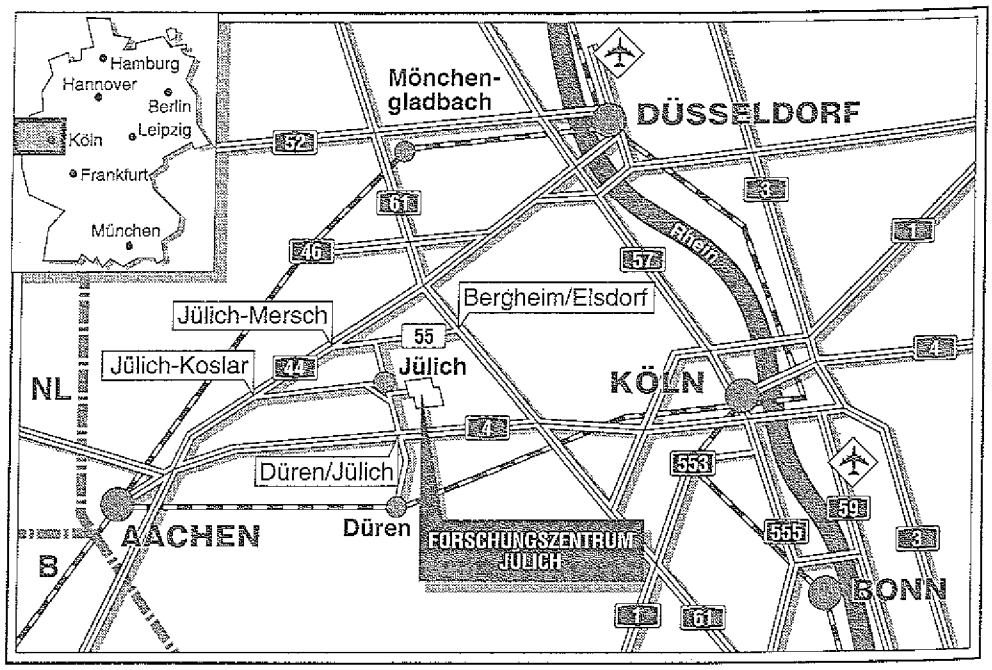
FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH

Institut für Schicht- und Ionenforschung

CV- und Hall-Effekt-Messungen an III-V Halbleiterschichten

Byoung-Chul Choi



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2551
ISSN 0366-0885
Institut für Schicht- und Ionenforschung Jül-2551

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
Postfach 1913 · D-5170 Jülich · Bundesrepublik Deutschland
Telefon: 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · Telex: 833556-70 kfa d

CV- und Hall-Effekt-Messungen an III-V Halbleiterschichten

Byoung-Chul Choi

Inhaltsverzeichnis

Physikalische Größen und Abkürzungen

a_0	:	Gitterkonstante
A	:	Schottkykontaktfläche
$\underline{B}$	:	Magnetfeld
C	:	Kapazität pro Flächeneinheit
C_{RLZ}	:	Kapazität der Raumladungszone
CV	:	Capacitance–Voltage
$D_{2D}(E)$	:	zweidimensionale Zustandsdichte
d	:	Dicke des Spacers
e	:	Elementarladung
e_n	:	Emissionsparameter (*emission rate*)
$\underline{E}$	:	elektrisches Feld
E_C	:	Leitungsbandkante
ECV	:	elektrochemische Capacitance–Voltage
EH	:	Elektrolyt–Halbleiter
E_d^f	:	Aktivierungsenergie der flachen Donatoren
E_d^{DX}	:	Aktivierungsenergie der DX–Zentren
E_F	:	Ferminiveau
E_g	:	Bandlücke
E_T	:	Energieniveau der tiefen Störstellen
E_V	:	Valenzbandkante
ΔE_C	:	Leitungsbandoffset
ΔE_V	:	Valenzbandoffset
ϵ	:	statische Dielektrizitätskonstante
ϵ_0	:	Dielektrizitätskonstante des Vakuums
h, $\hbar$	:	Planksche Konstante
F	:	*van der Pauw* Korrekturfaktor
FET	:	Feld Effekt Transistor
FWHM	:	Halbwertsbreite
Φ	:	elektrostatisches Potential
Φ_B	:	Barrierenhöhe
HEMT	:	High Electron Mobility Transistor
I	:	Strom
i	:	Stromdichte
$\underline{k}$	:	zweidimensionaler Wellenvektor
k_B	:	Boltzmannkonstante
k_x, k_y	:	Wellenzahlvektor in x- und y–Richtung

L_D	:	Debye–Länge
m_0	:	Masse des Elektrons
m^*	:	effektive Masse der Elektronen im Leitungsband
M	:	Molekulargewicht
MH	:	Metall–Halbleiter
μ	:	Beweglichkeit der Elektronen
μ_{ac}	:	Beweglichkeitsgrenze aufgrund der Streuung an den akustischen Phononen
μ_{def}	:	Beweglichkeitsgrenze aufgrund der Deformationspotentialstreuung
μ_H	:	Hall–Beweglichkeit
μ_{ion}	:	Beweglichkeitsgrenze aufgrund der Streuung an ionisierten Störstellen
μ_{PO}	:	Beweglichkeitsgrenze aufgrund der Streuung an polar optischen Phononen
μ_{piezo}	:	Beweglichkeitsgrenze aufgrund der piezoelektrischen Streuung
μ_{total}	:	gesamte Beweglichkeit
μ_{2DEG}	:	Beweglichkeit im zweidimensionalen Kanal der 2DEG–Struktur
MBE	:	Molecular Beam Epitaxy
MOCVD	:	Metalorganic Chemical Vapour Phase Deposition
MOMBE	:	Metal Organic Molecular Beam Epitaxy
N_{SD}	:	Konzentrationen der flachen Donatoren
N_{DD}	:	Konzentrationen der tiefen Donatoren
N_D^{2D}	:	2D Konzentration der Donatoren
n_{crit}	:	Elektronenkonzentration, bei welcher das erste Subband im Quantentopf des 2DEG besetzt wird
n_{cv}	:	CV–Konzentration
n_H	:	Hall–Konzentration
n_{2DEG}	:	Elektronenkonzentration im 2DEG
n_δ	:	Dotierungsdichte der δ–Schicht
PPC	:	Persistent Photoconductivity
R_H	:	Hallkonstante
r_H	:	Hallfaktor
R_{1234}	:	Van der Pauw–Widerstand
λ_{dB}	:	*de Broglie*–Wellenlänge
ρ	:	spezifischer Widerstand

ϱ	:	Raumladungsdichte
SD	:	selektiv dotiert
χ	:	Elektronenaffinität
σ_{ch}	:	Kanalleitfähigkeit
σ_n	:	Einfangsquerschnitt für Elektronen
T	:	Temperatur
TTH	:	Tieftemperatur–Hall
τ	:	Relaxationszeit
τ_{2DEG}	:	Relaxationszeit im 2DEG
U_H	:	Hallspannung
v_n	:	thermische Elektronengeschwindigkeit
v_s	:	Schallgeschwindigkeit
ω	:	C–V Meßfrequenz
x	:	Al–Gehalt im $Al_xGa_{1-x}As$
x_d	:	Tiefe der Raumladungszone
x_e	:	Ätztiefe
2DEG	:	Zweidimensionales Elektronengas

1 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden zweidimensionale Elektronengas–Systeme mit Hilfe von *Capacitance–Voltage* (CV)–Messungen und Tieftemperatur–Hall (TTH)–Messungen untersucht. Als zweidimensionale Strukturen wurden in dieser Arbeit delta(δ)–Schichten im $GaAs$– bzw. $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$–Kristall und selektiv δ–dotierte $Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs$–HEMT–Strukturen (*High Electron Mobility Transistor*) untersucht.

Die δ–Schichten bestehen aus n–leitenden atomar planaren Si–Schichten, die mit Hilfe der *Molecular Beam Epitaxy* (MBE) hergestellt wurden. Eine Untersuchung der δ–Dotierungsprofile im $GaAs$– bzw. $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$–Schichten mit einem *Polaron Profiler* PN 4200 (automatisches elektrochemisches CV–Meßsystem) zeigt eine strenge räumliche Lokalisierung der δ–Schichten. Die Ladungsträgerkonzentration in der δ–Schicht liegt bei 6×10^{18} cm^{-3}. Dies entspricht etwa der maximal erreichbaren Elektronenkonzentration von $5\sim7\times10^{18}$ cm^{-3} im $GaAs$–Kristall [46].

Die zweidimensionale Verteilung der Fremdatome und die hohe Ladungsträgerdichte wird als zweidimensionale Elektronengas (2DEG)–Quelle in der δ–dotierten $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$–HEMT–Struktur verwendet. Untersucht wurden Transporteigenschaften dieser Strukturen in Abhängigkeit von der δ–Dotierungsdichte und der Spacerdicke. Die sich aus CV–Messungen und systematischen TTH–Messungen in den δ–HEMT–Strukturen ergebenden Meßergebnisse sind folgendermaßen zusammengefaßt :

- Die Si–Donatoratome im $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$–Kristall sind innerhalb weniger Monolagen streng lokalisiert und wirken als eine effektive Elektronenquelle für die Bildung des 2DEG in einer HEMT–Struktur.

- δ–HEMT–Strukturen liefern hohe Hall–Beweglichkeiten. Die höchste erreichbare Beweglichkeit in der Probenserie war μ=1.80×10^6 cm^2/Vs für T=4.2 K und μ=7.03×10^3 cm^2/Vs für T=300 K.

- Die gemessenen Schichtkonzentrationen waren ebenfalls hoch und lagen höher als in konventionellen $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$–Heterostrukturen bei der entsprechenden Spacerdicke. Die höchste 2DEG–Konzentration n_{2DEG} betrug 1.33×10^{12} cm^{-2} für T=4.2 K und 8.97×10^{11} cm^{-2} für T=300 K.

- Die Schichtkonzentration ist für δ–Dotierungsdichten über 1×10^{12} cm^{-2} nahezu konstant. Unter dieser Grenze wird eine starke Abhängigkeit von der Dotierungsdichte gefunden.

- Mit zunehmender Spacerdicke nimmt die Schichtkonzentration ab und gleichzeitig steigt die Beweglichkeit.

- Die maximale Beweglichkeit wird mit einer optimalen 2DEG–Konzentration ($\approx 4.5 \times 10^{11} cm^{-2}$) erreicht, die unterhalb einer kritischen Konzentration liegt. Bei höheren Konzentrationen wird das zweite Subband im zweidimensionalen Kanal besetzt, wobei durch Intersubbandstreuung die Beweglichkeit wieder abnimmt.

- Die Kanalleitfähigkeit $\sigma_{ch}=e \cdot n_H \cdot \mu_H$ bei 4.2 K zeigt einen Maximalwert von 0.17 Ω^{-1} (*Siemens*) für 200 Å Spacerdicke.

- Es wurde bei den magnetfeldabhängigen Hall–Messungen bei Raumtemperatur eine Parallelleitfähigkeit beobachtet. Der Grund ist, daß die δ–Schicht im $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$–Kristall nicht völlig an freien Elektronen verarmt ist und somit eine zweite leitende Schicht parallel zum 2DEG–Kanal gebildet wird.

Die systematische Untersuchung der Abhängigkeit der 2DEG–Konzentration und der Beweglichkeit von den oben genannten Wachstumsparametern wurde mit einem TTH–Meßapparat untersucht, der im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut wurde. Innerhalb des Meßbereiches von 4.2 K bis Raumtemperatur kann die Meßtemperatur beliebig eingestellt werden. Außerdem ist der neu aufgebaute TTH–Meßapparat besonders gut geeignet für die Untersuchung der optischen Eigenschaften der Heterostrukturen bei tiefen Temperaturen, weil die Proben durch ein Saphir–Fenster im Kryostat von außen beleuchtet werden können. Dieser Vorteil wurde für die Untersuchung des *Persistent Photoconductivity* (PPC)–Effektes in den δ–HEMT–Strukturen ausgenutzt.

2 Einleitung

Der Fortschritt in der Halbleiterepitaxie durch moderne Epitaxiemethoden wie z.B. *Molecular Beam Epitaxy* (MBE), *Metal Organic MBE* (MOMBE) oder *Metalorganic Chemical Vapour Phase Deposition* (MOCVD) ermöglicht die Herstellung von zweidimensionalen (2D) Elektronengasen in δ–Strukturen oder δ–dotierten HEMT–Strukturen. In diesen Strukturen werden quantenmechanische Phänomene beobachtet, die sich zum Teil auch im Quantum–Hall–Effekt widerspiegeln.

Die δ–Dotierung ist eine besondere Epitaxie–Methode, bei der Fremdatome im Halbleiterkristall eingeführt werden, während der normale Kristallwachstumsprozeß unterbrochen wird [21]. Das δ–Dotierungskonzept, auch atomar–planare oder Schicht–Dotierung genannt, wurde von *Wood* [14] vorgeschlagen und stellt eine physikalische Dimensionsgrenze in der Verteilung der Dotierungsatome dar. Diese Technik ermöglicht die Lokalisierung der Dotierungsatome innerhalb weniger Monolagen des Halbleiterkristalls bei sehr hohen Dotierungskonzentrationen von über $10^{13} cm^{-2}$ im *GaAs*. Die stark lokalisierten Ladungsträger führen zu einem *V*–förmigen Potentialtopf im Halbleiterkristall mit quantisierten Energiezuständen [18].

Die kleine Dimension und die hohe Dotierungskonzentration des δ–Dotierungskonzeptes bietet viele neue Anwendungsmöglichkeiten, z.B. ein δ–dotierter Feld Effekt Transistor (FET) [47] oder eine δ–dotierte HEMT–Struktur [27]. Die Anwendung des δ–Dotierungskonzeptes für den *High Electron Mobility Transistor* (HEMT) findet wachsendes Interesse, wobei die δ–Schicht als eine effektivere Elektronenquelle für die Bildung des 2DEG an dem $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$–Heteroübergang wirkt [35]. Es können mit diesem System höhere 2DEG–Konzentrationen erzeugt werden als mit konventionellen HEMT–Strukturen [44]. Die bislang höchste Elektronenbeweglichkeit von μ=11.7×10^6 cm^2/Vs für T=0.35 K wurde mit einer selektiv δ–dotierten HEMT–Struktur erreicht [51].

In dieser Arbeit werden δ–dotierte Strukturen im *GaAs*– bzw. *AlGaAs*–Kristall und δ–dotierte HEMT–Strukturen mittels CV–Messungen und Tieftemperatur–Hall–Messungen charakterisiert.

3 Grundlagen zum zweidimensionalen (2D) System und Theorie der Meßverfahren

3.1 Grundlagen zum 2D system

Der erste Teil dieses Kapitels beschreibt die Eigenschaften einer δ–Struktur. Als eine Anwendungsmöglichkeit wird eine HEMT (*High Electron Mobility Transistor*)–Struktur vorgestellt, deren Elektronenquelle aus einer δ–dotierten Schicht besteht. Im folgenden wird dann auf die verschiedenen Streumechanismen, und den persistenten Photoeffekt (PPC–Effekt) eingegangen. Die Beschreibung der δ–Dotierungen beschränken sich in dieser Arbeit auf *Si*–dotierte n–leitende Schichten.

3.1.1 Das grundlegende Konzept der delta(δ)–Struktur

Unter δ–Dotierung, auch atomar planare Dotierung oder Schicht–Dotierung versteht man streng genommen eine auf eine Atomlage begrenzte dotierte Schicht, die in dem Halbleiter eingebettet ist.
Mit modernen Epitaxiemethoden wie *Molecular Beam Epitaxy* (MBE), *Metal Organic MBE* (MOMBE) oder *Metalorganic Chemical Vapour Phase Deposition* (MOCVD) können solche Schichtsysteme dadurch realisiert werden, daß der Wachstumsprozeß angehalten und für eine gewisse Zeit nur Dotiermaterial angeboten wird. Durch Fortsetzung der Epitaxie können somit vergrabene δ–Schichten realisiert werden (siehe Kapitel 5.1.1). Mathematisch lassen sich solche δ–Dotierungen durch eine *Dirac–δ–Funktion* beschrieben [21] :

$$N_D(z) = N_D^{2D}\delta(z - z_D) \tag{3.1}$$

wobei N_D^{2D} die 2D Konzentration der Donatoren, und z_D die Lage der δ–Schicht auf der z–Achse beschreibt.

Die durch Gl.(3.1) beschriebene Donatorenverteilung hat einen symmetrischen V–förmigen Potentialverlauf zur Folge [41], die in Abb.3.1 dargestellt ist. Im V–Potentialtopf bleiben die Elektronen in der Nähe der ionisierten Donatoren wegen der elektrostatischen Coulomb–Kraft und biden ein quasi–zwei–dimensionales Elektrongas (2DEG). Die Energiezustände der Elektronen wird aufgrund des Quantiesierungseffektes (*Size–Quantization–Effect*) [25] in z–Rich-tung diskret, wobei sich die 2D Elektronen in der (100)–Ebene (x–y–Richtung) frei bewegen können. Quantiesierungseffekt der freien Ladungsträger im Halbleiter findet man, wenn die geometrische Dimension des Potentialtopfes vergleichbar groß zu der *de Broglie–Wellenlänge* der freie Ladungsträger wird. Solche Potentialtöpfe befinden sich sowohl in δ–dotierten

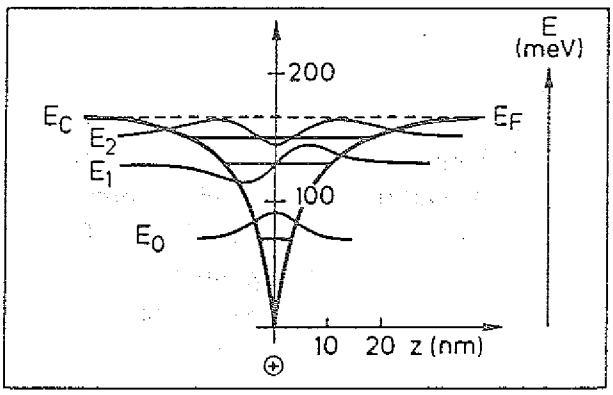


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung eines V–förmigen Potentialtopfs einer δ–Dotierung. Die quantisierten Subbänder und die dazugehörige Wellenfunktionen des 2DEG sind auch eingezeichnet.

Strukturen wie auch in selektiv dotierten (SD) Heterostrukturen (z.B. in $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ HEMT–Heterostruktur).
Die Subbandenergie wurde in [42] annähernd berechnet. In der Näherung wird die de Broglie–Wellenlänge der 2D Elektronen der Potentialtopfbreite so berechnet, daß die Elektronen die Potentialtopfbarriere nicht durchtunneln. Die Subbandenergie E_i ergibt sich dann

$$E_i = 2^{-\frac{1}{3}}(i+1)^{\frac{2}{3}}\frac{1}{4}\left[\frac{e^2 h n_{2DEG}}{\epsilon\epsilon_0\sqrt{m^*}}\right]^{\frac{2}{3}} \tag{3.2}$$

für $i = 0,1,..$

wobei n_{2DEG} die 2D Elektronkonzentration im Potentialtopf ist. (Die andere Symbole befinden sich im Index.)

Nach der Gl.(3.2) erhöht sich E_i proportional zu n_{2DEG}. Mit zunehmender Schichtkonzentration n_{2DEG} wird die Tiefe des Potentialtopfes bei entsprechender Verstärkung des elektrischen Feldes tiefer. Die quantisierten Energiezustände im 2D System werden genauer in dem Kapitel 3.1.3 erläutert.

3.1.2 Die delta(δ)–dotierte HEMT–Struktur

Für die homogen– sowie δ–dotierten Bauelemente ist die begrenzte Ladungsträgerbeweglichkeit eine der limitierenden Größen, weil die Beweglichkeit mit erhöhender Ladungsträgerkonzentration sinkt. Eine hohe Beweglichkeit bei gleichzeitig hoher Ladungsträgerkonzentration wird dagegen in HEMT–Struktur erreicht.

Eine HEMT–Struktur besteht aus einer Folge von Halbleitermaterialien mit unterschiedlichen Bandabständen. Im einfachsten Fall einer HEMT–Struktur wird auf eine undotierte $GaAs$–Schicht eine n–dotierte $Al_xGa_{1-x}As$–Schicht epitaktisch aufgewachsen. Aufgrund der unterschiedlichen Bandabstände ergibt sich eine Banddiskontinuität und es kommt an der Grenzfläche von $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ zur Ausbildung eines Dreieckpotentialtopfes, der von Elektronen aus der n–dotierten $Al_xGa_{1-x}As$–Schicht aufgefüllt wird. Auf diese Weise kommt es an dem Heteroübergangskanal zu einer sehr hohen Elektronenkonzentration (zweidimensionales Elektronengas (2DEG)), wobei die Elektronen räumlich von den ionisierten Donatoren getrennt sind. Durch diese räumliche Trennung wird die Coulombwechselwirkung zwischen ionisierten Donatoren und den Elektronen stark reduziert. Die Reduktion der coulombschen Streuung führt zu einer Erhöhung der Elektronenbeweglichkeit bei tiefen Temperaturen. Fügt man zusätzlich zwischen beiden Schichten eine undotierte $Al_xGa_{1-x}As$–Schicht (Spacer) ein, so wird die räumliche Trennung von Elektronen und ionisierten Donatoren weiter vergrößert, und die Beweglichkeit läßt sich bei tiefen Temperaturen noch verbessern.
Die maximal erreichbare Elektronenkonzentration in HEMT–Strukturen wird aber wegen der Begrenzung der Löslichkeit der Dotierungsatome im $AlGaAs$–Kristall begrenzt und liegt unterhalb von $1\times10^{12}cm^{-2}$ [44]. Um diese Konzentrationsgrenze zu überwinden, wurde eine δ–dotierte HEMT–Struktur vorgeschlagen [24,30]. In Abb.3.2 wird ein schematisches Energieband-Diagram einer δ–HEMT–Struktur dargestellt.

Die δ–HEMT–Struktur behält die Eigenschaft der konventionellen HEMT–Struktur, d.h. die Leitungsbanddiskontinuität und die undotierte $Al_xGa_{1-x}As$ Spacer–Schicht bleiben erhalten. Unterschiedlich ist lediglich das Konzept der δ–dotierten Donatorenschicht als Elektronenquelle für die Bildung des 2DEG an der Grenze des Heteroüberganges.
In der δ–dotierten Schicht von $Al_xGa_{1-x}As$ ersetzen Si–Donatoratome teilweise die Gitterplätze der Gruppe III– Elemente (Ga, Al), und alle Donatoren lokalisieren in einer Schicht, die von einer Spacer–Schicht d_s vom Heteroübergang getrennt wird. Wie im Konzept der δ–Struktur beschrieben wird, erzeugt eine solche Lokalisierung der Donatoren einen V–förmigen Potentialtopf, indem die Energiezustände der Elektronen in 2D Subbändern quantisiert werden. Die quantisierten und hochkonzentrierten Elektronen fließen in die GaAs Schicht wegen des Unterschiedes der Elektronenaffinität über, und häufen sich in der Grenzschicht. Dieser Elektronentransfer hat senkrecht zur Grenzschicht ein starkes elektrisches Feld zur Folge. Aufgrund dieses inneren elektrischen Feldes und der Leitungsbanddiskontinuität ΔE_C entsteht am Heteroübergang ein eindimensionaler dreieckiger Potentialtopf, dessen Verlauf senkrecht zur

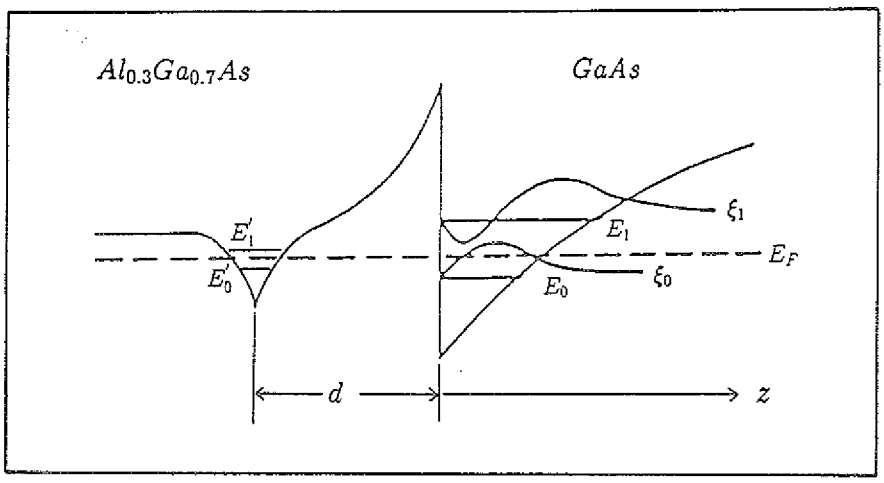


Abbildung 3.2: Energieband–Diagram in einer δ–HEMT–Struktur. E_i' und E_i sind die Grundzustandsenergie (i=0) bzw. die angeregte Energiezustände (i=1,2,..) des 2DEG in δ– und Heterostruktur.

Grenzschicht ist. Wie in einer normalen HEMT–Struktur, bildet die δ–HEMT–Strukturen im Potentialtopf auch ein 2DEG aus, dessen Bewegung entlang der Grenzschicht ungehindert ist. Die wesentlichen Unterschiede der δ–dotierten HEMT–Struktur und der herkömmlichen sind :

(i) Als Elektronenquelle dient eine räumlich stark begrenzte δ–dotierte Schicht, in der Elektronen auf quantisierten Zuständen sitzen. Die Subbandenergie E_i im V–Potentialtopf in $Al_xGa_{1-x}As$ liefert einen Beitrag für die Erhöhung der Barrierenhöhe im Leitungsband.

(ii) Die Obergrenze der Elektronenkonzentration in konventionellen HEMT–Strukturen ist kleiner als $1 \times 10^{12} cm^{-2}$ [44]. In δ– dotierten HEMT–Strukturen kann diese Grenze überschritten werden.

3.1.3 Die elektronische Struktur des 2D Systems

Die Quantisierung der Energiebandstruktur im 2D System hat einen großen Einfluß auf die Ladungstransporteigenschaft. In diesem Kapitel werden die Energiebandquantisierungen in δ– und in $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ HEMT–Strukturen beschrieben.

Die Quantisierung eines zweidimensionalen Elektronengases (2DEG) an einem Heteroübergang einer $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$–Struktur wird in Abb.3.2 schematisch gezeichnet. Am Heteroübergang wird ein dreieckiger Potentialtopf, in

dem die Energiezustände in z-Richtung quantisiert sind, ausgebildet. Im Potentialtopf ist die 2D Elektronenbewegung parallel zur Grenzschicht frei, wobei die Energiezustände E_i (i=0,1,..) wirken als Energiminima in entsprechenden Subbändern. D.h. die gesamten Energieeigenwerte eines Elektrons im i-ten Subband werden beschrieben durch [1] :

$$E_i(k) = E_i + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \tag{3.3}$$

wobei $\underline{k} = (k_x, k_y)$ der zweidimensionale Wellenvektor ist.

Der Term $(\hbar^2 k^2)/(2m^*)$ entspricht die Energie der freien Bewegung eines Elektrons senkrecht zur z-Richtung. E_i und die zugehörigen Wellenfunktionen ξ(z) werden mit Hilfe der Schrödingergleichung berechnet :

$$-\frac{\hbar^2}{2}\frac{d}{dz}\left(\frac{1}{m^*}\frac{d\xi_i(z)}{dz}\right) + V(z)\xi_i(z) = E_i\xi_i(z) \tag{3.4}$$

wobei V(z) die effektive Potentielle Energie für Elektronen ist. Sie ist gegeben durch :

$$V(z) = -e\Phi(z) \tag{3.5}$$

Das elektrostatische Potential Φ(z) ergibt sich aus der Poissongleichung

$$\frac{d}{dz}\left(\epsilon_0\epsilon(z)\frac{d\Phi(z)}{dz}\right) = e\sum_i n_i^2(z) - \rho_i(z) \tag{3.6}$$

wobei ρ_i(z) die Ladungsdichte der ionisierten Donatoren und n_i die Elektronendichte pro Subband sind.

Die Besetzungsdichte n_i der quantisierten Zustände E_i berechnet sich mit der Fermi-Verteilung zu [26] :

$$n_i = D_{2D}(E)k_B ln[1 + exp\left(\frac{E_F - E_i}{k_B T}\right)] \tag{3.7}$$

Hier ist D_{2D}(E) die zweidimensionale Zustandsdichte pro Subband [1] :

$$D_{2D}(E) = \frac{m^*}{\pi\hbar^2} = const \tag{3.8}$$

Die Gl.(3.4) und Gl.(3.6) müßten selbstkonsistent gelöst werden. Aber eine analytische Approximation kann durch eine asymmetrische Dreieckpotential-Näherung (Abb.3.2) für $V(z)$ gemacht werden [11].

$$V(z) = \begin{cases} \infty & \text{für} z = 0 \\ eFz & \text{für} z > 0 \end{cases} \tag{3.9}$$

mit dem elektrischen Feld

$$F = F_0 + \frac{en_{2DEG}}{2\epsilon\epsilon_0} \tag{3.10}$$

F_0 ist das Feld an der Grenzschicht, das von den ionisierten Donatoren herrührt, und der zweite Term entspricht dem Feld, das durch das 2DEG selbst auftritt.
Mit dieser Näherung für $V(z)$ wird die Schrödingergleichung (Gl.(3.4)) gelöst. Die Lösungen für $\xi_i(z)$ sind *Airy*–Funktionen und die zugehörigen Energiezustände E_i nehmen folgende Werte an [26] :

$$E_i = \left(\frac{\hbar^2}{2m^*}\right)^{\frac{1}{3}} \left[\frac{3\pi}{2}\left(i + \frac{3}{4}\right) eF\right]^{\frac{2}{3}} \tag{3.11}$$

Eine gleiche analytische Approximation wird auch für eine δ–dotierte Struktur gemacht. Für $V(z)$ wird eine symmetrische Dreieckpotential–Näherung (Abb.3.1) angesetzt:

$$V(z) = eF|z| \tag{3.12}$$

Die Schrödingergleichung liefert dann als Lösungen für $\xi_i(z)$ den symmetrischen und antisymmetrischen Teil der *Airy*–Funktionen und E_i ist

$$E_i = \left(\frac{\hbar^2}{2m^*}\right)^{\frac{1}{3}} \left[\frac{3\pi}{4}\left(i + \frac{1}{2}\right) eF\right]^{\frac{2}{3}} \tag{3.13}$$

3.1.4 Streumechanismen im 2D System

Ladungsträger werden im Halbleiter durch verschiedene Mechanismen gestreut. Der Parameter, der für die Charakterisierung der unterschiedlichen Streumechanismen verwendet wird, ist die *Relaxationszeit* τ. Die Relaxationszeit ist die Zeitkonstante zwischen zwei Kollisionen für einen Ladungstrger und hängt von der Energie E des Ladungsträgers ab. Z.B. gilt $\tau \sim E^{-\frac{1}{2}}$ für Phononenstreuung und $\tau \sim E^{\frac{3}{2}}$ für Streuung an ionisierten Störstellen [2]. Mit dieser Relaxationszeit wird die Beweglichkeit der Elektronen gegeben durch [26] :

$$\mu = \frac{e\tau}{m^*} \tag{3.14}$$

Die gesamte Beweglichkeit ergibt sich dann durch die *Matthiessen Regel* :

$$\frac{1}{\mu} = \sum_i \left(\frac{1}{\mu_i}\right) \tag{3.15}$$

D.h. der Kehrwert der gesamten Beweglichkeit ist die Summe der inversen einzelnen Beweglichkeiten μ_i aus einen der verschiedenen Streumechanismen, die in diesem Kapitel geklärt werden.

