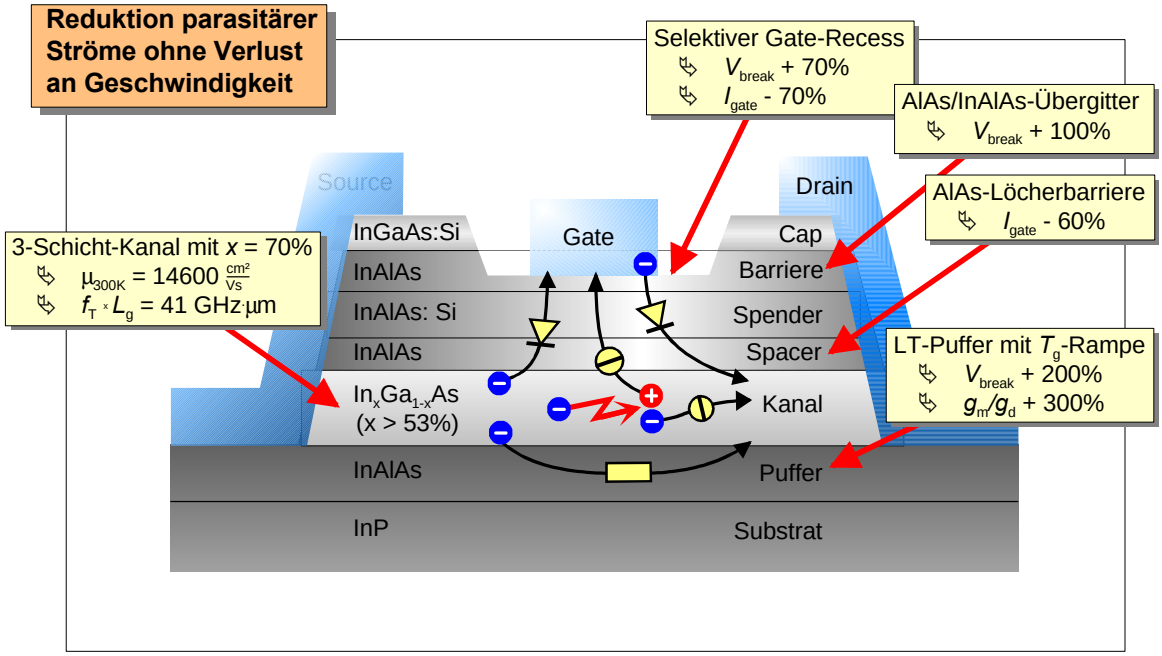
Uwe Horst Auer

Ein Beitrag zu

spannungsfesten, leckstromarmen Höchstgeschwindigkeitstransistoren auf InP



Zentrum für Halbleitertechnik und Optoelektronik
Gerhard-Mercator-Universität Duisburg

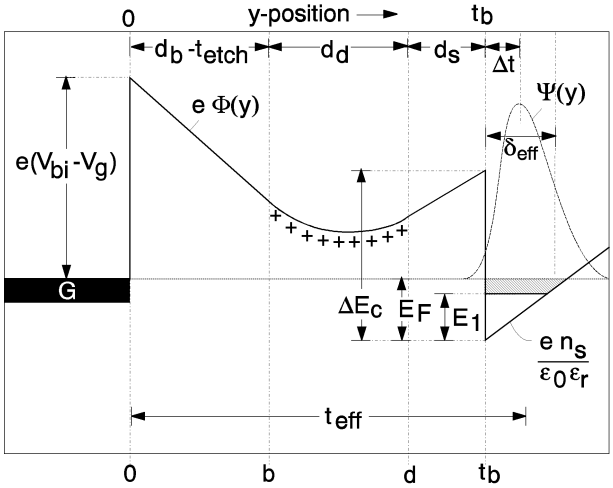


Abb. 21: Vertikales Leitungsband

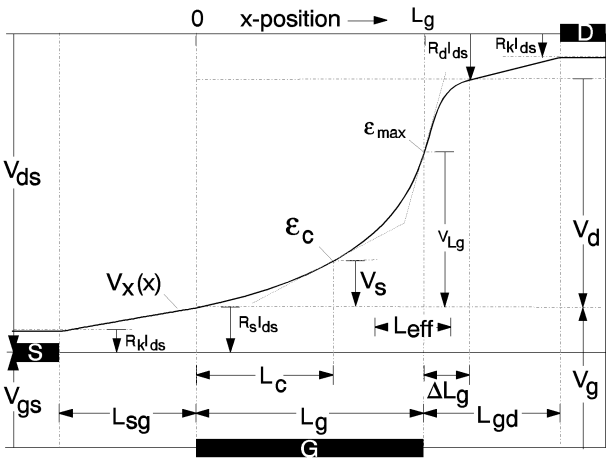


Abb. 22: Laterales Kanalpotential

Gl. 3:
$$\alpha \approx \frac{e\,\varepsilon_x}{E_{ion}} \cdot \exp\left(-\frac{E_{ion}}{kT + e\varepsilon_x L_f\left(1+\frac{e\varepsilon_x L_f}{E_l}\right)}\right) \equiv \frac{V_d - V_s}{V_\alpha}\,\exp\left(-\frac{\varepsilon_\alpha}{V_d - V_s}\cdot L_{eff}\right)$$

Gl.30:
$$V_T = V_{bi} - \tfrac{1}{e}\Delta E_c - \frac{e\,N_D d_d}{\epsilon_0\epsilon_r}\left(d_b - t_{etch} + \frac{d_d}{2}\right)$$

Gl.33:
$$t_{eff} \approx d_b - t_{etch} + d_d + d_s + \frac{\epsilon_0\epsilon_r\,\pi\hbar^2}{e^2\,m^*} + \left(\frac{81\pi^2\hbar^2}{128\,m^*}\cdot\frac{d_b - t_{etch} + d_d + d_s}{e(V_g - V_T)}\right)^{\frac{1}{3}}$$

Gl.36:
$$n_H \approx \frac{N_D d_d}{1 + \dfrac{2\,d_s + d_d + \delta_{eff}}{2\,d_b + d_d}} \qquad \text{mit} \quad \delta_{eff} \approx \frac{2\epsilon_0\epsilon_r\,\pi\hbar^2}{e^2\,m^*} + \frac{3}{2}\left(\frac{3\pi^2\hbar^2}{2\,e^2 m^*}\cdot\frac{\epsilon_0\epsilon_r}{N_D d_d}\right)^{\frac{1}{3}}$$

Gl.56:
$$L_c \approx \frac{L_g}{1 + \sqrt{\dfrac{1}{b}\,\dfrac{\delta_{eff}\,t_{eff}}{L_g^2}\,\dfrac{V_d - V_s}{V_g - V_T}}} \qquad \text{mit} \quad b \sim \frac{1}{4}$$

Gl.57:
$$\Delta L_g \approx \left(1 - \frac{1}{\eta}\right) L_{etch} + \gamma\,\frac{\epsilon_0\epsilon_r}{e N_D d_d}\sqrt{\frac{\delta_{eff}}{t_{eff}}(V_d - V_s)(V_g - V_T)} \qquad \text{für} \quad \Delta L_g > L_{etch}$$

Gl.58:
$$L_{eff} \equiv \frac{1}{2}(L_g - L_c + \Delta L_g)$$

Gl.76:
$$I^h_{g,m} \approx 50\,\frac{\text{mA}}{\text{mm}}\cdot W_g \cdot \exp\Bigg[-2,8 - \frac{d_s^{AlAs}}{2\text{ nm}} - (1-x)\,\frac{17\cdot 10^{12}\text{ cm}^{-2}}{N_D d_d}\left(1 + \frac{1-x}{8}\,\frac{L_{etch}}{d_b - t_{etch} + \frac{1}{2}d_d}\right)\Bigg]$$

Gl.77:
$$BV_{gd} \approx \frac{300\text{ V}^{-\frac{1}{2}}\cdot\left(\frac{1}{e}E_g^{bar}\right)^{\frac{3}{2}}}{12 + \ln\left(\frac{L_g}{1\,\mu\text{m}}\right)} - \frac{(1+x)\cdot N_D d_d \cdot 2\cdot 10^{-12}\text{ cm}^2\,V}{1 + \dfrac{1-x}{8}\,\dfrac{L_{etch}}{d_b - t_{etch} + \frac{1}{2}d_d}}$$

Ein Beitrag zu spannungsfesten, leckstromarmen Höchstgeschwindigkeitstransistoren auf InP

Vom Fachbereich Elektrotechnik der
Gerhard-Mercator-Universität Duisburg
zur Erlangung des akademischen Grades eines Dr. rer. nat.
genehmigte Dissertation von

Uwe Horst Auer

aus Köln

Referent: Prof. Dr. rer. nat. F. J. Tegude
Korreferent: Prof. Dr. rer. nat. D. Jäger

Tag der mündlichen Prüfung: 2. Dezember 1999

gewidmet Werner Prost,
... meinem verehrten Lehrer und liebevollen Widersacher

Vom Wissen nicht wissen, ist Höchstes,
vom Nichtwissen wissen, ist Leiden:
Doch nur, wer an diesem Leiden leidet,
der leidet darum nicht.

Lao Tse

Inhaltsverzeichnis

1 Motivation und Aufgabenstellung **1**

2 Einführung **3**
2.1 Modulationsdotierung . . . 3
2.2 Elektronenbeweglichkeit im 2DEG . . . 4
2.3 Hochfeldeigenschaften des InGaAs . . . 6
2.4 Gittereigenschaften der Arsenidhalbleiter . . . 9
2.5 Pseudomorphe Kristalle . . . 10
2.6 Molekularstrahlepitaxie . . . 12

3 Angewandte Methoden **15**
3.1 Epitaxie . . . 15
3.2 Schichtcharakterisierung mittels Röntgenbeugung (X-Ray) . . . 15
3.3 Schichtcharakterisierung mittels Photolumineszenz (PL) . . . 17
3.4 Verwendetes Transistorschichtdesign . . . 19
3.5 Schichtcharakterisierung mittels Hall- und TLM-Meßmethode . . . 20
3.6 Bauelementtechnologie . . . 20
3.7 Bauelementcharakterisierung . . . 21

4 Theoretische Ergebnisse: Ein neues physikalisches Transistormodell **24**
4.1 Berechnung der 2DEG-Ladungsträgerkonzentration . . . 26
4.2 Berechnung des Drain-Stroms; neuer Geschwindigkeitsansatz . . . 30
4.3 Berechnung des Kanalpotentials . . . 36
4.4 HF-Eigenschaften, Kleinsignalersatzschaltbildelemente . . . 40
4.5 Implementierung von Stoßionisationseffekten . . . 42
4.6 Berechnung des Gate-Leckstroms . . . 44
4.7 Gate-Drain- und Off-state-Durchbruchspannung . . . 47
4.8 Näherungsformeln für den Sättigungsbereich . . . 47
4.9 Bewertung des Modells und Konsequenzen für das Schichtdesign . . . 49

5 Experimentelle Ergebnisse **51**
5.1 Pufferdesign und -wachstum . . . 51
5.2 Dotierungsprofile und -konzentrationen . . . 56
5.3 Kanalschichten . . . 59
5.3.1 Kanaldicke . . . 59
5.3.2 Kanalindiumkonzentration, Drei-Schicht-Kanaldesign . . . 60
5.3.3 Kurzperiodische InAs/GaAs-Übergitterkanäle . . . 65
5.4 Gate-Leckstrom, Gate-Drain-Durchbruch . . . 72
5.4.1 Gate-Recess . . . 72
5.4.2 Barrierenschichten, AlAs/InAlAs-Übergitter . . . 75
5.4.3 Spacer-Schichten, AlAs-Löcherbarrieren . . . 78
5.4.4 Anomalien bei hohen Drain-Source-Spannungen . . . 81

6 Zusammenfassung **85**

7 Literatur- und Formelverzeichnis **88**

Wichtige Notationen:

$\forall$	für alle
$\propto$	ist proportional zu
$\equiv$	wird definiert durch
$\rightarrow$	strebt nach
$\mapsto$	wird transformiert nach
$\approx$	ist ungefähr (2. Ordnung)
$\sim$	ist ungefähr (1. Ordnung)

1 Motivation und Aufgabenstellung

Die Elektronengeschwindigkeit und die Schichtkonzentration bestimmen wesentlich die Stromdichte und die Grenzfrequenz von Feldeffekttransitoren. In modulationsdotierten Heterostrukturfeldeffekttransistoren (HFET) können beide Größen gleichzeitig maximiert werden: Die stromführenden Elektronen bewegen sich in einem undotierten Kanal räumlich getrennt von den streuenden Spenderatomen. Geeignete Kanalmaterialien zeigen eine hohe Elektronenbeweglichkeit, einen großen Γ-L-Energiebandabstand und eine hohe Leitungsbanddiskontinuität zur Spender/Barrierenschicht. Die zur Zeit hinsichtlich Grenzfrequenzen und Rauschen erfolgreichste Halbleiterkombination ist Indiumgalliumarsenid (InGaAs) als Kanalmaterial mit Indiumaluminiumarsenid (InAlAs) als Barrierenmaterial auf Indiumphosphid(InP)-Substraten:
Nachdem Dingle et al. die Beweglichkeitsüberlegenheit modulationsdotierter Heterostrukturen gegenüber homogen-dotierten Materialien 1978 gezeigt haben [1], wurde neben dem seit 1980 etablierten AlGaAs/GaAs-HFET [2] der erste InAlAs/InGaAs-HFET auf InP von Chen et al. [3] 1982 präsentiert. Aber erst 1987, zwei Jahre nach der grundlegenden Erweiterung des Schichtpakets mit einer InGaAs-Deckschicht und einer undotierten InAlAs-Barrierenschicht von Itoh et al. [4], konnte schließlich die theoretische Geschwindigkeitsüberlegenheit InP-basierender Transistoren gegenüber GaAs-basierender durch Palmateer et al. experimentiell verifiziert werden [5]. Der Höhepunkt wurde 1992 mit der höchsten Transitfrequenz aller Dreipole von $f_T =$ 343 GHz durch Nguyen et al. [6] erreicht. Doch trotz Rekordwerte und monolithischer Integrierbarkeit mit optoelektronischen Funktionseinheiten im 1,3 und 1,55 μm Wellenlängenbereich blieb eine Kommerzialisierung InP-basierender HFET aufgrund hoher Materialkosten und spezifischer Nachteile gering. Diese sind

- ein Kinkeffekt (Auftreten eines lokalen Maximums des Sättigungsausgangsleitwerts) bedingt durch tiefe Störstellen im InAlAs bei Tieftemperatur-Wachstum [7] und/oder durch einen Aufsteuereffekt hervorgerufen durch Löcher infolge von Stoßionisation [8],
- ein hoher Ausgangsleitwert aufgrund des endlichen spezifischen Pufferwiderstands [9] und der Ladungsträgergeneration durch Stoßionisation im Kanal [10],
- ein großer Gate-Leckstrom, resultierend aus einem Löchertransfer vom Kanal zur Gate-Elektrode [11] bzw. aus mangelhaften Durchbrucheigenschaften der Gate-Drain- und Gate-Source-Schottky-Diode [12, 13],
- durch Stoßionisation im InGaAs-Kanal limitierte on-state [14] und off-state Durchbruchspannungen [15],
- ein Fehlen eines analytischen Modells zur Beschreibung der typischen Eingangs- und Ausgangscharakteristik von InP-basierenden Transistoren [16] bzw. ein ungenügendes quantitatives Verständnis der Leckstrom- und Durchbrucheigenschaften [17].

Zusammenfassend liegt neben den nicht idealen Isolations- und Durchbrucheigenschaften von InAlAs die Hauptproblematik in dem kleinen Bandabstand $E_g \leq 0,74$ eV von indiumreichen $In_xGa_{1-x}As$-Kanälen mit $x \geq 0,53$ aufgrund exzessiver Generation von Elektron-Lochpaaren durch Stoßionisation bei schon geringen Drain-Source-Spannungen $V_{ds} \approx \frac{3}{2}\frac{E_g}{e} < 1,2$ V [18]. Der Einfluß dieser parasitären Effekte ist breitbandig und reicht mindestens bis zu einer Eckfrequenz

von 3 GHz [19]. Die Reduzierung der Stoßionisationsrate durch Anhebung der Energiebandlücke mittels Erhöhung des Galliumanteils [20] bzw. durch Substitution des InGaAs-Kanals durch InP [21] oder durch Ausnutzung von Quantisierungseffekten (hier: Vergrößerung des effektiven Abstandes des Elektronsubbandes zum Lochsubband in extrem dünnen Kanalschichten) [22] hatte einen nachteiligen Einfluß auf die Transporteigenschaften. Ein Ansatz anderer Art basiert auf der Vorstellung, daß der Elektronenladungsschwerpunkt in der Hochfeldregion aus der oberen Kanalhälfte vom Spacer weg in die untere Kanalhälfte abgedrängt wird. Aus dieser Sicht erscheint eine Teilung der Kanalschicht in einen hochleitfähigen „Niederfeld-Kanal“ und in einen „Hochfeld-Kanal“ mit großem Bandabstand vielversprechend. Experimente mit solchen Kompositionskanälen aus InGaAs/InP [23] als auch eigene Ergebnisse (vgl. Kap. 5.3.2) konnten jedoch die gewünschte Wirkung, kleinere Stoßionisationsraten ohne Geschwindigkeitsverlust, nicht nachweisen.

Diese Arbeit setzte sich deswegen zum Ziel, mit den Mitteln der Molekularstrahlepitaxie und der „Gate-Recess“-Prozedur die parasitären Einflüsse der Stoßionisation speziell auf den Gate-Leckstrom und den Gate-Drain-Durchbruch abzuschwächen, ohne die Vorzüge InP-basierender Transistoren zu verlieren. Ein neues HFET-Modell lieferte dazu die theoretischen Ansätze.

Nach einer kurzen Einführung in die Funktionsweisen des HFET und in die InAlAs/InGaAs-Materialparameter (Kap. 2) werden die grundlegenden angewandten Methoden zusammengestellt (Kap. 3), die zur experimentellen Durchführung (in Kap. 5) eingesetzt bzw., wenn nicht zitiert, im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurden. Im theoretischen Teil (Kap. 4) wird ein quasi-zweidimensionales „Charge-Control“-Modell mit neuartigen, vorspannungsabhängigen Ansätzen für die Elektronengeschwindigkeit und -streuung zur Beschreibung des sogenannten „velocity overshoots“ [24] hergeleitet, in das alle bekannten Stoßionisationseffekte erfolgreich implementiert werden konnten. Dieses analytische Modell liefert — als Funktion der Schichtparameter und der Elektrodengeometrien — die Aus- und Eingangscharakteristik sowie Näherungsformeln für die wesentlichen Ersatzschaltbildelemente zur Abschätzung des Hochfrequenzverhaltens. Ein zentrales Ergebnis ist die geschlossene Darstellung des Leckstroms und der Durchbruchspannung (Kap. 4.9), die in Kap. 5 verifiziert wird. Zuvor bestand die Notwendigkeit der Entwicklung eines hochqualitativen, gitterangepaßten Bezugstransistors mit möglichst idealer Ausgangscharakteristik, um die Einflüsse der Stoßionisation durch gezielte Variationen der Einzelschichten ausreichend extrahieren zu können. Im Rahmen dieser Entwicklungsarbeiten konnten zum Stand der Literatur u.a. beigetragen werden: ein Niedrig-Temperatur (LT = low-temperature) Puffer für höchste Durchbruchspannungen, ein Dreischicht-Kanaldesign mit ternären InGaAs- und binären InAs/GaAs-Übergitter-Kanälen für höchste Beweglichkeiten, und AlAs-haltige Spacer- und Barrierenstrukturen für kleinste Gate-Leckströme. Über diese Arbeit hinaus fanden diese Transistoren Einsatz in Höchstgeschwindigkeitsschaltungen für Frequenzvervielfacher, logischen Gattern und optoelektronischen Empfängern, wie in Kap. 7.2 dokumentiert ist [z.B. XVII, XXII, XXVIII, XL].

Diese Arbeit schließt an die Dissertationen von J. Kraus und C. Heedt an, in denen u.a. ausführlich in die speziellen Funktionsweisen der Molekularstrahlepitaxie [25] und der InP-basierenden HFET [26] eingeführt wird.

Zum theoretischen Teil sei empfohlen, zuerst ein Unterkapitel vollständig durchzulesen: viele Formeln werden erst nach ihrer Vorstellung im Zusammenhang interpretiert. Ein Faltblatt, das alle Geometrieparameter und häufig zitierte Formeln zusammenfaßt, möge das Verständnis erleichtern. Der weniger theorieinteressierte Leser kann Kap. 4 bis auf 4.9, auf dessen Ergebnis in Kap. 5 zurückgegriffen wird, überspringen.

2 Einführung

Moderne Epitaxiemethoden wie z.B. Molekularstrahl- (MBE) [27] oder metallorganische Gasphasenepitaxie (MOVPE) [28] erlauben unter Beibehaltung der monokristallinen Eigenschaften eine atomlagenscharfe Schichtung von Materialien mit verschiedenen Bandabständen und — in gewissen Bereichen — mit verschiedenen Gitterkonstanten. Die abrupten Leitungs- und Valenzbandkantendiskontinuitäten ΔE_c bzw. ΔE_v an der Heterogrenzfläche können gezielt eingestellt werden („Bandgap-Engineering“ [29]), wobei man zwischen Typ I- und Typ II-Übergängen unterscheidet [30]. Heterostrukturen können beliebig zu Quantenbrunnen, Tunnelbarrieren oder Übergitter kombiniert werden [31]. Weiterhin erlaubt die Epitaxie nahezu beliebige Dotierungsprofile bis hin zur Monolagendotierung (Puls- oder δ-Dotierung [32]). Die mit den Heterostrukturen verbundenen Quanteneffekte werden in einer Vielzahl von elektronischen und optoelektronischen Bauelementen genutzt; dabei profitiert der HFET vor allen Dingen von der Möglichkeit der Modulationsdotierung.

2.1 Modulationsdotierung

Durch Modulationsdotierung [1], d.i. die Schichtung eines dotierten Materials mit großem Bandabstand (Dotierstoff- oder Spenderschicht) auf ein undotiertes Material mit kleinem Bandabstand (Kanalschicht, Abb. 1), „transferrieren“ freie Elektronen von der Dotierstoff- in die Kanalschicht. Im Gleichgewicht bildet sich in y-Richtung am Heteroübergang ein Quantenbrunnen mit diskreten Subbändern (siehe auch Abb. 25, S. 28). Die bzgl. y quantisierten und an der Heterogrenzfläche gebundenen, bzgl. x und z jedoch freien Elektronen formen ein zweidimensionales Elektronengas (2DEG), dessen Ladungsträger sich nach Anlegen einer Spannung V_{ds} vom Source- zum Drain-Ohmkontakt im Kanal längs x bewegen. Mittels eines sperrenden Schottky-Kontakts (Gate der Länge L_g) kann das 2DEG kapazitiv gesteuert werden. Die Beschreibung der Transistorfunktionen und Ersatzschaltbildelemente wird in Kap. 4 anhand eines analytischen Modells fortgesetzt (Einführende Literatur: [26, 33, 34]).

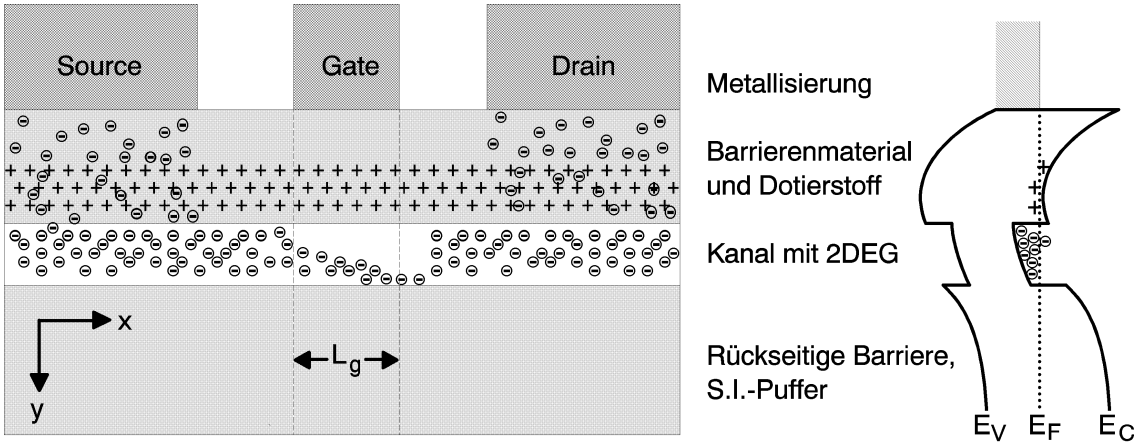


Abb. 1: Prinzipieller Aufbau eines HFET (mit Elektronenstrom) und Leitungs(E_c)- und Valenz(E_v)-Bandkantenverlauf (im Gleichgewicht mit Ferminiveau $E_F = const$). Das Barrierenmaterial kann additiv zu der Dotierstoffschicht aus einer undotierten Barrieren- und Abstands(Spacer)-Schicht bestehen (vgl. Abb. 15, S. 20).

Der wesentliche Vorteil der Modulationsdotierung liegt in einer hohen Elektronenbeweglichkeit μ bei hoher Ladungsträgerkonzentration n_s. Während in homogenen Materialien wegen $\mu \propto (const + \sqrt{N_D})^{-1}$ [35] schon ab kleinen Dotierstoffkonzentrationen $N_D > 10^{15}$ cm^{-3} die Beweglichkeit durch Coulombstreuung limitiert wird [36], bewegen sich die Elektronen des 2DEG räumlich getrennt von den ionisierten Donatorrümpfen in der undotierten Kanalschicht [1]. Eine undotierte Abstandsschicht („Spacer“) mit hohem Bandabstand (zur Reduzierung der Eindringtiefe) zwischen Kanal- und Dotierstoffschicht erhöht die Trennwirkung. Unterstützend wirkt die reduzierte Anzahl der Übergangswahrscheinlichkeiten im 2DEG bei Stoßprozessen aufgrund der Quantisierung der Kanalelektronen. Eine rückseitige Barriere trägt zur Quantisierung bei, ist aber zur Bildung eines Potentialtopfes nicht zwingend (vgl. Abb. 25, S. 28).
Die Vorteile einer Modulationsdotierung werden nur dann vollständig genutzt, wenn sich alle Ladungsträger in der designierten Kanalschicht befinden und keine Parallelleitung auftritt. Das ist gleichbedeutend mit der Forderung einer verarmten Barrierenschicht. Damit ist die Wahl der Dicke und/oder Dotierungsdichte der Spenderschicht durch die begrenzte Zustandsdichte der Subbänder im Kanal eingeschränkt. Die natürliche Materialkombination für HFET-Schichten auf InP-Substraten ist InGaAs als Kanal und InAlAs als Barrierenmaterial, wobei die rückseitige Barriere gleichzeitig als Puffer für Substratdefekte dient. Eine zusätzliche, dotierte InGaAs-Deckschicht („cap“, Abb. 15, S. 20) vereinfacht den ohmschen Kontakt und reduziert das freie Oberflächenpotential zwischen den Elektroden, so daß die Zuleitungswiderstände zur Gate-Region vermindert werden.

2.2 Elektronenbeweglichkeit im 2DEG

Die Elektronenbeweglichkeit μ wird limitiert durch Stöße mit Gitteratomen und ist proportional zur mittleren freien Weglänge L_f ($\mu \approx \frac{4}{3}\, e\, L_f / \sqrt{2\pi\, m^*\, kT}$ [37]). Die wichtigsten Stoßmechanismen sind die Streuungen an polaroptischen Phononen, neutralen Gitterdefekten und Grenzflächenrauhigkeiten, ionisierten Störstellen und Legierungsunordnungen. Mit τ_k als die mittlere Stoßzeit des k-ten Streumechanismus kann die totale Beweglichkeit μ aus den Einzelbeiträgen μ_k berechnet werden (Matthiessen-Regel):

$$\mu = \frac{e}{m^*}\tau = \frac{e}{m^*}\left(\sum_k \frac{1}{\tau_k}\right)^{-1} = \left(\sum_k \frac{m^*}{e\tau_k}\right)^{-1} = \left(\sum_k \frac{1}{\mu_k}\right)^{-1} \tag{1}$$

Die Gesamtbeweglichkeit ist somit immer kleiner/gleich wie ihre schlechteste Komponente. Die wesentlichen Grundzüge bzw. Proportionalitäten der Beweglichkeitskomponenten zu der effektiven Elektronenmasse, der Störstellendichte und der Temperatur sind wie folgt:

1. Die stark temperaturabhängige, gegenphasige Schwingung von positiv und negativ geladenen Gitteratomen (polaroptische Phononen) verusacht ein elektrisches Wechselfeld, das die Beweglichkeit näherungsweise limitiert wie $\mu_{po} \propto (m^*)^{-\frac{3}{2}} \left[\exp\left(-\frac{T_{po}}{T}\right) - 1\right]$ mit der energieäquivalenten Phononentemperatur $T_{po} \approx const$ [38].

2. Die Streuung an neutralen Verunreinigungen der Dichte N_{ni} ist weitgehend temperaturunabhängig. Die entspechende Beweglichkeit ist $\mu_{ni} \propto m^* N_{ni}^{-1}$ [39].

3. Verunreinigungen von Quellenmaterialien in der Epitaxie werden vielfach als ionisierte Störstellen der Ladungszahl Z und Dichte N_{ii} eingebaut. Sie gewinnen jedoch in modulationsdotierten Heterostrukturen nur Relevanz für tiefe Temperaturen wegen $\mu_{ii} \propto (m^*)^{-\frac{1}{2}} T^{\frac{3}{2}} Z^{-2} N_{ii}^{-1}$ [38].

4. Die statistische Atomverteilung der Komponenten in Legierungskristallen führt zu einer Störung des periodischen elektrischen Kristallpotentials. Die legierungsgestreute Beweglichkeitskomponente in $In_xGa_{1-x}As$ ist $\mu_{al} \propto \left[m^{*\frac{5}{2}} x(1-x)\sqrt{T}\right]^{-1}$ [40] und wird minimal für $x \approx 0,50$.

Modulationsdotierte Heterostrukturen hinreichender Kristallqualität zeichnen sich dadurch aus, daß die Elektronenbeweglichkeit μ bei 300 K nur durch die polar-optische Phononenstreuung begrenzt ist und bei Abkühlung um ein Vielfaches zunimmt, bis schließlich unterhalb 100 K die Grenzflächenstreuung und in ternären Mischkristallen die Legierungs(„Alloy“)-Streuung die Beweglichkeit limitiert, nicht aber die Streuung an den elektronenspendenden Donatoren. Abb. 2 nach [41] zeigt die gemessenen und simulierten Elektronenbeweglichkeiten als Funktion der Temperatur sowie die Beiträge der wichtigsten Streumechanismen in gitterangepaßten InAlAs/InGaAs- und pseudomorphen InAlAs/$In_{0,75}Ga_{0,25}As$-Heterostrukturen.

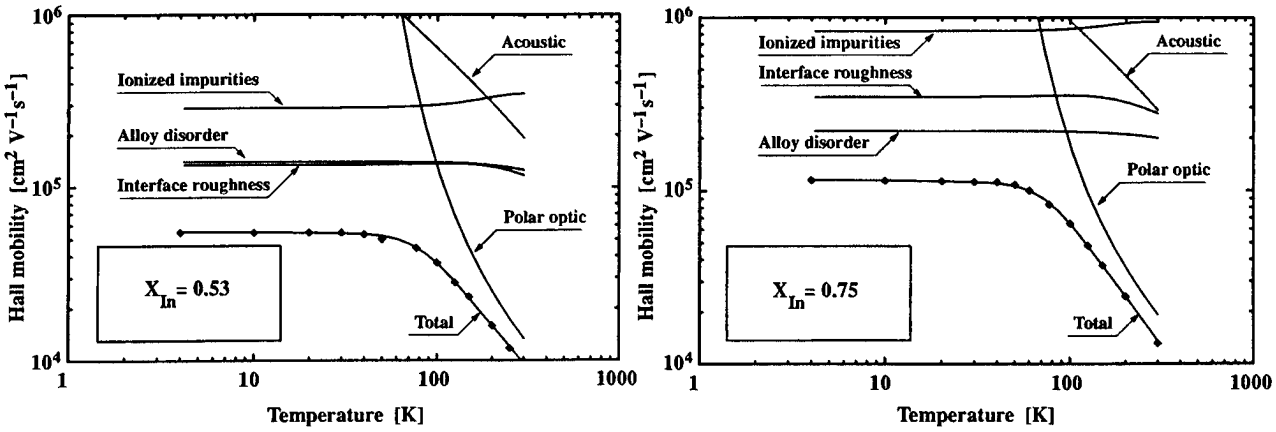


Abb. 2: Gemessene und simulierte Elektronenbeweglichkeiten versus Temperatur sowie die Beiträge der wichtigsten Streumechanismen in $In_{0,52}Al_{0,48}As/In_{0,53}Ga_{0,47}As$- und $In_{0,52}Al_{0,48}As/In_{0,75}Ga_{0,25}As$-Heterostrukturen [41].

Die für alle Temperaturen höhere Beweglichkeit der indiumreicheren Heterostruktur resultiert im wesentlichen aus der kleineren effektiven Masse (vgl. Abb. 3) und einer höheren Legierungsordnung $[x(1-x)]^{-1}$. Ein weiterer, theoretischer Vorteil ist die deutlich reduzierte Streuwahrscheinlichkeit an Grenzflächenrauhigkeiten (Abweichungen von der idealen Heterogrenzfläche durch „Intermixing“ des Barrieren- und Kanalmaterials). Die größere Leitungsbanddiskontinuität der indiumreichen Struktur (vgl. Abb. 9, S. 9) verhindert ein tieferes Eindringen der Elektronenwelle in die Barriere und sorgt für eine stärkere Ladungsträgerkonzentration innerhalb des Kanals. Insgesamt erfahren weniger Elektronen die Grenzflächenunebenheiten als für $x = 0,53$ bzw. werden an ihnen gestreut.

Eine einfachste Abschätzung der Elektronenbeweglichkeit für das pseudomorphe $In_{0,52}Al_{0,48}As$-$In_xGa_{1-x}As$-System bei 300 K, abgeleitet aus eigenen Daten und [42], liefert $\mu \approx x \cdot 20000\ cm^2/Vs$.

2.3 Hochfeldeigenschaften des InGaAs

Die allgemein höhere Beweglichkeit in indiumarsenidreichen Schichten liefert eine entsprechend höhere mittlere stationäre Elektronengeschwindigkeit $v_e \approx \mu\varepsilon_x$ für Feldstärken $\varepsilon_x \ll \varepsilon_p$ mit der materialspezifischen Peak-Feldstärke ε_p. Diese Geschwindigkeitsüberlegenheit bleibt auch bei höheren Feldstärken erhalten, wo Ladungsträger soviel Energie aufnehmen können, daß sie aus dem Γ-Energieleitungsbandminimum ins nächst gelegende L-Nebenminimum streuen. Weil dort die effektive Masse aufgrund des flacheren Bandverlaufs größer ist, nimmt nach Erreichen eines Spitzenwerts v_p bei $\varepsilon_x = \varepsilon_p$ die mittlere Geschwindigkeit bis zum Sättigungswert v_{sat} trotz zunehmender Feldstärke wieder ab (Abb. 4).

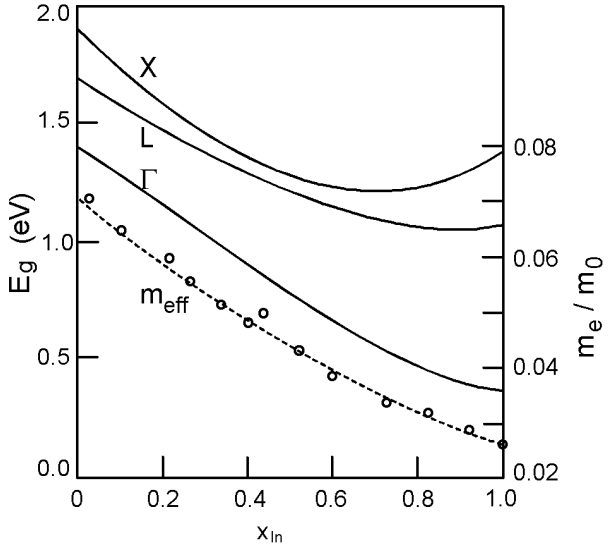


Abb. 3: Relative, effektive Elektronenmasse im Γ-Minimum [43] und berechnete Energiebandlücken versus Indiumgehalt bei 300 K [44].

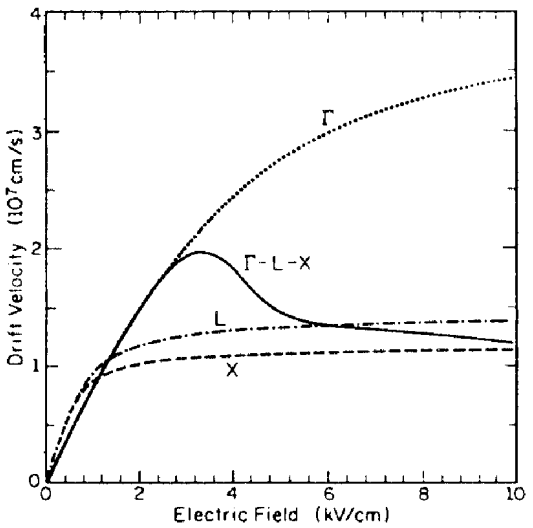


Abb. 4: Elektronendriftgeschwindigkeit in GaAs als Funktion der Feldstärke bei 300 K und ihre Komponenten in den einzelnen „Energiebandtälern“ [37].

Die Übergangswahrscheinlichkeit wird bestimmt durch den Abstand der Γ- und L-Energieminima (Abb. 3), so daß mit steigendem Indiumgehalt höhere Spitzengeschwindigkeiten erreicht werden können. Dies gilt insbesondere für Submikron-Transistoren, in denen die Feldstärkeänderungen unterhalb des Gate's so groß sind, daß die Elektronen aufgrund verschiedener Impuls- und Energierelaxationszeiten mehrfach höhere Geschwindigkeiten als im stationären Fall aufnehmen können, bevor sie in die Nebenminima relaxieren (nichtstationärer Transport mit „velocity overshoot“ [45]). Ein größerer Abstand zwischen Γ- und L-Minimum begünstigt längere Energierelaxationszeiten, so daß mit zunehmendem Indiumgehalt auch ein stärker ausgeprägter Geschwindigkeitsüberschuß zu erwarten ist.

Dieser Effekt ist meßtechnisch nicht direkt quantifizierbar, sondern wird durch Monte-Carlo-Simulationen vorausgesagt. Abb. 5 zeigt die zeitliche Entwicklung der mittleren Elektronengeschwindigkeit für verschiedene elektrische Feldstärken ε_x in $In_{0,53}Ga_{0,47}As$. Nach Injektion in die Feldzone wächst die Elektronengeschwindigkeit entsprechend ε_x, weil vorerst nur die kleine Masse des Γ-Minimums beschleunigt wird. Für $\varepsilon_x < 10$ kV/cm ist der Anstieg monoton; bei höheren Feldstärken können aufgrund der starken Anfangsbeschleunigung vielfach höhere Spitzengeschwindigkeiten erreicht werden als der Endwert, der sich nach etwa einer Picosekunde einstellt. Damit kann sich für kurze Laufstrecken L_0 die Transitzeit τ überproportional verkürzen

bzw. es existiert zu jedem L_0 ein Maximum v_p der sogenannten „Steady-state-Geschwindigkeit“ $v_{s-s} = L_0/\tau$ als Funktion von ε_x. Dieses Maximum wächst mit abnehmender Laufstrecke L_0 bei gleichzeitiger Verschiebung zu höheren Maximalstellen ε_p (Abb. 6).

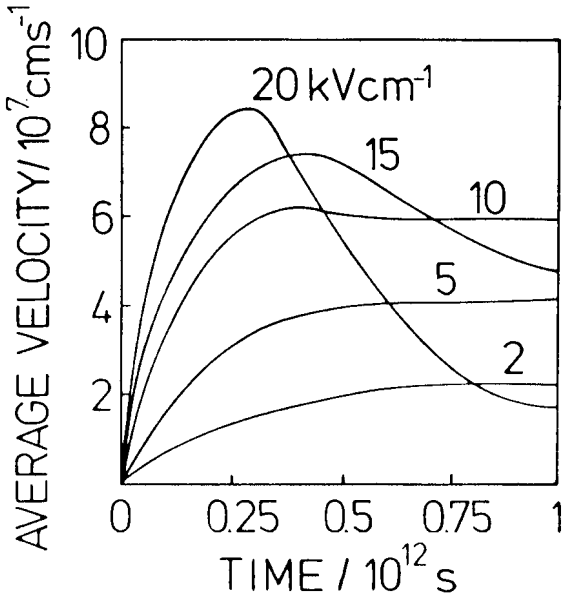


Abb. 5: Monte-Carlo: Zeitliche Entwicklung der mittleren Elektronengeschwindigkeit in $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ nach Injektion in eine Feldzone [34].

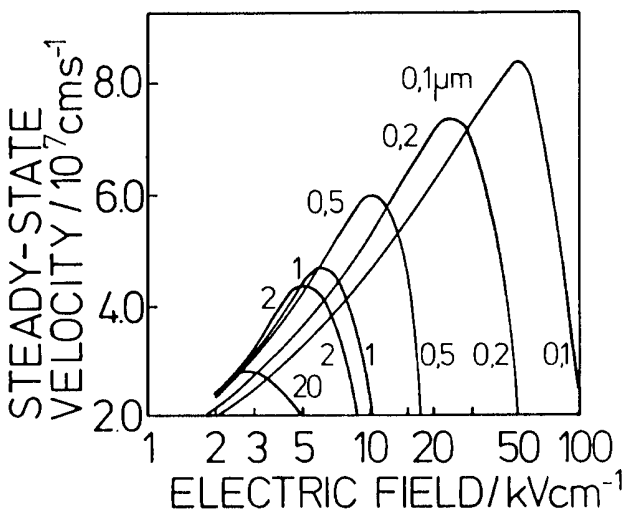


Abb. 6: Monte-Carlo: „Steady-state-Geschwindigkeit“ versus elektrischer Feldstärke für verschiedene Lauflängen in $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ [34].

Zur analytischen Darstellung des Geschwindigkeitsüberschusses in $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ wurde hier für die in Abb. 6 illustrierte „Steady-state-Geschwindigkeit“ eine einfache Fitfunktion entwickelt, die in Kap. 4 noch eine fundamentale Rolle spielen wird:

$$v_{s-s}(\varepsilon_x, L_0) \approx \left(1 - \frac{\varepsilon_x}{2\varepsilon_p}\right) \frac{2v_p}{\varepsilon_p} \cdot \varepsilon_x \quad \text{mindestens} \quad v_{sat} \quad \text{für } \varepsilon_x \gg \varepsilon_p \tag{2}$$

$$\begin{aligned} \text{mit} \qquad v_p(L_0) &= v_p^\infty \cdot \exp \frac{2\ \mu\text{m}}{1,4\ \mu\text{m} + L_0} \qquad \text{mit} \quad v_p^\infty = 2,2 \cdot 10^7\ \text{cm/s} \\ \varepsilon_p(L_0) &= \frac{2\, v_p^\infty}{\mu} \cdot \exp \frac{0,5\ \mu\text{m}}{0,1\ \mu\text{m} + L_0} \qquad \text{mit} \quad \mu = 10000\ \text{cm}^2/\text{Vs} \\ v_{sat} &= 0,6 - 0,7 \cdot 10^7\ \text{cm/s} \end{aligned}$$

Die Peak-Geschwindigkeit für $L_0 = \infty$, v_p^∞, und die zugehörige Peak-Feldstärke $\varepsilon_p(\infty)$ wurden so gewählt, daß übliche Literaturwerte getroffen werden. Wie in Kap. 5.3.2 noch gezeigt wird, gilt $v_p^\infty = 2\pi \cdot f_T \cdot L_g$ mit f_T als Transitfrequenz eines HFET der Gate-Länge L_g.

Die weitreichenden Transportvorteile indiumreicher Kanalschichten sind jedoch verknüpft mit dem Nachteil einer hohen Stoßionisationsrate: Heiße Elektronen, die in einem Feld der Stärke ε_x hohe kinetische Energien aufgenommen haben, können durch Stoßionisation neue Elektron-Lochpaare generieren [18, 46]. Ein Maß hierfür ist der Elektronen-Stoßionisationskoeffizient α, der die Anzahl der generierten Elektron-Lochpaare pro Elektronenstoß pro Einheitsweglänge beschreibt [47, 48]:

$$\alpha(\varepsilon_x) \approx \frac{e\,\varepsilon_x}{E_{ion}} \cdot \exp\left(-\frac{E_{ion}}{kT + e\varepsilon_x L_f\left(1 + \frac{e\varepsilon_x L_f}{E_l}\right)}\right) \tag{3}$$

Dabei repräsentiert E_{ion} die effektive Ionisierungsenergie, L_f die mittlere freie Weglänge und E_l die charakteristische Energie für Phononenstreuung. Unter den Materialparametern zeigt die zum Bandabstand proportionale effektive Ionisierungsenergie $E_{ion} = \left(1 + \frac{m_e^*}{m_e^* + m_h^*}\right) E_g$ den größten Einfluß auf α. Stoßionisation tritt folglich besonders in Materialien mit kleinen Bandabständen, also indiumreichen Kanalschichten, auf. Abb. 7 nach [49] illustriert die starke Feldstärkenabhängigkeit von α für $In_{0,53}Ga_{0,47}As$.

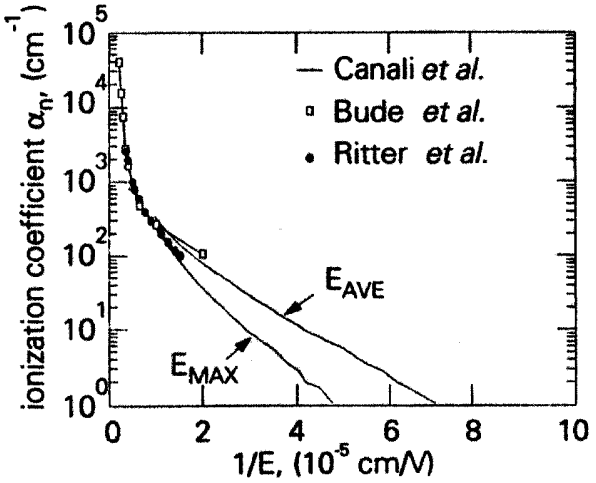


Abb. 7: Stoßionisationskoeffizient in gitterangepaßtem InGaAs versus Feldstärke $E = \varepsilon_x$ mit E_{MAX} als untere Abschätzung und E_{AVE} als Mittelwert für α [49].

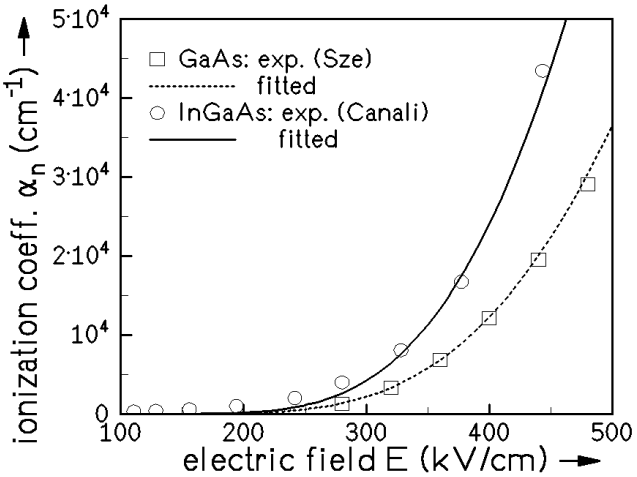


Abb. 8: Fitkurven an die gemessenen Elektronen-Stoßionisationskoeffizienten von GaAs [46] und $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ [49].

Die E_{AVE}-Kurve in Abb. 7 wird exzellent durch $\alpha(\varepsilon_x) = 5 \cdot 10^4 \mathrm{V}^{-1} \cdot \varepsilon_x \cdot \exp(1,2 \cdot 10^{-5} \frac{\mathrm{cm}}{\mathrm{V}} \cdot \varepsilon_x)$ beschrieben. Eine mit Gl. 3 für $kT \ll e\varepsilon_x L_f$ verträgliche Fitfunktion des Elektronenstoßionisationskoeffizienten für $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ und simultan für GaAs ist jedoch

$$\alpha_e(\varepsilon_x) \approx 3,4 \cdot \frac{e\,\varepsilon_x}{E_g} \cdot \exp\left(-\frac{1,74 \cdot 10^6 \frac{\mathrm{cm}}{\mathrm{V}}}{\varepsilon_x}\right) \tag{4}$$

Abb. 8 zeigt die ausreichende Übereinstimmung der Fitkurven zu den Meßwerten bei höheren Feldstärken. Die effektive Ionisierungsenergie wurde wegen der Ähnlichkeit der effektiven Masse von Elektronen und leichten Löcher durch $E_{ion} \approx \frac{3}{2} E_g$ genähert [18]. Gl. 4 wird in Kap. 4 für die Berechnung der Stoßionisationsrate im aktiven HFET verwendet.

In der Literatur existieren weitere und von [46], [49] bzw. von Gl. 4 abweichende Meß- bzw. Fitkurven der Form $\alpha \approx \alpha_0 \cdot \exp\left(-\frac{\varepsilon_\alpha}{\varepsilon_x}\right)$ mit z.B. $\alpha_0 = 5,7 \cdot 10^7$/cm, $\varepsilon_\alpha = 1,9 \cdot 10^6$ V/cm für $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ [50] und $\alpha_0 = 1,05 \cdot 10^6$/cm, $\varepsilon_\alpha = 1,52 \cdot 10^6$ V/cm für GaAs [51]. Diese Unterschiede resultieren vermutlich aus der Abhängigkeit des Stoßionisationskoeffizienten von der mittleren freien Weglänge, die selbst u.a. von der Kristallqualität abhängt. Zur Zeit fehlen experimentelle Datenfelder für α_e als Funktion der Feldstärke (oder Energie) mit der Elektronenbeweglichkeit als Kristallparameter.

2.4 Gittereigenschaften der Arsenidhalbleiter

InGaAs und InAlAs kristallisieren wie die meisten technisch wichtigen III-V-Verbindungshalbleiter (Nitride nur bedingt) im Zinkblendegitter [52]. Abb. 9 zeigt die Lage der Bandkanten der ternären Halbleiterlegierungen relativ zu Gold. Hieraus kann der Bandabstand, die Leitungs- und Valenzbanddiskontinuität sowie die Gold-Schottky-Barriere von InGaAs und InAlAs abgelesen werden; ihre Näherungsformeln werden weiter unten gegeben.

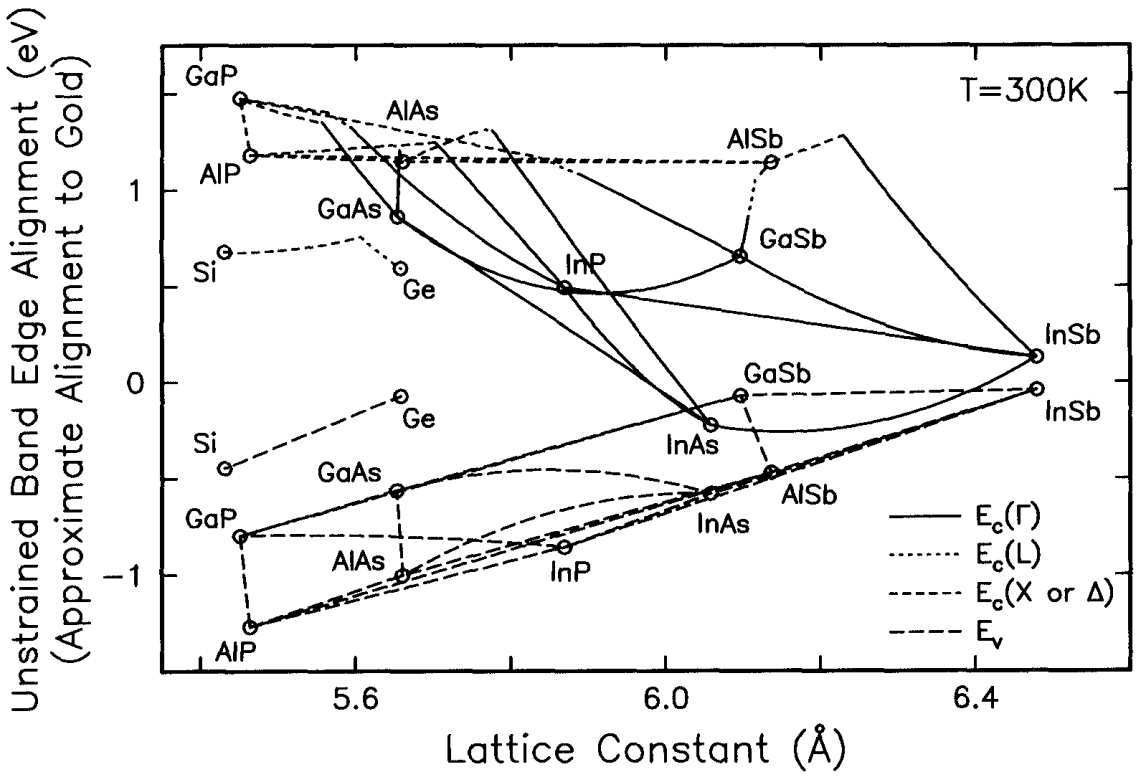


Abb. 9: Leitungs- und Valenzbandkantenenergien versus Gitterkonstante der unverspannten Halbleiter [53]. Die Bandabstände können aus der Differenz von Leitungs- und Valenzbandkante berechnet werden und die Banddiskontinuitäten zwischen gitterangepaßten Legierungen aus den Differenzen ihrer Bandkantenenergien. Der 0-Energiepunkt repräsentiert die ungefähre Gold-Schottky-Barrierenposition.

Die Anwendung des Vegard'schen Gesetzes liefert die unverspannten Gitterkonstanten von $In_xGa_{1-x}As$ und $In_xAl_{1-x}As$ als Funktion des Indiumgehaltes x [54]

$$a_{InGaAs} \approx a_{GaAs} + (a_{InAs} - a_{GaAs})x = 0,56532 \text{ nm} + 0,04051 \text{ nm} \cdot x \quad (5)$$

$$a_{InAlAs} \approx a_{AlAs} + (a_{InAs} - a_{AlAs})x = 0,56622 \text{ nm} + 0,03983 \text{ nm} \cdot x \quad (6)$$

Die Gitterkonstante für InP beträgt $a_{InP} = 0,58687$ nm. Damit erzielt man Gitteranpassung mit $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ und $In_{0,52}Al_{0,48}As$. Die Bandabstände als Funktion von x sind bei 300 K [54, 55]

$$\text{Für InGaAs (direkt):} \quad E_\Gamma^{InGaAs}/\text{eV} \approx 1,42 - 1,46x + 0,40x^2 \tag{7}$$
$$\text{Für InAlAs (direkt):} \quad E_\Gamma^{InAlAs}/\text{eV} \approx 2,95 - 2,83x + 0,24x^2 \tag{8}$$
$$\text{(indirekt):} \quad E_X^{InAlAs}/\text{eV} \approx 2,16 - 0,79x \tag{9}$$

InAlAs ist indirekt für Indiumkonzentrationen von $x < 0,4$, während InGaAs für alle x direkt bleibt. InGaAs/InAlAs-Heteroübergänge sind vom Typ I. Die Leitungs- und Valenzbanddiskontinuität sind für $x > 0,4$ [56]

$$\Delta E_c \approx 0,70 \cdot (E_g^{InAlAs} - E_g^{InGaAs}) \tag{10}$$
$$\Delta E_v \approx 0,30 \cdot (E_g^{InAlAs} - E_g^{InGaAs}) \tag{11}$$

Eine hohe Leitungsbanddiskontinuität erhält man mit indiumreichen Kanälen und/oder mit aluminiumreichen InAlAs-Barrierenschichten. Letztes läuft konform mit einer großen Schottky-Barrierenhöhe, die für einen gut sperrenden Gate-Kontakt für ein rein kapazitives Steuern des 2DEG's notwendig ist: Die ideale Au/InAlAs-Schottky-Barrierenhöhe Φ_B ist für $x > 0,4$

$$\Phi_B \approx 1,94\ eV - 2,25\ eV \cdot x \tag{12}$$

Prakisch jedoch wird bei Überschuß von freien Valenzen an der Oberfläche das Fermi-Niveau weitgehend unabhängig von Metall und Dotierung in die Nähe der Bandlückenmitte gezwungen („Fermi-Level-Pinning“ [52]) und es stellt sich eine Barrierenhöhe in der Größenordnung des halben InAlAs-Bandabstandes ein. Es zeigt sich eine schwache Abhängigkeit vom Herstellungsprozeß, speziell von der Halbleiteroberflächenbehandlung vor dem Metallaufdampfschritt. $In_{0,52}Al_{0,48}As$-Platin-Schottky-Kontakte zeigen nach Ammoniak-Oberflächenreinigung eine typische Barrierenhöhe von $\Phi_B \approx 0,65$ eV [26].

2.5 Pseudomorphe Kristalle

Wie in den vorangegangenen Kapiteln gezeigt wurde, können gute Transporteigenschaften und hohe Leitungsbanddiskontinuitäten und Schottky-Barrieren auf InP-Substraten vereint werden durch die Verwendung indiumreicher ($x > 0,53$) InGaAs- und indiumarmer ($x < 0,52$) InAlAs-Schichten. Jedoch sind der x–Variaton in den Einzelschichten Grenzen durch die kritische Schichtdicke h_c gesetzt: Indiumreiche Arsenide zeigen deutlich größere Gitterkonstanten als indiumarme und beide sind gitterfehlangepaßt zu InP (vgl. Abb. 9). Gitterfehlangepaßte Schichten können nur bis zu einer kritischen Schichtdicke h_c monokristallin aufwachsen (pseudomorphes Wachstum [52]), wobei sie unter Verspannung die laterale Gitterkonstante des Wirtsgitters annehmen (hier InP). Die kritische Schichtdicke wird nach [57] (Energiegleichgewicht) bzw. [58] (Kräftegleichgewicht) definiert als der Punkt, bei dem die Spannungsenergie bzw. -kraft den Wert der Aktivierungsenergie bzw. -kraft für einen Kristalldefekt — meist eine Schraubenversetzung — überschreitet; das epitaxierte Kristallgitter nimmt partiell wieder seine unverspannte Gitterkonstante unter Aufgabe der monokristallinen Struktur an. Die entstehenden Versetzungen führen zur Degradation der optischen und elektrischen Eigenschaften

[25]. (Allerdings kann — unter geeigneten Epitaxieparametern — bei fortschreitenden, gitterfehlangepaßten Wachstum wieder ein quasi-monokristalliner Kristall auf der zerstörten Schicht stattfinden (metamorphes Wachstum [20]).) Abb. 10 zeigt die kalkulierte kritische Schichtdicke von InGaAs auf InP.

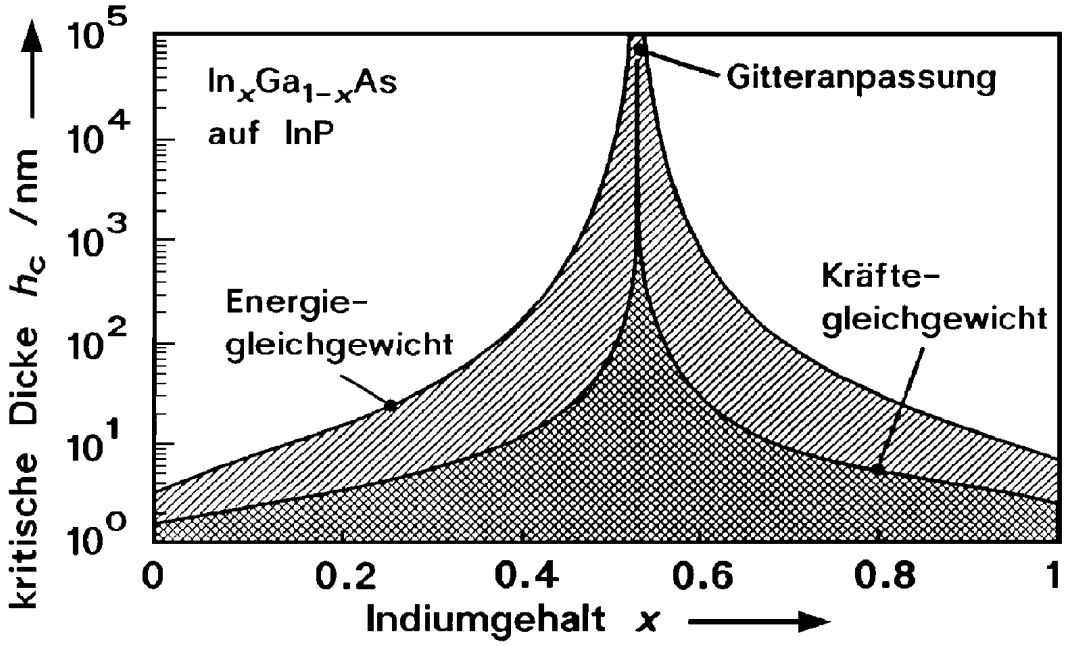


Abb. 10: Berechnete kritische Schichtdicke von InGaAs auf InP [59].

Grundsätzlich ergeben sich aus dem Energiegleichgewichtsmodell höhere kritische Schichtdicken als aus dem Kräftegleichgewichtsmodell. In der Praxis liegen — je nach Wachstums- und auch Meßmethoden [60] — die experimentellen kritischen Schichtdicken zwischen beiden Modellwerten. Wie später noch ausführlicher erörtert wird, hängt h_c von der Wachstumstemperatur [61], dem V-III-Verhältnis [62], der Wachstumsrate [63] und der Startoberfläche [64] ab. Eine einfache Abschätzung, gewonnen aus eigenen Daten, ist $h_c \sim 2\ \mathrm{nm}/|x - 0,53|$.

