

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins
Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke
Band: 63 (1972)
Heft: 9

Artikel: Die Gunn-Diode
Autor: Henne, W.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-915687>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

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. [Voir Informations légales.](#)

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. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 07.02.2025

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

BULLETIN

DES SCHWEIZERISCHEN ELEKTROTECHNISCHEN VEREINS

Gemeinsames Publikationsorgan des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins (SEV)
und des Verbandes Schweizerischer Elektrizitätswerke (VSE)

Die Gunn-Diode

Von W. Henne, Augsburg

621.382:621.319.52

Nach einleitenden Worten über Möglichkeiten zur Erzeugung von Mikrowellenschwingungen mittels Röhren und Halbleitern wird ein relativ junges Halbleiterbauelement, die Gunn-Diode, vorgestellt. Ein Verständnis der in dieser Diode zur Erzeugung der Höchstfrequenzleistung ausgenutzten Effekts ist ohne einen kurzen Abstecher in die Halbleiterphysik nicht möglich. Es wurde daher dem Kapitel über den technischen Aufbau von Gunn-Dioden-Oszillatoren und den experimentellen Ergebnissen ein Abschnitt über die Physik der Gunn-Diode vorausgeschickt.

Après quelques indications des possibilités de production d'oscillations par ondes micrométriques au moyen de tubes électroniques et de semi-conducteurs, l'auteur décrit la diode Gunn, composant semi-conducteur relativement récent. Une compréhension de l'effet utilisé dans cette diode pour la production d'une puissance à très haute fréquence n'est pas possible sans un bref exposé de la physique des semi-conducteurs. Le chapitre concernant la construction technique d'oscillateurs à diodes Gunn et les résultats d'expériences est donc précédé d'une description de la physique de ce genre de diode.

1. Einleitung

Transistoren lassen sich wie seinerzeit die Röhren nur dann wirkungsvoll als Oszillator oder Verstärker einsetzen, wenn die Elektronenlaufzeit τ in der Steuerstrecke wesentlich kleiner als die Periodendauer $T = 1/f$ der zu erzeugenden oder zu verstärkenden Schwingung ist. Die daraus gezogenen Konsequenzen waren bei:

a) Röhren: Übergang von den dichtegesteuerten Trioden und Pentoden zu den geschwindigkeitsgesteuerten Laufzeitröhren, wie Reflexklystron, Wanderfeldröhre, Magnetron, Carcinotron u. a.

b) Transistoren und Dioden: Der Verkleinerung der Transistorabmessungen zur Erzielung höherer Frequenzen ist dadurch eine physikalische Grenze gesetzt, dass schliesslich die Durchschlagfeldstärke des Halbleitermaterials erreicht wird. Eine Abhilfe schafft ähnlich wie bei den Röhren die Ausnutzung eines Laufzeiteffektes. Dieser Laufzeiteffekt ist dabei nicht mehr auf den in seiner Ausdehnung beschränkten pn-Übergang angewiesen, sondern erstreckt sich über das ganze Volumen des Halbleiters. Damit erhalten diese Laufzeitbauelemente wieder ein grösseres Halbleitervolumen.

Als solche «Volumeneffekt-Oszillatoren» bzw. «Verstärker» sind bis heute bekannt geworden:

a) Die Impatt-Diode bzw. Read- oder Avalanche-Diode [1...4]¹⁾, über die in einem späteren Aufsatz noch berichtet werden wird,

b) Die Gunn-Diode [5...7], deren Beschreibung Gegenstand dieses Aufsatzes ist.

Der Gunn-Effekt selbst wurde im Jahre 1963 [8] entdeckt. Er kann sowohl zur Verstärkung als auch zum Bau von Oszillatoren bis zu 100 GHz ausgenutzt werden. Als Oszillator erreichte man

- a) im 1...2-GHz-Bereich eine Leistung von 90 mW;
- b) bei 10 GHz eine Leistung von 25 mW.

2. Physik der Gunn-Diode

Zum Verständnis der Wirkungsweise der Gunn-Diode ist die Kenntnis des Bändermodells unerlässlich. Und zwar

¹⁾ Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

interessiert hier nicht so sehr das Bändermodell, das aus der Teilchenvorstellung des Elektrons abgeleitet ist, sondern das aus der Benutzung der Wellenvorstellung hervorgegangene.

2.1 Wellenvorstellung vom Elektron

2.1.1 Die DeBroglie-Wellenlänge

Die DeBroglie-Wellenlänge λ erhält man in einfacher Weise durch Verknüpfung der Einsteinschen Gleichung

$$W = m c^2 \quad (1)$$

und der Planckschen Gleichung

$$W = h f \quad (2)$$

mit Hilfe des Elektronenimpulses

$$p = m v \quad (3)$$

In obigen Gleichungen bedeuten:

W Energie

m Masse

$h = 6,624 \cdot 10^{-34} \text{ W s}^2$ Plancksches Wirkungsquantum

c Lichtgeschwindigkeit

f Frequenz

p Impuls

v Teilchengeschwindigkeit

Durch zweckmässige Verknüpfung dieser 3 Gleichungen erhält man nun:

$$p = m v = m c^2 \frac{v}{c^2} = h f \frac{1}{c^2/v} = h \frac{f}{u} = \frac{h}{\lambda} \quad (4)$$

In Gl. (4) ist

$$u = \frac{c^2}{v}$$

die Phasengeschwindigkeit der dem bewegten Teilchen zugeordneten Materiewelle.

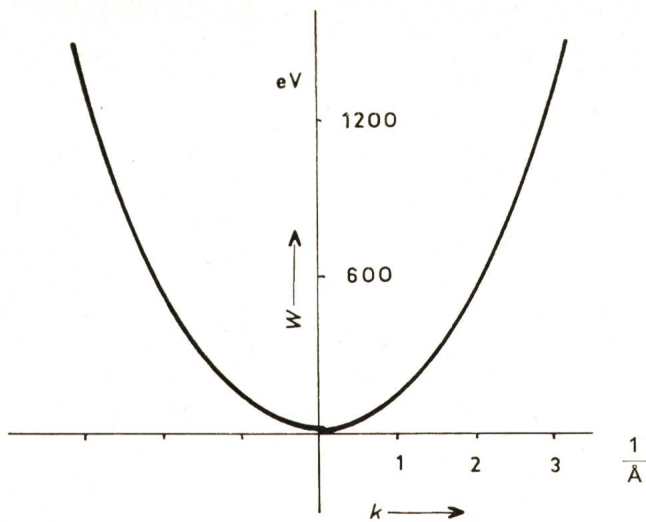


Fig. 1

Energie W eines Elektrons in Abhängigkeit von der Wellenzahl k

Damit erhält man nun für die DeBroglie-Wellenlänge:

$$\lambda = \frac{h}{mv} \quad (5)$$

Da im folgenden die DeBroglie-Wellenlänge eines Elektrons interessiert, ist in die Gl. (5) zu setzen:

Elektronenmasse

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (6)$$

Elektronengeschwindigkeit

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m} U} = 594 \sqrt{\frac{U}{V}} \frac{\text{km}}{\text{s}} \quad (7)$$

