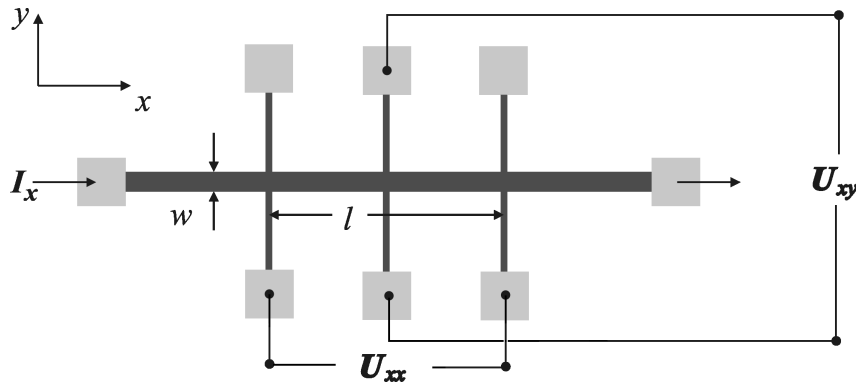
Zur Messung der SdH-Oszillationen oder der Hall-Steigung bieten sich zwei Messgeometrien an:

Besonders sauber und mit geringen Fehlern behaftet lassen sich diese Messungen mit einem sog. Hall-Bar durchführen. Ein schmaler rechteckiger Streifen (die Mesa) mit hohem Längen zu Breiten-Verhältnis, wird an seinen Enden mit Kontakten versehen. Über diese ohmschen Kontakte wird der Strom  $I_x$  eingepreßt. Senkrecht an diesem Streifen angebrachte, schmale Abgriffe des 2DES, ebenfalls ohmsch angeschlossen, erlauben die Ermittlung des Spannungsabfalls über eine definierte Strecke des Streifens bzw. senkrecht dazu. Abbildung III.1.1 stellt schematisch einen solchen Hall-Bar dar. Für die interessanten Messgrößen gilt, mit  $U_{Hall} = U_{xy}$ , bei einem Hall-Bar:

$$\rho_{xx} = \frac{U_{xx}}{I_x} \frac{w}{l} \quad \text{und} \quad \rho_{xy} = \frac{U_{xy}}{I_x} \quad (\text{III.1.14})$$

Die Hall-Bars der in dieser Arbeit präsentierten Magnetotransport-Messungen sind alle kontaktlithographisch durch nasschemisches Tief-Mesa-Ätzen hergestellt worden. Das Längen zu Breiten-Verhältnis betrug stets 1/12 mit  $w = 100 \mu\text{m}$  und  $l = 1200 \mu\text{m}$ .

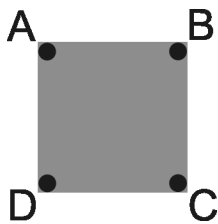
Im Vergleich zum Hall-Bar lassen sich Proben besonders schnell und einfach im sog. van der Pauw-Verfahren messen [101]. Bei dieser Methode wird ein quadratisches Probenstück an seinen Ecken mit kleinen Kontakten versehen.  $U_{xx}$  bzw. die Hall-Spannung werden entweder parallel oder senkrecht zu den Strom einprägenden Kontakten abgegriffen. T. Koch [102]



**Abb.III.1.1:** Schematische Darstellung eines Hall-Bars. Diese in dieser Arbeit verwendete Geometrie erlaubt die parallele Messung von Hall-Steigung und SdH-Oszillationen [100].

findet zwischen den mit Hall-Bar und von der Pauw gemessenen Ergebnissen für Beweglichkeit  $\mu$  und Ladungsträgerdichte  $N_s$  eine gute Übereinstimmung. Nachteil ist jedoch eine bei der von der Pauw-Methode größere Unsicherheit der Ergebnisse, da sie von der Idealität der Geometrie abhängen. Für eine quadratische Probe mit Punktkontakten in den Ecken der Probe ist der Geometriefaktor  $f=1$ . Für den Längswiderstand  $\rho_{xx}$  einer von der Pauw-Probe gilt:

$$\rho_{xx} = \frac{\pi f}{2 \ln 2} (R_{ABCD} + R_{BCDA}) \quad (\text{III.1.15})$$



**Abb.III.1.2:** Messgeometrie für Magnetotransportmessungen nach von der Pauw [101]. Für eine Hall Messung wird der Strom  $I_x$  z.B. über die Kontakte A und C eingepreßt, die Hall-Spannung über D und B abgegriffen. Bei Messung der SdH-Oszillationen bzw. der Spannung  $U_{xx}$  wird  $I_x$  beispielsweise über A und D eingepreßt.  $U_{xx}$  wird dann dementsprechend an B und C abgegriffen.

## 2. Ferninfrarot-Spektroskopie (FIR)

Da die als Zyklotronresonanz bezeichneten Übergänge zwischen zwei Landau-Niveaus und hybridisierten Subbändern in niederdimensionalen Elektronensystemen dipolerlaubt sind, können diese Übergänge optisch mit zirkular polarisiertem Licht angeregt werden. Die Absorptionsenergien dieser Übergänge liegen energetisch zwischen den Wellenlängen 0 bis  $300 \text{ cm}^{-1}$  im Bereich des Ferninfraroten (FIR) Lichts. Mit Hilfe der FIR Fourierspektroskopie können in Transmissionsexperimenten diese Resonanzen von der Reststrahlenbande bis hinunter zu  $10 \text{ cm}^{-1}$  beobachtet werden [103].

Von A. Wieck [104] werden Theorie und Anwendung der Fourierspektroskopie an III-V-Halbleitern beschrieben. Zweidimensionale Elektronensysteme werden in der Arbeit von Batke [105] mit FIR-Spektroskopie studiert, eindimensionale Systeme von Hansen [106]. Die Transmission  $T$  von FIR-Licht durch ein 2DES ist bestimmt durch [107,108]:

$$\frac{T(0)-T(N_s)}{T(0)} = \frac{\Delta T}{T} = \frac{2(1+\sqrt{\varepsilon}) \cdot \sigma_r + \sigma_r^2 + \sigma_i^2}{(1+\sqrt{\varepsilon})^2 + 2(1+\sqrt{\varepsilon}) \cdot \sigma_r + \sigma_r^2 + \sigma_i^2} \quad (\text{III.2.1})$$

$$\text{mit } \sigma_r = \frac{\text{Re}(\sigma)}{\varepsilon_0 c} \quad \text{und} \quad \sigma_i = \frac{\text{Im}(\sigma)}{\varepsilon_0 c} \quad (\text{III.2.2})$$

mit der Dielektrizitätskonstanten  $\varepsilon$  und der komplexen Leitfähigkeit  $\sigma = \sigma_r + i\sigma_i$ . Aus dem klassischen Drudemodell erhält man für die frequenz- und magnetfeldabhängige Leitfähigkeit des 2DES bezüglich zirkular polarisierter Strahlung:

$$\sigma_{\pm} = \frac{N_s e^2 \tau}{m^*} \cdot \frac{1}{1 + i(\omega \mp \omega_c) \tau} \quad (\text{III.2.3})$$

mit der aktiven Mode  $\sigma_+$  und der inaktiven  $\sigma_-$ . So hängt bei gegebener Ladungsträgerdichte  $N_s$  die Resonanzbreite nur von der magnetfeldabhängigen Streuzzeit  $\tau$  ab. Für die magnetfeldabhängige normierte Transmission  $T(B)/T(0)$  erhält man bei senkrecht einfallendem, linear polarisiertem Ferninfrarotlicht in Abhängigkeit der Kreisfrequenz  $\omega$

$$(\text{III.2.4})$$

$$\frac{T(0)-T(B)}{T(0)} = \frac{1}{2} \cdot \frac{(1 + \omega_{ps} \tau)^2 + (\omega \tau)^2}{1 + (\omega \tau)^2} \cdot \left[ \frac{1 + (\omega + \omega_c)^2 \tau^2}{(1 + \omega_{ps} \tau)^2 + (\omega + \omega_c)^2 \tau^2} + \frac{1 + (\omega - \omega_c)^2 \tau^2}{(1 + \omega_{ps} \tau)^2 + (\omega - \omega_c)^2 \tau^2} \right]$$

$$\text{mit } \omega_{ps} = \frac{N_s e^2}{m^* \varepsilon_0 c \left(1 + \sqrt{\varepsilon^*}\right)} \quad (\text{III.2.5})$$

Diese Lorentz-Kurven-Form der normierten Absorption lässt sich im Experiment sehr gut beobachten. Mit Hilfe der eine Lorentzkurve charakterisierenden Resonanzamplitude  $A$  und Halbwertsbreite  $\Gamma$ , der vollen Breite bei halber Resonanzhöhe (*full width at half maximum*, FWHM), kann man dem normierten FIR-Spektrum eines 2DES die effektive Masse  $m^*$ , die



Ladungsträgerdichte  $N_s$  und die Ladungsträgerbeweglichkeit  $\mu$  entnehmen. Unter Vernachlässigung der inaktiven Mode, die bei hohen Magnetfeldern ( $\omega_c \tau > 1$ ) keinen wesentlichen Beitrag zur Resonanz mehr liefert, erhält man für  $A$ :

$$A = \frac{\Delta T_{\max}}{T_{\max}} = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{1}{(\omega_{ps} \tau + 1)^2} \right) \quad (\text{III.2.6})$$

Da von linear polarisierter Strahlung nur der Teil einen Dipolübergang induzieren kann, der in seiner Polarisationsrichtung dem Drehsinn der Elektronen im Magnetfeld entspricht, erreicht die Absorptionsamplitude bei unpolarisiertem FIR-Licht im Grenzfall unendlicher Beweglichkeit maximal 50%. Mit der Halbwertsbreite  $\Gamma$ :

$$\Gamma = \frac{2}{\tau} + 2\omega_{ps} \quad (\text{III.2.7})$$

Ergibt sich für GaAs  $m^*$ ,  $N_s$  und  $\mu$  [104]:

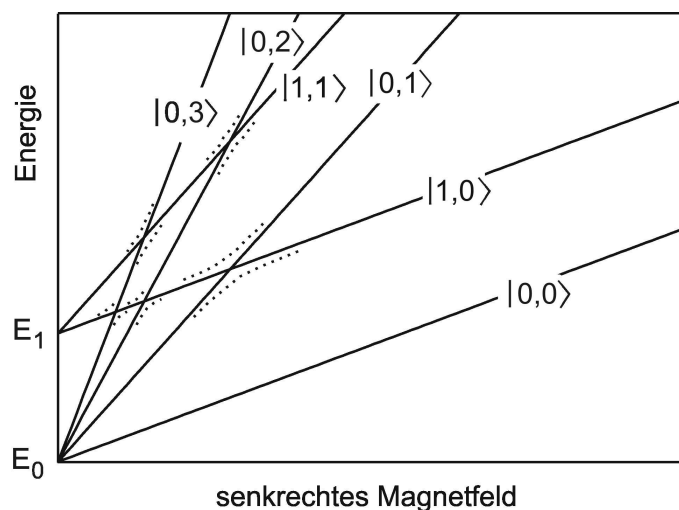
$$m^* [m_e] = 0,933 \frac{B[T]}{\omega_c [cm^{-1}]} \quad (\text{III.2.8})$$

$$\begin{aligned} N_s [cm^{-2}] &= \frac{m^* (1 + \sqrt{\epsilon^*}) \epsilon_0 c}{e^2} \cdot \Gamma \cdot \frac{1 - \sqrt{1 - 2A}}{2} \\ &= 4,0 \cdot 10^{12} \cdot \frac{m^*}{m_e} \cdot \Gamma [cm^{-1}] \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{A}{50\%}} \right) \end{aligned} \quad (\text{III.2.9})$$

$$\begin{aligned} \mu \left[ \frac{cm^2}{Vs} \right] &= \frac{2e}{m^* \Gamma \sqrt{1 - 2A}} \\ &= 1,9 \cdot 10^4 \cdot \frac{m_e}{m^*} \left( \Gamma [cm^{-1}] \sqrt{1 - \frac{A}{50\%}} \right)^{-1} \end{aligned} \quad (\text{III.2.10})$$

In der Nähe dieser maximalen Absorption führt eine Zunahme der Elektronendichte, aufgrund von Sättigungseffekten, nur zu einer Verbreiterung der Resonanz. Dies resultiert bei hoher Ladungsträgerdichte in einem Fehler bei der Ermittlung von  $N_s$  und  $\mu$ . Ebenso versagt dieses Modell bei kleinen Magnetfeldern, da die Annahme  $\omega_c \tau > 1$  nicht mehr erfüllt ist. Die Tatsache, dass man bei einem bestimmten translationsinvarianten Systemen, unabhängig von der Elektronendichte, immer die gleiche Resonanzfrequenz bei Dipolanregung beobachten kann, ist durch das Kohnsche Theorem erklärt [111].

Die oben dargestellten Formeln gelten für ein 2DES mit einem senkrecht dazu stehenden Magnetfeld. Für die Übergänge zwischen zwei Landau-Niveaus gelten hier die Auswahlregeln des harmonischen Oszillators  $\Delta n = \pm 1$ . In einem verkippten Magnetfeld lässt sich eine Kopplung der senkrecht und parallel zur Probenoberfläche laufenden Elektronenbewegung erzielen [109,110]. Die Kopplungsstärke skaliert direkt mit der Verkipfung des Magnetfeldes relativ zur Oberflächennormalen der Probe. Erreicht die Zyklotronresonanz-Energie senkrecht



**Abb.III.2.1:** In der Graphik wird der Landau-Fächer der beiden untersten Subbänder eines 2DES dargestellt. In Gegenwart einer senkrechten Magnetfeldkomponente können die Subbänder untereinander wechselwirken. An den Kreuzungspunkten der Dispersionsrelationen, wo  $\hbar\omega_{\perp}$  im Bereich eines Intersubbandüberganges liegt, lassen sich sog. Anticrossings beobachten [110].

zu Probenoberfläche  $\hbar\omega_{c\perp}$  einen Wert, der dem energetischen Abstand zweier Subbänder entspricht, so kommt es zu einer Aufhebung der Entartung. In der Dispersionsrelation eines 2DEG lässt sich dann ein sog. *Anticrossing* beobachten. Eine solche wird in Abbildung III.2.1 veranschaulicht dargestellt.

Für hohe Magnetfelder, bei denen der Zyklotronradius  $r = (\hbar/eB)^{1/2}$  deutlich unter der Drahtbreite liegt, gelten die oben angegebenen Formeln auch für Drahtstrukturen. Insgesamt nimmt die Dispersionsrelation in Anwesenheit eines parabolischen Potentials die Form  $\Delta E = \hbar\omega = \pm\hbar(\omega_0^2 + \omega_c^2)^{1/2}$  an, mit einer charakteristischen Frequenz  $\omega_0$ . Das Kohnsche Theorem lässt sich auch auf Quantendrähte und -punkte erweitern [112]. Bei der Betrachtung von parabolischen Quantendrähten kann die mögliche Wechselwirkung der Elektronen untereinander ebenfalls vernachlässigt werden. Allerdings zeigen theoretische Rechnungen von Laux et al. [113] an sogenannten *split-gate*-Strukturen für das selbstkonsistente Potenzial eines Elektrons im Feld aller anderen Elektronen eine starke Abflachung dieses Potentials, relativ zu dem näherungsweise parabolischen externen Potenzial. Unter Berücksichtigung der Coulombwechselwirkung zwischen den Elektronen lassen sich die optischen Anregungen von Quantendrähten berechnen [114,115,116]. Der Vergleich dieser Rechnungen mit experimentellen Daten ergibt eine gute Übereinstimmung.

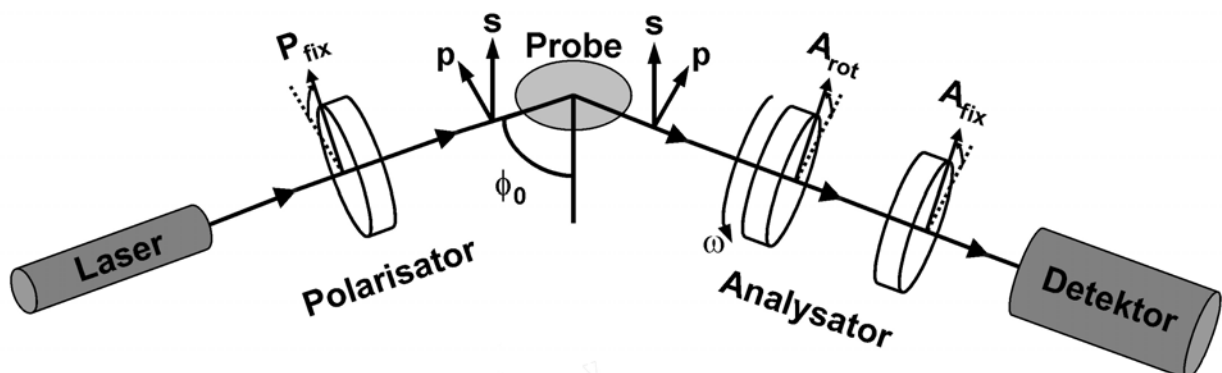
### 3. Schichtdickenbestimmung mit Ellipsometrie und REM

In diesem Kapitel werden die zwei Verfahren dargestellt, mit denen in dieser Arbeit Ätzraten und Ätztiefen bestimmt wurden. Da, wie bereits in vorherigen Abschnitten geschildert, in den Vorläufern dieser Arbeit die Reproduzierbarkeit der Ätzraten ein großes Problem darstellten, wurde schon zu dieser Zeit intensiv über Methoden nachgedacht, die Ätzrate besser zu kontrollieren. Als Resultat wurde das in dieser Arbeit installierte Ellipsometer beantragt, mit dem die Ätztiefe, wie im ersten Teil dieses Kapitels dargestellt, bereits erfolgreich in situ ermittelt werden konnte.

Im zweiten Teil dieses Kapitels wird kurz die alte, in dieser Arbeit weiter optimierte Methode beschrieben, die Ätzrate im Nachhinein mit Hilfe des REM zu bestimmen.

#### 3.1 Schichtdickenbestimmung mit dem Ellipsometer

Ein Ellipsometer bietet viele Möglichkeiten, die planare Oberfläche einer Probe optisch zu charakterisieren. Im Zusammenhang mit der in situ-Kontrolle von GaAs/AlGaAs-Kristall-Wachstum sind diese Möglichkeiten vielfach untersucht worden [117-119]. Um den vollen Umfang der durch in situ-Ellipsometrie erreichbaren Informationen ausschöpfen zu können, benötigt man jedoch sehr saubere und verspannungsfreie Fenster zur Probe. Leider mussten wir feststellen, dass unsere verspannungsfreien Fenster nicht den Anforderungen des UHV gewachsen waren. Daher wurden sie gegen herkömmliche, eventuell verspannte UHV-Fenster ersetzt. Zusätzlich bildet sich unter Umständen (bei nicht hinreichend hohem und langem Ausheizen) auf den Fenstern ein Niederschlag (s. Kapitel II.4 und [4]) der eine zusätzlich Absorption verursacht. Die Information über die Dicke der obersten Schicht der Probe lässt sich während des Ätzens aber durch einfache Interferenz-Effekte dennoch gut erlangen. Die eigentliche Funktionsweise eines Ellipsometers wird daher nur kurz beschrieben. Abbildung III.3.1 stellt anschaulich den Aufbau des hier eingesetzten Ellipsometers dar.



**Abb.III.3.1:** Schematischer Aufbau eines Ellipsometers. Bei dem in dieser Arbeit verwendeten in situ-Ellipsometer wurde mit einem festen Winkel  $\phi_0 \approx 70^\circ$  und einer festen Wellenlänge  $\lambda = 632,8 \text{ nm} \approx 1,958 \text{ eV}$  gearbeitet. Dieses Bild ist jedoch eine Idealisierung, da bei unserem in situ-Ellipsometer zwischen Polarisator und Probe bzw. Probe und Analysator noch nicht verspannungsfreie UHV Fenster liegen, welche zudem noch unterschiedlich stark verunreinigt sein können.

Der Polarisationszustand einer Lichtwelle kann mit Hilfe des elektrischen Feldes beschrieben werden. Dieser kann relativ zur Einfallsebene in eine parallele Komponente (p) und eine senkrechte Komponente (s) zerlegt werden [120,121]:

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} \vec{E}_p \\ \vec{E}_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |E_p| \cdot e^{i\Delta_p} \\ |E_s| \cdot e^{i\Delta_s} \end{pmatrix} \quad (\text{III.3.1})$$

Der als Verhältnis zwischen eingestrahelter und reflektierter Feldstärke definierte Reflexionskoeffizient, kann dementsprechend ebenfalls in eine parallele  $R_p$  und eine senkrechte Komponente  $R_s$  aufgespalten werden:

$$r_p = \frac{R_p}{E_{0p}} = r_{p,0} \cdot e^{i\delta_{r,p}} \quad , \quad r_s = \frac{R_s}{E_{0s}} = r_{s,0} \cdot e^{i\delta_{r,s}} \quad (\text{III.3.2})$$

Es ist sowohl die Information über das Amplitudenverhältnis  $r_{p,0}$ ,  $r_{s,0}$  als auch die Phaseninformation  $e^{i\delta_{r,p}}$ ,  $e^{i\delta_{r,s}}$  enthalten.

Der Name des Messverfahrens rührt aus der Tatsache her, dass bei der Reflexion an einer Grenzfläche linear polarisiertes Licht im allgemeinen Fall in elliptisch polarisiertes Licht übergeht. Die Ellipsometrie misst somit die Funktion:

$$\rho_r = \frac{\vec{r}_p}{\vec{r}_s} = \frac{r_{p,0}}{r_{s,0}} \cdot e^{i(\delta_{r,p} - \delta_{r,s})} \quad (\text{III.3.3})$$

Diese wird wieder in Betrag und Phase bzw. die sog. Ellipsometrieparameter  $\Psi$  (Azimuth) und  $\Delta$  (Phasenverschiebung) getrennt:

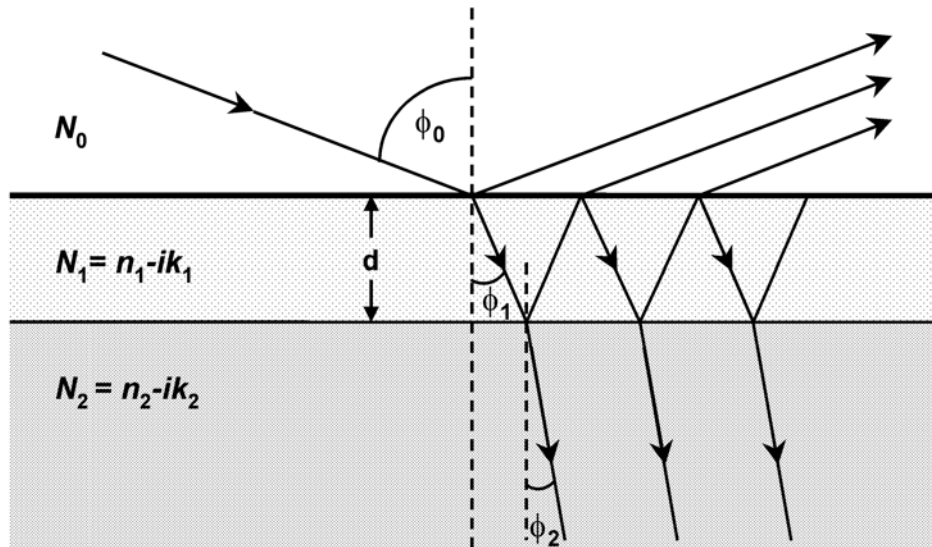
$$\tan \Psi = \frac{r_{p,0}}{r_{s,0}} \quad \text{und} \quad \Delta = \delta_{r,p} - \delta_{r,s} \quad (\text{III.3.4})$$

Diese beiden Parameter können mit Hilfe der in Abbildung II.3.1 gezeigten Anordnung bestimmt werden [122].

Im sog. Drude-Airy-Schichtmodell [121] werden die Interferenzen an den zwei durch drei verschiedene, übereinanderliegende Schichten gegebenen Grenzflächen berücksichtigt (s. Abbildung III.3.2). Ob diese zu einer Verstärkung oder einer Abschwächung des von der Substratoberfläche reflektierten Lichtes führt, hängt im Wesentlichen von dem Gangunterschied  $\beta$  ab:

$$\beta = 2d \sqrt{N_1^2 - N_0^2 \sin^2 \phi_0} - \frac{\lambda}{2} \quad (\text{III.3.5})$$

mit den komplexen Brechungsindizes  $N_j = n - ik$  (Schichtnummer  $j = 0, 1, 2$ ). Korrespondiert dieser Gangunterschied nun gerade mit einem halben oder ganzen Vielfachen der Wellenlänge  $\lambda$ , erhält man destruktive bzw. konstruktive Interferenz. Verändert sich kontinuierlich die Dicke der obersten Substratschicht (bei gleichbleibender Materialart), so kommt es zu Oszillationen sowohl von  $\Psi$  als auch von  $\Delta$ , mit einer festen Phasenbeziehung zwischen den beiden Größen. Dabei nimmt die Oszillationsamplitude mit abnehmender Schichtdicke zu. In der  $\Psi$ - $\Delta$ -Darstellung werden während des Materialabtrages schneckenartige Figuren beobachtet.



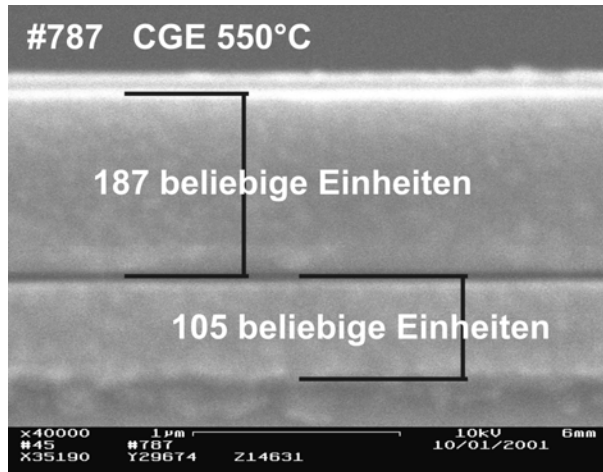
**Abb.III.3.2:** Darstellung des Drude-Airy-Schichtmodells für die Ellipsometrie an drei übereinanderliegenden Phasen mit unterschiedlichen komplexen Brechungsindizes  $N = n - ik$ , nach [121].

tet, welche mit der Zeit größer werden. Aufgrund der zunehmenden Oszillationsamplitude mit abnehmender Schichtdicke wird die Schichtdickenbestimmung mit Ellipsometrie um so genauer, je dünner die zu messende oberste Schicht ist. Unter Verwendung der gemessenen Werte für GaAs ( $N \approx 3,861$ ) und  $\text{Al}_{0,31}\text{Ga}_{0,69}\text{As}$  ( $N \approx 3,668$ ) bei 300 K [123,121] und einem festen Winkel  $\phi_0 \approx 70^\circ$  erhält man für eine volle Oszillation 84,5 nm für GaAs und 89,2 nm für AlGaAs. Diese Werte wurden mit Hilfe von Referenz-Proben (dicke Schichtfolgen aus GaAs und AlAs) überprüft, bei denen die Schichtdicken durch die Vorgaben beim MBE-Wachstum bekannt waren. Es zeigte sich, dass die gemessene Abweichung unter 3% lag. Für diese Abschätzung benutzten wir Literaturwerte für  $N$  bei 300 K, was bei einer Ätztemperatur um 700 K einen Fehler von  $\sim 5\%$  verursacht. Ebenso ist beim Wachstum dicker Schichten mit MBE die angestrebte Schichtdicke aufgrund einer gewissen Ungenauigkeit der angenommenen Wachstumsraten fehlerbehaftet.

### 3.2 Schichtdickenbestimmung mit dem REM

Die Schichtdickenbestimmung mit dem REM wird mit Hilfe der in Abschnitt II.6.2 beschriebenen Markerstruktur durchgeführt. Diese Untersuchungsmethode wurde bereits von C. Klein [4] eingeführt und hier nur optimiert. Der bedeutende Nachteil dieser Methode ist, dass sich die Schichtdicken erst nach Fertigstellung der Probe bestimmen lassen.