Die Streumechanismen unterscheiden sich durch ihre Dominanzen abhängig von der Kristalltemperaturbereich. Die Temperaturabhängigkeit der verschiedenen Streumechnismen für 2DEG in $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ Heterostrukturen wird in Abb.3.3 dargestellt.

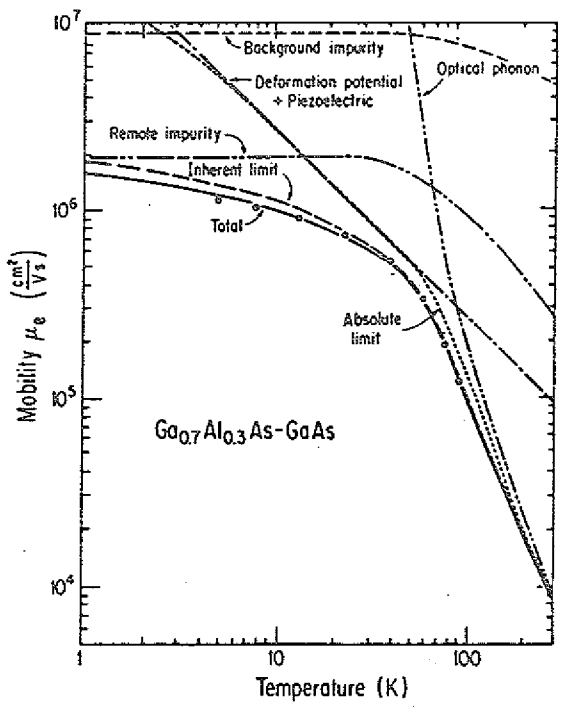


Abbildung 3.3: Temperaturabhängigkeit der Elektronen–Beweglichkeit von 2DEG in $Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs$–Strukturen. Die Begrenzung der Beweglichkeit ist durch verschiedene Streumechanimen gegeben [10].

Die wichtigsten Streuprozeße im 2DEG sind

A) Streuung an Phononen :
- optische Phononen
- akustische Phononen

B) Streuung an ionisierten Störstellen :

- Fernstörstellen (*remote impurity scattering*)
- Hintergrundstörstellen (*residual impurity scattering*)

C) Intersubbandstreuung

A) Streuung an Phononen

Gitteratome fluktuieren im Kristall um ihre Gleichgewichtslage. Diese Fluktuationen, deren Amplitude mit steigender Temperatur größer werden, wirken als nichtperiodische Potentialstörungen gegen Elektronenbewegungen. Die Elektronen wechselwirken mit diesem störenden Potential, und tauschen Energie und Impuls mit den Gitteratomen aus. Der Tausch des Impulses führt zur Streuung der Elektronen. Die Gitterfluktuationen frieren bei tiefen Temperaturen aus und der entsprechende Streuanteil der Gittereigenschwingung fällt aus.

- Streuung an polar optischen Phononen

Für den optischen Zweig bewegen sich die Atome in der Elementarzelle in entgegengesetzter Richtung. In einem polaren Kristall, wie etwa *GaAs*, führt die positive und negative Ionenbewegungen einen oszillierenden Dipol, der der polar optische Zweig der Phononen heißt. Die Verknüpfung dieses optischen Zweiges mit Elektronen erzeugt einen effektiven Streumechanismus. Wie der Beweglichkeitverlauf in Abb.3.3 zeigt, ist dieser Streuanteil nur für Temperaturen größer als 70 K relevant.
Die polar optische Phononenstreuung ist aber eine inelastische Streuung, und daher ist es schwierig, einen allgemeinen Ausdruck für diese Streuung zu formulieren. Die Abhängigkeit der Beweglichkeit von der Temperatur wird empirisch als etwa $\mu \sim T^{-2}$ für 2DEG und $\mu \sim T^{-1.5}$ für den dreidmensionalen Fall bestimmt [26].

- Streuung an akustischen Phononen

Der akustische Zweig beschreibt die dispersionsfreie Ausbreitung von Schallwellen. Mit dem akustischen Zweig können die Elektronen in einem polaren Kristall entweder elektrostatisch via die piezoelektrische Wechselwirkung oder über das Deformationspotential wechselwirken. Wie in Abb.3.3 gezeichnet ist, wird die obere Beweglichkeitsgrenze beim tiefen Temperaturbereich (T<60 k) durch die piezoelektrische und Deformationspotentialstreuung begrenzt. Die piezoelektrisch begrenzte Beweglichkeit wird gegeben durch [45] :

$$\mu_{piez} \sim T^{-\frac{1}{2}} \tag{3.16}$$

wobei h_{pz} der piezoelektrische Koeffizient und v_s die Schallgeschwindigkeit sind. μ_{piez} beträgt etwa 1.6×10^6 cm^2/Vs für T=10 K, und 13.6×10^6 cm^2/Vs für T→0 K.

Der Beitrag der Deformationspotentialstreuung in der Beweglichkeitsbegrenzung ist vernachlässigbar im Vergleich mit dem piezoelektrischen Einfluß. Die über Deformationspotential begrenzte Beweglichkeit ist [45] :

$$\mu_{def} \sim T^{-\frac{3}{2}} \tag{3.17}$$

Hier ist E_1 ein akustisches Deformationspotential der Phononen.

Nach der *MatthiessenRegel* wird die gesamte Streuung an den akustischen Phononen aus den oben genannten beiden Streuungen zusammengesetzt :

$$\mu_{ac} = \frac{\mu_{piez}\mu_{def}}{\mu_{piez} + \mu_{def}} \tag{3.18}$$

B) Streuung an ionisierten Störstellen

Bei weiter abfallender Temperatur wird die thermische Fluktuation der Atome unbedeutend, stattdessen wird die Streuung an den ionisierten Störstellen dominant (Abb.3.3). Die Temperaturabhängigkeit der ionisierten Störstellenstreuung wird über das Coulombsche Potential berechnet. In der Rechnung wird das Potential mit einem Faktor multipliziert, der sich mit zunehmendem Abstand zwischen Elektronen und Störstellen exponentiell verkleinert. Aus der Rechnung ergibt sich die Temperaturabhängigkeit der ionisierten Störstellenstreuung im dreidimensionalen Fall (*Brooks-Herring Approximation*) [26] :

$$\mu_{ion}^{3D} \sim T^{\frac{3}{2}} \tag{3.19}$$

In der selektiv dotierten $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$–Heterostruktur wird der Einfluß der direkten Coulombschen Wechselwirkung zwischen Elektronen und ionisierten Donatoren durch einen undotierten $Al_xGa_{1-x}As$–Spacer erheblich reduziert. Aber, die ionisierten Donatoren haben immer noch als Fernstörstellen auf den Streumechanismus großen Einfluß. Außerdem wirken die Hintergrundverunreinigungen der $GaAs$–Kanalschicht und $AlGaAs$–Spacerschicht als Störstellen ein.

• Streuung an Fernstörstellen

Der wichtigste Streuprozeß im tiefen Temperaturbereich in der konventionellen $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$–Heterostruktur ist die langreichweitige Coulombsche

Wechselwirkung zwischen 2DEG und ionisierten Donatoren, die durch einen Spacer voneinander getrennt sind.
Eine gute Approximation für die Streuung des 2DEG an der Fernstörstellen wurde von *P. J. Price* [12] gegeben. In der Rechnung wurde die Theorie der Selbstabschirmung des 2DEG (*carrier screening effect*) gegen das Streufeld aus Fernstörstellen verwendet. Die Selbstabschirmung wird durch eine Umverteilung des 2DEG am Heterointerface verursacht. An Stellen mit niedrigem Streupotential nimmt die 2DEG–Dichte zu und entsprechend bei höherem Streupotential ab. Da das Streupotential in der Nähe der Störstellen am niedrigsten ist, wird das Streufeld effektiv abgeschirmt [26].
Die Annahme der Rechnung war, daß alle Störstellen in der gleichen Entfernung d_s von 2DEG lokalisiert sind. Das ist der Fall für δ–HEMT–Strukturen, deren ionisierte δ–Donatoren fern in einer Ebene lokalisiert sind. Die aus der Rechnung sich ergebende Beweglichkeit ist temperaturunabhängig und gegeben durch [12]

$$\mu_{ion}^{2D} = \frac{8e(k_F d_s)^3}{\pi \hbar n_{2DEG}} \sim n_{2DEG}^{\frac{1}{2}} \tag{3.20}$$

wobei $k_F = 2\pi n_{2DEG}^{\frac{1}{2}}$ der Fermi–Wellenvektor ist. In Gl.(3.20) wurde die Boltzmannkonstante k durch k_F ersetzt, weil die Fermi–Statistik den tiefen Temperaturbereich beschreibt. Die Streuung an Fernstörstellen ist gerade im Fall der tiefen Temperaturen bedeutend.

- Streuung an Hintergrundstörstellen

Obwohl die Hintergrunddotierung der *GaAs*–Kanalschicht und der *AlGaAs*–Spacerschicht in der Heterostruktur niedrig ($<10^{14}$ cm^{-3}) ist, können solche Störstellen die Beweglichkeit des 2DEG beeinflussen, weil sich die Störstellen direkt nah an dem 2DEG befinden. Aber, die Streuung an Hintergrundstörstellen wird nur bedeutend, wenn der undotierte $Al_xGa_{1-x}As$–Spacer zu dick (>800 Å [50]) ist, da dann die Fernstörstellen weniger effektive Streuquelle werden [11].

C) Intersubbandstreuung

Die Intersubbandstreuung ist erst bedeutend, wenn die 2DEG–Konzentration einen kritischen Wert überschreitet, damit mehr als ein Energiesubband im Potentialtopf besetzt wird. Die kritische Schichtkonzentration wurde in manchen Messungen beobachtet, und beträgt etwa $N_{crit}=4\sim7\times10^{11}$ cm^{-2} [19,30]. Wird ein zweites Subband besetzt, dann ereignet sich eine quasi elastische Elektron–Elektron–Streuung zwischen dem Grundzustand und dem ersten angergten Zustand. Wegen dieses zusätzlichen Streuprozeß fällt die Bewglich-

keit bei höheren Schichtkonzentration ($n_{2DEG}>N_{crit}$) wieder ab. Aufgrund der Verbreiterung der 2D–Zustandsdichte im ersten angeregten Zustand (*level–broadening effect*) [13] ist dieser Effekt nicht sehr drastisch.

3.1.5 Persistent Photoconductivity (PPC)–Effekt

Die elektronische Eigenschaft der selektiv dotierten $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ ($0.2<x<0.4$) Heterostruktur hängt stark von der Beleuchtung ab. Unter Beleuchtung steigert sich die 2DEG–Konzentration sowie die 2DEG–Beweglichkeit. Die erhöhten Beweglichkeiten und Elektronenkonzentrationen bleiben konstant für den tiefen Temperaturbereich (T<100 K), obwohl das Licht ausgeschaltet wird. Dieser Effekt heißt *Persistent Photoconductivity* (PPC)–Effekt. Als Ursache des PPC–Effektes können zwei Mechanismen vorgestellt werden [18,19] :

1. Optische Ionisation der DX–Zentren in der $Al_xGa_{1-x}As$–Schicht,
2. Elektron–Loch–Erzeugung und darauffolgende Trennung der Ladungen im Bulk GaAs.

In Abb.3.4 sind die beide Mechanismen schematisch dargestellt. Die erste Möglichkeit des PPC–Effektes zeigt, daß DX–Zentren in der $Al_xGa_{1-x}As$–Schicht optisch ionisiert sind und daß Elektronen sich in den 2DEG–Kanal übertragen. Falls sich kein Spacer in der Struktur befindet, ist die Elektronenkonzentration unter der Beleuchtung n_{2DEG}^{PPC} durch die Verarmungsnäherung gegeben [18]:

$$n_{2DEG}^{PPC} = \frac{1}{e}[2\epsilon\epsilon_0(N_{SD} + N_{DD})(\Delta E_C - E_F)]^{\frac{1}{2}} \tag{3.21}$$

wobei N_{SD} und N_{DD} die Konzentrationen der flachen bzw. tiefen Donatoren sind. Gl.(3.21) zeigt, daß die Zunahme der 2DEG wegen der optischen Ionisation der DX–Zentren proportional zu N_{DD}^{α} mit α <0.5 sind. Die Zunahme der 2DEG mit der DX–Ionisation ist etwa einen Faktor zwei bis drei größer als n_{2DEG} ohne Beleuchtung.
Der zweite mögliche PPC–Mechanismus beruht auf der Elektron–Loch–Erzeugung und der darauffolgenden Trennung der beider Ladungen in der GaAs-Schicht, wie in Abb.3.4 dargestellt. Nach der Trennung fließen Elektronen im 2DEG, während Löcher in das semiisolierende Substrat fließen und mit ionisierten *Cr*–Akzeptoren rekombiniert werden. Die Zunahme des 2DEG wegen der Elektron–Loch–Erzeugung ist aber klein, und beträgt weniger als 20 % des gesamten PPC–Effektes [18].

Der physikalische Grund des PPC–Effektes, dessen hauptsächlicher Mechanismus die optische Ionisation der DX–Zentren ist, liegt darin, daß die ionisierten Elektronen eine Potentialbarriere (*capture barrier*) von etwa 160 meV [46]

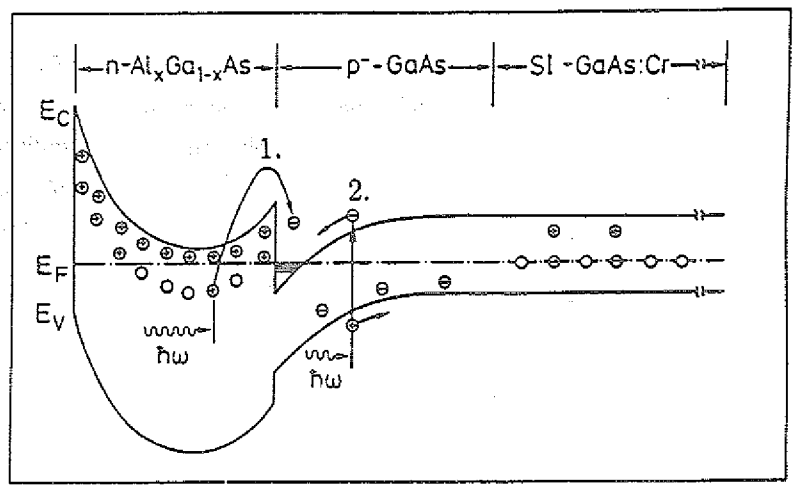


Abbildung 3.4: Schematisches Energieband-Diagram in einer SD Heterostruktur. Zwei mögliche Mechanismen des PPC-Effektes sind dargestellt.

überwinden müssen, um in DX-Zentren wieder eingefangen zu werden. D.h. der Einfangwirkungsquerschnitt (*capture cross section*) für tiefe Temperaturen ist sehr klein, und beträgt etwa 10^{-31} cm^2 bei 4.2 K [15]. Daher bleiben die durch Photoionisation erzeugten freien Elektronen für T<100 K nicht eingefangen, und fließen in den 2DEG-Kanal. Für T>100 K wird der Einfangwirkungsquerschnitt (d.h. die Rekombinationswahrscheinlichkeit) größer, und die Elektronen werden in DX-Zentren rekombiniert.

3.2 Der klassische Hall–Effekt

Der Hall–Effekt wurde von Hall 1879 festgestellt, als er die Natur der Kraft untersuchte, die in einem stromdurchflossenen Leiter auf Elektronen im magnetischen Feld wirkt. Hall hat gefunden, daß ein magnetisches Feld, das senkrecht zu einem Leiter angelegt wird, senkrecht dazu einen Stromfluß erzeugt. Die Hall–Effekt–Meßtechnik bietet vielfältige Anwendungsmöglichkeiten für die Charakterisierung des Halbleitermaterials, weil der spezifische Widerstand, die Ladungsträgerkozentration und die Beweglichkeit eines Materials durch die Hall–Effekt Messungen festgestellt werden können. Das Prinzip einer Hall–Effekt Messung ist schematisch in Abb.3.5 dargestellt.

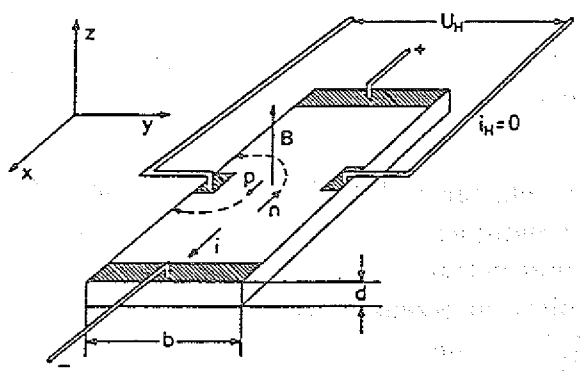


Abbildung 3.5: Schema einer Hall–Effekt–Messung

Ein Strom I wird durch eine Halbleiterprobe geschickt und ein Magnetfeld B wird senkrecht zum Strom angelegt. Wenn nur Elektronen den Strom tragen (n–Halbleiter), dann wird der Strom gegeben durch

$$I = -nev_x bd \tag{3.22}$$

wobei v_x die Elektronengeschwindigkeit in x–Richtung ist. Die Lorentz–Kraft auf ein Elektron ist

$$\underline{F} = -e(\underline{E} + \underline{v} \times \underline{B}) \tag{3.23}$$

Das Magnetfeld in Verbindung mit einem Stromfluß lenkt Elektronen zu einer Seite des Leiters ab, wie in Abb.3.5 durch das Elektron mit dem gekrümmten Pfeil angezeigt wird. Elekronen häufen sich an der linken Seite des Leiters. In y–Richtung wirkt keine netto Kraft auf die Elektronen, weil kein Strom in y–Richtung fließt, und daher $F_y = 0$ ist. Das elektrische Feld kann dann wegen Gl.(3.22) und (3.23) geschrieben werden :

$$E_y = -\frac{IB}{nebd} \tag{3.24}$$

Und dieses elektrische Feld in y–Richtung erzeugt die Hall-Spannung U_H

$$U_H = E_y b \tag{3.25}$$

$$= \frac{R_H IB}{d} \tag{3.26}$$

wobei die Größe R_H die *Hallkonstante* ist. Wenn beide Arten der Ladungsträgern sich in einem Halbleiter befinden, dann wird R_H definiert durch [5] :

$$R_H = \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{e(p\mu_p + n\mu_n)^2} \tag{3.27}$$

Falls sich nur eine Ladungsträgerart im Halbleiter sich befindet, gibt das Vorzeichen von R_H die Art der Ladungsträger (n oder p) und ihre Größe die Ladungsträgerkozentration an, d.h.

$$n = -\frac{1}{eR_H} \qquad \text{für n–Halbleiter} \tag{3.28}$$

$$p = +\frac{1}{eR_H} \qquad \text{für p–Halbleiter} \tag{3.29}$$

Die Gl.(3.27) bis (3.29) wurden ohne Berücksichtigung der Energieabhängigkeit der Streumechanismen hergeleitet. Diese Energieabhängigkeit wird durch den *Hallfaktor* r_H beschrieben. Mit r_H wird somit die oben beschriebene Hallkonstante R_H korrigiert

$$R_H' = r_H R_H \tag{3.30}$$

Hierin ist r_H mit der Relaxationszeit τ definiert [2] :

$$r_H = \frac{<\tau^2>}{<\tau>^2} \tag{3.31}$$

Der Hallfaktor r_H ist abhängig von dem Streumechanismus, und liegt in der Größe von eins bis zwei. Z.B. ist r_H=1.18 für die Streuung am akustischen Deformationspotential, während r_H=1.93 für die ionisierten Störstellenstreuung ist [8]. Als eine Näherung ist die Größenordnung von r_H eins. In Hall–Messungen wird r_H mit eins angenommen und die gemessene Ladungsträgerkonzentration und Beweglichkeit als Hall–Konzentration bzw. Hall–Beweglichkeit definiert. Damit entspricht die korrigierte Hallkonstante R_H' in Gl.(3.30) der Hallkonstante R_H in Gl.(3.27), welche die Streumechanismen im Halbleiter nicht berücksichtigt.

Wenn sich mehrere als eine leitende Schichten in einem Halbleiter befinden, wird die Auswertung noch komplizierter. Für diesen Fall wird das Zwei–Schicht–Modell [5,26] angewendet, und für die Interpretationen der Meßergebnisse herangozogen (Kapitel 5.1.3).

3.3 Capacitance–Voltage (CV)–Messung

In diesem Kapitel werden Grundlagen zur CV–Messung erläutert. Daran schließt sich ein Schottky–Modell über den Metall–Halbleiter–Schottkykontakt an, der vom Prinzip her gleich mit dem des Elektrolyt–Halbleiterkontaktes der elektrochemischen CV (ECV)–Messung ist. Der letzte Abschnitt gibt dann einen Einblick in die Theorie der quantenmechanischen Interpretation der CV–Messung im 2D System.

3.3.1 Der Metall–Halbleiter–Schottkykontakt

Wird ein Halbleiter mit einem Metall in Kontakt gebracht, so entsteht eine Potentialbarriere an der Grenzfläche zwischen Metall und Halbleiter. In der Grenzschicht im Halbleiter befinden sich nur wenige Ladungsträger, und diese Grenzschicht wird Verarmungszone oder Raumladungszone genannt.
In Abb.3.6 wird ein n–leitender Halbleiter mit einem Metall in Kontakt gebracht.

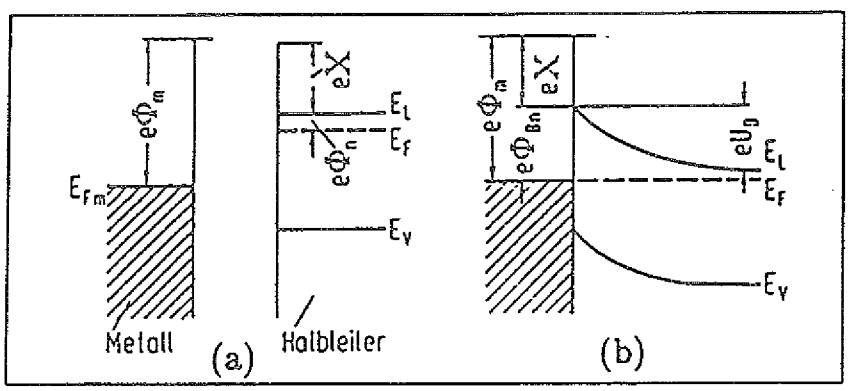


Abbildung 3.6: Metall und Halbleiter vor (a) und nach (b) Zusammenbringen; mit $e\chi$=Elektronenaffinität des Halbleiters, und $e\Phi_m$ bzw. $e(\chi + \Phi_n)$ =Austrittsarbeit des Metalls bzw. des Halbleiters.

Das Teilbild 3.6 (a) zeigt schematisch das Energieband Diagram für ein Metall und einen Halbleiter, die nicht miteinander im thermischen Gleichgewicht sind. Nachdem Elektronen aus dem Leitungsband des Halbleiters in das Metall übergeweschelt sind, wird das Ferminiveau des Halbleiters relativ zum Ferminiveau des Metalls um das Kontaktpoential, das der Differenz der Austrittsarbeiten des Metalls und des Halbleiters entspricht, abgesenkt, und die beide Ferminiveaus stimmen überein (Abb.3.6(b)).
Im Gleichgewichtsfall folgt aus der Konstanz des Ferminiveaus E_F die Barrierenhöhe $e\Phi_{Bn}$, mit $e\Phi_m$ der Austrittsarbeit des Elektrons aus dem Metall und

$e\chi$ der Elektronenaffinität des Halbleiters

$$e\Phi_{Bn} = e(\Phi_m - \chi) \tag{3.32}$$

Die Barrierenhöhe $e\Phi_{Bn}$ sollte also linear von der Austrittsarbeit des Metalls abhängen.

Im Widerspruch zu dieser Theorie, beobachtet man bei *Si*, *Ge*, und auch III–V–Halbleiter nur eine schwache Abhängigkeit der Barrierenhöhe von der Austrittsarbeit des Metalls [2]. Die Barrierenhöhe wird entscheidend vom Halbleiter bestimmt [3]. Zur Erklärung dieses Widerspruches führte *Bardeen* [4] an der Oberfläche lokalisierte akzeptor– bzw. donatorartige Zustände ein. Die energetische Lage dieser Zustände liegen in der Bandlücke des Halbleiters und *pinnen* aufgrund ihrer hohen Zustandsdichte die Lage des Ferminiveaus (Abb.3.7). Man spricht vom *Pinning* des Ferminiveaus. Da diese Oberflächenzustände materialabhängig sind, wird das Fermi–Niveau nahezu unabhängig vom Metall und damit auch von der Metall–Austrittsarbeit an der gleichen Stelle gepinnt.

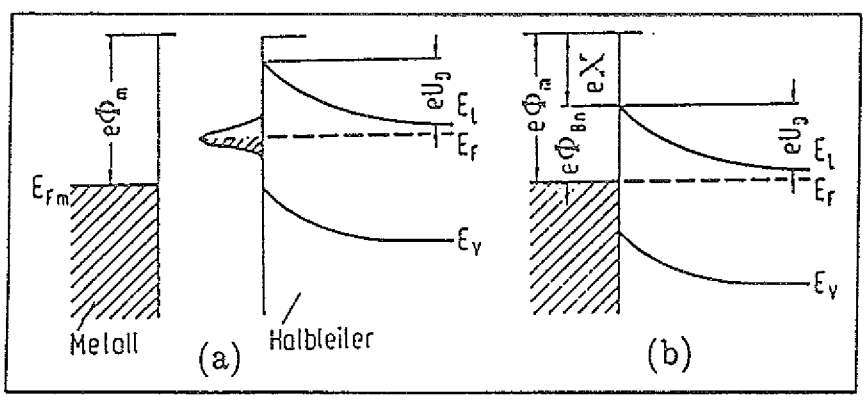


Abbildung 3.7: Entstehung der Barriere nach *Bardeen*.

In Abb.3.8 (a) ist das Energieband–Diagram für einen Metall–Schottkykontakt auf einem n–Halbleiter, der Ladungsträgerkonzentrationen N_d für flachen Donatoren und N_t für tiefe Störstellen (*deep trap*) enthält, gezeigt. Eine tiefe Störstelle ist definiert als eine Störstelle, dessen Energiezustand sich unter dem Ferminiveau im n–Halbleiter oder über dem Ferminiveau im p–Halbleiter befindet. Tiefe Störstellen haben großen Einfluß bei der Messung der freien Ladungsträgerkonzentration durch CV–Meßtechnik [7]. In der Abb.3.8 (a) wird der Energiezustand der tiefen Störstellen als E_T bezeichnet.
Die Raumladungszone, die sich über eine Weite x_d ins Halbleiterinnere erstreckt, wird durch einen kombinierenten Effekt der Kontaktspannung und der

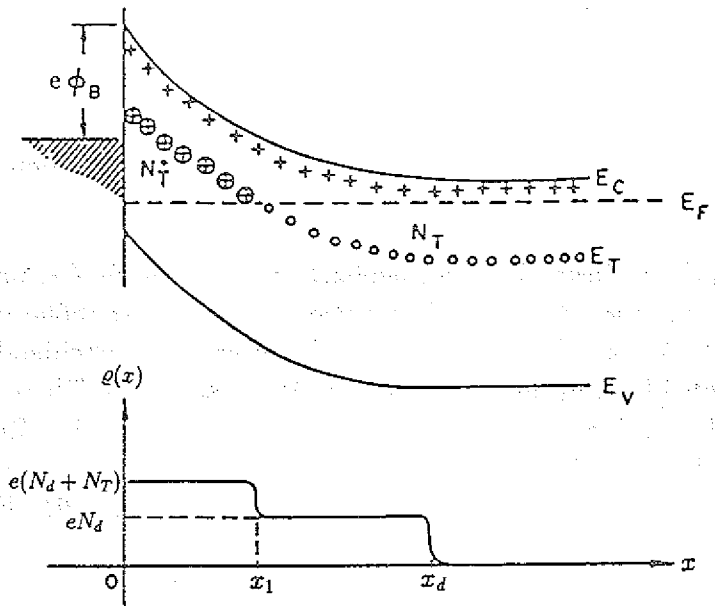


Abbildung 3.8: (a) Energieband–Diagram für einen Metall–Schottkykontakt auf einem n–Halbleiter, (b) Eine schematische Darstellung der Raumladungsdichteverteilung $\varrho(x)$.

von außen angelegten Sperrspannung V erzeugt. Die Ladungsträgerkonzentrationsdichte $\varrho(x)$ der positiv ionisierten Fremdatome in der Raumladungszone, d.h. die Raumladungsdichte, ist in Abb.3.8(b) dargestellt.
Das elektrostatische Potential $\psi(x)$ in der Raumladungszone wird gegeben durch die Poisson–Gleichung

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{\varrho(x)}{\epsilon\epsilon_0} \tag{3.33}$$

Eine exakte Beschreibung des Potentials $\psi(x)$ ist nicht einfach, weil die Lösung der Poisson–Gleichung von dem genauen Verlauf der Raumladungsdichte $\varrho(x)$ abhängt. Eine Näherung für einen abrupten $\varrho(x)$–Verlauf, *Schottky–Näherung*, wird im nächsten Kapitel eingeführt.
Der graduelle Abfall der Raumladungsdichte $\varrho(x)$ sowie der Elektronendichte $n(x)$ an der Grenze der Raumladungszone wird durch die *Debye–Länge* L_D charakterisiert. Die *Debye–Länge* L_D ist [2] :

$$L_D = \left(\frac{\epsilon\epsilon_0 k_B T}{e^2 N_d}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{3.34}$$

3.3.2 Die grundlegende Theorie der CV–Messung

Ein wesentlicher Bestandteil der CV–Meßtechnik ist der oben beschriebene Schottkykontakt. Verschieden hohe Sperrspannungen führen hierbei zu unterschiedlich tief in den Halbleiter eindringenden Raumladungszonen. Die Ausdehnung dieser Raumladungszonen ist unter anderem abhängig von der an den Schottkykontakt angelegten Spannung und dem Elektronenkonzentrationsprofil im Halbleiter. Kapazitätsmessungen der Raumladungszonen führen schließlich zu Dotierungsprofilen im Halbleiter.
Die CV–Meßtechnik beruht auf der Schottky–Näherung (*depletion approximation*) im homogen dotierten Halbleiter. In Abb.3.9 ist die Schottky–Näherung mit einem Energiebanddiagram dargestellt.