In den Gl. (6) und (7) bedeuten:

$m \rightarrow m_0 = 9,107 \cdot 10^{-28} \text{ g}$ Ruhemasse des Elektrons

$e \rightarrow e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ As}$ Ladung des Elektrons

U durchlaufene Spannungsdifferenz

Durch Einsetzen der Gl. (6) und (7) in Gl. (5) erhält man die handliche Gleichung:

$$\lambda = \frac{12,25 \cdot 10^{-8}}{\sqrt{U/V}} \text{ cm} \quad (8)$$

Damit besitzt ein Elektron, das die Potentialdifferenz von $U = 150 \text{ V}$ durchlaufen hat, eine DeBroglie-Wellenlänge von $\lambda = 10^{-8} \text{ cm} = 1 \text{ \AA}$ (Ångström)

2.1.2 Energie und Wellenzahl

Zur Ableitung des zum Verständnis der Gunn-Diode unerlässlichen Bändermodells ist weiter die Einführung der Wellenzahl k notwendig. Diese ist einfach als Kehrwert der DeBroglie-Wellenlänge definiert:

$$k = \frac{1}{\lambda} \quad (9)$$

Für den Fall der kräftefreien Bewegung, d. h. wenn die Gesamtenergie W gleich der kinetischen Energie W_{kin} ist, erhält man folgenden für die späteren Betrachtungen wichtigen Zusammenhang:

$$W = \frac{mv^2}{2} = \frac{m^2 v^2}{2m} = \frac{p^2}{2m} = \frac{(h/\lambda)^2}{2m} = \frac{h^2}{2m} k^2 \quad (10)$$

Gitterkonstanten

Tabelle I

Halbleitermaterial	Kristalltyp	Gitterkonstante a Å
Germanium	Diamant	5,65
Silizium	Diamant	5,42
Galliumarsenid	Zinkblende	5,63

Durch Einsetzen der Zahlenwerte für das Plancksche Wirkungsquantum h und die Elektronenmasse m erhält man aus Gl. (10) die für eine quantitative Berechnung zweckmäßige zugeschnittene Grössengleichung:

$$W = 150 \left(\frac{k}{1/\text{\AA}} \right)^2 \text{ eV} = 2,41 \cdot 10^{-17} \left(\frac{k}{1/\text{\AA}} \right)^2 \text{ Ws} \quad (11)$$

In Gl. (11) ist von der bekannten Umrechnung

$$1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ As V} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Ws} \quad (12)$$

Gebrauch gemacht worden. Fig. 1 zeigt die graphische Auswertung der Gl. (11), wie sie im folgenden zur Erklärung des Bändermodells benötigt wird (Fig. 1).

2.2 Das Elektron im periodischen Gitterfeld

Bei der hier zur Diskussion stehenden Gunn-Diode befindet sich das unter Ziff. 2.1 beschriebene Elektron nicht mehr nur im Felde seines eigenen Atomkerns, sondern im periodisch aufgebauten Feld der Atomrümpfe. Hier interessiert nun insbesondere, dass die Gitterkonstante a der in Frage kommenden Halbleiter in der Grössenordnung der DeBroglie-Wellenlänge λ liegt. Fig. 2 zeigt als Beispiel den Aufbau des Diamantgitters und Tabelle I gibt für die Halbleitermaterialien Germanium, Silizium und Galliumarsenid die Werte der Gitterkonstanten a an.

2.2.1 Die Braggsche Beziehung

Ähnlich den Röntgenstrahlen, die an den Gitterebenen eines Kristalls reflektiert werden, erfahren auch die Materiewellen eine Reflexion im periodischen Gitterfeld eines Kristalls. Insbesondere gilt auch hier die Braggsche Reflexionsbedingung, die bekanntlich die Bedingung angibt, unter der eine reflektierte Welle infolge Interferenz besonders stark auftritt.

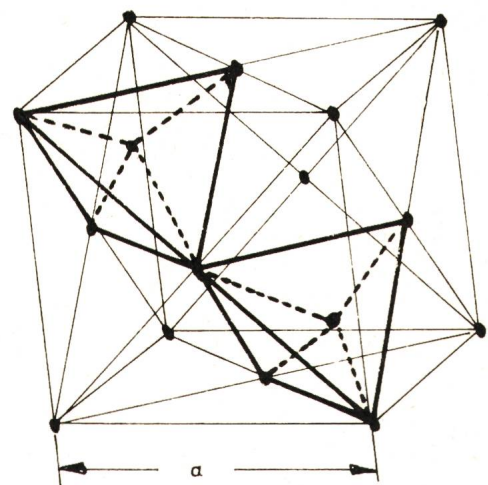


Fig. 2
Aufbau des Diamantgitters
 a Gitterkonstante

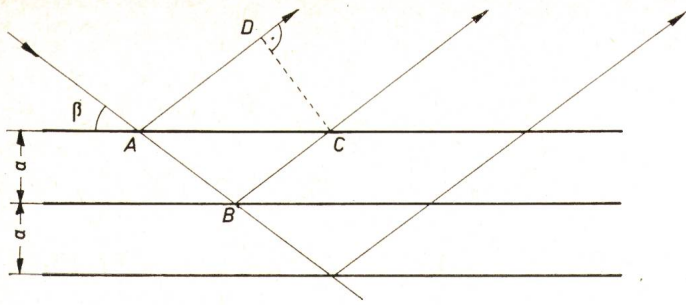


Fig. 3
Zur Erklärung der Bragg'schen Reflexionsbedingung
a Gitterkonstante; A, B, C Gitterpunkte

Ein Röntgenstrahl falle unter dem Winkel β auf einen Kristall der Gitterkonstanten a (Fig. 3). Wenn der Gangunterschied $v = (\overline{AB} + \overline{BC}) - \overline{AD}$ gleich dem Vielfachen der Wellenlänge λ ist, werden sich die reflektierten Strahlen durch Interferenz besonders verstärken. Für eine solche, infolge Interferenz verstärkte reflektierte Welle gilt nun insbesondere:

$$n \lambda |_{n=1,2,3,\dots} = \overline{AB} + \overline{BC} - \overline{AD} = 2 \overline{AB} - \overline{AD} \quad (13)$$

Aus Fig. 3 liest man nun unschwer ab:

$$\frac{a}{\overline{AB}} = \sin \beta \rightarrow \overline{AB} = \frac{a}{\sin \beta} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \frac{\overline{AD}}{\overline{AC}} &= \cos \beta \rightarrow \overline{AD} = \overline{AC} \cdot \cos \beta = 2 \frac{\overline{AC}}{2} \cos \beta = \\ &= \frac{a}{\tan \beta} \cos \beta = 2 a \frac{\cos^2 \beta}{\sin \beta} \end{aligned} \quad (15)$$

Die Gl. (15) und (14) in Gl. (13) eingesetzt, ergibt:

$$n \lambda = \frac{2 a}{\sin \beta} (1 - \cos^2 \beta) = 2 a \sin \beta \quad (16)$$