Pseudomorphe Gitter unterscheiden sich von den unverspannten durch eine Modifikation ihrer Gitterkonstanten und Bandabstände. Als Maß für die Verspannung dient die relative Gitterfehlanpassung $\frac{\Delta a}{a} = \frac{a_{epi} - a_{sub}}{a_{sub}}$ mit a_{epi} bzw. a_{sub} als die Gitterkonstante der epitaxierten Schicht bzw. des Substrats. Die laterale Gitterkonstante $a_{\parallel}$ der pseudomorphen Schicht ist identisch mit der des Wirtsgitters. Die vertikale $a_{\perp}$ hingegen wird je nach Vorzeichen der relativen Gitterfehlanpassung $\left[\frac{\Delta a}{a}\right]_{s.f.}$ zwischen den unverspannten Ausgangsmaterialien gestreckt bzw. gestaucht. Es gilt

$$\left[\frac{\Delta a}{a}\right]_{\perp} = \frac{C_{11}^{AB} - 2C_{12}^{AB}}{C_{11}^{AB}} \left[\frac{\Delta a}{a}\right]_{s.f.} \qquad \text{und} \qquad C_{ij}^{AB} = C_{ij}^{B} + (C_{ij}^{A} - C_{ij}^{B})x_A \tag{13}$$

mit den Elastizitätsmodulen $C_{ij}^{AB},\ i,j \in [1,2]$ der epitaxierten Mischkristalle aus den Komponenten A und B. Die vertikalen Gitterkonstanten von pseudomorphen InGaAs- bzw. InAlAs-Schichten abgeschieden auf InP betragen mit den Daten aus [55]

$$a_{\perp}^{InGaAs} \approx \frac{0,5458 - 0,0867x - 0,0174x^2}{1 - 0,2948x}\ \mathrm{nm} \tag{14}$$

$$a_{\perp}^{InAlAs} \approx \frac{0,5458 - 0,1441x - 0,0291x^2}{1 - 0,4051x}\ \mathrm{nm} \tag{15}$$

2.6 Molekularstrahlepitaxie

Die klassische Molekularstrahlepitaxie (MBE) ist die Abscheidung von thermisch aus Feststoffzellen verdampften bzw. sublimierten Molekülen auf ein beheiztes Substrat im Ultrahochvakuum (UHV), das für die Ausbildung eines Molekularstrahles mit Knudsenströmung notwendig ist [65]. In der konventionellen III-V-Epitaxie wird die Wachstumsrate über den Gruppe-III-Fluß kontrolliert, der in einem weiten Bereich exponentiell von der Zellentemperatur abhängt und über „Shutter“ an- und ausgeblendet wird, während der Gruppe-V-Fluß mit V-III-Verhältnissen $\gg 1$ weiterhin erhalten bleibt. Wegen des sehr viel größeren Dampfdruckes der Gruppe V-Komponenten stellt sich ab einer spezifischen Substrattemperatur die gewünschte Stöchiometrie automatisch ein, weil die nicht an Gruppe-III-Atome gebundenen Gruppe-V-Atome sich wieder zu Molekülen verbinden und desorbieren [66]. Der Gruppe-III-kontrollierte Wachstumsmodus kann mittels Reflexion hochenergetischer Elektronendiffraktometrie (RHEED) anhand der 2×4–terminierten Oberfläche erkannt werden. (Einführende Literatur: [25, 52, 65]).
Die Eigenschaft einer epitaktischen Schicht hängt von der Quellen- und Restgasreinheit ab bzw. kann in der klassischen MBE durch die Epitaxieparameter Substrattemperatur, Wachstumsrate, Wachstumspause und V-III-Verhältnis weitreichend manipuliert werden. Weitere Möglichkeiten (zur Erzielung einer besseren Homogenität) sind die Substratrotation und der Kippwinkel zu den Molekularstrahlen. Das Ziel einer Wachstumsparameteroptimierung hinsichtlich Transistorapplikation ist ein zweidimensionales Wachstum (Monolagenwachstum) hochreiner Schichten mit ideal glatten Grenzflächen.

Der wichtigste Epitaxieparameter ist die Substrat- oder Wachstumstemperatur T_g, die starken Einfluß auf die Kristallqualität, Hintergrunddotierung und Dotiereffizienz ausübt. Sie bestimmt die Oberflächenkinetik und das Einbauverhalten der Gruppe III-Atome (Adatome). Im Fall der Homoepitaxie für gitterangepaßte Materialien erfordert das erwünschte zweidimensionale Wachstum eine gewisse Oberflächenwanderung (Migration) der Adatome zur Auffüllung einer Monolage. Je kleiner die Bindungsenergie (Tab. 1), desto eher können Bindungen thermisch aufbrechen und die Adatome über die Oberfläche wandern (migrieren), bis sie in Monolagenlücken (energetisch günstigste Energiezustände) fallen. Die Migrationslänge steigt exponentiell mit der Wachstumstemperatur [67], wobei ab einer gewissen Substrattemperatur, abhängig von der Bindungsenergie, die Adatome zu desorbieren beginnen und zwar zuerst Indium (ab ca. 540°C [68, 69]). Wachstumspausen unterstützen eine „Ausheilung“ („Recovering“) der Oberfläche, in der die statistisch verteilten Oberflächenatome genügend Zeit finden zu migrieren und Monolagenlücken aufzufüllen [70]. Die MBE-typischen Wachstumstemperaturen für hochqualitative Kristalle mit abrupten Grenzflächen reichen bis an die Desorptionsgrenze der Gruppe III-Atome, um eine hohe Migrationslänge bei maximalen Haftkoeffizient von 1 zu gewährleisten.

Material	AlAs	GaAs	InAs
Bindungsenergie	1,98 eV	1,59 eV	1,41 eV
Bindungslänge	0,245 nm	0,245 nm	0,262 nm

Tab. 1: Bindungsenergien und -längen wichtiger Arsenide [71, 72]

Die pseudomorphe Epitaxie erfordert dagegen modifizierte Parameter. In der klassischen Vorstellung wachsen die ersten Monolagen zweidimensional auf, wobei die resultierende Verspannung linear mit der Schichtdicke wächst [73]. Ab einer gewissen Spannung (bzw. Schichtdicke) noch unterhalb der kritischen Schichtdicke h_c, wo plastische Relaxierung einsetzt, ist der dreidimensionale Wachstumsmodus energetisch günstiger [74] und die Adatome lagern sich bevorzugt an Wachstumsinseln an. Es resultiert bis zum Erreichen der kritischen Schichtdicke eine für HFET-Applikationen unerwünschte pyramidenförmige Morphologie. Weiterhin wird für pseudomorphe, indiumreiche Schichten eine Indiumsegregation, das ist ein verschleppter Einbau der Indiumatome in das Kristallgitter mit resultierender indiumarsenidreichen Oberfläche, beobachtet [75]. In beiden Fällen wirkt eine Migration negativ und ist zu unterdrücken, und zwar durch Senkung der Wachstumstemperatur [61] und des V-III-Verhältnisses [62] und/oder durch Erhöhung der Wachstumsrate [63]. Ein quasi-zweidimensionales Wachstum erfolgt dann nur noch bei sehr homogenen Materialflüssen mit gleichförmiger Verteilung der Adatome auf die Oberfläche.

Weiterhin zeigt die Wachstumstemperatur Einfluß auf die Dotiereffizienz (Verhältnis des Donatoreinbaus als flache Störstelle zum Angebot) und Hintergrunddotierung. Für $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ wurde mit abnehmender Wachstumstemperatur eine Zunahme der Hintergrunddotierung beobachtet [76], die zwar den spezifischen Widerstand senkt (Abb. 11), jedoch aufgrund der zunehmenden Streuung die Beweglichkeit reduziert (Abb. 12). Die exponentielle Zunahme der Elektronendichte für Temperaturen $T_g < 400°C$ konnte auf überschüssige Arsenatome zurückgeführt werden, die als Donatoren fungierten. Außerdem wurden Ordungseffekte bzw. eine bevorzugte Anlagerung von Störstellen längs den Kristallhauptachsen vermutet [77], die für die deutlichen Unterschiede in den Beweglichkeiten bzgl. der (110)- und der $(1\bar{1}0)$-Ebene verantwortlich sein sollen.

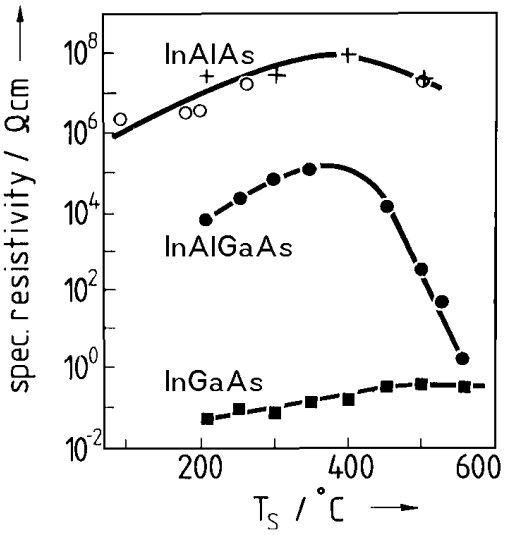


Abb. 11: „Bulk“: Spezifischer Widerstand von gitterangepaßtem InAlAs, InAlGaAs und InGaAs versus Wachstumstemperatur [78].

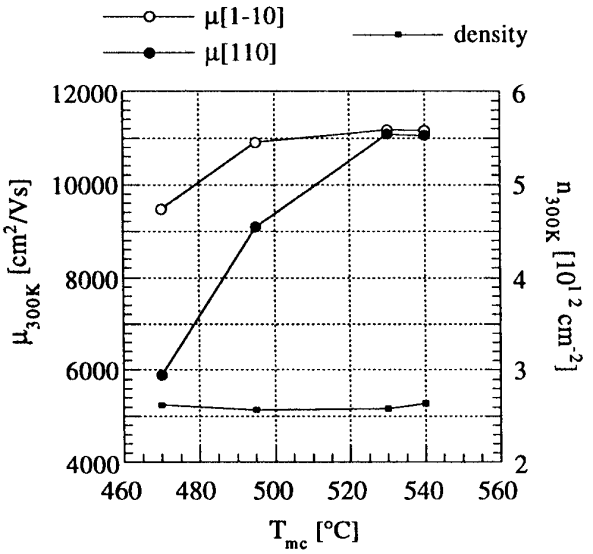


Abb. 12: HFET: 2DEG-Beweglichkeiten zu verschiedenen Kristallrichtungen und Schichtladungsdichte versus Wachstumstemperatur [77].

Für $In_{0,52}Al_{0,48}As$ wurden die besten Ergebnisse hinsichtlich Kristallqualität bei Temperaturen oberhalb 540°C erzielt. In diesem Temperaturbereich wurde bei etwas überreichlichem Indiumangebot eine Autogitteranpassung durch Desorption der entsprechenden Menge Indiums

beobachtet [69]. Allgemein wächst $In_{0,52}Al_{0,48}As$ schon ab $T_g > 200°C$ mit hoher kristalliner Qualität auf [79] und es wurden im Vergleich zu InGaAs deutlich kleinere Arsenüberschüsse registriert. Nur bei extrem tiefen Temperaturen unterhalb 150°C treten pyramidenförmige, arsenreiche Defekte auf. Im weiteren Gegensatz zu InGaAs stellte man eine Absenkung der Si-Dotiereffizienz mit abnehmender Wachstumstemperatur und Siliziumfluß fest [80] und erzielte ein Maxiumum des spezifischen Widerstandes von nominell undotiertem InAlAs bei 400 – 420°C (offene Kreise bzw. Kreuze in Abb. 11). In diesem Wachstumsfenster wurde eine anisotrope Kompositionsmodulation beobachtet [81]: Aufgrund der starken Differenzen in den Bindungslängen und -energien (Tab. 1) von InAs und AlAs entstehen bei 400°C (und kleinem V-III-Verhältnis) ein verspanntes $In_{0,52+y}Al_{0,48-y}As/In_{0,52-y}Al_{0,48+y}As$-Übergitter. Die Ladungsträgerbindung („Confinement“) in den indiumreicheren Töpfen führt zur Absenkung der effektiven Energiebandlücke bei gleichzeitiger Zunahme der Rekombinationswahrscheinlichkeiten. Es ist vorstellbar, daß dieser Effekt zu einer Erhöhung des spezifischen Widerstandes speziell in [110]-Richtung beiträgt. Über eine Richtungsabhängigkeit des Widerstandes ist jedoch nicht berichtet worden.
Die Schottky-Barrierenhöhe von $In_xAl_{1-x}As$ ist stark temperatur- und weniger x-abhängig [82]. Für $T_g = 580°C$ bleibt im Intervall $x = 0,435$ bis 0,62 die Barrierenhöhe nahezu konstant bei $0,62 \pm 0,05$ eV; das Material ist halbleitend. Für $T_g = 500°C$ wird InAlAs semiisolierend und kann, infolge von AlAs-Clusterbildung bei Verspannung, Barrierenhöhen bis zu 1,2 eV (AlAs-Barrierenhöhe) erreichen.

Zusammenfassend kann für die Molekularstrahlepitaxie von InP-basierenden HFET-Schichten in Anlehnung an [83] geschlossen werden:

- Für das Wachstum der rückseitigen Barriere (hauptsächlich $In_{0,52}Al_{0,48}As$) erscheint eine Wachstumstemperatur innerhalb 350-450°C hinreichend für einen hohen spezifischen Widerstand bei genügender Kristallqualität. Die rückseitige Barriere dient gleichzeitig als Puffer von Substratdefekten und sollte eine ideal glatte Startoberfläche für die folgende Kanalschicht bieten.
- Höchste Beweglichkeiten im $In_{0,53}Ga_{0,47}As$-Kanal werden mit Wachstumstemperaturen ab 520°C erzielt. Bei indiumreichen, pseudomorphen Kanälen muß dagegen je nach Verspannung und Dicke der Kanalschicht die Temperatur deutlich herabgesetzt werden. Gleichzeitig können mittels hoher Wachstumsraten und niedriger V-III-Verhältnisse die Transporteigenschaften weiter verbessert werden, wie neuere Untersuchungen zeigen [63].
- Eine Wachstumspause vor der Deposition der $In_{0,52}Al_{0,48}As$-Spacerschicht verbessert die Kanalmorphologie und erlaubt geringere Streuraten an Grenzflächenrauhigkeiten. Wegen möglicher Kontaminationen im Arsenstrahl sollte die Dauer minimiert werden.
- Das Wachstum der $In_{0,52}Al_{0,48}As$-Dotierstoffschicht bei Temperaturen von 520°C garantiert eine hohe Dotiereffizienz bei minimaler tiefer-Störstellendichte.
- Die InAlAs-Barrierenschicht erfordert eine geringe Hintergrunddotierung für einen gutsperrenden Schottky-Kontakt. Deshalb sollte auch hier zur Erhöhung des spezifischen Widerstandes die Wachstumstemperatur deutlich unterhalb 500°C abgesenkt werden, besonders bei pseudomorpher Epitaxie von aluminiumreichen Barrierenschichten.
- Das Wachstum der dotierten oder undotierten $In_{0,53}Ga_{0,47}As$-Deckschicht ist unkritisch und erfordert keine besonderen Maßnahmen, so daß die niedrigen Wachstumstemperaturen von der Barrierenschicht beibehalten werden können.

3 Angewandte Methoden

3.1 Epitaxie

Die Herstellung der Heteroschichtsysteme erfolgte in einer kommerziellen Molekularstrahlepitaxieanlage vom Typ Modular Gen II der Firma Varian/Intevac, ausgestattet mit einer Aluminium-, Gallium- und Siliziumzelle und jeweils zwei Indium- und Arseneffusionszellen (Anlagenbeschreibung in [25]). Die Mindestreinheit war 7N. Die Oberflächenrekonstruktion und Wachstumsdynamik wurde in-situ mittels reflektierter hochenergetischer Elektronendiffraktometrie (RHEED) beobachtet, die tatsächliche Oberflächentemperatur mittels eines Pyrometers, das auf die Oxiddesorption von GaAs kalibriert wurde.

Die Kalibration der Wachstumsraten erfolgte über Flußmessungen der Gruppe-III-Komponenten. Es erwies sich eine Linearität der Molekularflüsse zu den Wachstumsgeschwindigkeiten über eine Größenordnung für den Gruppe-III–kontrollierten Epitaxiemodus (V-III–Verhältnis ca. 50 bis 60). Die Proportionalitätsfaktoren, die aus einer einzigen Testschicht bestimmt werden konnten (Kap. 3.2), zeigten eine äußerst geringe Variation mit dem Zellenfüllstand, so daß diese Methode aufgrund ihrer Schnelligkeit, der hohen Reproduzierbarkeit der Molekularstrahlverhältnisse und der Möglichkeit der Automatisierung deutlich der Wachstumsratenkontrolle mittels RHEED-Oszillationen [25] überlegen war. Die Wachstumsrate, die Schichtdicke und der Indiumgehalt von InAlGaAs wurden aus den Wachstumsraten v_{InAs}, v_{GaAs} und v_{AlAs} und der Epitaxiezeit t_g berechnet mit

$$v_{InGaAlAs} = v_{InAs} + v_{GaAs} + v_{AlAs} \tag{16}$$

$$d_{InGaAlAs} = v_{InGaAlAs} \cdot t_g \tag{17}$$

$$x^{InGaAlAs} \approx \frac{v_{InAs}}{1,072 v_{GaAs} + 1,070 v_{AlAs} + v_{InAs}} \tag{18}$$

Die Korrekturfaktoren für die Wachstumsraten von GaAs und AlAs liefern den Indiumgehalt, der sich aus dem Vegard'schen Gesetz (Gl. 5) für unverspannte Materialien ergibt. Die Wachstumsrate der gitterangepaßten Schichten betrug 0,98 μm/h bzw. 1,00 μm/h für InGaAs bzw. InAlAs. Epitaxiert wurde mit nur einer Indiumzelle ($v_{InAs} = 0,538$ μm/h), zu der die Wachstumsraten von GaAs ($v_{GaAs} = 0,442$ μm/h) und AlAs ($v_{AlAs} = 0,462$ μm/h) angepaßt wurde. Die zweite Indiumzelle wurde für pseudomorphes Wachstum dazugeschaltet, wobei die Flüsse bzw. Wachstumsraten beider Indiumquellen superponierten. Die Rotationsgeschwindigkeit des Substrats wurde festgesetzt auf die Deposition von 4 ML während einer Umdrehung. Dies garantierte eine optimale Homogenität mit nur noch radialen Variationen von etwa 1% für Zwei-Zoll-Substrate. Dünne, binäre Schichten wurden wegen der kleineren Wachstumsrate v_{bin} mit der Rotationsgeschwindigkeit von nur $v_{bin}/2$ ML gewachsen.

3.2 Schichtcharakterisierung mittels Röntgenbeugung (X-Ray)

Die Überprüfung der Gitteranpassung und Wachstumsrate erfolgte routinemäßig mittels der Röntgendiffraktometrie in einem STOE STADI P-Doppelkristall-Monochromator (Gerätebeschreibung in [84]). Die (004)-Bragg-Reflexe der Wellenlänge $\lambda = 0,15406$ nm lieferten in hoher Genauigkeit die Kristallgeometriedaten und -komposition dicker Schichten. Darüberhinaus

konnten Informationen über Dicke und Qualität von dünnsten, verspannten Einzelschichten und Übergittern (periodische Schichtfolgen) durch Auswertung der Pendellösungen bzw. Satelliten-Peaks durch Vergleiche mit Simulationsrechnung nach den Takagi-Taupin-Gleichungen gewonnen werden [84].
Für ein ausreichendes Signalrauschverhältnis sollten die zu vermessenen Schichten entweder mindestens 200 nm, besser 500 nm, betragen oder eine hohe Verspannung aufweisen. Zur Ersparnis der hohen InP-Substratkosten wurde das in Tab. 2 aufgelistete Schichtpaket entwickelt, aus dessen Röntgenbeugungsspektrum (Abb. 13) die vollständigen Wachstumsraten aller Quellenmaterialien ermittelt werden konnte. Dieses Paket bestand aus einer 300 nm InGaAs- und einer 500 nm InAlAs-„Bulk"-Schicht, die (zusätzlich zum Substrat-Peak) zwei Einzelreflexe mit einer der Schichtdicke entsprechend hohen Intensität generierten, und zwei Übergitter (Super-Lattice: SL) verschiedener Periodendicken, deren Beugungsmuster sich aus Serien von Satelliten gleichen Abstandes zusammensetzte. Grundsätzlich hätte für die Berechnung des Indiumgehaltes bzw. der Schichtdicken allein die Positionen der 0. Ordnungen der SL-Satelliten bzw. deren Abstände genügt; die zwei Bulk-Signale vereinfachten jedoch die eindeutige Identifikation der 0. Ordnungen.

SL 5×	48.9 nm	$In_{0,52-y}Al_{0,48+y}As$
	1,1 nm	AlAs
	500 nm	$In_{0,52+y}Al_{0,48-y}As$
SL 5×	18.7 nm	$In_{0,53+x}Ga_{0,47-x}As$
	1,3 nm	InAs
	300 nm	$In_{0,53+x}Ga_{0,47-x}As$
		InP-Substrat

Tab. 2: Verwendete Testschicht zur Bestimmung der Wachstumsrate (x und y repräsentieren die noch zu bestimmende Gitterfehlanpassung).

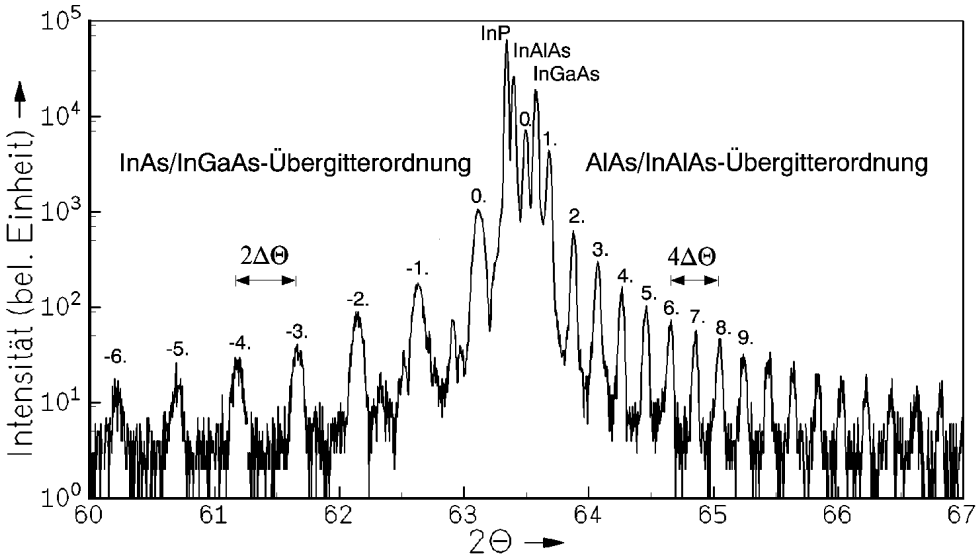


Abb. 13: Röntgenbeugungsspektrum („Rocking"-Kurve) der Testschicht nach Tab. 2.

Die relative Gitterfehlanpassung ist proportional zu der meßbaren Winkeldifferenz $\Delta\Theta$ (in Bogenmaß) zwischen dem Substrat- und einem Epitaxieschichtreflex:

$$\left[\frac{\Delta a}{a}\right]_{\perp} = -\Delta\Theta \cdot \cot\Theta_{sub} \tag{19}$$

mit Θ_{sub} als Substrat-Peak. Der Indiumgehalt von InGaAs und InAlAs wurde mit folgenden Formeln bestimmt (vgl. Gl. 13):

$$x^{InGaAs} = 7.246\left(0,0734 + \left[\frac{\Delta a}{a}\right]_{\perp}^{InGaAs}\right) \tag{20}$$

$$x^{InAlAs} = 8.715\left(0,0598 + \left[\frac{\Delta a}{a}\right]_{\perp}^{InAlAs}\right) \tag{21}$$

Die Gitterfehlanpassungen der Bulk-Schichten sollte bei Verwendung gleicher Zelltemperaturen identisch mit denen der ternären Schichten in den entsprechenden Übergittern sein. Dabei repräsentiert die Winkelverschiebung des Satellitenpeaks der 0. Ordnung zum Substratreflex die mittlere Gitterkonstante $\bar{a}$ des Übergitters, dem Mittelwert aller Gitterkonstanten a_k eines Schichtpakets gewichtet mit der Anzahl der Monolagen n_k:

$$\bar{a} = \frac{\sum_k a_k \cdot n_k}{\sum_k n_k} \tag{22}$$

Mit dieser Formel kann nach Einsetzen der gemessenen Gitterkonstante der ternären Schicht und der bekannten binären ($a_{\perp} = 0,5458$, vgl. Gl. 14, 15) die Winkelposition der 0. Ordnungen mit Gl. 19 vorrausgesagt werden. Mit Θ_0 als Reflex der 0. Ordnung berechnet sich die Schichtdicke d_{SL} einer Übergitterperiode aus der Winkeldistanz $\Delta\Theta$ der Satellitenpeaks in Bogenmaß nach folgender Formel:

$$d_{SL} = \frac{\lambda_0}{2\Delta\Theta\cos\Theta_0} \tag{23}$$

Mit Gl. 16, 17, 18 und den vorgegebenen Wachstumszeiten können schließlich die Wachstumsraten der binären Komponenten aus einer einzigen Testschicht bestimmt werden.

3.3 Schichtcharakterisierung mittels Photolumineszenz (PL)

Das Photolumineszenzspektrum von InAlAs/InGaAs-Quantenbrunnen erlaubt ebenfalls die Bestimmung der Schichtkomposition und -dicke aus der absoluten Wellenlängenposition der PL-Signale, doch wird die Meßgenauigkeit der Röntgenbeugungsmethode nicht erreicht. Die besondere Stärke dieses Meßverfahrens ist der Rückschluß auf Materialqualität, Störstellen und Grenzflächenrauhigkeit anhand der Auswertung der relativen Intensität und der Halbwertsbreite der PL-Peaks [52]. Tab. 3 zeigt den Schichtaufbau einer typischen, gitterangepaßten PL-Testschicht mit vier Quantenbrunnen. (Die 300 nm dicke InGaAs- und 500 nm dicke InAlAs-Schicht dienen unter anderem zur Bestimmung der Gitterfehlanpassung mittels Röntgenbeugung, wobei der intensitätshöhere Reflex der dickeren InAlAs-Schicht zugeordet wird.)

500 nm	$In_{0,52}Al_{0,48}As$	
1,2 nm	$In_{0,53}Ga_{0,47}As$	4 ML
20 nm	$In_{0,52}Al_{0,48}As$	
2.3 nm	$In_{0,53}Ga_{0,47}As$	8 ML
20 nm	$In_{0,52}Al_{0,48}As$	
4.7 nm	$In_{0,53}Ga_{0,47}As$	16 ML
20 nm	$In_{0,52}Al_{0,48}As$	
9.4 nm	$In_{0,53}Ga_{0,47}As$	32 ML
20 nm	$In_{0,52}Al_{0,48}As$	
300 nm	$In_{0,53}Ga_{0,47}As$	
	InP-Substrat	

Tab. 3: PL-Teststruktur zur Bestimmung der Material- und Grenzflächenqualität.

Das zugehörige Photolumineszenzspektrum ist in Abb. 14 gezeigt und demonstriert mit der exakten Umsetzung des Designs (Schichtdicke, Materialkomposition) in eine Epitaxieschicht von hervorragender Materialqualität die Eignung der verwendeten Epitaxiemethoden. Die Grenzflächenrauhigkeit ist kleiner als eine Atom- oder Monolage (1 ML = $a_{\perp}/2$), wie sich aus den kleinen Halbwertsbreiten der Quantenlumineszenz schließen läßt [85]. Die Halbwertsbreite des $In_{0,52}Al_{0,48}As$-Signals (nicht gezeigt) erreicht mit 14 meV ebenfalls Literaturstand. Lediglich das $In_{0,53}Ga_{0,47}As$-Signal liegt hinter Literaturbestwerten von 1 meV, wie sie mit MOVPE-Methoden erzielt wurden.

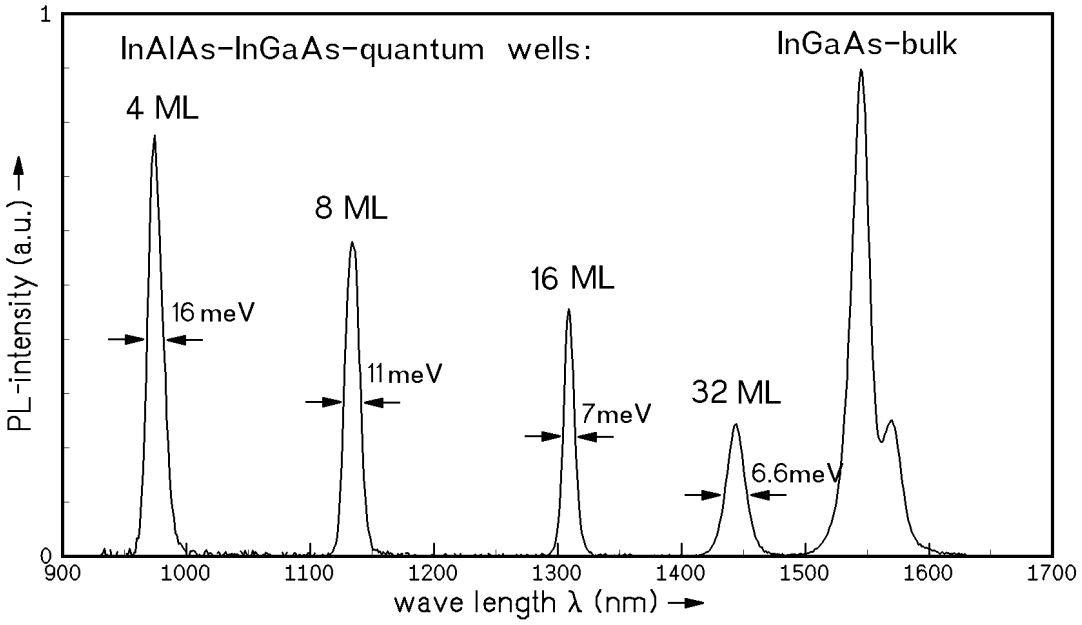


Abb. 14: Photolumineszenzspektrum bei 15 K von $In_{0,53}Ga_{0,47}As$-Quantenbrunnen eingebettet in $In_{0,52}Al_{0,48}As$-Barrieren der Dicke 1,2 nm (4 ML), 2.3 nm (8 ML), 4.7 nm (16 ML), 9.4 nm (32 ML) und $In_{0,53}Ga_{0,47}As$-„Bulk“-Material epitaxiert bei 500°C ohne Wachstumsunterbrechungen.

3.4 Verwendetes Transistorschichtdesign

Nach Entwicklungs- und Optimierungsarbeiten zu den Puffer- und Dotierstoffschichten, die später noch ausführlich diskutiert werden (Kap. 5.1, 5.2), hat sich das in Tab. 4 dargestellte Standard-HFET-Schichtpaket für die Untersuchung von Kanal (Variation von x), Spacer (Variation von y) und Barriere (Variation von z) etabliert. Mittels der Molekularstrahlepitaxie wurden auf einem Niedrigtemperatur(LT)-Puffer die Kanalschichten abgeschieden, die räumlich durch einen 2 nm dicken InAlAs-Spacer von der 8 nm dicken, hoch Silizium-dotierten InAlAs-Spenderschicht getrennt sind. Eine 20 nm dicke, undotierte InAlAs-Barrierenschicht für den Gate-Schottky-Kontakt und eine 10 nm dicke, partiell dotierte InGaAs-Deckschicht für die ohm'schen Drain- und Source-Kontakte komplettieren das HFET-Schichtsystem. Tab. 4 zeigt weiterhin die Siliziumdonatordichten, die gemessenen Wachstumstemperaturen und die Zeitdauer anschließender Wachstumsunterbrechungen, wobei die Pfeile die Art der Soll-Temperaturrampen symbolisieren (↗ Temperatur linear steigend, ↓ Temperatursprung, → Soll-Temperatur konstant für Relaxierung der Wachstums-(Ist)-Temperatur (vgl. Kap. 5.1)).

cap layer	5 nm	$In_{0,53}Ga_{0,47}As$: Si 1×10^{19} cm^{-3}	500°C
	5 nm	$In_{0,53}Ga_{0,47}As$	490°C ↗
barrier layer	20 nm	$In_{1-z}Al_zAs$	490°C
donor layer	8 nm	$In_{0,52}Al_{0,48}As$:Si 5×10^{18}cm^{-3}	520°C ↓ (20 s)
spacer layer	2 nm	$In_{1-y}Al_yAs$	520°C
smoothing layer*	2 nm	$In_{0,53}Ga_{0,47}As$*	450°C ↗ (30 s)*
subchannel	10 nm	$In_xGa_{1-x}As$ $x = 0,53 \ldots 0,85$	$T_g = 370°C + \frac{20°C}{x - 0,4}$
prechannel	10 nm	$In_{0,53}Ga_{0,47}As$	520°C ↓ (90 s)*
buffer	10 nm	$In_{0,52}Al_{0,48}As$	520°C
	1 nm	$In_{0,53}Ga_{0,47}As$	540°C → (60 s)
	10 nm	$In_{0,52}Al_{0,48}As$	540°C
	1 nm	$In_{0,53}Ga_{0,47}As$	420°C ↗ (150 s)
	65 nm	$In_{0,52}Al_{0,48}As$	420°C
substrate		S.I. InP	

Tab. 4: Standard-HFET-Schichtpaket (* entfällt bei $x = 0,53$) und Wachstumstemperaturen mit anschließenden Temperaturrampen (symbolisiert durch Pfeile) während der Wachstumspausen. Die Wachstumsraten lagen bei 1 μm/h.

Das Drei-Schicht-Kanaldesign für gitterfehlangepaßte Kanäle ermöglichte im Literaturvergleich beste Transportdaten, wie noch ausführlich in Kap. 5.3.2 dokumentiert wird. Die Aufteilung der InGaAs-Deckschicht (cap layer) in eine hoch- und undotierte Zone garantiert geringe Kontaktwiderstände bei Oberflächenverarmung für hohe unilaterale Verstärkungen in Anlehnung an [86, 87].

Zur Zuordnung der Wirkung einer Einzelschicht auf die Transistorparameter unter größtmöglichem Ausschluß von Epitaxieparameterschwankungen wurden hintereinander drei bis vier Schichten gewachsen, wobei nur jeweils einer der Parameter x, y, z variiert wurde. Jede Sequenz startete mit einer gitterangepaßten HFET-Struktur als Referenzprobe.

3.5 Schichtcharakterisierung mittels Hall- und TLM-Meßmethode

Die Hallmessung zur Bestimmung der Elektronenbeweglichkeit und der Schichtkonzentration erfolgte nach der van-der-Pauw-Methode mit einem Meßstrom von 20 μA durch ein 15 μm breites Hallkreuz ohne Korrektur der Kontakt- und gebondeten Zuleitungswiderstände. Die Temperatur konnte entweder durch Stickstoffkühlung auf 77 K oder mittels einer Kryopumpe kontinuierlich von 300 K auf 15 K gesenkt werden (Meßplatzbeschreibung in [88]). Zur Erhöhung der Meßgenauigkeit wurde die magnetische Induktion von 100 – 800 mT variiert, wobei als Meßwert die zum Mittelwert nächste Beweglichkeit und die dazugehörige Schichtkonzentration gewählt wurde. Als Kontrollwert für die Zuverlässigkeit der Hallmessung diente das Produkt $(e \cdot \mu \cdot \ n_s)^{-1}$, der mit dem Schichtwiderstand R_{sh} aus der Transmissionslinien(TLM)-Messung (Meßplatzbeschreibung in [89]) verglichen wurde. Die TLM-Meßobjekte waren 200×100 μm^2 große Kontaktflächen mit Abständen von 3, 5, 10, 20, 40 μm; der Meßstrom betrug 500 μA. Der Meßfehler reduzierte sich bei Verwendung der 4-Punkt-Spitzenmethode und fünf Meßpunkten auf weniger als 5%. Additiv lieferte die TLM-Messung den Kontaktwiderstand der ohmschen Elektroden.

3.6 Bauelementtechnologie

Die Herstellung der Transistoren mittels optischer Kontaktlithographie basiert auf einer Mesaisolierung mit einem schwefelsäurebasierenden System H_2SO_4:H_2O_2:H_2O (1:1:40), dem Aufdampfen und Einlegieren von Ge/Ni/Au (30 nm/10 nm/ 200 nm) als ohmsche Source- und Drain-Kontakte (Kontaktwiderstand $R_k \leq 0,2$ Ωmm) und dem Aufdampfen von Pt/Ti/Pt/Au (2 nm/30 nm/ 30 nm/ 350 nm) als Gate-Schottky-Kontakt (Barrierenhöhe ca. 0,65 eV) nach dem Gate-Recess und einem 15"-Dip in verdünntem Amoniak (vgl. [90]). Der Gate-Recess, das Durchätzen der InGaAs-Deckschicht bis in die InAlAs-Barriere, ist der kritische Technologieschritt, der die Abschnürspannung, das Leckstromverhalten und die Durchbrucheigenschaften bestimmt (siehe Kap. 5.4.1). Als Ätzsysteme haben sich das selektive Bernsteinsäuresystem (BS) der Lösung $C_4H_6O_4$:H_2O_2:NH_3 (10:2:1) bzw. das nichtselektive Phosphorsäuresystem (PS) der Mischung H_3PO_4:H_2O_2:H_2O (8:1:280) mit InGaAs-Ätzraten von 0,5 nm/s etabliert [91]. Zur Vermeidung von einem zusätzlichen Lecktrompfad über den die Mesakante hinablaufenden Gate-Faden zum Kanalmaterial (versinnbildlicht in Abb. 15) kann das Kanal-InGaAs selektiv mit der Bernsteinsäure in einem additiven Mesaseitenisolationsschritt abgetragen und somit ein Kontakt zwischen Kanal-InGaAs und dem Schottky-Metall vermieden werden [13, 26].

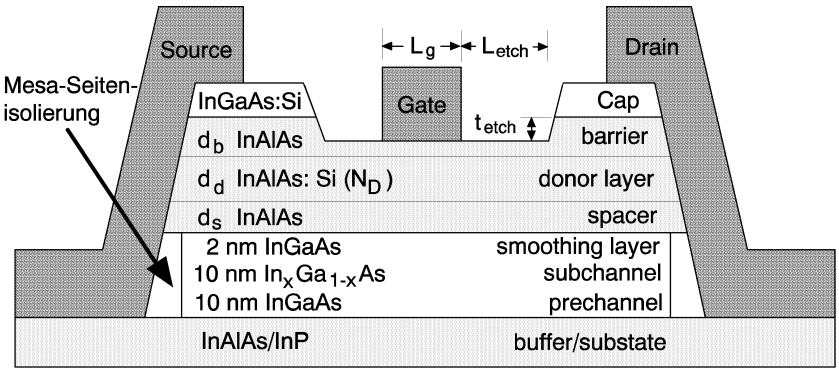


Abb. 15: Schematischer Querschnitt eines HFET mit Mesaseitenisolierung.

Aufgrund der hohen Selektivität (Verhältnis der Ätzraten von InGaAs und InAlAs) der Bernsteinsäurelösung von 50 bis 60 [26] (InAlAs-Ätzraten unter 0,01 nm/s) resultiert bei „Überätzung“ nur eine laterale Aufweitung L_{etch} der InGaAs-Deckschicht, während die Phosphorsäure „in die Tiefe“ ätzt (vgl. Abb. 16). Nach Durchätzen der InGaAs-Deckschicht zeigt das Bernsteinsäure-basierende Ätzsystem nur noch einen geringen Einfluß auf die Schwellenspannung V_T (vgl. Kap. 5.4.1), die erst in einem zweiten Ätzschritt mit der Phosphorsäurelösung eingestellt wird. Mit diesem Verfahren - bei entsprechender Wahl der Barrierendicke über die Epitaxie kann der zweite, nichtselektive Ätzschritt wegfallen - wird reproduzierbar eine hohe Homogenität in der Abschnürspannung V_T mit Standardabweichungen unter 8 mV erzielt [26].

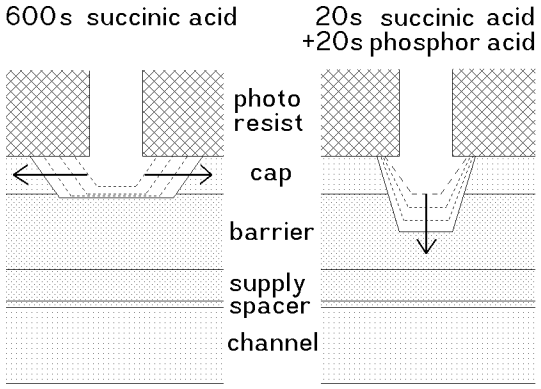


Abb. 16: Ätzprofile (schematisch) der Bernstein (succinic)- und der Phosphorsäurelösung.

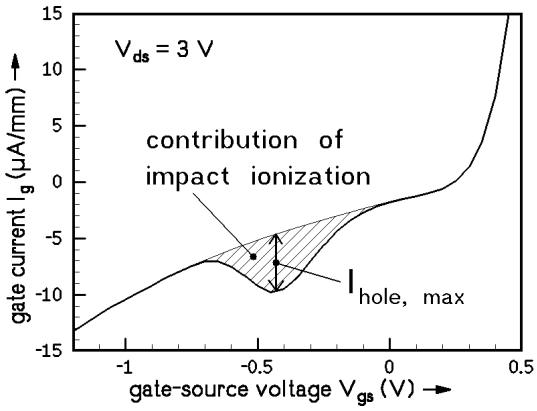


Abb. 17: Eingangskennlinie als Superposition von Elektronenstrom (dünne Linie) und „Löcherbeule“ sowie Definition des Referenz-Gate-Löcherstroms $I^h_{g,m}$.

3.7 Bauelementcharakterisierung

Wichtige Kriterien für die Optimierung der Transistorschichten waren das Abschnür- und Sättigungsverhalten, die Stomdichten und Steilheiten, die Grenzfrequenzen und die Durchbruchspannungen der Transistoren. Die „on-state“-Durchbruchspannung für Gate-Source-Spannungen oberhalb der Abschnürspannung ($V_{gs} \gg V_T$) wird nach [92] definiert als die Drain-Source-Spannung, ab der der Gate-Strom 1 mA pro 1 mm Gate-Weite überschreitet. Diese Definition ist konsistent mit der der „off-state“-Durchbruchspannung nach [15] für $V_{gs} < V_T$. In diesem Fall wird, wenn keine Parallelleitung durch die Pufferschichten auftritt, der Drain-Strom vom Gate-Leckstrom getragen ($I_d = -I_g$). Stellvertretend für obrige Durchbruchspannungen wurde die Durchbruchspannung der Gate-Drain-Diode gewählt. Sie ist definiert als die Spannung, bei der der Diodensperrstrom 1 mA/mm bzgl. Gate-Weite erreicht. Dieser Strom wird primär von Elektronen getragen, die die Gate-Schottky-Barriere durchtunnelt haben, und unterliegt somit dem gleichen Mechanismus wie beim „off-state“ [17]. Eine weitere, wichtige Gleichstromkenngröße ist der maximale Löcherstrom $I^h_{g,m}$ bei der Referenzspannung $V_{ds} = 3$ V, der u.a. ein Maß für die Stoßionisationsrate darstellt. Er wird bestimmt durch das Maximum der „Beule“ abzüglich des in diesem Gebiet gefitteten Elektronenstroms (siehe Abb. 17)

Die Gleichstrom-(DC)-Charakterisierung erfolgte an kleeblattähnlichen Teststrukturen mit $1 \times 30\ \mu m^2$ Gatefläche (Abb. 18, links) mit dem Parameteranalysator HP 4142B der Firma Hewlett-Packard (HP). Die Hochfrequenz- und Rauschcharakterisierung wurde an HFET's in Source-Schaltung mit T-förmigen Gates der nominellen Längen 0,5, 0,7 und 1 μm bei 80 μm Weite

(Abb. 18, rechts) vorgenommen. Hierzu stand der Netzwerkanalysator HP 8510C für den Bereich von 45 MHz bis 40 GHz bzw. der Rauschanalysator HP 8971 von 2 bis 18 GHz zur Verfügung. Die Streuparameter- bzw. Rauschmessungen wurden „on-wafer“ durchgeführt. Die Temperatur konnte kontinuierlich zwischen 20 K und 400 K variiert werden (Meßplatzbeschreibung in [93]). Der HFET wurde mit dem Kleinsignal-und Rauschersatzschaltbild aus Abb. 19 nach [94] modelliert. Die mittlere quadratische Abweichung der modellierten zu den gemessenen Streuparametern war generell kleiner als 3%.

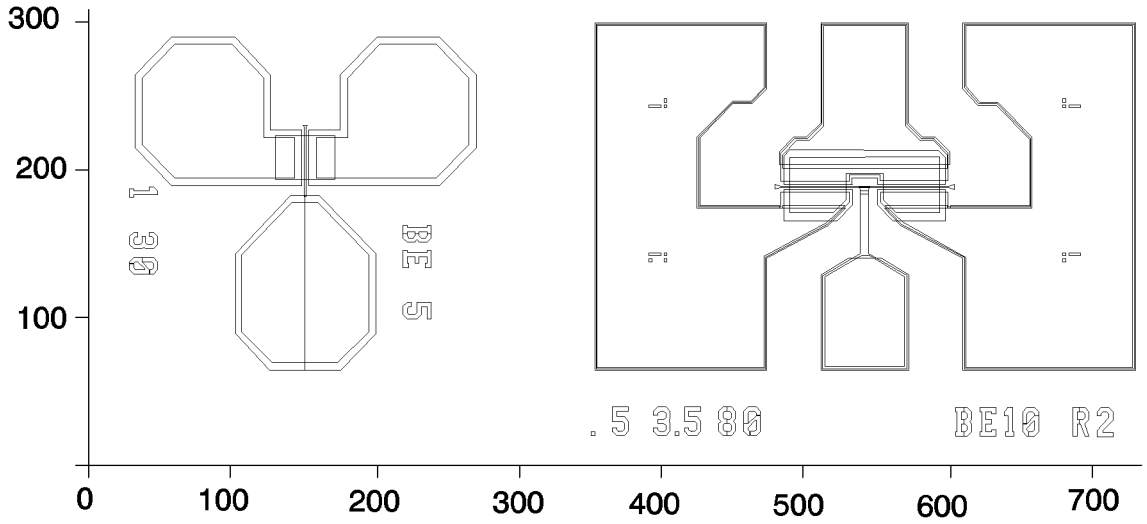


Abb. 18: Transistor-Layout für DC- (links) und HF- (rechts) Messungen nach [26]. Das Gate-Pad ist nach unten orientiert. Die Maßeinheit ist μm.

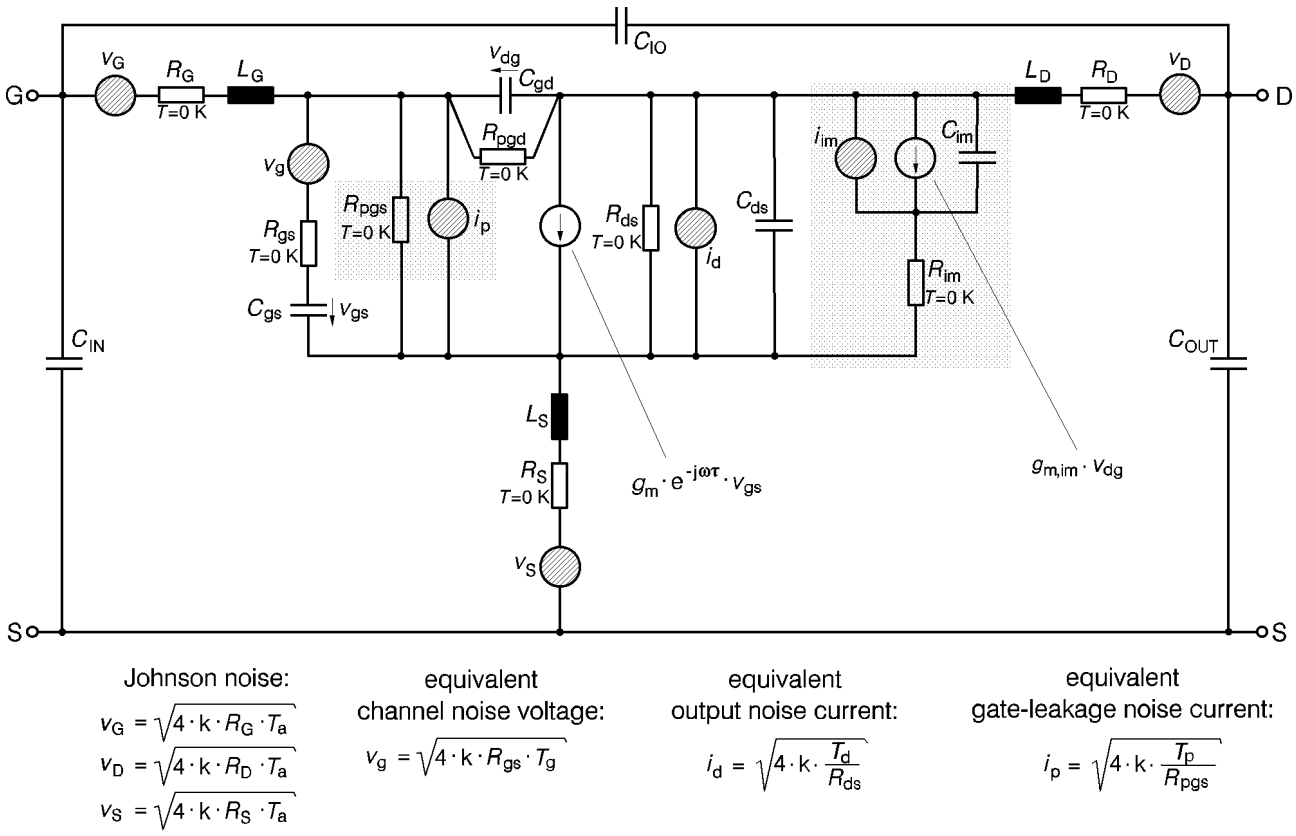


Abb. 19: Kleinsignal- und Rauschersatzschaldbild des InP-HFET nach [19].

Die wichtigen Ersatzschaltbildelemente sind die Gate-Source-Kapazität c_{gs}, die Gate-Drain-Kapazität c_{gd}, die von V_{gs} gesteuerte Stromquelle (intrinsische Steilheit) $g_m = \frac{\partial I_d}{\partial V_{gs}}$, die von V_{gd} gesteuerte Stromquelle $g_{m,im}$ (durch Stoßionisation im Kanal) sowie der Source-Widerstand R_s, der Drain-Widerstand R_d und der Ausgangswiderstand $R_{ds} = g_d^{-1}$ als Kehrwert des Ausgangsleitwerts $g_d = \frac{\partial I_d}{\partial V_{ds}}$. Abb. 20 zeigt die Projektion dieser Elemente auf den physikalischen HFET. Eine modellhafte Beschreibung erfolgt in Kap. 4.

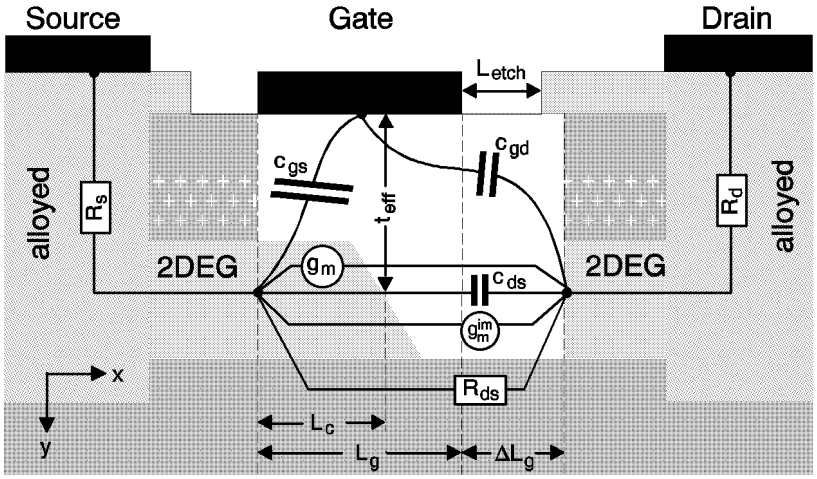


Abb. 20: Projektion wichtiger Ersatzschaltbildelemente auf den physikalischen HFET sowie die Abmaße der Raumladungszone unterhalb der Gate-Elektrode.

Die Spannungsverstärkung v_u und die Stromverstärkung v_i in Source-Schaltung zum Lastwiderstand R_L errechnen sich nach [18]

$$v_u = \frac{-g_m + j\omega c_{gd}}{\frac{1}{R_L} + g_d + j\omega(c_{ds} + c_{gd})} \tag{24}$$

$$v_i \approx \frac{g_m}{j\omega\left(c_{gs} + c_{gd}(1 + v_u)\right)} \tag{25}$$

Die Grenzfrequenz der Stromverstärkung für $v_i = 1$ ist die Transitfrequenz $f_T \approx \frac{g_m}{2\pi c_{gs}}$. Sie wird interpretiert als der Kehrwert der Laufzeit der Elektronen unterhalb der Gate-Elektrode plus der Ausdehnung ΔL_g der Hochfeldregion jenseits der Gate-Elektrode zum Drain [26]. Wenn $\Delta L_g \ll L_g$ und die Elektronen in der Gate-Region im Mittel mit der Geschwindigkeit v_p^∞ driften, ist die Transitfrequenz indirekt proportional zur Gate-Länge und es gilt $v_p^\infty = 2\pi \cdot f_T \cdot L_g$. Der lineare Zusammenhang wurde experimentiell für $L_g > 0,1\ \mu$m bestätigt, wobei v_p^∞ mit dem Materialparameter von Gl. 2, S. 7, in Übereinstimmung gebracht werden kann.

Hinsichtlich einer Transistormaterialoptimierung ist die Evaluierung der Hochfrequenztransporteigenschaften mittels v_p^∞ geeigneter als mit f_T, weil die tatsächlichen Gate-Längen, die im Raster-Elektronenmikroskop vermessen wurden, von den nominellen infolge der nichtoptimalen Kontaktlithographie bis zu 30% abweichen können. Wegen der geringen Abhängigkeit von der Gate-Geometrie stellt v_p^∞ einen weiteren Schichtparameter dar.

4 Theoretische Ergebnisse: Ein neues physikalisches Transistormodell

Die klassischen „Charge-Control“-Modelle (z.B. [95, 96]) beschreiben nur unzureichend die Prinzipien eines InP-Heterostrukturkurzkanalfeldeffekttransistors, weil die in Kap. 2.3 beschriebenen Geschwindigkeitsüberschuß- und Stoßionisationseffekte unberücksichtigt bleiben. Deshalb wird hier ein neuer Ansatz zur Beschreibung der typischen InGaAs/InAlAs-Transistorcharakteristik entwickelt, mit dem Ziel, die Wirkungsweisen der Einzelschichten zu isolieren und Optimierungsansätze für das Schichtdesign aufzudecken.

Die vertikalen (y-abhängigen) und lateralen (x-abhängigen) Längenparamter sowie Energien, Potentiale etc. werden in Abb. 21 und Abb. 22 definiert (vgl. dazu Abb. 20), wobei die z-Abhängigkeit längs des Gate-Fadens wegen $W_g \gg L_g$ vernachlässigt wird. Nominelle MBE-Schichtdicken werden durch d, variable Tiefenparameter bzgl. y durch t und laterale Längenparameter bzgl. x durch L indiziert. Im besonderen werden Energien durch E und elektrische Feldstärken durch ε gekennzeichnet.

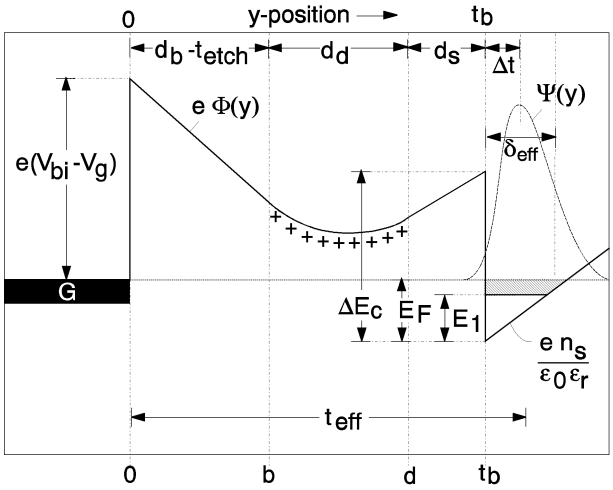


Abb. 21: Vertikaler Leitungsbandkantenverlauf $\Phi(y)$ und Definitionen der vertikalen Längenparameter und Energien sowie die charakteristische Form der Wellenfunktion Ψ eines 2DEG-Elektrons.

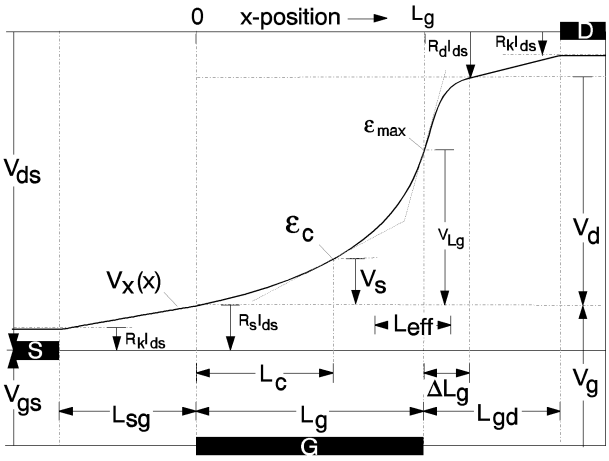


Abb. 22: Lateraler Kanalpotentialverlauf $V_x(x)$ und Definitionen der lateralen Längenparameter und Spannungen im Kanal sowie die Lokalisierung ausgezeichneter Feldstärken.

Die Rechnungen bzw. Formeln werden durch die Transformation von den extrinsischen zu den intrinsischen Potentialen vereinfacht:

	intr. Gate-Potential	$V_g \equiv V_{gs} - R_s \cdot I_{ds}$
	intr. Sättigungs-Potential	$V_s \equiv V_{sat} - R_s \cdot I_{ds}$
	intr. Drain-Potential	$V_d \equiv V_{ds} - (R_s + R_d) \cdot I_{ds}$
	„intr. Drain-Strom“	$I_d \approx \dfrac{I_{ds}}{1 - R_s \cdot g_m^{ext}}$
mit	Source-Widerstand	$R_s \approx R_k + \dfrac{L_{sg}}{e\, n_H\, \mu\, W_g}$
	Drain-Widerstand	$R_d \approx R_k + \dfrac{L_{gd}}{e\, n_H\, \mu\, W_g}$
	Kontakt-Widerstand	$R_k \approx 0,01 \ldots 0,03/W_g\ \Omega\text{mm}$

mit n_H und μ als die Elektronenschichtdichte und Beweglichkeit aus Hallmessungen. Die exakte Rücktransformation auf die extrinsischen Parameter ist nur iterativ aufgrund der impliziten Abhängigkeiten vom Drain-Strom möglich; jedoch bietet die Näherung für den intrinsischen Drain-Strom (definiert für $R_s = R_d = 0$) eine explizite Transformationsvorschriften der Form $I_{ds} \approx \frac{I_d}{1+R_s \cdot g_m}$, die für dieses Modell genügend genaue Werte liefert, solange die Ladungsträgergeneration (Multiplikationsfaktor $\ll 1$, S. 42) nicht dominiert.

Konstruktionsbedingt ergeben sich, wie aus Abb. 22 entnommen werden kann und weiter unten noch erläutert wird (S. 31, unten), folgende Werte für das Kanalpotential V_x und die laterale Feldstärke ε_x im Kanal

$$
\begin{aligned}
V_x(0) &= 0 \\
V_s &= V_x(L_c) \\
V_{Lg} &= V_x(L_g) \\
V_d &= V_x(L_g + \Delta L_g) \\
\text{kritische Feldstärke} \quad \varepsilon_c &= \varepsilon_x(L_c) \\
\text{maximale Kanalfeldstärke} \quad \varepsilon_{max} &= \varepsilon_x(L_g)
\end{aligned}
$$

In Tab. 5 sind ergänzend zu den Materialdaten in Kap. 2.2-2.4 die Schicht- und Metallgeometrien für einen typischen $In_{0,52}Al_{0,48}As/In_{0,53}Ga_{0,47}As$-HFET zusammengefaßt (vgl. Tab. 4, S. 19), auf die sich alle folgenden Rechnungen, wenn nicht besonders vermerkt, beziehen werden.

Barrierendicke	d_b	20 nm
Spenderschichtdicke	d_d	8 nm
Donatorkonzentration	N_D	$5 \cdot 10^{18}$ cm^{-3}
Spacer-Dicke	d_s	2 nm
Gate-Weite	W_g	80 μm
Gate-Länge	L_g	0,6 μm
Source-Gate-Elektrodenabstand	L_{sg}	1 μm
Gate-Drain-Elektrodenabstand	L_{gd}	1 μm
Recess-Tiefe	t_{etch}	10 nm
Laterale Aufätzweite der Deckschicht	L_{etch}	150 nm
Flußspannung Gate-Source-Diode	V_{bi}	0,65 V
Energiebandlücke $In_{0,53}Ga_{0,47}As$	E_g	0,73 eV
Energiebandlücke $In_{0,52}Al_{0,48}As$	E_g^{bar}	1,50 eV
Leitungsbanddiskontinuität	ΔE_c	0,50 eV
Valenzbanddiskontinuität	ΔE_v	0,23 eV
Peak-Geschwindigkeit	v_p^∞	$2,2 \cdot 10^7$ cm/s
Beweglichkeit	μ	10 000 cm^2/Vs
mittlere effektive Elektronenmasse	m^*	$0,08 \times 5.69 \cdot 10^{-16}$ eV s^{2}cm^{-2}
Permittivität $In_{0,52}Al_{0,48}As$	$\epsilon_0\epsilon_r$	$12,4 \times 8,85 \cdot 10^{-14}$ AsV^{-1}cm^{-1}

Tab. 5: Geometrie- und Materialdaten [34, 54, 72] als Berechnungsgrundlage für einen typischen gitterangepaßten, mittels optischer Kontaktlithographie prozessierten InAlAs/InGaAs-HFET.