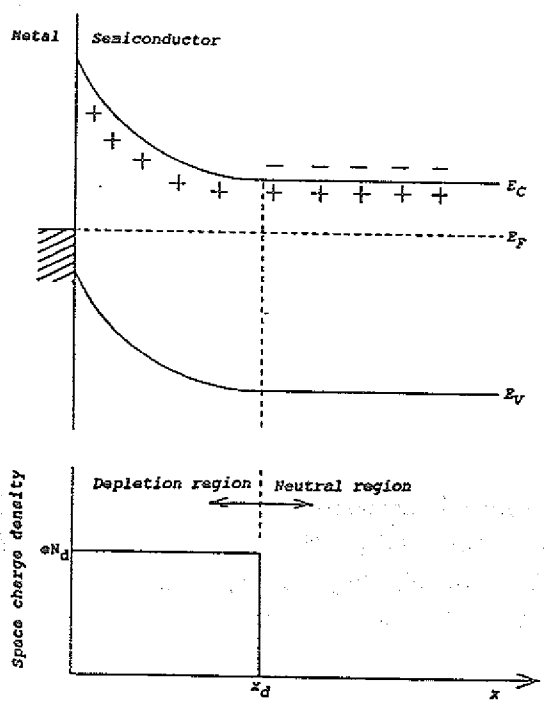


Abbildung 3.9: Energiebanddiagram für einen Schottkykontakt an einem n–Halbleiter ohne angelegte Sperrspannung, (b) Die Raumladungsdichte $\varrho(x)$ mit der Tiefe x der Raumladungszone (*Schottky–Näherung*).

In der Schottky–Näherung werden die folgenden drei Voraussetzungen angenommen [53] :

1. In der Raumladungszone befinden sich keine freie Ladungsträger,
2. Die Außenseite der Raumladungszone im Halbleiter ist neutral,

3. Die Grenzschicht zwischen der Raumladungs– und Neutralzone ist abrupt.

Außerdem muß die Dioden-Charakteristik des Metall–Halbleiterkontakts (*Schottky Diode*) sich ideal verhalten, d.h. der Leckstrom kann im Sperrbereich vernachläßigt werden.

Eine CV–Messung für einen homogen dotierten n–Halbleiter wird durchgeführt, unter der Annahme, daß die Verarmungsnährung annehmbar ist und tiefe Störstellen in der Kapazitätsmessung der Raumladungszone keinen Einfluß haben. Wenn eine Sperrspannung V an dem Metallkontakt angelegt wird, bildet sich eine Raumladungszone im Halbleiterinneren aus, die von freien Elektronen völlig verarmt ist. Wenn die Kapazität in der Raumladungszone mit einer festgesetzten Gleichspannung überlagert mit einer kleinen Wechselspannung gemessen wird, ergibt sich die Kapazität C pro Flächeneinheit durch :

$$C = \frac{dQ}{dV} \tag{3.35}$$

wobei dQ die Änderung der Ladungen pro Flächeneinheit und dV der modulierte Teil der angelegten Spannung ist.
Andereseits kann Raumladungszone als ein Parallelkondensator vorgestellt werden. Die Kapazität in der Raumladungszone, weiterhin als die Raumladungskapazität bezeichnet, ist gegeben durch :

$$C = \frac{\epsilon\epsilon_0}{x_d} \tag{3.36}$$

Damit wird die Raumladungsweite x_d in der Schottky–Näherung allein durch die Kapazität C bestimmt. Gl.(3.36) wird bei der CV–Messung verwendet, um die Dotierungstiefe x_d durch eine Kapazitätsmessung zu bestimmen.
Wird eine kleine Modulationswechselspannung ΔV zur festgesetzten Sperrspannung V überlagert, dann fluktuieren die Ladungen um ΔQ an der Grenze der Raumladungszone, und die Raumladungsweite um Δx_d. Der Zusammenhang von ΔV und ΔQ mit Δx_d ist gegeben durch :

$$\Delta V = \frac{e x_d N(x_d) \Delta x_d}{\epsilon\epsilon_0} \tag{3.37}$$

$$\Delta Q = e N(x_d) \Delta x_d \tag{3.38}$$

Unter Verwendung von Gl.(3.36) und (3.37) ergibt sich die Ableitung der Raumladungskapazitätsfluktuation ΔC nach der Modulationswechselspannung ΔV :

$$\frac{\Delta C}{\Delta V} = \left(\frac{\Delta C}{\Delta x_d}\right)\left(\frac{\Delta x_d}{\Delta V}\right) \tag{3.39}$$

Schließlich wird die Ladungsträgerkozentration pro Flächeneinheit bei der Dotierungstiefe x_d berechnet

$$N(x_d) = -\frac{C^3}{e\epsilon\epsilon_0}\left(\frac{\Delta C}{\Delta V}\right)^{-1} \tag{3.40}$$

Daher gibt die Messung von C (Gl.(3.36)) und $\Delta C/\Delta V$ (Gl.(3.39)) eine Ladungsträgerkonzentration $N(x_d)$ als Funktion der Dotierungstiefe x_d im Halbleiterinneren.

Jedoch kann es einen zusätzlichen Beitrag für ΔQ in Gl.(3.38) aus tiefen Störstellen geben, wenn die tiefen Störstellen im Halbleiter nicht vernachlässigbar sind und das Energieniveau E_T oberhalb des Ferminiveaus E_F liegt (Abb.3.8). Unter einer Sperrspannung werden alle Donatoren oberhalb E_F ionisiert, und ein zusätzlicher Beitrag von eN_T ergibt sich aus den tiefen Störstellen für die Raumladungsdichte $\varrho(x)$. Wenn eine kleine Wechselspannung einer Gleichspannung überlagert wird, dann ist es möglich, daß die tiefen Störstellen bei x_1 die Messung der Raumladungskapazität beeinflußen.
Unter der Annahme, daß die Raumladunsdichteverteilung der tiefen Störstellen an x_1 abrupt ist, werden Gl.(3.37) und (3.38)

$$\Delta Q = u(e_n)eN_T(x_1)\Delta x_1 + eN_d(x_d)\Delta x_d \tag{3.41}$$

$$\Delta V = \frac{1}{\epsilon\epsilon_0}[u(e_n)ex_1N_T(x_1)\Delta x_1 + ex_dN_d(x_d)\Delta x_d] \tag{3.42}$$

wobei Δx_d und Δx_1 die Änderungen von x_d und x_1 aus Abb.3.8 durch die Modulationswechselspannung ΔV sind, und e_n ist ein Emissionsparameter (*emission rate*) der Elektronen aus tiefen Störstellen bei E_T und ist definiert durch [7] :

$$e_n = \sigma_n v_n N_C exp\left[-\frac{E_C - E_F}{kT}\right] \tag{3.43}$$

wobei σ_n der Einfangsquerschnitt für Elektronen, v_n die thermische Elektronengeschwindigkeit, und N_C die effektive Zustandsdichte im Leitungsband sind.

$u(e_n)$ in Gl.(3.41) und (3.42) beschreibt das Verhalten der tiefen Störstellen gegen die Oszillationsfrequenz einer Modulationswechselspannung. Wenn die Modulationssfrequenz ω langsamer als e_n ist, d.h. $e_n > \omega$, dann reagieren die Störstellen N_T bei x_1 durch den *emission and capture* Prozeß gegen die Modulationsfrequenz [2, s.287]. Im Falle der hohen Frequenzen ($e_n < \omega$) können die Elektronen aus tiefen Störstellen nicht mehr der Modulationsfrequenz folgen und die Raumladungskapazität wird nur durch die Raumladungsdichte eN_d

aus flachen Donatoren bestimmt. D.h. $u(e_n)$ in Gl.(3.41) und (3.42) entspricht Null oder eins, je nach der Meßfrequenz :

$$u(e_n) = \begin{cases} 1 & \text{wenn } \omega < e_n \\ 0 & \text{wenn } \omega > e_n \end{cases} \tag{3.44}$$

Im Fallen von tiefen Störstellen ist somit die Raumladungskapazität von der Modulationsfrequenz abhängig und die Störstellen können je nach Meßfrequenz einen großen Einfluß auf die Bestimmung der Ladungsträgerkonzentration bei der CV–Messung haben.

In der Praxis wird die Schottky–Näherung, die für die Herleitung des CV–Meßprinzips angenommen war, nicht genau erfüllt, obwohl das Material homogen dotiert ist. Weil die Elektronen an die Raumladungszone diffundieren, ist die Raumladungsdichte an der Grenze x_d der Raumladungszone innerhalb der *Debye–Länge* L_D verschmiert. D.h. die Raumladungsdichteverteilung $\varrho(x)$ ist nicht abrupt. Diese Verschmierung hat besonders großen Einfluß bei den Proben, deren Dotierungsverlauf sich steil ändert (z.B. *hi–lo* Struktur), da die Raumladungsgrenze die abrupte Änderung der Dotierungsverteilung nicht scharf genug zum Ausdruck bringen kann. Diese *Debye–Verschmierung* verursacht eine grundsätzliche Meßgrenze der CV–Meßtechnik. Die aus dieser Verschmierung folgende Tiefenauflösung beträgt nach [52] etwa $3L_D$.

3.3.3 Quantenmechanische Interpretation der CV–Messung

Die CV–Meßtechnik ist, wie oben beschrieben wurde, eine geeignete Meßmethode, um eine räumliche Ladungskonzentrationsverteilung in einem Halbleiterinneren zu untersuchen. Das Prinzip der CV–Messung, das in dem Kapitel 3.3.2 hergeleitet wurde, ist hauptsächlich für homogen dotierte Halbleiter anwendbar, und gilt nicht für ein quantenmechanisches System, z.B. ein zweidimensionales Elektronengas (2DEG). Deswegen muß das CV–Meßprinzip für ein 2D Quanten–System neu interpretiert werden.

Im 2D quantenmechanischen System, wie etwa eine δ–dotierte Struktur, bleiben die Elektronen in einem Potentialtopf, in dem Quantiesierungseffekt auftreten, eingesperrt, und die Elektronenverteilung wird durch die Elektronwellenfunktion bestimmt. Daher kann die Schottky–Näherung, die für die Herleitung des CV–Meßprizipes angenommen wurde, im 2D System nicht mehr gelten, weil die Elektronwellenfunktionen durch die angelegte Sperrspannung verschoben werden. In Abb.3.10 (a) wird die Verschiebung der sinusförmigen Wellenfunktion des Grundzustandes gegen eine Sperrspannung schematisch gezeigt. In Abb.3.10 (b) wird das Kippen des Potentialtopfes durch verschiedene Außenspannungen dargestellt.

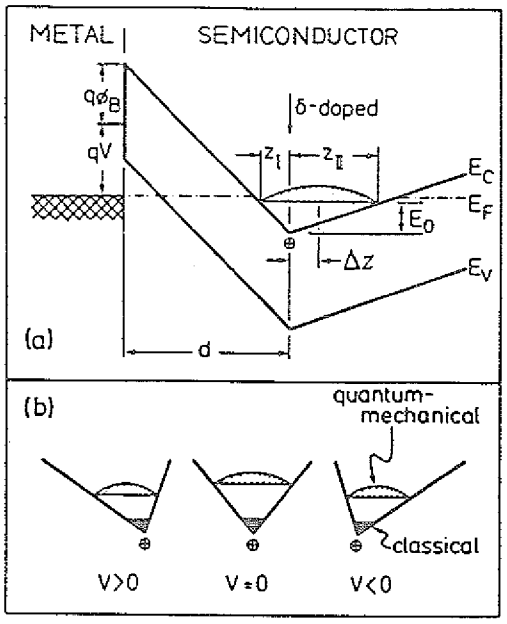


Abbildung 3.10: (a) Schematisches Energieband–Diagram einer δ–dotierten Struktur. Elektronen mit der Energie E_0 sind in einem Subband im V–förmigen Potentialtopf verteilt. Der Mittelpunkt der Elektronwellenfunktion ist durch die Anregung einer Sperrspannung um Δz aus der Oberfläche verschoben. (b) Verkippung des Potentialtopfes durch angelegte Spannungen.

Eine theoretische Annäherung für die Interpretation der CV–Messung in den δ–Strukturen wurde von *E. F. Schubert* und *K. Ploog* gegeben [6]. Sie berücksichtigen in ihren Überlegungen den Einfluß von elektrischen Feldern auf die Elektronenverteilung in den V–förmigen Töpfen. Wesentlich ist hier sowohl das E–Feld, das aufgrund der angelegten Spannung V hervorgerufen wird wie auch das Feld E_{im}, das von der Dirac–δ–funktionellen Verteilung der Donatoren erzeugt wird [6]. E_s und E_{im} sind gegeben durch :

$$E_s = \frac{V}{d} \tag{3.45}$$

$$E_{im} = \frac{eN^{2D}}{2\epsilon\epsilon_0} \tag{3.46}$$

wobei d die Tiefe der δ–dotierten Schicht von der Oberfläche ist. Der mit beiden Feldern (E_s und E_{im}) überlagerte V–förmige Potentialtopf kippt nach rechts oder links je nach Anlegung der Außenspannung. Die 2DEG–Konzentrationsdichte wird allmählich kleiner, wenn die angelegte Spannung stufenweise in Sperrichtung erhöht wird.
Der Schwerpunkt der Elektronenverteilung im Potentialtopf befindet sich im Mittelpunkt der Wellenfunktion, $z{=}d{+}\Delta z$. Falls die gesamten Elektronen bei z

lokalisiert sind, dann entspricht z dem Erwartungswert $<z>$ des Schwerpunktes der Elektronenverteilung, d.h. $z=d+\Delta z=<z>$.
Die räumliche Breite $z(E)$ des gekippten V–Potentialtopfes ist gegeben als Funktion des überlagerten elektrischen Feldes [6] :

$$z(E) = z_I + z_{II} \tag{3.47}$$

$$= \frac{E}{e}\left(\frac{1}{E_{im}+E_s}+\frac{1}{E_{im}-E_s}\right) \tag{3.48}$$

$$= \frac{E}{e}\left(\frac{2E_{im}}{E_{im}^2-E_s^2}\right) \tag{3.49}$$

Als Näherung wird die *de Broglie*–Wellenlänge λ_{dB} so berechnet, daß die Elektronen die Potentialtopfbarriere nicht durchtunneln. D.h. λ_{dB} bestimmt die Breite $z_i(E_i)$ der Elektronenverteilung im Potentialtopf. Für eine Subbandenergie E_i wird $z_i(E_i)$,

$$z_i(E_i) = \frac{(i+1)}{2}\lambda_{dB} \tag{3.50}$$

mit $\lambda_{dB} = \frac{h}{(2m^*E_i)^{1/2}}$.

Die Ausdehnung der Wellenfunktion $z(E)$ für die erste Subbandenergie $E_i = E_0$ ist dann gegeben durch :

$$z(E) = z_0(E_0) \tag{3.51}$$

$$= \frac{h}{2\sqrt{2m^*E_0}} \tag{3.52}$$

Die Grundzustandsenergie E_0 wird durch Gl.(3.49) und (3.52) als Funktion des überlagerten Feld E_s berechnet.

$$E_0 = \left[\frac{h}{2\sqrt{2m^*}}\right]^{\frac{2}{3}} \tag{3.53}$$

Die verschobene Wellenfunktionsweite, Δz, kann auch in Abhängigkeit des angelegten Feldes E_s in Abb.3.10 (a) folgendermaßen beschrieben werden.

$$\Delta z = z_{II}(E_0) - \frac{1}{4}\lambda_{dB}(E_0) \tag{3.54}$$

$$= \frac{E_0}{e(E_{im}-E_s)} - \frac{h}{4\sqrt{2E_0m^*}} \tag{3.55}$$

Im 2D System wird die Kapazität pro Flächeneinheit genauso wie Gl.(3.36) gegeben, aber mit der durch die angelegte Spannung verschobenen Weite Δz

in Gl.(3.55) :

$$C_q = \frac{\epsilon\epsilon_0}{d+\Delta z} \tag{3.56}$$

$$= \frac{\epsilon\epsilon_0}{<z>} \tag{3.57}$$

Die Meßtiefe (d+Δz) der CV–Messung wird durch Gl.(3.57) von der gemessene Kapazität C_q bestimmt, und entspricht dem Erwartungswert $<z>$.
Die entsprechende CV–Konzentration wird dann mit der 2D Raumladungskapazität C_q=$d(e \cdot n_{2DEG})/dV$ nach dem gleichen Schema von Gl.(3.35) bis (3.40) berechnet :

$$N_{cv} = -\frac{C_q^3}{\epsilon\epsilon_0}\left(\frac{\Delta C_q}{\Delta V}\right)^{-1} \tag{3.58}$$

Die maximale CV–Konzentration in der δ–dotierten Schicht wird ohne Überlagerung einer Sperrspannung an der Stelle d gemessen, weil der Potentialtopf ohne Anregung der Außenspannung nicht gekippt wird, d.h. Δz=0. (Abb.3.10 (b)) Daher entspricht der Schwerpunkt der Elektronwellenfunktion der Position der δ–Schicht.

Wie oben dargestellt wurde, gibt das CV–Konzentrationsprofil im 2D System nicht direkt die freie Ladungsträgerkozentration der Donatoren wider, sondern den Schwerpunkt der Elektronenwellenfunktionen des V–förmigen Potentialtopfes. Die Lage dieses Schwerpunktes verschiebt sich hierbei abhängig von der angelegten Außenspannung. Die Auflösung Δz_{cv} der CV–Messung im 2D System stellt die Änderung des räumlichen Erwartungswertes $\Delta<z>$ von der Außensperrspannung dar. $\Delta<z>$ ist kleiner oder gleich der Breite der ungestörten Wellenfunktion im Grundzustand, weil sich die meisten Elektronen des 2DEG im Grundzustand befinden [42]. Daher entspricht die Auflösung des CV–Profiles im 2D System der räumlichen Ausdehnung der Wellenfunktion im Grundzustand, d.h. $\underline{\Delta z_{cv} = z_0}$ [25].
Im weiteren soll nun auf die erreichbare räumliche Auflösung Δz_{cv} der CV–Messung eingegangen werden. Die Breite z_0 der Wellenfunktion im Grundzustand ist gegeben durch die Ortsunschärfe im quantenmechanischen System mit dem räumlichen Erwartungswert $<z>$ [25] :

$$z_0 = 2\sqrt{<z^2> - <z>^2} \tag{3.59}$$

und wird berechnet mit der variationalen Wellenfunktion :

$$z_0 = 2\sqrt{\frac{7}{5}}\left(\frac{4}{9}\right)^{\frac{1}{3}}\left(\frac{\epsilon\epsilon_0\hbar^2}{e^2 N^{2D} m^*}\right)^{\frac{1}{3}} \tag{3.60}$$

Wie man in Gl.(3.60) sieht, hat z_0 (d.h. die Auflösung Δz_{cv} der CV–Messung im 2D System) qualitativ und auch quantitativ andere Parameterabhängigkeiten als die Debye–Länge L_D, die in konvetionellen CV–Messung eine grundsätzliche Meßgrenze bildet. Δz_{cv} in Gl.(3.60) ist im Gegensatz zur Debye–Länge L_D=$L_D(T)$ unabhängig von der Temperatur. Ferner geht die effektive Masse m^* in die Auflösung der CV–Messung im 2D System ein. Es ist damit eindeutig, daß die Debye–Länge–Verschmierung für die Auflösung der CV–Messung im 2D System keinen Einfluß hat.

4 Meßverfahren und Aufbau der Meßapparate

Die δ-dotierte Struktur und die δ-dotierte HEMT-Struktur wurden durch zwei verschiedene Meßmethoden untersucht. Für die Untersuchung der räumlichen Strukturen der Dotierungsverteilung wurden die CV (bzw. elektrochemische CV)-Messungen durchgeführt, während die Tieftemperatur-Hall (TTH)-Messungen für die Untersuchung der Transporteigenschaften geeignet waren. In diesem Kapitel werden die Meßverfahren und der Aufbau der beiden Meßmethoden erläurt.

4.1 TTH-Hallmeßapparatur

Die im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute TTH-Hallmeßapparatur ermöglicht Hall-Effekt-Messungen in einem Temperaturbereich zwischen 4.2 K und 300 K.
Als erster Teil dieses Kapitels wird die Meßmethode nach van der Pauw beschrieben. Der Aufbau, der Meßprozeß, die Meßgrenze, und die Meßfehler werden in weiteren Teilkapitel erläutert.

4.1.1 Van der Pauw Meßmethode

Eine Standardmethode für die Berechnung der Hall-Effekt-Messungen wurde von *van der Pauw* beschrieben [31]. Nach seiner Beschreibung kann die Ladungsträgerkonzentration und die Beweglichkeit aus den Messungen der spezifischen Widerstände und Hall-Spannungen erfolgen. Die Messungen werden an Proben mit vier beliebig angeordneten Kontakten (eine sog. *lamella*-van der Pauw Hallprobe) durchgeführt. Die van der Pauw Methode gründet sich auf eine These, die anwendbar ist, wenn die Kontakte genügend klein sind und sich am Rande der Probe befinden. Schließlich soll die Probe einfach zusammenhängend sein, d.h. sie darf keine Löcher haben.

In der Probe wird ein van der Pauw Widerstand folgendermaßen definiert [31]

$$R_{1234} = \frac{U_{34}}{I_{12}} \tag{4.1}$$

wobei I_{12} der durch die Kontakte 1 und 2 fließende Strom, und U_{34} der Spannungsabfall zwischen den Kontakten 3 und 4 ist. Weitere van der Pauw Widerstände R_{2341} u.s.w. werden nach gleichem Schema definiert.

Die Gleichung der van der Pauw Probe ist gegeben durch [31] :

$$exp\left(-\frac{\pi \cdot d \cdot R_{1234}}{\rho}\right) + exp\left(-\frac{\pi \cdot d \cdot R_{2341}}{\rho}\right) = 1 \tag{4.2}$$

mit der Dicke der Probe d.

Der spezifische Widerstand ρ ergibt sich durch Gl.(4.2) :

$$\rho = \frac{\pi \cdot d}{ln(2)} \frac{(R_{1234} + R_{2341})}{2} \cdot F\left(\frac{R_{1234}}{R_{2341}}\right) \tag{4.3}$$

F ist ein Korrekturfaktor, der die durch die geometrische Asymmetrie der Probe verursachten Fehler korrigiert, und liegt in einem Bereich von $0<F<1$. F ist eine Funktion der Widerstandsverhältnisses $R_r=R_{1234}/R_{2341}$, und erfüllt den Zusammenhang [20]

$$\frac{R_r - 1}{R_r + 1} = \frac{F}{ln(2)} \cdot arccosh\left(\frac{exp[\frac{ln(2)}{2}]}{2}\right) \tag{4.4}$$

Die Abhängigkeit F vom Widerstandsverhältnis R_r ist in in Abb.4.1 gezeigt. Für quadratische Proben, bei denen das Widerstandsverhältnis $R_r = 1$ ist, wird F ebenfalls eins.

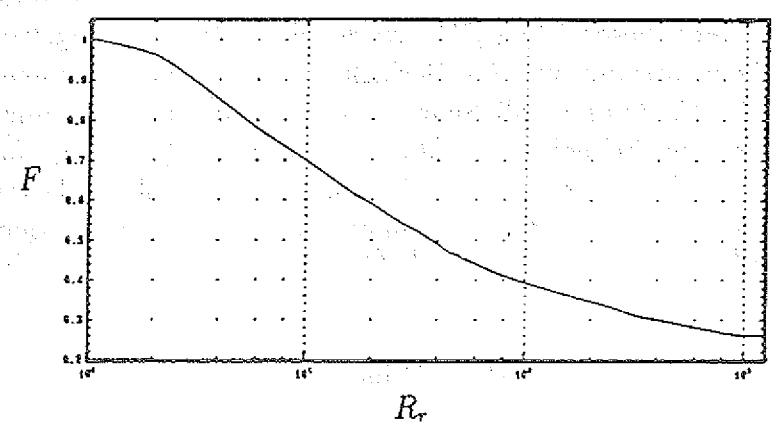
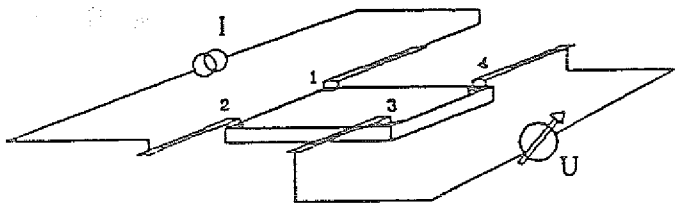
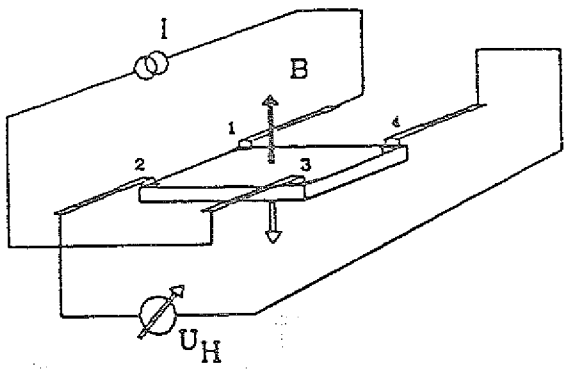


Abbildung 4.1: Der *van der Pauw* Korrekturfaktor F als eine Funktion von R_r

Die Meßanordung zur Bestimmung des spezifischen Widerstandes ist in Abb.4.2 (a) dargestellt. In dieser Anordnung wird der van der Pauw Widerstand R_{1234} bestimmt. Zur Bestimmung der Ladungsträgerkonzentration n_H werden die Ströme und Spannungen über Kreuz gemessen (z.B. I_{13} und U_{24} in Abb.4.2 (b)) und das Magnetfeld wird umgepolt. Die Umpolung wird benötigt,



(a)



(b)

Abbildung 4.2: Meßanordung zur Bestimmung des spezifischen Widerstandes (a), und der Hallspannung (b).

weil unsymmetrischer Kontaktaufbau sogar zu Fehlspannungen führen kann, die in der gleichen Größenordnung liegen, wie die Hall–Spannung selbst. Durch die Magnetfeldumpolung und die Mittelwertbildung der zwei Hall–Spannungen fällt diese Fehlspannung heraus [8]. Der Mittelwert der Hall-Spannungen ist :

$$U_H = \frac{U_{24}^{(+B)} - U_{24}^{(-B)}}{2} \tag{4.5}$$

$$= \frac{\Delta R_{1324} \cdot I_{13}}{2} \tag{4.6}$$

Durch die Messung der ΔR_{1324} wird n_H berechnet durch :

$$n_H = \frac{2B}{e \cdot d \cdot \Delta R_{1324}} \tag{4.7}$$

Die Hallbeweglichkeit μ_H ergibt sich dann mit ρ aus Gl.(4.3) und n_H :

$$\mu_H = \frac{1}{e \cdot \rho \cdot n_H} \tag{4.8}$$

4.1.2 Aufbau des TTH-Meßplatzes

Eine schematischer Aufbau des TTH–Meßplatzes werden in Abb.4.3 gezeigt. Der Hall–Apparat wird von einem HP (*Hewlett Packard*)–Rechner kontrolliert. Der Rechner übernimmt die Rechnung und die Datenverarbeitung. Die einzelnen Komponenten des Apparates werden über ein IEEE 488–Interface vom Rechner gesteuert. Der gesamte Apparat besteht im wesentlichen aus fünf einzelnen Teilen,

1. Kryostat mit einem Probenhalter,
2. Temperaturkontroller,
3. Elektronischer Steuer– und Meßkreis,
4. Magnetfeldkontroller,
5. HP–Rechner.

