Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins

Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke

Band: 58 (1967)

Heft: 3

Artikel: Neues aus dem Gebiet der HF-Halbleitertechnik, insbesondere der Leistungstransistoren

Autor: Guggenbühl, W.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-916220

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 11.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

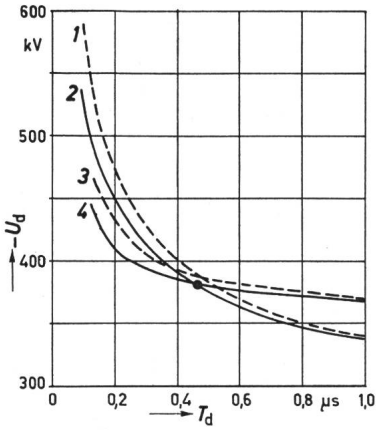


Fig. 10
Keilwellenstosskennlinien
$-U_d$ Mittelwert der negativen Durchschlagspannung; T_d Zeit bis zum Durchschlag; *1* Plattenfunkenstrecke, a = 13,5 cm, d = 45 cm, korrigiert ; *2* wie *1*, jedoch unkorrigiert; *3* Stab-Plattenanordnung, Platte geerdet, a = 15 cm, korrigiert; *4* wie *3*, jedoch unkorrigiert

anordnung liegt. Diese Tatsache, die analog auch für einen Überspannungsableiter und eine inhomogene Anordnung gelten kann, ist für die Isolationskoordination von Bedeutung.

5. Schlussbemerkung

Die Untersuchungen wurden im Institut für Hochspannungs- und Anlagentechnik der Technischen Hochschule München durchgeführt. Dipl.-Ing. *O. Haas, N. Patzner* und *R. Pistor* dankt der Verfasser für die Mitarbeit bei den Messungen.

Literatur

[1] *W. Zaengl* und *K. Feser:* Ein Beitrag zur Berechnung des Übertragungsverhaltens von Stoßspannungen. Bull. SEV 55(1964)25, S. 1249...1256.

[2] *K. Berger* und *E. Vogelsanger:* Messungen und Resultate der Blitzforschung der Jahre 1955...1963 auf dem Monte San Salvatore. Bull. SEV 56(1965)1, S. 2...22.

[3] *J. Wiesinger:* Einfluss der Frontdauer der Stoßspannung auf das Ansprechverhalten von Funkensrecken. Bull. SEV 57(1966)6, S. 243...246.

[4] *G. M. Petropoulos, C. Menemenlis* and *P. Menemenlis:* Effect of the Electrode Surface Conditions on the Impuls Breakdown of Non-Uniform Field Gaps. Dielectrics 1(1962)2, S. 66...80.

[5] *J. Wiesinger:* Stoßstromionisierte Funkenstrecken. Bull. SEV 57(1966)4, S. 139...149.

[6] *C. F. Wagner:* Der Blitz und sein Einfluss auf das Verhalten von Freileitungen. ETZ-A 84(1963)16, S. 517...530.

[7] *C. F. Wagner* and *A. R. Hileman:* Effect of Predischarge Currents upon Line Performance. Trans. IEEE Power Apparatus and Systems 82(1963)65, S. 117...131.

[8] *C. F. Wagner:* Application of Predischarge Currents of Parallel Electrode Gaps. Trans. IEEE Power Apparatus and Systems 83(1964)9, S. 931...944.

[9] *C. F. Wagner* and *A. R. Hileman:* Mechanism of Breakdown of Laboratory Gaps. Trans. AIEE Power Apparatus and Systems 80(1961)56, S. 604...622.

Adresse des Autors:
Dr.-Ing. *Johannes Wiesinger,* Wissenschaftlicher Assistent am Institut für Hochspannungs- und Anlagentechnik der Technischen Hochschule München, Arcisstrasse 21, D - 8 München 2.

Neues aus dem Gebiet der HF-Halbleitertechnik, insbesondere der Leistungstransistoren

Vortrag, gehalten an der 29. Hochfrequenztagung des SEV am 27. Oktober 1966 in Luzern,

von *W. Guggenbühl,* Zürich

621.382.3

Nach einer kurzen Beschreibung der modernen Transistorherstellungsverfahren und Bauformen werden die Frequenzgrenze und ihre Abhängigkeit von Trägertransportprozessen und Geometrie diskutiert. Der zweite Abschnitt behandelt Probleme der Leistungstransistoren im Hochfrequenzgebiet und konstruktive Massnahmen zur Verbesserung ihrer Eigenschaften. Im dritten Teil wird die Wirkungsweise zweier potentieller Mikrowellenleistungserzeuger der Zukunft besprochen. Während die Gunn-Diode einen neuartigen negativen Widerstandseffekt ausnützt, ist mit der Read-Diode die Realisierung eines der klassischen Röhren-Laufzeitdiode analogen Bauelementes auf Halbleiterbasis gelungen.

Une courte description des méthodes récentes de fabrication et des formes constructives modernes des transistors est suivie d'une discussion au sujet de la limite de fréquence et de sa relation aux procédés de transmission à onde porteuse et au point de vue géométrique. Le deuxième chapitre traite des problèmes relatifs aux transistors de puissance dans le domaine de la haute fréquence et des dispositions constructives en vue d'améliorer leurs propriétés. La troisième partie est consacrée au mode opératoire de deux générateurs de puissance à micro-ondes prévus dans l'avenir. Cependant que la diode-Gunn exploite un récent effet de résistance négative, la diode-Read a, sur la base des semiconducteurs, permis la réalisation d'un élément constructif analogue à la diode à modulation de vitesse.

1. Einleitung

Im folgenden werden einige Tendenzen und Neuentwicklungen aus dem Gebiet der Hochfrequenz-Halbleitertechnik behandelt. Sie schliessen sich an ein Referat über Transistoren [1][1]) an, das anlässlich einer früheren Tagung des SEV gehalten wurde. In Anbetracht der Fülle der seither auf diesem Gebiet geleisteten Arbeit ist eine Beschränkung auf einige spezielle Fragen unerlässlich. Als zentrales Thema sei die Leistungserzeugung gewählt, und dabei spezielles Gewicht auf die Hochfrequenzformen des bipolaren Transistors sowie auf einige neue Halbleiter-Schaltelemente für das Mikrowellengebiet gelegt. Der Name «Hochfrequenz» soll im Rahmen dieser Übersicht den Grenzfrequenzbereich der betreffenden Bauelemente, d.h. das Gebiet des frequenzbedingten Verstärkungsabfalls, bezeichnen. Eine zahlenmässige Fixierung des Begriffes «hohe Frequenz» ist deshalb nicht möglich, so ist der Hochfrequenzbereich der Transistoren im Laufe der Jahre von einigen Hundert Kilohertz bis über 1000 MHz «aufgestiegen». Von dieser Weiterentwicklung der Transistoren soll zunächst die Rede sein, insbesondere im Hinblick auf Elemente mit grosser Verlustleistung. Im zweiten Teil werden neue Wege zur Leistungserzeugung jenseits der Frequenzgrenze der Transistoren behandelt.

[1]) Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

2. Frequenzgrenze moderner Transistoren

Die Fortschritte der Transistortechnik der letzten Jahre ist eng mit den modernen Verfahren der Halbleitertechnologie verknüpft. Während die grundlegenden Überlegungen zum Aufbau des sog. Flächentransistors, wie sie 1950 von *W. Shockley* formuliert wurden, im wesentlichen noch immer gültig sind,

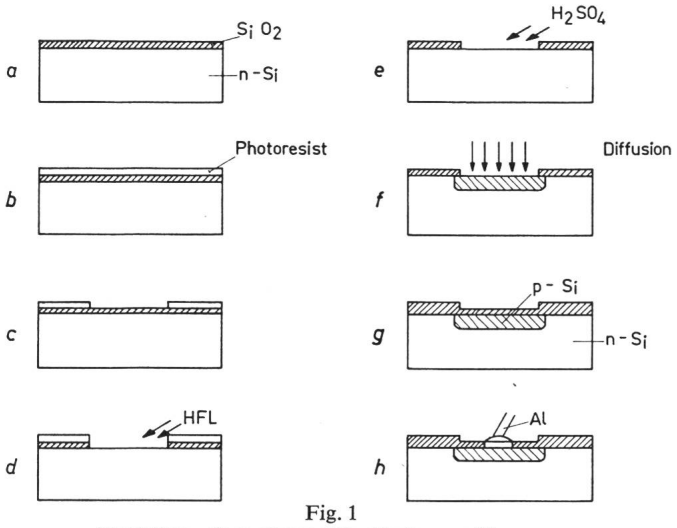


Fig. 1
Herstellung eines planar-diffundierten p-n-Überganges
Erläuterungen siehe im Text

hat sich seine technologische Gestalt im Laufe der Jahre stark gewandelt. Fig. 1 und 2 sollen an die beiden modernen Verfahren zur Erzeugung von p-n-Übergängen und andern Schichtfolgen in Kristallen erinnern, die der neueren Halbleitertechnik zugrunde liegen.

Fig. 1 zeigt die Herstellung eines p-n-Überganges nach dem Planar-Diffusionsverfahren: Auf die SiO_2-Oberflächenschicht eines n-Siliziumplättchens (Fig. 1a) wird eine photosensitive Schicht aufgetragen (Fig. 1b). Mit Hilfe von optischer Abbildung und einem Belichtungs-/Entwicklungsprozess wird an den durch eine Musterplatte bestimmten Stellen die Photoschicht abgelöst (Fig. 1c) und anschliessend die darunterliegende SiO_2 Schutzschicht weggeätzt (Fig. 1d). Der nächste Schritt ist die Entfernung der verbleibenden Photoschicht (Fig. 1e). Das Kristallplättchen ist nun bereit zur Erzeugung eines p-n-Überganges durch Eindiffusion von Störatomen (bei hoher Temperatur) durch das SiO_2 Fenster (Fig. 1f). Gleich nach diesem Diffusionsprozess wird das Fenster durch Oxydation der Oberfläche wieder geschlossen (Fig. 1g). Der in Fig. 1h gezeichnete Anschlusskontakt wird mit Hilfe derselben photochemischen Prozesse und Aufdampfen von Metall im Vakuum erzeugt. Die geometrische Genauigkeit der Maskierung ist in den letzten Jahren bis auf Bruchteile eines Mikrometers (Linienbreiten $\approx$ 1 µm) gesteigert worden.

Es ist für die Kosten der so erzeugten Bauelemente wesentlich, dass auf einem Kristallplättchen Hunderte von Elementen gleichzeitig (im selben Arbeitsgang) hergestellt werden können.

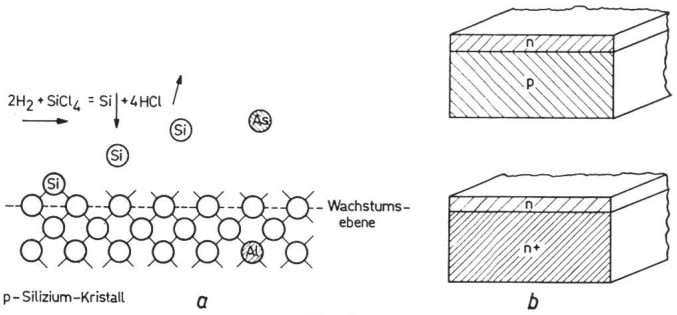


Fig. 2
Epitaxialer Aufwachsprozess
a Erzeugung einer n-leitenden Schicht auf p-leitendem Kristallplättchen.
Al Aluminiumatom; *As* Arsenatom; *Si* Siliziumatom; *n* elektronenleitendes Material; *p* löcherleitendes Material; *n+* elektronenleitendes Material hoher Leitfähigkeit
b Erzeugte Schichtkristalle

Der zweite Herstellungsprozess, der viel zu den Fortschritten der modernen Transistortechnik beigetragen hat, ist das *epitaxiale* Aufwachsverfahren. Dieser Prozess zur Erzeugung von Schichtfolgen verschiedener Leitfähigkeit ist schematisch in Fig. 2a dargestellt. Es wird eine einkristalline Schicht, deren Leitfähigkeit durch die Beimengung von Fremdatomen bestimmt werden kann, aus der Gasphase «aufgedampft». Wesentlich ist, dass das Kristallbaumuster der in dieser Weise aufgewachsenen Schicht mit demjenigen des darunterliegenden Kristalls übereinstimmt (Epitaxialtechnik). «Epitaxiale» p-n-Übergänge unterscheiden sich von den durch Diffusion erzeugten durch die andere Art der Störstellenprofile (abrupte p-n-Übergänge). Der epitaxiale Aufwachsprozess wird in der eigentlichen Transistortechnik nur selten zur Erzeugung von p-n-Übergängen verwendet; meistens dient er zur Herstellung von niederohmigen Kristallen mit hochohmiger Oberflächenschicht gleicher Polarität (Fig. 2b).

