

Zeitschrift: Technische Mitteilungen / Schweizerische Post-, Telefon- und Telegrafienbetriebe = Bulletin technique / Entreprise des postes, téléphones et télégraphes suisses = Bollettino tecnico / Azienda delle poste, dei telefoni e dei telegrafi svizzeri

Herausgeber: Schweizerische Post-, Telefon- und Telegrafienbetriebe

Band: 31 (1953)

Heft: 8

Artikel: Rauschspannungen am Kupfer-Kohle-Gleitkontakt

Autor: Epprecht, Georg W.

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-876357>

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: 30.01.2026

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

TECHNISCHE MITTEILUNGEN

BULLETIN TECHNIQUE

PTT

BOLLETTINO TECNICO

Herausgegeben von der Schweizerischen Post-, Telegraphen- und Telephonverwaltung. Publié par l'administration des postes, télégraphes et téléphones suisses. Pubblicato dall'amministrazione delle poste, dei telegrafi e dei telefoni svizzeri

Rauschspannungen am Kupfer-Kohle-Gleitkontakt

Von Georg W. Epprecht, Bern

621.316.5.066.6

Zusammenfassung. An einem gleitenden Kontakt entstehen beträchtliche Rauschspannungen, da sich der Strom über dem Kontakt, entsprechend den kleinen, ständig wechselnden Kontaktpunkten, zusammensetzt aus einer Vielzahl von kurzen Stromimpulsen. Die Dauer dieser Impulse liegt in der Grössenordnung einer Mikrosekunde und darunter. Die Änderungen dieses Rauschens unter wechselnden Kontaktbedingungen wurden theoretisch und praktisch untersucht. Was den Zusammenhang zwischen Belastungsstrom und Rauschen betrifft, kann man im allgemeinen vier Gebiete unterscheiden. Der erste Bereich ist bestimmt durch Thermospannungen, die auch ohne Belastungsstrom vorhanden sind. Das Rauschen entsteht hier als Summe aller Thermospannungsimpulse, die zwischen den reibenden Kontaktpunkten auftreten. Schon bei relativ kleinen Belastungsströmen gelangt man ins zweite Gebiet, wo das Stromrauschen, das sich zusammensetzt aus den einzelnen Impulsen des Belastungsstromes, zu überwiegen beginnt. Bei der Erwärmung der Kontaktstellen dominiert dabei die Friktionswärme, und der Rauschstrom nimmt hier etwa proportional zum Belastungsstrom zu. Der dritte Bereich mit mittleren Kontaktströmen ist gekennzeichnet durch weitgehende Konstanz des Gleichspannungsabfalles am Kontakt. Die Erwärmung der Kontaktpunkte, die eng zusammenhängt mit Anzahl und Dauer der Stromimpulse, ist hier hauptsächlich bedingt durch den fließenden Strom. Die Zunahme des Rauschens bei steigendem Strom ist geringer als im zweiten Bereich. Im vierten Gebiet endlich beginnt sich die thermische Überlastung des Kontaktes auszuwirken.

Wird die Gleitgeschwindigkeit vergrößert, so beobachtet man eine Zunahme des Rauschens, und zwar bis zu einer gewissen Grenze proportional zur Wurzel aus der Gleitgeschwindigkeit. Diese Zunahme ist bedingt durch eine Abnahme der sekundlichen Impulszahl. Ab einer gewissen Grenzgeschwindigkeit bleibt das Rauschen konstant.

Im ersten Teil der vorliegenden Arbeit werden die verwendeten Messmethoden und Apparate beschrieben, während im zweiten Teile eine Theorie entwickelt wird, die die gefundenen Zusammenhänge zwischen dem Kontaktrauschen einerseits und der Gleitgeschwindigkeit und dem Belastungsstrom anderseits erklärt. Im Anhang sind Berechnungen verschiedener Spektralfunktionen für statistische Impulsfolgen angegeben.

Einleitung

Der Anstoss zur vorliegenden Arbeit kam von seiten der Radiostörbekämpfung. Es ist eine bekannte Tatsache, dass elektrische Kontakte Quellen von

Résumé. Les contacts glissants donnent lieu à des tensions de souffle considérables, car les courants qui les traversent sont formés par la somme d'une multitude de courtes impulsions de courant passant par des points de contacts microscopiques et fugaces. La durée de ces impulsions est de l'ordre d'une microseconde; elle est souvent plus courte. Les variations du souffle produit ont été étudiées au point de vue théorique et pratique pour diverses conditions du contact. En ce qui concerne l'effet du courant sur le souffle on peut distinguer en gros quatre domaines: Le premier est celui qui est déterminé par les tensions thermoélectriques qui sont présentes en l'absence de tout courant d'origine extérieure. Le souffle est produit ici par la somme de toutes les impulsions de tension thermoélectrique qui se produisent entre les points de contact frottants. Des densités de courant relativement petites suffisent pour atteindre le deuxième domaine, celui où le souffle résultant des impulsions du courant extérieur commence à prévaloir. L'échauffement des points de contact a lieu par friction et le courant de souffle croît à peu près proportionnellement au courant. Le troisième domaine avec densité de courant moyenne est caractérisé par une chute de tension continue remarquablement constante aux bornes du contact. L'échauffement des points de contact, qui dépend fortement du nombre et de la durée des impulsions de courant est principalement dû, ici, au courant de charge. Le souffle croît moins rapidement en fonction du courant que dans le second domaine. Finalement, dans le quatrième domaine la surcharge thermique du contact commence à se faire sentir.

Lorsque la vitesse de glissement augmente, on observe un accroissement du souffle qui est dans une certaine mesure proportionnelle à la racine carrée de cette vitesse. Cet accroissement est dû à une réduction du nombre des impulsions par unité de temps. A partir d'une certaine vitesse limite le souffle reste constant.

Dans la première partie de ce travail, on décrit les méthodes de mesure et les appareils utilisés tandis que dans la seconde on développe une théorie qui explique les relations trouvées entre le souffle d'une part, et la vitesse de glissement ainsi que la densité de courant d'autre part. Les calculs des diverses fonctions de spectres de trains d'impulsions non cohérentes sont donnés en appendice.

Radiostörungen sind, da sie Spannungsschwankungen mit einem oft sehr breiten Frequenzspektrum erzeugen. Eine besondere Gruppe unter den Kontakten bilden die Gleitkontakte, wie sie zum Beispiel bei elektrischen

rotierenden Maschinen und bei den Pantographen der elektrischen Bahnen vorkommen. In unserem Lande, mit einem fast vollständig elektrifizierten Bahnnetz, sind die von der Stromabnahme herrührenden Störfelder eine Hauptquelle der Radiostörungen. Es wurde diesem Problem daher von verschiedenen Stellen besondere Aufmerksamkeit geschenkt, und eine grosse Zahl von praktischen Messungen im Felde ist hier und in andern Ländern durchgeführt worden. Es hat sich dabei gezeigt, dass das Problem sehr komplex und unübersichtlich ist. Allzu viele Faktoren sind bei den Feldmessungen unkontrollierbar und höchstens statistisch zu erfassen. Um dem Kontaktproblem einmal etwas mehr auf den Grund zu gehen, wurde versucht, im Laboratoriumsversuch möglichst viele der unzähligen Variablen konstant zu halten und den Einfluss einiger wichtiger Faktoren getrennt zu untersuchen. Auch so, unter diesen idealisierten Verhältnissen, ist das Problem des Gleitkontaktes noch ausserordentlich weitschichtig, und es übersteigt jedenfalls den Rahmen, in dem diese Arbeit ausgeführt wurde, auch nur die Grundlagen befriedigend und allgemein abzuklären. Der grosse Teil der Veröffentlichungen über Kontaktuntersuchungen behandelt das Gebiet von andern Gesichtspunkten aus. Bei Gleitkontakten handelt es sich dabei vorwiegend um Materialfragen, normale und abnormale Verschleisserscheinungen, Fragen des Übergangswiderstandes und Betrachtungen über die Oberflächenschichten. Hauptsächlich für feste Kontakte hat man auch in die eigentliche Physik des Stromüberganges schon einigen Einblick gewonnen; es seien hier nur die klassischen Untersuchungen von *R. Holm* erwähnt. Die neuere Halbleiterforschung hat den Fragenkomplex wieder von einer etwas andern Seite beleuchtet.

Zweck unserer Untersuchungen war jedoch, Art, Entstehung und Veränderungen der hochfrequenten Störspannungen an Gleitkontakten zu studieren, und wir hatten dementsprechend einen etwas andern Ausgangspunkt als die meisten Arbeiten, die über Gleitkontakte erschienen sind; die Untersuchungen, die die hochfrequenten Fragen des Gebietes behandeln, sind sehr spärlich.

