

SIMBA – ein universeller 3D-Bauelementesimulator

von Roland Stenzel und Wilfried Klix

Unserem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Horst Elschner,
in großer Dankbarkeit und ehrendem Gedenken gewidmet.

1 Einführung

Der Entwurf elektronischer Bauelemente und die Erforschung der Funktionsmechanismen erfordern die Bereitstellung geeigneter Simulationsverfahren. Die Ziele der Bauelementesimulation bestehen hauptsächlich in der Berechnung des charakteristischen Verhaltens der Bauelemente in Form von Kennlinien, Schaltzeiten bzw. Grenzfrequenzen vor der technologischen Realisierung. Weiterhin können durch Simulationen technologieabhängige Parameter optimiert und Fehler im Herstellungsprozess analysiert werden. Innerelektronische Größen, die am realen Bauelement nur indirekt oder gar nicht messbar sind, lassen sich darstellen, so dass das Verständnis innerelektronischer Vorgänge insbesondere bei der Entwicklung neuer Bauelemente erhöht wird.

Die Entwicklung der Programme zur numerischen Bauelementesimulation begann in den 70iger Jahren in einer Gruppe unter Leitung von Prof. Dr. Horst Elschner an der TU Dresden mit Arbeiten zu Gunn-Elementen [1]. Später wurden erste Berechnungen an Bipolarstrukturen vorgenommen [2]. Zu Beginn der 80iger Jahre wurden Programme zur 1D- und 2D-Analyse von Halbleiterbauelementen fertiggestellt [3,4] sowie verschiedene quasi-2D-Verfahren entwickelt [5]. Außerdem wurde mit der Untersuchung von Bauelementen auf der Basis von GaAs begonnen [6]. In dieser Zeit liefen bereits Arbeiten zur Entwicklung des 3D-Simulators SIMBA [7]. Dieser Simulator wurde in den folgenden Jahren ständig vervollkommenet und zur industriellen Reife geführt [8,9]. Seit 1990 wird SIMBA als Gemeinschaftsprojekt der TU Dresden und der HTW Dresden weiterentwickelt und gepflegt. In den letzten Jahren wurde der Simulator insbesondere für die Berechnung nanoelektronischer Bauelemente erweitert und für zahlreiche Applikationen eingesetzt [10-17].

Im folgenden wird der aktuelle Stand der physikalischen Modelle sowie der numerischen Methoden von SIMBA dargestellt. Anschließend werden verschiedene Anwendungen gezeigt.

2 Physikalische Modelle

Die Modellierung des Ladungstransportes erfolgt im Programmsystem SIMBA mit Hilfe nichtlinearer partieller Differentialgleichungen. Aus den durch zusätzliche Rand- und Anfangsbedingungen festgelegten Lösungen dieser Differentialgleichungen werden dann die Stromdichten \mathbf{J}_p und \mathbf{J}_n berechnet.

Daraus wiederum kann das durch Spannungen und Ströme ausgedrückte Klemmenverhalten berechnet werden. Im Sinne einer quasistationären Näherung kann man das Potential φ , die Löcherdichte p , die Elektronendichte n und die Stromdichten \mathbf{J}_p und \mathbf{J}_n zur Beschreibung des Ladungstransports verwenden. Das ursprünglich in SIMBA implementierte klassische Drift-Diffusions-Modell besteht aus der Poissongleichung (mit zusätzlicher Raumladungsdichte ρ_{ADD} zur Simulation von Piezoladungen [16])

$$\operatorname{div}(\varepsilon \cdot \operatorname{grad} \varphi) = -e(p - n + N_D^+ - N_A^- + \rho_{ADD}) \quad (1)$$

den Kontinuitätsgleichungen für den Löcher- und Elektronenstrom

$$\operatorname{div} \mathbf{J}_p = -e \cdot \left(R - G + \frac{\partial p}{\partial t} \right) \quad (2)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{J}_n = e \cdot \left(R - G + \frac{\partial n}{\partial t} \right) \quad (3)$$

und den Transportgleichungen für die Löcher- und Elektronenstromdichte

$$\mathbf{J}_p = -\mu_p (e \cdot p \cdot \operatorname{grad}(\varphi - \Theta_p) + kT \cdot \operatorname{grad} p) \quad (4)$$

$$\mathbf{J}_n = -\mu_n (e \cdot n \cdot \operatorname{grad}(\varphi + \Theta_n) - kT \cdot \operatorname{grad} n) \quad (5)$$