Fig. 3 zeigt die beiden modernen Transistorbauformen. Beim Planar-Epitaxialtransistor Fig. 3a lässt man zunächst auf einen niederohmigen n^+-leitenden Siliziumkristall eine hochohmige n-Schicht «epitaxial» aufwachsen, in die dann durch zweimalige Anwendung des in Fig. 1 beschriebenen Diffusionsverfahrens die Transistor-Schichtstruktur «hineingebaut» wird. Die Schichtung der Kollektorzone gibt dem Transistor gegenüber einem solchen mit homogener Kollektorleitfähigkeit Vorteile: einen kleinen Kollektorzuleitungswiderstand bei grosser Spannungsfestigkeit; bei Schaltanwendungen kleine Speicherzeiten. Fig. 3b zeigt die sog. Mesabauform (vor allem für Germaniumtransistoren verwendet). Hier wird die aktive Fläche des Kollektors durch einen Ätzprozess auf die bei HF-Transistoren geforderten kleinen Abmessungen reduziert (Kapazitäten). Die in der Fig. 3b angegebenen Abmessungen beziehen sich auf den Germaniumtransistor AF 239. Auch Mesatransistoren können mit geschichtetem Kollektorkristall gebaut werden (Mesa-Epitaxialtransistoren).

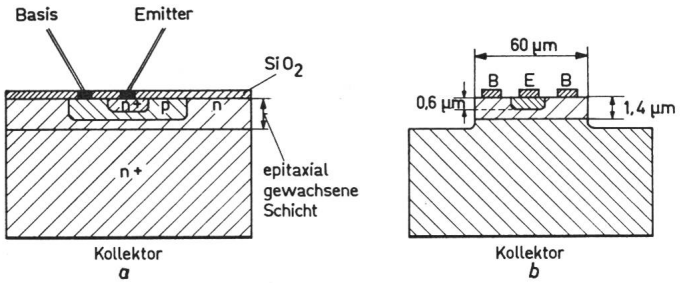


Fig. 3
Bauformen moderner Hochfrequenztransistoren
a Planar-Epitaxialtransistor (Silizium); *b* Mesatransistor (Germanium), Abmessungen gelten für Typ AF 239; *B* Basis; *E* Emitter

Für den Verstärkungsabfall der Transistoren bei hohen Frequenzen sind vor allem drei Gründe massgebend:

a) Die Laufzeit der Ladungsträger zwischen Emitter und Kollektor des Transistors. Wird sie vergleichbar mit der Periodendauer des hochfrequenten Signals, so tritt eine Reduktion der Verstärkung auf.

b) Sperrschichtkapazitäten. Sie fordern vom äusseren Schaltungskreis Ladungsströme, wenn die Spannungen zwischen den Elektroden geändert werden.

c) Innere Zuleitungswiderstände des Transistors. Sie verunmöglichen eine wirksame Ausstimmung der inneren Transistorkapazitäten durch äussere Schaltelemente. Bei den praktischen Bauformen wirkt sich vor allem der Basis-Zuleitungswiderstand störend aus.

Fig. 4 dient zur Illustration dieser Begriffe. Der in Fig. 4a schematisch gezeichnete Transistor kann in fünf Zonen aufgeteilt werden: in drei sog. Bahngebiete, die elektrisch annähernd neutral sind (Emitter-, Basis- und Kollektorzone) und zwei dazwischenliegende Sperrschichtzonen fast ohne bewegliche Träger aber mit starken fixen Raumladungen. Über den Sperrschichten fallen die an die äusseren Klemmen angelegten Spannungen ab. In Fig. 4b ist der sich im normalen Betriebsfall als Verstärker einstellende Verlauf des elektrostatischen Potentials im Transistor aufgezeichnet (Fall des Transistors mit homogen dotiertem Basisgebiet). Als massgebende Laufzeit zählt der Pfad zwischen Emitter- und Kollektorbahngebiet. Er besteht im wesentlichen aus der Basisschicht (mittlere Laufzeit $\bar{\tau}_b$) und der Kollektorsperrschicht (mittlere Laufzeit $\bar{\tau}_{sc}$) da die Emittersperrschicht der geringen Ausdehnung wegen vernachlässigt werden kann. Fig. 4b zeigt, dass im Basisgebiet kein Potentialabfall stattfindet (jedenfalls beim Transistor mit homogen dotiertem Basisgebiet); die Minoritätsträger bewegen sich hier mit Hilfe des relativ langsamen Diffusionsprozesses. Anders verhält es sich mit der Kollektorsperrschicht; hier sorgen starke Felder für eine grössere Trägergeschwindigkeit. Die Sperrschichtkapazitäten beinhalten die Ladungsträgerverschiebungen, die zur Umschichtung der Raumladung in den Sperrschichten bei Spannungsänderungen an den Elektroden stattfinden.

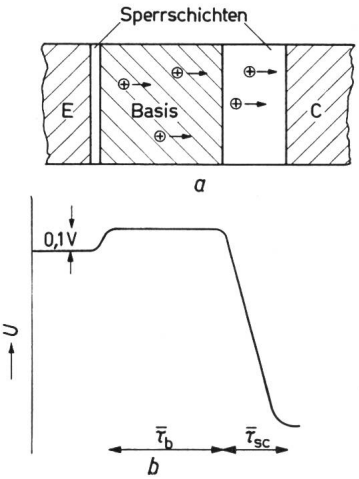


Fig. 4
Schema eines p-n-p-Transistors
a Aufbau aus drei Bahngebieten und zwei Sperrschichten.
E Emitterbahngebiet;
C Kollektorbahngebiet
b Verlauf des elektrostatischen Potentials im Transistor.
τ_b mittlere Laufzeit durch Basisschicht; τ_{sc} mittlere Laufzeit durch Kollektor-Sperrschicht

Es gibt zwei verschiedene Wege zur rechnerischen Erfassung der Frequenzabhängigkeit der Verstärkereigenschaften des Transistors. Die erste Methode benützt die Verfahren der Vierpolrechnung und charakterisiert den Transistor durch vier frequenzabhängige Vektorgrössen. Die Angabe von acht im allgemeinen verschiedenen Frequenzgängen (8 skalare Grössen), die ausserdem vom Gleichstromarbeitspunkt abhängig sind, ist relativ kompliziert; allgemein gültige Transistoreigenschaften sind aus einer solchen Darstellung nur schwer herauszulesen. Das Verfahren beschreibt den individuellen Transistor sehr genau und ist vor allem für die Detail-Dimensionierung einer Schaltung geeignet.

Für eine auf die gemeinsamen Hochfrequenzeigenschaften aller Transistoren ausgerichtete Betrachtung eignet sich ein sog. physikalisches Ersatzschaltbild besser. Hier wird versucht, die Vorgänge im Transistor (Ladungsträgerspeicherung, Sperrschichtkapazitäten, Zuleitungswiderstände) durch klassische Schaltelemente (Widerstände, Kapazitäten, Stromquellen usw.) nachzubilden. Da die Anzahl der in einem Ersatzschaltbild noch vernünftig überblickbaren und rechnerisch handhabbaren

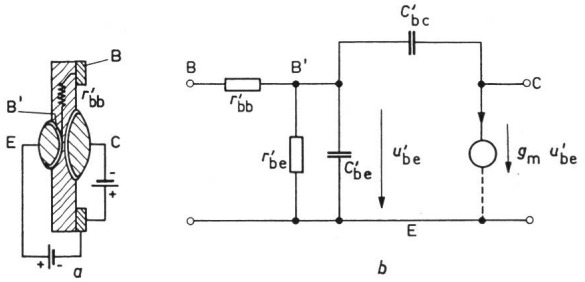


Fig. 5
Hochfrequenzverhalten legierter Transistoren
a Aufbau des legierten Transistors; *b* physikalisches Ersatzschaltbild nach *Giacoletto*
E Emitter; *B* Basiselektrode; *B'* innerer Basispunkt; *C* Kollektor
Weitere Erklärungen siehe im Text

Elemente beschränkt ist, verzichtet man bei dieser Methode im allgemeinen auf Genauigkeit und versucht das charakteristische Verhalten der Transistoren durch möglichst wenige Schaltelemente nachzubilden. Das bekannteste dieser Ersatzschaltbilder wurde 1954 von *Giacoletto* [2] angegeben; es war vor allem den damals üblichen legierten Transistoren angepasst. Fig. 5a zeigt den Aufbau eines solchen Legierungstransistors mit angeschlossenen Spannungsquellen. In Fig. 5b ist das auf die für das Hochfrequenzverhalten wesentlichen Elemente reduzierte physikalische Ersatzschaltbild nach *Giacoletto* aufgezeichnet. Die einzelnen Ersatzelemente können bei dieser für heutige Begriffe relativ niederfrequenten Bauform leicht den einzelnen physikalischen Prozessen zugeordnet werden:

Die Stromquelle:

$$i = g_m u_{b'e} \approx \frac{e I_c}{k T} \tag{1}$$

(e Elektronenladung, k Boltzmannsche Konstante, T absolute Temperatur, I_c Kollektor-Gleichstrom) stellt den vom Emitter zum Kollektor fliessenden Minoritätsstrom dar. Die Ladung, die diese Minoritätsträger im Basisraum darstellen (unterwegs befindliche Minoritätsträger) werden auf $C_{b'e}$ gespeichert. Da beim legierten Transistor der überwiegende Teil der Laufzeit für das Durchqueren des Basisraums aufgewendet wird, ist diese Kapazität proportional zu $\bar{\tau}_b$, d. h.

$$C_{b'e} \approx \frac{e I_c}{k T} \bar{\tau}_b \tag{2}$$

($\bar{\tau}_b$ mittlere Laufzeit durch das Basis-Bahngebiet). Gegenüber diesem Hauptanteil der Ladung auf $C_{b'e}$ tritt der von der Sperrschichtkapazität C_{se} zwischen Basis und Emitter herrührende und in Gl. (2) nicht berücksichtigte Anteil zurück. Dagegen ist die Sperrschichtkapazität der Kollektordiode:

$$C_{sc} \approx C_{b'c} \tag{3}$$

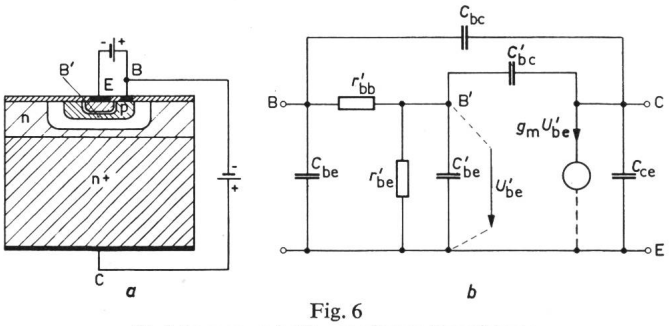


Fig. 6
Hochfrequenzverhalten moderner Transistoren
a Aufbau des Planartransistors; *b* physikalisches Ersatzschaltbild
Bezeichnungen siehe Fig. 5

im Ersatzbild nicht zu vernachlässigen. Sie bewirkt eine unerwünschte Rückkopplung vom Ausgang zum Eingang. Schliesslich bezeichnet $r_{bb'}$ den Bahnwiderstand zwischen der Basisschlusselektrode B und der zwischen den beiden Legierungspillen gedachten «inneren Basis B'». Die genaue Berechnung der Leistungsverstärkung einer Schaltung nach Fig. 5b ist relativ aufwendig; es wurde jedoch wiederholt gezeigt, [2; 3], dass für die bei Transistoren im allgemeinen gültigen Grössenverhältnisse der Ersatzelemente für die maximale Leistungsverstärkung g im Gebiet der oberen Frequenzgrenze die Näherungsformel:

$$g \approx \frac{1}{157 f^2 r_{bb'} C_{sc} \bar{\tau}_b} \tag{4}$$

gilt. Als obere Frequenzgrenze des Transistors kann die Bedingung $g = 1$ angenommen werden; die dann aus Gl. (4) folgende Frequenz wird als Oszillatorgrenzfrequenz bezeichnet.

Fig. 6 zeigt eine analoge Darstellung für eine moderne Bauform, deren Grenzfrequenz höher liegt. Auf den ersten Blick scheint beim Ersatzschaltbild Fig. 6b gegenüber Fig. 5b nicht viel verändert; es sind lediglich die Kapazitäten C_{be}, C_{ce} und C_{bc} zwischen den Elektroden hinzugefügt worden. Die Aufteilung der schaltungstechnisch wichtigen Rückwirkungskapazität auf $C_{b'c}$ und C_{bc} stellt eine Annäherung der in Wirklichkeit verteilten Sperrschichtkapazität zwischen Basis und Kollektorzone durch konzentrierte Elemente dar, im übrigen liefern die bei hohen Frequenzen spürbaren Zuleitungskapazitäten den Hauptteil der Elektrodenkapazitäten. Von den schon im Schaltbild Fig. 5b vorhandenen Ersatzelementen erfährt vor allem die Speicherkapazität $C_{b'e}$ eine Änderung. Bei den modernen Bauformen ist der Beitrag der Emittersperrschichtkapazität C_{se} zu $C_{b'e}$ sowie der Anteil der Kollektorsperrschicht an der totalen Laufzeit nicht mehr zu vernachlässigen. Mit der Bezeichnung:

$$\tau_e = C_{se} \frac{k\,T}{e\,I_c} \tag{5}$$

als sog. Emitter-Aufladezeitkonstante kann die Grösse der interessierenden Kapazität $C_{b'e}$ nach:

$$C_{b'e} \approx \frac{e\,I_c}{k\,T} \left(\bar{\tau}_b + \frac{\bar{\tau}_{sc}}{2} + \tau_e\right) \tag{6}$$

berechnet werden [5]. $\bar{\tau}_{sc}$ bezeichnet die mittlere Laufzeit der Minoritätsträger durch die Kollektorsperrschicht. Der Grund, weshalb die Laufzeit $\bar{\tau}_{sc}$ nur mit halbem Gewicht in die Kapazität $C_{b'e}$ eingeht, soll hier nicht näher erörtert werden; entsprechende Hinweise sind in der Literatur [4; 5] zu finden. Bei der Modifikation von Gl. (2) auf Gl. (6) geht zwar die anschauliche Interpretation von $C_{b'e}$ als «Sitz» der Speicherladung der im Basis-Bahngebiet unterwegs befindlichen Träger verloren; die Struktur des Ersatzschaltbildes bleibt aber erhalten. Da die Elektrodenkapazitäten durch äussere Schaltelemente ausgestimmt werden können, wird die bei hohen Frequenzen erreichbare Leistungsverstärkung g weiterhin durch die «inneren» Ersatzelemente des Schaltschemas in Fig. 6b bestimmt. Man schreibt nun für diese Verstärkung anstelle von Gl. (4) die Näherungsformel:

$$g \approx \frac{1}{157 f^2 r_{bb'} C_{b'c} (\bar{\tau}_b + \tau_e + \bar{\tau}_{sc}/2)} \tag{7}$$

Die Gleichung soll der nachfolgenden Diskussion der modernen HF-Transistoren zugrunde gelegt werden.