Für diese Analyse muss die Probe entlang einer Kristall-Vorzugsrichtung gebrochen (*cleaving*) und diese Bruchkante mit einer selektiven Iod-Ätzlösung (s. Ref. 5) behandelt werden, welche Aluminium-haltige Schichten deutlich stärker ätzt als reines GaAs. Mit dem REM wird anschließend eine Aufnahme der Bruchkante gemacht. Durch das selektive Anätzen ergibt sich im REM ein deutlicher Kontrast zwischen den verschiedenen Schichten. Die in der Markerstruktur eingebettete GaAs-Schicht (meist 500 nm) dient als eine Referenz für die darüber liegenden Schichten. Um Messfehler zu minimieren, müssen sich die Materialgrenzen in den REM-Aufnahmen möglichst scharf bestimmen lassen und die Dicke



**Oberfläche**  
**HEMT**  
**geätzter GaAs-Buffer**  
**AlGaAs-Ätzmarker**  
**500 nm GaAs**  
**Superlattice**

**Abb.III.3.3:** REM-Aufnahme der Al-selektiv angeätzten Bruchkante einer Ätz-HEMT-Struktur. Mit Hilfe der bekannten Schichtdicke der 500 nm GaAs-Buffer-Schicht kann die dicke des geätzten ehemals 1 µm dicken GaAs-Buffers auf  $(890 \pm 50)$  nm bestimmt werden.

der Referenzschicht möglichst genau bekannt sein. Dies beinhaltet sowohl eine sorgfältige Bestimmung der Geschwindigkeit des MBE-Wachstums, als auch die möglichst hohe optische Auflösung der den Materialwechsel markierenden Kanten im REM. Abbildung III.3.3 zeigt beispielhaft die REM-Aufnahme einer solchen Bruchkante. Es handelt sich in der Abbildung um eine Ätz-HEMT-Struktur (s. Kapitel II.6.2), wobei eine noch nicht final optimierte Markerstruktur unterliegt (die meisten in dieser Arbeit präsentierten Proben wurden noch mit dieser nicht final optimierten Markerstruktur gewachsen). Die optimierte Markerstruktur ermöglicht eine genauere optische Bestimmung des unteren Übergangs zum 500 nm dicken GaAs-Marker. Der sich ergebende Fehler in der Bestimmung der Schichtdicke mit diesem Verfahren wurde von uns konservativ mit  $\pm 50$  nm angegeben. Der Fehler lässt sich mit der final optimierten Markerstruktur (s. Abbildung II.6.4) auf ca.  $\pm 25$  nm reduzieren.

## IV. Messungen

### 1. Ätzzratenbestimmung

In diesem Kapitel wird die Bestimmung der Ätzzraten von CGE- und CAIBE-Prozess diskutiert. Wie in den vorangegangenen Kapiteln beschrieben, gab es mehrere Zustände der Prozesskammer, die sich auch deutlich in den ermittelten Ätzzraten niederschlagen.

#### 1.1 CGE-Ätzzraten

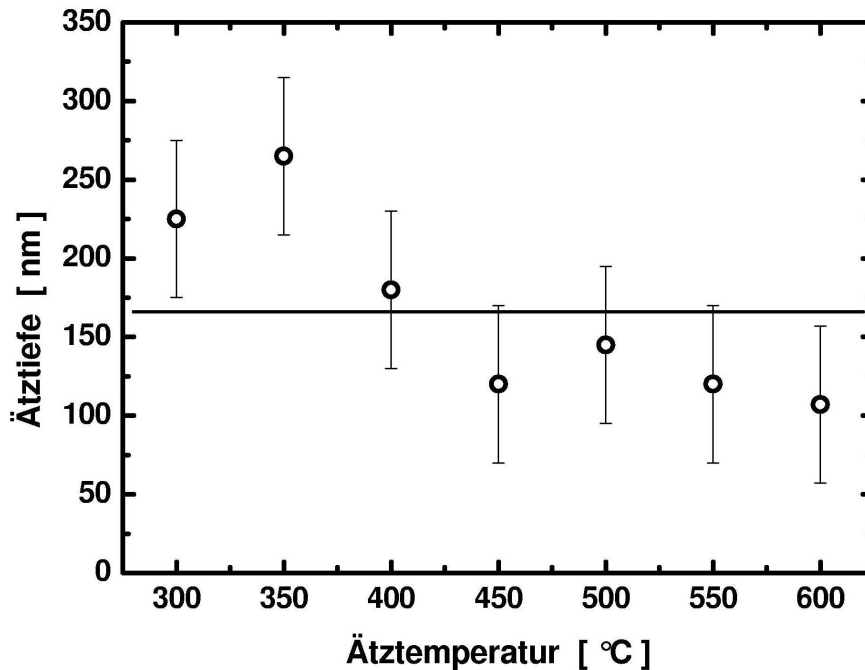
Zu Beginn dieser Arbeit unterlag die CGE-Ätzzrate auf GaAs starken, zu dem Zeitpunkt nicht verstandenen Schwankungen. Die Ätzzraten variierten zwischen 4 und 25 nm/min bei  $\sim 2 \times 10^{-5}$  Torr [5], zwischen 10 und 40 nm/min bei  $\sim 1 \times 10^{-4}$  Torr und lagen bei den Drücken, welche mit denen in dieser Arbeit verwandten vergleichbar sind ( $\sim 1 \times 10^{-3}$  Torr), um 190 nm/min [4].

Nach dem ersten Umbau der Prozesskammer (s. Kapitel II.4) waren schließlich die Ätzzraten bis auf wenige Ausnahmen stabil und lagen um  $170 \pm 50$  nm/min. Ungefähr bei einer von zehn CGE-Proben wurde jedoch eine deutlich erhöhte Ätzzrate festgestellt. Diese Ausreißer ließen sich aber in fast allen Fällen auf eine schlechtere Chlorqualität zurückführen (mangelndes Ausheizen der Cl-Leitung, durch unreines Sperrgas, etc.). Diese erhöhten Ätzzraten korrelierten im Falle der Ätz-Hemts immer mit einem starken Einbruch der Elektronenbeweglichkeiten. Im Extremfall ließen sich bei derartigen Proben im Magnetotransport keine beweglichen Ladungsträger mehr nachweisen.

Um eine möglichst hohe Chlorqualität am Ort der Probe zu garantieren, wählten wir einen möglichst hohen Prozessdruck, da dann der Hintergrundsdruck der Kammer prozentual eine geringere Rolle spielt. Eine obere Grenze für den Prozessdruck wurde durch die Bedingung einer kontrollierbaren Ätzzrate gegeben. Hier erachteten wir zunächst eine maximale Ätzzrate von  $\sim 150 - 200$  nm als hinreichend klein.

Abbildung IV.1.1 zeigt die Ätzzraten, die mit Hilfe des REM bestimmt wurden in Abhängigkeit von der Ätztemperatur, bei einem Chlordruck von  $1 \times 10^{-3}$  Torr ( $P_{\text{Gasregler}} = 2,8$  Torr) und einer Ätzzdauer von 60 Sekunden. Im Rahmen der mit dieser Methode erzielten Genauigkeit bestätigen diese Messungen die theoretisch vorhergesagte Unabhängigkeit der Ätzzrate von der Ätztemperatur (für  $T > 200^\circ\text{C}$ ) [56].

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wurde die Chlorqualität noch weiter erhöht. Daraus resultierte eine mit  $\sim 60$  nm/min bei gleichem Regeldruck ( $P_{\text{Gasregler}} = 2,8$  Torr) deutlich geringere und damit besser kontrollierbare Ätzzrate. Die Ätzzraten konnten zudem meistens (in wenigen Fällen gab es Probleme bei der Justage des Strahlengangs des Ellipsometers) mit dem Ellipsometer in situ deutlich genauer bestimmt und bestätigt werden.



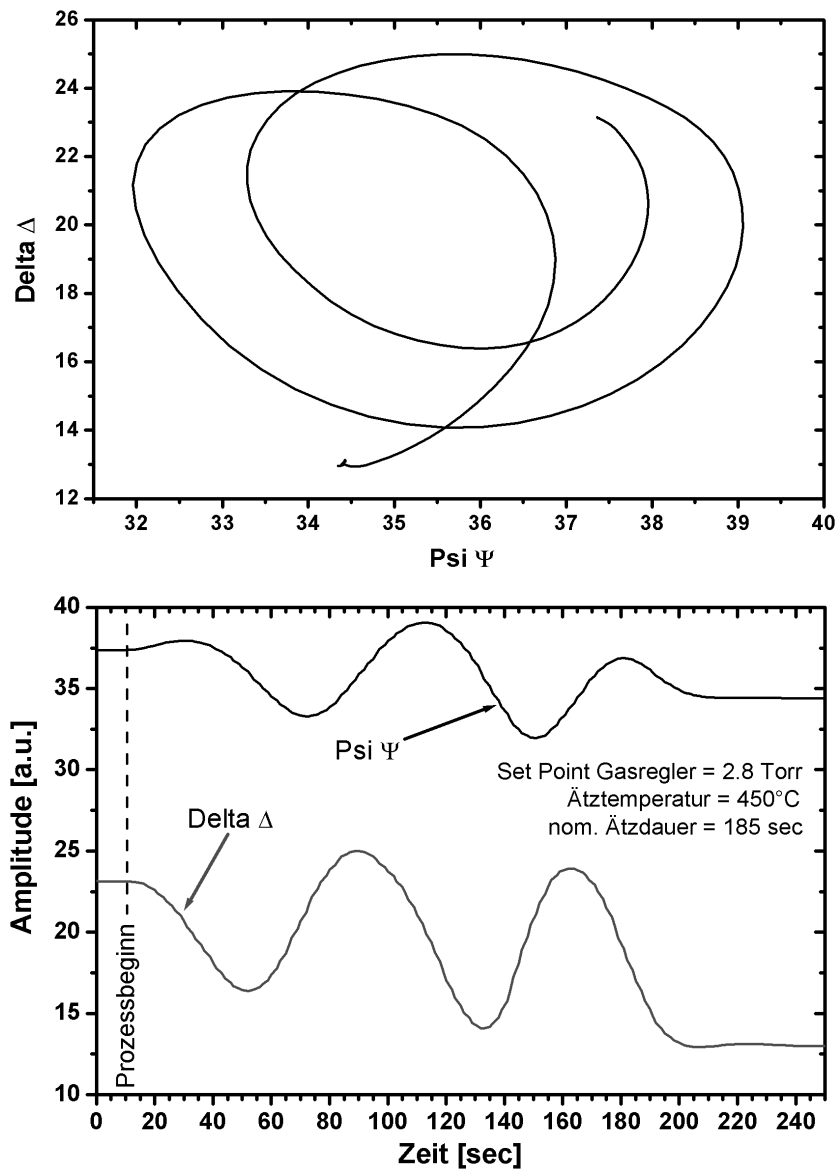
**Abb. IV.1.1:** Aufgetragen sind die mit Hilfe des REM ermittelten Ätztiefen des CGE Prozesses gegen die Temperatur. Die verschiedenen Ätz-Hemts (s. Kapitel II.6.2) wurden alle 60 Sekunden lang bei einem Chlordruck von  $1 \times 10^{-3}$  Torr geätzt. Die durchgezogene Linie markiert die mittlere Ätztiefe von  $(166 \pm 50)$  nm.

Von besonderer Bedeutung ist die Kontrolle der Ätzzraten für Proben, bei denen es wichtig ist eine bestimmte Ätztiefe zu *treffen*. Dies ist z.B. bei den lateral strukturierten undotierten Quantenwells, welche dotiert überwachsen werden sollen, der Fall (s. Abschnitt II.6.3), da nach dem Ätzprozess die Basis der Struktur unterhalb des Quantenwells, die Oberkante der Struktur jedoch oberhalb des Quantenwells im AlGaAs-Bereich liegen muss. Hier wurde die Ätztiefe sowohl mit Hilfe der Ellipsometrie – auf einem neben dem strukturierten Bereich liegenden unstrukturierten Bereich (s. hierzu Abbildung IV.4.1, S.84) –, als auch mit dem REM überprüft. Abbildung IV.1.2 zeigt eine typische Ellipsometrie-Messung an solch einer Struktur. Aufgrund der nicht verspannungsfreien und bedampften Fenster weicht die Messung in der  $\Psi$ - $\Delta$ -Darstellung von der idealerweise erwarteten *Schnecke* ab. Zu diesem Zeitpunkt wurde eine Ätzzrate für GaAs von  $\sim(60 \pm 5)$  nm/min, bei einem Set Point am Gasregler von 2,8 Torr (resultiert in einem Kammerdruck von  $\sim 2 \times 10^{-4}$  Torr) und einer Ätztemperatur von  $450^\circ\text{C}$ , reproduzierbar ermittelt. Eine Überprüfung der Ätztiefe mit dem REM erwies sich bei diesen Strukturen häufig als problematisch, da es selten gelang, einen guten Kontrast zwischen dem GaAs-Quantenwell und dem umgebenden AlGaAs herzustellen.

Für  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$  konnte keine derart stabile Ätzzrate ermittelt werden. Wir stellten fest, dass die Ätzzrate ungefähr doppelt so hoch ist wie beim GaAs, jedoch anscheinend noch empfindlicher von der Reinheit des Chlors abhängt. Es gab Ellipsometrie-Messungen, die die Vermutung nahe legen, dass gerade beim Ätzen von AlGaAs die Ätzzrate bei sehr langem Ätzen ( $t_{\text{ätz}} > 5$  min) mit der Zeit zunimmt.

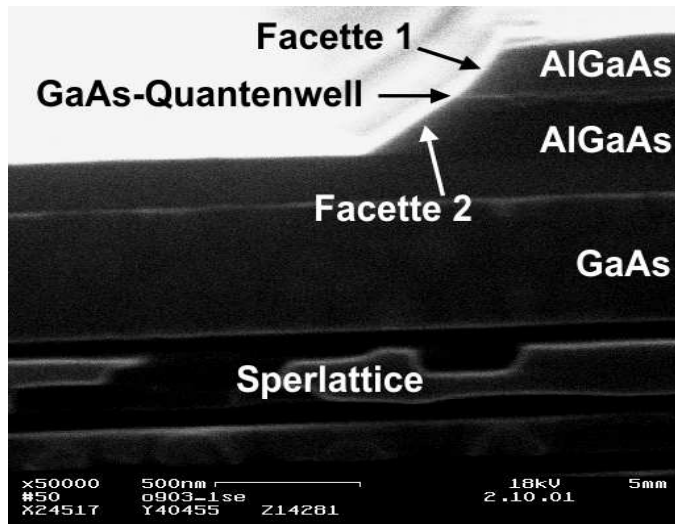
Der Umstand, dass AlGaAs deutlich schneller geätzt wird als GaAs, ist im Design der in Abschnitt II.6.3 vorgestellten Struktur berücksichtigt. Dadurch, dass beim in situ-Ätzschrift die Basis der Drähte früher in das AlGaAs übertragen wird als deren Oberkante und damit für die Basis auch länger die Ätzzrate für AlGaAs gilt, wird die Struktur in ihrem Höhenprofil verändert. Entsprechend einem Ätzzratenverhältnis GaAs zu AlGaAs von  $\sim 1/2$  ist die





**Abb.IV.1.2:** Ellipsometrie-Messungen auf einem planaren Stück eines ansonsten lateral strukturierten Quantenwells des in Abschnitt II.6.3 beschriebenen Typs. Anhand der Auswertung der Oszillationen von  $\Delta$  und  $\Psi$  ergibt sich für die Oberkante der Drahtstrukturen eine Ätztiefe von  $\sim 200$  nm. Damit liegt diese genau im gewünschten Bereich der Struktur (s. Abschnitt II.6.3).

Höhenmodulation nach dem Ätzen, solange die Basis der Struktur im AlGaAs verbleibt, doppelt so groß wie bei der Ausgangsstruktur. Dies kann aber eher als vorteilhaft angesehen werden, da sich mit Hilfe dieses Effekts ein Quantenwell besser *treffen* lässt (d.h. die Basis der Struktur liegt unterhalb des Quantenwells, während die Oberkante noch deutlich oberhalb des Quantenwells im AlGaAs-Bereich liegt). Nachteilig ist eventuell, wie Abbildung IV.1.3 zeigt, dass das Durchstoßen einer GaAs-Schicht zu einer unterschiedlichen Facettierung der sie umgebenden AlGaAs-Schichten führt. Bei der in der Graphik gezeigten Struktur handelt es sich um einen Vorläufer der in Abschnitt II.6.3 vorgestellten Struktur. Im Vergleich zu der in Abbildung II.6.6 gezeigten Struktur waren bei dieser die GaAs-Cap-Schicht und die den Quantenwell einfassenden AlGaAs-Schichten dicker. Durch die dickeren



**Abb. IV.1.3:** REM-Aufnahme der Al-selektiv angeätzten Bruchkante, eines Vorläufers der in Abbildung II.6.6 in Schritt 3 gezeigten Struktur. Deutlich sichtbar wurde die angestrebte Ätztiefe erreicht. Durch die unterschiedlichen Ätzzraten von AlGaAs und GaAs kommt es zu einer unterschiedlichen Facettierung der einen Quantenwell umgebenen AlGaAs-Bereiche.

Aluminium-haltigen Schichten ergibt sich in der REM-Aufnahme ein höherer Kontrast, wodurch der dünne GaAs-Quantenwell im REM optisch besser aufgelöst wird. Obwohl sich der Effekt der unterschiedlichen Facettierung ober- und unterhalb des Quantenwells bei Strukturen mit einer geringeren Höhenmodulation nicht so gut beobachten lässt, gehen wir davon aus, dass er bei allen derartigen Proben vorhanden ist.

Zu einem späteren Zeitpunkt gab es einen massiven, langanhaltenden Einbruch in der Beweglichkeit der MBE-gewachsenen Schichten. Dies manifestierte sich auch in der Qualität der Ätz-Hemts, so dass der Ätzprozess auf neue Parameter umgestellt werden musste. Dieser Umstand wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit noch diskutiert.

Bei einem Prozessdruck von  $\sim 2 \times 10^{-4}$  Torr (Set Point am Gasregler: 4,0 Torr) und einer Wachstumstemperatur von  $470^\circ\text{C}$  wurde eine Ätzrate von  $\sim 200\text{nm}/\text{min}$  für GaAs ermittelt.

## 1.2 CAIBE-Ätzzraten

Bei Versuchen mit dem CAIBE-Ätzprozess wurde die Ätzrate ebenfalls mit Hilfe des Ellipsometers bestimmt. Es wurde allerdings nicht annähernd der gesamte Parameterraum ausgetestet. Bei einem Argon-Fluss von  $F_{\text{Ar}} = 0,48\text{ sccm}$ , einer HF-Leistung von  $P = 30\text{ W}$ , einer Plasmagitterspannung von  $U_{\text{SCR}} = 0\text{ V}$  und einer Beschleunigungsspannung von  $U_{\text{ACC}} = 0\text{ V}$  wurde ein linearer Zusammenhang zwischen der Ätzrate und dem Chlor-Regeldruck festgestellt. Bei einem  $\text{Cl}_2$ -Regeldruck von 0,2 Torr konnte eine Ätzrate von  $12\text{ nm}/\text{min}$  festgestellt werden, die sich auf  $62\text{ nm}/\text{min}$  bei einem Regeldruck von 1,6 Torr steigerte. Die Ätztemperatur lag bei  $\sim 100^\circ\text{C}$ .

## 2. *In situ* CGE-Ätz-HEMTs

In diesem Kapitel werden die Messungen an planaren in situ CGE geätzten Proben präsentiert. Es wurde eine Serie von Ätz-HEMTs (s. Kapitel II.6.2) präpariert, die eine systematische Untersuchung des CGE-Prozesses hinsichtlich seiner Schädigungsart und -stärke erlaubt. Mit Hilfe der in Abschnitt III dargestellten Messmethoden werden Rückschlüsse auf die Art der eingebrachten Streuzentren möglich. Die präsentierte Probenserie wurde in einem Zeitraum von ungefähr drei Wochen angefertigt, bei dem die MBE-Anlage auch an sich hochbewegliche, nicht geätzte modulationsdotierte Halbleiter-Heterostrukturen hervorgebracht hat. In dieser Zeit zeigten herkömmliche, zur Charakterisierung der MBE gewachsene Standard-HEMT-Strukturen mit einem 30 nm AlGaAs-Spacer (Ätz-HEMTs besitzen einen 15 nm AlGaAs-Spacer) eine Ladungsträgerbeweglichkeit von  $\mu \sim 670.000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  bei einer Ladungsträgerdichte von  $N_s \sim 2,2 \times 10^{11} \text{ 1/cm}^2$  bzw.  $\mu \sim 750.000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  bei einer Ladungsträgerdichte von  $N_s \sim 2,1 \times 10^{11} \text{ 1/cm}^2$  und einer Spacerdicke von 40 nm. Zu diesem Zeitpunkt lief die MBE-Anlage sehr stabil, was sich im weiteren Verlauf dieser Arbeit als Grundvoraussetzung für eine systematische Analyse des CGE-Prozesses herausstellte.

Untersuchungen an Ätz-HEMTs, welche zu einem späteren Zeitpunkt präpariert wurden, an dem die MBE-Anlage ein Kontaminationsproblem aufwies, werden nur kurz diskutiert.

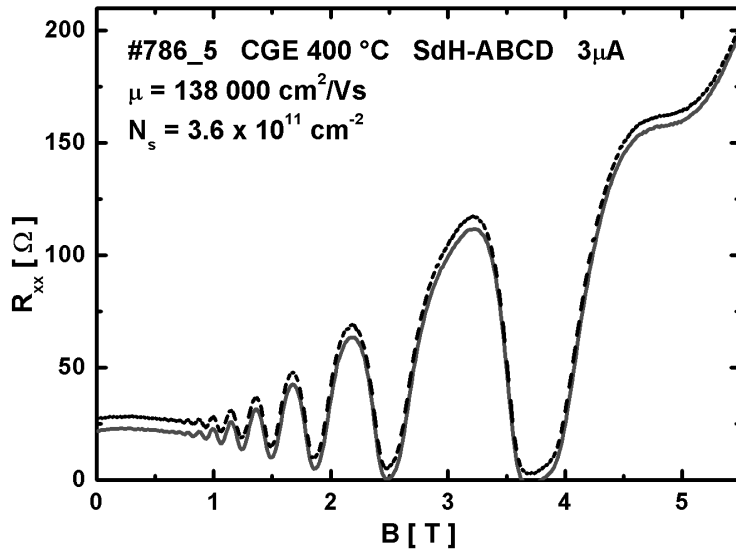
Wie im vorherigen Abschnitt bereits dargestellt, wurde eine Ätz-HEMT-Serie hergestellt, bei der von Probe zu Probe allein die Ätztemperatur variiert. Die Prozessparameter der 7 Ätz-HEMTs (s. Kapitel II.6.2) waren:

- Chlordruck:  $P_{\text{Gasregler}} = 2,8 \text{ Torr}$  ( $P_{\text{Kammer}} \approx 1 \times 10^{-3} \text{ Torr}$ )
- Ätzzeit:  $t_{\text{Chlor}} = 60 \text{ sec}$
- Ätztemperatur:  $T_1 = 300^\circ\text{C}$   
 $T_2 = 350^\circ\text{C}$   
 $T_3 = 400^\circ\text{C}$   
 $T_4 = 450^\circ\text{C}$   
 $T_5 = 500^\circ\text{C}$   
 $T_6 = 550^\circ\text{C}$   
 $T_7 = 600^\circ\text{C}$

Eine Referenz wurde nur in die Prozesskammer transferiert und ohne Ausführung eines Ätzschrittes anschließend in der MBE überwachsen. Die Struktur dieser Probe entspricht ansonsten genau der eines Ätz-HEMTs.

### 2.1 Magnetotransport-Messungen (van der Pauw)

Zur schnellen Charakterisierung der Proben wurden zunächst quadratische Stücke mit Kontakten in van der Pauw-Geometrie präpariert. Es wurden Indium-Kontakte mit dem  $350^\circ\text{C}$  heißen LötKolben an die Ecken der  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  großen Proben aufgebracht und bei  $\sim 450^\circ\text{C}$  eine Minute lang unter Schutzgasatmosphäre einlegiert. Die Proben wurden dann bei 4,2 K, in Magnetfeldern bis zu 5,5 T, mit Magnetotransport vermessen. Es wurden die beiden möglichen SdH-Messungen durchgeführt (Kontaktgeometrien: ABCD und BCDA – s. Kapitel III.1), um die Ladungsträgerbeweglichkeit  $\mu$  und die Ladungsträgerdichte  $N_s$  zu bestimmen. Die DC-Messungen wurden in jeder Geometrie zwei mal mit jeweils umgepoltem Strom durchgeführt. Abbildung IV.2.1 zeigt eine beispielhafte Messung.



**Abb.IV.2.1:** Typische DC-SdH-Messung an einer Ätz-Hemt-Probe. Die Probe besitzt van der Pauw-Geometrie. Für jede Geometrie wurden zwei Messungen mit jeweils verpolter Stromrichtung durchgeführt. Der für die Ladungsträgerbeweglichkeit herangezogene Widerstand ist der Mittelwert aus beiden Messungen.

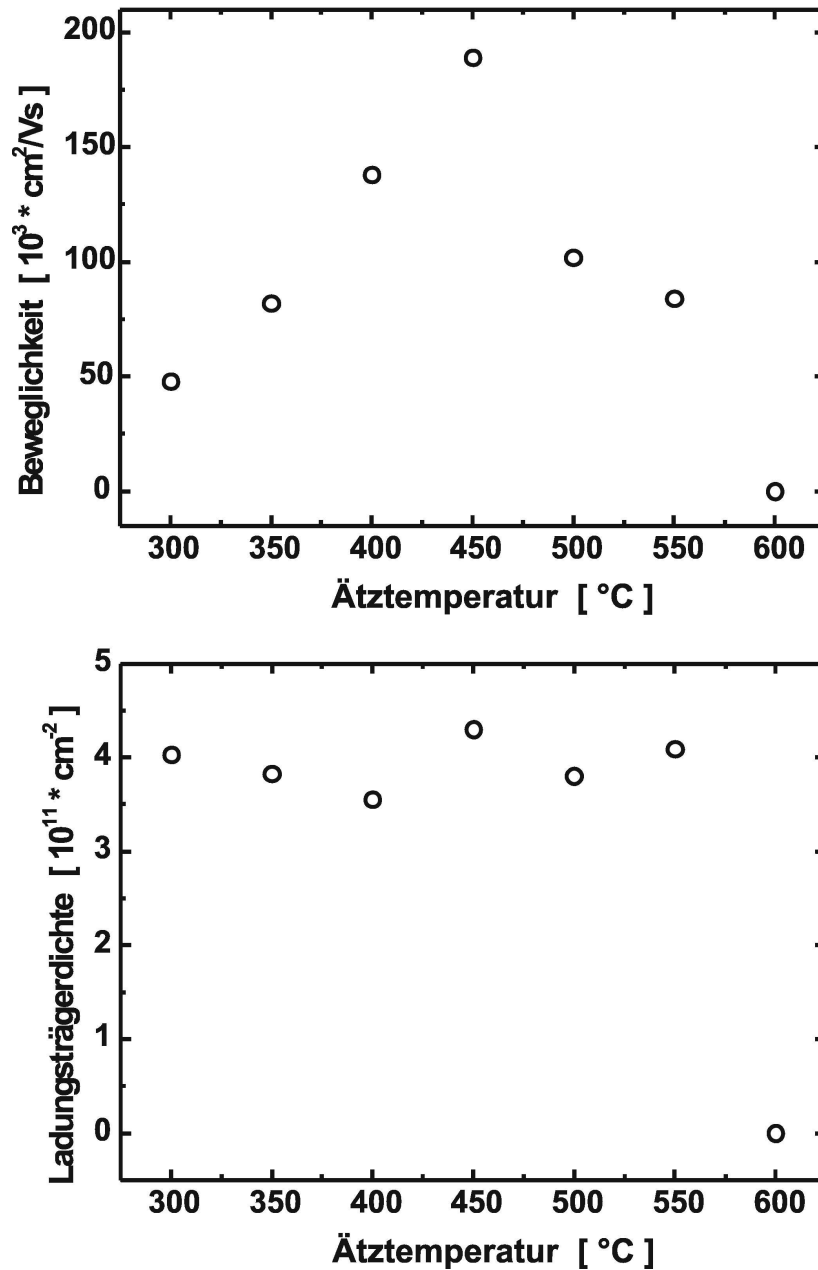
Die Auswertung der Ladungsträgerbeweglichkeit in Abhängigkeit der Ätztemperatur gibt einen ersten Aufschluss über die Qualität des Ätzprozesses. Abbildung IV.2.2 zeigt sowohl die ermittelte Ladungsträgerbeweglichkeit als auch die Ladungsträgerdichte, welche aus den Positionen der SdH-Oszillationsminima bestimmt wurde.

Für die Ätz-HEMT-Referenzprobe, welche nicht geätzt, aber transferiert wurde, ermittelten wir eine Ladungsträgerbeweglichkeit  $\mu = 406.000\text{ cm}^2/\text{Vs}$  bei einer Dichte von  $N_s \sim 4,2 \times 10^{11}\text{ 1/cm}^2$ .

Die bei 600°C geätzte Probe wurde zweimal prozessiert, enthielt im Magnetotransport aber, trotz Wiederholung, keine beweglichen Ladungsträger. Die ermittelten Beweglichkeiten zeigen mit  $\mu = 189.000\text{ cm}^2/\text{Vs}$  ein deutliches Maximum bei einer Prozesstemperatur von 450°C. Damit liegt der Wert um Faktor 2 unter dem Wert des Transfer-HEMTs und um Faktor 3–4 unter dem mit der MBE maximal möglichen. Die ermittelte Beweglichkeit übersteigt die bis dato, unseres Wissens nach, höchste publizierte Ladungsträgerbeweglichkeit von  $\mu = 114.000\text{ cm}^2/\text{Vs}$  (bei vergleichbarer Ladungsträgerdichte) für eine derartige Probe (vgl. Kadoya et al. [41,42]). Auf beiden Seiten des ausgeprägten Maximums fällt die Beweglichkeit mit zunehmender Abweichung von der optimalen Ätztemperatur ab. Dabei ist der Abfall hin zu hohen Temperaturen deutlich steiler als hin zu den niedrigen und endet schließlich mit dem Ausfrieren aller beweglichen Ladungsträger. Die Ladungsträgerdichten bleiben im Rahmen der Messgenauigkeit konstant und zeigen auch im Vergleich zur Transfer-Probe keinen sichtbaren Einbruch. Dies könnte als ein Indiz dafür angesehen werden, dass kein starker Einfang von Ladungsträgern durch Störstellen an der Grenzfläche stattfindet.