Wegen der Weitläufigkeit des Gebietes und vor allem auch wegen der besonderen Art der Messungen, die äusserst viel Zeit beanspruchten, haben wir uns bewusst auf einen engen Bereich beschränken müssen. Materialfragen wurden nur studiert, soweit absolut notwendig; nur der Kupfer-Kohle-Gleitkontakt mit verschiedenen Kohlearten als Bürste wurde untersucht. Der Kontakt wurde fast nur im eingelaufenen Zustande betrachtet, und alle Vibrationen oder gar das Abheben des Kontaktes wurden sorgfältig vermieden. Vom rein mechanischen Standpunkte aus handelt es sich also um einen idealen Gleitkontakt. Die atmosphärischen Bedingungen waren die eines normalen Zimmers; es wurden keine Massnahmen getroffen zu irgendwelcher Standardisierung der

umgebenden Atmosphäre. Hier liegt sicher eine der Ursachen von beobachteten Streuungen der Messwerte und ein Punkt, in dem die Laboratoriumsbedingungen verbessert werden können. Jedenfalls war bei unseren Versuchen der Feuchtigkeitsgehalt der Luft nie so gering, dass die bekannten Schwierigkeiten auftraten, die man in extrem trockener Atmosphäre beobachtet.

Die vorliegende Arbeit beschränkt sich also auf ein relativ kleines Spezialgebiet aus der Kontaktforschung. Die darin aufgestellten Hypothesen über die Physik des Stromüberganges sind am ehesten aufzufassen als ein Diskussionsbeitrag zu einem Problem, über das das letzte Wort noch lange nicht gefallen ist.

ERSTER TEIL

Messmethoden und Apparaturen

1. Gleitkontaktapparat

Alle Messungen an Gleitkontakten wurden an einer Kontaktapparat durchgeführt, die im wesentlichen aus einer angetriebenen Kupferscheibe bestand, mit einer Vorrichtung zur Halterung einer Kohlenbürste. Die Kupferscheibe hatte eine Dicke von 1 cm und einen Durchmesser von 60 cm. Die Scheibe wurde für Umfangsgeschwindigkeiten bis zu etwa 50 m/s durch einen Gleichstromnebenschlussmotor mit vertikaler Achse angetrieben. Für die kleinen Gleitgeschwindigkeiten erfolgte der Antrieb über einen Seiltrieb durch einen Asynchronmotor mit verschiedenen Untersetzungsgetrieben. Bei den kleinsten Geschwindigkeiten wurde eine Gewindestange verwendet, die eine am Scheibenumfang befestigte Schraubenmutter bewegte. Die grossen Umlaufgeschwindigkeiten der Scheibe wurden automatisch reguliert durch einen mittels Servomotor veränderten Vorwiderstand im Hauptstromkreis. Die Scheibe durchquerte das magnetische Feld eines elastisch aufgehängten Magneten, und der von der Umlaufgeschwindigkeit abhängige Wirbelstromeffekt wurde benützt zur Steuerung des Servomotors.

Die Stromzuführung zur Kupferscheibe erfolgte über zwei an den Enden der Antriebswelle angebrachte Quecksilberkontakte. Die an diesen Kontakten entstehenden Störspannungen lagen wesentlich unter den kleinsten gemessenen Rauschspannungen des Kupfer-Kohle-Gleitkontaktes. Der Aufbau der gesamten Kontaktordnung ist aus Figur 1 ersichtlich.

Für die Halterung der Kohlebürste ergaben sich folgende Bedingungen:

1. Genaue Parallelführung, so dass keine unkontrollierbaren seitlichen Bewegungen der Bürste auftreten können (die einmal eingeschliffene Kohlenfläche soll ihre Lage gegenüber der Kupferscheibe nicht mehr verändern können).
2. Möglichst gute Dämpfung aller mechanischen Schwingungen. Besonders bei grossen Gleitgeschwindigkeiten besteht bei Kohlenbürsten eine ausgesprochene Tendenz zur Anregung mechanischer Vibrationen.

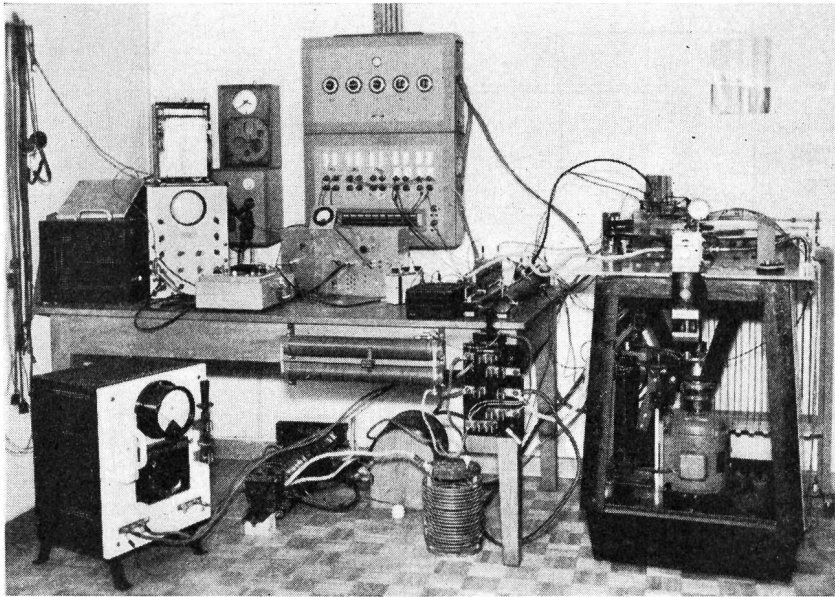


Fig. 1

Gesamtansicht der Messeinrichtung. —
Rechts: Kupferscheibe mit Gleitkontakt,
Links: Analysator, Registrierinstrument usw.

3. Einstellbare Kontaktkraft der Bürste.
4. Möglichkeit einer gesteuerten, periodischen seitlichen Verschiebung der Kohle (parallel zur Rotationsachse der Scheibe). Es zeigt sich nämlich, dass langsame seitliche Verschiebungen viel beitragen zum ruhigen Gleiten des Kontaktes und zur Stabilisierung der elektrischen Verhältnisse. Ohne die seitlichen Verschiebungen besteht die Tendenz, dass der Kontakt nach einer Periode sehr ruhigen Laufes plötzlich, ohne äusserlich sichtbaren Grund, anfrisst, was natürlich rasch zu einer kumulativen Zerstörung der Oberfläche führt.

Diese Bedingungen wurden soweit möglich erfüllt durch die in Figur 2 gezeigte Konstruktion. Es wird dabei zur Reduktion der Masse ein möglichst kleines Stück der Kohle auf eine Art Blattfeder gelötet, die gleichzeitig für die Stromzuführung dient. Diese Blattfeder ist am Kopf des Parallelführungsmechanismus befestigt. Die seitlichen Verschiebungen werden bewirkt durch eine Spindel, die den Bürstenhalter auf einer zweiten Parallelführung auf und ab bewegt. Wenn notwendig, wurde die Neigung zu mechanischen Vibrationen durch Einbetten der Federung in Plastillin unterdrückt. Der Stromkreis für den Belastungsstrom des Kontaktes, ebenso die wichtigsten Hilfsstromkreise gehen aus Figur 3 hervor. Der Belastungsstromkreis ist für etwa 100 A dimensioniert und wird gespeist aus einer 24V-Akkumulatorenbatterie. Zwischen Kohlenbürste und Batterie liegen eine Reihe von Drosseln, die für die hochfrequenten Störspannungen eine grosse Impedanz darstellen. Meistens wurde die Störspannung zwischen den Punkten A und B gemessen. Ein Shunt AC (0,01...10 Ohm) erlaubte jedoch bei Verbindung der Klemmen D und C die Messung des Störstromes an A und C. Um vom stark variablen Übergangswiderstand am Kontakt unabhängig zu sein, wurde ein Impedanztransformator mit hochohmigem und

kapazitätsarmem Eingang verwendet (Breitbandverstärker mit starker Gegenkopplung und einem Frequenzgang von 50 Hz bis 11 MHz). Auf den Impedanztransformator folgte ein Attenuator (Typ Daven, 0...225 MHz) und dann ein Geräuschanalysator, der speziell für unsern Zweck entworfen wurde und der im nächsten Abschnitt eingehender beschrieben ist. Die mittlere Gleichspannung am Kontakt wurde gemessen mit einem Röhrenvoltmeter (Eingangswiderstand 10 M Ω). In einigen Fällen wurde zur Erweiterung des Frequenzbereiches nach unten ein $\frac{1}{3}$ -Oktavsieb¹⁾ zusammen mit einem Neumannschreiber verwendet. Nach höheren Frequenzen hin wurde der Bereich der Apparatur zeitweilig ergänzt durch ein Feldstärkemessgerät.

