

Messung normierter Wahrscheinlichkeitsdichten des Signals von Gunn-Oszillatoren und Vergleich mit einem Rechenmodell

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTOR-INGENIEURS
von der Fakultät für Elektrotechnik
der Universität Fridericiana Karlsruhe (T.H.)

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.-Ing. Wolfgang Freude

Tag des Kolloquiums: 3. Februar 1975

Hauptreferent: Professor Dr. techn. G. K. GRAU

Korreferent: Professor Dr. rer. nat. H. FRIEDBURG

Messung der Statistik eines Gunn-Oszillator-Signals und Vergleich mit einem Rechenmodell*

von Wolfgang Freude**

Der aktive Teil eines Gunn-Oszillators im Domänenverzögerungsmodus mit koaxialen Leitungsresonator wird beschrieben durch eine van der Polsche Nichtlinearität mit Rauscheinströmung. Der passive Teil kann in einem Frequenzbereich von wenigstens 13% der Schwingfrequenz 7,5 GHz durch die Zusammenschaltung eines Parallel- und eines Serienkreises dargestellt werden.

Die gemessenen Modellparameter werden zur Simulation des Oszillators auf einem Digitalrechner verwendet. Die Rechenergebnisse mit periodisch nichtstationärem Rauschen lassen erkennen, daß Übereinstimmung von gemessenem und errechnetem AM- und FM-Rauschen nur dann erzielt werden kann, wenn die Wirkungsdauer der Rauschquelle in jedem Schwingungszyklus als klein gegen die Periodendauer angenommen wird. Daraus läßt sich schließen, daß die Domänen-nukleation den Hauptteil des Rauschens verursacht.

Experimentell werden Abweichungen der Wahrscheinlichkeitsdichten von einer Gauß-Funktion für AM und FM festgestellt. Ein einfach-resonantes Lastkreismodell erklärt mit Methoden der Fokker-Planck-Gleichung diese Abweichungen qualitativ. In graphisch anschaulicher Weise wird die Verbundwahrscheinlichkeitsdichte für Amplitude und Phase eines rauschenden Oszillators dargestellt.

Measurement of the Statistics of a Gunn-Oscillator Signal and Comparison with a Mathematical Model

The active part of a Gunn oscillator in delayed domain mode with coaxial line resonator is described by a van der Pol nonlinearity with a noise current source. The passive part is represented in a frequency range of 13% of the oscillation frequency 7.5 GHz by the combination of a parallel and a series circuit.

The measured model parameters are used to simulate the oscillator on a digital computer. From the computed results with periodically nonstationary noise it is seen that agreement between measured and calculated AM and FM noise is achieved, if the simulated noise source is switched on during a short time interval of a period. Therefore it is concluded, that the main contribution to the Gunn oscillator noise stems from the domain nucleation.

Differences of measured probability density functions from Gaussian densities are reported. A single resonant model of the load circuit explains these discrepancies qualitatively with methods of the Fokker-Planck equation. The calculated joint probability density function of amplitude and phase of a noisy oscillator signal is displayed.

1. Übersicht

Die Bemühungen, das nichtlineare Rauschen von Oszillatoren mathematisch zu erfassen, gehen von zwei Ansätzen aus. Lax [1] 1967 und Kurokawa [2] 1969 berechnen die FM- und AM-Rauschspektren unter Berücksichtigung der AM-FM- und der FM-AM-Konversion, indem sie sowohl die frequenz-nichtlineare Lastkreisimpedanz als auch die amplitudennichtlineare Impedanz des aktiven Mediums, transformiert auf die Ausgangsebene des Oszillators, im Arbeitspunkt linearisieren. Erfolgreiche Anwendung fand diese Methode z.B. in Arbeiten von Thaler et al. [3], [4] 1970, Hashiguchi et al. [5] 1971 und Kuvás [6] 1973. Risiken [7] 1965 und Heampstead und Lax [8] 1967 dagegen geben für das nicht-lineare einfachresonante Oszillatormodell von van der Pol die Fokker-Planck-Gleichung [9] der gleichzeitigen Übergangswahrscheinlichkeit von Amplitude und Phase an und leiten Lösungen für die

Dichtefunktionen ab [10], [11], [12]. Dabei werden allerdings stationäre Markoff-Prozesse vorausgesetzt.

In dieser Arbeit soll versucht werden, sowohl den Lastkreis als auch das aktive Element eines Gunn-Oszillators in der Ebene des Halbleiterchips zu beschreiben, ohne lineare Näherungen einzuführen. Der reale Mikrowellenkreis wird durch ein doppelresonantes Modell dargestellt. Das aktive Gunn-Element wird durch eine kubische Nichtlinearität vom van-der-Pol-Typus und eine Rauscheinströmung beschrieben. Messungen der Wahrscheinlichkeitsdichten, der Effektivwerte von AM- und FM-Schwankungen, sowie deren Korrelation werden mit errechneten Werten verglichen, die aus der numerischen Lösung der Langevin-Gleichungen des Modells gewonnen werden. An einem einfachresonanten Oszillatormodell werden mögliche Abweichungen der FM- und AM-Dichten von einer Gauß-Funktion mit Methoden der Fokker-Planck-Gleichung qualitativ erklärt.

* Auszug aus der von der Fakultät für Elektrotechnik der Universität Karlsruhe genehmigten Dissertation.

** Dipl.-Ing. W. Freude, Institut für Hochfrequenztechnik und Quantenelektronik, Universität, Postfach 6380, D-7500 Karlsruhe 1.

2. Oszillatormodell

Bild 1 zeigt die verwendete Ersatzschaltung eines Gunn-Oszillators. Rechts der Ebene M_4 ist das

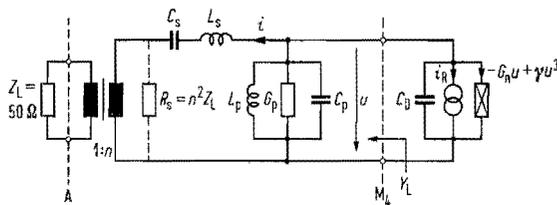


Bild 1. Modell eines Oszillators mit zwei Resonanzkreisen, resistiver Nichtlinearität und Rauscheinströmung.

Modell des aktiven Elementes, links der Ebene M_4 die Ersatzschaltung des Lastkreises Y_L dargestellt. Der Ausgang des Oszillators in der Ebene A wird mit dem reellen Lastwiderstand Z_L abgeschlossen.

Die Breite der Domäne beträgt nach [13] für die verwendeten Elemente ungefähr $9,5 \mu\text{m}$ bei einer Probenlänge von $10 \mu\text{m}$. Die Domäne nimmt den weitaus größten Raum in der Probe ein. Daher erscheint es gerechtfertigt, das aktive Element allein durch die im Mittel einer Periode geltenden (Großsignal-) Domäneneigenschaften zu charakterisieren. Für den negativen Leitwert des Elements wird eine kubische, zum Nullpunkt schiefsymmetrische Strom-Spannungs-Kennlinie nach der bekannten Beziehung $i_n = -G_n + \gamma u^3$ angenommen. Die Stromquelle i_R hat mehrfache Bedeutung. Sie kann ein in die Ebene M_4 transformiertes, von außen auf den Oszillator einwirkendes Signal darstellen, was bei Synchronisationsversuchen von Belang wäre. Sie kann aber auch, wie in der folgenden Betrachtung, als vom aktiven Element und dem passiven Lastkreis erzeugte Rauschströmung angesehen werden, wobei das nichtthermische Rauschen des Gunn-Elementes dominiert [5]. Eine besondere Schwierigkeit der globalen Behandlung in Form einer Rauscheinströmung nach Bild 1 besteht darin, daß die Rauschprozesse beim Gunn-Oszillator im allgemeinen als nichtstationär, zumindest als nur periodisch stationär, angenommen werden müssen.

