

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 35 (1962)
Heft: III

Artikel: Der Schroteffekt und das Rauschen einer Gasentladung in elementarer Behandlung
Autor: Lüdi, F.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-113276>

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: 25.01.2026

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

Der Schroteffekt und das Rauschen einer Gasentladung in elementarer Behandlung

von **F. Lüdi**

Brown, Boveri & Cie., Baden, Schweiz

(1. III. 1962)

Zusammenfassung. Die Schottky'sche Methode zur Behandlung des Schrot-effektes (Darstellung des Einzelvorganges durch Fourierreihe und inkohärente Summation der Amplitudenquadrate aller Einzelvorgänge) wird auf das Gasent-ladungsrauschen übertragen. Für dichte Gase resultiert die Nyquistgleichung (thermisches Rauschen); für dünne Gase eine der Schrotgleichung für Diodenrau-schen ähnliche Gleichung.

Einleitung

Die Problemstellung entstand aus Messungen am Ionenmagnetron*). Die hohen Rauschzahlen, bis $50000 k \cdot T_0$ entsprechend Elektronen-temperaturen von $15 \cdot 10^6$ °K in einem relativ kalten Plasma drängen zur kritischen Frage, ob diese Rauschzahlen auch thermischen Ursprungs sind. Doch seien zuerst einige Bemerkungen über die Messungen ange-bracht, Gedanken, die bereits während den Experimenten entstanden, aber in der Mitteilung nicht erwähnt wurden. Der Umstand, dass die Antenne zur Rauschmessung relativ gut angepasst ist (S.W.R. $\sim 2,5$), trotzdem sie sich in einem Metallzylinder (dem Entladungsgefäß) befin-det, führte uns auf die Schlussfolgerung, dass das Plasma sich nahezu als schwarzer Körper verhält. Wie ist das möglich bei seiner optischen Dünne? Nun, wenn die Antenne achsenparallel zum Entladungsgefäß gerichtet ist und durch ein Glasrohr vom Plasma isoliert linear polari-sierte Strahlung aufnimmt, so wird diese Strahlung offenbar von der metallischen Zylinderwand, welche das Plasma umgibt, hin- und her-reflektiert, und durchsetzt jedesmal das optisch dünne Plasma. Trotz kleinem Absorptionskoeffizient erscheint dann das Plasma infolge der

*) Mitteilung, eingereicht für die «Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research», Salzburg, 4.-9. September 1961.

wiederholten Strahlungsdurchdringung als schwarzer Körper, es spielt gewissermassen die Rolle des Planck'schen Kohlestäubchens in einem Hohlraum mit vollständig reflektierenden Wänden*). Ein experimenteller Umstand hält uns jedoch von der Eindeutigkeit dieser Interpretation zurück, dass nämlich die Rauschzahl mit der radialen Lage der Antenne im Entladungsgefäss bei gleichen Entladungsbedingungen variiert.

Doch wenden wir uns jetzt der Frage nach der Realität der Rauschtemperatur zu. Trotzdem die Experimente die charakteristischen Eigenschaften des Rauschens zeigen, kann man sich doch fragen, ob es nicht ein Schroteffekt ist, der mit der Elektronentemperatur nichts zu tun hat. MUMFORD¹⁾ hat in seinen klassischen Experimenten über die Verwendung von Gasentladungen als Rauschgeneratoren für das Mikrowellengebiet bereits die Vermutung ausgedrückt, dass im *Nichttemperaturgleichgewicht* die Elektronentemperatur die Rauschleistung nach der Nyquist'schen Formel bestimmt. PARZEN und GOLDSTEIN²⁾ haben dazu eine theoretische Ableitung gegeben.

Wir wollen hier eine Ableitung sowohl des Schroteffektes als auch des thermischen Rauschens auf elementare Weise aus denselben Ausgangsgleichungen versuchen und hoffen, damit besser in den Mechanismus zu blicken und zu verstehen, wo man von Schrot-Rauschen, das durch den mittleren Strom bestimmt ist, und wo man von thermischem Rauschen sprechen kann. Wenn es gelingt, die beiden Gleichungen, diejenige des Schroteffektes und die Nyquist-Gleichung aus derselben Grundgleichung abzuleiten, so wird man offenbar Vertrauen in die Ausgangshypothese haben und auch noch eine dritte Konsequenz, das Rauschen in verdünnten Gasen (ein Mittelding zwischen beiden) akzeptieren.