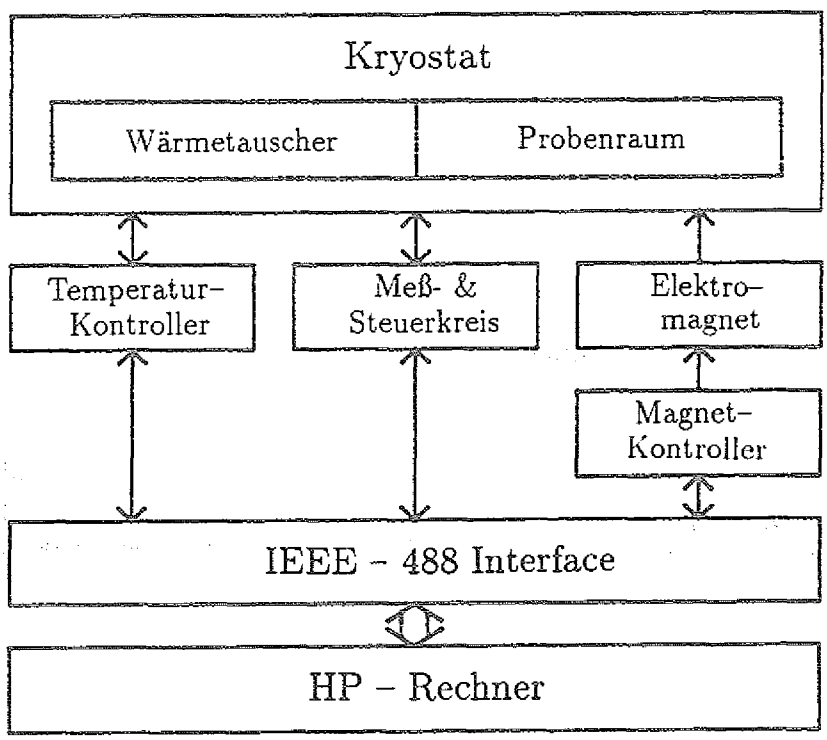


Abbildung 4.3: Schematische Aufbau des TTH–Meßplatzes.

Zum Abkühlen der Probe wird ein Kontakt–Gas–Kryostat (*Oxford* CF–1204) benutzt. Der Kryostat besteht aus zwei Kammern, d.h. einer Proben–Kammer und einer Vakuum–Kammer. Die Vakuum–Kammer schirmt die Raumtemperatur–Konvektion ab. Eine Probe befindet sich auf einem Probenhalter in der Proben–Kammer, damit die Probe für einen Temperaturbereich von 4.2 K bis 300 K gemessen werden kann. Der Kryostat wird mit flüssigem *He*

versorgt, und *He*–Gas wird durch einen Wärmetauscher, der im inneren des Kryostates ist, auf eine gewünschte Temperatur temperiert. Die Steuerung und die Messung der Meßtemperatur wird durch einen Temperaturkontroller (*Oxford* ITC–4) durchgeführt.

Die Probe wird nach Abb.4.2 angeschlossen und die Anschlüsse elektronisch umgeschaltet. Die Rolle des *van der Pauw*–Umschalters übernehmen zwei 2×4 Matrix–Karten (*Keithley* 7056 und 7058). Nach dem Anschluß des Meßkreises wird der Meßstrom von einer Stromquelle (*Keithley* 220) versorgt, und von einem Digital–Elektrometer (*Keithley* 617) gemessen. Die Spannungsabfälle werden von einem Digital–Voltmeter (*Keithley* 196) gemessen. Der komplette elektronische Meßkreis ist in Abb.4.4 gezeigt.

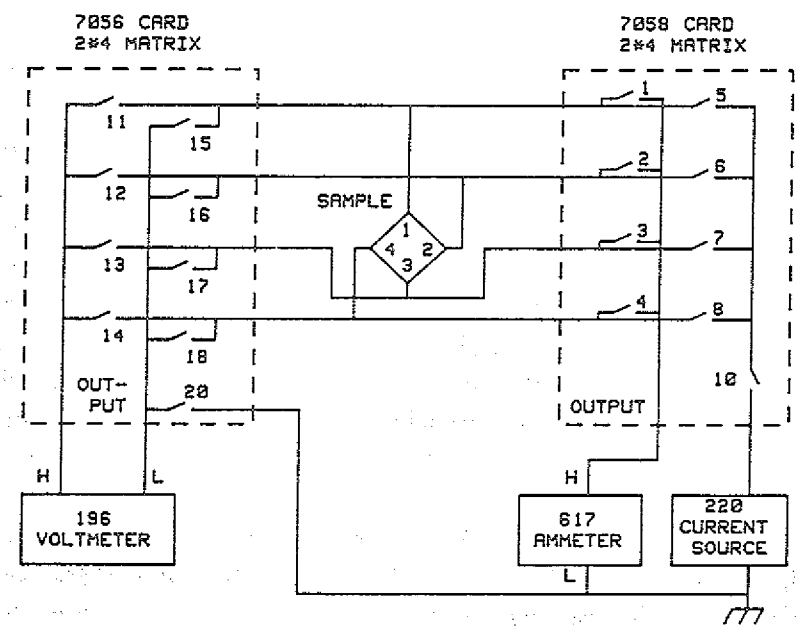


Abbildung 4.4: Der komplette elektronische *van der Pauw*–Umschalter– und Meßkreis.

Das Herzstück des Kreises sind die zwei Matrix–Karten, die nach dem Meßprogramm verschiedene Meßanordnungen ermöglichen. Z.B. für eine Messung eines spezifischen Widerstandes fließt der Meßstrom durch die Kontakte 1 und 2, und der darauffolgende Spannungsabfall wird zwischen den Kontakten 3 und 4 gemessen. Diese Meßanordnung wird erfüllt, indem die Relais 2,5,10 in der Karte–7058, und 13,18 in der Karte–7056 geschlossen werden.
Das Magnetfeld wird von einem Elektromagneten (*Bruker* BMN–C4) erzeugt, der von einem Magnetfeldkontroller (*Bruker* B–H15) gesteuert wird. Das Ein– und Ausschalten sowie die Umpolung des Magnetfeldes wird über ein

IEEE 488–Interface vom Rechner kontrolliert. Das Magnetfeld kann maximal 0.5 *Tesla* erreichen und innerhalb dieser Grenze beliebig variiert werden.

4.1.3 Hall–Effekt–Meßvorgang

Für die Hall–Effekt–Messungen werden quadratförmige Proben ($\sim 5 \times 5\ mm^2$) benutzt. Die ohmschen Kontakte werden durch Einlegierung kleiner Sn–Kügelchen auf den vier Ecken der Probenoberfläche in N_2/H_2 (90% : 10%)–Gas/Atmosphäre bei T=400°C hergestellt. Für die Legierung wurde ein Legierofen (RC 2400, *Bio–Rad Alloying Furnace*) benutzt. Nach der Präparation der ohmschen Kontakte wird die Probe auf einen Probenhalter festgeschraubt und im Kryostaten platziert.

Der komplette Meßvorgang wird durch einen HP–Rechner gesteuert, und läuft durch ein selbst geschriebenes Meßprogramm. Das Programm ist menügesteuert, und deshalb ist die Bedienung einfach vozunehmen. Das vereinfachte Flußdiagramm ist in Abb.4.5 gezeigt.
Am Anfang einer Hall–Messung werden die Probendaten angegeben und die Kontakte der Probe überprüft. Wenn die Kontakte eine gute ohmsche Charakteristik zeigen, wird ein Meßvorgang gewählt. Die Messungen laufen auf zwei Weisen, d.h. eine punktuelle Messung (Einpunkt–Messung) oder ein automatischer Meßverlauf von 4.2 K bis 300 K. In der Regel wird der automatische Meßverlauf gewählt, um die temperaturabhängige Hall–Effekt–Messung durchzuführen. Die Einpunkt–Messungen sind geeignet für eine schnelle Hall–Messung bei einer beliebig gewünschten Meßtemperatur, oder für die Untersuchung des von den Meßparametern (z.B. Meßstrom, oder Magnetfeldstärke) abhängigen Hall–Effektes.
Nachdem eine von den beiden Meßverläufen im Menü gewählt wird, werden die Meßparameter angegeben. Die Meßparameter sind Meßstrom, Magnetfeldstärke, minimale und maximale Temperatur und die Ablesungsdauer der einzelnen Meßgeräte. Bei allen Messungen wurde der Meßstrom im Bereich zwischen 1 μA und 100 μA je nach dem Kontaktwiderstand gewählt und eine Magnetfeldstärke von 0.35 *Tesla* benutzt.

Für einzelne Meßzyklen werden insgesamt acht Hall–Spannungen und acht Meßströme, d.h. acht van der Pauw Widerstände, gemessen und die Mittelwerte von diesen Meßwerten für die Auswertung gebildet. Die komplette Anschließung der Probenkontakte in einem Meßzyklus ist in Tabelle 4.1 gegeben. Für die Bestimmung des spezifischen Widerstandes werden zwei Gruppen von Messungen gemacht, d.h. am Anfang und am der Ende eines Meßzyklus (Konfigulationen von 1,2,7, und 8 in Tabelle 4.1). Diese getrennten Ablesungen der Meßwerte vermindern den Meßfehler, der wegen der Temperaturschwankung

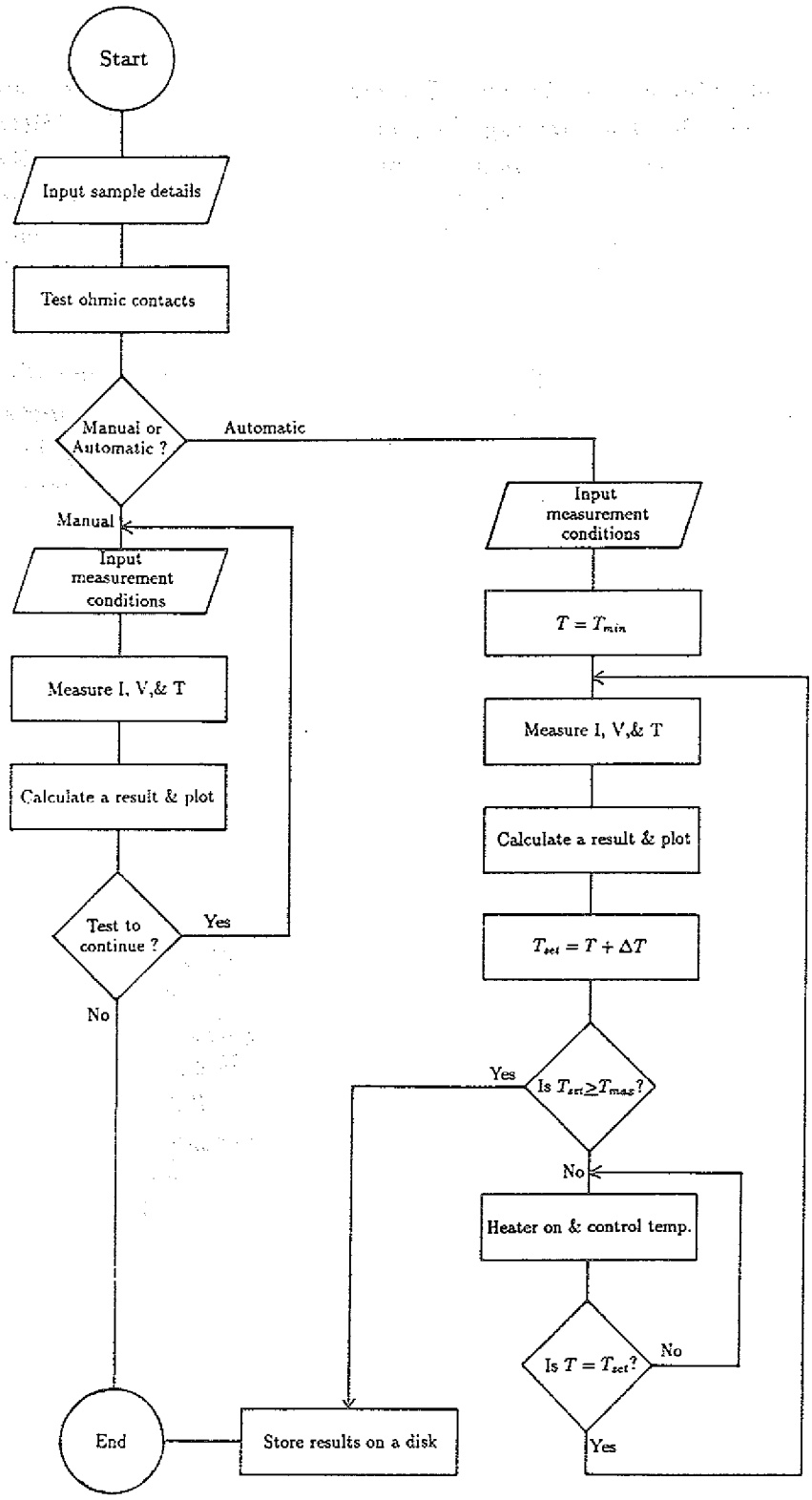


Abbildung 4.5: Flußdiagramm des Hall–Meßprogramms.

in einem Meßzyklus verursacht wird. Die zwei van der Pauw Widerstände für die Bestimmung der Ladungsträgerkonzentration werden in der Mitte eines Meßzyklusses bei jeweils umgepolten Magnetfeldern gemessen und die beide Widerstände werden gemittelt. Nachdem alle acht van der Pauw Widerstände gemessen worden sind, wird der spezifische Widerstand und die Ladungsträgerkonzentration mit Gl.(4.3) bzw. (4.7) für einen Punkt der Temperatur berechnet.

Nach der Auswertung wird die Zieltemperatur höher gesetzt, und die Probe wird geheizt, bis die Probentemperatur die neu gesetzte Zieltemperatur erreicht. Wenn die Zieltemperatur erreicht ist, fängt ein neuer Meßzyklus an und wiederholt den oben beschriebenen Meßvorgang. Der gesamte Meßzyklus wird abgeschlossen, wenn die Zieltemperatur die maximal angegebene Temperatur überschreitet. Nach dem Ende des Meßvorganges werden die Meßergebnisse auf einer Diskette abgespeichert und auf einem Plotter ausgegeben.

Tabelle 4.1 Reihenfolge der Probenkontaktierung in einem Meßzyklus.

Configurations	Current Contacts	Voltage Contacts	Magnetic Field	Description
1	1,2	3,4	0	1st set of resistivity measurements
2	2,3	4,1		
3	1,3	2,4	+B	1st set of Hall-measurements
4	1,3	2,4	-B	
5	2,4	1,3	+B	2nd set of Hall-measurements
6	2,4	1,3	-B	
7	3,4	1,2	0	2nd set of resistivity measurements
8	4,1	2,3		

4.1.4 Meßgrenze und Meßfehler

Der grundsätzliche Meßfehlerliegt darin, daß der Hall–faktor r_H für den gesamten Temperaturbereich als eins angenommen wird (*s*.17). Wie vorher schon erläutert wurde, ändert r_H den Wert in der Größenordnung von eins je nach den unterschiedlichen Streumechanismen [8]. r_H muß deshalb für verschiedene Meßtemperaturbereiche korrigiert werden. Diese Korrektur wurde nicht vorgenommen, weil die genauen empirischen Daten für r_H der III–V Halbleiter noch nicht bekannt sind.
Ohne Berücksichtigung der oben genannten Fehlerquelle war die Reproduzierbarkeit besser als 2~3 %. Ein Grund des Meßfehlers kann aus der Annahme des van der Pauw–Meßverfahrens gefunden werden. Unter dieser Annahme müssen die ohmsche Kontakte genügend klein sein, und sich nahe am Rande der Probe befinden. Um den Meßfehler durch die Kontakte zu quantifizieren, werden Hall–Messungen für mehrere Proben aus dem gleichen Material, aber mit unterschiedlich präparierten Kontakten durchgeführt. Durch diese Vergleichsmessungen tritt ein Fehler von maximal 3.3 % und 2.7 % in der Messungen der Beweglichkeit bzw. der Ladungsträgerkonzentration auf.
Weitere Meßfehler können aus der Temperaturschwankung während des Meßvorganges entstehen, da die Aufnahme eines Meßpunkes etwa 5 *min* dauert. Während dieser Meßzeit schwankt die Temperatur unterhalb 2 % für den tiefen T–Bereich (T<100 K), und etwa 1 % bei höherem T–Bereich. Der Fehler aus dieser Schwankung ist vernachlässigbar, und beträgt etwa 0.1~0.5 %. Außerdem kann die Orientierung der Probe relativ zum Magnetfeld zur Fehlern in der Größenordnung von 1~2 % führen. Das Magnetfeld wurde mit einer Hall–Sonde kalibriert. Somit kann der Einfluß der Ungenauigkeit des B–Feldes auf die Hall–Messungen vernachlässigt werden.

4.2 Elektrochemischer CV (ECV)–Meßapparat

Die konventionelle CV–Messung ist eine effektive Meßmethode, um das Dotierungsprofil in einem homogen dotierten Halbleiter zu untersuchen. Die maximale Dotierungstiefe ist durch den elektrischen Durchbruch des Metall–Halbleiter–Schottkykontakts begrenzt, weil die maximale Sperrspannung durch die Durchbruchsfeldstärke stark begrenzt wird. Dies ist nachteilig besonders für hoch dotierte Materialien, weil der Sperrbereich des Schottkykontaks sehr klein ist (z.B. ~30 nm für N=10^{18} cm^{-3}).
Dieser Nachteil wird durch die elektrochemische CV–Meßtechnik überwunden, die von *T. Ambridge* [32] vorgeschlagen wurde. Diese Technik ist geeignet für dick dotierte Schichten, weil CV–Messungen und elektrochemische Ätzungen der Probe in einer elektrochemischen Zelle ausgeführt werden. In diesem Kapitel werden das Meßprinzip der ECV–Messung und der Aufbau des automatischen ECV–Meßsystems (*PN* 4200, *Polaron Profiler*) erläutert.

4.2.1 Meßprinzip der ECV–Messung

Die elektrochemische CV (ECV)–Messung beruht wie die normale CV–Messung auf der Kapazitätsbestimmung eines Schottkykontakes. Die Schottkykontakt wird mit Hilfe des Elektrolyten an der Oberfläche zum Halbleiter gebildet. Der Elektrolyt–Halbleiter (EH)–Schottkykontakt verhält sich gleich wie der Metall–Halbleiter (MH)–Schottkykontakt, falls der Elektrolyt mäßig konzentriert (>0.1 M) ist, und das Eindringen des Feldes in den Elektrolyten vernachlässigbar ist. Für jeden Halbleiter müssen die passenden Elektrolyten gewählt werden. Als Elektrolyt für $GaAs$ und $Al_xGa_{1-x}As$ ist der zusammengesetzte Elektrolyt *Tiron* ($C_6H_2(OH)_2(SO_3Na)_2H_2O$) geeignet. Die Tiefeninformation erhält man durch sukzessives elektrochemisches Ätzen und anschließende Kapazitätsmessung.

Bei der Anlegung einer Sperrspannung an dem Schottkykontakt wird die Halbleiteroberfläche verarmt. Die Ladungsträgerkonzentration an der Grenze der Raumladungszone wird über die *Schottky–Näherung* (*s.*21) gegeben

$$N = \frac{C^3}{\epsilon\epsilon_0 e A^2}\left(\frac{\Delta C}{\Delta V}\right)^{-1} \tag{4.9}$$

wobei A die effektive Schottkykontaktfläche ist.
Die Raumladungszonebreite wird durch eine Kapazitätsmessung ermittelt :

$$x_d = \frac{\epsilon\epsilon_0 A}{C} \tag{4.10}$$

Mit Gl.(4.9) und (4.10) wird eine Ladungsträgerkonzentration für eine Tiefe x_d gegeben. Weitere CV–Messungen für die tiefer liegende Dotierung wird durch

die elektrochemische Ätzung im Halbleiter erreicht. D.h. es wird ein Halbleiter nach einer CV–Messung um eine definierte Tiefe geätzt, und nach der Ätzung wird wieder eine CV–Messung durchgeführt. Dieser Meßzyklus wird wiederholt, bis das ganze Dotierungsprofil geätzt und gemessen ist.

Der elektrochemische Ätzvorgang ist wie folgt gegeben :

$$GaAs + 6(OH)^- + 6h^+ \longrightarrow Ga(OH)_3 + HAsO_{2(a.q.)} + H_2O \tag{4.11}$$

D.h. GaAs wird mit $(OH)^-$ oxidiert und reagiert zu $Ga(OH)_3$ und $HAsO_2$. Wie der Ätzvorgang zeigt, werden Löcher h^+ für die Ätzung benötigt. Für p–Halbleiter sind die Löcher reichlich vorhanden und die Ätzung wird durch das Anlegen einer Durchlaßspannung ausgeführt. Für n–Halbleiter müssen die Löcher durch Beleuchtung erzeugt werden, wobei die Ätzung unter einer Sperrspannung erreicht wird. Die Ätztiefe x_e wird durch die Integration des Ätzstroms I_{dis} ermittelt [52] :

$$x_e = \frac{M}{zF\rho A}\int_0^t I_{dis}dt \tag{4.12}$$

wobei M das Molekulargewicht, z die Ätzwertigkeit (Zahl der Löcher, um ein Molekül im Halbleiter aufzulösen), F die Faradaykonstante (=9.64×10^4 C) sind. Für $GaAs$ ist z=6 (Gl.(4.11)), während z=3.6~4 in Si ist. Wegen des genau definierbaren z ist die ECV–Technik für $GaAs$ prinzipiell geeignet.
Schließlich wird die Tiefe x des gemessenen Dotierungsprofils aus Gl.(4.10) und (4.12) bestimmt :

$$x = x_d + x_e \tag{4.13}$$

4.2.2 Aufbau des ECV–Meßapparates

Für elektrochemische CV (ECV)–Messungen wird eine automatische ECV–Meßapparatur (*PN* 4200, *Polaron Profiler*) benutzt. Das elektrochemische, optische Chasis und das Steuergerät inkl. Analog/Digital Wandler für Meßsignale bzw. Steueranweisungen bilden zusammen den eigentlichen Meßaufbau. Im Chasis sind eine elektrochemische Meßzelle (Teflonküvette) zur Aufnahme der Probe und des Elektrolyten, eine Pumpe zur Bewegung des Elektrolyten und die Beleuchtungseinrichtung der Probe installiert. Um das Fremdlicht abzuschirmen, wird der optische Aufbau mit einer lichtundurchlässigen Plexiglashaube abgedeckt.
Die schematische Darstellung des ECV–Meßapparates wird in Abb.4.6 dargestellt. Die Ätz– und Meßbedingungen werden von dem Potential in der Meßzelle und die Beleuchtungsintensität von dem Material–Typ bestimmt. Die abwechselnde Aufeinanderfolge der Ätz– und Meßvorgänge werden automatisch

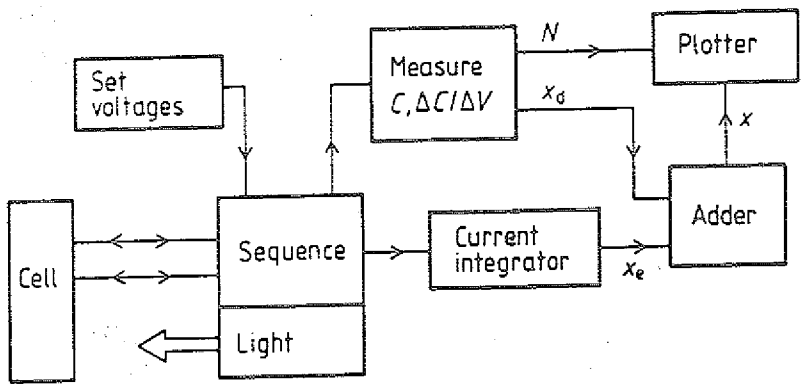
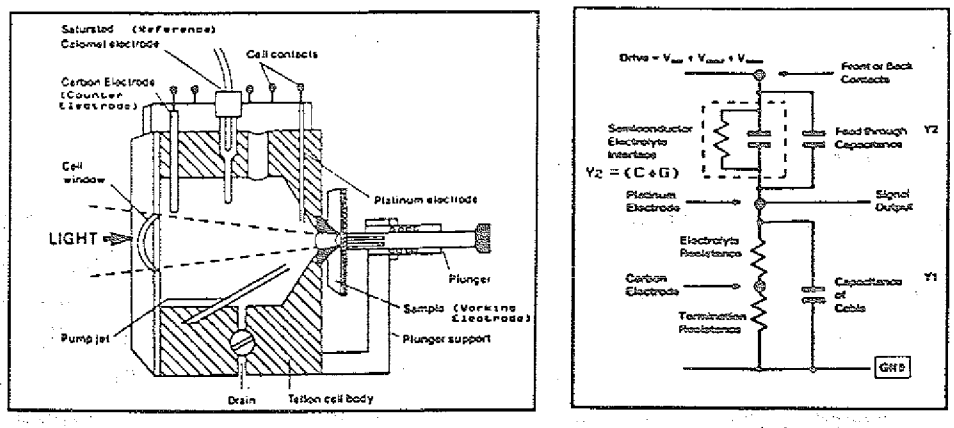


Abbildung 4.6: Das Block–Diagramm des ECV–Meßapparates.

kontrolliert. Durch die Messung der Kapazität C wird die Raumladungsbreite x_d (Gl.4.10) bestimmt, und die Ladungsdichte N wird durch $\Delta C/\Delta V$ ermittelt (Gl.4.9). Der Ätzstrom wird integriert, um die Ätztiefe x_e zu bestimmen (Gl.4.12). Schließlich wird x_e zu x_d addiert, um die Dotierungstiefe x zu ermitteln (Gl.4.13).

Das Herzstück des ECV–Meßapparates ist die elektrochemische Meßzelle, die in Abb.4.7 dargestellt ist. Sie besteht aus einer Kammer für den Elektrolyten mit einer Einfüllöffnung oben, einem Ablaßhahn unten und einem Probenhalter. In diesem wird die Probe mit einem Stößel gegen die Öffnung eines Dichtringes (Ø= 1 mm) gedrückt, wo sie in Kontakt mit dem Elektrolyten kommt. Daneben erhält die Meßzelle noch einige elektrische Zuführungen. Der Ätzstrom wird über eine Kohle–Elektrode geführt. Für Kapazitätsmessungen fließt der Meßstrom über eine nahe der Probe liegende kreisförmige Platindraht–Elektrode, um den Serienwiderstand des Elektrolyten zu vermindern. Für die richtige Bestimmung des Oberflächenpotentials des Halbleiters und die dafür notwendige Normierung des Potentials des Elektrolyten wird von oben noch eine Kalomel–Normalelektrode in den Elektrolyten gehängt.
Die Probe selbst wird von außen mit zwei Drähten an der Oberfläche kontaktiert. Mit der eingebauten Pumpe wird der Elektrolyt umgerührt, um eine Blasenbildung auf der Halbleiterobrfläche während der Ätzung zu verhindern. Ein Ersatzschaltbild der elektrochemischen Meßzelle ist in Abb.4.6 (b) schematisch dargestellt. Die Meßzelle ist wie ein Spannungsteiler aufgebaut. Die Admittanz Y_2 bilden der EH–Schottkykontakt mit der Kapazität der Raumladungszone C_{RLZ} und einem Parallelwiderstand R_P und eine dazu parallel geschaltete Kapazität C_F (*feed through capacitance*). Die Admittanz Y_1 bilden der Elektrolytwiderstand R_E, ein Anschlußwiderstand R_T und parallel die Kabelkapazität C_L. Das Meßsignal wird an Y_1 abgegriffen. Um ein gutes



(a) (b)

Abbildung 4.7: (a) Elektrochemische Meßzelle, (b) Ersatzschaltbild.

Signal–Rausch–Verhältnis zu erhalten,ist R_T derart gewählt, daß Y_1=Y_2.

4.2.3 ECV–Meßvorgang

Eine Probe wird zunächst in der 0.5 molaren *HCl*–Lösung etwa eine halbe Minute lang behandelt, um die mögliche *GaO*–Schicht auf der Oberfläche zu beseitigen. Danach wird die Probe im deionisierten Wasser gespült und in die Meßzelle eingebaut. Nach Einbau der Meßzelle in den Meßapparat, wird der Elektrolyt, 0.1 molares *Tiron*, in die Zelle eingefüllt, und die Kalomel–Elektrode eingehängt. Nach dieser Vorbereitung kann die Messung beginnen.

Ein HP–Rechner steuert den gesamten Meßverlauf. Nach Angabe der Probendaten werden die Kennlinien des Elektrolyt–Halbleiter (EH)–Kontaktes (Strom und Kapazität gegen die angelegte Spannung) gemessen. Beide Kennlinien sind wichtig für die nachher durchzuführende Messung :

1. die I/V–Kennlinie überprüft die Charakteristik der EH–Schottkydiode, und ermöglicht die richtige Wahl der Ätzspannung, um einen Ätzstrom einzustellen, der eine zügige Ätzung führt.

2. die CV–Kennlinie gibt Aufschluß über die richtige Wahl der Meßspannung. Dafür sollte ein Punkt gewählt werden, an dem die C^{-2}/V–Kurve linear verläuft, und an dem das Verhältnis von Kapazität zu Parrallel–Leitwert möglichst groß ist.

Anschließend wird der Halbleiter automatisch von der Probenoberfläche her abgeätzt, und die Dotierung in einstellbaren Schritten gemessen. Die gemes-

sene Dotierungsdichte trägt der Rechner auf dem Bildschirm gegen die Dotierungstiefe auf. Nach dem Abschluß der Messung werden die Meßwerte auf einer Diskette abgespeichert und auf einem Plotter ausgegeben.

4.2.4 Meßgrenze und Meßfehler

Die grundsätzliche Auflösungsgrenze der CV–Messung hängt von der Debye–Länge L_D ab [2]. Wie im Kapitel 3.3.2 beschrieben wurde, ändert sich die Raumladungsdichte an der Grenze der Raumladungszone nicht abrupt, sondern allmählich über die durch L_D charakterisierte Breite. Die Auflösungsgrenze der CV–Messung aus dieser Debye–Verschmierung beträgt etwa $3L_D$ [52]. Außerdem kann der Einfluß der tiefen Störstellen (DX–Zentren) bei CV–Messungen die Überschätzung der Dotierungsdichte zur Folge haben, weil DX–Zentren gegen eine Meßsignal reagieren und mitgemessen werden, falls die Meßfrequenz niedrig ist (*s*.23). Durch eine richtige Wahl der Meßfrequenz können die Meßergebnisse richtig interpretiert werden.

Die oberste Meßgrenze der ECV–Messung wird durch den Durchbruch der Diodencharakteristik des EH–Kontakts gesetzt, und liegt im Bereich von $1\times10^{20}\ cm^{-3}$. Über diese Grenze verhält sich der EH–Kontakt nicht mehr wie ein Schottky-kontakt, sondern wie ein ohmscher Kontakt. Die unterste Meßgrenze wird durch das Leitungsvermögen gesetzt, weil ein Ätzstrom während der Ätzung durch die Probe fließen muß. Diese Grenze liegt bei etwa $10^{13}\ cm^{-3}$.