Die Störung i_R beeinflusst sowohl die Amplitude als auch die Frequenz der HF-Schwingung, bewirkt jedoch nur in geringem Maße eine Verkopplung beider Größen, wenn die Last reinen Parallelkreischarakter hat und i_R stationär ist [1], [7], [8], [10]. Damit dann eine Konversion der Frequenz- in eine Amplitudenschwankung stattfinden kann, muß der von dem aktiven Element gesehene Realteil der Last frequenzabhängig sein. Für den Fall einer periodisch stationären Störung i_R liegt zwar auch bei einem reinen Parallellastkreis eine unter Umständen sehr enge Kopplung der Amplituden- und Frequenzschwankung vor [3], jedoch zeigen Messungen (Abschnitt 5.1), daß die Beschreibung durch Kombination eines Serien- und eines Parallelkreises mit der physikalischen Wirklichkeit besser übereinstimmt als ein Parallelkreis-Modell. Man erhält für den Leitwert Y_L in der Ebene M_4 von Bild 1

$$Y_L = G_p + \frac{R_s}{R_s^2 + X_s^2} + j \left(B_p - \frac{X_s}{R_s^2 + X_s^2} \right) \quad (1)$$

mit dem Blindleitwert B_p des Parallelkreises und dem Blindwiderstand X_s des Serienkreises. Eine

Schaltung mit vier Reaktanzen nach Bild 1 hat drei Serien- und zwei Parallelresonanzen, wovon zwei der Serienresonanzen bei der Frequenz null bzw. unendlich liegen. Da ein negativer Leitwert mit Dynatroncharakter als Nichtlinearität gewählt wurde, können sich stationäre Schwingungen nur in Verbindung mit einer Parallelresonanz ausbilden. Von den zwei noch möglichen Resonanzen wird diejenige bevorzugt, die pro Periode der Schwingung die geringeren Verluste im Verhältnis zur gespeicherten Energie ausweist. Vorausgesetzt ist allerdings, daß die endliche Schwingbandbreite des aktiven Elements dies zuläßt.

2.1. Bewegungsgleichungen des Oszillators

Nach Bild 1 gilt mit $\dot{x} = dx/dt$ für den Serienkreis

$$L_s \ddot{i} + R_s \dot{i} + \frac{1}{C_s} i - \ddot{u} = 0 \quad (2)$$

und für den Parallelkreis zusammen mit dem Modell des Gunn-Elementes

$$C_p \ddot{u} + (G_p - G_n + 3\gamma u^2) \dot{u} + \frac{1}{L_p} u + \dot{i} + i_R = 0. \quad (3)$$

Solange die Lastkreisgüte genügend hoch ist und daher sinusförmige Vorgänge betrachtet werden, sind die Ansätze

$$i(t) = r_i(t) \cos \vartheta(t), \quad u(t) = r_u(t) \cos \psi(t), \quad (4)$$

$$\dot{i}(t) = -\omega_s r_i(t) \sin \vartheta(t), \quad (5)$$

$$\dot{u}(t) = -\omega_p r_u(t) \sin \psi(t),$$

$$\vartheta(t) = \omega_s t + \eta(t), \quad \psi(t) = \omega_p t + \varphi(t) \quad (6)$$

sinnvoll. Setzt man die Gl. (4) bis (6) in die Gl. (2) und (3) ein, wobei \dot{i}, \dot{u} nach Gl. (5) berechnet wird, und beachtet, daß die Ableitung von Gl. (4) der Gl. (5) gleich sein muß, so erhält man ein System von vier Differentialgleichungen erster Ordnung. Multipliziert man in geeigneter Weise mit $\sin \vartheta$ bzw. $\sin \psi$, mit $-\omega_s L_s \cos \vartheta$ bzw. $-\omega_p C_p \cos \psi$ und addiert die entsprechenden Beziehungen, so entstehen dadurch Ausdrücke, in denen r_i, η, r_u, φ ohne trigonometrischen Faktor vorkommen. Setzt man voraus, daß sich sowohl die Amplituden als auch die Phasen η und φ innerhalb einer Periode der Schwingung nur langsam ändern, daß also mit der Schwingkreisfrequenz ω_0 gilt

$$\omega_s = \omega_p = \omega_0, \quad r_i \ll \omega_0 r_i, \quad r_u \ll \omega_0 r_u, \quad (7)$$

$$\dot{\eta} \ll \omega_0, \quad \dot{\varphi} \ll \omega_0,$$

so kann man dieses Differentialgleichungssystem durch Integration über eine Periodendauer $2\pi/\omega_0$ vereinfachen. Oberwellen der steuernden Spannung u haben dann keinen Einfluß mehr. Diese Annahme ist für Lastkreise genügend hoher Güte gerechtfertigt [1], [8]. In der Praxis sind Gütefaktoren größer als 10 ausreichend, um ein weitgehend oberwellenfreies Spektrum zu sichern. Man erhält nach diesem Verfahren mit $G_{n\text{eff}} = G_n - G_p$

$$r_i = \left[-R_s + \frac{r_u}{r_i} \cos(\varphi - \eta) \right] \frac{r_i}{2L_s}, \quad r_u = r_i \frac{R_s}{n}, \quad (8)$$

$$\dot{\eta} = \left[-\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \frac{1}{\omega_0^2 L_s C_s} + \frac{1}{2} \frac{1}{\omega_0 L_s} \frac{r_u}{r_t} \sin(\varphi - \eta) \right] \omega_0, \quad (9)$$

$$\dot{r}_u = \left[G_{n \text{ eff}} - \frac{r_t}{r_u} \cos(\varphi - \eta) - \frac{3}{4} \gamma r_u^2 \right] \frac{r_u}{2 C_p} + \frac{1}{2 \pi C_p} \int_t^{t+2\pi/\omega_0} i_R \sin(\omega_0 \tau + \varphi) d\tau, \quad (10)$$

$$\dot{\varphi} = \left[-\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \frac{1}{\omega_0^2 L_p C_p} + \frac{1}{2} \frac{1}{\omega_0 C_p} \frac{r_t}{r_u} \sin(\varphi - \eta) \right] \cdot \omega_0 + \frac{1}{2 \pi C_p} \frac{1}{r_u} \int_t^{t+2\pi/\omega_0} i_R \cos(\omega_0 \tau + \varphi) d\tau. \quad (11)$$

r_a ist die Spannungsamplitude am reellen Lastwiderstand Z_L in der Ebene A des Bildes 1, n das Übersetzungsverhältnis des idealen Übertragers.

Im stationären Fall mit $i_R = 0$ muß $\dot{r}_t = 0$, $\dot{r}_u = 0$, $\dot{\eta} = \dot{\varphi} = 0$ sein, und es folgt aus Gl. (8) bis (11), da $\varphi \neq \eta + k\pi$, $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ immer gewährleistet ist, für die stationären Amplituden und Phasen

$$r_{us}^2 = \frac{4}{3\gamma} \left[G_{n \text{ eff}} - R_s \frac{\omega_0 C_p - (1/\omega_0 L_p)}{\omega_0 L_s - (1/\omega_0 C_s)} \right], \quad (12)$$

$$r_{is}^2 = \frac{\omega_0 C_p - (1/\omega_0 L_p)}{\omega_0 L_s - (1/\omega_0 C_s)} r_{us}^2, \quad r_{as} = r_{is} \frac{R_s}{n}, \quad (13)$$

$$\tan(\varphi_s - \eta_s) = \frac{\omega_0 L_s - (1/\omega_0 C_s)}{R_s}. \quad (14)$$

Als Amplitudenschwankung wird im folgenden der Ausdruck $\Delta r_a = r_a - r_{as}$ bezeichnet und als Frequenzschwankung $\Delta f = \dot{\eta}/2\pi$.

Bei der Integration, die zu den Gl. (8) bis (11) führte, wurde stillschweigend angenommen, daß der gesamte zeitproportionale Anteil der Phasen durch $\omega_0 t$ beschrieben wird, d. h. die Kenntnis der sich einstellenden mittleren Schwingkreisfrequenz wurde vorausgesetzt. Verzichtet man auf diese Einschränkung, indem man nicht die spezielle Wahl der Gl. (7) trifft, so läßt sich ebenfalls die Integration durchführen, liefert aber für die numerische Verarbeitung weniger geeignete Beziehungen.