Die erreichbare obere Frequenzgrenze hängt nach Gl. (7) vom Produkt der beiden Zeitkonstanten ab:

$$\tau_1 = (\bar{\tau}_b + \tau_e + \bar{\tau}_{sc}/2) = \frac{1}{2\pi f_T} \tag{8}$$

$$\tau_2 = r_{bb'} C_{sc} \tag{9}$$

Man kann zeigen, dass τ_1 dem Reziprokwert der sog. Transit-Frequenz $\omega_T = 2\pi f_T$ (f_T Datenblattspezifikation) entspricht [Gl. (8)]. Zur Erreichung einer möglichst hohen Transitfrequenz f_T müssen die einzelnen Summanden von Gl. (8) minimalisiert werden. Die Verkleinerung der Laufzeit $\bar{\tau}_b$ durch das Basisbahngebiet ist vor allem durch immer dünnere Basisschichten, die im Rahmen der Verfeinerung der Herstellungsverfahren möglich wurden, erreicht worden. Einen wesentlichen Schritt auf dem Wege zur Reduktion von $\bar{\tau}_b$ brachte die Einführung von Basiszonen mit örtlich variabler Leitfähigkeit. Mit dieser Massnahme kann im Basisgebiet ein wenn auch in seiner Grösse beschränktes, elektrisches Feld zur Unterstützung der Trägerdiffusionsbewegung durch den Basisraum erzeugt werden. Diese Methode wurde bereits in [1] beschrieben.

Die Aufladezeitkonstante τ_e [Gl. (5)] enthält als strukturmässig beeinflussbare Grösse nur die Emittersperrschicht Kapazität C_{se}. Sie verlangt kleine Emitterflächen; ausserdem ist ein grosser Betriebsstrom I_c erwünscht. Die Laufzeit $\bar{\tau}_{sc}$ durch die Kollektorsperrschicht würde im Rahmen von Gl. (8) überhaupt nicht ins Gewicht fallen, wenn sich Halbleiter bis zu hohen Feldstärken nach dem Ohmschen Gesetz verhalten würden. Hier liegt nun aber eine Beschränkung der modernen Transistortechnik, die einer näheren Erläuterung bedarf. Fig. 7 gibt einen Hinweis, wie man sich das Zustandekommen des Ohmschen Gesetzes in Festkörpern anhand eines einfachen Modells erklären kann:

Der unregelmässigen Wärmebewegung der Träger wird im Fall eines angelegten Feldes eine Driftbewegung ($\bar{v}$) in Richtung des Feldes überlagert. Das Ohmsche Gesetz ist mit der Proportionalität zwischen mittlerer Driftgeschwindigkeit $\bar{v}$ und Feldstärke E:

$$\bar{v} = b\,E \tag{10}$$

identisch, da ausserdem

$$J = e z \bar{v} = e\,z\,b\,E \tag{10a}$$

gilt (J Stromdichte, e Elektronenladungsbetrag, z Dichte der freien Ladungsträger im Kristall, b Beweglichkeit).

Man kann durch eine einfache Rechnung zeigen [6], dass die Beziehung (10) nur gültig ist, solange die von den Trägern zwischen zwei Stössen mit dem Atomgitter aus dem elektrischen Feld aufgenommene Energie klein gegenüber der thermischen Eigenenergie der Träger bleibt. Das Verhalten der Träger bei grösseren Feldern, das nur wellenmechanisch gedeutet werden kann, ist in der Fig. 8 dargestellt. Die Driftgeschwindigkeit sättigt ($\bar{v}_{lim}$), d. h. nimmt mit wachsender Feldstärke nicht mehr zu, was einer feldstärkeunabhängigen Strom-

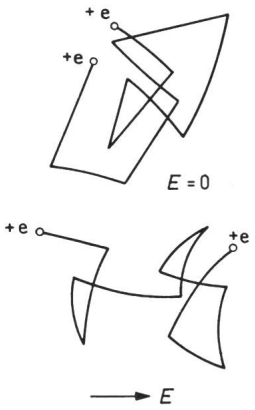


Fig. 7
Modell des Ladungsträgertransportes in Festkörpern
E elektrische Feldstärke

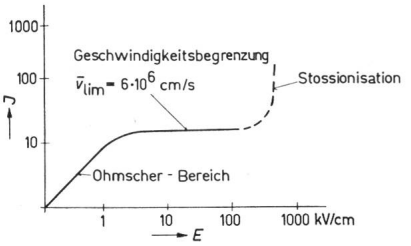


Fig. 8
Strom-Spannungscharakteristik eines Siliziumkristalles
J Stromdichte; v mittlere Driftgeschwindigkeit; $\bar{v}_{lim}$ Grenzwert von $\bar{v}$
Weitere Bezeichnungen siehe Fig. 7

dichte gleichkommt. Der Zustand der Grenzgeschwindigkeit kann bei Germanium und Silizium nur während kurzer Zeit (Impulsbetrieb) oder in kleinen Volumen mit ausreichender Kühl- und Wärmespeicherfähigkeit der Umgebung erreicht werden. Die freien Ladungsträger haben unter diesen Umständen mehr thermische Energie als das umgebende Kristallgitter; man spricht deshalb von «heissen» Trägern. Bei sehr hohen Feldstärken tritt Stossionisation auf, d.h. die Träger gewinnen aus dem Feld soviel Energie, dass sie neue Trägerpaare erzeugen können. Eine Kollektorsperrschicht muss bei normalem Transistorbetrieb unterhalb dieser Stossionisationsfeldstärke betrieben werden. Damit kann die Dicke w_{sc} der Sperrschicht bei gegebener Kollektorspannung U_{CBmax} eine gewisse Grösse nicht unterschreiten. Im Falle der optimalen Spannungsverteilung (linear) über der Sperrschicht lautet diese Beziehung:

$$w_{sc} > \frac{U_{CB}}{E_{max}} \tag{11}$$

wenn E_{max} die maximal zulässige Feldstärke bezeichnet. Anderseits ist w_{sc} nach:

$$w_{sc} = \bar{v}_{lim}\, \bar{\tau}_{sc} \tag{12}$$

mit der Sättigungsgeschwindigkeit $\bar{v}_{lim}$ der Träger verknüpft. Die Kombination von Gl. (11) und (12) mit $\bar{\tau}_{sc} > 1/\pi f_T$ ergibt:

$$U_{CB} < \frac{E_{max}\, \bar{v}_{lim}}{\pi f_T} \tag{13}$$

d. h. es besteht ein Zusammenhang zwischen der maximalen Kollektorspannung U_{CBmax} und der Transitfrequenz f_T eines Transistors. *Johnson* [7] hat erstmals auf diese Begrenzung hingewiesen. In Fig. 9 ist die Kurve:

$$U_{CB} = \frac{E_{max}\, \bar{v}_{lim}}{\pi f_T} \tag{14}$$

eingezeichnet, durch die das Produkt $U_{CBmax} f_T$ der Flächentransistoren begrenzt ist. Dieser Grenzkurve liegen die für Silizium gültigen Daten $E_{max} = 2{,}5 \cdot 10^5$ V/cm, $\bar{v}_{lim} = 6 \cdot 10^6$ cm/s zugrunde. Ausserdem sind in Fig. 9 die den Datenblättern entnommenen Wertepaare für die maximale Kollektorspannung U_{CBmax} und die Transitfrequenz f_T von Transistoren mit grossen $U_{CBmax} f_T$ Produkt eingetragen. Die Darstellung zeigt, dass man heute etwa eine Grössenordnung von der theoretischen Grenze entfernt liegt. Verschiedene Gründe sprechen dafür, dass diese Grenze praktisch nicht erreicht werden kann: Die Spannungsverteilung in der Sperrschicht ist nicht linear, die Laufzeit durch die Basisschicht kann nicht beliebig klein gemacht werden, und die Grenzspannungsdaten U_{CBmax} müssen eine gewisse Reserve für die Fabrikationstrennung aufweisen. Ausserdem basiert auch die Annahme einer konstanten Ionisierungsfeldstärke für alle Sperrschichtdicken auf einer Vereinfachung. Die heute erreichte Grenze dürfte deshalb auch in Zukunft nicht mehr wesentlich überschritten werden.

Der Fig. 9 können zwei wichtige Tatsachen entnommen werden:

a) Da für das Funktionieren von bipolaren Transistoren eine maximale Kollektorspannung von einem oder einigen Volt erforderlich ist, kann dieser Verstärkertyp höchstens bis Transitfrequenzen von einigen 10 GHz gebaut werden.

b) Die Aufteilung der Leistung bei Hochfrequenztransistoren auf Strom und Spannung wird umsomehr auf den Faktor Strom verschoben, je grösser die Grenzfrequenz des betreffenden Transistors ist. Dies führt zu extrem niederohmigen Leistungstransistoren. Die sich daraus ergebenden Probleme werden im Abschnitt 3 besprochen.

Die für Transistoren typischen Laufraumabmessungen gehen aus Fig. 10 hervor. Hier sind die Laufzeiten $\bar{\tau}$ und die dazu gehörigen geometrischen Längsabmessungen x der zugehörigen Laufräume vergleichend dargestellt. Der Darstellung liegen folgende Annahmen zugrunde: In den Transistorbasisräumen erfolgt der Trägertransport per Diffusion (linke Grenzkurven); die rechten Grenzkurven berücksichtigen ein unterstützendes Driftfeld. Die Kurven gelten für n-p-n-Si-Transistoren und p-n-p-Ge-Transistoren. Die mit $\bar{v}_{lim}$ bezeichnete Kurve stellt die Träger mit Grenzgeschwindigkeit $6 \cdot 10^6$ cm/s im Halbleiterkristall dar. Den Kurven «Vakuum-Trioden» liegt das Raumladungsgesetz zugrunde. Der Bereich «Elektronen im Laufraum» berücksichtigt Elektronen im Vakuum, die sich nach Durchlaufen einer Beschleunigungsspannung mit konstanter Geschwindigkeit bewegen.

Fig. 10 illustriert die für Transistoren notwendigen kleinen Abmessungen im Vergleich zu den entsprechenden Daten für Vakuumröhren. Obwohl die Realisierung so kleiner Abmessungen mit Hilfe der modernen Herstellungsverfahren möglich ist, erschweren sie doch den Entwurf vernünftiger Höchstfrequenztransistoren.

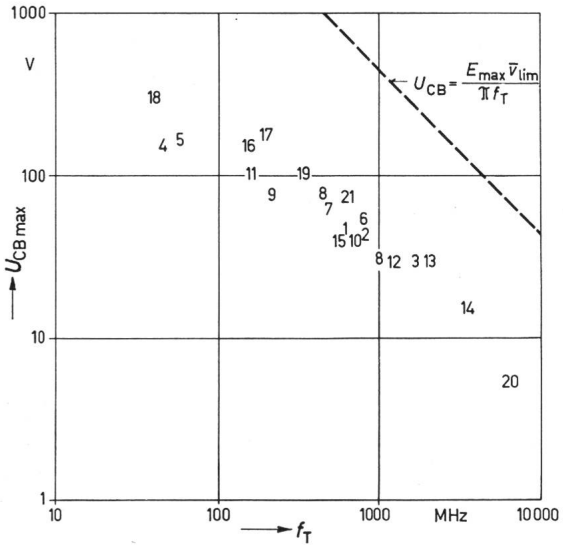


Fig. 9
Maximale Spannung U_{CBmax} zwischen Kollektor und Basis als Funktion der Transitfrequenz f_T
Gestrichelte Kurve: Grenzwert gemäss Gl. (14). Die Zahlen bedeuten die den Datenblättern entnommenen Wertekombinationen folgender Transistoren:
1 TA 267 (Overlay); *2* 2 N 3866 (Overlay); *3* TIX 3016 (Texas); *4* 2 N 3114; *5* SE 7006 (Fairchild); *6* 2 N 3866; *7* 2 N 3375 (Overlay); *8* 2 N 2857; *9* 2 N 4047; *10* 2 N 3137; *11* 2 N 3107; *12* 2 N 3783; *13* BFY 90 (Philips); *14* 2 N 4261; *15* 2 N 4073; *16* 2 N 3500; *17* 2 N 3637; *18* 2 N 3743; *19* 2 N 1493; *20* Experimentaltyp; *21* VX 3375 (Vector)