¹⁾ G. Fontanellaz. Variables $\frac{1}{3}$ -Oktav-Filter. Techn. Mitt. PTT, 1951, Nr. 2, S. 48...51.

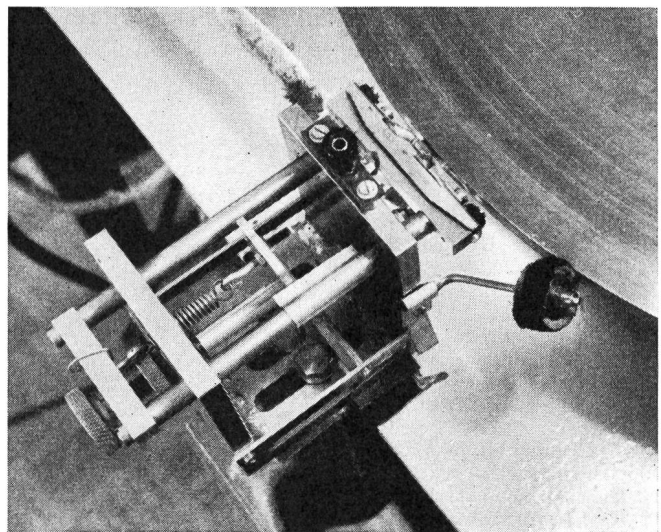


Fig. 2. Halterung der Kohlenbürste

- 1 Kontaktscheibe
- 2 Kohlenbürste
- 3 Quecksilberkontakte
- 4 Antriebsmotor
- 5 Polwendesalter
- 6 Variabler Vorwiderstand, ca. $0,15\Omega \dots 10\text{ M}\Omega$
- 7, 8, 9 Drosselspulen
- 10 Ampèremeter (Kontaktstrom)
- 11 Voltmeter (Kontaktspannung)
- 12 Steuerschaltung für Geschwindigkeitsregulierung
- 13 Magnet als geschwindigkeitsempfindliches Element
- 14 Impedanztransformator
- 15 Variabler Attenuator $50\text{ }\Omega$
- 16 Geräuschanalysator
- 17 Registrierinstrument

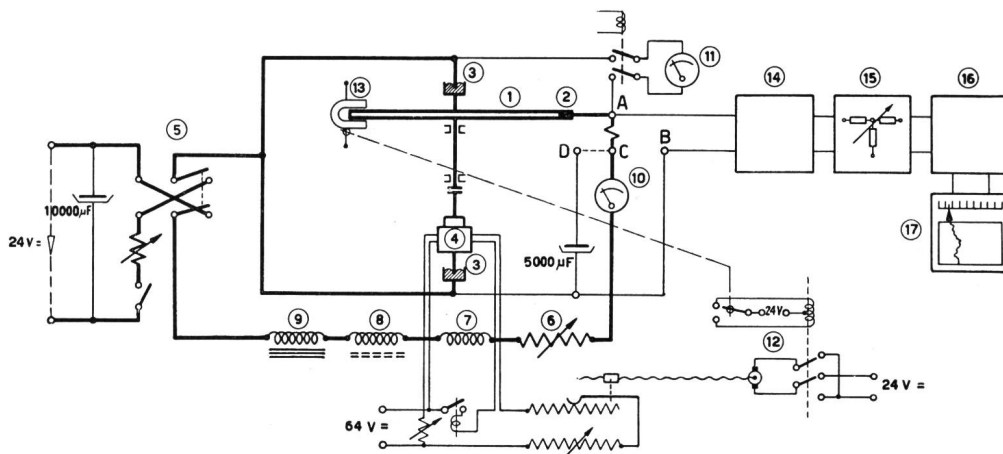


Fig. 3 Stromkreis der Kontaktapparatur

2. Geräuschanalysator

Zur spektralen Analyse des Kontaktrauschens wurde ein besonderer Analysator entwickelt. Die Anforderungen an dieses Gerät ergaben sich aus einigen Voruntersuchungen mit einer Apparatur von relativ geringer Bandbreite und mit kleinem Frequenzbereich. Folgende Gesichtspunkte waren begleitend für den Aufbau des Analysators:

1. Das Rauschspektrum verläuft im allgemeinen glatt, das heisst ohne scharfe Spitzen oder gar diskrete Spektrallinien, ausser wenn im Kontaktsystem mechanische Schwingungen vorhanden sind (z. T. im Ultraschallgebiet), die natürlich auch die betreffende elektrische Frequenz anregen. Es treten im Verlaufe des Spektrums auch keine abrupten Änderungen auf. Eine grosse Selektivität ist daher nicht notwendig, es ist im Gegenteil eine gewisse Breite des Bandes erwünscht, um die Schwankungen in der Anzeige zu reduzieren. Die Selektivität eines zweikreisigen Filters erwies sich für diesen Zweck als günstig.
2. Da im Spektrum keine Spitzen zu erwarten sind, ist ein System mit kontinuierlich veränderbarer Frequenz nicht notwendig. Eine beschränkte Anzahl von fixen Messfrequenzen konnte deshalb

gewählt werden, was sich besonders im Zusammenhang mit Punkt 3 aufdrängt.

3. Das bestrichene Frequenzgebiet soll möglichst gross sein und etwa den Bereich von 2 kHz bis 2 MHz umfassen. Es ist nicht einfach, ein grosses Frequenzgebiet (grosses Verhältnis von oberster zu unterster Messfrequenz) kontinuierlich zu überstreichen, ohne dass man bei den unteren Frequenzen auf Unannehmlichkeiten stösst. Hingegen kann ein grosses Frequenzverhältnis gut durch Stufen fixer Filter beherrscht werden.
4. Das Ausmessen eines Spektrums soll rasch, wenn möglich automatisch vor sich gehen.
5. Empfindlichkeit: Die minimale messbare Spannung soll unter $10\text{ }\mu\text{V/kHz}^{1/2}$ ($= 20\text{ dbk}^2$) liegen.
6. Wegen der grossen auftretenden Schwankungen ist eine logarithmische Anzeige erwünscht. Auch die Frequenzstufung soll logarithmisch sein.
7. Es hat sich gezeigt, dass es unwesentlich ist, ob der Spitzenwert, der Effektivwert oder irgendein anderer Mittelwert der Störspannungen gemessen wird. Erstens handelt es sich offenbar um ein

²) dB über $1\text{ }\mu\text{V/kHz}^{1/2}$ bei Spannungen, über $\mu\text{A/kHz}^{1/2}$ bei Strömen; gebildet in Analogie zur amerikanischen Bezeichnung dbm.

- 1 Attenuator
- 2 4stufiger Breitbandverstärker
- 3a, 3b 80-kHz-Hoch- bzw. Tiefpassfilter
- 4 zweikreisige Bandfilter für 2, 4, 8, 16, 32, 64, 128, 256, 512, 1024, 2048 kHz
- 5 Spannungsteiler zur Änderung des Frequenzganges
- 6 Schrittschalter
- 7 Impulsgeber zu 6
- 8 einstufiger Breitbandverstärker
- 9 logarithmischer Verstärker
- 10 Gleichrichter
- 11 Gleichstromverstärker
- 12 Registrierinstrument

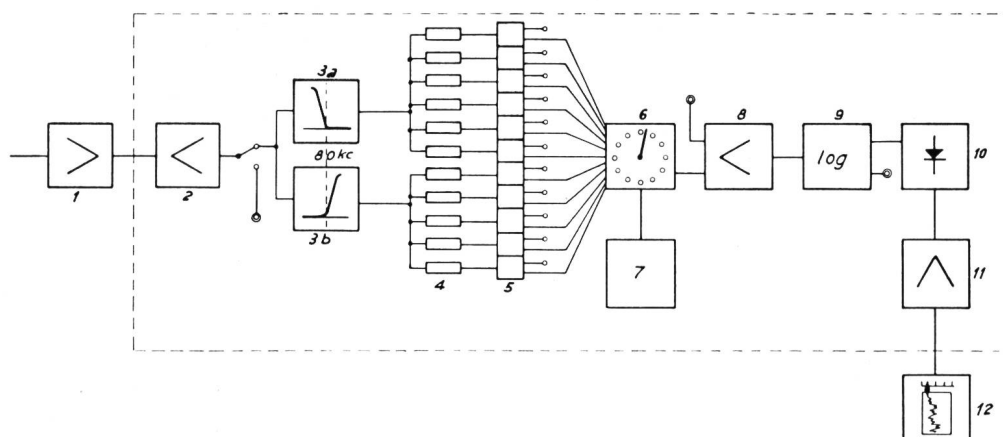


Fig. 4. Blockschema des Geräuschanalysators

Rauschen ähnlicher Art, wenn auch nicht gleicher Frequenzcharakteristik, wie ein Widerstandsrauschen («white noise»), bei dem Quasi-Spitzenwert, Effektivwert und Mittelwert in festen Beziehungen stehen; zweitens sind die langsamen Schwankungen des Pegels (Instabilitäten) so gross, dass die Unterschiede zwischen den auf verschiedene Weise gemessenen Rauschspannungswerten dagegen unbedeutend sind.