4.1 Berechnung der 2DEG-Ladungsträgerkonzentration

Die Kenntnis der Verteilung der Elektronen unterhalb und neben der Gate-Elektrode ist essentiell für die Berechnung des Drain-Stromes, der als Produkt von Schichtladung $e\,n_x(x)$, der mittleren Ladungsträgergeschwindigkeit $v_e(x)$ und der Gate-Weite W_g dargestellt werden kann ($I_d = e\,W_g \cdot n_x \cdot v_e$). Im folgenden wird unterschieden zwischen der x-abhängigen Schichtkonzentration $n_x(x)$ unterhalb des Gate-Metalls mit $n_s \equiv n_x(0)$ und der konstanten Schichtkonzentration n_H unterhalb der InGaAs-Deckschicht, die mit den Hall-Daten übereinstimmt.

Zuerst wird die Schichtdichte n_s unterhalb der Gate-Elektrode für $V_d = 0$ berechnet. Dazu wird vorausgesetzt, daß das erste Subbandenergieniveau E_1 sehr viel kleiner als die Leitungsbanddiskontinuität ist ($E_1 \ll \Delta E_c$), so daß E_1 gut durch den ersten Energieeigenwert eines idealen Dreieckpotentials der Form V mit $V = \infty$ bei $y \leq t_b$ und $V = \frac{e}{\epsilon_0\epsilon_r} n_s \cdot (y - t_b)$ für $y > t_b$ beschrieben wird ($\frac{e}{\epsilon_0\epsilon_r} n_s$ ist nach dem Gauß-Gesetz die Feldstärke einer unendlich ausgedehnten Flächenladung). Nimmt man weiterhin an, daß nur das erste Niveau mit Elektronen besetzt ist, kann n_s entwickelt werden gemäß [30, 97]:

$$n_s = kT \cdot D \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \ln\left(1 + \exp\frac{E_F - E_n}{kT}\right) \;\approx\; D \cdot (E_F - E_1) \tag{26}$$

mit der Fermi-Energie E_F, dem diskreten Energienieau E_n des n-ten Subbandes, der zweidimensionalen Zustandsdichte (nach [30])

$$D = \frac{m^*}{\pi\hbar^2} \tag{27}$$

und dem ersten diskreten Energieeigenwert in dem dreieckförmigen Potentialtopf [30]

$$E_1 \approx \left(\frac{\hbar^2}{2m^*}\right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{9\pi e^2}{8\epsilon_0\epsilon_r}\right)^{\frac{2}{3}} n_s^{\frac{2}{3}} \tag{28}$$

Die eindimensionale Poisson-Gleichung der Barrierenschicht ($0 \leq y \leq t_b$)

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2} = \frac{e\,N_D}{\epsilon_0\epsilon_r} \quad \text{für} \quad b < y < d \quad \text{sonst} \quad 0$$

und die Randbedingungen bei $y = 0$ und $t_b = d_b - t_{etch} + d_d + d_s$ (vgl. Abb. 21)

$$\begin{aligned}
\Phi(0) &= V_{bi} - V_g \\
\Phi(t_b-) &= \tfrac{1}{e}(\Delta E_c - E_F) \\
\Phi(t_b+) &= -\tfrac{1}{e}E_F \\
\frac{\partial\Phi}{\partial y}(t_b) &= \frac{e\,n_s}{\epsilon_0\epsilon_r}
\end{aligned}$$

können aufgestellt werden. Mit $\Phi_c = \frac{e\,n_s}{\epsilon_0\epsilon_r}(y - t_b) - \frac{1}{e}E_F$ ist ihre Lösung für $V_g \geq V_T$

$$\Phi = \begin{cases}
\Phi_b = V_{bi} - V_g - \dfrac{e\,(N_D d_d - n_s)}{\epsilon_0\epsilon_r} \cdot y & \text{für} \quad 0 \leq y \leq b \\
\Phi_d = \dfrac{e\,N_D}{2\epsilon_0\epsilon_r}(y - d)^2 + \Phi_c + \frac{1}{e}\Delta E_c & \text{für} \quad b \leq y \leq d \\
\Phi_s = \Phi_c + \frac{1}{e}\Delta E_c & \text{für} \quad d \leq y \leq t_b \\
\Phi_c = \dfrac{e\,n_s}{\epsilon_0\epsilon_r}(y - t_b) - \frac{1}{e}E_F & \text{sonst}
\end{cases} \tag{29}$$

Die Schwellen- oder Abschnürspannunung V_T ist definiert als die Gate-Spannung, bei der der Kanal völlig verarmt ist, also $n_s = 0$ gilt. Gemäß Gl. 26 und Gl. 28 gilt dann $E_F = 0$. Die Stetigkeitsbedingung von Φ_b und Φ_d bei $y = b = d_b - t_{etch}$ liefert schließlich für $V_g = V_T$

$$V_T = V_{bi} - \tfrac{1}{e}\Delta E_c - \frac{e\,N_D d_d}{\epsilon_0\epsilon_r}\left(d_b - t_{etch} + \frac{d_d}{2}\right) \tag{30}$$

und für $V_g > V_T$

$$n_s = \frac{\epsilon_0\epsilon_r}{e}\,\frac{V_g - V_T - \frac{1}{e}E_F}{t_b} \tag{31}$$

Zusammen mit Gl. 26 und Gl. 28 erhält man ein in n_s nichtlineares Gleichungssystem, das mit einem kleinen mathematischen Kniff linearisiert und explizit nach n_s aufgelöst werden kann: In sehr guter Näherung gilt mit $n_1 \equiv \frac{\epsilon_0\epsilon_r}{e}\,\frac{V_g - V_T}{t_b}$

$$n_s^{\frac{2}{3}} = n_1^{\frac{2}{3}}\left(1 + \frac{n_s - n_1}{n_1}\right)^{\frac{2}{3}} \approx n_1^{\frac{2}{3}}\left(1 + \frac{2}{3}\,\frac{n_s - n_1}{n_1}\right) = \frac{2}{3}\,n_1^{-\frac{1}{3}}\left(n_s + \frac{1}{2}n_1\right)$$

Diese Approximation gilt für $V_g - V_T \gg \frac{1}{e}E_F$ (offener Kanal) und liefert, eingesetzt in Gl. 28, mit Gl. 26 eine gute, in n_s lineare Näherungsdarstellung für die Fermienergie:

$$\begin{aligned} E_F &\approx E1 + \frac{\pi\hbar^2}{m^*}\,n_s \approx e(V_g - V_T)\frac{C_1}{2} + \left(\frac{1}{D} + \frac{e^2\,t_b}{\epsilon_0\epsilon_r}C_1\right)n_s \\ \text{mit}\qquad C_1 &= \frac{\epsilon_0\epsilon_r}{e^2 t_b}\left(\frac{\hbar^2}{2m^*}\right)^{\frac{1}{3}}\left(\frac{9\pi e^2}{8\epsilon_0\epsilon_r}\right)^{\frac{2}{3}}\cdot\frac{2}{3}n_1^{-\frac{1}{3}} = \left(\frac{16}{3\pi}\cdot D\cdot t_b^2\cdot e(V_g - V_T)\right)^{-\frac{1}{3}} \end{aligned}$$

Nach Einsetzung in Gl. 31 kann diese nach n_s aufgelöst werden und man erhält schließlich

$$n_s \approx \frac{\epsilon_0\epsilon_r}{e}\cdot\frac{V_g - V_T}{t_b}\cdot\frac{1 - \frac{1}{2}C_1}{1 + C_1 + \frac{\epsilon_0\epsilon_r}{e^2\,t_b\,D}} \equiv \frac{\epsilon_0\epsilon_r}{e}\cdot\frac{V_g - V_T}{t_{eff}} \tag{32}$$

$$\text{mit}\qquad t_{eff} \equiv t_b + \Delta t = d_b - t_{etch} + d_d + d_s + \Delta t \tag{33}$$

$$\text{und}\qquad \Delta t \equiv \frac{\frac{\epsilon_0\epsilon_r}{e^2 D} + \frac{3}{2}C_1\,t_b}{1 - \frac{1}{2}C_1} \approx \frac{\epsilon_0\epsilon_r}{e^2\,D} + \frac{3}{2}C_1\,t_b = \frac{\epsilon_0\epsilon_r}{e^2\,D} + \frac{3}{4}\left(\frac{3\pi}{2D}\cdot\frac{t_b}{e(V_g - V_T)}\right)^{\frac{1}{3}} \tag{34}$$

Δt wird als der Ladungsschwerpunkt bzw. der Abstand des Maximums der 2DEG-Wellenfunktion Ψ von dem Spacer interpretiert (vgl. Abb. 21). Die Näherung von Δt in Gl. 34 (Vernachlässigung von $\frac{1}{2}C_1$ im Nenner) liefert etwas kleinere Werte und damit etwas höhere Schichtkonzentrationen. Dies ist nicht unerwünscht und gleicht die Vernachlässigung der Besetzungswahrscheinlichkeiten der oberen Subbänder etwas aus. Abb. 23 und Abb. 24 bieten einen Vergleich zwischen den Leitungbandkantenverläufen in homogen- und puls(δ)-dotierten Material (effektive Spenderschichtdicke $\approx$ 1 ML $<$ 0,3 nm) bei gleicher Donatorflächenanzahl $N_D \times d_d$ und Abschnürspannung $V_T = 0,8$ V (eingestellt über t_{etch}). Man erkennt an der y-Position des Potentialtopfminimums und an seiner relativen energetischen Tiefe bzgl. des Fermi-Niveaus (bestimmt Besetzungswahrscheinlichkeit der Subbänder), daß ein pulsdotierter HFET ein günstigeres Aspekt-Verhältnis (L_g/t_{eff}) und eine höhere 2DEG-Schichtkonzentration bietet als homogendotiertes Material bei gleicher Abschnürspannung: Es resultieren eine höhere Stromdichte und Steilheit.

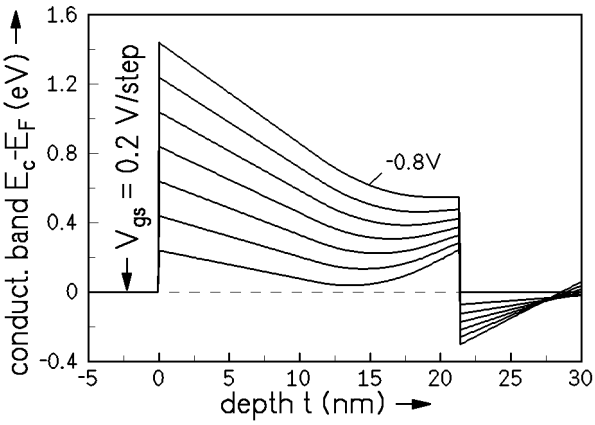


Abb. 23: Leitungsbandkante für verschiedene Gate-Spannungen für einen homogen-dotierten HFET gemäß Tab. 5.

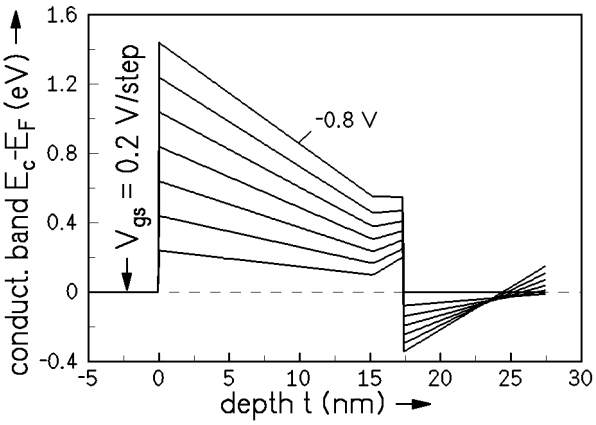


Abb. 24: Leitungsbandkante für einen puls-dotierten HFET mit einer Donatorschichtdichte von $4 \cdot 10^{12}$ cm^{-2}.

Abb. 23 und Abb. 24 zeigen weiterhin, daß mit zunehmender Aufsteuerung die Leitungsbandkante der Spenderschicht in Richtung Fermi-Kante gedrückt wird, bis ab einer gewissen Gate-Spannung die Besetzungswahrscheinlichkeit in der Donatorschicht nicht mehr vernachlässigbar ist und Parallelleitung auftritt. Bei weiterer Erhöhung von V_{gs} nähert man sich zunehmend dem Fall einer Heterostruktur mit unendlich ausgedehnter Spenderschichtdicke (vgl. Abb. 25). Hier wird die Donatorschicht nur noch auf einer einer Tiefe von $D_{dep} = \frac{n_s^{max}}{N_D}$ (Ladungsbilanz) verarmt sein. Es existiert eine maximal erreichbare 2DEG-Schichtkonzentration n_s^{max}, die aus einer Energiebilanz in Abb. 25 und Gl. 29 abgeleitet werden kann:

$$E_D + eV_{dep} + eV_s = \Delta E_c - E_1 - \frac{\pi\hbar^2}{m^*} n_s^{max} \tag{35}$$

$$\begin{aligned}
\text{mit} \qquad V_{dep} &= \Phi_d(d) - \Phi_d(d - \tfrac{n_s^{max}}{N_D}) = \tfrac{e}{2\epsilon_0\epsilon_r N_D}(n_s^{max})^2 \\
V_s &= \Phi_s(t_b) - \Phi_s(d) = \frac{e\, d_s}{\epsilon_0\epsilon_r} n_s^{max} \\
E_D &= k_B T \cdot \ln\left[\left(\frac{m^* k_B T}{2\pi\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{2}{N_D}\right]
\end{aligned}$$

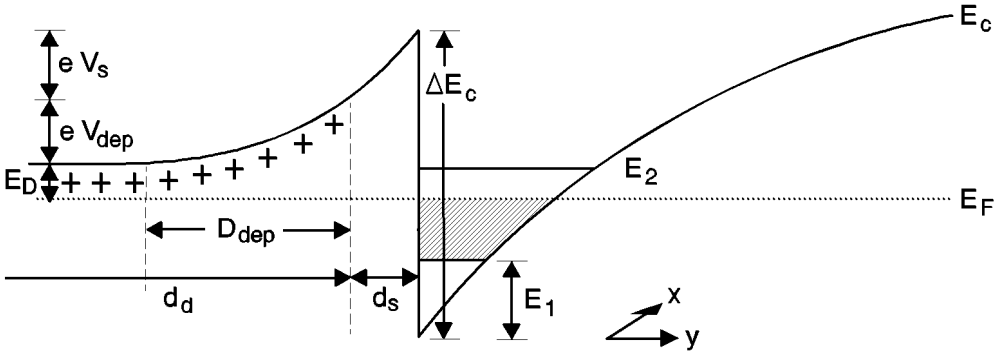


Abb. 25: Leitungsbandkante einer modulationsdotierten Heterostruktur für $d_d = \infty$.

V_{dep} ist der Spannungsabfall über die Verarmungszone in der Spenderschicht, V_s der Spannungsabfall über die undotierte Spacer-Schicht. In der nicht verarmten Zone gilt $\Phi_d(y) = \frac{1}{e}E_D$ mit E_D als Donatorniveau. Gl. 35 kann leicht numerisch gelöst werden. Abb. 26 zeigt, daß n_s^{max} mit zunehmendem Indiumgehalt (Zunahme von ΔE_c) und Donatorkonzentration wächst. Höchste Schichtdichten ohne Parallelleitung werden mit Pulsdotierungen erreicht ($N_D \gg 10^{20}/\mathrm{cm}^2$).

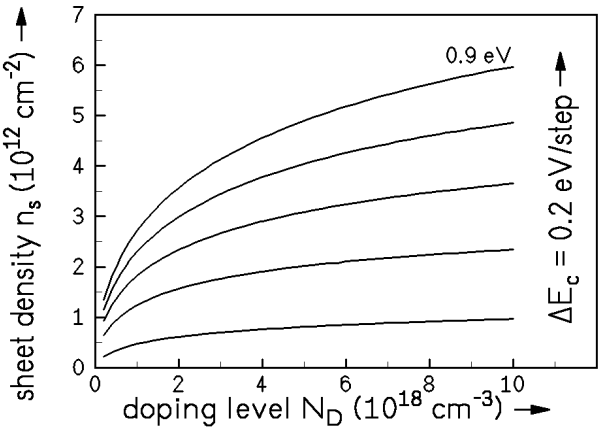


Abb. 26: Maximale Schichtkonzentration als Funktion der Dotiertstoffkonzentration N_D und der Leitungsbanddiskontinuität ΔE_c für $d_s = 2$ nm.

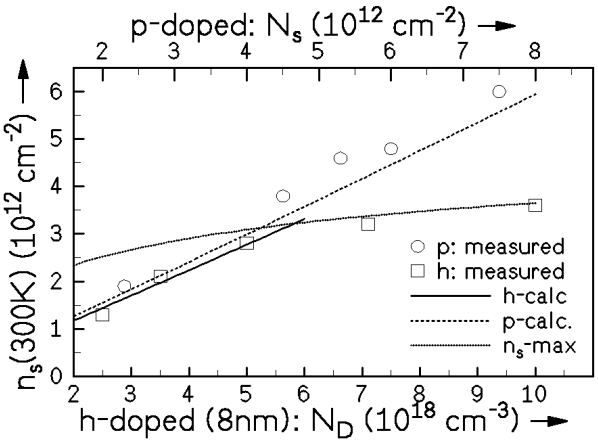


Abb. 27: Vergleich der berechneten Schichtkonzentrationen nach Gl. 36 bzw. Gl. 35 mit gemessenen Halldaten (mehr im Text S. 30 und in Kap. 5.2).

Eine direkte Überprüfung der hier vorgenommenen Näherungen erfolgt über einen Vergleich mit Halldaten. Die obere Randbedingung bei $y = 0$ in Hallstrukturen (vollständiges HFET-Schichtpaket gemäß Tab. 4) wird nun durch das Oberflächenpotential der InGaAs-Deckschicht, ihrer Dotierungsdichte und der Leitungsbanddiskontinuität zwischen Deckschicht und der ungeätzen Barriere ($t_{etch} = 0$) definiert. Wird die Donatorkonzentration in der Deckschicht so gewählt, daß diese gerade verarmt ist (optimal für hohe unilaterale Verstärkungen ([87] auf Basis [86])), dann liegt die InGaAs-Leitungsbandkante der Deckschicht knapp oberhalb des Ferminiveaus. Nimmt man zur weiteren Vereinfachung an, daß das Deckschichtmaterial mit dem Kanalmaterial übereinstimmt (Standard für gitterangepaßte Proben), so ist für die Berechnung der „Hall"-Schichtkonzentration n_H die Randbedingung bei $y = 0$ durch $\Phi(0) = \frac{1}{e}\Delta E_c$ (bzw. V_g durch 0 und V_{bi} durch $\frac{1}{e}\Delta E_c$ in Gl. 30-34) zu ersetzen und man erhält:

$$n_H \approx \frac{N_D d_d}{1 + \dfrac{d_s + \frac{1}{2}d_d + \Delta t_H}{d_b + \frac{1}{2}d_d}} \tag{36}$$

$$\text{und} \qquad \Delta t_H = \frac{\epsilon_0\epsilon_r}{e^2\,D} + \frac{3}{4}\left(\frac{3\pi}{2D}\cdot\frac{\epsilon_0\epsilon_r}{e^2 N_D d_d}\right)^{\frac{1}{3}}\left(1 + \frac{d_s + \frac{1}{2}d_d}{d_b + \frac{1}{2}d_d}\right)^{\frac{1}{3}}$$

Der Faktor $\frac{d_b+\frac{1}{2}d_d}{d_b+d_d+d_s+\Delta t_H}$ in Gl. 36 entspricht der Transferrate von Elektronen aus der Spenderschicht zum 2DEG und wird maximal für pulsdotierte Proben. Andererseits zeigen jene auch den minimalen Abstand Δt_H des Ladungsschwerpunkts zur dotierten Barrierenschicht, so daß eine höhere Streurate bzw. eine kleinere Beweglichkeit erwartet wird (ausführliche Diskussion in Kap. 5.2). Deshalb wird zur Verbesserung des Schichtwiderstandes $R_{sh} = (en_H\mu)^{-1}$ die Spacer-Dicke d_s bei Pulsdotierung größer gewählt — auch wenn der Vorteil der höchsten Schichtdichten etwas geringer ausfällt.

Abb. 27 zeigt die mit Gl. 35 und Gl. 36 berechneten Schichtkonzentrationen zu den Schichtdaten gemäß Tab. 5, jedoch mit variabler Donatordichte N_D und, für die pulsdotierten Strukturen, mit $d_d = 0,3$ nm und $d_s = 3,5$ nm. Die 8 nm-homogen-dotierten HFET-Schichten zeigen in diesem Modell ab der Donatorkonzentration von $N_D > 5,5 \cdot 10^{18}$ cm^{-3} eine Parallelleitung durch die dotierten Bereiche der Donatorschicht. Ein Vergleich zu Hallmeßdaten an nominell gleichen Schichtpaketen demonstriert eine exzellente Übereinstimmung; insbesondere die Berücksichtigung von n_s^{max} erweist sich als richtig und notwendig. Die Standard-Hallmessung, die die Ladungsträgerkonzentrationen mit deren Beweglichkeit wichtet [88], erfaßt in erster Ordnung nur die hochbeweglichen Kanalelektronen; die Mobilität in der hochdotieren InAlAs-Spenderschicht ist eine Größenordnung kleiner, so daß diese parallelgeleiteten Ladungsträger zum Meßwert nur unwesentlich beitragen.
Die Meßdaten der pulsdotierten Strukturen liegen etwa 9% höher als die berechneten. Die Hauptursache hierfür ist die Vernachlässigung der Besetzungswahrscheinlichkeit des zweiten Subbandes, die durch die Korrektur von Δt nicht vollständig aufgefangen wird.

Eine wichtige Größe für folgende Rechnungen ist die effektive vertikale Ausdehnung δ_{eff} des 2DEG. Nimmt man an, daß die Eigenlösung eines Rechteckpotentials $\Psi \approx \frac{n_s}{2\,\Delta t} \cos\left(\frac{\pi}{2\,\Delta t} \cdot y\right)$ nicht allzu stark von den Eigenlösungen eines Dreieckpotentials (Airy-Funktionen) abweichen, könnte die effektive Dicke des 2DEG gemäß der Interpretation von Δt einfach mittels $\delta_{eff} \approx 2 \cdot \Delta t$ abgeschätzt werden. Dieses verliert jedoch seine Gültigkeit für $V_g \approx V_T$, wo Δt beliebig groß werden kann (vgl. Gl. 34). Insbesondere, wenn der Kanal in Barrieren eingebettet wird, ist nicht zu erwarten, daß δ_{eff} sehr viel größer als die Kanaldicke wird, so daß, wegen $\Delta t_H \approx \Delta t$ für $V_g \gg V_T$, als effektive 2DEG-Dicke angesetzt wird:

$$\delta_{eff} \approx 2 \cdot \Delta t_H \approx \frac{2\epsilon_0\epsilon_r}{e^2\,D} + \frac{3}{2}\left(\frac{3\pi}{2D} \cdot \frac{\epsilon_0\epsilon_r}{e^2 n_H}\right)^{\frac{1}{3}} \qquad (\approx 14 \ldots 16 \text{ nm}) \tag{37}$$

4.2 Berechnung des Drain-Stroms; neuer Geschwindigkeitsansatz

Der klassische Ansatz zur Berechnung des Drain-Stromes I_d beruht auf der Annahme, daß nach Anlegen einer Drain-Spannung $V_d > 0$ der Strom zunächst linear mit V_d steigt und schließlich ab $V_d > V_s$ sättigt, weil die Elektronengeschwindigkeit trotz steigender Feldstärke nicht mehr zunimmt (vgl. Abb. 4, S. 6). Im einfachsten Fall wird die $v_e(\varepsilon_x)$-Kurve durch eine Niederfeld-Funktion und eine Sättigungskonstante genähert, die sich bei einer kritischen Feldstärke ε_c schneiden. Die zwei wesentlichen Vertreter der „Two-Peace“-Modelle und ihre Resultate werden vorab vorgestellt; die Herleitungen sind z.B. in [30, 96] aufgeführt bzw. folgen dem weiter unten skizzierten Rechenweg.

1) Das einfachste Modell basiert auf dem Ansatz $v_e = \mu \cdot \varepsilon_x$ für $\varepsilon_x < \varepsilon_c$ sonst $v_e = \mu\,\varepsilon_c$ und liefert als Sättigungstrom I_s und Sättigungsspannung V_s:

$$\begin{aligned} I_s &= \mu\,\varepsilon_c \cdot \frac{\epsilon_0\epsilon_r\,W_g}{t_{eff}} \cdot \left(\sqrt{(V_g - V_T)^2 + \varepsilon_c^2 L_g^2} - \varepsilon_c L_g\right) \\ \text{mit} \qquad V_s &= V_g - V_T + \varepsilon_c L_g - \sqrt{(V_g - V_T)^2 + \varepsilon_c^2 L_g^2} \end{aligned}$$

2) Das Trofimenkoff-Modell $v_e = \dfrac{\mu \cdot \varepsilon_x}{1 + \dfrac{\varepsilon_x}{\varepsilon_c}}$ für $\varepsilon_x < \varepsilon_c$ sonst $v_e = \dfrac{\mu\,\varepsilon_c}{2}$ liefert

$$I_s = \frac{\mu\,\varepsilon_c}{2} \cdot \frac{\epsilon_0\epsilon_r\,W_g}{t_{eff}} \cdot \frac{(V_g - V_T)^2}{V_g - V_T + \varepsilon_c L_g} \qquad \text{mit} \qquad V_s = \frac{(V_g - V_T) \cdot \varepsilon_c L_g}{V_g - V_T + \varepsilon_c L_g}$$

Konstruktionsgemäß ist die kritische Feldstärke in Modell 1 halb so groß wie in Modell 2. Beide Geschwindigkeitsmodelle können aus der in Kap. 2.3 entwickelten Fitformel für die „steady-state“-Geschwindigkeit (Gl. 2, S. 7) für den Fall einer unendlich ausgedehnten Feldzone ($L_0 = \infty$) und $\varepsilon_x \ll 2\,v_p^\infty/\mu$ abgeleitet werden. In 0. Ordnung kann der Differenzterm in Gl. 2 vernachlässigt werden und mit $\varepsilon_c = v_p^\infty/\mu$ erhält man Modell 1. Die nächst höhere Ordnung unter Verwendung der Bernoulli-Ungleichung ($1 + n \cdot a \leq (1+a)^n \quad \forall a > -1$) liefert Modell 2 mit $\varepsilon_c = 2\,v_p^\infty/\mu$. Die vollständigen, extrinsischen Ausgangscharakteristiken zu den Modellen 1 und 2 mit den Daten aus Tab. 5 sind in Abb. 28 und Abb. 29 dargestellt (vgl. dazu die Meßkurven in Abb. 30, S. 34)

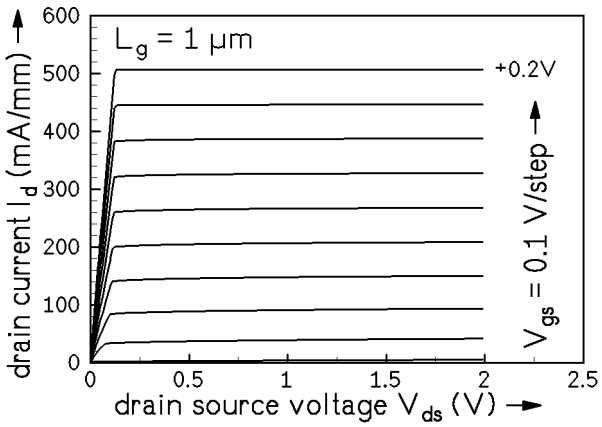


Abb. 28: Extrinsiches Ausgangskennlinienfeld zu Modell 1 mit $\varepsilon_c = 2,2$ kV/cm.

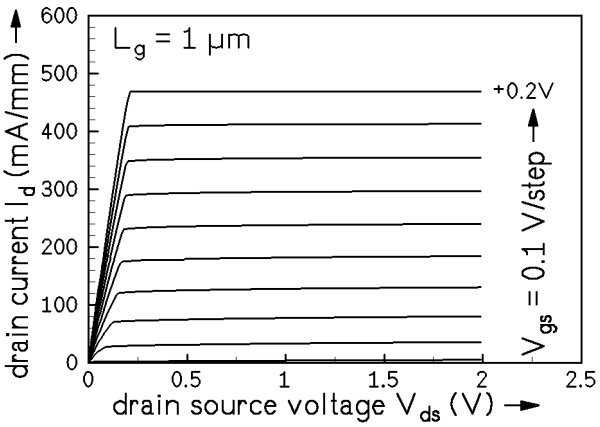


Abb. 29: Extrinsiches Ausgangskennlinienfeld zu Modell 2 mit $\varepsilon_c = 4,4$ kV/cm.

Während die zu großen Sättigungsstromdichten noch über die Wahl von ε_c korrigiert werden können, versagen beide Modelle bei der Beschreibung des Anlaufbereichs für $V_d < V_s$: die Sättigungsspannung V_s strebt für $V_g \gg V_T$ gegen $\varepsilon_c L_g$, während Meßdaten $V_{sat} \approx V_{gs} - V_T$ zeigen. Weiterhin beschreiben diese Modelle den endlichen Ausgangsleitwert nur ungnügend bzw. eine Steilheitskompression überhaupt nicht. Der besondere Mangel dieser Modelle offenbart sich bei einer Gate-Längenskalierung im Submikronbereich, weil velocity-overshoot-Effekte nicht explizit berücksichtigt werden. Wie in Kap. 2.3 dargestellt, ist die mittlere Elektronengeschwindigkeit nicht nur eine Funktion der Feldstärke, sondern auch von der Flugstrecke L_0 durch die Feldzone. Speziell in einem Kurzkanaltransistor variieren sowohl Feldstärken als auch Hochfeldgeometrien stark mit V_g und V_d, so daß die mittlere Kanal-Elektronengeschwindigkeit nicht länger eine reine Materialgröße sein kann, sondern von den Vorspannungen abhängen muß.

In dieser Arbeit wird die in Kap 2.3 entwickelte, materialabhängige Fitformel für die „steady-state“-Geschwindigkeit (Gl. 2) auf die vorspannungsabhängigen Feldgeometrien in einem HFET-Kanal übertragen, ohne die Einfachheit obiger Modelle zu verlieren. Wie literaturüblich wird der Kanal in eine Beschleunigungsregion für $0 \leq x \leq L_c$ und in eine Sättigungs- oder Hochfeldregion $L_c \leq x \leq L_g + \Delta L_g$ aufgeteilt (vgl. Abb. 22). Gemäß Konstruktion (und wegen der strengen Monotonie des Kanalpotentials V_x) ist die Bedingung $x \leq L_c$ äquivalent mit der Bedingung $V_x \leq V_s$ oder $\varepsilon_x \leq \varepsilon_c$, wobei im Anlauf ($V_d < V_s$) immer $L_c = L_g$ gilt (ε_c wird nicht erreicht). Die Teilung des Kanals wird motiviert durch die Vorstellung, daß die Elektronen, nachdem sie die Source-Gate-Zuleitung ($x < 0$) mit der Geschwindigkeit $\mu \cdot \frac{(R_s - R_k) I_d}{L_{sg}} = \frac{I_d}{e n_H W_g}$ durchlaufen haben, nach Injektion in die Gate-Region für $0 \leq x \leq L_c$ stark beschleunigt werden. In der

Sättigungszone ($L_c < x < L_g + \Delta L_g$ nehmen die Elektronen keine weitere Geschwindigkeit auf und durchfliegen diese mit $v_e(L_c)$. Schließlich relaxieren sie bei $x > L_g + \Delta L_g$ zurück auf die Driftgeschwindigkeit $\frac{I_d}{en_H W_g}$.
Die wesentlichen Unterschiede zu den konventionellen Modellen werden die vorspannungsabhängige „Beschleunigungsfähigkeit“ und die vorspannungsabhängige kritische Feldstärke sein, gemäß der Variation von v_p und ε_p mit L_0.

Die Entwicklung der Peak-Geschwindigkeit v_p (mittels $\exp(\frac{a}{b+x}) = \exp(\frac{a}{b}) \cdot (1 - \frac{a}{b^2}x + \ldots) \approx \exp(\frac{a}{b})/(1 + \frac{a}{b^2}x)$ für $x \ll \frac{b^2}{a}$) zu $v_p(L_0) \approx v_p^\infty \cdot L_1/(L_2 + L_0)$ mit den Konstanten $L_1 = 4,2\,\mu$m, $L_2 = 1\,\mu$m liefert einen Ansatz für die Transformation der steady-state-Geschwindigkeit $v_{s-s} = \left(1 - \frac{\varepsilon_x}{2\varepsilon_p}\right) \frac{2\,v_p \varepsilon_x}{\varepsilon_p} \approx \left(1 - \frac{\varepsilon_x}{2\varepsilon_p}\right) 2\,v_p^\infty \frac{L_1}{L_2+L_0} \cdot \frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_p}$ auf die Elektronengeschwindigkeit v_e im Kanal

$$v_e(x) \equiv \begin{cases} 2\,v_p^\infty \cdot \dfrac{L_g}{L_c} \cdot \dfrac{\varepsilon_x}{\varepsilon_c} & \text{für} \quad \varepsilon_x \le \varepsilon_c \quad (x \le L_c) \\ 2\,v_p^\infty \cdot \dfrac{L_g}{L_c} & \text{für} \quad \varepsilon_x \ge \varepsilon_c \quad (x \ge L_c) \end{cases} \tag{38}$$

$$\text{und} \qquad V_c \equiv \varepsilon_c \cdot L_c \equiv \frac{v_p^\infty}{v_p} \cdot \frac{\varepsilon_p\, L_g}{1 - \dfrac{\varepsilon_{x0}}{2\,\varepsilon_p}} \equiv \frac{v_p^\infty}{v_p} \cdot \frac{\varepsilon_p\, L_g}{1 - \dfrac{V_g - V_T}{4\,\varepsilon_p\, L_0}} \tag{39}$$

$$\text{mit} \qquad L_0 \equiv \frac{1}{16}\left(L_g + \frac{3}{2e}\mu\sqrt{2\pi\, m^* kT}\right) \tag{40}$$

Der obere Term von v_e ist durch die Definition von V_c „formal identisch“ mit Gl. 2, wobei $\varepsilon_{x0} \equiv \frac{1}{2}(V_g - V_T)/L_0$ nur formelmäßig ein mittleres Feld über L_0 darstellt. Dieser Ausdruck wurde ursprünglich aus $\varepsilon_x(0) \approx \frac{1}{2}(V_g - V_T)/L_c$ (siehe Gl. 50) abgeleitet, wobei L_c durch L_0 substituiert wurde. Hier wurde erwartet, daß einerseits speziell die Feldstärke, die die Elektronen nach Injektion in die Gate-Region zuerst „sehen“, über die Höhe des Beschleunigungsvermögen bzw. des Geschwindigkeitüberschusses entscheidet; andererseits sollte die Lauflänge L_0, die in Gl. 2 die Ausdehnung der Feldzone wiederspiegelt, herkunftsgemäß in der Größenordnung von L_c liegen. Dieser Wert würde jedoch im Vergleich mit Meßwerten viel zu hohe Stromdichten liefern. Erst mit Gl. 40 wird eine erstklassige Beschreibung der Ausgangscharakteristik geliefert (siehe Abb. 30). Die Kleinheit dieses Wertes würde rückwirkend den obigen Ansatz $\varepsilon_{x0} \approx \varepsilon_x(0)$ bestätigen; jedoch die Vorstellung, daß ε_{x0} die mittlere Feldstärke zwischen 0 und L_0 darstellt, wird damit hinfällig; denn diese wäre wegen der strengen Monotonie maximal gleich V_s/L_c, dem Mittelwert von ε_x zwischen $x = 0$ und L_c. Hier ist ε_{x0} circa viermal größer. Damit reduziert sich L_0 zu einem Fitparameter der Form $L_0 = \frac{1}{16} \cdot (L_g + 2L_f)$, wobei $L_f = \frac{3}{4e}\mu\sqrt{2\pi\, m^* kT}$ formelmäßig mit der mittleren freien Weglänge (vgl. Kap. 2.2) übereinstimmt. Diese Interpretation von L_f bleibt an dieser Stelle reine Spekulation (besonders der Vorfaktor 2), aber die Tendenz stimmt: Mit zunehmender freier Weglänge (Beweglichkeit) wächst die Elektronengeschwindigkeit (und damit die Stromdichte).

Die Spannung V_c, die im eigentlichen Sinne keine „kritische Spannung“ bedeutet, enthält alle velocity-overshoot-Parameter und drückt die vorspannungsabhängige Bescheunigungsfähigkeit aus. Aufgrund der Ortsinvarianz von V_c steckt die Abhängigkeit der Kanalelektronengeschwindigkeit v_e von x nur in ε_x, so daß die Methoden von Modell 1 bzw. 2 zur Herleitung von I_d direkt übertragen werden können (im Fall $V_c = v_p^\infty L_g/\mu$ werden die Stromgleichungen von Modell 1 exakt geliefert): Ein Stromfluß (bei $V_d > 0$) bewirkt aufgrund der endlichen Kanalleitfähigheit einen Anstieg des Kanalpotentials V_x, das rückwirkend die Kanalelektronenschichtdichte n_x

verkleinert, bis bei $x = L_c$ mit $\varepsilon_x = \varepsilon_c$ Geschwindigkeitssättigung eintritt und, wegen Stromkontinuität, n_x bei der Konzentration n_{sat} sättigt, solange Stromquellen und -senken ($I_g \approx 0$) vernachlässigbar bleiben. Gemäß Abb. 22 ist nun V_g in Gl. 32 durch $V_g - V_x$ zu ersetzen und man erhält

$$n_x \mapsto \begin{cases} \dfrac{\epsilon_0 \epsilon_r}{e} \cdot \dfrac{V_g - V_T - V_x}{t_{\mathit{eff}}} & \text{für} \quad \varepsilon_x \leq \varepsilon_c \\ n_{sat} \equiv b \cdot n_s & \text{für} \quad \varepsilon_x \geq \varepsilon_c \end{cases} \tag{41}$$

mit dem Schichtdichtenverhältnis $b = n_{sat}/n_s$. Gl. 41 kann mit Gl. 38 multipliziert werden und man erhält die Drain-Stromgleichung:

$$I_d \;=\; e\,W_g \cdot n_x(x) \cdot v_e(x) \;=\; 2v_p^\infty \frac{L_g}{L_c} \cdot \frac{\epsilon_0 \epsilon_r\, W_g}{t_{\mathit{eff}}} \cdot \begin{cases} (V_g - V_T - V_x)\dfrac{\varepsilon_x}{\varepsilon_c} & \text{für} \quad \varepsilon_x \leq \varepsilon_c \\ b \cdot (V_g - V_T) & \text{für} \quad \varepsilon_x \geq \varepsilon_c \end{cases} \tag{42}$$

Mit $\varepsilon_x = -\frac{\partial}{\partial x} V_x$ sowie $\frac{\partial}{\partial x} I_d = 0$ (Stromkontinuität) kann Gl. 42 nach Separation der Variablen x und V_x elementar von $x = 0$ bis $x = L_c$ integriert werden:

$$I_d \;= 2v_p^\infty \frac{L_g}{L_c} \cdot \frac{\epsilon_0 \epsilon_r\, W_g}{t_{\mathit{eff}}} \cdot \begin{cases} \dfrac{1}{V_c}\left((V_g - V_T) \cdot V_x - \frac{1}{2}V_x^2\right)\dfrac{L_c}{x} & \text{für} \quad x \leq L_c \\ b \cdot (V_g - V_T) & \text{für} \quad x \geq L_c \end{cases} \tag{43}$$

Für $V_d \geq V_s$ (Sättigungsgebiet) müssen wegen der Stromerhaltung die oberen und unteren Terme in Gl. 42 und Gl. 43 für alle x äquivalent sein. Man erhält zwei Bestimmungsgleichungen für V_s und V_c mit den Lösungen Gl. 45 und Gl. 46. Für $V_d < V_s$ (Anlaufgebiet) wird keine kritische Feldstärke erreicht und es gilt $L_c = L_g$ und $V_x(L_g) = V_d$. Damit kann Gl. 43 in die endgültige, ortsunabhängige Form umgeschrieben werden:

$$I_d \;=\; \begin{cases} \dfrac{b \cdot k}{1 - b^2}\left(2\,V_d - \dfrac{V_d^2}{V_g - V_T}\right) & \text{für} \quad V_d \leq V_s \\ b \cdot k \cdot (V_g - V_T) & \text{für} \quad V_d \geq V_s \end{cases} \tag{44}$$

$$\text{und} \qquad k \;=\; 2v_p^\infty \frac{L_g}{L_c} \cdot \frac{\epsilon_0 \epsilon_r\, W_g}{t_{\mathit{eff}}} \qquad (L_c = L_g \quad \text{für} \quad V_d \leq V_s)$$

$$V_s \;=\; (1 - b)(V_g - V_T) \tag{45}$$

$$V_c \;=\; \frac{1 - b^2}{2b}(V_g - V_T) \;=\; \frac{v_p^\infty}{v_p}\,\varepsilon_p L_g \left(1 - \frac{4\,(V_g - V_T)}{\varepsilon_p\left(L_g + \frac{3}{2e}\mu\sqrt{2\pi\, m^* kT}\right)}\right)^{-1} \tag{46}$$

$$\Leftrightarrow \quad b \;=\; \frac{V_c}{V_g - V_T}\left(\sqrt{1 + \frac{(V_g - V_T)^2}{V_c^2}} - 1\right) \;=\; \frac{n_{sat}}{n_s} \tag{47}$$

Gl. 33 (für t_{eff}), Gl. 44 und Gl. 45 bilden mit Gl. 46, der Materialgl. 2 (für $v_p(L_0)$ und $\varepsilon_p(L_0)$) und Gl. 40 (für L_0) einen konsistenten Satz von analytischen Funktionen von den Vorspannungen und werden durch die Transformation von V_c zum Schichtdichtenverhältnis b, das selbst mindestens von V_g abhängt (Gl. 47), vereinfacht dargestellt. Die kritische Länge L_c, die für die Berechnung der Kennlinien für $V_d > V_s$ notwendig ist, wird in Kap. 4.3 hergeleitet.

Durch die äquivalente Umformung von V_c nach b sind alle velocity-overshoot-Parameter durch b repräsentiert. Bei Kurzkanälen ist bekannt, daß der Drain-Strom für $V_g \gg V_T$ näherungsweise linear mit $(V_g - V_T)$ mit der Steilheit g_m als Proportionalitätsfaktor ansteigt, so daß $b \cdot k \approx g_m$ für $V_g \gg V_T$ gilt. Eine gute Abschätzung für $b = \frac{1}{2}(V_g - V_T)/V_c - \ldots$ enthält man aus der Näherung $V_c \approx \frac{v_p^\infty}{v_p}\left(\varepsilon_p L_g + (V_g - V_T)\frac{L_g}{L_0}\right) \equiv A(L_g) \cdot 2\, v_p^\infty L_g/\mu + B(L_g) \cdot (V_g - V_T)$. Für optisch definierte Gate-Längen liefert die Anpassung an Meßdaten $A = B = 2$ und

$$b \approx \frac{1}{4}\,\frac{V_g - V_T}{V_g - V_T + 2\, v_p^\infty L_g/\mu} \qquad \text{für} \quad 0,5\ \mu\text{m} < L_g < 2\ \mu\text{m} \tag{48}$$

Die Gültigkeit des neuen Geschwindigkeitansatzes wird an zwei grundverschiedenen InP-HFET-Typen für den Gate-Längenbereich von 0,2 bis 4 μm nachgewiesen. Der erste Typ mit $L_g = 1\ \mu$m ist homogen-dotiert ($\mu = 12600$ cm^2/Vs) und entspricht Tab. 4 bzw. Tab. 5. Lediglich die Recess-Tiefe wurde von 10,0 nm auf 9,5 nm reduziert, um identische Abschnürspannungen zu erhalten. Abb. 30 zeigt die exzellente Übereinstimmung der gemessenen und simulierten Ausgangscharakteristik. Sowohl der Anlauf- als auch der Sättigungsbereich inklusiv Steilheitskompression, Abschnürverhalten und Ausgangsleitwert werden richtig wiedergegeben, letzteres unter Berücksichtigung, daß Stoßionisationseffekte noch nicht implementiert wurden.

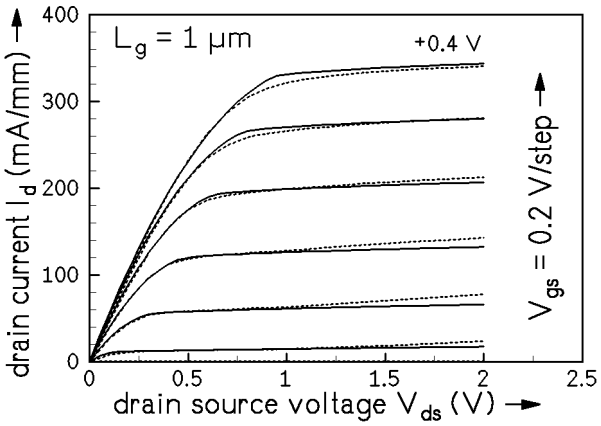


Abb. 30: Gemessene (gestrichelt) und simulierte Ausgangscharakteristik zu Tab. 5 mit $L_g = 1\ \mu$m, $t_{etch} = 9.5$ nm.

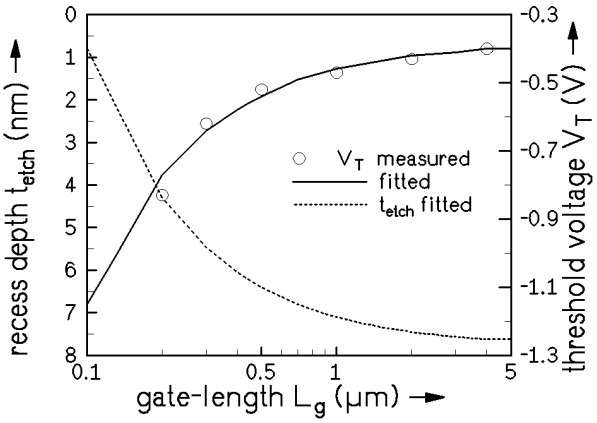


Abb. 31: Gemessene und gefittete Schwellenspannung über $t_{etch} = 7,8$ nm $-$ 700 nm$^2/L_g$ für pulsdotierte HFET [98].

Der zweite Typ ist ein pulsdotierter HFET, präsentiert in [98], mit der Donatorschichtdichte $N_S = 7,5 \cdot 10^{12}$ cm^{-2}, der Spacerdicke $d_s = 3$ nm und der Barrierendicke $d_b = 12$ nm. Aufgrund der extrem hohen Dotierung erreicht die Beweglichkeit nur 7500 cm^2/Vs. Die Gate-Elektroden mit Längen unterhalb $0,5\ \mu$m wurden elektronenstrahlgeschrieben, sonst optisch definiert. Der Recess erfolgte trockenchemisch. Weil Schwellspannungsverschiebungen mit kürzeren Gate-Längen in diesem Modell nicht implementiert sind, wird die Abschnürspannung V_T an die Meßdaten über die Recess-Tiefenfitfunktion $t_{etch}(L_g) = 7,8$ nm $-$ 700 nm$^2/L_g$ angepaßt (Abb. 31); d.h., für diesen konkreten Fall wird nur eine strukturgrößenabhängige Ätzgeschwindigkeit berücksichtigt; eine Verschiebung von V_T infolge eines verstärkten Drain-Durchgriffs auf den Kanaleingang wird wegen des ausreichenden Aspektverhältnisses $L_g/t_{eff} > 7$ vernachlässigt.

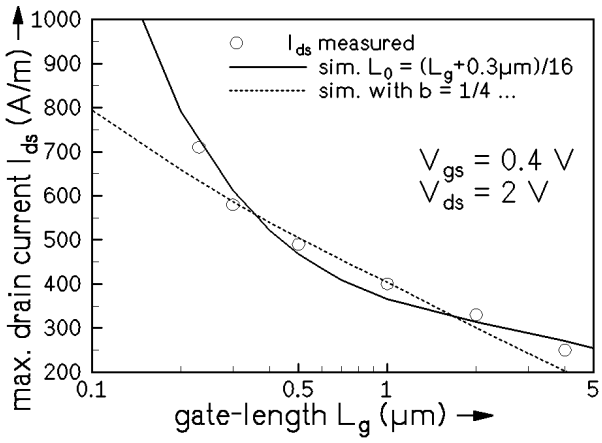


Abb. 32: Gemessene und simultierte maximale Drain-Stromdichte mit $L_0 = \frac{1}{16}(L_g - 0,3\ \mu\text{m})$ (durchgezogen) und $b = \frac{1}{4}\,\frac{V_g - V_T}{V_g - V_T + 2\,v_p^\infty L_g/\mu}$ (gestrichelt) von pulsdotierten HFET [98].

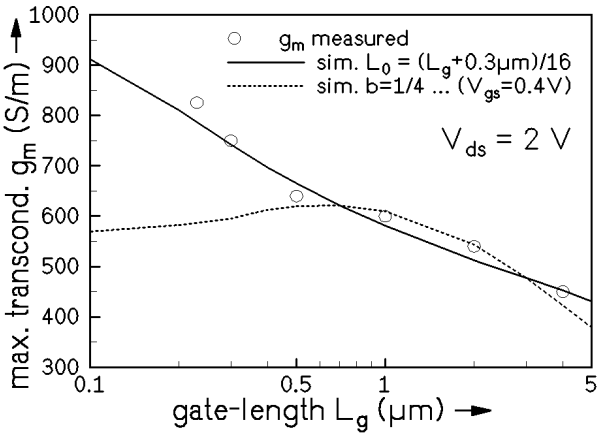


Abb. 33: Gemessene und simultierte maximale extrinsische Steilheit mit $L_0 = \frac{1}{16}(L_g - 0,3\ \mu\text{m})$ (durchgezogen) und $b = \frac{1}{4}\,\frac{V_g - V_T}{V_g - V_T + 2\,v_p^\infty L_g/\mu}$ (gestrichelt) von pulsdotierten HFET [98].

Abb. 32 und Abb. 33 zeigen, daß über dem gesamten Gate-Längenbereich mit der neuentwickelten Drain-Stromformel die gemessenen Stromdichten und Steilheiten ausreichend genau ($\ll 10\%$) wiedergespiegelt werden. Zum Vergleich sind die Näherungslösungen zu Gl. 48 dargestellt. Die Steilheit bei $V_{gs} = +0,4$ V wurde hierfür als Maximum definiert; das eigentliche funktionale Extrem liegt im Unendlichen (keine Steilheitskompression mit dieser Näherungslösung). Bis $L_g = 0,5\ \mu$m beschreibt diese funktional sehr einfache Lösung die Ausgangscharakteristik sehr gut. Für kürzere Gate-Längen jedoch wird die starke Zunahme der Steilheit nicht wiedergegeben; der berechnete Geschwindigkeitsüberschuß reicht nicht aus, um den Steilheitsverlust infolge sinkender Schwellspannung überzukompensieren. Dies zeigt eine Abschätzung über die Transitfrequenz, für die, wie Experimente belegen, $f_T \approx v_p^\infty/(2\pi\, L_g)$ gilt. Die Kanalelektronengeschwindigkeit zu Gl. 48 ist näherungsweise

$$v_e \approx \begin{cases} \frac{1}{2}\,\mu\,\varepsilon_x \cdot \left(1 + \dfrac{V_g - V_T}{2\,v_p^\infty \mathrm{L}_g/\mu}\right)^{-1} & \text{für} \quad \varepsilon_x \leq \dfrac{2}{L_c}(V_g - V_T + 2\,v_p^\infty L_g/\mu) \\ 2\,v_p^\infty \cdot \dfrac{L_g}{L_c} & \text{sonst} \end{cases}$$

und die Transitzeit t_T der Elektronen durch die gesteuerte Kanalregion $0 \leq x \leq L_g + \Delta L_g$

$$t_T \approx \int_0^{L_c} \frac{dx}{v_e(x)} + \frac{L_g + \Delta L_g - L_c}{2\,v_p^\infty\,\frac{L_g}{L_c}} \approx \left(\frac{1}{3b} + \frac{\Delta L_g}{L_g}\right)\frac{L_c}{v_p^\infty}$$

Die Transitfrequenz $f_T = 1/(2\pi t_T) \approx 3\,b\,v_p^\infty/(2\pi\, L_g)$ zeigt, daß die mittlere Elektronengeschwindigkeit mit Gl. 48 um den Faktor $\frac{3}{4}$ zu klein ausfällt.

Trotzdem werden mit Gl. 48 alle wesentlichen Grundzüge des mittels optischer Kontaktlithographie hergestellten InP-HFET bis auf die beobachtbare Steilheitskompression für $V_{gs} \gg V_T$ hinreichend nachgebildet. Dies schließt z.B. auch die im Mittel 15%-ige Zunahme des Drain-Stromes und die Erhöhung des Ausgangsleitwertes bei Reduktion der Gate-Länge von 1 μm nach $0,5\ \mu$m mit ein.

4.3 Berechnung des Kanalpotentials

Die Auflösung von Gl. 43 nach V_x unter Verwendung von Gl. 44 liefert direkt das Kanalpotential für $0 \leq x \leq L_c$. Im Sättigungsgebiet $V_d \geq V_s$ gilt

$$V_x = \left(1 - \sqrt{1 - (1-b^2)\frac{x}{L_c}}\right)(V_g - V_T) \tag{49}$$

$$\varepsilon_x = \frac{b \cdot \varepsilon_c}{\sqrt{1 - (1-b^2)\frac{x}{L_c}}} \qquad \text{und} \quad \varepsilon_c = \frac{1-b^2}{2b} \cdot \frac{V_g - V_T}{L_c} \tag{50}$$

$$n_x = n_s \cdot \sqrt{1 - (1-b^2)\frac{x}{L_c}} \tag{51}$$

Für die Bestimmung des Kanalpotentials für $x > L_c$ wird die Kanalregion weiter aufgeteilt (vgl. Abb. 22, S. 24) in ein Gebiet unterhalb ($L_c < x \leq L_g$) und neben der Gate-Elektrode ($L_g < x \leq L_g + \Delta L_g$). Die Motivation hierfür ist die Annahme, daß auch neben der Gate-Elektrode ($x \geq L_g$) die 2DEG-Elektronen auf einer Länge von ΔL_g durch die Gate-Metallelektronen verdrängt werden— ähnlich wie in einem Varaktor. Die additive Ausdehnung der Raumladungszone um diese Strecke (vgl. Abb. 20) kann durch laterales Aufätzen (Verbreiterung des Recess-Grabens bei seitlicher Abtragung der InGaAs-Deckschicht in einem selektiven Ätzprozeß, vgl. Abb. 16) vergrößert werden. Weiterhin wird eine Streuung heißer Elektronen aus dem InGaAs-Kanal in die Barrierenschichten angenommen. Weil die Beweglichkeit in der InAlAs-Schicht sehr viel kleiner als in der Kanalschicht ist, steigt mit zunehmender Streuwahrscheinlichkeit die Gesamtelektronenanzahl zur Erhaltung des Drain-Stroms an und verkleinert wirksam die effektive Donatorladung. Mit dem Recess-Paramter $\tilde{\eta}$ und dem Streuparameter γ als Reduktionsfaktoren der integralen Nettoladung infolge eines lateralen Ätzprozesses bzw. heißer Elektronenstreuung wird für die „laterale“ Poissongleichung angesetzt:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} V_x = \begin{cases} \dfrac{e\, n_{sat}}{\epsilon_0 \epsilon_r\, \delta_{eff}} & \text{für} \quad L_c \leq x \leq L_g \\ -\dfrac{1}{\gamma \tilde{\eta}} \dfrac{e\, n_H}{\epsilon_0 \epsilon_r\, \delta_{eff}} & \text{für} \quad L_g \leq x \leq L_g + \Delta L_g \end{cases} \tag{52}$$

Die obige Aufteilung legt die maximale Feldstärke exakt bei $x = L_g$ fest. Dies sollte keine nachteilige Einschränkung sein, weil andere, numerische Modelle das Kanalfeldstärkenmaximum tatsächlich bei $x \approx L_g$ errechnen [99, 100].

Der Recess-Parameter $\tilde{\eta}$ ist im Prinzip vorspannungsabhängig und erreicht maximal das Verhältnis der Schichtdichte unterhalb der ungeätzten, n_H, zur teilweise lateral aufgeätzten Deckschicht, n_H^{etch}. Letztere berechnet sich nach dem gleichen Schema wie n_H, nur wird für V_{bi} in Gl. 29 das freie InAlAs-Oberflächenpotential, das mittels des halben Barrierenbandabstandes als $\frac{1}{2e}E_g^{bar}$ abgeschätzt wird, eingesetzt.

Wird kein selektiver Ätzprozeß gewählt, so daß $L_{etch} \approx 0$, ist $\tilde{\eta} = 1$ für alle Spannungen. Für $\Delta L_g < L_{etch}$ gilt nach einigen Vereinfachungen für den Maximalwert näherungsweise

$$\eta = \frac{n_H}{n_H^{etch}} \approx \frac{1 - \frac{t_{etch}}{t_{eff}}}{1 - \frac{t_{etch}}{d_b + \frac{1}{2}d_d}} \cdot \left(1 - \frac{\frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{e}\left(\frac{1}{2}E_g^{bar} - \frac{1}{e}\Delta E_c\right)}{N_D d_d (d_b - t_{etch} + \frac{1}{2}d_d)}\right)^{-1} \approx 1 + \frac{\frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{e^2}\left(\frac{1}{2}E_g^{bar} - \Delta E_c\right)}{N_D d_d (d_b - t_{etch} + \frac{1}{2}d_d)} \tag{53}$$

Ansonsten (für $\Delta L_g > L_{etch} > 0$) variiert $\tilde{\eta}$ zwischen diesen Extremen abhängig von der Differenz zwischen ΔL_g und L_{etch}. Ein „Grading“ im freien Oberflächenpotential abweichend vom linearen Spannungsabfall über L_{gd} kann prinzipiell in $\tilde{\eta}$ implementiert werden; die Auswirkung werden hier jedoch als gering eingestuft und vernachlässigt.
Die Streueffizienz wird mit steigender Leitungsbanddiskontinuität (besseres „Confinement“) und größerer Donatorflächendichte (stärkere Coulomb-Bindung) sinken, aber mit V_d (Energiezunahme der Elektronen) steigen, so daß angesetzt wird:

$$\gamma = 1 + \gamma_0 \cdot \frac{V_d - V_s}{V_{bi} - V_T} \tag{54}$$

Der Term $(V_{bi} - V_T)$ enthält ΔE_c und $N_D d_d$ in richtiger Einheit. Der konstante Faktor γ_0 der Größenordnung $0 \ldots 3$ ist notwending, um das Maximum der Feldstärke bzw. des Gate-Stroms zu skalieren und damit ein echter Fitparameter. Wie später gezeigt wird, entscheidet die Größe von γ_0 über die Art des Transistordurchbruchs.

Alle Gleichungen können durch Einführung eines dimensionslosen Schichtdichtenverhältnisses β (vergleichbar zu b) formell vereinfacht werden.

$$\beta \;\equiv\; \gamma\tilde{\eta}\frac{n_{sat}}{n_H} = b\,\gamma\tilde{\eta}\,\frac{\epsilon_0\epsilon_r}{e\,n_H}\,\frac{V_g - V_T}{t_{eff}} \;\approx\; b\,\gamma\tilde{\eta}\,\frac{V_g - V_T}{V_{bi} - V_T} \tag{55}$$

Im letzten Term wurde $(1 - \frac{t_{etch}}{d_b + d_d/2})/(1 - \frac{\Delta E_c}{V_{bi} - V_T}) \cdot (t_b + \Delta t_H)/t_{eff} \approx 1$ gesetzt. Um eine mögliche Abhängigkeit der Poissongleichung von L_c zu berücksichtigen, wie sie für $x < L_c$ gegeben ist ($\frac{\partial^2}{\partial x^2} V_x = \frac{V_c}{2\,L_c^2}\left(\frac{1}{b^2} - 1\right)$), wurden drei Ansätze für $L_c \leq x \leq L_g + \Delta L_g$ getestet:

1. $\frac{\partial^2}{\partial x^2} V_x \equiv \frac{V_b}{L_g^2}$ für $x \leq L_g$ sonst $\frac{1}{\beta}\frac{V_b}{L_g^2}$
2. $\frac{\partial^2}{\partial x^2} V_x \equiv \frac{V_b}{L_g L_c}$ für $x \leq L_g$ sonst $\frac{1}{\beta}\frac{V_b}{L_g L_c}$
3. $\frac{\partial^2}{\partial x^2} V_x \equiv \frac{V_b}{L_c^2}$ für $x \leq L_g$ sonst $\frac{1}{\beta}\frac{V_b}{L_c^2}$ mit $V_b = b \cdot (V_g - V_T) \cdot \frac{L_g^2}{\delta_{eff} t_{eff}}$

Ansatz 1 ist identisch mit Gl. 52, Ansatz 3 kommt der Poissongleichung für $x \leq L_c$ am nächsten. Alle Ansätze können problemlos zweimal integriert werden. Aus der Stetigkeit der Felder und der Potentiale erhält man zwei Bestimmungsgleichungen für L_c und ΔL_g, wobei Ansatz 2 und 3 einfach aufgelöst werden können, während Ansatz 1 zu einer impliziten Lösung in vierter Potenz von L_c führt. Alle Lösungen sind sehr ähnlich bzw. ihre weiter unten aufgeführten Näherungen identisch; deshalb wird hier exemplarisch nur die des einfachsten, nämlich Ansatz 3, gezeigt.

$$\frac{\partial}{\partial x} V_x \;=\; \begin{cases} \dfrac{V_b}{L_c}\,\dfrac{x - L_c}{L_c} + \dfrac{V_c}{L_c} & \text{für} \quad L_c \leq x \leq L_g \\ -\dfrac{V_b}{\beta\,L_c}\,\dfrac{x - L_g - \Delta L_g}{L_c} & \text{für} \quad L_g \leq x \leq L_g + \Delta L_g \end{cases}$$

$$V_x \;=\; \begin{cases} \dfrac{V_b}{2}\left(\dfrac{x - L_c}{L_c}\right)^2 + V_c\,\dfrac{x - L_c}{L_c} + Vs & \text{für} \quad L_c \leq x \leq L_g \\ V_d - \dfrac{V_b}{2\,\beta}\left(\dfrac{x - L_g - \Delta L_g}{L_c}\right)^2 & \text{für} \quad L_g \leq x \leq L_g + \Delta L_g \end{cases}$$

mit $\frac{V_c}{L_c} = \varepsilon_c$. Simultane Lösung der Stetigkeitsbedingungen liefert

$$\begin{aligned}
\Delta L_g &= \beta \left(L_g - \left(1 - \frac{V_c}{V_b}\right) L_c \right) \\
L_c &= L_g \cdot \left(1 - \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right)^{-1} \left(1 - \sqrt{1 + \left(\frac{1}{\alpha} - 1\right) \left(1 + \frac{(1+\beta)\, V_c}{2\,(V_d - V_s) - \beta\, V_c^2 / V_b} \right)^{-1}} \right) \right) \\
\text{mit} \quad \alpha &= \frac{2(V_d - V_s) + (1+\beta)\, V_c - \beta\, \dfrac{V_c^2}{V_b}}{(1+\beta)\, V_b}
\end{aligned}$$

Die Vorspannungsabhängigkeit der Hochfeldzonengeometrieparamter ist in Abb. 34 und Abb. 35 dargestellt. Für $V_{gs} < V_T = 0,73$ V ist $L_c = 0$. Bei $V_{gs} = V_T$ springt L_c auf einen endlichen Wert, der monoton mit V_{gs} wächst und sich asymptotisch L_g nähert. Ab $V_{ds} \geq V_{sat}$ nimmt L_c stetig mit zunehmender Drain-Source-Spannung ab. Der endlich Wert von L_c für $V_{gs} > V_T$ garantiert, daß die Elektronengeschwindigkeit in Gl. 38 endlich bleibt, wobei die Verkleinerung von L_c mit V_{ds} eine physikalische Interpretation des endlichen Ausgangsleitwertes für $V_{ds} > V_{sat}$ liefert, der primär durch eine Erhöhung des Geschwindigkeitsüberschusses mit steigender Drain-Gate-Spannung verursacht wird.