Setzt man diese Untersuchungsreihe in Relation zu den von Tanaka et al. [29] durchgeführten Untersuchungen der Oberflächen-Stöchiometrie von Chlor-geätzten Proben, so bewegt man sich in Abbildung II.4.2, bei konstanten Prozessdruck, auf einem Schnitt durch die Graphik, parallel zur X-Achse. Von niedrigen Temperaturen kommend gelangt man von der durch Gallium-Überschuss bestimmten Seite, über den stöchiometrischen Bereich hinweg, zur Arsen-reichen Seite. Die Vermutung liegt nahe, dass gerade die Prozessparameter, welche ein stöchiometrisches Ätzen liefern, mit der maximalen Ladungsträgerbeweglichkeit korrespondieren. Die von Tanaka et al. für einen Chlordruck von  $1 \times 10^{-3}$  Torr angegebene Temperatur für stöchiometrisches Ätzen liegt gerade bei ungefähr 450°C. Dieser Umstand ist auf-

grund der in Kapitel II.4.1 diskutierten schweren Vergleichbarkeit von Prozessdrücken allerdings mit Vorsicht zu bewerten.



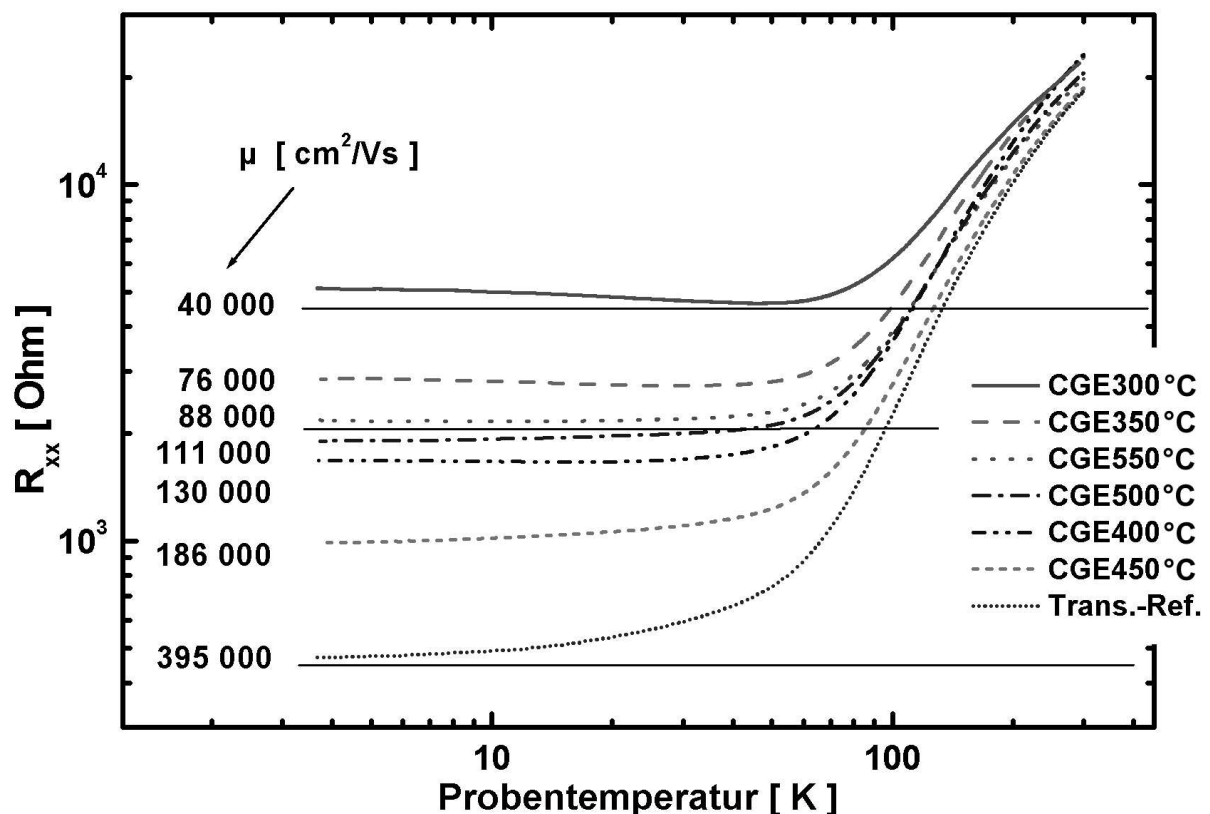
**Abb.IV.2.2:** Die obere Graphik zeigt die Ladungsträgerbeweglichkeit  $\mu$  der verschiedenen Ätz-Hemts, aufgetragen gegen deren jeweilige Ätztemperatur. In der Graphik darunter wird die zugehörige Ladungsträgerdichte  $N_s$  wiedergegeben, wie sie aus den SdH-Oszillations-Minima bestimmt wurde. Alle Messungen wurden bei 4,2 K in van der Pauw-Geometrie durchgeführt.

## 2.2 Temperaturabhängige Transport-Messungen

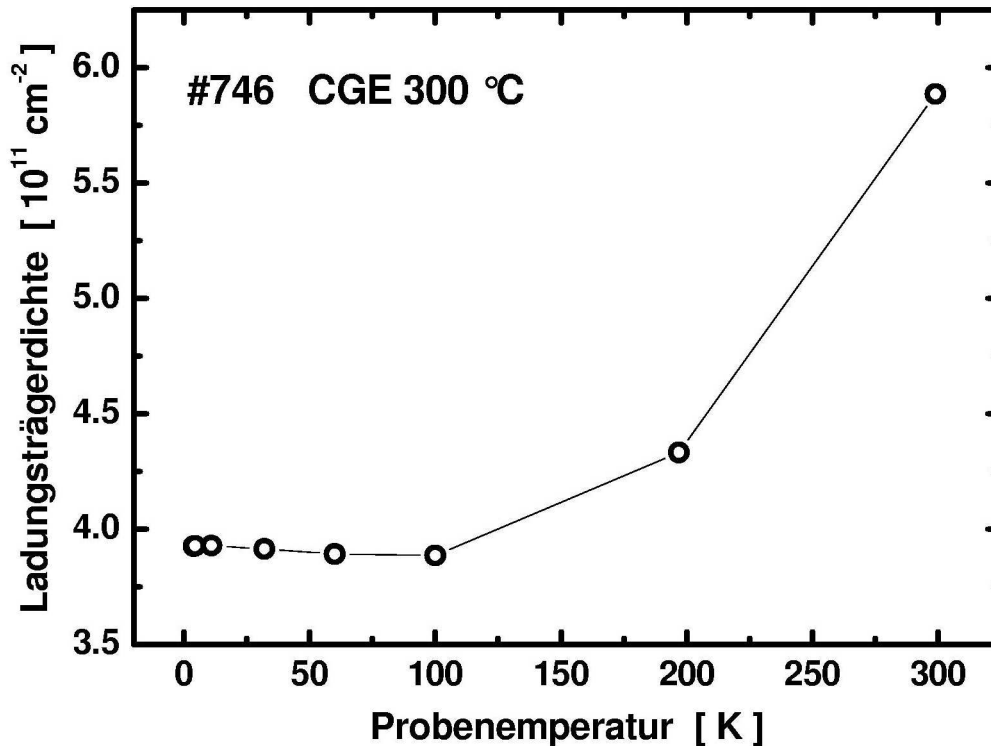
Wie der Vergleich mit dem Transfer-HEMT zeigt, geht ein Großteil der Reduktion der Ladungsträgerbeweglichkeit bei den geätzten Proben auf Streuprozesse an durch den Ätzprozess eingebrachten Störstellen zurück. Viele Streuprozesse, welche in herkömmlichen modulationsdotierten Halbleiterheterostrukturen eine Rolle spielen, zeigen ein für sie spezifisches Temperaturverhalten [124,125,126]. Bei tiefen Temperaturen wird die Streuung von Elektronen eines 2DES überwiegend durch akustische Phononen und geladene Störstellen bestimmt. Oberhalb von 70 K setzt die Streuung an optischen Phononen ein und beginnt schnell den Transportwiderstand hauptsächlich zu bestimmen.

Um diesbezüglich mögliche Erkenntnisse über die in den an einer geätzten Grenzfläche liegenden, 2DES vorherrschenden Streuprozesse zu erlangen, haben wir den Null-Feld-Widerstand temperaturabhängig im Bereich von 4 K bis 300 K vermessen. Abbildung IV.2.3 zeigt die Ergebnisse für die Messungen an den elektronisch aktiven Ätz-HEMTs und dem Transfer-HEMT.

In der Graphik deutlich zu sehen ist der Anstieg des Widerstands jenseits der 70 K, welcher auf das Einsetzen der Streuung an optischen Phononen zurückzuführen ist. Bei niedrigen Temperaturen fällt auf, dass der Widerstand  $R_{xx}$  eine mit der Ladungsträgerbeweglichkeit korrelierte Steigung aufweist. Diese Steigung ist zunächst für die hochbeweglichen Proben



**Abb.IV.2.3:** Temperaturabhängigkeit des Null-Feld-Längswiderstandes der Ätz-Hemts (incl. dem Transfer-Hemt). Oberhalb von 70 K wird der Widerstand durch das Einsetzen der optischen Phononen bestimmt. Im Bereich unterhalb von 50 K verändert sich die deutlich flachere Steigung des Widerstandes in Abhängigkeit von der im Magnetotransport bestimmten Ladungsträgerbeweglichkeit  $\mu$  der 2DES. Bei einer Beweglichkeit von  $\sim 100.000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  findet schließlich ein Vorzeichenwechsel in dieser Steigung statt. Die waagerechten, dünnen Linien dienen als Hilfe zum visuellen Erkennen der Steigung.



**Abb.IV.2.4:** Die aus der Hall-Steigung zwischen 0 T und 0,6 T ermittelte Ladungsträgerdichte  $N_s$ , der bei 300°C geätzten Ätz-Hemt-Probe. Der starke Anstieg jenseits der 100 K ist auf die Zunahme von thermisch aktivierten Trägern zurückzuführen.

positiv. Das Extrem wird in diesem Fall von dem Transfer-HEMT markiert. Mit abnehmendem Widerstand wird auch die Steigung flacher und wechselt bei einer Ladungsträgerbeweglichkeit  $\mu \sim 100.000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  schließlich ihr Vorzeichen. Jenseits dieser Marke wird die Steigung mit abfallender Beweglichkeit negativer.

Da der Längswiderstand  $R_{xx}$  bei Null-Feld auch von der Ladungsträgerdichte abhängt, wurde zusätzlich bei der das Extrem markierenden 300°C-Ätz-HEMT-Probe die Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte  $N_s$  von der Probenemperatur geprüft. Die in Abbildung IV.2.4 dargestellten Ladungsträgerdichten wurden anhand der Hall-Steigung zwischen 0 T und 0,6 T ermittelt. Die zeitlich deutlich aufwändigere Überprüfung der Ladungsträgerdichte durch Auswertung der SdH-Minima bleibt zu tun. Die Messung zeigt bei einer Temperatur über 100 K einen deutlichen Anstieg der Ladungsträgerdichte. Dies ist auf eine, mit der Temperatur steigende, thermische Aktivierung von Ladungsträgern zurückzuführen [125]. Bei niedrigen Temperaturen hingegen zeigt die Probe einen unerwarteten leichten Anstieg in  $N_s$ . Die Ursache dieses Effektes wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht geklärt, jedoch belegt diese Messung, dass die gemessene negative Steigung des Längswiderstandes bei tiefen Temperaturen nicht auf eine Abnahme der beweglichen Ladungsträger hin zu tieferen Temperaturen zurückgeführt werden kann. Im Gegenteil zeigt diese Messung für die Ladungsträgerbeweglichkeit  $\mu$ , im Vergleich zum Widerstand  $R_{xx}$ , einen noch deutlicheren Anstieg.

Untersuchungen an modulationsdotierten Heterostrukturen von Paalanan et al. [129] zeigen ein ähnliches Verhalten für den Längswiderstand bzw. bei Lin et al. [127,128] für die Ladungsträgerbeweglichkeit in Abhängigkeit der Probenemperatur. Diese Messungen wurden allerdings an Proben mit einer etwas höheren Beweglichkeit durchgeführt. Sie erklären diesen Effekt durch ein Zusammenspiel der Streuprozesse an ionisierten Störstellen

und akustischen, bzw. bei höheren Temperaturen auch optischen, Phononen. Wann die Steigung bei niedrigen Temperaturen ihr Vorzeichen wechselt, hängt in dem von Lin et al. angeführten Modell, welches durch weitere Untersuchungen und Rechnungen von Hirakawa et al. unterstützt wird [130], von dem relativen Einfluss der geladenen Störstellen ab.

Neben der möglichen Streuung an geladenen Störstellen spielt bei den Chlor-geätzten Proben wahrscheinlich auch die Grenzflächenrauigkeit eine Rolle [31,32]. Der Einfluss von Grenzflächenrauigkeit auf den Zusammenhang von Ladungsträgerbeweglichkeit und Temperatur wird von Sakaki et al. an Quantenwells untersucht [131,132]. Da bei herkömmlich MBE gewachsenen Proben mit einer GaAs/AlGaAs-Grenzfläche die Grenzflächenrauigkeit eine untergeordnete Rolle spielt, sind die dort untersuchten Quantenwells sehr dünn, damit die Streuung des Elektronensystem möglichst stark durch die rauere AlGaAs/GaAs-Grenzfläche beeinflusst wird. In den Rechnungen von Sakaki et al. wird der Einfluss der Rauigkeit durch eine laterale Potentialmodulation berücksichtigt. Auch in diesem Modell ist ein negativer Temperaturkoeffizient erklärbar. Experimentell wird hier schon bei deutlich geringeren Beweglichkeiten ( $\mu < 20.000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  ebenfalls bei  $T < 100 \text{ K}$ ) ein Umklappen des Vorzeichens der Steigung der Beweglichkeit ermittelt.

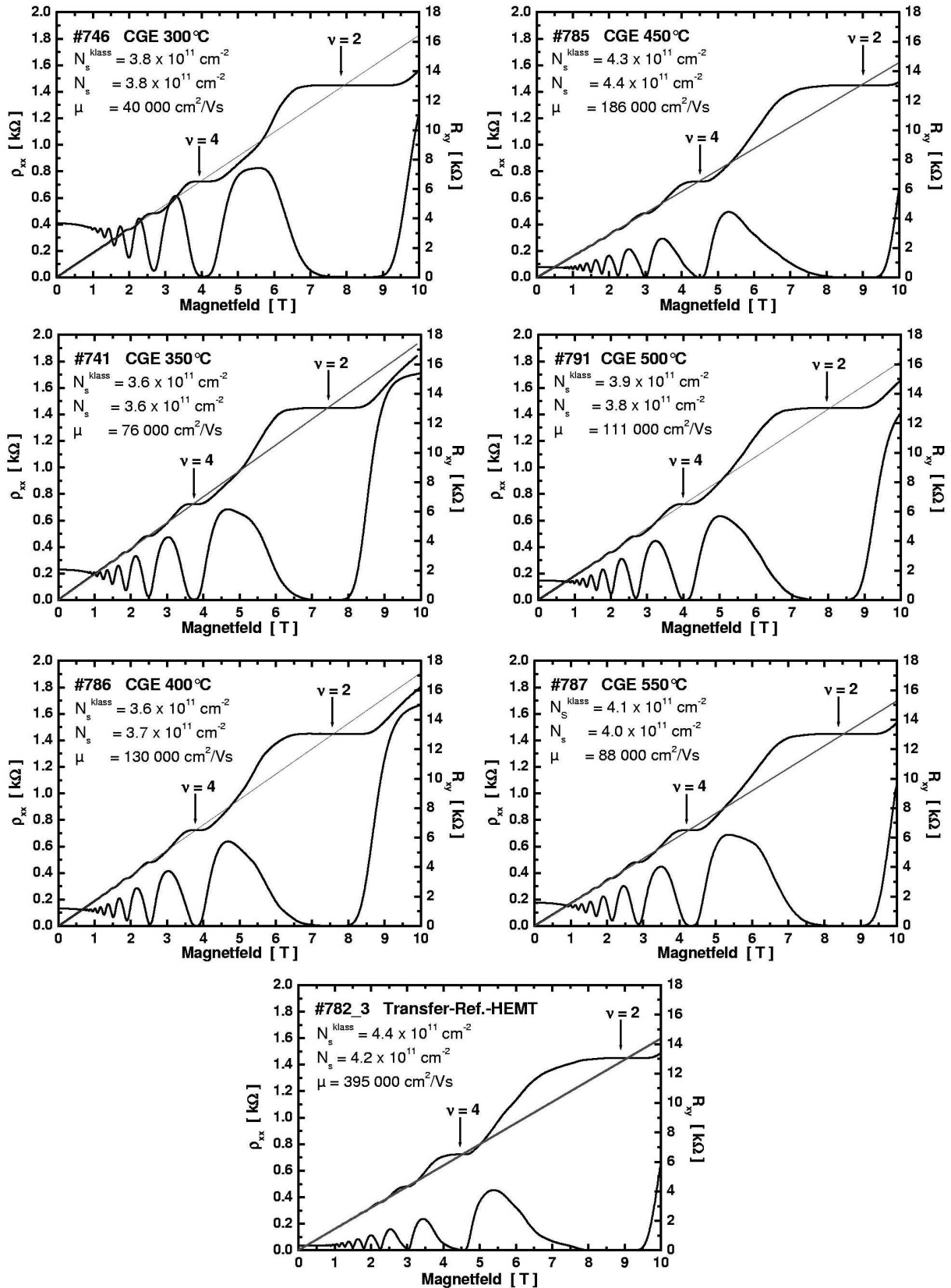
Sowohl bei dem Modell von Lin et al. als auch bei dem Modell von Sakaki et al. wird bei einer durch akustische Phononen dominierten Streuung ein positiver Temperaturkoeffizient festgestellt. Zur Analyse, ob der negative Temperaturkoeffizient durch Grenzflächenrauigkeit oder geladene Störstellen bestimmt wird, benötigte man eine genaue Angabe über die laterale Ausdehnung der Rauigkeit, da die Zusammenhänge sich als recht komplex erweisen.

### 2.3 Magnetotransport-Messungen (Hall-Bar-Geometrie)

Der Einfluss von Coulomb-Streuung auf die Magneto-Transporteigenschaften eines 2DES wurde von Haug et al. an Proben erforscht, die in unmittelbarer Nähe zum Elektronensystem eine Dotierschicht beinhalten [133,84]. Sie beobachten eine Verschiebung der Hall-Plateaus und eine Asymmetrie in der Linienform der SdH-Oszillationen, in Abhängigkeit der Stärke und Polarität der Streuzentren (s. Kapitel II.5.2). Bei einer Störstellenkonzentration von  $4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  stellen Haug et al., ausgehend von einer nicht dotierten Referenz-Struktur ( $N_s \approx 3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ), bei einer um nur 10% niedrigeren Ladungsträgerdichte eine Reduktion der Beweglichkeit von ursprünglich  $\mu = 500.000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  auf  $\mu = 30.000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  fest. Diese Werte liegen im vergleichbaren Rahmen zu unserem bei  $300^\circ\text{C}$  prozessierten Ätz-HEMT. Zusätzlich sind die Hall-Plateaus in den Messungen von Haug et al. an diesen gestörten Proben deutlich verschoben und die SdH-Oszillationen weisen eine sichtbare Asymmetrie auf. Bei einem direkten Vergleich mit den Daten von Haug et al. würden wir bei unseren Proben dementsprechend eine Störstellenkonzentration von  $\sim 5 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$  bis  $\sim 1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  erwarten. Bei deutlich höheren Störstellenkonzentrationen ist der hier genannte Effekt nach Haug et al. allerdings nicht mehr beobachtbar.

Um einen so gearteten Einfluss der durch den Ätzprozess bedingten Störstellen auf das 2DES zu untersuchen, ist eine genauere AC-Transportmessung an Hall-Bars notwendig. Es wurden auf den Proben die in Kapitel III.1 beschriebenen Hall-Bars mit Nass-Ätzverfahren photolithographisch präpariert. Die Gold-Germanium-Nickel-Kontakte wurden mit Hilfe eines Elektronenstrahlverdampfers aufgebracht und bei  $\sim 450^\circ\text{C}$  eine Minute lang unter Schutzgasatmosphäre einlegiert. Unter Verwendung der Lock-In-Technik wurden AC-SdH- und Hall-Messungen bei einem Längsstrom von  $I_x = 10 \text{ nA}$ , einer Lock-In-Frequenz von  $f = 33 \text{ Hz}$ , bei  $4,2 \text{ K}$ , in Magnetfeldern bis zu  $10 \text{ T}$  durchgeführt.





**Abb.IV.2.5:** Magnetotransport-Messungen der Ätz-Hemt-Serie (incl. Transfer-Ref.Hemt). Die Messungen wurden bei 4,2 K in Hall-Bar-Geometrie durchgeführt.  $N_s$  gibt die aus den SdH-Oszillationsminima bestimmte Ladungsträgerdichte an.  $N_s^{klass}$  ist die klassische, aus der Hall-Steigung bei niedrigen Feldern bestimmte Ladungsträgerdichte. Die Extrapolation dieser Geraden  $R_{xy} = B/eN_s^{klass}$  ist grau eingezeichnet.

Abbildung IV.2.5 zeigt die Ergebnisse der Magnetotransport-Messungen an den Hall-Bar-Geometrien.

Die in diesen Messungen ermittelten Ladungsträgerbeweglichkeiten liegen im Mittel 8% unter den in van der Pauw-Geometrie bestimmten Werten. Diese Abweichung liegt dafür, dass die Hall-Bar-Proben zu einem deutlich späteren Zeitpunkt und auf eine andere Weise prozessiert wurden, im Rahmen der zu erwartenden Abweichung. Die klassisch aus der Hall-Steigung bestimmten Ladungsträgerdichten  $N_s^{klass}$  stimmen im Rahmen der Messgenauigkeit mit den Werten der aus den SdH-Oszillationsminima ermittelten Ladungsträgerdichten  $N_s$  überein.

Die aus den Hall-Plateaus bei  $\nu = 2$  bestimmten Hall-Widerstände der Proben wurden überprüft. Die Werte weichen bei diesem Füllfaktor nur um  $\sim 1\%$  von den, über die von Klitzing-Konstante bestimmten theoretischen Werten ab.

Um eine mögliche Verschiebung der Lage der Hall-Plateaus im Magnetfeld beobachten zu können, wurden die klassischen Hall-Geraden  $R_{xy} = B/eN_s^{klass}$  bei niedrigen Magnetfeldern hin zu hohen Magnetfeldern extrapoliert und grau hinterlegt.

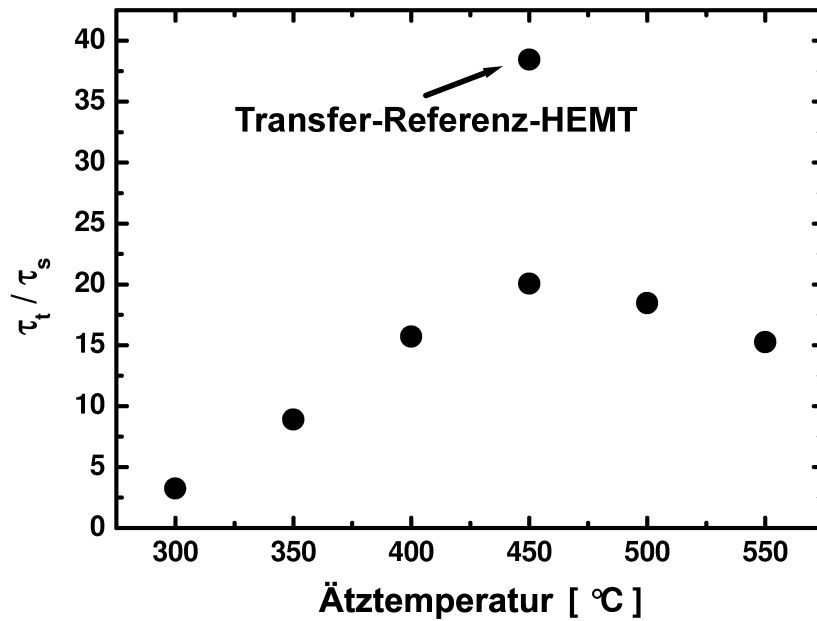
Die bei einer vom Optimum abweichenden Ätztemperatur prozessierten Proben zeigen keine deutliche Verschiebung der Hall-Plateaus im Magnetfeld. Bei der bei  $450^\circ\text{C}$  prozessierten Probe ist eine leichte Verschiebung zu niedrigeren Magnetfeldern zu beobachten, was nach Haug et al. [84] auf die Präsenz von positiv geladenen Streuzentren zurückgeführt werden könnte. Die stärkste und eindeutigste Verschiebung ist hingegen bei dem Transfer-HEMT zu beobachten. Hier weist die Verschiebung ebenfalls auf positive Streuzentren hin.

Auch bei der Asymmetrie der SdH-Oszillationen beobachtet man, dass sie am stärksten bei der nominell ungestörten Probe, dem Transfer-HEMT auftritt. Der Effekt schwächt dann mit zunehmender Abweichung von der optimalen Prozesstemperatur ab.

Der bei dem Transfer-HEMT deutliche Einfluss von positiven Streuzentren kann sehr gut durch den relativ dünnen Spacer (15 nm) bei diesen Strukturen und damit einer starken Präsenz der positiven Donator-Rümpfe erklärt werden. Eine dementsprechende Asymmetrie der SdH-Oszillationen ist auch bei HEMT-Proben mit einem nochmals dickeren Spacer (30 nm) und damit verbundener höherer Beweglichkeit zu beobachten. Da die von uns ermittelten Beweglichkeitsdaten für die Ätz-HEMTs mit den Daten von Haug et al. an vorsätzlich dotierten Proben korrespondieren (s.o.), ist die Möglichkeit, dass die Ätz-Proben bereits so stark durch Coulomb-Streuzentren gestört sind, als dass eine Verschiebung bei ihnen bereits wieder stark abgeschwächt wird, eher unwahrscheinlich. Dieser Umstand legt die Vermutung nahe, dass der Effekt einer Verschiebung durch die Präsenz von Coulomb-Streuzentren von einem anderen Streumechanismus, wie z.B. einer Grenzflächenrauigkeit, überlagert wird. Eine Aufhebung des durch die Donatoren bedingten Effekts durch eine Anreicherung von negativ geladenen Streuzentren an der Grenzfläche kann allerdings nicht vollkommen ausgeschlossen werden. Kadoya et al detektierten mit SIMS eine Anreicherung von Kohlenstoff und Sauerstoff an einer solchen Grenzfläche [41]. Solche Akzeptoren direkt an der Grenzfläche könnten den Effekt der Si-Donatorrümpfe eventuell abschirmen und schließlich kompensieren.

## 2.4 $\tau_i$ zu $\tau_s$ -Verhältnis

Wie in Kapitel II.5.2 vorgestellt, lassen sich viele Informationen über die wirkenden Streumechanismen mit Hilfe der Auswertung der single-particle relaxation-time  $\tau_i$  und der



**Abb.IV.2.6:** Verhältnis aus Transport-Streuzeit  $\tau_t$  und quantenmechanischer Streuzeit  $\tau_s$  für die prozessierten Ätz-Hemts in Abhängigkeit von der Ätztemperatur. Die nicht geätzte Transfer-Referenz-Probe ist temperaturunabhängig als Vergleichswert ebenfalls eingetragen.

Transport-Streuzeit  $\tau_s$  gewinnen. Wir haben diese Streuzeiten mit der in Kapitel III.1 vorgestellten Methode aus den in Abbildung IV.2.5 gezeigten SdH-Messungen an Hall-Bars extrahiert. Das Verhältnis von  $\tau_t$  zu  $\tau_s$  ist in Abbildung IV.2.6 gegen die Prozess-Temperatur für alle Ätz-HEMTs aufgetragen. Der  $\tau_t/\tau_s$ -Wert der nicht geätzten Transfer-Probe ist ebenfalls markiert.

Wie man Gleichung II.5.3 und II.5.4 entnehmen kann, ist  $\tau_t$  unempfindlich gegen kleine Streuwinkel, wogegen  $\tau_s$  alle Streuwinkel gleichermaßen berücksichtigt. Das Verhältnis von  $\tau_t$  zu  $\tau_s$  gibt somit Aufschluss über den Charakter der am 2DES präsenten Streupotentiale.