Unter Einbeziehung der sogenannten *Bandparameter* Θ_p und Θ_n gestattet das Drift-Diffusions-Modell die Simulation von Heterostrukturen [17]. Die Bandparameter sind Funktionen der Ortskoordinaten und der Temperatur:

$$\Theta_p = \frac{W_{EAref} - W_{EA}}{e} + \frac{W_{gref} - W_g}{e} + \frac{kT}{e} \cdot \ln\left(\frac{N_V}{N_{Vref}}\right) \quad (6)$$

$$\Theta_n = \frac{W_{EA} - W_{EAref}}{e} + \frac{kT}{e} \cdot \ln\left(\frac{N_C}{N_{Cref}}\right) \quad (7)$$

Der Index „ref“ bezeichnet in (6), (7) die Daten eines Referenzmaterials, d.h. eines Materialgebietes im Bauelement, in dem die Bandparameter null werden.

Um den Anforderungen bei der Simulation immer kleiner werdender Strukturen gerecht zu werden, wurde zum einen eine Erweiterung des Modellgehaltes in makroskopischer Hinsicht vorgenommen, indem neben den Erhaltungsgleichungen für die Ladung (Kontinuitätsgleichungen) auch Erhaltungsgleichungen für die Energie der Löcher und Elektronen ω_p und ω_n mit einbezogen wurden [17]. Unter der üblichen Vernachlässigung der kinetischen Energie der Ladungsträger, d.h. mit

$$\omega_p = \frac{3}{2}kT_p + \frac{1}{2}m_p^*v_p^2 \approx \frac{3}{2}kT_p \quad , \quad (8)$$

$$\omega_n = \frac{3}{2}kT_n + \frac{1}{2}m_n^*v_n^2 \approx \frac{3}{2}kT_n \quad (9)$$

ergeben sich diese *Energiebalancegleichungen* für die Löcher- und Elektronenenergie zu

$$\text{div } \mathbf{S}_n = \mathbf{E} \cdot \mathbf{J}_n - (R - G)\omega_n - n \frac{\omega_n - \omega_0}{\tau_{\omega n}} - \frac{\partial(n\omega_n)}{\partial t} \quad , \quad (10)$$

$$\text{div } \mathbf{S}_p = \mathbf{E} \cdot \mathbf{J}_p - (R - G)\omega_p - p \frac{\omega_p - \omega_0}{\tau_{\omega p}} - \frac{\partial(p\omega_p)}{\partial t} \quad , \quad (11)$$

die *Energieflussdichten* werden mit folgendem Transportmodell beschrieben

$$\mathbf{S}_n = -\kappa_n \text{grad } T_n - (\omega_n + kT_n) \frac{\mathbf{J}_n}{e} \quad , \quad (12)$$

$$\mathbf{S}_p = -\kappa_p \text{grad } T_p + (\omega_p + kT_p) \frac{\mathbf{J}_p}{e} \quad . \quad (13)$$

Zusammen mit den klassischen Drift-Diffusionsgleichungen (*Halbleitergleichungen*) bilden diese Gleichungen eine Form des *hydrodynamischen Modells* (*HD-Modell*). In den Gleichungen (10) bis (13) bezeichnen T_p und T_n die Löcher- und Elektronentemperaturen, die mit der oben genannten Näherung (8),(9) ein Maß für die Energie der Löcher bzw.

Elektronen sind. $\omega_0 = \frac{3}{2} \cdot kT_L$ ist die Energie der Ladungsträger bei Gittertemperatur T_L , $\tau_{\omega p}$ und $\tau_{\omega n}$ sind die Energierelaxationszeiten und κ_p und κ_n sind die thermischen Leitfähigkeiten der Löcher und Elektronen.