Aus diesen Überlegungen resultierte ein Aufbau des Analysators nach dem in Figur 4 dargestellten Blockschema:

Nach einem Breitbandverstärker, der das gesamte Band von 1 kHz bis 5 MHz verstärkt (60...80 dB), wird das Gemisch zur Verbesserung der Selektion in zwei Kanäle geteilt (Übergangsfrequenz = 80 kHz).

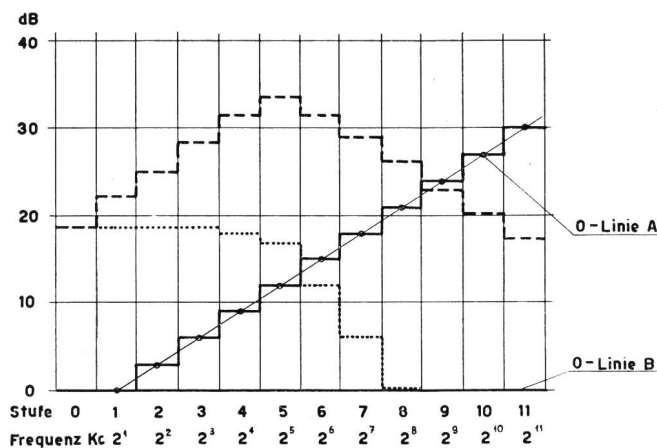


Fig. 5. Registrierung des Frequenzganges
 --- A-Registrierung } eines typischen Spektrums
 B-Registrierung } abfallend mit f^{-1} ab 32 kHz

Es folgen dann die parallelgeschalteten, zweikreisigen Filter. Alle Bandpassfilter haben die gleiche relative Bandbreite. Die effektiven Ausgangsspannungen der Filter sind jedoch abhängig von der absoluten Bandbreite; wir erhalten also bei flachem Eingangsspektrum eine mit $f^{1/2}$ ansteigende Spannung am Ausgang. Dies scheint zunächst unerwünscht, ist aber bei näherer Betrachtung für unsere Zwecke sogar vorteilhaft. Wir haben es fast immer mit Frequenzspektren zu tun, die nach oben abfallen. Bei dem grossen Frequenzumfang wären bei konstanter Bandbreite die Anteile der hohen Frequenzen bald unterhalb der minimal registrierten Spannung. Die mit der Frequenz steigende Anzeige ermöglicht aber in vielen Fällen die Anzeige einer grösseren Spannungsvariation. Wir haben dabei lediglich auf dem Registrierstreifen die «Nullinie» nicht horizontal, sondern mit $f^{1/2}$ ansteigend zu zeichnen (s. Fig. 5, «A-Registrierung»). Der Anstieg über das Band 2...2000 kHz beträgt 30 dB. Um dieses Verhältnis wird daher unser Spannungsbereich erweitert. Abgesehen von diesem Vorteil, wird natürlich die Konstruktion der Filter wesentlich einfacher, wenn die relative Bandbreite konstant ist. Damit das Spektrum auch in gewöhnlicher Art auf-

gezeichnet werden kann, können die Filter auch über Spannungsteiler angeschlossen werden, so dass die Nullinie der Registrierung horizontal wird (s. Fig. 5, «B-Registrierung»).

Auf die Filter folgt ein automatischer Schrittschalter, der sukzessive die Filterausgänge abtastet. Die Schaltgeschwindigkeit kann den jeweiligen Bedürfnissen angepasst werden, so dass ein vollständiger Durchgang über alle Stufen 30 Sekunden bis 15 Minuten beansprucht. Der Ausgang des Schrittschalters speist einen logarithmischen Verstärker, der die gewünschte logarithmische Anzeige bewirkt. Es handelt sich um einen momentan logarithmischen Breitbandverstärker, der eigens zu diesem Zwecke entwickelt wurde. Da er aber an anderer Stelle bereits eingehend beschrieben wurde³⁾, seien hier nur seine wichtigsten Daten angegeben:

Frequenzbereich: 0,5...2500 kHz
 Eingangsspannung: 5 mV...15 V (70 dB)
 Ausgangsspannung:
 (HF) 0,56 V/10 dB
 (demoduliert) 0,8 mA/10 dB

Der logarithmische Verstärker arbeitet auf einen Gleichrichter, der seinerseits einen Gleichstromverstärker für ein 5 mA-Registrierinstrument steuert.

3. Eichung der Messapparatur

Die Eichung der ganzen Apparatur wurde mit einem Rauschgenerator vorgenommen, der für das hier benützte Frequenzband besonders konstruiert wurde (s. Fig. 6). Als Rauschquelle dient dabei eine Rauschdiode (5722), deren Rauschspannung in einem Breitbandverstärker auf einen günstigen Pegel gehoben wurde. Der Generator mit Breitbandverstärker umfasst einen Frequenzbereich von 0,3...2500 kHz und gibt maximal etwa 50 mV/kHz^{1/2} (94 dbk) ab. Bei der Eichung wurde der Rauschgenerator an Stelle

³⁾ G. Epprecht. Ein neuartiger, momentan logarithmischer Breitband-Verstärker. Techn. Mitt. PTT 1951, Nr. 5, S. 161...167.



Fig. 6. Zur Eichung verwendeter Rauschgenerator

des Gleitkontaktes in den Kreis geschaltet. Da die Amplitudenverteilung der Eichspannung in diesem Falle die gleiche ist wie bei der Rauschspannung am Gleitkontakt, ist diese Art der Eichung die zweckmässigste. Die genauen Kurven der Bandfilter und die Charakteristik des Gleichrichters müssen dann gar nicht bestimmt werden, da sie sich bei der Eichung und bei der Messung in gleicher Weise auswirken.

4. Äussere und innere Impedanz des Rauschstromkreises

Die Reaktanz des äusseren Kreises für die zu messenden Strom- oder Spannungsschwankungen sollte so dimensioniert sein, dass sie die Messungen nicht wesentlich beeinflusst. Bei Spannungsmessungen soll sie also möglichst hoch, das heisst höher als der höchste Innenwiderstand sein, bei Strommessungen dagegen möglichst tief, das heisst niedriger als der kleinste Innenwiderstand. Es ist nicht einfach, diese Bedingungen streng zu erfüllen; die mechanisch bedingte Grösse der Apparatur und die Dimensionierung für Ströme bis zu 100 A haben relativ grosse äussere Kapazitäten zur Folge. Durch Anwendung von Drosseln und durch eine geeignete Leitungsführung ist es jedoch gelungen, die äussere Impedanz für fast den ganzen Messbereich über 1000 Ω zu halten und über 3000 Ω für Frequenzen unter 400 kHz. Da gleichstrommässig ein innerer Widerstand bis zu 10 k Ω gemessen wurde, besteht demnach die Möglichkeit, dass bei kleinen Strömen und hohen Frequenzen die gemessenen Rauschspannungen oder besonders die berechneten Rauschströme etwas zu klein sind.

Die Impedanzverhältnisse machten es im grössten Teil des Messbereiches fast unmöglich, direkt die Rauschströme zu messen, denn der innere Widerstand des Kontaktes ist bei grösseren Strömen gering, und der äussere Seriewiderstand wird dann so klein, dass es schwierig wird, die Spannung daran zu messen. Oft lagen ja schon die mit grosser äusserer Impedanz gemessenen Spannungen nicht weit von der Grenze des vorhandenen Störpegels. Zwar hätte die Apparatur empfindlicher gebaut werden können, jedoch wirken die grossen metallischen Massen der Kontaktapparatur für alle Fremdfelder als Antenne, und es ist nicht einfach, solche Felder für tiefe Frequenzen abzuschirmen.