Bei sehr *sauberen* modulationsdotierten Heterostrukturen, deren 2DES-Ladungsträgerbeweglichkeit vornehmlich durch die Streuung an weit entfernten, positiv geladenen Donatorrümpfen und damit langreichweitigen Streupotentialen beschränkt wird, kann das Streuzeiten-Verhältnis sehr groß werden  $\tau_t/\tau_s \gg 1$ . Rauch et al. [135] finden experimentell für durch Coulomb-Streuung dominierte GaAs/AlGaAs-Strukturen, gestützt von theoretischen Rechnungen [80,81,99], ein sehr großes  $\tau_t/\tau_s > 10$ . Für Si-MOSFET-Strukturen mit einer relativ rauen Grenzfläche zwischen Halbleiter und Oxid, was eine Dominanz der Grenzflächenrauigkeits-Streuung bedingt, werden Werte  $\tau_t/\tau_s \approx 1$  ermittelt.

Bei der Analyse der von uns bestimmten  $\tau_t/\tau_s$ -Werte zeigt sich, dass die Ladungsträgerbeweglichkeit  $\mu$  der nicht geätzten Transfer-Probe mit einem  $\tau_t/\tau_s$ -Verhältnis von  $\sim 40$  deutlich von der langreichweitigen Coulomb-Streuung an den Donatorrümpfen bestimmt wird. Das Absinken dieses Verhältnisses für die bei 450°C-geätzte Probe auf  $\sim 20$  deutet an, dass bereits bei dieser Probe ein kurzreichweitiger Streumechanismus, z.B. durch eine Grenzflächenrauigkeit oder durch Grenzflächenladungen, deutlichen Einfluss nimmt. Die mit der Abweichung von der optimalen Prozesstemperatur korrelierte weitere Abnahme des Wertes für die übrigen Ätz-HEMTs zeigt, dass die Stärke des durch den Ätzprozess eingebrachten kurzreichweitigen Streumechanismus zunimmt.

Um eine bessere Einschätzung für die Größenordnungen der möglichen Grenzflächen-Rauigkeit bzw. möglichen Coulomb-Streumechanismen zu bekommen, haben wir versucht, die experimentell bestimmten  $\tau_i/\tau_s$ -Werte theoretisch zu modellieren. Wir folgten dabei dem in der Bornschen-Näherung eingeführten Formalismus von Ando [81]. Unter Verwendung der bereits in Kapitel II.5.2 vorgestellten Potentiale für Streuung an, von einem 2DES entfernten Coulomb-Streuzentren bzw. Streuung an Grenzflächen-Ladungen, Streuung an der Hintergrunddotierung und Streuung an einer Grenzflächenrauigkeit, konnten wir die experimentellen Werte für  $\tau_i/\tau_s$  auf zufriedenstellende Weise modellieren. Dabei wurden Korrelations-Korrekturen für Kleinwinkel-Streuung, wie sie von Coleridge [136] vorgestellt werden nach dem Formalismus von van Hall [137] berücksichtigt, um eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie zu erreichen. Wie in Kapitel II.5.2 bereits erwähnt, berücksichtigen die von Gold vorgestellten Potentiale, nur Streuprozesse erster Ordnung. Korrekturen für Vielfachstreuprozesse werden erst für niedrige Ladungsträgerdichten zu einem wichtigen Faktor und wurden hier nicht berücksichtigt.

Es wurde von uns angenommen, dass die Hintergrunddotierung für alle Proben konstant bei  $N_B = 2,5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  blieb und auch die Dichte der ionisierten Donatorrümpfe der hier untersuchten Proben mit  $N_D = 2,5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  stabil war. Eine Grenzflächen-Ladungsdichte  $N_i = 9,3 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$  wurde durch einen Fit der  $\tau_i/\tau_s$ -Werte der Transfer-Referenz-Probe unter der Annahme einer nahezu atomar glatten Grenzfläche bestimmt und zunächst als konstant betrachtet. Die bei diesem Fit berücksichtigte Grenzflächenrauigkeit, mit den die laterale und vertikale Ausdehnung einer Rauigkeit beschreibenden Parametern  $\Lambda$  und  $\Delta$ , betrug  $\Lambda = 100 \text{ nm}$  und  $\Delta = 0,28 \text{ nm}$ . Die für die Ätz-HEMTs modellierten Parameter werden in Tabelle IV.2.a wiedergegeben.

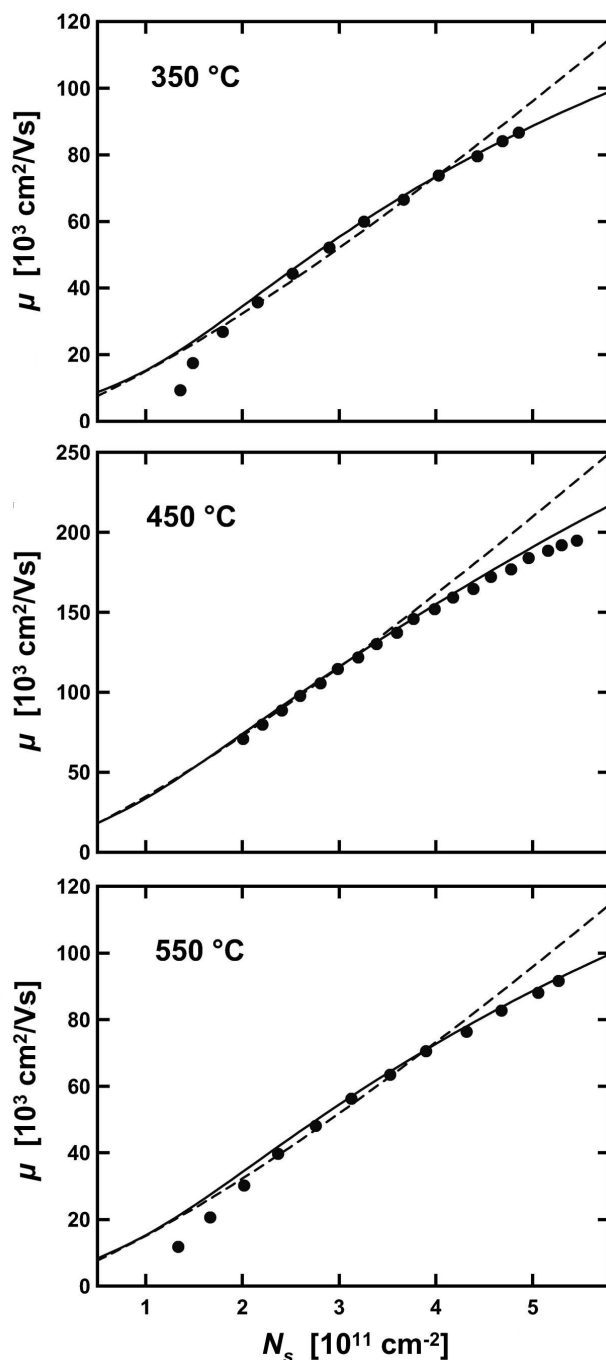
Probe	Experiment			Rechnung			
	$N_s$ [ $10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ]	$\mu$ [ $\text{m}^2/\text{Vs}$ ]	$\tau_i/\tau_s$	$\mu$ [ $\text{m}^2/\text{Vs}$ ]	$\tau_i/\tau_s$	$\Lambda$ [nm]	$\Delta$ [nm]
Transfer-Referenz	4,4	39,5	38	39,5	38	100	0,28
300°C	3,8	4	3	3,9	7	20	1,40
350°C	3,6	7,6	9	7,4	11	22	1,05
400°C	3,6	13,0	16	13,0	16	23	0,74
450°C	4,3	18,6	20	18,6	21	23	0,62
500°C	3,9	11,1	18	11,2	15	23	0,88
550°C	4,1	8,8	15	8,9	12	22	1,00

**Tabelle IV.2.a:** Ladungsträgerdichte  $N_s$ , Ladungsträgerbeweglichkeit  $\mu$  und das Streuzeitenverhältnis  $\tau_i/\tau_s$  der Ätz-HEMTs und der nicht geätzten Referenz. Die experimentellen Daten wurden aus den SdH-Messungen an Hall-Bars gewonnen. Die theoretischen Werte wurden durch Variation der die Grenzflächenrauigkeit beschreibenden Parameter  $\Lambda$  und  $\Delta$  bei fester Grenzflächenladungsdichte, fester Hintergrunddotierung und fester Dotierdichte gewonnen.

Somit lassen sich die ermittelten  $\tau_i/\tau_s$ -Werte durch eine Grenzflächenrauigkeit erklären, deren laterale Ausdehnung, repräsentiert durch  $\Lambda$ , stabil um  $\sim 20$  nm liegt und nur in der vertikalen Amplitude  $\Delta$ , korreliert mit der Temperaturabweichung von der optimalen Ätztemperatur, an Stärke zunimmt.

Auch durch eine Variation der Grenzflächenladungsdichte  $N_i$  von  $1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  bis  $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ , unter der Annahme von stets atomar glatten Grenzflächen, lassen sich die experimentell ermittelten  $\tau_i/\tau_s$ -Werte modellieren. Somit kann an dieser Stelle durch die experimentell bei einer festen Ladungsträgerdichte bestimmten  $\tau_i/\tau_s$ -Werte der Streumechanismus noch nicht abschließend identifiziert werden.

Um den an der geätzten GaAs/AlGaAs-Grenzfläche vorherrschenden Streumechanismus eindeutiger zu identifizieren, haben wir die Abhängigkeit der Ladungsträgerbeweglichkeit  $\mu$



**Abb IV.2.7:** Ladungsträgerbeweglichkeiten  $\mu$  in Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte  $N_s$ . Die schwarzen Punkte zeigen die experimentellen Daten. Die durchgezogene und die gestrichelte Linie zeigen theoretische Daten unter der Annahme, dass entweder Grenzflächenrauigkeit bzw. Grenzflächenladungen den hauptursächlichen Streumechanismus darstellen.

von der Ladungsträgerdichte  $N_s$  bestimmt. Zu diesem Zweck wurden metallische *gates* auf den Hall-Bars aufgebracht, die es erlauben, die Ladungsträgerdichte durch eine Bias-Spannung gezielt einzustellen. Die gemessenen Daten für drei ausgewählte Proben sind in Abbildung IV.2.7 in Form der schwarzen Punkte wiedergegeben.

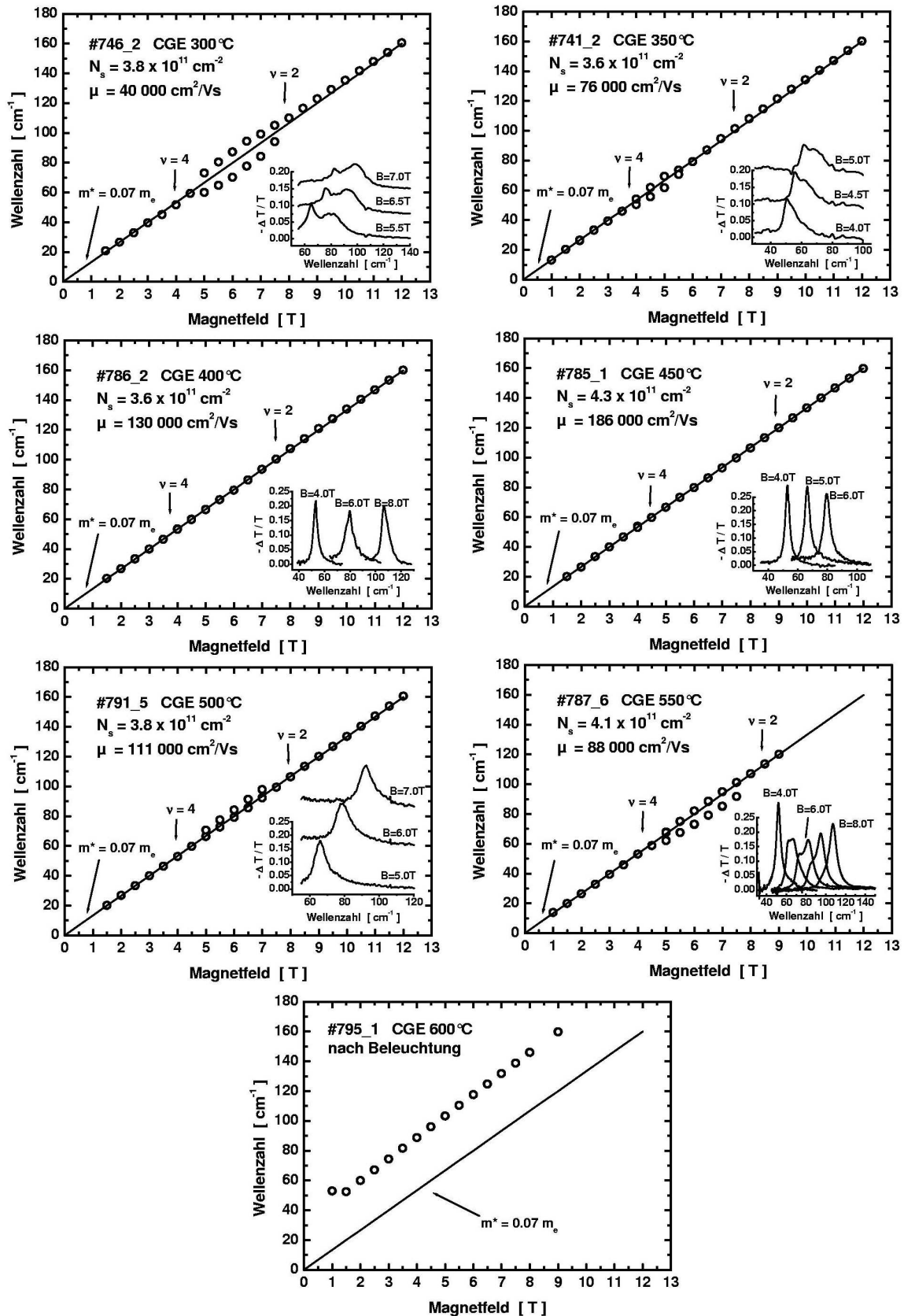
Die leicht geringere Ladungsträgerbeweglichkeit gegenüber den nicht mit einem *gate* versehenen Proben führen wir auf die Präparation der *gates* zurück. Dieser Effekt wird in den errechneten Daten durch ein zusätzliches Streupotential berücksichtigt. Die in der Graphik eingezeichnete durchgezogene Linie gibt errechnete Daten auf der Grundlage der in Tabelle IV.2.a präsentierten Werte für  $\Lambda$  und  $\Delta$  wieder. Die gestrichelte Linie zeigt die Abhängigkeit der Beweglichkeit von der Ladungsträgerdichte bei für alle drei Proben gleicher Grenzflächenrauigkeit ( $\Lambda = 100$  nm und  $\Delta = 0,28$  nm), jedoch unterschiedlicher Grenzflächenstörstellendichte  $N_i$  von  $3,3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  für die bei  $350^\circ\text{C}$ ,  $1,0 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  für die bei  $450^\circ\text{C}$  und  $3,0 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  für die bei  $550^\circ\text{C}$  geätzte Probe.

In dieser Graphik wird deutlich, dass sich die gemessenen Daten im Bereich hoher Ladungsträgerdichten deutlich besser durch eine Grenzflächenrauigkeit als durch zusätzliche Grenzflächen-Coulomb-Streuzentren beschreiben lassen. Die Abweichungen der Messdaten von beiden Modellen bei niedrigen Ladungsträgerdichten führen wir auf die Nicht-Berücksichtigung von Mehrfach-Streuprozessen zurück [82]. Leider war es nicht möglich durch die Bestimmung des Ladungsträger-abhängigen Streuzeiten-Verhältnisses  $\tau_l/\tau_s$  einen noch stärkeren Beweis, für die dominierende Präsenz von Grenzflächen-Rauigkeit anzuführen. Die Annahme einer Grenzflächen-Rauigkeit wird aber weiterhin durch die nicht beobachtbare Verschiebung der Hall-Plateaus im Magnetotransport gestützt (vgl. Abschnitt IV.2.3)

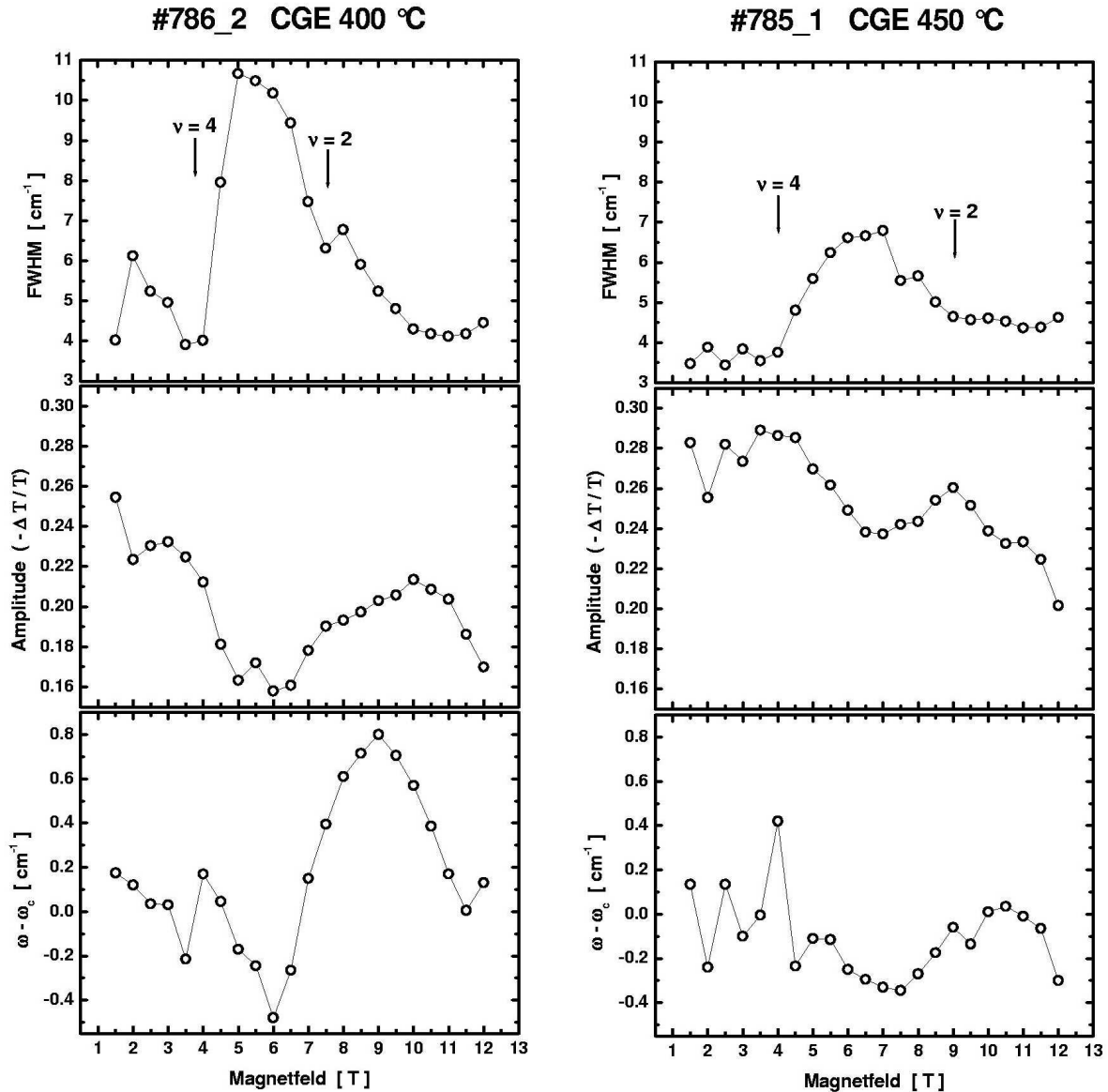
## 2.5 Ferninfrarot-Spektroskopie (FIR)

Zur weiteren Untersuchung der durch den Ätzprozess gestörten Proben führten wir Hochfrequenz-Transportmessungen mit Hilfe der in Kapitel III.2 vorgestellten Ferninfrarot-Spektroskopie (FIR) durch. Um Interferenzeffekte zu vermeiden, wurden die Proben vor der Spektroskopie um  $3^\circ$  angekeilt. Alle Messungen wurden bei ca. 5 K durchgeführt. Die einzelnen Spektren wurden mit Hilfe von geeigneten Referenzspektren normiert. Abbildung IV.2.8 zeigt im Überblick die Magnetfeld-Dispersionen der Resonanz-Maxima der diskutierten Ätz-HEMT-Serie.

Bis auf die bei  $600^\circ\text{C}$  prozessierte Probe zeigen alle Proben sowohl bei niedrigen, als auch bei hohen Magnetfeldern eine normale scharfe Zyklotronresonanz. Im Bereich zwischen Füllfaktor  $\nu = 2$  und  $\nu = 4$  zeigt sich jedoch bei den nicht bei optimaler Temperatur prozessierten Proben eine Aufspaltung der Resonanz. Sie erwächst bei niedrigen Feldern aus einer Resonanzverbreiterung. Mit steigenden Magnetfeldern verlaufen die beiden Resonanzen dann parallel und münden schließlich wieder in eine verbreiterte Zyklotronresonanz. Die Stärke der Aufspaltung korreliert mit der Abweichung von der optimalen Prozesstemperatur. So beträgt die Aufspaltung bei der bei  $300^\circ\text{C}$  prozessierten Probe im Mittel  $16 \text{ cm}^{-1}$ . Im gegenüberliegenden Prozesstemperaturextrem, bei der  $550^\circ\text{C}$  Probe, beträgt der mittlere Abstand hingegen nur  $9 \text{ cm}^{-1}$ . Bei Proben, die nahe der optimalen Temperatur prozessiert sind, lässt sich nur noch eine Verbreiterung der Zyklotronresonanz feststellen. Bei dem beobachteten Aufspaltungsphänomen überträgt sich die Oszillatorstärke von der niederenergetischen zur höherenergetischen Resonanz. Die bei  $600^\circ\text{C}$  prozessierte Probe zeigt nur nach Beleuchtung mit einer roten LED eine wenige Prozent starke Absorption. Die beobachtete



**Abb.IV.2.8:** Magnetfeld-Dispersionen der mit FIR-Spektroskopie gemessenen Resonanzen der Ätz-Hemt-Serie. Die Einschübe zeigen ausgewählte Spektren im interessanten Bereich der Aufspaltung. Die durchgezogene Linie markiert die Zyklotronresonanz. Die angegebenen Ladungsträgerdichten und Beweglichkeiten wurden aus SdH-Messungen an Hall-Bars bestimmt.

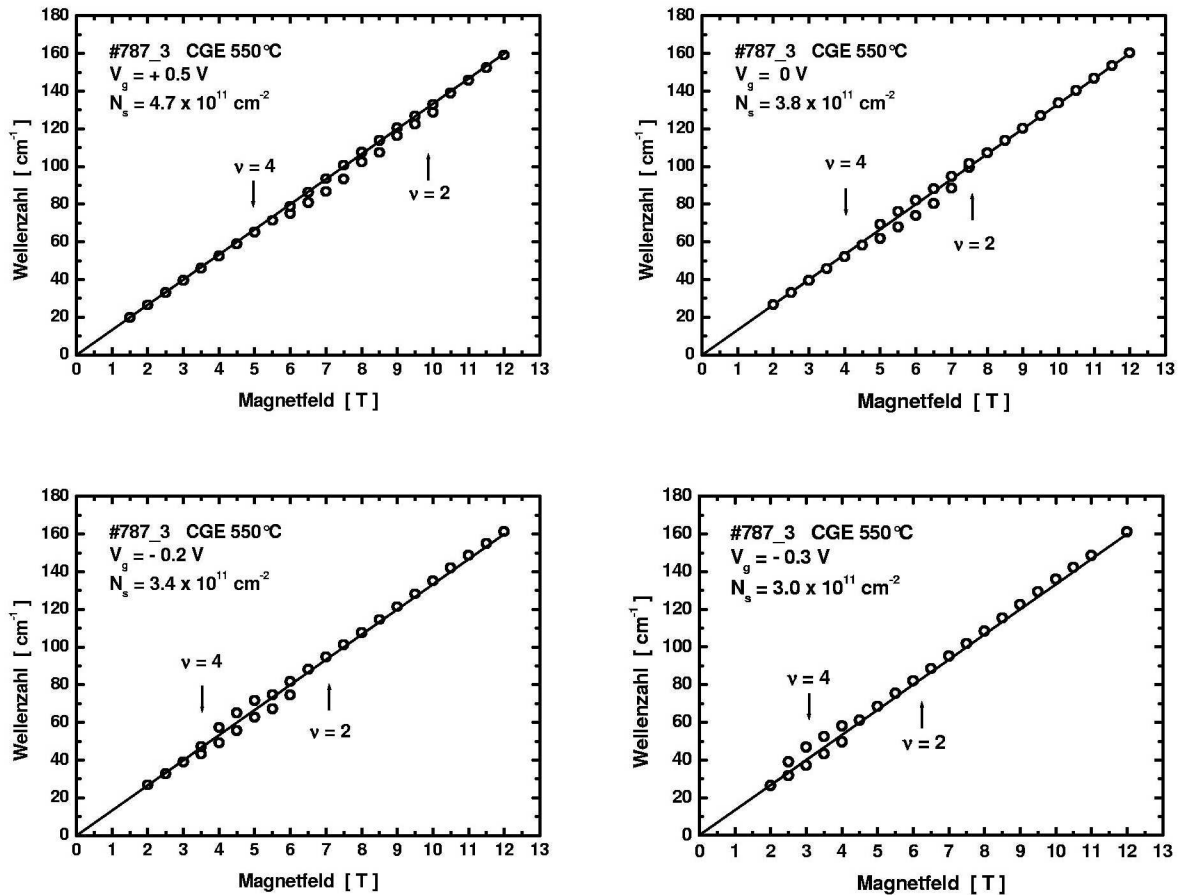


**Abb.IV.2.9:** Halbwertsbreiten (FWHM) und Amplituden ( $-\Delta T/T$ ) der Resonanzen der bei 400°C und 450°C prozessierten Ätz-Hemts in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Zusätzlich wird die Abweichung der Resonanzposition von der Zyklotronresonanz ( $\omega - \omega_c$ ) angegeben. Bei dieser genaueren Analyse der FIR-Spektren offenbaren sich auch hier Resonanzverbreiterungen zwischen Füllfaktor  $\nu = 2$  und  $\nu = 4$ .

Resonanz liegt energetisch oberhalb der Zyklotronresonanz und verläuft bei Magnetfeldern über 1,5 T parallel zu dieser. Wir deuten diese Absorption als eine *hydrogen impurity resonance* [79], welche durch an Störstellen gebundene Ladungsträger verursacht wird. Da die Resonanz offenbar nicht von einem 2DES stammt, soll sie an dieser Stelle nicht näher diskutiert werden.

Sowohl bei der bei 450°C, als auch bei der bei 400°C geätzten Probe ist eine Aufspaltung nicht zu beobachten. Zur genaueren Analyse deren Spektren sind in Abbildung IV.2.9 die Halbwertsbreiten (*full width half maximum* – FWHM) der Resonanzen, die Resonanzamplituden und die Abweichung der Resonanzpositionen von der Zyklotronresonanz gegen das äußere Magnetfeld aufgetragen. In der Graphik wird deutlich, dass auch bei diesen beiden





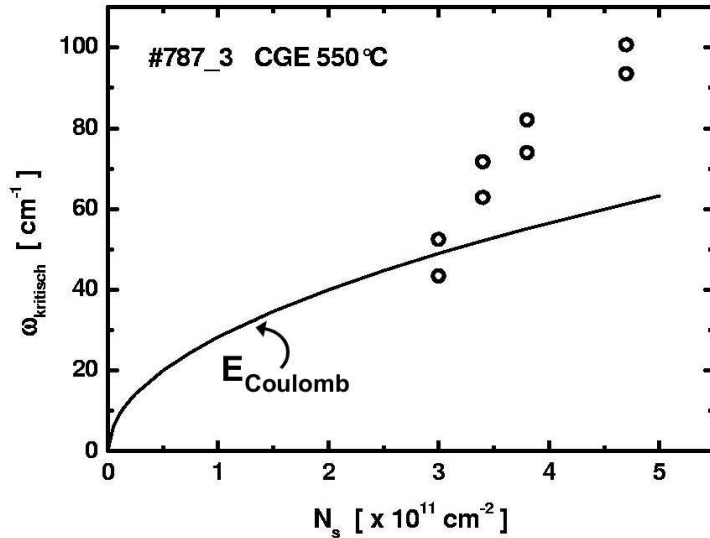
**Abb.IV.2.10:** Magnetfeld-Dispersionen der mit FIR-Spektroskopie gemessenen Resonanzen der bei 550°C geätzten Probe. Die unterschiedlichen Ladungsträgerdichten  $N_s$  wurde durch eine *Gate*-Spannung an einem die Probe bedeckenden transparenten, metallischen *Gate* eingestellt und mit Hilfe von Magnetkapazitätsmessungen genau bestimmt.

Proben eine Resonanzverbreiterung zwischen Füllfaktor  $\nu = 2$  und  $\nu = 4$  zu beobachten ist, wobei diese für die bei optimalen 450°C geätzte Probe deutlich geringer ausfällt.

Für alle eine Verbreiterung oder Aufspaltung zeigenden Proben liegt die Wechselwirkungsenergie bei einer Ladungsträgerdichte von  $\sim 4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  im Bereich von  $80 \text{ cm}^{-1}$ .