Die im HD-Modell zusätzlichen Größen, Löcher- bzw. Elektronentemperatur, werden benutzt, um die klassischen Transportgleichungen in folgender Weise zu modifizieren:

$$\mathbf{J}_p = -\mu_p \left(\mathbf{e} \cdot \mathbf{p} \cdot \text{grad} \left(\varphi - \Theta_p + \frac{kT_p}{e} \right) + kT_p \cdot \text{grad } p \right) \quad , \quad (14)$$

$$\mathbf{J}_n = -\mu_n \left(\mathbf{e} \cdot \mathbf{n} \cdot \text{grad} \left(\varphi + \Theta_n - \frac{kT_n}{e} \right) - kT_n \cdot \text{grad } n \right) \quad . \quad (15)$$

Bei Bauelementen mit Abmessungen im Nanometerbereich bzw. an den Materialübergängen bei Heterobauelementen treten verschiedene quantenmechanische Effekte auf. Die Ladungsträger können sich nicht mehr frei in alle Raumrichtungen bewegen. Die Bewegung ist in einzelne Richtungen beschränkt, so dass sich sogenannte zwei-, ein- oder nulldimensionale Ladungsträgergase bilden.

Das makroskopisch als kontinuierlich angenommene Leitband ist im Bereich dieser Ladungsträgergase in einzelne Energieniveaus aufgespalten. Die selbstkonsistente Lösung von Schrödinger- und Poisson-Gleichung ist ein mikroskopisches Modell zur Beschreibung dieser quantenmechanischen Effekte und wurde in SIMBA implementiert.

Für den gekoppelten mikroskopisch/makroskopischen Algorithmus [12] wird die Effektive-Massenäherung der Schrödinger-Gleichung für die Elektronen gelöst. Die Lösung erfolgt ein- bzw. zweidimensional in Abhängigkeit von der Art der betrachteten Struktur und des Elektronengases.

Die Schrödinger-Gleichung

$$-\frac{\hbar^2}{2} \text{div} \left(\frac{1}{m^*} \text{grad } \psi \right) + (W - E)\psi = 0 \quad (16)$$

und die Poisson-Gleichung werden selbstkonsistent gelöst. m^* ist die effektive Masse der Elektronen und wird als Materialkonstante angenommen. E repräsentiert die diskreten Energieniveaus, ψ die entsprechenden Wellenfunktionen und \hbar ist die Plancksche Konstante. Die potentielle Energie W ist definiert mit

$$W = -e\varphi + \Delta W_C + W_{xc} + W_{im} \quad (17)$$

ΔW_C ist die Diskontinuität des Leitbandes am Heteroübergang, W_x die lokale Wechselwirkungs-Korrelations-Energie und W_{im} die Bildenergie.

Das elektrostatische Potential als Ergebnis der Lösung der Poisson-Gleichung und die Wellenfunktionen ψ_k sowie die Eigenenergien E_k als Ergebnis der Schrödinger-Gleichung werden zur Berechnung der mikroskopischen Elektronendichte n_{mik} genutzt.

Für eine Bauelementesimulation müssen weiterhin die Parameter des Dotierungsprofils vorgegeben werden. Sie können z.B. durch eine vorangehende Technologiesimulation bestimmt werden. Für die Rekombinations- bzw. Generationsraten gibt es im Programm SIMBA eine breit gefächerte Hierarchie von Modellen, die es erlaubt, wahlweise unterschiedliche Effekte (wie SHOCKLEY/READ/HALL-Rekombination, Auger-Rekombination, Rekombination über Trapniveaus, Band-Band-Tunnelgeneration, Avalanche- und Fotogeneration) einzubeziehen. Die Ladungsträgerbeweglichkeiten μ_p bzw. μ_n sind Funktionen der elektrischen Feldstärke, der Gitter- bzw. Ladungsträgertemperatur, der Materialzusammensetzung und der Dotierung. Auch für ihre Beschreibung gibt es im Programm SIMBA eine Anzahl von Standardmodellen [14],[16],[17].

Für die Simulation des thermischen Verhaltens wird das bisher beschriebene Modell noch durch die Wärmeleitungsgleichung ergänzt [14]:

$$\text{div}(\lambda \cdot \text{grad } T) - \rho \cdot c \frac{\partial T}{\partial t} = -H \quad (18)$$

In Gleichung (18) bezeichnet ρ die Dichte und c die spezifische Wärmekapazität. Zusätzlich werden noch Modelle für die Wärmeleitfähigkeit λ und die Wärmegenerationsrate H benötigt:

$$H = \mathbf{J} \cdot \mathbf{E}^* \quad (19)$$

$$\mathbf{E}^* = -\text{grad}(\varphi - \varphi_0) \quad (20)$$

Dabei ist φ_0 das Potential im thermodynamischen Gleichgewicht.