Für den Einfallswinkel $\beta = 90^\circ$ gilt insbesondere:

$$n \lambda = 2 a \quad (17)$$

2.2.2 Das Bändermodell

Die hier abgeleitete Bragg'sche Reflexionsbedingung nach Gl. (16) gilt nun auch für Materiewellen, insbesondere werden auch hier die Materiewellen von sämtlichen Gitterpunkten in Phase reflektiert, wenn bei einem Auftreffwinkel $\beta = 90^\circ$ die Wellenlänge einen der doppelten Gitterkonstanten a gleichen Wert annimmt. Solche kritischen λ -Werte, bei denen nur stehende Wellen möglich sind, sind nach Gl. (17) gegeben durch:

$$\lambda_{\text{krit}} = \frac{1}{k_{\text{krit}}} = \frac{2 a}{n} \quad |_{n=1,2,3,\dots} \quad (18)$$

Stehende Wellen aber bedeuten, dass sich die Materiewellen, wenn sie eine bestimmte Wellenlänge, bzw. nach Gl. (11), wenn sie eine bestimmte Energie annehmen, nicht mehr fortpflanzen.

Mit dem eindeutigen Zusammenhang zwischen Energie W und Materiewellenlänge λ nach Gl. (11) lassen sich jetzt mit diesem Auftreten stehender Wellen verbotene Energiebereiche beschreiben. Der Begriff «verbotener Energiebereich» heisst in diesem Zusammenhang, dass beim Erreichen dieser diskreten Energiewerte bzw. dieser diskreten Wellenlänge keine fortschreitende Welle im Kristall möglich ist.

Anschaulich lässt sich das Auftreten dieser verbotenen Zonen im Energiediagramm $W(k)$ (vgl. dazu Fig. 1) erklären: Es war nach Gl. (10):

$$W = \frac{h^2}{2m} k^2 \rightarrow \frac{dW}{dk} = \frac{h^2}{2m} 2k = \frac{hk}{m} h \quad (19)$$

Mit Gl. (5) war weiter:

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{1}{k} \rightarrow v = \frac{hk}{m} \quad (20)$$

Durch Einsetzen der Gl. (20) in Gl. (19) wird die Geschwindigkeit:

$$v = \frac{1}{h} \cdot \frac{dW}{dk} \quad (21)$$

Gl. (21) sagt nun folgendes aus: An den kritischen k -Werten bilden sich stehende Wellen aus, d. h. die Geschwindigkeit v der Materiewelle muss hier gleich Null sein. Mit Gl. (21) wird dann an diesen kritischen k -Werten der Differentialquotient dW/dk verschwinden. Hiermit erhält man nun folgende Feinstruktur der Funktion $W(k)$ eines Elektron im periodischen Gitterfeld eines Kristalls (Fig. 4). Während das freie Elektron nach Fig. 1 alle möglichen Energiewerte annehmen kann, existieren für die Elektronen im periodischen Gitterfeld infolge des Auftretens stehender Materiewellen sog. «verbotene Energiebereiche» $\Delta W_1, \Delta W_2, \dots$. Natürlich ist die Funktion $W(k)$ periodisch in der Gitterkonstanten a , womit man das in Fig. 5 dargestellte Energieschema der Elektronen in einem Kristall erhält.

Wichtig nun für das Auftreten des Gunn-Effektes ist die sog. Mehr-Tal-Struktur des Leitungsbandes, wie sie qualitativ die Fig. 6 für GaAs angibt. Das Leitungsband ist auch hier wieder durch die verbotene Zone vom Valenzband getrennt. Das Satellitenminimum liegt dabei energiemässig höher als das Hauptminimum, und zwar wird für GaAs $W_s = 0,36 \text{ eV}$ angegeben.

2.2.3 Die effektive Elektronenmasse

Mit Hilfe der dargestellten Funktion $W(k)$ lässt sich die effektive Elektronenmasse m_{eff} definieren. Die Einführung dieser effektiven Elektronenmasse bringt den Vorteil, dass man mit den Kristallelektronen in derselben Weise rechnen kann wie mit den Elektronen im Vakuum. Vor allem dient sie an dieser Stelle dazu, die Vorgänge in der Gunn-Diode anschaulich zu erklären.

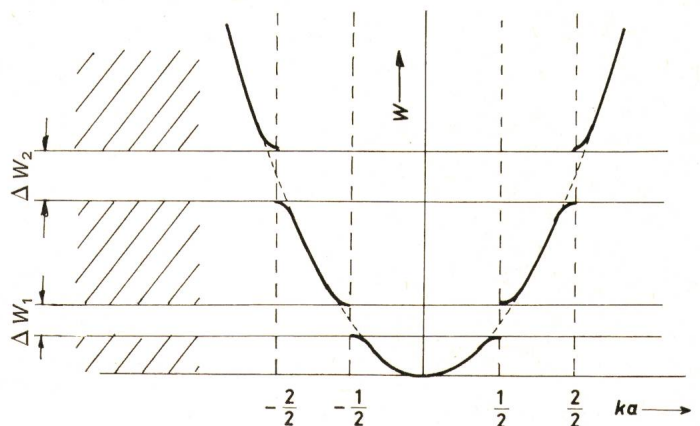


Fig. 4
Funktion $W(k)$ für Elektronenwellen in einem Kristallgitter
 ka auf die Gitterkonstante a bezogene Wellenzahl k

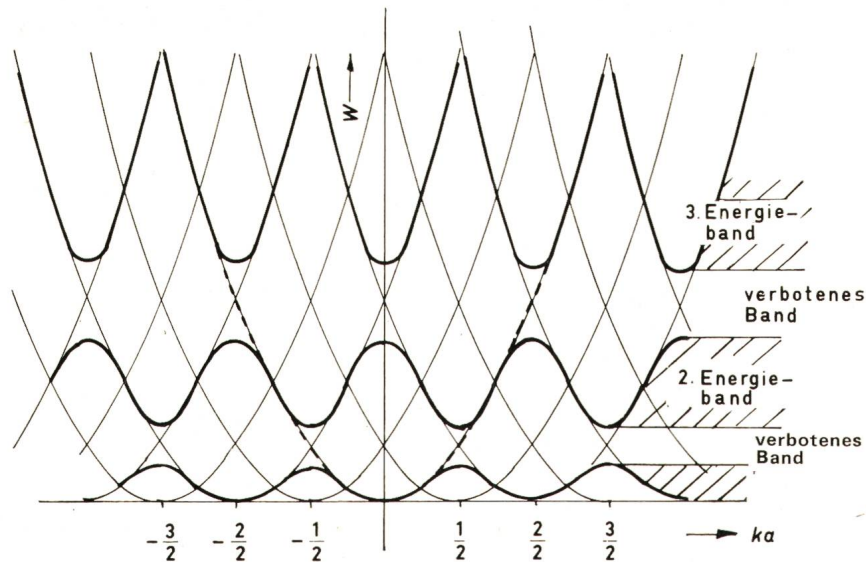


Fig. 5
Funktion $W(k)$ für Elektronenwellen in einem Kristallgitter mit Berücksichtigung der Periodizität des Gitteraufbaus

c) Im Bereich der verbotenen Zonen ist mit $dW/dk = 0$ auch $d^2W/dk^2 = 0$. Das heisst aber, dass hier die effektive Elektronenmasse unendlich gross ist.