Um eine mögliche Füllfaktorabhängigkeit des Aufspaltungsphänomens zu überprüfen, wurde eine ausgewählte Probe mit einem transparenten metallischen *gate* bedampft und anschließend erneut Ladungsträger-abhängig vermessen. Abbildung IV.2.10 zeigt die Magnetfeld-Dispersionen der Resonanzen der bei 550°C geätzten Probe bei vier verschiedenen Ladungsträgerdichten  $N_s$ . Die angegebenen Ladungsträgerdichten wurden mit Hilfe von Magnetkapazitäts-Messungen bestimmt [137]. In der Graphik wird deutlich, dass die beobachtete Aufspaltung sehr wohl von der Ladungsträgerdichte  $N_s$  abhängt, jedoch nicht mit dem Füllfaktor  $\nu$  korreliert.

Mit abnehmender Dichte verschiebt sich die Aufspaltung zu niedrigeren Magnetfeldern bzw. zu kleineren Energien. Die Messung bei einer *Gatespannung* von  $V_g = 0 \text{ V}$  korrespondiert mit der bereits in Abbildung IV.2.8 gezeigten Dispersionsrelation der bei 550°C geätzten Probe. Im Gegensatz zu dieser Messung, bei der das Phänomen genau zwischen Füllfaktor  $\nu = 2$  und



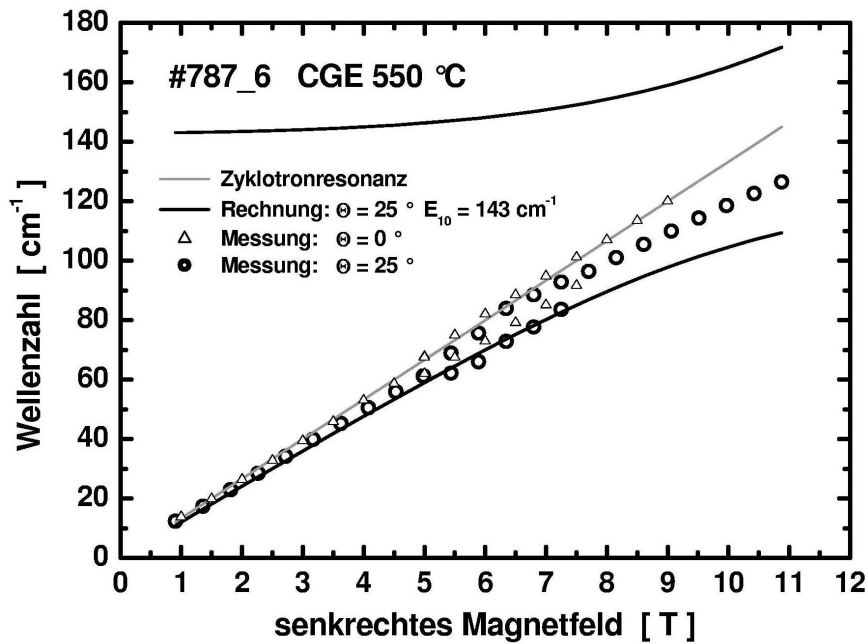
**Abb.IV.2.11:** Gegen die Ladungsträgerdichte aufgetragen sind die Resonanzenergien aus dem Zentrum der in der Magnetfeld-Dispersion sichtbaren Resonanzaufspaltung der bei 550°C geätzten Probe. Die durchgezogene Linie veranschaulicht die Ladungsträgerabhängige Coulomb-Wechselwirkungsenergie für GaAs.

$\nu = 4$  lag, liegt das Zentrum der Aufspaltung bei der niedrigsten *Gatespannung*  $V_g = -0,3 \text{ V}$  und damit niedrigsten Ladungsträgerdichte ziemlich genau bei Füllfaktor  $\nu = 4$ . Bei positiver *Gatespannung* auf der anderen Seite verschiebt sich der Mittelpunkt der Aufspaltung deutlich in Richtung Füllfaktor  $\nu = 2$ .

Um den Ursprung dieser Zyklotronresonanz-Aufspaltung zu klären, wurden zunächst verschiedene Abschätzungen gemacht. Zum einen wurden von uns für die bereits in Abbildung IV.2.10 gezeigte 550°C-Probe die Ladungsträger-abhängigen Mittelpunkte ( $\omega_{\text{kritisch}}$ ) des Aufspaltungs-Phänomens gegen die Ladungsträgerdichte aufgetragen (s. Abbildung IV.2.11). Um zu überprüfen, in wiefern das Phänomen auf Elektron-Elektron-Wechselwirkung zurückzuführen sein könnte, wurde in diese Graphik zusätzlich die Coulomb-Wechselwirkungsenergie  $E_{\text{Coulomb}} = N_s^{1/2} / 4\pi\epsilon\epsilon_0$  für GaAs eingetragen. Die Graphik macht deutlich, dass der Effekt nicht alleine durch eine Elektron-Elektron-Wechselwirkung verursacht werden kann, wie sie u.a. von Manger et al. [138] oder MacDonald et al. [139] zur Erklärung von beobachteten Aufspaltungsphänomenen der Zyklotronresonanz herangezogen wird. Da auch die von Schlesinger et al. [140] angeführte Begründung einer von ihm beobachteten Resonanzaufspaltung durch die Kopplung der Zyklotronresonanz mit einer Magnetoplasmon-Mode, auf einer starken Elektron-Elektron-Wechselwirkung basiert, kommt für unser Phänomen auch diese Erklärung nicht in Frage. Die beobachtbare Zunahme der Aufspaltungsbreite hin zu niedrigen Ladungsträgerdichten könnte durch einen Ladungsträgerdichte-abhängigen Abschirmungseffekt (*screening*) begründet sein.

Eine Erklärung, wie sie von U. Merkt [142] für eine Aufspaltung der Zyklotronresonanz im Magnetfeld angeführt wird, geht von einer Brechung des Kohn Theorems [85] und daraus folgenden möglichen Elektron-Elektron-Wechselwirkungen aus. Diese sollen demnach aufgrund von Potentialfluktuationen zu hybridisierten kollektiven Moden führen. Die zusätzlich entstehenden Absorptionen könnten dann mit der Zyklotronresonanz wechselwirken.

Phänomenologisch ähnlich zu den von uns beobachteten Aufspaltungen sind solche, die an vorsätzlich durch zusätzliche Coulombstreuungzentren gestörten Systemen beobachtet wurden [143-145]. Die dort beobachteten Aufspaltungen treten bei etwas niedrigerem Füllfaktor auf ( $\nu \sim 2$ ). Der Beginn der Aufspaltung verläuft genau wie bei der von uns an geätzten Proben beobachteten Aufspaltung. Dagegen läuft die niederenergetische Resonanz mit zunehmenden Magnetfeldern nicht zurück und verschmilzt schließlich nicht mit der hochenergetischen Mode. Auch verbleibt die höherenergetische Mode bei den durch Coulomb-Streuungzentren



**Abb.IV.2.12:** Magnetfeld-Dispersion der Zyklotronresonanzen der bei 550°C geätzten Probe. Die Dreiecke markieren die Messwerte bei senkrechtem Magnetfeld. Die Kreise hingegen repräsentieren Messwerte, die bei einem Verkippungswinkel der Probe von 25° zum Magnetfeld aufgenommen wurden. Die hellgraue Linie markiert die theoretische Zyklotronresonanz für ein senkrechtes Magnetfeld. Die schwarzen Linien zeigen die theoretische Vorhersage für ein sog. *anti-crossing* bei einem Kippwinkel von 25° nach [86].

gestörten Proben von Richter et al. [143] bei, im Vergleich zur Zyklotronresonanz, höheren Energien und wird im Bereich von sehr hohen Magnetfeldern schließlich sehr scharf. Diese Merkmale sind bei der an den Ätz-HEMTs beobachteten Aufspaltung nicht vorhanden. Obwohl es vorstellbar wäre, dass der Ätzprozess an der Grenzfläche Coulombstreuungszentren hinterlässt, welche dann ähnliche Auswirkungen auf ein 2DEG haben sollten wie eine in 2 nm Abstand zum Elektronensystem eingebrachte zusätzliche Dotierschicht (die Ausdehnung der Wellenfunktion des Elektronensystems beträgt  $\sim 10$  nm, s. Abbildung II.6.5), sprechen mehrere Argumente dagegen. Erstens konnte im Magnetotransport keine Ladung der Störstellen über eine Verschiebung der Hall-Plateaus detektiert werden und zweitens unterscheidet sich unsere Aufspaltung, wie oben beschrieben von denen an *dotierten* 2DEGs beobachteten Aufspaltungen durch den unterschiedlichen Verlauf der einzelnen Moden.

Um den Effekt der Kopplung mit der Intersubbandresonanz, wie er bei Experimenten mit paralleler Magnetfeldkomponente zu beobachten ist, zu überprüfen, haben wir eine ausgewählte Probe im um 25° zur Senkrechten verkippten Magnetfeld vermessen. Abbildung IV.2.12 zeigt die Magnetfeld-Dispersionen der Zyklotronresonanz in unterschiedlich stark verkippten Feldern. Dass ein solcher Einfluss eine Aufspaltung verursachen kann, wurde bereits von Schlesinger et al. beobachtet [146]. Eine eventuelle Grenzflächenrauigkeit, welche langreichweitig genug ist, so dass das 2DES ihr zu folgen vermag, könnte eine zweite Resonanz verursachen, wie sie schon von Cinà et al. an periodisch modulierten Proben beobachtet wurde [147]. Eine Welligkeit der elektronisch aktiven Grenzfläche mit einer maximale Neigung des 2DES zur Senkrechten von bis zu 22° hat zur Folge, dass das Magnetfeld lokal, relativ zum 2DES, eine parallele Komponente besitzt. Untersuchungen an weniger stark modulierten Systemen mit einer maximalen Neigung von 10° zeigen eine

Aufspaltung der Zyklotronresonanz, die den von uns beobachteten Aufspaltungen sehr ähnlich sind [4].

Wie Abbildung IV.2.12 zeigt, koppelt zwar die Zyklotronresonanz, bei einer Verkippung von  $25^\circ$  mit der Intersubbandresonanz, jedoch ändert sich nichts Grundlegendes an dem Aufspaltungsphänomen. Die in der Graphik eingezeichneten schwarzen Linien zeigen die theoretische Vorhersage für ein sog. *anti-crossing*, bei einem Kippwinkel von  $25^\circ$  nach Yip [86]. Als Subbandabstand wurde die Einteilchenenergie  $E_{10}$  angenommen. Zusätzlich muss die Depolarisationsverschiebung der Intersubbandresonanz berücksichtigt werden, wodurch das *anti-crossing* bei einer höheren Energie auftritt [97,148].

In Zusammenfassung der in diesem Abschnitt diskutierten FIR-Absorptions-Daten, kann bestätigt werden, dass auch hier eine Störung des 2DES nachweisbar ist. Die Stärke der Störung korreliert mit den Prozessparametern. Leider bringt ein Vergleich mit bis dato beobachteten Aufspaltungsphänomenen keine weitere Einsicht in die Art der Störung und ermöglicht somit keine weitergehende Identifizierung des Streumechanismus.

## 2.6 Rasterkraft-Mikroskopie (AFM)

Da die bisher gesammelten Indizien auf einen Streumechanismus an der geätzten und überwachsenen Grenzfläche hindeuten, der die Symptome einer Grenzflächenrauigkeit zeigt, haben wir versucht, einen direkten Zugang zu den eine mögliche Rauigkeit charakterisierenden Parametern zu bekommen. Zu diesem Zweck präparierten wir eine weitere Serie von in situ-CGE-Ätz-Proben. Bei diesen Proben wurde ein MBE-gewachsener GaAs-Buffer ohne Atmosphärenkontakt in die Prozesskammer transferiert und CGE-geätzt. Anschließend wurde die Probe ohne einen weiteren Überwachs-Schritt aus dem Vakuumsystem ausgeschleust und mit dem Rasterkraft-Mikroskop (AFM) untersucht. Die Prozessparameter Chlordruck und Ätzzeit wählten wir genau wie in der Ätz-HEMT-Serie. Als Ätztemperaturen wählten wir die Extrempunkte elektronischer Aktivität:

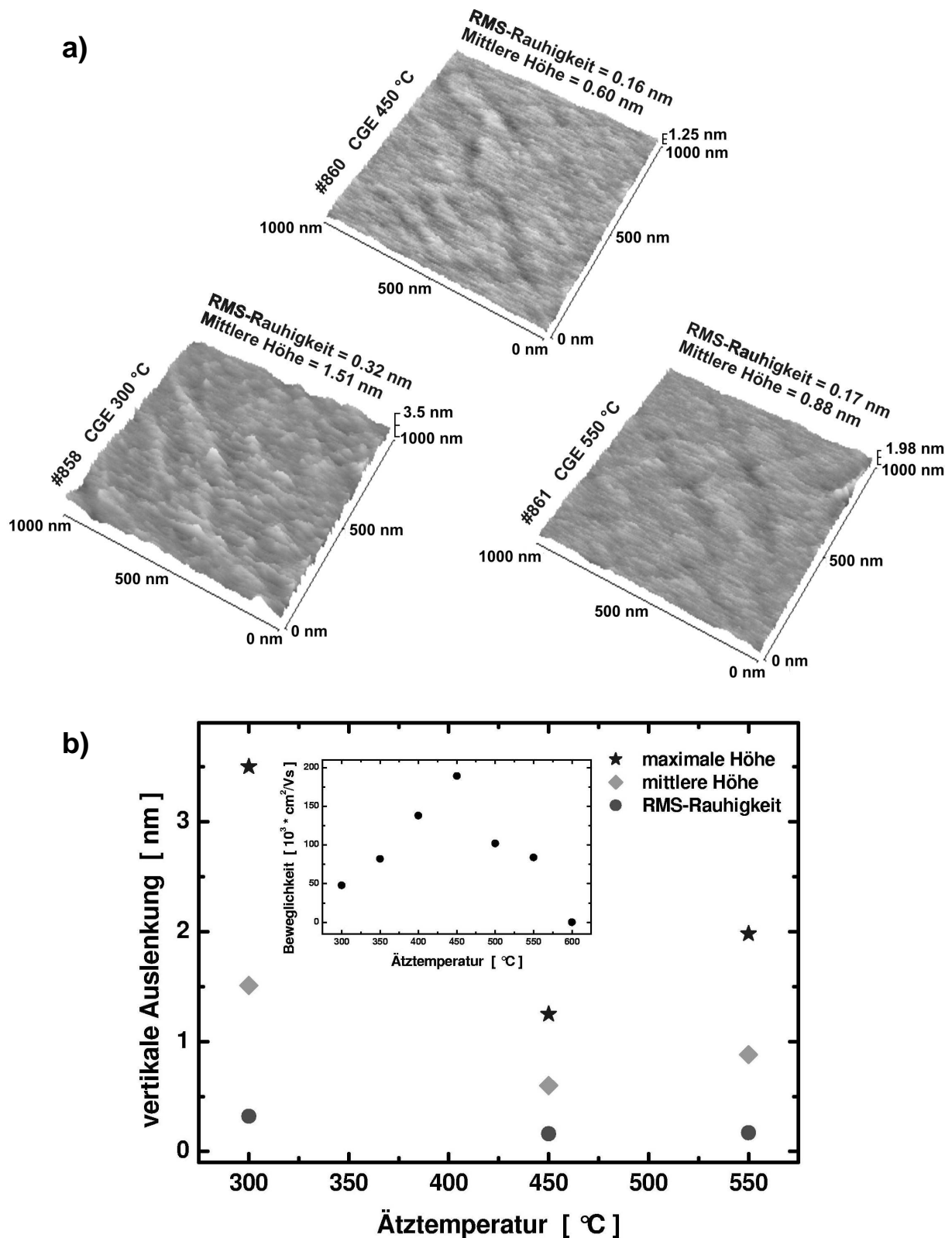
- Chlordruck:  $P_{\text{Gasregler}} = 2,8 \text{ Torr}$  ( $P_{\text{Kammer}} \approx 1 \times 10^{-3} \text{ Torr}$ )
- Ätzzeit:  $t_{\text{Chlor}} = 60 \text{ sec}$
- Ätztemperatur:  $T_1 = 300^\circ\text{C}$   
 $T_2 = 450^\circ\text{C}$   
 $T_3 = 550^\circ\text{C}$

Abbildung IV.2.13a zeigt die drei AFM-Messungen im 3D-Plot. Es muss bei der Analyse dieser Bilder bedacht werden, dass die Aufnahmen in Atmosphäre gemacht wurden und daher die Probenoberfläche mit einer ca. 2 nm dicken Oxidschicht bedeckt ist. Darüber hinaus wurden diese Proben einige Wochen später prozessiert, wo bereits einige Veränderungen an der Prozesskammer vorgenommen wurden (s. Kapitel II.4.1). Diese haben die Ätzrate deutlich gesenkt, wodurch innerhalb einer 60 Sekunden dauernden Ätzzeit nur etwa halb so viel Material abgetragen wurde ( $\sim 100 \text{ nm}$ ). Daher ist zu vermuten, dass die Höhenmodulation einer durch den Ätzprozess induzierten Rauigkeit ebenfalls geringer ausfällt.

In der Abbildung ist deutlich zu sehen, dass die bei  $450^\circ\text{C}$  prozessierte Probe am glattesten ist. Als abstraktes Maß für die Rauigkeit ist für jede Probe der RMS-Wert angegeben. Die beiden anderen Proben werden gemäß der Ladungsträgerbeweglichkeit der korrespondierenden Ätz-HEMT-Proben zunehmend rauer. In Abbildung IV.2.13b werden noch einmal die aus den AFM-Messungen gewonnenen Daten denen aus dem Magnetotransport gegenübergestellt.

Insgesamt liegt die hier ermittelte mittlere Höhenmodulation von 0,6 nm bis 1,5 nm im Rahmen derer, die wir durch Analyse des im Magnetotransport gewonnenen Streuzeitenverhältnisses ermittelt haben (s. Abschnitt IV.2.4). Dort lag der die Höhenmodulation beschreibende Wert  $\Delta$  zwischen 0,6 nm und 1,4 nm.

Die Annahme, dass eine Grenzflächenrauigkeit die Ladungsträgerbeweglichkeit des elektronischen Transports in den Ätz-HEMTs limitiert, wird durch die hier präsentierten AFM-Messungen gestützt. Auch andere Gruppen haben die durch einen in situ-Chlorätzprozess verursachte Oberflächenrauigkeit untersucht und einen Zusammenhang mit den Ätzparametern festgestellt. So fanden Osaka et al. mit in situ-STM, ausgehend von einer Substrattemperatur von  $200^\circ\text{C}$  beim Ätzen hin zu niedrigen Prozesstemperaturen, eine zunehmende Rauigkeit [31]. Schmid et al. stellten für ihre Prozessparameter mit zunehmender Ätztemperatur zunächst eine leichte Glättung des Substrats und bei sehr hohen Temperaturen schließlich eine starke Aufrauung fest [32]. Für diese Daten analysierten sie elastisch von der Substratoberfläche gestreutes Licht (ELS).



**Abb.IV.2.13:** AFM-Messungen in Atmosphäre an in situ CGE-geätzten GaAs-Oberflächen (a). In der Gegenüberstellung der aus den AFM-Messungen gewonnenen Rauigkeitsparameter, mit den Ladungsträgerbeweglichkeiten, die für vergleichbar prozessierte Ätz-Hemts ermittelt wurden, zeigt sich deutlich eine Korrelation zwischen diesen Werten (b).

## 2.7 Anmerkung

Die in diesem Kapitel dargestellte Ätz-HEMT-Serie wurde, wie am Anfang dieses Kapitels dargestellt, in einem sehr kurzen Zeitraum von drei Wochen angefertigt. In dieser Zeit lieferte die MBE-Anlage qualitativ sehr hochwertige Proben. Die Ladungsträgerbeweglichkeiten und -dichten der sog. Referenz-HEMT-Strukturen (mit 30 Spacer) waren dabei sehr stabil um  $\mu \sim 670.000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  bei  $N_s \sim 2,1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Direkt nach Abschluss dieser Serie wurde die MBE-Anlage einer größeren Wartung unterzogen. In dieser Wartung wurde u.a. eine neue *Valved-Cracker-Zelle* adaptiert. In den folgenden Probenzyklen offenbarte die Anlage ein deutliches Kontaminationsproblem, welches sich u.a. in stark schwankenden Ladungsträgerdichten ( $1,6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} - 2,7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) und niedrigen Ladungsträgerbeweglichkeiten ( $100.000 - 300.000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ) bei Standard-Referenz-HEMT-Strukturen äußerte.

In diesem Zeitraum wurde die Qualität des Chlor- und Spülgases dagegen noch deutlich verbessert, was sich anhand von Massenspektren, dem Basisdruck der Ätzkammer und der von der Chlorqualität abhängigen CGE-Ätzrate belegen lässt. Trotzdem konnte mit den in Abschnitt IV.2 angegebenen Parametern ( $P_{\text{Gasregler}} = 2.8 \text{ Torr}$ ,  $300^\circ\text{C} < T < 550^\circ\text{C}$ ) keine in situ-Ätz-HEMT-Struktur mit aktiven Elektronensystem mehr erzeugt werden. Erst durch eine Erhöhung des Chlอร์ดrucks auf  $P_{\text{Gasregler}} = 4.0 \text{ Torr}$  und einer damit verbundenen erneuten Erhöhung der Ätzrate (vgl. Abschnitt IV.1.1), konnten wieder Ätz-HEMTs mit aktiven Elektronensystem erzeugt werden. Die Qualität der 2DES dieser Proben war allerdings mit einer maximal erreichten Ladungsträgerbeweglichkeit von  $\mu = 48.000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  und einer Ladungsträgerdichte von  $N_s = 3,0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  (bzw.  $\mu = 79.000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  bei einer Dichte von  $N_s = 4,1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  nach Beleuchtung mit einer roten LED) deutlich schlechter. Bei dieser Probe, mit der in diesem Zeitraum höchsten erreichten Qualität, waren die Prozessparameter:  $t_{\text{Chlor}} = 90 \text{ sec}$ ,  $P_{\text{Gasregler}} = 4.0 \text{ Torr}$ ,  $T_{\text{ätz}} = 470^\circ\text{C}$ . Wie die Qualität der in diesem Zeitraum gewachsenen Standard-Referenz-HEMTs unterlag die Qualität der CGE-Ätz-HEMTs ebenfalls einer starken Schwankung. Daher konnte keine weitere Temperaturoptimierung bei diesem höheren Chlอร์ดruck vorgenommen werden. Als nicht geklärt verbleibt auch der Umstand, dass die zuvor sehr stabilen Ladungsträgerdichten von  $4,0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  nun erheblich niedriger lagen ( $\sim 25\%$ ) und ebenfalls deutlichen Schwankungen unterworfen waren ( $2,7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} - 3,1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ).

Ein nicht geätzter Transfer-Referenz-HEMT hatte zu diesem späteren Zeitpunkt eine Ladungsträgerbeweglichkeit von  $\mu = 355.000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ , bei  $N_s = 3,2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Die Tatsache, dass der zu diesem Zeitpunkt prozessierte Transfer-Referenz-HEMT im Vergleich zu dem früher, zusammen mit der am Anfang dieses Kapitels diskutierten Ätz-HEMT-Serie hergestellten Transfer-Referenz-HEMT ( $\mu = 406.000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ,  $N_s = 4,2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) eine nur um 14% geringere Ladungsträgerbeweglichkeit bei  $\sim 24\%$  geringerer Ladungsträgerdichte aufweist, zeigt, dass nun zusätzliche Streuzentren während des Ätzprozesses in die Struktur eingebracht werden. Da die Chlorqualität bei den später prozessierten Proben wahrscheinlich besser war als bei der ersten Ätz-HEMT-Serie (s.o.), wäre eine mögliche Erklärung, dass die bei qualitativ schlechterer MBE höhere Hintergrunddotierung mit dem Ätzprozess segregiert und es so zu einer Akkumulation von Streuzentren an der später überwachsenen Grenzfläche kommt. Diese Vermutung wird untermauert von der Tatsache, dass Proben, welche länger als 90 Sekunden geätzt wurden, im Magnetotransport keine elektronische Aktivität zeigten.

Der Umstand, dass die Ladungsträgerdichten der geätzten Proben und der Referenz-Probe zu diesem Zeitpunkt bei nominell gleicher Dotierung (diese wurde mit einer Raumtemperatur Hall-Messung überprüft) deutlich niedriger ausfielen, deutet darauf hin, dass in vermehrtem Maße Akzeptor-Störstellen in den Strukturen inkorporiert wurden.

### 3. *In situ CAIBE/CGE-Ätz-HEMTs*

Ziel der Untersuchungen an den CGE-Ätz-Hemts war es, einen in situ-Ätzprozess zur Verfügung zu stellen, welcher es ermöglicht, geschädigte GaAs-Oberflächen zu reinigen und eine Struktur ohne Oxidation in Aluminium-haltige Schichten zu übertragen. Wie in Kapitel II.4.3.2 und II.4.3.3 erwähnt, ist es beabsichtigt, den isotropen CGE-Prozess zur Reinigung der durch einen anisotropen Ionen-Ätzprozess geschädigten Kristalloberfläche zu nutzen. Die Kombination dieser Ätzprozesse sollte es ermöglichen, ggf. besonders steile und dennoch kristallin hochwertige Ätzprofile zu erzeugen.

Es liegt somit nahe zu versuchen, eine durch einen Ionen-Ätzprozess geschädigte planare GaAs-Oberfläche mit einem anschließenden CGE-Schritt zu reinigen. Neben der Überprüfung der Kombinationsfähigkeit der beiden Ätzprozesse kann diese Untersuchung als erster Test angesehen werden, ob man überhaupt Oberflächenkontaminationen mit einem CGE-Prozess entfernen kann.

Dementsprechend haben wir eine Ätz-Hemt-Probe angefertigt, deren Ätzschritt aus einer Kombination von CAIBE und CGE bestand. Die Prozessparameter des CAIBE-Prozesses waren:

- Chlorderuck:  $P_{\text{Cl-Gasregler}} = 1,8 \text{ Torr}$  ( $P_{\text{Cl-Kammer}} \approx 4 \times 10^{-4} \text{ Torr}$ )
- Ätzzeit:  $t_{\text{CAIBE}} = 180 \text{ sec}$
- Ätztemperatur:  $T = 100^\circ\text{C}$
- Ionenenergie:  $E_{\text{Ar}} = 115 \text{ eV}$
- Ionenstrom:  $I_{\text{Ar}} \approx 345 \text{ nA/cm}^2$

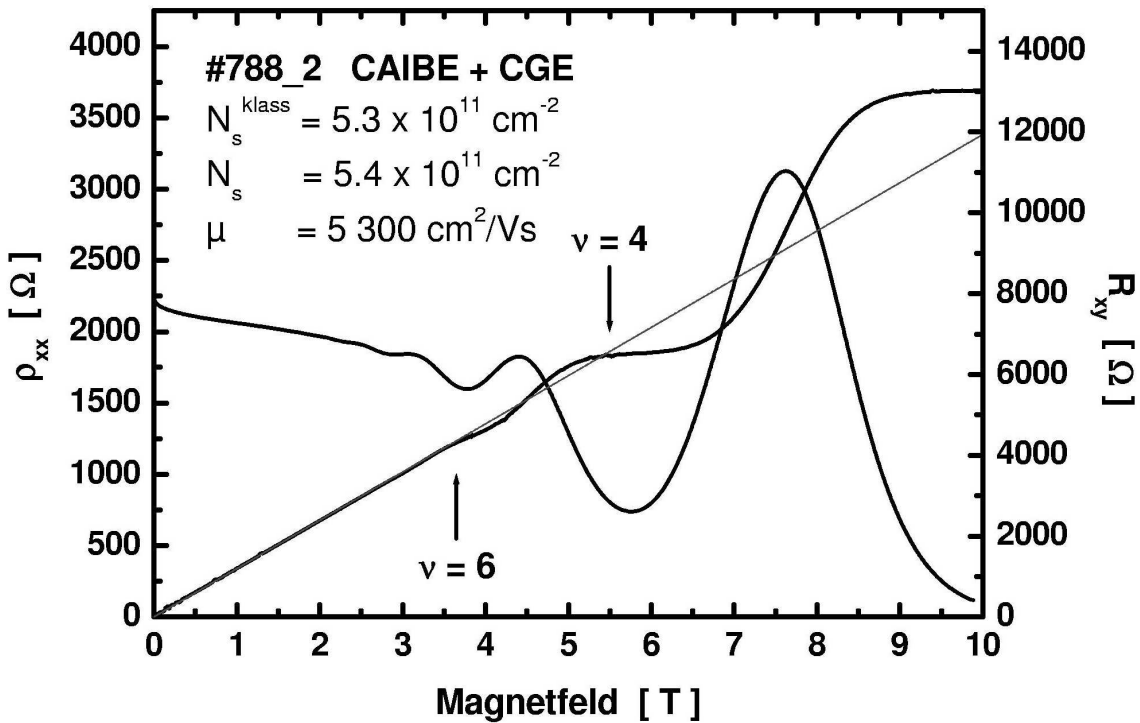
Der Materialabtrag sollte bei diesen Parametern ca. 70 nm/min betragen [4], so dass bei einer CAIBE-Ätzzeit von 180 Sekunden etwa 210 nm abgetragen werden. Nach dem CAIBE-Prozess wurde zur Reinigung der Oberfläche ein CGE-Ätzschritt mit den vorher optimierten Parametern durchgeführt:

- Chlorderuck:  $P_{\text{Cl-Gasregler}} = 2,8 \text{ Torr}$  ( $P_{\text{Cl-Kammer}} \approx 1 \times 10^{-3} \text{ Torr}$ )
- Ätzzeit:  $t_{\text{Chlor}} = 60 \text{ sec}$
- Ätztemperatur:  $T = 450^\circ\text{C}$

Eine Auswertung der Markerstruktur mit dem REM zeigte, dass ca.  $(325 \pm 50) \text{ nm}$  von dem Kristall durch die Kombination der Ätzprozesse abgetragen wurde. Mit der bekannten CGE-Ätzrate von zu diesem Zeitpunkt  $\sim 80 \text{ nm/min}$  ergibt sich damit eine CAIBE-Ätzrate von  $\sim 80 \text{ nm/min}$ , was im Rahmen der Messgenauigkeit mit den von C. Klein [4] bestimmten Werten übereinstimmt.

