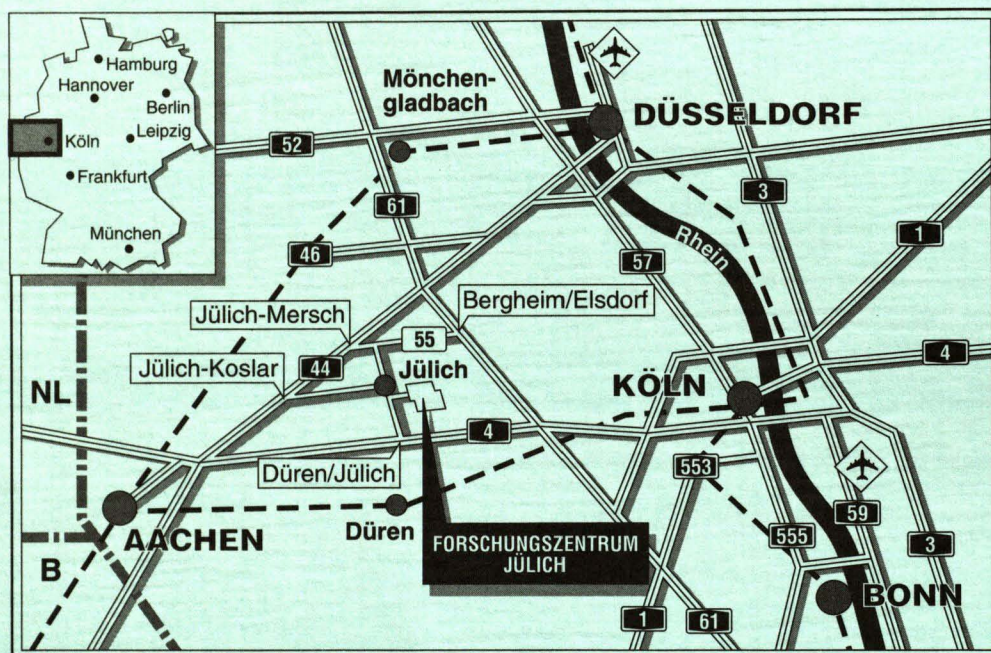


Institut für Schicht- und Ionentechnik

**Photolumineszenzmessungen an
MBE-AlGaAs/GaAs-Halbleiter-
schichtsystemen zur Optimierung
der Wachstumsparameter**

Marcus Kubon



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2507

ISSN 0366-0885

Institut für Schicht- und Ionentechnik Jül-2507

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

Photolumineszenzmessungen an MBE-AlGaAs/GaAs-Halbleiter- schichtsystemen zur Optimierung der Wachstumsparameter

Marcus Kubon

Inhalt

1	Zusammenfassung	5
2	Einleitung	7
3	Grundlagen	9
3.1	Molekularstrahlepitaxie (MBE)	9
3.1.1	Gleichgewichte	11
3.1.2	Der Wachstumsmechanismus	12
3.1.3	GaAs-Wachstum und -Oberfläche	13
3.1.4	AlGaAs-Wachstum und Grenzflächen	18
3.1.5	Glättung von Grenzflächen durch Wachstumsstops	20
3.2	RHEED-Messungen	21
3.2.1	RHEED-Intensitäts-Oszillationen	23
3.2.2	Wachstumsrate und Al-Gehalt	24
3.3	Photolumineszenz (PL)	25
3.3.1	Die Rekombination	25
3.3.2	PL an Quantentöpfen	27
3.3.3	Grenzflächenrauhigkeit und 2D-Exziton	29
3.3.4	PL-Linienform-Modell	31
3.3.5	Pseudoglatte Grenzflächen und Monolagen-Splitting	33
4	Apparatives	37
4.1	Aufbau der MBE	37
4.2	Aufbau der PL-Anlage	41
4.3	Probenpräparation, Wachstum und Hallmessung	44
5	Meßergebnisse und Diskussion	47
5.1	Eigenschaften von AlGaAs/GaAs und AlAs/GaAs-Grenzflächen	47
5.1.1	Pseudoglatte Grenzflächen und Einfluß von Wachstumsstops	47
5.1.2	Große laterale Inselweiten	53
5.2	Laterale Homogenität über einen ganzen 2"-Wafer	58
5.2.1	Geometrische Herkunft	58

5.2.2	Drehung des Wafers	61
5.2.3	Synchronisierte Drehung	64
5.3	Hintergrunddotierung und Dotierungshomogenität	65
5.3.1	Hintergrunddotierung	65
5.3.2	Dotierungshomogenität	66
6	Schluß und Ausblick	71
	Literaturverzeichnis	73
	Danksagung	79

Abbildungsverzeichnis

3.1	Die drei Zonen des MBE-Wachstums	10
3.2	Geometrie Quelle-Substrat	11
3.3	Gleichgewichtsbereiche in der MBE	12
3.4	Oberflächenprozesse während der MBE	13
3.5	Wachstumsmoden in der MBE	13
3.6	Joyce-Foxon-Modell des GaAs-Wachstums	14
3.7	Phasendiagramm und Skizze der GaAs-Oberfläche	16
3.8	Grenzflächenmodell	18
3.9	Statistische Dickenfluktuation eines Quantentopfes	19
3.10	Ewald-Konstruktion bei RHEED und RHEED-Aufnahme	22
3.11	Mechanismus der RHEED-Oszillationen	23
3.12	Rekombination und Lumineszenz im Halbleiter	26
3.13	Quantentopf und Quantisierung schematisch	28
3.14	2D-Bandlücke über Topfdicke	29
3.15	Energieverbreiterung durch Rauigkeit über L_z	30
3.16	Fouriertransformierte Rauigkeit	35
3.17	Gaußsche Linienform und Monolagen-Splitting	36
4.1	MBE-Anlage schematisch	38
4.2	Wachstumschamber schematisch	39
4.3	Skizze der PL-Anlage	41
5.1	PL-Spektrum von MBE52 mit 3 Anregungsenergien	48
5.2	Gaußfit an PL-Signal von MBE52	50
5.3	Inselgrößenbestimmung bei MBE52	52
5.4	PL-Spektrum von MBE53	54
5.5	PL-Spektrum von MBE2-133	55
5.6	Abstände zwischen Mehrfachpeaks bei MBE2-133	56
5.7	Waferstellung von MBE72	58
5.8	Spektrum und Dickenvariation von MBE72	59
5.9	Lumineszenz und Dickenkonstanz von MBE58	62
5.10	Lumineszenz und Dickenkonstanz von MBE63	63

5.11 Dickenkonstanz von MBE2-133	64
5.12 PL an epitaktischem GaAs	66
5.13 Dotierungshomogenität von MBE73	67
5.14 Dotierungshomogenität von MBE2-152	68

1 Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Charakterisierung MBE-gewachsener Halbleiterschichten, speziell GaAs-Schichten und AlAs/GaAs- bzw. AlGaAs/GaAs-Quantentöpfen. Es wird die Tieftemperatur-Photolumineszenz eingesetzt, um Aussagen über die Eigenschaften der Schichten und Heterogrenzflächen zu machen. Zudem werden Hallmessungen zur Bestimmung der freien Ladungsträgerkonzentration durchgeführt. Die Photolumineszenz- und Hallmessungen ermöglichen es, Zusammenhänge zwischen den Epitaxieparametern und den Schicht- bzw. Grenzflächeneigenschaften herzustellen. Das ermöglicht eine Optimierung dieser Eigenschaften, etwa in Hinblick auf die Bauelementherstellung.

Photolumineszenzmessungen an Quantentöpfen zeigen, daß die Heterogrenzflächen AlGaAs auf GaAs („normale“ Grenzfläche) bei den verwendeten Parametern pseudoglatt sind (Inselgröße $\approx 80\text{\AA}$). Durch einen kurzen Wachstumsstop an dieser Grenzfläche gelingt es, die Inselgröße auf $\approx 40\text{\AA}$ zu reduzieren.

Dabei ist die Gleichförmigkeit der Wachstumsparameter (speziell etwa die Konstanz der Quellentemperaturen) so gut, daß sich (auch nach Wachstum von $0,1\mu\text{m}$ AlAs und GaAs) zwischen der tatsächlichen und der nominellen Dicke in Wachstumsrichtung nur eine Abweichung von unter $\pm 1\%$ ergibt. Gemessen wurde dies durch Verwendung verschiedener Anregungsenergien mit unterschiedlichen Eindringtiefen und damit verschiedener „Tiefenauflösung“.

Im AlGaAs/GaAs-System können schließlich (nach längeren Wachstumsstops) Inselgrößen größer als die Exziton-Diffusionslänge ($\approx 1\mu\text{m}$) an der normalen Grenzfläche nachgewiesen werden. Dies gelingt beim AlAs/GaAs-System sogar an beiden Grenzflächen, da hier das Barrierenmaterial ebenfalls binär ist.

Abschließend wurden mit fokussiertem Laserfleck auf der Probe orts aufgelöste Messungen an Quantentöpfen durchgeführt, wobei ausgenutzt wurde, daß der Kryostat der PL-Anlage horizontal und vertikal verschiebbar ist. Durch Umrechnung der Energielagen der Signale in Topfdicken erhält man eine Aussage über den Dickenverlauf der Schichten über einen gesamten 2"-Wafer. Die Inhomogenität des Strahlflusses der Ga-Quelle und damit die Variationen der GaAs-Schichtdicke wird so zu etwa $\pm 11\%$ bestimmt. Durch Vergleich mit theoretischen Abschätzungen kann man sie gänzlich auf die geometrische Anordnung der Quelle relativ zum

Substrat zurückführen.

Bei dickeren Schichten ($\geq 100\text{\AA}$) genügt es, den Wafer zur Herausmittlung der Inhomogenitäten bei der Epitaxie zu drehen. Bei dünneren Schichten jedoch ist es zusätzlich nötig, die Rotation mit der Wachstumsrate derart zu synchronisieren, daß der Wafer pro gewachsener Monolage gerade eine ganze Anzahl an Drehungen macht. Hierdurch lassen sich die Waferinhomogenitäten auf ca. $\pm 1\%$ über 2" bei Schichtdicken bis hinab zu 50Å senken!

Bei der Dotierung tragen Ga- und Si-Flußinhomogenitäten zu lateralen Dotierungsunterschieden bei. Diese Unterschiede werden auch tatsächlich zu $\approx \pm 20\%$ bestimmt. Auch hier führt die synchronisierte Rotation zu einer fast optimalen Ausmittlung und man erhält Unterschiede über 2" von unter $\pm 1\%$.

2 Einleitung

Seit Cho und Arthur in den späten 60er Jahren erstmals ein Molekularstrahlverfahren erfolgreich benutzten, um Galliumarsenid (GaAs)-Schichten epitaktisch herzustellen und zu untersuchen [1, 2], haben sich Hochvakuum-Wachstumstechniken mittels Teilchenstrahlen (MBE= Molekularstrahl-Epitaxie) rasant entwickelt.

Inzwischen ist die MBE eine etablierte Methode, verschiedene Halbleiter (insbesondere mit unterschiedlichen Bandlücken) hochrein aufeinander abzuscheiden (Heterostrukturen). Diese Entwicklung ermöglichte die Herstellung einer neuen Generation von elektronischen und optoelektronischen Heterostruktur-Bauelementen [3, 4, 5, 6]. Dazu gehören etwa Heterostruktur-Laser, Übergitter-Avalanche- und Intersubband-Absorptions-Photodetektoren, sowie schnellste Transistoren (HEMT, ...) [7]. Einige von ihnen enthalten Quantentöpfe oder Übergitter, bestehen also zumindest teilweise aus Grenzflächen zwischen verschiedenen Materialien. Somit finden Ladungstransport und/oder (nicht-)strahlende Rekombination in der Nähe oder direkt an solchen Grenzflächen statt. Die strukturelle Unordnung der Grenzflächen („Grenzflächenrauhigkeit“) bestimmt daher weitgehend die Eigenschaften bzw. die Qualität der Schichtsysteme und späteren Bauelemente. Die quantitative Charakterisierung (strukturell, chemisch, elektronisch) von z. T. tief in einer Struktur vergrabenen Grenzflächen und ihre Verbindung zu den Parametern des MBE-Wachstums (Temperatur, Strahldrücke, ...) gehört deshalb mit zu den aktuellen Arbeitsgebieten der Festkörperphysik.

Optische Methoden, wie z. B. die Tieftemperatur-Photolumineszenz (PL), gehören zu den empfindlichsten, zerstörungsfreien Methoden zur Analyse der Grenzflächeneigenschaften. In der vorliegenden Arbeit wurden PL- und Hallmessungen (zur Bestimmung der Ladungsträgerkonzentration) an MBE-Schichtsystemen vorgenommen. Untersucht wurden speziell *AlGaAs/GaAs* Quantentöpfe. Ausgehend vom etablierten Linienformmodell von Bimberg et al [8], wurden die Parameter bestimmt, die die Rauigkeit einer Grenzfläche beschreiben (Inselgröße, Inselhöhe; nach [9]). Zudem wurde die Topfdickenvariation in Wachstumsrichtung und lateral über einen 2"-Wafer bestimmt. Dies ergab

Aussagen über die Schichthomogenität, die etwa bei der Integration von Schichtsystemen von großer Wichtigkeit ist. Der Blick auf die Wachstumsparameter der Schichten gab Hinweise, diese besser einzustellen, um die Qualität der Schichten zu optimieren. In diesem Zusammenhang wurde insbesondere der Einfluß von Wachstumsunterbrechungen an den Grenzflächen auf die Rauigkeit untersucht.

3 Grundlagen

3.1 Molekularstrahlepitaxie (MBE)

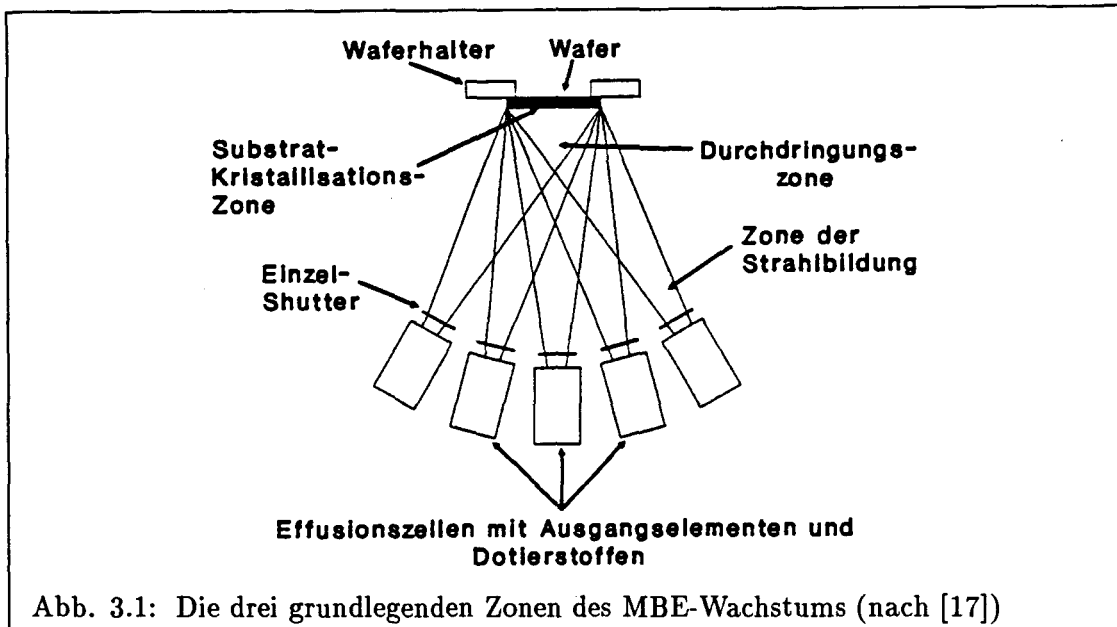
Um Schichteigenschaften mit Wachstumsparametern in Verbindung bringen zu können, benötigt man eine genauere Kenntnis des Wachstumsmechanismus in der MBE. Die hierzu etablierten Modelle sollen im folgenden vorgestellt werden. Dabei soll hier nur auf im weiteren relevante Aspekte eingegangen werden. Eine umfassendere Behandlung des Themas findet man in [10, 11, 12].

Die MBE ist eine physikalische Depositionstechnik (im Gegensatz zu den chemischen, wie z. B. MOCVD [13], MOMBE [14], ...) bei der sich die Ausgangsstoffe als Feststoffe in speziell geformten, elektrisch beheizten Effusionszellen (= Tiegel aus Bornitrid) befinden (für eine nähere Beschreibung siehe [11], S.29ff). Die elektrisch beheizten Feststoffe verdampfen aus den Zellen. Ist der Hintergrunddruck des Restgases in der Wachstumskammer klein genug, so bildet sich ein scharf abgegrenzter Molekular- bzw. Elementstrahl aus verdampftem Material. Die Strahleigenschaft ist dabei grundlegende Voraussetzung für die beabsichtigte hohe Kontrollierbarkeit von Schichtkompositionen. Sie läßt sich nur aufrechterhalten, wenn die freie Weglänge der Strahlteilchen größer als die Entfernung Zelle-Substrat ist (üblicherweise ≈ 20 cm). Berücksichtigt man typische Partialdrücke für Restgas und Strahl (Man spricht auch vom „Strahläquivalentdruck“, oder englisch Beam equivalent pressure = BEP.), so ergibt sich rechnerisch eine maximaler Hintergrunddruck von $p \leq 5,6 \times 10^{-4} \text{ torr}$ [15].

Verschärft werden diese Anforderungen durch die Forderung eines vernachlässigbaren Fremdatomeinbaus auch bei niedrigen Wachstumsraten (typisch $\approx 1 \text{ ML/sec}$, für scharfe Steuerung von Kompositions- und Dotierungsprofilen). Quantifizierbar ist diese Forderung im schärfsten Fall etwa durch die Bedingung, die Depositionszeit für 1ML Halbleiter aus den Strahlen sei 10^5 mal kürzer als die Zeit für die Abscheidung einer Kontaminationslage aus dem Hintergrunddruck. Benutzt man also Wachstumsraten von 1 ML/sec , so ergibt sich daraus ein maximaler Restgasdruck von $p \approx 3 \times 10^{-11} \text{ torr}$ [16]. Dieser Bereich des *Ultrahochvakuums* (UHV) für den Hintergrunddruck ist deshalb essentiell für eine

MBE-Anlage.

Nach ihrer Erzeugung im UHV durchdringen sich die verschiedenen Strahlen in einer zweiten Zone. Schließlich, in der dritten Zone, treten sie mit dem Substrat in Wechselwirkung und das Kristallwachstum tritt ein. Abbildung 3.1 faßt dies noch einmal zusammen.

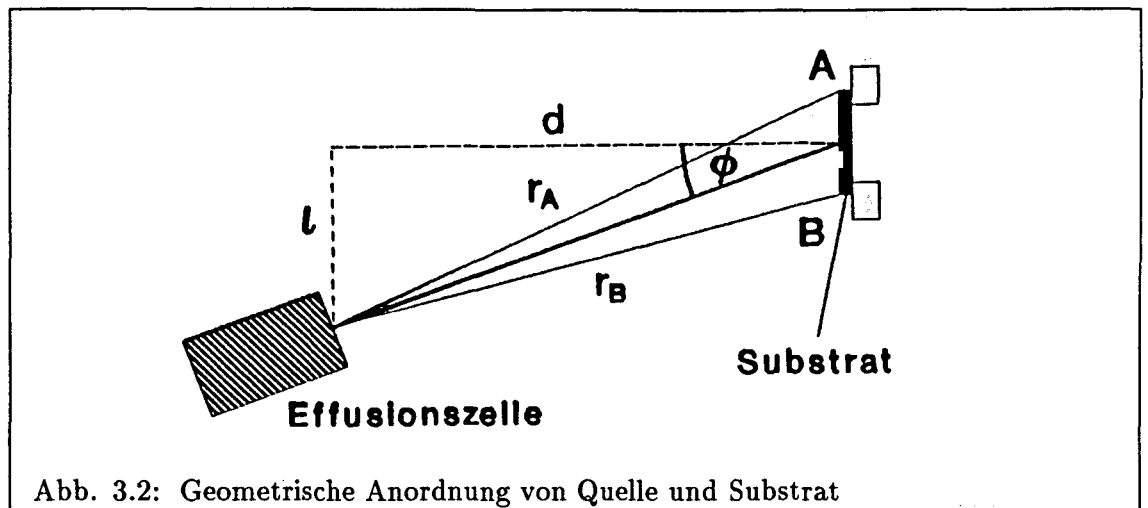


Geometrie

Alle Quellen sind in gleichem Abstand vom und unter gleichem Winkel zum Substrat kegelförmig angeordnet, so daß keine Asymmetrien entstehen. (Eigentlich zielen die Quellen nicht genau auf die Substratmitte. Da ein schrägstehender Flüssigkeitsspiegel bei ebenso schrägstehenden Quellen zu inhomogener Abstrahlcharakteristik führt, stellt man die Quellen so, daß das Substrat in einem Bereich der Quellen liegt, der noch relativ homogen bestrahlt wird [18]). Aufgrund des Winkels Φ haben jedoch verschiedene Punkte auf der Substratoberfläche verschiedene Abstände zu jeweils derselben Quelle (schematisch dargestellt in Abb. 3.2).

Die *Auftreffrate* I (in Anzahl Molekülen pro Fläche und pro Zeit) ist dann in den Punkten A und B ([11], S.35):

$$\frac{I_A}{I_B} = \left(\frac{r_A}{r_B} \right)^2 . \quad (3.1)$$



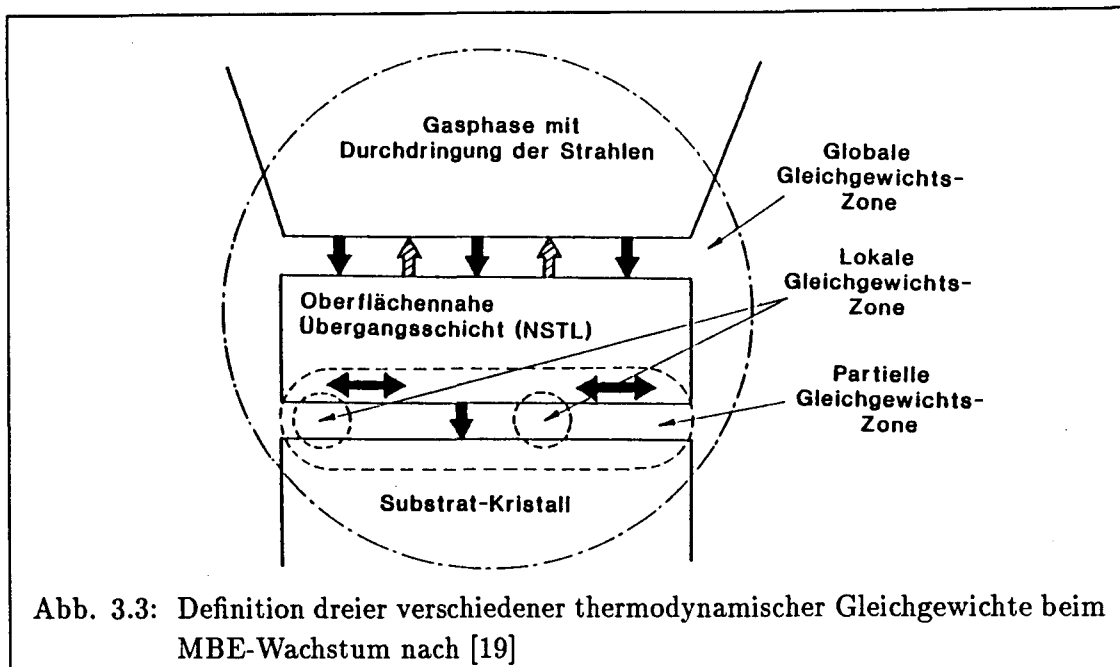
Die hieraus resultierenden Schichtinhomogenitäten liegen bei $\pm 11\%$ und können durch Drehung des Substrates unterdrückt werden (vgl. Abschnitt 5.2).

3.1.1 Gleichgewichte

Der Wachstumsprozess ist ein dynamischer Vorgang. Seine Beschreibung erfolgt also über Thermodynamik (= Verhalten des Systems im Gleichgewicht) und Kinetik (= Fähigkeit des Systems, unter gegebenen Randbedingungen ins Gleichgewicht zu relaxieren). Zur Vereinfachung unterscheidet man drei verschiedene, räumlich begrenzte thermodynamische Gleichgewichte [19] (Diese Situation ist schematisch in Abbildung 3.3 dargestellt.):

- Globales Gleichgewicht des gesamten Systems (Substrat, Gasphase, wachsende Schicht)
- Partielles Gleichgewicht zwischen Substrat und wachsender Schicht
- Lokales Gleichgewicht, lokalisiert an bestimmten Stellen zwischen Substrat und wachsender Schicht

Auf diese Weise zerfällt das gesamte System in drei Teile: Festphase, Gasphase und Übergangsphase, den sogenannten NSTL (near surface transition layer).



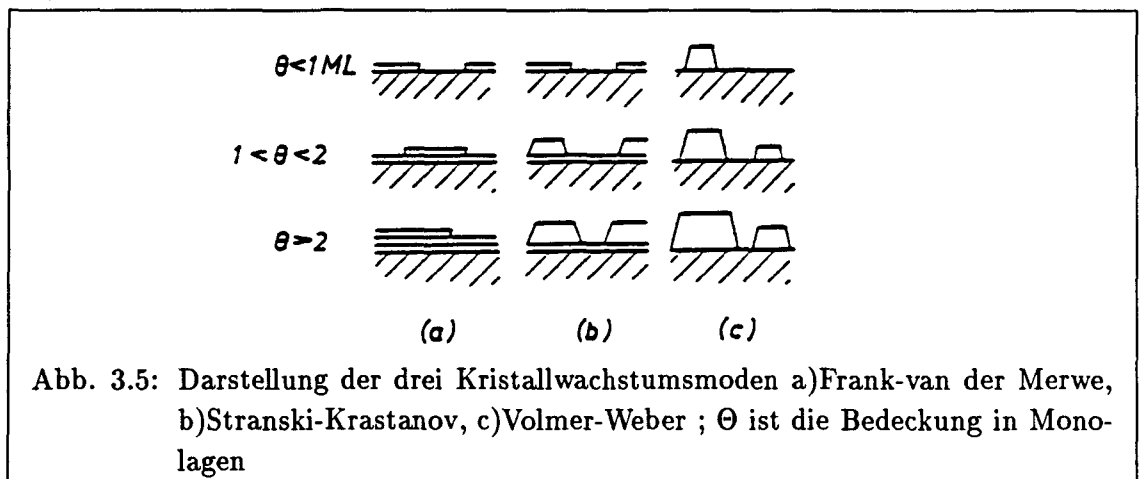
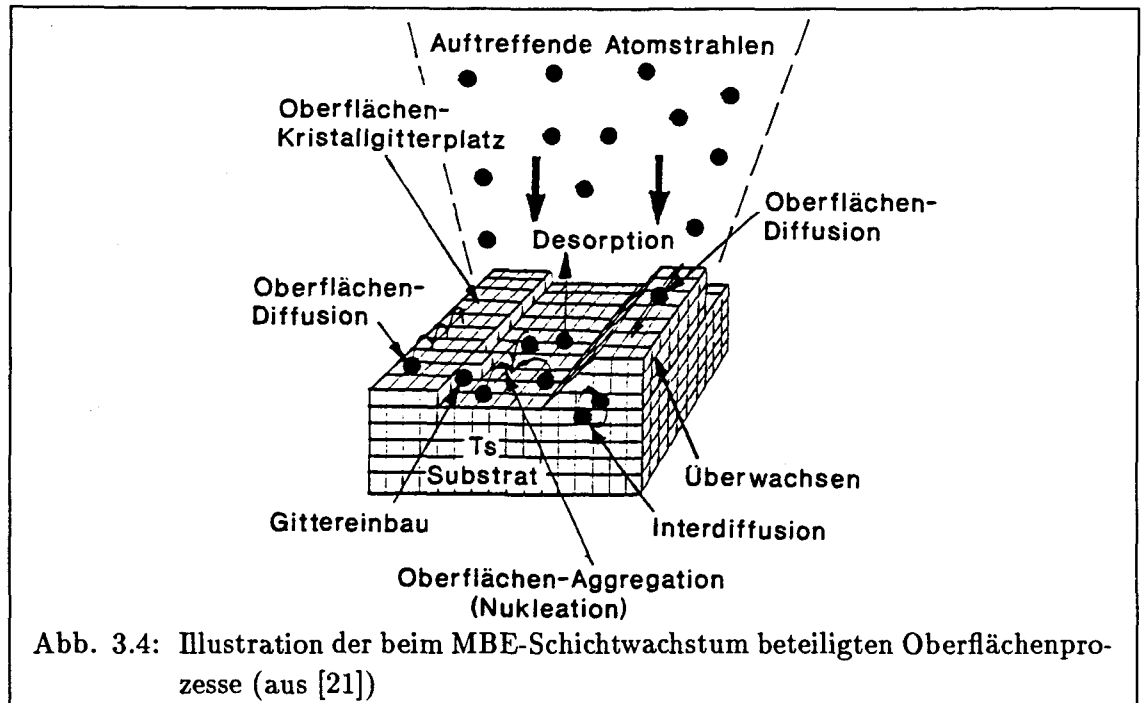
3.1.2 Der Wachstumsmechanismus

Das eigentliche MBE-Wachstum (also die Umwandlungen im NSTL) besteht nun aus einer Reihe von Oberflächenprozessen. Die auftreffenden Atome wechselwirken dabei mit *Kristallgitterplätzen*, Teilen der Oberfläche, die durch ihre chemische Aktivität gekennzeichnet sind. Beispiele sind etwa dangling bonds, Leerstellen, Stufen, Eine Darstellung einiger möglicher Oberflächenprozesse während des Wachstums zeigt Abbildung 3.4.