1. Die Ausgangsgleichung

Die Schottky'sche Methode^{3)**} zur Behandlung statistischer Vorgänge (Schroteffekt) beruht darauf, dass der Einzelsvorgang, z. B. der Elektronenübergang in der Diode mit Influenzstoss im Aussenkreis nach einer Fourierreihe zerlegt wird. Die quadratische Mittelwertbildung über alle Ereignisse (Übergänge mit statistisch verteilten Startzeiten) geschieht durch inkohärente Superposition aller Elementarvorgänge (Influenzströme), d. h. Addition der Amplitudenquadrate der Fourierzerlegung. Unsere Annahme zur Übertragung dieser Methode auf das Gasentladungsrauschen besteht darin, dass der Flug eines Elektrons (oder Ions) zwi-

*) Denselben Gedanken fanden wir anlässlich der Teilnahme an der Tagung in Salzburg in einem Abstract Nr. 241 von LARIONOV ausgedrückt.

**) Explizite Darstellung: F. LÜDI, *Helv. Phys. Acta* 19, 355 (1946).

schen zwei Zusammenstößen mit neutralen Molekülen einen (zusammenhängenden) Elementarvorgang mit entsprechendem Influenzstrom im Aussenkreis darstellt. Den statistisch verteilten Startzeiten bei der Diode sollen die statistisch verteilten Stosszeiten t_n mit den Gas-Molekülen entsprechen. In beiden Fällen sind die Ereignisse im Zeit-Intervall T abzuzählen.

Um den Zusammenhang mit dem folgenden besser vor Augen zu haben, sei die Ableitung der Grundgleichung in etwas modifizierter Weise kurz wiederholt, vgl. dazu Figur 1.

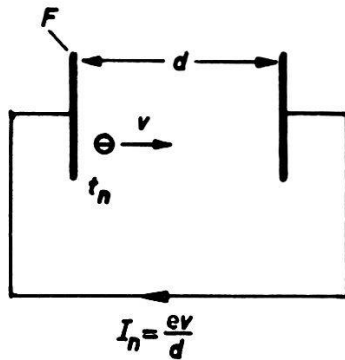


Fig. 1a

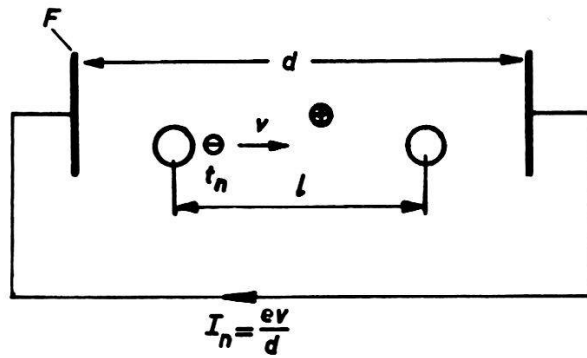


Fig. 1b

Die Fourierreihe für den Einzelvorgang, Influenzstrom des n -ten Elektrons im beliebigen Intervall T lautet

$$I_n(t) = a_0 + \sum_{k=1}^{\infty} a_k \cos \frac{2\pi k}{T} (t - t_n) + \sum_{k=1}^{\infty} b_k \sin \frac{2\pi k}{T} (t - t_n), \quad (1.1)$$

$$a_k = \frac{2}{T} \int_0^T I_n(t) \cos \frac{2\pi k}{T} (t - t_n) dt = \frac{2}{T} \int_{t_n}^{t_n+\tau} I_n(t) \cos \frac{2\pi k}{T} (t - t_n) dt,$$

$$b_k = \frac{2}{T} \int_{t_n}^{t_n+\tau} I_n(t) \sin \frac{2\pi k}{T} (t - t_n) dt,$$

$$a_0 = \overline{I_n(t)}.$$

Mit $I_n = e/d v$ und für Flugzeiten $\tau \ll T/k$ werden die Fourierkoeffizienten (für höhere harmonische tritt eine Schwächung auf, die hier nicht berücksichtigt wird):