Die Bereitstellung von zuverlässigen Messdaten zur Anpassung der Parameter aller oben genannten Modelle beeinflusst die Genauigkeit und Brauchbarkeit der Simulationsergebnisse in hohem Maße. Neben geeigneter Messtechnik benötigt man hierzu auch ein gewisses Maß an Erfahrungen und Fingerspitzengefühl. Im Internet sind weitere Informationen zum Programm SIMBA unter der Adresse <http://www.iee.et.tu-dresden.de/~klix/simba/> zu finden.

3 Numerische Methoden

Die Ortsableitungen in den Halbleitergleichungen, den Energiebalancegleichungen und der Wärmeleitungsgleichung werden im Programm SIMBA mit einer Boxmethode in einem orthogonalen, nicht-äquidistanten Gitter diskretisiert. Nichtplanare Oberflächen müssen durch eine Approximation mit kleinen Stufen berücksichtigt werden. Durch das gewählte Gitter sind die Koeffizientenmatrizen der bei der Diskretisierung entstehenden Gleichungssysteme regelmäßig strukturierte Bandmatrizen. Durch die Ortsdiskretisierung entsteht ein Algebra-Differentialgleichungssystem erster Ordnung bezüglich der Zeit. Für dynamische Simulationen wird zur Zeitdiskretisierung im Programm SIMBA das implizite Eulerverfahren ohne Schrittweitensteuerung verwendet.

Als Lösungsverfahren kommt im Programm SIMBA der Gummel-Algorithmus [8] zur Anwendung. Ein wichtiger Vorteil dieser Lösungsmethode ist der modulare Aufbau, wodurch zusätzliche Gleichungen, wie die Energiebalancegleichungen oder die Wärmeleitungsgleichung relativ leicht hinzugefügt werden können. Bei höheren Stromdichten oder dem Einsetzen stark nichtlinearer Effekte (Avalanche-generation) steigt die Rechenzeit stark an.

Bei der Simulation realer Probleme sind die linearen Gleichungssysteme insbesondere bei hohen Stromdichten sehr schlecht konditioniert. Wie bei den meisten vergleichbaren Simulatoren werden im Programm SIMBA verschiedene vorkonditionierte Gradientenverfahren eingesetzt [8], [9], [11]. Als Vorkonditionierer hat sich nach unseren Erfahrungen nur eine unvollständige LU-Zerlegung bewährt. Andere Iterationsverfahren scheiden wegen des gegenüber Gradientenverfahren deutlich schlechteren Konvergenzverhaltens aus.

4 Anwendungen

BERECHNUNG VON HETEROJUNCTION-BIPOLARTRANSISTOREN (HBT) UNTER BERÜCKSICHTIGUNG DER WÄRMELEITUNGS GLEICHUNG

HBT-Strukturen bieten interessante Möglichkeiten für Anwendungen im Hochfrequenzbereich (z.B. Mobilfunk) bei höheren Leistungen. In diesen Fällen tritt eine Eigenerwärmung auf, die bei der Simulation derartiger Bauelemente durch Einbeziehung der Wärmeleitungsgleichung berücksichtigt werden kann. In BILD 1 ist der untersuchte GaInP/GaAs-HBT dargestellt [14]. Aufgrund der Symmetrie der Struktur erfolgt nur die Berechnung einer Hälfte. In TABELLE 1 sind die Parameter der einzelnen Halbleiterschichten aufgelistet.

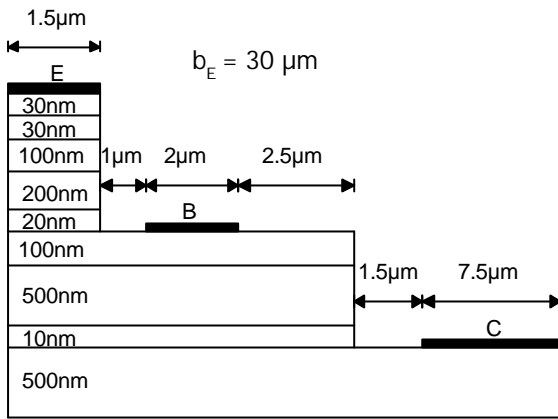


Bild 1 Strukturaufbau des HBT

Tabelle 1 Schichtparameter des HBT

Material	Dicke	Dotierung
InGaAs	30 nm	$1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
InGaAs...GaAs	30 nm	$1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
GaAs	100 nm	$4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
GaAs	200 nm	$4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
InGaP	20 nm	$1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
GaAs	100 nm	$4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3} \text{ (p)}$
GaAs	500 nm	$3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
InGaP	10 nm	$4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
GaAs	500 nm	$4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