Quantitativ beschrieben werden diese Prozesse durch einen Satz kinetischer Parameter, wie etwa Auftreffrate I (s. oben), Haftkoeffizient s (= Verhältnis von der Anzahl der auftreffenden zu der der adsorbierten Atome) und die verschiedenen beteiligten Energien (für Dissoziation, Migration, ...). Abhängig von diesen Parametern stellt sich schließlich eine von drei Wachstumsmoden ein [20] (Darstellung in Abbildung 3.5).

- *Volmer-Weber-Wachstum*: Nukleation kleiner Cluster und Wachstum von getrennten Inseln (3D-Wachstum)
- *Frank-Van der Merwe-Wachstum*: Stärkere Bindung ans Substrat, daher Wachstum in einzelnen Monolagen (2D-Wachstum); ergibt *glatte Grenzflächen* und ist daher die angestrebte Wachstumsmode!

- *Stranski-Krastanov-Wachstum*: Mischung aus beiden anderen Fällen, Übergang von 2D- in 3D-Wachstum nach einigen Monolagen, z. B. durch abrupte Änderung der Bindungsenergien



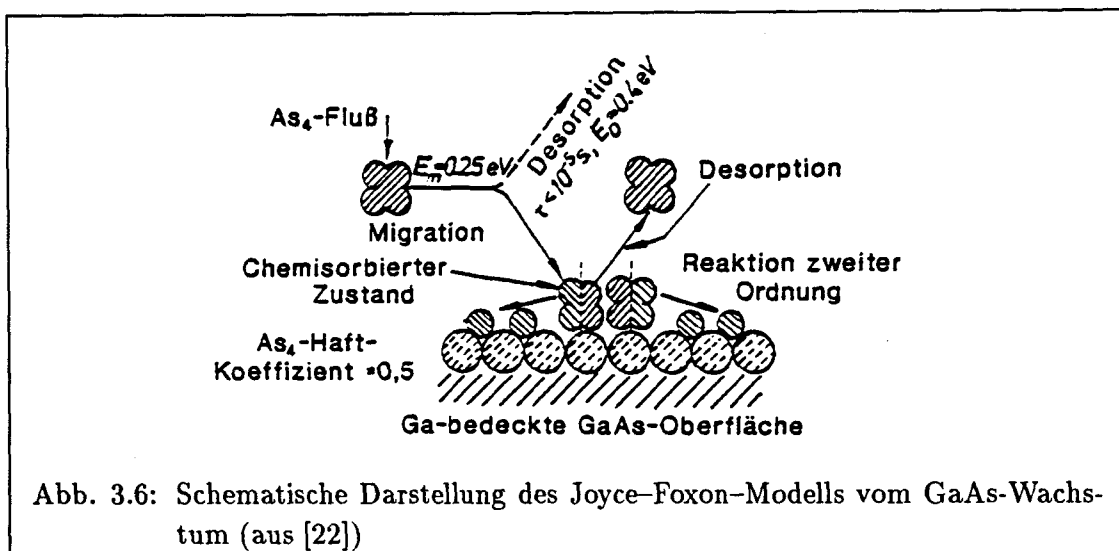
3.1.3 GaAs-Wachstum und -Oberfläche

Im folgenden soll speziell auf den Mechanismus des GaAs- und AlGaAs-Wachstums eingegangen werden.

GaAs-Wachstum und NSTL

Die beim Wachstum von GaAs im NSTL genau beteiligten Oberflächenprozesse wurden schon früh untersucht (insbesondere Physi- und Chemisorption von As_2 und As_4 auf GaAs(001)). Als Ergebnis stellten Joyce und Foxon ein Modell des Wachstums von GaAs vor [22]. Man unterscheidet dabei zwei verschiedene Wachstumsprozesse von GaAs: Einmal mit As_2 -Molekülen und zum anderen mit As_4 -Molekülen. Bei normalen, thermischen As-Effusionszellen entstehen As_4 -Moleküle. Durch eine weitere Zerlegung dieser Moleküle gelangt man zum As_2 . Diese Zerlegung geschieht in Cracker-Zellen bei hohen Temperaturen auf thermischem Wege. Wir benutzen keine Cracker-Zelle, arbeiten also mit As_4 -Wachstum.

Abbildung 3.6 veranschaulicht das Joyce-Foxon-Modell des GaAs-Wachstums aus As_4 -Molekülen.



Dabei werden unterhalb von 640°C Substrattemperatur zwei As_4 -Moleküle auf benachbarten Ga-Atomen adsorbiert. Anschließend dissoziieren diese Moleküle, vier As-Atome desorbieren als As_4 -Moleküle und die verbleibenden Atome werden an das Gallium gebunden, d. h. eingebaut. Überschüssige As-Atome desorbieren. Der Haftkoeffizient ist also abhängig von der Ga-Bedeckung und damit dem Ga-Fluß und beträgt maximal 0,5. Der Haftkoeffizient von Ga auf As dagegen ist gleich 1, d.h. Ga haftet immer auf As. Auf diese Weise wächst bei einem As-Überschuß selbstjustierend GaAs und die Wachstumsrate ist nur vom Ga-Fluß und damit von der Ga-Zellentemperatur abhängig jedoch unabhängig von der Substrattemperatur [23]. Tabelle 3.1 zeigt noch einmal schematisch die

einzelnen Prozesse getrennt nach Kation und Anion beim Wachstum.

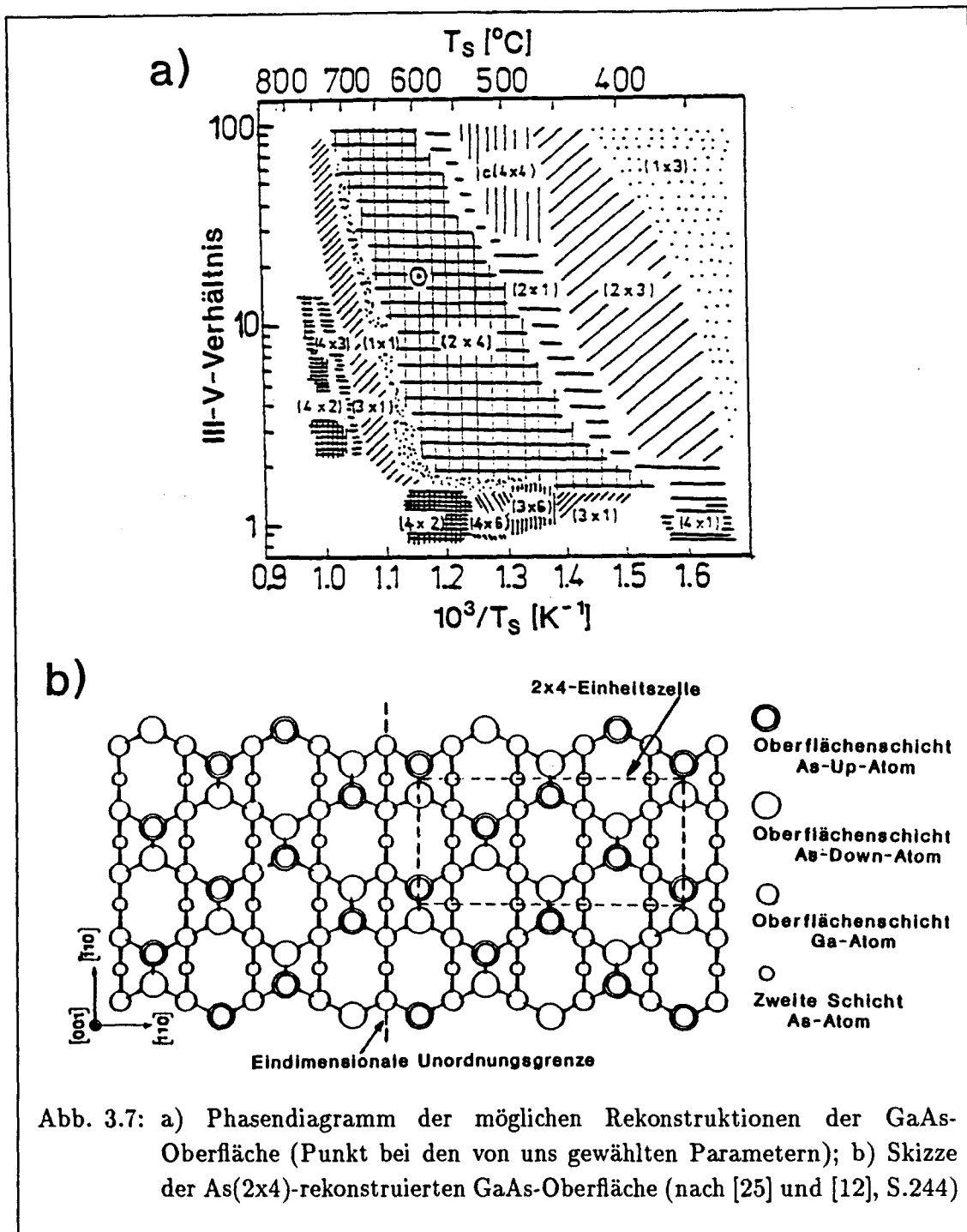
<i>Gallium (Kation)</i>	<i>Arsen (Anion)</i>
Auftreffen	Auftreffen
Chemisorption	Physisorption
evtl. Wiederverdampfung	Migration, evtl. Wiederverdampfung
Oberflächenmigration	Dissoziative Chemisorption
Einbau	Migration, evtl. Wiederverdampfung
	Einbau

Tabelle 3.1: Einzelne Oberflächenprozesse beim Wachstum von GaAs für Kation (Ga) und Anion (As)

Eine noch genauere Betrachtung des Einbaus der Atome führt zum CDRI-Modell (configuration dependent reactive incorporation). Bezüglich einer genaueren Beschreibung des Modells sei auf [24] verwiesen.

Um eine ausreichende Migration auf der Oberfläche (vgl. Bild 3.6: $E_m = 0,25\text{eV} = k_B 2050^\circ\text{C}$) und damit Frank-Van der Merwe-Wachstum (siehe Abbildung 3.5) zu gewährleisten, beträgt die typische Wachstumstemperatur (für AlGaAs) $T_S = 600^\circ\text{C}$. Dabei verdampft jedoch Arsen aus der bereits gebildeten GaAs-Oberfläche. Um dies zu vermeiden, stellt man den Wafer schon beim Hochheizen unter As-Dampfdruck ($BEP_{As} \leq 2 \times 10^{-5} \text{ torr}$, vergleiche Abschnitt 4.3). Desorbierendes und auftreffendes Arsen stehen dann im Gleichgewicht. Typischen Wachstumsraten von $1\mu\text{m}/\text{h}$ entspricht in diesem Fall ein Ga-Partialdruck von $BEP_{Ga} \approx 9 \times 10^{-7} \text{ torr}$, was einem Strahldruckverhältnis von As zu Ga (oder III-V-Verhältnis) von $\approx 15\text{-}20$ entspricht. Bei dieser Temperatur und diesem III-V-Verhältnis liegt die GaAs-Oberfläche in der Form der As-stabilisierten (2x4)-Rekonstruktion vor. Dies wird aus dem Oberflächen-Diagramm in Abbildung 3.7a klar. Die Oberfläche hat dann das in Abbildung 3.7b gezeigte Aussehen.

Bild 3.7a und b verdeutlicht die komplexe Beschaffenheit der GaAs-Oberfläche unter verschiedenen Bedingungen. So ist mit einem Wechsel dieser Bedingungen zum Teil ein drastischer Wechsel der Oberflächenkonstitution und auch des GaAs-Wachstumsmechanismus verbunden. Dies beinhaltet z. B. andere Haftkoeffizienten, verstärkte Ga-Desorption (bei höheren Temperaturen), Wechsel von Ga- zu As-kontrolliertem Wachstum, ... [26].



Ovale Defekte

Beim Wachstum von GaAs in der MBE treten nun typische, makroskopische Oberflächendefekte ovaler Form, die „Ovalen Defekte“ auf. Ihre Größe liegt zwi-

schen $1\mu m$ und $10\mu m$. Die Defektdichte hängt hierbei stark von der Probenpräparation vor dem Wachstum und dem III-V-Verhältnis ab. Die Hauptursache für diese Defekte wird jedoch in der Ga-Quelle selbst gesehen. Hier werden kleine Tröpfchen abgelöst und auf die Substratoberfläche gespritzt. Durch Verbesserung der Ga-Zellen (im wesentlichen durch einen in der Zelle aufgebauten Temperaturgradienten) erreicht man heute Defektdichten unter 100 cm^{-2} .

Dotierung

Soll ein Material n- bzw. p-dotiert werden, so werden allgemein Atome eines Elements eingebaut, die beim Austausch mit den Ursprungsatomen entweder ein Elektron abgeben (n-Leitung) oder aufnehmen (p-Leitung).

Beim GaAs als III-V-Halbleiter besteht also die Möglichkeit der n-Dotierung mit einem Element der IV. Gruppe (statt Ga) bzw. der VI. Gruppe (statt As) und der p-Dotierung mit einem Element der II. Gruppe (statt Ga) bzw. der IV. Gruppe (statt As). Um jedoch sinnvoll eingesetzt werden zu können (und auch mit Blick auf großtechnische Anwendung) müssen die Dotierstoffe einige wichtige Bedingungen erfüllen. Sie müssen nämlich:

- in der entsprechenden Zahl ($> 10^{19}\text{ cm}^{-3}$) in den Kristall eingebaut werden können
- flache (und keine tiefen) Störstellen bilden
- unabhängig von Wachstumsrate und Substrattemperatur eingebaut werden
- eine geringe Diffusion aufweisen
- nicht amphoter sein

Aus diesen Gründen benutzt man in der MBE weitgehend folgende Elemente:

- *n-Dotierung*: Silizium auf Gallium-Plätzen
- *p-Dotierung*: Beryllium auf Gallium-Plätzen

Beide erfüllen oben genannte Bedingungen bis zu Dotierungen von einigen 10^{19} cm^{-3} [27]. Zur Dotierung wird der Shutter der jeweilige Dotierquelle einfach während des GaAs-Wachstums geöffnet. Die Quellentemperatur bestimmt dann ihren Partialdruck und so (bei einer bestimmten Wachstumsrate) die resultierende Dotierung der Schicht.

3.1.4 AlGaAs-Wachstum und Grenzflächen

Beim Wachstum ternärer Materialien wie etwa AlGaAs sind nun zwei verschiedene Kationen beteiligt. Im Falle des Aluminiums ist die Bindung an die Oberfläche (also an das As) stärker als beim Ga. Dadurch wird die Migrationsrate des Al und seiner unmittelbaren Nachbarn verkleinert und gleichzeitig stärker As an vorhandenes Al gebunden. Dies alles resultiert in einer kleineren Diffusionskonstanten des Al gegenüber dem Ga:

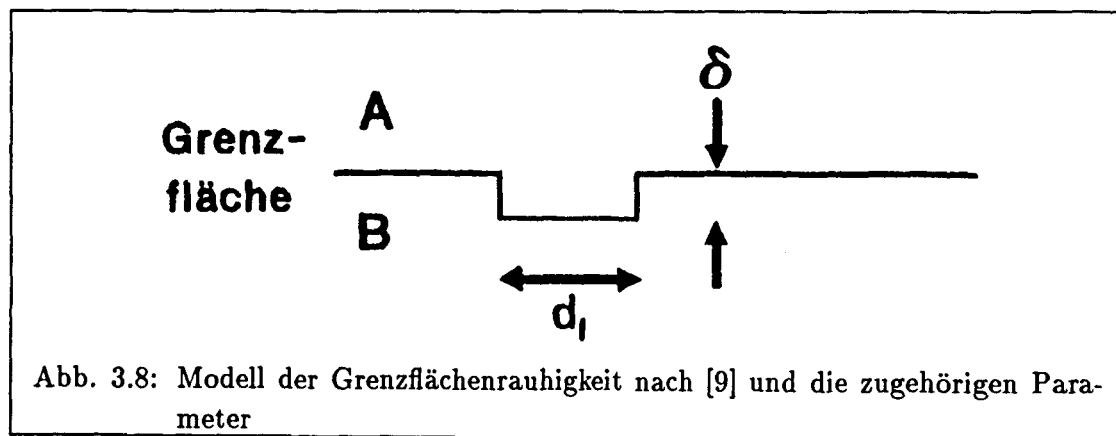
$$D_{Al} \ll D_{Ga} . \quad (3.2)$$

Das wiederum verursacht eine rauhere Wachstumsoberfläche von AlGaAs im Vergleich zu GaAs.

Grenzflächen und deren Beschreibung

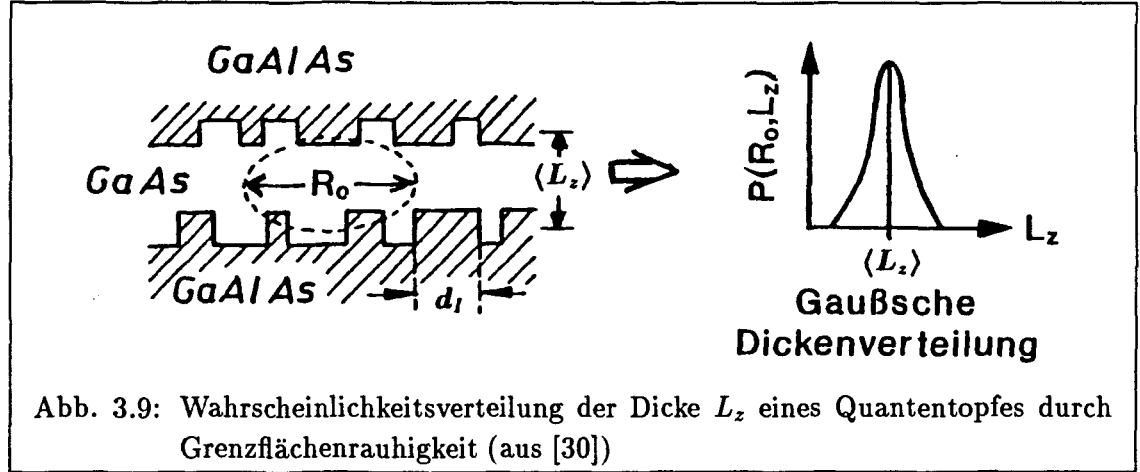
Das oben beschriebene Diffusionsverhalten bewirkt, daß die Grenzfläche beim Wachstum von GaAs auf AlGaAs (invertierte Grenzfläche) immer rauher ist als bei umgekehrtem Wachstum von AlGaAs auf GaAs (normale Grenzfläche).

Eine quantitative Erfassung dieser strukturellen Unordnung oder „Rauigkeit“ einer Grenzfläche ermöglicht das Modell von J. Singh und K. K. Bajaj [9, 28]. Sie beschreiben die Grenzfläche mit den Begriffen „Inselgröße“ (d_I) und „Inselhöhe“ (δ). Abbildung 3.8 soll diese Begriffe veranschaulichen.



Das Modell behandelt einen *Quantentopf* (engl.: quantum well, QW), der aus einer dünnen Schicht GaAs der Dicke L_z , eingebettet in AlGaAs, aufgebaut ist. Der QW besteht also aus 2 Grenzflächen, die jede für sich Rauigkeiten aufweisen und so die Dicke L_z des QW beeinflussen. Singh und Bajaj leiten daraus, basierend auf Lifshitz' statistischer Behandlung der ungeordneten Legierungen [29],

eine Wahrscheinlichkeitsverteilung P für die Abweichung der Dicke L_z des GaAs-Topfes von ihrem Mittelwert $\langle L_z \rangle$ her. Das Zustandekommen der gaußförmigen Verteilung ist in Abbildung 3.9 gezeigt (R_o ist die laterale Ausdehnung parallel zur Grenzfläche, über die statistisch gemittelt wird. Bei der Photolumineszenz ist dies der Exzitondurchmesser d_B).



Mathematisch ergibt sich für die Wahrscheinlichkeitsverteilung P :

$$P(L_z, \langle L_z \rangle) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_L} \exp\left(-\frac{(L_z - \langle L_z \rangle)^2}{2\sigma_L^2}\right), \quad (3.3)$$

wobei die Breite σ_L mit den Rauigkeitsparametern zusammenhängt gemäß:

$$\sigma_L \sim \delta \frac{d_I}{R_o}. \quad (3.4)$$

S. B. Ogale et al führen an [31], daß realitätsnähere Beschreibungskategorien der Grenzflächen-Unordnung atomar-kurzreichweitige Legierungsunordnung sowie Banddiskontinuitätsfluktuationen auf einer größeren lateralen Skala (in etwa der des Exzitons) seien. Ihnen gelang es, damit ihre PL-Ergebnisse zu beschreiben und das Ergebnis mittels Monte-Carlo-Simulation des CDRI-Modells (s. oben) zu bestätigen. Dennoch liefert das wesentlich einfachere Modell von Singh und Bajaj schon gute Ergebnisse. Die Parameter d_I und δ dienen dabei als Hilfsgrößen zur Quantifizierung der Grenzflächenunordnung.

3.1.5 Glättung von Grenzflächen durch Wachstumsstops

Ein Wachstumsstop (WS) ist die Unterbrechung des Kationenflusses durch Schließen der entsprechenden Shutter. Der Wafer bleibt beheizt und unter As-Stabilisierung. Eine Unterbrechung des Wachstums der Dauer τ sollte dann zu einer Vergrößerung der Diffusionslänge l_D der schon an der Oberfläche befindlichen Kationen proportional zu $\sqrt{\tau}$ führen (1. Ficksches Gesetz):

$$l_D \sim \sqrt{\tau} .$$

Dies führt zu einer glatteren Oberfläche. Man kann den Vorgang somit als Umordnungsprozess des NSTL verstehen. Auf eine genauere Diskussion der beteiligten Vorgänge wird hier verzichtet (diese findet man bei [11], S.244). Es sei nur erwähnt, daß man die Glättung der Oberfläche durch einen Wachstumsstop im RHEED-Beugungsbild verfolgen kann (vgl. Abschnitt 3.2). Dieses zeigt nämlich einen Übergang von punktförmiger Struktur (spricht für eine raue Oberfläche) zu einer streifigen Struktur (entspricht einer glatten Oberfläche). Zusätzlich steigt dabei –ebenfalls aufgrund der Glättung– die Intensität des reflektierten Strahles an [32].

Auch bei der Glättung einer Grenzfläche durch Wachstumsstop zeigt sich der *Unterschied von normaler und invertierter Grenzfläche*. Der Unterschied der Diffusionskonstanten von Ga und Al ist so groß, daß ein Einfluß des Wachstumsstops (im Sinne einer erkennbaren Glättung) nur bei normalen Grenzflächen beobachtet werden kann [33, 34].

Die invertierte Grenzfläche zeigt (für Al-Gehalte $\approx 0,5$) keine Änderung, sondern neigt beim WS sogar zum verstärkten Einbau tiefer Störstellen. An der normalen Grenzfläche werden dagegen beim WS verstärkt flache Störstellen eingebaut [34]. Bei Schichten für elektronische Bauelemente wie etwa HEMTs, ist daher der Einsatz von WSs nicht ratsam, da die glattere Grenzfläche durch mehr flache Störstellen erkauft wird, die als Streuzentren wirken.

Wird der binäre Charakter des AlGaAs immer stärker (also $x_{Al} \rightarrow 0$ bzw. $x_{Al} \rightarrow 1$), so zeigt auch die invertierte Grenzfläche eine Glättung [33].

3.2 RHEED-Messungen

Eine wichtige In-Situ-Meßmethode während des MBE-Wachstums ist diejenige der reflektierenden Beugung hochenergetischer Elektronen, oder RHEED (engl.: reflection high energy electron diffraction). Die seitliche Anordnung (vgl. Abbildung 4.2) erlaubt eine Messung während des Wachstumsprozesses. Man erhält aus ihr Aussagen etwa über Oberflächenrekonstruktionen und Wachstumsraten. Im folgenden soll kurz auf die Besonderheiten von RHEED eingegangen und die wichtigsten Eigenschaften erklärt werden (so z. B. die für uns wichtige Bestimmung der Wachstumsrate). Die Theorie der Elektronenbeugung und insbesondere die Ewald-Konstruktion werden dabei als bekannt vorausgesetzt (s. dazu [35], S.30ff).

Prinzipielles

Bei RHEED treffen hochenergetische (bis 10 keV) Elektronen unter kleinem Winkel ($1^\circ - 3^\circ$) streifend auf die zu untersuchende Oberfläche. Ihre Wellenlänge beträgt dann etwa $0,13\text{\AA}$ [36], also ca. das 22-fache einer GaAs-Monolage. Wegen des kleinen Winkels ist die Impulskomponente der Elektronen senkrecht zur Oberfläche und damit ihre Eindringtiefe sehr klein (wenige Atomlagen). Sie detektieren also tatsächlich nur die Oberfläche.

Nun besteht das reziproke Gitter einer Oberfläche aus senkrecht auf ihr stehenden Gitterstäben. Die Schnittpunkte von Gitterstäben und Ewaldkugel liegen dann auf einem Halbkreis. Diese Konstruktion ist in Abbildung 3.10a) illustriert.