Für homogen dotierte Proben sind die Meßwerte innerhalb von 6~7 % reproduzierbar. Diese Schwankung zwischen den Meßwerten beruht auf der Über– oder Unterschätzung der Kontaktfläche, weil es schwierig ist, die Halbleiterkontaktfläche A mit dem flüssigen Elektrolyten genau zu definieren. Die falsche Abschätzung von A führt auf einen Meßfehler in der Bestimmung der Dotierungsdichte N und der Ätztiefe x_e, da N proportional zu A (Gl.4.9) bzw x_e zu A^{-1} (Gl.4.12) ist. Dieser Fehler kann aber mit genauer Überwachungen der Ätzflächen unterhalb 5 % gehalten werden. Außerdem kann die Inhomogenität der Ätzung im Halbleitermaterial ungenaue Messungen verursachen. Diese Inhomogenität beruht auf der inhomogenen Beleuchtung der Ätzfläche oder Verunreinigungen der Halbleiteroberfläche. Solche Fehler sind schwer zu quantisieren und können nur durch eine anschließende Tiefenmessung (DEKTAK–Messung) des Ätzkraters überprüft werden. Als weitere Fehlerquelle ergibt sich, daß die mitgeätzte Kraterwand bei der Kapazitätsmessung enthalten ist, aber der Anteil der Kraterwandfläche ist unterhalb 1 % der gesamten Ätzfläche, und ist für die Fehlerbetrachtung ausgeschlossen.

5 Meßergebnisse

In diesem Kapitel werden CV- und Tieftemperatur-Hall (TTH)-Messungen an δ-dotiertem $GaAs$ und an δ-dotierten HEMT-Strukturen ($Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs$ Heterostruktur) durchgeführt. Die δ-dotierten Strukturen bestehen jeweils aus Si-δ-Schichten, die mit einer *Varian-Mod-Gen II MBE*-Anlage hergestellt wurden.
Die CV- bzw. elektochemische CV (ECV)-Messungen wurden für die Untersuchung der räumlichen Lokalisierung der Si-Donatoren in δ-dotierten Schichten verwendet. Zur Charakterisierung der elektrischen Transporteigenschaften der δ-Strukturen und δ-HEMT-Strukturen wurde der TTH-Apparatur benutzt, der im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut wurde.

5.1 Delta(δ)-dotierte Struktur

5.1.1 Proben Vorbereitung

Die δ-dotierten $GaAs$ Proben wurden mit Hilfe des MBE Epitaxieverfahrens hergestellt. Die Schichten waren auf semiisoliertem (Cr-dotiert) oder hoch dotiertem (Si-dotiert, $\approx 2\times10^{18}\ cm^{-3}$) in (100)-Richtung orientierten $GaAs$-Substrat gewachsen. Die Wachstumstemperatur betrug $600°C$ bei einer Wachstumsrate von etwa 0.9 $\mu m/h$.
Eine δ-dotierte Schicht wird durch Einführung von Fremdatomen im Halbleiterkristall erreicht, während der normale Kristallwachstumsprozeß unterbrochen wird. D.h. die Effusionszelle für das III-Element (Ga) wird in der Dotierungsphase geschlossen, aber die Effusionszelle für das V-Element (As) bleibt offen [21]. Während dieser Wachstumsunterbrechung wird die Effusionzelle für Donatoren (Si) eine bestimmte Zeit lang geöffnet. In dieser Phase wachsen Si-Atome in der Grenzfläche. Um den $GaAs$-Kristallwachstumsprozeß fortzusetzen, wird Si-Effusionszelle geschlossen und die Ga-Effusionszelle wieder geöffnet. Eine durch diese *Stop-and-Go* Methode aufgewachsene δ-Schicht ist in Abb.5.1 (a) dargestellt. Wie in dem Bild gezeigt ist, besetzen Si-Donatoren die Ga-Gitterplätze und lokalisieren sich innerhalb einer Gitterkonstanten a_0 in einer Ga-Schicht. Eine typische δ-Struktur, die in dieser Arbeit verwendet wurde, wird in Abb.5.1 (b) gezeichnet. Die Struktur (Probe MBE 2180) setzt sich aus drei Schichte zusammen :

1. eine 5000 Å dicke undotierte $GaAs$-Pufferschicht auf einem semiisolierenden Substrat,

2. eine δ-dotierte Si-Donatorschicht mit der 2D Dotierungsdichte N_d=$2\times10^{12}\ cm^{-2}$,

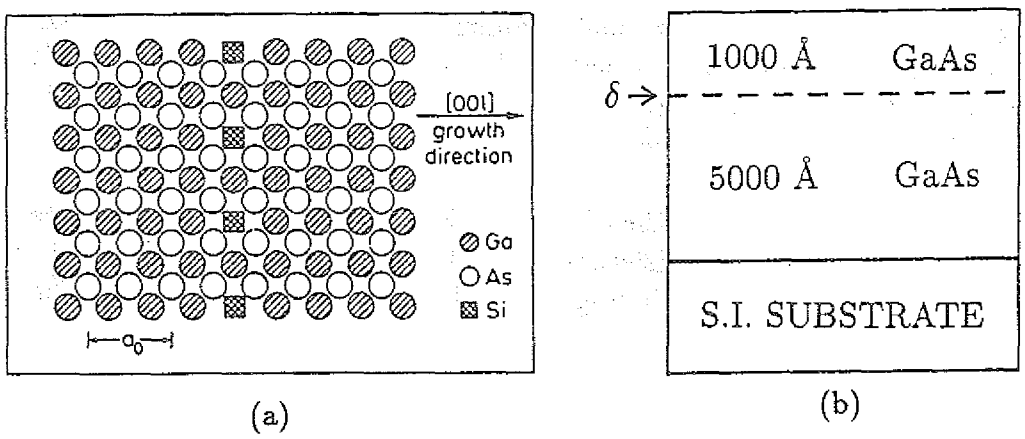


Abbildung 5.1: (a) Schematische Darstellung einer δ–dotierten *GaAs* Schicht, (b) Aufbau der Probe MBE 2180, die durch CV–Messungen untersucht wurde.

3. eine 1000 Å dicke undotierte *GaAs cap*–Schicht.

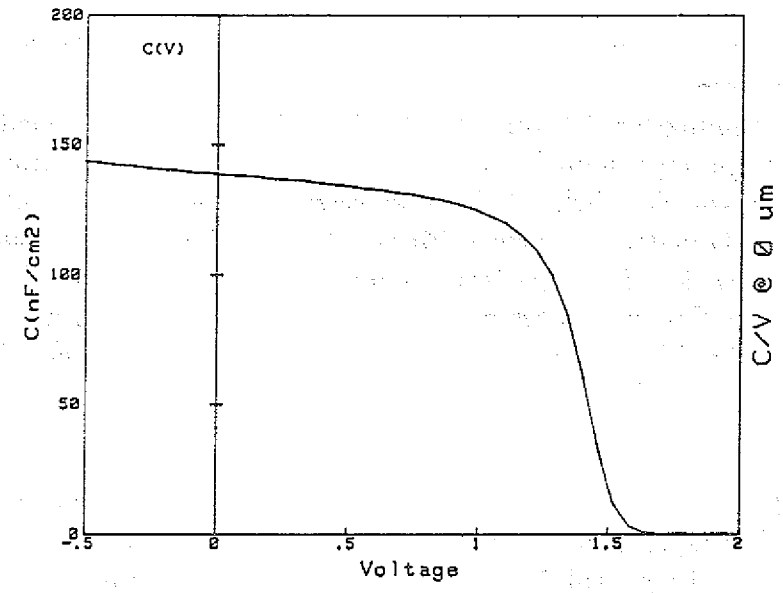
Die δ–Dotierungsdichte wird bei einer kalibrierten *Si*–Quelle mit Hilfe des Zeitintervalls, innerhalb dessen die *Si*–Effusionszelle offen bleibt, bestimmt. Die Hintergrunddotierung der undotierten *GaAs*–Schicht wurde durch Kohlenstoffverunreinigungen verursacht, und liegt im Bereich von $< 5\times10^{14}\ cm^{-3}$ (p–leitend).

5.1.2 CV–Messungen in δ–Strukturen

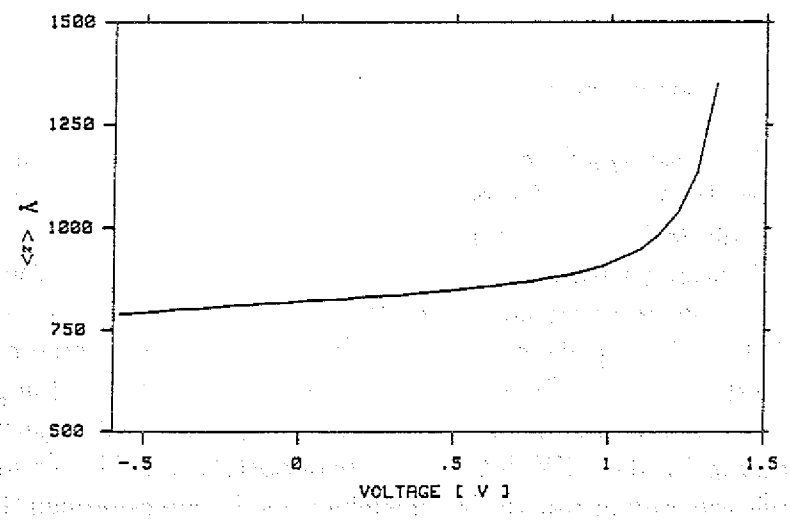
CV–Messungen wurden für die Untersuchung der räumlichen Verteilung der Donatoren in δ–dotierten *GaAs* Strukturen durchgeführt. Wie im Kapitell 3.3.3 beschrieben wurde, spiegelt die CV–Messung im 2D System nicht direkt die räumliche Verteilung der Donatoren wieder, sondern die Verschiebung der Elektronwellenfunktion durch die von außen angelgten Sperrspannung. Aber der Schwerpunkt der Elektronwellenfunktion wird immer innerhalb des V–förmigen Potentialtopf lokalisiert, obwohl die Sperrspannung angelegt wird. Daher ist zu erwarten, daß die Halbwertsbreite (FWHM) der CV–Messung der räumlichen Breite der Wellenfunktion entspricht.

Kapazitätsmessung gegen Sperrspannungen

Die Kapazitätsmessung gegen die erhöhte Sperrspannung wurde für MBE 2180 bei Raumtemperatur durchgeführt. Die gemessene Kapazität als Funktion der angelgte Spannung ist in Abb.5.2 (a) gezeigt. Die angelegte Spannung wird



(a)



(b)

Abbildung 5.2: (a) Gemessene Kapazität pro Flächeneinheit gegen variierten Sperrspannungen an einer δ–dotierte $GaAs$–Struktur, (b) Berechneter räumlicher Erwartungswert $<z>$ des Schwerpunktes der Wellenfunktion gegen Sperrspannungen.

gegen ein Potentialnormal, eine Kalomelelektrode, als ein Gleichgewichtspotential gemessen.
Für den Spannungsbereich von - 0.5 V$\leq V \leq$ 1 V nimmt die Kapazität mit zunehmenden Sperrspannung leicht ab, weil die Elektronwellenfunktion im Halbleiterinneren von dem Schottkykontakt verschoben wird. Bei etwa V=1.2 V wird das 2DEG in der δ–Schicht völlig verarmt, und bei weiteren Erhöhung der Sperrspannung fällt die Kapazität schlagartig ab. Die Kapazität bei V>1.5 V nähert sich zu Null, wegen der niedrigen Hintergrunddotierung im undotierten *GaAs*. Aus den Kapazitätsmessungen entnimmt man den Arbeitsbereich für anschließend folgende CV–Messung. In unserem Fall konnte von - 0.5 V bis 1.2 V Sperrspannung gemessen werden.

Die Verschiebung z des Schwerpunktes der Elektronwellenfunktion gegen die angelegte Sperrspannung wurde aus der Gleichung $z=\epsilon\epsilon_0/C=<z>$ (Gl.3.57) berechnet, und ist in Abb.5.2 (b) gezeigt. Die Verschiebung z entspricht dem räumlichen Erwartungswert $<z>$ im 2D System (*s*.26) und stellt dar, wie das 2DEG sich unter der angelegten Sperrspannung verhält. Mit der erhöhten Sperrspannung verschiebt sich die Wellenfunktion immer weiter vom Schottkykontakt in das Halbleiterinnere bis das 2DEG völlig verarmt wird.

2DEG–Konzentration gegen Dotierungstiefe

Aus einer CV–Messung geht die starke Lokalisierung der Elektronen im 2DEG–Kanal hervor. In Abb.5.3 wird ein gemessenes Dotierungsprofil gegen die Dotierungstiefe für MBE 2180 gezeigt.
In der CV–Messung wird eine scharfe Spitze bei der Tiefe von 750 Å gemessen, d.h. die δ–dotierte Donatorenschicht befindet sich 750 Å unter der Kristalloberfläche. Diese gemessene Tiefe stimmt mit der erwarteten Tiefe von 1000 Å innerhalb von 25 % Abweichung überein. Die Abweichung zwischen der angegebenen und der gemessenen Dotierungstiefe wird innerhalb dieser Größenordnung in allen CV–Messungen beobachtet, d.h. die gemessene Dotierungstiefe war immer um 15~25 % kleiner als die angegebenen Tiefen. Der Grund ist noch unklar, aber vermutlich liegt er in der einseitigen Wanderung (*Segregation*) der *Si*–Donatoren in Richtung Probenoberfläche während des Wachstumsprozesses [23, 41]. Ein Modell, das auf dem *Fermi–level pinning* an der wachsender Probenoberfläche beruht, ist von [23] vorgeschlagen worden, um diese Donatoren–Wanderung zu erklären. (Stichwort; *Fermi–level pinning induced segregation*). Nach diesem Modell erniedrigen die Donatoren ihre Energie durch die Wanderung zur gepinnten Probenoberfläche.

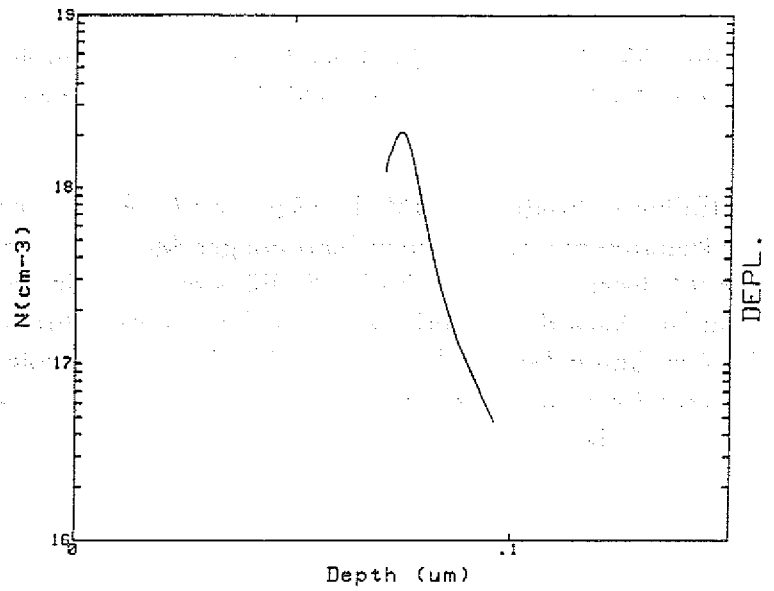


Abbildung 5.3: Das Dotierungsprofil von δ–dotiertem $GaAs$ (MBE 2180). Die schmale Halbwertsbreite (FWHM) von 67 Å weist auf die δ–Funktionsähnliche Verteilung der Si–Donatoren hin.

Die beobachtete Elektronkonzentrationsdichte beträgt n_{cv}=2.2×10^{18} cm^{-3}, und entspricht der Schichtkonzentrationsdichte von n_{cv}^{2D}=1.5×10^{12} cm^{-2}. Die Genaugigkeit der gemessenen n_{cv}^{2D} wurde durch die Hall–Effekt–Messung innerhalb von 5 % bestätigt (n_H^{2D}=1.58×10^{12} cm^{-2}, s.99). Die angegebene Si–Donatorkonzentrationsdichte war n_δ=2×10^{12} cm^{-2}, und die CV– sowie Hall–Meßwert sind um 20 % kleiner als der angegebene Wert. Die Ursache dieser Abweichung kann folgendermaßen erklärt werden ;

Für eine korrekte Interpretation der CV–Messung muß bemerkt werden, daß die gemessenen Konzentrationsdichte nicht direkt auf den Donator– bzw. Akzeptordichten, sondern auf freien Elektronendichten beruht. Deshalb kann die Abweichung zwischen n_{cv}^{2D} und n_δ durch die Elektronen, die auf die Oberfläche wandern und zur Oberflächenbandverbiegung führen, oder die elektrisch nicht–aktiven Si–Donatoren verursacht werden. Als Grund für elektrisch nicht–aktive Si–Donatoren im $GaAs$ werden zwei Mechanismen vorgestellt [33, 46] :

1. Autokompensation der Si–Atome, d.h. Si auf dem As–Plätze (*site switching*),

2. Lokalisation der Elektronen in DX–Zentren.

Nach [34] wurde die Autokompensation der Si–Atome als hauptsächlicher Grund der elektrisch nicht–aktiven Si–Donatoren experimentell gezeigt. Die

Ausschließung der DX-Zentren als die Ursache wird auch durch den Vergleich der zwei CV-Meßergebnisse mit verschiedenen Meßfrequenzen festgestellt (*s.*99).

Die gemessene Halbwertsbreite (FWHM) beträgt etwa 67 Å und deutet schon an, daß die *Si*-Donatorenverteilung innerhalb einiger Monolagen des *GaAs*-Kristalls streng lokalisiert ist, und daß die *Si*-Diffusion im δ-dotierten *GaAs* kaum bedeutend ist. Nach der Theorie (*s.*27) ist die Halbwertsbreite der CV-Messung gleich der räumlichen Ausbreitung z_0 der Elektronwellenfunktion im Grundzustand. z_0 wird ausgerechnet aus der Gl.(3.60) mit dem angegebenen n_δ=2×10^{12} cm^{-2}, und beträgt 63 Å. Es ist damit gezeigt, daß die räumliche Verteilung der *Si*-Donatoren in der größenordnung von der Wellenfunktionsbreite im Grundzustand streng lokalisiert ist.

Elektrochemische CV (ECV)-Messung

Elektrochemische Ätzung wird bei der CV-Messung verwendet, um tief unter der Probenoberfläche liegende Schichten zu messen.
Die Probe (MBE 2142) hat zwei δ-dotierte Schichten. Die beide Schichten befinden sich jeweils 5000 Å bzw. 6000 Å unter der Probenoberfläche mit gleich hohen Dotierungsdichten von 1×10^{12} cm^{-2}. Weil sich die erste δ-Schicht schon tief unter der Oberfläche befindet, mußte die Probe elektrochemisch geätzt werden, bis die δ-Schicht ohne Durchbruch des Schottkykontaktes gemessen werden konnte. Die elektrochemische Ätzung kann aber einen ungleichmäßig geätzten Kraterboden erzeugen (Abb.5.4 (c)). Wenn die 2DEG Schicht durch den rauhen Elektrolyt-Halbleiterkontakt gemessen wird, wird das 2DEG bei der Anlegung einer Sperrspannung ungleichmäßig verarmt. Die auf diese Weise verarmte δ-Schicht verhält sich dann bei einer Kapazitätsmessung, als ob die Ladungsträger stark ausgeschmiert wären. Die CV-Messung liefert niedrigere Ladungsträgerkonzentrationen mit verbreiterter Halbwertsbreite (Abb.5.4 (b)). Damit folgt, daß die Auflösung der ECV-Messung durch die Rauhigkeit der geätzten Kraterebene begrenzt wird.

In Abb.5.4 (a) wird das durch die ECV-Messung gemessene Dotierungsprofil der ersten δ-Schicht gezeigt. Die Halbwertsbreite der Spitze beträgt 170 Å. Die maximale Meßspitze entspricht der Schichtkonzentration n_{cv}^{2D}=8.5×10^{11} cm^{-2} und befindet sich in der Tiefe von 4500 Å. Im Vergleich zu den angegebenen Daten von n^{2D}=1×10^{12} cm^{-2} und 5000 Å hat die gemessene n_{cv}^{2D} eine Abweichung von 15 % wegen der Rauhigkeit des Ätzkraters, aber die gemessene Tiefe der δ-Schicht stimmt innerhalb 10 % überein.

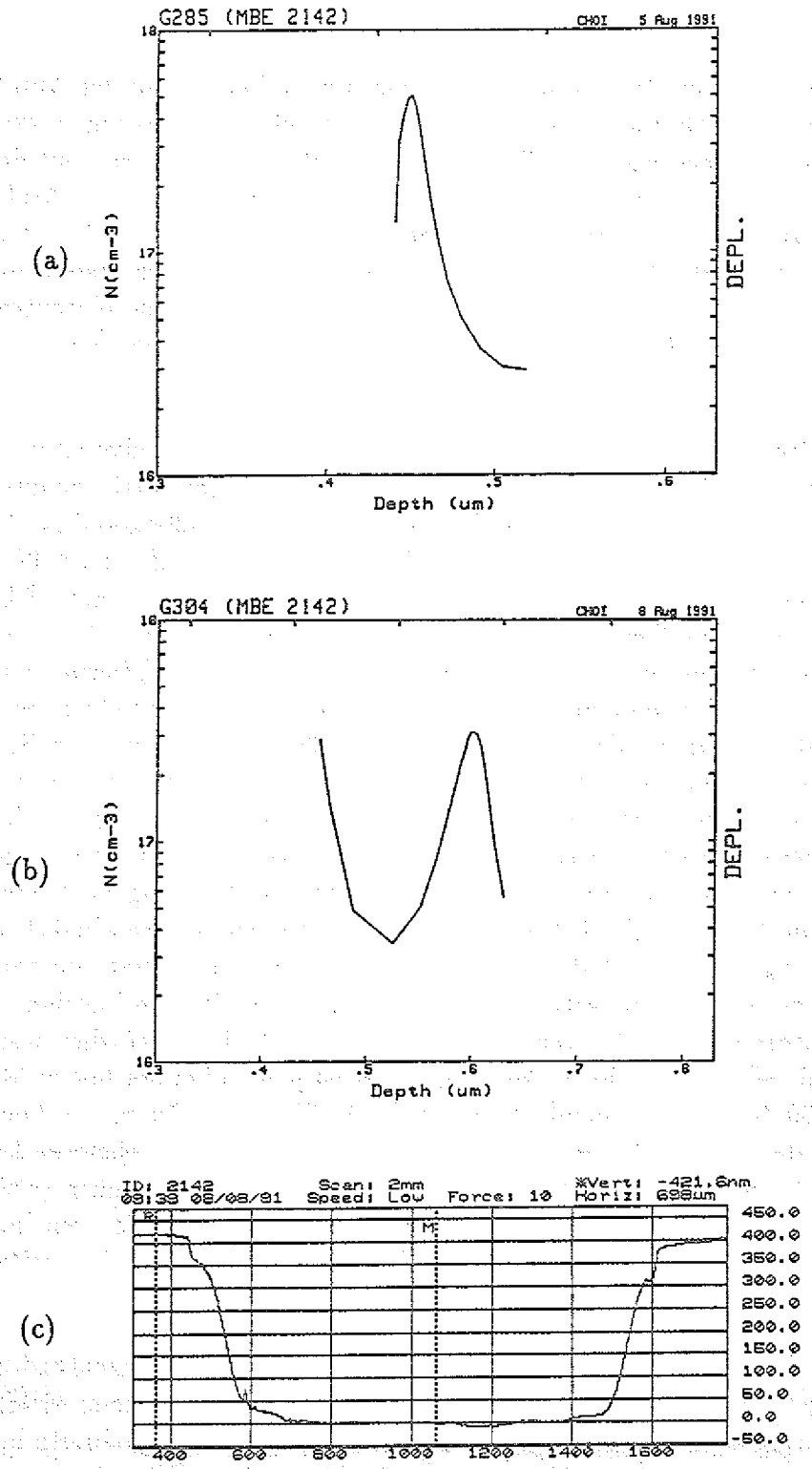


Abbildung 5.4: (a) Das Dotierungsprofil der ersten δ–Schicht durch ECV–Messung, (b) Das zweite δ–Schichtprofil nach der Ätzung bis zu einer Tiefe von 0.4 μm. Die gemessene Halbwertsbreite (FWHM) ist deutlich breiter als die der ersten Schicht. Der Ätzkrater ist in (c) gezeigt.

Bei der weiteren Ätzung wird der Ätzkrater rauher, wie in der Abb.5.4 (c) gezeigt ist. (Im Bild wird die Rauhigkeit der Ätzebene relativ zur Ätzkraterbreite wegen der eingetragenen Einheiten der Ätzkratertiefe (nm) und der Ätzkraterbreite (μm) übertrieben dargestellt.) Solche Rauhigkeit des Ätzkraters hat einen großen Einfluß auf die Messung der zweiten δ–Schicht (Abb.5.4.(b)). Die Halbwertsbreite der zweiten δ–Schicht wird mit 340 Å gemessen, und dies ist zweimal so breit wie die der ersten Schicht. Die gemessene Kozentratiosdichte ist n_{cv}^{2D}=1.05×10^{12} cm^{-2} mit der Dotierungstiefe von 6000 Å und stimmt gut überein mit den MBE–Angaben.

Die Probe MBE 2142 wurde auch in der Humbold–Universität Berlin [48] durch eine CV–Messung mit einem Metall–Halbleiter (MH)–Schottkykontakt bei einer Meßfrequenz von 30 MHz gemessen. Die Meßergebnisse für die erste Schicht sind $n_{cv'}$=1.1×10^{12} cm^{-2} mit der Dotierungstiefe von 4500 Å und die Halbwertsbreite von 150 Å. Diese Ergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Meßergebnissen durch die ECV–Messung. Eine Abweichung der Schichtkonzentration (um etwa 21% niedrigeres n_{cv}^{2D}) beruht auf der Rauheit der Ätzkraterebene bei ECV–Messung, wie oben beschrieben wurde. In der Mitteilung wurde aber das genaue Meßprofil der zweiten δ–Schicht nicht gegeben, weil die CV–Messung für weitere Tiefen vermutlich wegen des Durchbruches des Schottkykontakes bei hohen Sperrspannung unmöglich war.
Mit der guten Übereinstimmung beider Meßergebnisse kann man sagen, daß die unaufwendige Elektrolyt–Halbleiterkontakt CV–Messung auch eine effektive Meßmethode im 2D System genau so wie die Metall–Halbleiterkontakt CV–Messung ist, und daß die elektrisch nicht–aktiven Si–Donatoren hauptsächlich auf der Autokompensation der Si–Atome in Ga–Plätzen beruhen. Wenn Si–Donatoren als DX–Zenten im $GaAs$–Kristall lokalisiert würden, wäre $n_{cv'}$ kleiner als n_{cv}^{2D} aus der ECV–Messung. Dies ist jedoch bei der hohen Meßfrequenz von 30 MHz nicht anzunehmen. Da die Meßfrequenz der $n_{cv'}$ so hoch (30MHz) war, daß keine DX–Zentren in der Kapazitätsmessung reagieren konnten. (s. 24) Dagegen war die Meßfrequenz der ECV–Messung niedrig (4KHz) genug, um die DX–Zentren reagieren zu lassen. Wenn die DX–Zentren im $GaAs$ existierten, hätten die Elektronen aus den DX–Zentren in der Kapazitätsmessung mitgemessen werden müssen, woraus folgt $n_{cv}^{2D} > n_{cv'}$.

Zum Vergleich sind die gesamten gemessenen Schichtkonzentrationen, Dotierungstiefen, und Halbwertsbreite (FWHM) für verschiedene MBE Proben in der Tabelle 5.1 angegeben. Der Vergleich der Halbwertsbreite zu n_{cv}^{2D} zeigt die umgekehrte Proportionalität beider Meßgrößen. D.h. die gemessene Halbwertsbreite wird schmaler mit zunehmender n_{cv}^{2D}, weil die zunehmende Elektronenkonzentration n_{2DEG} mit der Verstärkung des elektrischen Feldes zu

einem noch tieferen und schmäleren V–Potentialtopf führt. Diese umgekehrte Proportionalität zwischen Halbwertsbreite und n_{2DEG} wird nach Gl.(3.60) erwartet.

Tabelle 5.1 Meßergebnisse für δ–Strukturen bei CV– bzw. ECV–Messungen. Die Meßergebnisse bei ECV–Messungen werden als *„geätzt"* bezeichnet.