Aus Gl. (13) ist zu sehen, daß ω_0 nicht zwischen den Eigenfrequenzen des Parallel- und des Serienkreises liegen kann, und daß beide Eigenfrequenzen nicht übereinstimmen dürfen. Das deckt sich mit der Bedingung, daß eine Nichtlinearität vom Dynatron typ stationäre sinusförmige Schwingungen nur dann entwickelt, wenn sie an eine Last mit Parallelkreischarakter geschaltet wird. Differenziert man die in R_s umgesetzte Wirkleistung nach R_s und setzt die Ableitung gleich null, so erhält man für G_n bzw. die maximale Wirkleistung P_{max}

$$G_n = \left[G_p + 2 R_s \frac{\omega_0 C_p - (1/\omega_0 L_p)}{\omega_0 L_s - (1/\omega_0 C_s)} \right]_{P_{\text{max}}}, \quad (15)$$

$$P_{\text{max}} = (G_n - G_p)^2 / 6\gamma. \quad (16)$$

Bei bekanntem Lastkreis und der gemessenen maximalen Leistung in R_s bzw. in Z_L lassen sich also die Modellparameter G_n und γ für das aktive Element

ermitteln. Die Domänenkapazität wird bei bekannten Lastkreisparametern mit Hilfe der gemessenen Schwingfrequenz aus der Resonanzbedingung der Gl. (1) errechnet.

2.2. Überprüfung des Oszillatormodells

Zur Überprüfung des entwickelten Oszillatormodells müssen zunächst die Parameter G_n , γ und C_D meßtechnisch bestimmt werden. Durch Konstanthalten der Betriebsgleichspannung U_{DC} wird versucht, die Eigenschaften des Gunn-Elementes bei verschiedenen Einstellungen des Lastkreises möglichst unverändert zu erhalten. Es wurden jeweils gemessen: 1. die in Z_L verfügbare Leistung und die Schwingfrequenz, 2. die Admittanz des Lastkreises in Abhängigkeit von der Frequenz, 3. Effektivwert und Wahrscheinlichkeitsdichte der Amplitudenschwankung, 4. Effektivwert und Wahrscheinlichkeitsdichte der Frequenzschwankung, 5. Korrelationsfaktor und Verbundwahrscheinlichkeitsdichte von Amplituden- und Frequenzschwankung, 6. Korrelationsfaktor von Amplituden- und Gleichspannungsschwankung, 7. Korrelationsfaktor von Frequenz- und Gleichspannungsschwankung. Der Korrelationsfaktor wurde nach dem in [14] angegebenen Verfahren ermittelt.

Die Rauscheinströmung i_R des Bildes 1 ist der Messung nicht unmittelbar zugänglich. Nach Eingabe aller Modellparameter in ein geeignetes Rechenverfahren zur Simulation des Oszillators nach den Gl. (8) bis (11) wird numerisch versucht, die Rauschquelle i_R so zu verändern, daß möglichst gute Übereinstimmung von errechneten und den unter 3. bis 5. angeführten gemessenen statistischen Kennwerten erreicht wird. Ist eine Anpassung für die verschiedenen Lastkreiseinstellungen möglich, wird damit gleichzeitig das Modell bestätigt und die Eigenschaft von i_R bestimmt. Bei der Suche nach einem Rechenverfahren steht man vor der grundsätzlichen Entscheidung, entweder ein Vorgehen nach den Autoren [7] und [8] zu wählen, die aus sehr allgemeinen Voraussetzungen über die Statistik des Prozesses eine Differentialgleichung unmittelbar für die Wahrscheinlichkeitsdichten aufstellen und aus deren Lösung die benötigten Momente gewinnen, oder aber die Lösung der stochastischen Differentialgleichungen (8) bis (11) im Zeitbereich darzustellen und die Momente aus einer Zeitreihe zu bestimmen. Das erste Verfahren erfordert schon bei einem einfachen Parallelkreismodell mit stationärer Rauschquelle erheblichen mathematischen Aufwand; analytische Lösungen des Problems sind nicht bekannt, so daß numerische Auswertungen nicht zu vermeiden sind. Daher wurde für das im Vergleich zu [7] und [8] wesentlich kompliziertere Oszillatormodell mit allgemeiner Rauschquelle nach Bild 1 das Verfahren einer numerischen Lösung der Bewegungsgleichungen im Zeitbereich gewählt. Das hat den weiteren Vorteil, daß eventuell erforderliche Änderungen am Modell keine entscheidenden Struktur- und damit Programmänderungen verursachen, während im gleichen Fall die Probleme bei der parabolischen partiellen Differentialgleichung des

ersten Verfahrens ungleich schwieriger zu bewältigen sind.

3. Meßapparatur und numerische Formulierung

Aufbau und Abgleich des Meßplatzes erfolgte nach Freude [15], [16].

Das Programm zur Lösung der Differentialgleichungen (8) bis (11) wurde in Fortran V geschrieben. Die Einströmung i_R im Bild 1 wird durch Pseudozufallszahlen mit normaler Verteilung und dem Erwartungswert null dargestellt. An 21 Punkten im Intervall t bis $t + 2\pi/\omega_0$ wird die Ableitung \dot{i}_R ermittelt, als Konstante vor das Integral der Gl. (10), (11) gezogen und das Integral über den trigonometrischen Term in jedem der $N = 20$ Subintervalle errechnet. Die Summe über alle Intervalle ergibt den Näherungswert des stochastischen Integrals. Entsprechend der Voraussetzung (7) wird der Momentanwert φ in einer Periode als Konstante betrachtet. Man erhält mit $\Delta t = 2\pi/(\omega_0 N)$

$$\int_t^{t+2\pi/\omega_0} \dot{i}_R \sin(\omega_0 \tau + \varphi) d\tau \approx \frac{1}{\omega_0} \sum_{k=1}^N \frac{\dot{i}_R(t+k\Delta t) - \dot{i}_R(t+(k-1)\Delta t)}{\Delta t} \cdot \{-\cos[\omega_0(t+k\Delta t) + \varphi] + \cos[\omega_0(t+(k-1)\Delta t) + \varphi]\}, \quad (17)$$

$$\int_t^{t+2\pi/\omega_0} \dot{i}_R \cos(\omega_0 \tau + \varphi) d\tau \approx \frac{1}{\omega_0} \sum_{k=1}^N \frac{\dot{i}_R(t+k\Delta t) - \dot{i}_R(t+(k-1)\Delta t)}{\Delta t} \cdot \{\sin[\omega_0(t+k\Delta t) + \varphi] - \sin[\omega_0(t+(k-1)\Delta t) + \varphi]\}. \quad (18)$$

Eine Rauschstörung, die nur periodisch stationär ist, kann als Produkt einer Modulationsfunktion M mit stationärem Rauschen dargestellt werden. Mit der Modulo-Funktion

$$\text{mod}(a, b) = a - [a/b] \cdot b, \quad (19)$$

wobei die eckige Klammer für den ganzzahligen Anteil des Quotienten steht, wird als Modulationsfunktion

$$M(\omega_0 t + \varphi, \alpha, \beta) = \begin{cases} 1, & \text{wenn } \text{mod}(\frac{3}{2}\pi + \alpha, 2\pi) \leq \leq \text{mod}(\omega_0 t + \varphi, 2\pi) \leq \text{mod}(\frac{3}{2}\pi + \alpha + \beta, 2\pi) \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (20)$$

ein mit der steuernden Spannung $u = r_u(t) \cos(\omega_0 t + \varphi)$ nach Bild 1 und Gl. (4) synchronisierter Impulszug definiert. Für eine periodisch stationäre Rauschstörung erhält man dann

$$i_R = M(\omega_0 t + \varphi, \alpha, \beta) i_{RS}. \quad (21)$$

Die stationäre Gaußsche Quelle i_{RS} mit dem Erwartungswert null ist allein durch ihr zweites Moment bzw. durch ihren Effektivwert charakterisiert. Die Quelle i_R nach Gl. (21) dagegen muß durch zwei weitere Parameter, den relativen Anfangswinkel α und den Pulsbreitenwinkel β , spezifiziert werden.