Dort ist die Situation schon für die bei uns vorliegende, As-stabilisierte und (2x4)-rekonstruierte GaAs(001)-Oberfläche (siehe Abschnitt 3.1.3) gezeigt. Der Elektronenstrahl zeigt dabei in $[1\bar{1}0]$ -Richtung. Die indizierten Reflexe bestimmen das reziproke Gitter des GaAs-Kristalls. Die Zwischenreflexe mit 4-fach Periodizität stellen eine Überstruktur dar und zeigen hierdurch die Rekonstruktion der As-stabilisierten Oberfläche (nämlich 2x4). Das sich ergebende RHEED-Bild zeigt Abbildung 3.10b).

Man erkennt eine Verbreiterung der Beugungsreflexe in ausgedehnte Streifen. Gründe dafür sind [37]:

- Energieverbreiterung der verwendeten Elektronen und Auflösungsvermögen der gesamten Apparatur
- Unordnung und Domänenbildung der Oberfläche (z. B. Stufen, Inseln, ...)

- Wegen der kleinen Elektronenwellenlänge ist der Radius der Ewald-Kugel sehr groß. Der Schnitt mit den reziproken Gitterstäben wird daher sehr streifend, was in verschmierten Reflexen resultiert.

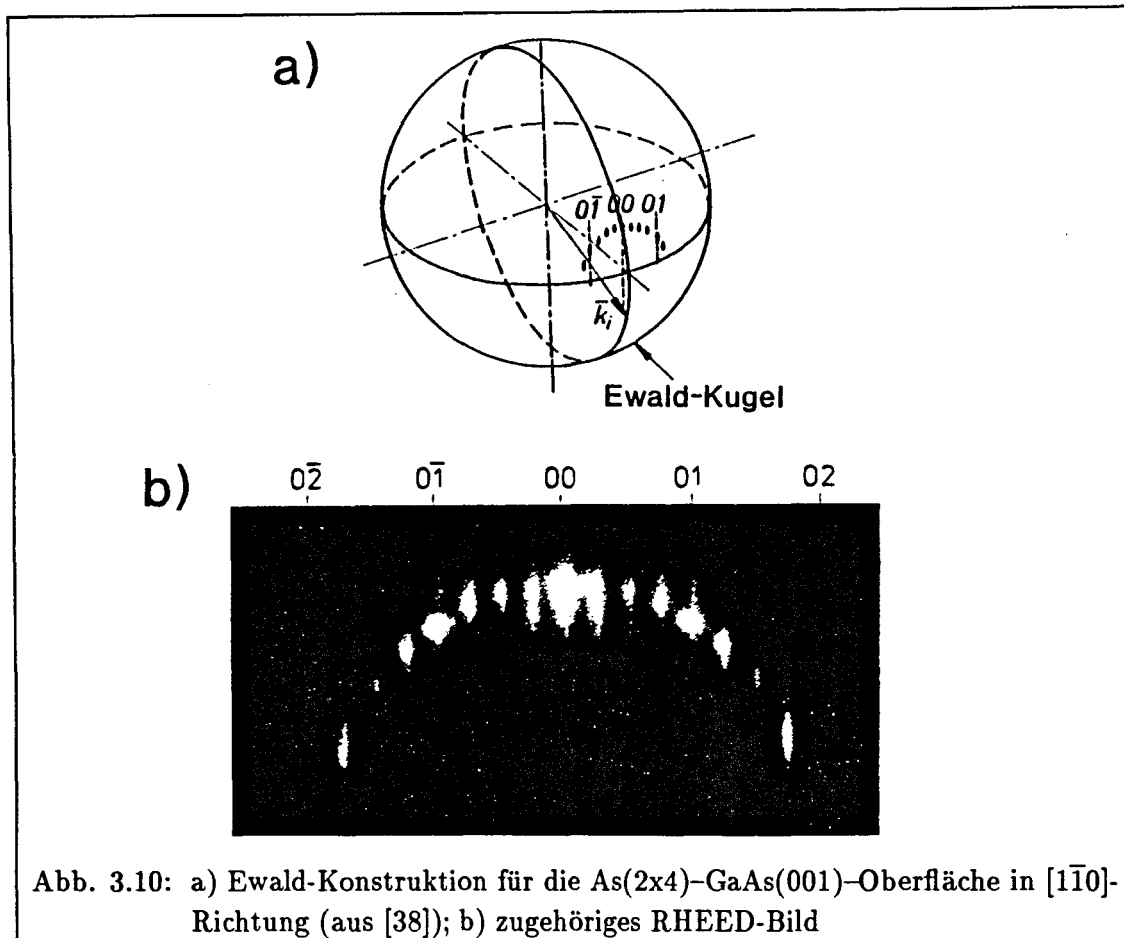


Abb. 3.10: a) Ewald-Konstruktion für die As(2x4)-GaAs(001)-Oberfläche in $[1\bar{1}0]$ -Richtung (aus [38]); b) zugehöriges RHEED-Bild

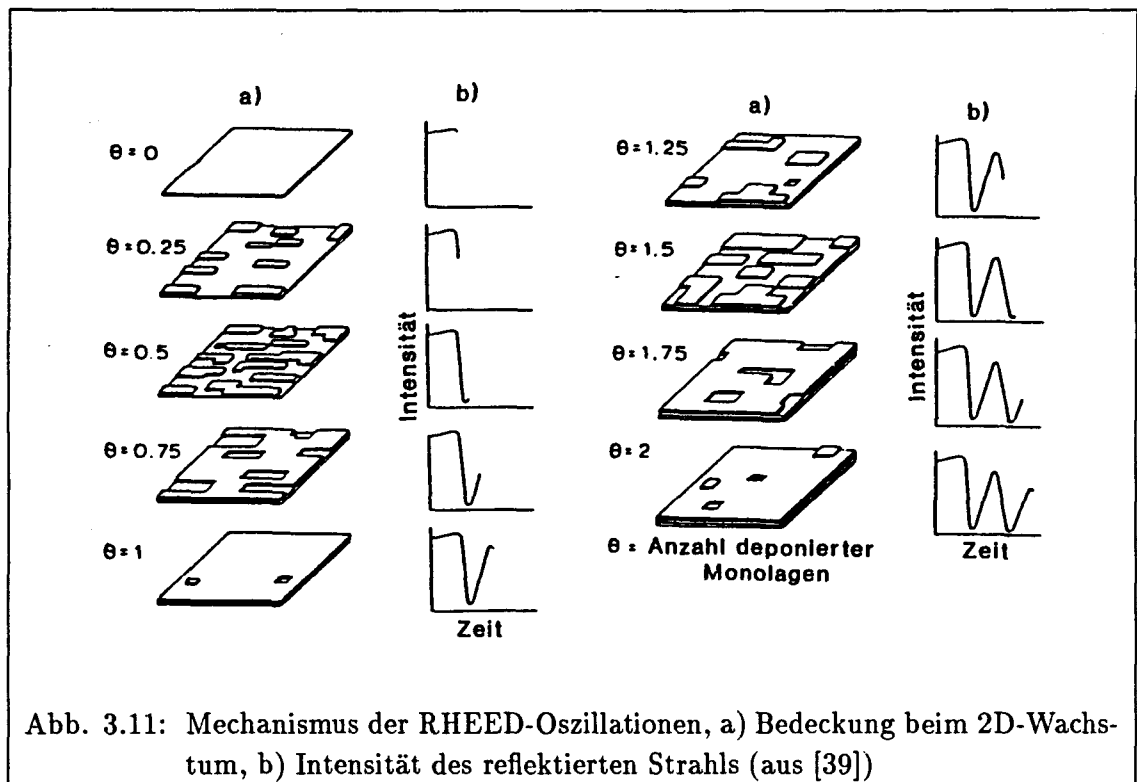
Informationsgehalt des RHEED-Bildes

Die Abstände der Haupt- und Nebenreflexe geben Auskunft über die *Größen der Einheitszellen*. (Bei Abbildung 3.10b beträgt der Abstand der Nebenreflexe $1/4$ des Abstandes der Hauptreflexe. Die Rekonstruktions-Einheitszelle ist ja viermal so groß wie die GaAs-Einheitszelle.)

Aus RHEED-Bildern in mehrere Kristallrichtungen läßt sich auch der *geometrische Aufbau der gesamten Rekonstruktion* herleiten ([11], S.134ff). Auf diese Weise entstand das GaAs(001)-Oberflächen-Phasendiagramm in Abbildung 3.7a) aus [25].

3.2.1 RHEED-Intensitäts-Oszillationen

Die Intensitäts-Auswertung des reflektierten Strahls bei RHEED wird in der MBE zur Bestimmung der Wachstumsrate benutzt. Wächst nämlich eine Schicht zwei-dimensional auf, so entstehen auf dem vorher glatten Substrat Inseln, die immer größer werden. Die Bedeckung nimmt zu. Der Elektronenstrahl wird dann teils an der alten, teils an der neuen Oberfläche reflektiert und es kommt so zu unterschiedlichen Reflexionen an der Oberfläche. Die Intensität des reflektierten Strahls wird kleiner ($\Theta = 0,25$) und durchläuft bei $\Theta = 0,5$ ein Minimum (siehe Abbildung 3.11).



Ist die Schicht vervollständigt, so wird die Intensität auch wieder maximal ($\Theta = 1$), usw. Eine Oszillation entspricht somit einer aufgewachsenen Monolage. Aufgrund zunehmender Rauigkeit der Wachstumsfront werden die resultierenden Oszillationen zunehmend gedämpft. Dabei ist die Maximalintensität umso kleiner, je mehr Stufen die Fläche inzwischen aufweist. Dies kann künstlich erzeugt werden, indem man ein weniger bewegliches Kation (etwa Al statt Ga, s. oben) verwendet, bei dessen Wachstum mehr Inseln auftreten sollten. Kleinere Intensitäten bzw. größere Dämpfung der Oszillationen beim Wachstum von AlAs

gegenüber dem von GaAs lassen sich auch tatsächlich experimentell beobachten und sind auch mittels einer einfachen Theorie mathematisch nachzuvollziehen [40].

3.2.2 Wachstumsrate und Al-Gehalt

Mißt man die Zeit τ (in Sekunden) für eine Oszillation der RHEED-Intensität aus, die gerade dem Wachstum einer Monolage GaAs ($= 2,83\text{\AA}$) entspricht, so erhält man daraus direkt die Wachstumsrate r , mit der die Schicht aufwächst:

$$r = \frac{1}{\tau} \left[\frac{ML}{sec} \right] = \frac{1,018}{\tau} \left[\frac{\mu m}{h} \right] . \quad (3.5)$$

Aus den Wachstumsraten von GaAs vor und $Al_xGa_{1-x}As$ nach dem Umschalten von Aluminium ergibt sich dann der Al-Gehalt der aufwachsenden $Al_xGa_{1-x}As$ -Schicht [41]:

$$x_{Al} = 1 - \frac{r_{GaAs}}{r_{AlGaAs}} . \quad (3.6)$$

Auf diese Weise wurden bei der MBE vor jeder Epitaxie die Wachstumsraten bzw. Al-Gehalte über die Quellentemperaturen eingestellt und mittels RHEED-Oszillationen gemessen bzw. nachjustiert.

Probleme

Die RHEED-Messung wird direkt nach Öffnen der (des) Kation-Shutter(s) bei feststehendem Wafer ausgeführt. Der Bereich der Oberfläche, der zur Reflektion bzw. Beugung des Elektronenstrahls und damit zur Messung beiträgt, ist relativ klein (Größenordnung $100\text{\AA}$). Daraus ergeben sich folgende Probleme:

Einmal werden Änderungen (Transienten) der Wachstumsrate auf größerer Zeitskala (Minuten) nicht erfaßt. Diese können z. B. vom veränderten Temperaturverhalten der Quelle nach der Shutteröffnung herrühren. (Bei Versuchen, solche Transienten bei uns nachzuweisen, lagen diese unter der RHEED-Meßgenauigkeit von etwa 1% .)

Zweitens ist die Wachstumsrate inhomogen über den Wafer (vgl. Abschnitt 5.2.1). Es empfiehlt sich somit, einen Meßpunkt relativ in der Mitte des Wafers zu verwenden, da die punktuelle Wachstumsrate dort am ehesten der durch die Waferrotation gemittelten Rate entspricht (Abschnitt 5.2.2 und 5.2.3).

Bezüglich weiterer Eigenschaften von RHEED sei auf die entsprechende Literatur verwiesen (z. B. [11], S.141ff).

3.3 Photolumineszenz (PL)

Photolumineszenz ist die von einem durch Bestrahlung mit Licht in einen Nichtgleichgewichtszustand angeregten physikalischen System emittierte Strahlung [42]. Dabei bietet die PL nicht nur Vorteile wie etwa die Zerstörungsfreiheit, sondern stellt sogar (inhärent) bei der Messung zwei laterale Längenskalen zur Verfügung: Erstens den Radius des Exzitons ($\approx 200\text{\AA}$), aus dessen Zerfall die Lumineszenz stammt (wichtig für die Bestimmung der Grenzflächen-Rauhigkeit) und zweitens den Durchmesser des Laserflecks auf der Probe ($\approx 0,1 \dots 1\text{mm}$ / wichtig für orts aufgelöste Messungen). Ein Teil der Bedeutung der PL für die Charakterisierung von MBE-Schichten wird bei der folgenden Darstellung der zugrundeliegenden Theorie deutlich.

Anregung, Diffusion und Relaxation im Halbleiter

Bei der Einstrahlung von Laserlicht mit einer Photonenenergie größer als die Bandlücke des Halbleiters werden Nichtgleichgewichts-Elektron-Loch-Paare erzeugt.

Bei jeder solchen Anregung wird ein Photon absorbiert und die Intensität des Strahles nimmt mit zurückgelegter Strecke x im Halbleiter ab [43]:

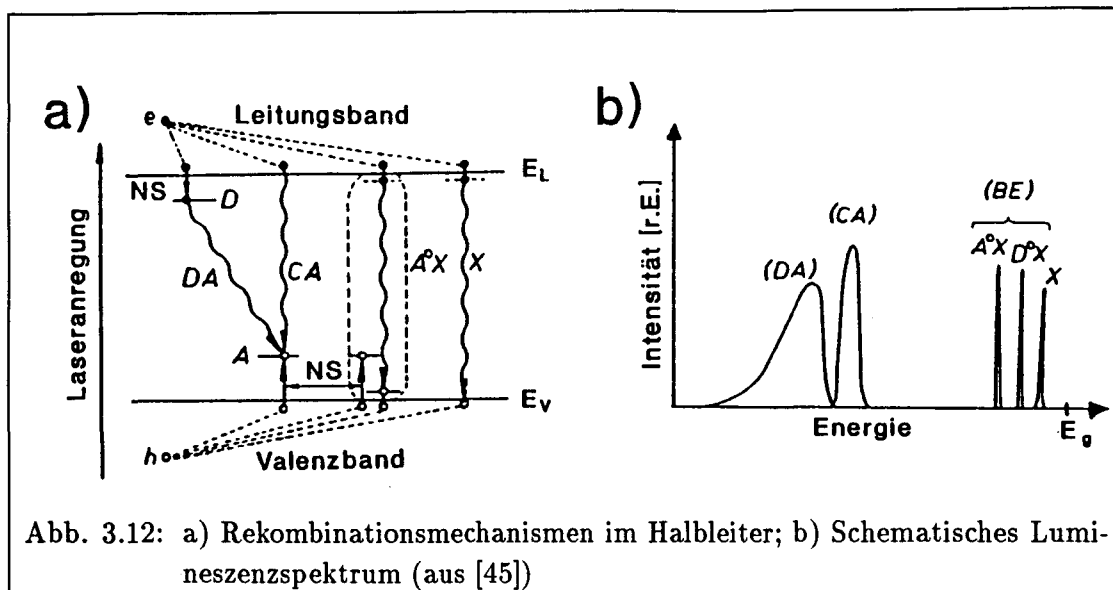
$$I(x) = I(0) \exp(-\alpha(\omega) x) . \quad (3.7)$$

Der *Absorptionskoeffizient* $\alpha(\omega)$, der die Abschwächung beschreibt, folgt quantenmechanisch aus den Übergangswahrscheinlichkeiten der Anregungsprozesse.

Die so erzeugten Ladungsträger diffundieren zuerst von der Oberfläche in das Halbleiterinnere. Dabei relaxiert das Elektron (Loch) zusätzlich durch inelastische Streuung vor allem an Phononen bis in die Nähe der jeweiligen Bandkante, also $E = E_L$ (bzw. $E = E_V$ / Thermalisierung [44]/gestrichelte Linie in Abbildung 3.12a).

3.3.1 Die Rekombination

An den Bandkanten rekombinieren Elektron und Loch und erzeugen so die Lumineszenz, die teilweise die Probe verläßt und im Monochromator spektral zerlegt wird. Dabei gibt es mehrere mögliche Rekombinationsmechanismen. Diese können eingeteilt werden in *nichtstrahlende* (NS; ohne Photonenabgabe, al-



Bezeichnung	Rekombinationsart
X	Freies Exziton
(D^0, X)	Exziton, gebunden an neutralen Donator
(D^+, X)	Exziton, gebunden an positiv geladenen Donator
(A^0, X)	Exziton, gebunden an neutralen Akzeptor
(C, A)	Leitungsband-Akzeptor-Übergang
(D, A)	Donator-Akzeptor-Übergang

Tabelle 3.2: Bandkantennahe Lumineszenz im Halbleiter bei 2K

so in der PL unsichtbar) und *strahlende Prozesse* (mit Photonenabgabe, in der PL sichtbar). Bei $T = 2K$ bilden sich aus den Ladungsträgern durch Coulomb-Wechselwirkung bevorzugt Exzitonen. Es zeigen sich dann die in Tabelle 3.2 aufgeführten und in Abbildung 3.12a schematisch dargestellten Lumineszenzlinien (Dabei wurden nur direkte Übergänge berücksichtigt, da ausschließlich diese bei uns auftreten.). Das Spektrum hat dann das in Abbildung 3.12b gezeigte, prinzipielle Aussehen.

Statische PL im Halbleiter

Bei der statischen PL emittiert der Anregungslaser Licht im Dauerbetrieb. Die Anregungsdichte ist also zeitlich konstant, wie auch das sich ergebende Lumineszenzspektrum.

Im GaAs haben die Lumineszenzlinien dann vom Dotieratom abhängige, *typische*

<i>Energie [eV]</i>	<i>Bezeichnung</i>
1,5156	X
1,5144	$(D^{\circ}, X)^*$
1,5140	(D°, X)
1,5134	(D^+, X)
1,5124	Doublett (A°, X)
1,5122	
1,4935	(e, C°)
1,4915	(e, Be°)
1,4900	(D°, C°)

Tabelle 3.3: Auswahl bandkantennaher Lumineszenz in GaAs bei 2K

Energielagen. Mit Hilfe der bandkantennahen Lumineszenz sind auf diese Weise *flache Störstellen identifizierbar* und die *Linienbreite* (insbesondere von $(A^{\circ}X)$ und $(D^{\circ}X)$) wird allgemein als *Qualitätsmaßstab für die Epitaxieschicht* angesehen (vgl. Abschnitt 6.1.).

Eine kleine Auswahl bandkantennaher Lumineszenz von GaAs zeigt Tabelle 3.3 (C: Kohlenstoff, Be: Beryllium, jeweils als Akzeptor / D: Donator).

Die absoluten Intensitäten hängen dabei unter anderem von Zerfallszeiten, Anregungsdichte, Dotierkonzentration, ... ab. Eine große Menge Lumineszenzspektren dotierter und undotierter MBE-GaAs-Proben findet sich in [46].

3.3.2 PL an Quantentöpfen

Energiequantisierung

Beim AlGaAs/GaAs-Quantentopf besitzt das GaAs eine kleinere Bandlücke, sowie eine energetisch niedrigere Leitungs- bzw. höhere Valenzbandkante als das AlGaAs. Photoinduzierte Ladungsträger werden sich also im GaAs sammeln. Kommt jedoch L_z in die Größenordnung von deren De Broglie-Wellenlänge, so entsteht ein diskretes Eigenenergiespektrum von Elektronen (e) im Leitungsband und Löchern im Valenzband. Dabei ist die Eigenenergie von der Masse abhängig, so daß die Entartung zwischen leichten (lh) und schweren Löchern (hh) aufgehoben wird (siehe Abbildung 3.13).

Die Quantisierungsenergien E_e^n und E_h^m lassen sich quantenmechanisch aus der Leitungsband- (ΔE_C) und Valenzbanddiskontinuität (ΔE_V) berechnen. Es ergibt sich eine implizite Gleichung für L_z , E_e^n und E_h^m ([47] / für ungerade n):

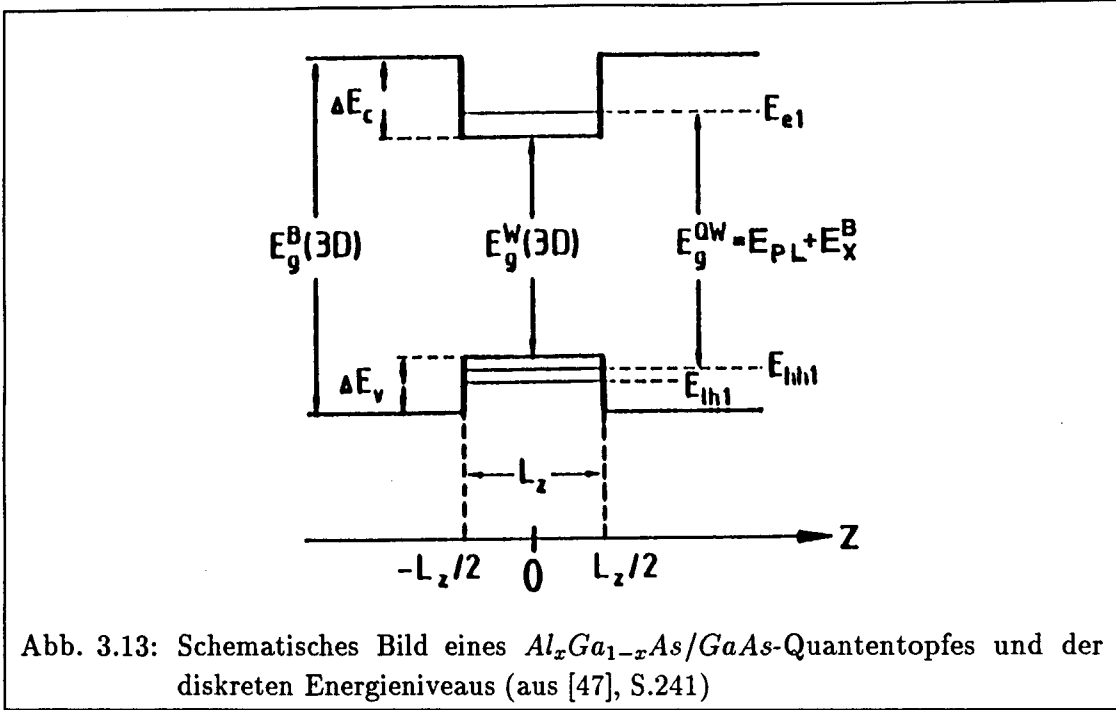


Abb. 3.13: Schematisches Bild eines $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ -Quantentopfes und der diskreten Energieniveaus (aus [47], S.241)

$$\tan \left(\frac{m_G E_{e,h}^n L_z^2}{2\hbar^2} \right)^{1/2} = \left(\frac{m_G (\Delta E_{C,V} - E_{e,h}^n)}{m_A E_{e,h}^n} \right)^{1/2}. \quad (3.8)$$

Dabei sind m_G bzw. m_A die effektiven Massen des jeweiligen Ladungsträgers im $GaAs$ bzw. $Al_xGa_{1-x}As$.

Die Abhängigkeit der zweidimensionalen Bandlücke $E_g^{QW} = E_g^{GaAs} + E_e^1 + E_{hh}^1$ von der Topfbreite L_z ist in Abb. 3.14 dargestellt.

Topfdicke und PL-Energie

Angeregte Elektronen und Löcher relaxieren (vgl. Abschnitt 3.3.1) in die niedrigsten Energiezustände (also $n=1$, daher die Angabe obiger Gleichung nur für ungerade n), von wo aus sie rekombinieren. Auch im (quasi-) zweidimensionalen Quantentopf ist dabei die Lumineszenz bei $T=2K$ *rein exzitonischen* Ursprungs. Zudem ist der Überlapp der Wellenfunktionen sehr groß, was zu einer riesigen Oszillatorstärke und einem hohen PL-Signal führt. Berücksichtigt man die Exziton-Bindungsenergie E_X^B , die i. a. L_z -abhängig ist [48], so erhält man für die PL-Energien (vgl. Abbildung 3.13):

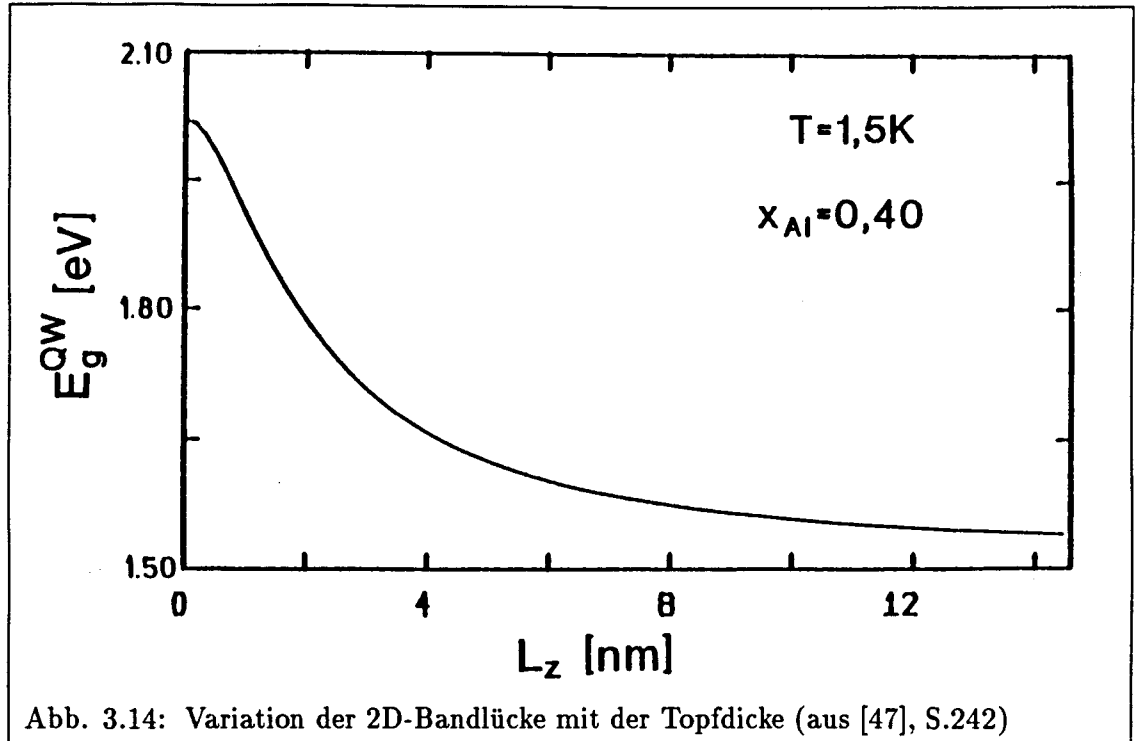


Abb. 3.14: Variation der 2D-Bandlücke mit der Topfdicke (aus [47], S.242)

$$E_{PL} = E_{GaAs}^g + \underbrace{E_e^1 + E_{hh}^1}_{\text{aus Gl. 3.8}} - E_X^B . \quad (3.9)$$

Die Gleichungen 3.8 und 3.9 verknüpfen somit die *energetische Lage* E_{PL} des *Lumineszenzsignals* mit der *Dicke* L_z des *Quantentopfes*.