Probe (MBE)	δ–Tiefe [Å]	n^{2D} $[cm^{-2}]$	n_{cv}^{2D} $[cm^{-2}]$	FWHM [Å]
2142	5000	1×10^{12}	6.3×10^{11} (*geätzt*)	170
2191	5000	2×10^{12}	1.8×10^{12} (*geätzt*)	103
2175	5000	2×10^{12}	2.2×10^{12} (*geätzt*)	85
2180	1000	2×10^{12}	1.5×10^{12}	67
2192	5000	5×10^{12}	4.1×10^{12} (*geätzt*)	50

5.1.3 Hall–Effekt Messungen in δ–Strukturen

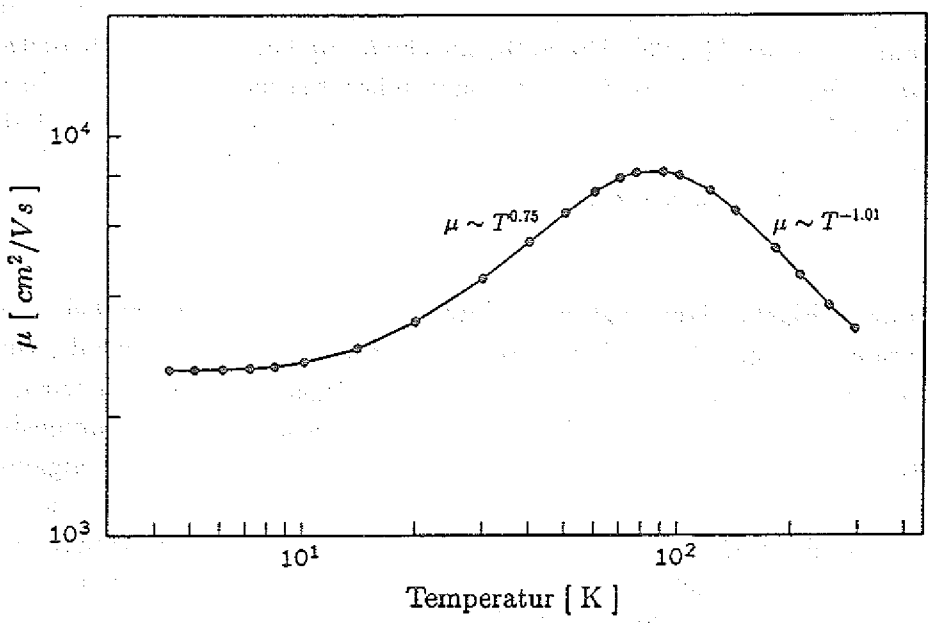
Hall–Effekt Messungen bei Raumtemperatur

Die Schichtkonzentrationen n_H^{2D} der zwei δ–dotierten GaAs–Strukturen, MBE 2175 und MBE 2180, wurden durch Hall–Messungen bei Raumtemperatur bestimmt und mit den CV–Meßergebnissen vergliechen.
Die gemessenen Schichtkonzentration n^{2D} für die Probe MBE 2180 stimmt mit n_H^{2D}=1.58×10^{12} cm^{-2} und n_{cv}^{2D}=1.5×10^{12} cm^{-2} innerhalb von 5% gut überein. Ähnliche gute Übereinstimmungen wurden auch in manchen Vergleichmessungen mit den *GaAs*–Bulk–Strukturen gefunden.
Bei der Messung der Probe MBE 2175 wurde aber eine große Abweichung zwischen den Elektronenkonzentrationen n_H^{2D} und n_{cv}^{2D} beobachtet. Die gemessene Schichtkonzentration ist n_H^{2D}=3.2×10^{12} cm^{-2}, während n_{cv}^{2D}=2.2×10^{12} cm^{-2} ist. Die Abweichung beider Meßwerte beruht auf der Rauhigkeit des Ätzkraters bei ECV–Messung, und beträgt etwa 30 %. Außerdem wurde in der Hall–Messung mit der Probe MBE 2175 beobachtet, daß die Schichtkonzentration leicht von der Magnetfeldstärke abhängig ist. Wenn die Magnetfeldstärke von B=0.1 auf 0.35 *Tesla* erhöht wird, nimmt n_H auch von n_H=3.15×10^{12} auf 3.21×10^{12} cm^{-2} zu. Als Grund wird der Einfluß der parallelen Leitfähigkeit im mäßig dotierten (≈1×10^{17} cm^{-2}) *GaAs*–Bulk, das die δ–Schicht umhüllt, angenommen. Die parallele Leitfähigkeit in δ–Strukturen wird im Kapitel 5.3 ausführlicher behandelt.

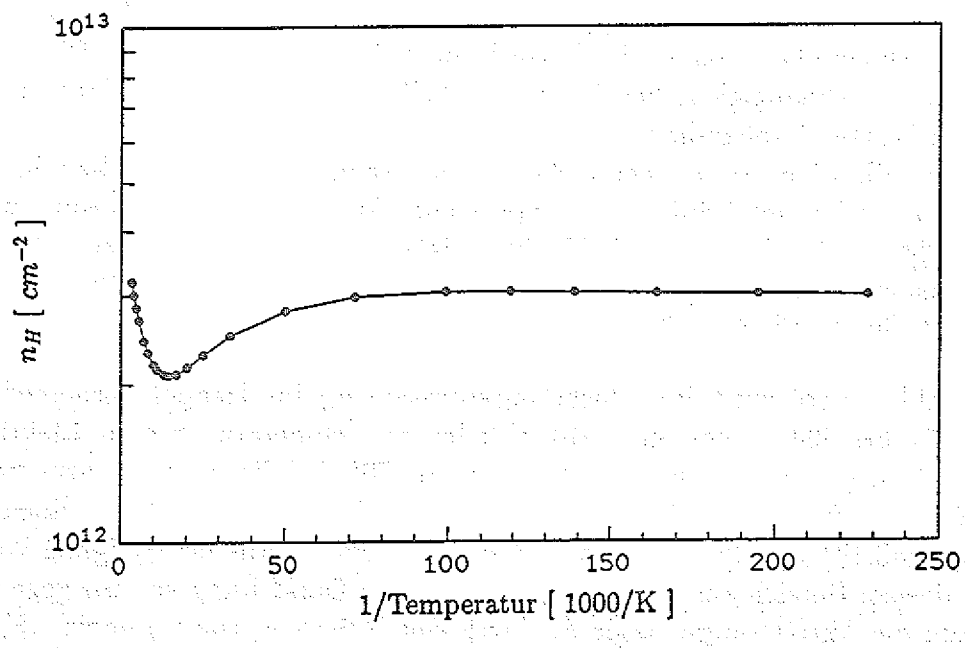
Temperaturabhängige Hall–Effekt Messungen

Eine Tieftemperatur–Hall (TTH)–Messung wurde durchgeführt, um die elektrischen Transportmechanismen in der δ–dotierten Struktur zu untersuchen. Die gemessene Beweglichkeit μ und die Schichtkonzentration n_H^{2D} im Temperaturbereich von 4.2 k bis 300 K sind in Abb.5.5 gezeigt.

Die Schichtkonzentration bei Raumtemperatur ist n_H^{2D}=3.2×10^{12} cm^{-2} mit μ_{300K}=3300 cm^2/Vs. Diese Konzentration n_H^{2D} entspricht der 3D Konzentration von N^{3D}=5.7×10^{18} cm^{-3} und ist vergleichbar mit der 3D Konzentration von N_{max}^{3D}=5∼7×10^{18} cm^{-3}, die mit MBE maximal erreicht werden kann [46]. Die Beweglichkeit des δ–dotierte *GaAs* wird auch verbessert. Nach der emphirischen Formel von *Hilsum* [49], wird eine Beweglichkeit von μ^{3D}=1400 cm^2/Vs bei N^{3D}=5.7×10^{18} cm^{-3} erwartet. Die Verbesserung von μ ist noch deutlicher bei tiefen Temperaturen. Bei 77 K wird μ_{77K}=8100 cm^2/Vs mit n_H^{2D}=2.1×10^{12} cm^{-2} (Abb.5.5). Als Grund dieser Beweglichkeitserhöhung in der δ–Struktur können die räumliche Trennung der Elektronen und ionisierte Donatoren in Subbändern, und die Coulombsche Selbstabschirmung (*screening*



(a)



(b)

Abbildung 5.5: (a) Hall–Beweglichkeit und (b) Schichtkonzentration als eine Funktion der Meßtemperatur im δ–dotierten $GaAs$ (MBE 2175).

effect) der 2DEG–Elektronen gegen das Streufeld aus der ionisierten Donatoren genannt werden [22, 26]. Die Selbstabschirmung kommt dadurch zustande, daß sich in der δ–Dotierung die Elektronen schon bei niedrigen n_{2DEG} in mehren Subbändern verteilen, und daß die Elektronen im oberen Subband durch die Elektronen in unteren Subbändern abgeschirmt werden. So befinden sich bereits vier Subbänder bei Konzebtrationen von n_{2DEG}=4×10^{12} cm^{-2} im Potentialtopf [21].

Der Beweglichkeitverlauf zeigt eine schwache Temperaturabhängigkeit im ganzen Temperaturbereich. Im Temperaturbereich oberhalb 100 K, wo die Beweglichkeit durch die Streuung an polar optischen Phononen begrenzt wird, zeigt die Beweglichkeit $\mu \sim T^{-1.01}$, während die T–Abhängigkeit im dreidimensinalen Fall als $\mu_{PO} \sim T^{-1.5}$ angegeben wird (*s*.11). Die schwache T–Abhängigkeit von $T^{-1.01}$ deutet an, daß μ nicht nur durch die polar optischen Phononenstreuung begrenzt wird, sondern auch durch die Streuung an ionisierten Donatoren [5], obwohl die Coulombsche Selbstabschirmung des 2DEG die ionisierten Donatorenstreuung einigermaßen vermindert.
Die schwache T–Abhängigkeit wird noch deutlicher im Temperaturbereich unterhalb 80 K, in dem die Streuung an ionisierten Donatoren noch bedeutender wird. Die T–Abhängigkeit dieser Streuung im dreidimensionalen Fall wurde nach der *Brooks–Herring*–Approximation als $\mu_{ion}^{3D} \sim T^{1.5}$ (Gl.3.19) angegeben. Eine Abhänigkeit von $\mu \sim T^{0.75}$ wurde in Abb.5.5 (a) gefunden. Die schwache $T^{0.75}$–Abhängigkeit beruht auf der Selbstabschirmung des 2DEG in den quantisierten Subbändern.
Unterhalb 10 K ist μ nicht mehr von der Temperatur stark abhängig, sondern μ wird hauptsächlich durch n_{2DEG} charakterisiert. In der Messung wurde $\mu \sim n_{2DEG}^{0.27}$ gefunden. Diese T–Unabhängigkeit von μ zeigt, daß der elektrische Transportmechanismus unterhalb 10 K überwiegend durch das 2DEG in der δ–Schicht stattfindet [12].

In Abb.5.5 (b) wird die Schichtkonzentration n_H im Temperaturbereich von 4.2 K bis 300 K gezeigt. Mit abfallender Temperatur frieren Elektronen aus, und die gemessene Konzentration n_H fällt bei Raumtemperatur bereits steil ab. Für einen T–Bereich von 70 K<T<300 K fällt n_H quasi–linear von n_H^{300K}=3.19×10^{12} cm^{-2} auf n_H^{70K}=2.08×10^{12} cm^{-2}. Aus der Steigung von n_H in diesem Bereich aus der halblogarithmischen Darstellung von n_H gegen 1/T kann die Aktivierungsenergie E_d durch eine Näherung von $n_H \sim exp(-E_d/kT)$ ermittelt werden. Durch diese Näherung ergibt sich E_d=6.5 meV. Nach [38] ist E_d=5.9 meV für *Si*–Donatoren im *GaAs*, und die beide Werte stimmen innerhalb 9 % gut überein.
Unterhalb von 70 K nimmt n_H wieder zu, und unterhalb 20 K frieren die

Elektronen außerhalb des 2DEG aus und n_H bleibt mit 2.98×10^{12} cm^{-2} konstant. Dieser temperaturabhängige n_H–Verlauf kann durch das Zwei–Schicht–Modell [1, 26] interpretiert werden, weil es zwei mögliche Leitungsschichten in der Probe MBE 2175 gibt, d.h. das *GaAs*-Bulk ($\approx1\times10^{17}$ cm^{-3}) und die δ–dotierte Schicht.
In Hall–Messungen wird der Transportprozeß hauptsächlich durch die Schicht mit der höheren Leitfähigkeit bestimmt. Bei der Raumtemperatur werden die gemessene Beweglichkeit μ und Elektronenkonzentration n_H nicht nur von der δ–Schicht ermittelt, sondern von der parallelen Leitfähigkeit im *GaAs*–Bulk stark beeinflußt. Mit dem Temperaturabfall frieren die Bulkelektronen im *GaAs* langsam aus und der Einfluß der parallelen Leitfähigkeit wird vermindert. Bei tiefen Temperaturen (T<10 K) näheren sich die gemessenen μ und n_H schließlich den Werten des 2DEG an.
Falls sich zwei Schichten in einer Struktur befinden, ist die gemessene Hall–Schichtkonzentration n_H gegeben durch [5] :

$$n_H = \frac{(n_B\mu_B + n_s\mu_s)^2}{n_B\mu_B^2 + n_s\mu_s^2} \tag{5.1}$$

wobei n_B, n_s und μ_B, μ_s die Konzentrationen und die Beweglichkeiten im *GaAs*–Bulk bzw. im 2DEG sind.

In Gl.(5.1) ist zu bemerken, daß sich die gemessene Konzentration n_H mit dem Besetzungsverhältnis n_s/n_B verändert, obwohl die Gesamtzahl der Elektronen konstant bleibt. Falls $n_s\mu_s >> n_B\mu_B$ ist, nähert sich die gemessene Konzentration n_H auf n_s. Diese Näherung klärt den konstanten Verlauf der Kurve für T<10 K, wo die Elektronen im *GaAs*–Bulk völlig ausgefroren sind. Für T<10 K ist $n_H=n_s$.
Eine ähnliche Interpretation kann auch für den gesamten n_H–Verlauf gegeben werden. Bei Raumtemperatur ist die gemessene Konzentration n_H von beiden Leitungsschichten stark beeinflußt. Wenn die Temperatur bei Raumtemperatur beginnend fällt, frieren die Elektronen im *GaAs*–Bulk aus, weil die thermische Energie der Elektronen kleiner als die Aktivierungsenergie der *Si*–Donatoren wird. Durch das Ausfrieren fällt n_H erst steil ab, aber der Abfall der Konzentration n_H hängt gleichzeitig mit der Änderung der Beweglichkeit in beiden Schichten zusammen (Gl.(5.1)). D.h. n_H fällt weiter ab, obwohl die Bulkelektronen ausgefroren sind und die Gesamtzahl der Elektronen konstant ist, bis die steile Erhöhung von μ_s zur Ende geht. Ab 70 K nimmt μ wieder ab, und n_H dagegen zu. Für T<10 K bleibt n_H auf 2.98×10^{12} cm^{-2} konstant. Dies deutet an, daß alle Bulkelektronen im *GaAs* ausgefroren sind und die gemessene Konzentration n_H entspricht der 2DEG–Konzentration in der δ-Schicht.

5.2 Delta(δ)–dotierte HEMT–Struktur

5.2.1 Proben Vorbereitung

Alle selektiv δ–dotierten $Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs$ HEMT–Strukturen wurde mit einer *Varian Mod Gen II–Molecular Beam Epitaxy* (MBE)–Anlage hergestellt. Der prinzipielle Aufbau der Schichten ist in Abb.5.6 dargestellt. Die Schichten wurden jeweils auf semiisolierendem $GaAs$ (100) Substrat bei einer Wachstumstemperatur von 640°C sowohl für $GaAs$– als auch für $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$–Wachstum aufgebracht.

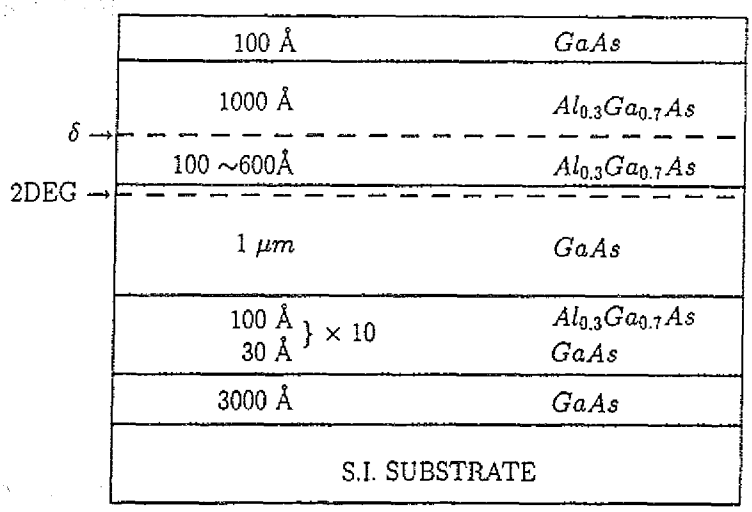


Abbildung 5.6: Schematische Darstellung einer typischen δ–HEMT–Struktur mit einer delta–Schicht als 2DEG–Quelle.

Die δ–HEMT–Strukturen bestehen aus sieben Schichten.

1. erste Puffer–Schicht aus 3000 Å dicken $GaAs$ auf einem (100)–Richtung orientierten *s.i.* $GaAs$–Substrat,

2. zweite Puffer–Schicht aus dem 10–fachen $GaAs/AlGaAs$–Übergitter. An den Grenzflächen dieses Übergitters sollen Verunreinigungen gebunden werden.

3. eine 1 μm dicke undotierte $GaAs$ Kanal–Schicht für die Entstehung des 2DEG,

4. eine undotierte $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ Spacer–Schicht, deren Dicke zwischen 100 Å und 600 Å variiert wurde,

5. eine Si–δ–dotierte Schicht als 2DEG–Quelle. Die Dotierungsdichte n_δ wurde von 5×10^{11} bis 1×10^{13} cm^{-2} variiert,

6. eine 1000 Å dicke undotierte $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ als *cap*–Schicht,

7. eine 100 Å dicke undotierte *GaAs cap*–Schicht, um die Oxidation der *AlGaAs*–Oberfläche zu hindern.

Die undotierte *GaAs*– und *AlGaAs*–Schichten hatten schwache *p*–Hintergrunddotierung, die im Bereich von 10^{14} cm^{-3} liegt. Die Ursache ist eine Kohlenstoff–Verunreinigung beim Probenwachstumsprozeß in der MBE–Anlage.

5.2.2 CV–Messungen in δ–HEMT–Heterostrukturen

CV–Messungen bei Raumtemperatur wurden durchgeführt, um die Bildung der *Si*–δ–dotierten Schicht im $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ zu überprüfen. Diese δ–dotierten Schichten dienen als Elektronenquelle für das 2DEG. Abb.5.7 zeigt das gemessene Dotierungsprofil der Probe MBE 2204.

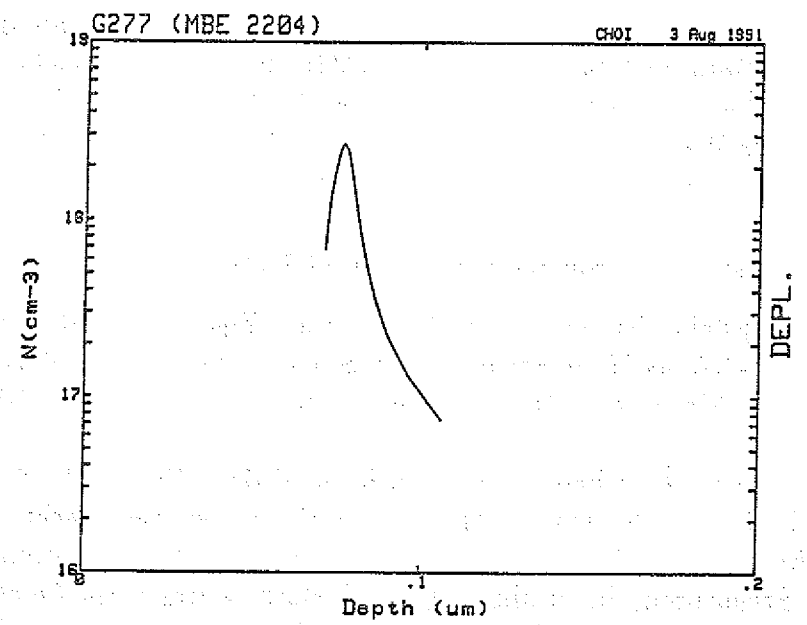


Abbildung 5.7: Das Dotierungsprofil der *Si*–δ–Schicht in $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$–Schicht.

Die gemessene Schichtkonzentration der δ–Schicht beträgt n_{cv}^{2D}=1.9×10^{12} cm^{-2}. Dieser Wert stimmt innerhalb von 5 % mit der beim Probenwachstum angegebenen Konzentration n_δ=2×10^{12} cm^{-2} überein. Die gute Übereinstimmung beider Werte deutet an, daß die tiefen Störstellen im $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ bei der CV–Messung mitgemessen wurden. Wenn nur die Ladungskonzentration aus den flachen Donatoren in der Kapazitätsmessung gemessen worden wäre,

hätte die gemessene Konzentration n_{cv}^{2D} viel kleiner als die angegebene Konzentration n_δ sein müssen. Der Anteil der tiefen Störstellen von den gesamten *Si*–Donatoren bei einem *Al*–Gehalt von x=0.3 liegt nach [38] bei etwa 70 %. Der Anteil der tiefen Störstellen an der Konzentration der *Si*–Atome ändert sich nach dem *Al*–Gehalt x im $Al_xGa_{1-x}As$. Bei *Al*–Konzentration von unter 21 % ist der Anteil der tiefen Störstellen nahezu vernachlässigbar.
Wie im Kapitel 3.3.2 beschrieben wurde, sind die CV–Messungen von der Meßfrequenz abhängig, wenn tiefe Störstellen in der CV–Messungen berücksichtigt werden. Da eine niedrige Meßfrequenz von 4 *KHz* bei den CV–Messungen benutzt wurde, reagieren alle tiefe Störstellen auf das Meßsignal und nehmen an der Kapazitätsmessung teil.

Die gemessene Halbwertsbreite für die δ–Schicht beträgt etwa 80 Å und zeigt direkt, daß die *Si*–δ–Schicht auch im $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ gut ausgebildet ist. Die δ–Schicht im *AlGaAs* zeigt somit eine hoch konzentrierte und extrem dünne Donatorschicht in der Struktur.
Aber, die Halbwertsbreite im *AlGaAs* ist etwa 15 % breiter als die für eine gleich hoch dotierte δ–Schicht im *GaAs* (MBE 2180). Die Ursache dieser Verbreiterung liegt vermutlich an der Diffusion der *Si*–Donatoren [41] im *AlGaAs* während des Wachstumsprozeß, weil die *Si*–δ–Schicht in *AlGaAs* bei höherer Wachstumstemperatur ($\approx 640°C$) als in *GaAs* ($\approx 600°C$) gewachsen wurde.

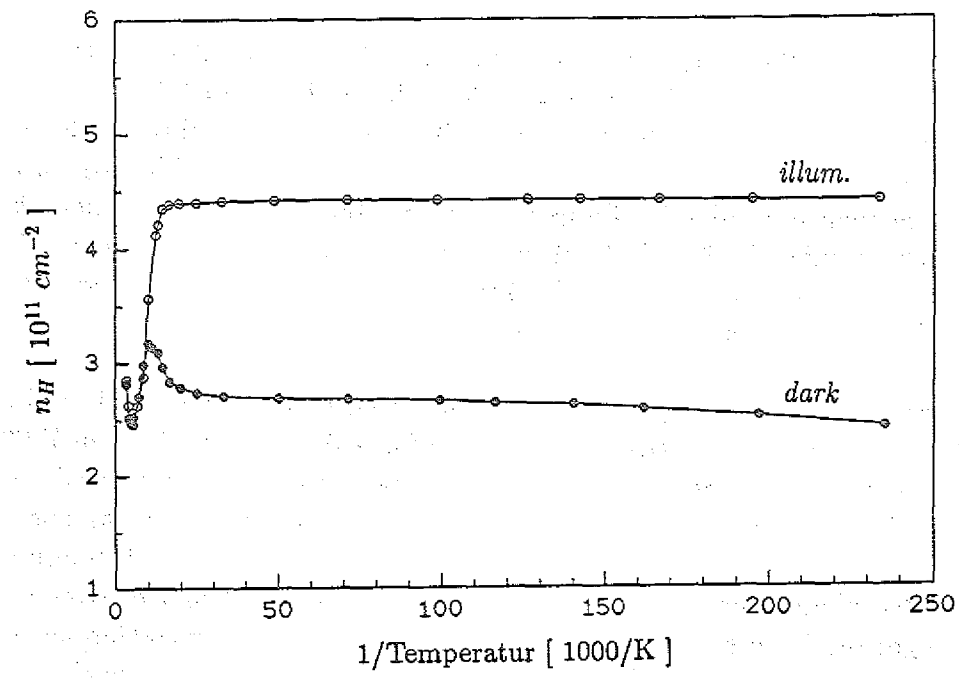
5.2.3 Persistent Photoconductivity (PPC)–Effekt

Der PPC–Effekt ist eine charakteristische Eigenschaft der n–dotierten $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ Heterostruktur mit einem *Al*–Gehalt von $0.2 \leq x \leq 0.4$ und wird in Hall–Messungen für einen tiefen Temperaturbereich (T<100 K) beobachtet.
Wie im Kapitel 3.1.5 beschrieben wurde, wird der PPC–Effekt durch die optischen Ionisation der DX–Zentren der *Si*–Donatoren verursacht. Wegen des hohen Anteils der DX–Zentren (70 % der gesamten *Si*–Donatoren) in den δ–HEMT–Strukturen, die in dieser Arbeit benutzt wurden, ist die elektronische Eigenschaft der gesamten Struktur von der Beleuchtung stark beeinflußt.
Für die Untersuchung des PPC–Effekts wurde eine Probe im Dunkeln abgekühlt. Wenn die Temperatur 4.2 K erreicht, wird die Probe durch ein Saphir–Fenster im Kryostat beleuchtet. Für die Beleuchtung wurde eine Lumineszenzdiode mit der Wellenlänge von 660 *nm* benutzt.

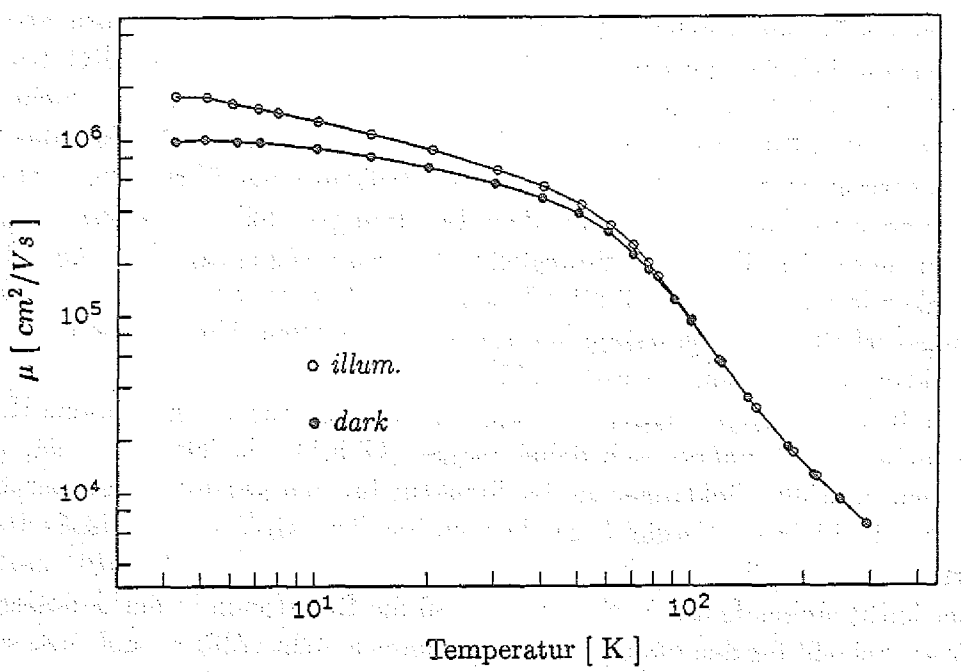
Der PPC–Effekt in einer repräsentativen Probe MBE 2184 ist in Abb.5.8 (a) und (b) gezeigt. In Abb.5.8 (a) zeigt die gemessene temperaturabhängige Schichtkonzentrationen n_H für einen Temperaturbereich von 4.2 K bis 300 K. Die Meßwerte, die als „*dark*" bezeichnet sind, wurden ohne Beleuchtung ge-

messen, und die Werte mit der Bezeichnung *„illum."* wurden im Dunkeln gemessen, nach der etwa 30 *min* langen Beleuchtung bei T=4.2 K.
Wenn die Probe im Dunkel abgekühlt wird, fällt n_H exponentiell von 2.73×10^{11} auf 2.47×10^{11} cm^{-2} für 200 K<T<300 K ab, weil die freien Elektronen der *AlGaAs*–Schicht mit fallender Temperatur ausgefroren sind. Ein Teil der Elektronen rekombiniert in die DX–Zentren frieren dort aus. Aus der halblogarithmischen Darstellung des n_H–Abfalls kann die thermische Aktivierungsenergie E_d der *Si*–Donatoren ermittelt werden. Durch eine Approximation von $n_H \sim exp(-E_d/kT)$ ergibt sich $E_d = 11.2meV$.
Die Aktivierungsenergie E_d^f der flachen Donatoren ist etwa 5.86 meV und die der DX–Zentren E_d^{DX} in $Al_xGa_{1-x}As$ mit $0.2\leq x\leq 0.4$ ist etwa 140 meV [38]. D.h. die aus der Messung ermittelte Aktivierungsenergie E_d stimmt weder mit E_d^f noch E_d^{DX} überein. Die Ursache dieser Abweichung ist, daß das aus der Approximationsgleichung berechnete E_d eine durchschnittliche Aktivierungsenergie der Elektronen aus den DX–Zentren und den flachen Donatoren ist. Für die genaue Berechnung von E_d muß die Elektronenkonzentration aus den flachen Donatoren und aus den DX–Zentren in der Approximationsgleichung berücksichtigt werden [38].
Mit weiter abfallender Temperatur wird eine Struktur im Konzentrationsverlauf in einem Temperaturbereich von 60 K<T<100 K beobachtet. Diese Struktur ist vermutlich durch die parallele Leitfähigkeit sowohl in dem 2DEG–Kanal als auch in der δ–dotierten *AlGaAs*–Schicht verursacht, weil die δ– Schicht im *AlGaAs* nicht vollständig verarmt ist. Nach dem Zwei–Schicht–Modell, das für die Interpretation des n_H–Verlaufs in der δ–Struktur eingeführt wurde, ist die gemessene Konzentration n_H von dem Besetzungsverhältnis n_{2DEG}/n_{AlGaAs} und von dem Verhältnis der Beweglichkeiten μ_{2DEG}/μ_{AlGaAs} abhängig. Das schwankende n_H für 60 K<T<100 K kann mit dem Zusammenhang des Besetzungsverhältnisses von n_{2DEG}/n_{AlGaAs} erklärt werden, ähnlich wie es in der δ–Struktur schon versucht wurde (*s.*57).
Für T<40 K ist $n_{2DEG} \cdot \mu_{2DEG} >> n_{AlGaAs} \cdot \mu_{AlGaAs}$ und die gemessene Hall–Konzentration n_H nähert sich daher n_{2DEG} (Gl.5.1). Zu bemerken ist, daß das Ausfrieren der Elektronen in der Struktur für den gesamten Temperaturbereich sehr klein im Vergleich zur konventionellen $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ Heterostrukturen ist [39]. (n_H^{300K}=2.72×10^{11} cm^{-2} und $n_H^{4.2K}$=2.42×10^{11} cm^{-2}). Dieser leicht sinkende n_H–Verlauf zeigt, daß die Elektronen in der δ–dotierten *AlGaAs*–Schicht für den tiefen Temperaturbereich nicht völlig ausgefroren sind, wegen des quasi–zweidimensionalen Verhaltens der δ–Schicht.