2.3 Negative Volumenleitfähigkeit

Nach dem Ohmschen Gesetz in der Elementarform

$$S = \kappa E \quad (27)$$

worin

S Stromdichte; κ Leitfähigkeit; E elektrische Feldstärke

Nach *Newton* ist bekanntlich die Kraft F proportional der Masse und der Geschwindigkeitsänderung:

$$F = m_{\text{eff}} \frac{dv}{dt} \rightarrow \frac{dv}{dt} = \frac{F}{m_{\text{eff}}} \quad (22)$$

Nach Gl. (21) war aber die Geschwindigkeit:

$$v = \frac{1}{h} \cdot \frac{dW}{dk} \rightarrow \frac{dv}{dt} = \frac{1}{h} \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{dW}{dk} \right) = \frac{1}{h} \cdot \frac{d}{dk} \left(\frac{dW}{dt} \right) \quad (23)$$

Mit der Energie

$$dW = F ds = F v dt \rightarrow \frac{dW}{dt} = F v \quad (24)$$

Durch Einsatz von Gl. (24) in Gl. (23) und anschliessendem Vergleich mit Gl. (22) wird nun:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{1}{h} \cdot \frac{d}{dk} \left(\frac{dW}{dt} \right) = \frac{F}{h} \cdot \frac{dv}{dk} = \frac{F}{h^2} \cdot \frac{d^2 W}{dk^2} = \frac{F}{m_{\text{eff}}} \quad (25)$$

Damit wird nun schliesslich die effektive Elektronenmasse:

$$m_{\text{eff}} = \frac{h^2}{d^2 W / dk^2} \quad (26)$$

Gl. (26) drückt nun folgenden Sachverhalt aus:

- a) Je kleiner der Krümmungsradius der Funktion $W(k)$ ist, desto grösser wird die effektive Elektronenmasse;
- b) Bei negativer Krümmung der Funktion $W(k)$ wird die effektive Elektronenmasse negativ;

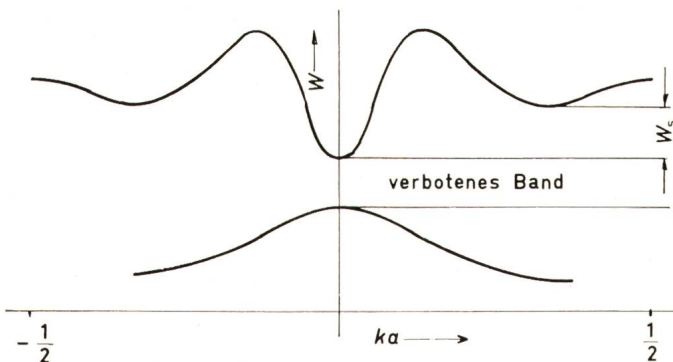


Fig. 6

Qualitative Darstellung der Mehrstrahlstruktur von GaAs
 W_s Energiedifferenz zwischen Haupt- und Satellitenminimum

und dem bekannten Zusammenhang zwischen der Driftgeschwindigkeit der Elektronen v und der Stromdichte S

$$S = n e v \quad (28)$$

worin

(v Driftgeschwindigkeit; n Anzahl der Ladungsträger pro cm^3) erhält man für die differentielle Leitfähigkeit

$$\kappa' = \frac{dS}{dE} = e v \frac{dn}{dE} + n e \frac{dv}{dE} \quad (29)$$

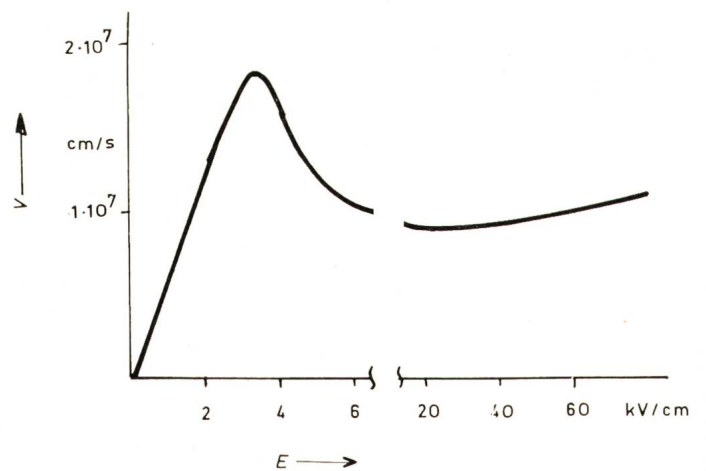


Fig. 7
Driftgeschwindigkeits-Feldstärke-Kennlinie $v(E)$ für n -GaAs
 E Elektrische Feldstärke
 v Driftgeschwindigkeit

Gl. (29) drückt nun aus, dass man eine gewollte negative differentielle Leitfähigkeit auf zweierlei Weise erzeugen kann:

- a) Durch Abnahme der Ladungsträgerzahl n mit steigender Feldstärke E ;
- b) Durch Abnahme der Driftgeschwindigkeit v_z der Elektronen mit steigender Feldstärke E .

Beim Gunn-Effekt wird nun durch besondere noch zu beschreibende Massnahmen dafür gesorgt, dass die Driftgeschwindigkeit v_z der Ladungsträger, d. h. der Elektronen, mit zunehmender Feldstärke abnimmt, wodurch nach Gl. (29) eine negative Volumenleitfähigkeit erzielt werden kann.

2.4 Die $v(E)$ -Kennlinie der Gunn-Diode

Die effektive Elektronenmasse war nach Gl. (26) gegeben durch

$$m_{\text{eff}} = \frac{\hbar^2}{d^2W/dk^2}$$

d. h., die effektive Elektronenmasse ist umgekehrt proportional zur Krümmung der $W(k)$ -Funktion. Wegen der wesentlich kleineren Krümmung der $W(k)$ -Funktion im Hauptminimum wird dort die effektive Elektronenmasse kleiner sein als im Satellitenminimum. Nach [9] ist im

Hauptminimum $m_{1\text{eff}} = 0,072 m_0$
 Satellitenminimum $m_{2\text{eff}} = 1,2 m_0$

Da nun weiter die Beweglichkeit μ der Elektronen umgekehrt proportional zu ihrer effektiven Masse ist, wird die Beweglichkeit μ und mit der Beziehung

$$v = \mu E \quad (30)$$

auch die Geschwindigkeit der Elektronen im Hauptminimum wesentlich grösser sein als im Satellitenminimum. Und zwar sind in [5] als Zahlenwerte angegeben:

Hauptminimum: $\mu_1 = 6000 \dots 7000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$
 Satellitenminimum: $\mu_2 = 50 \text{ cm}^2/\text{Vs}$