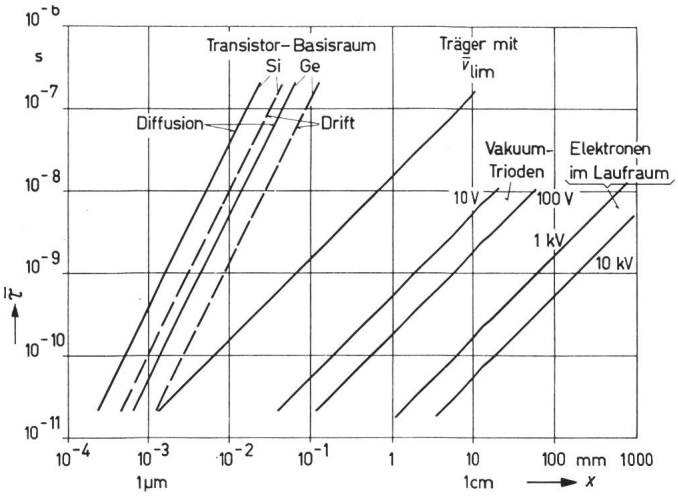


Fig. 10

Mittlere Laufzeit $\bar{\tau}$ als Funktion der Abmessung x des zugehörigen Laufraumes für verschiedene Trägertransportprozesse

Erklärungen siehe im Text

Die Gesichtspunkte, die für die Grösse der Zeitkonstante τ_2 in Gl. (9) massgebend sind, können anhand von Fig. 11 diskutiert werden. Das Produkt $\tau_2 = r_{bb'} C_{sc}$ wird, wie verschiedentlich gezeigt wurde [5], für eine streifenförmige Anordnung von Emitter und Basiszone optimal. Die Streifen können gründsätzlich beliebig lang gemacht werden (Vernachlässigung von Zuleitungswiderständen und -induktivitäten), da $r_{bb'}$ bei Vergrösserung dieser Linearabmessung um den gleichen Faktor abnimmt wie C_{sc} zunimmt. Die Breite der Streifen soll möglichst klein gemacht werden, da sowohl $r_{bb'}$ wie C_{sc} mit den Breitabmessungen s und z abnehmen. Fig. 12 zeigt die Abmessungen eines modernen Si-Höchstfrequenztransistors. Man beachte die extrem kleine Streifenbreite (2,5 µm), zu deren Herstellung extremste Toleranzen der verschiedenen Masken und ihrer relativen Positionierung gefordert werden ($\Delta = 0{,}25$ µm).

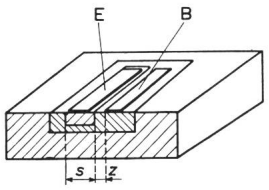


Fig. 11

Aufbau der Basis- und Emitterzone in Streifenform

s, z Querabmessungen

Der bedeutende Einfluss der modernen technologischen Verfahren auf die Transistor-Grenzfrequenzen sei nochmals anhand von Fig. 13 deutlich gemacht. Dargestellt sind die von den Entwicklungslaboratorien im Laufe der Jahre publizierten Oszillatorgrenzfrequenzen. Erst die Mesa- und Planartechnik hat den Vorstoss ins Höchstfrequenzgebiet ermöglicht.

3. Leistungsproblem bei Hochfrequenztransistoren

Wie bereits im Abschnitt 2 erläutert, müssen grosse Leistungen bei Hochfrequenztransistoren aus physikalischen Gründen mit relativ kleinen Spannungen und grossen Strömen aufgebracht werden. Grosse Ströme aber bedeuten, da die in Transistoren zulässige Stromdichte beschränkt ist, grosse Flächen. Auch die Wärmeleitungsprozesse, die für die Wegschaffung der entstehenden Verlustwärme massgebend sind, verlangen grosse Querschnittflächen. Anderseits ist man natürlich aus Gründen der Sperrschichtkapazitäten an einer möglichst kleinen Emitter- und Kollektorfläche interessiert. Als zusätzliche Schwierigkeit bei der Gestaltung der Emitterfläche kommt hinzu, dass sich der Strom nicht gleichmässig über die Emitter-Querschnittsfläche verteilt. Fig. 14 erläutert den für eine inhomogene Stromverteilung verantwortlichen Vorgang. Fig. 14a zeigt die Geometrie eines p-n-p-Planartransistors. Ein Teil der vom Emitter zum Kollektor laufenden Minoritätsträger rekombiert im Basisraum. Der für den Rekombinationsprozess in die Basiszone hineinfliessende Elektronenstrom erzeugt dort ein Spannungsgefälle vom Basisrand zum Zentrum der Basiszone. Daraus resultiert eine örtlich variable Vorspannung der Basisemitterdiode (Fig. 14b), die einen stärkeren Stromfluss am Rand der Basiszone als in deren Zentrum bewirkt. Eine solche Stromdichteverteilung ist in Fig. 14c aufgetragen. Bei hochfrequenten Signalen ist diese Stromverdrängung noch ausgeprägter als bei Gleichstrombelastung, da die in den Basisraum hineinfliessenden Ladeströme die Querspannungsabfälle vergrössern. Wegen der geringen Basisschichtdicke ist bei HF-Transistoren die Stromverdrängung sehr ausgeprägt, d. h. der Emitter injiziert nur in einer schmalen, dem Basiskontakt benachbarten Randzone. Um die Kollektorfläche möglichst gut auszunützen muss man also möglichst viel Emitterrand mit benachbarter Basiszuleitung auf die Fläche verteilen. Bereits die in Fig. 12 gezeigte Kammstruktur stellt eine recht gute Lösung dieses Problems dar.

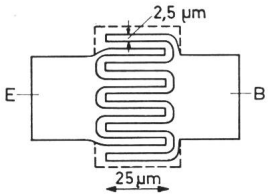


Fig. 12

Geometrie eines modernen Höchstfrequenztransistors

L 83, Texas Instruments Silizium-Experimentaltyp, Oszillator-Grenzfrequenz 9 GHz

Einen entscheidenden Schritt vorwärts wurde das HF-Leistungsproblem durch die sog. überdeckten Strukturen (englisch: overlay transistors) [8] gebracht, bei denen die Emitterfläche in viele Einzelemitter aufgelöst wird. Man erreicht damit ein noch günstigeres Verhältnis zwischen Emitterrandlänge und Emitterfläche. Fig. 15 zeigt die vereinfachte Darstellung eines Transistors mit 24 Einzelemittern. Kommerziell erhältliche Typen sind beträchtlich komplizierter; ihre Emitterflächen sind meistens in 156 Einzelemitter aufgelöst. Damit der so vergrösserte Emitterrand injektionsmässig wirksam werden kann, muss rund um jeden Emitter möglichst nahe eine Basiszuleitung vorhanden sein. Bei den «Overlay Transistoren»

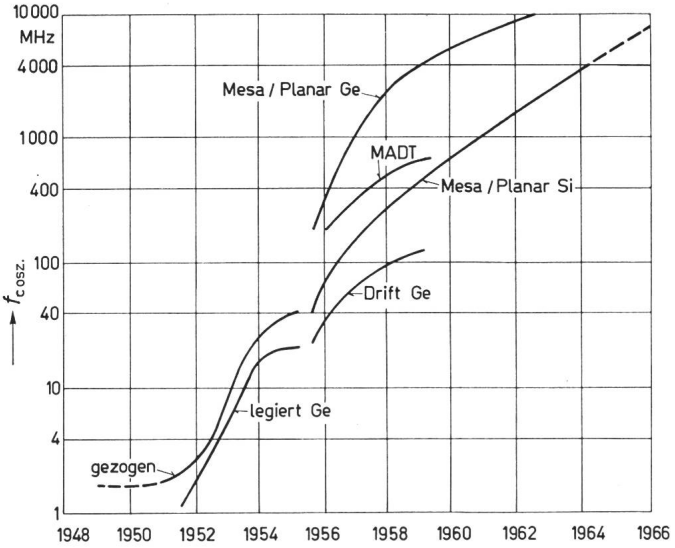


Fig. 13

Oszillatorgrenzfrequenzen $f_{c\,osz.}$ der Transistoren als Funktion des Entwicklungsjahres

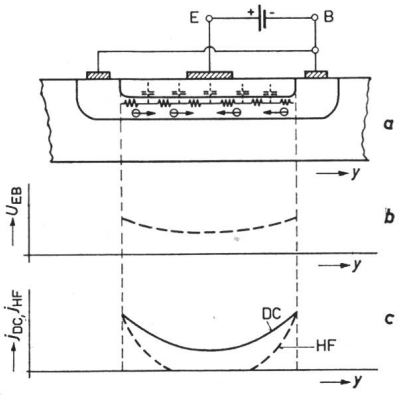


Fig. 14
Stromverdrängung in Transistoren

a Geometrie eines p-n-p-Planartransistors mit Basis-Querstrom, *E* Emitter; *B* Basis
b örtliche Verteilung der Emitter-Basisspannung U_{EB} über die Basisfläche
c örtliche Verteilung der Stromdichte über die Basisfläche; j_{DC} Gleichstromdichte; j_{HF} Hochfrequenzstromdichte

werden zur Lösung dieses Problems Verfahren benützt, die aus der Technologie der integrierten Schaltungen stammen. Die Verteilung des Basisstromes geschieht durch ein niederohmiges, in das Kristallplättchen eindiffundiertes (halbleitendes) Basis-Leitraster. Für die metallischen Zuführungsleiter ergeben sich dann mehr Freiheitsgrade; insbesondere sind nun, da zwei verschiedene Ebenen für die Stromzuführung zur Verfügung stehen, Kreuzungen zwischen Basis- und Emitterleitungen möglich. Mit dieser in der Mikroelektronik häufig angewandten Technik kann auch unter den für die Stromzuführung benötigten Metallbahnen noch aktive Transistorfläche untergebracht werden. Typische Daten eines «Overlay-Transistor» sind:

Gesamt-Basisfläche 450 × 450 µm;
Fläche des Einzelemitters 12 × 12 µm;
Zahl der Einzelemitter 156
Zulässige Verlustleistung 11 W;
Oszillatorleistung 7,5 W bei 110 MHz.

Ein weiteres Problem von Leistungstransistoren ist die thermische Stabilität der Stromverteilung über grosse stromführende Flächen. Thermische Instabilitäten in der Form von lokalen Stromeinschnürungen, die dann meistens zerstörend wirken, sind wohl jedem Anwender von Leistungstransistoren

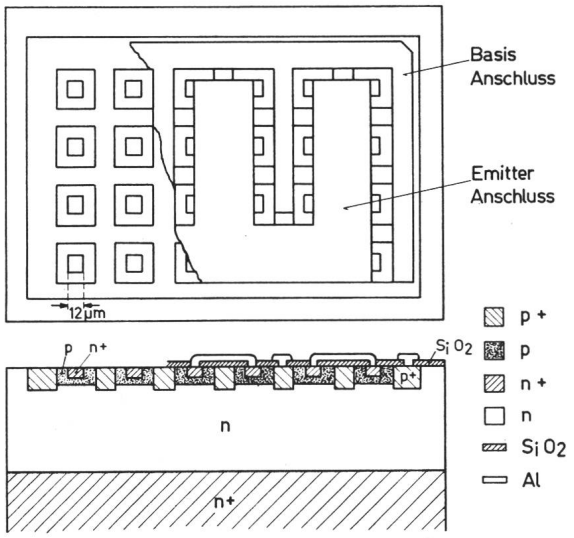


Fig. 15
Aufbau eines sog. «Overlay-Transistors»
(vereinfacht auf 24 Einzelemitter)

in der Form des sog. «Sekundärdurchbruchs» bekannt. Die Bildung von heissen Stellen im Transistor wird durch die inhomogene Stromverteilung (Stromfluss am Emitterrand) gefördert. Da die Leistung beim normalen Verstärkerbetrieb in der Kollektorsperrschicht freigesetzt wird, spielt für die örtliche Konzentration der Wärmeentwicklung auch die Basisdicke eine Rolle. Wie Fig. 16 zeigt, wird die Auffächerung des am Emitterrand injizierten Stromes in der Kollektorsperrschicht für kleine Basisdicken geringer und damit die Bildung von heissen Stellen gefördert. Niederfrequente Leistungstransistoren weisen denn auch eine beträchtlich kleinere Tendenz zu Sekundärdurchbrüchen auf als hochfrequente Typen ähnlicher Geometrie.

Um das Problem der thermischen Instabilität bei HF-Transistoren und die getroffenen Abhilfemassnahmen besser verstehen zu können, soll diese Erscheinung etwas eingehender behandelt werden. Fig. 17 illustriert die bei einfachen Transistoren auftretende thermische Instabilitätserscheinung anhand der Betrachtung eines statischen Belastungsfalles. In Fig. 17a ist ein Transistor mit spannungsgespeistem Emitter aufgezeichnet. Seine Eingangcharakteristiken $I_c = f(U_{BE})$ (I_c Kollektorstrom, U_{BE} Basis-Emitterspannung) sind für verschiedene Sperrschichttemperaturen ϑ_j in Fig. 17b dargestellt. Man erkennt leicht, dass bei festgehaltener Eingangsspannung U_{BE} der Kollektorstrom I_c mit steigender Temperatur sehr stark zunimmt (exponentieller Verlauf). Betreibt man

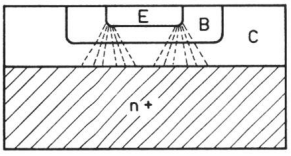


Fig. 16
Auffächerung des Injektionsstromes in der Basisschicht

nun eine solche Schaltung mit konstanter Kollektorspannung, so wird die im Transistor erzeugte Verlustleistung mit wachsender Innentemperatur im selben Mass ansteigen. Dieser Verlauf ist in Fig. 17c als Kurve P_d eingetragen. Ähnliche Temperaturverläufe von P_d ergeben sich auch, wenn die Verlustleistung durch den Sperrstrom des Transistors bestimmt ist.