Nach der Beleuchtung bei T=4.2 K steigt n_H drastisch von 2.42×10^{11} cm^{-2} auf 4.41×10^{11} cm^{-2} an. Die erhöhte Elektronenkonzentration n_H bleibt konstant auch nach dem Ausschalten des Lichtes, solange T<70 K ist. Die konstante



(a)



(b)

Abbildung 5.8: Gemessene Schichtkonzentration n_H (a) und Beweglichkeit μ (b) für einen Temperaturbereich von 4 K bis 300 K der Probe MBE 2184.

Konzentration n_H zeigt, daß die δ–Schicht im $AlGaAs$ durch PPC–Effekt von Elektronen völlig verarmt ist, und daß der elektrische Transportmechanismus hauptsächlich im 2DEG–Kanal am Heteroübergang stattfindet.
Der PPC–Effekt wurde durch die Emissions– und Rekombinationspotentialbarriere in DX-Zentren interpriert (*s.*15). Bei tiefen Temperaturen (T<70 K) können Elektronen durch optische Anregung die Emissionspotentialbarriere der DX–Stellen überwinden und bleiben frei, weil die Rekombinationsbarriere der DX–Zentren die Rekombination der freigesetzten Elektronen verhindert. Die freien Elektronen fließen in den 2DEG–Kanal und erhöhen die 2DEG Konzentration. Bei Temperaturen über 70 K überwinden die Elektonen mit der thermischen Energie die Barriere und rekombinieren in DX–Zentren. Daher fällt n_H für T>70 K wieder ab.

Erhöhte Elektronenkonzentration n_{2DEG} durch den PPC–Effekt führt zu noch effektiverer Selbstabschirmung (*screening effect*) gegen das von ionisierten Donatoren erzeugte Streufeld, und die Streuung an Fernstörstellen wird vermindert. Schließlich nimmt die Beweglichkeit unter Beleuchtung zu.
Die temperaturabhängigen Beweglichkeiten mit und ohne PPC–Effekt in Abb.5.8 (b) zeigen deutlich den vom PPC–Effekt hervorgerufene Coulombschen Selbstabschirmungseffekt des 2DEG. Der Einfluß des PPC–Effektes auf μ ist für T<100 K deutlich zu sehen. In diesem Temperaturbereich bleibt die Elektronenkonzentration n_{2DEG} durch optische Ionisation der DX–Zentren erhöt.
Der Verlauf von $\mu(T)$ ist charakteristisch für δ–HEMT–Strukturen sowie konventionelle selektiv dotierte $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ Heterostrukturen und zeigt die bedeutenden Streumechanismen für verschiedene Meßtemperaturbereiche.
Für T>100 K ist μ von der Temperatur stark abhängig, und die Steigung von μ wird hauptsächlich durch polar optische Phononstreuung unterdrückt. Anders als bei *H. Morcoc et al* [26] berichtet wurde, wird hier kein veränderter μ–Verlauf bei der beleuchteten und unbeleuchteten Meßbedingung beobachtet. Stattdessen findet man zwei unterschiedliche T–Abhängigkeiten von μ im μ–Verlauf. Für 100 K<T<200 K wird eine T–Abhängigkeit von $\mu \sim T^{-2.74}$ gemessen, und für 200 K<T<300 K von $\mu \sim T^{-1.98}$.
Die gefundene T–Abhängigkeit von $T^{-1.98}$ für höhere T–Bereiche stimmt gut mit T^{-2}, das wegen der polar optischen Streuung in konventionellen SD-Heterostrukturen erwartet wurde (*s.*11), überein. Diese Übereinstimmung deutet an, daß μ für 200 K<T<300 K in δ–HEMT–Strukturen hauptsächlich durch polar optische Streuung begrenzt wird.
Für 100 K<T<200 K ist aber die gefundene T–Abhängigkeit von $T^{-2.74}$ höher als T^{-2}, und deutet an, daß μ nicht nur von polar optischer Streuung begrenzt wird. Diese stärkere T–Abhängigkeit rüht daher, daß die polar optische Wech-

selwirkung zwischen Elektron und Gitter von anderen Elektronen im 2DEG abgeschirmt wird [5].
Unterhalb 70 K wird μ durch die Fernstörstellenstreuung begrenzt. Nach einer theoretischen Berechnung mit dem Selbstabschirmungseffekt der 2D Elektronen ist μ nicht nur von der Temperatur, sondern von der Elektronenkonzentration n_{2DEG} abhängig, d.h. $\mu \sim n_{2DEG}^{0.5}$ [12]. Die n_{2DEG}–Abhängigkeit zwischen $n_{2DEG}^{0.5}$ und $n_{2DEG}^{0.54}$ wurde für einen Temperaturbereich von 4.2 K<T<40 K gefunden. Damit kann festgestellt werden, daß die Beweglichkeitserhöhung für tiefe Temperaturen hauptsächlich von der effektiven Selbstabschirmung des 2DEG gegen das Streufeld herrührt.
Die leichte Abnahme von μ für T<5 k in beiden $\mu(T)$–Verläufen wurden durch die piezoelektrische Streuung herbeigeführt. Die Streuung der 2DEG am piezoelektrischen Potential der akustischen Phononen ist der herrschende Streumechanismus unterhalb 6 K [29].

5.2.4 Systematische TTH–Untersuchung der δ–HEMT–Strukturen

Die strukturelle Abhängigkeit der Beweglichkeit μ und der 2DEG–Konzentration n_{2DEG} von der Dotierungsdichte n_δ in der Si–delta–dotierten–Schicht und von der Dicke des undotierten $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$–Spacer wurde durch Tieftemperatur–Hall (TTH)–Messungen untersucht, um die optimalen Strukturparameter der δ–HEMT–Struktur für die Anwendung in schnellen HEMT–Strukturen herauszufinden.
Die höchste erreichte Beweglichkeit μ bei 4.2 K ist μ_{max}=1.80×10^6 cm^2/Vs unter der Ausnutzung des PPC–Effekts. Die Strukturparameter der Schicht waren eine Dotierungsdichte von n_δ=1×10^{12} cm^{-2} mit der Spacerdicke von 400 Å. Die maximal erreichte 2DEG–Konzentration für T=4.2 K war n_{2DEG}=1.33×10^{12} cm^{-2} mit der δ–Dotierungsdichte von n_δ=2×10^{12} cm^{-2} mit d=100 Å.

Einfluß der δ–Dotierungsdichte auf n_{2DEG} und μ

Als erste Probenserie der δ–HEMT–Strukturen wurden δ–Dotierungsdichten n_δ zwischen 5×10^{11} und 1×10^{13} cm^{-2} variiert, wobei die Spacerdicke mit d=400 Å festgesetzt wurde.
Durch die Variation von n_δ ändern sich n_{2DEG} und μ systematisch. Die Abhängigkeit der 2DEG–Konzentration n_{2DEG} von der δ–Dotierungsdichte n_δ ist in Abb.5.9 gezeigt. In der Abbildung sind die gemessenen Konzentration n_{2DEG} für T=4.2 K und T=300 K mit und ohne Beleuchtung dargestellt. Für T=300 K findet sich kein großer Unterschied zwischen beleuchteter und unbeleuchteter Meßbedingung. In der Abbildung werden nur die Meßwerte ohne Beleuchtung gezeigt.

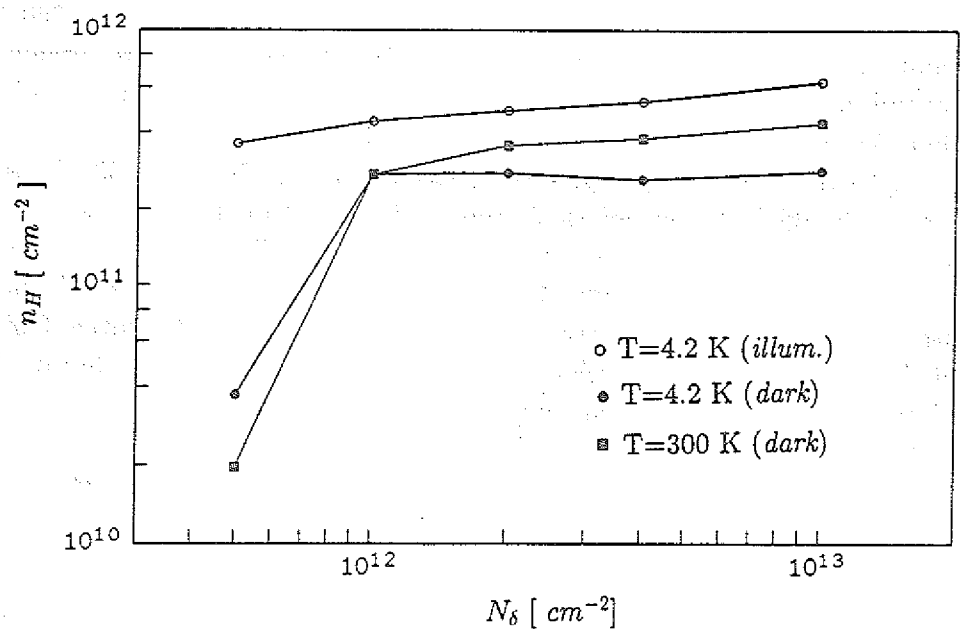


Abbildung 5.9: Die gemessene 2DEG–Konzentration n_{2DEG} mit der Variation der δ–Dotierungsdichte n_δ von 5×10^{11} bis 1×10^{13} cm^{-2}.

Die ersten zwei Meßwerte der unbeleuchteten Strukturen für T=4.2 K zeigen eine große Erhöhung der Schichtkonzentration n_{2DEG} von 3.73×10^{10} auf 2.74×10^{11} cm^{-2}, wenn die Probe mit der kleinsten Dotierungsdichte n_δ von 5×10^{11} auf 1×10^{12} cm^{-2} variiert wird. Die Zunahme ist etwa sieben–fach. Diese sprungartige Zunahme der n_{2DEG} beruht auf den DX–Zentren, die etwa 70 % der gesamten Donatoratome entsprechen. In der Probe mit n_δ=5×10^{11} cm^{-2} befinden sich daher kaum freie Elektronen, die in den 2DEG–Kanal fließen sollen, weil 70 % der Donatoratome als DX–Zentren im $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ lokalisiert sind.
Die Existenz der DX–Zentren im $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ ist gut nachweisbar für die gesamten Proben durch den PPC–Effekt. Wenn eine Probe bei tiefer Temperatur (T=4.2 K) beleuchtet wird, werden die DX–Zentren optisch ionisiert, und die von DX–Zentren frei gesetzten Elektronen fließen in den 2DEG–Kanal (*s.*14). Die erhöhte Konzentration n_{2DEG} durch die PPC–Effekt ist für alle Proben deutlich zu sehen, und der Verlauf von n_{2DEG} zeigt die quasi–lineare Abhängigkeit von der δ–Dotierungsdichte n_δ.
Für höhere Temperaturen (T=300 K) wird ein Teil der DX–Zentren thermisch ionisiert und Elektronen werden von DX–Zentren frei gesetzt. Die Elektronen rekombinieren aber gleich in DX–Zentren, weil die Elektronen bei höheren Temperaturen genügend thermische Energie haben, um die Rekombinationspotentialbarriere der DX–Zentren zu überwinden. Daher findet sich kein großer

Unterschied zwischen beleuchteten und unbeleuchteten 2DEG bei T=300 K. Trotzdem ist n_H für T=300 K wegen der ständigen thermischen Emmissionen und darauffolgenden Rekombinationen der Elektronen höher als n_{2DEG} ohne optischen Anregung der DX-Zentren für T=4.2 K.
Wenn $n_\delta \geq 1\times10^{12}$ cm^{-2} ist, zeigt das 2DEG für T=4.2 K sowie 300 K eine schwache Abhängigkeit von der Dotierungsdichte n_δ. Für T=4.2 K wird eine leichte Steigung von 4.4×10^{11} auf 6.3×10^{11} cm^{-2} ohne Beleuchtung, und von 2.7×10^{11} auf 2.8×10^{11} cm^{-2} mit Beleuchtung beobachtet. Diese schwache Abhängikeit der 2DEG-Konzentration von n_δ über eine bestimmten Dotierungsdichte ist bereits theoretisch durch eine selbstkonsistente Berechnung der Schrödinger- und Poisson-Gleichung in konventionellen $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ Heterostrukturen gefunden worden [36].
Durch systematische Untersuchungen der 2DEG-Konzentration gegen die δ-Dotierungsdichte wird gezeigt, daß n_δ=1~2×10^{12} cm^{-2} die effektivste δ-Dotierungsdichte für die Erhöhung von n_{2DEG} in der δ-HEMT-Struktur ist.

Die Temperaturabhängigkeit von μ für zwei Proben, MBE 2184 und MBE 2194, deren δ-Dotierungsdichte n_δ=1×10^{12} bzw. 1×10^{13} cm^{-2} sind, ist in Abb.5.10 gezeigt.

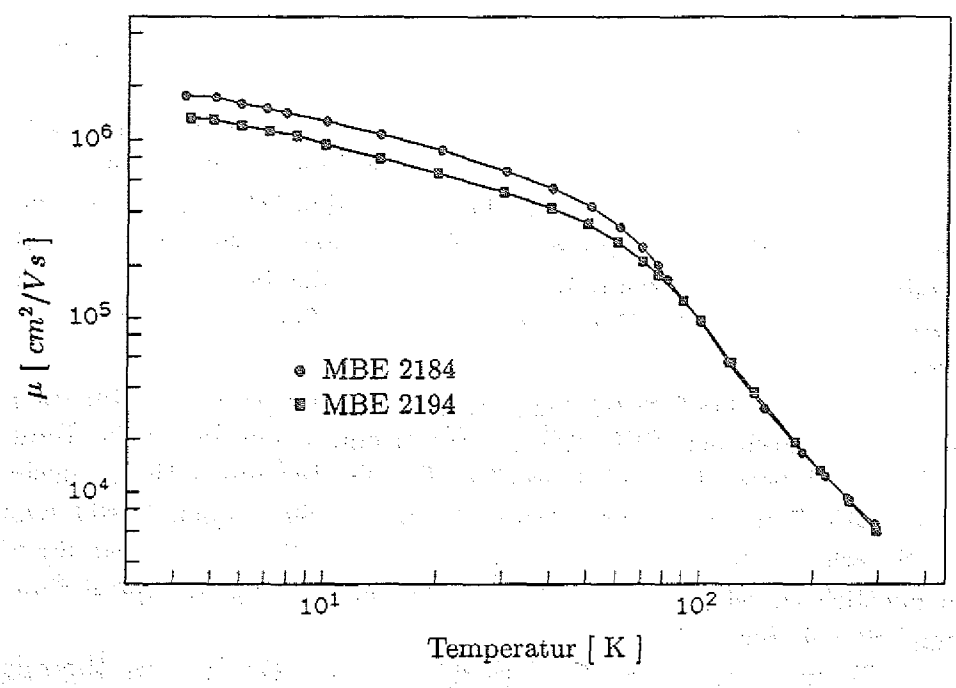


Abbildung 5.10: Der Verlauf der Beweglichkeit gegen Meßtemperatur für zwei Proben mit unterschiedlichen δ-Dotierung von 1×10^{12} (MBE 2184) bzw. 1×10^{13} cm^{-2} (MBE 2194).

Wie Abb.5.10 zeigt, tritt der Einfluß von n_δ auf μ erst für T<100 K auf. Das bedeutet, daß μ für einen höheren T–Bereich hauptsächlich durch eine temperaturabhängige polar optische Streuung begrenzt ist und daß μ nicht stark von n_{2DEG} abhängt. Für T<100 K zeigt μ im Gegenteil eine n_{2DEG}–Abhängigkeit. Die Abhänigkeiten von $\mu \sim n_{2DEG}^{0.54}$ für MBE 2184 und $\mu \sim n_{2DEG}^{0.52}$ für MBE 2194 werden gemessen, und stimmen gut mit der theoretischen Erwartung von $\mu \sim n_{2DEG}^{0.5}$ (s.13) überein. Diese Übereinstimmung deutet an, daß die Beweglichkeit für T<100 K durch die von 2DEG–Selbstabschirmung verminderten Fernstörstellenstreuung begrenzt ist.
Die Beweglichkeit μ in Abb.5.10 zeigt aber eine umgekehrte Proportionalität zu n_δ, d.h. μ mit höheren Dotierungsdichte ist kleiner als μ mit niedrigeren Dotierungsdichte. Dieses unerwartete Meßergebniß wird durch ein Auftreten einer zusätzlichen Streuung verursacht, falls n_{2DEG} eine kritische 2DEG–Konzentration, n_{crit}, überschreitet. Die kritische Konzentration n_{crit} kann durch die n_{2DEG}–Abhängigkeit von μ ermittelt werden.

Die Abhängigkeit der Beweglichkeit μ von 2DEG–Konzentration n_{2DEG} für die gesamten Proben ist in Abb.5.11 gezeigt. Die eingetragenen Meßwerte wurden unter der Ausnutzung des PPC-Effekts bei T=4.2 K gemessen.

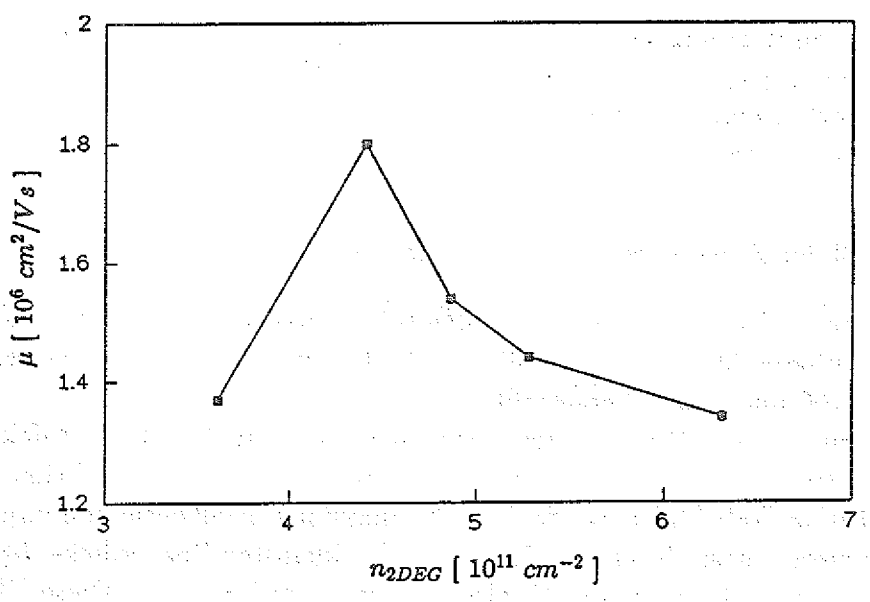


Abbildung 5.11: Die Abhängigkeit der μ von n_{2DEG} unter der Ausnutzung des PPC–Effekts.

Die ersten zwei Meßpunkte zeigen, daß μ mit Erhöhen von n_{2DEG} zunimmt und erreicht μ_{max}=1.8×10^6 cm^2/Vs mit n_{2DEG}=4.4×10^{11} cm^{-2}. Im Prinzip ist die weitere μ–Erhöhung mit der zunehmenden n_{2DEG} zu erwarten, weil die erhöhte Konzentration n_{2DEG} zu noch effektiveren 2DEG–Selbstabschirmung gegen das Streufeld aus den ionisierten Donatoren führt.

Die erwartete μ–Erhöhung wird aber wegen der Intersubbandstreuung nicht beobachtet. Die Ursache dieser Streuung kann folgendermaßen verstanden werden ;
Bis zu einer kritischen 2DEG–Konzentrationsdichte, n_{crit}, wird nur ein Subband im 2DEG–Kanal besetzt, und μ wird mit erhöhtem n_{2DEG} steigen. Wenn die Elektronenkonzentration n_{2DEG} größer als n_{crit} wird, wird das zweite Subband vom 2DEG besetzt. Die Besetzung der zwei Subbänder führt zur quasi–elastischen Elektron–Elektron–Streuung zwischen beiden Subbändern, d.h. Intersubbandstreuung. In Abb.5.11 ist die kritische 2DEG-Konzentration, über der die Intersubbandstreuung angeregt wird, deutlich zu sehen. n_{crit} ist von vielen Veröffentlichungen bekannt, und liegt zwischen 4~7×10^{11} cm^{-2} [19,30]. Der gemessene Wert von n_{crit} ist etwa 4.5×10^{11} cm^{-2}. Wenn n_{2DEG}≥4.5×10^{11} cm^{-2} ist, dann wird das zweite Subband vom 2DEG besetzt, und μ fällt aufgrund der Intersubbandstreuung drastisch ab. Mit weiter erhöhtem n_{2DEG} nimmt μ allmählich ab, und wird etwa bei 1.34×10^6 cm^2/Vs gesättigt.

Es ist damit gezeigt, daß μ aufgrund des mit zunehmender Dotierungsdichte erhöhten n_{2DEG} und des daraus folgenden Selbstabschirmungseffektes steigt, aber nach Überschreitung von einem n_{crit} wegen der von dem höheren n_{2DEG} angeregten Intersubbandstreuung wieder erniedrigt wird.

Einfluß der Spacerdicke auf n_{2DEG} und μ

Als zweite Probenserie wurden δ–HEMT–Strukturen mit einer konstanten δ–Dotierungsdichte von n_δ=2×10^{12} cm^{-2}, aber mit variierender Spacerdicke zwischen 100 und 600 Å hergestellt.
Die gemessene 2DEG–Konzentrationen n_{2DEG} mit dem PPC–Effekt für verschiedene Spacerdicken von 100, 200, und 400 Å ist als Funktion der Temperatur in Abb.5.12 eingetragen. Die maximale Konzentration n_{2DEG} in der Probenserie wird durch die Probe mit der kleinsten Spacerdicke d=100 Å erreicht, und beträgt n_{2DEG}=1.33×10^{12} cm^{-2} bei T=4.2 K. Diese Elektronendichte n_{2DEG} überschreitet die bei der entsprechenden Spacerdicke maximal erreichbare Schichtkonzentration, n_{max}=1×10^{12} cm^{-2} [28], in den konventionellen $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ Heterostrukturen. Mit zunehmender Spacerdicke nimmt n_{2DEG} deutlich ab, und n_{2DEG} fällt auf 4.9×10^{11} cm^{-2} in der Probe

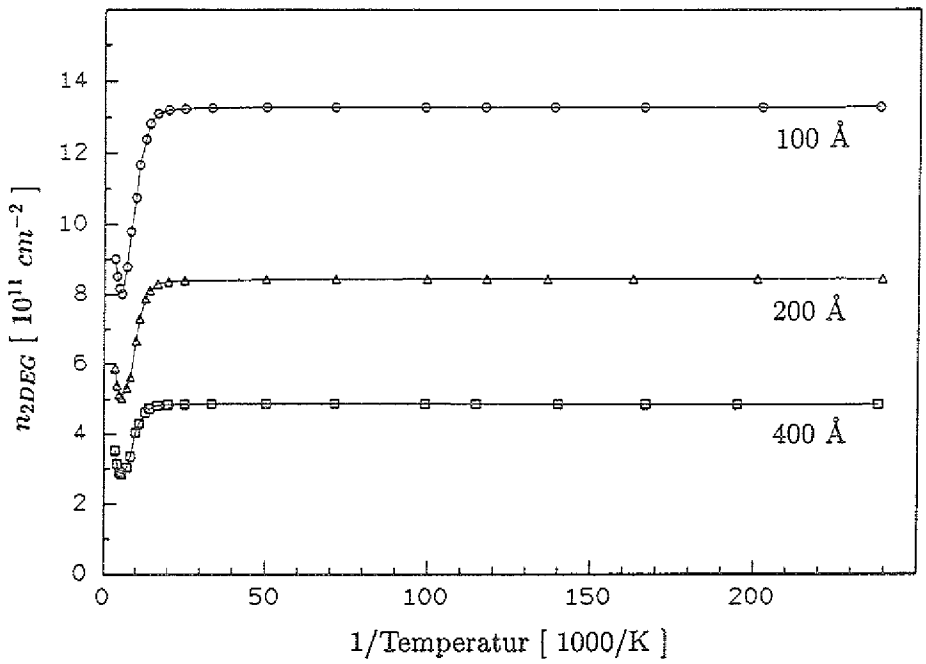
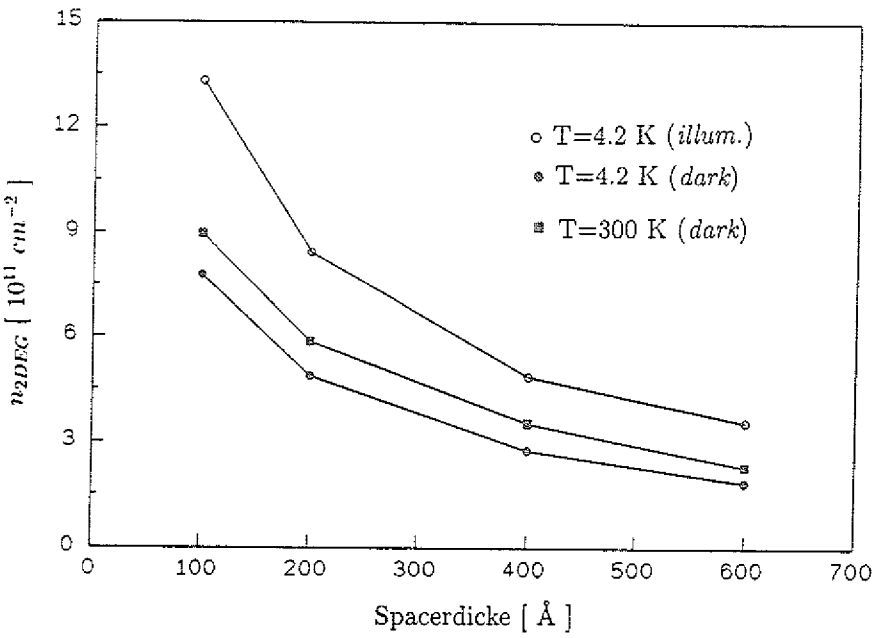


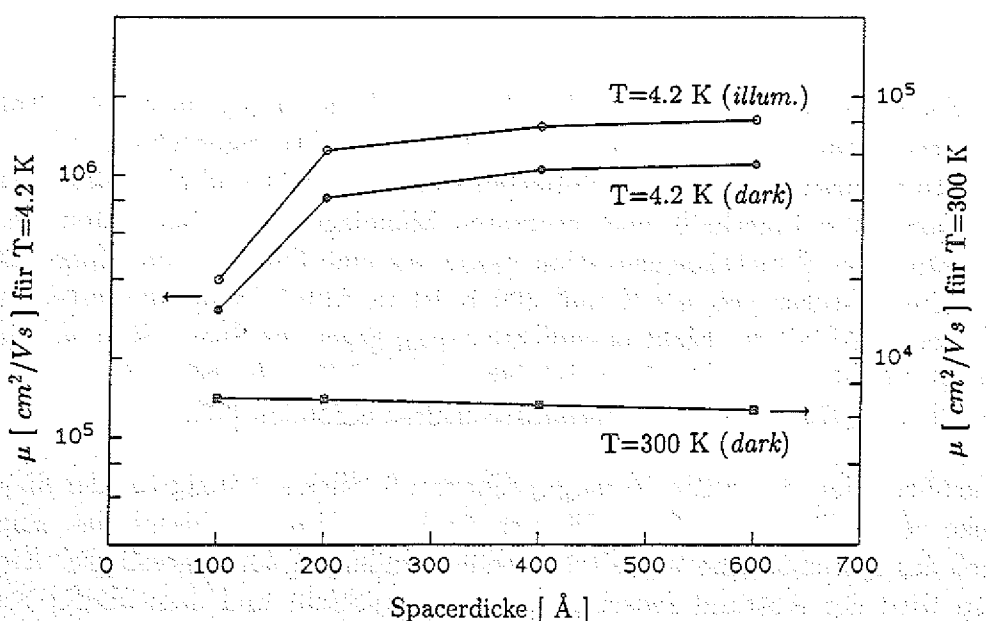
Abbildung 5.12: Die gemessene 2DEG–Konzentration n_{2DEG} für drei Proben mit unterschiedlichen Spacerdicke.

mit d=400 Å ab. Die extrem hohe Elektronendichte n_{2DEG} in der δ–HEMT–Heterostruktur beruht auf der besonderen δ–Struktureigenschaft, d.h. der Quantiesierungseffekt in der δ–dotierten Donatorschicht und die Lokalisierung der Donatoren innerhalb einer atomaren Monolage [35]. Das systematische Verhalten der Schichtkonzentration n_{2DEG} als eine Funktion der Spacerdicke für Temperaturen von 4.2 K und 300 K ist in Abb.5.13 (a) dargestellt und zeigt einen Abfall der Elektronendichte n_{2DEG} gegen die Spacerdicke d. Dieser n_{2DEG}–Verlauf wurde bereits durch eine theoretischen Berechnung in konventionellen $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ Heterostrukturen gefunden [37].

Wie oben erläutert wurde, ist n_{2DEG} sehr empfindlich abhängig von der Spacerdicke. Da μ für den tiefen T–Bereich stark von n_{2DEG} abhängig ist, zeigt μ auch das systematische Verhalten nach der Änderung der Spacerdicke. Außerdem wird der Abstand zwischen der Donatorschicht und dem 2DEG–Kanal durch Einschieben des Spacers größer, und die coulombsche Wechselwirkung zwischen beiden nimmt ab. Mit der abnehmenden Wechselwirkung wird μ für den T–Bereich (T<100 K) erhöht, weil μ in diesem Bereich hauptsächlich durch die Streuung an den ionisierten Donatorstörstellen begrenzt ist.
Die gemessene Beweglichkeiten μ für T=4.2K und 300 K als eine Funktion der Spacerdicke zwischen 100 Å und 600 Å ist in Abb.5.13 (b) gezeigt. Für



(a)



(b)

Abbildung 5.13: Gemessene 2DEG–Konzentrationen n_{2DEG} (a) und Beweglichkeiten μ (b) als eine Funktion der Spacerdicke zwischen 100 Å und 600 Å.