3.3.3 Grenzflächenrauhigkeit und 2D-Exziton

Durch das Einsperren des Exzitons im QW sind nicht nur seine Bindungsenergie und strahlende Rekombinationsrate stark erhöht [48]. Zusätzlich wird seine Ausdehnung (Durchmesser d_B) verkleinert. Diese ist im Bulk-GaAs $\approx 400\text{\AA}$, beträgt jedoch auch bei größter Einsperrung ($Al_{0,4}Ga_{0,6}As/GaAs$, $L_z \approx 10\text{\AA}$, [49]) noch $d_B \approx 220\text{\AA}$, also ca. 80 Monolagen. Wie in Abschnitt 3.1.4 besprochen, zeigt eine Grenzfläche in der MBE aber Rauigkeiten der „Höhe“ δ und der lateralen Ausdehnung d_I . Ist nun $d_I < d_B$, so „mittelt“ das Exziton über diese Rauigkeit (Das heißt, der statistische Bereich R_o aus Abschnitt 3.1.4, Abbildung 3.9 wird gleich dem Exzitondurchmesser d_B).

Rechnet man die Dickenverteilung (Gleichung 3.3) in eine Verteilung P der Eigenenergien bzw. der zweidimensionalen Bandlücke E_g^{QW} um, so ergibt sich:

$$P(E_g^{QW}, \langle E_g^{QW} \rangle) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_E} \exp\left(-\frac{(E_g^{QW} - \langle E_g^{QW} \rangle)^2}{2\sigma_E^2}\right) , \quad (3.10)$$

also ebenfalls gaußförmig, mit der Breite:

$$\sigma_E = \sigma_L \left. \frac{\delta E_g}{\delta L_z} \right|_{L_z=\langle L_z \rangle} , \quad (3.11)$$

mit σ_L aus Gleichung 3.4 und $\delta E_g/\delta L_z$ aus Gleichung 3.8. Der Verlauf von σ_E für $\sigma_L = 1\text{ML}$ ist in Abbildung 3.15 wiedergegeben.

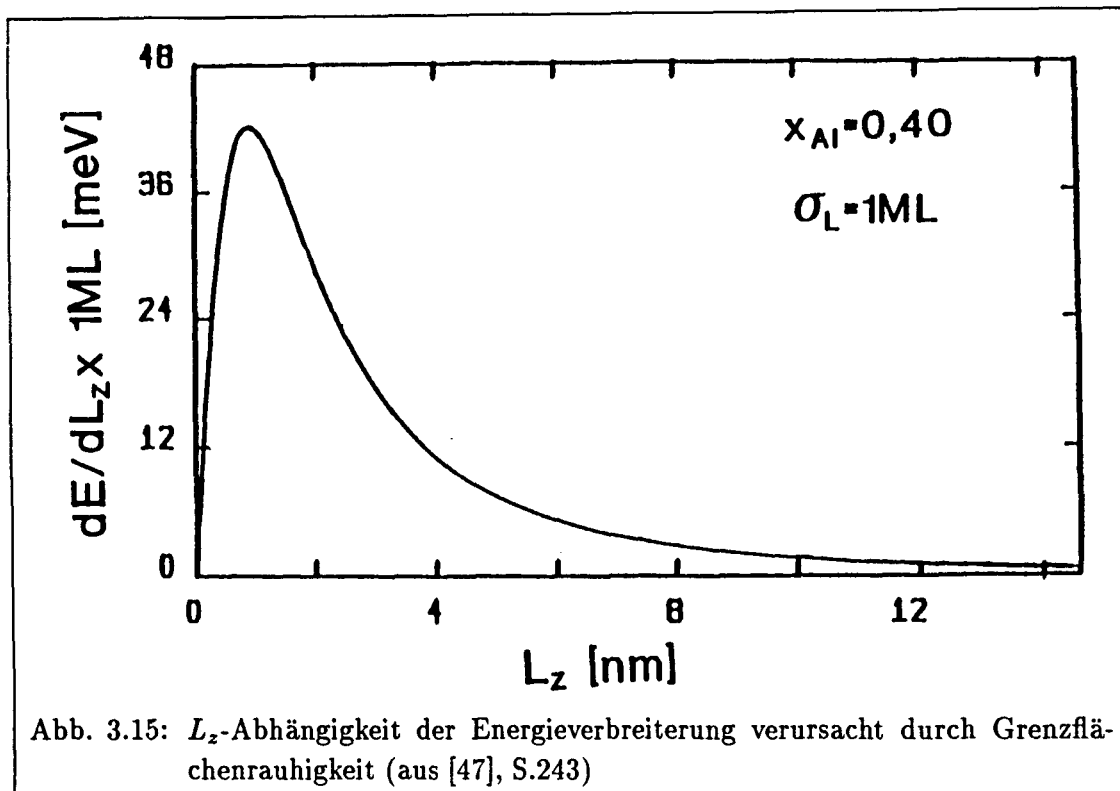


Abb. 3.15: L_z -Abhängigkeit der Energieverbreiterung verursacht durch Grenzflächenrauigkeit (aus [47], S.243)

Dies alles bedeutet zusammengefaßt, daß die *Grenzflächenrauigkeit* zu einer Dickenfluktuation des QW und damit (über den Zusammenhang Topfdicke $\Leftrightarrow$ 2D-Bandlücke und PL-Energie) zu einer *Verbreiterung des PL-Signals* führt.

3.3.4 PL-Linienform-Modell

Nun ist jedoch für $d_I \lesssim d_B$ der Zusammenhang zwischen σ_L und der PL-Linienbreite (FWHM) nicht ganz so einfach. Auch andere Prozesse üben einen Einfluß darauf aus. Im folgenden soll die quantitative Beschreibung dieser Einflüsse nach dem Modell von J. Christen und D. Bimberg [8, 47] vorgeführt werden.

1) Trägertemperatur T_C

Allein die Temperatur T_C der Ladungsträger verursacht eine Verbreiterung σ_T des PL-Signals gemäß:

$$\sigma_T = kT_C \ln 2 .$$

Dabei ist Vorsicht angebracht: Es zeigt sich, daß dieses T_C von der Dicke des QWs abhängt [50]. So können bei schmalen Töpfen ($L_z \approx 15\text{\AA}$) Trägertemperaturen von bis zu $T_C \approx 25\text{K}$ erreicht werden, obwohl die Gittertemperatur bei 2K liegt.

In dieser Diplomarbeit wurden jedoch nur QWs mit $L_z \geq 50\text{\AA}$ gemessen, so daß der T_C -Einfluß auf die Linienbreite vernachlässigt werden kann.

2) Lebensdauer-Verbreiterung

Diese Verbreiterung findet ihre Ursache in der finiten Lebensdauer $\tau(E_{e,h})$ des Endzustandes des Rekombinationsprozesses, der in einen Gesamt-Grundzustand relaxiert. Dies resultiert in einer Verbreiterung $\Gamma = \hbar/\tau$ der Lumineszenz, die für kleine T_C immer symmetrischer wird.

Bei unseren Messungen war also die Gesamtverbreiterung Γ relativ symmetrisch (wegen der noch kleinen Trägertemperatur T_C , vgl. Punkt 1, Trägertemperatur) und auch absolut gesehen sehr klein (wegen der Messtemperatur von $T = 2\text{K}$). Daher wurde auch dieser Einfluß auf die PL-Halbwertsbreite nicht weiter berücksichtigt.

3) Legierungs-Fluktuationen

Bestehen die Topfbarrieren aus einem ternären Material, wie etwa $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, so können in der Nähe der Grenzfläche Fluktuationen des Gehaltes x um den Mittelwert x_0 auftreten. Der Gehalt bestimmt aber die Topfhöhen $\Delta E_{C,V}$, also

auch die Quantisierungsenergien. Somit führen Schwankungen Δx zu Eigenenergieschwankungen und einer Verbreiterung σ_a des Lumineszenzsignals.

Die statistischen Fluktuationen der Konzentration x kann man durch Einführung von Legierungsclustern mit Durchmesser d_C beschreiben, die eine lokal höhere Al-Konzentration besitzen [51]. Auf diese Weise erhält man eine gaußsche Verteilungsfunktion für die Eigenenergien und eine resultierende Verbreiterung σ_a :

$$\sigma_a = 0,327 \left[x_0(1 - x_0) \left(\frac{d_C}{d_B} \right)^3 \right]^{1/2} \frac{\delta E_g^{QW}}{\delta x} \Big|_{x=x_0}.$$

Dabei ist $\frac{\delta E_g^{QW}}{\delta x}$ die Variation von E_g^{QW} (vgl. Abb. 3.13) mit dem Gehalt x . Diese Variation ist sehr klein (z. B. bei einem 100 Å $Al_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs$ QW nur etwa 0,2meV pro Al-%). Nun liegen Gehaltsfluktuationen ternärer Materialien in der MBE maximal in der Größenordnung von 1% . Somit ist in der vorliegenden Arbeit auch der Einfluß der Legierungsfluktuation auf die PL-Linienbreite vernachlässigbar.

4) Exzitonische Effekte

Wie oben erwähnt, wird die Tieftemperatur-PL von exzitonischer Rekombination dominiert. Jede Quantentopf-Eigenenergie ist also aufgespalten in mehrere Energieniveaus analog zum Wasserstoffatom. Zudem ist bei tiefen Temperaturen der $\underline{k}$ - Vektor bei der Rekombination nicht mehr scharf, sondern zeigt eine Verbreiterung $\Delta \underline{k}$ [8]. Dies folgt durch die Unschärferelation aus der Lokalisierung der Exzitonen bei lokalen Dickenfluktuationen (lokal breiterer Topf = lokal niedrigere Energie).

Alle diese Einflüsse führen im PL-Spektrum zu einem asymmetrischen Boltzmann-Ausläufer auf der Seite höherer Energie. Durch einen einfachen Gaußfit wird die Linienform zu niedrigen Intensitäten hin dann nicht mehr gut approximiert. Abweichungen werden aber erst unterhalb von 1/3 der Maximalintensität merkbar ([8], Bild 3b). Zur Bestimmung der *Halbwertsbreite* ist es daher dennoch möglich, nur den wesentlich einfacher auszuführenden Gaußfit zu verwenden. Dies geschieht auch bei der Auswertung unserer Meßergebnisse in Abschnitt 5.1.1.

Fazit

Wie oben dargelegt, sind in unserem Fall alle Prozesse 1) bis 4) für die Linienbreite vernachlässigbar. Übrig bleibt nur die Verbreiterung durch Fluktuationen der

Topfbreite aufgrund von Grenzflächenrauhigkeiten. Die Linienform ergibt sich in diesem einfachen Fall durch Faltung der spontanen Emissionsrate $R(h\nu)$ (= Anzahl der pro Sekunde im Energieintervall $[h\nu, h\nu + d h\nu]$ emittierten Photonen) mit der Energieverteilung von oben (Gl. 3.10). Man erhält eine Linienform mit gaußschem Profil (erfc: komplementäre Fehlerfunktion):

$$I(h\nu, \langle E_g \rangle) \sim \text{erfc} \left(\frac{E_g - h\nu}{\sqrt{2}\sigma_E} \right) . \quad (3.12)$$

(Bemerkung: Diese Formel gilt strenggenommen nur für den Fall der thermalisierten Ladungsträger. Da wir aber den Spezialfall $d_I < d_B$ betrachten, und die exzitonische Diffusionslänge d_D schon viel größer als d_B ist, trifft dies bei uns zu.)

Man erkennt dann:

Die Breite der Lumineszenzlinie ist gleich der energetischen Verbreiterung σ_E durch die Grenzflächenrauhigkeit der Quantentöpfe, so daß man über das Modell von J. Singh und K. K. Bajaj (mit einer Messung mehrerer Töpfe und einem Fit gemäß Abbildung 3.15) *aus der Linienbreite mehrerer Töpfe auf die Grenzflächenparameter δ und d_I schließen kann* (vgl. Abschnitt 5.1.1).

3.3.5 Pseudoglatte Grenzflächen und Monolagen-Splitting

Das Linienform-Modell wurde für $d_I \lesssim d_B$ hergeleitet. Nun sollen die Grenzfälle $d_I \ll d_B$ bzw. $d_I \gg d_B$ betrachtet werden.

$d_I \ll d_B$ / Pseudoglatte Grenzflächen

Im Grenzfall $d_I \ll d_B$, also bei sehr kleinen Inseln an der Grenzfläche, erhält man eine verschwindende statistische Linienverbreiterung. Die Grenzfläche wird dann als „pseudoglatt“ bezeichnet [28]. Für die Lumineszenzbreite werden die anderen, vorher vernachlässigten Verbreiterungsprozesse (1-4) relevant. Eine Linienformanalyse wird entsprechend aufwendig. Da dieser Fall in der vorliegenden Arbeit nicht auftritt, wird darauf im folgenden nicht weiter eingegangen.

$d_I \gg d_B$ / Monolagen-Splitting

Werden die Inseln groß genug, so sieht das Exziton mehrere, jeweils um eine halbe Monolage unterschiedlich dicke Quantentöpfe. Dabei unterscheidet man wieder

Im ersten Fall können die Exzitonen noch in die breiteren Töpfe mit den niedrigeren Energien diffundieren, bevor sie rekombinieren. Man sieht bei 2K nur die energetisch tiefste Lumineszenzlinie. Die anderen werden erst bei höheren Temperaturen sichtbar, da dann Exzitonen thermisch in die schmalere Töpfe angeregt werden können (das heißt bei $kT = \Delta E(\Delta L_z = a/2)$, [47] S.250).

Im zweiten Fall ist die Diffusion in breitere Töpfe nicht mehr möglich. Auch in der Tieftemperatur-PL treten mehrere Linien auf, deren energetischer Abstand gerade einer Dickendifferenz von $a/2$ entsprechen sollte ([47] S.251).

Eine Glättung der Grenzfläche bis zu $d_I \gg d_B$ erreicht man in der MBE mit Wachstumsstops (vgl. Abschnitt 3.1.5). Beim AlGaAs ist eine Verbesserung aber nur für die obere Grenzfläche möglich. Bei der PL an AlGaAs/GaAs-QWs mit Wachstumsstop erhält man daher *maximal zwei Lumineszenzlinien*, deren Breite durch die Rauigkeit der unteren Grenzfläche gegeben ist ([47] S.244). Wird der Al-Gehalt in der Barriere immer größer, so nimmt der Unterschied der Grenzflächen immer mehr ab. Beim AlAs schließlich ist die Barriere ebenfalls ein binäres Material und man erreicht mit Wachstumsstop *drei getrennte Linien* [52].

Rauigkeit auf atomarer Skala

Proben mit Monolagen-Splitting in der PL wurden ebenfalls mit Kathodolumineszenz untersucht [53]. Diese Messungen ergaben Inselgrößen in der Gegend von μm . Andere Messungen mittels HRTEM jedoch zeigen auch bei solchen Proben eine Reustrauchigkeit auf *atomarer Skala* [54, 55].

Auch der energetische Abstand zweier Lumineszenzlinien, der konstant sein sollte, zeigt Schwankungen über die Waferoberfläche. Als Erklärung schlagen C. A. Warwick et al eine *Rauhigkeitsverteilung* bei einer Grenzfläche vor, mit einem Minimum bei der lateralen Dimension des Exzitondurchmessers d_B [56]. Denn gerade diese Rauigkeit wird in der PL über die Exzitonzerfälle detektiert. Abbildung 3.16 illustriert diesen Ansatz, der bei der Betrachtung der Abstände von PL-Mehrfachlinien in Abschnitt 5.1.2 eine Rolle spielen wird.

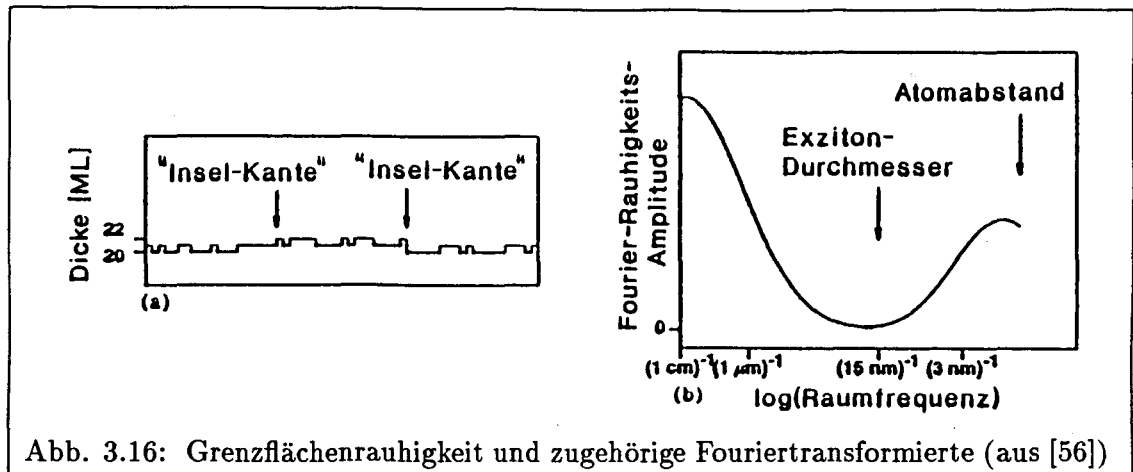
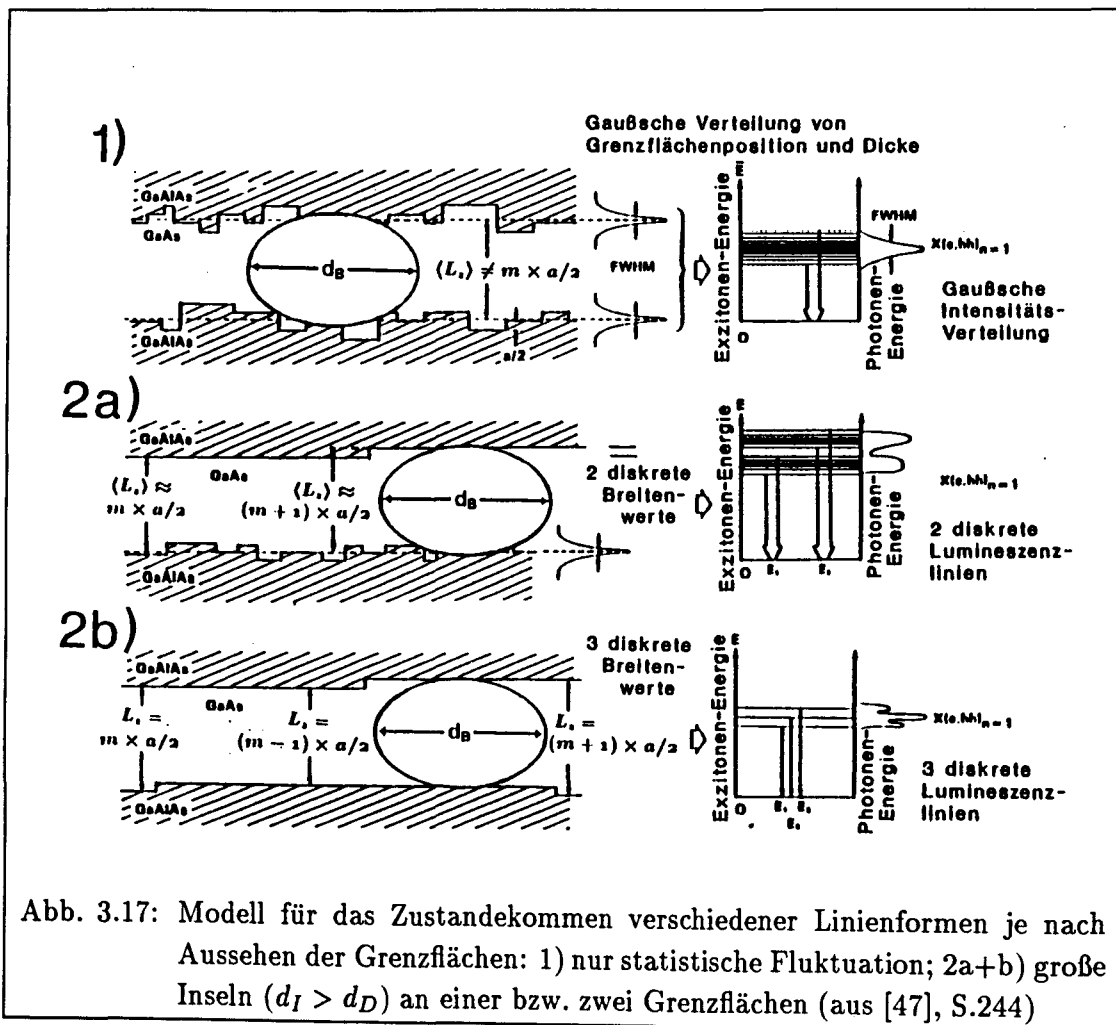


Abb. 3.16: Grenzflächenrauhigkeit und zugehörige Fouriertransformierte (aus [56])

Zusammenfassend ergeben sich also drei Fälle eines Lumineszenzsignals, erstens eine gaußsche Linienform durch Grenzflächenrauhigkeit (die dann gemäß Singh und Bajaj beschrieben werden kann), und zweitens Aufspaltung in zwei bzw. drei einzelne Linien durch große Inseln an einer (bei AlGaAs/GaAs) bzw. zwei (bei AlAs/GaAs) Grenzflächen. Dies ist schematisch in Abbildung 3.17 dargestellt. Alle drei Fälle treten bei Messungen in Kapitel 5 auf und werden dort in Zusammenhang mit den Wachstumsparametern der Grenzflächen näher diskutiert.



4 Apparatives

4.1 Aufbau der MBE

Im Kapitel 4.1. wurden einige Grundlagen zur Beschreibung des MBE-Wachstumsprozesses und der damit verbundenen Probleme und möglichen Lösungen gegeben. Nun soll die MBE selbst vorgestellt werden (prinzipielle Beschreibungen von MBE-Anlagen und Erklärung dazu finden sich in [10, 11, 12]).

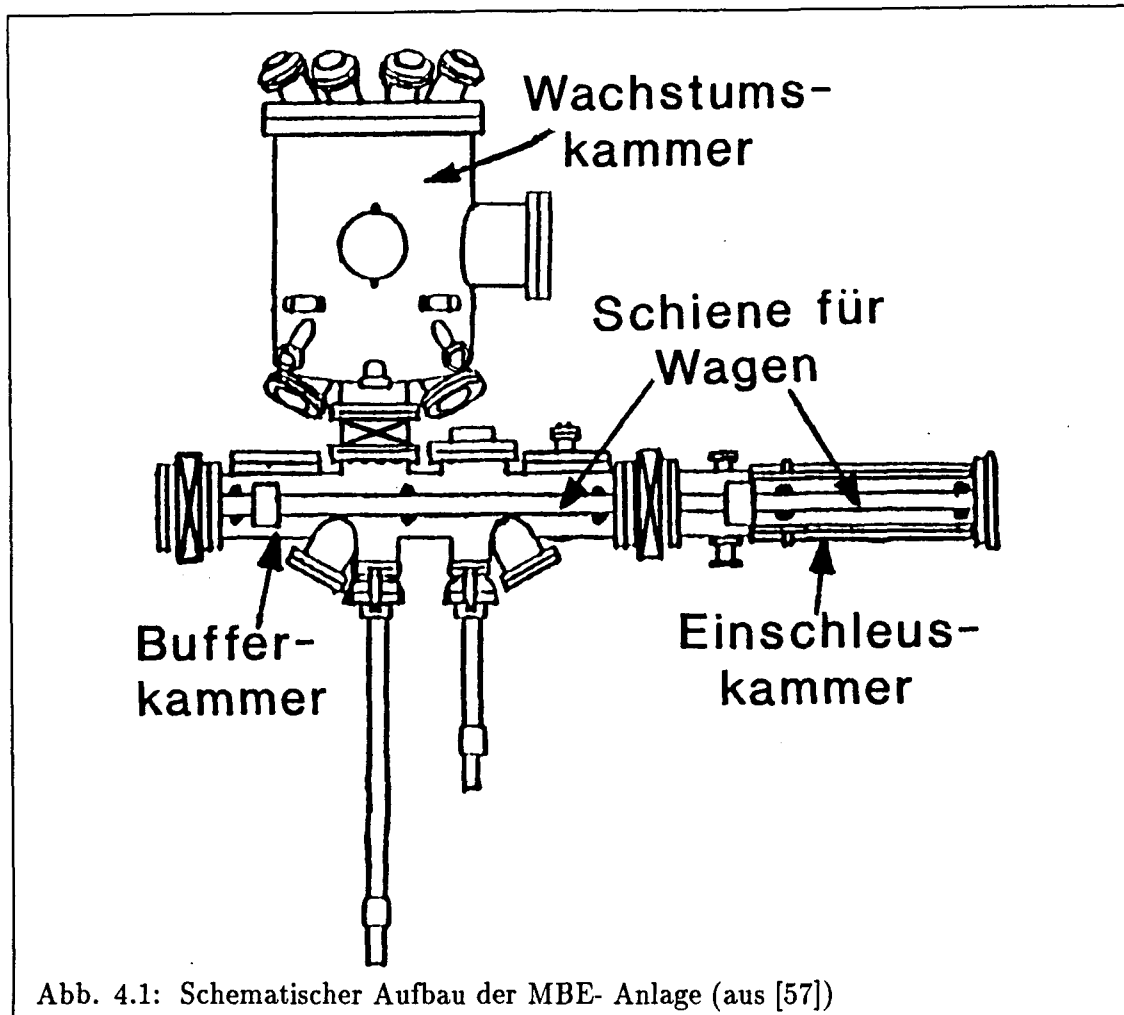
Die von uns verwendete Apparatur ist eine MBE-Modular Gen II der Firma Varian. Sie besteht aus drei getrennten UHV-Edelstahlkammern, die über Plattenventile verbunden sind. Diese (MBE-typische) Anordnung ist in Abbildung 4.1 schematisch gezeigt.

Durch diese Anordnung läßt sich eine Druckdifferenz zwischen Schleusen- und Wachstumskammer aufrechterhalten. Diese ermöglicht auf der Einschleusseite eine Wafereinschleusung mit Ausheizen und Abpumpen in relativ kurzer Zeit, sowie *gleichzeitig* auf der anderen Seite eine Aufrechterhaltung der notwendigen UHV-Bedingungen in der Wachstumskammer (vgl. Abschnitt 3.1) und in der Bufferkammer, wo Wafer im UHV über eine lange Zeit ohne Beeinträchtigung aufbewahrt werden können.

Die Wafer werden auf einen Halter montiert, der mittels Bajonettverschluß auf einem Wagen befestigt ist und Platz für 12 Wafer bietet. Dieser Wagen läuft auf einer Schiene, die von der Schleusen- bis in die Bufferkammer reicht. Der Transfer von dort in die Wachstumskammer geschieht mittels Transferstange.