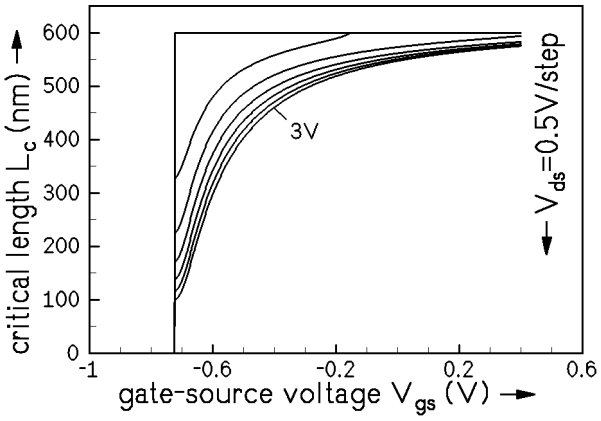


Abb. 34: Kritische Länge L_c als Funktion der Vorspannungen für $L_g = 0.6$ μm.

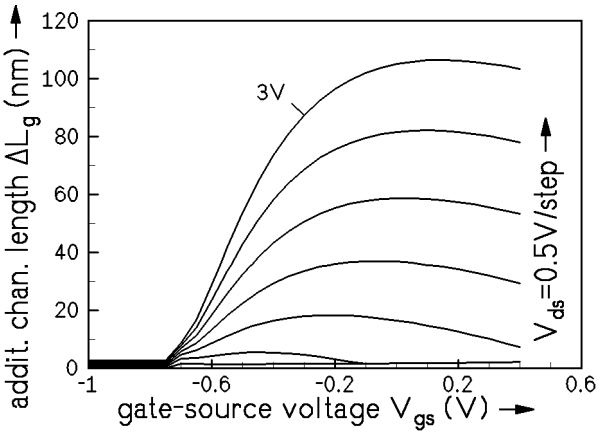


Abb. 35: Additive Hochfeldzonenlänge ΔL_g für $L_g = 0.6$ μm.

Mit der Berechnung der lateralen Hochfeldzonenparameter ist die quasi-zweidimensional Potentialverteilung in einem HFET vollständig bestimmt. Das extrinsische Kanalpotential, die laterale Feldkomponente und die Elektronengeschwindigkeiten sind in Abb. 36, Abb. 37 und Abb. 38 für $L_g = 0,1$ μm und $L_g = 0,6$ μm gezeigt; die Abschnürspannung ist in allen Fällen $V_T = 0,73$ V. In der Hochfeldzone ($x > L_c$) sind die Potentialverläufe bzw. Feldstärken zu $V_g \gg V_T$ für beide Gate-Längen sehr ähnlich; für $x < L_c$ jedoch zeigt der $0,1$ μm-Kanal deutlich höhere Feldstärken bei kürzeren kritischen Längen. Nach Gl. 2, S. 7, ist ein kräftiger velocity-overshoot-Effekt zu erwarten, der tatsächlich durch Gl. 38 nachgebildet wird. Ein Vergleich zu Simulationen mit nichtstationären, numerischen Modellen [99] zeigt, daß mit dem vorliegenden analytischen Modell alle wesentlichen Grundzüge und Größenordnungen des Kurzkanaltransports (velocity-overshoot, mittlere Geschwindigkeit, Ausdehnung der Hochfeldzone über L_g hinaus) erfaßt werden; im Detail jedoch wird die Elektronenbeschleunigung nach Injektion durch die Nichtberücksichtigung des anfänglichen, nicht-stabilen Transports (vgl. Abb. 5)

etwas zu gering beschrieben, die Spitzengeschwindigkeit für $V_g \approx V_T$ nicht ganz erreicht, sowie der langsame Abfall der Elektronengeschwindigkeit zum Gate-Ende hin, bedingt durch die Annahme einer konstanten Hochfeld-Geschwindigkeit in der zweiten Kanalzone, nicht nachgebildet.

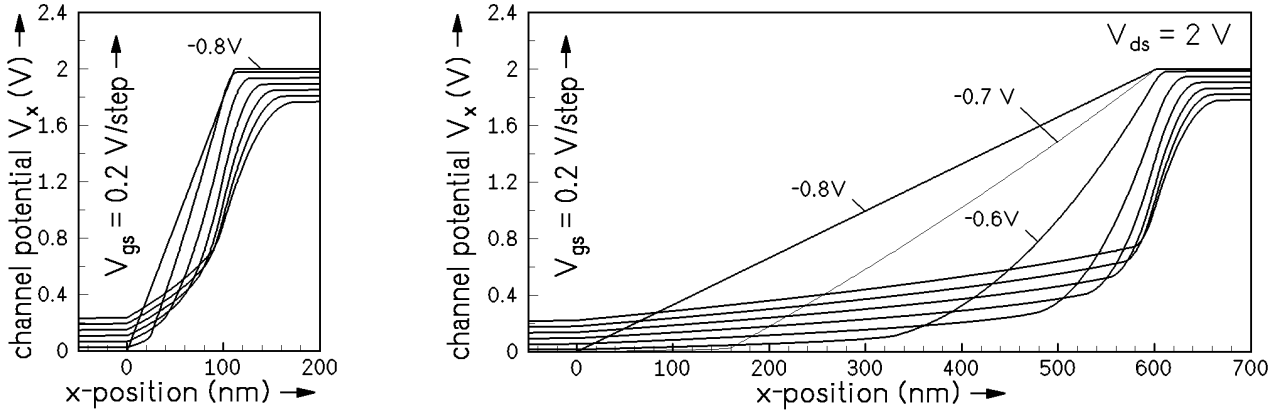


Abb. 36: Kanalpotential für $L_g = 0.1$ μm und $L_g = 0.6$ μm bei $V_{ds} = 2$ V.

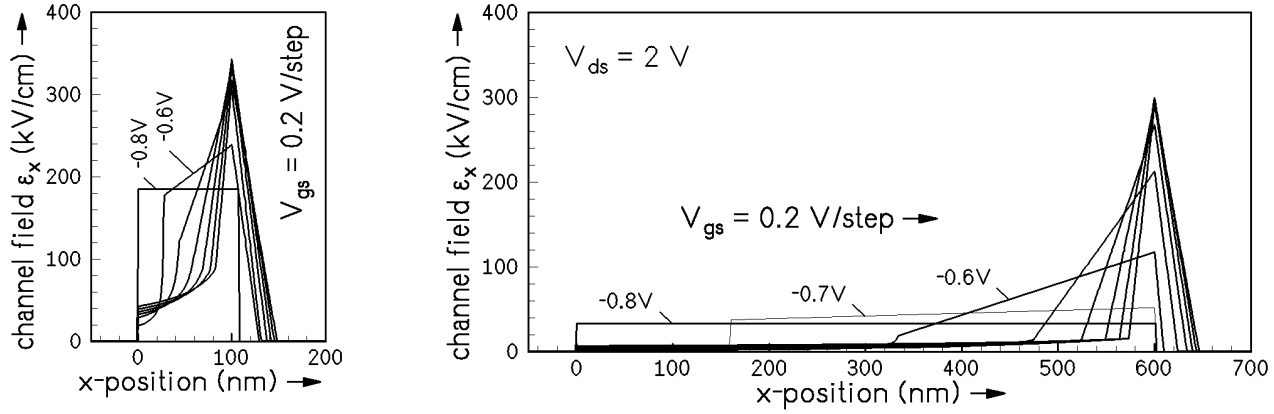


Abb. 37: Laterale Feldstärkenkomponente für $L_g = 0.1$ μm und $L_g = 0.6$ μm.

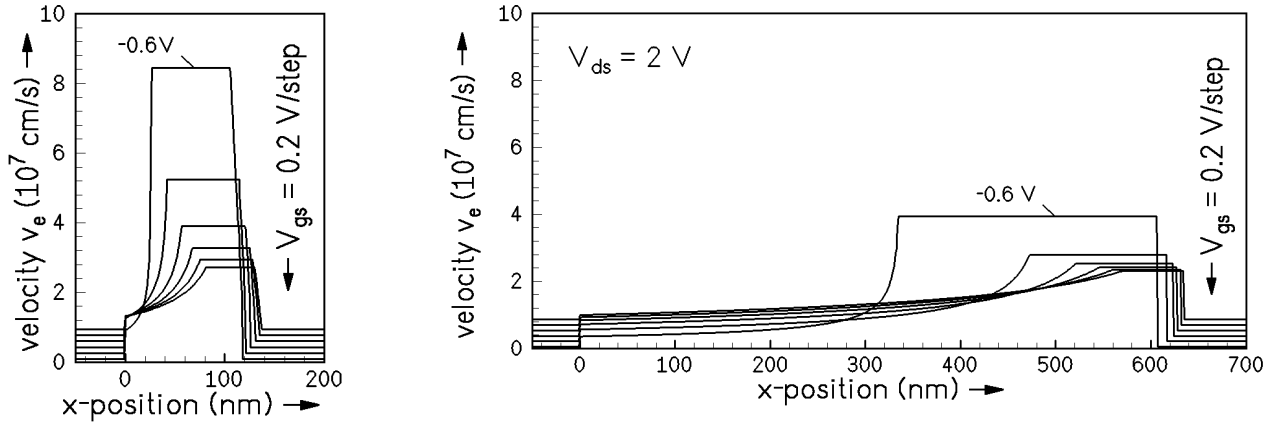


Abb. 38: Elektronengeschwindigkeit für $L_g = 0.1$ μm und $L_g = 0.6$ μm.

Eine ausgezeichnete Näherung für die Hochfeldzonenparamter findet man für $V_d \gg V_s$, wo $\varepsilon_c \ll \varepsilon_{max}$ und damit $V_c \ll V_d - V_s$ und $V_c \ll V_b$ gilt. Die Vernachlässigung aller V_c-Terme liefert mit $\alpha \approx \frac{2}{b(1+\beta)} \frac{V_d - V_s}{V_g - V_T} \frac{\delta_{eff} t_{eff}}{L_g^2}$

$$L_c \approx L_g \frac{1}{1+\sqrt{\alpha}} = \frac{L_g}{1+\sqrt{\frac{2}{b\,(1+\beta)} \frac{V_d - V_s}{V_g - V_T} \frac{\delta_{eff} t_{eff}}{L_g^2}}} \tag{56}$$

$$\Delta L_g \approx \beta\, L_c \sqrt{\alpha} = \sqrt{\frac{\gamma\,\tilde{\eta}\,\beta}{1+\beta} \frac{2\epsilon_0\epsilon_r}{e} \frac{\delta_{eff}}{n_H} (V_d - V_s)}$$

$$\approx \begin{cases} \gamma\,\eta\, \frac{\epsilon_0\epsilon_r}{e\,n_H} \sqrt{\frac{2\,b}{1+\beta} \frac{\delta_{eff}}{t_{eff}} (V_d - V_s)(V_g - V_T)} & \text{für } \Delta L_g \leq L_{etch} \\ \left(1 - \frac{1}{\eta}\right) L_{etch} + \gamma\, \frac{\epsilon_0\epsilon_r}{e\,n_H} \sqrt{\frac{2\,b}{1+\beta} \frac{\delta_{eff}}{t_{eff}} (V_d - V_s)(V_g - V_T)} & \text{sonst} \end{cases} \tag{57}$$

$$L_{eff} \equiv \frac{1}{2}(L_g + \Delta L_g - L_c) \tag{58}$$

$$\varepsilon_{max} \approx \frac{1}{\beta} \frac{V_b}{L_c^2} \Delta L_g = \frac{V_d - V_s}{\frac{1}{2}(L_g - L_c + \Delta L_g)} = \frac{V_d - V_s}{L_{eff}} \tag{59}$$

$$V_{Lg} \approx \frac{V_d + \beta V_s}{\beta + 1} \tag{60}$$

Die obigen Näherungen liefern für alle Drain-Spannungen $V_d > V_s$ vernünftige Werte. Lediglich für $V_g \approx V_T$ weicht speziell L_c folgenschwer vom exakten Wert ab und erreicht für $V_g = V_T$ den unphysikalen Wert 0 (unendliche Elektronengeschwindigkeit). Der Drain-Strom bleibt jedoch endlich und wird am Abschnürpunkt nur für $L_g \ll 1\ \mu$m zu groß wiedergegeben.
Die additive Ausdehnung der Raumladungszone, ΔL_g, ist unterhalb einer gewissen Vorspannung, solange $\Delta L_g \leq L_{etch}$ gilt, unabhängig von der lateralen Aufätzweite L_{etch}. Hier wirken die Gate-Elektronen nur auf die Kanalelektronen der reduzierten Schichtdichte $\frac{1}{\eta} n_H$ unterhalb der freigeätzen Oberfläche. Oberhalb dieser Vorspannung, die Raumladungszone überschreitet $x = L_g + L_{etch}$, werden schließlich die Kanalelektronen auch außerhalb des Recess-Grabens der Dichte n_H variiert.
Beachtenswert ist die anschauliche Darstellung der maximalen Kanalfeldstärke ε_{max} bei Definition einer effektiven Hochfeldzonenlänge $L_{eff} \equiv \frac{1}{2}(L_g + \Delta L_g - L_c)$. Beide Größen werden noch eine fundamentale Rolle bei der Beschreibung von Stoßionisationseffekten spielen.

4.4 HF-Eigenschaften, Kleinsignalersatzschaltbildelemente

Die Hochfrequenztransistorgüte wird beschrieben durch die Transitfrequenz f_T [101], die maximale Schwingfrequenz f_{max} [102] und die frequenz(f)-abhängige minimale Rauschzahl F_{min} [103]. Mit K_f als empirische Konstante gilt näherungsweise

$$f_T \approx \frac{g_m}{2\pi \cdot (C_{gs} + C_{gd})} \tag{61}$$

$$f_{max} \approx \frac{f_T}{2\sqrt{g_d \cdot (R_g + R_s) + 2\pi f_T C_{gd} R_g}} \tag{62}$$

$$F_{min}(f) \approx 10 \log \left[1 + K_f \frac{f}{f_T} \sqrt{g_m^{max}(R_g + R_s)}\right] \tag{63}$$

Die (intrinsischen) Kleinsignalersatzschaltbildelemente sind frequenzunabhängig, so daß die Steilheit $g_m = \frac{\partial I_d}{\partial V_g}$ und der Ausgangsleitwert $g_d = \frac{\partial I_d}{\partial V_d}$ direkt aus dem DC-Drain-Strom (Gl. 44) abgeleitet werden können. Unter Verwendung von Gl. 48 und Gl. 56 erhält man näherungsweise im Anlaufgebiet ($V_d \leq V_s$)

$$\begin{aligned} g_m &\approx \tfrac{1}{2}\, v_p^\infty \, \frac{\epsilon_0 \epsilon_r \, W_g}{t_{eff}} \cdot 4b \left((1-4b) \frac{2\, V_d}{V_g - V_T} + 4b \, \frac{V_d^2}{(V_g - V_T)^2} \right) \\ g_d &\approx 4b \cdot v_p^\infty \, \frac{\epsilon_0 \epsilon_r \, W_g}{t_{eff}} \left(1 - \frac{V_d}{V_g - V_T} \right) \end{aligned}$$

und im Sättigungsbereich ($V_d > V_s$)

$$\begin{aligned} g_m &\approx \tfrac{1}{2} v_p^\infty \, \frac{\epsilon_0 \epsilon_r \, W_g}{t_{eff}} \, (2-4b) 4b \\ g_d &\approx \tfrac{1}{2} v_p^\infty \, \frac{\epsilon_0 \epsilon_r \, W_g}{L_g} \sqrt{\frac{\delta_{eff}}{t_{eff}} \, \frac{V_g - V_T}{V_d - V_s}} \end{aligned}$$

wobei in der letzten Formel $b \sim \frac{1}{4}$ und $1+\beta \sim 2$ gesetzt wurde. Die Gate-Source-Kapazität $c_{gs} = e\, W_g \cdot \frac{\partial}{\partial V_g} \int_0^{L_g+\Delta L_g} n_x \, dx$ und die Gate-Drain-Kapazität $c_{gd} = e\, W_g \cdot \frac{\partial}{\partial (V_d - V_g)} \int_0^{L_g+\Delta L_g} n_x \, dx$ werden für $V_d \leq V_s$ nach [96, 97] abgeschätzt:

$$\begin{aligned} c_{gs} &\approx \frac{2}{3} \, \frac{\epsilon_0 \epsilon_r \, W_g \, L_g}{t_{eff}} \cdot \left(1 - \frac{(V_s - V_d)^2}{(2V_s - V_d)^2} \right) \\ c_{gd} &\approx \frac{2}{3} \, \frac{\epsilon_0 \epsilon_r \, W_g \, L_g}{t_{eff}} \cdot \left(1 - \frac{V_s^2}{(2V_s - V_d)^2} \right) \end{aligned}$$

Ab $V_d \geq V_s$ vergrößert sich die gesteuerte Kanalladung um die Schichtladung zwischen L_g und $L_g + \Delta L_g$, so daß $e\, W_g \cdot \int_0^{L_g+\Delta L_g} n_x \, dx \approx e\, W_g \cdot \left(\frac{2}{3} \, \frac{L_c}{1-b^2} \cdot n_s + (L_g - L_c) \cdot b\, n_s + \Delta L_g \cdot n_H \right)$ gilt. Die Gate-Drain Kapazität beschreibt nun nach [104] die kapazitive Kopplung der Ladung auf der Gate-Elektrode mit dem 2DEG jenseits der Hochfeldregion (Varaktoreffekt). Die Abschäztung erfolgt über die Plattenkondensatorformel mit der Plattenfläche $W_g \times t_{eff}$ und Abstand ΔL_g:

$$\begin{aligned} c_{gs} &\approx \frac{2}{3} \, \frac{\epsilon_0 \epsilon_r \, W_g}{t_{eff}} \left(L_c + \frac{L_g - L_c}{4} \right) + \frac{e\, n_H \, W_g \, \Delta L_g}{2(V_g - V_T)} \\ c_{gd} &\approx \frac{\epsilon_0 \epsilon_r \, W_g}{\Delta L_g} \, (d_b - t_{etch} + d_d + d_s + \delta_{eff}) \end{aligned}$$

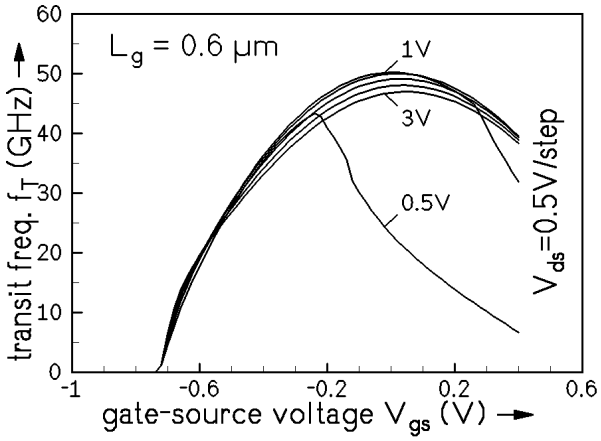


Abb. 39: Simulierte Transitfrequenz f_T für $L_g = 0,6\ \mu$m.

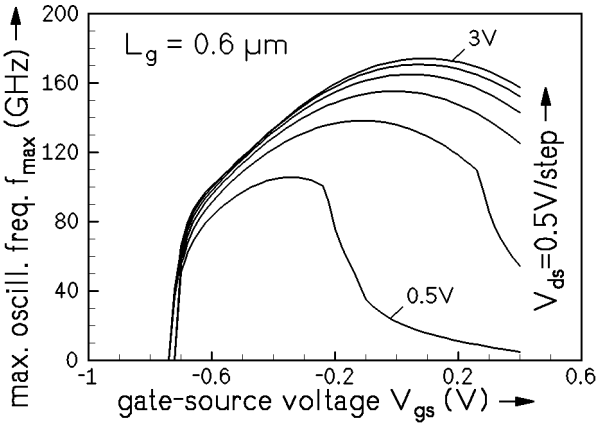


Abb. 40: Simulierte maximale Schwingfrequenz f_{max} für $L_g = 0,6\ \mu$m.

Der Gate-Widerstand R_g resultiert hauptsächlich aus dem Metallfilmwiderstand der schmalen Gate-Finger. Allgemeine Berechnungsformeln sind in [105] abgeleitet. Bei einer „T“-Gate-Geometrie (vgl. Abb. 18, S. 22) liegt R_g für $L_g \approx 1\ \mu$m in der Größenordnung um $0,1\ \Omega\mu\text{m} \cdot W_g$. Abb. 39 und Abb. 40 zeigen die Transitfrequenz f_T und die maximale Schwingfrequenz f_{max} zu dem exakten Formelsatz. Der prinzipielle Kurvenverlauf von f_T wird durch die V_{gs}-Abhängigkeit der Steilheit geprägt. Die Transitfrequenz wird maximal für $V_{ds} \approx V_{sat}$, solange $\Delta L_g \approx 0$. Die maximale Schwingfrequenz dagegen steigt weiter mit V_{ds}. Hier dominiert der Einfluß von c_{gd}, das mit zunehmender Drain- und Gate-Source-Spannung mit zunehmender Verarmung der Gate-Drain-Strecke abnimmt.

4.5 Implementierung von Stoßionisationseffekten

Signifikante Stoßionisationsraten treten nur in der Hochfeldregion am drain-seitigen Gate-Ende auf [106, 107]. Jedes Elektron des Drain-Stroms generiert mit der Wahrscheinlichkeit

$$\int_{L_c}^{L_g+\Delta L_g} \alpha(\varepsilon_x) \cdot dx \ \approx\ \alpha(\varepsilon_{max}) \cdot L_{\mathit{eff}} \equiv \alpha L_{\mathit{eff}}$$

ein Elektron-Loch-Paar mit $\varepsilon_{max} \approx \frac{V_d - V_s}{L_{\mathit{eff}}}$ und $L_{\mathit{eff}} \approx \frac{1}{2}(L_g + \Delta L_g - L_c)$. Die neu hinzugekommenen Ladungsträger können ihrerseits „stoßen“ (Ladungsträgermultiplikation). Die gleiche Gesetzmäßigkeit gilt für Löcher. Wird für den Löcherstoßionisationskoeffizient $k_p\alpha(\varepsilon_x)$ mit $k_p \approx \frac{1}{2}$ angenommen [108], vereinfacht sich der Multiplikationsfaktor M, definiert als das Verhältnis der Summe des eingeprägten und generierten Drainstroms zum eingeprägten [16, 18], nach Entwicklung der Exponentialfunktion zu

$$M = \left(1 + \frac{1 - \exp\left((k_p - 1) \cdot \int_{L_c}^{L_g+\Delta L_g} \alpha(\varepsilon_x)\ dx\right)}{k_p - 1}\right)^{-1} \approx \frac{1}{1 - \alpha L_{\mathit{eff}}}$$

Für $\alpha L_{\mathit{eff}} = 1$ wird der totale Drain-Strom $I_{d,tot} = M \cdot I_d \approx \frac{I_d}{1-\alpha L_{\mathit{eff}}}$ unendlich groß — der Transistor bricht durch und wird zerstört.

Abb. 41 zeigt die maximale Kanalfeldstärke ε_{max} versus der Gate-Source-Spannung für verschiedenen Drain-Source-Spannungen. Bedingt durch die Konstruktion der Poissongleichung ist ε_{max} exakt bei $x = L_g$ lokalisiert. Der Multiplikationsfaktor M als Funktion der Vorspannungen ist in Abb. 42 unter Verwendung von Gl. 4, S. 8, dargestellt.

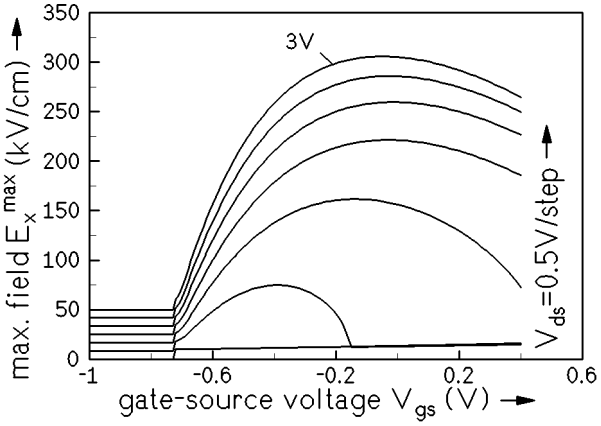


Abb. 41: Maximale Kanalfeldstärke ε_{max} für $L_g = 0.6\ \mu$m und $\gamma_0 = 2$.

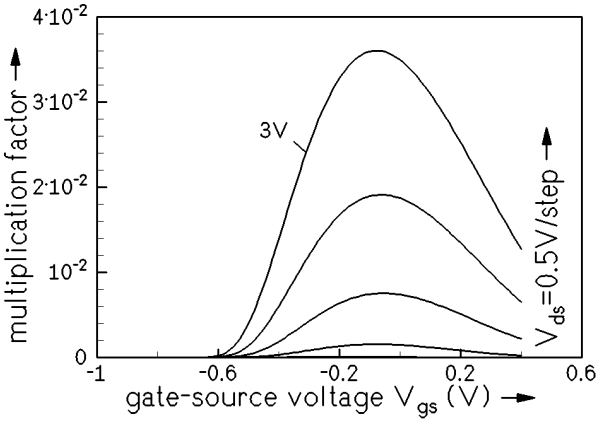


Abb. 42: Multiplikationsfaktor M für $L_g = 0.6\ \mu$m und $\gamma_0 = 2$.

Eine direkte experimentelle Bestimmung der funktionalen Abhängigkeit der Drain-Stromzunahme $\Delta I_d \approx \frac{\alpha L_{eff}}{1-\alpha L_{eff}} \cdot I_d$ wurde in [8] anhand von Mesa-Seitenstrommessungen gegeben: Löcher diffundierten aus dem Kanal zu einer Seitenelektrode, die auf einem sehr hohen negativen Potential (-20 V) gehalten wurde. Eine quantitative Bestimmung des Multiplikationsfaktors mittels dieser Methode scheiterte an der unbestimmten Diffusionsrate der Löcher; jedoch zeigen obige Simulationsergebnisse eine gute qualitative Übereinstimmung mit den Meßwerten. Lediglich die Zunahme des Multiplikationsfaktors mit V_{ds} wird in der Simultation überbetont und die V_{gs}-Position des Maximums liegt bei zu positiven Werten (vgl. dazu Abb. 47).

Additiv zur direkten Drain-Stromzunahme verursacht nach [109] der generierte Löcherstrom rückwirkend einen kink-förmigen Anstieg der Höhe I_{kink}: Die in der Hochfeldzone generierten Löcher driften unter dem Einfluß des Kanalpotentials in Richtung Source-Kontakt. Ein kleiner, lateraler Valenzbandsprung aufgrund verschiedener Oberflächenpotentiale der geätzen und ungeätzen Region in der Gate-Source-Strecke führt zu einer Löcherakkumulation, die eine Diffusionsspannung $V_{kink} = k_B T \ln\left(\frac{n+p}{n}\right)$ erzeugt mit n als Elektronendichte und $p \propto \Delta I_d$ als Löcherdichte. Diese Diffusionsspannung wirkt additiv zur Gate-Source-Spannung V_{gs} und steuert den Transistor weiter auf.
Zur oberen Abschätzung der Größenordnung dieses rückwirkenden Steuereffekts der Löcher wird hier angenommen, daß innerhalb der Gate-Region ($0 \leq x \leq L_g$) aufgrund der kurzen Verweilzeit der Löcher keine Rekombination auftritt; jedoch in der Gate-Source-Zuleitungsstrecke ($-L_{sg} < x < 0$) quasi alle Löcher spontan rekombinieren (Elektrolumineszenzmessungen bestätigen eine hohe Rekombinationsrate in diesem Gebiet [110]). Die Ladungsträgerkonzentationen werden aus den Driftstromdichten der Elektronen $i_d = \mu_e \frac{\partial V_x}{\partial x}\, e\, n\, \delta_{eff}/W_g$ und der Löcher $i_d^h = \mu_p \frac{\partial V_x}{\partial x}\, e\, p\, \delta_{eff}/W_g \approx \frac{\alpha L_{eff}}{1-\alpha L_{eff}} \cdot i_d$ bestimmt. Dann gilt

$$V_{kink} = k_B T \ln\left(\frac{n+p}{n}\right) \leq k_B T \cdot \ln\left(1 + \frac{\mu_e}{\mu_h}\frac{\alpha L_{eff}}{1-\alpha L_{eff}}\right) \tag{64}$$

mit einem Verhältnis von Elektronen- zur Löchermobilität von $\mu_e/\mu_h = 35$ für $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ [72]. Damit modifiziert sich der totale Drainstrom bei Berücksichtigung von Stoßionisation und Gate-Leckstömen I_g zu

$$I_{d,tot} = I_d + \Delta I_d + I_{kink} - I_g = \frac{I_d}{1-\alpha L_{eff}} + g_m^{ext} V_{kink} - I_g \tag{65}$$

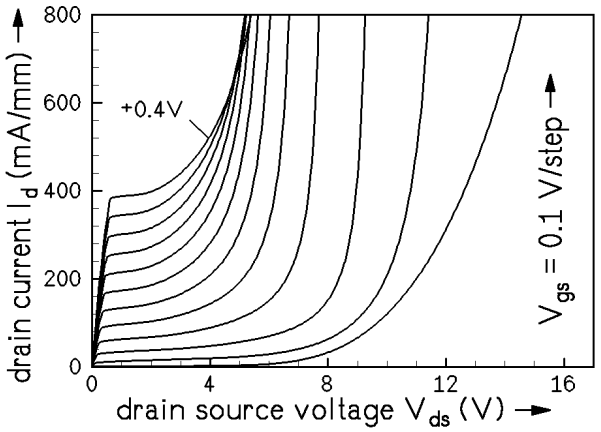


Abb. 43: Drain-Charakteristik für $\gamma_0 = \frac{1}{2}$ und $L_g = 0.6\ \mu$m.

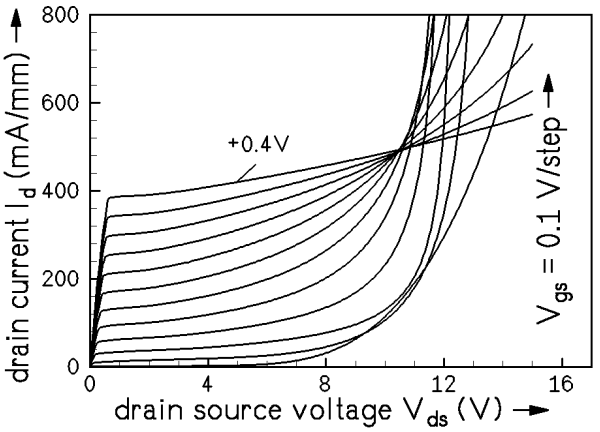


Abb. 44: Drain-Charakteristik für $\gamma_0 = 2$ und $L_g = 0.6\ \mu$m.

Abb. 43 und Abb. 44 zeigen die simulierten Ausgangscharakteristiken für zwei verschiedene Streuparameter $\gamma = 1 + \gamma_0 \cdot \frac{V_d - V_s}{V_{bi} - V_T}$ mit $\gamma_0 = 0,5$ und 2. Reale InP-basierende Transistoren brennen allerdings für $V_g \gg V_T$ weit vor Erreichen von $\alpha L_{eff} = 1$ aufgrund eines Überschreitens einer maximalen Leistungsdichte abrupt durch (vgl. Kap. 5.1).
Die effektive Modulation der integralen Raumladung, parametrisiert durch γ_0, bestimmt nicht nur die Größenordnung der Stoßionisationsrate, sondern auch die Art des Transistordurchbruchs. Für $\gamma_0 < \frac{1}{2}$ begrenzt der „on-state"-Durchbruch BV_{on} die maximale Drainspannung; für $\gamma_0 > 2$ ist der Transistor durch den „off-state"-Durchbruch BV_{off} limitiert, der, wie im folgenden Kapitel abgeleitet wird, primär durch den Elektronentunnelstrom durch die Gate-Schottky-Barriere verursacht wird. Dagegen zeigt der oben berechnete Rückkopplungseffekt mit V_{kink} erst ab unrealistischen Mobilitätsverhältnissen $\mu_e/\mu_h > 1000$ einen beobachteten Kink und kann somit für InP-basierende Transistoren vernachlässigt werden.

4.6 Berechnung des Gate-Leckstroms

Die Stoßionisation führt nicht nur zu einer Variation des Drain-Sättigungstromes mit unerwünschter Erhöhung des Ausgangsleitwerts, sondern prägt entschieden das Eingangskennlinienfeld. Neben dem wohlbekannten Elektronendiodenstrom I_g^e [46] existiert ein Tunnelstrom I_g^h von Löchern [111], die im Kanal per Stoßionisation entweder durch I_d [112, 113] oder durch I_g^e [15] generiert wurden. Der totale Gate-Strom ist $I_g = I_g^e + I_g^h$.

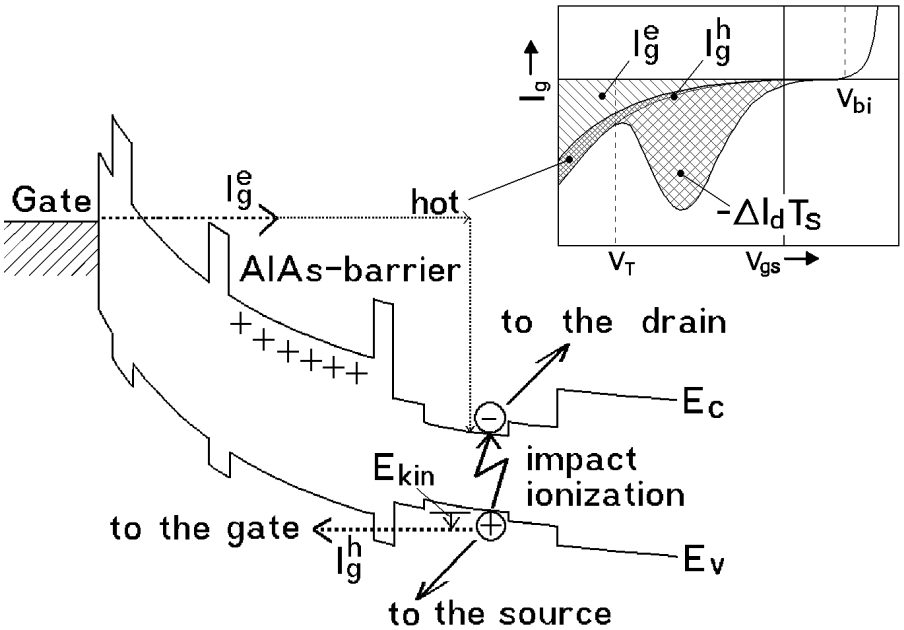


Abb. 45: Die schematischen Energiebandkantenverläufe am drain-seitigen Gate-Ende zur Verdeutlichung der Ursprünge der Beiträge zum Gate-Leckstrom.

Abb. 45 verdeutlicht anhand der Energiebandkantenverläufe am drain-seitigen Gate-Ende die Ursprünge dieser Gate-Strombeiträge. Der Elektronenstrom I_g^e, setzt sich aus einem thermischen Emissions- und einem reinen Tunnelstrom [114] zusammen. Oberhalb der Flußspannung der Gate-Source-Diode ($V_g \geq V_{bi}$) steigt I_g aufgrund thermisch emittierter Elektronen vom Halbleiter zum Metall am source-seitigen Gate-Ende exponentiell an; unterhalb der Abschnürspannung ($V_g \leq V_T$) dominiert der Tunnelmechanismus durch die Schottky-Barriere am

drain-seitigen Gate-Metall. Die in den Halbleiter tunnelnden Elektronen werden wegen der starken Bandverbiegung „heiß“ in den Kanal injiziert bzw. besitzen relativ zum Kanalniveau ausreichend potentielle Energie, um neue Ladungsträger per Stoßionisation generieren zu können [15]. Ein Teil dieser Löcher kann, spontan oder nach kinetischer Energieaufnahme im lateralen Feld, die Barriere der Höhe ΔE_v mit der Wahrscheinlichkeit T_s durchtunneln, die am Spacer durch die Valenzbanddiskontinuität geformt wird. Bei genügender Sperreigenschaft der Gate-Drain-Diode wird der Gate-Strom I_g für $V_{bi} > V_g > V_T$ allerdings hauptsächlich von durch I_d generierten Löchern getragen, die nach Überwindung der Spacer-Valenzbandbarriere ΔE_v die für InP-basierende Transistoren typische „Löcherbeule“ $-\Delta I_d \cdot T_s$ im Eingangskennlinienfeld erzeugen.

Im Gegensatz zum Drain-Strom I_d beobachtet man eine starke Variation des Gate-Leckstroms von Wafer zu Wafer, trotz nominell konstant gehaltener Technologie- und Epitaxieparameter (vgl. Abb. 90, S. 80), die sicherlich mit der exponentiellen Natur der Stoßionisations- und Tunnelmechanismen in Zusammenhang gebracht werden kann. Wegen dieser Fluktuationen wird auf eine präzise Deduktion von I_g verzichtet und, gemäß obiger Zielsetzung, ein expliziter, analytischer Formelsatz aus heuristischen Annahmen abgeleitet, der jedoch ausreichend die Charakteristiken und Größenordnungen repräsentativer Experimentaldaten wiederspiegeln kann.
Der Stromanteil der durch I_d generierten Löcher, ΔI_d, wurde in Kap. 4.5 berechnet; der Anteil der durch I_g^e erzeugten, ΔI_g^e, ist dagegen, wegen der nicht direkt bekannten Energie der getunnelten Elektronen, nur schwer zu erfassen. Zur Vereinfachung wird, vergleichbar zum Drain-Strom, die Generationsrate als proportional zu I_g^e und zu $\alpha(\varepsilon_x) \cdot \Delta L_g$ gesetzt, mit der Annahme, daß die Gate-Elektronen hauptsächlich bei $x = L_g$ tunneln und nur in der verbliebenen Hochfeldzonenlänge ΔL_g Kanalatome ionisieren. Es wird erwartet, daß dieser Effekt nur für $V_g \ll V_T$ und $V_d \gg V_s$ mit $x > 0,53$ eine Rolle spielt (vgl. Kap. 4.7); ansonsten gilt $\Delta I_g^e \ll I_g^e$.
Die Löcher, die mit der Wahrscheinlichkeit T_s die Valenzbandbarriere am Spacer durchtunnelt haben, bilden schließlich den Gate-Löcherstrom I_g^h:

$$I_g^h = -(\Delta I_d + \Delta I_g^e) \cdot T_s \approx -\left(I_d \frac{\alpha L_{eff}}{1 - \alpha L_{eff}} + I_g^e \frac{\alpha\, \Delta L_g}{1 - \alpha\, \Delta L_g} \right) \cdot T_s \tag{66}$$

Die Tunnelwahrscheinlichkeit T_s der Löcher am Spacer kann mittels der Fowler-Nordheim-Formel [115] abgeschätzt werden, wenn man den y-abhängigen Valenzbandverlauf am drain-seitigen Gate-Ende durch ein Dreieckspotenial der Form $V_y = \Delta E_v/e + \varepsilon_y \cdot (y - t_b)$ für $y < t_b$ sonst 0 mit ΔE_v als Valenzbanddiskontinuität zwischen Kanal und Spacer approximiert:

$$T_s \approx \exp\left(-\frac{\sqrt{32 m_T^* \Delta E_v}}{3\hbar} \frac{\frac{1}{e}\Delta E_v}{\varepsilon_y(t_b)} \right) = \exp\left(-\frac{\varepsilon_T}{\varepsilon_y(t_b)} \right) \tag{67}$$

mit $\varepsilon_T = \sqrt{32 m_T^* \Delta E_v^3}/3e\hbar \approx 2.1 \cdot 10^6$ V/cm für einen $In_{0,52}Al_{0,48}As/In_{0,53}Ga_{0,47}As$-HFET. Das vertikale Feld $\varepsilon_y(t_b)$ in der Spacer-Region am drain-seitigen Gate-Ende wird abgeschätzt mit

$$\varepsilon_y(t_b) \approx \frac{V_{Lg} - V_g + V_T}{t_b} \tag{68}$$

Die hier abgeleitete Tunnelwahrscheinlichkeit, dargestellt in Abb. 46, hängt weitreichend nur von der Valenzbanddiskontinuität ΔE_v und von der Gesamtbarrierendicke t_b, nicht jedoch z.B. von der Gate-Länge bzw. von der Dotierstoffkonzentration ab. Eine Gate-Längenabhängigkeit ist nicht zu erwarten, weil die Tunnelprozesse hauptsächlich am drain-seitigen Gate-Ende

bei hohen Drain-Gate-Spannungen stattfinden. Dagegen liefert die Vernachlässigung der energetischen Absenkung der Donatorschicht bei hoher Dotierungsdichte, die die effektive Barrierendicke vergrößert, eine zu groß berechnete Tunnelwahrscheinlichkeit. Genauere Werte könnten z.B. mittels der Wentzel-Kramer-Brillouin-Approximation [115] erzielt werden, die für die Berechnung der Tunnelwahrscheinlichkeitsreduktion durch AlAs-Spacer in Kap. 5.4.3 angewendet wurde; jedoch würde man damit die Zielsetzung einer expliziten Beschreibung des Transistors verlassen.

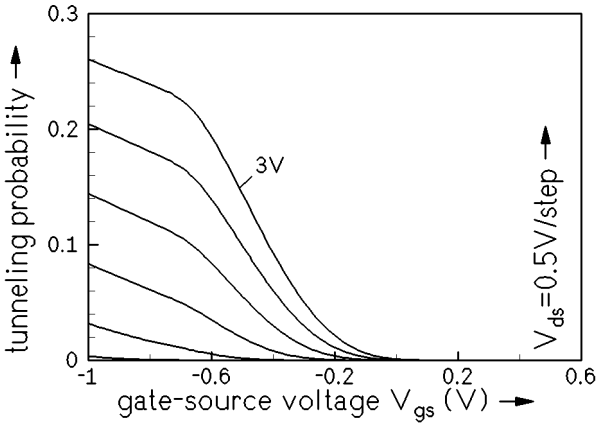


Abb. 46: Löchertunnelwahrscheinlichkeit durch die Spacer- und Dotierstoffschicht.

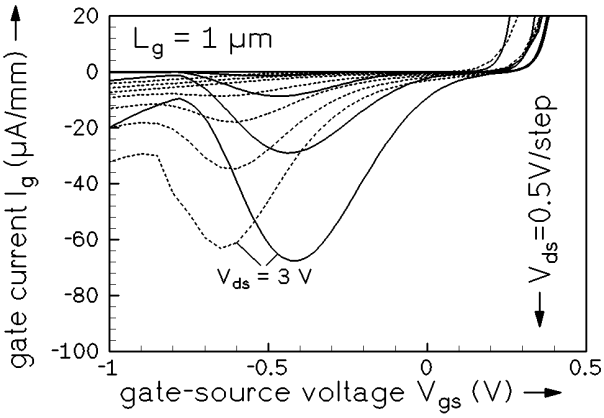


Abb. 47: Gemessene (gestrichelt) und simulierte Eingangscharakteristik für $L_g = 1\ \mu$m.

Der Elektronenstrom wurde abgeschätzt mit der effektiven Richardson-Konstanten R^* und der Fowler-Nordheim-Tunnelwahrscheinlichkeit T_b für Metallelektronen ($m^* = m_e$) in die Barrierenschicht:

$$I_g^e \approx W_g R^* \cdot L_c \cdot \exp\left(\frac{V_g - V_{bi}}{kT}\right) - W_g R^* \cdot (L_g - L_c) \cdot T_b \tag{69}$$

$$\text{mit} \qquad T_b \approx \exp\left(-\frac{\sqrt{32 m_e e\, V_{bi}}}{3\hbar}\frac{V_{bi}}{\varepsilon_y(0)}\right) \tag{70}$$

$$\varepsilon_y(0) = -\frac{\partial \Phi_b}{\partial y}(0) \approx \frac{e}{\epsilon_0 \epsilon_r} N_D\, d_d + \frac{V_{Lg} - V_g + V_T}{t_b} \tag{71}$$

$$R^* = \frac{e\, m_e}{2\pi^2 \hbar^3}(k\,T)^2$$

Der erste Term in I_g^e entspricht dem thermischen Emissionsstrom, der über die Gate-Fläche $W_g \times L_c$ abfließt, wobei sein konstanter Sperrstrom gegenüber dem Tunnelstrom vernachlässigt wurde. Der Tunnelstrom, dem der zweite Term zugeordnet ist, wird von Gate-Elektronen auf der Fläche $W_g \times (L_g - L_c)$ über der Hochfeldzone getragen. Diese Annahmen rechtfertigen sich durch die ausreichende Übereinstimmung des simulierten Gesamt-Gate-Stroms $I_g = I_g^e + I_g^h$ mit dem gemessenen (gestrichelt in Abb. 47). Der Anteil der durch I_g^e generierten Löcher wurde hierbei vernachlässigt.

Alle wesentlichen Grundzüge der bekannten Eingangscharakteristik von InP-basierenden Transistoren werden nachgebildet. Die typische „Beule“ im „on-state“-Betrieb ist die direkte Folge der Stoßionisation; allerdings ist ihr Maximum, wie das von αL_{eff} (vgl. Abb. 42), bei zu hohen V_{gs}-Werten lokalisiert.

4.7 Gate-Drain- und Off-state-Durchbruchspannung

In [17] wurde gezeigt, daß die Zweipolmessung von BV_{gd} zur Charakterisierung des off-state-Verhaltens ausreicht, weil sich BV_{off} und BV_{gd} in gleicher Weise verhalten. Aus dem negativen Temperaturkoeffizienten von BV_{gd} wurde gefolgert, daß die thermionische Feldemission von Elektronen durch die endliche Gate-Schottky-Barrierenhöhe diese Durchbruchspannungen limitiert. Das Elektronentunneln hängt laut dem in Kap. 4.6 entwickelten Modell nur von der vertikalen Feldstärkekomponente am Schottky-Kontakt ab, die selbst (für $V_g \ll V_T$) nur schwach mit der lateralen Aufätzung variiert und somit die beobachteten, starken Zunahmen der Durchbruchspannungen mit L_{etch} nicht erklären kann (vgl. Kap. 5.4.1). In einer älteren Arbeit [15] wurde die Modellvorstellung entwickelt, daß die Stoßionisationsrate tunnelnder Gate-Elektronen, die heiß in den Kanal injiziert werden, genügend groß sein kann, um den Durchbruch vorzeitig durch Ladungsträgermultiplikation einzuleiten. Diese Vorstellung deckt sich gut mit den Ergebnissen, die in Kap. 5.3.2 an Transistoren mit verschiedenen Kanalindiumgehalten gewonnen wurden und erklärt die starken Zunahmen der Durchbruchspannungen mit L_{etch}, die dann auf eine Verkleinerung des Stoßionsationskoeffizienten (vgl. Gl. 73) zurückgeführt werden kann.
Die Gate-Drain-Diodendurchbruchspannung BV_{gd} wird i.a. definiert als die Drain-Gate-Spannung, ab der der Dioden-Strom genau 1 mA/mm erreicht. Wird eine Parallelleitung ausgeschlossen, sollte die off-state-Durchbruchspannung in der gleichen Größenordnung wie BV_{gd} liegen. BV_{gd} wird, wie schon oben dargestellt, limitiert durch Metallelektronen, die die Schottky-Barriere durchtunnelt haben und im weiteren Verlauf Elektron-Loch-Paare per Stoßionisation generieren können. Unter der Annahme, daß alle erzeugten Ladungsträger abgesaugt werden, gilt per Definition

$$\begin{aligned} 1\,\mathrm{mA/mm} &= I_g^e + \Delta I_g^e \approx I_g^e \cdot \left(1 + \frac{\alpha\,\Delta L_g}{1-\alpha\,\Delta L_g}\right) \\ &\approx \frac{L_g R^*}{1-\alpha\,\Delta L_g} \cdot \exp\left(-\frac{\sqrt{32 m_e e\,V_{bi}^3}}{3\hbar}\left(\frac{e}{\epsilon_0\epsilon_r} N_D\,d_d + \frac{\overbrace{[V_d - V_g]_{BV}}^{BV_{gd}} + V_T}{t_b}\right)^{-1}\right) \end{aligned}$$

Nach einer Umformung findet man für die Diodendurchbruchspannung die implizite Gleichung (beachte: $\alpha\,\Delta L_g = \alpha(BV_{gd}) \cdot \Delta L_g(BV_{gd})$)

$$BV_{gd} \approx \frac{\frac{1}{3\hbar}\sqrt{32\,m_e\,e\,V_{bi}^3} \cdot (d_d - t_{etch} + d_d + d_s)}{\ln\left(R^*/\frac{A}{mm^2}\right) + \ln\left(L_g/\mu\mathrm{m}\right) - \ln\left(1-\alpha\,\Delta L_g\right)} - \frac{e\,N_D\,d_d}{\epsilon_0\epsilon_r}\left(d_s + \tfrac{1}{2}d_d\right) \qquad (72)$$

Der letzte Summand ist i.a. sehr viel kleiner als eins und kann vernachlässigt werden.

4.8 Näherungsformeln für den Sättigungsbereich

Für Gate-Längen oberhalb $L_g > 0,5\ \mu$m und für Gate-Source-Spannungen V_{gs} unterhalb des Steilheitskompressionsbereiches wird das Schichtdichtenverhältnis b ausreichend genau (hinsichtlich technologischer Schwankungen) durch Gl. 48 beschrieben. Weitere, wesentliche Vereinfachungen ohne Verlust der funktionalen Zusammenhänge ergeben sich nach Einsetzen von $b \sim \frac{1}{4}$ und $1+\beta \sim 2$ in Gl. 56 und Gl. 57. Zusammen mit Gl. 4, S. 8, und Gl. 59, S. 40, kann

αL_{eff} abgeschätzt werden:

$$\begin{aligned}
\alpha L_{eff} &\approx \frac{\varepsilon_{max}}{V_\alpha}\,\exp\left(-\frac{\varepsilon_\alpha}{\varepsilon_{max}}\right)\cdot L_{eff} \approx \frac{V_d - V_s}{V_\alpha}\,\exp\left(-\frac{\varepsilon_\alpha}{V_d - V_s}\cdot\tfrac{1}{2}(L_g - L_c + \Delta L_g)\right) \\
\Rightarrow\quad \alpha L_{eff} &\approx \frac{V_d - V_s}{V_\alpha}\,\exp\Bigg[-\frac{\varepsilon_\alpha}{V_d - V_s}\,\Bigg(\sqrt{\delta_{eff}\,t_{eff}\,\frac{V_d - V_s}{V_g - V_T}} \\
&\qquad + \frac{1+\gamma_0\frac{V_d - V_s}{V_{bi} - V_T}}{\frac{2e}{\epsilon_0\epsilon_r}N_D d_d}\sqrt{\frac{\delta_{eff}}{t_{eff}}(V_d - V_s)(V_g - V_T)} \\
&\qquad + \frac{\frac{1}{2}E_g^{bar} - \Delta E_c}{\frac{2e^2}{\epsilon_0\epsilon_r}N_D d_d\,(d_b - t_{etch} + \frac{1}{2}d_d)}\,L_{etch}\Bigg)\Bigg]
\end{aligned} \tag{73}$$

wobei $V_\alpha = \frac{E_g}{3{,}4\,e} = 0{,}215$ V und $\varepsilon_\alpha = 1{,}74\cdot 10^6$ V/cm für $In_{0,53}Ga_{0,47}As$. Der effektive Abstand des Ladungsschwerpunkts von der Gate-Elektrode sowie die effektive Ausdehnung des 2DEG können ausreichend durch $t_{eff} \approx d_b - t_{etch} + d_d + d_s + \frac{1}{2}\delta_{eff}$ und $\delta_{eff} \approx 16$ nm beschrieben werden. Mit $b \approx \frac{1}{4}\frac{V_g - V_T}{V_g - V_t + 2\,v_p^\infty L_g/\mu}$ und den obigen Approximationen findet man für den „externen“ Drain-Sättigungsstrom $I_{ds}^{sat} = \frac{1}{1+R_s\cdot g_m}I_{d,tot}(V_g, V_d > V_s)$ die Näherungsdarstellung

$$I_{ds}^{sat} \approx v_p^\infty\,\frac{\epsilon_0\epsilon_r W_g}{t_{eff}}\,\frac{\frac{1}{2}(V_{gs} - V_T)^2}{V_{gs} - V_T + 2\,v_p^\infty L_g/\mu}\cdot\frac{1 + \frac{2}{L_g}\sqrt{t_{eff}\,\delta_{eff}\,\frac{V_{ds} - V_{sat}}{V_{gs} - V_T}} + \alpha L_{eff}}{1 + \frac{v_p^\infty}{2}\,\frac{\epsilon_0\epsilon_r W_g}{t_{eff}}\left(R_k + \frac{L_{sg} + \eta\,L_{etch}}{e\,n_H\,\mu\,W_g}\right)} \tag{74}$$

Der Term $\left(\frac{2}{L_g}\sqrt{\delta_{eff}\,t_{eff}\,\frac{V_{ds} - V_{sat}}{V_{gs} - V_T}}\right)$ mit $V_{sat} \approx \frac{3}{4}(V_{gs} - V_T)$ beschreibt die Zunahme des Drain-Stroms aufgrund der Zunahme der Kanalelektronengeschwindigkeit infolge der Verkürzung der Beschleunigungslänge L_c, der Term αL_{eff} die Zunahme aufgrund der Stoßionisation. Der Klammerausdruck im Nenner beschreibt den totalen Source-Widerstand, der sich aus der Summe des Kontaktwiderstandes und der Bahnwiderstände unterhalb der nicht geätzten und der geätzten Deckschicht zusammensetzt. Der Einfluß der lateralen Aufätzung ist von zweiter Ordnung und macht sich nur für sehr große Ätzweiten $L_{etch} > 100$ nm bemerkbar.
Bei einem ausreichend sperrenden Gate-Kontakt besteht der Hauptanteil des Gate-Stroms aus tunnelnden Löchern, die durch Stoßionisation im Kanal generiert wurden. Mit obigen Näherungen findet man für $I_g^h \approx I_{ds}^{sat}\cdot\alpha L_{eff}\cdot T_s$ unter Vernachlässigung dritter Ordnungsterme:

$$\begin{aligned}
I_g^h &\approx \tfrac{1}{2}\,v_p^\infty\,\frac{\epsilon_0\epsilon_r\,W_g}{t_{eff}}\cdot(V_{gs} - V_T) \\
&\times \frac{V_{ds} - V_{sat}}{V_\alpha}\,\exp\Bigg[-\frac{\varepsilon_\alpha}{V_{ds} - V_{sat}}\,\Bigg(\sqrt{\delta_{eff}\,t_{eff}\,\frac{V_{ds} - V_{sat}}{V_{gs} - V_T}} \\
&\qquad + \frac{1+\gamma_0\frac{V_{ds} - V_{sat}}{V_{bi} - V_T}}{\frac{2e}{\epsilon_0\epsilon_r}N_D d_d}\sqrt{\frac{\delta_{eff}}{t_{eff}}(V_{ds} - V_{sat})(V_{gs} - V_T)} \\
&\qquad + \frac{\frac{1}{2}E_g^{bar} - \Delta E_c}{\frac{2e^2}{\epsilon_0\epsilon_r}N_D d_d\,(d_b + \frac{1}{2}d_d)}\,L_{etch}\Bigg)\Bigg] \\
&\times \exp\left[-\frac{\sqrt{32 m_T^* \Delta E_v^3}}{3\,e\,\hbar}\cdot\frac{d_b - t_{etch} + d_d + d_s}{V_{ds}\cdot\left(1 + \frac{V_{gs} - V_T}{V_{bi} - V_T}\right)^{-1} - V_g + V_T}\right]
\end{aligned} \tag{75}$$

4.9 Bewertung des Modells und Konsequenzen für das Schichtdesign

Mit vielen Vergleichen mit Meßwerten wurde gezeigt, daß ausgehend von der Schichtstruktur und allgemeinen Materialdaten alle typischen Merkmale und Größenordnungen des InP-basierenden Transistors mit diesem Modell berechnet werden können. Besonders hervorhebenswert ist der neue vorspannungsabhängige Geschwindigkeitsansatz, der den nicht stationären Ladungstransport in Kurzkanälen berücksichtigt und eine exzellente Darstellung der vollständigen Ausgangscharakteristik sowohl im Anlauf- als auch im Sättigungsbereich erlaubt. Die Zunahme des Ausgangsleitwerts, der Steilheit und des Drain-Stroms bei Verkürzung der Gate-Länge werden wie die Steilheitskompression mit diesem mathematisch sehr einfachen Formelsatz richtig wiedergegeben.

Eine eindeutige quantitative Verifikation der angenommenen Ansätze für die Poission-Gleichungen in der Hochfeldzone inklusive heißer-Elektronenstreuung und lateralem Gate-Recess zur Beschreibung von Stoßionisationseffekten scheitert an der starken Streuung gemessener Gate-Leckströme (vgl. Abb. 90, S. 80) und an der Nicht-Existenz einer einheitlichen Materialformel für den Stoßionisationskoeffizienten (vgl. Kap. 2.3, unten). Die Einführung des Fitparameters γ_0 erwies sich u.a. als notwendig, um zu einer bestimmten Materialformel eine ausreichende quantitative Übereinstimmung von simulierter und gemessener Eingangscharakteristik herzustellen. Dies beinhaltet die Problematik, daß bei einer falschen Materialformel die Stoßionsationsrate zwar für sich, nicht aber die erzeugenden intrinsischen Felder quantitativ richtig wiedergegeben werden. Diese sehr kritische Anmerkung wird relativiert, weil trotz der exponentiellen Abhängigkeit der Stoßionisationsrate und der Tunnelwahrscheinlichkeit von den Feldstärken das vollständige Eingangskennlinienfeld mit nur einem einzigen konstanten γ_0-Wert ausreichend wiedergespiegelt wird. Darüber hinaus, wie weiter unten gezeigt wird, behält dieser Fitparamter sogar unter weitreichenden Variationen der aktiven Schichten seinen Wert, solange nur die Transistoren eine gleiche Materialqualität und einen identischen Puffer aufweisen. Damit erhält die Streuparameterformel einen universellen Charakter und γ_0 repräsentiert, wie noch in Kap. 5.1 gezeigt wird, die Pufferqualität.