T=4.2 K wird μ mit und ohne Beleuchtung gezeigt, weil eine bemerkenswerte Erhöhung von μ durch den PPC–Effekt auftritt. Wenn die Spacerdicke von 100 Å auf 200 Å verbreitet wird, steigt μ für T=4.2 K mit dem PPC–Effekt von 3.98×10^5 cm^2/Vs auf 1.25×10^6 cm^2/Vs steil an. Bei weiterer Verbreiterung der Spacerdicke nimmt μ leicht zu, aber erreicht gleich eine Sättigung von 1.63×10^6 cm^2/Vs bei d=600 Å. Die Spacerdicke, die maximale Tieftemperaturbeweglichkeit in den δ–HEMT–Strukturen erreichen läßt, liegt bei etwa 600 Å und stimmt mit der optimalen Spacerdicke der konventionellen Heterostruktur. Nach [11] ist die optimale Spacerdicke der konventionellen Heterostruktur zwischen 400 Å und 600 Å. Falls d größer als etwa 800 Å ist, wird eine Abnahme von μ erwartet [50], weil die 2DEG-Konzentration wegen der zu hohen Spacerdicke zu klein wird und die geringe Elektronenkonzentration n_{2DEG} vermindert den Selbstabschirmungseffekt des 2DEG. Außerdem tritt der Einfluß der Streuung an den Hintergrundstörstellen in der $GaAs$–Kanalschicht und in der $AlGaAs$–Spacerschicht mit der verbreiterten Spacerdicke deutlicher auf.
Für T=300 K wird keine große Änderungen von μ mit verschiedenen Spacerdicken beobachtet. μ fällt gering von 7.03×10^3 cm^2/Vs auf 6.38×10^3 cm^2/Vs ab, wenn die Spacerdicke von 100 Å auf 600 Å vergrößert wird. Diese Abnahme von μ beruht auf der abnehmenden Elektronendichte n_{2DEG} mit zunehmenden Spacerdicke. Die Abhängigkeit von μ von der Spacerdicke d für tiefe Temperaturen (T=4.2 K) wird etwa als $\mu\sim d^{3.2}$ für alle gemessene μ gefunden. Diese d-Abhängigkeit ist leicht höher als $\mu\sim d^3$ (Gl.3.20), die von *P. J. Price* [12] theoretisch berechnet wurde. In seiner Berechnung wurde angenommen, daß das 2DEG räumlich um einen konstanten Abstand von der ionisierten Schicht entfernt ist, wie in der δ–HEMT–Struktur (*s.*13).

In den Tabellen 5.2 und 5.3 werden die gesamten Hall–Meßergebnisse in den δ–HEMT–Strukturen mit der Variation der δ–Dotierungsdichte und der Spacerdicke für T=4.2 K und 300 K eingetragen. Zwei repräsentative Proben, die gute 2DEG–Eigenschaften zeigen, sind die Proben MBE 2184 und MBE 2203. Die maximal erreichte Elektronbeweglichkeit in der gesamten Probenserie ist μ=1.8×10^6 cm^2/Vs mit der 2DEG–Konzentration von n_{2DEG}=4.41×10^{11} cm^{-2} für T=4.2 K (MBE 2184), und μ=7.03×10^3 cm^2/Vs mit n_{2DEG}=8.97×10^{11} cm^{-2} für T=300 K (MBE 2203).
Die Kanalleitfähigkeiten ($\sigma_{ch}=e\cdot n_{2DEG}\cdot\mu$) können aus den Tabellen 5.2 und 5.3 berechnet werden, deren Größe in der Anwendung der Heterostrukturen für schnelle Halbleiterbauelemente interessant ist. Die Kanal–Leitfähigkeit wird im nächsten Kapitel ausführlicher behandelt.

Tabelle 5.2 Hall–Meßergebnisse der δ–HEMT–Strukturen für T=4.2 K und T=300 K in Abhängigkeit von der δ–Dotierungsdichte n_δ bei konstanter Spacerdicke von 400 Å.

Probe (MBE)	n_δ [cm^{-2}]	n_H [$10^{11} cm^{-2}$] [T = 4.2 K] (dark)	(illum.)	[T = 300 K] (dark / illum.)
2183	5×10^{11}	0.37	3.61	0.19
2184	1×10^{12}	2.74	4.41	2.74
2185	2×10^{12}	2.77	4.86	3.54
2186	4×10^{12}	2.61	5.28	3.77
2194	1×10^{13}	2.82	6.31	4.34

Probe (MBE)	n_δ [cm^{-2}]	μ_H [$10^6 cm^2/Vs$] [T = 4.2 K] (dark)	(illum.)	μ_H [$10^3 cm^2/Vs$] [T = 300 K] (dark / illum.)
2183	5×10^{11}	0.001	1.37	4.78
2184	1×10^{12}	1.34	1.80	6.51
2185	2×10^{12}	1.05	1.54	6.62
2186	4×10^{12}	1.04	1.44	6.26
2194	1×10^{13}	1.17	1.34	6.09

Tabelle 5.3 Hall–Meßergebnisse der δ–HEMT–Strukturen in Abhängigkeit von der Spacerdicke bei konstanter δ–Dotierungsdichte n_δ von 2×10^{12} cm^{-2}.

Probe (MBE)	Spacerdicke [Å]	n_H [$10^{11} cm^{-2}$] [T = 4.2 K] (dark)	(illum.)	[T = 300 K] (dark / illum.)
2203	100	7.78	13.30	8.97
2202	200	4.87	8.44	5.86
2185	400	2.77	4.86	3.54
2201	600	1.85	3.57	2.31

Probe (MBE)	Spacerdicke [Å]	μ_H [$10^6 cm^2/Vs$] [T = 4.2 K] (dark)	(illum.)	μ_H [$10^3 cm^2/Vs$] [T = 300 K] (dark / illum.)
2203	100	0.31	0.40	7.03
2202	200	0.82	1.25	6.98
2185	400	1.05	1.54	6.65
2201	600	1.10	1.63	6.38

5.2.5 Kanal–Leitfähigkeit in δ–HEMT–Strukturen

Für die repräsentative Probe MBE 2184 wurde die maximale Beweglichkeit von μ=1.80×10^6 cm^2/Vs unter Ausnutzung des PPC–Effekts für T=4.2 K erreicht. Diese hohe Beweglichkeit μ in der δ–HEMT–Struktur zeigt, daß diese Struktur Grundlage für schnelle elektronische Bauelemente verwendet werden kann.
Für die Anwendung des Halbleitermaterials als ein schnelles Bauelement ist aber die Beweglichkeit μ nicht der einzige entscheidende Parameter, sondern auch die Ladungsträgerkonzentration n_H. D.h. für die Anwendung der δ–dotierten–Heterostruktur als ein schneller Transistor, z.B. ein HEMT (*High Electron Mobility Transistor*), ist es wichtig, daß die hohe Beweglichkeit gleichzeitig mit einer genügend hohen Elektronkonzentration erreichbar ist. Durch die hohe 2DEG–Konzentration ohne μ–Abnahme ergibt sich die hohe Kanalleitfähigkeit, und diese Größe ist ein entscheidender Faktor für die Verbesserung der schnellen Halbleiterbauelememte.
Die Kanalleitfähigkeit σ_{ch}=$e \cdot n_{2DEG} \cdot \mu$ wird für T=4.2 K (illum.) aus den Meßwerten von Tabelle.5.3 berechnet und zusammen mit der Beweglichkeit μ und Elektronenkonzentration n_{2DEG} in Abhängigkeit von der Spacerdicke in Abb.5.14 dargestellt.

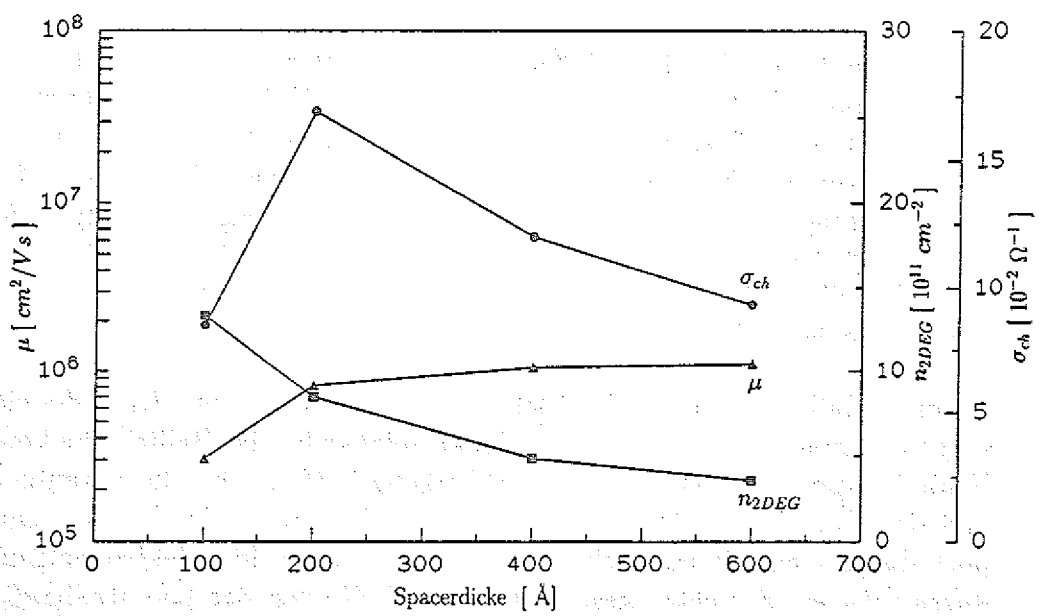


Abbildung 5.14: Kanalleitfähigkeit σ_{ch} mit μ und n_{2DEG} in Abhängigkeit von der Spacerdicke bei 4.2 K.

Die maximal erreichte Kanalleitfähigkeit unter der Ausnutzung des PPC-Effektes ist σ_{ch}^{max}=0.17 Ω^{-1} (*Siemens*) für T=4.2 K. Aus Abb.5.14 entnimmt man, daß die maximale Kanalleitfähigkeit σ_{ch}^{max} nicht bei der höhsten Beweglichkeit μ erreicht wird, da hier das Produkt aus $n_{2DEG} \cdot \mu$ unwesentlich ist.

Bei Raumtemperatur verändert sich die Beweglichkeit μ unwesentlich mit der Spacerdicke (*siehe* Abb.5.13 (b)). Da die Elektronenkonzentration jedoch mit zunehmender Spacerdicke stark abnimmt, erhöht sich bei Raumtemperatur die Kanalleitfähigkeit mit kleiner werdenden Spacerdicke. Die Kanalleitfähigkeit bei Raumtemperatur beträgt für 100 Å Spacerdicke $1\times10^{-3}\ \Omega^{-1}$ und ist somit deutlich niedriger als bei tiefen Temperaturen.

5.3 Parallel-Leitfähigkeit in delta(δ)-Strukturen und delta(δ)-HEMT-Strukturen

Die gemessene Hall-Konzentrationen und Beweglichkeiten sollen unabhängig von der Magnetfeldstärke sein, so lange die Quantenoszillation der Hall-Spannung noch nicht eintritt, d.h. wenn B<0.6 *Tesla* ist [40]. Bei den Hall-Messungen der δ-Strukturen und δ-HEMT-Strukturen wurden aber leichte Abhängigkeiten von der Magnetfeldstärke beobachtet. Die parallele Leitfähigkeit in den Strukturen wurde als Ursache angenommen. Dies wurde mit Hall-Messungen bei verschiedenen Magnetfeldern untersucht.

Die Interpretation der Hall-Meßdaten wird komplizierter, wenn sich mehr als eine leitende Schicht in einer Struktur befindet. Falls zwei Schichten in der Hall-Messung berücksichtigt werden, wird das Zwei-Schicht-Modell für die Interpretation der Meßergebnisse eingeführt (*s*.55). Nach diesem Modell wird die gemessene Hall-Konzentration von der Ladungsträgerkonzentration und der Beweglichkeit in der zusätzliche leitenden Schicht beeinflußt. Der physikalische Grund für die Änderung der Elektronendichte n_H mit dem B-Feld wird folgendermaßen erklärt;

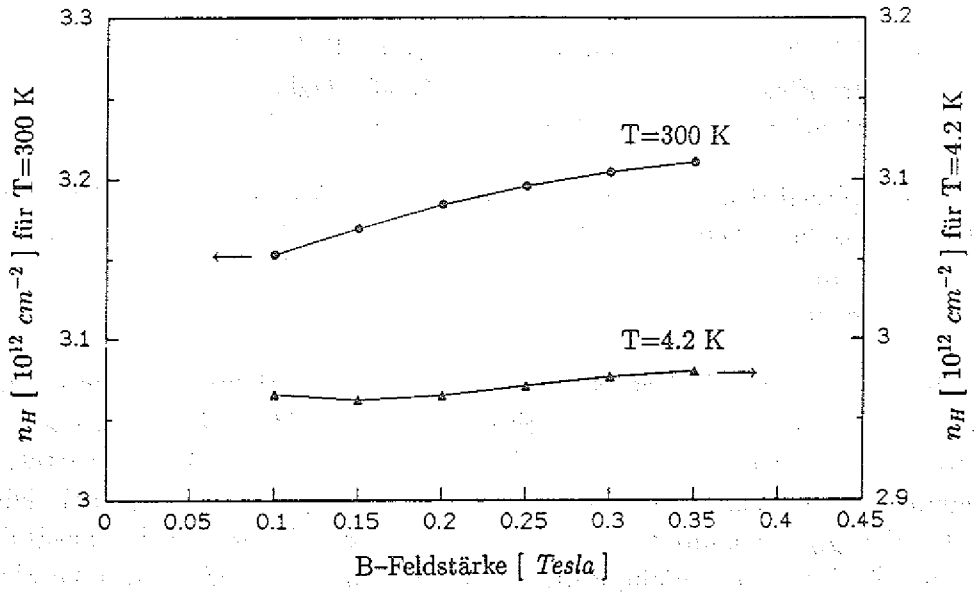
Bei einer Hall-Messung werden Elektronen durch die Lorentz-Kraft des elektrischen und magnetischen Feldes abgelenkt, solange bis das Hallfeld die Lorentz-Kraft kompensiert. Diese beiden Ablenkungskräfte, d.h. die Lorentz-Kraft und das Hallfeld, werden nur dann kompensiert, wenn der Elektronentransport durch eine leitende Schicht stattfindet. Falls der Elektronentransport durch mehrere Schichten geschieht, sind die Größen der Lorentz-Kräfte unterschiedlich für die Elektronen, die sich jeweils in verschiedenen Leitschichten befinden und deswegen verschiedenen Geschwindigkeiten haben. Obwohl die Elektronen der beiden Schichten wegen der unterschiedlichen Lorentz-Kräfte

unterschiedlich abgelenkt werden, kompensiert das Hall-Feld nur die gemittelte Ablenkung der Elektronen von der Lorentz-Kraft. Daher hängt die gemessene Hall-Konzentration n_H von der Magnetfeldstärke ab [5].

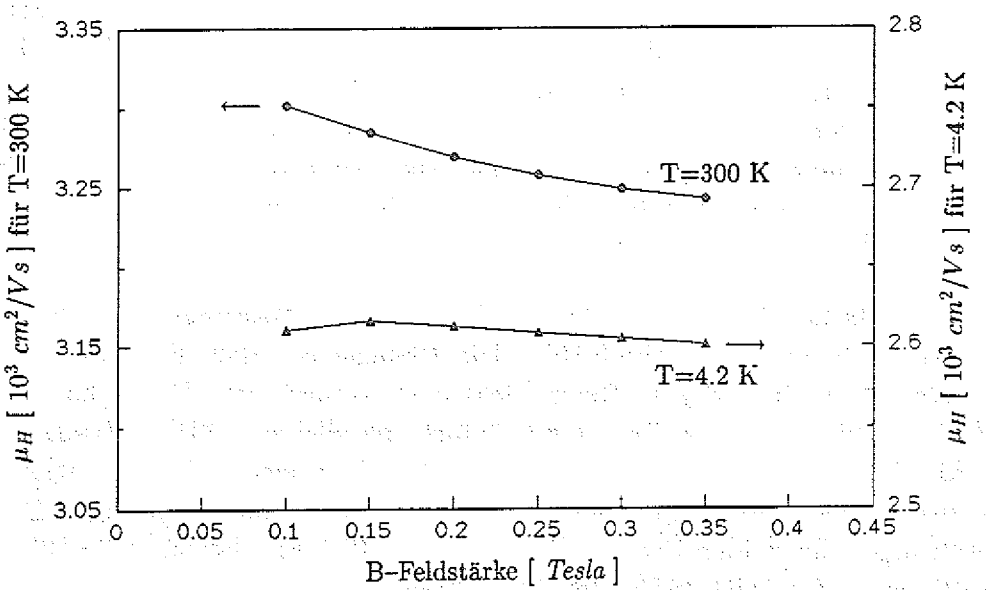
Aus diesem physikalischen Grund wurden die Hall-Messungen mit den variierenden Magnetfledstärken zwischen 0.1 und 0.35 *Tesla* bei T=300 K durchgeführt, um die parallelen Leitfähigkeiten in δ-Strukturen und δ-HEMT-Strukturen zu überprüfen.

In Abb.5.15 sind die Abhängigkeiten der Ladungsträgerkonzentration n_H und Beweglichkeit μ_H vom B-Feld für eine δ-Struktur (MBE 2175) gezeigt, deren Konzentrationsdichte des $GaAs$-Bulk 1×10^{17} cm^{-3} ist. Wie erwartet, ist die gemessene Konzentration n_H vom B-Feld abhängig (Abb.5.15 (a)). Diese B-Feldabhängigkeit kommt durch die parallele Leitfähigkeit in den zusätzlich leitenden Schichten im mäßig dotierten $GaAs$-Bulk zustande. Zum Vergleich betrachte man das Meßergebniß für T=4.2 K. Hier zeigt n_H eine schwache B-Feldabhängigkeit, weil die Bulkelektronen im tiefen T-Bereich ausgefroren sind. Für T=4.2 K befinden sich daher keine freien Elektronen im Bulk und der Elektronentransport findet hauptsächlich durch die δ-Leitschicht statt.
Die gemessenen Beweglichkeiten μ_H sind in Abb.5.15 (b) gegen die B-Feldstärke aufgetragen. Die Abhängigkeit der Hall-Beweglichkeit μ_H vom B-Feld hängt nach der Gleichung $\sigma_{ch}=e\cdot n_H\cdot\mu_H$ mit n_H zusammen. Nach der Gleichung führt die Erhöhung von n_H zu einer Absenkung von μ_H, um das Produkt von $n_H\cdot\mu_H$ konstant zu halten. Nach dieser Berechnung ist σ_{ch} gleich für alle B-Feldstärken, und beträgt $\sigma_{ch}=1.67\times10^{-3}$ Ω^{-1}.

Die parallele Leitfähigkeit wurde auch bei den Hall-Messungen in δ-HEMT-Strukturen beobachtet (Abb.5.16). Die Ursache ist, daß die δ-Schicht im $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ nicht völlig an freien Elektronen verarmt ist. Daher hat die δ-HEMT-Struktur eine zweite leitende Schicht parallel zum 2DEG-Kanal.
In Abb.5.16 sind die von der B-Feldstärke abhängigen Konzentration n_H für zwei Proben (MBE 2185 und MBE 2194) für T=300 K gezeigt. Die δ-Dotierungen der beiden Proben sind unterschiedlich und betragen 2×10^{12} und 1×10^{13} cm^{-2} für MBE 2185 bzw. MBE 2194.
Die gefundene Erhöhung der Elektronenkonzentration n_H mit steigender Magnetfeldstärke B zeigt direkt die Existenz einer zusätzlichen leitfähigen Kanal in der nicht völlig verarmten δ-Schicht. Die Abhängigkeit der parallelen Leitfähigkeit von der δ-Dotierungsdichte ist in Abb.5.16 auch deutlich zu beobachten.



(a)



(b)

Abbildung 5.15: Parallele Leitfähigkeit für T=300 K und 4.2 K in einer δ-Struktur (MBE 2175). Die von der B-Feldstärke abhängigen n_H (a) und μ_H (b) werden gezeigt.

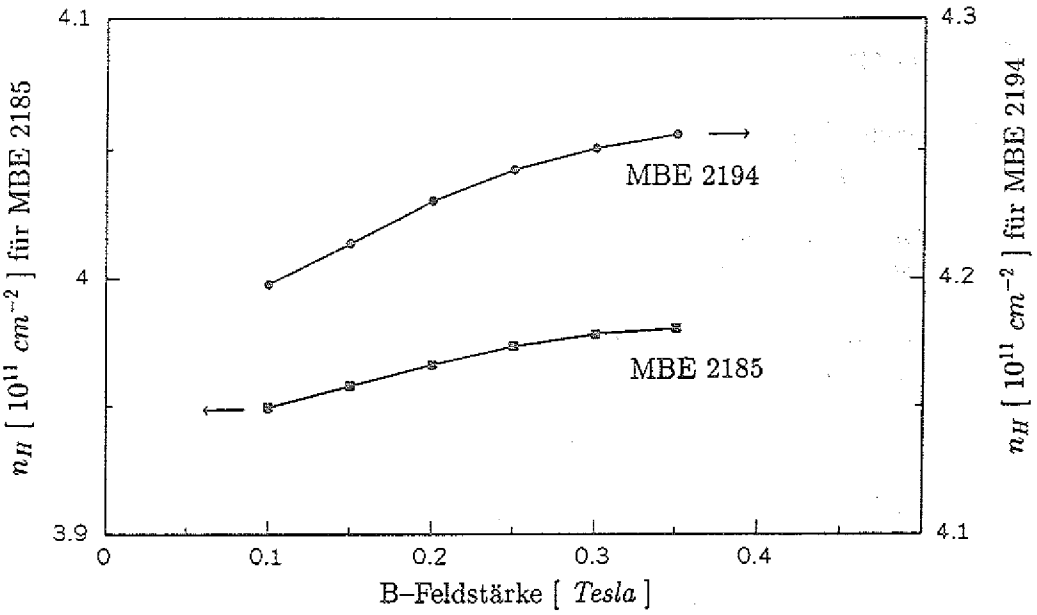


Abbildung 5.16: Ladungsträgerkonzentration in δ–HEMT–Strukturen in Abhängigkeit vom B–Feld.

Literatur

[1] H. Ibach, H. Lüth, Festkörperphysik, 2. Auflage, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, (1988)

[2] M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, 2. Auflage, John Wiley & Sons. Inc, New York, (1981)

[3] K. Sturm, 21. IFF–Ferienkurs: Informationstechnik, Forschungszentrum Jülich (1990)

[4] M. Mattern–Klosson, Dissertation, RWTH Aachen (1985)

[5] O. Madelung, Physics of III–V Compounds, John Wiley & Sons. Inc, New York (1964)

[6] E. F. Schubert and K. Ploog, Jpn. J. Appl. Phys. 25(7), 966 (1986)

[7] L. C. Kimmeling, J. Appl. Phys. Vol. 45(4), 1839 (1974)

[8] K. Seeger, Semiconductor Physics, Solid State Science 40, Springer Verlag (1988)

[9] H. L. Störmer, Surface Science 132, 519 (1983)

[10] W. Walukiewicz, H. E. Ruda, J. Lagowski, and H. C. Gatos, Phys. Rev. B, Vol. 30(8), 4571 (1984)

[11] J. J. Harris, J. A. Pals, and R. Woltjer, Rep. Prog. Phys. 52, 1217 (1989)

[12] P. J. Price, Surface Science 113, 119 (1982)

[13] S. Mori, and T. Ando, Phys. Rev. B, Vol. 19(12), 6433 (1979)

[14] E. F. Schubert, A. Fischer, and K. Ploog, Phys. Rev. B, Vol. 31(12), 7937 (1985)

[15] E. F. Schubert, and K. Ploog, Phys. Rev. B, Vol. 29(8), 4562 (1984)

[16] D. J. Chadi, and K. J. Chang, Phys. Rev. Lett, Vol. 61(7), 873 (1988)

[17] B. L. Zhou, K. Ploog, and E. Gmelin, Appl. Phys. A 28, 223 (1982)

[18] E. F. Schubert, A. Fischer, and K. Ploog, Solid State Electronics, Vol. 29(2), 173 (1986)

[19] A. Kastalsky, and J. C. M. Hwang, Solid State Comm. Vol. 51(5), 317 (1984)

[20] D. K. Schroder, Semiconductor Material and Device Characterization, John Wiley Sons, Inc. (1990)

[21] K. Ploog, J. Crystal Growth 81, 304 (1987)

[22] E. F. Schubert, J. E. Cunningham, and W. T. Tsang, Solid State Comm., Vol. 63(7), 591 (1987)

[23] E. F. Schubert, J. M. Kuo, R. F. Kopf, H. S. Luftman, L. C. Hopkins, and N. J. Sauer, J. Appl. Phys. 67(4), (1990)

[24] Y. Horikoshi, A. Fischer, E. F. Schubert, and K. Ploog, Jpn. J. Appl. Phys. 26, 263 (1987)

[25] E. F. Schubert, J. M. Kuo, and R. F. Kopf, J. Electronic Materials, Vol. 19(6), 521 (1990)

[26] H. Morcoc, The Technologie and Physics of Molecular Beam Epitaxy, Plenum Press, New York (1985)

[27] J. E. Cunningham, W. T. Tsang, E. F. Schubert, G. Timp, and T. H. Chiu, J. Vac. Sci. Technol. B6(2), 599 (1988)

[28] E. F. Schubert, Appl. Phys. Lett., Vol. 51(15), 1171 (1987)

[29] A. M. Kreuschuk, Solid State Comm., Vol. 65(10), 1189 (1988)

[30] J. E. Cunningham, W. T. Tsang, and G. Timp, Phys. Rev. B, Vol. 37(8), 4317 (1988)

[31] L. J. van der Pauw, Philips Res. Repts. 13, 1 (1958)

[32] T. Ambridge, and M. M. Faktor, J. Appl. Electrochem., Vol. 5, 319 (1975)

[33] A. M. Lanzillotto, M. Santos, and M. Shayegan, Appl. Phys. Lett. 55(14), 1445 (1989)

[34] E. F. Schubert, R. F. Kopf, and J. M. Kuo, Appl. Phys. Lett. 57(5), 497 (1990)

[35] E. F. Schubert, J. E. Cunningham, W. T. Tsang, and G. L. Timp, Appl. Phys. Lett. 51(15), 1170 (1987)

[36] K. Lee, M. Shur, T. Drummond, and H. Morcoc, J. Appl. Phys. 54(4), 2093 (1983)

[37] K. Hirakawa, H. Sakaki, and J. Yasino, Appl. Phys. Lett. 45(3), 253 (1984)

[38] E. F. Schubert, and K. Ploog, Phys. Rev. B, Vol. 30(12), 7021 (1984)

[39] A. Hessel, Diplomarbeit, RWTH Aachen (1990)

[40] E. F. Schubert, K. Ploog, H. Dämbkes, and K. Heime, Appl. Phys. A 33, 63 (1984)

[41] E. F. Schubert, J. Vac. Sci. Technol. A 8(3), 2980 (1990)

[42] E. F. Schubert, A. Fischer, and K. Ploog, Phys. Rev. B 30, 15 (1985)

[43] E. F. Schubert, L. Pfeiffer, K. W. West, and A. Izabelle, Appl. Phys. Lett. 54(14), 1350 (1989)

[44] T. Y. Kuo, J. E. Cunningham, E. F. Schubert, and W. T. Tsang, J. Appl. Phys.64(6), 3324 (1988)

[45] D. A. Anderson, and N. Apsley, Semicond. Sci. Technol. 1, 187 (1986)

[46] T. N. Theis, P. M. Mooney, and S. L. Wright, Phys. Rev. Lett. 60(4), 361 (1988)

[47] E. F. Schubert, A. Fischer, and K. Ploog, IEEE Trans. Electron Devices. Vol. ED–33(5), 625 (1986)

[48] H. Klose, private Mitteilung (1991)

[49] M. Ilegems, The Technologie and Physics of Molecular Beam Epitaxy, Plenum Press, New York (1985)

[50] M. Shayegan, V. J. Goldman, C. Jiang, T. Sajoto, and M. Santos, Appl. Phys. Lett. 52(13), 1086 (1988)

[51] L. Pfeiffer, K. W. West, H. L. Störmer, and K. W. Baldwin, Appl. Phys. Lett. 55(18), 1888 (1989)

[52] P. Blood, Semicond. Sci. Technol. 1, 7 (1986)

[53] S. Blight, Solid State Technology 4, 175 (1990)

Danksagung

Hiermit bedanke ich mich bei :

Herrn Prof. Dr. H. Lüth, der diese Arbeit vergeben hat und mir die Möglichkeit gab, diese im Institut für Schicht- und Ionentechnik der KFA Jülich anzufertigen,

Herrn Dr. R. Carius für die intensive Betreuung beim Aufbau der Tieftemperatur–Hall–Meßapparatur und für die vielfältigen Anregungen und Diskussionen dabei,

Herrn Dr. A. Förster für die Herstellung der MBE–Proben und die wertvolle Zusammenarbeit bei der Auswertung und Interpretation der Meßergebnisse sowie für die gründliche Durchsicht dieser Arbeit,

Herrn Dipl.–Phys. M. Kamp für die zur Verfügung gestellten MOMBE–Proben und für die Hilfe in der Anfangsphase der Arbeit,

Frau Dr. L. Vescan für die hilfreichen Diskussionen zum Thema der CV–Messung,

Herrn R. Apetz für die gute Zusammenarbeit und vielseitigen Diskussionen während der Arbeit,

Herrn W. Langen für die grammatischen Korrekturen bei der Erstellung der Arbeit und Herrn Th. Klocke für die Hilfe bei der Textverarbeitung mit dem Computer,

der ISI–Elektronikwerkstatt für die Hilfe beim Aufbau des Hall–Meßplatzes,

und schließlich gilt mein Dank allen Institutsmitgliedern für ihre ständige Hilfsbereitschaft und das angenehme Arbeitsklima.

FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH

KFA

Jül-2551
November 1991
ISSN 0366-0885