4. Oszillatorschaltung

Rechts der Ebene M_0 im Bild 2 ist das Gunn-Element angeschlossen, eingespannt in einer Konvektions- oder wassergekühlten coaxialen Halterung. Die Spannzange und der Kühlblock bestehen aus Elektrolytkupfer, um thermische Gradienten klein zu halten. Zwischen den Ebenen M und M_0 des Bildes 2 befindet sich der Triplate-Resonator, dessen Länge l_{Res} kontinuierlich veränderbar ist.

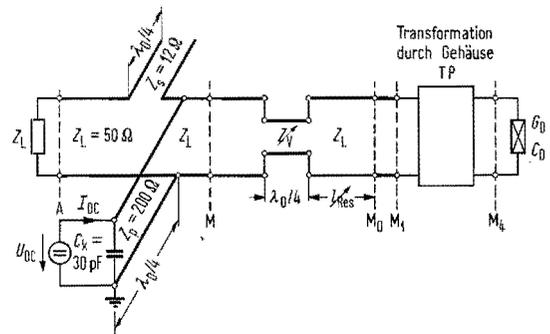


Bild 2. Oszillatorschaltung.

Ein Leitungsstück mit kontinuierlich veränderbarem Wellenwiderstand Z_V sorgt für eine variable Ankopplung an die reelle Last Z_L . Es wird gebildet durch einen auf vier dielektrischen Distanzstiften zwischen der Grund- und der Deckplatte laufenden Schieber, dessen Abstand zum runden Innenleiter über ein Präzisionsgewinde verstellt werden kann. Dieser Schieber ist durch eine parallel zum Innenleiter liegende Spindel längs der Leitung beweglich. Damit wird l_{Res} verändert. Die Spindeln ermöglichen Verschiebungen von $5 \mu\text{m}/\text{Skalenteil}$. Links der Ebene M des Bildes 2 ist das Gleichspannungskopplfilter zu sehen. Über einen Frequenzbereich von 1,5 GHz bis 13,3 GHz bleibt das Stehwellenverhältnis kleiner als 1,4.

5. Messungen

5.1. Messung der Ersatzschaltungsparameter

Im Frequenzbereich 7 GHz bis 8 GHz wurden im Abstand von 25 MHz die Admittanzen des Lastkreises in der Ebene M_0 mit einer Meßleitung gemessen. Ein Computerprogramm rechnete mit den nach Freude [16]–[21] ermittelten Werten der Ersatzschaltungselemente des Transformationszweites TP im Bild 2 auf die Impedanzen an den Klemmen des Halbleiterchips zurück und paßte die Parameter des Lastkreises nach Bild 1 so an, daß die daraus errechneten Impedanzen mit den gemessenen möglichst gut übereinstimmen. Bei der Schwingfrequenz ω_0 wird der Lastkreis wegen der Großsignaldomänenkapazität induktiv sein. Aus der Resonanzbedingung läßt sich dann C_D berechnen. Der mittlere Fehler der Anpassung lag bei sechs verschiedenen Lastkreiseinstellungen sowohl für den Realteil als auch für den Imaginärteil unter 9%, inbegriffen einzelne, durch Meßfehler stark abweichende Punkte.

Tabelle 1. Übersicht der Oszillator-Meßwerte

Nr.	Parameter		Experiment				
			Gunn ₂ -3	Gunn ₂ -1	Gunn ₂ -2		
1	Betriebsgleichspannung	U_{DC}	- 20,37	- 20,42	- 20,32	V	
2	Betriebsgleichstrom	I_{DC}	-124,6	-125,7	-127,9	mA	
3	Gleichleistung	P_{DC}	2,54	2,57	2,60	W	
4	gemessene HF-Leistung	P_{HF}	43,27	45,17	29,32	mW	
5	Wirkungsgrad	$\eta = P_{HF}/P_{DC}$	1,7	1,8	1,1	%	
6	Schwingfrequenz	f_0	7,5593	7,5515	7,5697	GHz	
7	gemessene Lastkreisparameter für Y_L	G_p	0,142	0,123	0,188	mS	
8		C_p	0,0481	0	0,0194	pF	
9		L_p	1,51	1,81	1,72	nH	
10		R_s	21,1	20,5	28,4	Ω	
11		$Y_{LD} = Y_L + j\omega C_D$ (vgl. Zeile 22)	L_s	24,8	25,4	26,8	nH
12		C_s	0,0186	0,0182	0,0173	pF	
13	Nullstellen des Imaginärteils der Lastadmittanz Y_{LD}	Parallelres.	f_{p1}	4,93	4,66	5,06	GHz
14		Serienres.	f_{s2}	7,43	7,42	7,42	GHz
15		Parallelres.	f_{p2}	7,5593	7,5515	7,5697	GHz
16	Gesamtkreisgüte	$Q_{ges} = \frac{\Delta \text{Im}(Y_{LD})}{\Delta f} \frac{f_0}{2 \text{Re}(Y_L)} \Big _{f_0}$	39,3	39,4	30,7		
17	Lastkreiswinkel	$\Theta = \arctan \frac{\Delta \text{Im}(Y_{LD})/\Delta f}{\Delta \text{Re}(Y_{LD})/\Delta f} \Big _{f_0}$	133,6°	131,3°	139,7°		
18	Parameter des Gunn-Elements	Niedrigfeld-Leitwert	G_{DLF}	31,2	31,2	31,2	mS
19		$G_N = -\text{Re}\{Y_L(f_0)\}$		-7,52	-7,53	-6,58	mS
20		Modell-Parameter	G_n	14,9	14,9	14,9	mS
21			γ	0,81	0,81	0,81	mA/V ³
22		C_D	0,606	0,614	0,522	pF	
23	Abweichung der gemessenen von der errechneten HF-Leistung,	$\Delta P = 10 \log(P_{ber}/P_{mess})$	ΔP	0,17	0	1,8	dB
24	Meßwerte für AM-Rauschen, FM-Rauschen und Korrelationsfaktor,		$\Delta r_{a,eff}$	119	66,3	1723	μV
25			Δf_{eff}	2,9	3,0	4,2	kHz
26			$Q_{ges} \Delta f_{eff}$	114	118,2	128,9	kHz
27		Meßbandbreite 10 kHz bis 100 kHz	$Q_{FM/AM}$	-75	-11	+64	%

5.2. Meßergebnisse verschiedener Oszillatoren

Von den zahlreichen Meßreihen werden drei typische Experimente in Tabelle 1 vorgestellt, genannt Gunn₂-3, Gunn₂-1 und Gunn₂-2. Bei gleichem Gunn-Element wurde versucht, den Gleichspannungsarbeitspunkt möglichst exakt konstant zu halten.

Zur Kontrolle, ob der Oszillator bei nur einer Frequenz arbeitete und ob die steuernde Spannung u im Bild 1 sinusförmig war, wurde am Gehäuse- rand der Probe, in der Meßebe M_1 des Bildes 2, ein Signal kapazitiv ausgekoppelt und sowohl im Zeitbereich mit einem Sampling-Oszillographen als auch im Frequenzbereich mit einem Spektrumanalysator untersucht. Die Oberwellenanteile sowie nichtharmonische Komponenten lagen um mindestens 35 dB unter der Hauptlinie. Modulationsrauschen durch Beeinflussung der Gleichspannung am Gunn-Element hatte keinen wesentlichen Einfluß. Die Meßdaten für die Effektivwerte des AM- und FM-Rauschens sowie für den Korrelationsfaktor finden sich in Tabelle 1, Zeilen 24 bis 27.