Die berechnete Temperaturverteilung im Arbeitspunkt $U_{CE} = 3 \text{ V}$, $J_c = 2 \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$ ist im BILD 2 dargestellt. Das Maximum der Temperatur liegt bei 435 K und befindet sich im Kollektorgebiet. Die zugehörigen Grenzfrequenzen der Leistungsverstärkung f_{max} sowie der Stromverstärkung f_t sind BILD 3 zu entnehmen. Der Vergleich mit experimentellen Werten zeigt gute Übereinstimmung. Die vorhandenen Abweichungen sind auf die nicht genau bestimmbar thermischen Randbedingungen zurückzuführen. Die zusätzlich eingezeichnete Kurve ohne Wärmeleitungsgleichung weist auf die Notwendigkeit der Berücksichtigung der Eigen erwärmung hin. Weitere Berechnungen dienen der Optimierung der Wärmeableitung zur Vermeidung des Abfalls der Grenzfrequenzen bei hohen Stromdichten [14].

BERECHNUNG VON QUANTENDRÄHTEN (QWR) UNTER BERÜCKSICHTIGUNG DER SCHRÖDINGERGLEICHUNG

Zur Untersuchung der Ladungsträger- und Stromdichteverteilung in Quantendrähten (QWR) wurden QWR-Strukturen verschiedener Abmessungen mit Hilfe des mikroskopisch/makroskopischen Simulationsalgorithmus berechnet [15]. BILD 4 zeigt den Querschnitt

der verwendeten Struktur. Variiert wurde die Breite des GaAs-Gebietes im Bereich $a = 6 \dots 16 \text{ nm}$.

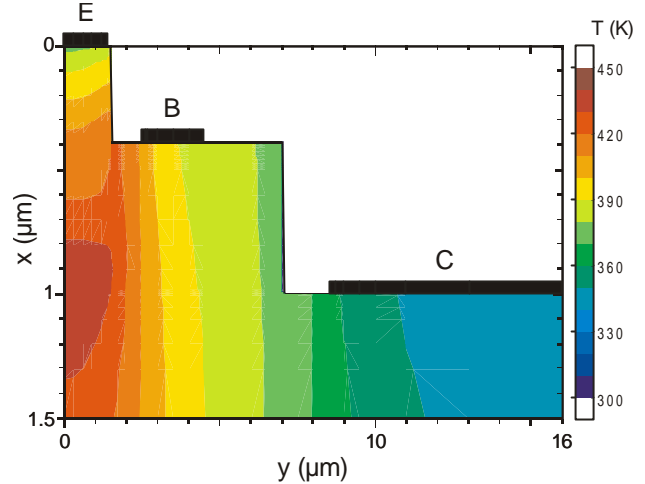


Bild 2 Temperaturverteilung im HBT

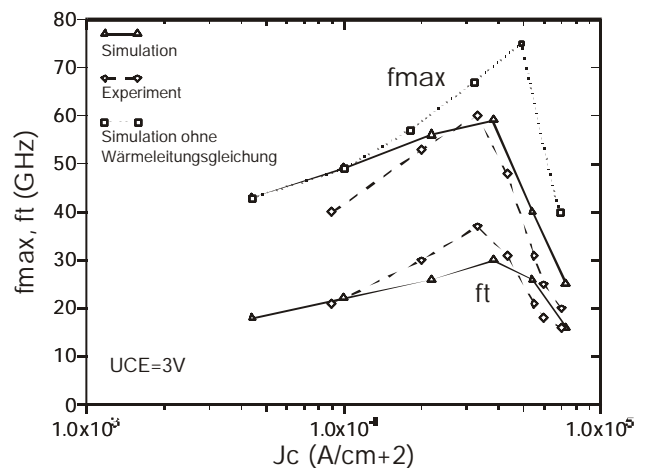


Bild 3 Grenzfrequenzen als Funktion der Stromdichte

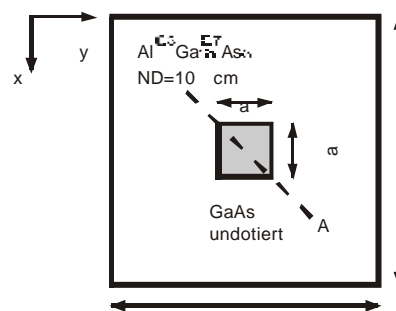


Bild 4 QWR-Struktur

Im BILD 5 ist die Elektronendichte längs der im BILD 4 eingezeichneten Schnittlinie A dargestellt. BILD 6 bzw. BILD 7 veranschaulichen die Elektronendichteverteilung für $a = 6 \text{ nm}$ bzw. 16 nm . Es ist zu erkennen, dass für größere Breiten a eine Aufspaltung des Quantendrahtes in 4 einzelne Drähte jeweils an den Ecken des