In Konsequenz liefert dieses Modell neben den in Kap. 1 und 2 schon aufgeführten Möglichkeiten zur Steigerung der Transistorleistungsdaten (durch hohen Kanal- und kleinen Barrierenindiumgehalt) die nötige Physik, um die in Kap. 1 aufgelisteten Nachteile der InP-basierenden Transistoren anzugehen:
Als hinreichendes Kriterium für die Beschreibung der InAlAs-Barrierensperrgüte hat sich die Gate-Drain-Durchbruchspannung und für die Stoßionisation- und Leckstromeigenschaft das Maximum des extrahierten Löcherleckstromes bei $V_{ds} = 3$ V erwiesen (vgl. Kap. 3.7).
Der Löcherleckstrom I_g^h erreicht sein Maximum bei ca. $V_{gs} - V_T + 0,3$ V. Für diesen Arbeitspunkt ist $V_{ds} - V_{sat} \approx 2,8$ V. Die effektive Ausdehnung des 2DEG wird ausreichend durch $\delta_{eff} \approx 16$ nm beschrieben. Solange nur Schichtstrukturen der Art wie in Tab. 4, S. 19, verwendet werden, kann der effektive Abstand des 2DEG-Ladungsschwerpunkts von dem Gate-Metall zu $t_{eff} \approx 28$ nm gesetzt werden (mit $t_{etch} \approx 10$ nm). Weil t_{eff} in der Stoßionisationsformel Gl. 73 nur in Wurzelfunktionen vorkommt, wird überhaupt nur eine geringe Variation dieser Terme bei Schwankungen z.B. der Recess-Tiefe t_{etch} erwartet (vgl. Kap. 5.4.2).
Mangels experimenteller Materialgleichungen wird eine näherungsweise lineare Abhängigkeit des Materialparameters $\varepsilon_\alpha \propto E_g$ vom Indiumgehalt x angenommen (vgl. Gl. 3, Gl. 7), und $\varepsilon_\alpha \approx \frac{(1-x)}{0,47} \cdot 1,74 \cdot 10^6$ V/cm gesetzt. Zusammen mit den Materialparametern von Tab. 5, S. 25, und dem experimentiell bestimmten $\gamma_0 \approx 2$ kann nun der Referenzlöcherleckstrom $I_{g,m}^h$ mit

Gl. 75 abgeschätzt werden:

$$I^h_{g,m} \approx 50\,\frac{\mathrm{mA}}{\mathrm{mm}} \cdot W_g \cdot \exp\Bigg[-2,8 - \frac{d_s^{AlAs}}{2\ \mathrm{nm}} - (1-x)\,\frac{17\cdot 10^{12}\ \mathrm{cm}^{-2}}{N_D d_d}\left(1+\frac{1-x}{8}\,\frac{L_{etch}}{d_b - t_{etch} + \frac{1}{2}d_d}\right)\Bigg] \tag{76}$$

Diese Formel quantisiert die epitaktischen (Schichtdesign) und technologischen Möglichkeiten (Gate-Recess) zur Einflußnahme auf den Löcherleckstrom via Kanalindiumgehalt x, integraler Donatorflächendichte $N_D d_d$ und Recess-Grabenweite L_{etch} bzw. -tiefe t_{etch}. Die experimentelle Verifikation von Gl. 76 findet in Kap. 5 statt (vgl. Abb. 59, S. 58; Abb. 69, S. 64; Abb. 84, S. 73; Abb. 87, S. 77). Weiterhin kann die Kanal-zu-Gate-Transferrate der Löcher durch eine Erhöhung der Valenzbanddiskontinuität ΔE_v reduziert werden. Die maximale Valenzbanddiskontinuität im InGaAs/InAlAs-Halbleitersystem auf InP erzielt man mit AlAs-Schichten ($\Delta E_v \approx 0,54$ eV für $In_{0,53}Ga_{0,47}As$/AlAs, vgl. Abb. 9). Allerdings können diese nur pseudomorph auf die Kanalschicht abgeschieden werden und ihre Schichtdicke d_s^{AlAs} ist durch die kritische Schichtdicke ($\approx 2,2$ nm) begrenzt. Die Abhängigkeit von $I^h_{g,m}$ von d_s^{AlAs} in Gl. 76 wurde experimentiell gewonnen (vgl. Kap. 5.4.3).

Bis auf die Einfügung additiver Löcherbarrieren wirken alle Manipulationen der Recess- und Schichtparameter in Richtung auf geringere Stoßionisationsraten negativ auf die Transportcharakteristik des Transistors. Die effektivste Methode ohne signifikante Degradation der Transistorleistungsdaten ist der selektive Gate-Recess: Gemäß Gl. 74 ist die relative Abnahme der Drain-Stromdichte für laterale Ätzweiten $L_{etch} < 300$ nm gering: $\frac{\Delta I_{ds}}{I_{ds}}(L_{etch}) \approx -\frac{\varepsilon_p^\infty}{4}\,\frac{\epsilon_0\epsilon_r}{e\,n_H}\,\eta\,\frac{L_{etch}}{t_{eff}}$ $\sim -2\cdot 10^{-4}\cdot L_{etch}/\mathrm{nm}$. Größere Ätzweiten erbringen, wie Gl. 57 zeigt, keine Verbesserung der Leck- und Durchbrucheigenschaft: abhängig von der Spannungsversorgung V_{dd} existiert eine maximale effektive Ätzweite $L_{etch}^{max\,eff} \approx \frac{\epsilon_0\epsilon_r}{e\,n_H}\sqrt{2\gamma_0\eta\,\delta_{eff}/t_{eff}}\cdot V_{dd} \sim \frac{3}{2}\,\frac{\epsilon_0\epsilon_r}{e\,n_H}\cdot V_{dd}$. Weiteres Aufätzen erwirtschaftet nur Nachteile. Ein guter Richtwert für viele Applikationen ist 150 nm.

Wegen der impliziten Struktur von Gl. 72 findet sich nicht direkt ein ähnlich einfacher Ausdruck für die Gate-Drain-Durchbruchspannung BV_{gd}. Nimmt man allerdings an, daß die Stoßionisation nur eine sekundäre Rolle spielt, kann Gl. 72 nach $\alpha\Delta L_g$ entwickelt werden. Substituiert man $\alpha\Delta L_g$ durch αL_{eff} und berücksichtigt nur den ersten Term der Taylorreihe, erhält man einen Ausdruck der Form $BV_{gd} \approx C1\cdot\ln^{-1}\left(R^* L_g/\frac{A}{m}\right)\sqrt{\frac{32}{9}\,\frac{m_e\,e}{\hbar^2}\,V_{bi}^3} + C2\cdot\ln\left([\alpha L_{eff}]_{V_{ds},V_{gs}=const}\right)$ mit $C1,\ C2 = const$. Diese „grobschlächtige“ Approximation wird gerechtfertigt durch Experimente (Kap. 5), aus denen eine Proportionaltät der Form $BV_{gd} \propto \ln(I_0/I^h_{g,m})$ mit $I_0 \approx 4$ A/m evaluiert werden konnte. Eine Anpassung der Konstanten $C1,\ C2$ an experimentelle Daten liefert mit dem Ansatz $V_{bi} \propto \frac{1}{2}E_g^{bar}$

$$BV_{gd} \approx \frac{300\ \mathrm{V}^{-\frac{1}{2}}\cdot\left(\frac{1}{e}E_g^{bar}\right)^{\frac{3}{2}}}{12+\ln\left(L_g/\mu\mathrm{m}\right)} - (1+x)\,\frac{N_D d_d}{5\cdot 10^{-11}\ \mathrm{cm}^{-2}}\left(1+\frac{1-x}{8}\,\frac{L_{etch}}{d_b - t_{etch} + \frac{1}{2}d_d}\right)^{-1} \tag{77}$$

Zur experimentiellen Verifikation von Gl. 77 siehe Abb. 58, S. 58; Abb. 69, S. 64; Abb. 84, S. 73; Abb. 86, S. 77. Es gelten alle oben getroffene Aussagen für eine Verbesserung der Durchbruchspannung via Reduktion der Stoßionisationsrate. Weitreichend unabhängig von den Transporteigenschaften kann BV_{gd} wirkungsvoll durch die Vergrößerung des Bandabstandes E_g^{bar} der Barrierenschicht erhöht werden. Die Abhängigkeit von der Gate-Länge L_g ist dagegen nur schwach.

5 Experimentelle Ergebnisse

5.1 Pufferdesign und -wachstum

Der Wachstumsstart auf InP-Substraten entscheidet im hohen Maß mit über die Qualität der folgenden Schichten und damit über die Transport-, Sättigungs und Abschnüreigenschaften des Transistors. Die grundsätzliche Problematik des Anwachsens ergibt sich aus der nicht perfekten Morphologie der verfügbaren Substrate und aus einer gewollten Oxidschicht zum Schutz vor Kontaminationen. Dazu wird im allgemeinen für „epi-ready"-Material die Substratoberfläche in einer ozonreichen Atmosphäre zu einer definierten Dicke oxidiert [116]. Diese Oxidschicht muß vor der ersten Deposition abgeheizt werden. Die resultierende, reine Substratoberfläche zeigt grundsätzlich (aufgrund des stochastischen Oxidationsprozesses) eine Mikro-Rauhigkeit von mehren Atomlagen. Die Pufferschichten haben nun die Aufgabe, diese Defekte zu überwachsen und eine perfekt glatte Startoberfläche für die folgenden, aktiven Schichten zu garantieren. Dabei muß für HFET-Applikationen der Puffer einen hohen spezifischen Widerstand aufweisen, damit keine Parallelleitung auftritt, die den Ausgangsleitwert und das Abschnürverhalten degradieren würde.

Unter Ultrahochvakuum-(UHV)-Bedingungen desorbiert das Oxid von InP ab 458°C [117]. Weil bei dieser Temperatur ebenfalls Phosphor abdampfen und infolge eine metallische, indiumreiche Oberfläche resultieren würde, wird die Oxidschicht im Gruppe V-Fluß abgeheizt. Während bei P-Stabilisierung Temperaturen von nur 480°C benötigt werden [118], muß im As_4-Fluß die Substrattemperatur mindestens auf 520°C, besser jedoch auf 550°C erhöht werden [119]. Das bei so hohen Temperaturen massiv desorbierende Phosphor wird durch Arsen substituiert. Die dabei entstehende InAs-Schicht der Dicke von 1 - 2.6 nm je nach Abheiztemperatur und Dauer [120], die aufgrund der hohen Verspannung zu einer weiteren Aufrauhung beiträgt, reduziert zusätzlich die Oxiddesorptionsrate und macht die hohe Abheiztemperatur nötig [118]. Weiterhin kann diese InAs-Schicht, besonders bei einer Anhäufung von Siliziumdonatoren an der Grenzfläche, einen Parallelkanal eröffnen [121]. Der Ursprung dieser Siliziumdonatoren zwischen InP-Substrat und Epitaxieschicht wurde auf Verunreinigungen aus der Luft zurückgeführt [122]. Wahrscheinlicher erscheint dem Autor jedoch, wenn überhaupt, eine Kontamination der Oberfläche während der relativ langen Abheizphase (mindestens fünf Minuten) infolge unreiner Arsenquellen (u.a. durch Silizium).

Zur Glättung von Oberflächenrauhigkeiten haben sich, wie aus dem AlGaAs/GaAs-System bekannt, kurzperiodische Übergitter bewährt [30], wobei der Materialwechsel hochwachsende Gitterdefekte abschnürt. Ausreichende Ergebnisse wurden mit zwei 10 periodischen, 4 nm InAlAs/4nm InGaAs-Übergitter mit zwischen liegender, 250 nm dicken InAlAs-Schicht erzielt [123]. Eine Verbesserung des Ausgangsleitwertes versprach man sich [7, 124] durch Absenkung der InAlAs-Wachstumstemperatur bis zu 200°C zur Erzielung vergleichbarer semiisolierender Eigenschaften wie in GaAs (EL_2-Defekt). Es zeigte sich jedoch hauptsächlich ein starker Kink-Effekt infolge eines Einbaus des überschüssigen Arsens als tiefe Störstelle, die ab ca. $V_{ds} = 1$ V ionisiert wird.
Nachfolgende Experimente zum Pufferdesign zeigten, daß weder eine Variation der InAlAs-Schichtdicke im Intervall von 100 nm bis 1000 nm, noch ein InAlAs/InGaAs-Übergitter einen Einfluß auf n_s und μ ausübten [125]. MOVPE-Anwender [126, 127, 128] verzichteten ganz auf dicke Pufferschichten (aufgrund der anlagebedingen hohen Hintergrunddotierung) und erzielten mit nur 20 nm InAlAs-Schichten exzellente Beweglichkeiten von über 12000 cm^2/Vs. Einen

Einfluß seitens der Substrate verschiedener Hersteller konnte ebenfalls ausgeschlossen werden, solange die Abheizbedingungen auf das jeweilige Fabrikat angepasst wurden [26].

In dieser Arbeit wurde zur Erzielung guter Anwachsbedingungen folgendes Zwei-Schritt-Verfahren für die thermische Reinigung der InP-Substratoberfläche in Anlehnung an [116] entwickelt (vgl. Abb. 48): Im ersten Schritt wird die Substrattemperatur in einer 15 minütigen, linearen Rampe von 300°C („Stand-by"-Temperatur) auf 520°C gefahren. Dieser Prozeß ist wegen einer ungleichmäßigen Temperaturverteilung — die Wafer-Ränder mit Kontakt zum Substrathalter werden besonders heiß — nicht unkritisch und bei zu starker Wärmezuführung kann die Substratoberfläche vom Rand her degradieren. Die Temperatur wird für 5 min oberhalb 520°C gehalten, damit das Oxid im Arsenstrahldruck von $1,5 - 1,8 \times 10^{-5}$ torr abdampft. Eine folgende, fünf minütige, lineare Temperaturrampe bis 545°C (bis 1995 noch 560°C aufgrund einer anderen Oberflächenversiegelungstechnik) entfernt Kohlenstoffresiduen. Die gewählten Prozeßzeiten sind minimiert hinsichtlich ausreichender Temperaturstabilisierung und vollständiger Oxiddesorption (angezeigt durch scharf ausgebildete RHEED-Beugungslinien), um einerseits die gereinigte Substratoberfläche so kurz wie möglich dem Arsen-Fluß auszusetzen (eine Hauptverunreinigung der As-Quellen ist u.a. Silizium), anderseits um den Durchsatz zu erhöhen (Abheizzeit > HFET-Depositionszeit) bzw. den As-Verbrauch pro Wafer zu minimieren.

Für die Pufferoptimierung wurden vier gitterangepaßte Typen a-d mit unterschiedlichen Pufferdesigns und Wachstumsmoden verglichen (Tab. 6). Die aktiven HFET-Strukturen über dem Puffer hatten abweichend von Tab. 4, S. 19, eine 8 nm dicke, 3.5×10^{18} cm^{-3} dotierte Spenderschicht und eine 5 nm dicke Deckschicht (cap) gleicher Dotierungsdichte.

SL 10×	4 nm	InAlAs
	4 nm	InGaAs
	250 nm	InAlAs
SL 10×	4 nm	$In_{0,36}Ga_{0,31}Al_{0,33}As$
	16 nm	InAlAs

Typ a

	9 nm	InAlAs
SL 10×	1 nm	InGaAs
	9 nm	InAlAs

Typ b,c

114 nm	InAlAs

Typ d

Tab. 6: Vier zu vergleichende Puffertypen mit Wachstumstemperaturen von 500°C (a,b) bzw. 420°C (c,d) mit abschließender Spitzentemperatur von 540°C.

In Typ a startete das Wachstum in Ergänzung zu [123] mit einem quaternären Übergitter (SL) mit 10 Perioden á 16 nm $In_{0,52}Al_{0,48}As$ und pseudomorphen 4 nm $Ga_{0,31}(In_{0,52}Al_{0,48})_{0,69}As$ zum Abschnüren von sich fortpflanzenden Substratdefekten. Der reduzierte InGaAs-Gehalt in den sich ausbildenen Quantentöpfen sowie die im Vergleich zu [123] dickeren InAlAs-Barrierenschichten unterbinden einen möglichen Elektronentransport durch Anhebung der Engieniveaus der Minibänder. Gleichzeitig soll die Verspannung bedingt durch die nach [120] nachgewiesene InAs-Grenzschicht kompensiert werden. Auf die folgende, 250 nm dicke $In_{0,52}Al_{0,48}As$-Rückseitenbarriere wird ein zweites, gitterangepaßtes Übergitter mit 10 Perioden á 4 nm InGaAs and InAlAs abgeschieden, um eine glatte Startoberfläche für das Kanalwachstum zu garantieren. Zur Reduzierung der Prozeßzeit und des Materialverbrauchs wurde die Pufferdicke der folgenden Typen b-d deutlich reduziert: Die Typen b und c bestehen aus einem Übergitter mit $10\frac{1}{2}$ Perioden á 9 nm $In_{0,52}Al_{0,48}As$ und 1 nm $In_{0,53}Ga_{0,47}As$, der Typ d aus 114 nm $In_{0,52}Al_{0,48}As$, um

die Notwendigkeit der Glättungseffekte eines Übergitters für HFET-Anwendungen zu prüfen. Alle Typen vermeiden aufgrund der sehr dünnen InGaAs-Schicht transportfähige Minibänder. Die Typen a und b wurden konventionell bei 500°C gewachsen, während die Puffer der Typen c und d als „low temperature“(LT)-Schicht bei 420°C abgeschieden wurden, um den spezifischen Widerstand von InAlAs nach [78, 80] zu erhöhen (vgl. Abb. 11, S. 13). Niedrigere Wachtumstemperaturen (300°C) führten zum Einbau von tiefen Störstellen, die einen starken Kink in der Ausgangscharakteristik verursachten, wie schon [7] gezeigt hatte.

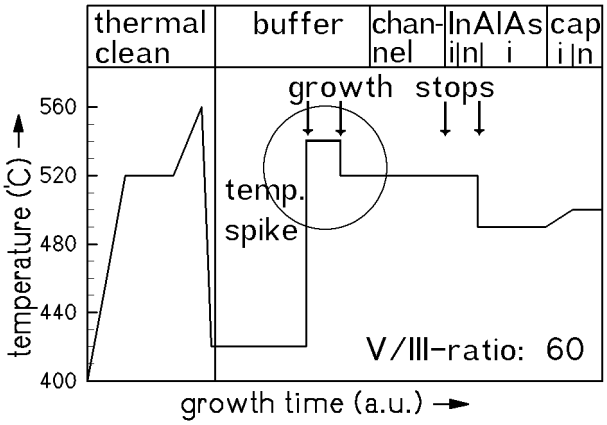


Abb. 48: Wachstumstemperatur der LT-Puffer-HFET's (Typen c und d, vgl. Tab. 6).

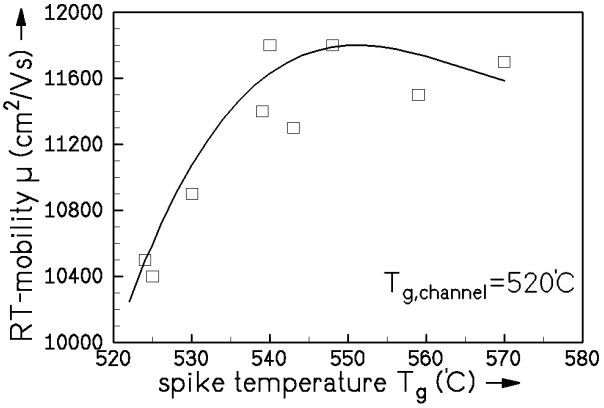


Abb. 49: Einfluß der Wachstumsspitzentemperatur (Ist-Wert) auf die RT-Beweglichkeiten für Typ d.

Hallmessungen ergaben eine Schichtkonzentration von $2,1 \pm 0,1 \cdot 10^{12}$ cm^{-2} für alle Typen und Temperaturen und ausgezeichnete Beweglichkeiten für die Typen b-d (ca. 11500 cm^2/Vs bei 300 K). Die deutlich geringere RT-Mobilität des Typs a (9000 cm^2/Vs) wird auf die schlechtere Kristallqualität des verspannten unteren Übergitters im Puffer zurückgeführt. Die dicke InAlAs-Schicht und das gitterangepaßte obere Übergitter konnten in dieser Interpretation die entstandenen Kristalldefekte nicht befriedigend überwachsen.

Zur Erhaltung der hohen Beweglichkeit bei dem LT-Pufferwachstum (Typ c-d) erwies sich eine deutliche Temperaturerhöhung (temp. spike) der letzten Pufferschichten (vgl. Abb. 48) zur Selbstglättung der Wachstumsfront als notwendig: In verschiedenen Experimenten mit Typ d wurde das Wachstum 20 nm vor Ende der Pufferschicht unterbrochen und die Substrattemperatur in einer kurzen, linearen Rampe von 150 s angehoben, wobei nur die Soll-Endtemperatur variiert wurde. Aufgrund der starken Wärmezufuhr zeigte sich ein Überschwinger von 20°C und je nach Sollwert wurden absolute Spitzentemperaturen bis zu 570°C erreicht. Nach der Deposition von 10 nm InAlAs wurde das Wachstum erneut für 60 s unterbrochen, damit die Temperatur auf Kanalwachstumstemperatur von 520°C relaxieren kann. Dieser Prozeß zeigt bis auf ±2°C eine hohe Reproduzierbarkeit und läßt sich damit gut automatisieren. Abb. 49 zeigt den Einfluß dieser Temperaturerhöhung auf die Raumtemperatur(RT)-Beweglichkeiten. Mit diesem Schritt erreichte man auch mit Typ d Beweglichkeiten an die 12000 cm^2/Vs. Das Optimum der Temperaturspitze liegt bei 540°C und damit ist die Soll-Temperatur gleichzeitig die Endtemperatur für das Kanalwachstum. Über 550°C beobachtet man speziell an den Waferrändern eine zunehmende Defektdichte („haze“, „cross-hatching“), vermutlich bedingt durch Desorption von Indiumatomen, die ab 540°C einsetzt [68, 69].

Die Bauelementherstellung erfolgte gemäß Kap. 3.6. Die Recess-Zeiten betrugen 10 min für das selektive Bernsteinsäuresystem (Typ a nur 1 min) und 20 s für die nichtselektive Phos-

phorsäurelösung. Alle HFET-Typen besitzen ein exzellentes Abschnürverhalten mit off-state-Durchbruchspannungen von 8 bis 10 V, die ausschließlich auf Gate-Drain-Diodendurchbrüche zurückgeführt werden konnten. Deutliche Unterschiede ergaben sich in den on-state-Durchbrüchen und Ausgangsleitwerten, wie ein Vergleich der Ausgangskennlinienäste für die Gate-Source-Spannung $V_{gs} = 0$ V in Abb. 50 zeigt.

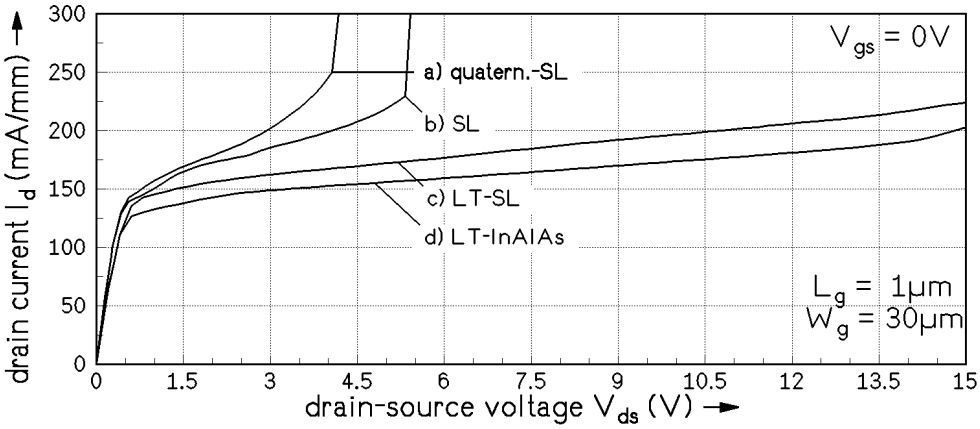


Abb. 50: Vergleich der Kennlinienäste $I_{ds}(V_{ds})$ für $V_{gs} = 0$ V von HFET's mit verschiedenen Puffertypen gemäß Tab. 6.

Während die konventionell gewachsen Typen a und b die typische Ausgangscharakteristik des InP-basierenden HFET mit on-state-Durchbruchspannungen BV_{on} um 4-5 V zeigen, überschreiten die Durchbrüche der LT-Puffer-Transistoren deutlich die 10 V-Marke. Als sinnvolles Maß für den on-state Durchbruch dient die DC-Leistung $I_{ds}^m \times BV_{on}$ mit I_{ds}^m als maximale Sättigungsstromdichte. Die Rekordwerte (1994) von 330 mA/mm × 12 V ≈ 4 W/mm demonstrierten auch für InP-basierende Transistoren die Einsatzmöglichkeit als Leistungselemente.
Ein weiterer Effekt ist die Reduzierung des parasitären Ausgangsleitwertes von $g_d = 15$ mS/mm (Typ a, b) auf unterhalb 3 mS/mm (Typ c, d). Damit resultieren bei extrinsischen Steilheiten über 300 mS/mm ($L_g = 1\mu m$) absolute DC-Spannungsverstärkungen von $|v_u| = g_m/g_d > 100$. Abb. 51 zeigt die vollständige Ausgangscharakteristik des LT-InAlAs-Puffer HFET (Typ d).

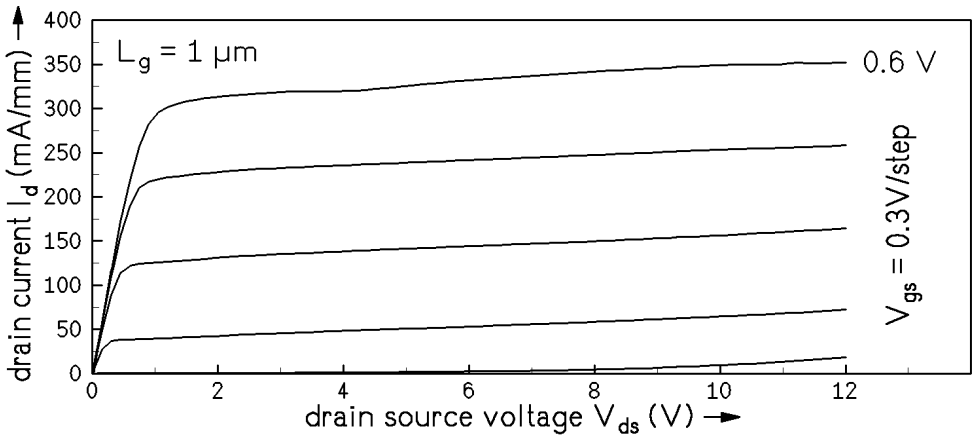


Abb. 51: Die Ausgangscharakteristik des 1×30 μm^2-LT-InAlAs-Transistors (Typ d) mit einem „Drain-Source-Spacing“ von 5 μm (Typ c ist ähnlich).

Eine Erklärung der hier gezeigten, extrem geringen Ausgangsleitwerte und hohen on-state-Durchbruchspannungen kann gegeben werden, wenn man die Wirkung des in Kap. 4.3 eingeführten Streufaktors γ auf die Drain-Charakteristik betrachtet (Abb. 43 und Abb. 44, S. 43). Die Typen a und b zeigen die typischen Kennlinienfelder mit weichen Durchbrüchen für $V_g \gg V_T$ wie für $\gamma_0 < 1$ vorausgesagt wurde, während die LT-Typen mehr $\gamma_0 > 1$ entsprechen (BV_{off}-limitiert, kleine Stoßionisationsraten für $V_g \gg V_T$). Aufgrund des identischen Aufbaus der aktiven Schichten wird die Vermutung nahegelegt, daß die Streurate (Anzahl gestreuter Elektronen pro Zeiteinheit) in allen Typen a-d ähnlich ist und eine vergleichbare Menge von Kanalelektronen für die Stoßionisation zur Verfügung stehen. Die starke Zunahme der on-state-Durchbruchspannung kann also nur im Zusammenhang mit der prognostizierten geringeren Elektronengeschwindigkeit in den LT-Pufferschichten stehen. Die in solche Puffer gestreuten Elektronen laufen langsamer durch die Hochfeldzone; ihre Anzahl muß zur Erhaltung der Drain-Stromdichte im Gate-Drain-Bereich zunehmen; es resultiert eine kleinere „effektive integrale" Raumladung, die eine größere effektive Hochfeldzonenlänge L_{eff} (über ΔL_g) zuläßt. Die laterale Feldstärke nimmt ab; in Konsequenz sinkt die Stoßionisationsrate in den LT-Typen über den verkleinerten Stoßionisationskoeffizient. Die in Kap. 4 vorgestellte Fit-Konstante γ_0 parametrisiert in dieser Interpretation also die Elektronengeschwindigkeit in der Pufferschicht, und ist damit ein epitaxieabhängiger Materialparameter.
Der Einfluß ist zwar eindeutig auf die Epitaxie zurückzuführen und es konnten zumindest qualitativ die Ergebnisse reproduziert werden, aber diese extremen Durchbruchspannungen (Einzelergebnisse bis zu 25 V) wurden nicht wieder erreicht. Die Fluktuationen in den on-state-Durchbruchspannungen, die bei den LT-Typen eindeutig keine Lawinendurchbrüche, sondern abrupte, irreversible Leistungsdurchbrüche im Kanal sind, werden sicherlich auch die Folgen technologischer Schwankunken sein (z.B. Variation von L_{etch}, t_{eff}, L_g und R_d über R_K und L_{gd}). Während die reversiblen Lawineneffekte mit dem Modell aus Kap. 4 nachgebildet werden können, entziehen sich diese abrupten Materialdurchbrüche einer quantitativen modellhaften Beschreibung.

Hochfrequenzuntersuchungen (gemäß Kap. 3.7) ergaben, daß die $f_T \times L_g$-Produkte der LT-Typen ca. 16% unterhalb der Werte von Typ b (30 GHz·μm) lagen. Dies ist konsistent mit der obigen Interpretation, daß die mittlere Geschwindigkeit durch die in den Puffer gestreuten und langsamen Elektronen leidet. Dagegen zeigten sich keine Einbußen in der unilateralen Verstärkung. Die LT-Typen c wie d erreichten wie Typ b eine maximale Schwingfrequenz von 130 bzw. 150 GHz für $L_g = 1,0$ bzw. 0,6 μm.

Resümee:

Das Niedrigtemperaturpufferwachstum bei 420°C mit abschließender Spitzentemperatur von 540°C erbrachte ohne Verluste der guten Beweglichkeit deutliche Verbesserungen im on-state Durchbruch und Ausgangsleitwert. Dieser Effekt wurde primär der reduzierten Pufferelektronengeschwindigkeit und sekundär der Absenkung der Stoßionisationsrate infolge effektiverer Akkumulation der in den Puffer gestreuten Elektronen zugeordnet.
Für die weiteren Experimente wurde eine Kombination der Puffertypen c und d gewählt (vgl. Tab. 4, S. 19). Aufgrund der effektiveren Selbstglättung von InGaAs-Oberflächen zeigte die Übergitterstruktur von Typ c ca. 6% höhere Beweglichkeiten als Typ d. Es genügte jedoch die Beschränkung auf die Deposition von zwei jeweils vier Monolagen InGaAs zur Glättung (und vermutlich zum Schutz vor Kontaminationen) der hochreaktiven InAlAs-Oberflächen während der langen Wachtumspausen zur Temperaturerhöhung (150 s) und -stabilisierung (60 s).

5.2 Dotierungsprofile und -konzentrationen

Die Dicke und Dotierstoffkonzentration der Spenderschicht (donor layer, supply layer) bestimmen wesentlich das Sättigungs- und Übertragungsverhalten der Transistoren (Stromdichte, Steilheit, Ausgangsleitwert), aber auch die Transporteigenschaften (Beweglichkeit, Grenzfrequenzen). Experimentell wurden 8 nm dicke, homogen-dotierte (h-doped) mit pulsdotierten (p-doped) Spenderschichten verglichen. Die gitterangepaßten Transistoren der homogen-dotierten Typen basieren bis auf die Donatorkonzentration in der Spenderschicht auf der in Tab. 4 dargestellten Schichtstruktur mit optimierten LT-Puffer. Abweichend zu Tab. 4 wurde in den pulsdotierten Typen der Spacer auf 3,5 nm vergrößert. Weiterhin wurde der Einfluß der Spacer-Dicke auf die Beweglichkeit untersucht.

Pulsdotierungen sind wegen der Wachstumsratenunabhängigkeit leichter zu reproduzieren und zeigen, wie schon in Kap. 4.1 demonstriert wurde (Abb. 27, S. 29), bei gleicher Donatoranzahl pro Flächeneinheit $N_s = N_D \cdot d_d$ die höchste 2DEG-Schichtdichte n_s. Dieser Vorteil kann durch die deutlich kleinere Beweglichkeit (vgl. Abb. 52) infolge der stärkeren Coulombwechselwirkung zwischen Donatoren und Kanalelektronen kompensiert werden (vergleichbarer Schichtwiderstand $R_{sh} = (e\, n_s\, \mu)^{-1}$, vgl. Abb. 53). Dieser Mobilitätsverlust kann nicht einfach durch die Verwendung beliebig dicker Spacer aufgefangen werden: Wegen der endlichen effektiven Reichweite der Coloumbwechselwirkung setzt eine Sättigung in der Beweglichkeit ein, während die Schichtkonzentration gemäß Gl. 36 weiterhin näherungsweise linear[1] mit der Spacer-Dicke sinkt. Als optimal wurden die Spacer-Dicken von 2,4 nm (8 ML) für 8 nm Homogendotierungen und 3,5 –5,0 nm (12–17 ML) für Pulsdotierungen bewertet.

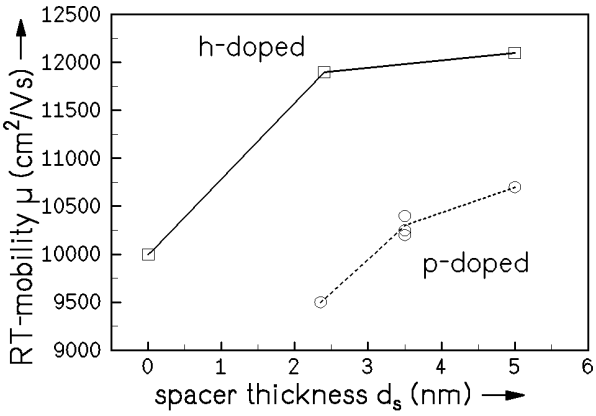


Abb. 52: RT-Beweglichkeiten für Puls- (p-doped) bzw. Homogendotierungen (h-doped) versus Spacer-Dicke.

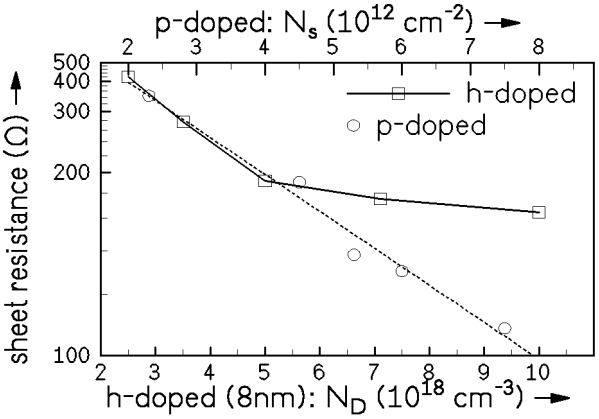


Abb. 53: Schichtwiderstand verschiedener Dotierprofile im reziproken Maßstab (vgl. Schichtdichte in Abb. 27, S. 29).

Der Vorteil der Pulsdotierung offenbart sich erst bei sehr hohen Donatorkonzentrationen (vgl. Abb. 53). Bis mindestens $N_s = 7,5 \cdot 10^{12}$ cm^{-2} ($\Rightarrow$ $n_s = 6,0 \cdot 10^{12}$ cm^{-2}) kann der Schichtwiderstand gleichförmig bis 100 Ω gesenkt werden, während die 8 nm homogen-dotierten Proben 160 Ω nicht unterschreiten. Dieser Sättigungseffekt bei $N_D \approx 5 \cdot 10^{18}$ cm^{-3} wurde in Kap. 4.1 einer zunehmenden Besetzungswahrscheinlichkeit in der stark streuenden Dotierstoffschicht zugeordnet. Die einsetzende Degradierung der Beweglichkeit von ca. 12000 cm^2/Vs (bis $N_D \approx 5 \cdot 10^{18}$ cm^{-3}) auf 10100 cm^2/Vs (bei $N_D = 1 \cdot 10^{19}$ cm^{-3}) bekräftigt diese Aussage. Der letzte Wert unterschreitet die Mobilität der pulsdotierten Proben.

[1] solange $d_s \ll d_b$

Die Bauelementprozessierung erfolgte wie in Kap. 3.6 beschrieben. Die Recess-Tiefe der homogen-dotierten Proben wurde der Donatorkonzentration angepaßt und variiert von $t_{etch} = 0$ nm ($N_D = 2,5 \cdot 10^{18}$ cm^{-3}) bis $t_{etch} = 10$ nm ($N_D = 1 \cdot 10^{19}$ cm^{-3}). Die pulsdotierten Proben wurden nur mit der selektiven bernsteinsäurebasierenden Lösung geätzt, so daß $t_{etch} \approx 0$ nm gelten sollte. Für alle Proben kann eine laterale Ätzweite von $L_{etch} = 150$ nm angenommen werden. Abb. 54 zeigt die maximalen extrinsischen Steilheiten g_m^{ext} zu den verschiedenen Dotierprofilen.

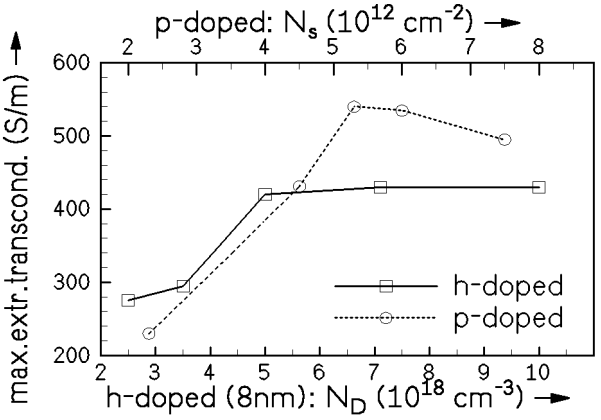


Abb. 54: Extrinsisches DC-Steilheitsmaximum ($L_g = 1,0$ μm).

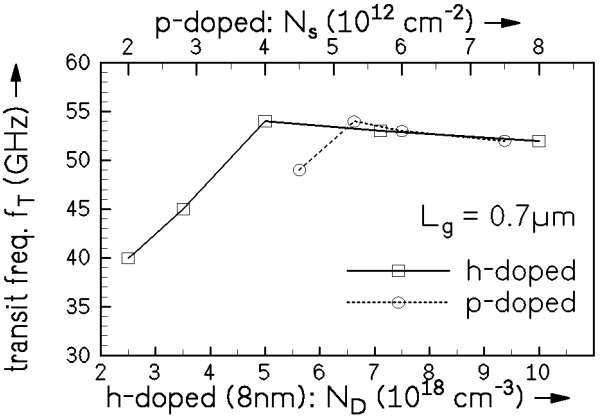


Abb. 55: Grenzfrequenz der Stromverstärkung (Transitfrequenz).

Die Steilheitsüberlegenheit der pulsdotierten Proben bei hohen Donatorkonzentrationen werden wegen der simultan gestiegenen Gate-Source-Kapazität nicht in höhere Transitfrequenzen f_T umgesetzt, sondern erreichen wie die homogen dotierten Transistoren ab ca. $N_D d_d = 4$ bis $5 \cdot 10^{12}$ cm^{-2} einen Sättigungswert des $f_T \times L_g$-Produkts von 35 GHz$\cdot\mu$m (Abb. 55).
Die entscheidenden Nachteile extrem hochdotierter HFET's offenbaren sich in ihren parasitären Größen: Der Ausgangswiderstand und folglich die Spannungsverstärkung fallen exponentiell mit steigender Donatordichte; die Spenderschichtdicke bestimmt den Grad der Absenkung (Abb. 56): Somit erreichen homogen-dotierte Strukturen eine sehr viel höhere Spannungsverstärkung, die, u.a. auch wegen der geringeren Rückwirkungskapazität c_{gd} (kleineres $n_H \Rightarrow$ größeres ΔL_g), effektiver in eine unilaterale Verstärkung umgesetzt wird (Abb. 57). Mit schwach bis moderat homogen-dotierten Transistoren lassen sich f_{max}-Werte jenseits von 200 GHz erzielen ($L_g \approx 0,7$ μm), während die maximale Schwingfrequenz der pulsdotierten HFET's die 130 GHz-Marke nicht überschreitet .

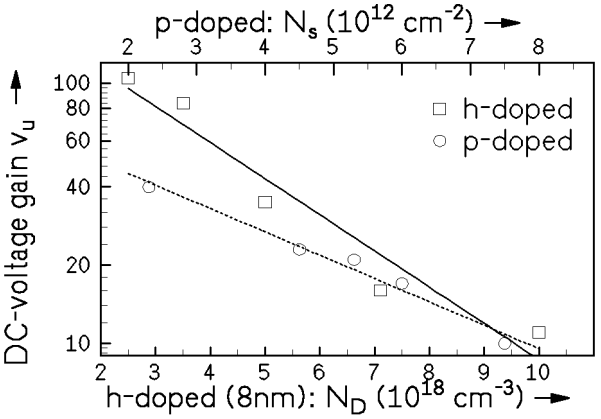


Abb. 56: Gleichstromspannungsverstärkung ($L_g = 1,0$ μm).

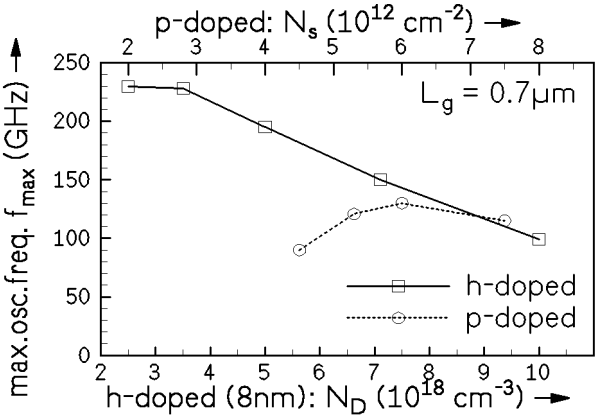


Abb. 57: Grenzfrequenz der unilateralen Verstärkung (f_{max}).

Die Gate-Drain-Durchbruchspannung fällt linear mit zunehmender Donatorkonzentration (vgl. Gl. 77, S. 50), wobei die Pulsdotierungen etwas bessere Durchbrucheigenschaften bei gleicher Donatorschichtdichte $N_D d_d$ bzw. N_s zeigen (Abb. 58). Vergleicht man jedoch die Gate-Drain-Diodendurchbruchspannung bei komparabler Transitfrequenz, so erweisen sich beide Dotierungsprofile als gleichwertig. Hier wurden für gitterangepaßte Proben mit $f_T \times L_g$-Produkten von 35 GHz·μm Durchbruchspannungen von $BV_{gd} = 8 - 9$ V erreicht.

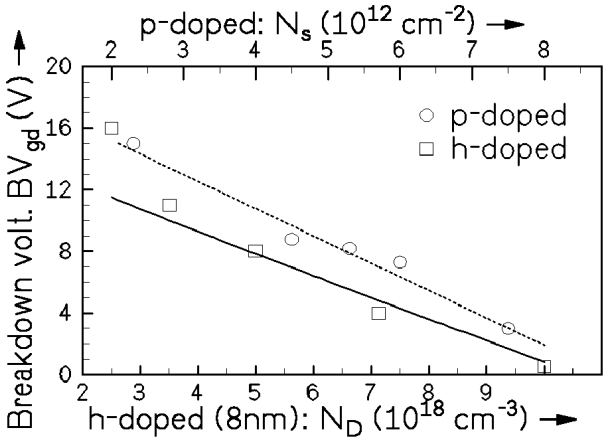


Abb. 58: Gemessene (Symbole) und mit Gl. 77 berechnete (Linien) Gate-Drain--Diodendurchbruchspannungen.

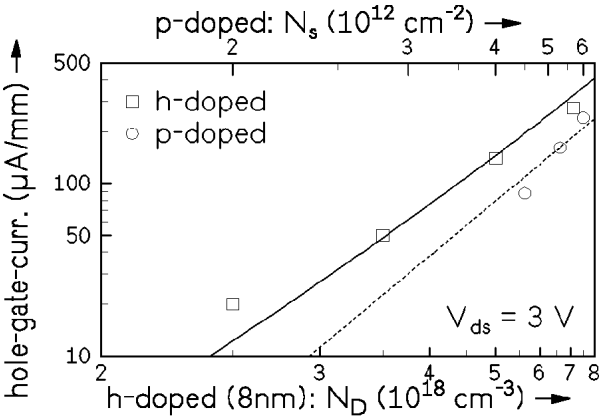


Abb. 59: Gemessene (Symbole) und mit Gl. 76 berechnete (Linien) maximale Löcher-Gate-Stromdichten bei $V_{ds} = 3$ V.

Ähnliche Aussagen gelten für die Leckströme, die allerdings exponentiell mit der Donatorschichtdichte steigen. Abb. 59 zeigt die maximale Löcher-Gate-Stromdichte $I^h_{g,m}$ bei $V_{ds} = 3$ V. Die theoretisch vorausgesagten Abhängigkeiten von Gl. 76, S. 50, wurden gut getroffen. Die Ursache der Degradierung von BV_{gd} und $I^h_{g,m}$ mit wachsender Donatorkonzentration ist die implizite Zunahme der Stoßionisationsrate (vgl. Gl. 73, S. 48). Die etwas besseren Durchbruch- und Leckstromeigenschaften der pulsdotierten Proben können dabei auf eine effektivere Ausnutzung des lateralen Aufätzens aufgrund des kleineren Abstandes der Gate-Elektrode zum Ladungsschwerpunkt zurückgeführt werden (vgl. Kap. 5.4.2).

Resümee:

Prinzipiell lassen sich mit hoch pulsdotierten Heterostrukturen die kleinsten Schichtwiderstände und infolge die höchsten Steilheiten und Stromdichten realisieren, jedoch degradieren gleichzeitig die Spannungsverstärkung und die Eingangs- und Rückwirkungskapazität, so daß sich, hinsichtlich hoher Grenzfrequenzen, die Pulsdotierung um $6 \cdot 10^{12}$ cm^{-2} bei einer Spacer-Dicke von 4 nm als Optimalwert erwiesen hat.
Wesentlich höhere unilaterale Verstärkungen zeigten jedoch 8 nm homogen-dotierte Proben, wobei die Donatordichte von $5 \cdot 10^{18}$ cm^{-3} zur Spacer-Dicke von 2,4 nm alle Maximalwerte hinsichtlich des Elektronentransports (Beweglichkeit, Steilheit, Transitzeit) gleichzeitig vereinigt, ohne wesentlich an Durchbruchspannung oder unilateraler Verstärkung zu verlieren.
Inwieweit obige Aussagen für Gate-Längen im 100 nm-Bereich mit kleinen Aspektratios $L_g/t_{eff} < 5$ ihre Gültigkeit behalten, ist in ihrer Vollständigkeit noch eine offene Frage. Hinsichtlich maximaler Grenzfrequenz wurden für beide Dotierprofilarten exzellente Werte erzielt; der Weltrekordwert von $f_T = 343$ GHz wurde allerdings mit 8 nm homogen-dotierten Transistoren ($L_g = 50$ nm) aufgestellt [6].

5.3 Kanalschichten

5.3.1 Kanaldicke

Die Untersuchung des Einflusses der Kanaldicke basiert auf gitterangepaßte HFET's mit einer 8 nm dicken, $3,5 \cdot 10^{18}$ cm^{-3} dotierten Spenderschicht und Übergitterpuffer ohne optimierten LT-Wachstummodus (Typ b aus Kap. 5.1). Abb. 60 und 61 zeigen die Photolumineszensspektren bzw. RT-Beweglichkeiten und Schichtkonzentrationen des 2DEG in Abhängigkeit von der Kanaldicke. Das PL-Spektrum eines 2DEG zeigt in der Regel einen breiten Signal-Peak, der bei genügend kleiner Laserleistung Hinweise über die Elektronenbesetzungswahrscheinlichkeit in den diskreten Subbändern des Kanals liefert. Hier interessiert besonders die unterste Energiekante dieses Peaks (Pfeil in Abb. 60), die sich mit abnehmender Kanaldicke zu kleineren Wellenlängen verschiebt, weil die Subbänder infolge der Quantisierung energetisch angehoben werden. Diese Anhebung reduziert die effektive Leitungsbanddiskontinuität und vergrößert die Eindringtiefe der Elektronen in die Barriere, so daß einerseits die Schichtkonzentration abnimmt, während die Grenzflächenstreuung zunehmen kann. Andererseits, im Fall breiter Kanäle, wird die Ausdehnung der 2DEG-Wellenfunktion Ψ größer, und der Ladungsschwerpunkt, besonders im Abschnürfall, wird sich weiter von der Gate-Elektrode wegschieben (vgl. Gl. 34, S. 27). Es resultiert eine kleinere Steilheit mit weichen Abschnür(„Pinch-off“)-Verhalten.
Es gibt also eine optimale Kanaldicke, bei der das unterste Energieniveau nur geringfügig von dem eines unendlich ausgedehnten Kanals abweicht bzw. ab der die Schichtkonzentration gerade in Sättigung übergeht. Wie Abb. 60 demonstriert, ist die obere Wellenlängenkante aus dem 20 nm Kanal nur geringfügig unterhalb des 25 nm-, aber deutlich oberhalb des 15 nm-Topfes. Innerhalb dieses Kanaldickenintervalls zeigt sich keine Variation in der Beweglichkeit (vgl. Abb. 61). Der 20 nm Kanal, eingebettet in gitterangepaßten InAlAs, genügt also dem obigen Optimierungskriterium.

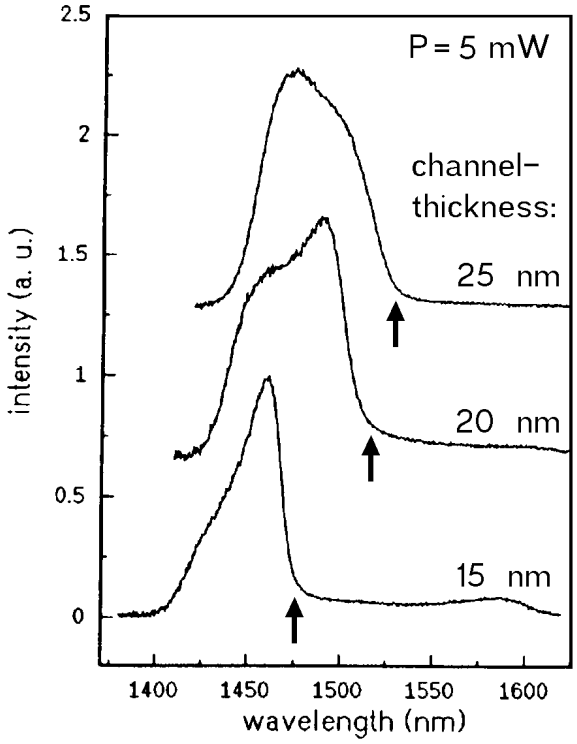


Abb. 60: Photolumineszensspektren von verschieden dicken Kanalschichten.

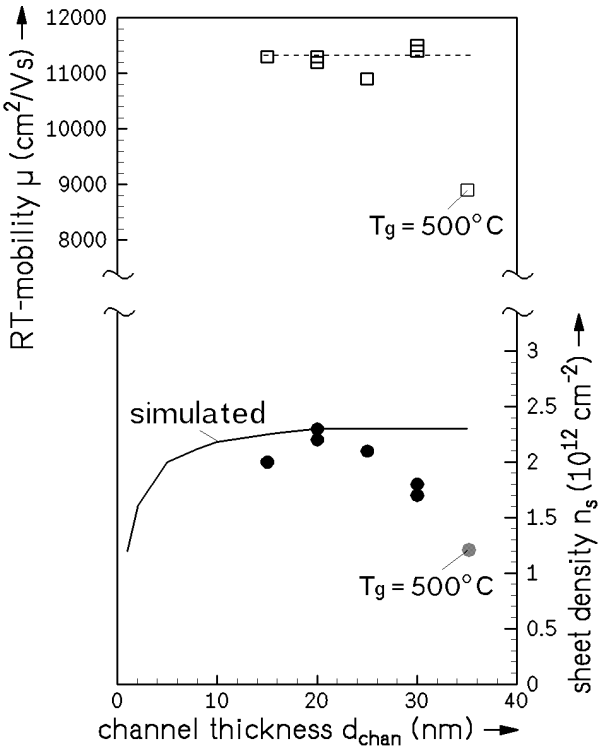


Abb. 61: RT-Beweglichkeit und Schichtkonzentration versus der Kanaldicke.

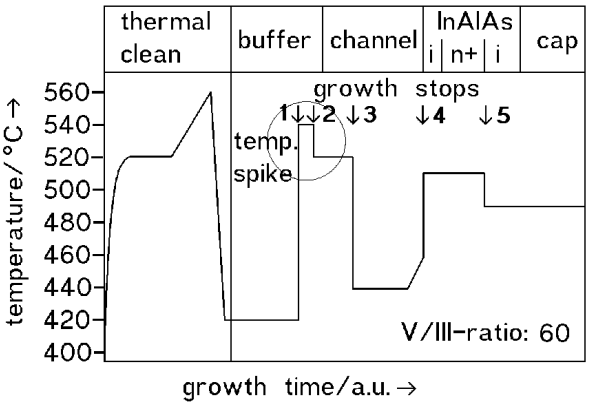
Der Vollständigkeit wegen sind in Abb. 61 die gemessenen Schichtkonzentrationen eingetragen, obwohl sie nicht der theoretischen Kurve (selbstkonsistente Lösung der Schrödinger- und Poissongleichung [129]) folgen. Die direkte Ursache hierfür kann, unter Berücksichtigung der näherungsweisen Konstanz der Beweglichkeiten, nur eine Variation in der Dotiereffizienz der Spenderschicht oder der Hintergrunddotierung sein, die selbst unerklärt bleibt, besonders, weil die 15, 20, 25 nm Proben direkt hintereinander in einer parameterstabilen Anlage epitaxiert wurden. Die Abnahme der Schichtdichte mit dickeren Kanälen wird als zufällig bewertet und der 20 nm Kanal, wie auch in [130] gezeigt, als „Optimum“ gewählt.

5.3.2 Kanalindiumkonzentration, Drei-Schicht-Kanaldesign

Theoretisch und experimentiell vielfach bestätigt (z.B. [131]) führt eine Erhöhung der Indiumkonzentration x im Kanal zu einer Steigerung der HFET-Leistungsdaten. Der Anlaufwiderstand, die Stromdichte, die Steilheit und die Stromverstärkung profitieren von den Zunahmen der Beweglichkeit (verkleinerte effektive Elektronenmasse), der Schichtladungsträgerdichte (vergrößerte Leitungsbanddiskontinuität) und der Peak-Geschwindigkeit (erhöhte Γ-L-Leitungsbandminimaseparation). Jedoch steht der Vergrößerung von x die zunehmende Gitterverspannung entgegen, und nur mit monokristallinen Schichten innerhalb der kritischen Dicke h_c können obige Vorteile effektiv genutzt werden [61]. Weiterhin vergrößert sich die Stoßionisationsrate mit dem reduzierten Bandabstand (Gl. 3), was sich nachteilig auf den Ausgangsleitwert [108] bzw. den Gate-Leckstrom auswirkt [113].

Um die kritische Schichtdicke nicht weit zu überschreiten, wurde für $x \leq 0,85$ die pseudomorphe Kanalschicht (subchannel) auf 10 nm, bei 100% auf 4 nm begrenzt. Zur Erhaltung der Kanaldicke von 20 nm wurde, um eine Anhebung der Subbandenergieniveaus zu vermeiden, der Kanal mit 10 nm bzw. 16 nm $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ (prechannel, Tab. 4) erweitert, das gleichzeitig eine ausgezeichnete Startoberfläche für den folgenden, hochverspannten Subkanal bietet. Bei Richtigkeit der Annahme, daß der Ladungsschwerpunkt des 2DEG in der Hochfeldregion aus der oberen, indiumreichen Kanalhälfte in die untere, indiumärmere Kanalhälfte abgedrängt wird, sollte die Stoßionisationsrate, zumindest vom 4 nm Subkanal, nicht allzu stark gegenüber gitterangepaßten Kanälen steigen.
Weiterhin wurde zur Untersuchung des Einflusses degradierter Kanalschichten auf die Stoßionisationsrate eine 8 nm InAs-Subkanal-Transistorschicht epitaxiert, die deutlich die kritische Schichtdicke übertrifft und folglich eine hohe Defektdichte bzw. eine kurze mittlere freie Weglänge erwarten läßt.

Die Wachstumstemperatur des Subkanals wurde, je nach Indiumarsenidgehalt, während einer 90 s-Wachstumspause von 520°C auf $T_g \approx 370°\mathrm{C} + \frac{20°\mathrm{C}}{x-0,4}$ gesenkt (Abb. 62), um die Migrationslänge der Adatome thermisch zu unterdrücken und ein zweidimensionales Wachstum zur Vergrößerung der kritischen Schichtdicke zu erzwingen. Zum Abfangen der aus dem verspannten Subkanal segregierenden Indiumatome und zur Glättung der aufgerauhten Oberfläche der pseudomorphen Schicht wurden additiv 8 Monolagen InGaAs (smoothing layer) abgeschieden. Eine anschließende Temperaturerhöhung während der 60 sekündigen Wachstumspause erhöhte den Ausheilungseffekt („Recovering“), wie RHEED-Beobachtungen zeigten.
Für die Ermittlung der optimalen Dicke dieser Glättungsschicht wurde auf Experimente von T. Akazaki et al. [132] zurückgegiffen, die die Position eines 4 nm dicken InAs-Subkanals variierten und eine optimale Beweglichkeit bei 2 nm Abstand zum InAlAs-Spacer fanden. Diese Arbeitsgruppe war sich der glättenden Eigenschaften dieser InGaAs-Zwischenschicht noch nicht



stop	t/sec	ΔT_g/°C
1	150	420 → 540
2	60	540 → 520
3	90	$520 \rightarrow 370 + \frac{20}{x-0{,}4}$
4	60	460 → 510
5	20	510 → 490

Tab. 7: Pausenzeiten und Temperaturänderungen in den Wachstumspausen.

Abb. 62: Substrattemperatur der pseudomorphen Proben mit $x > 63\%$ während der thermischen Reinigung und des Wachstum.

bewußt und begründete den Beweglichkeitsgewinn ausschließlich mit der Position des Ladungsschwerpunktes innerhalb des InAs-Subkanals. Nakayama et al. [133] hat schließlich zeitgleich mit dem Autor auf die Glättungseigenschaften dieser Zwischenschicht hingewiesen und von 0, 1 und 5 nm Glättungsschichtdicken 1 nm als Bestwert gefunden. Eindimensionale Simulationen der Elektronenverteilung [134] bestätigen jedoch eher T. Akahazis Schichtdickenoptimum von 2 nm, bei dem sich der Ladungsschwerpunkt im Subkanal befindet und die Wellenfunktion genügend stark abfällt, damit der Elektronentransport hauptsächlich im Subkanal stattfindet.

RT-Hallmessungen demonstrierten eine ausgezeichnete Kanalqualität für alle Indiumgehalte und zeigten für gleiche Subkanaldicken die erwartete Steigerung der Schichtkonzentration mit zunehmendem Indiumgehalt aufgrund der höheren Leitungsbanddiskontinutät (Abb. 63).

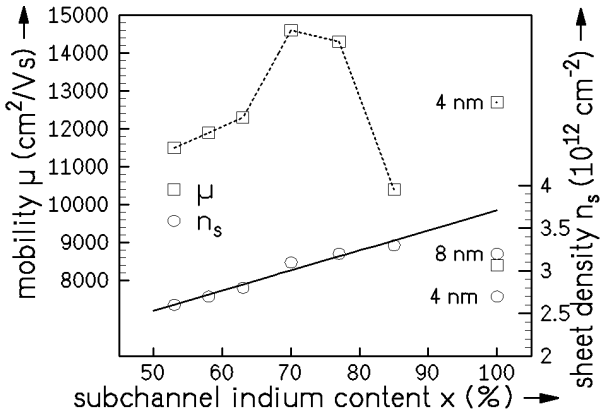


Abb. 63: Elektronenbeweglichkeit und Schichtkonzentrationen für verschiedene Indiumgehalte im Subkanal.

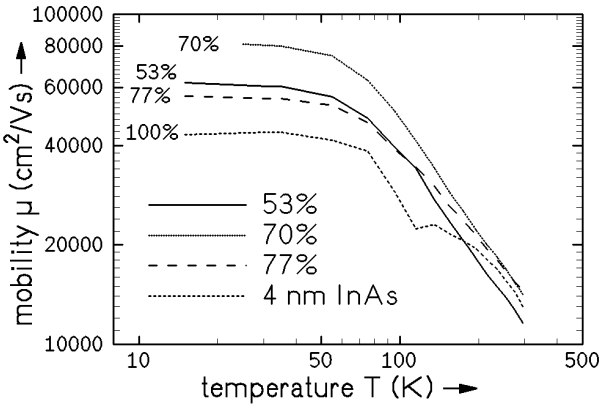


Abb. 64: Der Einfuß der Gitterverspannung auf die Tieftemperaturbeweglichkeiten.

Bei dem 4 nm dicken InAs-Subkanal wird wegen der starken Quantisierung eine nur geringfügige Zunahme der Elektronendichte erzielt. Aufgrund der Lokalisierung des Ladungsschwerpunktes im InAs sind jedoch die RT-Transporteigenschaften gegenüber dem gitterangepaßten Material deutlich verbessert (siehe auch Abb. 65, Abb. 66). Eine weitere Erhöhung der InAs-Subkanaldicke über die kritische Schichtdicke hinaus führt schließlich, wie die 8 nm-InAs-Probe zeigt, zu einer drastischen Degradation aller Transportparameter.

Die höchste Beweglichkeit für alle Temperaturen wurde mit $x = 0,70$ erzielt (Abb. 64). Weltrekordwerte von 14600 cm^2/Vs (300 K) und 82000 cm^2/Vs (27 K) für die hohe Schichtkonzentration von $3,2 \times 10^{12}$ cm^{-2} bestätigten obige Wachstums- und Designüberlegungen.
Höhere Indiumsubkanalkonzentrationen führten wieder zu einer Absenkung der Mobiltität bei Tieftemperaturen < 100 K. Dies ist ein Indiz für zunehmende Kristall- und Grenzflächendefekte infolge der hohen Verspannung. Trotzdem wird die höchste Peak-Geschwindigkeit $v_p^\infty = 2\pi\, L_g\, f_T$ nicht bei 70 %, sondern bei ca. 75 - 80% erreicht (Abb. 66). Die Gitterdefekte scheinen auf den Hochfeldtransport einen kleineren Einfluß auszuüben als auf den Niederfeldtransport, d.h., bis 80% wird die Elektronengeschwindigkeit durch den Energiebandtransfer und nicht durch die mittlere freie Weglänge limitiert.