$$a_k = \frac{2e}{T} \frac{l}{d} 1, \quad b_k = \frac{2e}{T} \frac{l}{d} 0, \quad l = \int_{t_n}^{t_n+\tau} v dt, \quad (1.2)$$

$$a_0 = \frac{e}{d} \frac{1}{T} \int_0^T v dt = \frac{e}{d} \bar{v}.$$

Der quadratische Mittelwert (Effektivwert) des totalen Stromes ist, wenn Z die Zahl der unabhängigen statistischen Ereignisse im Intervall T bedeutet

$$\overline{I^2} = \overline{(I_1 + I_2 + \dots + I_Z)^2} = \frac{1}{T} \int_0^T \sum_{n=1}^Z \sum_{n'=1}^Z I_n(t) I_{n'}(t) dt.$$

Mit Berücksichtigung von (1.1), (1.2) und der Orthogonalitätseigenschaften folgt zunächst

$$\overline{I^2} = a_0^2 Z^2 + \frac{1}{2} \sum_{k=1}^{\infty} a_k^2 \sum_{n=1}^Z \sum_{n'=1}^Z \cos \frac{2\pi k}{T} (t_n - t_{n'}).$$

Bei gleichwahrscheinlich verteilten Start- (resp. Stoss-) Zeiten entsprechend statistisch unabhängiger Ereignisse kann die Doppelsumme zerlegt werden, so dass

$$\overline{I^2} = a_0^2 Z^2 + \frac{1}{2} \sum_{k=1}^{\infty} a_k^2 \left[Z + 2 \sum_{n=1}^Z \sum_{n'=1}^Z \cos \frac{2\pi k}{T} (t_n - t_{n'}) \right].$$

Das erste Glied bedeutet, wie noch näher ausgeführt wird, das Gleichstromquadrat J^2 , das zweite Glied das Wechselstrom- oder Schwingungsquadrat δJ^2 . Die Doppelsumme über alle Ereignisse ist wegen der gleichwahrscheinlichen Verteilung von $t_n, t_{n'}$ Null. Also folgt für einen Bereich der Frequenzen k_1/T bis k_2/T , innerhalb dessen a_k nach (1.2) unter den gemachten Voraussetzungen konstant ist, die Grundgleichung, nach der die verschiedenen Fälle behandelt werden:

$$\overline{I^2} = J^2 + \delta J^2 = a_0^2 Z^2 + \frac{1}{2} a_k^2 (k_2 - k_1) Z. \quad (1.3)$$

2. Das Diodenrauschen (Schroteffekt)

Hierzu folgt aus (1.2) wegen $l = d$

$$a_k = \frac{2e}{T}, \quad a_0 = \frac{e}{T}.$$

Die Zahl der statistischen Ereignisse in T ist gleich der Zahl der startenden Elektronen $J/e T$ (J mittlerer Elektronenstrom), also:

$$\overline{I^2} = J^2 + \frac{1}{2} \frac{4e^2}{T^2} (k_2 - k_1) \frac{J}{e} T$$

da aber $k_2/T - k_1/T = f_2 - f_1$ das Frequenzintervall Δf ist, folgt die bekannte Schrotgleichung

$$\delta J^2 = \overline{I^2} - J^2 = 2 e J \Delta f.$$

3. Gasentladungsrauschen

Wir unterscheiden zwei Grenzfälle. a) dichte Gase, d. h. die thermische Geschwindigkeit der Elektronen (n/cm^3) bestimmt die Flugzeit auf der freien Weglänge l , der Geschwindigkeitszuwachs durch das elektrische Feld ist klein gegen die thermische Geschwindigkeit. b) sehr dünne Gase, d. h. der Geschwindigkeitszuwachs durch das Feld zwischen zwei Stößen ist viel grösser als die thermische Geschwindigkeit. Im Fall a) ist die Elektronenbewegung und damit die Influenzströme zur Hauptsache ungeordnet, also thermischer Natur. In Fall b) dagegen nach dem Feld gerichtet und nicht thermischer Natur.