Schleusenkammer

Die Schleusenkammer dient zum Einschleusen der Wafer in einem Reinraumzelt der Klasse 100. Zur Beobachtung der Proben befinden sich in ihr (wie auch in den beiden anderen Kammern) Sichtfenster. Abgepumpt wird die Kammer von einem Trockenpumpstand bestehend aus einer Membranpumpe als Vorpumpe und einer Spiromolekularpumpe als Hochvakuumpumpe. Der Druck wird (analog zu den anderen Kammern) mittels einer Ionisationsmessröhre gemessen. Ab etwa 10^{-6} torr wird nur noch mit einer Kryopumpe gepumpt. Zum Erreichen eines guten Enddrucks wird die Schleusenkammer schließlich noch mit einge-



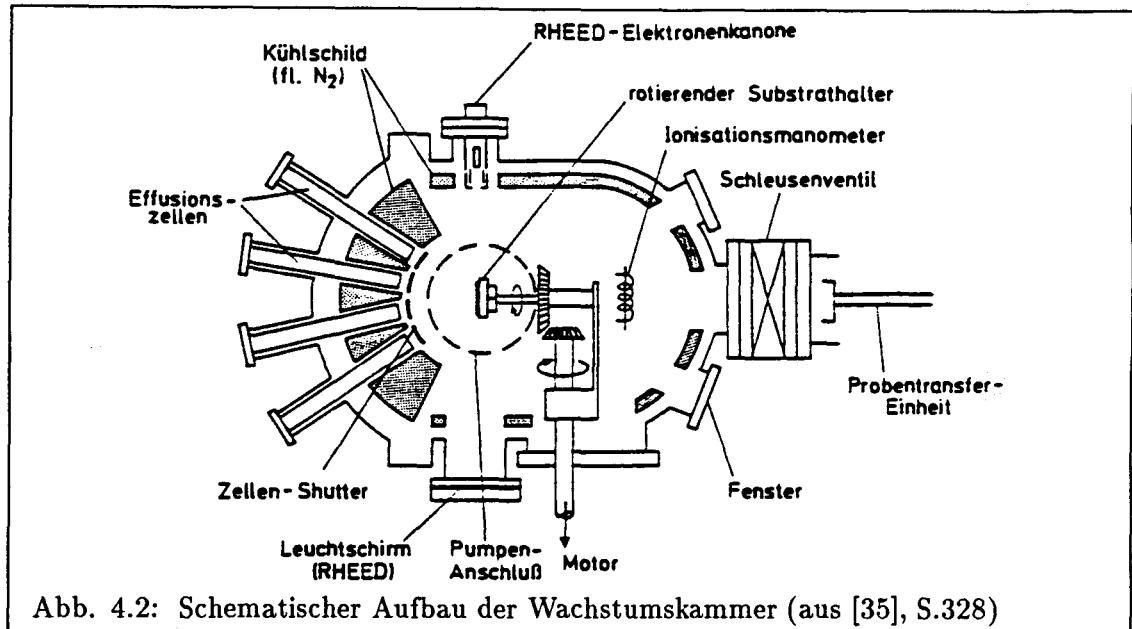
bauten Quarzlampen 30 min lang bei 200°C ausgeheizt. Nach Abkühlen (Druck ca. 10^{-8} torr) wird der Wagen mit den Wafern in die Bufferkammer geschleust.

Bufferkammer

Sie dient als UHV-Aufbewahrungsort der Wafer und enthält die Heizstation, in der die Wafer vor der Epitaxie abgeheizt werden (vgl. 4.3 Präparation). Gepumpt wird die Bufferkammer von einer Ionengetterpumpe in Zusammenhang mit einer Titan-Sublimationspumpe. Man erreicht mit diesem Pumpsystem einen Druck von 10^{-11} torr.

Wachstumschammer

Sie besitzt ebenfalls einen Hintergrunddruck von einigen 10^{-11} torr und hat eine Kryo-, eine Ionengetter- und eine Titan-Sublimationspumpe. Der detaillierte Aufbau ist schematisch in Abbildung 4.2 gezeigt.



Die ganze Kammer ist mit einem Flüssigstickstoff-Kühlschild ausgekleidet, um den Restgasdruck weiter herabzusetzen (man beachte die heißen Feststoffquellen während der Epitaxie). Der GaAs-Wafer sitzt auf einem rotierenden *Substrathalter*, der von hinten durch eine Glühwendel auf bis zu 900°C geheizt werden kann.

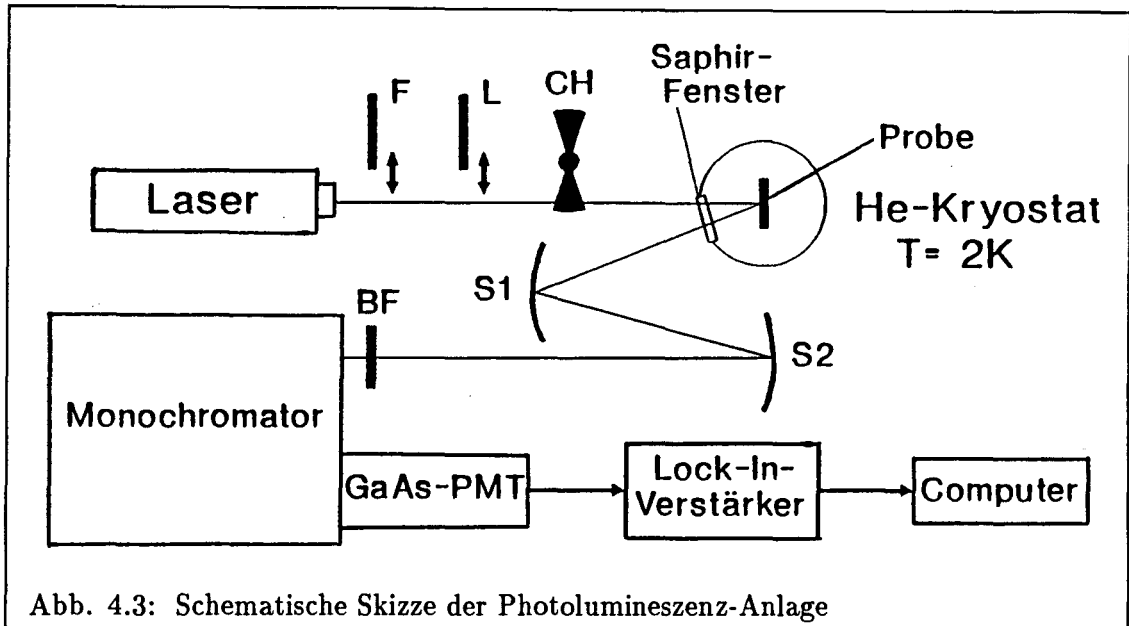
Die Verdampfung der Epitaxiematerialien (Ga, As, Al, In sowie Dotierstoffe Si(n) und Be(p)) geschieht aus *Effusionszellen* aus Bornitrid durch elektrisches Heizen. Alle Zellen sitzen auf einem Kegelmantel und zielen ungefähr auf die Substratmitte (siehe Abschnitt 3.1 Geometrie). Die Zellen haben somit alle ungefähr gleichen Abstand und Winkel zum Substrat. Zuschalten des jeweiligen Molekularstrahls geschieht durch Öffnen der entsprechenden (vor jeder Quelle sitzenden) Klappe, des sogenannten *Shutters*.

Die Grenzflächenschärfe hängt entscheidend von der Geschwindigkeit der Shuttersteuerung und die Komposition (bei ternärem Material) von der Temperaturregelung der Effusionszellen ab. Die Zellentemperatur wird daher von Eurotherm-PID-Reglern bis auf $\pm 0,1^\circ\text{C}$ geregelt und die gesamte Anlage vom Rechner aus gesteuert. Zum Einstellen von Wachstumsrate und Komposition

vor der Epitaxie (bzw. deren Kontrolle danach) befindet sich noch ein *RHEED-System* an der Kammer (vgl. Bild 4.2 und Abschnitt 3.2). Dieses besteht aus einer 10 keV-Elektronenkanone und einem Leuchtschirm auf der gegenüberliegenden Seite. Ferner ist die MBE-Anlage mit einem *Quadrupol-Massenspektrometer* zur Detektion der in der Kammer vorhandenen Stoffe ausgerüstet.

4.2 Aufbau der PL-Anlage

Nachdem in Abschnitt 3.2 die Theorie der PL eingeführt wurde, wird nun die verwendete Meßapparatur vorgestellt. Abbildung 4.3 zeigt eine Skizze der gesamten Anlage.



Beginnend mit dem Anregungslaser sollen nacheinander die verschiedenen Teile näher beschrieben werden.

Laser

Die Probe wird angeregt über einen Argon-Ionenlaser (Coherent Innova 100). Verwendet wurde normalerweise die grüne Linie des Ar^+ bei $\lambda_{ex} = 514.5 \text{ nm}$ bzw. $E_{ex} = 2.41 \text{ eV}$. Abweichungen davon werden extra erwähnt. In den Strahlengang können Filter (F) zur Intensitätsregulierung und Linsen (L) zur Strahlfokussierung eingebracht werden. Um den Strahl periodisch zu unterbrechen und dann zur Signalverarbeitung die Lock-In-Technik anwenden zu können, befindet sich noch ein Chopper (CH) im Strahlengang (siehe Abb.4.3).

Der Strahldurchmesser auf der Probe betrug unfokussiert 2 mm. Fokussiert war er kleiner als 0,2 mm. Bei Messungen in Abschnitt 5 sind immer die Strahlleistungen angegeben.

Kryostat

Der Laserstrahl fällt durch ein Saphir-Fenster im Kryostaten (Oxford Helium-Badkryostat) auf die Probe, die sich auf einem langen Probenhalter befindet. Der Halter ist über ein Gewinde senkrecht verschiebbar und besitzt eine mm-Höhen-skala. Der ganze Kryostat wiederum ist waagrecht verschiebbar und verfügt über eine $10\text{ }\mu\text{m}$ -Skala. Bei fokussiertem Strahl sind so orts aufgelöste Messungen möglich.

Mit dem Kryostaten läßt sich eine Temperatur von unter 2K erreichen. (Alle im folgenden vorgestellten Messungen wurden bei dieser Temperatur durchgeführt.) Die Temperatur wird über einen Thermofühler am Probenhalter gemessen und von einer Oxford-ITC4-Einheit angezeigt und geregelt.

Streulichtfokussierung

Das von der Probe kommende Licht wird dann mit Hilfe zweier fokussierender Spiegel S1 und S2 in symmetrischer Czerny-Turner-Konfiguration [58] auf den Eintrittsspalt des Monochromators gebündelt (vgl. Abb. 4.3). Genaue Fokussierung optimiert die Auflösung. Der Bandkantenfilter (BF) vor dem Monochromator dient zur Ausfilterung der Laser-Gasentladungslinien.

Gitter-Monochromator

Im Monochromator (0,85m-Gitter-Doppelmonochromator SPEX 1404 mit CD2A Computersteuerung) wird das Licht schließlich nach Wellenlänge bzw. Energie spektral zerlegt.

Die dispersiven Elemente sind zwei Reflexionsgitter, die auf einem computerge- steuerten Sinusantrieb sitzen. Sie arbeiten additiv, das heißt ihre Dispersionen addieren sich. Die resultierende hohe Auflösung erkaufte man sich dabei mit einer kleinen Signalintensität. Beide lassen sich beschränkt auch noch über Eintritts- und Austrittsspalt beeinflussen: Je schmaler die Spalte desto kleiner die Inten- sität, aber desto höher die Auflösung. Die Spaltbreite betrug bei den Messungen etwa $200\text{ }\mu\text{m}$, was einer maximal erreichbaren Auflösung von ca. $0,1\text{Å}$ entspricht [59].

Detektion und Verarbeitung

Das so zerlegte Licht tritt aus dem Austrittsspalt aus und trifft auf die GaAs- Photokathode des Photomultiplier-Detektors (GaAs-PMT in Bild 4.3). Die Sig-

nalverarbeitung und -verstärkung geschieht mit einem Lock-In-Verstärker. Ausgegeben und gespeichert werden die Spektren dann auf einem HP 9121 Computer.

4.3 Probenpräparation, Wachstum und Hallmessung

Jeder Wafer wird vor der Epitaxie chemisch gereinigt, um eine saubere GaAs-Oberfläche für das nachfolgende Wachstum zu erhalten und die Epitaxieergebnisse unabhängig von der Wafervorgeschichte reproduzierbar zu machen. Auch nach dem Wachstum werden die Wafer für die anschließenden Messungen präpariert. Die gesamte Waferbehandlung und die Hallmessung werden im folgenden besprochen.

Vor der Epitaxie

Erster Schritt ist eine chemische Reinigung in einer Naßprozeßbank der Klasse 100. Dabei wird der Wafer zuerst in einem Gemisch von $H_2SO_4/H_2O_2/H_2O$ im Verhältnis 10:1:1 für 1 min definiert abgeätzt. Dies ergibt eine „neue“, saubere Oberfläche. Um Restchemikalien zu entfernen, wird dann mit deionisiertem Wasser gespült bis das Spülwasser einen spezifischen Widerstand von $10 M\Omega cm$ überschreitet. Abschließend wird der Wafer trockengeschleudert.

Nach dem Einschleusen im Reinzelt wird die gesamte Einschleuskammer inklusive Waferhalter und Wafer für 30 min bei $200^\circ C$ ausgeheizt. Das ist Vorbedingung, um in einen guten Druckbereich zu gelangen (Enddruck nach Abkühlen $< 10^{-8} torr$). Nach Transferierung in die Buffer-Kammer wird der zu bewachsende Wafer einzeln auf einer separaten Heizstation bei $350^\circ C$ etwa 30 min lang ausgeheizt, wobei leichtflüchtige Adsorbate desorbieren. Schließlich in der Wachstumskammer, zu Anfang der Epitaxie, wird der Wafer zur Abheizung der Oxid-Schicht unter As-Stabilisierung (Öffnen der As-Quelle bei $300^\circ C$ Substrattemperatur) zunächst 15 min linear auf $630^\circ C$ hochgeheizt und dann noch weitere 15 min auf $630^\circ C$ gehalten.

Das Wachstum

Bewachsen wird der Wafer dann bei einer Temperatur von $630^\circ C$ (AlGaAs) bzw. $570^\circ C$ (GaAs). Der ständige As-Dampfdruck beträgt $BEP_{As} \approx 2 \times 10^{-5} torr$ und die Wachstumsrate liegt für GaAs bei $r \approx 1 \mu m/h$. Dem entspricht ein Ga-Partialdruck von $BEP_{Ga} \approx 10^{-7} torr$ und ein III-V-Verhältnis ≤ 20 . Der Wafer wird bei der Epitaxie gedreht (Umdrehungszahl und Wachstumsrate synchronisiert/ Abweichungen in Abschnitt 5.2 sind extra erwähnt). Die zeitliche Abfolge

wird dann komplett vom Rechner gemäß dem vorher eingegebenen Programm gesteuert.

Nach der Epitaxie

Beim Abkühlen der fertigen Schicht wird zuerst bei 500°C Substrattemperatur der As-Shutter geschlossen. Nach dem Ausschleusen wird der Wafer zuerst für die Messung in kleinere, quadratische Stücke geteilt. Dies geschieht durch Spalten längs der leicht spaltbaren [110]– und $[1\bar{1}0]$ –Richtungen des Wafers.

Für eine PL-Messung wird ein solches, ca. 1cm x 1cm großes Stück auf den Probenhalter geklemmt und in den Kryostaten geschleust. Bei orts aufgelösten Messungen werden jedoch ganze „Streifen“ durch die Mitte des Wafers gespalten, die dann maximal 2” lang und etwa 1cm breit sind.

Hallmessung

Für Hall-Messungen werden kleinere Probenstücke (ungefähr 8mm x 8mm) an den 4 Ecken kontaktiert. Dies geschieht durch Eindiffusion von kleinen Indium- oder Zinn-Kügelchen ($\varnothing \approx 0,5\text{mm}$ / In bei p-dotierten und Sn bei n-dotierten Proben) in einem Reaktionsofen unter Formiergasfluß (N_2 mit 10% H_2). Kurzes Zuschalten von HCl löst das Oberflächenoxid und erleichtert so die Eindiffusion, die bei 350 – 400°C während 1-2 min geschieht.

Zur Hallmessung selbst wurden die Drähte am Probenhalter mit Leitsilber an die Probenkontakte geklebt. Ausgeführt wurden die Messungen mit einem Keithley 920 Series Hall-System Messgerät, nachdem dort die Kontakte anhand ihrer Kennlinien überprüft worden waren. Die Messung lieferte die Leitfähigkeit σ und die (freie) Ladungsträgerkonzentration n bzw. p, sowie (daraus errechnet) die Beweglichkeit $\mu = \sigma/ne$ (näheres zum Messvorgang siehe [60] bzw. zur Theorie [61]).

Zur Bestimmung der Meßungenauigkeit wurde eine Probe (bei verschiedenen Meßströmen) jeweils 5 mal hintereinander gemessen. Die Abweichungen betrugen $\leq 0,1\%$ vom Mittelwert. Dieser Fehler ist –wenn sichtbar– bei den Hallmessungen in Abschnitt 5.1 und 5.5 als Fehlerbalken angegeben.

5 Meßergebnisse und Diskussion

5.1 Eigenschaften von AlGaAs/GaAs und AlAs/GaAs-Grenzflächen

5.1.1 Pseudoglatte Grenzflächen und Einfluß von Wachstumsstops

Zuerst wird die Eigenschaft von AlGaAs/GaAs-Grenzflächen und der Einfluß von Wachstumsstops auf diese untersucht. Ein Wachstumsstop sollte durch Vergrößerung der Kation-Diffusionslänge auf der Waferoberfläche zu einer Glättung der normalen Grenzfläche führen. Zur Bestimmung der Grenzflächeneigenschaften wird die PL-Linienbreite verschieden dicker Quantentöpfe bestimmt und gemäß dem Singh-Bajaj-Modell mittels zweier Parametern, Inselgröße d_I und Inselhöhe δ , gefittet (Zum Singh-Bajaj-Modell vgl. Abschnitt 3.3.3). Diese Parameter dienen nur als Hilfsgrößen, reichen zur Beschreibung der Grenzflächeneigenschaften und insbesondere des Einflusses von Wachstumsstops darauf vollkommen aus. Um den Einfluß anderer Parameter auf die Grenzflächen auszuschließen, die sich beim Wachstum zweier verschiedener Proben geändert haben könnten, werden die Messungen jeweils an ein und derselben Probe ausgeführt, die Töpfe mit und ohne Wachstumsstops enthält. Exemplarisch sind hier die Ergebnisse der Probe MBE52 dargestellt. Diese Probe besteht aus zwei Gruppen von AlAs/GaAs-Quantentöpfen der Dicken $100\text{\AA}$, $80\text{\AA}$ und $60\text{\AA}$ mit Barrierendicken von je $300\text{\AA}$. Die unteren drei Töpfe wurden mit Wachstumsstop der normalen Grenzfläche, die oberen ohne einen solchen gewachsen. Der Probenaufbau von MBE52 ist im Inset in Abbildung 5.1 dargestellt.

Um die Signale der verschiedenen Töpfe trennen zu können, wird mit drei unterschiedlichen Anregungsenergien E_{ex} gemessen. Die Eindringtiefe von Laserlicht der verwendeten Energien ist in GaAs $\approx 100\text{ nm}$, in AlAs jedoch mehrere 100 nm . Die Eindringtiefe bei der vorliegenden Probe kann aufgrund der komplizierten Probenstruktur nur durch einen Mittelwert zwischen diesen Werten angenähert werden, liegt also ebenfalls in der Größenordnung von mehreren 100 nm . Gemäß Gleichung 3.7 in Abschnitt 3.3.1 ($\alpha = \alpha(\omega)$) ist die Eindringtiefe der drei

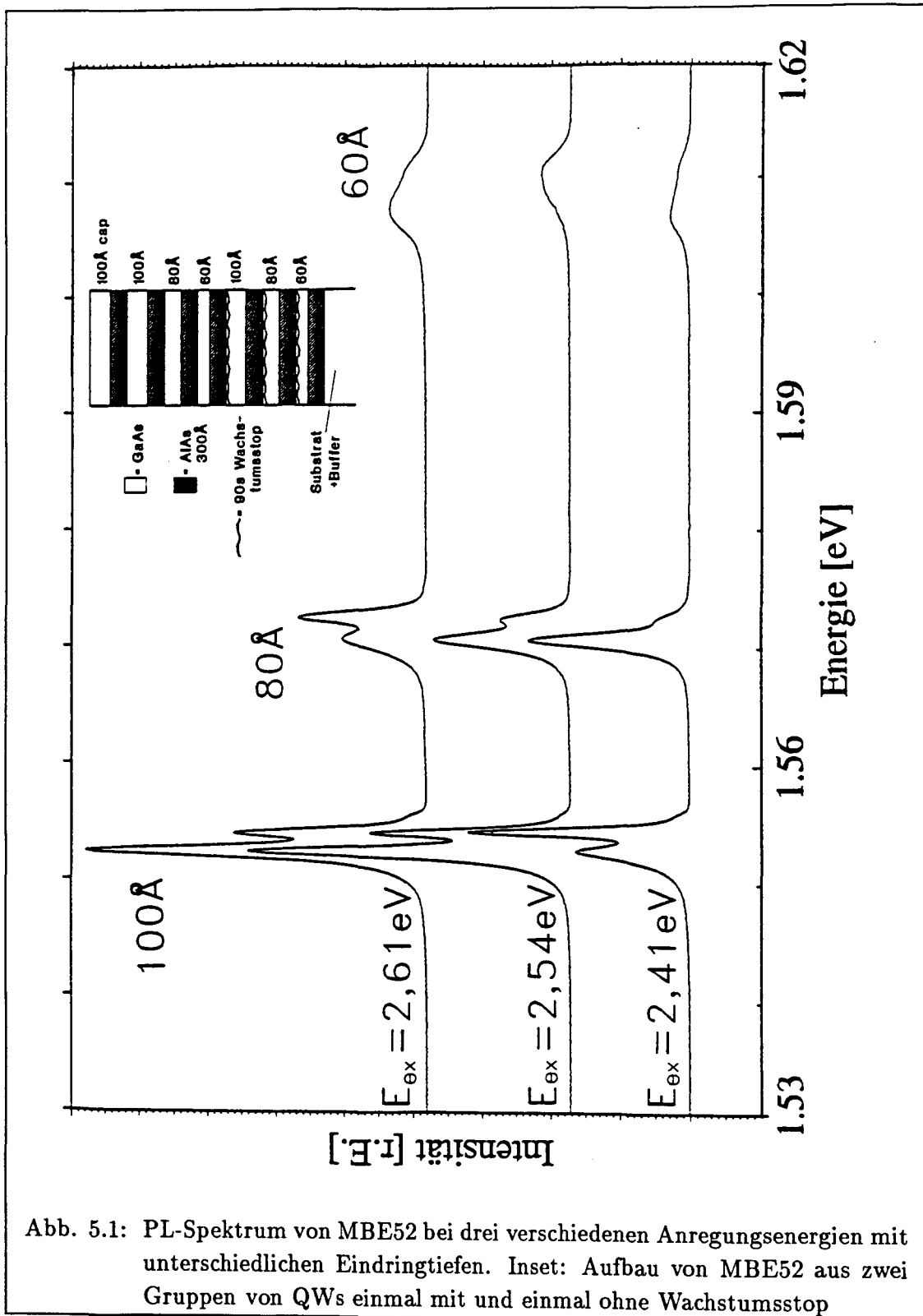


Abb. 5.1: PL-Spektrum von MBE52 bei drei verschiedenen Anregungsenergien mit unterschiedlichen Eindringtiefen. Inset: Aufbau von MBE52 aus zwei Gruppen von QWs einmal mit und einmal ohne Wachstumsstop

Anregungsenergien unterschiedlich. Sie ist nämlich bei einer Energie E_{ex} von 2,41eV am größten, mit 2,61eV jedoch am kleinsten:

$$\alpha(2,41\text{eV}) > \alpha(2,54\text{eV}) > \alpha(2,61\text{eV}) .$$

Auf diese Weise erhält man eine tiefenaufgelöste Messung [62]: Je *größer* die Energie, um so mehr detektiert also das Laserlicht die Oberfläche bzw. die oberen 3 Quantentöpfe *ohne* Wachstumsstop. Umgekehrt ist die Lumineszenz der unteren Töpfe stärker, wenn die Laserenergie 2,41eV beträgt.

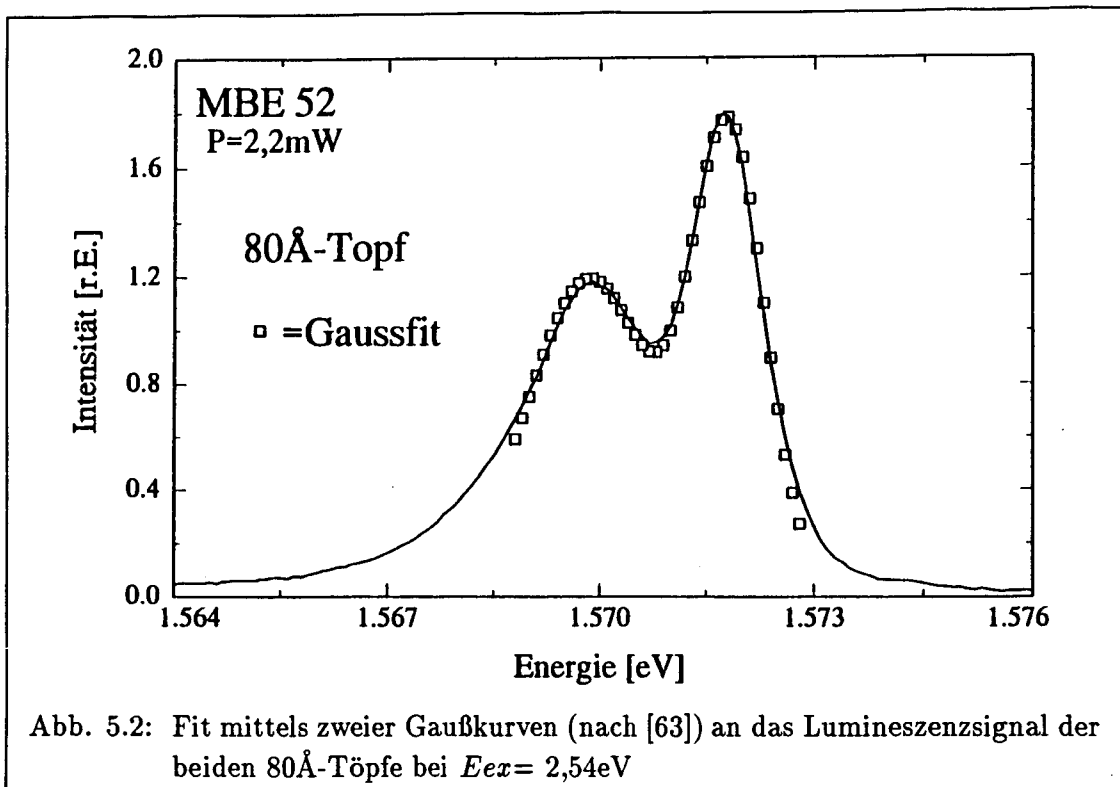
Messung

Die PL-Spektren von MBE52 mit den zugehörigen Anregungsenergien E_{ex} sind in Abbildung 5.1 dargestellt. Gemessen werden drei Doppelbanden bei etwa 1,55eV, 1,57eV und 1,61eV. Bei Änderung der Laserenergien von 2,61eV zu 2,41eV kehrt sich das Intensitätsverhältnis der beiden Banden gerade um.