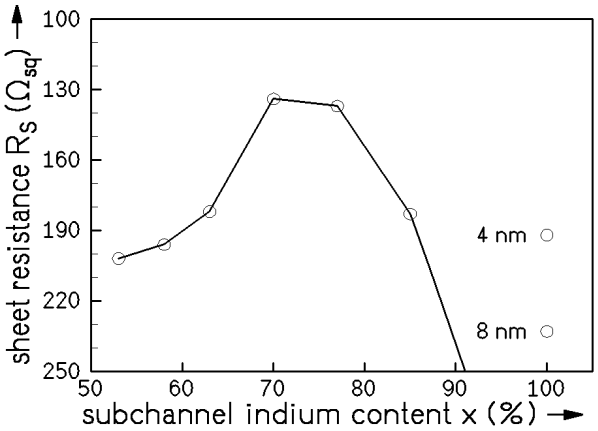


Abb. 65: Schichtwiderstand (ab 85% für 10 nm Subkanaldicken extrapoliert).

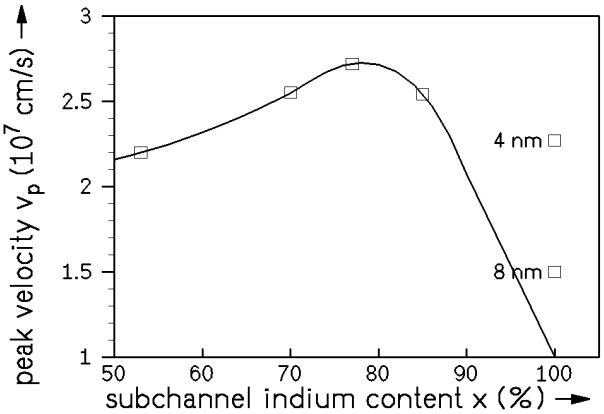
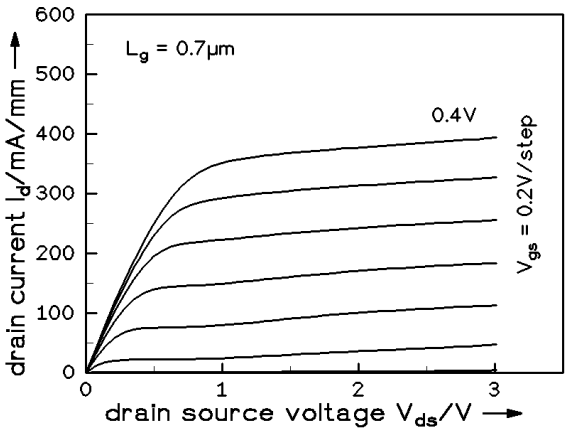
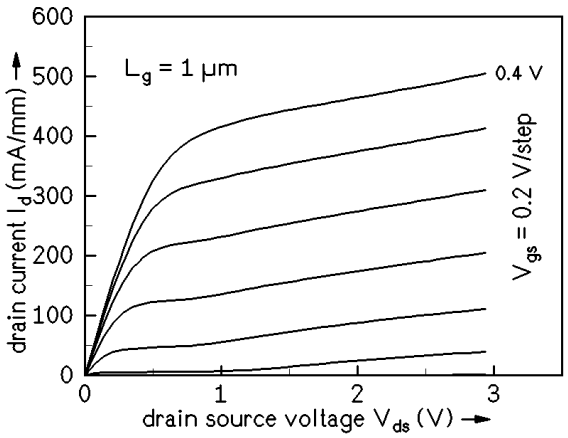


Abb. 66: Peak-Elektronengeschwindigkeit $v_p^\infty = 2\pi f_T L_g$ versus Indiumgehalt.

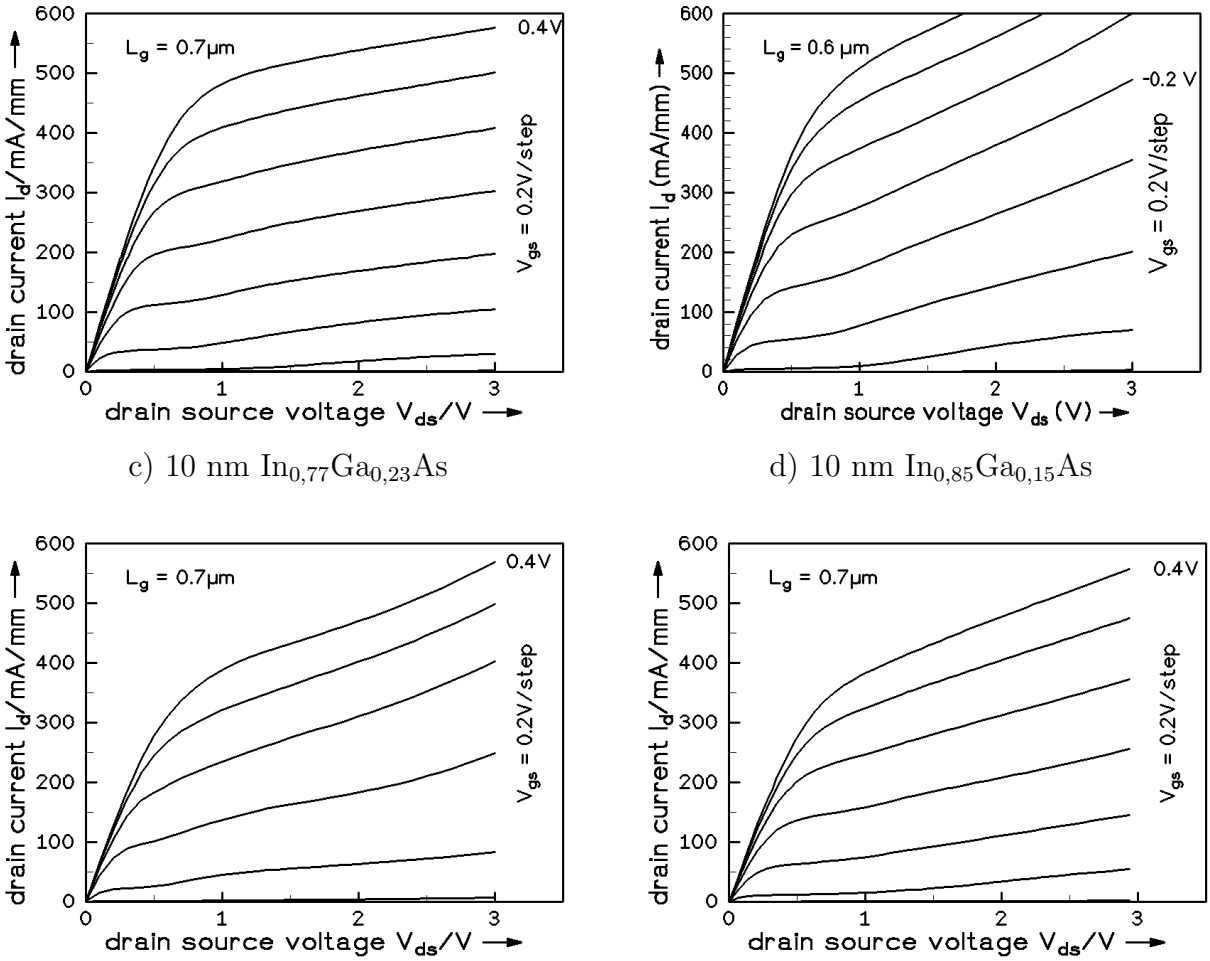
In Abb. 67 a)–f) sind die Ausgangskennlinienfelder zu den verschiedenen Indiumkanalkonzentrationen dargestellt. Alle Transistoren zeigen ein ausgezeichnetes Abschnür- und Übertragungsverhalten. Einen direkten Vergleich der Steilheiten und der zugehörigen Ausgangsleitwerte als Funktion des Subkanalindiumgehalts bietet Abb. 68. Es zeigt sich eine exponentielle Zunahme der maximalen, extrinsischen Steilheit $g_m^{ext} \propto \exp(1,9 \cdot x)$ und des Ausgangsleitwertes $g_d \propto \exp(7,7 \cdot x)$ mit dem Subkanalindiumgehalt x. Letzters kann erwartungsgemäß Gl. 3, S. 8, auf eine Zunahme der Stoßionisationsrate infolge der Verkleinerung der effektiven Ionisierungsenergie E_{ion} zurückgeführt werden. Dies bestätigt die funktional nahezu identische Zunahme des Löcherstroms $I_g^h \propto \exp(7,8 \cdot x)$ in Abb. 69.



a) $In_{0,53}Ga_{0,47}As$



b) 10 nm $In_{0,70}Ga_{0,30}As$



c) 10 nm $In_{0,77}Ga_{0,23}As$ d) 10 nm $In_{0,85}Ga_{0,15}As$

e) 4 nm InAs f) 8 nm InAs

Abb. 67: Ausgangscharakteristik zu verschiedenen Subkanalindiumkonzentrationen.

Im Vergleich zur „85%-Probe“ (Abb. 67d) zeigen der 4 nm- und der 8 nm-InAs-Subkanal-HFET (Abb. 67e,f) einen kleineren Ausgangsleitwert bzw. eine kleinere Stoßionisationsrate trotz des höheren Indiumgehalts. Im ersten Fall führt die Schmalheit des 4 nm-InAs-Subkanal zu einer starken Quantisierung mit relativer Anhebung der effektiven Ionisierungsenergie E_{ion} [22]. Im zweiten Fall, wo aufgrund der Überschreitung der kritischen Schichtdicke die mittlere freie Weglänge durch Stöße an Kristalldefekten limitiert wird, erreichen im Mittel weniger Kanalelektronen die nötige Energie, um Elektron-Loch-Paare zu generieren (vgl. Gl. 3, S. 8).

Der exponentielle Verlauf der DC-Steilheit, die unter Hinzunahme eines typischen Steilheitwertes eines AlGaAs/GaAs-HFET von 150 S/m gewonnen wurde [135], kann nicht durch einen Anstieg von v_p^∞ oder μ erklärt werden (vgl. Abb. 66). Zwei Effekte kommen in Frage: Erstens wird wegen $\alpha L_{eff} = \alpha L_{eff}(V_d - V_s) \approx \alpha L_{eff}(V_{gd})$ (vgl. Gl. 73, S. 48) die Stoßionsisationsrate auch mit V_{gs} variiert (vgl. Abb. 42, S. 42), und zwar mit steigendem Gradienten für steigendes x. Zweitens, mit der Verschiebung des Ladungsschwerpunktes aus dem pseudomorphen Subkanal in den gitterangepaßten „Prechannel“ mit zunehmender Abschnürung (vgl. Gl. 33, S. 27) stehen weniger Elektronen für die Stoßionisation in den „low-bandgap“-Subkanal zur Verfügung. Dies wird besonders für die 4 nm-Subkanal-Probe deutlich, die eine starke Aufscherung ihrer Kennlinien bei Variation von V_{gs} zeigt (Abb. 67e). Dabei kennzeichnet die Kennlinie zu $V_{gs} = -0,2$ V einen Umkehrpunkt: Die „oberen“ Kennlinien zeigen keinen Kink, die „unteren“ dagegen keine exponentielle Drain-Stromzunahme mit der Drain-Source-Spannung. D.h, für $V_{gs} < -0,2$ V

nimmt der Anteil stoßfähiger Elektronen im InAs-Kanal in ähnlicher Weise ab wie der Stoßionisationskoeffizient mit V_{ds} steigt. Es resultiert ein vergleichbarer Ausgangsleitwert wie bei einem gitterangepaßten HFET (vgl. Abb. 67a). Jedoch in den Arbeitspunkten hoher Grenzfrequenzen ($V_{gs} \approx 0$ V) entspricht der Ausgangsleitwert eher dem einer 75%-Subkanalprobe (vgl. Abb. 68); die Hoch- und Niederfeldtransportdaten sind jedoch deutlich schlechter bzw. liegen nur knapp oberhalb denen der gitterangepaßten Proben. Die in Kap. 1 dargelegte Hoffnung, durch die Aufteilung des Kanals in einen Hoch- und einen Niederfeldkanal eine Reduzierung der Stoßionsationsrate ohne Geschwindigkeitsverlust zu erzielen, wird also nicht erfüllt. Nur in der Nähe der Abschnürspannung wird eine relative Absenkung der Generationsrate durch die Verschiebung des Ladungsschwerpunktes in den Hochfeldkanal (hier der gitterangepaßte „Prechannel") erzielt; in diesen Arbeitspunkten wird aber auch die Transitfrequenz minimal.

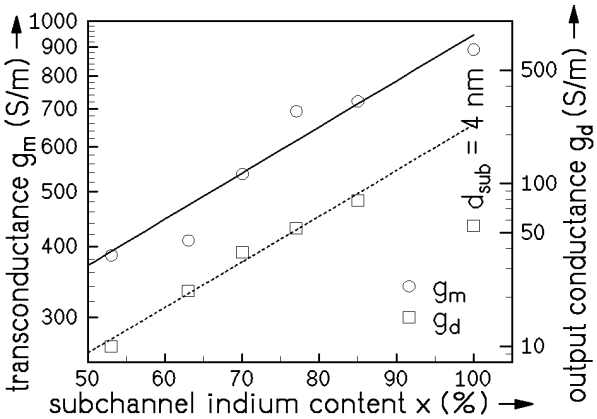


Abb. 68: Extr. max. Steilheit und Ausgangsleitwert versus Subkanalindiumgehalt ($L_g \approx 0,7\,\mu$m, $V_{ds} = 2$ V).

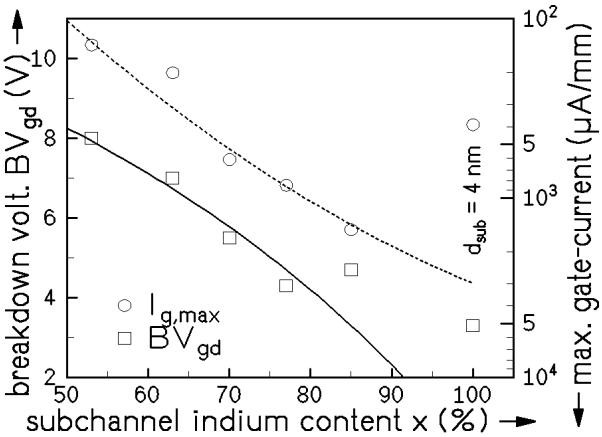


Abb. 69: Gate-Drain-Durchbruchspannung und maximaler Löcher-Gate-Strom bei $V_{ds} = 3$ V. Die Kurven wurden mit Gl. 76 bzw. Gl. 77, S. 50, berechnet.

Die Gate-Drain-Durchbruchspannung BV_{gd} und der Referenz-Gate-Strom $I^h_{g,m}$ zeigen die erwarteten Abhängigkeiten gemäß Gl. 77 (durchgezogene Linie in Abb. 69) und Gl. 76 (punktierte Linie). BV_{gd} zeigt eine lineare, $I^h_{g,m}$ eine exponentielle Zunahme mit dem Kanalindiumgehalt. Bemerkenswert ist die exponentielle Abhängigkeit zwischen dem Löcher-Gate-Strom und der Durchbruchspannung der Form $I^h_{g,m} \propto \exp(-BV_{gd}/2,2\text{ V})$. Diese Proportionalität resultiert, trotz der Unabhängigkeit der Ereignisse, die an völlig verschiedenen Arbeitspunkten auftreten, aus der gemeinsamen Variation der effektiven Ionisierungsenergie im Stoßionisationskoeffizienten.

Die höchste Transitfrequenz von 80,0 GHz wurde hier mit 85%-Proben (wegen der besten lithografischen Reproduktion der Gate-Länge) erzielt (Abb. 70). Das bedeutet für Transitoren mit $L_g > 0,5\ \mu$m Rekordwert. Die Grenzfrequenz der unilateralen Verstärkung sinkt allerdings aufgrund des hohen Ausgangsleitwerts deutlich von 190 GHz (53%) auf 130 GHz (85%). Die parasitären DC-Eigenschaften wie Ausgangsleitwert, Gate-Leckstrom wirken sich bis in den unteren GHz-Bereich aus, wie Abb. 71 anhand der S-Parameter der 85%-Probe bei $V_{ds} = 1$ V zeigt. Schon bei dieser kleinen Drain-Source-Spannung degradiert die Stoßionisation den Ausgangswiderstand (Bereich 1 von S_{21}) und erzeugt neben einer Rückwirkung durch den Gate-Leckstrom am drain-seitigen Gate-Ende (Bereich 2 in S_{12}) ein starkes induktives Verhalten des

Ausgangskreises (Bereich 3 von S_{22}), das durch eine additive Stromquelle g_m^{im}, gesteuert über c_{gd} (besser noch c_{ds}), beschrieben werden kann (vgl. Abb. 20, S. 23). Dagegen ist die Schottky-Barriere für die Elektronen hoch genug, um eine ausreichend hohe Eingangsimpedanz zu liefern (Bereich 4 von S_{11}).

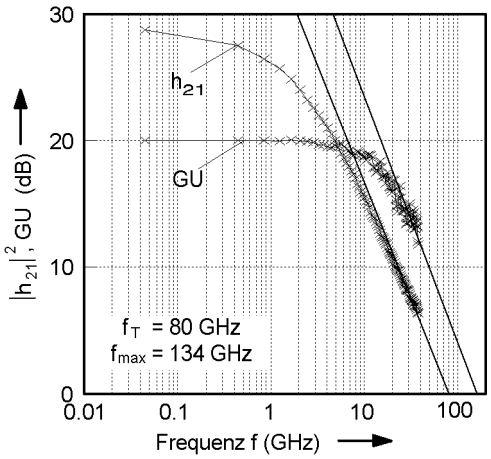


Abb. 70: Strom- und unilaterale Verstärkung versus Frequenz der 85%-Probe mit $L_g = 0,50\ \mu$m.

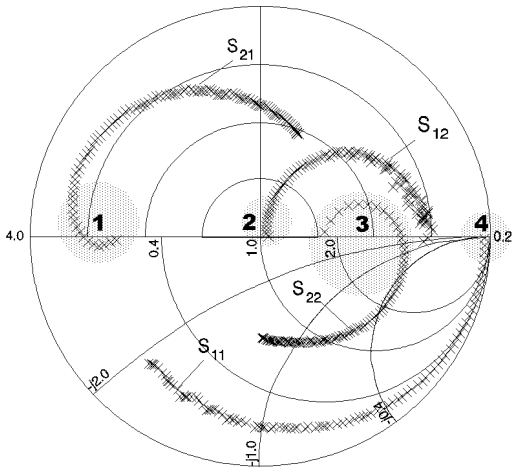


Abb. 71: Steuparameter der 85%-Probe.

Resümee:

Als optimale Wachstumstemperatur für gitterangepaßte InGaAs-Kanalschichten ($x = 0,53$) hinsichtlich Beweglichkeit und Sättigungsgeschwindigkeit ($\propto$ Transitfrequenz) hat sich 520°C bei einem V/III-Verhältnis von 50 bis 60 erwiesen. Eine Wachstumspause von mindestens 10 s zur Selbstglättung der $In_{0,53}Ga_{0,47}As$-Oberfläche vor dem InAlAs-Spacerwachstum reduziert die Grenzflächenrauhigkeit, wie Hall-Messungen bestätigen.

Ein Drei-Schicht-Kanaldesign mit einer 2 nm gitterangepaßten InGaAs-Glättungsschicht für indiumarsenidreiche, pseudomorphe Subkanäle und die Absenkung der Temperatur während des Wachstums der verspannten Schichten auf $T_g \approx 370°\text{C} + \frac{20°\text{C}}{x-0,4}$ ermöglichte Beweglichkeitsrekordwerte für Schichtkonzentrationen oberhalb $3 \cdot 10^{12}$ cm^{-2}. Die Erhöhung des Indiumgehaltes lieferte, solange die kritische Schichtdicke von $h_c \approx 2$ nm$/|x - 0,53|$ nicht überschritten wurde, eine Zunahme der Beweglichkeit und der Peak-Geschwindigkeit, so daß die Steilheit und Stromdichte sowie die Transitfrequenz angehoben werden konnte. Diesbezüglich erscheinen Kanalindiumkonzentrationen für einen 10 nm dicken Subkanal von $x = 0,75$ optimal (vgl. [136]). Höhere Indiumgehalte (100%) in entsprechend dünneren Kanälen (4 nm) erreichten nicht jene Transistorgüte.

Die Verbesserung der Transporteigenschaften in den indiumreichen Kanälen wurde begleitet durch degradierte Sättigungs-, Durchbruch- und Leckstromeigenschaften. Besonders das induktive Verhalten schließt die Eignung indiumreicher Kanäle für Breitbandapplikationen (z.B. optoelektronische Wanderwellen- oder Transimpedanzverstärker) aus. Hier liefert die Verkürzung der Gate-Länge von Transistoren mit gitterangepaßten Kanälen mittels Elektronenstrahllithographie zur Verbesserung der Stromverstärkung günstigere Resultate.

5.3.3 Kurzperiodische InAs/GaAs-Übergitterkanäle

Wie schon mit pseudomorphen GaAs-basierenden Elementen (effektiver Kanalindiumgehalt 25%) bestätigt wurde [137], kann die Substitution des ternären Subkanals durch ein binäres,

kurzperiodisches $(InAs)_n(GaAs)_m$-Übergitter (short period superlattice: SPSL) eine Steigerung in den Transportdaten liefern, weil binäre Materialien einerseits kleinere Phononenstreuraten besitzen, andererseits eine Legierungsstreuung nicht auftritt. Diese Möglichkeit ist besonders für InP-basierendes Material interessant, weil die relative Gitterfehlanpassung von InAs und GaAs zu InP betragsmäßig gleich groß ist (3,7%): Durch den periodischen Wechsel kompensiert bei gleicher Monolagenanzahl die Druckspannung des InAs die Zugspannung des GaAs (Abb. 72).

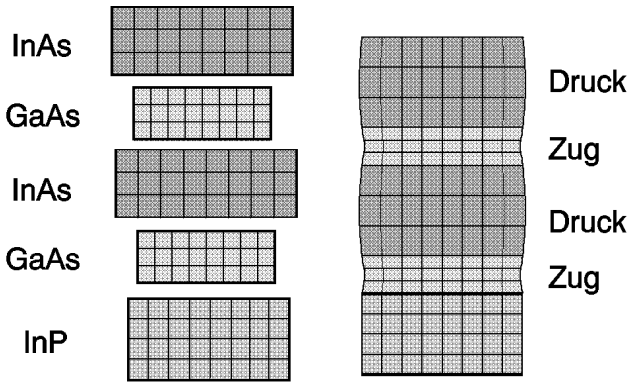


Abb. 72: Verspannungskompensation nach Stapelung von gitterfehlangepaßten Schichten verschiedener Vorzeichen.

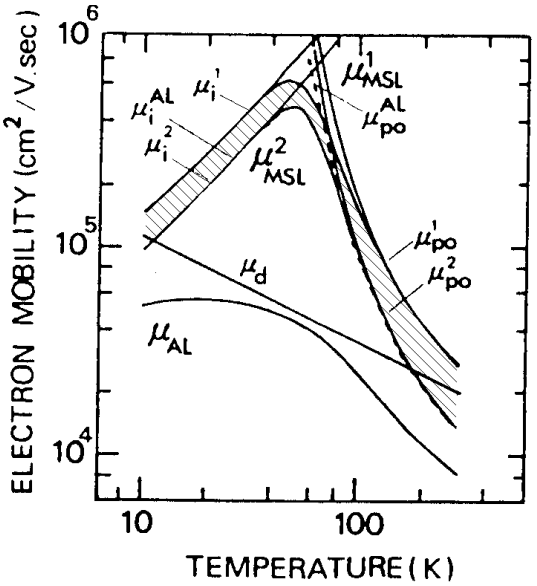


Abb. 73: Theoretischer Vergleich der Beweglichkeiten in ternären und binären Kanalsystemen [138].

T. Yao hat die 2DEG-Elektronenbeweglichkeit in ternären Bulk- und binären SPSL-Kanälen berechnet [138]. Wegen der erwarteten Abhängigkeit der effektiven Elektronenmasse m^* von der SPSL-Periodenlänge $d_{SL} = d_{GaAs} + d_{InAs}$ (je dicker die Einzel-InAs-Schicht, umso höher die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen in den Quantentöpfen, desto kleiner die effektive Masse) wurden für das SPSL eine untere Beweglichkeitsgrenze (μ^2_{MSL} für $d_{SL} = 0$) und eine obere (μ^1_{MSL} für $d_{SL} = \infty$) angegeben, die sich aus m^* von $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ (hier $0,044 \cdot m_e$) und für InAs ($0,022 \cdot m_e$) ergeben. Abb. 73 zeigt die deutliche Beweglichkeitsüberlegenheit der SPSL-Kanäle gegenüber $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ (μ_{AL}) für alle Temperaturen.
Die Aufschlüsselung der Beweglichkeitskomponenten zeigt, daß hauptsächlich der Wegfall der Streuung an der Legierungsordnung (Beweglichkeitskomponente μ_d), deren Wirkung bis zur Raumtemperatur reicht und unterhalb 200 K sogar dominiert, den starken Mobilitätszuwachs im SPSL liefert. Ein weiterer Gewinn in der optischen Phononenstreuungskomponente μ_{po} und der Streukomponente an ionisierten Verunreinigungen μ_i wird durch die Vergrößerung der Periodenlänge des SPSLs erzielt. Durch die Abnahme der effektiven Masse kann bei Raumtemperatur die Beweglichkeit von $\mu_{AL} = 8000$ cm^2/Vs über $\mu^2_{MSL} = 11000$ cm^2/Vs auf $\mu^1_{MSL} = 13000$ cm^2/Vs gesteigert werden.

Bislang konnten weltweit die prinzipiellen Transportvorteile eines SPSL nur von Y. Nakata et al. experimentiell durch Selbstordnungseffekte beim Wachstum auf bzgl. (110) 5°-fehlorientierten InP-Substraten verifiziert werden [139]. Transmissionselektronenbeugungsmuster zeigten ein geordnetes CuAu-1-artiges Gitter, das auf ein $(InAs)_1/(GaAs)_1$-SPSL schließen läßt und unterhalb 100 K deutlich höhere Beweglichkeiten liefert als Heterostrukturen auf (001)-Substraten

($\mu_{(110)}/\mu_{(001)}$ = 153000/105000 bei 6 K). Die identischen Beweglichkeiten bei Raumtemperaturen (RT) zeigen jedoch, daß hinsichtlich der Größenordnung der Legierungsstreuung die Annahmen von T. Yao nicht vollständig korrekt sein können. Hier erscheinen die Ergebnisse von V. Drouot (vgl. Abb. 2, S. 5) vertrauenswürdiger, der einen kleineren Temperaturgradienten, und damit einen sehr viel geringeren Einfluß der Legierungsstreuung bei RT errechnet hat. Der Vorteil des SPSL-Kanals bei RT reduziert sich dann auf die Verkleinerung der effektiven Masse mit zunehmender Periodenlänge. Demgegenüber steht jedoch die Problematik der zunehmenden mikroskopischen Verspannung an den Grenzflächen infolge der extremen Gitterfehlanpassung von InAs und GaAs von 7,3%, die bis heute epitaktisch nicht zufriedenstellend gelöst werden konnte [140, 141].

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die modellhafte Vorstellung entwickelt, daß, um ein dreidimensionales Wachstum infolge der hohen Verspannung zu vermeiden, die Wachstumstemperatur für das kurzperiodische InAs/GaAs-Übergitter soweit gesenkt werden muß, bis die Migrationslänge ausreichend klein ist. Eine niedrige Substrattemperatur reduziert auch eine vertikale Segregation bzw. Interdiffusion der Gruppe III-Atome, die das binäre Gitter zumindest an den Grenzflächen in ein $(In_yGa_{1-y}As)(In_{1-y}Ga_yAs)$ überführt. Eine Selbstglättung wird ausgeschlossen und eine stochastische Auffüllung der Atomlagen angenommen. D.h., daß bei den alternierenden Gallium und Indiumflüssen statistisch verteilte Lücken in den binären Atomlagen auftreten können, die von der anderen Gruppe III-Atomsorte aufgefüllt werden. Um eine Mischung der Gruppe III-Komponenten schon im Molekularstrahl infolge statistisch verteilter Fluggeschwindigkeiten zu unterbinden, wurde eine Wachtumspause zwischen jedem Materialwechsel eingeführt, auch wenn diese eine Cluster-Bildung fördern kann. Die Optimierungsmöglichkeiten beschränkten sich damit weitgehend auf die Auffindung der „optimalen“ Wachstumstemperatur und dieser Wachstumspause.

Für die Strukturoptimierung mittels Röntgenbeugung wurden „Rocking“-Kurven (Reflexintensitäten versus Einstrahlwinkel) verschiedener Teststrukturen simuliert, wobei das in Tab. 8 vorgestellte Schichtpaket die höchste Sensibilität hinsichtlich des Austausches von Gallium- und Indiumatomen an der Grenzfläche zeigte. Die Einbettung des SPSL in ein weiters Übergitter beruht auf der Vorstellung, daß mit zunehmender SPSL-Gesamtschichtdicke die Materialqualität leidet, so daß zur Wiederherstellung einer glatten, zweidimensionalen Wachstumfront die eingefügten InGaAs-Schichten notwendig sind. Die Repetierrate von 9 ist der Kompromiß zwischen einem möglichst großen Informationsvolumen für ein gutes Signal/Rauschverhältnis und der Wachstumsdauer, für die eine lineare Relation zur Kristalldefektanzahl abgeleitet werden kann. Diese Teststrukturen erwiesen sich ebenfalls geeignet für Photolumineszenzmessungen zum Nachweis einer höheren Elektronenaufenthaltswahrscheinlichkeit in den InAs-Schichten des SPSL.

Die elektronischen Eigenschaften des SPSL wurden mittels der HFET-Struktur gemäß Tab. 4, S. 19, untersucht, wobei der 10 nm dicke Subkanal durch ein kurzperiodisches $(InAs)_n(GaAs)_m$-Übergitter ($m, n = 1, 2, 3$) mit vergleichbarer Gesamtdicke von 10 nm ersetzt wurde (Tab. 9). Die Wachstumszeiten der binären Einzelschichten im SPSL wurden mittels $t_{ML} = \frac{1}{2}a_{InP}/v_{bin}$ mit $v_{bin} = v_{InAs}$ bzw. v_{GaAs} und der Gitterkonstanten von InP berechnet; d.h., es wurde die Zeiteinheit bestimmt, in der die im Gruppe III-Fluß vorhandenen Atome genau eine Monolage auffüllen, wobei die Anzahl der pseudomorph verspannten Atome einer Monolage pro Flächeneinheit identisch mit der von InP ist. Die tatsächliche Dicke der SPSL-Schicht entspricht natürlich dem Vielfachen der verspannten vertikalen Gitterkonstante $a_{\perp}^{bin}$.

9×	30 nm InGaAs	
	$k\times$	n ML InAs
		n ML GaAs
250 nm InGaAs		
InP-Substrat		

Tab. 8: Schichtaufbau der SPSL-Teststruktur für X-Ray und PL.

⋮ Spacer	
2 nm InGaAs	
$k\times$	n ML InAs
	m ML GaAs
10 nm InGaAs	
Puffer ⋮	

Tab. 9: Aufbau der SPSL-Kanalschicht mit Gesamtdicke $d_c \approx 22$ nm.

Mit den obigen Testschichten konnte die erwartete zunehmende Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen im InAs mit zunehmender Einzelschichtdicke bzw. SPSL-Periodenlänge d_{SL} direkt mittels PL- (Abb. 74) und indirekt mittels Hall-Messung (Abb. 75) nachgewiesen werden.

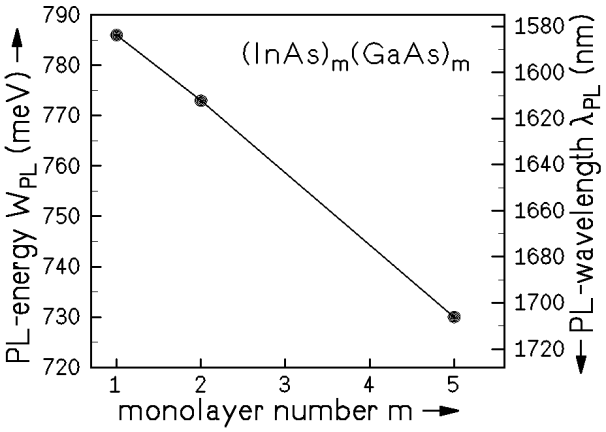


Abb. 74: Die Energieverkleinerung der Exzitonenresonanzen W_{PL} mit zunehmender Periodenlänge eines $(\mathrm{InAs})_n(\mathrm{GaAs})_n$-Übergitters trotz gleichem $x_{eff} = 0,50$.

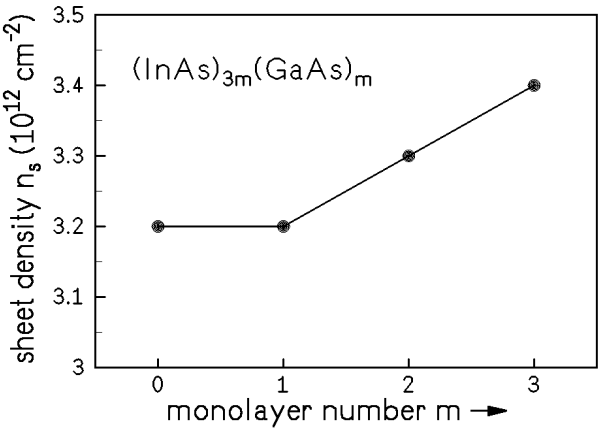


Abb. 75: Die Zunahme der Ladungsträgerdichte n_s mit zunehmender Periodenlänge des $(\mathrm{InAs})_{3m}(\mathrm{GaAs})_m$-Übergitters trotz gleichem $x_{eff} = 0,75$.

Die Energieverkleinerung der Exzitonenresonanzen mit zunehmender Periodenlänge eines $(\mathrm{InAs})_n(\mathrm{GaAs})_n$-Übergitters gemäß Tab. 8 entspricht der Absenkung der Übergitter-Minibandenergie, so daß in modulationsdotierten Heterostrukturen gemäß Tab. 9 die effektive Leitungsbanddiskontinuität vergrößert und in Folge die Schichtkonzentation erhöht wird, wie Abb. 75 für $n = 3m$-Übergitterkanäle demonstriert. Die Optimierung der Wachstumsparameter sollte also hinsichtlich einer möglichst hohen SPSL-Periodenlänge erfolgen, um eine kleine effektive Masse zu erzielen.

Abb. 76 zeigt die Röntgenbeugungsmuster (Rocking-Kurven) von Übergitterstrukturen mit $k = 2$ und $m = 5$ zu verschiedenen Wachstumstemperaturen und -pausen. Eine Analyse der Modulation an den Knotenpunkten bei 62° und der Intensitäten der Satelliten zwischen 56° und 58° zeigt, daß die höchste Materialqualität mit $T_g = 425$°C erzielt wurde, die mittels Wachstumspausen (G.S.: Growth Stops) zwischen jedem Ga- und In-Wechsel weiter verbessert werden konnte.

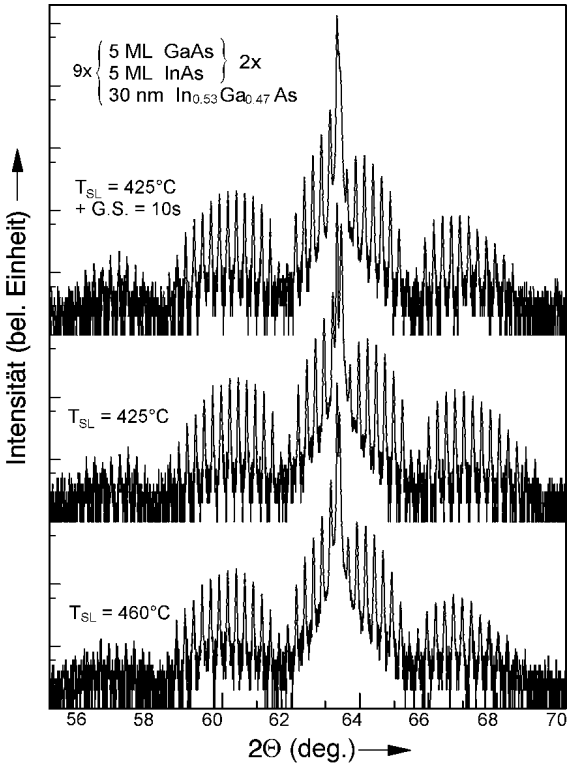


Abb. 76: Gemessene Rocking-Kurven von SPSL epitaxiert bei verschiedenen Wachstumstemperaturen und -pausen

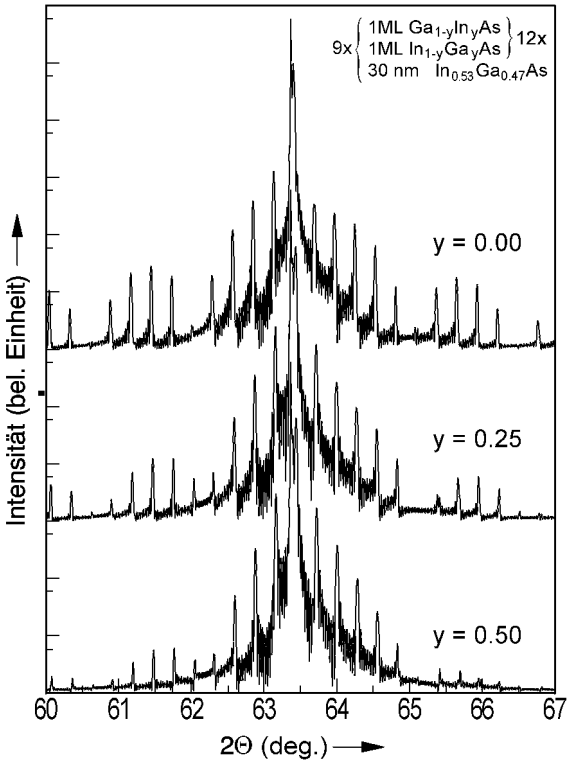


Abb. 77: Simulierte Rocking-Kurven für vermischte Übergitter

Für die quantitative Auswertung der Rocking-Kurven werden diese üblicherweise mittels der Takagi-Taupin-Gleichungen nachsimuliert und die Probenparamter solange variiert, bis sich eine ausreichende optische Übereinstimmung zwischen gemessener und gerechneter Kurve ergibt. Dieses umständliche und zeitaufwendige Verfahren ersetzt die bei der Messung verlorengegangenen Informationen über die Phase der gestreuten Welle, ohne die eine kompliziertere Mehrschichtstruktur nicht rekonstruiert werden kann. Die visuelle Anpassung der simulierten Beugungsprofile an die Meßkurven ist jedoch höchst subjektiv und damit die Auswertung der Meßkurven in gewisser Weise willkürlich.

Die Entwicklung eines einfachen Berechnungsverfahren zur Objektivierung des Übereinstimmungsmaßes für die Charakterisierung von InAs/GaAs/$Ga_{0.47}In_{0.53}As$-Übergittern mit der quantitativen Bestimmung des Vermischungsgades in $(InAs)_1(GaAs)_1$-Übergittern erschien notwendig. Die Röntgenbeugungskurve reagiert empfindlich auf das Spannungsfeld einzelner Schichten, so daß eine unvollständige Auffüllung der Ga- bzw. In-Monolagen sowie Interdiffusion die Verspannung und damit die Modulationstiefe in den Satellitenpeaks reduziert. Die diesbezüglich sensitivste Schichtstruktur erwies sich mit $k = 12$ und $m = 1$, die starke Intensitätsabnahmen, besonders bei 61,5° und 65,5°, mit zunehmender Vermischung zeigt (Abb. 77). Als ein sehr gutes Gütekriterium für die Grenzflächenschärfe konnten die Verhältnisse der Satellitenpeak-Intensitäten

$$S_m^n = \frac{\text{Intensität des Satellitenpeaks n-ter Ordnung}}{\text{Intensität des Satellitenpeaks m-ter Ordnung}}$$

herangezogen werden. Die Vorarbeit bestand in der einmaligen Berechnung der Verhältnisse der Satellitenpeaks S_m^n in Abhängigkeit des Vermischungsgrades an der Grenzfläche, die als Um-

kehrfunktion in ein Diagramm eingetragen wurden (Abb. 78). Experimentelle Daten, die mittels einfacher Algorithmen per Computer ausgewertet werden können (Extremumbestimmung), werden dann als Punkte den entsprechenden simulierten Kurvenscharen zugeordnet. Die Vermischung bzw. die Ga/In-Austauschrate ergibt sich aus den Schnittpunkt der Ordinatenachse mit der Ausgleichshorizontalen durch die Meßpunkte, wobei Werte an großen Steigungen weniger stark gewichtet werden. Bei nicht allzu hohem Vermischungsgrad beträgt der Meßfehler etwa ±5%.

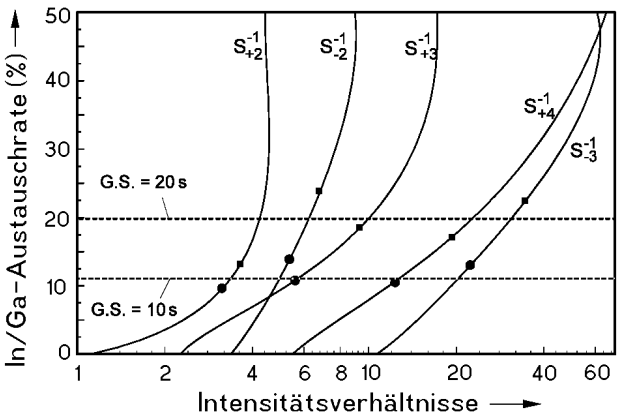


Abb. 78: Grenzflächenvermischung in Abhängigkeit von den Intensitätsverhältnissen S^n_m der Satellitenpeaks.

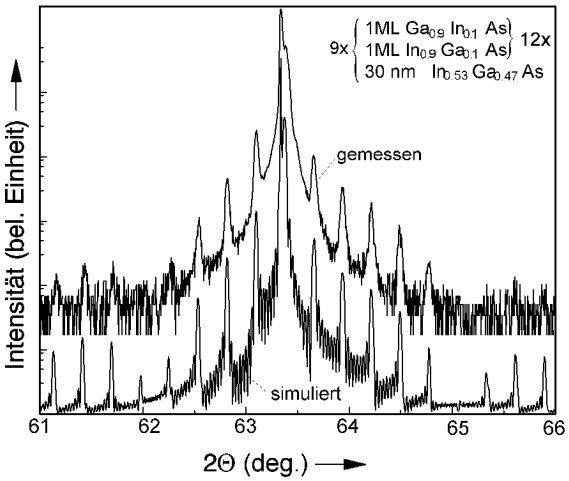


Abb. 79: Gemessene Rocking-Kurve der $m = n = 1$-Struktur mit 10 s Wachstumspause sowie die Simulationskurve zu der aus Abb. 79 ermittelten Austauschrate von ca. 10%.

Die in Abb. 79 gezeigte exzellente Übereinstimmung der gemessenen Rocking-Kurve mit der simulierten zu den abgelesenen Daten aus Abb. 78 demonstriert einerseits die Eignung dieser Methode, andererseits wird das Modell des Austausches von Gallium- und Indiumatomen bestätigt.

Abb. 76 hat gezeigt, daß die Materialqualität durch eine Wachstumspause von 10 s zwischen dem Gruppe III-Wechsel erhöht wird. Jedoch degradiert eine zu lange Unterbrechung von 20 s die In/Ga-Austauschrate von ca. 10% auf 20% (vgl. Abb. 78). Hinsichtlich Grenzflächenschärfe erscheint also die Wachtumspause von 10 s optimal; der Vermischungsgrad konnte auf etwa 10% reduziert werden; d.h., daß wegen unvollständiger Monolagenauffüllung sowie verbliebener Interdiffusion statt eines nominellen $(InAs)_1(GaAs)_1$-Übergitters ein $(In_{0,9}Ga_{0,1}As)_1(In_{0,1}$-$Ga_{0,9}As)_1$-Übergitter gewachsen wurde. Die Legierungsstreurate $\propto (1-x)x \cdot m^{*\frac{5}{2}}$ sollte sich damit auf mindestens ein Drittel vom ternären Material reduzieren lassen. Noch günstigere Werte sind für höhere Periodenlängen zu erwarten, weil nur an den unmittelbaren Grenzflächen Vermischung auftritt.

Trotz der erzielten hohen Grenzflächenschärfe degradierten die Beweglichkeiten entgegen den theoretischen Erwartungen mit zunehmender Ordnung und abnehmender Grenzflächenanzahl (Abb. 80), obwohl selbst die dickste InAs-Einzelschichtdicke (2,8 nm für $n = 9$) weit entfernt von der kritischen Schichtdicke ($\approx$ 4 nm unter obigen Wachstumsbedingungen) war.

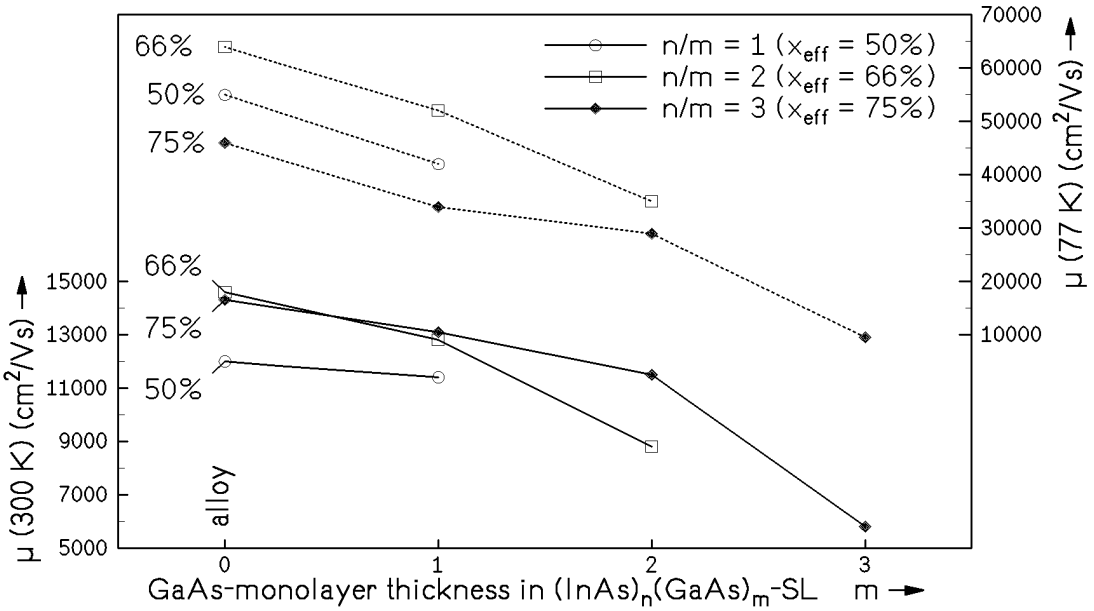


Abb. 80: Die Degradation der Beweglichkeiten mit zunehmender Einzelschichtdicke im $(InAs)_n(GaAs)_m$-Übergitter.

Abweichend zu den Röntgenbeugungsergebnissen wurden die besten Transportdaten bei höherer Wachstumstemperatur ($T_g = 450°C$) ohne Unterbrechungen im SPSL-Subkanal erzielt [142]. Dies bedeutet, daß nicht die Grenzflächenschärfe und die Legierungsordnung, sondern die allgemeine Kristallqualität die Elektronenbeweglichkeit limitiert, die mit zunehmender Wachstumspausendauer degradiert. Die stark verspannten Einzelschichten zeigten keinen Selbstglättungseffekt; d.h., Gitterfehler wurden nicht überwachsen, so daß mit zunehmender Gesamtdicke des binären Übergitters ihre Anzahl zunahm und gerade dort, wo der ungefähre Ladungsschwerpunkt liegt, nämlich an der Grenzfläche zur Glättungsschicht 3 nm vor dem Spacer, ihr Häufungspunkt erreicht wurde.

Resümee:

Die optimalen Wachstumstemperaturen lagen je nach SPSL-Periodenlänge zwischen 420°C und 450°C, die hinsichtlich höchster Grenzflächenschärfe optimale Wachstumspause nach jeder Deposition der InAs- bzw. GaAs-Einzelschicht bei 10 s. Damit konnte der Vermischungsgrad an der Grenzfläche auf ca. 10% senkt werden. Dagegen zeigten sich die besten elektronischen Eigenschaften ohne Unterbrechung des SPSL-Wachstums. Für alle $m = 1$, 2 wurden Rekord-RT-Beweglichkeiten erzielt (z.B. 13100 cm^2/Vs bei $3,2 \times 10^{12}$ cm^{-2} für $m = 1$, $n = 3$). Trotzdem: die Beweglichkeit der ternären Kanäle wurden nicht erreicht und nur die Transistorstrukturen mit $(InAs)_n(GaAs)_1$-Übergittern lieferten vergleichbare Leistungsdaten wie die ternären, so daß die Substitution des Mischkristalls durch ein binäres Übergitter zur Transportverbesserung als gescheitert angesehen werden muß. Einerseits wurde der Einfluß der Legierungsstreuung von T. Yao überbetont, andererseits konnte die fortschreitende Aufrauhung mit zunehmenden Gitterdefekten, die wirksame, neutrale Streuzentren für den lateralen Elektronentransport bildeten, mit den Methoden der Unterdrückung der Migration durch Temperaturabsenkung nicht aufgehalten werden. Diese These wird unterstützt durch die stärkere Abnahme der Beweglichkeit mit wachsender Periodenlänge (Zunahme der Einzelverspannung) und steigendem effektiven Indiumgehalt (nur noch teilweise Spannungskompensation).

5.4 Gate-Leckstrom, Gate-Drain-Durchbruch

5.4.1 Gate-Recess

Wie in Kap. 4.3 hergeleitet wurde, wird bei lateraler Aufätzung des Recess-Grabens eine Vergrößerung der Hochfeldzonenweite L_{eff} erzielt, die Kanalfeldstärke bzw. Stoßionisationsrate wird abgesenkt, so daß in Konsequenz höhere Durchbruchspannungen bzw. kleinere Leckströme zu erwarten sind. Eine geeignete Ätzlösung basiert auf der Bernsteinsäure, die aufgrund ihrer hohen Selektivität hauptsächlich die InGaAs-Deckschicht abträgt (vgl. Abb. 16, S. 21). Die Schwellspannung wird mit der nichtselektiven phosphorsäurehaltigen Lösung eingestellt. Zur Untersuchung des Einflusses dieser sequentiellen Ätzprozedur mit der bernsteinsäurebasierenden (BS) und phosphorsäurebasierenden (PS) Ätzlösung auf Bauelementdaten wurde ein Zwei-Zoll-Substrat-HFET-Schichtpaket (gitterangepaßt, $N_D = 3,5 \cdot 10^{18}$ cm^{-3}, $d_b = 25$ nm; $n_s = 2,0 \cdot 10^{12}$ cm^{-2} bei $\mu = 11500$ cm^2/Vs) bis zum Gate-Recess präpariert und in 12 Teile gespalten. In zwei Versuchsreihen wurden die Ätzzeiten der Phosphorsäure- und Bernsteinsäurelösung, wie in Tab. 10 dargestellt, variiert. Die Auswertung erfolgte an DC-Kleeblattstrukturen (vgl. Abb. 18).

Ätzschritt	1. Reihe: „phosphor“	2. Reihe: „succinic“
1. BS	$t_s = 30$ s	$t_s = 15, 30, 60, 180, 600$ s
2. PS	$t_p = 0, 10, 20, 30$ s	$t_p = 20$ s

Tab. 10: Die Ätzzeiten verschiedener sequentieller Recess-Prozeduren.

Die erste Versuchsreihe startete mit $t_s = 30$ s in BS, gefolgt von einem PS-Dip verschiedener Ätzzeiten t_p, um den Einfluß der Ätztiefe zu untersuchen. Im zweiten Durchlauf wurde der Einfluß der lateralen Aufätzung durch die Bernsteinsäurelösung untersucht. Die Auswirkung der Ätzzeiten der 1. und 2. Reihe auf die Abschnürspannung illustriert Abb. 81.

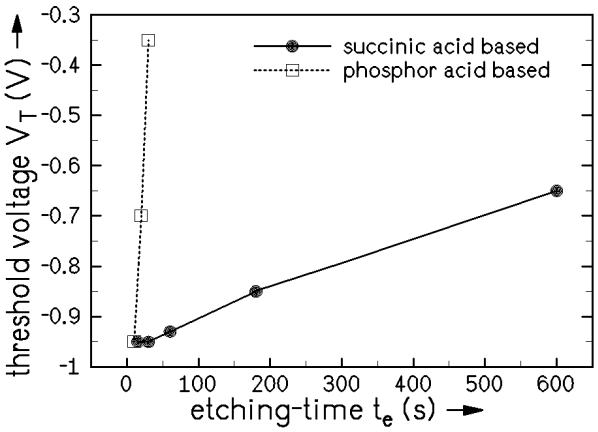


Abb. 81: Abhängigkeit der Schwellspannung von den Ätzzeiten mit Phosphor- und Bernsteinätzlösungen.

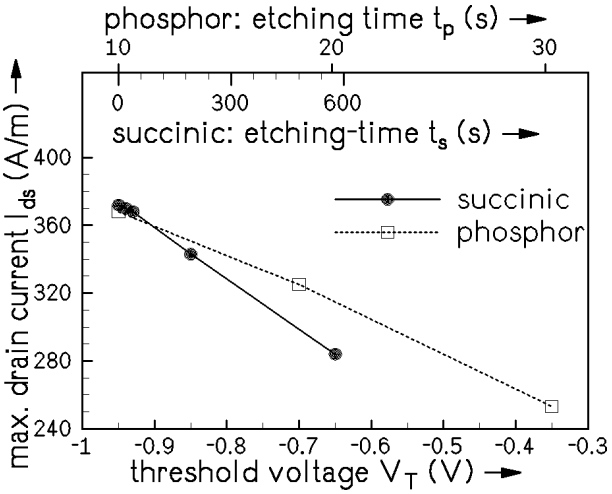


Abb. 82: Drain-Sättigungstrom I_{ds} für $V_{gs} = +0,4$ V versus Ätzzeiten bzw. Abschnürspannung V_T.

Über weite Bereiche zeigt sich eine lineare Abhängigkeit der Schwellspannung $V_T(t_p)$ und $V_T(t_s)$ von den Ätzzeiten. Die Steigungen der Ausgleichsgeraden betragen $\frac{\Delta V_T}{\Delta t_p} = 2.8 \cdot 10^{-2}$ V s^{-1} für PS und $\frac{\Delta V_T}{\Delta t_s} = 5.2 \cdot 10^{-4}$ V s^{-1} für BS. Das Verhältnis der Steigungen $\frac{\Delta V_T}{\Delta t_p} / \frac{\Delta V_T}{\Delta t_s} = 54$ reflektiert die Selektivität der Bernsteinsäure.

Das laterale Aufätzen der Deckschicht mittels der Bernsteinsäurelösung zeigt, wie schon mit Gl. 74 prognostiziert wurde, nur einen schwachen negativen Einfluß auf den Drain-Sättigungsstrom I_s (Abb. 82): Bezogen auf die gleiche Abschnürspannung V_T sinkt I_{ds} mit zunehmender lateraler Aufätzung ($L_{etch} \approx 0,5$ nm/s $\cdot\ t_s$) relativ um $\frac{1}{L_{etch}} \frac{\Delta I_{ds}}{I_{ds}^0} \approx -3 \cdot 10^{-4}$/nm mit $\Delta I_{ds} = I_{ds} - I_{ds}^0$ und I_{ds}^0 als Sättigungstrom der lateral ungeätzen Probe. Bei einem BS-Recess von 300 s ($L_{etch} = 150$ nm) verkleinert sich also die Stromdichte um ca. 5% relativ zum nichtselektiven Prozeß. Dieser Wert liegt damit in der gleichen Größenordnung wie der theoretisch vorausgesagte in Kap. 4.9. Der Effekt wurde ausschließlich dem additiven Bahnwiderstand unterhalb der der freigeätzten InAlAs-Oberfläche zugeordenet. Das höhere negative Oberflächenpotential bewirkt eine lokale Abnahme der Ladungsträgerkonzentration; der Source-Widerstand nimmt zu.

Der Verlust an Stromdichte bei lateraler Aufätzung steht weit hinter dem Gewinn in der off-state-Durchbuchspannung BV_{off}, die von ca. 5 V auf über 10 V ansteigt (Abb. 83). Weil, wie die PS-Kurve demonstriert, BV_{off} kaum von der Recess-Tiefe t_{etch} abhängt, kann BV_{off} direkt als Funktion von L_{etch} dargestellt werden (Abb. 84). Zusätzlich sind in Abb. 84 die Gate-Drain-Diodendurchbruchspannung BV_{gd} und der maximale Löcherstrom bei $V_{ds} = 3$ V eingetragen.

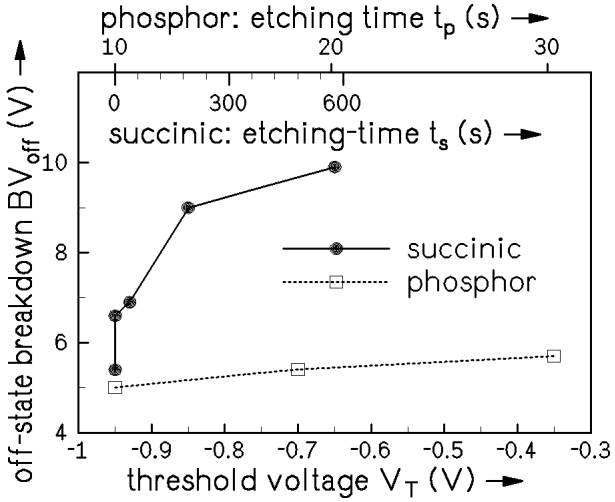


Abb. 83: Die off-state-Durchbruchspannung BV_{off} in Abhängigkeit von den Ätzzeiten, parametrisiert durch die Abschnürspannung V_T.

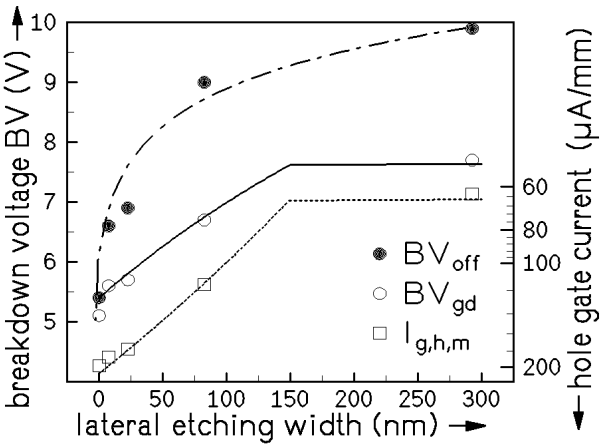


Abb. 84: Off-state- und Gate-Drain-Durchbruchspannung sowie max. Löcherleckstrom bei $V_{ds} = 3$ V versus Ätzweite. Letzte Kurven folgen Gl. 76, 77, S. 50.

Der gemessene Referenz-Löcherstrom entspricht im Rahmen technologischer Schwankungen exakt der in Kap. 4.9 hergeleiteten Gl. 76, S. 50 (punktierte Linie in Abb. 84). Die Durchbruchspannungen zeigen eine logarithmische Abhängigkeit von der Aufätzweite, z.B. $BV_{off} \approx 1\ \text{V} \cdot \ln(68/\text{nm} \cdot L_{etch} + 200)$ (strichpunktierte Linie). Eine ebenbürtige Darstellung ist Gl. 77 wie hier für BV_{gd} (durchgezogene Linie); sie spiegelt die schon in Kap. 5.3.2 gefundene Proportionalität $I_{g,h}^m \propto \exp(-BV_{gd}/2,2\ \text{V})$ wieder. Der Proportionalitätsfaktor, der ein Maß für die Stärke der Abhängigkeiten von den variierten Parametern darstellt, ist hier dreimal kleiner als der bei Variation des Kanalindiumgehalts.

Wie schon in Kap. 4.3 mathematisch dargestellt, verdrängen die am drain-seitigen Gate-Ende via V_{gd} akkumulierten Elektronen die entsprechende Menge an freier Kanalladung. Solange die Verarmungsstrecke über die lateral geätze Zone hinausreicht, kann mit einer weiteren Aufätzung eine Verbesserung des Durchbruch- und Leckstromverhaltens erzielt werden. Ab einer maximalen effektiv wirksamen Ätzweite $L_{etch}^{max\,eff}$ klingt die Raumladungszone schließlich vollständig

unterhalb des Recess-Grabens ab: die Stoßionisationsrate und folglich der Leckstrom bzw. die Durchbruchspannung sättigen als Funktion von L_{etch} bei $L_{etch}^{max\,eff}$ (hier ca. 150 nm). Eine zusätzliche Verbreiterung degradiert nur noch den Source-Widerstand.