Im selben Diagramm kann auch die vom Transistor zur Umgebung weggeführte Leistung P_{ab} dargestellt werden. Sie verläuft, wenn es sich um Wärmeleistungs- oder Wärmekonvektionsprozesse handelt, angenähert linear mit der Innentemperatur, wobei der Schnittpunkt mit der ϑ_j-Achse die Umgebungstemperatur ϑ_u bedeutet (keine Wärmeabfuhr bei Innentemperatur=Aussentemperatur). Die sich im Transistor einstellende Innentemperatur ϑ_j ergibt sich als Schnittpunkt der beiden Leistungskurven ($P_d = P_{ab}$) (nur ein Punkt ist stabil). Der gefürchtete Fall der thermischen Instabilität tritt dann auf, wenn die beiden Kurven keinen Schnittpunkt haben (gestrichelte Gerade für P_{ab}). Die übliche Abhilfemassnahme gegen das Instabilwerden besteht in der Einführung eines Seriewiderstandes in die Emitterleitung (Fig. 17d). Er verflacht die $P_d = f(\vartheta_j)$ Kurve, weil I_c weniger steil ansteigt; damit wird die Erreichung eines Schnittpunktes mit $P_{ab} = f(\vartheta_j)$ erleichtert.

Dieses aus der Technik der Germaniumtransistoren wohlbekannte Problem kehrt nun bei den grossflächigen HF-Transistoren in etwas modifizierter Form wieder. Eine grosse Emitterfläche lässt sich als Parallelschaltung vieler Transistoren kleinerer Fläche auffassen. Für jedes dieser Einzelelemente muss die thermische Stabilitätsbedingung erfüllt werden. Ein solcher

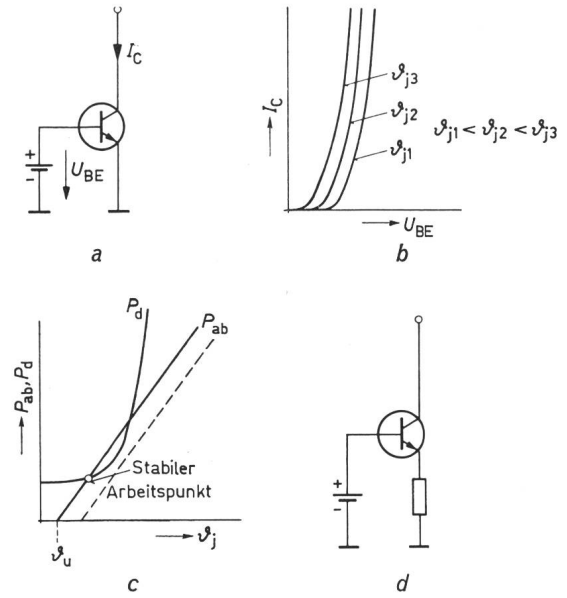


Fig. 17
Thermische Instabilität von Transistoren
a Transistor mit Speisequelle U_{BE} im Basis-Emitterkreis. I_c Kollektorstrom
b Eingangscharakteristiken $I_c = f(U_{BE})$ bei verschiedenen Sperrschichttemperaturen ϑ_{j1}, ϑ_{j2}, ϑ_{j3}
c Verlauf der Verlustleistung P_d und der abgeführten Leistung P_{ab} als Funktion der Sperrschichttemperatur ϑ_j. ϑ_u Umgebungstemperatur, gestrichelt: instabiler Fall
d Schaltung mit Emitterwiderstand

Verband parallelliegender Transistoren hat insofern eine Instabilitätstendenz, als ein Teiltransistor, der sich mehr aufheizt als seine Nachbarn, die Basisemitterspannung verkleinert und dann noch mehr Strom zieht. Der transversale Wärmefluss im Halbleiterplättchen wirkt zu Gunsten eines Ausgleichs dieser inhomogenen Stromdichteverteilung. Beim Instabilwerden einer solchen Anordnung fliesst der ganze Kollektorstrom durch einen einzelnen Teiltransistor und zerstört ihn. *Bergmann* und *Gerstner* [10] sowie *Weizsch* [11] haben theoretisch nachgewiesen, dass Halbleiteremitter von einer gewissen Grösse an zu Stromeinschnürungen neigen, selbst wenn die anfängliche Leistungsverteilung über die Fläche keine wesentlichen Inhomogenitäten aufweist und eine Stabilisierung des gesamten Kollektorstromes vorgesehen ist. Die feingliedrige Aufteilung der Emitterfläche, wie sie zum Beispiel beim «Overlay-Transistor» angewendet wird, sorgt für eine möglichst

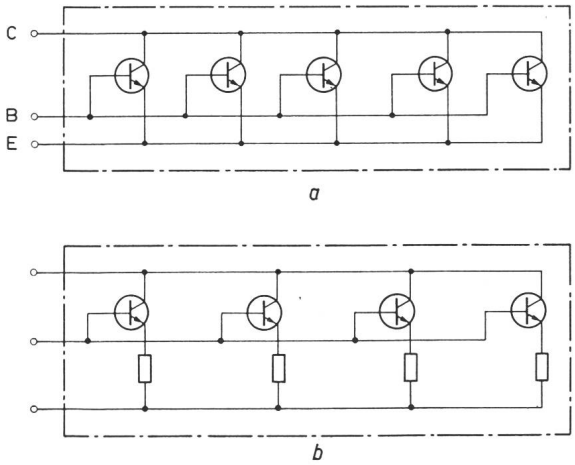


Fig. 18
Thermische Stabilität grossflächiger Transistoren
a Darstellung als Parallelschaltung von Einzeltransistoren; *b* Stabilisierung durch individuelle Emitter-Seriewiderstände

gleichförmige Verteilung der stromführenden Zonen im Transistor und damit für eine möglichst homogene Verteilung der Verlustleistungsquellen. Bei extrem grossflächigen HF-Leistungstransistoren genügt diese Massnahme nicht um stabile Transistoren zu erzeugen. Die Abhilfe besteht in der Einführung individueller Emitter-Stabilisierungswiderstände in jeden Einzelemitter der aufgeteilten stromführenden Fläche. Diese Massnahme ist in Fig. 18b angedeutet.

Fig. 19 zeigt die Geometrie eines modernen Hochleistungstransistors. Jeder der 182 Einzelemitter ist mit einem Seriewiderstand stabilisiert, der als Dünnfilmwiderstand (Ni Cr) auf der SiO_2 Schicht zwischen den Emitterzuleitungsbahnen und den Emitter-Metallkontakten aufgedampft ist. Fig. 20 zeigt einen Ausschnitt von Fig. 19, auf dem die einzelnen Teile besser erkannt werden. Die ungefähren Daten dieses Transistors sind:

Basisfläche 0,72 × 2 mm
Emitterzahl 182
Impulsleistung 50 W
Leistungsgewinn 10 dB bei 80 MHz
Ausgangsleistung 25 W bei 100 MHz

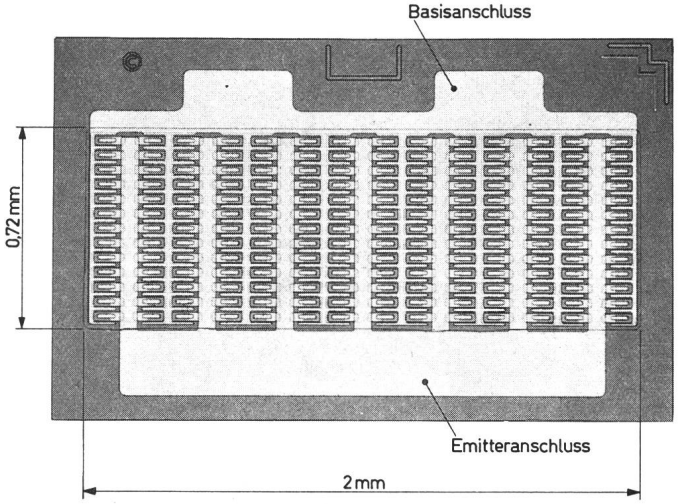


Fig. 19
Geometrie des Hochleistungstransistors TO 502 (Labortyp Fairchild)
Abmessungen der Basisfläche 0,72 × 2 mm
(Photo Fairchild Semicond.)

Hochfrequenz-Transistoren nehmen somit immer mehr die Gestalt spezieller integrierter Schaltungen (Kombination verschiedener Schaltelemente auf kleinstem Raum) an.

Fig. 21 zeigt den heutigen Stand der Leistungsgrenze auf dem Gebiet moderner HF-Transistoren. Es sind die veröffentlichten Daten verschiedener im Handel erhältlicher Transistortypen ausgewertet worden. Die als Doppelkreis eingezeichneten Punkte beziehen sich auf Transistoren, die als Frequenzvervielfacher betrieben werden. Man speist den Transistor mit einer Subharmonischen der Ausgangsspannung, verstärkt und vervielfacht die Frequenz mit Hilfe der nichtlinearen Kollektorsperrschichtkapazität desselben Transistors. Es ist gezeigt worden, dass sich vor allem «Overlay-Transistoren» für diesen Verstärker-Frequenzvervielfacherbetrieb eignen [38].

Bei der Interpretation von Fig. 21 ist zu beachten, dass die an der Grenze liegenden Typen im allgemeinen sehr kleine Leistungsverstärkungen aufweisen (2...3 dB). Die gestrichelte Kurve bedeutetdie ungefähre Grenze der heutigen Labortypen; ausserdem ist im Diagramm die Frequenz-Leistungsgrenze der heutigen Varactoren (kapazitive Frequenzvervielfacher) eingetragen.

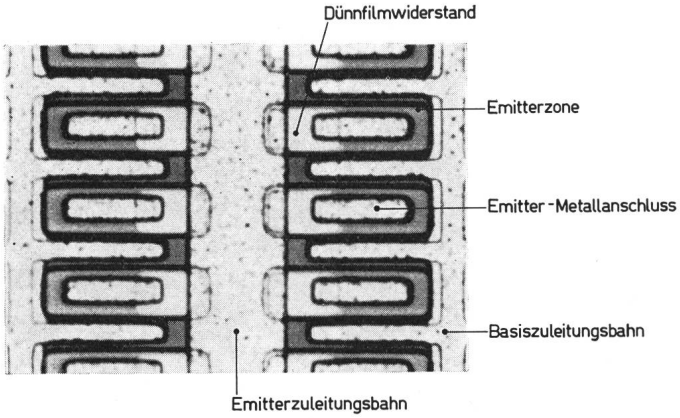


Fig. 20
Ausschnitt aus Fig. 19

Die Anwendung der modernen Mikrowellen-Transistoren bringt zahlreiche konstruktive und schaltungstechnische Probleme mit sich. Beim Vorstoss in die Nähe von 1 GHz genügen die üblichen Transistorgehäuse TO5, TO18 usw. nicht mehr; um die Transistorzuleitungen schaltungstechnisch nicht allzu störend werden zu lassen, müssen die Gehäusekonstruktionen den äusseren Schaltungskreisen angepasst werden. Fig. 22 zeigt den Schnitt durch einen Koaxialtransistor der Texas-Instruments, der zum Einbau in koaxiale Schwingkreisanordnungen geeignet ist. Andere Bauformen sind der sog. «stripline»-Schaltungstechnik angepasst.

Das schwerwiegendste schaltungstechnische Problem beim Einsatz von HF-Leistungstransistoren ist deren Niederohmigkeit, insbesondere diejenige des Eingangskreises. Typische Zahlen für die Eingangsimpedanz eines 1 GHz/1 W-Transistors sind 1...2 Ω. Da die Impedanzen umgekehrt mit der Fläche des Transistors variieren, sind bei weiterer Leistungssteigerungen noch kleinere Impedanzniveaus zu erwarten. Die Grenze wird durch das praktische Problem, Leistung mit vernünftigem Wirkungsgrad und genügender Bandbreite in eine so kleine Impedanz einzukoppeln, gegeben sein.