GaAs-Gebietes erfolgt. Nur für kleine Breiten verschmelzen die Maxima zu einem einzelnen 1DEG.

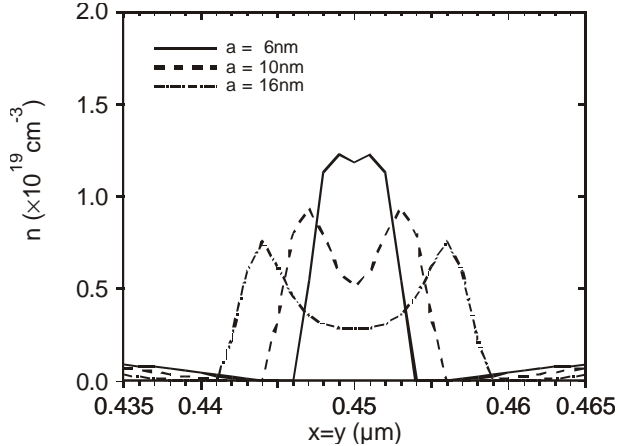


Bild 5 Elektronendichte für verschiedene QWR-Breiten

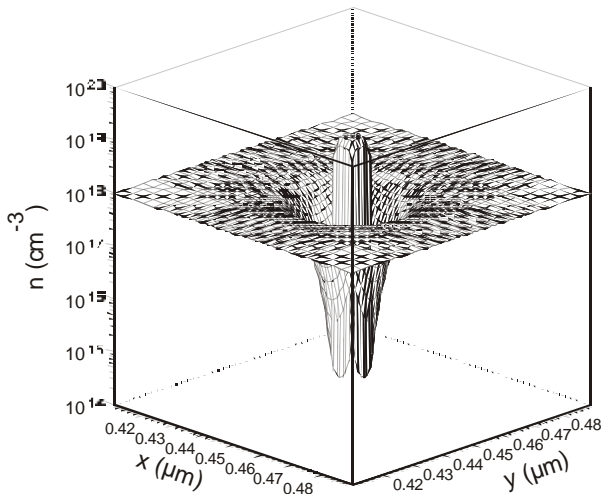


Bild 6 Elektronendichteverteilung für a = 6 nm

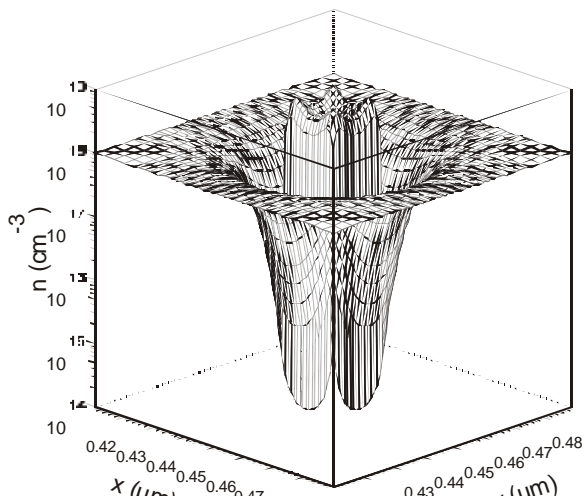


Bild 7 Elektronendichteverteilung für a = 16 nm

BERECHNUNG VON HIGH-ELECTRON-MOBILITY-TRANSISTOREN (HEMT) MIT HYDRODYNAMISCHEM MODELL

Der Einsatz von Heteroübergängen als funktionsbestimmende Strukturen sowie die im allgemeinen sehr kleinen Strukturabmessungen moderner Bauelemente führen zu hohen Feldstärken im Inneren der Bauelemente, so dass nicht mehr davon ausgegangen werden kann, dass die frei beweglichen Ladungsträger mit dem Gitter im thermischen Gleichgewicht stehen. Lässt man diesen Umstand außer acht, so sind bei Simulationen mit den üblichen Drift-Diffusions-Modellen (*DD-Modellen*) Abweichungen gegenüber den Messwerten zu verzeichnen. Typischerweise werden zu kleine Ströme, Steilheiten und Transistfrequenzen berechnet, da die lokale Aufheizung der Ladungsträger vernachlässigt wird. Durch Einbeziehung der Energiebalancegleichungen bei den Simulationen lässt sich dieser Mangel teilweise beheben. Die diesen Simulationen zugrundeliegende Struktur zeigt BILD 8.