Die Wirkung der lateralen Aufätzung auf Hochfrequenzeigenschaften ist bis $L_{etch} = 300$ nm nur gering; erst in einem zweiten Experiment mit sehr langen Recess-Zeiten konnte ein eindeutiger Einfluß des lateralen Aufätzens auf HF- und Rauschdaten nachgewiesen werden. Die Ätzzeiten für die laterale Aufätzung durch Bernsteinsäure betrugen $t_s = 0$, 300, 1200 s. Als Meßobjekt wurde ein pseudomorpher HFET mit einem Subkanalindiumgehalt von $x = 0,70$ gewählt. Die Schichtdichte betrug $n_s = 3,2 \cdot 10^{12}$ cm^{-2} bei einer Elektronenbeweglichkeit von $\mu = 12600$ cm^2/Vs. Tab. 11 faßt wichtige Bauelementdaten für einen $0,7 \times 120$ μm^2-T-Gate-Transistor im Arbeitspunkt des Steilheitsmaximum bei $V_{ds} = 1,2$ V zusammen:

Ätzprozedur	$\frac{V_T}{\text{V}}$	$\frac{R_s}{\Omega}$	$\frac{g_m^{max}}{\text{mS}}$	$\frac{c_{gs}}{\text{fF}}$	$\frac{R_{ds}}{\Omega}$	$\frac{c_{gd}}{fF}$	$\frac{f_T}{\text{GHz}}$	$\frac{f_{max}}{\text{GHz}}$	$\frac{F_{min} \cdot f_T}{\text{dB} \cdot \text{GHz}}$
60” PS	-1,08	1,63	125	400	120	19	49	77	80
300” BS + 30” PS	-0,72	1,70	150	487	190	15	49	85	88
1200” BS	-1,46	1,92	83	262	290	14	50	91	96

Tab. 11: Schwellspannung, intrinsische Steilheit, Gate-Source-Kapazität, Ausgangswiderstand, Gate-Drain-Kapazität, Transitfrequenz, maximale Schwingfrequenz und minimales-Rauschzahl-f_T-Produkt für 12 GHz eines pseudomorphen HFET ($x_{sub-c} = 0,70$, $L_g \times W_g = 0,7 \times 120$ μm^2) zu verschiedenen Ätzprozeduren.

Eine einheitliche Schwellspannung V_T (bzw. vertikale Ätztiefe) wurde nicht getroffen; doch, weil die nicht lateral selektiv geätzte Probe („60” PS“) mit $V_T = -1,08$ V mittig liegt, sind die erwarteten Tendenzen eindeutig ableitbar:
Die maximale intrinsische Steilheit g_m und die Gate-Source-Kapazität c_{gs}, extrahiert mittels Anpassung der Ersatzschaltung von Abb. 19 an die gemessenen Streuparamter, variieren erwartungsgemäß Kap. 4.4 mit der Ätztiefe; das Produkt bleibt, wie die Transitfrequenz f_T wiederspiegelt, trotz starker lateraler Aufätzung konstant. Eine primäre Abhängigkeit von g_m und c_{gs} von L_{etch} wurde auch nicht erwartet: der Wirkungsraum dieser intrinsischen Kleinsignalersatzschaltbildelemente beschränkt sich (bei $V_{ds} = 1,2$ V) weitgehend auf die Kanalregion direkt unterhalb und nicht neben der Gate-Elektrode (vgl. Abb. 20, S. 23). Die Gültigkeit dieser Aussage für extrem kurze Kanäle muß an anderer Stelle überprüft werden.

Der Source-Widerstand steigt wie vorausgesagt linear mit der Recess-Grabenweite: die relative Zunahme beträgt $\frac{1}{L_{etch}} \frac{\Delta R_s}{R_s^0} \approx 3 \cdot 10^{-4}$/nm mit $\Delta R_s = R_s - R_s^0$ und $R_s^0 = R_s(L_{etch} = 0)$. Der zunehmende Source-Widerstand im Eingangskreis degradiert direkt die HF-Rauscheigenschaften [94]: die minimale Rauschzahl F_{min} (bezogen auf gleiche Transitfrequenzen) wächst in gleicher Weise. Die relative Zunahme des Ausgangswiderstandes $R_{ds} = g_d^{-1}$ beträgt $\frac{1}{L_{etch}} \frac{\Delta R_{ds}}{R_{ds}^0} \approx 2,4 \cdot 10^{-3}$/nm mit $R_{ds}^0 = 120\ \Omega$. Damit liegt der Proportionalitätsfaktor in der gleichen Größenordnung wie der vom Source-Widerstand.
Gegenüber den linear wachsenden Widerständen steht die vorzeitige Sättigung der Gate-Drain-Kapazität c_{gd}; ein Indiz, daß für $L_{etch} > 150$ nm bei dieser kleinen Drain-Source-Spannung von 1,2 V schon lange $\Delta L_g \ll L_{etch}$ gilt und eine weitere laterale Aufätzung keine effektive Vergrößerung von ΔL_g bewirkt. Entsprechend Gl. 62, S. 40, wächst die maximale Schwingfrenzfrequenz f_{max} nur noch wurzelförmig via R_{ds}.

Resümee:

Die Durchbruchspannung BV_{off} und die Gate-Drain-Diodendurchbruchspannung BV_{gd}, die nicht oder nur schwach mit der Recess-Tiefe variieren, können durch laterales Aufätzen deutlich (bis zu 100%) vergrößert werden. Gleichzeitig wird eine Verbesserung der unilateralen Verstärkung und des Gate-Leckstroms erzielt. Die in Kap. 5.3.2 gefundene exponentielle Beziehung von $I_{g,m}^{h}$ und BV_{gd} (via gemeinsamer Abhängigkeit von der Stoßionisationsrate) konnte bestätigt werden. Wie in [94] gezeigt wurde, verkleinert sich mit dem Gate-Leckstrom das Hochfrequenz-Rauschen. Der Verkleinerung der Schrotrauschquelle Gate-Leckstrom steht jedoch die stärkere Zunahme des Rauschens infolge des vergrößerten Source-Widerstands entgegen. Die optimale Bernsteinsäurelösung-Ätzzeit hängt damit stark von dem Einsatzbereich des Transistors ab. Ein allgemein gutes Ergebnis wird mit 200 s bis 300 s (L_{etch} = 100 – 150 nm) erzielt, die ausreichend hohe Durchbruchspannungen und maximale Schwingfrequenzen liefert, ohne signifikant den Elektronentransport und das Rauschverhalten zu degradieren. Diese Ätzzeit ist ausreichend lang, um das Kanalmaterial an der Mesakante selektiv zu entfernen und einem additiven Leckstrompfad vom Gate-Faden zum Kanal-InGaAs zu vermeiden (vgl. Abb. 15). Damit kann die sonst übliche additive Mesaseitenätzung nach [13] entfallen.

Einen umfassenden Vorteil würde ein asymmetrischer Gate-Recess bieten, wo nur die InGaAs-Deckschicht selektiv vom Gate- zum Drain-Metall hin abgetragen wird. Alle positiven Eigenschaften könnten damit voll genutzt werden, ohne die Gate-Zuleitungs- und Rauscheigenschaften zu degradieren. Der Nachteil wäre jedoch eine zweite Justage, die speziell für Kurzkanäle einen höheren technologischen Aufwand erfordert.

5.4.2 Barrierenschichten, AlAs/InAlAs-Übergitter

In Kap. 4.6 und 4.7 wurde gezeigt, daß primär der Elektronentunnelstrom I_g^e über den Gate-Schottky-Kontakt die off-state-Durchbruchspannung limitiert bzw. bei ungenügend sperrenden Kontakten, z.B. bei hohen Dotierstoffkonzentrationen in der Spenderschicht, auch die on-state-Eingangscharakteristik degradieren kann. Weiterhin limitiert die barrierenmaterialabhängige Flußspannung V_{bi} den Einsatzbereich des Transistors, besonders den des Anreicherungstyps.
Ein erster Fortschritt zur Reduzierung des parasitären Tunnelstroms I_g^e erbrachte die laterale Aufätzung der Deckschicht mit Verkleinerung der Spitzenfeldstärken am drain-seitigen Gate-Ende (vgl. Kap 5.4.1). Aber auch mittels epitaktischer Methoden kann I_g^e effektvoll verkleinert werden:
Viele Literaturstellen (z.B. [143]) demonstrierten eine erfolgreiche Reduzierung des Gate-Elektronenstroms durch die Substitution der gitterangepaßten InAlAs-Barrierenschicht durch das pseudomorphe $In_{0,4}Al_{0,6}As$ (noch direkte Bandlücke) mit Anhebung der off-state-Durchbruchspannung auf über 10 V, sogar für verspannte Kanäle. Gute Ergebnisse zur Unterdrückung von I_g^e im on-state-Betrieb lieferten auch 2 nm dicke AlAs-Schichten unterhalb des Gate-Kontakts [144] oder knapp oberhalb der Spenderschicht [145]. Die Absenkung der Wachstumstemperatur von 580°C auf 500°C lieferte, weitgehend unabhängig vom Aluminiumanteil, eine Erhöhung der Schottky-Barriere von $0,62 \pm 0,05$ eV bis zu 1,2 eV infolge AlAs-Clusterbildung [82].

Zuerst wurde der Einfluß der Wachstumstemperatur einer gitterangepaßten Barrierenschicht auf die Gate-Drain-Durchbruchspannung BV_{gd} untersucht. Dazu wurde in drei Schichtenfolgen gemäß Tab. 4 die InAlAs-Barriere bei 420, 480 bzw. 520°C epitaxiert. Die 420°C- und 480°C-Schichten zeigten mit 8,5 V bzw. 9,0 V vergleichbare Durchbruchspannungen wie die Standard-490°C-Proben von Tab. 4. Dagegen ist BV_{gd} des 520°C-HFETs mit 3,8 V deutlich degradiert.

Inwieweit die AlAs-Cluster-Bildung nach [82] oder die Absenkung der Dotiereffizienz nach [78] die deutlich verbesserten Durchbrucheigenschaften bei InAlAs-Barrierenwachstum unterhalb 500°C bewirken, ist noch eine offene Frage.

Für die folgenden Experimente zur Evaluierung der Sperreigenschaften der Barriere als Funktion des Aluminiumarsenidgehalts z und des Materialdesigns wurden ein homgenes Material („Bulk“) und zwei Übergitter verschiedener Periodenlängen („SL 1“ und „SL 2“), aber ähnlicher effektiver Aluminiumgehalte gewachsen (Tab. 12). „SL 1“ entspricht einer Kombination von [144] und [145]: die unteren 8 ML AlAs wurden oberhalb der Spenderschicht abgeschieden, die oberen unter 4 ML InAlAs vergraben (vgl. Abb. 45, S. 44). Zur Erzielung einer höheren Homogenität der Abschnürspannung um $V_T = -0,7$ V, wurde die Barrienschichtdicke auf 15 nm festgesetzt und der Gate-Recess nur noch mittels der bernsteinsäurebasierenden Ätze ($t_s = 300$ s) durchgeführt. Der maximale Aluminiumgehalt dieser Schicht wird begrenzt durch die kritische Schichtdicke und beträgt für 15 nm etwa 60%.

index	n_{AlAs}	d_{AlAs} (nm)	d_{InAlAs} (nm)	z_{eff}
SL 1	2×	2.2	9	0.62
SL 2	9×	0.5	1.2	0.65
Bulk	$In_{0.4}Al_{0.6}As$			0.60

Tab. 12: Anzahl n_{AlAs} und Dicke d_{AlAs} der AlAs-Schichten in der Übergitterbarriere mit Periodenlänge $d_{AlAs} + d_{InAlAs}$ und effektivem Aluminiumgehalt z_{eff}.

Die Wachstumstemperaturen der aluminiumreichen Schichten wurden wegen der stärkeren Bindung (vgl. Tab 1, S. 12) höher als für InGaAs-Schichten gleicher Verspannung gesetzt. Sie betrug, auch für die 8 ML AlAs, 460°C. Die Schichtqualität der AlAs-Schichten zu diesen Wachstumsparametern ist exzellent, wie Abb. 85 anhand der hohen, über einen weiten Winkelbereich nahezu idealen Intensitäten eines AlAs/$In_{0.52}Al_{0.48}As$-Übergitters zeigt.

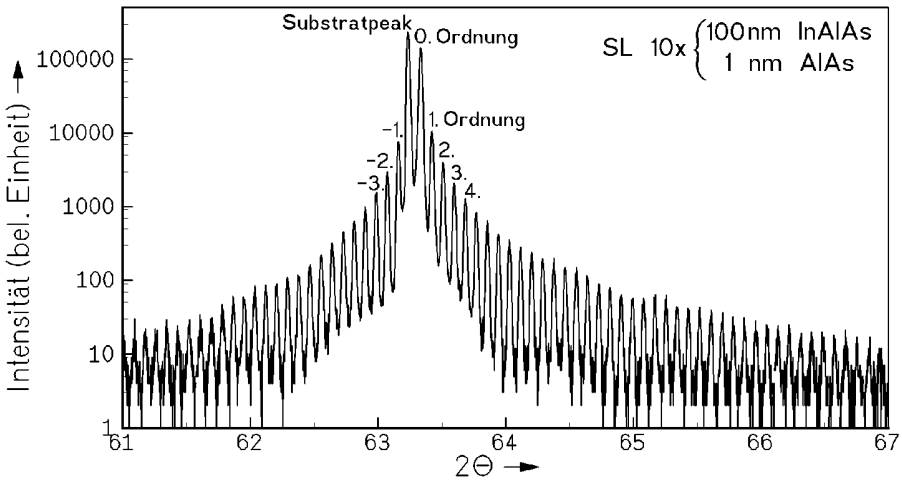


Abb. 85: Rocking-Kurve eines zehn-periodigen 1 nm AlAs/100 nm $In_{0.52}Al_{0.48}As$-Übergitters epitaxiert bei 460°C.

Alle drei HFET-Schichten zu Tab. 12 sind spiegelglatt und nicht relaxiert; weder die Ausgangs- noch die Hochfrequenzcharakteristik sind degradiert (vgl. auch Abb. 92, S. 81, mit Abb. 67b, S. 63). Hingegen zeigt die Eingangscharakteristik die gewünschten Verbesserungen der Leckstromeigenschaften: Für alle Typen hat sich der Gate-Elektronenstrom im on-state-Betrieb um ein Vielfaches reduziert und ist nun gegenüber dem Gate-Löcherstrom vernachlässigbar (vgl. dazu Abb. 93, S. 81); gleichzeitig hat sich die Gate-Drain-Durchbruchspannung gegenüber den $In_{0.52}Al_{0.48}As$-Barrieren verdoppelt. Weil keine Unterschiede in der Wirkung des homogenen $In_{0.4}Al_{0.6}As$-Materials und der $AlAs/In_{0.52}Al_{0.48}As$-Übergitter auf den Elektronenleckstrom extrahiert werden konnten, wird geschlossen, daß die Sperrstromeigenschaft, zumindest in erster Ordnung, nur eine Funktion des mittleren Aluminiumgehalts der Barrierenschicht ist. Der Löcherleckstrom bleibt davon unbeeinflußt. Die $AlAs/In_{0.52}Al_{0.48}As$-Übergitter haben bei MBE-Anlagen mit nur einer Aluminiumzelle den praktischen Vorteil, daß der effektive Aluminiumgehalt variiert werden kann, ohne schädliche Wachstumspausen zur Stabilisierung der Aluminiumzellentemperatur einlegen zu müssen.

Die Verkleinerung der Barrierendicke $b = d_b - t_{etch}$, z.B. zur Verbesserung des Aspektverhältnisses L_g/t_{eff} oder zur Verschiebung der Abschnürspannung zu positiven Werten (Anreicherungstransistoren), bewirkt eine Veränderung der Gate-Drain-Durchbruchspannung BV_{gd} (Gl. 72, S. 47), der Löcher- und Elektronentunnelwahrscheinlichkeiten (Gl. 67, S. 45, und Gl. 70, S. 46) und der Stoßionisationsrate αL_{eff} (Gl. 73, S. 48).
Für die Untersuchung des Einflusses der Barrierendicke auf die Eingangscharakteristik wurde ein HFET abweichend von Tab. 4 mit einer 40 nm dicken Barrierenschicht gewachsen, bis zum Gate-Recess präpariert und in zwölf Teile gespalten. Alle 12 Proben wurden vor dem Tiefen-Recess (mittels der nicht-selektiven Phosphorsäurelösung mit einer Ätzrate von 0,5 nm/s) zuerst selektiv lateral aufgeweitet ($L_{etch} > 150$ nm). Diese Methode, die Variation der Barrierendicke durch Ätzen, ist systematischer als die direkte mittels Epitaxie, weil Schichtmaterial- und Gate-Längenschwankungen von Wafer zu Wafer ausgeschaltet werden und die Recess-Tiefe t_{etch} direkt über V_T kontrollierbar wird. Die „$L_{etch} = 150$ nm“-Serie ergänzt die nicht-selektive 1. Testreihe in Kap. 5.4.1 (Tab. 10, S. 72, hier als „$L_{etch} = t_{etch}$“-Probe indiziert).
Abb. 86 zeigt die Gate-Drain-Diodendurchbruchspannungen BV_{gd} als Funktion der resultierenden Barrierendicke b, die über die Recesszeit t_p mittels $b \approx d_b - t_p \cdot 0,5$ nm/s abgeschätzt wurde.

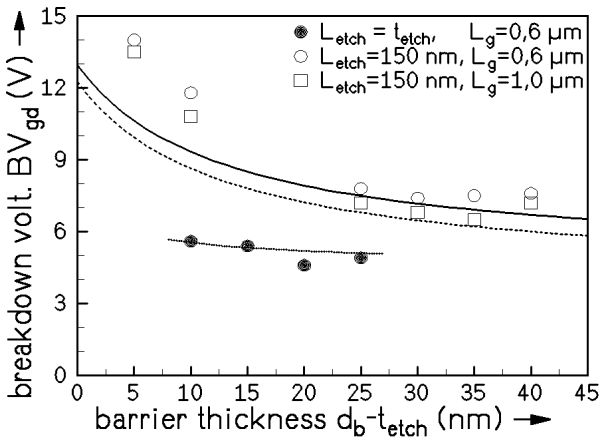


Abb. 86: Gate-Drain-Diodendurchbrüche versus Barrierendicke für verschiedene laterale Ätzweiten und Gate-Längen. Die Kurven folgen Gl. 77, S. 50.

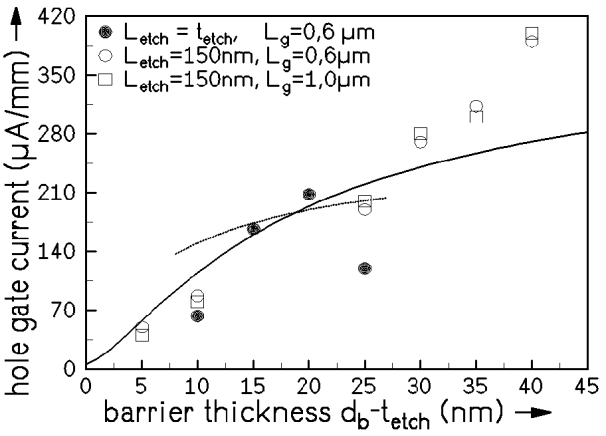


Abb. 87: Referenz-Gate-Löcherstrom versus Barrierendicke für verschiedene laterale Ätzweiten und Gate-Längen. Die Kurven folgen Gl. 76, S. 50.

Gl. 77, S. 50, spiegelt die Erhöhung der Durchbruchspannung bei Verkürzung der Gate-Länge und der Barrierendicke sehr gut wieder. Die weitverbreitete Annahme, daß sich der Durchbruch InP-basierder Transistoren ähnlich wie die Sperrcharakteristik von „vertikalen“ Schottky-Dioden verhält, also mit dünneren Barrieren degradiert, ist falsch. Hier dominiert die Stoßionisation das Sperrverhalten. Die Stoßionisationsrate sinkt schneller mit abnehmender Barrierendicke, als die Tunnelwahrscheinlichkeit (aufgrund der Zunahme des vertikalen Feldes) steigt. Eine laterale Aufätzung verstärkt diesen Effekt. Dies wird bestätigt durch den Verlauf des Referenzlöcherstroms in Abb. 87. Für extrem dicke Barrieren verlieren allerdings die in Kap. 4.9 vorgenommenen Annahmen ihre Gültigkeit und die dortigen Meßpunkte werden nur noch unvollkommen mit Gl. 76, S. 50, beschrieben.

Resümee:
Ein Materialwechsel zu aluminiumreicheren Barrierenschichten bewirkte eine deutliche Reduzierung des Elektronentunnelstroms. Es zeigte sich, daß nur der mittlere Aluminiumgehalt, nicht jedoch die Struktur (Periodenlängen der Übergitter) entscheidet. Der Gewinn in BV_{gd} mit 15 nm dicken Barrierenschichten der effektiven AlAs-Konzentration von ca. 60% betrug 100%; eine Wirkung auf den Löcherstrom blieb aus.
Bei Variation der Barrierendicke dominiert der Einfluß der Stoßionisation über die Tunnelwahrscheinlichkeit: Das Durchbruch- und Leckstromverhalten verbessert sich mit abnehmender Barrierendicke. Eine laterale Aufätzung verstärkt diesen Effekt. Für sehr dünne Barrieren zu Abschnürspannungen oberhalb 0 V (Anreicherungstransistoren) setzt jedoch bei hohen Aufätzweiten eine Degradierung des Ausgangskennlinienfeld mit starken Kink ein.

5.4.3 Spacer-Schichten, AlAs-Löcherbarrieren

In Kap. 4.6 wurde mit Gl. 67, S. 45, eine exponentielle Abnahme der Kanal-zu-Gate-Transferrate der Löcher mit steigender Spacer/Kanal-Valenzbanddiskontinuität ΔE_v prognostiziert. Die qualititative Reduktion des Gate-Löcherstroms durch die Substitution des gitterangepaßten InAlAs-Spacers durch pseudomorphe Materialien mit höheren Valenzbanddiskontinuitäten wie z.B. $In_{0,1}Al_{0,9}As$ [91] oder $In_{0,5}Ga_{0,5}P$ [146, 147] ist bereits gezeigt worden.
Für eine Quantifizierung des Einflusses additiver Löcherbarrieren im Spacer auf den Gate-Leckstrom wurden AlAs-Schichten verschiedener Dicken d_p pseudomorph oberhalb des Kanals eines sonst gitterangepaßten HFET gemäß Tab. 4, S. 19, abgeschieden. Um die Spacer-Dicke zur Unterdrückung der Coulombstreuung auf mindestens $d_s = d_p + d_l \geq 2$ nm zu halten, wurde der Spacer gegebenenfalls mit $In_{0,52}Al_{0,48}As$ der Dicke d_l erweitert (Tab. 13).

index	d_p (nm)	d_l (nm)	T_g^{spacer} (°C)
0 ML	0	2.4	520
2 ML	0.5	1.8	480
4 ML	1.1	1.2	465
8 ML	2.2	0.6	470
12 ML	3.2	0	470 (455)
16 ML	4.3	0	468

Tab. 13: Die Monolagenanzahl als Index, die Dicke d_p der AlAs-Löcherbarriere, die Dicke d_l der $In_{0.52}Al_{0.48}As$-Ergänzungsschicht und die AlAs-Wachstumstemperatur.

Durch die Substitution des gitterangepaßten Spacer-Materials wird die Valenzbanddiskontinuität von $\Delta E_{v,l} = 0,23$ eV ($In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0,53}Ga_{0,47}As$) auf schätzungsweise $\Delta E_{v,p} = 0,54$ eV ($AlAs/In_{0,53}Ga_{0,47}As$) angehoben (vgl. Abb. 9, S. 9). Wegen der hohen Gitterfehlanpassung von 3,5% (Abb. 9) wurde in einer Pause von 60 s (Dritter „growth stop“ in Abb. 88) die Wachstumstemperatur vor Deposition des AlAs-Spacers entsprechend der Schichtdicke d_p heruntergesetzt. Nach Abscheidung der gitterangepaßten Ergänzungsschicht wurde die Substrattemperatur in 40 s (Vierter „growth stop“) linear auf 520°C, der Standardwachstumstemperatur der Dotierstoffschicht, hochgefahren und das Wachstum gemäß Tab. 4 fortgesetzt.

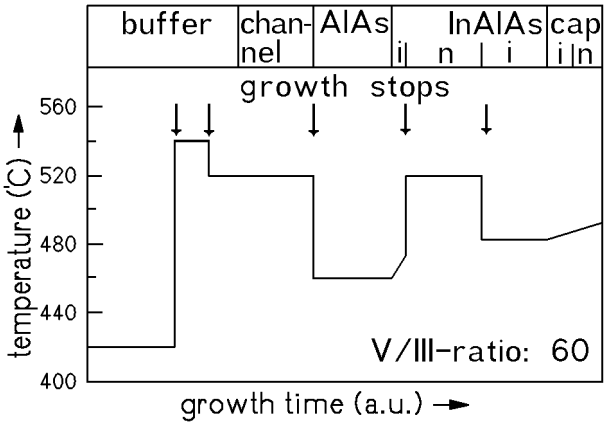


Abb. 88: Wachstumstemperaturprofil der Transistoren mit AlAs-Spacer.

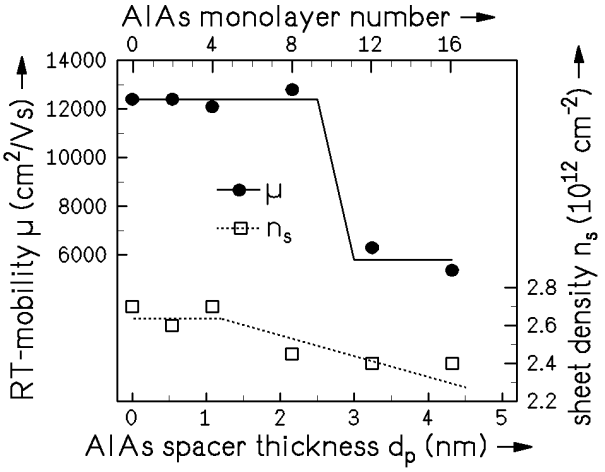


Abb. 89: RT-Beweglichkeiten und Schichtkonzentrationen der AlAs-Spacer-Transistorstrukturen.

Die Schwankungen der Schichtkonzentration n_H um den Erwartungswert (gestrichelt in Abb. 89), der mit der totalen Spacer-Dicke $d_s = d_p + d_l$ entsprechend Gl. 36, S. 29, abnimmt, blieb im Toleranzbereich. Bis zu 8 ML AlAs (2.2 nm) blieben die Transportdaten konstant (vgl. Abb. 89); erst ab 12 ML AlAs setzte eine abrupte Degradierung der Beweglichkeit vermutlich infolge Gitterrelaxation ein, die auch mit tieferen AlAs-Wachstumstemperaturen von 455°C nicht gestoppt werden konnte.
Die Beweglichkeit des 8 ML-Typs betrug bei 300 K 12800 cm^2/Vs, bei 77 K 55100 cm^2/Vs. Der $L_g = 0,65$ μm-HFET zeigte eine Transitfrequenz von $f_T = 52$ GHz, eine maximale Schwingfrequenz von $f_{max} = 191$ GHz und eine minimale Rauschzahl von 0,63 dB bei 12 GHz; allesamt Spitzenwerte für $In_{0,53}Ga_{0,47}As$-Kanaltransistoren mit Gate-Längen um 0,7 μm.

Zur Extraktion des Einflußes der AlAs-Löcherbarrieren auf den Gate-Leckstrom dienten als Referenzen wieder das Löcherstrommaximum $I^h_{g,m}$ bei $V_{ds} = 3$ V. Um Technologieeinflüsse herauszurechnen, wurde, unter Nutzung der in Kap. 5.3.2 gefundenen, und in Kap. 5.4.1 bestätigten exponentiellen Verknüpfung von $I^h_{g,m}$ mit BV_{gd}, die Maximumlöcherstromdichte verschiedener 0 ML-Typen zu unterschiedlichen Gate-Recess-Prozeduren als Funktion von BV_{gd} dargestellt (Abb. 90). Infolge der Variation der Recess-Tiefe und der lateralen Ätzweite, aber auch durch epitaktische und technologische Schwankungen, ergab sich ein breites Spektrum der Gate-Drain-Diodendurchbruchspannung BV_{gd} und der Referenzlöcherleckstromdichten. Die Fitkurve $I^h_{g,m} \approx 3,6$ A/m $\cdot \exp(-BV_{gd}/2,3$ V) entspricht der Kap. 5.3.2 bzw. Kap. 5.4.1 gefundenen Beziehung. Der Proportionalitätsfaktor ist quasi identisch mit dem bzgl. der Ätzweite: die Schwankungen in BV_{gd} und $I^h_{g,m}$ können also den Variationen in L_{etch} zugeordent werden.

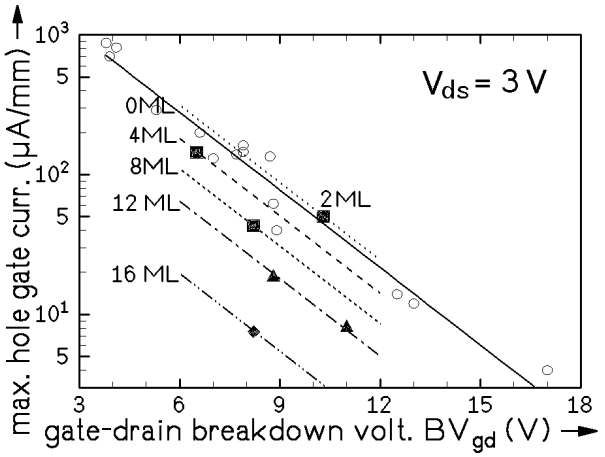


Abb. 90: Der maximale Gate-Löcherstrom versus der Gate-Drain Durchbruchspannung (Die Kreise repräsentieren Proben des 0 ML-Typs zu verschiedenen Gate-Recess-Prozeduren).

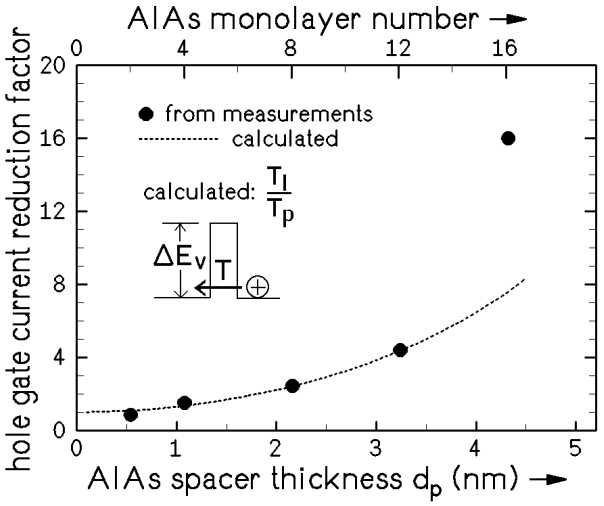


Abb. 91: Der extrahierte Reduktionsfaktor der Kanal-zu-Gate-Transferrate und das berechnete Verhältnis der Tunnelwahrscheinlichkeit zu einer effektiven Löchermasse von $m^* = 0,08\,m_e$.

Zur Bestimmung des Reduktionsfaktors in der Transferrate wurden die Meßdaten der AlAs-Spacer-Typen in Abb. 90 eingetragen. Durch diese Punkte wurde eine Extrapolationsgerade identischer Steigung wie die der 0 ML-Typen gelegt. Schließlich wurden die extrapolierten Referenzströme $I^h_{g,m}$ bei gleicher Durchbruchspannung, z.B. bei $BV_{gd} = 9$ V, verglichen. Diese Vorgehensweise rechtfertigt sich durch eine gute Übereinstimmung mit der Verbindungsgeraden der 12 ML-Datenpunkte.
Das Verhältnis von $I^h_{g,m}$ zum Referenzlöcherleckstrom des 0 ML-Typs bei gleicher Durchbruchspannung definiert den Reduktionsfaktor der Kanal-zu-Gate-Transferrate, der in Abb. 91 als Funktion der AlAs-Spacerdicke dargestellt ist. Dieser Faktor wird bei 12 ML und speziell bei 16 ML zu groß wiedergegeben, weil aufgrund der degradierten Beweglichkeit bzw. mittleren freien Weglänge ($L_f \propto \mu$, Kap. 2.2) die Stoßionisationsrate im Vergleich zum 0 ML-Typ gemäß Gl. 3, S. 8, abgenommen hat. Dies ist in Übereinstimmung mit der berechnete Kurve T_l/T_p, die mittels der Wentzel-Kramer-Brillouin(WKB)-Näherung [115] gewonnen wurde. Als Berechnungsgundlage diente ein Rechteckpotential der Höhe $\Delta E_{v,l} = 0,23$ eV bzw. $\Delta E_{v,p} = 0,54$ eV, das die Löcher mit der Wahrscheinlichkeit T_l bzw. T_p durchtunneln. Als effektive Tunnelmasse wurde das geometrische Mittel aus der effektiven Masse leichter Löcher in InGaAs ($m^*_{lh} = 0,05\,m_e$ [72]) und AlAs ($m^*_{lh} = 0,14\,m_e$ [55]) eingesetzt.

Resümee:

Bei der Substitution des $In_{0.52}Al_{0.48}As$-Spacers durch AlAs-Schichten zeigte sich in guter Übereinstimmung zu Simulationsergebnissen eine exponentielle Abhängigkeit des Reduktionsfaktors der Kanal-zu-Gate-Löchertransferrate von der AlAs-Schichtdicke. Die hohe Gitterfehlanpassung von AlAs zu InP limitierte die Schichtdicke auf 2,2 nm, so daß ein maximaler Reduktionsfaktor von nur 2,4 mit 8 ML AlAs (2,2 nm) ohne Degradierung der Transporteigenschaften erzielt wurde.
Die Kombination von AlAs-Spacern mit aluminiumreichen Barrierenschichten (Übergitterstruktur „SL 2“ von Tab. 12) zeigte für $In_{0,7}Ga_{0,3}As$-Subkanäle eine Reduzierung des Gate-Strommaximums um den Faktor 3, im Arbeitspunkt der maximalen Stromverstärkung sogar um den

Faktor 6 (Abb. 93), so daß, ohne Degradation der Transportdaten (vgl. Abb. 92 mit Abb. 67b, S. 63), hohe Transifrequenzen ($f_T = 73,2$ GHz) mit großen Drain-Stromdichten ($I_{ds} = 360$ mA/mm) aber kleinen Gate-Leckstromdichten ($I_g = 2\ \mu$A/mm) vereinigt werden können.

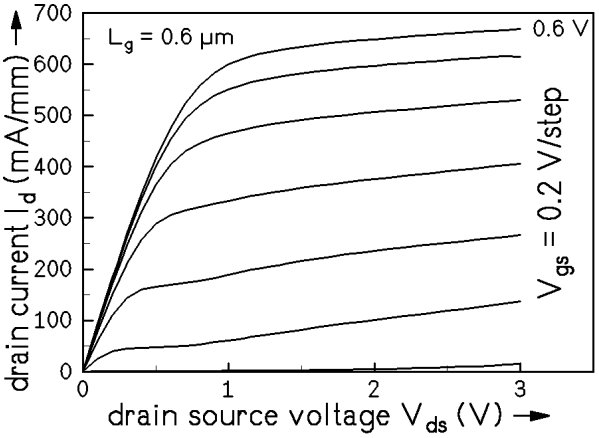


Abb. 92: Ausgangscharakteristik eines 10 nm $In_{0,7}Ga_{0,3}As$-Subkanal-HFET mit 8 ML AlAs-Barrieren im Spacer und zwei in der Barrierenschicht (siehe Abb. 45).

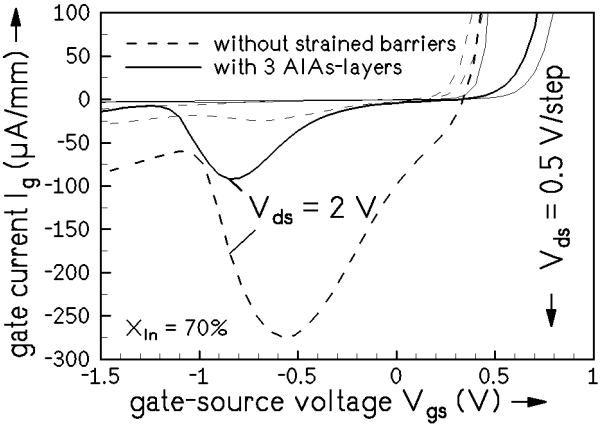


Abb. 93: Vergleich der Eingangskennlinien zweier $In_{0,7}Ga_{0,3}As$-Subkanal-HFET's mit und ohne AlAs-Barrieren.

5.4.4 Anomalien bei hohen Drain-Source-Spannungen

Mittels der in Kap. 5.1, 5.4.1 und 5.4.2 vorgestellten Wachstums- und Herstellungsmethoden konnten sehr „spannungsfeste“, leckstromarme InP-Transistoren hergestellt werden. Damit wurde eine Charakterisierung bei weitaus höheren Drain-Source-Spannungen als literaturüblich ermöglicht, die, abweichend zu dem in Kap. 4 entwickelten Modell, einige, bisher unbekannte Anomalitäten aufzeigten. Die auffälligsten sind ein abrupter, drastischer Anstieg des Gate-Leckstroms mit V_{ds} für $V_{gs} > 0$ V (vgl. Abb. 95) und ein Verlassen des Einheitskreises von S_{22} bei sehr hohen Frequenzen (vgl. Abb. 94). Diese Effekte können, wie noch gezeigt wird, auf Stoßionisation zurückgeführt werden. Eine konsistente Einbettung in das obige Modell wurde jedoch nicht erzielt, so daß hier nur eine qualitative, phänomenologische Beschreibung und ein Ansatz für die primäre Ursache geliefert wird.

Abb. 94 zeigt die Streuparameter S_{21} und S_{22} für verschiedene Drain-Source- und Gate-Source-Spannungen eines Transistors mit einem 20 nm $In_{0,53}Ga_{0,47}As$-Kanal, einer $N_D \times d_d = 5 \cdot 10^{18}$ cm$^{-3}\times$ 10 nm-Spenderschicht und einer 2 ML AlAs/4 ML InAlAs-Übergitterbarriere. Die Schwellenspannung ist $V_T = -0,77$ V, die maximale extrinsische Steilheit $g_m^{ext} = 418$ mS/mm. Für $V_{gs} \leq 0$ V verkleinert sich mit zunehmender Drain-Source-Spannung (ab $V_{ds} > V_{sat}$) der Vorwärtstransmissionsfaktor S_{21} (nicht gezeigt); die Verstärkung nimmt ab. Die Ausprägung der „induktiven Erscheinung“ in S_{21} und S_{22} bei kleinen Frequenzen (vgl. Abb. 71, S. 65) nimmt aufgrund der steigenden Stoßionisationsrate zu. Gleichzeitig verschiebt sich der Ausgangsreflexionsfaktor S_{22} in Richtung Einheitskreis; der Ausgangswiderstand wächst. Soweit ist dieses Verhalten bekannt und typisch für InP-basierende Transistoren. Für $V_{gs} > 0$ hingegen tritt für kleine Frequenzen $f < 3$ GHz an die Stelle des induktiven Verhaltens eine Instabilität, deren Amplitude mit steigender Drain-Source-Spannung wächst (Abb. 94, links). Bei hohen Frequenzen $f > 30$ GHz (bei denen Stoßionisationseffekte keine Rolle mehr spielen sollten [94])

dreht sich S_{21} sehr viel stärker in Richtung untere Kreishälfte (Indiz für eine Zunahme der Eingangskapazität), während S_{22} den Einheitskreis verläßt; eine Erscheinung, die sonst bei negativ differentiellen Widerständen auftritt.

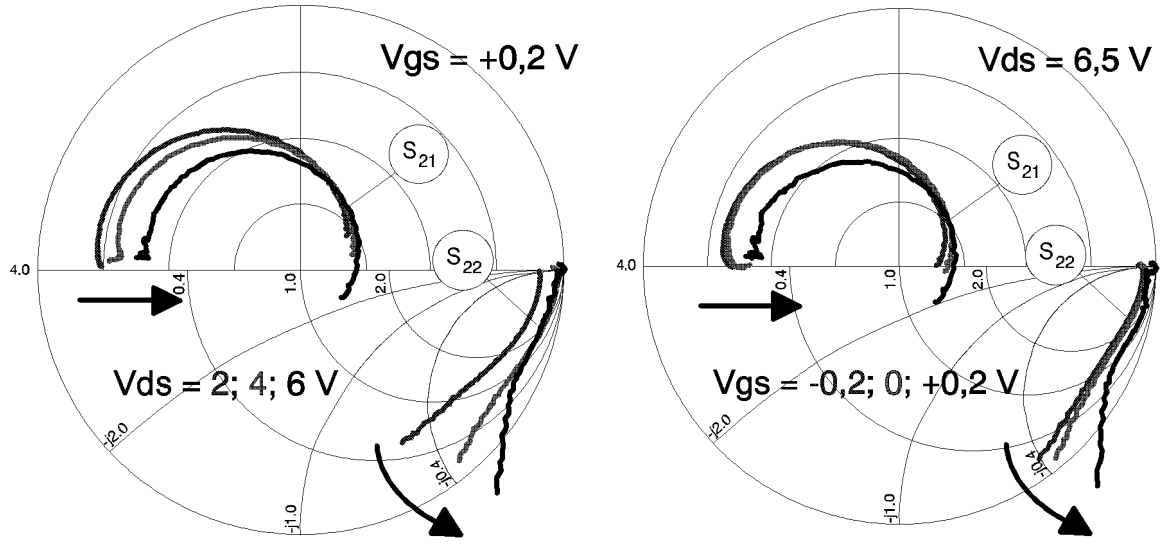


Abb. 94: S-Parameter für verschiedene Drain- und Gate-Source-Spannungen eines 1×80 μm^2-Transistor mit $N_D \times d_d = 5 \cdot 10^{18}$ cm$^{-3}\times$ 10 nm und AlAs/InAlAs-Übergitterbarriere.

Diese Effekte für $V_{gs} > 0$ V korrelieren (bzgl. der Arbeitspunkte) eindeutig mit einem abrupten, drastischen Anstieg des DC-Gate-Leckstroms mit V_{ds} (Abb. 95). Zusätzlich zu der bekannten, mit V_{ds} linear wachsenden „Löcherbeule“ mit Maximalwert I_1 erscheint eine zweite, exponentiell wachsende, deren Maximum I_2 stark vom Schichtdesign, speziell von der Dotierungsdichte, und von der Gate-Länge abhängt (Abb. 96 für HFET gemäß Tab. 4).

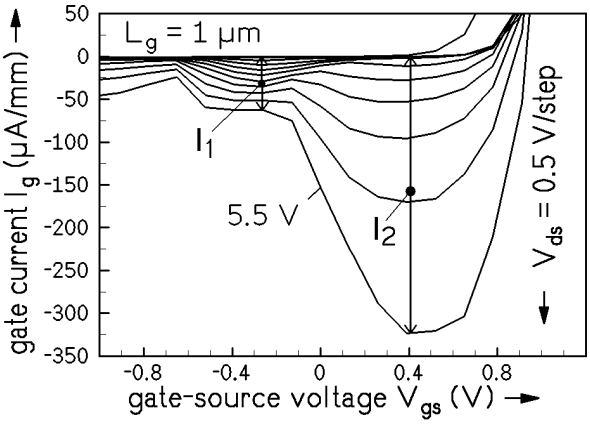


Abb. 95: Eingangscharakteristik bei hohen Drain-Source-Spannungen mit zwei Löcherbeulen ($N_D = 2,5 \cdot 10^{18}$ cm^{-3}).

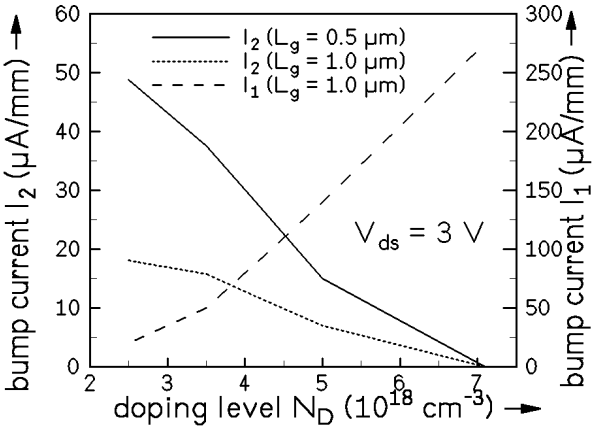


Abb. 96: Maximum der ersten I_1 und zweiten Löcherbeule I_2 bei $V_{ds} = 3$ V versus Dotierstoffkonzentration für zwei Gate-Längen ($d_d = 8$ nm).

Die erste Beule I_1 in Abb. 95 kann mit dem Modell aus Kap. 4 hinreichend erklärt werden. Sie resultiert aus zur Gate-Elektrode tunnelnden Löchern, die im Kanal durch Stoßionisation generiert werden. Weil die Stoßionisationsrate über ΔL_g primär von der effektiven Donatoranzahl

$N_D d_d$ abhängt und weniger von der Gate-Länge, nimmt I_1, wie schon in Kap. 5.2 gezeigt, mit N_D zu und variiert nur schwach mit L_g (Abb. 96). Die zweite Beule hingegen zeigt ein komplementäres Verhalten. Sie wächst, bei gleicher Drain-Source-Spannung, mit sinkender Dotierstoffkonzentration und Gate-Länge. Die Besonderheit dieser zweiten Beule ist die V_{gs}-Position. Die erste Beule ist mit der Abschnürspannung V_T verknüpft; genauer, ihr Maximum ist bei ca. $V_T + 0,3$ V lokalisiert. Die zweite Beule tritt, unabhängig vom Design, bei $V_{gs} \approx 0,4$ V auf. Im Falle großer Abschnürspannungen, wenn die erste Beule in den positiven V_{gs}-Zweig liegt und sich mit der zweiten überlagert, kann I_2 an der exponentiellen Zunahme mit V_{ds} identifiziert werden.

Wegen des geringen Elektronen-Leckstrom und der deutlichen Ausprägung der zweiten Gate-Strombeule wird die folgende Diskussion auf den gitterangepaßten Typ gemäß Tab. 4, jedoch mit $N_D = 2,5 \cdot 10^{18}$ cm^{-3}, beschränkt ($L_g = 1$ μm).
Die zweite Beule tritt nur bei hohen Drain-Source-Spannungen auf, so daß aufgrund der Polarität der sperrenden Gate-Drain-Diode diese entweder von zum drain-seitigen Gate-Ende tunnelnden Löchern, oder von aus dem Gate-Metall injizierten Elektronen getragen wird. Bei Richtigkeit der ersten Aussage müssen die Löcher, wie bei der ersten Beule, vorher durch Stoßionsation generiert worden sein. In beiden Fällen, wenn Stoßionisation im Barrierenmaterial ausgeschlossen wird, würde ein Beitrag zum Drain-Strom geliefert, der im zweiten Fall, wegen der Stromkontinuität, identisch mit dem Gate-Leckstrom der zweiten Beule sein müßte.
Für die Untersuchung dieser Frage ist die Analyse der Übertragungskennlinien (Abb. 97) sehr instruktiv. Aufgrund des sehr kleinen, kinkfreien Ausgangsleitwerts ($g_d \ll 3$ mS/mm) für $V_{ds} < 1,5$ V und des idealen, V_{ds}-unabhängigen Abschnürverhaltens dieser gering dotierten Probe kann angenommen werden, daß Parallelleitung nicht auftritt und die Drain-Stromzunahme ΔI_d mit $V_{ds} \gg V_{sat}$ hauptsächlich von durch Stoßionsation generierten Ladungsträgern und/oder dem Injektionsstrom verursacht wird. Unter dieser Annahme kann ΔI_d aus den Meßdaten durch Differenzbildung bei konstanter Gate-Source-Spannung extrahiert werden. Als Referenzstrom diente der Drain-Strom zu einer Drain-Source-Spannung knapp oberhalb der Sättigungsspannung, wo keine Stoßionisation auftritt, z.B. die Übertragungskennliniendaten zu 1 V. Abb. 97 stellt die nach dieser Methode gebildeten Kennlinienäste für den additiven Drain-Strom $\Delta I_d = I_d(V_{ds}) - I_d(1V)$ dar (gestrichelt), die eine auffallende funktionale Ähnlichkeit zu den Gate-Leckströmen aufweisen (vgl Abb. 95).

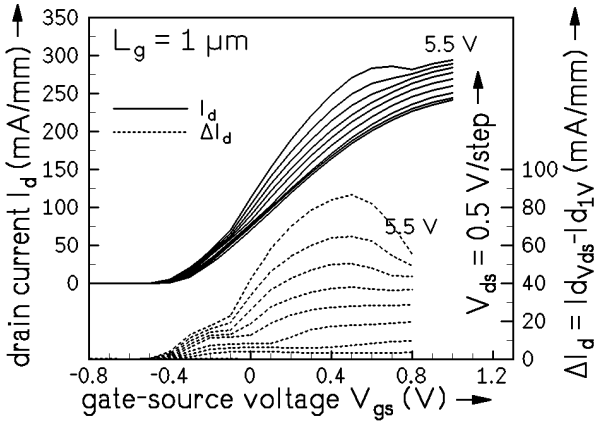


Abb. 97: Übertragungscharakteristik für $N_D = 2,5 \cdot 10^{18}$ cm^{-3} und Drain-Stromdifferenz $\Delta I_d = I_d(V_{ds}) - I_d(1V)$.

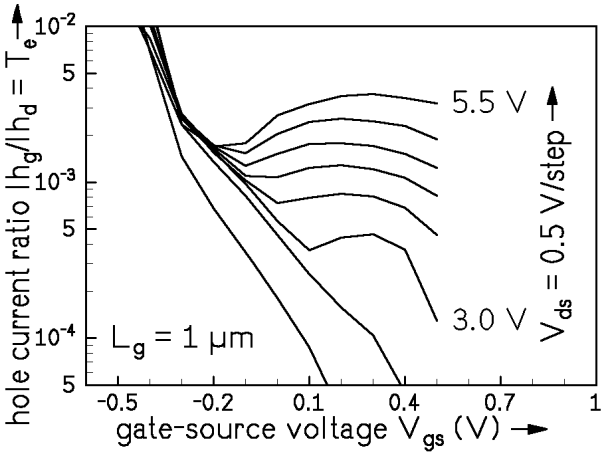


Abb. 98: Quotient aus Gate-Strom I_g und Drain-Stromdifferenz ΔI_d.

Ein erstes Indiz zur Determinierung der Ladungsträgerart liefert die Größenordnung und Spannungsabhängigkeit der Drain-Stromzunahme ΔI_d relativ zum Gate-Leckstrom I_g. Abb. 98 zeigt den Quotient $I_g/\Delta I_d$, der im Erscheinungsbereich der zweiten Beule ($V_{gs} > 0$) in der Größenordnung um 10^{-3} liegt. Diese Kleinheit deutet darauf hin, daß die zweite Gate-Strombeule von Löchern getragen wird, denn sonst, bei elektronischer Herkunft, sollte der Quotient, bei Gültigkeit obiger Annahmen, unabhängig von $V_{ds} \gg V_{sat}$ bei 10^0 liegen.
Es kann daher angenommen werden, daß $\Delta I_d \approx \frac{\alpha L_{eff}}{1-\alpha L_{eff}} I_d \; \forall V_{gs}$ gilt, so daß $I_g/\Delta I_d$ mit der Tunnelwahrscheinlichkeit T_s der Löcher durch die Spacer- und Dotierstoffschicht übereinstimmt. In dieser Anschauung kann die exponentielle Drain-Stromzunahme um $V_{gs} = 0,4$ V ab $V_{ds} > 4,5$ V als beginnender Lawinendurchbruch mit Ladungsträgermultiplikation interpretiert werden. Bei $V_{gs} \approx 0,7$ V erreicht die Gate-Source-Diode schließlich die Flußspannung (plus Spannungsabfall über R_s), und der Drain-Strom beginnt über die Gate-Zuleitung abzufließen. In Konsequenz nimmt wegen der fehlenden Stoßpartner am drain-seitigen Gate-Ende die Stoßionisationsrate wieder ab.
Ein wichtiges Indiz für die Richtigkeit obiger These ist der deutliche Anstieg von ΔI_d für alle Gate-Source-Spannungen bei Abkühlung (Abb. 99). Die mittlere freie Weglänge steigt aufgrund der reduzierten Wahrscheinlichkeit von Phononenstreuung, so daß die Kanalelektronen schneller genügend kinetische Energie aufnehmen, um neue Ladungsträger zu generieren (vgl. Gl. 3, S. 8). Im Gegensatz dazu, im Fall einer von Elektronen getragenen zweiten Beule, müßte I_2 und ΔI_d wie die Tunnelwahrscheinlichkeit der Elektronen durch die Schottky-Barriere mit der Temperatur abnehmen. Zum Vergleich sind in Abb. 100 die Ausgangskennlinien eines HFET ohne zweiter Gate-Leckstrombeule eingetragen. Hier zeigt sich, gemäß der Interpretation in Kap. 4, daß nur für V_{gs} knapp oberhalb V_T eine starke Drain-Stromzunahme mit $V_{ds} \leq 3$ V infolge Stoßionisation auftritt.

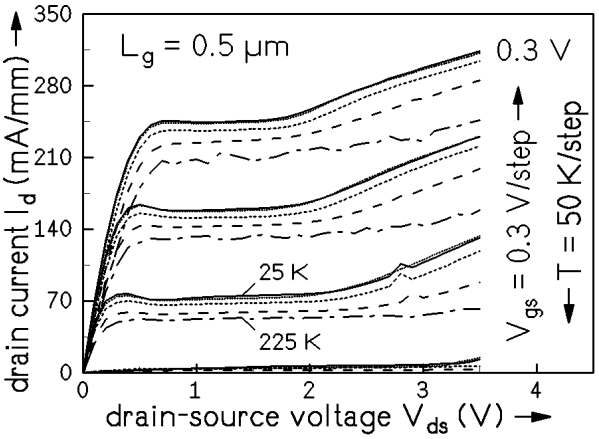


Abb. 99: Ausgangscharakteristik zu verschiedenen Temperaturen für $N_D = 2,5 \cdot 10^{18}$ cm^{-3}.

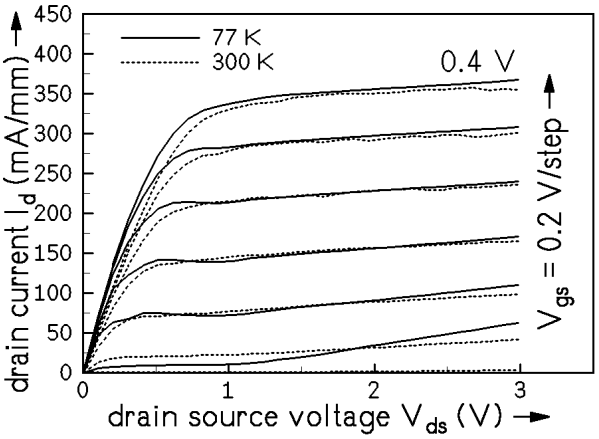


Abb. 100: Ausgangscharakteristik bei Raum- bzw. Flüssigstickstofftemperatur für $N_D = 5 \cdot 10^{18}$ cm^{-3} (keine 2. Beule).

Zusammenfassend wird festgestellt, daß ab einer hohen Drain-Source-Spannung, invers abhängig vom Dotierungsprofil und Schichtkonzentation, eine signifikante Stoßionisationsrate mit Lawinendurchbruch auch für $V_{gs} > 0$ V auftritt, die ihren Maximalwert (als Funktion von V_{gs}) kurz vor Erreichen der Gate-Source-Diodenflußspannung zeigt. Die enorme Stoßionsationrate führt zur einer Degradation der S-Parameter selbst im obersten GHz-Bereich. Die zur Gate-Elektrode tunnelnden Löcher erzeugen, zusätzlich zur bekannten, eine zweite Beule im Eingangskennlinienfeld, die aufgrund des Lawinendurchbruch im Kanal exponentiell mit V_{ds} wächst. Ihr Maximum zeigt eine starke Abhängigkeit von der Gate-Länge.

6 Zusammenfassung

Die Vorzüge InP-basierender Transistoren, höchste Stromdichten und Grenzfrequenzen bei kleinsten Rauschzahlen, wurden überschattet von hohen Ausgangsleitwerten, geringen Durchbruchspannungen und großen Leckströmen infolge mangelhafter Materialqualität der InAlAs-Schichten und exzessiver Stoßionisation im InGaAs-Kanal.
Während die Epitaxie des Indiumaluminiumarsenid hinsichtlich der Durchbrucheigenschaft isoliert optimiert werden konnte, sind die Stoßionisationsrate und die Kanalelektronengeschwindigkeit über den Bandabstand (bzw. effektive Elektronenmasse) und der mittleren freien Weglänge eng miteinander verknüpft; d.h., ein ausgezeichnet schneller Transistor mit InGaAs-Kanal zeigt gleichzeitig eine hohe Stoßionisationsrate und alle (bis dahin bekannten) direkten Reduktionsversuche zogen eine Degradierung des Elektronentransportes nach sich.

Diese Arbeit setzte sich zum Ziel, bei gegebenen Kanalmaterial die oben aufgezählten Nachteile im Rahmen epitaktischer und technologischer Standardverfahren abzuschwächen, und zwar ohne Einbußen im Schaltverhalten, aber auch ohne Einschränkungen in der Herstellungsprozeßsicherheit und -geschwindigkeit. Namentlich wurden das Schichtdesign, die MBE-Wachstumsmethoden (speziell die Substrattemperatur) und die Gate-Recess-Prozedur experimentiell optimiert; ein neuentwickeltes, vielfach verifiziertes analytisches Transistormodell lieferte das nötige Verständnis.

Als geeignete Maße für die Leckstrom- und Durchbrucheigenschaft wurden das extrahierte Löcher-Gate-Strombeulenmaximum der Eingangskennlinie zur Drain-Source-Spannung von 3 V und die Gate-Drain-Durchbruchspannung gewählt; die Niederfeldbeweglichkeit und das 2π-fache des Transitfrequenz-Gate-Längenproduktes repräsentierten die zu erhaltende Elektronengeschwindigkeit.

Vor der eigentlichen Zielsetzung stand die Entwicklung eines schnellen, kinkfreien Bezugstransistors mit einwandfreiem Abschnürverhalten. Dazu wurden in einem weiten Rahmen die Pufferschichten, die Kanaldicken, die Kanalindiumkonzentationen, die Spacer-Dicken, die Dotierprofile (Spenderschichtdicken und Donatorkonzentrationen), die Barrierendicken und die Molekularstrahlepitaxieparameter zu jeder Einzelschicht variiert. Im wesentlichen zeigte die Übertragung von Literaturdaten zum Wachstum von HFET-Schichten wie in Kap. 2.6 dargestellt ausreichende Ergebnisse. Signifikante Verbesserungen im „On-state“-Durchbruch- und Sättigungsverhalten erbrachte ein spezieller Pufferepitaxiemodus (Kap. 5.1): Das InAlAs-Wachstum bei 420°C lieferte Ausgangsleitwerte unterhalb 3 mS/mm und spektakuläre Durchbruchleistungen über 4 W/mm; ein abschließender Temperatursprung auf 540°C ermöglichte Beweglichkeiten um 12000 cm^2/Vs für gitterangepaßte Typen. Diese Epitaxiemethode erwies sich auch für pseudomorphe Transistortypen als erfolgreich.

Eine Steigerung der Güte kanalindiumreicher Transistoren wurde mit einem Drei-Schichtkanaldesign erzielt (Kap. 5.3.2). Eine 2 nm dicke, gitterangepaßte InGaAs-Glättungsschicht zwischen dem pseudomorphen Subkanal und dem Spacer lieferte zu Ladungsträgerkonzentrationen oberhalb $3{\cdot}10^{12}$ cm^{-2} Rekord-Beweglichkeiten für ternäre InGaAs-Kanäle (14600 cm^2/Vs bei 300 K), mit denen Transistoren realisiert wurden, die für Gate-Längen über 0,5 μm Rekordtransitfrequenzen von 80 GHz zeigten. Eine weitere Verbesserung der Transporteigenschaften durch die

Substitution des ternären Subkanals durch eine teilweise streßkompensierte, binäre InAs/GaAs-Übergitterstruktur entsprechender Dicke, wie in der Literatur vorgeschlagen, konnte experimentiell nicht bestätigt werden (Kap. 5.3.3). Der prognostizierte Beweglichkeitsgewinn durch die Abnahme der Legierungs- und Phononenstreuung erwies sich als deutlich geringer und wurde durch die zunehmende Aufrauhung infolge der hohen mikroskopischen Verspannung an der InAs/GaAs-Grenzfläche überkompensiert. Immerhin konnten mittels spezieller Wachstumsmethoden die Indium/Gallium-Austauschrate in der Grenzflächenatomlage nachweislich unterhalb 10% gedrückt und die Weltbestmarke der Beweglichkeit in solchen Übergitterstrukturen auf 13100 cm^2/Vs bei 300 K gesetzt werden.

Ein wichtiges Nebenergebnis obiger Entwicklungsarbeiten war die experimentell gefundene funktional gleiche Abhängigkeit der Gate-Drain-Diodendurchbruchspannung und des Logarithmus des Löcherleckstroms unter Variationen von Schicht- und Prozeßparamtern. Damit konnten epitaktische und technologische Fluktuationen herausgerechnet und der Einfluß des lateralen Aufätzens und additiver Elektronen- und Löcherbarrieren quantifiziert werden:

Experimente zum selektiven Gate-Recess (Kap. 5.4.1) zeigten eine exponentielle Abnahme des Löcherleckstroms und eine lineare Zunahme der Durchbruchspannung mit der Ätzweite bis zu einer effektiv wirksamen lateralen Recess-Grabenweite, die von der Versorgungsspannung abhängt und den Ort innerhalb der Drain-Gate-Strecke angibt, wo die Hochfeldzone vollständig abgeklungen ist. Bei weiterer Aufätzung setzt eine Sättigung der oben aufgeführten Größen ein. Der Source- und der Ausgangswiderstand wachsen allerdings linear weiter. In Konsequenz verzeichnet man zwar eine quadratwurzelförmige Erhöhung der unilateralen Verstärkung (via Ausgangswiderstand), jedoch degradieren im stärkeren Maße der Drain-Strom und die Rauscheigenschaft mit dem zunehmenden Source-Widerstand. Diese Beobachtungen werden der stärkeren Einflußnahme der freien InAlAs-Oberfläche auf die Kanalelektronen in den Gate-Zuleitungsstrecken zugeordnet: Die negative Oberflächenladung verdrängt einen Teil der Kanalladung. In der Gate-Source-Zuleitung nimmt der Bahnwiderstand zu; in der Drain-Gate-Strecke kann sich die Hochfeldzonenlänge weiter ausdehnen, so daß mit der lateralen Feldstärke der Stoßionisationskoeffizient abnimmt.
Als universaler Richtwert für die laterale Aufätzweite für Transitoren mit Schwellspannungen unterhalb -0,4 V wurde 150 nm ermittelt. Ein Tiefen-Recess bzw. dünne Barrieren und/oder eine schwache Dotierung verstärken die oben aufgelisteten Tendenzen (besserer Durchgriff des Oberflächenpotentials). Es konnte für InP-basierende Transistoren nachgewiesen werden, daß schon ab Standarddicken die Stoßionisationsrate mit sinkender Barrierendicke stärker wächst als die Tunnelwahrscheinlichkeit für Elektronen und Löcher zunimmt.