Für den nicht optimierten Oszillator Gunn₂-3 zeigen die gemessenen, normierten Dichten der Frequenz und der Amplitude keine Abweichungen von einer Gaußfunktion. Eine räumliche Darstellung der gemessenen normierten Verbunddichte von AM-

und FM-Schwankung ist im Bild 3a zu sehen. Die zugehörigen interpolierten Höhenlinien zeigt Bild 3b. Da eine Verbunddichte zweier gaußverteilter Zufallsvariablen vorliegt, sind die Niveaulinien nach [14] Ellipsen, aus deren Achsenverhältnis der Korrelationsfaktor zu -75% errechnet werden kann. Dieser relativ hohe Betrag deutet darauf hin, daß durch geeignete Veränderung des Lastkreises, durch eine Rauschabstimmung also, eine Verbesserung des Oszillatorrauschens möglich ist.

Bild 3c zeigt die Höhenlinien der Verbunddichte von AM- und FM-Schwankung des durch Rauschabstimmung optimierten Oszillators Gunn₂-1 gleicher Kreisgüte und gleicher HF-Leistung. Die Ellipsen sind fast zu Kreisen entartet. Der Korrelationsfaktor ist mit -11% sehr klein geworden. Das FM-Rauschen blieb entsprechend der konstanten Kreisgüte gleich. Das AM-Rauschen jedoch nahm von 119 μV auf 66,3 μV um den Faktor 1,8 ab. Der Oszillator war dabei auf maximale HF-Leistung abgestimmt. Die Dichten der AM und FM haben gaußsche Gestalt.

Betreibt man den Oszillator kurz vor dem Abreißen der Schwingung, Gunn₂-2, so wird der Korrelationsfaktor nach Bild 3d mit +64% stark positiv. Das FM-Rauschen erhöht sich umgekehrt proportional zur verringerten Kreisgüte von 3 kHz

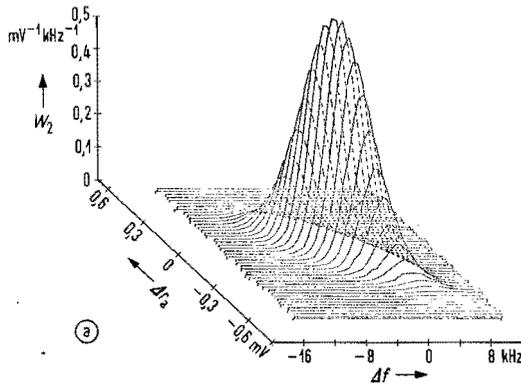
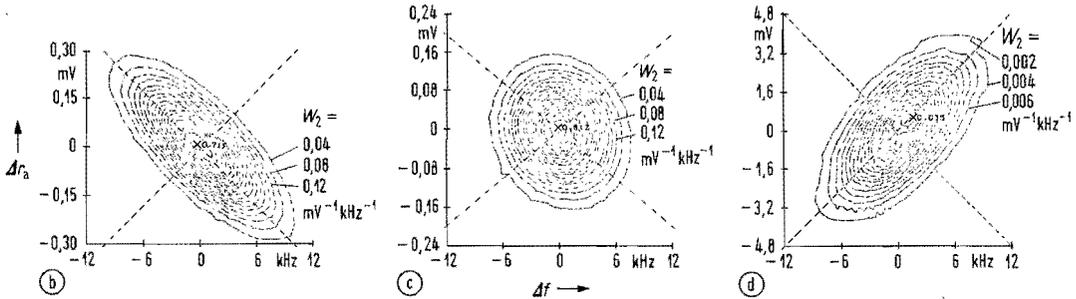


Bild 3. Gemessene Verbundwahrscheinlichkeitsdichten für Amplitude und Frequenz;

- (a) Gunn₂-3: $f_0 = 7,5593$ GHz, $r_{aS} = 2,05$ V,
- (b) Gunn₂-3: $q = -75\%$, $\Delta r_{a,eff} = 119$ μ V,
 $\Delta f_{eff} = 2,9$ kHz,
 $f_0 = 7,5593$ GHz, $r_{aS} = 2,05$ V,
- (c) Gunn₂-1: $q = -11\%$, $\Delta r_{a,eff} = 66,3$ μ V,
 $\Delta f_{eff} = 3,0$ kHz,
 $f_0 = 7,5515$ GHz, $r_{aS} = 2,12$ V,
- (d) Gunn₂-2: $q = 64\%$, $\Delta r_{a,eff} = 1723$ μ V,
 $\Delta f_{eff} = 4,2$ kHz,
 $f_0 = 7,5697$ GHz, $r_{aS} = 1,7$ V.



auf 4,2 kHz. Das AM-Rauschen wächst um 28 dB von 66,3 μ V auf 1723 μ V stark an. Die HF-Ausgangsamplitude nimmt von 2,1 V bei Gunn₂-3 und Gunn₂-1 auf 1,7 V ab. Die zugehörigen Dichten (Bild 4) weisen deutliche Abweichungen von einer Gaußverteilung auf in der Weise, daß die linke Flanke der Meßkurve etwas flacher und die rechte etwas steiler wird als die zugehörige Gaußkurve. Außerdem verschiebt sich das Maximum zu höheren Werten der Schwankungsgröße. Auf diese charakteristische Änderung wird im Abschnitt 6.2 näher eingegangen werden.

Große Änderungen des Produkts von FM-Effektivwert und Kreisgüte durch das AM-Rauschen

werden auch beim Oszillator Gunn₂-2 nicht beobachtet, Tabelle 1, Zeile 26. Daraus darf nach [2], [3] der Schluß gezogen werden, daß die FM-Schwankung nur wenig von der AM beeinflusst wird. Die Annahme einer aussteuerungsunabhängigen mittleren Domänenkapazität des Abschnitts 2 findet in diesem Ergebnis ihre Rechtfertigung.

6. Modellrechnungen

Zwei Rechnungen wurden durchgeführt. Die erste ist quantitativer Art und löst mit den Parametern der Tabelle 1 die Differentialgleichungen (8) bis (11). Daraus werden statistische Kenngrößen errechnet. Die zweite Untersuchung ist qualitativer Art. Für ein einfachresonantes Lastkreismodell bei gleichen Annahmen über das aktive Element, aber mit anschließend stationärer Rauschstörung, werden mit Methoden der Fokker-Planck-Gleichung Wahrscheinlichkeitsdichten und Momente bestimmt und in Beziehung zu den Messungen gesetzt.

6.1. Doppelresonantes Oszillatormodell

Die Ergebnisse der Modelluntersuchung unter Voraussetzung einer periodisch stationären Rauschquelle nach Abschnitt 3 sind im Bild 5 exemplarisch zusammengefaßt, das die Abhängigkeit der Größen Korrelation, FM- und AM-Rauschen von der Phasenlage $\alpha + \beta/2$ der Rauschpulsmitte relativ zur gestrichelt eingezeichneten steuernden Spannung u bei einem konstanten Pulswinkel $\beta = 36^\circ$ mit $i_{R,eff} = 1$ mA zeigt.

Der Träger des rauschmodulierten Oszillatorsignals werde durch einen Zeiger in der komplexen Ebene dargestellt. Das Rauschen wird in erster Näherung durch einen im Vergleich zum Träger kleinen Zufallszeiger beschrieben, dessen Fußpunkt in der Spitze des Trägerzeigers liegt. Das gesamte

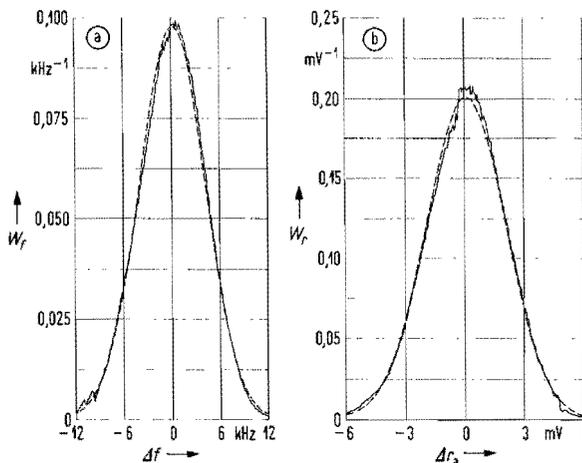


Bild 4. (a) Wahrscheinlichkeitsdichte W_f der Frequenzschwankung (Gunn₂-2: $f_0 = 7,5697$ GHz, $\Delta f_{eff} = 4,2$ kHz), (b) Wahrscheinlichkeitsdichte W_r der Amplitudenschwankung (Gunn₂-2: $r_{aS} = 1,7$ V, $\Delta r_{a,eff} = 1723$ μ V); — Meßkurve, - - - - angepaßte Gaußfunktion.