Es ist nicht zu erwarten, dass die innere Impedanz des Kontaktes rein ohmsch ist. Wie wir später sehen werden, sind es nur wenige, einzelne Punkte der scheinbaren Kontaktfläche, die an der Stromleitung beteiligt sind. Die übrige Kontaktfläche hat man sich isolierend zu denken. Die ganze Fläche wirkt als Parallelkapazität zum Kontaktwiderstand. Sie ist voraussichtlich einigermassen konstant und müsste einen Abfall der gemessenen Spektralkurven verursachen, der sich mit variablem ohmschem Anteil des Kontaktwiderstandes verschieben würde, was aber nach den Messungen nicht der Fall ist. Nimmt man an, dass der gemessene Verlauf des Spektrums eine

Folge dieser Parallelkapazität ist, und berechnet man dann die Abstände der Kontaktflächen, die vorhanden sein müssten, um eine genügend grosse Kapazität zu erzeugen, so kommt man auf unwahrscheinlich kleine Werte, das heisst die Flächen wären im Mittel nur einige Atomabstände voneinander entfernt (und dies würde, wegen des Tunneleffektes, praktisch einer durchgehenden Berührung entsprechen). Die innere Parallelkapazität ist demnach offenbar in unserem Frequenzbereich vernachlässigbar klein.

Schwieriger zu beurteilen ist die Frage, ob eine innere Serieinduktivität vorhanden ist bei den Strommengen der Kontaktpunkte. R. Störmer berechnet die Frequenz⁴⁾, für die, bei gegebenem Stromengendurchmesser $2a$, Induktivität und Widerstand der Enge den gleichen Betrag annehmen. Für den Widerstand der Enge ist hauptsächlich die Kohle massgebend, während die Induktivität für Kohle und Kupfer gleich ist. Nimmt man für a den sehr wahrscheinlich (s. Kap. 8) zu grossen Wert von 10^{-4} cm an (für die gesamte Bürstenfläche 50 mm² und für die Anzahl der parallelen Kontaktpunkte den ungünstigsten Wert $N = 1$), so liegt die kritische Frequenz bei etwa 50 MHz, also weit ausserhalb unseres Beobachtungsbereiches. Für unsere Messungen ist von dieser Seite also kaum etwas zu befürchten, hingegen ist es möglich, dass diese Induktivität eine Bedeutung hat für die Geschwindigkeit, mit der Kontaktbrücken auf- und abgebaut werden, vielleicht ist sie dafür verantwortlich, dass, wie wir später sehen werden, ein gewisser Zeitverzug besteht im Aufbau einer Kontaktstelle, und die beim Abreissen einer Kontaktbrücke an der Induktivität auftretende Spannungsspitze kann dazu beitragen, dass eine andere Brücke aufgebaut wird.

5. Verwendete Kohlenarten

Bei allen Versuchen wurde die gleiche Scheibe aus gewalztem Kupfer verwendet. Als Kontaktbürsten dienten Elektrographitkohlen verschiedener Herkunft und mit verschiedenen mechanischen und elektrischen Eigenschaften. Die Kohlenarten sind zusammengestellt in *Tabelle I*.

ZWEITER TEIL

Das Rauschspektrum des Gleitkontaktes und seine Abhängigkeit von Gleitgeschwindigkeit, Belastungsstrom und Kontaktdruck

6. Allgemeines über den Gleitkontakt

Wie in der Einleitung erwähnt, beziehen sich die folgenden Versuche fast ausschliesslich auf den Fall eines eingeschlifenen und eingelaufenen Kupfer-Kohle-Gleitkontaktes. Unter «eingeschliffen» verstehen wir, dass durch die rein mechanische Abnutzung ein Zustand erreicht wird, bei dem sich die

⁴⁾ Siemens wissenschaftliche Veröffentlichungen 18 (1939), 165 ff.

Tabelle I

Verwendete Kohlenarten

Nr.	Bezeichnung	spez. Widerstand $\Omega \text{ cm} \cdot 10^4$	Hersteller	Bemerkungen
1	Plania SP 2962	42	Siemens	hart, ziemlich grobkörnig, für Pantograph
2	RW 3525	50	Ringsdorff	hart, grobkörnig, für Pantograph
3	PD D 1	75	Powell Duffryn	ziemlich hart, sehr feinkörnig
4	PD D 2	1500	»	mittelhart, feinkörnig
5	PD D 4	75	»	weich, feinkörnig
6	PD M 1	2,5	»	weich, feinkörnig, leicht kupferhaltig
7	PD M 5	0,1	»	weich, stark kupferhaltig, metallisches Aussehen
8	PD G 1	20	»	weich, leicht, porös
9	PD V 1	140	»	mittelhart, feinkörnig
10	PD E 1	30	»	hart, feinkörnig

Geometrie der scheinbaren Berührungsflächen durch die Abnutzung nicht mehr wesentlich ändert. Weiter soll durch das «Einlaufen» auch elektrisch ein Gleichgewichtszustand erreicht sein, so dass bei den elektrischen Kontakteigenschaften über längere Zeitabschnitte (z. B. 1 Stunde) keine Veränderungen mehr festgestellt werden können. Es kann übrigens Stunden dauern, bis dieser Zustand erreicht ist.

Von blossen Auge gesehen, schmiegen sich die Kontaktflächen dann vollständig aneinander an. Die Untersuchungen von *Holm* und Mitarbeitern haben jedoch gezeigt, dass auch bei eingeschliffenen Kontaktflächen der Stromübergang immer nur an wenigen diskreten Stellen erfolgt. Die Kupferoberfläche ist ja zum grössten Teil mit festen Fremdschichten bedeckt (Oxyd, Graphit), abgesehen von den adsorbierten flüssigen und gasförmigen Schichten. Geringe Unebenheiten der Oberfläche haben zur Folge, dass an einzelnen Stellen diese Schichten durch Druck und Abnutzung so weit zerstört oder abgeschliffen werden, dass direkte Berührung mit dem Metall entsteht oder dass sich die bekannten Frittbrücken ausbilden können. Wegen des sogenannten Tunneleffektes⁵⁾ ist bei der Berührung auch eine einmolekulare dazwischenliegende Fremdschicht ohne Bedeutung für den Stromdurchgang. Im allgemeinen werden mehrere Kontaktpunkte gleichzeitig vorhanden sein, wir können einen solchen Kontakt daher anschaulich als *Siebkontakt* bezeichnen.

Wenn die Flächen eines solchen Siebkontaktes aufeinander gleiten, so müssen notwendigerweise immer wieder andere Punkte die Stromleitung übernehmen. Zwar kann man annehmen, dass, besonders beim eingelaufenen Kontakt, im allgemeinen immer so viele parallele Kontaktstellen vorhanden sind, dass der Stromfluss nie ganz unterbrochen wird; dennoch entstehen durch die wechselnde Zahl und Art der Kontaktpunkte Variationen des Übergangswiderstandes und damit Strom- und Spannungsschwankungen, je nach der äusseren Impedanz des elektrischen Kreises. Meistens ist der äussere Wider-

stand der Schaltung relativ gross, so dass man es vorwiegend mit Spannungsschwankungen zu tun hat. Diese Spannungsschwankungen (Kontaktrauschen) sind unregelmässig und können nur mit statistischen Methoden erfasst werden. Es handelt sich um eine ähnliche Erscheinung wie beim Röhrenrauschen (Schrot- und Funkeffekt) oder beim Widerstandsrauschen. (Da es auch ein Kontaktrauschen bei ruhendem Kontakt gibt, müsste man dieses Rauschen als Kontakt-Gleitrauschen bezeichnen; da wir jedoch nur von Gleitkontakten sprechen, sei hier mit dem Ausdruck «Kontaktrauschen» immer das Gleittrauschen gemeint.) Das Kontaktrauschen ist um Grössenordnungen stärker als etwa das thermische Widerstandsrauschen des Kontaktwiderstandes, so dass wir für unsere Betrachtung jenes ganz vernachlässigen können. Als geläufiges Beispiel für das Kontaktrauschen sei nur das sogenannte Drehrauschen von stromdurchflossenen Schichtpotentiometern erwähnt. Wir wollen den Begriff des Kontakt-Gleitrauschens nicht auf stromdurchflossene Gleitkontakte beschränken, da wir sehen werden, dass auch ohne Strom ein Kontaktrauschen festgestellt werden kann, das wir Thermo-Gleitrauschen nennen wollen, im Gegensatz zum Strom-Gleitrauschen, das nur bei Stromdurchgang auftritt (s. Fig. 7).

Eine wichtige Charakteristik einer Rauschspannung ist ihre spektrale Energieverteilung. Um die Fourieranalyse einer Rauschspannung durchführen zu können, wollen wir den Vorgang der Stromleitung durch den Gleitkontakt in seine Elementarphänomene auflösen. Entsprechend den ständig wechselnden Kontaktpunkten setzen wir den Strom durch den Kontakt zusammen aus einzelnen Stromimpulsen. Diese Impulse hängen offenbar eng zusammen mit zufälligen Unebenheiten und anderen Verschiedenheiten der Kontaktoberfläche. Ähnlich wie bei der Berechnung des Schroteffektes muss man also für die Anfangszeitpunkte und die Dauer dieser Impulse gewisse statistische Verteilungen annehmen.