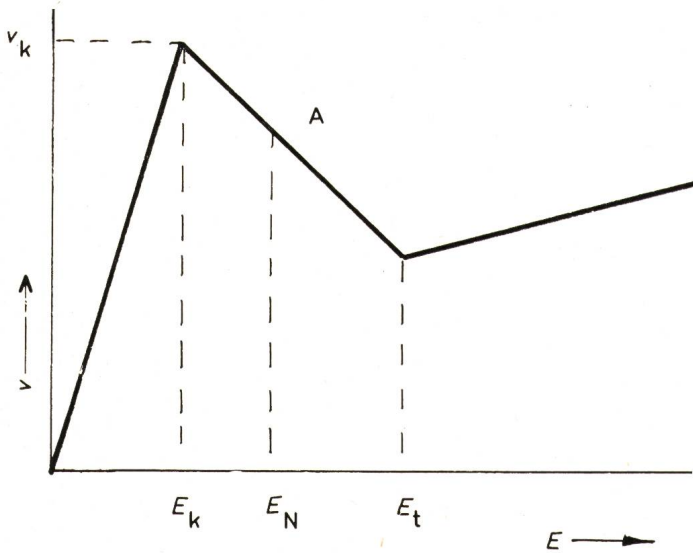


Fig. 8

Schematische Darstellung der $v(E)$ -Kennlinie für GaAs

- E Elektrische Feldstärke
- v_k kritische Driftgeschwindigkeit
- A Arbeitspunkt auf dem negativen Teil der $v(E)$ -Kennlinie

Ohne ein äusseres Feld befinden sich nun alle Leitungselektronen am unteren Rand des zentralen Minimums (Fig. 6) und besitzen damit den geringstmöglichen Energiezustand. Durch Energiezufuhr, z. B. durch Anlegen einer äusseren Spannung an die Probe, besetzen die Elektronen zunächst höhere Energiezustände des Hauptminimums. Sie besitzen jetzt eine Energie, wie sie einer erhöhten Gittertemperatur entsprechen würde, womit der oft verwendete Name «Heisse Elektronen» oder «Hot Carrier» verständlich wird. Bei einer Energiezunahme grösser als $W_s = 0,36 \text{ eV}$ (GaAs) streuen die Elektronen jetzt in die Satellitenminima hinein. Hier erhalten sie wegen der kleineren Krümmung der $W(k)$ -Funktion sofort eine grössere Elektronenmasse, so dass ihre Beweglichkeit bzw.

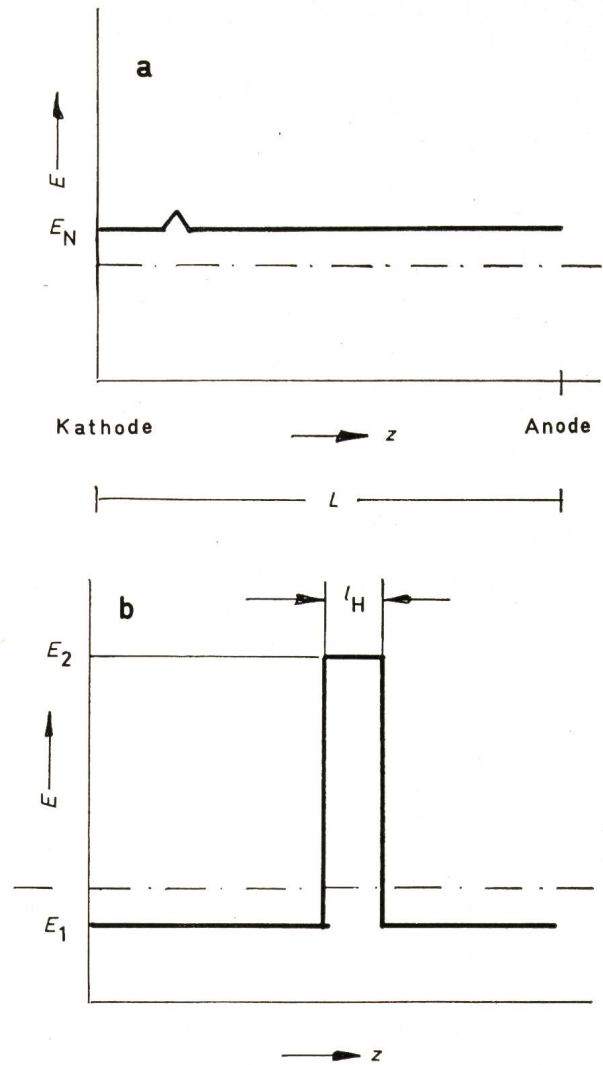


Fig. 9

Zur Entstehung einer Hochfeldzone (Domäne)

- E elektrische Feldstärke
- L Probenlänge
- E_N elektrische Feldstärke im Arbeitspunkt
- z laufende Koordinate in Richtung der Probenlänge L
- l_H Länge der Hochfelddomäne

ihre Geschwindigkeit trotz Energiezufuhr, d. h. trotz einer Erhöhung der Feldstärke, abnimmt. Für GaAs erhält man auf diese Weise die in Fig. 7 dargestellte $v(E)$ -Kennlinie [5].

Um nun in einer Halbleiterprobe den Gunn-Effekt erzielen zu können, müssen drei Bedingungen an die Bandstruktur des Halbleiters gestellt werden:

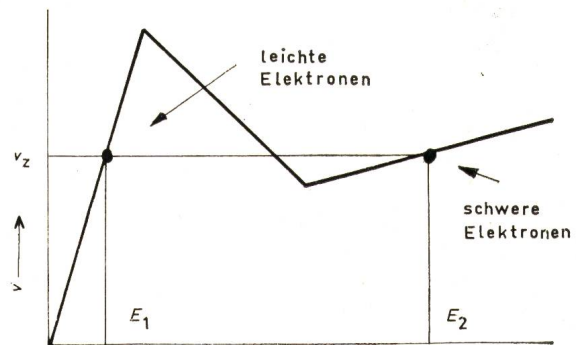
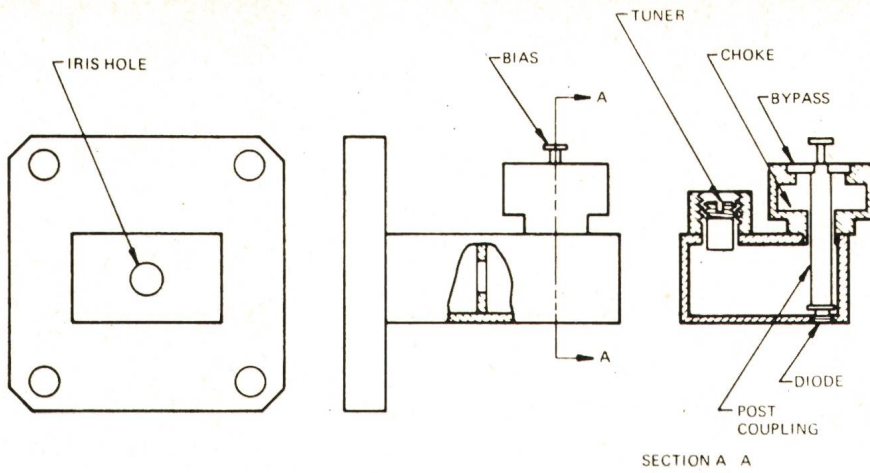


Fig. 10

Zur Lage der leichten und schweren Elektronen innerhalb des $v(E)$ -Diagramms

Fig. 12
Gunn-Dioden-Oszillator-für das X-Band



- a) Das Hauptminimum des Leitungsbandes muss stärker gekrümmt sein als die Satellitenminima, d. h. es muss $m_1 \ll m_2$ sein.
- b) Die Satellitenminima müssen energetisch höher liegen als das Hauptminimum.
- c) Damit keine vorzeitige Stossionisation eintritt, muss die verbotene Zone breiter sein als der energiemässige Abstand beider Minima.