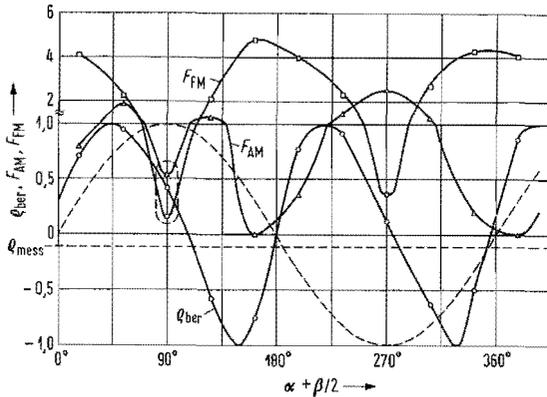


Bild 5. Periodisch stationäres Rauschen; Oszillator Gunn₂₋₁, $i_{R\text{eff}} = 1 \text{ mA}$, $\beta = 36^\circ$;

$$F_{AM} = \frac{\Delta r_{a\text{ber eff}} - \Delta r_{a\text{mess eff}}}{\Delta r_{a\text{mess eff}}},$$

$$F_{FM} = \frac{\Delta f_{\text{ber eff}} - \Delta f_{\text{mess eff}}}{\Delta f_{\text{mess eff}}}$$

sind die relativen Abweichungen des Rauschens des simulierten Oszillators gegenüber den Meßwerten.

Oszillatorsignal ergibt sich aus der vektoriellen Addition beider Zeiger. Es ist klar, daß die dem Träger kophasale Komponente des Rauschens die Amplitude, die Quadraturkomponente dagegen die Phase beeinflusst. Im Bild 5 sind vor allem für das FM-Rauschen die Minima bei 90° und 270° deutlich zu erkennen, ebenso die Minima des AM-Rauschens bei 180° und 360° , die mit Maxima des FM-Rauschens zusammenfallen. Zusätzlich tritt bei $\alpha + \beta/2 = 90^\circ$ ein weiteres AM-Minimum ganz ausgeprägt auf. Dieses ist auf eine kompensierende Konversion des korrelierten FM- in AM-Rauschen zurückzuführen. Für den Korrelationsfaktor wird der erwartete Verlauf beobachtet, nämlich Korrelation null in der Nähe der Winkel 90° , 180° , 270° , 360° .

Prinzipiell kann man bei geeigneter Wahl der Parameter $i_{R\text{eff}}$, α und β Übereinstimmung der gemessenen und der berechneten AM- und FM-Schwankungen bei allen Experimenten erreichen; dies gilt jedoch nicht für den Korrelationsfaktor. Dabei ist vor allem bemerkenswert, daß die dazu notwendige Rauschimpulsbreite in der Größenordnung $1/100$ der Schwingungsperiodendauer liegen muß, wenn auch der Oszillator Gunn₂₋₂ angepaßt werden soll, bei dem die Eigenschaften der Rauschquelle das Ausgangssignal offenbar besonders empfindlich beeinflussen. Eine signifikante Änderung des Effektivwertes der Rauschquelle i_R ist nicht erforderlich, allerdings erhöht sich durch das geringe Tastverhältnis der Modulationsfunktion (20) die Rauschleistung des Impulses beträchtlich.

Die Gunn-Elemente werden im Domänenverzögerungsmodus betrieben. Es liegt die Vermutung nahe, daß zu Beginn der Domänennukleation die Einflüsse statistischer Prozesse besonders stark sind, da sie mit der negativen dielektrischen Relaxationszeit verstärkt werden. Stellt man mit der Vorspannung $U_{DC} < 0$, Bild 2, und der HF-Amplitude $r_u > 0$, be-

einflußt durch die effektive Kreisgüte, eine Domänenauslösung näher im Bereich der Nullstellen der steuernden HF-Spannung ein, so wird das Nukleationsrauschen in eben diesem Bereich auftreten und infolgedessen in erster Linie die Frequenz beeinflussen, die Korrelation zwischen AM und FM wäre gering. Werden jedoch die Parameter U_{DC} und r_u so gewählt, daß die Summe $U_{DC} + r_u$ nur wenig positiver als die zur Auslösung einer Domäne notwendige (negative) Schwellspannung ist, daß also gerade noch die Nukleation einer Domäne synchron zur steuernden HF erfolgt, so tritt das Nukleationsrauschen eher im Bereich des HF-Spannungsmaximums auf, wobei das AM-Rauschen stark ansteigt. Dies könnte die Meßwerte für Gunn₂₋₂ erklären. Sonstige Rauschquellen während des Auf- und Abbaus der Domäne lassen sich zeitlich weniger präzise lokalisieren und tragen im wesentlichen zu einem eher stationären Untergrundrauschen bei, das zusammen mit dem restlichen Modulationsrauschen den Korrelationsfaktor beeinflusst. Da die Domänenfeldstärke mit 20 kV/cm weit unterhalb der Durchbruchfeldstärke von 200 kV/cm für GaAs liegt, sind Rauschprozesse durch Stoßionisation nicht anzunehmen.

Die HF-Leistungen wurden aus den in Gunn₂₋₁ berechneten Parametern G_n und γ für die Experimente Gunn₂₋₂ und Gunn₂₋₃ ermittelt, Tabelle 1, Zeilen 4 und 23. Die Abweichungen der errechneten Leistungen P_{ber} von den gemessenen Leistungen P_{mess} sind in Dezibel angegeben. Durchweg wurden zu hohe Leistungen berechnet. Das liegt daran, daß die Transformation der Lastkreisimpedanzen auf das Halbleiterchip ohne Berücksichtigung von Verlusten erfolgte. Der Übertrager des Bildes 1 ist ebenfalls ideal angenommen. Im realen Fall würde nicht der gesamte Spannungsabfall an R_s auf Z_L transformiert werden.

6.2. Einfachresonantes Oszillatormodell

Eine analoge Rechnung, wie im Abschnitt 2.3 gezeigt, hier allerdings für einen RLC-Serienkreis mit kubisch nichtlinearem negativem Widerstand und stationärer Rauschspannungsquelle u_R , führt zu den Differentialgleichungen für die Stromamplitude r und die Phase $\psi = \omega_0 t + \varphi$ ("rotated wave approximation" [1])

$$\dot{r} - \beta(d - r^2)r = -\frac{1}{2\pi L} \int_t^{t+2\pi/\omega_0} \dot{u}_R \sin(\omega_0 \tau + \varphi) d\tau, \quad (22)$$

$$\dot{\varphi} = -\frac{1}{2\pi L} \frac{1}{r} \int_t^{t+2\pi/\omega_0} \dot{u}_R \cos(\omega_0 \tau + \varphi) d\tau. \quad (23)$$

Dabei ist

$$\beta = \frac{3}{8} \frac{\gamma}{L}, \quad d = \frac{4}{3} \frac{R_n - R}{\gamma}, \quad \omega_0^2 = \frac{1}{LC}. \quad (24)$$

Die Nichtlinearität wird durch die Gleichung $u = -R_n i + \gamma i^3$ gekennzeichnet.

Nimmt man an, daß im eingeschwungenen Zustand Amplitude und Phase nicht gekoppelt sind,

so kann für Gl. (22) unter der Voraussetzung, daß das Rauschintegral ein stationärer Markoff-Prozeß erster Ordnung mit dem Erwartungswert null ist, und daß W_0 die spektrale Leistungsdichte des nicht bandbegrenzten Prozesses u_R angibt, die stationäre Fokker-Planck-Gleichung für die Wahrscheinlichkeitsdichte $W_1(r)$ der Amplitude nach [9], [7] mit den aus Gl. (22) berechenbaren Koeffizienten geschrieben werden zu

$$\frac{d}{dr} \left[\beta(d - r^2) r W_1 + H \frac{dW_1}{dr} \right] = 0, \quad (25)$$

wobei $H = W_0/(2L^2)$ mit Hilfe von [22] berechnet wurde.