Die Verwendung aluminiumreicher Barrierenschichten bewirkte eine deutliche Reduzierung des Elektronentunnelstroms (Kap. 5.4.2). Dabei entschied nur der integrale Aluminiumgehalt, so daß vorteilhaft kurzperiodische AlAs/InAlAs-Übergitter eingesetzt werden konnten. Mit 15 nm dicken Barrierenschichten einer effektiven AlAs-Konzentration von 60% konnte die Durchbruchspannung ohne Leistungseinbußen verdoppelt werden; der Löcherleckstrom blieb hierbei unbeeinflußt.

Der Einbau additiver AlAs-Löcherbarrien in den Spacer bis zur kritischen Schichtdicke erwirtschaftete eine Halbierung des Referenzlöcherleckstroms ohne Degradation der Transporteigenschaften (Kap. 5.4.3). Als kritische Schichtdicke von AlAs wurde 2,2 nm (8 ML) ermittelt.

Der AlAs-Spacer und die AlAs/InAlAs-Übergitterbarrieren konnten erfolgreich mit indiumreichen Kanälen kombiniert werden. Insgesamt reduzierte sich im Arbeitspunkt der maximalen Transitfrequenz (73 GHz für $L_g = 0,55$ μm) der totale Gate-Leckstrom um den Faktor 6.

Alle oben beschriebenen experimentellen Ergebnisse konnten fundamental mit einem neuentwickelten HFET-Modell interpretiert werden (Kap. 4). Dieses Modell basiert auf einem neuartigen Geschwindigkeitsansatz, der den nicht-stationären Elektronentransport mit „velocity-overshoot“ berücksichtigt. Dazu wurde zu publizierten Ergebnissen aus Monte-Carlo-Simulationen eine mathematisch einfache Fitfunktion entwickelt, die die Elektronengeschwindigkeit in einem Festkörper mit der Feldstärke und der Hochfeldzonenlänge verknüpft (Kap. 2.3). Diese Fitfunktion wurde den besonderen, vorspannungsabhängigen Feldzonen im Transistor angepaßt (Kap. 4.2). Eine Transformation mittels eines dimensionslosen Parameters b, der alle Geschwindigkeitsüberschußgrößen vereinigt, lieferte schließlich eine einfache Formel für die Kanalelektronengeschwindigkeit und in Konsequenz eine einfache analytische Stromgleichung, die bis mindestens zu einer Gate-Länge von 0,2 μm die gemessenen Ausgangskennlinienfelder eindrucksvoll wiederspiegelt. Eine wichtige Voraussetzung hierfür war die präzise explizite Beschreibung der Schichtkonzentration (maximale Abweichung von Meßdaten $< 9\%$ (Kap. 4.1)) sowie die Berücksichtigung der Recess-Grabengeometrie und der Streuung heißer Kanalelektronen in die umliegenden Barrierenschichten mittels neuartiger Ansätze (Kap. 4.3). Der Parameter b konnte schließlich als das Verhältnis der Sättigungsschichtdichte zur Schichtdichte am source-seitigen Gate-Elektrodenende interpretiert werden.

Weitere Vereinfachungen der Feldzonengleichungen unter Vernachlässigung redundanter Terme und die Auffindung einfacher, bis 0,5 μm Gate-Länge verifizierter Ansätze für die Schichtdichtenverhältnisse lieferten einen mathematisch einfachen Ausdruck für die Stoßionisationsrate (Kap. 4.8), mit dem das typische Eingangskennlinienfeld eines InP-basierenden HFET nachgebildet werden konnte. Es zeigte sich zu allen experimentiell durchgeführten Variationen eine exzellente Übereinstimmung des simulierten Referenzlöcherleckstromes (Kap. 4.9) mit dem gemessenen (Kap. 5). Der experimentiell gefundene Zusammenhang zwischen dem Löcherleckstrom und der Gate-Drain-Diodendurchbruchspannung konnte auf die gemeinsame Variation in der Stoßionisationsrate zurückgeführt werden.

In dieser Arbeit wurden Wege zur Herstellung leckstromarmer, spannungsfester Höchstgeschwindigkeitstransistoren auf InP-Substraten aufgezeigt und epitaktische und technologische Grenzen neu definiert. Mit dem obigen Transistormodell werden dem Schaltungsdesigner über die Möglichkeit einer schnellen Transistormodellierung hinaus ein Werkzeug zur Verfügung gestellt, gezielt ein Schichtpaket zu entwerfen, das gewünschte Spezifikationen wie Stromdichte, Steilheit, Grenzfrequenz, Abschnürspannung, Durchbruchspannung etc. erfüllt. Für den mehr Bauelementphysik-Interessierten wird hier zum erstenmal eine fundamentale analytische Darstellung des Zusammenhangs epitaktischer und technologischer Parameter mit den typischen Eigenschaften des InP-basierenden Kurzkanaltransistors geliefert.

7 Literatur- und Formelverzeichnis

7.1 Verwendete Literatur

[1] R. Dingle, H.L. Störmer, A.C. Gossard, K.W. Baldwin, „Electron mobilities in modulation doped semiconductors heterojunction superlattices“, *Appl. Phys. Lett.* 33(7) (1978) p. 665.

[2] T. Mimura, S. Hayamizu, T. Fujii, K. Nanbu, „A new Field-Effect-Transistor with selectively doped GaAs/n-AlGaAs Heterojunctions“, *Jap. J. Appl. Phys.*, vol.19(5) (1980) p. 225.

[3] C.Y. Chen, A.Y. Cho, K.Y. Cheng, T.P. Pearsall, P. O'Connor, P.A. Garbiniski, „ Depletion Mode Modulation Doped $Al_{0.48}In_{0.52}As$-$Ga_{0.47}In_{0.53}As$ Heterofunction Field Effect Transistor“, *IEEE Elect. Device Lett.* vol. 3, no. 6 (1982) p. 152.

[4] T. Itoh, A.S. Brown, L.H. Camnitz, G.W. Wicks, J.D. Berry, L.F. Eastman, „Depletion- and enhancement-mode $Al_{0.48}In_{0.52}As$-$Ga_{0.47}In_{0.53}As$ modulation-doped field-effect transistor with a recessed gate structure“, *Inst. Phys. Conf. Ser.* No. 79, Chapter 10 (1985) p. 571.

[5] L.F. Palmateer, P.J. Tasker, T. Itoh, A.S. Brown, G.W. Wicks, L.F. Eastman, „Microwave Characterisation of 1 μm $Al_{0.48}In_{0.52}As/Ga_{0.47}In_{0.53}As$/InP MODFETs“, *Electr. Lett.*, vol. 23, no. 1 (1987) p. 53.

[6] L.D. Nguyen, A.S. Brown, M.A. Thompson and L.M. Jelloian, „50-nm Self-Aligned-Gate Pseudomorphic AlInAs/GaInAs High Electron Mobility Transistors“, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 39, no. 9 (1992) p. 2007.

[7] A.S. Brown, U.K. Mishra, C.S. Chou, C.E. Hopper, M.A. Melendes, M. Thompson, L.E. Larson, S.E. Rosenbaum, M.J. Delaney, „AlInAs-GaInAs-HEMT's Utilizing Low-Temperature AlInAs Buffers Grown by MBE“, *IEEE Elect. Dev. Lett.* vol. EDL-10 (1989) p. 565.

[8] M.H. Sommerville, J.A. del Alamo, „Direct correlation between impact ionization and the kink effect in InAlAs/InGaAs HEMT's“, *IEEE Electr. Dev. Lett.*, vol. 17, no. 10 (1996) p. 473.

[9] Y.-C. Pao, J.S. Harries jr., „Physical Origin of the High Output Conductance in InAlAs/InGaAs/InP HEMTs“, in *Proc. 3rd Int. Conf. on InP & Related Materials*, Cardiff, Wales UK (1991) p. 344.

[10] G.-G. Zhou, A. Fischer-Colbrie, J.S. Harries jr., „I-V Kink in InAlAs/InGaAs MODFET due to Weak Impact Ionization Process in the InGaAs Channel“, in *Proc. 6th Int. Conf. on InP & Rel. Mat.*, Santa Barbara, CA (1994) p. 435.

[11] D.J. Newson, R.P. Merrett, B.K. Ridley, „Control of Gate-Leakage in InAlAs/InGaAs HEMT's“, *Electr. Lett.*, vol.27, no. 17 (1991) p. 1592.

[12] J.-H. Reemtsma, W. Kuebart, H. Großkopf, U. Koerner, D. Koerner, D. Kaiser, I. Gyuro, „Optimization of InAlAs/InGaAs Heterostructure Field Effect Transistors for an Application in Optoelectronic Receivers“, *Proc. 4th Int. Conf. on InP & Rel. Mat.*, Newport USA (1992) p. 1592.

[13] S. R. Bahl, J. A. del Alamo, „Elimination of Mesa-Sidewall Gate Leakage in InAlAs/InGaAs HFET's by Selective Sidewall Recessing“, *IEEE Elect. Device Lett.*, vol. EDL-13 (1992) p. 195.

[14] J. Dickmann, S. Schildberg, A. Geyer, B.E. Maile, A. Schurr, S. Heuthe, P. Narozny, „Breakdown Mechanisms in the On-State Mode of Operation of InAlAs/InGaAs Pseudomorphic HEMT's“, *Proc. 6th Int. Conf. on InP & Rel. Mat.*, Santa Barbara, CA (1994) p. 335.

[15] S. R. Bahl, W. J. Azzam, J. A. del Alamo, J. Dickmann, S. Schildberg, „Off-State Breakdown in InAlAs/InGaAs ModFET's“, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 42, no.1 (1995) p. 15.

[16] H. Rhodin, C. Su, N. Moll, A. Wakita, A. Nagy, V. Robbins, M. Kauffman, „Semi-analytical analysis for optimization of 0.1-μm InGaAs-channel ModFETs with emphasis on on-state breakdown and reliability“, *Proc. 7th Int. Conf. on InP & Rel. Mat.*, Hyannis, USA (1997) p. 357.

[17] C.S. Putnam, M.H. Sommerville, J.A. del Alamo, P.C. Chao, K.G. Duh, „Temperature dependence of breakdown voltage in InAlAs/InGaAs HEMTs: theory and experiments“, in *Proc. 7th Int. Conf. on InP & Rel. Mat.* Hyannis, USA (1997) p. 197.

[18] R. Müller, „Grundlagen der Halbleiterelektronik I“, *Springer Verlag*, Berlin (1979).

[19] R. Reuter, M. Agethen, U.Auer, S. van Waasen, D. Peters, W. Brockerhoff, F. J. Tegude, „Investigation and modelling of impact ionization with regard to RF- and noise behaviour of HFET“, *Proc. Int. Microwave Symposium MTT-S '96*, San Fransisko CA, USA (1996) p. 1317.

[20] A. Cappy, „Metamorphic InGaAs/AlInAs Heterostructures Field Effect Transistors: Layer Growth, Device Processing and Performance“, in *Proc.8th Int. Conf. on InP & Rel. Mat.*, Schwäbisch Gmünd, Germany (1996) p.3.

[21] D.R. Greenberg, J.A. del Alamo, R. Bhat, „A recessed-gate InAlAs/n$^+$-InP HFET with an InP etch-stop layer“, *IEEE Electr. Device Lett.* vol. 13, no. 3 (1992) p. 137.

[22] S. R. Bahl, J. A. del Alamo, „Breakdown Voltage Enhancement from Channel Quantization in InAlAs/n$^+$-InGaAs HFET's“, *IEEE Elect. Device Lett.*, vol. 13, no.2 (1992) p. 123.

[23] T. Enoki, K. Arai, A. Kohzen, Y. Ishii, „Design and charakteristics of InGaAs/InP composite-channel HFET's“, *IEEE Trans. Electr. Devices*, vol. 42, no. 8 (1995) p. 1413.

[24] E. Constant, „Modelling of sub-micron devices“, *Inst. Phys. Conf. Ser.* no. 57 (1981) p. 141.

[25] J. Kraus, „Molekularstrahlepitaxie und Charakterisierung von pseudomorphen $In_yGa_{1-y}As$ Kanalschichten für die Anwendung in Submikron-Heterostruktur-Feldeffekttransistoren“, Dissertation, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg (1994).

[26] C. Heedt, „Herstellung und Charakterisierung von InAlAs/InGaAs Heterostruktur-Feldeffekttransistoren mit niedrigen Gate-Leckströmen“, Dissertation, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg (1995).

[27] A.Y. Cho, J.R. Arthur, „Molecular beam epitaxy“, *Prog. Solid State Chem.* vol.10 (1975) p. 157.

[28] D.W. Kisker, T.W. Kuech, „The principles and practice of organometallic vapor phase epitaxy“, *Handbook of crystal growth* vol. 3 (1994) p. 93.

[29] F. Capasso, „Band-gap engineering: From physics and materials to new semiconductor devices“, *Science* vol. 235 (1987) p. 172.

[30] C. Weisbuch, B. Vinter, „Quantum semiconductor structures“, *Academic Press, INC* (1991).

[31] L. Esaki, R. Tsu, „Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors“, *IBM J. Res. Devel.* (1970) p. 61.

[32] E.F. Schubert, K. Ploog, „The δ-doped field-effect transistor“, *Jpn. J. Appl. Phys.* 24(8) (1985) p. L608.

[33] L.D. Nguyen, L.E. Larson, U.K. Mishra, „Ultra-High-Speed Modulation-doped Field-Effect Transistors. A Tutorial Review“, in *Proc. IEEE*, vol. 80, no. 4 (1992) p. 494.

[34] K. Heime, „InGaAs Field-Effect Transistors“, *John Wiley & Sons INC.*, New York (1989).

[35] C. Hilsum, „Simple empirical relationship between mobility and carrier concentration“, *Electr. Lett.* vol. EL-10, no. 13 (1974) p. 259.

[36] T.P. Pearsall, „GaInAsP Alloy Semiconductors“, *John Wiley & Sons*, NY (1982).

[37] H. Morkoc, H. Unlu, Principles and technology of MODFETs“, vol. 1, *John Wiley and Sons*, NY (1991).

[38] D.C. Look, „Electrical characterisation of GaAs material and devices“, *Wiley & Sons*, Chichster (1989).

[39] C. Erginsoy,„Neutral impurity scattering in semiconductors“, *Phys. Rev.* 79 (1979) p. 1013.

[40] N.F. Mott, H. Jones, „The theory of the properties of metals and alloys“, *Dover*, New York (1958).

[41] V. Drouot, M. Gendry, C. Santinelli, P. Viktorovitch, G. Hollinger, S. Elleuch, J.-L. Pelouard, „High electron mobility in pseudomorphic modulation-doped $In_{0.75}Ga_{0.25}As$/InAlAs heterostructures achieved with growth interuptions“, *J. Appl. Phys.* 77(4), (1995) p. 1810.

[42] T. Nakayama, H. Miyamoto, E. Oishi, N. Samoto, „High electron mobility 18300 cm^2/Vs InAlAs/InGaAs pseudomorphic structure by channel indium composition modulation“, in *Proc.7th Int. Conf. on InP & Rel. Mat.*, Sapporo, Japan (1995).

[43] M.B. Thomas, J.C. Woolley, *Can. J. Phys.* vol. 49 (1971) p. 2052.

[44] W. Porod, D.K. Ferry, *Phys. Review*, vol. 27B (1983) p. 2587.

[45] J.G. Ruch, „Electron dynamics in short channel field-effect transistors“, *IEEE Trans. Electr. Devices*, vol. ED-19, no. 5 (1972) p. 652.

[46] A. Sze, „Physics of semiconductor devices“, *John Wiley & sons*, 2nd Edition, N.Y. (1981).

[47] Y. Okuto, C.R. Crowell, „Ionization coefficients in semiconductors: a nonlocalized property“, *Phys. Review B*, vol. 10(10) (1974) p. 4284.

[48] K.K. Thornber, „Applications of scaling to problems in high field electronic transport“, *J. Appl. Phys.*, vol. 51(1) (1981) p.279.

[49] C. Canali, C. Forzan, A. Neviani, L. Vendrame, E. Zanoni, R.A. Hamm, R.J. Malik, F. Capasso, S. Chandraskhar, „Measurement of the electron ionization coefficient at low electric fields in InGaAs-based heterojunction bipolar transistors“, *Appl. Phys. Lett*, 66(9) (1995) p. 1095.

[50] F. Osaka, T. Mikawa, T. Caneda, *IEEE J. of Quantum Electronics*, Vol. 21 (1985) p. 1326.

[51] S. Wang, „Fundamentals of semiconductor theory and decice physics“, *Printice-Hall*, UK (1989).

[52] W. Prost, „Einführung in die Technologie der III/V-Halbleiter“, Teil 1 des Vorlesungsskript, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg, *Springer Verlag* (1997).

[53] S. Tiwari, and D. J. Frank, „Empirical fit to band discontinuities and barrier heights in III-V alloy systems“, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 60, no. 5 (1992) p. 630.

[54] Londolt-Bernstein, „Numerical data and functional relationships“, *Science and Technology*, ed. O. Madelung, M. Schulz, *Springer Verlag*, New York (1987).

[55] M.P.C.M. Krijn, „Heterojunction band offsets and effective masses in III-V quaternary alloys“, *Semicond. Sci. Technol.* no. 6 (1991) p. 27.

[56] P. Bhattacharya, „Materials and device fundamentals of InP-based microelectronics and optoelectronics“, *Compound Semiconductors*, vol. 2, no. 2 (1996) p. 35.

[57] R. People, J.C. Bean, „Calculation of critical layer thickness versus lattice-mismatch for GeSi/Si strained layer heterostructures“, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 50(15) (1985) p. 980.

[58] J.W. Matthews, A.E. Blakeslee, „Defects in epitaxial multilayers“, *J. Cryst. Growth*, vol. 27 (1974) p. 118.

[59] Unbekannte Herkunft.

[60] B.R. Benett, J.A. del Alamo, „Mismatched InGaAs/InP and InAlAs/InP heterostructures with high crystalline quality“, *J. Appl. Phys.* 73(1) (1993) p. 3195.

[61] M. Gendry, V. Drouot, C. Santelli, G. Hollinger, „Critical thickness of highly strained InGaAs layers grown on InP by molecular beam epitaxy“, *Appl. Phys. Lett.* 60 (18) (1992) p. 2249.

[62] E. Tournié, K.H. Ploog, N. Gradjean, J. Massies, „Surfactant-mediated molecular-beam epitaxy of highly strained III-V semiconductor heterostructures“, in *Proc.7th Int. Conf. on InP & Rel. Mat.*, Santa Barbara, CA (1994) p. 49.

[63] T. Nakayama, H. Miyamoto, E. Oishi, N. Samoto, „Dependence of critical thickness of strained InAs layer on growth rate“, *Proc.8th Int. Conf. on InP & Rel. Mat.*, Schwäbisch Gmünd, Germany (1996) p. 614.

[64] A.S. Brown, A.E. Schmitz, L.D. Nguyen, J.A. Henige and L.E. Larson, „The Growth of High Performance $In_xGa_{1-x}As(.52 < x < .9)$ $Al_{.48}In_{.52}As$ High Electron Mobility Transistors by MBE“, in *Proc. 6th Int. Conf. on InP & Related Materials*, Santa Barbara, USA (1994).

[65] M.A. Herman, H. Sitter, „Molecular Beam Epitaxy: Fundamentals and current status“, *Springer Verlag*, Berlin (1989).

[66] C.T. Foxon, „MBE growth of GaAs and III-V-alloys“, *J. Vacuum Sci. Techn.* B1(2) (1983) p. 293.

[67] S. Nilsson, E. van Gieson, D.J. Arent, H.P. Meier, W. Walter, T. Forster, „Ga-adatom migration over a nonplanar substrate during molecular beam epitaxial growth of GaAs/AlGaAs heterostructures“, *Appl. Phys. Lett.* 55(10) (1989) p. 972.

[68] F. Turco, J. Massies, „Strain-induced In incorporation coefficient variation in the growth of $In_xAl_{1-x}As$ alloys by molecular beam epitaxy“, *Appl. Phys. Lett.* 51(24) (1987) p. 1989.

[69] M. Allovon, J. Primot, Y. Gao, M. Quillec, „Auto lattice matching effect for AlInAs grown by MBE at high temperature“, *J. Electr. Mat.*, vol. 18 (1989) p. 505.

[70] J.H. Neave, B.A. Joyce, P.J.Dobson, N. Norton, „Dynamics of film growth of GaAs by MBE from RHEED observations“, *Appl. Phys.* A 31 (1983) p. 1.

[71] R. Ludeke, R.M. King, E.H.C. Parker, „MBE surface and interface studies“, in „The technology and physics of molecular beam epitaxy“, *Plenum Press*, New York (1985) p. 555.

[72] H. Beneking, „Halbleitertechnologie“, *Teubner Verlag* (1991).

[73] G.J. Whaley, P.I. Cohen, „Layered structures: Heteroepitaxy, superlattices, strain and metastability“, *Appl. Phys. Lett.* 57 (1990) p. 144.

[74] M. Gendry, G. Grenet, Y. Robach, P. Krapf, L. Porte, G. Hollinger, „Role of surface energy and surface reconstruction on the 2D-to-3D growth-mode transition of strained $In_xGa_{1-x}As$ layers on InP(001)“, *Phys. Rev. B*, vol. 56, no. 15 (1997) p. 9271.

[75] J.M. Moison, C. Guille, F. Houzey, F. Barthe, M. van Rompay, „Surface segregation of third-column Atoms in Group III-V arsenide Compounds: ternary alloys and heterostructures“, *Phys. Rev. B*, vol. 40, no. 9 (1989) p. 6149.

[76] H. Künzel, private Mitteilung (1993).

[77] M. Beck, M. Ilegems, „Influence of growth conditions on mobility and anisotropy of $In_yGa_{1-y}As/In_{0.52}Al_{0.48}As/InP$ HEMTs with $y = 0.53$ to 0.80“, *Proc. 8th Int. Conf. on InP & Rel. Mat.*, Schwäbisch Gmünd, Germany (1996) p. 97.

[78] H. Künzel, J. Böttcher, H.Hase, H. Hoenow, C. Heedt, „Low temperature molecular beam epitaxy of Al(Ga)InAs on InP and its application to high electron mobility transistor structures“, *Mat. Science and Engineering*, B22 (1993) p. 89.

[79] A. Claverie, K.M. Yu, W. Swider, Z. Liliental-Weber, „Structural characterisation of low-temperature $In_{0.52}Al_{0.48}As/InP$ heterolayers“, *Appl. Phys. Lett.* 60(8) (1992) p. 989.

[80] H. Künzel, J. Böttcher, R. Gibis, H. Hoenow, C. Heedt, „Low Temperature MBE of Al(Ga)InAs Lattice-Matched to InP“, *J. of Crystal Growth*, 127 (1993), p. 519.

[81] E. Bearzi, T. Benyatto, G. Guillot, O. Marty, M. Pitaval, M. Oustric M. Gendry, G. Hollinger, J.C. Harmand, M. Quillec, „Anomalous optical behaviour of LT-InAlAs related to anisotropic compostion modulation“, *Proc. 8th Int. Conf. on InP & Rel. Mat.*, Schwäbisch Gmünd, Germany (1996) p. 19.

[82] P. Chu, C.L. Lin, H.H. Wieder, „Schottky barrier height of $In_xAl_{1-x}As$ epitaxial and strained layers“, *Appl. Phys. Lett.* 53(24) (1988) p. 2423.

[83] H. Künzel, W. Passenberg, J. Böttcher, C. Heedt, „Optimization of the AlInAs Growth Temperature for AlInAs/GaInAs HEMTs Grown by MBE“, *Microelectronic Engineering*, 15 (1991) p. 569.

[84] Q. Liu, „Characterisation of GaInP/GaAs and GaInP/InP heterostructures by means of x-ray diffractometry and photoluminescence“, *Dissertation*, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg (1996).

[85] J. Singh, S. Dudley, B. Davies, K.K. Bajaj, *J. Appl. Phys.* 60 (1986) p. 3167.

[86] Y.-C. Pao, C. Nishimoto, M. Riaziat, R. Majidi-Ahy, N.G. Bechtel, J.S. Harries jr., „Impact of surface layer on $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$- High Electron Mobility Transistors“, *IEEE Electr. Dev. Lett.*, vol. 11, no. 7 (1990) p. 312.

[87] J. Dickmann, H. Dämbkes, H. Nickel, W. Schlapp, K. Ploog, Y.H. Zhang, J. Böttcher, H. Künzel, „Influence of surface layers on DC- and RF-performance of AlInAs/GaInAs HFET's“, in *Proc. 3th Int. Conf. on InP & Rel. Mat.*, Cardiff, UK (1994) p. 292.

[88] R. Kull, „Magnetfeldabhängige Hallmessungen an Heterostruktur Halbleitermaterialien“, *Diplomarbeit*, Universität Duisburg (1992).

[89] M. Iding, „Bestimmung des Source-Widerstandes von Heterostruktur-Feldeffekttransistoren“, *Studienarbeit*, Universität Duisburg (1989).

[90] C. Heedt, P. Gottwald, F. Buchaldi, W. Prost, H. Künzel, F.J. Tegude, „On the optimization and reliability of Ohmic- Schottky-contacts to InAlAs/InGaAs/InP HFET“, *Proc. 7th Int. Conf. on InP & Rel. Mat.*, Paris, France (1993) p. 243.

[91] C. Heedt, F. Buchaldi, W. Prost, W. Brockerhoff, D. Fritzche, H. Nickel, R. Lösch, H.Schlapp, and F. J. Tegude, „Drastical Reduction of Gate Leakage in InAlAs/InGaAs HEMT's Using a Pseudomorphic InAlAs Hole Barrier Layer“, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 41, no. 10 (1994) p. 1685.

[92] M.H. Sommerville, R. Blanchard, J.A. del Alamo, G. Duh, P.C. Chao, „A new gate current extraction technique for measurement of on-state breakdown voltage in HEMT's“, *IEEE Electr. Dev. Lett.*, vol. 19, no. 11 (1998) p.405.

[93] H. Meschede, „Hochfrequenzcharakterisierung von Mikrowellentransistoren aus III-V-Material bei Temperaturen im Bereich von 20 K bis 300 K“, *VDI-Verlag*, vol. 21, no. 144, Dissertation, Universität Duisburg (1993).

[94] R. Reuter, „Zum Kleinsignal und Hochfrequenzrauschverhalten von InP-basierenden Heterostruktur-Feldeffekttransistoren“, *Dissertation*, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg (1998).

[95] B. Vinter, „Heterojunctions and Semiconductor Superlattices“, *Springer-Verlag*, Berlin, New York (1985).

[96] H. Morkoc, H. Unlu, Principles and technology of MODFETs“, vol. 2, *John Wiley and Sons*, NY (1991).

[97] M. Shur, „GaAs devices and circuits“, *Plenum Press*, NY (1987).

[98] W. Daumann, *Dissertation*, Gerhard-Mercator-Universtität Duisburg, in Vorbereitung.

[99] W. Brockerhoff, „Feldeffekttransistoren aus III-V-Halbleitern: Simulation mit stationären und nichtstationären Modellen“, *Dissertation*, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg (1989).

[100] A. Biernat, „Zweidimensionale Simulation mehrschichtiger Heterostrukturfeldeffekttransistoren“, *Diplomarbeit*, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg (1995).

[101] M.B. Das, „A high aspect ratio design approach to millimeter-wave HEMT“, *IEEE Trans. Electr. Dev.*, vol. ED-32(1) (1985) p. 11.

[102] M.A. Hollis, R.A. Murphy, „High speed semiconductor devices„ *John Wiley & Sons*, New York (1990) p. 211.

[103] H. Fukui, *IEEE Trans. Electr. Dev.* vol. ED-26 (1979) p.1032.

[104] S. Strähle, D. Geiger, B. Henle and E. Kohn, „Drift region characteristics of InP-based HEMT devices evaluated by a simple drift region model“, in *Proc. 6th Int. Conf. on InP & Rel. Mat.*, Santa Barbara, CA (1994) p. 327.

[105] R.M. Bertenburg, „Technologie koplanarer monolithisch integrierter Mikrowellenschaltungen auf Galliumarsenid unter Verwendung von Submikron-Feldeffekttransistoren“, *Dissertation*, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg (1992).

[106] T.Y. Chan, P.K. Ko, C. Hu, „Dependence of channel electric field on device scaling“, *IEEE Electron Dev. Lett.*, Vol. 6 (1985) p. 551.

[107] K. Hui, C. Hu, P. George, P.K. Ko, *IEEE Electron Dev. Lett.*, Vol. 11 no. 3 (1990) p. 113.

[108] G.-G. Zhou, A. Fischer-Colbrie, J.S. Harries jr., „High Output conductance of InAl-As/InGaAs/InP MODFET due to weak impact ionization in the InGaAs Channel“, *Tech. Dig.*, IEDM (1991) p. 247.

[109] M.H. Sommerville, J.A. del Alamo, W. Hoke, „A new model for kink in InAlAs/InGaAs heterojunctions FET's“, *Int. Electr. Dev. Meeting Tech. Dig.* 95(1995) p. 201.

[110] N. Shigekawa, T. Enoki, T. Futura, H. Ito, „Electroluminescence measurement of InAlAs-InGaAs-HEMTs lattice-matched to InP-substrates“, *Proc. 6th Int. Conf. on InP & Rel. Mat.*, Santa Barbara, CA (1994) p. 681.

[111] F. Buchali, C. Heedt, W. Prost, I. Gyuro, H. Meschede, and F. J. Tegude, „Analysis of gate leakage on MOVPE grown InAlAs/InGaAs-HFET“, *Microelectronic Engineering* 19 (1992) p. 401.

[112] C. Heedt, F. Buchaldi, W. Prost, D. Fritzche, H. Nickel, „Characterization of Impact-Ionization in InAlAs/InGaAs/InP HEMT Structures using a Novel Photocurrent-measurement Technique“, *Proc.7th Int. Conf. on InP & Rel. Mat.*, Paris, France (1993) p. 243.

[113] A. A. Moolji, S. R. Bahl, and J. A. del Alamo, „Impact Ionization in InAlAs/InGaAs HFET's“, *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 15, no. 8, (1994) p. 313.

[114] P. Ellrodt, „Simulation des Sperrstromverhaltens von Schottky-Dioden auf InAlAs/InGaAs“, *Diplomarbeit*, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg (1992).

[115] S. Gasiorowicz, „Quantenphysik“, *Oldenburg Verlag*, München, Wien (1977).

[116] P. Gallet, M. Gendry, G. Hollinger, „Epi-Ready InP-Wafer by Oxid Passivation“, *III/V's Feature Review*, vol. 4, no. 5 (1991) p. 14.

[117] W.M. Lau, R.N.S. Sodhi, „Thermal desorption of oxides on InP“, *Appl. Phys. Lett.* 52(5) (1988) p. 386.

[118] R. Averbeck, H. Riechert, H. Schlötterer, „Oxid desorption from InP under stabilizing pressure of P_2 or As_4“, *Appl. Phys. Lett.* 59(14) (1991) p. 1732.

[119] M. Takakusaki, T. Osaki, K. Akamatsu, M. Ohmori, „Electrical properties of InAl-As/InGaAs HEMTs structures on InP substrates under the optimum thermal cleaning condition by MBE“, *report*, Nippon Mining, UK (1993).

[120] G. Hollinger, P. Gallet, M. Gendry, C. Santinelli, P. Viktorovitch „Structural and chemical properties of InAs layers grown on InP(100) surfaces by arsenic stabilization“, *J. Vac. Sci. Technol.*, B8(4) (1990).

[121] S.P. Svensson, W.A. Beck, D.C. Martel, P.N. Uppal, D.C. Cooke, *J. Crystal Growth* 111 (1991) p. 450.

[122] H. Ishikawa, S. Miwa, T. Maruyama, M. Kamada, „Origin of n-type conduction at the interface between epitaxial-grown layer and InP and its suppression by heating in phosphine atmosphere“, *J. Appl. Phys.* 71(8) (1992) p. 3898.

[123] U.K. Mishra, „Impact of Buffer Layer Design on the Performance of AlInAs-GaInAs HEMT's“, *Proc. Dev. Research Conf.*, Cambridge MA, USA (1989).

[124] M.J. Delaney, „Low-Temperature MBE Growth of GaAs and InAlAs for High Speed Devices“, *Inst. Phys. Conf.*, Ser 106 (1989) p. 189.

[125] M.A. Tischler, B.D. Parker, „Effect of structural parameters on transport characteristics of GaInAs/AlInAs 2DEG grown by MBE“, *Appl. Phys. Lett.* 58(15) (1991) p.1614.

[126] T. Hunt, J. Thompson, R.A. Davies, R.H. Wallis, „The use of novel buffer layers in AlInAs/InGaAs/InP-HEMTs“, *Inst. Phys. Conf. Ser.*, no. 112 (1990) p. 423.

[127] K. Nummila, M. Tong, A. Ketterson, I. Adesida, C. Caneau, R. Bhat, „MOVPE-grown InAlAs/InGaAs/InP MODFETs with very high f_T“, *Electr. Lett.*, vol. 29, no. 3 (1993) p. 274.

[128] F.Scheffer, Private Mitteilung (1993).

[129] M. Versteegen, Private Mitteilung (1993).

[130] A.S. Brown, U.K. Mishra, J.A. Henige, M.J. Delaney, „The impact of epitaxial layer design and quality on GaInAs/AlInAs-HEMT performance“, *J. Vac. Sci. Technol.* B6(2) (1988) p. 678.

[131] K.B. Chough, T.Y. Chang, M.D. Feuer and B. Lalevic, „Comparison of Device Performance of Highly Strained $Ga_{1-x}In_xAs/Al_{0.48}In_{0.52}As$ ($0.53 \leq x \leq 0.90$) ModFETs“, *Electr. Lett.* 28 (1992) p. 298.

[132] T. Akazaki, K. Arai, T. Enoki, „Improved InAlAs/InGaAs HEMT Characteristics by Inserting an InAs Layer into the InGaAs Channel“, *IEEE Elect. Device Lett.* vol. 13, no. 6 (1992) p. 325.

[133] T. Nakayama, H. Miyamoto, E. Oishi, and N. Samoto, „Enhancement of electron mobility by preventing pit formation of the $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0,8}Ga_{0,2}As$ heterointerface using an inserted $In_{0,53}Ga_{0,47}As$-layer“, *Proc. 8th Int. Conf. on MBE*, Osaka, Japan (1994) p. 424.

[134] M. Versteegen, Private Mitteilung (1994).

[135] W. Prost, „Tieftemperaturverhalten von Heterostruktur-Feldeffekttransistoren mit zweidimensionalen Elektronengas im Kanal“, *Duisburger Mikroelektronik, Verlag Nellisen-Wolf*, Bd. 5, Aachen (1989).

[136] H. Hardtdegen, R. Meyer, H. Loken-Larsen, J. Appenzeller, Th. Schäpers, H. Lüth, „Extremely high electron mobilities in modulation doped $Ga_{1-x}In_xAs$/InP heterostructures grown by LP-MOVPE“, *J. Crystal Growth* 116 (1992) p. 521.

[137] M.V. Baeta Moreira, A.G. de Oliveira, „Higher mobility of charge carriers in InAs/GaAs superlattices through the elimination of InGaAs alloy disorder on GaAs“, *J. Vac. Sci. Technol.* B13(5) (1995) p. 2064.

[138] T. Yao, „A new High Electron Mobility Monolayer Superlattice“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 22 (1983) p. L680.

[139] Y. Nakata, O. Ueda, T. Fujii, „High two-dimensional electron gas mobility enhancement by ordering in InGaAs/N-InAlAs Heterostructures grown on (110)-oriented InP-substrates by molecular beam epitaxy“, *Jap.J.Appl.Phys.*, vol. 30, no. 2B (1991) p. L249.

[140] N. Nishiyama, H. Yano, S. Nakajima, H. Hayashi, „$(InAs)_3(GaAs)_1$ superlattice channel field-effect transistor grown by molecular beam epitaxy“, *Appl. Phys. Lett.* 55(9) (1989) p. 894.

[141] J. P. André, A. Deswarte, E. Lugagne-Delpon, P. Voissin, P. Ruterana, „High Electron Mobility in $(InAs)_n(GaAs)_n$ Short Period Superlattices Grown by MOVPE for High-Electron Mobility Transistor Structure“, *J. Electr. Mat.*, vol. 23, no. 2 (1994) p. 141.

[142] A. Brennemann, „Herstellung und Charakterisierung von Heterostrukturfeldeffekttransistoren mit kurzperiodischen Übergitterkanälen“, *Diplomarbeit*, Universität Duisburg (1995).

[143] K. Imanishi, T. Ishikawa, and K. Kondo „N-$In_xAl_{1-x}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ pseudomorphic selectively doped heterostructures with improved Schottky characteristics“, *Inst. of Physics Conf. Series*, no. 106 (1992) p. 637.

[144] H. Miyamoto, T. Nakayama, E. Oishi, and N. Samoto, „Low leakage current InAlAs/AlAs/n-InAlAs structures for InAlAs/InGaAs FET applications“, *Inst. of Physics Conf. Series*, no. 136 (1993) p. 59.

[145] W. Klein, G. Böhm, S. Kraus, D. Xu, R. Semerad, G. Tränkle, G. Weimann, „MBE growth of pseudomorphic InAlAs/InGaAs HEMTs with high cut-off frequencies“, in *8th Int. Conf. on MBE*, Osaka, Japan (1994).

[146] F. Scheffer, C. Heedt, R. Reuter, A. Lindner, Q. Liu, W. Prost, and F. J. Tegude, „High breakdown voltage InGaAs/InAlAs HFET using $In_{0.5}Ga_{0.5}P$ spacer layer, *IEEE Electronics Letters*, vol. 30, no. 2 (1994) p. 169.

[147] W.Prost, C.Heedt, F.Scheffer, A.Lindner, R.Reuter, F.J.Tegude, „Pseudomorphic $Ga_{0.5}$-$In_{0.5}P$ barriers grown by MOVPE for high drain breakdown and low leakage HFET on InP“, in *Inst. Phys. Conf. Ser.* 136 (1993) p.827.

7.2 Ausgewählte eigene Publikationen

[I] O. Humbach, A. Stöhr, U. Auer, E.C. Larkins, J.D. Ralston, D. Jäger, „Strained-layer multiple quantum well InGaAs/GaAs waveguide modulators operating around 1 μm“, *IEEE Photonics Tech. Lett.* vol. 5, no. 3 (1993) p. 49.

[II] U. Auer, R. Reuter, C. Heedt, H. Künzel, W. Prost, and F.J. Tegude, „InAlAs/InGaAs HFET with extremely high device breakdown using an optimized buffer layer structure“, in *Proc. 6th Int. Conf. on InP & Rel. Mat.*, Santa Barbara, CA (1994) p. 443.

[III] U. Auer, R. Reuter, C. Heedt, W. Prost, F. J. Tegude, „InP-based HFETs with high quality short period $(InAs)_{3m}/(GaAs)_{1m}$ superlattice channel layers“, in *Proc. 8th Int. Conf. on MBE*, Osaka, Japan (1994) p. 660.

[IV] U.Auer, R. Reuter, W. Prost, F. J. Tegude, „The impact of pseudomorphic AlAs-spacer layers on the gate leakage current of InAlAs/InGaAs-heterostructure field effect transistors“, in *Proc. 7th Int. Conf. on InP & Rel. Mat.*, Sapporo, Japan (1995) p. 424.

[V] R. Reuter, S. van Waasen, D, Peters, U. Auer, W. Brockerhoff, F.J. Tegude, „A new temperature noise model of HFET with special emphasis on a gate-leakage current and investigation of the bias dependence of the equivalent noise sources“, *Proc. 25th Europ. Microwave Conf.*, Bologna, Italy (1995) p. 205.

[VI] U. Auer, R. Reuter, C. Heedt, W. Prost, F. J. Tegude, „InP based HFETs with high quality short period InAs/GaAs superlattice channel layers“, *J. of Crystal Growth* 150 (1995) p. 1225.

[VII] D. David, P. Bussek, U. Auer, F.J. Tegude, D. Jäger, „Electro-optic probing of RF-signals in Sub-μm MMIC-Devices“, *Electr. Lett.* vol. 31, no. 25 (1995) p. 2188.

[VIII] U.Auer, R. Reuter, P. Ellrodt, C. Heedt, W. Prost, F. J. Tegude, „The impact of pseudomorphic AlAs-spacer layers on the gate leakage current of InAlAs/InGaAs-heterostructure field effect transistors“, *Microwave and Optical Tech. Lett.* vol. 11, no. 3, (1996) p.125.

[IX] W. Daumann, P. Ellrodt, W. Brockerhoff, R. Bertenburg, R. Reuter, U.Auer, W. Molls, F. J. Tegude, „InAlAs/InGaAs/InP-HFET with suppressed impact ionization using dual-gate cascode devices“, *IEEE EDL* vol. 17, no. 10 (1996) p. 448.

[X] U.Auer, R. Reuter, P. Ellrodt, W. Prost, F. J. Tegude, „Characterisation and analysis of a new gate-leakage mechanism at high drain bias in InAlAs/InGaAs-heterostructure field effect transistors“, in *Proc. 8th Int. Conf. on InP & Rel. Mat.*, Schwäbisch Gmünd, Germany (1996) p. 650.

[XI] W. Daumann, W. Brockerhoff, R. Bertenburg, R. Reuter, U.Auer, W. Molls, F. J. Tegude, „On the advantages of InAlAs/InGaAs/InP dual-gate HFETs in comparison to conventional single-HFET“, in *Proc. 8th Int. Conf. on InP & Rel. Mat.*, Schwäbisch Gmünd, Germany (1996) p. 462.

[XII] R. Reuter, T. Breder, U.Auer, S. van Waasen, M. Agethen, F. J. Tegude, „On the temperature dependence of the impact ionization in HFET and the corresponding RF- and noise performance“, in *Proc. 8th Int. Conf. on InP & Rel. Mat.*, Schwäbisch Gmünd, Germany (1996) p. 654.

[XIII] R. Reuter, M. Agethen, U.Auer, S. van Waasen, D. Peters, W. Brockerhoff, F. J. Tegude, „Investigation and modelling of impact ionization with regard to RF- and noise behaviour of HFET“, *Proc. Int. Microwave Symposium MTT-S '96*, San Fransisko CA, USA (1996) p. 1317.

[XIV] A. Umbach, W. Passenberg, G. Unterbörsch, G.G. Mekonnen, W. Schlaak, C. Schramm, P. Wolfram, H.-G. Bach, S. van Waasen, R. M. Bertenburg, R. Reuter, G.Janßen, U.

Auer, F.J. Tegude, „27 GHz bandwidth integrated photoreceiver comprising a waveguide fed photodiode and a GaInAs/AlInAs-HEMT based traveling wave amplifier“, *Proc. 54th DRC*, Santa Barbara, USA (1996) p.200.

[XV] H.-G. Bach, A. Umbach, G.G. Mekonnen, W. Passenberg, W. Schlaak, C. Schramm, G. Unterbörsch, P. Wolfram, S. van Waasen, R. Reuter, G.Janßen, U. Auer, R. M. Bertenburg,F.J. Tegude, „Ultrafast GaInAs/AlInAs/InP photoreceiver based on a waveguide architecture“, *Proc. European Conf. Optical Communication ECOC'96*, Oslo, Norway (1996) p.1133.

[XVI] S. van Waasen, A. Umbach, U. Auer, H.-G. Bach, R. M. Bertenburg, G.Janßen, G.G. Mekonnen, W. Passenberg, R. Reuter, W. Schlaak, C. Schramm, G. Unterbörsch, P. Wolfram, F.J. Tegude, „27 GHz bandwidth high speed monolithic integrated optoelectronic photoreceiver consisting of a waveguide fed photodiode and an InAlAs/InGaAs-HFET-Traveling wave amplifier“, *Proc. 18th GaAs IC Symp.*, Orlando, USA (1996) p. 258.

[XVII] R.M. Bertenburg, G. Janßen, S. van Waasen, U. Auer, R. Reuter, D. Fritsche, F.J. Tegude, „10 Gb/s low-noise transimpedance amplifier for optoelectronic receivers based on InAlAs/InGaAs/InP HEMTs“, *Proc. EDMO'96*, Leeds, U.K. (1996) p. 62.

[XVIII] P. Velling, W. Prost, G. Janßen, U. Auer, M. Agethen, R. Reuter, F.J. Tegude, „On the design and modelling of novel 3D-integrated RTD/HBT device frequency multiplier circuits“, *Proc. EDMO'96*, Leeds, England (1996) p. 176.

[XIX] A. Umbach, S. van Waasen,U. Auer, H.-G. Bach, R. M. Bertenburg, V. Breuer, W. Ebert, G. Janßsen, G.G. Mekonnen, W. Passenberg, W. Schlaak, C. Schramm, A. Seeger, F.J. Tegude, G. Unterbörsch, „Monolithic pin-HEMT 1.55 μm photoreceiver on InP with 27 GHz bandwith“, *Elect. Lett*, vol.32, no. 32 (1996) p.2142.

[XX] G. Meneghesso, M. Manfredi, M. Pavesi, U. Auer, P. Ellrodt, W. Prost, F.J. Tegude, C. Canali, E. Zanoni, „ Anomalous impact-ionization gate current in high breakdown InP-based HEMT's“, *Proc.26th European Solide Device Research Conference ESSDERC'96* Editions Frontieres, France (1996) p.1001.

[XXI] Q. Liu, W. Prost, A. Brennemann, U. Auer, F.J. Tegude, „Modelling imperfections of epitaxial heterostructures by means of x-ray diffraction analysis“, *Il Nuovo Cimento*, vol. 19D, no. 2-4 (1997) p. 299.

[XXII] U. Auer, W. Prost, G. Janßen, M. Agethen, R. Reuter, F.J. Tegude, „A novel 3D-integrated HFET/RTD frequency multiplier“, *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electr.*, vol. 2, no. 3 (1997) p. 650.

[XXIII] T. Braasch, G. David, R. Hülsewede, U. Auer, F.J. Tegude, D. Jäger, „Propagation of Microwaves in MMICs studied by time- and frequency-domain electro-optic field mapping“, *Proc. Conf. Ultrafast Electronics and Optoelectronics, Spring Meeting 97*, Lake Tahoe, USA (1997) p.190.

[XXIV] W. Prost, U. Auer, P. Velling, G. Janßen, M. Agethen, M. Haase, R. Reuter, H. Lakner, F.J. Tegude, „Novel monolithic RTD/3-terminal device combination on s.i. InP for frequency multiplication“, *Proc. 19th State-of-the-Art Program on Compound Semiconductors*, Montreal, Canada (1997) p. 229.

[XXV] U. Auer, G. Janßen, M. Agethen, R. Reuter, W. Prost, F.J. Tegude, „A novel 3D-integrated RTD-HFET frequency multiplier“, *Proc. 9th Int. Conf. on InP & Rel. Mat.*, Cape Cod, MA, USA (1997) p.373.

[XXVI] R. Reuter, M. Agethen, U.Auer, S. van Waasen, D. Peters, W. Brockerhoff, F. J. Tegude, „Investigation and modelling of impact ionization with regard to RF- and noise behaviour of HFET“, *IEEE J. Microwave Theory and Techn.* vol. 45, no. 6 (1997) p. 977.

[XXVII] A. Brennemann, W. Prost, Q. Liu, U. Auer, F.J. Tegude, „Modelling intermixing of short-period strained layer superlattices by means of X-ray diffraction analysis“, *Material Science and Engineering* B44 (1997) p. 87.

[XXVIII] S. van Waasen, A. Umbach, U. Auer, H.-G. Bach, R. M. Bertenburg, G.Janßen, G.G. Mekonnen, W. Passenberg, R. Reuter, W. Schlaak, C. Schramm, G. Unterbörsch, P. Wolfram, F.J. Tegude, „27 GHz bandwidth high speed monolithic integrated optoelectronic photoreceiver consisting of a waveguide fed photodiode and an InAlAs/InGaAs-HFET-Traveling wave amplifier“, *IEEE J. Solid-State Circuits*, vol. 32, no. 9 (1997) p. 1394.

[XXIX] W. Prost, F.J. Kruis, F. Otten, K. Nielsch, B. Rellinghaus, U. Auer, A. Peled, E.F. Wassermann, H. Fissan, F.J. Tegude, „Monodisperse aerosol particle deposition: prospect for nanoelectronics“, *Int. Conf. on Micro- and Nano-Engineering MNE'97*, Athen, Greece (1997) p. 535.

[XXX] M. Alles, U. Auer, F.J. Tegude, D. Jäger, „High-speed travelling-wave photodetectors for optical generation of millimeterwaves“, in *Proc. Asia Pacific Microwave Conf.*, Hong Kong (1997) p.573.

[XXXI] U. Auer W. Prost, G. Janßen, M. Agethen, R. Reuter, F.J. Tegude, „A novel 3D-integrated RTD-HFET frequency multiplier“, *Proc. Conf. on Microwaves and Optoelectronics MIOB '97*, Germany (1997) p. 373

[XXXII] M. Alles, U. Auer, F.J. Tegude, D. Jäger, „Distributed velocity-matched 1.55 μm InP-travelling wave photodetector for generation of high millimeter wave signal power“, *Proc. MTT-S'98*, Baltimore, USA (1998) p. 1233.

[XXXIII] U. Auer, W. Brockerhoff, W. Prost, F.J. Tegude, „Analytic simulation of impact ionisation in InAlAs/InGaAs HFET's“, *Proc.10th Int.Conf.InP & Rel.Mat.*, Tsukuba, Japan (1998).

[XXXIV] U. Auer, S-O. Kim, M. Agethen, P. Velling, W. Prost, F.J. Tegude, „Fast Fabrication of InP-based HBT using a novel coplanar emitter design“, *Proc. 10th Int.Conf.InP & Rel.Mat.*, Tsukuba, Japan (1998).

[XXXV] W. Prost, F.J. Kruis, F. Otten, K. Nielsch, B. Rellinghaus, U. Auer, A. Peled, E.F. Wassermann, H. Fissan, F.J. Tegude, „Monodisperse aerosol particle deposition: prospect for nanoelectronics“, *Micro-Electronic Engineering* 41/42 (1998) p. 535.

[XXXVI] U. Auer, S-O. Kim, M. Agethen, P. Velling, W. Prost, F.J. Tegude, „Fast Fabrication of InP-based HBT using a novel coplanar emitter design“, *Electr. Lett.* (1998) p.1885.

[XXXVII] P. Velling, G. Janßen, U. Auer, W. Prost, F.J. Tegude, „NAND/NOR logic circuit using single InP-based RTBT“, *Electr. Lett.*, vol. 34, no. 25 (1998) p. 2390.

[XXXVIII] J. Berntgen, K. Heime, W. Daumann, U. Auer, F.J. Tegude, A. Matulionis, „The 1/f noise of InP based 2DEG devices and its dependence on mobility“, *IEEE Trans. Electr. Devices*, vol. 46, no. 1 (1999) p. 194.

[XXXIX] U. Auer, W. Brockerhoff, W. Prost, F.J. Tegude, „A consistent physical model for the gate leakage and breakdown in InAlAs/InGaAs HFET's“, *Proc. 11th Int. Conf. on InP & Rel. Mat.*, Davos, Switzerland (1999) p. 439.

[XL] U. Auer, W. Prost, C. Pacha, A. Brennemann, K.F. Goser, F.J. Tegude, „A novel MOBILE based logic element with low-power, relaxed parameter sensitivity, and increasing driving capability“, *Proc. 11th Int. Conf. on InP & Rel. Mat.*, Davos, Switzerland (1999) p. 411.

[XLI] J. Berntgen, A. Behres, J. Kluth, K. Heime, W. Daumann, U. Auer, F.J. Tegude, „Hooge parameter of InGaAs bulk material and InGaAs 2DEG quantum well structures lattice matched to InP“, *Proc. 15th Int. Conf. Noise in Phys. Syst. and 1/f Fluct.*, Hong Kong (1999) accepted.

7.3 Liste der verwendeten Formelzeichen und Abkürzungen

Symbol	Bezeichnung	Einheit
A	Fläche	cm^2
$a_\perp$	Gitterkonstante in [001]-Kristallrichtung	nm
$a_\parallel$	Gitterkonstante senkrecht zur [001]-Kristallrichtung	nm
$a_{InGaAlAs}$	Gitterkonstante von InGaAlAs	nm
a_{InP}	Gitterkonstante von InP	nm
b	Schichtdichtenverhältnis	1
BV_{dg}	Durchbruchspannung der Gate-drain-Diode	V
BV_{on}	on-state-Durchbruchspannung	V
BV_{off}	off-state-Durchbruchspannung	V
c	Kapazität, allgemein	fF
c_{ds}	Drain-Source-Kapazität	fF
c_{gd}	Gate-Drain-Kapazität	fF
c_{gs}	Gate-Source-Kapazität	fF
$const$	Konstante	
D	2D-Zustandsdichte	$(eV)^{-1}cm^{-2}$
d	Schichtdicken, allgemein	nm
d_b	Barrierendicke	nm
d_c	Kanaldicke	nm
d_d	Spenderschichtdicke	nm
d_s	Spacerdicke	nm
d_{SL}	Schichtdicke einer Übergitterperiode	nm
e	Elementarladung	$1.6 \cdot 10^{-19}$ A s
E	Energie, allgemein	eV
E_1	Grundzustandsenergieeigenwert	eV
E_c	Leitungsbandkantenenergie	eV
E_D	Donatorniveau	eV
E_F	Fermienergie	eV
E_g	Bandlückenenergie	eV
E_Γ	Bandlücke des Γ-Leitungsbandminimum	eV
E_{ion}	effektive Ionisierungsenergie	eV
E_l	charakteristische Energie für Phononenstreuung	eV
E_L	Bandlücke des L-Leitungsbandminimum	eV
E_v	Valenzbandkantenenergie	eV
E_X	Bandlücke des X-Leitungsbandminimum	eV
f	Frequenz, allgemein	Hz
f_{max}	maximale Schwingfrequenz	GHz
F_{min}	minimale Rauschzahl	dB
f_T	Transitfrequenz	GHz
g_d	Ausgangsleitwert	mS
g_m	Steilheit	mS
$\hbar$	Plank'sches Wirkungsquantum	$6.6 \cdot 10^{-16}$ eV s
h_{21}	Stromverstärkung	1
h_c	kritische Schichtdicke	nm

I_s	„intrinsischer“ Sättigungsstrom ($R_s = 0$)	mA
I_d	„intrinsischer“ Drain-Strom ($R_s = 0$)	mA
I_{ds}	extrinsischer Drain-Strom	mA
I_g	Gate-Leckstrom	μA
I_g^e	Elektronen-Gate-Strom	μA
I_g^h	Löcher-Gate-Strom	μA
$I_{g,m}^h$	maximaler Löcher-Gate-Strom bei $V_{ds} = 3$ V	μA
k	(in Verbindung mit T) Boltzmannkonstante	eV K^{-1}
k	(in Verbindung mit b) Drain-Stromfaktor	mS
L	laterale Ausdehnungen, allgemein	nm
L_0	Längenparameter der stabilen Geschwindigkeit	nm
L_c	kritische Länge	nm
L_{etch}	laterale Ätzweite	nm
L_{eff}	effektive, laterale Hochfeldregionlänge	nm
L_f	mittlere freie Weglänge der Elektronen	μm
L_g	Gate-Länge	μm
L_{sg}	Gate-Source-Elektrodenabstand	μm
L_{gd}	Drain-Gate-Elektrodenabstand	μm
m^*	effektive Masse des Elektrons	eV s^2 cm^{-2}
N_D	Dotierstoffkonzentration	cm^{-3}
N_{ii}	Dichte der ionisierten Störstellen	cm^{-3}
N_{ni}	Dichte der neutralen Störstellen	cm^{-3}
N_L	Zustandsdichte im Leitungsband	cm^{-3}
N_s	Donatorschichtdichte bei Pulsdotierung	cm^{-2}
n_H	„Hall“-Schichtkonzentration unterhalb der Deckschicht	cm^{-2}
n_s	Schichtkonzentration am source-seitigen Gate-Ende	cm^{-2}
n_x	Kanalelektronendichte unterhalb des Gate	cm^{-2}
P	elektrische Leistung	W
p	Löcherdichte	cm^{-3}
R_{ds}	Ausgangswiderstand	Ω
R_g	Gate-Widerstand	Ω
R_K	Linienkontaktwiderstand	Ω mm
R_s	Source-Widerstand	Ω
R_{sq}	Schichtwiderstand	Ω
S_{11}	Eingangsreflexionsfaktor	1
S_{12}	Vorwärtstransmissionsfaktor	1
S_{21}	Rückwärtstransmissionsfaktor	1
S_{22}	Ausgangsreflexionsfaktor	1
t	Zeit, allgemein	s
t_p	Ätzzeit Phosphorsäuresystem	s
t_s	Ätzzeit Bernsteinsäuresystem	s
t	Tiefe, allgemein	nm
t_b	Gesamtbarrierendicke nach Recess	nm
t_{etch}	Recess-Tiefe	nm
t_{eff}	Abstand Gate-Elektrode zum Ladungsschwerpunkt des 2DEG	nm

T	absolute Temperatur	K
T_g	Wachstumstemperatur	°C
T_b	Elektronentunnelwahrscheinlichkeit durch Schottky-Barriere	1
T_s	Löchertunnelwahrscheinlichkeit durch Spacer- und Spenderschicht	1
V	Spannung, allgemein	V
V_{bi}	Flußspannung des Schottky-Kontakts	V
V_{ds}	extrinsische Drain-Source-Spannung	V
V_d	intrinsische Drain-Source-Spannung	V
V_{dg}	extrinsische Drain-Gate-Spannung	V
V_{gs}	extrinsische Gate-Source-Spannung	V
V_g	intrinsische Gate-Source-Spannung	V
V_{sat}	extrinsische Sättigungsspannung	V
V_s	intrinsische Sättigungsspannung	V
V_T	Schwellenspannung	V
V_x	Kanalpotential	V
v_g	Wachstumsrate	μm/h
$v_{InGaAlAs}$	Wachstumsrate von InGaAlAs	μm/h
v_i	Stromverstärkung	1
v_p	Peak-Elektronengeschwindigkeit	cm s^{-1}
v_{sat}	Sättigungselektronengeschwindigkeit	cm s^{-1}
v_{s-s}	stabile („steady-state“) Geschwindigkeit	cm s^{-1}
v_u	Spannungsverstärkung	1
W_g	Gate-Weite	μm
x	laterale Raumrichtung	nm
$_x$	Index: Indiumgehalt	1
y	vertikale Raumrichtung	nm
Z	Ladungszahl	1
α	Stoßionisationskoeffizient für Elektronen	cm^{-1}
β	Schichtdichtenverhältnis	1
Δt	Abstand des 2DEG-Ladungsschwerpunktes zum Spacer	nm
ΔE_c	Leitungsbanddiskontinuität	eV
ΔE_v	Valenzbanddiskontinuität	eV
ΔL_g	Ausdehnung der Hochfeldzone über Gate hinaus	nm
δ_{eff}	effektive Dicke des 2DEG	nm
ϵ_0	Permittivität	A s V^{-1} cm^{-1}
ϵ_r	Permittivitätszahl	1
ε	Feldstärke, allgemein	V cm^{-1}
ε_c	kritische Feldstärke	V cm^{-1}
ε_p	Peak-Feldstärke	V cm^{-1}
ε_x	laterale Feldstärke im Kanal	V cm^{-1}
ε_{max}	max. lat. Kanalfeldstärke am drain-seitigen Gate-Ende	V cm^{-1}
ε_y	vertikale Feldstärke am drain-seitigen Gate-Ende	V cm^{-1}
γ	Streufaktor	1
μ	Elektronenbeweglichkeit	cm^2 V^{-1} s^{-1}

μ_{al}	Legierungs-Elektronenbeweglichkeitskomponente	$cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$
μ_{ii}	ionisierte Störstellen-Elektronenbeweglichkeitskomponente	$cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$
μ_{ni}	neutrale Störstellen-Elektronenbeweglichkeitskomponente	$cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$
μ_{po}	polaroptische Phononen-Elektronenbeweglichkeitskomponente	$cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$
Φ	Leitungsbandkantenpotential bzgl. Fermi-Niveau	V
Φ_B	Barrierenhöhe	eV
Ψ	Wellenfunktion	1
Θ	Röntgenbeugungswinkel	rad

$\forall$	für alle
$\propto$	proportional zu
$\equiv$	definiert durch
$\rightarrow$	strebt nach
$\mapsto$	transformiert nach
$\approx$	ungefähr (2. Ordnung)
$\sim$	ungefähr (1. Ordnung)

2DEG	Zweidimensionales Elektronengas
Abb.	Abbildung
Au	Gold
BS	Bernsteinsäurebasierende Ätze
Ge	Germanium
Gl.	Gleichung
HF	Hochfrequenz
HFET	Heterostruktur-Feldeffekttransistor
InAlAs	Indiumaluminiumarsenid
InGaAs	Indiumgalliumarsenid
InP	Indiumphosphid
Kap.	Kapitel
MBE	Molekularstrahlepitaxie
ML	Monolage (halbe Gitterkonstante)
MOVPE	Metallorganische Gas-(„Vapour“)-phasenepitaxie
Ni	Nickel
PS	Phosphorsäurebasierende Ätze
Pt	Platin
REM	Rasterelektronenmikroskop
RF	Radiofrequenz
RHEED	reflektive hochenergetische Elektronenbeugung
S.	Seite
Si	Silizium
SL	(„Super-Lattice“) Übergitter
SPSL	(„Short-Period Super-Lattice“) kurzperiodische Übergitter
STEM	Raster-(„Scanning“)-Transmissionselektronenmikroskop
Tab.	Tabelle
Ti	Titan
TLM	Transmissionslinienmeßmethode
vgl.	vergleiche!