Obwohl eine Reihe von Halbleitern diese Bedingungen erfüllen, wurde der Gunn-Effekt bisher nur in GaAs, InP und CdTe festgestellt. Und zwar werden zur Ausnutzung des Gunn-Effekts die Halbleiter n-dotiert, da Leitungselektronen zur Anregung vorausgesetzt werden.

3. Die Gunn-Diode als Oszillator

3.1 Aufbau einer Hochfeldzone (Gunn-Domäne)

In Fig. 8 ist die $v(E)$ -Kennlinie noch einmal schematisch dargestellt. Sie kann mit den Gl. (28) und (29)

$$S = nev$$

$$U = EL \tag{31}$$

(mit L = Probenlänge) auch als $I(U)$ -Kennlinie gedeutet werden. Der Arbeitspunkt liegt im negativen Teil der Kennlinie, so dass an der Probe die Feldstärke

$$E_N = \frac{U}{L}$$

liegt. Und zwar ist:

$$E_k < E_N < E_t$$

Fig. 9 zeigt nun den Feldstärkeverlauf längs der Probe, wenn an diese die Spannung $U = E_N L$ gelegt wird. In der Nähe

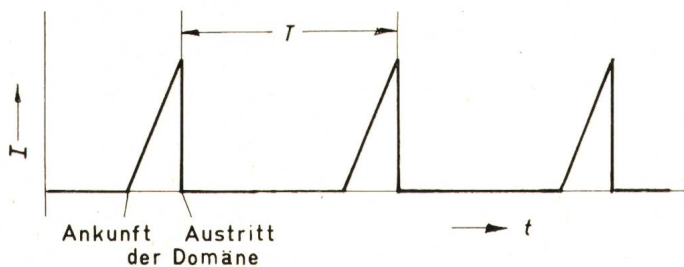


Fig. 11
Stromverlauf I im Aussenkreis einer Gunn-Diode
 T Periodendauer der Schwingung
 t laufende Zeit

der Kathode werde zur Einleitung des Mechanismus eine Inhomogenität innerhalb des Kristalls angenommen, z. B. hervorgerufen durch die Kontaktierung des Metallanschlusses. Durch diese Störung sei die Feldstärke am Orte der Kathode geringfügig gegenüber dem Mittelwert angehoben. Dieses geringfügig erhöhte Feld bewirkt nun, dass dort mehr Elektronen in die

Satellitenminima angehoben werden als im übrigen Teil der Probe. Dieser Effekt hat seinerseits wieder zur Folge, dass die Leitfähigkeit abnimmt und eine weitere Felderhöhung in diesem Bereich eintritt. Auf diese Weise kommt es zu einem äusserst schnellen Aufbau einer schmalen Hochfeldzone, die mit der Driftgeschwindigkeit v_z der Elektronen in Richtung auf die Anode wandert.

Die Hochfeldzone wächst nun so lange an, bis auf der $v(E)$ -Kennlinie jenseits der Feldstärke E_t (Fig. 10) wieder ein

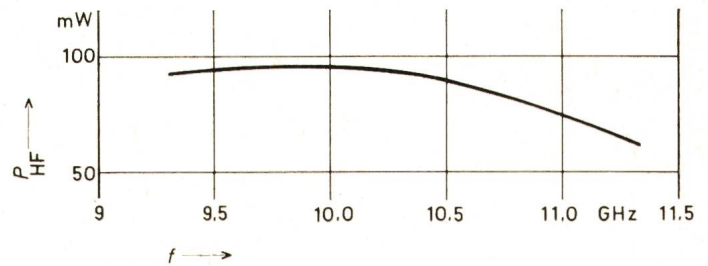


Fig. 13
Frequenzabhängigkeit der Leistung des in Fig. 12 dargestellten Gunn-Dioden-Oszillators

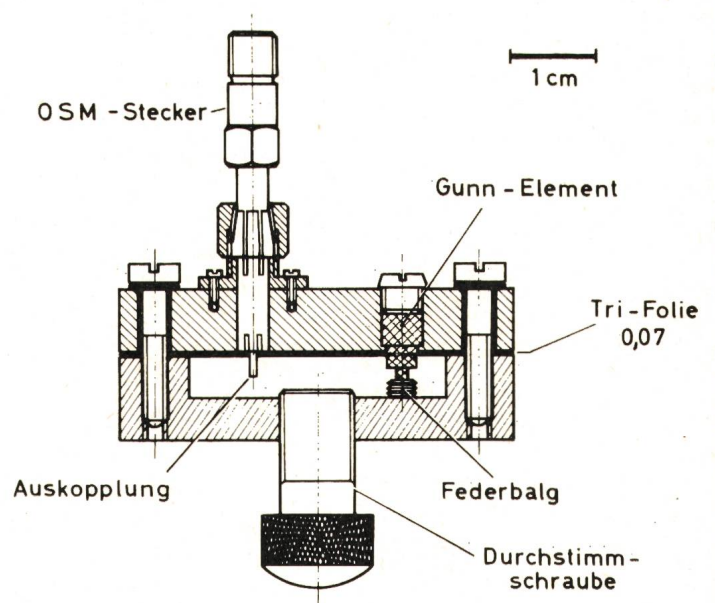


Fig. 14
 E_{010} -Resonator für Gunn-Elemente

Feldstärkewert erreicht ist, bei der die schweren und leichten Elektronen etwa dieselbe Driftgeschwindigkeit v_z besitzen.