Diskussion

Aus der Umkehr des Intensitätsverhältnisses bei Änderung der Anregungsenergie folgt, daß jede Doppelstruktur jeweils zwei nominell gleich dicken Quantentöpfen von 100Å, 80Å und 60Å Dicke entstammt, von denen sich je einer näher an der Oberfläche und der andere weiter weg von ihr befindet. (Die Dicken sind in Abbildung 5.1 schon neben den entsprechenden Strukturen vermerkt.) Anhand der Intensitätsänderung jeder einzelnen Bande gestattet dies eine Zuordnung der sechs Linien zu den verschiedenen Töpfen. Zur weiteren Auswertung werden die Energielagen und -breiten der sechs Signale benötigt. Aufgrund der z. T. starken Überlagerung der Banden reicht zur Bestimmung ihrer Lage und Breite eine graphische Betrachtung jedoch nicht aus. Ein rechnerischer Fit mittels zweier Gaußkurven ergibt genauere Ergebnisse. (Begründung der Gaußform: Abschnitt 3.3.4 und Abbildung 3.17 Fall 1). Solch ein Fit [63] ist in Abbildung 5.2 für die 80Å-Töpfe bei $E_{ex} = 2,54\text{eV}$ gezeigt. Die sich ergebenden Daten sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt.

Über den Zusammenhang zwischen Energielage E_{PL} und Topfdicken gemäß der impliziten Gleichung 3.8 sowie zwischen der Peakbreite σ und den Grenzflächenparametern Inselgröße und -höhe (nach dem Singh-Bajaj-Modell in Abschnitt 3.3.3) erhält man aus den gemessenen Größen in Tabelle 5.1 zwei Informationen:



Topfweite [$\text{\AA}$]	Energielage [eV]		Peakbreite σ [meV]	
	mit WS	ohne WS	mit WS	ohne WS
100	1,5539	1,5523	0,9	1,2
80	1,5699	1,5718	1,77	1,02
60	1,6065	1,6105	3,2	5,0

Tabelle 5.1: Ergebnisse der Gaußfits an das Lumineszenzspektrum von MBE52

- die Dicke der einzelnen QWs und damit die Konstanz der Wachstumsrate von einer Gruppe QWs zur nächsten
- die Grenzflächenparameter jedes QWs und damit den Einfluß des Wachstumsstops auf diese

a) Konstanz der Wachstumsrate

Für folgende Betrachtungen genügt der Vergleich der Energielagen nominell gleichdicker Töpfe untereinander. Wegen der dann nur kleinen Dickenabweichungen erlaubt dies eine Approximation der impliziten Gleichung 3.8 (für die Eigenenergien E_n in Abhängigkeit von der Topfdicke L_z) gemäß:

$$E_{e,hh}^n \sim \frac{1}{L_z^2} . \quad (5.1)$$

(Quantenmechanisch entspricht dies einer Näherung unendlich hoher Wände.)
Man erhält dann für die relativen Dickenabweichungen der 3 Töpfe untereinander:

$$\begin{aligned} 100\text{\AA} & : \pm 1,0\% \\ 80\text{\AA} & : \pm 0,8\% \\ 60\text{\AA} & : \pm 1,1\% \quad , \end{aligned}$$

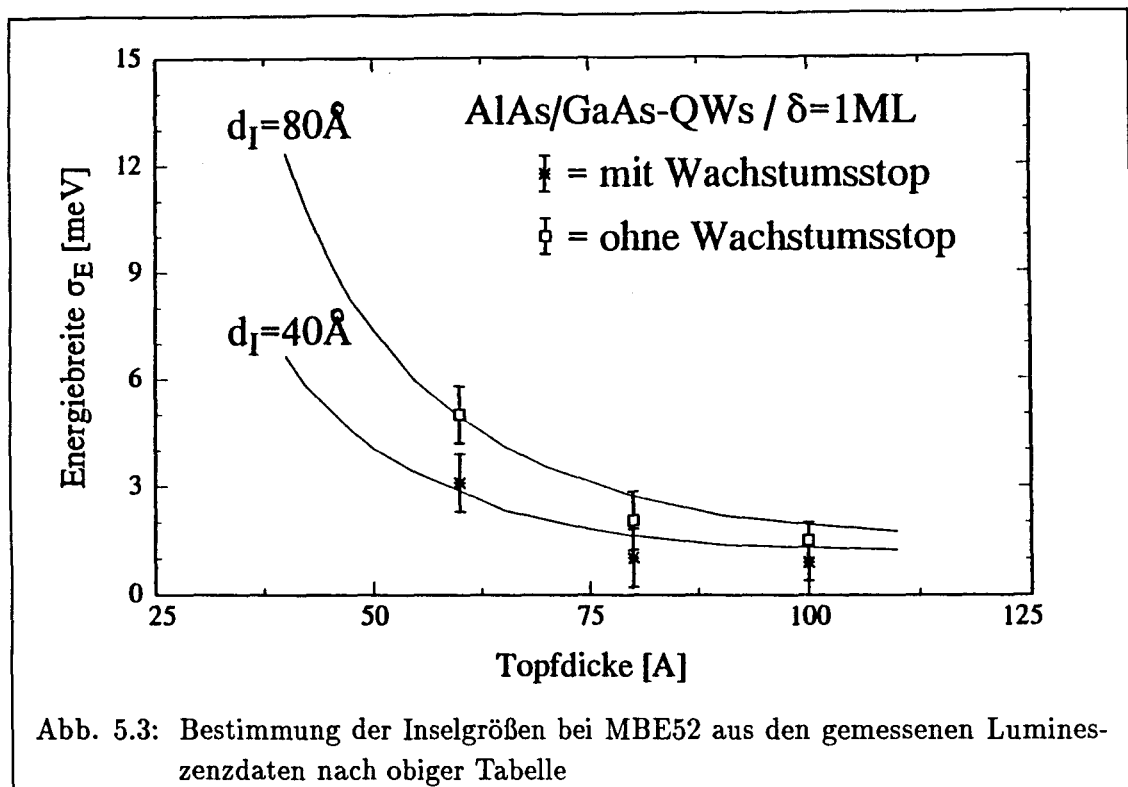
wobei zwischen je zwei Töpfen durchschnittlich 1050 Å Schicht gewachsen wurden, was ca. 23 Minuten dauerte.

Dabei sind die zuletzt gewachsenen Töpfe der nominellen Dicke 80 Å und 60 Å jeweils die *dünnere*n. Bei 100 Å nomineller Dicke jedoch ist der obere Topf *dicker*. Dies läßt darauf schließen, daß die gemessenen Dickenunterschiede nicht einer generellen Drift der Wachstumsrate in eine Richtung entstammen, sondern daß es sich dabei um *statistische Schwankungen* (z. B. des Quellendampfdrucks) handelt.

b) Einfluß von Wachstumsstops

Der Wachstumsstop sollte nun bei jedem der unteren QWs zu einer Glättung der oberen Grenzfläche und damit zu einer kleineren Linienbreite führen (vgl. Seite 20). Nimmt man ein zweidimensionales Wachstum an, also eine Inselhöhe von $\delta = 1\text{ML}$, so zeigt Abbildung 5.3 eine Darstellung der Lumineszenzbreiten aus Tabelle 5.1 auf Seite 50 mit einem Fit nach dem Singh-Bajaj-Modell ([9]/vgl. Abbildung 3.15). Die eingezeichneten Fehler in der Peakbreite ergeben sich aus den Abweichungen verschiedener ähnlich guter Fits.

Die besten Annäherungen an die Meßwerte ergeben sich für Inselgrößen von 80 Å (ohne WS) und von 40 Å (mit WS). Es liegt also schon *ohne WS eine pseudoglatte Grenzfläche* vor. Zusätzlich hat aber der *90s- Wachstumsstop an der normalen Grenzfläche zu einer erkennbaren Glättung* geführt.



5.1.2 Große laterale Inselweiten

AlGaAs/GaAs-Töpfe

Wie in Abschnitt 3.1.5 beschrieben ist es möglich, durch lange Wachstumsstopps und bei einem Barrieren-Al-Gehalt um 30% , an der normalen Grenzfläche bei einer Inselhöhe von $\delta=1\text{ML}$ die Inselgröße über die Exzitonausdehnung d_B hinaus zu vergrößern. Dies resultiert dann im PL-Spektrum in zwei getrennten Linien, deren energetischer Abstand der Energiedifferenz bei einer Topfdickenvariation von 1ML entspricht. Diese Energiedifferenz beträgt bei $100\text{\AA}$ dicken $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$ Töpfen laut [64] ca. $1,3\text{meV}$. Die Breite der Linien ist dann größtenteils bestimmt von den Parametern der invertierten Grenzfläche, die durch einen Wachstumsstop nicht geglättet wird (dargestellt in Abschnitt 3.1.5 und 3.3.5, Skizze dazu in Abbildung 3.17 Fall 2a).

Im folgenden wird versucht, diese Glättung an der normalen Grenzfläche zu erreichen und im PL-Spektrum in der dargelegten Weise nachzuweisen. Exemplarisch soll die Messung an der Probe MBE53 vorgestellt werden. Sie besteht aus 50 GaAs -Quantentöpfen mit einer Dicke von $100\text{\AA}$ und einer Dicke der $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ -Barrieren von je $100\text{\AA}$. Bei dieser Barrierendicke tritt nach [65] noch keine Kopplung der QWs auf, die sonst ebenfalls Einfluß auf die Linienbreite hätte [65].

Messung

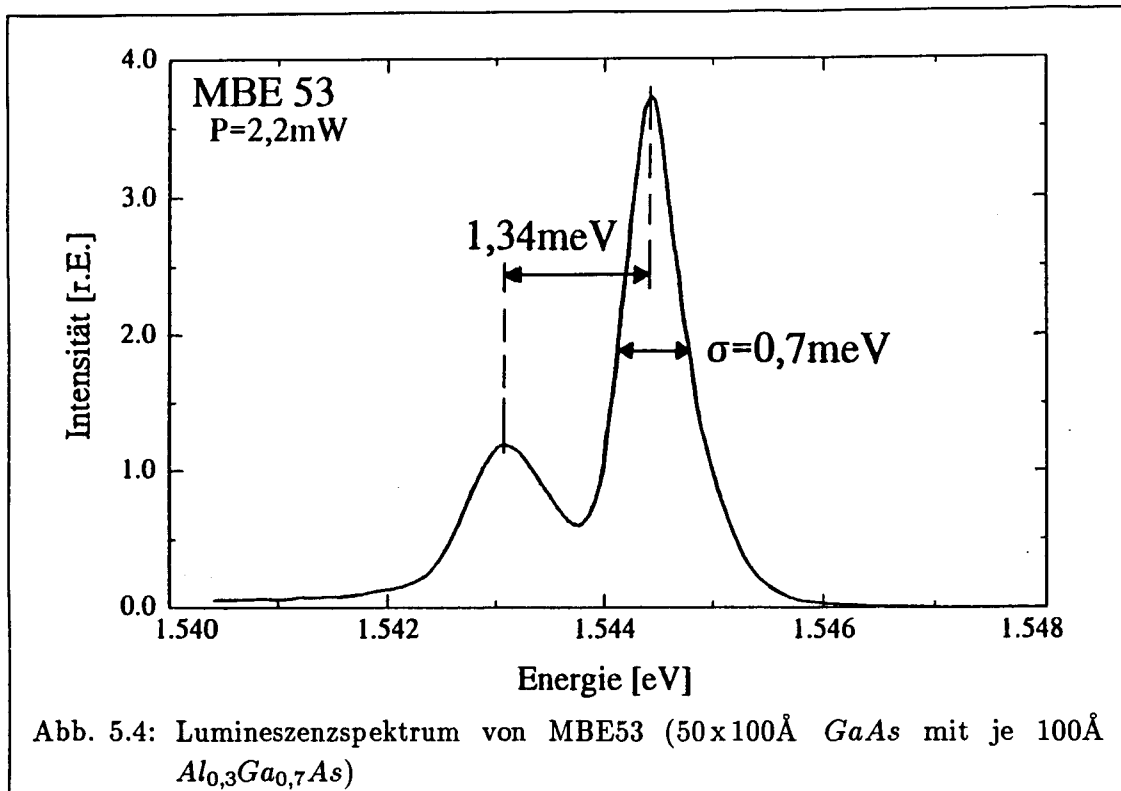
Das sich ergebende PL-Spektrum ist in Abbildung 5.4 dargestellt.

Man erkennt eine Doppelbande bei $1,544\text{eV}$ mit einem Abstand von $1,34\text{meV}$. Jede einzelne Bande hat eine energetische Breite von ca. $0,7\text{meV}$.

Diskussion

Die beiden Banden im Spektrum sind um $1,34\text{meV}$ verschoben. Dieser Abstand stimmt gut mit dem Monolagen-Abstand aus [65] überein. Dies bedeutet, daß die normale Grenzfläche bei MBE53 tatsächlich Inseln sehr großer Ausdehnung ($d_I \gg d_B$) aufweist und die invertierte Grenzfläche im wesentlichen die Peakbreite bestimmt. Bei einer Breite von $0,7\text{meV}$ ist diese Grenzfläche pseudoglatt mit einer Inselgröße unter $40\text{\AA}$ (nach einem Fit gemäß Singh-Bajaj in [9]).

Es konnte also gezeigt werden, daß mit den verwendeten Wachstumsparametern sehr scharfe Grenzflächen hergestellt werden können. Die normale Grenz-



fläche weist Inselhöhen von 1ML und -größen größer als die Exzitonausdehnung auf. Die invertierte Grenzfläche ist auch ohne Beeinflussung durch einen Wachstumsstop pseudoglatt (Inselgröße unter $40 \text{ \AA}$). Vergleichbare Ergebnisse im AlGaAs/GaAs-System werden auch von anderen Gruppen berichtet [34, 33].

AlAs/GaAs-Töpfe

Bei AlAs/GaAs-Töpfen ist das Barrierenmaterial ebenfalls binär und läßt sich durch einen Wachstumsstop soweit glätten, daß sich große Inseln (größer als d_B) auch an der invertierten Grenzfläche bilden. Treten dann an beiden Grenzflächen eines QW solch große Inseln mit einer Höhe von 1ML auf, so ergeben sich effektiv drei Quantentöpfe, die sich jeweils in der Dicke um 1ML unterscheiden. In der PL erscheinen dabei drei einzelne schmale Lumineszenzlinien, die energetisch um die Energiedifferenz getrennt sind, die einer Dickendifferenz von 1ML entspricht. (Beschreibung in Abschnitt 3.1.6 und 3.3.5 und Skizze in Abbildung 3.17 Fall 2b).

Auch im AlAs/GaAs-System soll versucht werden, solch glatte Grenzflächen, aber diesmal auf beiden Seiten der QWs zu erzeugen und dies in der PL nachzuweisen. Dazu wurde beispielsweise die Probe MBE2-133 hergestellt, die aus

20 solchen Töpfen mit einer GaAs-Dicke von je $50\text{\AA}$ bestand, wobei an jeder Grenzfläche ein Wachstumsstop von 90s ausgeführt wurde.

Messung

Das Lumineszenzsignal von MBE2-133 abhängig vom Meßort (Probenrand bzw. -mitte) zeigt Abbildung 5.5.

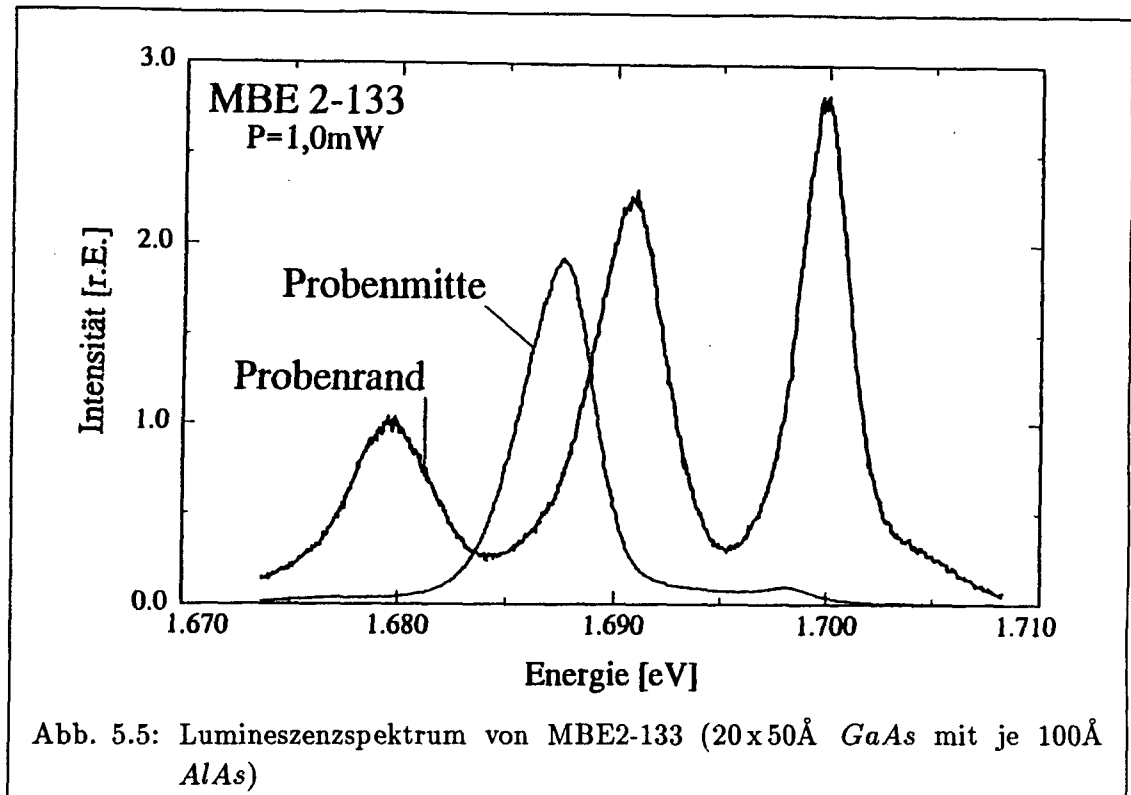


Abb. 5.5: Lumineszenzspektrum von MBE2-133 (20x50Å GaAs mit je 100Å AlAs)

Am Probenrand erkennt man drei Lumineszenzbanden bei 1,68eV, 1,69eV und 1,70eV mit einem energetischen Abstand von $\approx 11\text{meV}$. Je näher der Messpunkt zur Probenmitte liegt, um so kleiner wird die Intensität der energetisch höchsten und niedrigsten Bande. Ganz in der Probenmitte ist dann fast nur noch die mittlere Bande zu erkennen, deren Lage sich dabei nach ca. 1,687eV verschoben hat. Die Breite der Banden liegt dabei zwischen 3meV und 4meV.

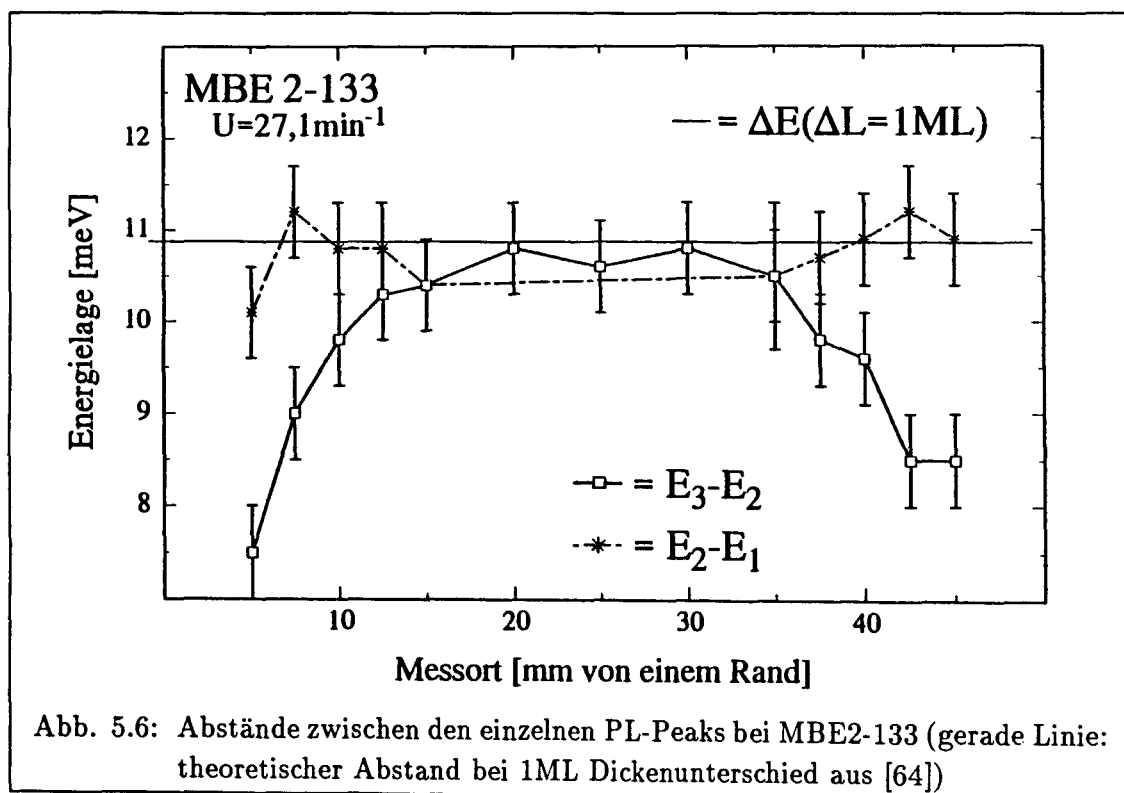
Diskussion

Der energetische Abstand bei Dickenänderung um 1ML beträgt bei $50\text{\AA}$ dicken AlAs/GaAs-Töpfen nach [64] 10,8meV. Dies stimmt gut mit den gemessenen Werten überein. Das PL-Spektrum mit drei schmalen Banden zeigt somit,

daß mit unseren Wachstumsparametern und 90sec Wachstumsunterbrechung eine Glättung *beider* Grenzflächen, verbunden mit der Erzeugung großer Inseln ($d_I \gg d_B$) einer Höhe von 1ML möglich ist. Dabei verdeutlicht die Intensitätsabnahme des Signales des breitesten und des schmalsten Topfes in der Probenmitte, daß dort der Anteil dieser Töpfe abnimmt. Dies führt zu der Vermutung, daß die Inselgröße dort aufgrund fehlender kleinerer bzw. größerer Töpfe noch größer ist als am Waferrand. Diese Aussage kann jedoch nicht konkretisiert werden, da die beteiligte Längenskala von mehreren μm der PL nicht mehr zugänglich ist. Ähnliche Ergebnisse ergeben sich aber auch bei Kathodolumineszenz-Messungen an QWs [53].

Insgesamt heißt das, daß wir auch im AlAs/GaAs-System mit den verwendeten Parametern sehr scharfe Grenzflächen herstellen können. Es wurden vergleichbare Ergebnisse auch von anderen Gruppen berichtet [33, 52].

Trägt man den energetischen Abstand benachbarter Banden aus Abbildung 5.5 in Abhängigkeit vom Messort auf, so ergibt sich Abbildung 5.6.



(Der eingezeichnete Fehler ist dabei die geschätzte Ablesegenauigkeit der Linienlage aus dem Spektrum.)

In der Wafermitte ist fast nur die mittlere Bande zu erkennen, was eine Abstandsbestimmung schwierig macht. Der Abstand liegt, innerhalb der Fehlergrenzen, in der Nähe des Monolagen-Abstandes laut [64] (durchgezogene Linie). Dennoch erscheint an den Rändern eine Abstandsverringering. Solch eine Abstandsänderung wäre bei weit ausgedehnten, atomar glatten Inseln mit einer Höhe von 1ML unmöglich. Vielmehr muß es immer noch eine *atomare Rauigkeit* geben, die die Verschiebung verursacht. Eine solche Rauigkeit ist von Warwick et al vorgeschlagen worden [56] (Beschreibung siehe Abschnitt 3.3.5). Sie messen in der PL statistische Abweichungen vom theoretischen Monolagen-Abstand 10,8meV. Jedoch verhält sich der Abstand in Abbildung 5.6 *nicht statistisch*, sondern zeigt an den Rändern einen klaren Trend zu kleineren Werten, der auch deutlich über den eingezeichneten Fehlergrößen liegt.

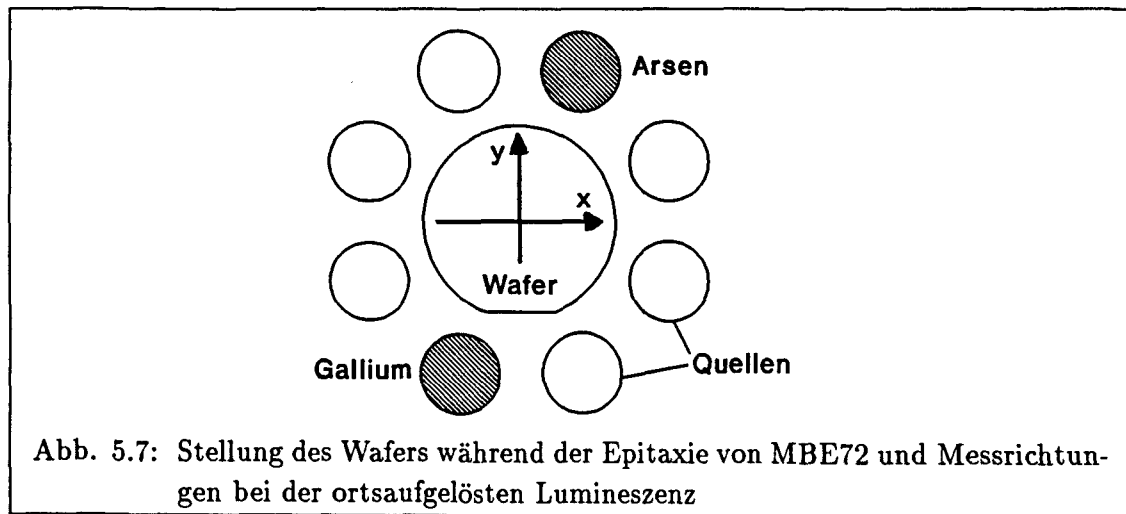
Die genaue Herkunft dieser Erscheinung und damit die Frage, ob sie im Widerspruch zu Warwick steht, bleibt jedoch ungeklärt, da es sich bei MBE2-133 um 20 einzelne Quantentöpfe handelt. Das PL-Signal ist also eine Überlagerung von 20 Einzelsignalen. Da eine Rauigkeit prinzipiell eine statistische Erscheinung ist, ist anzunehmen, daß die deutliche Abnahme des Energieabstandes zum Waferrand hin ihre Ursache in dieser Signalüberlagerung findet.

5.2 Laterale Homogenität über einen ganzen 2"-Wafer

Die Dickenhomogenität von MBE-Schichten insbesondere im Hinblick auf Integration der Schichten für Bauelementanwendung ist von großer Bedeutung. Im folgenden soll die Herkunft solcher Schichtinhomogenitäten sowie Maßnahmen zu deren Minimierung untersucht werden.

5.2.1 Geometrische Herkunft

Die Konfiguration der MBE-Anlage ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Die acht Verdampferquellen sind konzentrisch um den Wafer angebracht und damit unter einem Winkel Φ auf das Substrat gerichtet. Aufgrund dieser geometrischen Anordnung sind unterschiedliche Punkte der Waferoberfläche auch verschieden weit von der Ga-Quelle entfernt und erfahren damit einen unterschiedlichen Ga-Fluß. Hierdurch entstehen laterale Wachstumsinhomogenitäten. Um diese Inhomogenitäten quantitativ zu bestimmen, wurde eine Probe mit 20 AlAs/GaAs-Töpfen der Dicke 50Å hergestellt, *ohne* den Wafer dabei zu drehen (MBE72). Die Stellung des Wafers relativ zu den Quellen - speziell Ga und As - ist in Abbildung 5.7 dargestellt.