Unsere Untersuchungen werden im wesentlichen darauf hinzielen, herauszufinden, welcher Art der Elementarimpuls oder überhaupt das Elementar-

⁵⁾ *R. Holm*. Die technische Physik der elektrischen Kontakte. Berlin 1941. § 21.

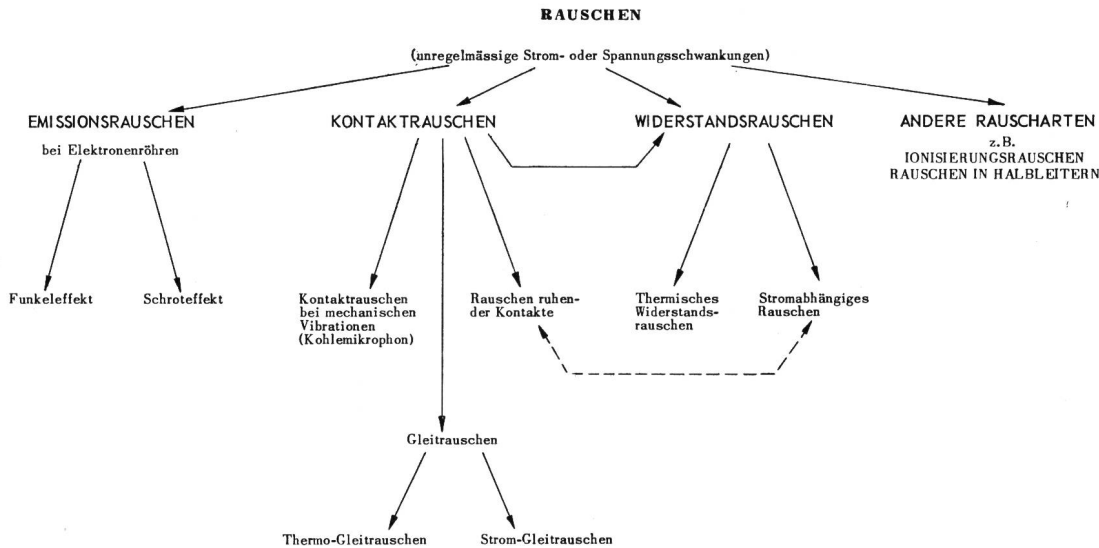


Fig. 7
Übersicht über einige wichtige Rauscharten

phänomen des Stromdurchganges ist und welchen statistischen Gesetzen diese Phänomene bei Veränderungen der Kontaktbedingungen gehorchen.

7. Analyse des Rauschspektrums

7.1 Allgemeines

Im letzten Abschnitt haben wir uns in allgemeiner Weise mit der Tatsache auseinandergesetzt, dass an einem gleitenden Kontakt mit oder ohne Stromdurchgang gewisse Rauschspannungen entstehen. Eine solche Spannung hat einen rein zufälligen Verlauf, ihr Wert zu einem bestimmten Zeitpunkt kann also nicht mit Sicherheit vorausgesagt werden. Man kann auch direkt aus dem Zeitablauf der Spannung recht wenig aussagen über den Mechanismus des Stromüberganges. Viel übersichtlicher ist es schon, das Frequenzspektrum des Spannungsverlaufes zu bestimmen. Aus dem Verlauf des Spektrums, besonders aus dessen Abfall bei hohen Frequenzen, können einige Angaben über die Dauer des Elementarvorganges gemacht werden. Wir müssen uns aber zum vornherein klar sein, dass aus dem Spektrum nicht eindeutig auf Eigenschaften der Funktion selbst geschlossen werden kann. Zwar ist die Fouriertransformation eine eindeutig umkehrbare Funktionentransformation, jedoch nur, wenn Amplitude und Phase berücksichtigt werden. Eine Rauschkomponente kann aber jede beliebige Phase haben und hat besonders keinerlei Zusammenhang mit der Phase irgendeiner anderen Frequenzkomponente; die Phasenbeziehungen gehen bei der Transformation und der statistischen Mittelung verloren, und die Umkehrung der Transformation wird vieldeutig. Gleichbedeutend mit der Bestimmung des Frequenzspektrums ist die Bestimmung der Autokorrelationsfunktion. Die Autokorrelationsfunktion und das Energiespektrum bilden ein eindeutig umkehrbares Fourierpaar. Die Eindeutigkeit hängt hier damit zusammen, dass auch die Autokorrelationsfunktion unabhängig ist von den tatsächlich vorhandenen Phasenbeziehungen der Funktion, und genau wie beim Spektrum

einer Rauschspannung ist es nicht möglich, rückwärts aus der Autokorrelationsfunktion die Funktion selber zu bestimmen. Eine bestimmte Autokorrelationsfunktion kann aus unendlich vielen verschiedenen Spannungsverläufen entstanden sein. (N.B.: Die Fouriertransformation einer Funktion liefert ihr *Amplitudenspektrum*, die Fouriertransformation der Autokorrelationsfunktion, bei deren Bildung schon eine Quadrierung der Amplitude vorkommt, liefert dagegen das *Energiespektrum* der Funktion.) Messtechnisch ist es einfacher, das Frequenzspektrum zu bestimmen als die Autokorrelationsfunktion, und praktisch werden wir so vorgehen, dass wir das Spektrum ausmessen und versuchen, daraus Rückschlüsse zu ziehen auf die Zusammensetzung der Funktion. In diesem Abschnitt gehen wir jedoch umgekehrt vor: Wir machen bestimmte Annahmen über die Funktion und berechnen dann ihr Frequenzspektrum. Finden wir dann in den Messungen tatsächlich solche Spektren, so dürfen wir annehmen, dass das zugrundeliegende mathematische Modell eine gewisse Wahrscheinlichkeit hat, richtig zu sein, sofern das Modell auch in physikalischer Hinsicht vernünftig erscheint. Wir machen uns hier also gewissermassen einen Katalog von Fouriertransformationen (allerdings nicht eindeutig umkehrbaren) und vergleichen dann mit unseren Messungen. Es versteht sich von selbst, dass wir nur solche Funktionen betrachten, die uns zum vornherein mit dem physikalischen Bild des Kontakt-rauschens vereinbar erscheinen.

Es seien hier zunächst einige allgemeine Eigenschaften von Spektren angegeben: Einmal können wir aus energetischen Gründen zwei Bedingungen aufstellen, die darauf beruhen, dass bei einem Signal endlichen Energieinhaltes auch die gesamte Energie aller Frequenzkomponenten endlich ist. Aus den bekannten Beziehungen

$$\int_0^{\infty} f^{-n} df = \text{endlich, wenn } n > 1$$

$$\int_0^{f_0} f^{-n} df = \text{endlich, wenn } n < 1$$

ergibt sich:

1. Im Amplitudenspektrum bzw. Energiespektrum einer Funktion mit endlichem Energieinhalt existiert eine gewisse Frequenz f_h , oberhalb der das Spektrum stärker als $1/f^{1/2}$ bzw. $1/f$ abfällt.
2. Im Amplitudenspektrum bzw. Energiespektrum einer Funktion mit endlichem Energieinhalt existiert eine gewisse Frequenz f_t unterhalb der das Spektrum schwächer als $1/f^{1/2}$ bzw. $1/f$ ansteigt.

Zwei weitere wichtige Eigenschaften für physikalisch realisierbare Funktionen sind:

3. Ändert eine Funktion im Intervall $\Delta t = t_2 - t_1$ ihren Wert, so wird von der Art und Weise, wie diese Änderung erfolgt, im wesentlichen nur der Frequenzverlauf oberhalb ungefähr $f_0 = 1/\Delta t$ beeinflusst.
4. Für genügend hohe Frequenzen fällt das Amplitudenspektrum einer Zeitfunktion ab wie $1/f^n$, wenn die Funktion eine Unstetigkeit (und zwar einen endlichen Sprung) hat in der $(n-1)$ ten Ableitung und alle niedrigeren Ableitungen (inkl. die Funktion selbst) stetig sind (Ableitung siehe Anhang 14).

Von welcher Frequenz an dieser Abfall erfolgt, kann mit Satz 3 abgeschätzt werden: Die zugehörige Frequenz f_0 entspricht dem Grenzwert Δt , für das die massgebende Unstetigkeit gerade noch als solche erscheint. Wenn wir zum Beispiel einen Spannungsverlauf und seine Ableitungen in immer kleinere Zeitintervalle einteilen, so ist es bei allen physikalisch realisierbaren Funktionen so, dass bei jeder scheinbar sprunghaften Änderung schliesslich ein Intervall Δt erreicht wird, bei der der Sprung gewissermassen aufgelöst wird in eine stetige Änderung.