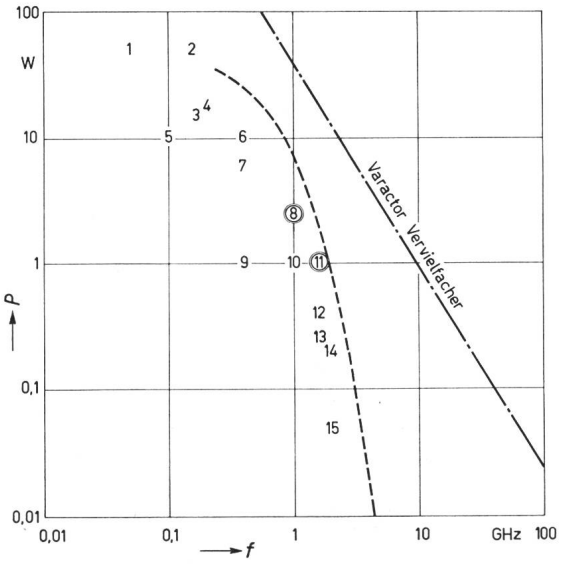


Fig. 21
HF-Ausgangsleistung verschiedener Leistungstransistoren
Die Zahlen bedeuten die den Datenblättern entnommenen Wertekombinationen folgender Typen: *1* 2 N 3950; *2* 3 TE 220 (ITT); *3* 162 BLYD (Philips); *4* 2 N 2484; *5* FT 58 (Fairchild); *6* 3 TE 440 (ITT); *7* 2 N 4012; *8* 2 N 4012 (Verdoppler); *9* 2 N 3866 (Overlay); *10* MT 1938 (Fairchild); *11* 2 N 3375 (Overlay, Verdoppler); *12* TIX S 12 (Texas); *13* MM 1500 (Motorola); *14* MT 1050 (Fairchild); *15* TIX 3016 (Texas)
——— Grenze der heutigen Labortypen; ·—·—· Grenzkurve für die heute realisierbaren kapazitiven Vervielfachungsdioden (Varactoren)

4. Neue Wege der Hochfrequenz-Leistungserzeugung im Mikrowellengebiet

Die Möglichkeiten mit Halbleiterbauelementen Hochfrequenzenergie zu erzeugen oder zu verstärken sind nicht auf den bipolaren Transistor beschränkt. Es sollen in der Folge zwei neue Halbleiter-Bauelemente diskutiert werden, die in der letzten Zeit als besonders erfolgversprechende Mikrowellen-Leistungserzeuger Aufsehen erregten: die *Gunn-Diode* und die *Read-Diode*.

Beide Elemente gehören zur Klasse der sog. negativen Widerstandsverstärker. Fig. 23 erläutert diesen Verstärkerbegriff. Bei einem Ohmschen Leistungsverbraucher sind für die betrachtete Signalfrequenz Strom i und Spannung u in Phase (Fig. 23a). Beim Leistungserzeuger muss demzufolge die Phasenfolge umgekehrt sein; d. h. bei einem sinusförmigen Signal hat der Strom sein Maximum bei minimaler Spannung (Fig. 23b). Beim klassischen Dreielektrodenelement (Transistor, Röhre) werden diese Verhältnisse durch eine von der

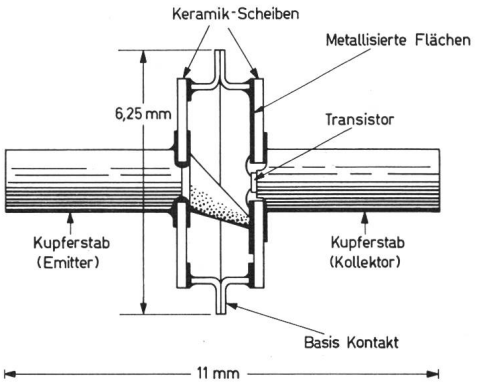


Fig. 22
Aufbau eines Koaxialtransistors
(Bild Texas Instr.)

(Kollektor-) Spannung unabhängige Steuerung des Stromes über die Steuerelektrode (Basis) erzeugt. Ein Zweipol mit negativen differentiellem Widerstand zeigt dasselbe Strom-Spannungsverhalten. Er ist vor allem zum Einsatz in Oszillatoren geeignet. Bei der Verwendung als Verstärker stört es, dass Eingangs- und Ausgangsklemme gemeinsam sind. Es muss dann in bekannter Weise ein nichtreziprokes Bauelement, z. B. ein Zirkulator, verwendet werden, um unerwünschte Rückwirkungen vom Ausgang her zu vermeiden.

Der am besten bekannte und im HF-Halbleitergebiet bereits weitgehend verwendete negative Widerstandszweipol ist die sog. *Tunneldiode*. Sie beruht auf einer von *Esaki* [12] im Jahr 1958 gemachten Entdeckung, dass extrem hochdotierte p-n-Übergänge bei kleinen Vorwärtsspannungen eine Strom-Spannungscharakteristik mit negativem Widerstandteil zeigen. Fig. 24a zeigt die für Tunneldioden typische Gleichstromcharakteristik. Das Auftreten eines negativen Widerstandsbereichs kann nur mit Hilfe der Energiebänderdarstellung des betreffenden p-n-Übergangs erklärt werden. Sie ist für drei Arbeitspunkte ($U = 0$, $U = U_1$, $U = U_2$) in den Figuren 24b...d aufgezeichnet. In diesen Diagrammen sind die erlaubten Bereiche der Elektronenenergie W im Kristall als Funktion der Längskoordinate x im p-n-Übergang dargestellt. Die durch Elektronen besetzten und unbesetzten Teile dieser erlaubten Energiezustände sind durch die Art der Schraffur unterschieden. Elektronen können die Sperrschicht nur dann «durchtunneln» (quantenmechanischer Tunneleffekt), wenn

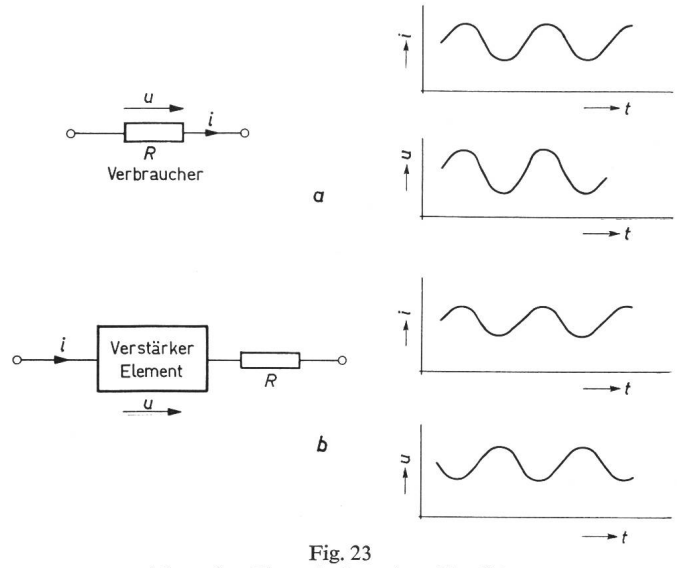


Fig. 23
Allgemeine Eigenschaften eines Verstärkers
a Verbraucher mit Strom- und Spannungskurvenformen; *b* Leistungserzeuger (Verstärker) mit Strom-Spannungskurvenformen
i Strom; *u* Spannung

auf der Gegenseite des p-n-Überganges erlaubte und unbesetzte Energiezustände gleicher Energie W vorhanden sind. Die Verschiebung der relativen Lage der Energiebänder im p- und im n-Gebiet durch äussere Spannungen zwischen $U = U_1$ (Fig. 24c) und $U = U_2$ (Fig. 24d) zeigt deutlich die Abnahme der Durchtunnelungsmöglichkeiten, was einer Abnahme des Stromes I gleichkommt. Der Arbeitspunkt U_2 liegt demnach, wie in Fig. 24a angegeben, im negativen Widerstandsteil der Kennlinie.

Die Tunneldiode beruht auf Majoritätsträger-Transportphänomenen und ist deshalb für extrem schnelle Vorgänge geeignet. Diese Darstellung der Wirkungsweise von Tunneldioden erhebt keinen Anspruch auf Vollständigkeit. Für die nachfolgenden Betrachtungen ist die Feststellung wichtig, dass die Anzahl $z\,\bar{v}$ [vergl. Gl. (10a)] der pro Zeit- und Flächeneinheit durch das Schaltelement fliessenden Ladungsträger durch Verschieben einer Energieschwelle im Sperrschichtbereich der Diode gesteuert wird. Die p- und n-Bahngebietszonen der Diode dienen im wesentlichen als Zuleitung und tragen zur Erzeugung des negativen Widerstandes nichts bei. Der negative, differentielle Widerstand ist an den Klemmen von Gleichstrom ($f = 0$) bis zu einer oberen Grenzfrequenz verfügbar. Im Unterschied zu dieser Schwellensteuerung bei der Tunneldiode ist die der Gunn-Diode [39] zugrunde liegende negative Widerstandscharakteristik ein echter Volumeneffekt, d.h. der negative Widerstandscharakter ist in jedem Teil eines homogenen Kristalls vorhanden. Die Erklärung dieser in n-Gallium-Arsenid und verwandten Stoffen festgestellten Erscheinung setzt detaillierte Kenntnisse der wellenmechanischen Transportprozesse von sog. heissen Elektronen (vergl. Abschnitt 2) in diesen Stoffen voraus. Die Begründung für das Auftreten des negativen Widerstandscharakters ist vor allem in den Arbeiten von *Ridley* und *Watkins* [13], *Hilsum* [14] und *Krömer* [15] zu finden. Der in einem beschränkten Feldstärkebereich negative Widerstandscharakter wird einer mit zunehmendem elektrischen Feld abnehmenden Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger zugeschrieben (Fig. 25). Da die freie Ladungsträgerdichte z konstant bleibt (jedenfalls unterhalb der Ionisierungsfeldstärke) ergibt sich damit nach Gl. (10a) eine Abnahme der Stromdichte J.

Bei einem Gallium-Arsenid Kristall lässt sich in den meisten Fällen im Kennlinienteil mit negativer ($\bar{v} - E$)-Charakteristik kein stabiler Arbeitspunkt einstellen. Beim eigentlichen Gunn-Effekt erscheint nämlich an den Klemmen des Kristalls nicht eine der Tunneldiode (Fig. 24a) analoge ($U - I$)-Charakteristik. Der negative Widerstandscharakter äussert sich bei den meisten (Ga-As)-Proben ausschliesslich in der Form von Schwingungen. Diese Tatsache hat dem Entdecker des Effektes, *J. B. Gunn*, bei der Deutung der Erscheinung einige Mühe bereitet [17].

Die Erklärung der Instabilitätsvorgänge in einem (Ga-As)-Kristall mit negativem ($v - E$)-Kennlinienteil soll anhand Fig. 26 erfolgen. Fig. 26a zeigt die Kristallprobe mit Spannungsquelle; der Lastwiderstand, im allgemeinen in der Form eines Koaxialresonators, ist weggelassen. Die Elektronen werden durch das Feld E von links nach rechts bewegt. Man stelle sich nun vor, dass bei diesem Ladungsträgertransport ein Elektron gegenüber der mittleren Driftbewegung etwas zurückbleibe. Es bildet sich dann eine Raumladungsstörung aus (Fig. 26b) die nach dem Poissonschen Gesetz eine Störung des sonst konstanten elektrischen Feldes im Kristall bewirkt (Fig. 26c), Die Figuren 26d und e zeigen die Reaktion des Trägertransportprozesses auf diese Feldstörung im Fall positiver und negativer Widerstandscharakteristik. Im Fall $d\bar{v}/dE > 0$ (normaler Widerstandsfall) werden sich die im Bereich erhöhter Feldstärke befindlichen Elektronen schneller vorwärtsbewegen als der mittleren Driftbewegung (in Fig. 26d als gestrichelte Gerade angedeutet) entspricht und es kommt zu einem Ausgleich der Raumladungs- und Feldstörung. Der Fall $d\bar{v}/dE < 0$ (negative Widerstandscharakteristik) führt nach Fig. 26e zu einem Zurückbleiben der Elektronen im Bereich der erhöhten Feldstärke und damit zu einer Vergrösserung der Raumladungsstörung.

Fig. 27a zeigt den sich auf Grund dieser Instabilität ergebenden Feldstärkeverlauf: Die Kristallprobe spaltet sich in Zonen mit verschieden hoher Feldstärke auf um die Entropie-

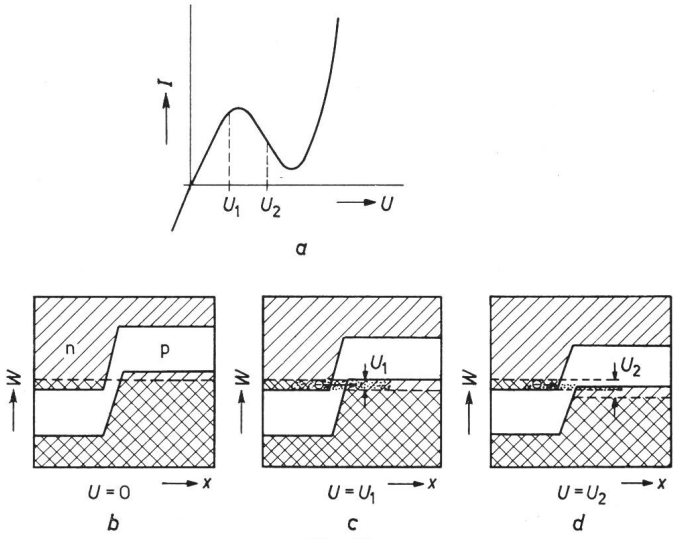
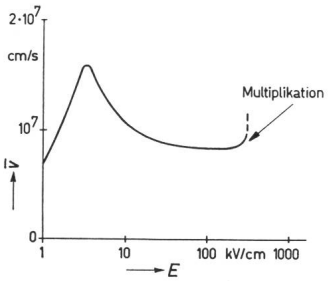


Fig. 24
Wirkungsweise der Tunneldiode
a Strom-Spannungskennlinie. I Gleichstrom; U Gleichspannung; *b* Energiediagramm bei Klemmenspannung $U = 0$; *c* Energiediagramm bei Klemmenspannung $U = U_1$ (Polarisierung nahe beim Strommaximum); *d* Energiediagramm bei Klemmenspannung $U = U_2$ (Polarisierung im Bereich des negativen differentiellen Widerstandes)
W Elektronenenergie; x Distanz im Kristall

unerlaubte Energiezustände
erlaubte, unbesetzte Energiezustände
erlaubte, besetzte Energiezustände