Messung

Die PL-Messungen wurden mit fokussiertem Laserstrahl orts aufgelöst durchgeführt. Der Meßpunkt wurde dabei zweimal, und zwar jeweils senkrecht zueinander

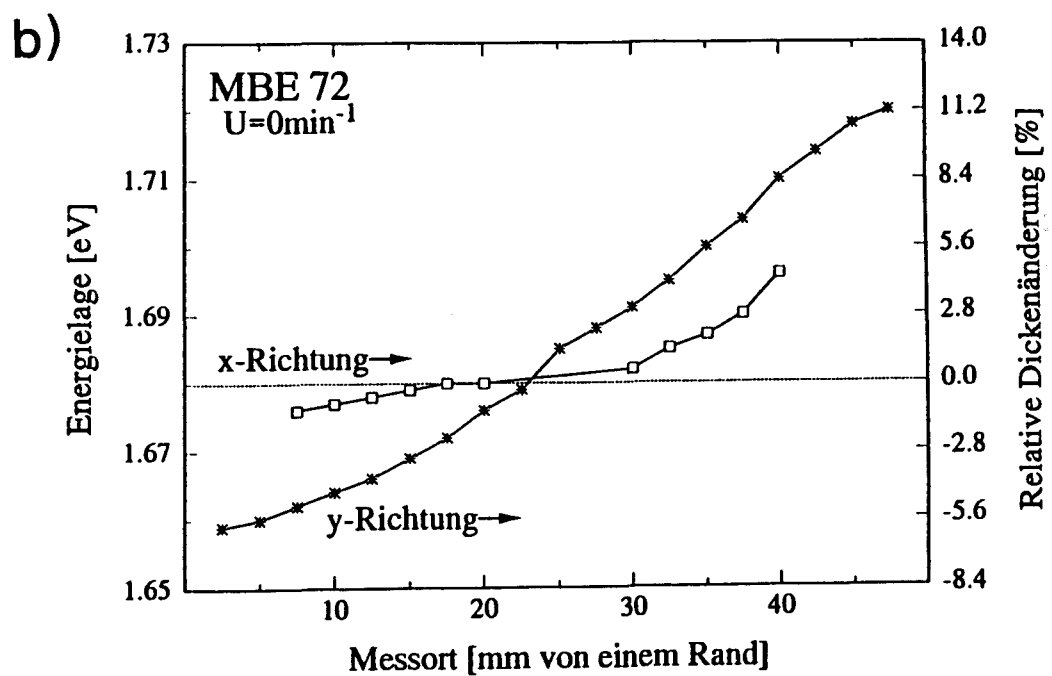
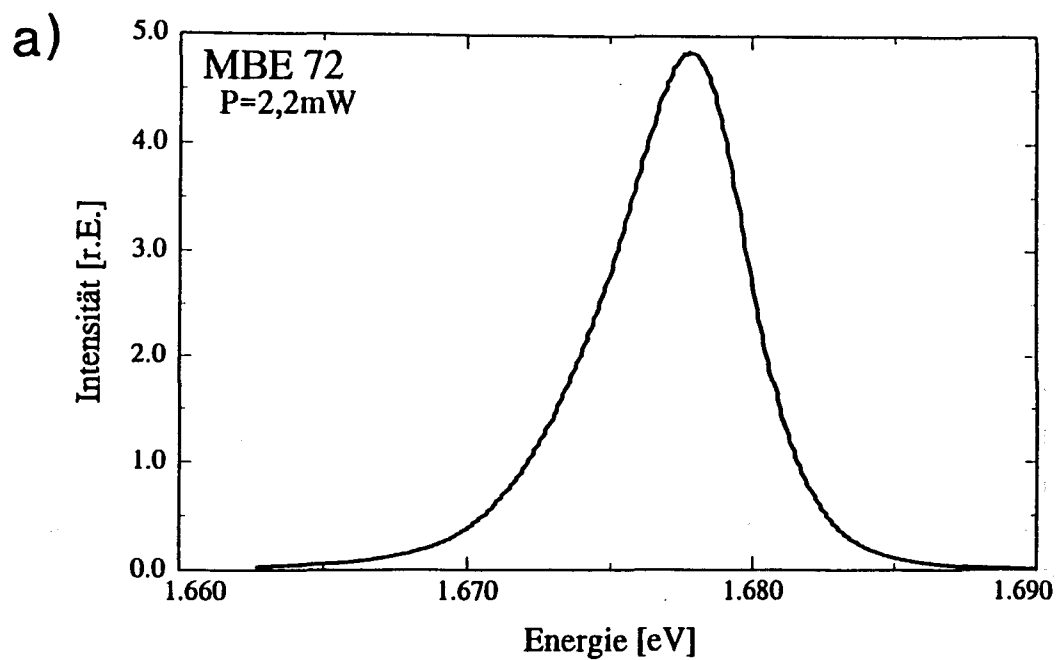


Abb. 5.8: a) Lumineszenzspektrum und b) Variation der Energielage bzw. der Topfdicke bei MBE72 über 2"

in x- und y-Richtung radial von einem Waferrand zum anderen variiert (vgl. Abbildung 5.7). Abbildung 5.8a zeigt das PL-Spektrum von MBE72. Es erscheint eine Lumineszenzbande bei 1,678 eV. Bei Ortsveränderung ändert sich deren Breite ($\approx 6\text{meV}$) kaum. Die *absolute Lage* der Lumineszenzbande variiert jedoch stark. Diese Variation über den Wafer ist in Abbildung 5.8b dargestellt. (Der Fehler ist im gewählten Maßstab nicht sichtbar.)

Die Energievariation ist dabei in eine relative Dickenänderung umgerechnet und auf der rechten y-Achse dargestellt. Die Dickenbestimmung erfolgte wieder in der $1/L_z^2$ -Näherung und ist somit – besonders bei größeren Abweichungen – nur als Abschätzung zu sehen. Man erkennt Dickenunterschiede von Rand zu Rand von fast 22% .

Diskussion

Der konstanten Bandenbreite von 6meV entspricht nach dem Singh-Bajaj-Modell eine Inselgröße von $\approx 40\text{\AA}$ bei einer Inselhöhe von 1ML (gemäß einem Fit wie in [12]). Die Grenzflächen der Töpfe sind also über den gesamten Wafer *pseudoglatt*.

Die Schichtdicke dagegen zeigt starke Inhomogenitäten. Die zu erwartende laterale Wachstumshomogenität kann aufgrund der geometrischen Anordnung der Quellen abgeschätzt werden. Setzt man unsere Abmessungen in Gleichung 3.1 ein (Gemäß Abb. 3.2: $d=22\text{cm}$, $l=13\text{cm}$, Bestimmungsfehler je 10%), so ergibt sich für das Verhältnis der Ga-Flüsse I bzw. der Topfdicken L_z von Rand zu Rand (jeweils Ga-nahester und -fernster Punkt, also maximale Abweichung):

$$\frac{I_{nah}}{I_{fern}} - 1 = \frac{L_z^{nah}}{L_z^{fern}} - 1 = \underline{+(21,9 \pm 4,4)\%} . \quad (5.2)$$

Diese Größe stimmt mit der gemessenen Dickendifferenz recht gut überein. Zudem erkennt man aus Abbildung 5.7 und 5.8b, daß die niedrigste PL-Energie bzw. der dickste Topf gerade an der Ga-nahesten Stelle auf dem Wafer auftritt und umgekehrt.

Eine weitere Rolle beim inhomogenen Wachstum von MBE72 spielt natürlich auch das unsymmetrische Abstrahlverhalten der Ga-Quelle. Theoretischen Betrachtungen zufolge sollte diese Inhomogenität speziell bei unserer Quelle (koni-sche Quellenform) maximal nur wenige Prozent über den ganzen Wafer betragen [18]. Somit ist die Messung eine Bestätigung der geometrischen Herkunft der Inhomogenität und der Haupteinfluß stammt tatsächlich aus der geometrischen Anordnung der Feststoffquellen.

5.2.2 Drehung des Wafers

Um schließlich zu prüfen, inwieweit die Waferdrehung die Inhomogenitäten tatsächlich herausmittelt, wurden Proben hergestellt, die sich während des Wachstums mit 6 min^{-1} Umdrehungen drehen.

Probe MBE58 besteht aus 50 $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$ QWs der Dicke $100 \text{ \AA}$, MBE63 aus 20 AlAs/GaAs QWs von $50 \text{ \AA}$ Dicke.

Messung

Abbildung 5.9 zeigt die Lumineszenz (a) und Dickenhomogenität (b) von MBE58. Man erkennt eine recht gute Homogenität über den gesamten Wafer mit Dickenabweichungen von (relativ) $< \pm 0,6\%$.

PL-Signal und Dickenverteilung von MBE63 sind in Abbildung 5.10 dargestellt. Auch hier zeigt sich eine gute Dickenkonstanz über einen weiten Bereich. Am Rand jedoch nimmt die Dicke stark ab und die Dickenunterschiede dort (relativ zum Rest des Wafers) belaufen sich auf über $+10\%$.

Diskussion

Bei mittleren bis größeren Schichtdicken (z. B. MBE58: $100 \text{ \AA} = 34\text{ML}$) führt die Waferdrehung offensichtlich zu einer genügenden Mittelung über die Ga-Flußunterschiede. Resultat ist eine hervorragende Homogenität mit Abweichungen von $< \pm 0,6\%$. (Dies erfüllt sogar Forderungen, wie sie etwa von der Elektronikindustrie zur Integration von Bauelementschichten gestellt werden.)

Bei dünnen Schichten jedoch (MBE63: $50 \text{ \AA} = 17\text{ML}$) reicht die Mittelung nicht mehr aus, denn bei 6 min^{-1} Umdrehungen und einer Wachstumsrate (hier) von $1,085 \mu\text{m}/h$, wachsen auf dem Wafer pro Umdrehung genau 9,9 Monolagen, also fast $1/5$ der gesamten Topfdicke. Damit ist die Ausmittelung der Inhomogenitäten nicht optimal. Sie wäre dies bei einer Synchronisation der Rotationsgeschwindigkeit mit der Wachstumsrate, so daß der Wafer pro gewachsener Monolage eine ganze Zahl n an Umdrehungen macht. Die Wachstumshomogenität bei mit einer solchen synchronisierten Drehung wird im nächsten Abschnitt untersucht.

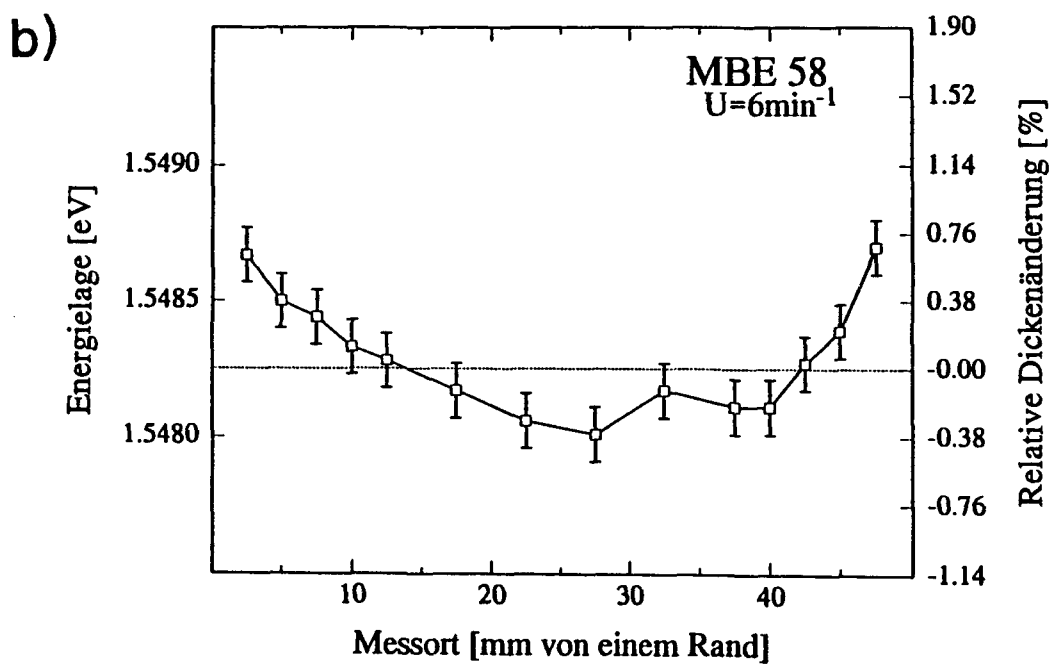
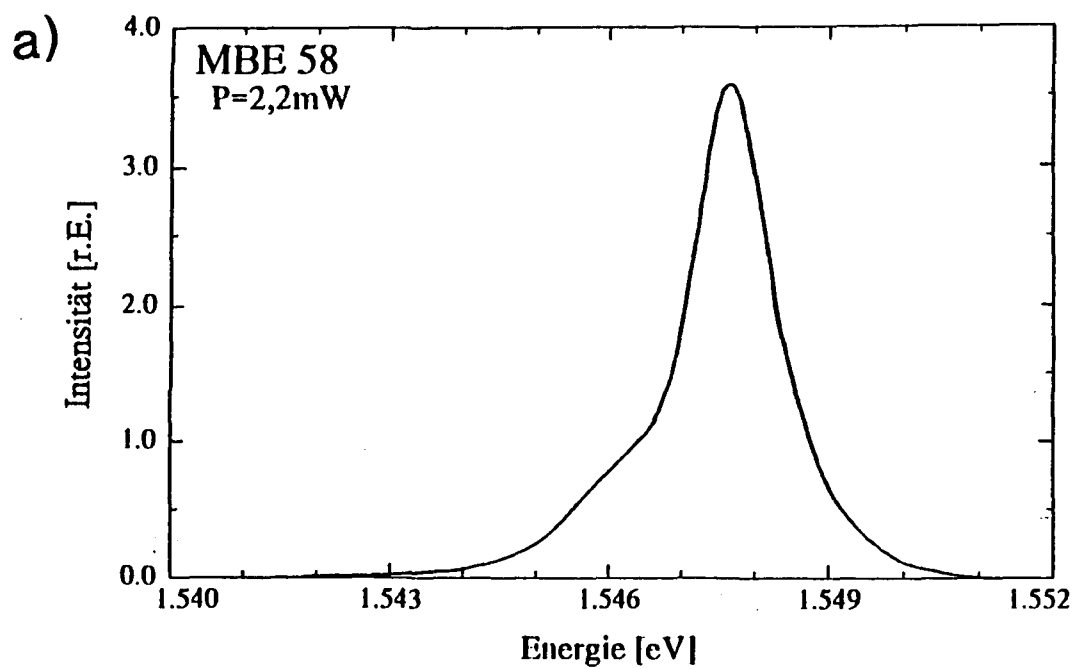


Abb. 5.9: a) Photolumineszenz und b) Dickenvariation über 2" von MBE58 (Fehler in b) aus Ablesegenauigkeit)

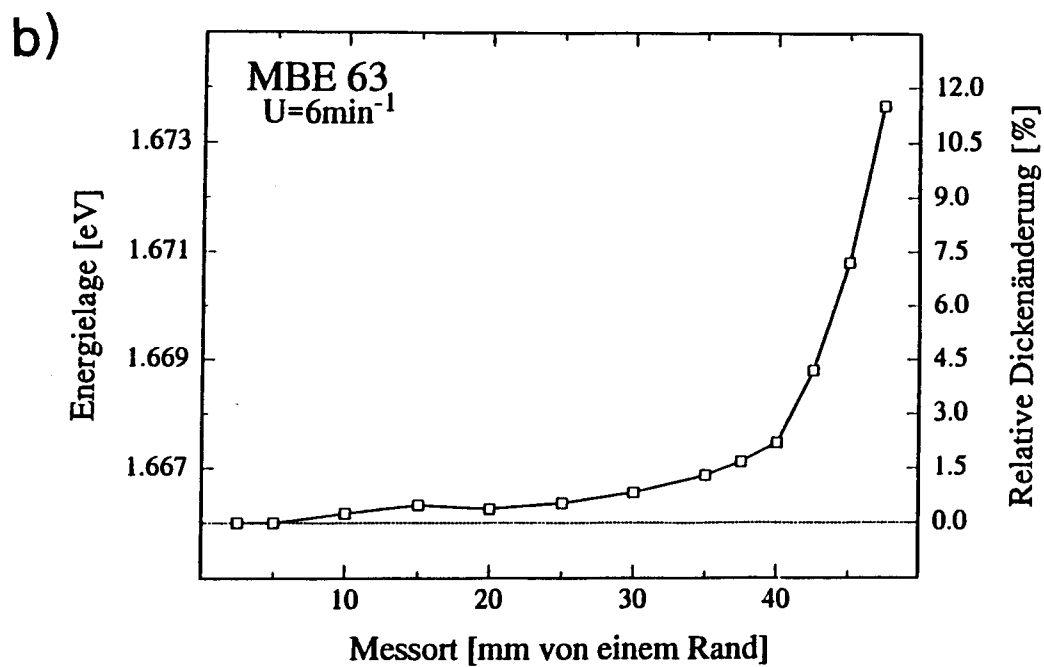
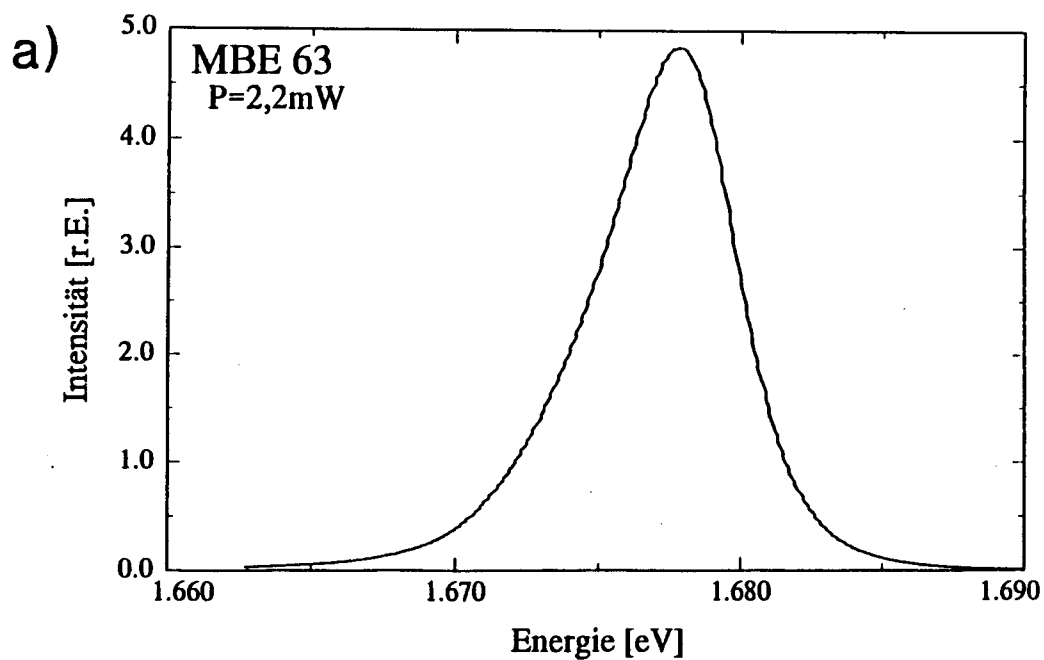
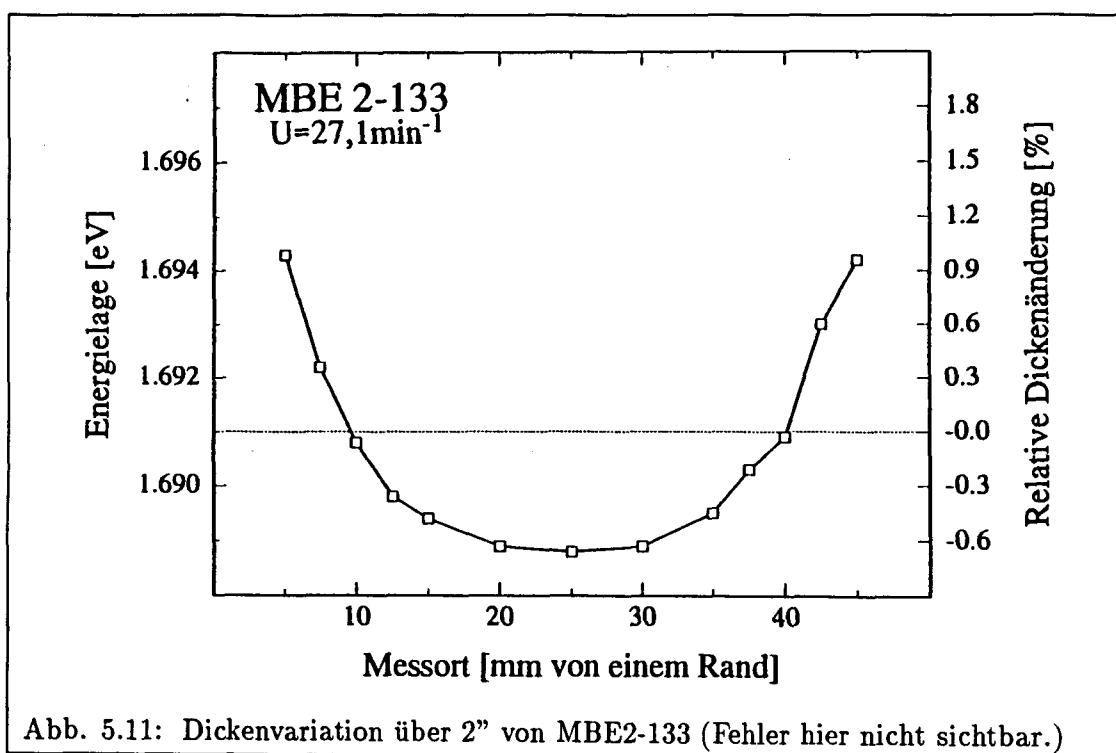


Abb. 5.10: a) Photolumineszenz und b) Dickenvariation über 2" von MBE63

5.2.3 Synchronisierte Drehung

Zur Untersuchung der Wachstumshomogenität bei Schichten mit synchronisierter Drehung wurden *AlAs/GaAs*-Quantentöpfe von 50Å Dicke hergestellt. An derselben Probe, die im folgenden vorgestellt wird, wurden Untersuchungen zu Wachstumsstops ausgeführt (MBE2-133 /vgl. Abschnitt 5.1.2). Das PL-Spektrum ist daher schon in Abbildung 5.5 dargestellt. Wie man dort sieht, läßt sich nur die mittlere Bande über den gesamten Wafer verfolgen. Ihre Energielage, bzw. die korrespondierende Dickenänderung zeigt Abbildung 5.11.



Man erkennt sofort die für solch dünne Schichten hervorragende Dickenhomogenität von $< \pm 1\%$. Diese kann nicht durch den Wachstumsstop verursacht sein, da dieser zwar zu einer Glättung, also zu einer Art „Inhomogenitätsausgleich“ führt, die Längenskala dieser Glättung (= Diffusionslänge von Kationen beim Wachstumsstop) aber weit unter den Waferdimensionen liegt. Mit Hilfe der Synchronisation von Rotationsgeschwindigkeit und Wachstumsrate ist es also möglich, Inhomogenitäten fast gänzlich herauszumitteln und diese gute Schicht-homogenität zu erreichen.

5.3 Hintergrunddotierung und Dotierungshomogenität

Essentiell für die Bauelementanwendung von MBE-Schichten ist unter anderem die Möglichkeit der homogenen n- und p-Dotierung der Schichten (Zur Dotierung in der MBE siehe Abschnitt 3.1.3). Dies schließt eine möglichst kleine Hintergrunddotierung zur Vermeidung von Kompensationseffekten ein.

Im folgenden wird zuerst die Hintergrunddotierung nominell undotierter Schichten gemessen, sowie mittels PL deren Herkunft identifiziert. Dann wird die Dotierungshomogenität untersucht, und zwar –analog zur PL– einmal mit feststehendem und einmal mit synchron rotierendem Wafer.

5.3.1 Hintergrunddotierung

Hallmessungen an einige Mikrometer dicken GaAs-Schichten zeigen eine p-Hintergrunddotierung der epitaxierten Schicht. Diese Dotierung ist direkt nach einem Quellenwechsel am höchsten ($p \approx 10^{15} \text{cm}^{-3}$) und fällt mit der Anzahl der Epitaxien auf einen Wert unter $p \approx 5 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$.

Zur Identifizierung des eingebauten Akzeptors wurden PL-Messungen an GaAs-Schichten durchgeführt. Wie in Abschnitt 3.3.1 beschrieben ist die energetische Lage der Akzeptor-Lumineszenz im GaAs typisch für den jeweiligen Stoff.

Messung

PL-Untersuchungen an nominell undotierten GaAs-Schichten ergeben eine starke Lumineszenz bei 1,4903eV, 1,4932eV und 1,5122eV, wie in Abbildung 5.12 dargestellt.