Obwohl in der Probe in der FIR-Spektroskopie keine beweglichen Ladungsträger anhand von Resonanzen detektiert werden konnten, wurde im AC-Transport an einem Hall-Bar ein bewegliches 2DES nachgewiesen. Eine mögliche Begründung für diese Diskrepanz zwischen den Ergebnissen der FIR-Spektroskopie und dem Magnetotransport ist vermutlich, dass eine Resonanz im FIR so breit wäre, dass sie vom zeitlichen Drift der Spektren überlagert wird. Darüber hinaus könnten laterale Inhomogenitäten in der Substrattemperatur, die durch das Aufkleben mit Indium entstehen können (alle vermessenen Probenstücke stammen aus dem mittleren Teil des viertel-Wafers, um Randeffekte auszuschließen), zusätzlich einen qualitativen Unterschied zwischen zwei Probenstücken verursachen. Die Ergebnisse der Transportmessung werden in Abbildung IV.3.1 wiedergegeben. Die ermittelte Ladungsträgerbeweglichkeit ist mit  $\mu = 5300 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  sehr niedrig, wogegen die Ladungsträgerdichte



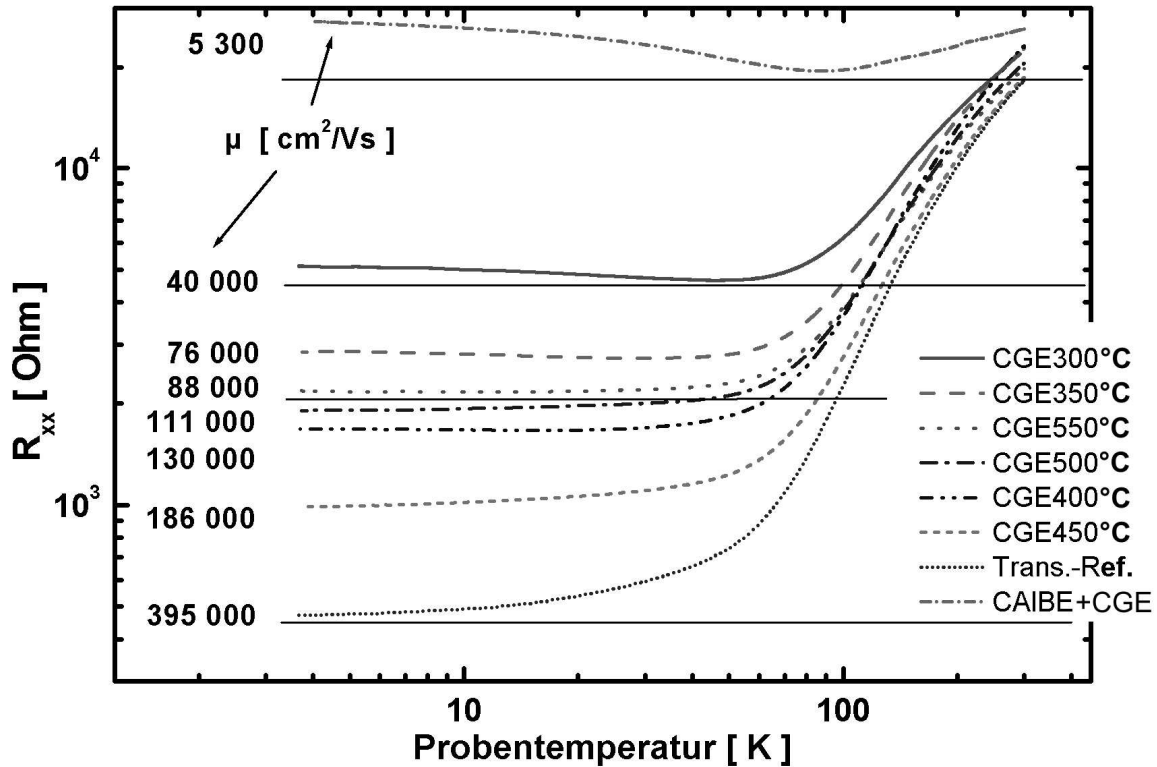


**Abb.IV.3.1:** Ergebnisse der Magneto-Transport-Messungen an einer CAIBE und anschließend CGE-geätzten Probe in Hall-Bar-Geometrie bei 4,2 K. Die hellgraue Gerade ist die Extrapolation der Hall-Geraden bei kleinen Magnetfeldern.  $N_s^{\text{klass}}$  ist die daraus errechnete Ladungsträgerdichte.

$N_s = 5,3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  ungewöhnlich hoch ausfällt. Dieser Wert liegt 25% über dem normalen bei den CGE-Ätz-Hemts festgestellten Wert und wird durch den Wert  $N_s^{\text{klass}}$ , welcher durch die Auswertung der klassischen Hall-Steigung ermittelt wurde, bestätigt. Es scheint also Kristalldefekte in dieser Probe zu geben, welche zusätzliche Ladungsträger in das System einbringen. Die Störung des Kristalls in der Umgebung des Elektronensystems zeigt sich auch in der Verschiebung der Hall-Plateaus im Bereich von Füllfaktor  $\nu = 6$  und  $\nu = 4$ . Im Gegensatz zu den bei den CGE-Proben beobachteten Verschiebungen relativ zur klassischen Hall-Geraden deutet die Verschiebung hier auf negativ geladene Störstellen im Bereich des 2DES hin, jedoch ist eine Asymmetrie der SdH-Oszillationen, wie sie von Haug et al. [84] beobachtet wird, nicht sichtbar.

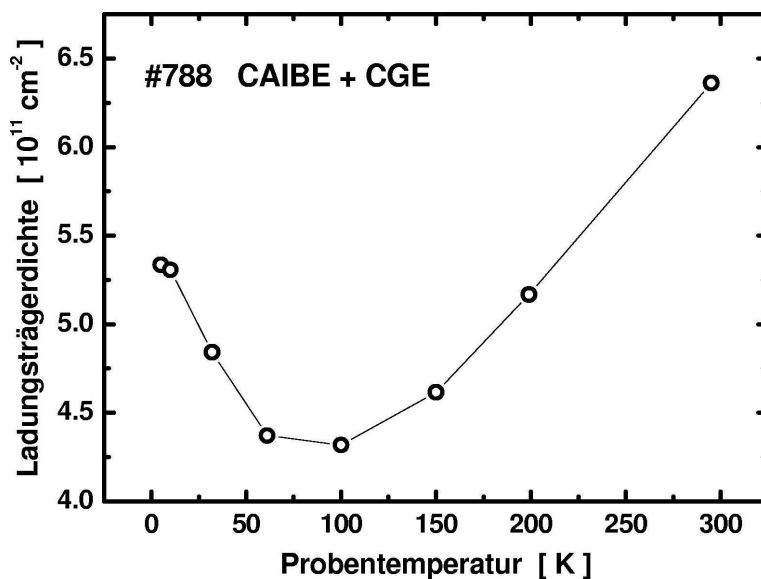
Die Temperaturabhängigkeit des Längswiderstands dieser Probe (s. Abbildung IV.3.2) lässt sich gut in die in Abbildung IV.2.3 dargestellte Messreihe an durch einen CGE-Prozess geschädigten 2DES einordnen. Mit der niedrigsten Ladungsträgerbeweglichkeit von  $5300 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  zeigt die CAIBE+CGE-geätzte Probe unterhalb von 70 K den negativsten Temperaturkoeffizienten.

Um zu verifizieren, dass der negative Temperaturkoeffizient unterhalb von 70 K tatsächlich auf einen negativen Temperaturkoeffizient in der Ladungsträgerbeweglichkeit zurückzuführen ist, wurde die Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte  $N_s$  von der Temperatur überprüft (Abbildung IV.3.3). Der dort beobachtete starke Anstieg der Ladungsträgerdichte bei tiefen Temperaturen bleibt ungeklärt, bestätigt jedoch, dass der gemessene negative Temperaturkoeffizient des Längswiderstand  $R_{xx}$  bei niedrigen Temperaturen auf einen negativen Temperaturkoeffizient in der Ladungsträgerbeweglichkeit zurückzuführen ist. Eine leicht abfallende Ladungsträgerdichte unterhalb von 70 K wurde bereits bei der bei 300°C CGE-geätzten Ätz-Hemt-Probe beobachtet (vgl. Abschnitt IV.2.2, Abbildung IV.2.4). Der bei der



**Abb.IV.3.2:** Temperaturabhängigkeit des Längswiderstandes  $R_{xx}$  für den CAIBE und CGE geätzten Ätz-Hemt zusammen mit den Daten der Probenserie aus Abbildung IV.2.3. Wie deutlich zu erkennen ist, weist der Ätz-Hemt mit der niedrigsten Ladungsträgerbeweglichkeit auch den negativsten Temperaturkoeffizienten unterhalb von 70 K auf.

CAIBE+CGE-geätzten Probe beobachtete Abfall ist jedoch viel deutlicher ausgeprägt. Insgesamt liefert der Vergleich der elektrischen Eigenschaften dieser Probe mit den bei der Ätz-Hemt-Serie beobachteten viele Parallelen, welche auf einen ähnlichen Streumechanismus schließen lassen, jedoch deuten die extrem hohe Ladungsträgerdichte und die Verschiebung der Hall-Plateaus Unterschiede an, die darauf schließen lassen, dass ein zusätzlicher starker Streumechanismus eingebracht wurde.



**Abb.IV.3.3:** Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte  $N_s$  der CAIBE und CGE-geätzten Probe von der Probentemperatur.

Dem Umstand, dass auf einer CAIBE-geätzten Oberfläche überhaupt ein aktives 2DES erzeugt werden konnte, ist als großer Erfolg zu werten, zeigt dieser Versuch doch, dass CGE fähig ist gewisse Kristallschädigungen von der Substratoberfläche zu entfernen; denn auf einer ausschließlich CAIBE-geätzten GaAs-Oberfläche ließ sich bis dato durch Überwachsen mit einer modulationsdotierten Heterostruktur kein aktives Elektronensystem erzeugen. Dass die erzielte Ladungsträgerbeweglichkeit sehr niedrig war, deutet jedoch an, dass eventuell bei einer Ionen-geätzten Oberfläche die Schädigung tiefer als 100 nm reicht und weiterer Optimierungsbedarf bezüglich des CGE besteht. Es ist auch möglich, dass gewisse Kontaminierungen der Kristalloberfläche bei CGE *mitschwimmen* und sich an der Oberfläche anreichern.

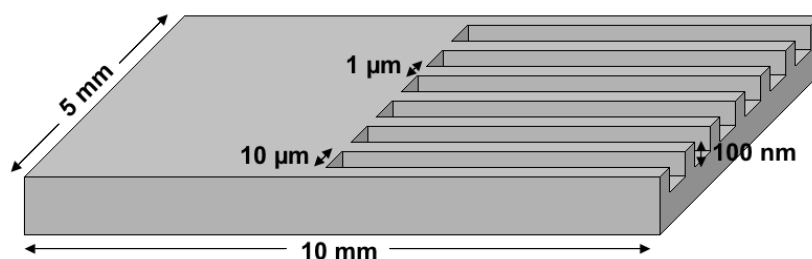
In dieser Arbeit wurden mit CGE erste Erfolge erzielt, die erlaubten, diesen Prozess für sich zu optimieren. Eine detaillierte Untersuchung des CAIBE-Prozesses steht noch aus. Da sich zeigte, dass die Reinheit der Ätzgase die notwendige Grundlage für ein schädigungsarmes und reproduzierbares Ätzen ist, wurden nach diesem ersten CAIBE-Versuch an der Argon-Gasleitung wie auch an der Chlor-Gasleitung Veränderungen vorgenommen, die eine noch höhere Qualität des Ätzgases zur Folge haben sollten (s. Abschnitt II.4.2).

#### 4. *Ex situ strukturierte, in situ weitergeätzte, überwachsene Proben*

In diesem Kapitel werden die ersten Versuche und Erfahrungen dargestellt, die mit ex situ strukturierten, in situ weitergeätzten und schließlich MBE-überwachsenen Proben gemacht wurden. An dieser Stelle muss erwähnt werden, dass leider direkt nach der ersten CGE-Optimierungsserie die MBE geöffnet wurde und im weiteren Verlauf dieser Arbeit keinen vergleichbar stabilen Zustand mehr erreichte, in dem sie Hemt-Proben mit ähnlicher Ladungsträgerbeweglichkeit produzierte, wie sie es in dem Zyklus der CGE-Optimierung tat (s. Abschnitt IV.2.7). In dem MBE-Zyklus, welcher der CGE-Optimierungsserie folgte, bauten die Proben jedoch stetig an Ladungsträgerbeweglichkeit ab und es zeigte sich, dass auch die vorher stabile Ladungsträgerdichte stark schwankte. Ohne eine a priori stabile MBE können leider wenig Erkenntnisse über den Ätzprozess gewonnen werden. Somit sind auch die in diesem Kapitel präsentierten Ergebnisse, welche alle in den Zyklen nach der CGE-Optimierung angefertigt wurden, vermutlich stark vom Zustand der Wachstumskammer beeinflusst. Die mit CGE erzielten Ätzraten erwiesen sich dagegen als sehr stabil, so dass Äztiefen kontrolliert eingestellt werden konnten.

Zunächst wurden Draht-Array-Proben kontaktlithographisch präpariert. Hierfür wurde eine mit Elektronenstrahl-Lithographie hergestellte Maske der Firma Dupond® genutzt, welche im Rahmen der Arbeit von S. Kramp entwickelt wurde [5]. Die Drähte der Maske waren  $\sim 1 \mu\text{m}$  breit und hatten ein Tastverhältnis von  $10 \mu\text{m}$ . Das Nutzen dieser Maske hatte zunächst zwei Vorteile: erstens bedeutet die kontaktlithographische Präparation einen relativ geringen Aufwand, zweitens liegen die Drähte so weit auseinander, dass sie weder die Ätzrate noch das epitaktische Überwachsen beeinflussen [4,5].

Auf den  $\sim 10 \times 5 \text{ mm}^2$  großen Probenstücken des in Abbildung II.6.6 gezeigten Typs wurden zunächst, meistens kontaktlithographisch, Photoresist-Drähte strukturiert. Bevor wir die Lack-Maske durch Nass-Ätzen in die GaAs-Cap-Schicht übertragen, wurde die Probe mit der einen Hälfte wieder in Photoresist getaucht und erneut ausgebacken. Nach dem Ätzen mit einer Phosphorsäure-Wasserstoffperoxid-Wasser-Ätzlösung (1 : 10 : 400) haben wir dann die Photoresist-Maske mit Aceton, Isopropanol und Ultraschall entfernt. Für die ex situ-Präparation wird häufig Schwefelsäure statt der von uns verwandten Phosphorsäure genutzt [9,167]. Die Nutzung von Phosphorsäure könnte den Nachteil haben, dass der Phosphor beim Ätzen das Arsen im Bereich der Substratoberfläche substituiert. Sollte dieser Phosphor sich beim Oxidieren und in situ-Ätzen anders verhalten als Arsen, so könnte aufschwimmender Phosphor ein anschließendes epitaktisches Überwachsen der Probe behindern. Es wurden von uns mit ex situ Phosphorsäure-geätzten Proben Probleme beim Überwachsen beobachtet. Die so behandelten Proben zeigten anschließend im Phasenkontrastmikroskop einer Orangenhaut ähnliche Rauigkeit der Probe. Das kurze Eintauchen der Probe in konzentrierte Salzsäure schien diesen Effekt zu mindern. Bei einer Kombination aus Oxidation, Salzsäuredip und



**Abb.IV.4.1:** Ex situ vorstrukturierte Drahtprobe. Der planare, nicht strukturierte Bereich erlaubt beim in situ-Ätzen eine Überwachung der Äztiefe mit dem Ellipsometer.

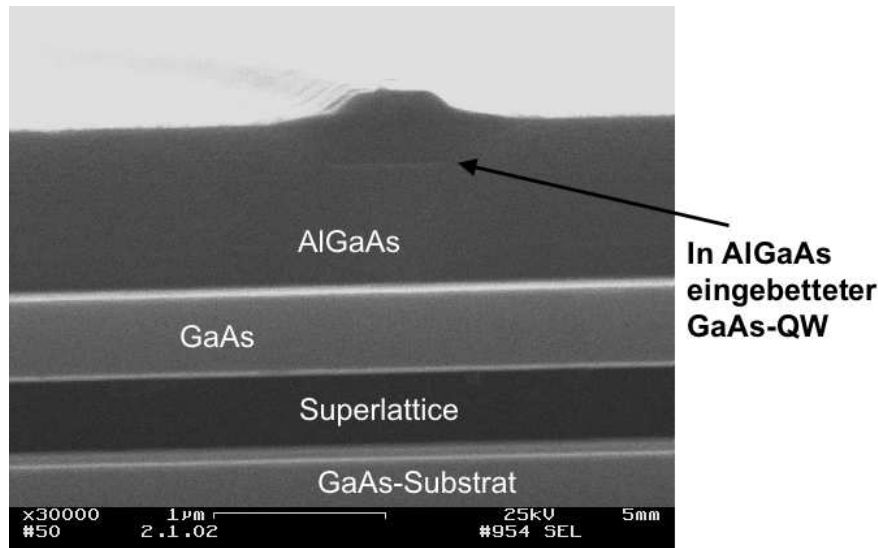
erneuter Oxidation war dieser Effekt schließlich nicht mehr zu beobachten. Da, wie oben bereits erwähnt, im Zeitraum der Herstellung dieser Proben massive Probleme mit der MBE-Anlage auftraten, konnte allerdings die Korrelation von der Nutzung der Phosphorsäure-Ätzlösung mit den Problemen beim Überwachsen nicht eindeutig belegt werden. Wir haben zunächst an dieser Ätzlösung festgehalten, da in unserer Forschungsgruppe sehr viele Erfahrungen bezüglich der Ätzrate und der polierenden Eigenschaften der Phosphorsäure-Ätzlösung gesammelt wurden.

Die Struktur, wie sie sich nach der ex situ-Präparation darstellt, ist in Abbildung IV.4.1 schematisch gezeigt. Der planare nicht strukturierte Bereich erlaubt beim in situ-Ätzen ein Überwachen der Ätztiefe mit dem Ellipsometer. Eine solche Messung wurde bereits in Abbildung IV.1.2 präsentiert. Um sicherzustellen, dass mit dem Wiedereinschleusen der Proben keine Kohlenstoffkontamination in die MBE eingebracht und Phosphorreste entfernt werden, wurden die Proben nach dem Nass-Ätzen kurz in 30%ige Salzsäure getaucht und ca. 10 Minuten in fließendem Reinstwasser gespült. Anschließend wurde die Rückseite der Probe 60 Sekunden im Sauerstoffverascher einem Sauerstoffplasma ausgesetzt. Um das bei diesem Prozess auf der Probenoberfläche entstehende stabile Oxid, welches in bei von uns durchgeführten Experimenten in der MBE erst bei  $\sim 680^\circ\text{C}$  thermisch desorbierte, wieder zu entfernen, wurden die Proben für ca. 2 Sekunden noch einmal in 30% Salzsäure getaucht. Zur erneuten Erzeugung eines Oxides wurden die Proben erneut für 10 Minuten im Reinstwasser gespült.

Spätere Untersuchungen mit RHEED haben gezeigt, dass auch dieses Oxid, welches teils im Reinstwasserbad und teils durch den anschließenden Atmosphärenkontakt entsteht, sich thermisch nicht definiert desorbieren lässt. Diese Annahme wird durch Untersuchungen verschiedener Gruppen bestätigt [149,150]. Massies et al. weisen bei einer sehr ähnlichen Präparationsweise mit *X-ray photoelectron spectroscopy* nach, dass das Oxid, welches sich durch ein Reinstwasserbad nach dem Nass-Ätzen und anschließenden Atmosphärenkontakt bildet, nicht *passivierend* und im Besonderen Arsen-arm ist [149]. Es ist allerdings anzunehmen, dass sich bei unseren Proben das Oxid beim Aufkleben mit Indium auf die Substrathalter noch bezüglich des thermischen Desorptionsprozesses positiv verändert [149]. Bei späteren Versuchen wurden die Probenstücke zur Oxidation für 10 Minuten mit Atmosphärenkontakt unter eine UV-Lampe (Mask-Aligner) gelegt. Das so erzeugte Oxid soll nach Ingrey et al. [150] stöchiometrisch wachsen und sich deutlich leichter thermisch desorbieren lassen. Zusätzlich geht man davon aus, dass auf der Substratoberfläche liegende Kohlenwasserstoffe im UV-Licht größtenteils in Kohlenmonoxid und -dioxid zerfallen bzw. in einer Form in das Oxid eingebaut werden, die eine thermische Desorption erlaubt [150]. Wichtig ist dabei, dass das verwendete UV-Licht eine Wellenlänge unter 275 nm hat, da erst dann eine ausreichende Anzahl von Sauerstoffradikalen entstehen [151].

Die Proben wurden unter Atmosphärenkontakt mit Indium auf die massiven Molybdän-Substrathalter geklebt. Vor dem Einschleusen in die MBE-Kammer wurden die Halter mit der Probe bei  $450^\circ\text{C}$  ca. 2-3 Stunden im Ausheiz-Modul ausgeheizt. Im MBE-System wurde das auf der Oberfläche liegende Oxid bei Arsengegendruck thermisch desorbiert. Die Proben wurden anschließend  $30^\circ\text{C}$  über der Oxiddesorptions-Temperatur überheizt.

Da es bei diesen kleinen mit In auf einen Substrathalter geklebten Proben nicht immer möglich war, die Oxiddesorption mit dem RHEED-System zu beobachten, konnte die Substrattemperatur anhand der Anzeige des Thermoelementes nicht immer kalibriert werden. In diesem Fall wurden zum Einstellen bestimmter Substrattemperaturen Erfahrungswerte genutzt.



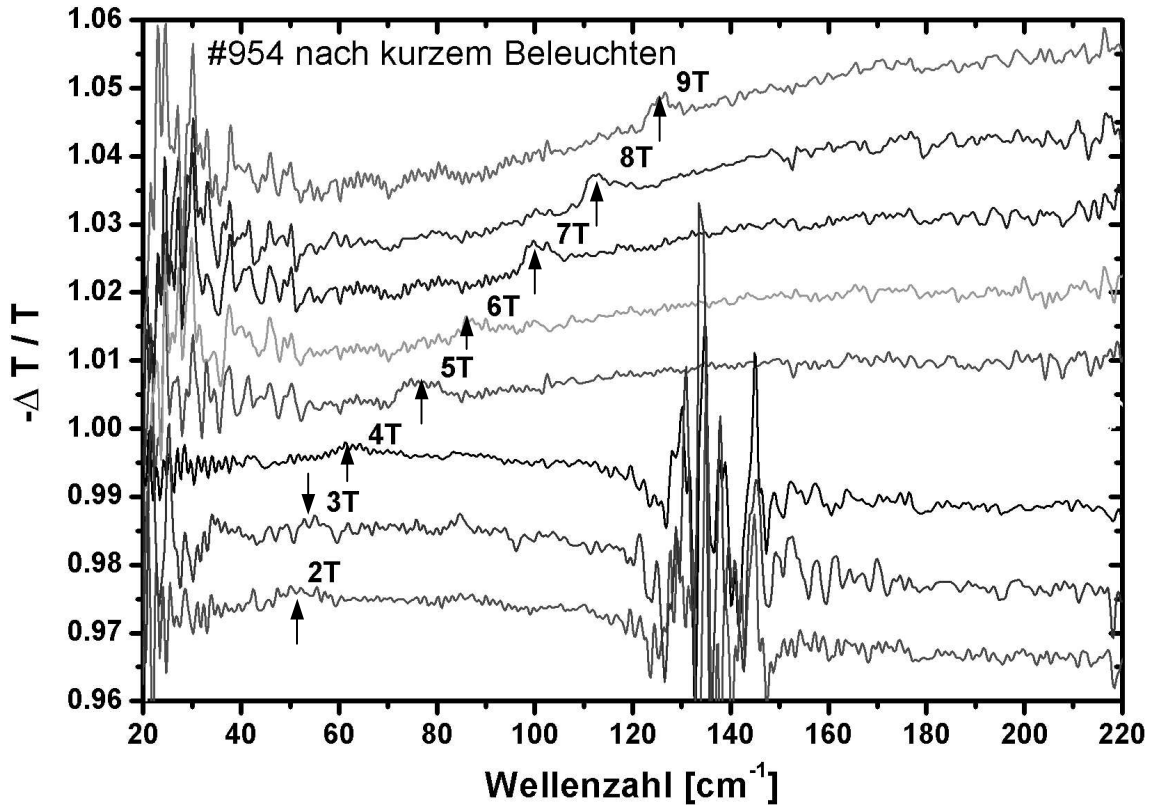
**Abb.IV.4.2:**REM-Aufnahme der Al-selektiv angeätzten Bruchkante einer geätzten und überwachsenen Drahtstruktur (vgl. Abschnitt II.6.3).

Die vom Oxid befreiten Proben wurden in der Prozesskammer mit dem optimierten CGE-Schritt tief-mesa geätzt und anschließend im MBE-System mit einer von Probe zu Probe leicht variierenden Schichtfolge epitaktisch überwachsen. Abbildung IV.4.2 zeigt die REM-Aufnahme eines solchen komplett in AlGaAs eingebetteten Quantendrahtes. Nach der ex situ-Präparation dieser Probe betrug die Drahtbreite  $\sim 1,5 \mu\text{m}$  bei einem Tastverhältnis von 1:10. Der Aufbau der auf die in situ geätzte Probe aufgewachsenen Schichtfolge war: 40 nm AlGaAs, 100 nm Si-AlGaAs, 400 nm AlGaAs, 10 nm GaAs. Um einen Kontrast zwischen den einzelnen Materialien zu erhalten, wurde die Bruchkante der Probe Al-selektiv angeätzt.

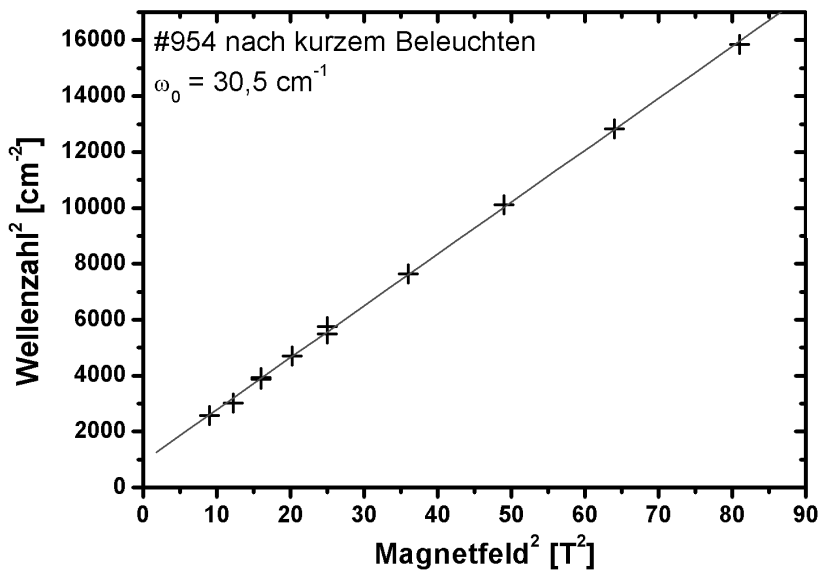
In der FIR-Spektroskopie zeigte die in Abbildung IV.4.2 dargestellte Probe nach Beleuchtung mit einer roten LED (25 Sekunden bei  $10 \mu\text{A}$ ) eine 0,4%-Absorption. Die Spektren sind in Abbildung IV.4.3 wiedergegeben. Abbildung IV.4.4 zeigt die Dispersion der Resonanzpositionen, doppelt quadratisch aufgetragen mit einem Y-Achsenabschnitt von  $\omega_0 = 30,5 \text{ cm}^{-1}$ .

Der Umstand, dass sich eine Absorption erst nach Beleuchten der Probe beobachten lässt, die geringe Ladungsträgerdichte von  $N_s \sim 7 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$  und die für dieses gestörte System relative Schärfe der Absorptionen ( $\mu \sim 40.000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ) legen die Vermutung nahe, dass es sich hier um eine sog. *hydrogenic impurity resonance* handelt [79]. Dabei werden Niveau-Übergänge eines an eine einfach positiv geladene Störstelle gebundenen Elektrons angeregt. Die genaue Dispersion z.B. des  $1s-2p+$  Übergangs variiert mit dem die Störstelle umgebenden Einschlusspotential [181].