2 a. *Dichte Gase:* Hierfür ist nach (1.2)

$$a_k = \frac{2e}{T} \frac{l}{d}, \quad l = \int_{t_n}^{t_n+\tau} v dt,$$

wobei jetzt

$$v = v_{\text{th}} + v_E$$

aus einem thermischen und einem elektrischen Anteil $v_E = e/m E t = a t$ zusammengesetzt ist. Statt der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung nehmen wir dafür die mittlere thermische Geschwindigkeit; damit wird unter den gemachten Voraussetzungen

$$a_k = \frac{2e}{T} \frac{v_{\text{th}} \tau}{d} + \frac{2e}{T} \frac{1}{2} \frac{a \tau^2}{d} \approx \frac{2e}{T} \frac{v_{\text{th}} \tau}{d} \quad (2.1)$$

dagegen ist a_0 gemäss Definition als Mittelwert

$$a_0 = \overline{I_n(t)} = \frac{e}{d} \frac{1}{T} \int_0^T v dt = \frac{e}{d} \bar{v} = \frac{e}{d} \frac{1}{2} \frac{e}{m} E \tau \quad (2.2)$$

nur durch das angelegte Feld in der Entladung bestimmt. Bei der Schreibweise (2.2) ist zu bedenken, dass über die Stosszahl νT (ν pro s) im Intervall T gemittelt ist. Die Zahl aller Ereignisse (Stösse aller Elektronen N) im Intervall T ist

$$Z = N \nu T = n F d \nu T, \quad (2.3)$$

so dass für den ersten Summanden in (1.3) folgt

$$a_0^2 Z^2 = \left(\frac{e \bar{v}}{d} F n d \right)^2 = J^2. \quad (2.4)$$

Er bedeutet das Quadrat des mittleren Elektronenstromes. Für den zweiten Summanden in (1.3) folgt mit (2.1) und (2.3)

$$\delta J^2 = \frac{1}{2} \frac{4 e^2}{T^2} \frac{v_{th}^2 \tau^2}{d^2} (k_2 - k_1) n F d \nu T.$$

Setzt man wieder $k_2/T - k_1/T = \Delta f$ und ausserdem $\tau = 1/\nu$ so folgt für das Stromschwankungsquadrat in der Gasentladung

$$\delta J^2 = \frac{2 e^2}{d} \frac{1}{\nu} n F v_{th}^2 \Delta f. \quad (2.5)$$

Hier interessiert nun die Leistung, welche durch das mittlere Stromquadrat $\overline{I^2}$ am Widerstand der Gasentladung hervorgerufen wird. Diese ist

$$L = R \overline{I^2} = R (J^2 + \delta J^2). \quad (2.6)$$

$R J^2$ ist die Gleichstromleistung (Erwärmung des Gases), $R \delta J^2$ ist die Rauschleistung, welche z. B. als hochfrequente Spannungsschwankung an den Elektroden abgenommen werden kann. Setzen wir jetzt für R als Realteil den gaskinetischen Wert

$$R = \frac{d}{F} \frac{m}{n e^2} \nu, \quad (2.7)$$

so folgt mit (2.5) für die Rauschleistung

$$R \delta J^2 = 2 m v_{th}^2 \Delta f.$$

Weil nur die x -Komponente der Geschwindigkeit einen Influenzstrom erzeugt, so erhalten wir schliesslich bei Anwendung des Äquipartitions-gesetzes

$$\frac{1}{2} m v_{th}^2 = \frac{1}{2} k T_e$$

für die Rauschleistung

$$R \delta J^2 = 2 k T_e \Delta f. \quad (2.8)$$

Diese Gleichung ist bis auf den Faktor 2 (ob durch die vereinfachende Annahme über die mittlere Geschwindigkeit oder sonstwie, ist mir nicht ersichtlich) mit der Nyquist-Gleichung identisch, und sie gilt auch bei Nichtvorhandensein von Temperaturgleichgewicht, eine Voraussetzung, die bei der phänomenologischen Ableitung der Nyquistgleichung erforderlich ist. Wenn kein äusseres elektrisches Feld vorhanden ist, verschwindet natürlich die Gleichstromleistung und man hat nur das Widerstandsrauschen. Aus der Ableitung ist ersichtlich, dass für die Ionen in der Gasentladung der gleiche Ausdruck herauskommt, so dass die Rauschleistung proportional der Ionentemperatur T_i ist, vorausgesetzt, dass

auch die Ionen nur Zusammenstösse mit neutralen Gasmolekülen erfahren. Nur weil die Elektronentemperatur in Gasentladungen im allgemeinen höher als die Ionentemperatur ist, wird das Rauschen durch erstere bestimmt*).