Aus der Kombination von Satz 3 und 4 ergibt sich daher, dass das Spektrum jedes physikalisch realisierbaren Spannungsverlaufes für genügend hohe Frequenzen schliesslich nach $1/e^f$, das heisst stärker als jede Potenz von f , abfallen muss.

7.2 Spektrum von Impulsfolgen

Wir gehen aus vom einzelnen Rechteckimpuls. Ein Rechteckimpuls hat folgende Definition:

$$\begin{aligned} u(t) &= 0 & t < 0; \quad t > \delta \\ u(t) &= A & 0 < t < \delta \end{aligned}$$

Amplitudenspektrum:

$$\begin{aligned} \tilde{S}(\omega) &= A [\sin \omega \delta + j (\cos \omega \delta - 1)] / \omega \\ S(\omega) &= |\tilde{S}(\omega)| = (2A/\omega) \sin(\omega \delta / 2) = A \delta \frac{\sin \pi f \delta}{\pi f \delta} \end{aligned}$$

Energiespektrum:

$$W(f) = A^2 \delta^2 \left(\frac{\sin \pi f \delta}{\pi f \delta} \right)^2 *$$

Das Spektrum eines einzelnen Impulses ist kontinuierlich. Haben wir es mit einer äquidistanten Folge identischer Impulse zu tun, so ergibt sich ein Linienspektrum, dessen diskrete Frequenzen sich im Abstand der Repetitionsfrequenz folgen.

Nun betrachten wir eine statistische Folge von identischen Impulsen; die Wahrscheinlichkeit einer bestimmten Anzahl von Impulsen im Intervall $t_n - t_{n-1} = \Delta t$ sei unabhängig von t und nur durch Δt bestimmt. Durch direkte Anwendung der Fouriertransformation auf eine solche Impulsfolge⁶⁾ ergibt sich, dass diese Folge genau das gleiche Spektrum hat wie ein Einzelimpuls, abgesehen von einem Multiplikator, der gegeben ist durch die mittlere Impulszahl je Zeiteinheit. Besonders einfach lässt sich dieses Resultat auf dem Umwege über die Autokorrelationsfunktion erreichen; diese Berechnung ist im Anhang zu finden. Es spielt dabei übrigens keine Rolle, ob sich die Impulse überlappen oder nicht. Aus der Ableitung (Kap. 15.1) sei hier nur das Resultat wiedergegeben:

$$W(f) = 2n_m A^2 \delta^2 \left(\frac{\sin \pi f \delta}{\pi f \delta} \right)^2$$

Bei unserem Gleitkontakt können wir wohl kaum annehmen, dass alle Impulse die gleiche Form haben. Sie werden variieren in Länge und Amplitude. Wir betrachten daher das Spektrum von Impulsfolgen, in denen zunächst die Impulslänge nach einem gewissen Wahrscheinlichkeitsgesetz verteilt ist. Dabei sei $p(\delta)$ die Wahrscheinlichkeit der Impulslänge δ und δ_m die mittlere Impulslänge, das heisst:

$$\delta_m = \int_0^\infty p(\delta) \delta d\delta \quad (1)$$

Wenn nun auch noch die Amplitude A variiert, jedoch in einem bestimmten Zusammenhang mit δ steht, so können wir die gleichen Beziehungen benützen, wenn wir $p(\delta)$ ersetzen durch $p'(\delta, A) = p(\delta) A(\delta)$. Tabelle II gibt eine Zusammenstellung einiger Fourierspektren mit verschiedenen Verteilungsfunktionen für die Impulsdauer. Dabei ist bei allen Verteilungen angenommen, dass die Anfangspunkte der Impulse nach *Poisson* auf der Zeitachse verteilt sind. In Figur 8a und b sind die zu Tabelle II gehörigen Spektren aufgezeichnet. Den Übergang vom glatten Spektrum der Impulse mit statistisch verteilten Längen zur oszillatorischen Kurve der Folge identischer Impulse kann man sich so vorstellen, dass sich die Längen immer schärfer um einen bestimmten Wert häufen, bis schliesslich alle Längen gleich sind. Dann werden sich aus dem glatten Kurvenverlauf langsam Maxima und Minima entwickeln, und im Grenzfall werden die Minima Null.

⁶⁾ Siehe z. B. S. Goldman. Frequency Analysis, Modulation and Noise. New York 1948. Kap. VII.

^{*}) Siehe Verzeichnis der verwendeten Buchstabensymbole.

Spektren von Impulsfolgen

Tabelle II

Kurve	Verteilungsfunktion		Energiespektrum	
	Funktion $p(\delta)$	Geltungsbereich	Funktion $W(\omega)$	krit. Frequenz f_k
	1	$\delta = \delta_0$	$2 n_m A^2 \delta_0^2 \left(\frac{\sin \frac{\omega \delta_0}{2}}{\frac{\omega \delta_0}{2}} \right)^2$	$\frac{1}{\sqrt{2} \pi \delta_0}$
a	$\frac{1}{\delta_m} e^{-\frac{\delta}{\delta_m}} d\delta$	$0 \leq \delta < \infty$	$4 n_m A^2 \frac{\delta_m^2}{1 + \delta_m^2 \omega^2}$	$\frac{1}{2 \pi \delta_m}$
b	$\frac{4}{\delta_m^2} \delta e^{-2 \frac{\delta}{\delta_m}} d\delta$	$0 \leq \delta < \infty$	$4 n_m A^2 \delta_m^2 \frac{12 + \delta_m^2 \omega^2}{(4 + \delta_m^2 \omega^2)^2}$	$\frac{1}{\sqrt{3} \pi \delta_m}$
c	$\frac{27}{2 \delta_m^3} \delta^2 e^{-3 \frac{\delta}{\delta_m}} d\delta$	$0 \leq \delta < \infty$	$2 n_m A^2 \delta_m^2 \frac{810 + 162 \delta_m \omega + 108 \delta_m^2 \omega^2 - 6 \delta_m^3 \omega^3 + 2 \delta_m^4 \omega^4}{(9 + \delta_m^2 \omega^2)^3}$	$\frac{3}{2 \sqrt{5} \pi \delta_m}$
d	$\frac{1}{2 \delta_m} d\delta$	$0 \leq \delta < 2 \delta_m$	$4 n_m \frac{A^2}{\omega^2} \left(1 - \frac{\sin 2 \delta_m \omega}{2 \delta_m \omega} \right)$	$\frac{\sqrt{3}}{2 \sqrt{2} \pi \delta_m}$
e	$\frac{1}{\delta \ln(\delta_2/\delta_1)} d\delta$	$\delta_1 \leq \delta < \delta_2$	$\frac{4 n_m A^2}{\omega^2 \ln(\delta_2/\delta_1)} \left\{ \ln \frac{\delta_2}{\delta_1} + \text{Ci } \delta_1 \omega - \text{Ci } \delta_2 \omega \right\}$	$\frac{\sqrt{\ln(\delta_2/\delta_1)}}{\pi \sqrt{\delta_1^2 - \delta_2^2}}$
f	$\frac{\delta_1 \delta_2}{\delta^2 (\delta_2 - \delta_1)} d\delta$	$\delta_1 \leq \delta < \delta_2$	$\frac{2 n_m A^2 (\delta_2 \delta_1)}{\delta_2 - \delta_1} \left\{ \delta_1 \left(\frac{\sin \frac{\delta_1 \omega}{2}}{\frac{\delta_1 \omega}{2}} \right) - \delta_2 \left(\frac{\sin \frac{\delta_2 \omega}{2}}{\frac{\delta_2 \omega}{2}} \right) + 2 \frac{\text{Si } \omega \delta_2}{\omega} - 2 \frac{\text{Si } \omega \delta_1}{\omega} \right\}$	$\frac{1}{\pi \sqrt{2} \delta_1 \delta_2}$

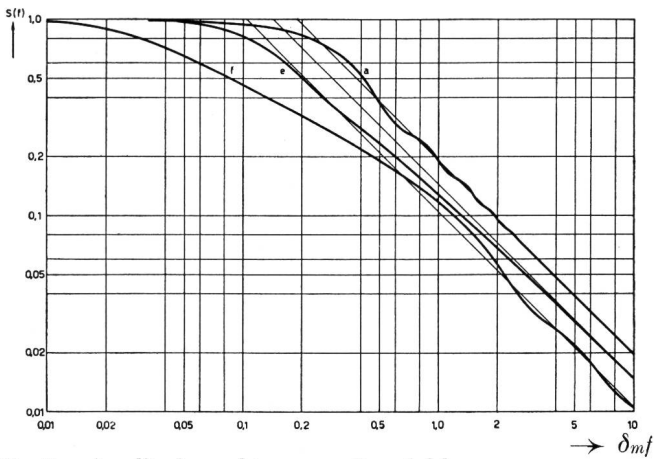


Fig. 8a. Amplitudenspektren von Impulsfolgen
(Zugehörige Impulsverteilungsfunktionen s. Fig. 9)