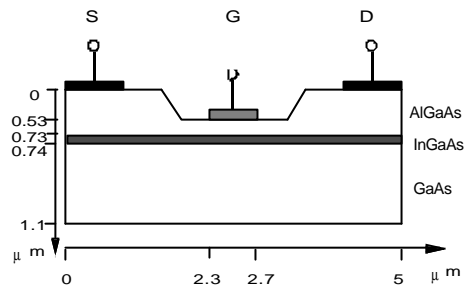


Bild 8 Schematische Darstellung der simulierten HEMT-Struktur

BILD 9 zeigt das mit dem Drift-Diffusionsmodell und dem HD-Modell berechnete Ausgangskennlinienfeld im Vergleich mit den Messwerten. Insbesondere bei höheren Gate-Source-Spannungen, bei denen die Aufheizung der Ladungsträger merklich in Erscheinung tritt, weist das hydrodynamische Modell eine bessere Übereinstimmung mit den Messungen auf.

Neben den statischen wurden auch dynamische Rechnungen durchgeführt und daraus die Verstärkungen und die Transistfrequenzen berechnet. Beim HD-Modell ergab sich f_t zu 49 GHz, das DD-Modell lieferte eine Transistfrequenz von 36 GHz und der Messwert lag bei 46 GHz. Die Abweichungen zwischen dem Messwert und der mit dem HD-Modell ermittelten Grenzfrequenz ist insbesondere auf die einfache Modellierung mit konstanten Energierelaxationszeiten zurückzuführen.

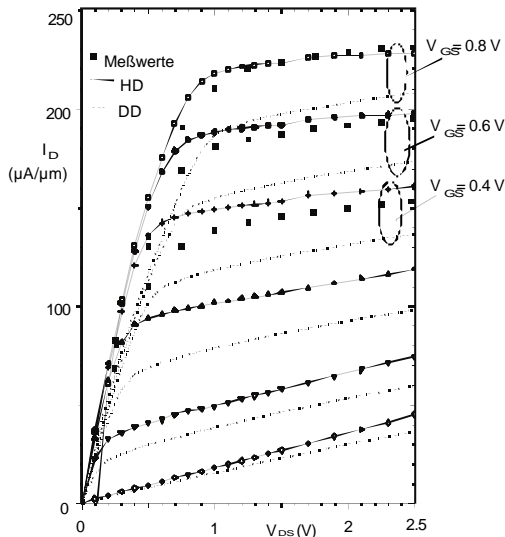


Bild 9 Ausgangskennlinienfeld für 0.35 μm Gatelänge, DD-, HD-Modell und Messwerte

5 Zusammenfassung

Der Entwurf elektronischer Bauelemente und die Erforschung der Funktionsmechanismen erfordern die Bereitstellung geeigneter Simulationsverfahren. Dabei gewinnen mikroskopische Modellansätze zunehmend an Bedeutung bzw. sind für Quantenstrukturen zwingend notwendig. Makroskopische Verfahren bilden nach wie vor die Grundlage der meisten kommerziellen Simulatoren, wobei mikroskopische Modelle in Form gemischter Verfahren einbezogen werden. Mit der zunehmenden Strukturverkleinerung sowie der Entwicklung von Bauelementen mit dreidimensionalen Wirkprinzipien nehmen 3D-Simulationen an Bedeutung zu. Die im Simulator SIMBA umgesetzten Modellvarianten gestatten die statische, dynamische und thermische Simulation verschiedenster praxisrelevanter Halbleiterstrukturen mit beliebiger Materialzusammensetzung.