Die Phase unterliegt keiner Rückstellkraft und diffundiert. Nach genügend langer Zeit wird ein Beobachter nur noch feststellen können, daß sie mit gleicher Wahrscheinlichkeit jeden Wert im Intervall 0 bis 2π annimmt. Da statistische Unabhängigkeit von Phase und Amplitude vorausgesetzt war, kann die Verbunddichte geschrieben werden zu

$$W_2(r, \varphi) = \frac{N}{2\pi} W_1(r) = N \frac{1}{2\pi} \exp \left\{ -\frac{\beta}{4H} r^2 (r^2 - 2d) \right\}. \quad (26)$$

Dabei ist N ein Normierungsfaktor.

Als Wahrscheinlichkeit, die Amplitude im Intervall $r < r \leq r + dr$ zu finden, erhält man

$$P(r < r \leq r + dr) = N W_1(r) r dr.$$

Damit alle Größen dimensionslos werden, wird mit der willkürlichen Normierungsamplitude r_N definiert $k = \beta r_N^4 / (4H)$, $\delta = d/r_N^2$, $\varrho = r/r_N$, $W_e = N W_1 r_N$, $W_{e\varphi} = 2\pi W_2 r_N$. δ ist der Entdämpfungsparameter. In k gehen die Kreisgüte durch L proportional und die Rauschleistungsdichte umgekehrt proportional ein.

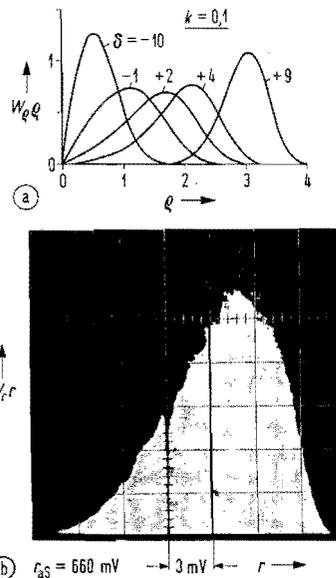


Bild 6. (a) Amplitudendichte $W_e \varrho$ bei verschiedenen Entdämpfungsparametern. (b) Wahrscheinlichkeitsdichte $P(r < r \leq r + dr)$ der Amplitude eines Oszillators nahe der Schwinggrenze.

Im Bild 6a ist für $k=0,1$ die Aufenthaltswahrscheinlichkeitsdichte der Amplitude dargestellt. Bemerkenswert ist die charakteristische unsymmetrische Abweichung von einer Gaußfunktion, z. B. für $\delta=4$. Betrachtet man zum Vergleich Bild 4 für Gunn-2, so ist andeutungsweise derselbe Typ der Unsymmetrie zu erkennen. Deutlicher wird dies noch in einem Experiment, bei dem der Resonator des Gunn-Oszillators durch eine Widerstandsbeschichtung des Innenleiters eine starke Güteverschlechterung erfuhr. Eine gemessene Amplitudendichte zeigt Bild 6b.

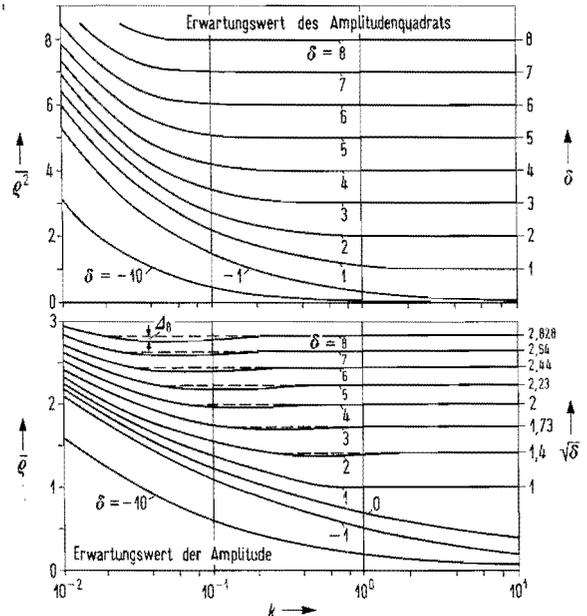


Bild 7. Momente der Amplitude ϱ .

Im Bild 7 ist die Abhängigkeit der ersten und zweiten Amplitudenmomente von k als Abszisse und von δ als Parameter dargestellt. Zu beachten ist das Minimum des Erwartungswertes $\overline{\varrho}$. Eine stärkere Rauschstörung W_0 läßt den Arbeitspunkt auf der kubischen Kennlinie hin und her wandern und reduziert damit den mittleren negativen Widerstand. Praktische Bedeutung dürfte diese Tatsache, zumindest für Mikrowellenoszillatoren, nicht haben. Wie die Computer-Simulation, Abschnitt 6.1, ergab, bewegen sich reale Mikrowellenoszillatoren immer im Bereich des mit k wachsenden Erwartungswertes der Amplitude. Bild 8a-c zeigt in isometrischer Projektion die Darstellung von Gl. (26) bei $k=0,1$ und den Entdämpfungsparametern $\delta = -10, 0, 9$. Bild 9 legt Halbschnitte durch diese Körper und zeigt durch Normierung die richtigen Größenverhältnisse. Qualitativ skizziert bereits Golay [23] 1961 solche Verbunddichten und nennt sie „Maulwurfshügel“ bzw. „Maulwurfsrennbahn“.

7. Zusammenfassung

An verschiedenen Gunn-Oszillatoren wurden Messungen der Wahrscheinlichkeitsdichte bzw. -verteilung und der Momente vorgenommen. Nach Be-

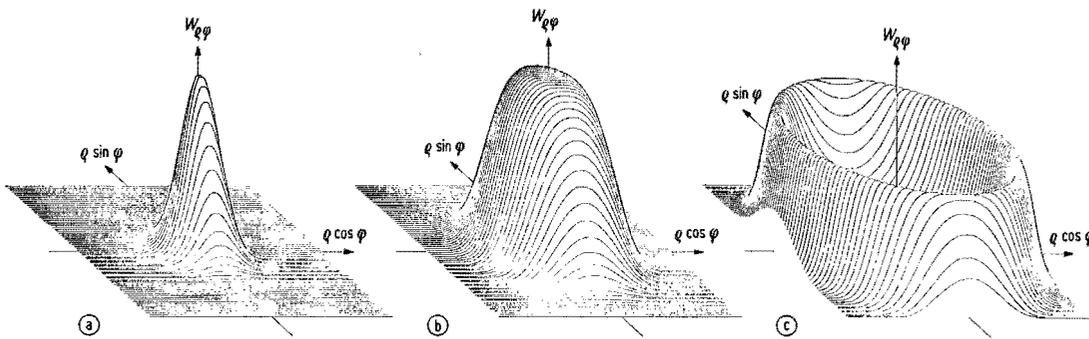


Bild 8. Unnormierte Verbundwahrscheinlichkeitsdichte $W_{\varrho\varphi}$ von Amplitude ϱ und Phase φ bei stationärem Primärauschen u_R in Abhängigkeit vom Entdämpfungsparameter δ mit $k = 0,1$; (a) $\delta = -10$, Kleinsignalrauschen (gaußsches Rauschen), (b) $\delta = 0$, Beginn der Oszillation, (c) $\delta = 9$, Großsignalrauschen (Oszillatorrauschen).