3.2 Strom im Aussenkreis

An der Probe liegt nun die Spannung U , die im Inneren des Halbleiters die Feldstärken E_1 und E_2 nach Fig. 9 hervorruft; dabei besteht zwischen den Feldstärken E_1 und E_2 einerseits und der äusseren Spannung U andererseits die Beziehung

$$U = E_1(L - l_H) + E_2 l_H \quad (32)$$

Nach Gl. (32) muss mit dem Entstehen einer Hochfeld-domäne E_2 bei konstanter Spannung U zwangsläufig die Feld-

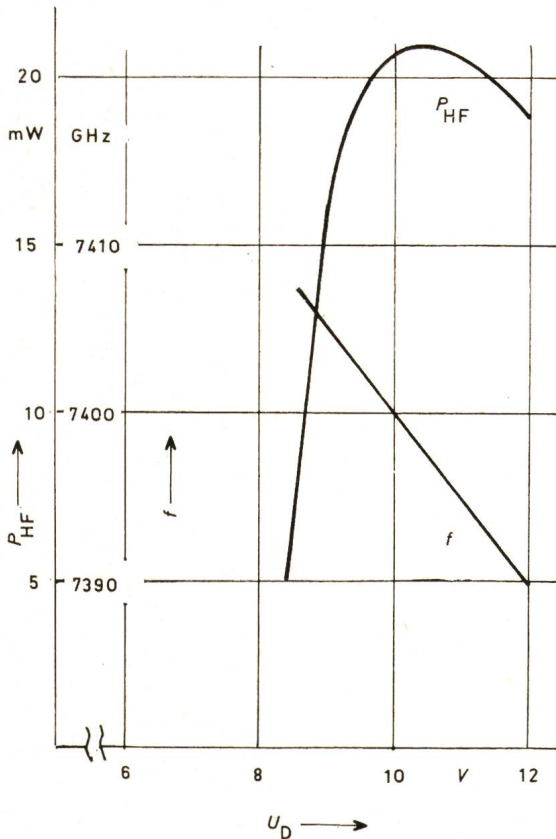


Fig. 15

Spannungsabhängigkeit der Leistung und Frequenz des in Fig. 14 dargestellten Gunn-Dioden-Oszillators

- P_{HF} HF-Leistung
- U_D Diodenspannung
- f Frequenz

stärke ausserhalb der Domäne auf den Wert E_1 absinken. Wandert nun die Domäne mit der Driftgeschwindigkeit v_z in Richtung zur positiven Elektrode, so herrschen im Aussenkreis folgende Zustände:

Es herrsche an der Anode zunächst weiter die Feldstärke E_1 . In diesem Falle fliesst entsprechend der Driftgeschwindigkeit v_z der Elek-

Fig. 17
Längsschnitt durch ein Rechteckhohlraum-Mikrowellenresonatorsystem mit Gunn-Diode

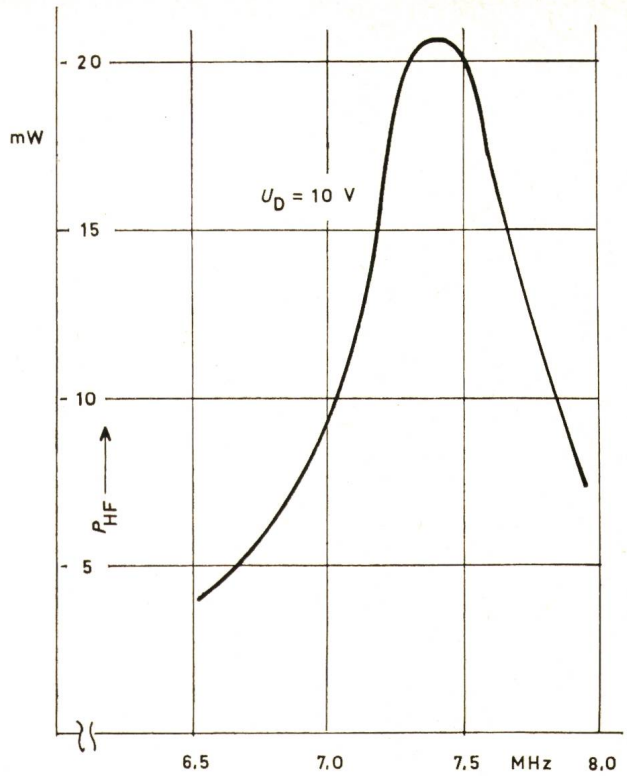
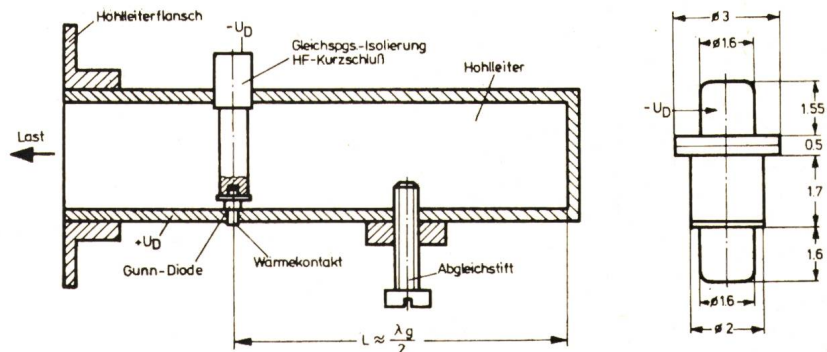


Fig. 16

Frequenzabhängigkeit der Leistung P_{HF} des in Fig. 14 dargestellten Gunn-Dioden-Oszillators
 U_D Diodenspannung

tronen der Strom I_z . Mit Hilfe von Gl. (28) erhält man für diesen den Wert

$$I_z = S_z A = n e v_z A \quad (33)$$

wobei A der Querschnitt des Halbleiters ist.

Es treffe nun im weiteren Zeitverlauf die Domäne mit der Feldstärke E_2 auf die Anode. Und zwar haben im Moment des Auftreffens die leichten und schweren Elektronen dieselbe Driftgeschwindigkeit v_z . Damit fliesst in diesem Auftreffmoment im Aussenleiter weiter der Strom I_z . — Beim Hinauslaufen der Domäne verringert sich nun laufend die Domänenlänge l_H , d. h. aber, dass nach Gl. (32) die Feldstärke E_1 anwachsen muss. Nach Fig. 10 ist damit aber eine Steigerung der Driftgeschwindigkeit v_z verbunden, was nach Gl. (33) einer Erhöhung des Stromes im Aussenleiter gleichkommt. Mit anderen Worten: Während des Hinauslaufens der Domäne steigt der Strom I an.

Die Feldstärke E_1 steigt nun beim Hinauslaufen der Domäne nach Gl. (32) wieder an, und erreicht schliesslich wieder den kritischen Wert E_k . Beim Erreichen dieses kritischen Feld-

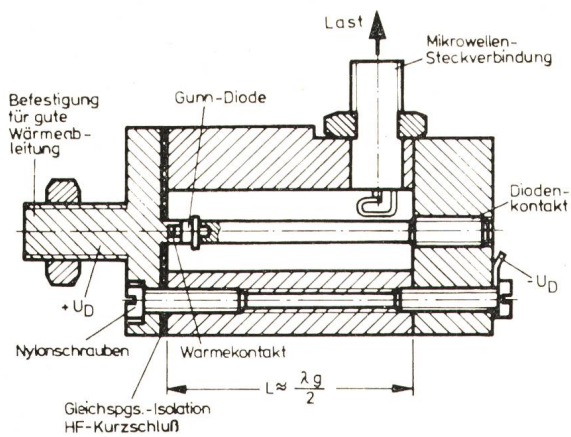


Fig. 18

Längsschnitt durch ein Koaxial-Mikrowellenresonatorsystem mit Gunn-Diode

stärkewertes entsteht an der angenommenen Inhomogenität in der Nähe der Kathode eine neue Hochfeldzone, die sich schliesslich auf den Feldstärkewert E_2 wieder hochschaukelt. Damit ist nach Gl. (32) gleichzeitig wieder eine Feldstärkeabnahme auf den Wert E_1 ausserhalb der Domäne, also auch am Orte der Anode, verbunden. Mit der damit verbundenen Abnahme der Driftgeschwindigkeit (vgl. Fig. 8) sinkt der Strom im Aussenkreis wieder auf den Wert I_z ab.