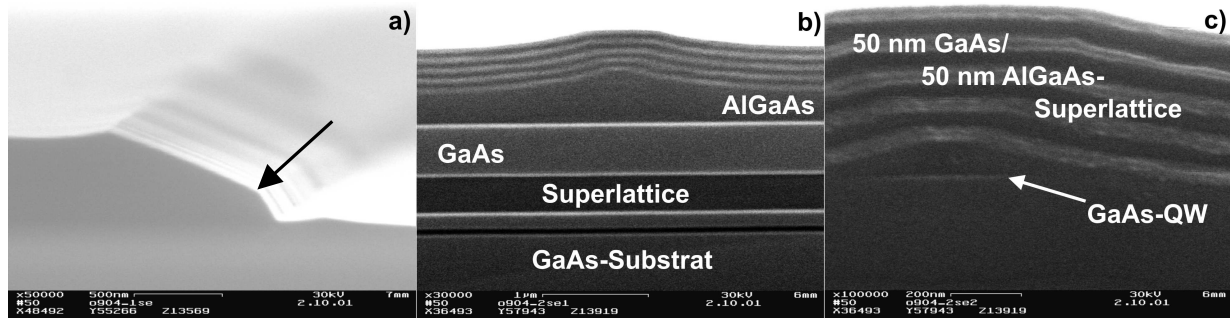
Da die Probe vorrangig für strukturelle Untersuchungen gedacht war, wurde sie mit der am Anfang dieses Abschnitts beschriebenen kontaktlithographischen Maske hergestellt. Das für das Ätzen und Überwachsen zunächst vorteilhafte hohe Tastverhältnis [4,5] von 1:10, erweist sich bei der Untersuchung mit FIR-Spektroskopie als nachteilig, da das niedrige Tastverhältnis der Drähte bedingt, dass die zu erwartenden Signale eventuell durch das Rauschen überlagert werden. Im Magneto-Transport konnten auch nach Beleuchten keine beweglichen Ladungsträger nachgewiesen werden. Dennoch kann hier noch einmal positiv erwähnt werden, dass bei allen Proben der in Abbildung IV.4.1 gezeigten Art (allein 7 Stück auf Basis der in Abbildung II.6.6 dargestellten Struktur) jedes Mal die richtige Ätztiefe getroffen wurde.



**Abb.IV.4.3:** FIR-Spektren eines ex situ vorstrukturierten, in situ geätzten und anschließend epitaktisch dotiert überwachsenen Drahtarrays auf Basis eines undotierten Quantenwells. Die 0,4% starken Absorptionen (markiert durch Pfeile) erschienen erst nach Beleuchten der Probe (25 Sekunden, 10  $\mu\text{A}$ ). Die ermittelte Ladungsträgerdichte  $N_s$  beträgt  $\sim 7 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ , bei einer Ladungsträgerbeweglichkeit  $\mu$  von  $\sim 40.000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ . Bei hohen Magnetfeldern findet man eine effektive Masse  $m_{\text{eff}}$  von 0,066  $m_e$ .



**Abb.IV.4.4:** Dispersionsrelation der Resonanzpositionen der in Abbildung IV.4.3 gezeigten Absorptionen, doppelt quadratisch aufgetragen.



**Abb.IV.4.5:** REM-Aufnahme der a) Bruchkante mit einem Facettenwechsel an den überwachsenen Drahtseitenwänden (Pfeil), b) und c) Al-selektiv angeätzten Bruchkante einer geätzten und überwachsenen Drahtstruktur. Überwachsen wurde mit einer Schichtfolge aus abwechselnd 50 nm GaAs und 50 nm AlGaAs.

Abbildung IV.4.5 verdeutlicht, dass die Proben sich auch gut überwachsen lassen und die durch den CGE-Prozess entstehende Facettierung keine Probleme bereitet. Die in Abbildung IV.4.5 gezeigte ex situ kontaktlithographisch hergestellte Probe wurde mit einem Lagensystem von abwechselnd 50 nm GaAs und 50 nm AlGaAs überwachsen. Vor dem in situ-Ätzprozess betrug die Drahtbreite dieser Probe  $\sim 1,5 \mu\text{m}$  bei einem Tastverhältnis von 1:10. Die Aufnahme der nicht selektiv angeätzten Bruchkante a) zeigt, dass die Drahtseitenwände extrem glatt sind. An den Drahtseitenwänden zeigen sich zwei unterschiedliche Facetten (markiert durch einen schwarzen Pfeil). Diese sind vermutlich dadurch bedingt, dass das GaAs des Quantenwells und das umgebende AlGaAs unterschiedliche CGE-Ätzraten besitzen. Daraus ergeben sich nach dem CGE-Ätzen zwei unterschiedliche Facetten oberhalb und unterhalb des Quantenwells (s. Abbildung IV.1.3, S.58). Auch bei dieser Probe wurde, wie man in Aufnahme c) sieht, die Ätztiefe getroffen. Der GaAs-Quantendraht wird sauber von AlGaAs eingeschlossen. Die Höhenmodulation der Struktur betrug vor dem in situ-Ätzschritt  $\sim 200 \text{ nm}$ . Nach dem in situ-Ätzen schätzen wir die Höhenmodulation mit  $400 \text{ nm}$  ab.

Da diese ex situ strukturierten Proben zunächst keine elektronische Aktivität offenbarten, was u.a. durch die beschriebenen Probleme mit dem MBE-System bedingt sein konnte, kehrten wir zunächst zurück zu der Untersuchung von planaren Proben. Wir versuchten, mit dem für in situ-Proben bewährten Ätz-HEMT-Konzept zu prüfen, auf welche Weise z.B. mit Photolack kontaminierte ex situ-Proben zu behandeln waren, so dass sie sich in situ durch CGE reinigen ließen.

Für diese Proben wurde zunächst auf einem  $2''$ -Wafer auf einem herkömmlichen Substrathalter der Unterbau einer Ätz-HEMT-Struktur gewachsen. An der Stelle, an der normalerweise der Ätzschritt erfolgt, wurde das Wachstum abgebrochen und die Probe ausgeschleust.

Um einer etwaigen Reaktion des Photolacks mit der Probenoberfläche vorzubeugen, wurde die Probe zunächst 10 Minuten unter UV-Bestrahlung (unter dem *Mask-Aligner*) oxidiert. Danach wurde Photolack (Shipley® Microposit 1805) auf die Probe aufgeschleudert und für 45 Minuten bei  $90^\circ\text{C}$  ausgebacken. Danach wurde der Wafer in vier Viertel gespalten, so dass man jedes Viertel einzeln prozessieren konnte.

Die Viertel wurden einzeln mit Aceton, Isopropanol und Wasser in Kombination mit Ultraschall vom Photolack befreit. Nachdem die Proben mit Stickstoff trocken geblasen waren, wurden sie, um sicher zu gehen, dass keine Lackreste zurückblieben, von der Rückseite 30 Sekunden im Barrel-Reaktor einem Sauerstoffplasma ausgesetzt.



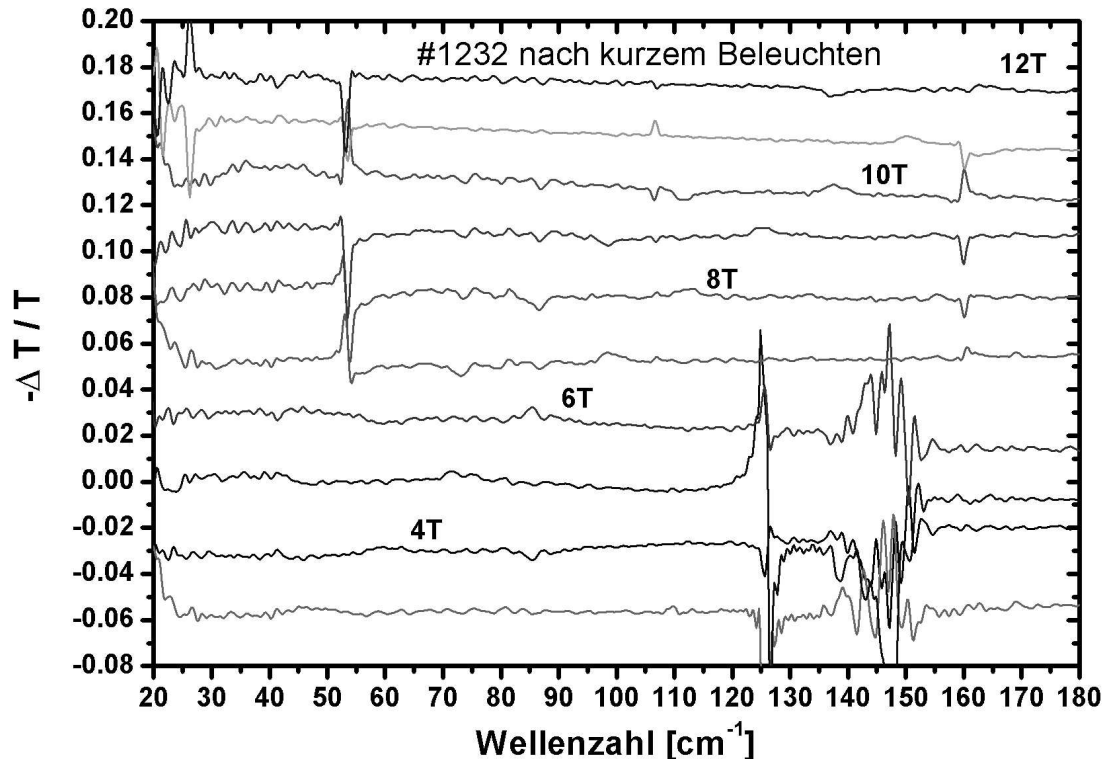
Zur Simulation eines ex situ-Ätzprozesses wurden die Proben 90 Sekunden lang in einer polierenden Phosphorsäure-Wasserstoffperoxid-Wasser-Lösung (3 : 1 : 100) geätzt. Anschließend wurden die Substrate 10 Minuten in fließendem Reinstwasser gespült. Um die bereits erwähnten Anwachsprobleme aufgrund einer möglichen Phosphorkontamination zu vermeiden, folgte nach erneutem Trocknen mit Stickstoff ein 7-minütiger UV-Oxidationsschritt. Durch das Tauchen der Proben in 32%ige Salzsäure wurde das gebildete Oxid entfernt. Anschließend wurden die Proben wieder 5 Minuten in fließendem Reinstwasser gespült und mit Stickstoff getrocknet. Abschließend wurde die Probe durch 10 Minuten UV-Licht final oxidiert.

Die Viertel-Wafer wurden unter Atmosphärenkontakt mit Indium auf die massiven Substrathalter gebondet. Im UHV wurden die Proben dann standardgemäß 120 Minuten bei 450°C im dafür vorgesehenen Modul ausgeheizt. Anschließend wurde das Oxid bei Arsen-Gegendruck in der MBE thermisch desorbiert. Um einen durch den Elektronenstrahl verstärkten Einbau von Kohlenstoff zu vermeiden [166], wurde nur bei einer Testprobe die Oxid-Desorption mit dem RHEED-System beobachtet. Die gemessene Desorptionstemperatur lag mit ~610°C (Thermoelementanzeige) etwas höher als gewöhnlich beim *nativen* Oxid. Dort wurde im entsprechenden MBE-Zyklus dieser Probe eine relativ stabile Oxiddesorptionstemperatur von ~580°C bis ~590°C (Thermoelementanzeige) für mit Indium aufgeklebte Proben gemessen. Ansonsten wurde bewusst auf den Einsatz des RHEED-Systems verzichtet, um eine eventuelle Stabilisierung des im Oxid und Restvakuum befindlichen Kohlenstoffes auf der Substratoberfläche zu verhindern [166].

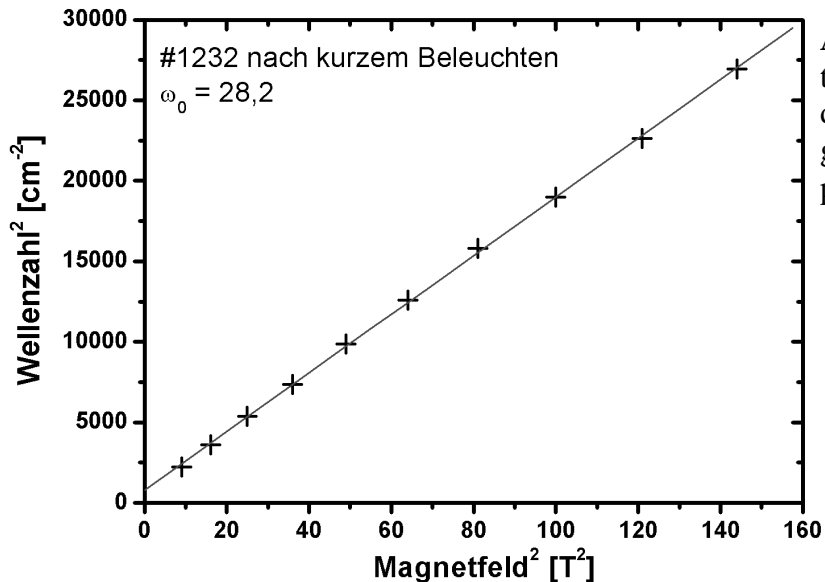
Die weiteren Schritte der in situ-Probenpräparation entsprechen der eines Ätz-HEMTS. Beim CGE-Prozess haben wir hier bei einem Regeldruck von  $P_{\text{Gasregler}} = 4.0$  Torr gearbeitet. Im Vergleich zu dem Regeldruck von  $P_{\text{Gasregler}} = 2.8$  Torr aus der in Abschnitt IV.2 diskutierten Ätz-HEMT-Serie (vgl. Abschnitt IV.2.7) hatte sich dieser Regeldruck bei reinerem Chlorgas (s. Abschnitt II.4) und qualitativ schlechterer MBE-Anlage in den in situ-Ätz-HEMT-Versuchen als günstiger erwiesen. Die Ätztemperatur betrug 370°C.

Im Magnetotransport zeigte diese Probe bei 4,2 K keine elektronische Aktivität. Im FIR konnte nach Beleuchten der Probe mit einer roten LED (30 Sekunden 10  $\mu\text{A}$ ) eine 0,3%-Resonanz festgestellt werden. Abbildung IV.4.6 zeigt die gemessenen Spektren, Abbildung IV.4.7 die dazu gehörende Dispersion, mit  $\omega_0 = 28,2 \text{ cm}^{-1}$ . Die Ähnlichkeit der mit in Abbildung IV.4.3 und Abbildung IV.4.4 gezeigten Messung legt die Vermutung nahe, dass es sich um eine ähnliche *hydrogenic impurity resonance* handelt (s.o.). Die aus den Resonanzen ermittelte Ladungsträgerdichte liegt bei  $N_s \sim 6,5 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-2}$  mit einer Ladungsträgerbeweglichkeit von  $\mu \sim 45.000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ .

Zusammenfassend können die strukturellen Ergebnisse und insbesondere ihre hohe Reproduzierbarkeit als großer Erfolg gewertet werden. Um eindeutige Ergebnisse über die Möglichkeit der Erzeugung von beweglichen niedrigdimensionalen Elektronensystemen direkt an einer ex situ strukturierten, in situ tief-mesa geätzten und anschließend epitaktisch überwachsenen Grenzfläche machen zu können, sind weitere intensive Studien notwendig, welche a priori ein stabiles, hochwertiges MBE-System voraussetzen.



**Abb.IV.4.6:** FIR-Spektren eines ex situ präparierten Ätz-HEMTs. Die 0,4% starken Absorptionen erschienen erst nach Beleuchten der Probe (30 Sekunden,  $10 \mu\text{A}$ ). Die ermittelte Ladungsträgerdichte  $N_s$  beträgt  $\sim 6,5 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ , bei einer Ladungsträgerbeweglichkeit  $\mu$  von  $\sim 45.000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ . Bei hohen Magnetfeldern findet man eine effektive Masse  $m_{\text{eff}}$  von  $0,066 m_e$ .



**Abb.IV.4.7:** Dispersionsrelation der Resonanzpositionen, der in Abbildung IV.4.6 gezeigten Absorptionen, doppelt quadratisch aufgetragen.

## Zusammenfassung und Ausblick

Ziel des vorgestellten Projekts ist die Entwicklung einer in situ-Ätztechnologie, die ex situ vorstrukturierte Substrate so weit zu reinigen vermag, dass diese sich defektfrei epitaktisch überwachsen lassen. Zu diesem Zweck wurde eine Prozesskammer aufgebaut und optimiert, welche es erlaubt, auf einen Substrathalter aufgeklebte Proben zu heizen, molekulares Chlorgas in die Kammer zu injizieren und die Proben zusätzlich mit Argonionen aus einer HF-Ionenquelle zu beschießen. Diese Arbeit ist die Fortsetzung des von C. Klein [4] und S. Kramp [5] gestarteten Projekts. Das hochgesteckte Ziel der Kombination von ex situ-Lithographie und anschließendem MBE-Wachstum zur Herstellung niedrigdimensionaler Elektronensysteme an den geätzten und überwachsenen Grenzflächen ließ sich auch in dieser Arbeit nicht in vollem Umfang realisieren. Es wurden jedoch diverse wichtige Fortschritte erzielt.

Der wichtigste Erfolg wurde durch den kompletten Umbau des bereits bestehenden Equipments erreicht: So lassen sich nun die Prozessparameter bei einer deutlich verbesserten Chlorgasqualität kontrolliert einstellen.

Die daraus resultierende genau kontrollierbare Ätzrate ist ein bedeutender Schritt in Richtung des vorgegebenen Ziels und ermöglicht es, bei ex situ vorstrukturierten Substraten gezielt bestimmte Äztiefen einzustellen. Im Vorwege dieser Arbeit war es bis dato nur möglich, die Äztiefe nach Fertigstellung einer Probe mit dem REM nachträglich zu überprüfen. Das Erreichen einer bestimmten Äztiefe war damit weitestgehend dem Zufall überlassen. Ein neu installiertes Ellipsometer ermöglicht es nun, bereits während eines Ätzprozesses die Äztiefe in situ zu überwachen. Es wurde schließlich bei einer Äztiefe von 200 nm reproduzierbar eine Genauigkeit von  $\sim \pm 20$  nm erreicht.

Ein Gasregler macht es möglich, einen sehr definierten Gasstrom über die Probe einzustellen. Es wurde gezeigt, dass der in den meisten wissenschaftliche Veröffentlichungen angegebene Kammerdruck während des Ätzens sehr stark von der Qualität des verwendeten Chlorgases abhängt und kein guter Parameter für den Vergleich von Ätzprozessen ist. Mit dem Gasregler war eine Charakterisierung des CGE-Prozesses (*chemical gas etching*) in Abhängigkeit seiner Prozessparameter unter der Voraussetzung einer stabil qualitativ hochwertig operierenden MBE-Anlage möglich. Um möglichst nah an dem zukünftigen Einsatzgebiet dieser Technologie zu bleiben, wurde als Sensor für die Qualität des Ätzprozesses ein 2DES (zweidimensionales Elektronensystem) genutzt, welches direkt an einer geätzten und überwachsenen Grenzfläche liegt. Für die Ladungsträgerbeweglichkeit des 2DES wurde eine Korrelation der Prozessparameter mit den von Tanaka et al. [29] zusammengetragenen Daten für die Oberflächenstöchiometrie einer geätzten GaAs-Oberfläche gefunden. Dort wo Tanaka et al. stöchiometrisches Ätzen feststellen, finden wir an der überwachsenen Grenzfläche eine maximale Ladungsträgerbeweglichkeit. Auf beiden Seiten dieses Maximums fällt die Beweglichkeit mit zunehmender Abweichung von den optimalen Prozessparametern ab. Die genaue Übereinstimmung der Lage des Beweglichkeitsmaximums, relativ zum Chlordruck, ist allerdings aufgrund der schwierigen Vergleichbarkeit der Prozessdrücke mit Vorsicht zu bewerten. Die Ladungsträgerdichte bleibt von den Prozessparametern unbeeinflusst. Die maximale erzielte Ladungsträgerbeweglichkeit von  $189.000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  übertrifft dabei die bis

dato uns bekannte maximal erzielte Beweglichkeit in einer solchen geätzten und überwachsenen Halbleiter-Heterostruktur um Faktor 1,6 [41].

Zur weiteren Analyse des CGE-Prozesses wurden die im Bereich des 2DES vorherrschenden Streumechanismen genauer analysiert.

Die Überprüfung der Lage der Hall-Plateaus brachte keine genaue Erkenntnis über eine mögliche Ladung der Streuzentren. Obwohl Haug et al. [84] an vorsätzlich durch Coulomb-Streuzentren gestörten Proben mit einer vergleichbaren Ladungsträgerbeweglichkeit eine deutliche Verschiebung der Hall-Plateaus und eine Asymmetrie der SdH-Oszillationen feststellen, zeigen bei uns nur die an sich ungestörten Proben ein solches Verhalten. Die bei den ungestörten Proben beobachtete Verschiebung der Hall-Plateaus ließ sich mit der Theorie von Haug et al. gut vereinbaren. Dies deutet an, dass die bei den an sich ungestörten Proben beobachtete Verschiebung bei den gestörten Proben von einem anderen zusätzlichen Streumechanismus überlagert wird.

Aus Shubnikov-de Haas (SdH)-Messungen wurden die Transport-Streuzeit  $\tau_t$  und die quantenmechanische Streuzeit  $\tau_s$  (*single particle relaxation time*) extrahiert.  $\tau_t$  ist unempfindlich für kleine Streuwinkel, wogegen  $\tau_s$  für alle Streuwinkel gleichermaßen sensitiv ist. Die Abhängigkeit des Verhältnisses dieser Streuzeiten von den Prozessparametern bewies, dass mit zunehmender Abweichung von den optimalen Parametern verstärkt ein kurzreichweitiger Streumechanismus in den Kristall eingebracht wird. Eine theoretische Modulation der  $\tau_t$  zu  $\tau_s$ -Werte und die daraus resultierende Abhängigkeit der Ladungsträgerbeweglichkeit von der Ladungsträgerdichte deutet an, dass es sich bei diesen Streuzentren eher um eine Grenzflächenrauigkeit als um Grenzflächenladungen handelt.

Temperaturabhängige Messungen der Leitfähigkeit der geätzten Proben lassen sich in ihrem Verhalten lückenlos in bestehende Arbeiten einordnen [128,130], bringen aber, was den Streumechanismus betrifft, keine weiteren Erkenntnisse. Die Temperaturabhängigkeit des Längswiderstands ist im Falle von Grenzflächenrauigkeitsstreuung äußerst komplex und bedarf nach Sakaki et al. zur weiterführenden Analyse a priori einer genauen Kenntnis der Art der vorherrschenden Rauigkeit [131].

Die Annahme einer Grenzflächenrauigkeit wird durch AFM-Aufnahmen an geätzten GaAs-Oberflächen gestützt. Wir fanden für die bei optimalen Prozessparametern geätzte Probe die geringste Oberflächenrauigkeit. Für vom Optimum abweichende Prozessparameter stellten wir eine Rauigkeit fest, welche in dem über Modellrechnungen an dem Streuzeitenverhältnis  $\tau_t$  zu  $\tau_s$ , festgestellten Rahmen liegen.

In der Ferninfrarot-Spektroskopie (FIR) zeigten die CGE-geätzten Proben eine Störung der Zyklotronresonanz. Abhängig von den Prozessparametern spaltet die Resonanz im Magnetfeld ungefähr bei Füllfaktor  $\nu = 4$  in zwei Resonanzen auf. Mit steigendem Magnetfeld laufen diese Resonanzen parallel zueinander und vereinen sich ungefähr bei Füllfaktor  $\nu = 2$  wieder zur ursprünglichen Zyklotronresonanz. Die Oszillatorstärke wird dabei mit sinkendem Füllfaktor von der niederenergetischen Mode zur energetisch höherliegenden übertragen. Die maximale Stärke der Aufspaltung hängt direkt von der Abweichung der Prozessparameter vom Optimum ab.

Einen direkten Zusammenhang zwischen der Position der Anomalie im Magnetfeld und dem Füllfaktor konnten wir, durch Variation der Ladungsträgerdichte über ein metallisches *gate*, nicht nachweisen.

Auch eine Wechselwirkung der Aufspaltung mit der Intersubbandresonanz wurde durch Verkippen einer Probe um  $25^\circ$  überprüft und als nicht dienlich zur Erklärung der beobach-

teten Zyklotronresonanz-Aufspaltung befunden. Zwar konnte eine Wechselwirkung zwischen der Zyklotronresonanz an sich und der Intersubbandresonanz belegt werden, die Resonanz-aufspaltung blieb jedoch unbeeinflusst.

Auch ein Vergleich unserer Anomalie mit ähnlichen von anderen Forschungsgruppen beobachteten Aufspaltungen der Zyklotronresonanz [146,140,143,147] führte zu keiner weitergehenden Identifikation des dominanten Streumechanismus.

Ein Zusammenhang der Aufspaltung mit einer Elektron-Elektron-Wechselwirkung wurde überprüft, mit dem Ergebnis, dass eine solche Wechselwirkung alleine nicht für die Aufspaltung verantwortlich sein kann.

Der Mechanismus, welcher zur beobachteten Aufspaltung führt, konnte nicht abschließend geklärt werden. Ein Modell, welches eine Grenzflächenrauigkeit durch Dot- oder Antidot-artige Arrays [162,163] simuliert, wäre denkbar.

Zur finalen Klärung des an der geätzten überwachsenen Grenzfläche dominierenden Streumechanismus wäre eine ladungsträgerdichteabhängige Analyse des Streuzeitenverhältnisses  $\tau$  zu  $\tau_s$  notwendig [164,165]. Diese Analyse war uns leider mit den zur Verfügung stehenden Messaufbauten nicht möglich, da für einen Fit der Einhüllenden der SdH-Oszillationen eine hinreichende Anzahl von beobachteten Oszillationen notwendig ist. Im Besonderen bei niedrigen Ladungsträgerdichten wären dazu höhere Magnetfelder notwendig als die, welche uns zur Verfügung standen.

Mit dem optimierten CGE-Prozess war es schließlich möglich, eine durch einen CAIBE-Prozess (*chemical assisted ion beam etching*) geschädigte Oberfläche so weit zu reinigen, dass sich nach Überwachsen dieser Oberfläche mit einer modulationsdotierten Heterostruktur ein 2DES mit einer Ladungsträgerbeweglichkeit von  $5.300 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  an der Grenzfläche ausbildete. Dies belegt, dass sich mit CGE eine Reihe von intensiven Kristallschädigungen [69] entfernen lassen. Erfahrungen mit einem MBE-System, welches ein offensichtliches Kontaminationsproblem aufwies, deuten an, dass die Qualität des geätzten Ausgangsmaterials einen starken Einfluss auf die Qualität einer geätzten und überwachsenen Grenzfläche hat. Die Möglichkeit, dass Kristallkontaminationen beim CGE-Prozess auf der Substratoberfläche aufschwimmen (segregieren), kann nicht ausgeschlossen werden. Es wäre damit denkbar, dass sich im Volumenmaterial verdünnte Kontaminationen an einer geätzten und überwachsenen Grenzfläche anreichern.

Erste Versuche mit *ex situ* vorstrukturierten Substraten, welche *in situ* geätzt und anschließend MBE-überwachsen wurden, zeigten im Magnetotransport keine elektronische Aktivität. In der Ferninfrarot-Spektroskopie (FIR) konnte nach Beleuchten verschiedener Proben eine schwache Resonanz beobachtet werden, die wir allerdings als den  $1s-2p_+$ -Übergang eines an eine positive Störstelle gebundenes Elektrons deuten. REM-Aufnahmen belegen das lagenweise und glatte Wachstum auf den geätzten Substraten.

Insgesamt wurde ein stabiler *in situ*-Ätzprozess etabliert und dessen Fähigkeit bei der Herstellung von geätzten und überwachsenen Strukturen belegt. Zeitweise Probleme mit dem genutzten MBE-System zeigten jedoch, dass hochwertige Ausgangssubstrate unabdingbare Grundlage für hochbewegliche geätzte und überwachsenen Strukturen sind. Der Umstand, dass während des intensiven Betriebes der Prozesskammer mit dem MBE-System hochbewegliche HEMT-Strukturen mit einer Ladungsträgerbeweglichkeit von über  $700.000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  hergestellt wurden, zeigt, dass der Chlorprozess das MBE-System nicht nachweisbar negativ beeinflusst.

Zukünftige Aufgaben liegen in der weitergehenden Erforschung des CGE-Parameterraumes. So könnten Optimierungsserien bei höheren und niedrigeren Prozessdrücken weitere Erkenntnisse über die Aktivierungsenergien beim CGE-Ätzen der verschiedenen Halbleitermaterialien bringen. Die verschiedenen Temperaturen für eine maximale Ladungsträgerbeweglichkeit bei konstantem Chlordruck, aufgetragen gegen den Chlordruck im Arrhenius-Plot, könnten zudem besser mit den von Tanaka et al. publizierten Daten [29] bezüglich der Chlordruck- und Temperatur-abhängigen Stöchiometrie verglichen werden. Darüber hinaus ist nicht auszuschließen, dass es bestimmte Prozessparameter gibt, bei denen bestimmte Kontaminationen effektiver beseitigt werden als bei den in dieser Arbeit vorgestellten.