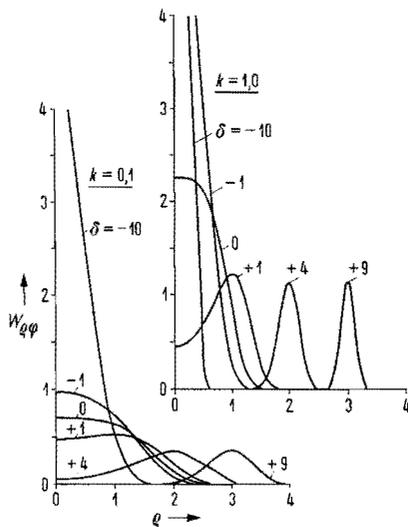


Bild 9. Schnitte durch die Verbundverteilung $W_{\varrho\varphi} = 2\pi W_2(r, \varphi) r_N$.

stimmung einer Lastkreisersatzschaltung und Messung der Parameter einer van-der-Pol-Kennlinie für das aktive Element wurden Computer-Simulationen durchgeführt, um die Struktur der Ersatzrauschstromquelle i_R des Gunn-Elementes zu ermitteln. In Übereinstimmung des errechneten und des gemessenen FM-Rauschens konnten bei allen Lastkreiseinstellungen konsistente Effektivwerte für eine stationäre Quelle i_R von etwa $1 \text{ mA}_{\text{eff}}$ festgelegt werden. Gleichzeitige Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung auch beim AM-Rauschen war im allgemeinen nur möglich unter Annahme von periodisch pulswise auftretendem Primärauschen, das während des Nukleationsvorgangs der Domäne entsteht. Die Rauschquelle konnte für alle Messungen durch das Produkt einer der Schwingung synchronen Pulsfolge lastkreisabhängiger relativer Phasenlage mit stationärem gaußischem Rauschen beschrieben werden. Die Länge der Rauschimpulse betrug zwischen $1/100$ und $1/10$ der Periodendauer. Auch für diese periodisch stationär angesetzte Rauschquelle lag der Effektivwert bei $1 \text{ mA}_{\text{eff}}$. Da die aus den Modellparametern berechnete HF-Leistung ebenfalls an-

nähernd mit den gemessenen Werten übereinstimmte, lassen sich die untersuchten Gunn-Elemente für eine feste Gleichspannung durch Angabe der Parameter G_n , γ , C_D und $i_{R \text{ eff}}$ bezüglich der deterministischen und der statistischen Eigenschaften kennzeichnen.

Herrn Professor Dr. techn. G. K. Grau, Leiter des Instituts für Hochfrequenztechnik und Quantenelektronik an der Universität Karlsruhe, danke ich für Anregungen zu dieser Arbeit. — Die untersuchten Gunn-Elemente stellte Herr Dr. R. Becker aus dem Forschungsinstitut der AEG-Telefunken in Ulm dankenswerterweise zur Verfügung. — Die numerischen Arbeiten wurden auf einer UNIVAC-1108-Anlage am Rechenzentrum der Universität Karlsruhe durchgeführt.

(Eingegangen am 16. April 1975.)

Schrifttum

- [1] Lax, M., Classical noise; V: Noise in self-sustained oscillators. Phys. Rev. **160** [1967], 290–307.
- [2] Kurokawa, K., Some basic characteristics of broadband negative resistance oscillator circuits. Bell Syst. tech. J. **48** [1969], 1937–1955.
- [3] Thaler, H.-J., Korrelation der Amplituden- und Frequenzschwankungen in Oszillatoren. Dissertation Techn. Universität München, 1970.
- [4] Thaler, H.-J., Ulrich, G. und Weidmann, G., Noise in Impatt diode amplifiers and oscillators. Transact. Inst. Elect. Electron. Engrs. MTT-**19** [1971], 692–705.
- [5] Hashiguchi, S. und Okoshi, T., Determination of equivalent circuit parameters describing noise from a Gunn oscillator. Transact. Inst. Elect. Electron. Engrs. MTT-**19** [1971], 686–691.
- [6] Kuvás, R. L., Noise in single-frequency oscillators and amplifiers. Transact. Inst. Elect. Electron. Engrs. MTT-**21** [1973], 127–134.
- [7] Risken, H., Distribution- and correlation-functions for a laser-amplitude. Z. Phys. **186** [1965], 85–98.
- [8] Heampstead, R. D. und Lax, M., Classical noise; VI: Noise in self-sustained oscillators near threshold. Phys. Rev. **161** [1967], 350–366.
- [9] Middleton, D., An introduction to statistical communication theory. McGraw-Hill Book Co., New York 1960.
- [10] Risken, H., Correlation function of the amplitude and of the intensity fluctuation for a laser model near threshold. Z. Phys. **191** [1966], 302–312.
- [11] Risken, H. und Vollmer, H. D., The transient solution of the laser-Fokker-Planck-equation. Z. Phys. **204** [1967], 240–253.

- [12] Risken, H. und Vollmer, H. D., The influence of higher order contributions to the correlation function of the intensity fluctuation in a laser near threshold. *Z. Phys.* **201** [1967], 323–330.
- [13] Bulman, P. J., Hobson, G. S. und Taylor, B. C., Transferred electron devices. Academic Press Inc., London 1972.
- [14] Algazi, V. R., Measurement of probability and correlation with a storage tube. *Proc. Inst. Elect. Electron. Engrs.* **57** [1969], 147–159.
- [15] Freude, W., Ein Ratiidetektor im Mikrowellenbereich. *AEÜ* **27** [1973], 389–396.
- [16] Freude, W., Messung normierter Wahrscheinlichkeitsdichten des Signals von Gunn-Oszillatoren und Vergleich mit einem Rechenmodell. Dissertation Universität Karlsruhe, 1975.
- [17] Getsinger, W. J., The packaged and mounted diode as a microwave circuit. *Transact. Inst. Elect. Electron. Engrs. MTT-14* [1966], 58–69.
- [18] Getsinger, W. J., Mounted diode equivalent circuits. *Transact. Inst. Elect. Electron. Engrs. MTT-15* [1967], 650–651.
- [19] Pence, I. W. und Khan, P. J., Broad-band equivalent-circuit determination of Gunn-diodes. *Transact. Inst. Elect. Electron. Engrs. MTT-18* [1970], 784–790.
- [20] Owens, R. P. und Cawsey, D., Microwave equivalent-circuit parameters of Gunn-effect-device packages. *Transact. Inst. Elect. Electron. Engrs. MTT-18* [1970], 790–798.
- [21] Taylor, B. C., Fray, S. J. und Gibbs, S. E., Frequency-saturation effects in transferred electron oscillators. *Transact. Inst. Elect. Electron. Engrs. MTT-18* [1970], 799–807.
- [22] Mullen, J. A., Background noise in nonlinear oscillators. *Proc. Inst. Radio Engrs.* **48** [1960], 1467–1473.
- [23] Golay, M. J. E., Note on coherence vs narrow-bandedness in regenerative oscillators, masers, lasers, etc. *Proc. Inst. Radio Engrs.* **49** [1961], 958–959.

Lebenslauf

3. 6. 1944 geboren in Heidelberg als Sohn des Landgerichtsrats Hans Freude und seiner Ehefrau Eva, geb. Guttenberg, Apothekerin
- 1950—1954 Volksschule in Heidelberg
- 1954—1963 Humanistisches Kurfürst-Friedrich-Gymnasium in Heidelberg
15. 3. 1963 Abitur am Kurfürst-Friedrich-Gymnasium
1. 4. — 27. 9. 1963 Praktikum bei BBC-Stotz-Kontakt in Heidelberg
1. 10. 1963 — 14. 5. 1969 Studium an der Universität (T.H.) Karlsruhe, Fachrichtung Nachrichtentechnik
9. 11. 1965 Diplomvorprüfung in Karlsruhe
14. 5. 1969 Diplomhauptprüfung in Karlsruhe
1. 5. — 31. 12. 1969 Wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Höchsthfrequenztechnik und Elektronik der Universität Karlsruhe
1. 1. — 31. 3. 1970 Verwalter einer wissenschaftlichen Assistentenstelle am Institut für Hochfrequenztechnik und Quantenelektronik der Universität Karlsruhe
1. 4. 1970—31. 3. 1975 Wissenschaftlicher Assistent am gleichen Institut