Fig. 11 zeigt den zeitlichen Verlauf des Aussenkreisstromes schematisch. Die Periodendauer T der Stromschwingung ist gleich der Laufzeit der Hochfeldzone durch die Probe. Damit ergibt sich für die Hochfrequenzschwingung eine Frequenz der Grösse:

$$f = \frac{1}{T} = \frac{v_z}{L} \quad (34)$$

Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im GaAs beträgt etwa $v_z = 10^7$ cm/s, womit sich z. B. bei einer Probenlänge von $L = 50 \mu\text{m}$ eine Frequenz von 2 GHz ergeben wird. Es sei aber bereits an dieser Stelle erwähnt, dass sich die Frequenz eines mit einer Gunn-Diode bestückten Oszillators in weiten Grenzen durch Abstimmung des Resonators ziehen lässt.

3.3 Die Gunn-Diode im Resonanzkreis

Fig. 12 zeigt den Aufbau eines Gunn-Dioden-Oszillators der Microwave Associates. Die Diode ist hier in einen x-Band-Hohlraumresonator eingesetzt. Die Ankopplung an den Hohlleiter erfolgt in bekannter Weise mit Hilfe einer Loch-

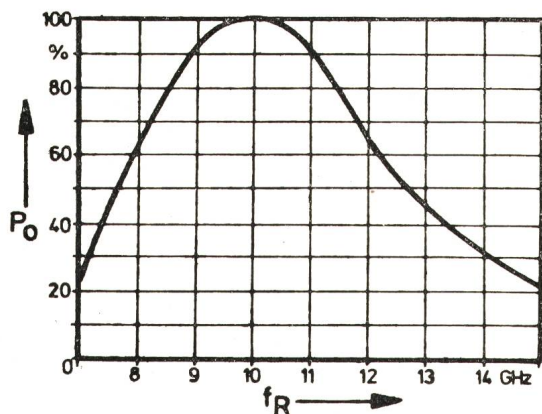


Fig. 19

Verlauf der relativen Ausgangsleistung P_0 von Gunn-Dioden in Abhängigkeit von der Betriebsfrequenz f_R

kopplung. Eine in den Hohlraumresonator eintauchbare Abstimmerschraube besorgt die Abstimmung, die, wie Fig. 13 zeigt, sich von $f = 9,3 \dots 11,3$ GHz erstreckt. Die erzeugte HF-Leistung liegt im gesamten Abstimmbereich zwischen $P_{HF} = 60 \dots 90$ mW.

Fig. 14 zeigt einen von AEG-Telefunken entwickelten E_{010} -Resonator für Gunn-Dioden, wie er für die vom Verfasser durchgeführten Messungen verwendet wurde. Die HF-Leistung ist stark abhängig von der Diodenspannung U und erreicht ein Maximum im mittleren Teil der fallenden $I(U)$ - bzw. $v(E)$ -Kennlinie. Wie Fig. 15 weiter zeigt, könnte man die HF-Leistung leicht mit Hilfe der Diodenspannung in ihrer Amplitude oder Frequenz modulieren.

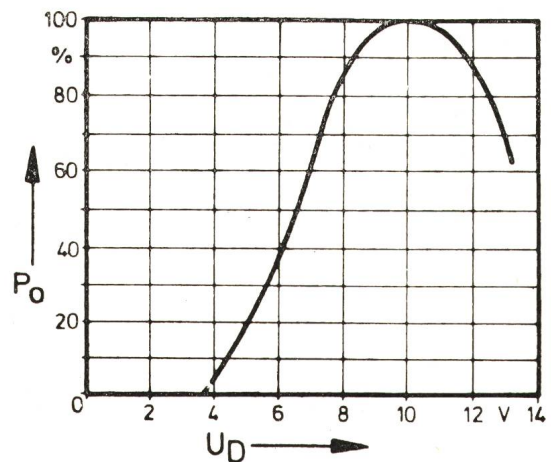


Fig. 20

Verlauf der relativen Ausgangsleistung P_0 von Gunn-Dioden von der Dioden-Vorspannung U

Fig. 16 zeigt die Abhängigkeit der HF-Leistung von der Frequenz. Das Maximum wird bei etwa $f = 7,4$ GHz erreicht, was ungefähr der nach Gl. (34) errechneten Grösse entspricht.

Die Fig. 17 und 18 geben weitere Darstellungen von Gunn-Dioden-Oszillatoren wieder, und zwar Fig. 17 in Hohlleitertechnik und Fig. 18 in Koaxialtechnik. Der Verlauf der relativen Ausgangsleistung (vgl. Fig. 19 und Fig. 20) in Abhängigkeit von der Betriebsfrequenz f und der Diodenspannung U stimmt mit denen in Fig. 15 und 16 überein.

Literatur

- [1] W. T. Read: A proposed high-frequency negative-resistance diode. Bell Syst. Techn. J. 37(1958)2, p. 401...446.
- [2] R. Williams: Avalanche and tunneling currents in gallium arsenide. RCA Review 27(1966)3, p. 336...340.
- [3] W. Crowe and J. Sie: The use of avalanche diodes in an amplifying mode to increase source output power. Microwave J. 12(1969)2, p. 67...69.
- [4] J. Noisten: Ku-Band-Leistungsverstärker mit Avalanche-Dioden. Internat. Elektron. Rdsch. 24(1970)3, S. 67...70.
- [5] B. G. Bosch: Gunn-Effekt-Elektronik. Telefunkenröhre -(1967)47, S. 13...120.
- [6] W. Heinle: Theorie des Gunn-Effekt. Internat. Elektron. Rdsch. 22(1968)11, S. 279...284 und Nr. 12, S. 313...316.
- [7] M. E. Hines: Negative-resistance diode power amplification. Trans. IEEE ED 17(1970)1, p. 1...8.
- [8] J. B. Gunn: Instabilities of current in III-V semiconductors. IBM J. Research and Development 8(1964)2, p. 141...159.
- [9a] B. G. Bosch und H. Pollmann: Der Gunn-Effekt. I. Wirkungsweise des Gunn-Effektes. Internat. Elektronische Rdsch. 20(1966)9, S. 497...501.
- [9b] B. G. Bosch und H. Pollmann: Der Gunn-Effekt. II. Gunn-Effekt-Elemente und ihre Anwendung. Internat. Elektron. Rdsch. 20(1966)10, S. 590...600.

Adresse des Autors:

Prof. Dr.-Ing. W. Henne, Fachhochschule Augsburg, Baumgartnerstr. 16, D-89 Augsburg.