Fig. 25
Verlauf der mittleren Driftgeschwindigkeit $\bar{v}$ der Elektronen als Funktion der Feldstärke E in n-Gallium-Arsenid (nach [16]



zunahme auf einem Minimum zu halten. Die Zone des hohen Feldes ist mit einer elektrischen Doppelladungsschicht identisch, die sich entgegen der Richtung des Feldes (n-Träger) durch den Kristall bewegt. Aus Fig. 27b, in der die ($\bar{v} - E$)-Charakteristik eines «Gunn-Kristalls» auf eine Charakteristik «Strom I als Funktion der Feldstärke» umgerechnet ist, kann man die charakteristischen Feldstärken der beiden Zonen ablesen. Da der in beiden Zonen fliessende Strom I gleich sein muss, kommen nur Feldstärkepaare mit gleichem zugehörigen Stromwert in Frage. Der Aufbau der Raumladungszone geht solange weiter, als sich einer dieser Feldstärkewerte im negativen Kleinlinienteil befindet. Ein stabiler Zustand wird erreicht, wenn die höhere Feldstärke E_2 dem «Minimum» I_{min} der Stromkurve entspricht. Die Fortbewegungsgeschwindigkeit v_D der Zone hohen Feldes entspricht der Driftgeschwindigkeit der Träger bei E_2. Fig. 27c zeigt die aus diesem Prozess resultierende Stromkurvenform. Beim Einschalten wird sich die Feldstärke zunächst homogen über den Kristall verteilen; überschreitet ihre Grösse den durch das Strommaximum bestimmten Wert E_s (Schwellenfeldstärke) so wird sich die beschriebene Aufteilung in eine Zone hohen und niedrigen Feldes einstellen, wobei der Strom auf das Minimum der Kurve I_{min} (Fig. 27b) fällt. Er wird auf diesem Wert bleiben solange sich die Doppelladungsschicht durch den Kristall bewegt. Kommt diese an der positiven Elektrode an, so löst sie sich auf, die Feldstärke wird wieder im gesamten Kristall ansteigen und damit auch der Strom. Es kommt zur Bildung einer neuen Zone hohen Feldes und der Vorgang wiederholt sich.

Der Entstehungsort der Hochfeldzone liegt bei guten «Gunn-Kristallen» in unmittelbarer Nähe der negativen Elektrode (Kathode). Der Beweis dafür ist der Zusammenhang zwischen Probenlänge und Schwingfrequenz. Die experimentell bestimmten Werte der Driftgeschwindigkeit v_d der Hochfeldzone und der Schwingfrequenz weisen darauf hin, dass die ganze Länge l der Kristallprobe durchlaufen wird [18]. Bei sehr schlechten Kristallen können Inhomogenitäten im Kristallvolumen als Auslösezentrum wirken, die Schwingungen sind dann nicht kohärent. *Gunn* hat die statistische Entstehung von Hochfeldzonen insbesondere bei langen Proben beobachtet [17].

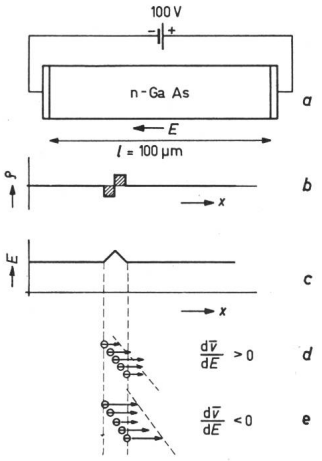


Fig. 26
Instabilität von Kristallen mit negativem differentiellem Volumenwiderstand
a Gallium-Arsenid-Kristall mit Spannungsquelle (E elektrische Feldstärke); *b* Raumladungsstörung ϱ durch zurückbleibendes Elektron; *c* zu *b* zugehöriger Feldstärkeverlauf; *d* Elektronenbewegung bei $d\bar{v}/dE > 0$; *e* Elektronenbewegung bei $d\bar{v}/dE < 0$

Der beschriebene Mechanismus erklärt, weshalb ein guter «Gunn-Kristall» frei, d. h. ohne zusätzlichen Resonator mit definierter Frequenz schwingt. Sie ist durch die Länge der Halbleiterplättchen gegeben und ein äusserer Resonator kann sie nur wenig beeinflussen.

Die beschriebenen Vorgänge erfahren eine Modifikation im Fall sehr kurzer Kristallproben. Dem in Fig. 27 für die Hochfeldzone gezeichneten Feldstärkeverlauf entspricht eine Raumladungsdoppelschicht, deren positive Seite im Falle des n-leitenden GaAs nur durch Verarmung an leitenden Trägern gebildet werden kann. Nun kann aber bei gegebener Dotierung N_D des Kristalls im besten Fall die positive Raumladung $N_D l_r$ aufgebracht werden (l_r Dicke der positiven Raumladungsschicht), nämlich dann, wenn alle Elektronen weggeschafft sind. Bei relativ hochohmigem Material geringer Länge l genügt die maximal zur Verfügung stehende positive Raumladung $N_D l$ zur Erfüllung der Poissonschen Gleichung für die Hochfeldzone nicht. Als typische Grenze wurde die Zahl

$$N_D\, l = (10^{11} \ldots 10^{12})/\mathrm{cm}^2$$

ermittelt [19; 20]. Bei kurzen Proben kann sich demzufolge die hohe Feldstärke E_2 nicht aufbauen, es entsteht lediglich

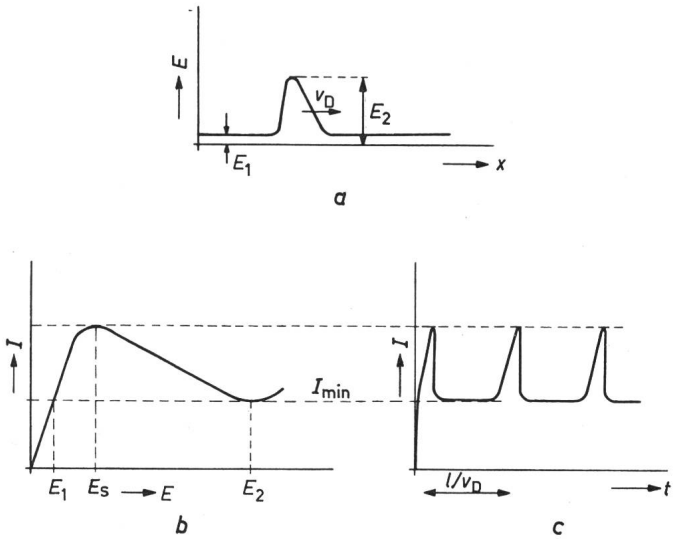


Fig. 27
Nichtlineare Schwingungsform des Gunn-Kristalls
a Verlauf der Feldstärke (Hochfeldzone); *b* Fig. 25 auf die Form $I = f(E)$ umgerechnet; *c* Stromkurvenform als Funktion der Zeit v_D Driftgeschwindigkeit der Träger bei $E = E_2$; l Länge des Kristalls; E_s Schwellenfeldstärke

eine wachsende Raumladungswelle. Unter diesen Bedingungen ergeben sich nicht die für den Gunn-Effekt typischen Schwingungsformen, es erscheint ein negativer Leitwert an den Klemmen der Kristallprobe [19; 21]. Die Frequenz der Schwingungen, die mit Hilfe kurzer Kristallstücke erzeugt werden können, ist nicht so starr an die Länge der Probe gebunden; die Beeinflussung durch äussere Schaltelemente ist besser möglich. Ausserdem können in diesem Betriebsbereich auch Verstärker gebaut werden [22]. Bei Laboratoriumsversuchen wurden Verstärkungen $g = 10$ dB mit einer Rauschzahl von $F = 23$ dB erreicht.

Der zweite der interessierenden Zweipole mit negativem, differentiellem Widerstand ist die sog. Read-Diode [24]. Bei diesem Schaltelement werden die Laufzeiten der Ladungsträger zur Erzeugung eines negativen differentiellen Widerstandes im Frequenzgebiet der reziproken Laufzeit ausgenützt.

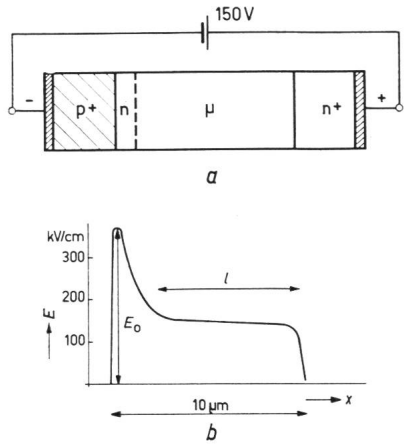


Fig. 28
Read-Diode

a geometrischer Aufbau. *p+*, *n+* niederohmige Zonen; *n* n-Zone; *μ* extrem hochohmige n-Zone
b örtlicher Verlauf der Feldstärke *E*. *l* Länge des Laufraumes; $f_{osz} \approx 5$ GHz

Es ist schon lange bekannt, dass Röhrendioden diese Eigenschaften zeigen; sie werden in vielen Lehrbüchern über Mikrowellenröhren behandelt (siehe z.B. [25]). Der negative Widerstand beruht auf der Eigenschaft, dass Elektronen eine halbe Signalperiodendauer nach ihrem Start an der Kathode über Influenz noch immer zum äusseren Leitungsstrom beitragen.

Eine normale p-n-Halbleiterdiode im Flussbetrieb zeigt diesen negativen differentiellen Widerstand nicht. Hier beherrschen Diffusions- und Rekombinationsprozesse das Träger-Transportgeschehen. Injizierte Trägerpakete zerfliessen (Diffusion) und rekombinieren auf ihrem Weg durch die Bahngebiete.

Die von *Read* vorgeschlagene Diodenstruktur beruht deshalb ausschliesslich auf Feld-Transportprozessen. Solche sind in den Raumladungszonen rückwärtsgepolter p-n-Dioden vorherrschend. Bei dieser Betriebsart fliesst in der Diode normalerweise kein nennenswerter Strom; nach dem Vorschlag von *Read* muss er durch Stossionisation (analog der Zenerdiode) erzeugt werden. Der für eine solche Diode mit Multiplikations- und Laufzeiteffekten günstige Feldstärkeverlauf ist in Fig. 28b gezeichnet: Ein relativ kurzes Stück mit sehr hoher elektrischer Feldstärke E_0, die zur Stossionisation ausreicht, gefolgt von einem sog. «Laufraum» mit kleinerer und ungefähr konstanter Feldstärke. In diesem Laufraum soll die für die Erzeugung phasenrichtiger Influenzströme notwendige Laufzeit der Träger aufgebracht werden. Fig. 28a zeigt die Schichtstruktur, die zur Realisierung eines solchen Feldstärkeprofils nötig ist. Die Wirkungsweise dieser Diode sei anhand Fig. 29 erläutert. Fig. 29a zeigt die Strom-Erzeugungscharakteristik des Stossionisationsprozesses. Der im Raume hoher Feldstärke unter Gleichspannungspolarisierung erzeugte Strom wächst mit steigender Feldstärke E_0 erst langsam, beim Erreichen der sog. Durchbruchsfeldstärke E_k aber sehr steil an. Statisch kann die Durchbruchsfeldstärke E_k nicht überschritten werden, weil der bei E_k auf beliebige Werte anwachsende Strom im äusseren Lastwiderstand die notwendige Gegenspannung erzeugt. Im dynamischen Betrieb ist jedoch ein Überschreiten von E_k möglich, weil zum Aufbau des Stromes Zeit benötigt

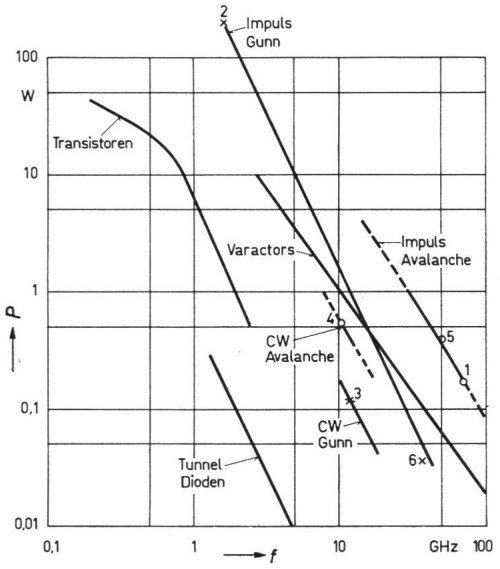


Fig. 30
Mikrowellenleistung *P* verschiedener Halbleiterbauelemente als Funktion der Betriebsfrequenz *f* (Labordaten)

Die Zahlen für die Gunn- und Lawinendioden im CW (Dauerstrich) und Impulsbetrieb sind der Literatur entnommen: *1* [31]; *2* [32]; *3* [33]; *4* [34]; *5* [35]; *6* [36]

wird. Solange die Feldstärke $E > E_k$ ist, wächst die Zahl der erzeugten Träger mit einer durch die Eigenschaften der Multiplikationsregion gegebenen Zeitkonstante und der Grösse $(E - E_k)$ sehr schnell an [24]. Die grösste Erzeugungsrate pro Zeiteinheit ist am Ende der Halbperiode mit $E > E_k$ erreicht (Fig. 29b). Die Rate fällt in der Halbperiode $E < E_k$ wieder auf Null zurück. Nun tragen aber die so erzeugten Träger per Influenz während ihrer ganzen Laufzeit durch die Diode zum Strom im äusseren Kreis bei. Wird diese Laufzeit, die durch die Länge *l* des Laufraums und die Grenzgeschwindigkeit $\bar{v}_{lim}$ der Träger bestimmt ist, gleich der halben Periodendauer des an den Klemmen liegenden Hochfrequenzsignals, so sind nach Fig. 29b Strom und Spannung um 180° verschoben; das Schaltelement hat in diesem Frequenzbereich den Charakter eines negativen Widerstandes.