Diskussion

Die gefundenen Energien entsprechen gerade den Lagen der Donator-Akzeptor-, Leitungsband-Akzeptor- und Gebundenes Exziton-Akzeptor-Linien des Kohlenstoffs ([10], S.64): $(D^{\circ}, C^{\circ}) = 1,4900 \text{eV}$, $(e, C^{\circ}) = 1,4935 \text{eV}$, $(C^{\circ}, X) = 1,5122 \text{eV}$ und $1,5124 \text{eV}$ (vgl. Abschnitt 3.3.1, Tabelle 3.3 mit der bandkantennahen GaAs-PL). Das heißt, die Hintergrunddotierung wird von Kohlenstoff verursacht, der auf As-Plätzen als Akzeptor eingebaut wird. Die leichten Energieverschiebungen stammen dabei von der Überlagerung der (D°, C°) - und (e, C°) -Signale bzw. daher, daß das (C°, X) -Doublett nicht aufgelöst wurde. Man vermutet, daß die-

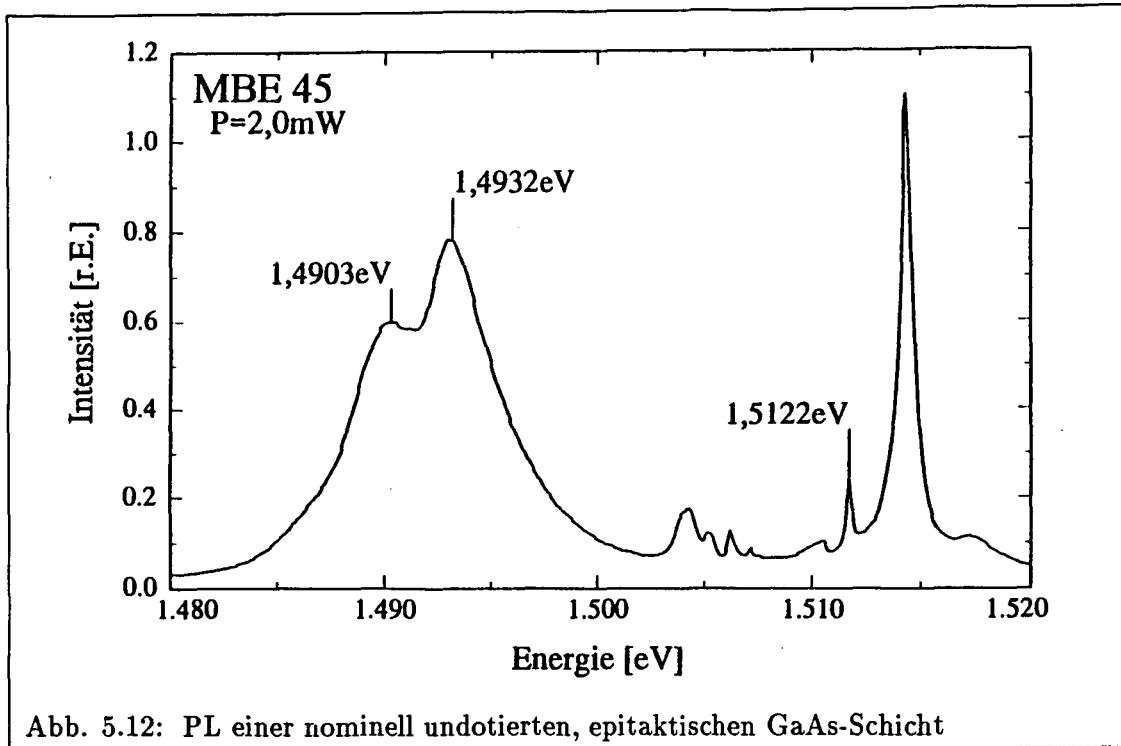


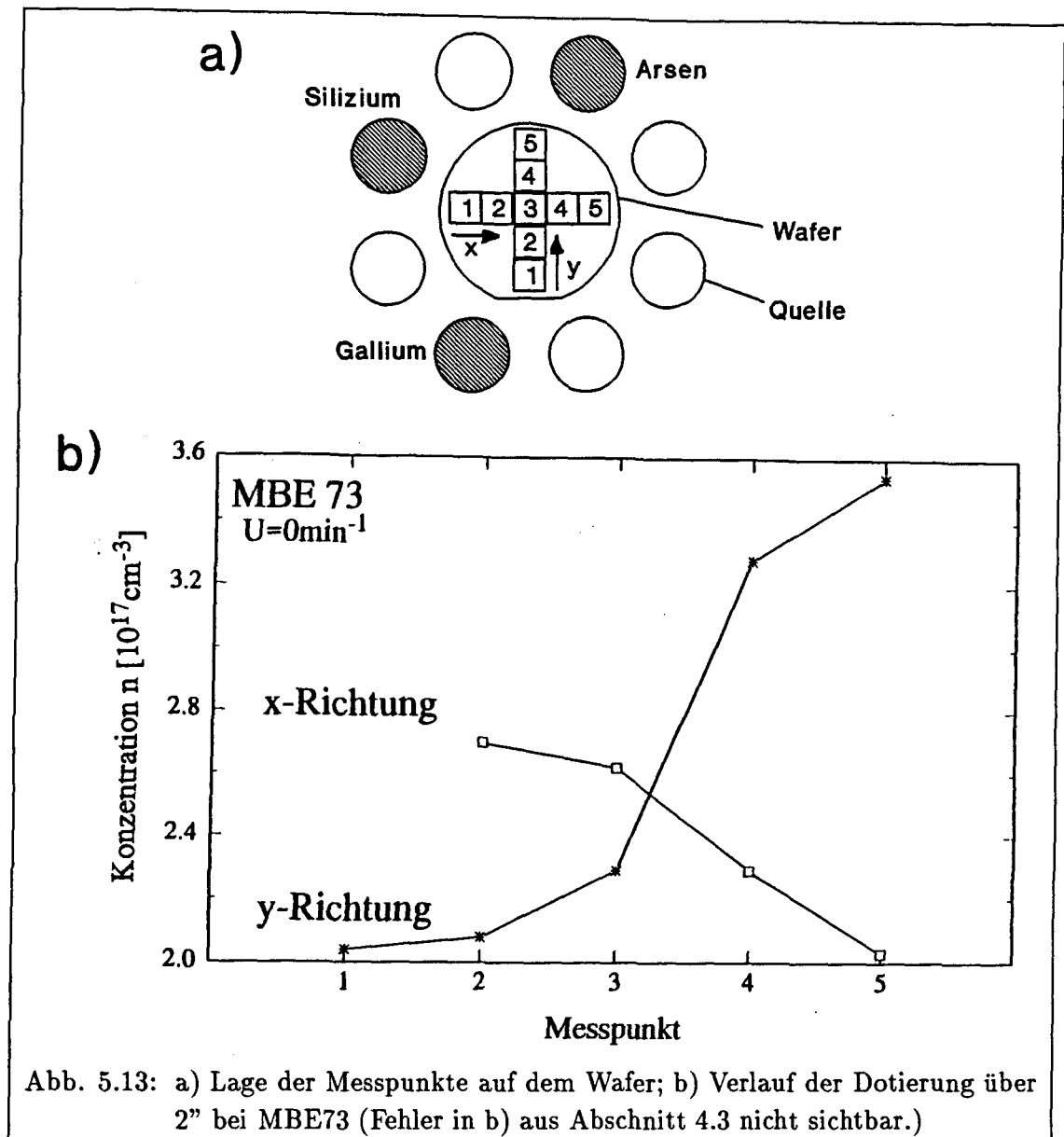
Abb. 5.12: PL einer nominell undotierten, epitaktischen GaAs-Schicht

ser Kohlenstoff aus den in der Kammer vorhandenen Kohlenstoff-Sauerstoff-Verbindungen stammt (vgl. dazu z. B. [11], S.258ff).

Nach mehreren Epitaxien, das heißt bei den letzten gemessenen Schichten fiel die Hintergrunddotierung auf einen sehr niedrigen Wert ab. Da die Schichten nur wenige μm dick sind, war eine genaue Bestimmung nicht möglich, die Dotierung dürfte dann aber mit Sicherheit unter $p \approx 1 \times 10^{-14} \text{cm}^{-3}$ liegen, was auch schon einen recht guten Wert darstellt. Auch die Lumineszenzbreiten von (A°, X) und (D°, X) bei diesen letzten Proben von $\approx 0,1 \text{meV}$ sind im Vergleich zur Literatur [46] sehr klein. Dies spricht ebenfalls für eine sehr gute Schichtqualität, wie in Abschnitt 3.3.1 dargelegt.

5.3.2 Dotierungshomogenität

Zur Messung der Dotierungshomogenität wurden Halleffekt-Messungen an $1\mu\text{m}$ dicken n^+ -Silizium-dotierten GaAs-Schichten durchgeführt (vgl. Abschnitt 3.1.3, Dotierung). Die Proben wurden hierzu radial in kleine Quadrate zerteilt und kontaktiert. Jede Messung repräsentiert somit einen *Konzentrationsmittelwert* über ein Wafergebiet von etwa $8\text{mm} \times 8\text{mm}$ (zur Messung und deren Fehler von $\pm 0,1\%$ vgl. Abschnitt 4.3, Hallmessung).



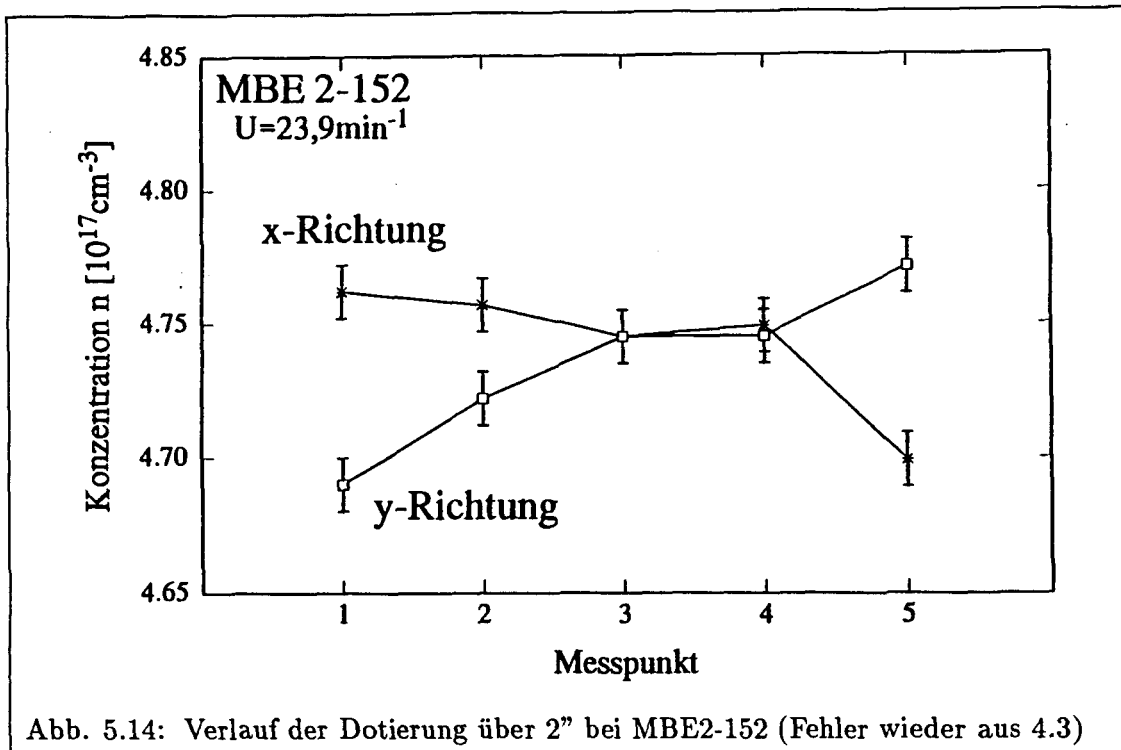
Probe MBE73 wurde –analog zu MBE72 bei der PL– ohne Drehung hergestellt. Abbildung 5.13a zeigt die Stellung des Wafers bezüglich der benutzten Quellen und die Lage der Messpunkte.

Probe MBE 2-152 schließlich wurde mit synchronisierter Rotation hergestellt: Bei einer Wachstumsrate von $r = 0,81 \mu\text{m}/h$ betrug die Drehung gerade $23,9 \text{ min}^{-1}$, also genau 1 Umdrehung/Monolage.

Messung

Den gemessenen Dotierungsverlauf bei MBE73 zeigt Abbildung 5.13b. Geht man von einem Mittelwert $n \approx 2,75 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ aus, so erhält man Abweichungen von bis zu $\pm 21\%$.

Die Dotierungsverteilung von MBE2-152 ist in Abbildung 5.14 dargestellt. Man sieht eine außerordentlich niedrige Inhomogenität von unter $\pm 1\%$.



Diskussion

Die Inhomogenität der n-Dotierung bei MBE73 läßt sich wieder durch die Geometrie der Anlage erklären, die in Abbildung 5.13a dargestellt ist. Man erkennt, daß durch die Ga- und Si-Quellenpositionen die Waferstellen, welche einen nahen Abstand zur Ga-Quelle besitzen, teilweise einen weiten Abstand zur Si-Quelle haben und umgekehrt. So erfahren Gebiete mit kleinerem Ga-Fluß gleichzeitig einen größeren Si-Fluß und werden somit viel stärker n-dotiert. Umgekehrt erwartet man, daß bei Ga-reichen und Si-armen Gebieten viel weniger dotiert wird. Aufgrund der Quellenlage addieren sich also die Si- und Ga-Inhomogenitäten. Mit Flußunterschieden von etwa $\pm 11\%$ (Vgl. Messung an MBE72 und geometrische Abschätzung, Gl. 5.2) ergibt sich dann eine Dotierungs-Inhomogenität von

$\approx \pm 22\%$, was mit den Meßresultaten (Abb. 5.13) sehr gut übereinstimmt. Zudem lagen die Stellen höchster Dotierung bei der Epitaxie gerade nahe der Si-Quelle und weiter entfernt von der Ga-Quelle, sowie die Stellen niedrigster Dotierung fern der Si- und nahe der Ga-Quelle. Analog zum Verlauf der Schichtdicke in Verbindung mit der Waferstellung (s. Seite 60 im Abschnitt 5.2.1), ist dies eine Bestätigung der geometrischen Herkunft der gemessenen Inhomogenitäten. Ganz deutlich wird dieser Zusammenhang durch die Betrachtung von MBE2-152. Die optimierte, weil mit der Wachstumsrate synchronisierte Rotation des Wafers hat hier –wie schon bei der Dickenuntersuchung an MBE2-133– zu einer fast gänzlichen Ausmittelung der recht großen Inhomogenitäten von $\pm 21\%$ geführt! Das Ergebnis verbleibender Inhomogenitäten von unter $\pm 1\%$ ist wiederum sehr gut und führt gleichzeitig die Effektivität aber auch die Notwendigkeit der Synchronisation von Waferumdrehung und Wachstumsrate vor Augen.

6 Schluß und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit sind die vielfältigen Möglichkeiten der Tieftemperatur-Photolumineszenzmessung zur Bestimmung der Eigenschaften von MBE-Al(Ga)As/GaAs-Schichtsystemen deutlich geworden. Es wurde gezeigt, daß die Photolumineszenz an Quantentöpfen sehr sensibel auf Grenzflächenschärfen und Schichtdicken reagiert. Auf diese Weise konnten die Grenzflächeneigenschaften sowie Dickenhomogenitäten der Schichten sehr genau bestimmt werden. Dabei zeigte sich, daß es möglich ist, auf unserer Anlage mit den gewählten Wachstumsparametern standardmäßig pseudoglatte AlGaAs/GaAs-Grenzflächen herzustellen und durch den Einsatz von Wachstumsunterbrechungen sowohl an der AlAs/GaAs- als auch an der AlGaAs/GaAs-Grenzfläche eine zusätzliche Glättung, verbunden mit Inseln sehr großer lateraler Ausdehnung zu erzielen. Nachgewiesen wurden mit der PL ebenfalls Dickeninhomogenitäten über 2" von unter $\pm 1\%$ bis hinab zu 50 Å dicken Schichten, die mit Hilfe der Optimierung der Waferrotation durch Synchronisation mit der Wachstumsrate erreicht wurden. Zudem konnte durch PL-Messungen der bandkantennahen Lumineszenz von GaAs, die sehr empfindlich auf flache Störstellen reagiert, Kohlenstoff als Verursacher der p-Hintergrunddotierung identifiziert werden. Dieser Nachweis gelang, obwohl anschließende Hallmessungen zeigten, daß diese Hintergrunddotierung bei uns sehr niedrig ist ($p < 10^{-14} \text{ cm}^{-3}$). Hallmessungen schließlich bestätigten auch bei der Dotierung die gute Homogenität unserer synchron gedrehten Schichten. Es ergaben sich Dotierungsinhomogenitäten über 2" von unter $\pm 1\%$.

Trotzdem gibt es bei der Betrachtung der Ergebnisse immer noch Unsicherheiten. So ist die genaue Interpretation der Linienform der Photolumineszenz von Quantentöpfen nicht bis ins letzte verstanden und das existierende Linienform-Modell [47] wird kontrovers diskutiert [31, 56]. Eine verbleibende, atomare Rauigkeit der Grenzflächen, die das PL-Signal (wegen des durch das Exziton bestimmten zu großen Messvolumens) nur mittelbar beeinflusst, bereitet dabei Schwierigkeiten. Diese Rauigkeit ist nämlich auf HRTEM-Aufnahmen klar zu sehen [54, 55], im erwähnten Linienform-Modell [47] jedoch nicht enthalten.

Zudem geht auch die apparative Entwicklung auf dem MBE-Sektor weiter.

Inzwischen sind Anlagen konstruiert worden, die eine Schichthomogenität von $\pm 1\%$ über Durchmesser von gut 20 cm erreichen. Das entspricht 7 einzelnen 2" Wafern. Erzielt wurde dies nicht allein durch die Anpassung von Rotation etc., sondern vor allem durch eine konsequente Optimierung der Geometrie schon beim Bau der Anlage [66]. Des weiteren sind neue Gallium-Quellen entwickelt worden, die die Bildung ovaler Defekte beim Wachstum minimieren (totale Dichte ovaler Defekte unter 100 cm^{-2}).

Auf diese Weise sind heutzutage mit der MBE hochqualitative Schichten herstellbar mit Kompositions- und Dotierungsprofilen atomarer Schärfe und, wie in dieser Arbeit gezeigt, großer Homogenität. Alle diese Eigenschaften haben die MBE zu einer weit verbreiteten Epitaxietechnik gemacht, die auch kommerziell zur Herstellung von technologischen Produkten wie HEMTs und Halbleiterlasern genutzt wird.

Literaturverzeichnis

- [1] A. Y. Cho: Surface Science, **17**, 494 (1969)
- [2] J. R. Arthur: Journal of Applied Physics, **39**, 4032 (1968)
- [3] R. Dingle, A. C. Gossard, W. Wiegmann: Physical Review Letters, **21**, 1327 (1975)
- [4] R. Dingle: *Confined Carrier Quantum States in Ultrathin Semiconductor Heterostructures*, In *Festkörperprobleme/Advances in Solid State Physics XV*, H. J. Queisser ed. , (Pergamon, Vieweg, 1975)
- [5] C. Weisbuch: *in: Application of Multiquantum Wells, Selective Doping and Superlattices*, In *Transport and Optical Phenomena in Semiconductors and Semimetals, Vol.24*, R. K. Willardson, A. C. Beer eds. , (Academic Press, San Diego, 1987)
- [6] N. T. Linh: *The Two-Dimensional Electron-Gas and its Technical Application*, In *Festkörperprobleme/Advances in Solid State Physics XXIII*, P. Grosse ed. , (Pergamon, Vieweg, 1983)
- [7] R. Dingle: *Application of Multiquantum Wells, Selective Doping and Superlattices*, In *Transport and Optical Phenomena in Semiconductors and Semimetals, Vol.24*, R. K. Willardson, A. C. Beer eds. , (Academic Press, San Diego, 1987)
- [8] J. Christen, D. Bimberg: Physical Review B, **42**, 7213 (1990)
- [9] J. Singh, K. K. Bajaj, S. Chaudhuri: Applied Physics Letters, **44**, 805 (1984)
- [10] E. H. C. Parker ed.: *The Technology and Physics of Molecular Beam Epitaxy*, (Plenum Press, New York, London, 1985)
- [11] M. A. Herman, H. Sitter: *Molecular Beam Epitaxy*, Band 7, Springer Ser. Mat. Sci., (Springer, Berlin, Heidelberg, 1988)

- [12] H. Sakaki: *Molecular Beam Epitaxy*, In *III-V Semiconductor Materials and Devices*, R. J. Malik ed. , (Elsevier, 1989)
- [13] D. J. Frankel, C. Yu, J. P. Harbison, H. H. Farrell: *Journal of Vacuum Science and Technology B*, **5**, 1113 (1987)
- [14] S. C. Weng, C. Webb, Y. G. Chai, S. G. Brandy: *Applied Physics Letters*, **47**, 391 (1985)
- [15] S. Dashman: *Scientific Foundations of Vacuum Technique*, (Wiley, New York, 1962)
- [16] K. Ploog: *MBE of III-V Compounds*, In *Crystal Growth, Properties and Applications*, Vol. 3, H. C. Freyhardt ed. , (Springer, Berlin, 1980)
- [17] M. A. Herman: *Vacuum*, **32**, 555 (1982)
- [18] T. Yamashita, T. Tomita, T. Sakurai et al: *Japanese Journal of Applied Physics*, **26**, 1192 (1987)
- [19] A. Madhukar: *Surface Science*, **132**, 344 (1983)
- [20] J. A. Venables, GDT. Spiller, M. Hanbuecken: *Report on Progresses in Physics*, **47**, 399 (1984)
- [21] M. A. Herman: *Semiconductor Superlattices*, (Akademie Verlag, Berlin, 1986)
- [22] C. T. Foxon: *Acta Electronica*, **21**, 139 (1978)
- [23] R. Fernandez: *Journal of Vacuum Science and Technology B*, **5**, 132 (1987)
- [24] A. Madhukar, S. V. Ghaisas: *CRC Critical Review on Solid State Material Sciences*, **14**, 1 (1988)
- [25] L. Däweritz: *Surface characterization by RHEED techniques during MBE growth of GaAs and $Al_xGa_{1-x}As$* , In *Superlattices and Microstructures*, (Berlin, 1990)
- [26] H. H. Farrell, J. P. Harbison, L. D. Peterson: *Journal of Vacuum Science and Technology B*, **5**, 1482 (1987)

- [27] R. Heckingbottom: *The Application of Thermodynamics to Molecular Beam Epitaxy*, In *Molecular Beam Epitaxy and Heterostructures*, K. Ploog L. L. Chang ed. , (NATO ASI-Series E, No. 87, Dordrecht, 1985)
- [28] J. Singh, K. K. Bajaj: *Journal of Applied Physics*, **57**, 5433 (1985)
- [29] I. M. Lifshitz: *Advanced Physics*, **13**, 483 (1965)
- [30] B. Deveaud, J. Y. Emery, A. Chomette, B. Lambert, M. Baudet: *Superlattices and Microstructures*, **1**, 205 (1985)
- [31] S. B. Ogale, A. Madhukar, F. Voillot et al: *Physical Review B*, **36**, 1662 (1987)
- [32] T. Sakamoto: *RHEED Oscillations in MBE and their Application to Precisely Controlled Crystal Growth*, In *Proc. of NATO Summer School on MBE*, (1987)
- [33] M. Tanaka, H. Sakaki: *Journal of Crystal Growth*, **81**, 153 (1987)
- [34] R. Köhbrück, S. Munnix, D. Bimberg, D. E. Mars, J. N. Miller: *Journal of Vacuum Science and Technology B*, **8** (4), 798 (1990)
- [35] H. Ibach, H. Lüth: *Festkörperphysik*, 2. Auflage, (Springer, Berlin, Heidelberg, 1988)
- [36] E. Bauer: *Reflection Electron Diffraction*, In *Techniques of Metal Research*, R. F. Bunshah ed. , (Wiley-Interscience, New York, 1969)
- [37] B. A. Joyce, P. J. Dobson, J. H. Neave, P. K. Larsen: *Physical Review B*, **29**, 814 (1984)
- [38] P. K. Larsen, P. J. Dobson, J. H. Neave et al: *Surface Science*, **169**, 176 (1986)
- [39] B. A. Joyce: *In Situ Study of MBE Growth Mechanism using RHEED Techniques - some Consequences of Multiple Scattering*, In *Two Dimensional Systems: Physics and New Devices*, G. Bauer, H. Heinrich eds. , (Springer, Berlin, 1986)
- [40] G. S. Petrich, P. R. Pukite, A. M. Wowchak et al: *Journal of Crystal Growth*, **95**, 23 (1989)

- [41] T. Sakamoto, H. Funabashi, K. Otha, T. Nakagawa: Japanese Journal of Applied Physics, **23**, L657 (1984)
- [42] H. B. Bebb, E.W. Williams: *Photoluminescence I and II*, In *Transport and Optical Phenomena in Semiconductors and Semimetals*, Vol.8, R. K. Willardson, A. C. Beer eds. , (Academic Press, London, 1972)
- [43] G. Bastard: *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures*, (Les editiones de physique, Les Ulis Cedex, Frankreich, 1985)
- [44] E. O. Goebel: *Ultrafast Spectroscopy of Semiconductors*, In *Festkörperprobleme 30*, Queisser ed. , (Vieweg, 1990)
- [45] P. J. Dean: Progress in Crystal Growth Characterization, **5**, 89 (1982)
- [46] M. Ilegems: *Properties of III-IV Layers*, In *The Technology and Physics of MBE*, E. H. C. Parker ed. , (Plenum Press, New York, 1985)
- [47] J. Christen: *Characterization of Semiconductor Interfaces with Atomic Scale Resolution by Luminescence*, In *Festkörperprobleme/Advances in Solid State Physics 30*, H. J. Queisser ed. , (Vieweg, 1990)
- [48] R. L. Greene, K. K. Bajaj: *Optical Properties of GaAs/AlGaAs Quantum Well Structures*, In *Proceedings of the SPIE*, Vol. 463, C. M. Lampert D. K. Sadana ed. , (1984)
- [49] M. Grundmann, D. Bimberg: Physical Review B, **38**, 13486 (1988)
- [50] C. Colvard, D. Bimberg, K. Alavi, C. Maierhofer, N. Nouri: Physical Review B, **39**, 3419 (1989)
- [51] J. Singh, K. K. Bajaj: Applied Physics Letters, **44**, 1075 (1984)
- [52] D. Gammon, S. Prokes, D.S. Katzer et al: Material Research Society Symposium Proceeding, **159**, 339 (1990)
- [53] D. Bimberg, J. Christen, T. Fukunaga, H. Nakashima, D. E. Mars, J. N. Miller: Journal of Vacuum Science and Technology B, **5** (4), 1191 (1987)
- [54] A. Ourmazd: Journal of Crystal Growth, **98**, 72 (1989)
- [55] A. Ourmazd, J. Cunningham, D. W. Taylor et al: Materials Science Forum, **38-41**, 689 (1989)

- [56] C. A. Warwick, W. Y. Jan, A. Ourmazd, T. D. Harris: *Applied Physics Letters*, **56**, 2666 (1990)
- [57] *Handbuch Varian Mod Gen II MBE-System*: Varian Assoc., (1988)
- [58] E. Hecht: *Optics*, 2. Auflage, (Addison-Wesley, 1987)
- [59] *Handbuch SPEX 1404*: Spex, (1987)
- [60] *Handbuch Keithley 920 Series Hall System*: Keithley, issue 1, (1990)
- [61] D. C. Reynolds, D. C. Look: *Characterization of III-V-Semiconductors*, In *III-V Semiconductor Materials and Devices*, R. J. Malik ed. , (Elsevier Publishing, 1989)
- [62] J. J. Song, Y. S. Yoon, P. S. Jung et al: *Optical Characterization of GaAs/Al_xGa_{1-x}As Quantum Well Structures and Superlattices by Photoluminescence and Photoexcitation Spectroscopy*, In *Proceedings of the SPIE*, Vol. 794, (1987)
- [63] *Gaußfit mit 6 freien Parametern; modifiziert und zur Verfügung gestellt von Herrn Dipl. Phys. S. Ambros*
- [64] R. C. Miller, D. A. Kleinman, A. C. Gossard: *Physical Review B*, **29**, 7085 (1984)
- [65] M. Krah, J. Christen, D. Bimberg et al: *Applied Physics Letters*, **52**, 798 (1988)
- [66] J. T. Saito, T. Igarashi, T. Nakamura et al: *Journal of Crystal Growth*, **81**, 188 (1987)

Danksagung

Abschließend möchte ich mich für die vielseitige Hilfe und Unterstützung bei der Erstellung meiner Diplomarbeit bedanken bei:

Herrn Prof. Dr. Lüth für die Vergabe dieser Arbeit und die Möglichkeit, sie im Institut für Schicht- und Ionentechnik des Forschungszentrums Jülich anzufertigen,

Herrn Dr. A. Förster für die intensive Betreuung, seine stete Bereitschaft zu hilfreichen Diskussionen bezüglich MBE und allgemeiner Physik sowie die gründliche Durchsicht der Arbeit,

Herrn Dr. R. Carius, der den PL-Teil dieser Arbeit betreut hat, sich jederzeit für Fragen und Gespräche Zeit nahm und die Arbeit Korrektur gelesen hat,

Herrn Dipl. Phys. S. Ambros für die Hilfe bei zahlreichen PL-Messungen und bei der langwierigen Datenverarbeitung, insbesondere mit dem Fitprogramm, das er mir zur Verfügung gestellt hat,

Herrn C. Krause, mit dessen Hilfe ich den MBE-Teil (und damit den Großteil) meiner Arbeit in einem äußerst angenehmen Arbeitsklima zusammenstellen konnte,

Herrn F. Eggenweiler, der mir bei vielen PL-Messungen geholfen hat und insbesondere den eigenwilligen Auswertecomputer fest im Griff hatte,

den Herren J. Appenzeller, B. Rösen, S. Popović und T. Schäpers für interessante Gespräche rund um die Physik,

Frau P. Etzler, die die Endfassung dieser Arbeit korrigiert hat,

und schließlich allen im Institut, die bei Fragen und Problemen jederzeit hilfreich zur Seite standen.

Jül-2507
August 1991
ISSN 0366-0885