2 b. *Dünnes Gas*: Hierfür werden jetzt die Fourierkoeffizienten

$$a_k = \frac{2e}{T} \frac{l}{d}, \quad l = v_E \tau, \quad v_E = \frac{1}{2} \frac{e}{m} E \tau,$$

also wird das Stromschwankungsquadrat (zweiter Summand von (1.3))

$$\begin{aligned} \delta J^2 &= \frac{2e^2 v_E^2 \tau^2}{d^2 T^2} (k_2 - k_1) N v T = \\ &= \frac{2e^2 v_E^2 \tau^2}{d^2 T^2} T \Delta f n F d v T. \end{aligned} \quad (2.9)$$

Es gilt auch hier

$$\tau = \frac{1}{v} = \frac{l}{v_E},$$

so dass

$$\delta J^2 = 2e^2 \frac{l}{d} v_E n F \Delta f \quad (2.10)$$

folgt. Ähnlich wie unter 2 a) wird

$$a_0 Z = \frac{e}{d} v_E n F d = n F e v_E = J. \quad (2.11)$$

(2.10) und (2.11) ergeben dann für das Stromschwankungsquadrat die Gleichung

$$\delta J^2 = 2e \frac{l}{d} J \Delta f, \quad (2.12)$$

welche für $l = d$ in die gewöhnliche Schrotvergleichung für Vakuum-Dioden übergeht. Hier kann man also nicht von thermischem Rauschen sprechen, ebensowenig von einer Rauschleistung, da im Falle dünner Gase kein feldunabhängiger Widerstand existiert. Hingegen ist δJ^2 proportional zu J^{**}).

*) Danach sollte man glauben, dass aus dem Mikrowellenrauschen bei Fusionsplasmen über Gl. (2.8) die Ionenremperatur bestimmt wird, welche in diesem Fall meist höher als die Elektronentemperatur ist. Doch dürfte diese Schlussfolgerung nicht stimmen, da die Strahlung durch die Beschleunigung der Ladung bestimmt wird und diese ist für die Elektronen wegen der kleinen Masse viel grösser als für die Ionen, auch wenn die Temperatur der letzteren höher ist. Wir sehen in dieser Schlussfolgerung viel mehr die Grenze des vorliegenden Influenz-Mechanismus für das Rauschen (vgl. auch die Schlussbemerkungen).

**) Aus dem Sättigungscharakter der Rauschleistung mit wachsendem Strom der eingangs besprochenen Experimente schlossen wir zuerst, dass es thermisches Rauschen sei. Weitere Experimente zeigten jedoch, dass diese Schlussfolgerung nicht

4. Schlussbemerkungen

Zusammenfassend stellen wir fest, dass beim Schroteffekt die Fourierkoeffizienten von der Elektronengeschwindigkeit unabhängig sind, nämlich gleich $2e/T$; die Zahl der statistisch unabhängigen Ereignisse im Zeitintervall T ist proportional dem mittleren Elektronenstrom, nämlich $J/e T$. Bei der Gasentladung sind die Fourierkoeffizienten um den Faktor l/d verkleinert und wegen $l = (v_{th} + v_E) \tau$ im Fall dichter Gase ($v_E \ll v_{th}$) durch die thermische Geschwindigkeit, dagegen im Fall dünner Gase ($v_E \gg v_{th}$) durch die Feldgeschwindigkeit bestimmt. Die Zahl der Ereignisse ist durch die Stosszahl aller Elektronen im Gasentladungsvolumen bestimmt; sie ist bei dichten Gasen unabhängig vom Strom (Sättigungscharakter der Rauschleistung) und natürlich viel grösser als beim Schroteffekt der Vakuumdiode. Bei dünnen Gasen resultiert dagegen für das Stromschwankungsquadrat eine dem Schroteffekt ähnliche Gleichung (Stromproportionalität), welche nichts mit der Elektronentemperatur zu tun hat.