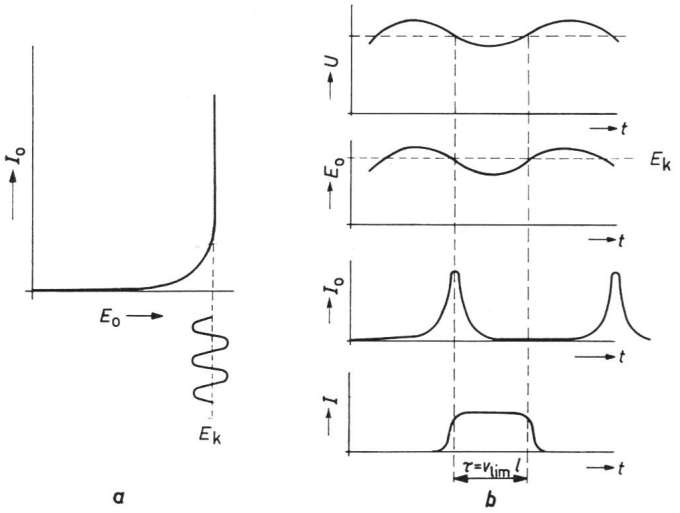


Fig. 29
Wirkungsweise der Read-Diode

a statische Trägererzeugungscharakteristik. I_0 im Multiplikationsraum erzeugter Trägerstrom; E_0 Spitzenfeldstärke (Erzeugungsraum); E_k Durchbruchsfeldstärke
b Kurvenformen. *U* Klemmenspannung; I_0, E_0 wie unter *a*; *I* Klemmenstrom

Bei dieser Betrachtung sind viele Nebeneffekten, z. B. die Rückwirkung der sich im Laufraum befindenden beweglichen Ladungsträger auf die Raumladungsverteilung und damit auf die Feldstärke E_0 nicht berücksichtigt. Sie vermögen das qualitative Verhalten der Diode nicht wesentlich zu beeinflussen.

Die Read-Diode konnte, ihrer technologischen Probleme wegen, erst lange nachdem sie vorgeschlagen wurde, realisiert werden [26]. Man stellte bald fest, dass die Erzeugung eines negativen Widerstandes mit Dioden im Durchbruchgebiet nicht an die spezielle Anordnung von *Read* gebunden ist [27]. Viele gewöhnliche p-n-Dioden können ebenfalls zur Leistungserzeugung und -verstärkung verwendet werden. Die Theorie solcher Anordnungen, bei denen Trägererzeugung und Laufzeitgebiet örtlich zusammenfallen, ist viel komplizierter [28]. Mikrowellendioden im Durchbruchgebiet werden hauptsächlich aus Silizium, aber auch aus Gallium-Arsenid gebaut.

Die Klasse der beschriebenen Mikrowellen-Laufzeitdioden, die im Trägermultiplikationsgebiet arbeiten, verspricht nach dem heutigen Stand der Technik beurteilt, in absehbarer Zeit die Realisierung von Halbleiteroszillatoren im Bereich einiger bis einige 10 Gigahertz mit Leistungen bis einige Watt und Wirkungsgraden von 5...10 %. Diese Werte sind heute noch nicht erreicht; Angaben von Laboratorien (Fig. 30) zeigen aber, dass solche Entwicklungsziele im Bereich des Möglichen liegen. Die Hauptschwäche dieser Diodenklasse ist das grundsätzlich hohe Rauschniveau des Trägermultiplikationsprozesses. Es sind theoretisch Rauschzahlen von 40 dB für eine Read-Diode als Verstärker vorausgesagt worden [29]; die praktisch festgestellten Werte liegen noch höher [30]. Das grösste, auf dem Weg zu brauchbaren Laufzeitdioden noch zu lösende technologische Problem ist zweifelsohne die Homogenität des Trägermultiplikationsprozesses. p-n-Übergänge im Lawinengebiet sind grundsätzlich durch Sekundärdurchbrucherscheinungen gefährdet, besonders wenn sie, wie die zur Diskussion stehenden Mikrowellendioden, bei grossen spezifischen Leistungsbelastungen arbeiten.

Fig. 30 zeigt die mit den modernen Halbleiter-Oszillatoren bis heute im Laboratorium erreichten Mikrowellenleistungen. Die Kurven für die Transistoren und kapazitiven Frequenzvervielfacher sind aus Fig. 21 übertragen. Die Punkte für die Gunn- und Avalanche-Dioden im Impuls- und Dauerstrichbetrieb stützen sich auf Angaben in der Literatur [31...36]. Wie es bei veröffentlichten Angaben von Laboratorien wohl meistens der Fall ist, dürften praktisch brauchbare Dioden bei tieferen Leistungsniveaus arbeiten.

Nicht jedes neue Bauelement hat die Bedeutung erlangt, die seine Entdecker vorausgesetzt haben. So ist auch heute schwer abzusehen, welche Stellung die beiden besprochenen neuen Elemente in der Mikrowellentechnik der Zukunft einnehmen werden. Sie verdienen aber schon deshalb Interesse, weil mit der Gunn-Diode erstmals ein Volumeneffekt mit negativem Widerstandscharakter nutzbar gemacht wurde. Zusammen mit der Read-Diode ist ein Einbruch ins Gebiet der Halbleiter-Laufzeitelemente gelungen. Da der negative Widerstand nur im Frequenzbereich der reziproken Laufzeit wirksam ist, treten die bei den breitbandigen Tunneldioden üblichen Stabilisierungsprobleme nicht auf. Die einfache Gestalt dieser Elemente — sie brauchen keine Magnetfelder, keine Tieftemperaturen und keine Hilfsspannungen — lassen niedrige Gestehungskosten erwarten. Damit würden der Mikrowellentechnik zweifellos neue Anwendungsgebiete eröffnet.

Literatur

[1] *F. Winiger:* Aufbau und Wirkungsweise moderner Transistoren. Bull. SEV 51(1960)5, S. 197...205.

[2] *L. J. Giacoletto:* Study of P-N-P Alloy Junction Transistor from D-C Through Medium Frequencies. RCA Rev. 15(1954)4, S. 506...562.

[3] *R. L. Pritchard:* High-Frequency Power Gain of Junction Transistors. Proc. IRE 43(1955)9, S. 1075...1085.

[4] *J. M. Early:* P-N-I-N and N-P-I-N Junction Transistor Triodes. Bell Syst. techn. J. 33(1954)3, S. 517...533.

[5] *J. M. Early:* Structure-Determined Gain-Band Product of Junction Triode Transistors. Proc. IRE 46(1958)12, S. 1924...1927.

[6] *W. Guggenbühl, M. J. O. Strutt* und *W. Wunderlin:* Halbleiterbauelemente. Band I: Halbleiter und Halbleiterdioden. Birkhäuser, Basel 1962.

[7] *E. O. Johnson:* Physical Limitations on Frequency and Power Parameters of Transistors. RCA Rev. 26(1965)2, S. 163...177.

[8] *D. R. Carley, P. L. McGeough* and *J. F. O'Brien:* The Overlay Transistor. Part I: New Geometry Boosts Power. Electronics 38(1965)17, S. 71...77.

[9] *D. J. Donahue* and *B. A. Jacoby:* The Overlay Transistor. Part II: Putting the Overlay to Work at High Frequencies. Electronics 38(1965)17, S. 78...81.

[9a] *J. Eimbinder:* The Overlay Transistor. Part III: Combing the Field for Ways to Match Overlay's Performance. Electronics 38(1965)17, S. 82...84.

[10] *F. Bergmann* und *D. Gerstner:* Thermische bedingte Stromeinschnürung bei Hochfrequenz-Leistungstransistoren. (Ein Beitrag zum Problem des Second Breakdown). Arch. elektr. Übertrag. 17(1963)10, S. 467...475.

[11] *F. Weitzsch:* Zur Theorie des zweiten Durchbruchs bei Transistoren. Arch. elektr. Übertrag. 19(1965)1, S. 27...42.

[12] *L. Esaki:* New Phenomenon in Narrow Germanium P.N Junctions. Phys. Rev. 109(1958)2, S. 603...604.

[13] *B. K. Ridley* and *T. B. Watkins:* The Possibility of Negative Resistance Effects in Semiconductors. Proc. Phys. Soc. Part 2, 78(1961)–, S. 293...304.

[14] *C. Hilsum:* Transferred Electron Amplifiers and Oscillators. Proc. IRE 50(1962)2, S. 185...189.

[15] *H. Kroemer:* Theory of the Gunn Effect. Proc. IEEE 52(1964)12, S. 1736.

[16] *J. S. Heeks:* Some Properties of the Moving High-Field Domain in Gunn-Effect Devices. Trans. IEEE Electron Devices 13(1966)1, S. 68...79.

[17] *J. B. Gunn:* The Gunn Effect. Internat. Science and Technol. –(1965)46, S. 43...56 + 104.

[18] *A. G. Foyt* and *A. L. McWhorter:* The Gunn Effect in Polar Semiconductors. Trans. IEEE Electron Devices 13(1966)1, S. 79...87.

[19] *B. W. Hakki* and *S. Knight:* Microwave Phenomena in Bulk GaAs. Trans. IEEE Electron Devices 13(1966)1, S. 94...105.

[20] *B. K. Riddley:* The Inhibition of Negative Resistance Dipole Waves and Domains in n-GaAs. Trans. IEEE Electron Devices 13(1966)1, S. 41...43.

[21] *H. Kroemer:* External Negative Conductance of a Semiconductor with Negative Differential Mobility. Proc. IEEE 53(1965)9, S. 1246.

[22] *H. W. Thim* and *M. R. Barber:* Microwave Amplification in a GaAs Bulk Semiconductor. Trans. IEEE Electron Devices 13(1966)1, S. 110...114.

[23] Special Issue on Semiconductor Bulk-Effect and Transit-Time Devices. Trans. IEEE Electron Devices 13(1966)1.

[24] *W. T. Read:* A Proposed High-Frequency, Negative-Resistance Diode. Bell Syst. techn. J. 37(1958)2, S. 401...406.

[25] *F. W. Gundlach:* Grundlagen der Höchstfrequenztechnik. Springer, Berlin/Göttingen/Heidelberg, 1950.

[26] *C. A. Lee* et al: The Read Diode, an Avalanching, Transit-Time, Negative Resistance Oscillator. Internat. Solid State Circuit Conference Digest (1965), S. 28...29.

[27] *R. L. Johnston, B. C. De Loach* and *B. G. Cohen:* A Silicon Diode Microwave Oscillator. Bell Syst. techn. J. 44(1965)2, S. 369...372.

[28] *T. Misawa:* Negative Resistance in P-N Junctions under Avalanche Breakdown Conditions. Trans. IEEE Electron Devices 13(1966)1, S. 137...151.

[29] *M. E. Hines:* Noise Theory for the Read Type Avalanche Diode. Trans. IEEE Electron Devices 13(1966)1, S. 158...163.

[30] *B. C. De Loach* and *R. L. Johnston:* Avalanche Transit-Time Microwave Oscillators and Amplifiers. Trans. IEEE Electron Devices 13(1966)1, S. 181...186.

[31] *L. S. Bowman* and *H. J. Muller:* Oscillation of Silicon PN Junction Avalanche Diodes in the 50 to 140 GHz Range. Proc. IEEE 54(1966)8, S. 1080...1081.

[32] *D. G. Dow, C. H. Mosher* and *A. B. Vane:* High-Peak-Power Gallium Arsenide Oscillators. Trans. IEEE Electron Devices 13(1966)1, S. 105...110.

[33] *D. P. Brady* et al: Recent Results with Epitaxial GaAs Gunn Effect Oscillators. Proc. IEEE 54(1966)10, S. 1497...1498.

[34] *B. C. De Loach:* Conference Paper from the IEEE-Profession Group Microwave Theory and Techniques Symposium 1966.

[35] *C. A. Burrus:* Millimeter-Wave Oscillations from Avalanching P-N Junctions in Silicon. Proc. IEEE 53(1965)9, S. 1256...1257.

[36] Gunn Effect Devices Invade Millimeter Bands. Electronic Design 14(1966)8, S. 28.

[37] *B. G. Bosch* und *H. Pollmann:* Der Gunn-Effekt, Teil I und II. Internat. Elektron. Rdsch. 20(1966)9, S. 497...501, Nr. 11, S. 590, 592, 595...600.

[38] *H. C. Lee* and *R. Minton:* Designing Transistor Multipliers. Microwaves 4(1965)11, S. 18.

[39] *J. B. Gunn:* Instabilities of Current in III-V Semiconductors. IBM J. Res. Dev. 8(1964)4, S. 141...159.

Adresse des Autors:

Dr. sc. techn. *W. Guggenbühl,* Privatdozent ETH, Contraves AG, Schaffhauserstrasse 580, 8052 Zürich.