6 Literatur

- [1] H. Elschner, K. Hofmann: Untersuchungen zur Gunn-Elektronik. XVII. Int. Wiss. Kolloquium, TH Ilmenau 1972
- [2] K. Bräuer, H. Elschner, J. Grossehelweg, S. Ritz, G. : Rechnergestützte Analyseverfahren als wesentliches Mittel des Entwurfs von Bipolarbauelementen und Bipolarschaltkreisen. Nachrichtentechnik-Elektronik, 29 (1979), H. 2, S. 63 – 66
- [3] S. Ritz, H. Elschner: Innerelektronische Analyse bipolarer Halbleiterbauelemente mit dem Programmsystem TRANAL. Wiss. Zeitschrift der TU Dresden, 30 (1981), H. 1, S. 55 – 60

- [4] R. Spallek, H. Elschner: Simulation von Halbleiterbauelementen mit dem Programmsystem ZANAL. Nachrichtentechnik-Elektronik, 32 (1982), H. 1, S. 25 – 30
- [5] R. Stenzel, H. Elschner: Quasizweidimensionale Simulation von FL -Strukturen mit dem Programmsystem SOPHIA. Nachrichtentechnik-Elektronik, 33 (1983), H. 9, S. 371 – 375
- [6] H. Elschner, W. Ploß, R. Spallek, R. Stenzel: SEMICO – ein Programmsystem zur Simulation von GaAs-Bauelementen. Nachrichtentechnik-Elektronik, 34 (1984), H. 3, S. 112 – 114
- [7] W. Klix, H. Elschner: Örtlich dreidimensionale Simulation von Halbleiterstrukturen. Nachrichtentechnik-Elektronik, 36 (1986), H. 2, S. 72 – 75
- [8] H. Elschner, W. Klix, M. Passlack, R.G. Spallek, R. Stenzel: Simulation of small Si- and GaAs devices. Proc. of NASECODE V, Boole Press Lim., Dublin 1987, pp. 19 - 30
- [9] H. Elschner, W. Klix, R. Dittmann, R. Reuter, R. Stenzel: New methods and results in 3D-device simulation. IMACS 1991, Dublin, Proc. Vol.4, pp.1644-1645
- [10] R. Stenzel, W. Klix, R. Dittmann, C. Pigorsch, U. Meiners, H. Brugger: Device simulation of novel in-plane-gated field-effect transistors. Jpn. J. Appl. Phys., 33 (1994), pp. 1243 - 1247
- [11] W. Klix, R. Dittmann, R. Stenzel: Three-dimensional simulation of semiconductor devices. Lecture Notes in Computer Science 796, Springer-Verlag, 1994, pp. 99-104
- [12] C. Pigorsch, R. Stenzel, W. Klix: Coupled 2D-microscopic/macrosopic simulation of nanoelectronic heterojunction devices. Simulation of semiconductor devices and processes, Vol. 6, Springer-Verlag 1995, pp. 230 – 233
- [13] C. Pigorsch, W. Wegscheider, W. Klix, R. Stenzel: 3D-Simulation of novel quantum wire transistors. Proc. of Int. Conf. on Nonequilibrium Carrier Dynamics in Semiconductors, Berlin 1997, physica status solidi (b), Vol.204, N.1, pp. 346-349
- [14] R. Stenzel, J. Würfl, E. Richter, C. Pigorsch, W. Klix: Simulation of influence of heat removal on power gains of heterojunction bipolar transistors. Proc. of 22nd Workshop on Compound Semiconductor Devices and Integrated Circuits, Zeuthen 1998, pp. 53-54
- [15] C. Pigorsch, W. Klix, R. Stenzel: Quantum wire splitting in nanostructures. Microelectronic Engineering, 43-44 (1998), pp. 325-333
- [16] R. Stenzel, C. Pigorsch, W. Klix, A. Vescan, H. Leier: Simulation of AlGaIn/GaN-HFETs including spontaneous and piezoelectric polarisation charges. Proc. 26th Int. Symp. on Compound Semiconductors, Berlin 1999
- [17] W. Klix, R. Stenzel, C. Pigorsch: Hydrodynamische Simulation des innerelektronischen Verhaltens moderner Halbleiterbauelemente. 43. Inter-

national Scientific Colloquium, Technical University
of
Ilmenau, September 21-24, 1998, pp. 349-354

Verfasser

Prof. Dr.-Ing. habil. Roland Stenzel
Hochschule für Technik und Wirtschaft Dresden
Fachbereich Elektrotechnik
Dr.-Ing. Wilfried Klix
Technische Universität Dresden
Institut für Grundlagen der Elektrotechnik/Elektronik