Aus den Ableitungen ist ersichtlich, dass sowohl die Berechnung des Rauschstromes als auch der Rauschleistung als Influenzproblem zwischen den beiden begrenzenden Elektroden der Gasentladung behandelt wird. Wenn dieselbe Rauschleistung vom Plasma abgestrahlt wird, so ist damit nur gesagt, dass der Energiesatz erfüllt ist; ähnlich etwa der Abstrahlung eines Mikrowellengenerators (Klystron, Magnetron), wo die im Generator an den Hochfrequenzelektroden durch Elektronenpakete influenzierte Leistung an die Antenne abgegeben wird. Auf den Strahlungsmechanismus wie z. B. bei der Behandlung der Brems- und Zyklotronstrahlung auf Grund der Gleichung für die sekundliche Strahlungsleistung einer

stimmt; das Rauschen besteht aus angefachten Störschwingungen im Plasma, welche sich über ein gemessenes Frequenzband von 300 bis 1500 MHz erstrecken. Die in das Plasma getauchte Antenne als Verlängerung eines coaxialen Innenleiters eines Kabels wurde an einen Überlagerungsempfänger angeschlossen. Nach Zwischenfrequenzverstärkung auf 30 MHz wurden die Signale einem Kathodenstrahloszillographen zugeführt. Bei Durchdrehung des Überlagerungsoszillators waren über den ganzen Frequenzbereich gedämpfte Schwingungen mit stark veräuschten Phasenlagen feststellbar; die Intensität nahm mit höheren Frequenzen allmählich ab.

Damit ist auch der Widerspruch geklärt, der sich bei der Deutung des Rauschabfalles bei ca. 1000 MHz ergab. Aus der Grenzfrequenz kann nämlich die mittlere Flugdauer $\tau = 1/f_g$ bestimmt werden und daraus mit der thermischen Geschwindigkeit der gemessenen Temperatur die freie Weglänge $v_{th} \cdot \tau = l$; schliesslich findet man mit $l = 1/\pi v^2 n_0$ die Dichte n_0 der Neutralgasatome. Für einen Stossquerschnitt Elektron-Neutralgas von 10^{-15} cm^2 bekommt man mit den gemessenen Daten $n_0 = 10^{15}/\text{cm}^3$ was bei einem Druck von 10^{-4} Torr drei Grössenordnungen zu gross ist.

Den Mitarbeitern Herrn NOTZ und Herrn BUGMANN, welche diese experimentelle Aufklärung brachten, sei an dieser Stelle bestens gedankt.

beschleunigten Ladung $\frac{2}{3} e^2 \dot{v}^2 / C^3$ wird hier nicht eingegangen. Man kann sich füglich fragen, worin eigentlich der Unterschied zwischen Rauschstrahlung und Bremsstrahlung besteht, die ja ganz andere Temperatur- und Frequenzabhängigkeiten ergeben. Offenbar liegt der Grund darin, dass die Rauschstrahlung schwarze Strahlung ist, denn man kommt ja auf den Ausdruck $kT \Delta f$ der aufgenommenen Leistung einer in schwarze Strahlung getauchten Antenne eben aus dem Planck'schen Strahlungsgesetz für kleine Frequenzen (RAYLEIGH-JEANS) unter Berücksichtigung des Strahlungswiderstandes der Antenne⁴⁾. Bei der Berechnung der Bremsstrahlung ohne Absorption ist das nicht der Fall. Erst wenn diese für ein optisch dichtes Plasma genügender Ausdehnung berücksichtigt wird, resultiert auch hier schwarze Strahlung⁵⁾. Ein Versuch, die Rauschstrahlung eines Plasmas direkt, statt über den Umweg der Influenz zu berechnen, wurde neuerdings von PARZEN unternommen⁶⁾.

Literaturverzeichnis

- 1) W.W. MUMFORD, Bell Syst. Tech. Journal 28, 608 (1949).
- 2) P. PARZEN und L. GOLDSTEIN, Phys. Rev. 82, 724 (1951).
- 3) W. SCHOTTKY, Z. S. Physik 104, 248 (1937).
Wiss. Veröff. Siemens 16, 1 (1937).
- 4) B. I. BLEANEY und B. BLEANEY, Electricity and Magnetism. Oxford Clarendon Press 1957.
- 6) P. PARZEN, Proc. Fifth Int. Conference on Ionization Phenomena in Gases, Munich 1961.
- 5) L. W. DAVIES and E. COWCHER, Australian J. of physics 8, 108 (1955).