Als eine besondere Herausforderung sehe ich die Optimierung der ex situ-Vorpräparation. Im Besonderen dürfte hier die finale Oxidation der Probenoberfläche eine wichtige Rolle spielen. Dabei muss ein stöchiometrisches Oxid erzeugt werden, welches nach der Desorption im Vakuum eine möglichst glatte und kontaminationsfreie Oberfläche hinterlässt. Erste Versuche wurden bereits in dieser Arbeit vorgenommen. Ebenso könnte die verwendete Nass-Chemie einen erheblichen Einfluss auf die auf dem Substrat zurückbleibenden Kontaminationen haben, welche sich eventuell ganz unterschiedlich gut über die Oxiddesorption und den anschließenden Ätzprozess entfernen lassen.

Sollte es schließlich gelingen einen Ätzprozess zu etablieren, welcher es erlaubt, ex situ-Photolithographie mit anschließendem MBE-Überwachsen so zu kombinieren, dass an den geätzten und überwachsenen Grenzflächen hochbewegliche niedrigdimensionale Elektronensysteme entstehen, so würde sich ein großes neues Feld für den Einsatz der MBE auf tun. Viele Strukturen, welche bis dato nur über selbstorganisiert gewachsene Strukturen erforscht werden konnten (eingebettete Quantendots, Quantenringe, etc.), könnten dann an gezielt dimensionierbaren Strukturen in sauber angeordneten Arrays untersucht werden. Eingebettete, extrem schmale Quantendrähte, welche sich bis heute nur mit der als *cleaved edge overgrowth* (CEO) bekannten Methode herstellen lassen, könnten ebenfalls in großflächigen Arrays angeordnet werden, was einen Zugang über spektroskopische Untersuchungsmethoden erlauben würde. Möglicherweise ließen sich nicht-Kohnsche Potentiale schaffen, in denen man Elektron-Elektron-Wechselwirkungen studieren kann. Bereits jetzt könnte es möglich sein, dass die hier entwickelte Technologie sich zum Überwachsen hochdotierter, strukturierter Rückkontakte eignet. Dies würde neuartige Geometrien z.B. für die Kapazitätsspektroskopie an *metal insulator semiconductor* (MIS)-Strukturen zulassen

Abschließend möchte ich erwähnen, dass ich, obwohl der MBE-Gott zum Teil gegen uns war, weiterhin an das große Potential dieser Technologie glaube. Ich denke, dass bereits die in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse eine Vielzahl von bis dato nicht genutzten Einsatzmöglichkeiten bieten.

## Literaturverzeichnis

- [1] M.A. Herman, and H. Sitter, *Molecular Beam Epitaxie*, 2<sup>nd</sup> Edition, Springer-Verlag, Berlin (1996).
- [2] L. D. Landau, and Lifschitz, E. M., *Quantum Mechanics*, Pergamon, Oxford (1962).
- [3] T. Koch, Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Universität Hamburg (1997).
- [4] C. Klein, Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Universität Hamburg (1999).
- [5] S. Kramp, Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Universität Hamburg (2000).
- [6] EMF Limited, *Übersicht über III-V Verbindungshalbleiter*, EMF Limited, England (1999).
- [7] S.M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, 2<sup>nd</sup> edition, John Wiley and Sons, New York (1981).
- [8] M.J. Kelly, *Low dimensional semiconductors: materials, physics, technology, devices*, 1<sup>st</sup> edition, Clarendon Press, Oxford (1995).
- [9] R.F.C. Farrow, *Molecular Beam Epitaxie*, Noyes Publications, New Jersey (1995).
- [10] B.A. Joyce, and C.T. Foxon, *Conf. Ser.-Inst. Phys.* 32 (1977) 17.
- [11] M.R. Melloch, C.L. Chang, N. Otsuka, K. Mahalingam, J.M. Woodall, and P.D. Kirchner, *J. Crys.Growth* 127 (1993) 499.
- [12] T. Kojima, N. Kawai, T. Nakagawa, K. Otha, T. Sakamoto, and M. Kawashima, *Appl. Phys. Lett.*, 47 (1985) 286.
- [13] A.Y. Cho, *Technology and Physics of MBE*, Plenum Press, New York (1985).
- [14] J.H. Neaver, B.A. Joyce, and P.J. Dobson, *Appl. Phys. A*, 34 (1984) 179.
- [15] Ch. Heyn, and M. Harsdorff, *Appl. Surf. Sci.*, 100 (1996) 494.
- [16] C.T. Foxon, J.J. Harris, R.G. Wheeler, and D.E. Lacklison, *J. Vac. Sci. Technol.*, B4 (1986) 511.
- [17] A. Chandra, C.E.C. Wood, D.W. Woodward, and L.F. Eastman, *Solid State Electr.*, 22 (1997) 645.
- [18] M.A. Herman, and H. Sitter, *Molecular Beam Epitaxie*, 2<sup>nd</sup> Edition, Springer-Verlag, Berlin (1996).
- [19] HIDDEN Analytical, homepage: [www.hiddenanalytical.com](http://www.hiddenanalytical.com), (2003)
- [20] T. Ohno, *Phys. Rev. B*, 44/15 (1991) 8387-8390.
- [21] T. Ohno, *Surf. Sci.*, 357 (1996) 322-326.
- [22] S.C. McNevin, *J.Vac.Sci.Technol. B*, 4/5 (1986) 1216.
- [23] C. Su, M. Xi, Z.G. Dai, M.F. Vernon, and B.E. Bent, *Surf. Sci.*, 282 (1993) 357.
- [24] M. Balooch, D.R. Olander, and W.J. Siekhaus, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 4/2 (1986) 794-805.
- [25] S.M. Mokler, P.R. Watson, L. Ungier, and J.R. Arthur, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 10/6 (1992) 2371.
- [26] J.L. Corkill, and J.R. Chelikowsky, *Phys. Ref. B*, 50/16 (1994) 11924-11931.
- [27] J.L. Corkill, and J.R. Chelikowsky, *Phys. Ref. B*, 53/19 (1996) 12605-12608.
- [28] J.A. Ha, E.A. Ogryzlo, and S. Polyhronopoulos, *J. Chem. Phys.*, 89 (1988) 2844.
- [29] N. Tanaka, M. Lopez, I. Matsuyama, and T. Ishikawa, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 13/6 (1995) 2250-2254.

- [30] N. Furuhashi, H. Miyamoto, A. Okamoto, and K. Ohata, *J. Appl. Phys.*, 65/1 (1989) 168.
- [31] F. Osaka, T. Ishikawa, N. Tanaka, M. López, and I. Matsuyama, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 12 (1994) 2894.
- [32] J.H. Schmid, M. Adamczyk, J. Mackenzie, R. Mar, B.J. Ruck, and T. Tiedje, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 637 (2001) E4.4.1.
- [33] H.G. Lee, R.J. Fischer, G.J. Zydzik, and A.Y. Cho, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 11/13 (1993) 989.
- [34] M. Balooch, and D.R. Olander, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 4/4 (1986) 794.
- [35] W.C. Simpson, W.M. Tong, C.B. Weare, D.K. Shuh, and J.A. Yarmoff, *J. Chem. Phys.*, 104/1 (1996) 320.
- [36] Ch. Heyn, C. Klein, S. Kramp, S. Beyer, S. Günther, D. Heitmann, and W. Hansen, *J. Cryst. Growth*, 227/228 (2001) 980.
- [37] S. Beyer, Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Universität Hamburg (2000).
- [38] Plasma Consult, Handbuch und Betriebsanleitung HFQ 1303-3, Plasma Consult (1995).
- [39] W. L. O'Brien, C.M. Paulsen-Boaz, T.N. Rhodin, and L.C. Rathbun, *J. Appl. Phys.*, 64/11 (1988) 6523.
- [40] L.M. Weegels, T. Saitoh, and H. Kanbe, *J. Appl. Phys.*, 77 (1995) 5987.
- [41] Y. Kadoya, H. Noge, H. Kano, and H. Sakaki, *Appl. Phys. Lett.*, 61 (1992) 1658.
- [42] Y. Kadoya, H. Noge, H. Kano, and H. Sakaki, *J. Cryst. Growth*, 127 (1993) 877.
- [43] F.D. Auret, S.A. Goodman, G. Myburg, and W.E. Meyer, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 10/6 (1992) 2366.
- [44] D.L. Green, E.L. Hu, P.M. Petroff, V. Liberman, M. Nooney, and R. Martin, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 11/6 (1993) 2249.
- [45] F. Frost, K. Otte, A. Schindler, G. Lippold, R. Pickenhain, V. Gottschalch, and F. Bigl, *Inst. Phys. Conf. Ser.*, 160, IOP Publishing LDT (1997).
- [46] D.L. Green, E.L. Hu, and N.G. Stoffel, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 12/6 (1994) 3311.
- [47] C.H. Chen, D.L. Green, and E.L. Hu, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 13/6 (1995) 2355.
- [48] R.J. Davies and P. Jha, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 13/2 (1995) 242-246.
- [49] N.G. Stoffel, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 10/2 (1992) 651-658.
- [50] U. Priebe, Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Universität Hamburg (1997).
- [51] G.L. Snider, A.M. Then, R.J. Soave, and G.W. Tasker, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 12/6 (1994) 3327.
- [52] G.A. Lincoln, M.W. Geis, S. Pang, and N.N. Efremov, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 1/4 (1983) 1043.
- [53] G.C. Tyrrell, D. Marshall, J. Beckman, and R.B. Jackman, *J. Phys. Condens. Matter*, 3 (1991) 179-186.
- [54] M. Hagberg, B. Jonsson, and G. Larsson, *J. Vac. Sci. Technol.*, 12/2 (1994) 555-566.
- [55] M. Balooch, D.R. Olander, and W.J. Siekhaus, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 4/2 (1986) 794-805.
- [56] S.C. McNevin, and G.E. Becker, *J. Appl. Phys.*, 58/12 (1985) 4670.
- [57] E.M. Clausen, J.P. Harbison, L.T. Florez, and B. van der Gaag, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 8/6 (1990) 1960-1965.
- [58] J.C. Arnold, and H.H. Sawin, *J. Appl. Phys.*, 70/10 (1991) 5314.
- [59] S.W. Pang, M.W. Geis, N.N. Efremov, and G.A. Lincoln, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 3/1 (1985) 398-401.
- [60] Y. Makita, T. Nomura, M. Yokota, T. Matsumori, T. Izumi, Y. Takeuchi, and K. Kudo, *Appl. Phys. Lett.*, 47 (1985) 623.
- [61] D.W. Kisker, H. Tews, and W. Rehm, *J. Appl. Phys.*, 54 (1983) 1332.



- [62] H.Ch. Alt, Appl. Phys. Lett., 54 (1989) 1445.
- [63] J. Schneider, B. Dischler, H. Seelewind, P.M. Mooney, J. Lagowski, M. Matsui, D.R. Beard, and R.C. Newman, Appl. Phys. Lett., 54 (1989) 1442.
- [64] M. Stavola, Semiconductors and Materials, Eds. R.K. Willardson and E.R. Weber, 51B (1996) 173.
- [65] A.R. Calawa, Appl. Phys. Lett., 33/12 (1978) 1020.
- [66] N. Chand, and S.N.G. Chu, J. Cryst. Growth, 104 (1990) 485.
- [67] S. Matteson, and H.D. Shih, Appl. Phys. Lett., 48 (1986) 47.
- [68] H. Miyamoto, N. Furuhashi, H. Hoshino, A. Okamoto, K. Ohata, Gallium Arsenide and Related Compounds 1988, Proceedings, (1988).
- [69] C. Klein, S. Kramp, S. Beyer, Ch. Heyn, W. Hansen, and D. Heitmann, J. Vac. Sci. Technol. B, 18/3 (2000) 1562.
- [70] S. Mendach, C.M. Hu, Ch. Heyn, S. Schnüll, H.P. Oepen, R. Anton, W. Hansen, Physica E, 13 (2002) 1204.
- [71] D.J. Stirling, and B.W. Straughan, Thin Solid Films, 31 (1976) 193.
- [72] H. Gnaser, Appl. Surf. Sci., 100/101 (1996) 316.
- [73] J.Z. Yu, N. Masui, Y. Yuba, T. Hara, M. Hamagaki, Y. Aoyagi, K. Gamo, and S. Namba, Jpn. J. Appl. Phys., 28 (1989) 2391.
- [74] H. Gnaser, B. Heinz, W. Bock, and H. Oechsner, Phys. Rev. B, 52/19 (1985) 14086.
- [75] S.J. Pearton, U.K. Chakrabarti, and A.P. Persley, Mat. Res. Soc. Symp., 216 (1991) 507.
- [76] I.L. Singer, and J.S. Murday, Surf. Sci., 108 (1981) 7.
- [77] K.G. Orrman-Rossiter, A.H. Al-Bayati, and D.G. Armour, Surf. Sci., 225 (1990) 341.
- [78] Z.X. Jiang, D.B. McCombe, P. Hawrylak, Physica B, 256/258 (1998) 431.
- [79] J-P. Cheng, B.D. McCombe, J.M. Shi, F.M. Peeters, and J.T. Devreese, Phys. Rev. B, 48(11) (1993) 7910.
- [80] A. Gold, Phys. Rev. B, 38/15 (1988) 10798.
- [81] T. Ando, A.B. Fowler, F. Stern, Rev. Mod. Phys., 54/2 (1982), 437.
- [82] A. Gold, Appl. Phys. Lett., 54/21 (1989) 2100.
- [83] Ch. Weißmantel, C. Hamann, *Grundlagen der Festkörperphysik*, Springer-Verlag, Berlin (1979).
- [84] R.J. Haug, R.R. Gerhardts, K.v. Klitzing, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett., 59/12 (1987) 1349.
- [85] W. Kohn, Phys. Rev., 123/4 (1961) 1242-1244.
- [86] S.K. Yip, Phys. Rev. B, 43/2 (1991) 1707-1718.
- [87] L. Pfeiffer, H.L. Störmer, K.W. Baldwin; K.W. West; A.R. Goni; A. Pinczuk; R.C. Ashoori; M.M. Dignam, W. Wegscheider, J. Cryst. Growth, 127 (1993) 849.
- [88] L. Pfeiffer, K.W. West, H.L. Störmer, J.P. Eisenstein, K.W. Baldwin, D. Gershoni, and J. Spector, Appl. Phys. Lett., 56/17 (1990) 1697.
- [89] A. Lorke, R.J. Luyken, A.O. Govorov, J.P. Kotthaus, J.M. Garcia, and P.M. Petroff, Phys. Rev. Lett., 84/10 (2000) 2223.
- [90] A. Lorke, R.J. Luyken, M. Fricke, J.P. Kotthaus, G. Medeiros-Ribeiro, J.M. Garcia, and P.M. Petroff, Microelectronic Engineering, 47 (1999) 95.
- [91] M. Morioka, T. Mishima, K. Hiruma, Y. Katayama, and Y. Shiraki, Inst. Phys. Conf. Ser., 79 (1986) 121.
- [92] T. Achnich, G. Burri, M.A. Py, and M. Ilegems, Appl. Phys. Lett., 50 (1987) 1730.
- [93] P.M. Petroff, R.C. Miller, A.C. Gossard, and W. Wiegmann, Appl. Phys. Lett., 44 (1984) 217.
- [94] N.W. Ashcroft, and N.D. Mermin, N. D., *Solid State Physics*, CBS Publishing Japan Ltd., Philadelphia (1976).

- [95] K.v. Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, Phys. Rev. Lett., 45 (1980) 494.
- [96] T. Ando, J. Phys. Soc. Jpn., 37 (1974) 1233.
- [97] T. Ando, Z. Physik B, 26 (1977) 263.
- [98] R.B. Dingle, Proc. R. Soc. London A, 211 (1952) 517.
- [99] J.P. Harrang, R.J. Hoggins, R.K. Goodall, P.R. Jay, M. Laviro, and P. Delescluse, Phys. Rev. B, 32 (1985) 8126.
- [100] S. Löhr, Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Universität Hamburg (2001).
- [101] L.J. van der Pauw., Philips Res. Repts, 13 (1958) 1.
- [102] T. Koch, Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Universität Hamburg (1997).
- [103] E. Batke, D. Heitmann, and C.W. Tu, Phys. Rev. B, 34/10 (1986) 6951.
- [104] A. Wieck, Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Universität Hamburg (1987).
- [105] E. Batke, and D. Heitmann, Infrared Phys., 24 (1984) 189.
- [106] W. Hansen, J.P. Kotthaus, and U. Merkt, Semiconductors and Semimaterials, 35 (1992) 279-380.
- [107] S.J. Allen, H.L. Störmer, and J.C.M. Hwang, Phys. Rev. B, 28/8 (1983) 4875-4877.
- [108] K.W. Chiu, T.K. Lee, and J.J. Quin, Surf. Sci., 58 (1976) 182-184.
- [109] Z. Schlesinger, J.C.M. Hwang, and S.J. Allen Jr., Phys. Rev. Lett., 50 (1983) 2098.
- [110] A.D. Wieck, Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Universität Hamburg (1987).
- [111] W. Kohn, Phys. rev., 123/4 (1961) 1242-1244.
- [112] S.K. Yip, Phys. Rev. B, 43/2 (1991) 1707-1718.
- [113] S.E. Laux, D.J. Frank, and F. Stern, Surf. Sci., 196 (1987) 101-106.
- [114] V. Gudmundson, A. Brataas, P. Grambow, B. Meurer, T. Kurth, T., and D. Heitmann, Phys. Rev. B, 51/24 (1995) 17744-17753.
- [115] V. Gudmundson, and R.R. Gerhardts, Phys. Rev. B, 43/14 (1991) 12098-12101.
- [116] L. Wendler, and V.G. Grigoryan, Phys. Rev. B, 49/19 (1994) 13607-13610.
- [117] D.E. Aspnes, W.E. Quinn, and S. Gregory, Appl. Phys. Lett, 56 (1990) 2569.
- [118] D.E. Aspnes, W.E. Quinn, and S. Gregory, Appl. Phys. Lett, 57 (1990) 2707.
- [119] D.E. Aspnes, W.E. Quinn, M.C. Tamargo, M.A.A. Pudensi, S.A. Schwartz, M.J.S.P. Brasil, and R.E. Nahory, Appl. Phys. Lett, 60 (1992) 1244.
- [120] R.M.A. Azzam, Optics Communications, 80 (1990) 103.
- [121] R.M.A. Azzam, and N.M. Bashara, *Ellipsometry and polarized light*, North-Holland Publishing Company, the Netherlands (1977).
- [122] R.W. Stobie, B. Rao, M.J. Dignam, Applied Optics, 14 (1975) 999.
- [123] D.E. Aspnes, and A.A. Studna, Phys. Rev. B, 27/2 (1983) 985.
- [124] H.L. Störmer, Surf. Sci, 132 (1983) 519.
- [125] H. Ibach, and H. Lüth, *Festkörperphysik*, Springer Verlag, Hamburg (1995).
- [126] C. Weisbuch, and B. Vinter, *Quantum semiconductor structures: fundamentals and applications*, Academic Press, Boston (1991).
- [127] B.J.F. Lin, D.C. Tsui, M.A. Paalanen, and A.C. Gossard, Appl. Phys. Lett, 45 (1984) 695.
- [128] B.J.F. Lin, and D.C. Tsui, Surf. Sci, 174 (1986) 397.
- [129] M.A. Paalanen, D.C. Tsui, A.C. Gossard, and J.M.C. Hwang, Phys. Rev. B, 29 (1984) 6003.
- [130] K. Hirakawa, and H. Sakaki, Phys. Rev. B, 33 (1986) 8291.
- [131] H. Sakaki, T. Noda, K. Hirakawa, M. Tanaka, and T. Matsusue, Appl. Phys. Lett., 51 (1987) 1934.
- [132] T. Noda, M. Tanaka, and H. Sakaki, Appl. Phys. Lett., 57 (1990) 1651.
- [133] R.J. Haug, K.v. Klitzing, and K. Ploog, Phys. Rev. B, 35 (1987) 5933.

- [134] W. Walukiewicz, H.E. Ruda, J. Lagowski, and H. C. Gatos, Phys. Rev. B, 30 (1984) 4571.
- [135] W. Rauch, E. Gornik, G. Weimann, and W. Schlapp, J. Appl. Phys., 70 (1991) 6860.
- [136] P.T. Coleridge, Phys. Rev. B, 44 (1991) 3793.
- [137] T.P. Smith, B.B. Goldberg, P.J. Stiles and M. Heiblum, Phys. Rev. B, 32 (1985) 2696.
- [138] M. Manger, E. Batke, R. Hey, K.J. Friedland, K. Köhler, and P. Ganser, Phys. Rev. B, 63 (2001) 121203.
- [139] A.H. MacDonald, and C. Kallin, Phys. Rev. B, 40/8 (1989) 5795.
- [140] Z. Schlesinger, S.J. Allen, J.C. Hwang, P.M. Platzman, and N. Tzoar, Phys. Rev. B, 30 (1984) 435.
- [141] Z. Schlesinger, S.J. Allen, Y. Yafet, A.C. Gossard, and W. Wiegmann, Phys. Rev. B, 32/8 (1985) 5231.
- [142] U. Merkt, Phys. Rev. Lett., 76 (1996) 1134.
- [143] J. Richter, H. Sigg, K.v. Klitzing, and K. Ploog, Phys. Rev. B, 39 (1989) 6268.
- [144] J. Richter, H. Sigg, K.v. Klitzing, and K. Ploog, Surf. Sci., 228 (1990) 159.
- [145] M. Widmann, U. Merkt, M. Cortés, W. Häusler, and K. Eberl, Physica B, 249-251 (1998) 762.
- [146] Z. Schlesinger, J.C.M. Hwang, and S.J. Allen, Phys. Rev. Lett., 50 (1983) 2098.
- [147] S. Cinà, D.M. Whittaker, D.D. Arnone, T. Burke, H.P. Hughes, M. Leadbeater, M. Pepper, and D.A. Ritchie, Phys. Rev. Lett., 83 (1999) 4425.
- [148] K. Ensslin, D. Heitmann, and K. Ploog, Phys. Rev. B, 39, (1989) 10879.
- [149] J. Massies, and J.P. Contour, J. Appl. Phys., 58 (1985) 806.
- [150] S. Ingreby, W.M. Lau, and N.S. McIntyre, J. Vac. Sci. Technol. A, 4 (1986) 984.
- [151] C.F. Yu, M.T. Schmidt, D.V. Podlesnik, E.S. Yang, and R.M. Osgood, Jr., J. Vac. Sci. Technol. A, 6/3 (1988) 754.
- [152] [http://www.ece.utexas.edu/projects/ece/mrc/groups/stree\\_mbe/mbeacronym.html](http://www.ece.utexas.edu/projects/ece/mrc/groups/stree_mbe/mbeacronym.html)
- [153] L. Esaki, and R. Tsu, IBM J. of Research and Development, 14 (1970) 6.1-5.
- [154] R. Dingle, H.L. Störmer, A.C. Gossard, and W. Wiegmann, Appl. Phys. Lett., 33 (1978) 665.
- [155] L. Pfeiffer, K.W. West, H.L. Störmer, and K.W. Baldwin, Appl. Phys. Lett., 55 (1989) 1888.
- [156] D.C. Tsui, H.L. Störmer, and A.C. Gossard, Phys. Rev. Lett., 48 (1980) 494.
- [157] W. Hansen, *Electrons in Laterally Periodic Nanostructures, Semiconductors and Semimetals*, Academic Press, New York (1990).
- [158] C.W.J. Beenakker, and H.v. Houten, *Solid State Physics, Advances in Research and Applications*, 44, Academic Press (1991).
- [159] H. Drexler, D. Leonard, W. Hansen, J.P. Kotthaus, and P.M. Petroff, Phys. Rev. Lett., 73 (1994) 2252.
- [160] A.R. Goni, L.N. Pfeiffer, K.W. West, A. Pinczuk, H.U. Baranger, and H.L. Störmer, Appl. Phys. Lett., 61 (1992) 1956.
- [161] S. Löhr, S. Mendach, T. Vonau, Ch. Heyn, and W. Hansen, Phys. Rev. B, 67 (2003) 045309.
- [162] K. Kern, D. Heitmann, P. Grambow, Y.H. Zhang, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett., 66 (1991) 1618.
- [163] S. Cinà, D.D. Arnone, H.P. Hughes, C.L. Foden, D.M. Whittaker, M. Pepper, and D.A. Ritchie, Phys. Rev. B, 60 (1999) 7780.
- [164] W. Rauch, E. Gornik, G. Weimann, and W. Schlapp, J. Appl. Phys., 70 (1991) 6860.
- [165] B. Yang, Y. Cheng, Z. Wang, J. Liang, Q. Liao, L. Lin, Z. Zhu, B. Xu, and W. Li, Appl. Phys. Lett, 65 (1994) 3329.
- [166] C.A. Chang, J. Vac. Sci. Technol., 21 (1982) 663.

- [167] H. Fronius, A. Fischer, and K. Ploog, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 25 (1986) L137.
- [168] A. Scherer, and M.L. Roukes, *Appl. Phys. Lett.*, 55 (1989) 377.
- [169] A. Scherer, H.G. Craighead, M.L. Roukes, and J.P. Harbison, *J. Vac. Sci. Technol B*, 6 (1988) 277.
- [170] C. Lettau, W. Hansen, J.P. Kotthaus, A. Lorke, A.C. Gossard, and J.H. English, *Semicon. Sci. Technol.*, 10 (1995) 865.
- [171] H.Ch. Alt, *Appl. Phys. Lett.*, 55 (1989) 2736.
- [172] H.G. Grimmeiss, and L-Å Ledebø, *J. Appl. Phys.*, 46 (1975) 2155.
- [173] D.S. Ruby, K. Arai, and G.E. Stillman, *J. Appl. Phys.*, 58 (1985) 852.
- [174] L. Pfeiffer, K.W. West, H.L. Störmer, and K.W. Baldwin, *Appl. Phys. Lett.*, 55(18) (1989) 1888-1890.
- [175] M. Balooch, D.R. Olander, and W.J. Siekhaus, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 4(4) (1986) 794.
- [176] J.H. Ha, E.A. Ogryzlo, and S. Polyhronopoulos, *J. Chem. Phys.*, 89/5 (1988) 2371.
- [177] M. Ritz, T. Kaneko, and K. Eberl, *Appl. Phys. Lett.*, 71/5 (1997) 695.
- [178] K. Tomizawa, *Numerical Simulation of Submicron Semiconductor Devices*, Artech House, Boston (1993)
- [179] A. Gold, and V.T. Dolgoplov, *Phys. Rev. B*, 33(2) (1986) 1076.
- [180] K. Lee, M.S. Shur, T.J. Drummond, and H. Morkov, *J. Appl. Phys.*, 54(11) (1983) 6432.
- [181] J-P. Cheng, and B.D. McCombe, *Phys. Rev. B*, 42(12) (1990) 7626.

## Danksagung

Den Professoren D. Heitmann und W. Hansen danke ich für die Betreuung und Begutachtung dieser Arbeit am Institut für Angewandte Physik, Hamburg. Finanziell wurde diese Arbeit vom BMBF unterstützt, im Rahmen des Projektes Quantenstruktursysteme (FKZ 01BM905/5).

Langjährige finanzielle und moralische Unterstützung erhielt ich zudem von meinen Eltern. Im Besonderen übernahm mein in diesem Feld nicht beheimateter Vater das Korrekturlesen. Hanne und Jan, für alles großen Dank!

Mit Dr. Christian Heyn zusammen erforschten wir die Funktionsprinzipien der MBE und, so hoffe ich, haben diese letztendlich auch verstanden. Ihm als Mitinitiator dieses Projekts gilt spezieller Dank. Ebenso Sandra Schnüll, die uns dabei stets tatkräftig beiseite stand.

Besonders zu erwähnen ist „min Jung, lütn“ Stephan Löhr, mit dem ich die wissenschaftlich fruchtbarste Zeit verbracht habe. Vielen Dank für ein perfektes Teamwork. Ich wünsche Dir, dass Du auch noch mal groß und stark wirst und: Stephan: Iss mal was!

Des Weiteren gilt mein Dank den Mitarbeitern der Gruppen W und H, allen voran meinem direkten Leidensgenossen Stefan Schulz und meinen Zimmerkollegen Wolfgang Thureau, Christian Weichsel und Jörg Lohse. Die gemeinsamen Gespräche und das vereinte Singen zu meiner Musik waren eine stete Stütze meiner Moral.

Besonders wertvoll war die Unterstützung durch unsere Techniker, den Herrn Ahrens, Hatje, Gancarz und Finger. Hervorragende Arbeit leisteten ebenfalls unsere Mechanik- und Elektronik-Werkstatt. Allen Diesen: Vielen Dank!

Meiner Freundin und Lebensgefährtin Kristin danke ich für das tolerante Ertragen meiner Marotten und Launen und den verstärkten Einsatz bei den haushaltlichen Pflichten während des Zusammenschreibens. Danke!

So bleibt zum Schluss nur noch allen weiterhin viel Erfolg und Spaß bei der Arbeit zu wünschen. Möge der MBE-Gott mit Euch sein.