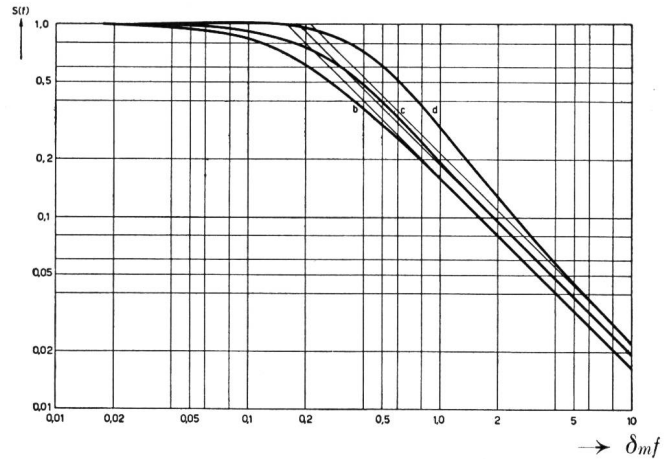


Fig. 8b. Amplitudenspektren von Impulsfolgen

Ganz ähnlich ist der Übergang von einem Linienspektrum zu einem kontinuierlichen Spektrum. Wenn die Periodizität der Funktion kleine Ungenauigkeiten hat, so erscheinen anstelle der Linien schmale Spitzen, die breiter werden, wenn die Abweichungen von der genauen Periodendauer wachsen; je willkürlicher die Folge wird, desto glatter wird ihr Spektrum. Aus Figur 8a und b sehen wir, dass bei Impulsfolgen, deren Impulsdauer nach Gesetzen wie in den Kurven a bis d verteilt ist, das Spektrum etwa verläuft, wie die Envelope des Spektrums eines Einzelimpulses. Diesen Verteilungsfunktionen ist gemeinsam, dass die Häufigkeit der mittleren Impulsdauer und das Maximum der Häufigkeit wenig verschieden sind. Bei den Verteilungsfunktionen e und f ist das Häufigkeitsmaximum ziemlich verschieden von der Häufigkeit der mittleren Impulsdauer. Dabei entsteht dann mit Rechteckimpulsen in einem bestimmten Frequenzbereich ein nach $f^{-3/2}$ bzw. f^{-1} abfallendes Energiespektrum, wenn die Verteilungsfunktion über einen genügend grossen Bereich wie δ^{-1} bzw. δ^{-2} verläuft. Für sehr hohe Frequenzen ist aber bei allen Verteilungen wieder das ursprüngliche Impulsspektrum massgebend. Bei einfachen Verteilungsfunktionen (z. B. wie a bis d) ist überhaupt in erster Linie das Spektrum des Einzelimpulses bestimmend für den Verlauf des Gesamtspektrums. In Figur 9 sind die zu den Spektren von Figur 8a und b gehörenden Verteilungsfunktionen dargestellt.

Es zeigt sich allgemein, dass offenbar mit beliebigen Impulsformen theoretisch in einem gewissen Frequenzbereich ein Spektrumsabfall erreicht werden kann, der wesentlich langsamer ist, als es der Envelope des Einzelimpulses entspricht. Dazu muss aber in einem entsprechenden Bereich eine mit der Impulslänge stark abfallende Häufigkeit angenommen werden. Im praktischen Falle bleibt dann zu entscheiden oder abzuschätzen, ob ein solches Häufigkeitsgesetz physikalisch vernünftig ist.

Zum Spektrum von Einzelimpulsen wäre noch beizufügen, dass der einzige Impuls, der selbst schon ein Amplitudenspektrum ergibt, das in einem bestimm-

ten Bereich nach $f^{-1/2}$ abfällt, ein Impuls ist, dessen Amplitude in einem entsprechenden Bereich nach $t^{-1/2}$ verläuft.

7.3 Ausmessung des Frequenzspektrums

Unsere eigens zu diesem Zwecke erstellte Messapparatur erlaubt die Beobachtung des Frequenzintervalls von 2 bis 2000 kHz. In einigen Fällen wurde dieser Bereich erweitert, und zwar besonders nach unten bis auf 50 Hz. Der Frequenzumfang unserer Messung betrug dann 3 bis 5 Dekaden. Der Schwierigkeiten wegen, die durch die Labilität des Kontaktzustandes entstehen, ist es nicht möglich, Feinheiten des Spektrums zu erkennen. Man muss sich also auf den Verlauf in groben Zügen beschränken. Die ersten Messungen ergaben nun tatsächlich ein Abfallen der Amplitude bei etwa 50 kHz, zum Teil nach $1/f$, zum Teil auch schwächer. Die mikroskopische Untersuchung der Kohle zeigte, dass auf den angeschliffenen Kohlenkörnern der Bürstenoberfläche ein Punkt der Kupferoberfläche im Mittel

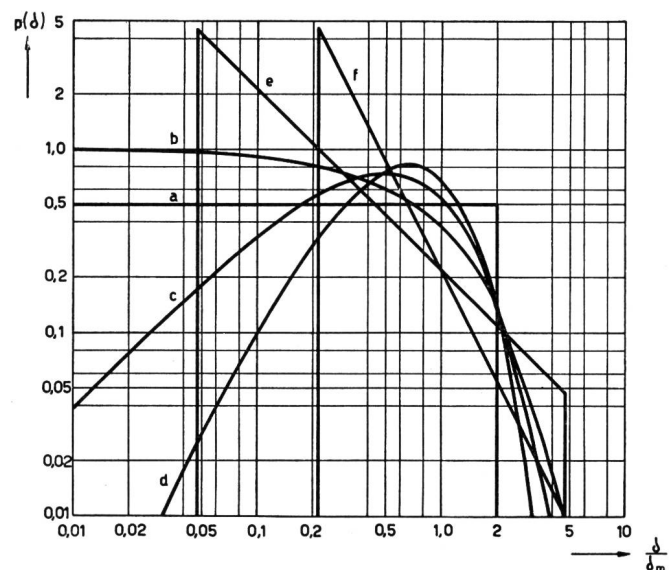


Fig. 9. Verteilungsfunktionen für die Impulsängen (zugehörige Spektren, s. Fig. 8)

einen Weg von 0,1 bis 0,2 mm zurücklegt. Bei der verwendeten Gleitgeschwindigkeit von 20 m/s stimmt dann die daraus berechnete Zeitdauer für das Elementarphänomen des Stromüberganges gut überein mit der Dauer, während der ein Kupferpunkt ein und demselben Korn in der Bürstenoberfläche gegenübersteht. Es lag daher nahe, anzunehmen, dass die Dauer der Einzelimpulse eng zusammenhängt mit der Korngrösse der Graphitkörner. Auch zeigt die mikroskopische Betrachtung, dass zwischen den Graphitkörnern relativ lockeres Bindematerial (verkokt) liegt, das ziemlich brüchig ist und daher herausbröckelt und nicht direkt in Kontakt steht mit der Gegenfläche.

Es wurden nun, eigentlich mit der Absicht, diese vorläufige Hypothese zu stützen, an verschiedenen Materialien, bei verschiedenen Geschwindigkeiten und Stromstärken eine grosse Menge von Messungen durchgeführt. Bei der Untersuchung dieses Rohmaterials erwies sich nun aber, dass die gemachten Annahmen über den Einfluss der Korngrösse nicht haltbar sind. Es sprechen dagegen zwei wichtige Resultate: Erstens scheint die Körnung der Kohle keinen wesentlichen Einfluss zu haben auf das Spektrum. Zweitens ist der Verlauf des Spektrums wenig oder überhaupt nicht abhängig von der Gleitgeschwindigkeit. Allerdings mussten die Messungen auf einen sehr grossen Geschwindigkeitsbereich ausgedehnt werden, um dies eindeutig festzustellen. Es hat sich nämlich herausgestellt, dass bei der grossen Masse der ausgemessenen Spektren kein nur einigermaßen eindeutiger Übergang von einem flachen unteren Teil des Amplitudenspektrums in einen nach $1/f$ abfallenden oberen Teil gefunden werden kann. Das Amplitudenspektrum verläuft vielmehr über einen grossen Bereich wie $1/f^{1/2}$, und Spektren, die zunächst einen flachen unteren Frequenzbereich zu haben schienen, zeigten bei Erweiterung des Frequenzbereiches bis etwa 50 Hz hinunter einen erneuten Anstieg nach $1/f^{1/2}$. Figur 10 zeigt ein Spektrum, das für sehr viele Messungen charakteristisch ist. Nach dem im letzten Abschnitt Gesagten lässt sich dieser Verlauf des Spektrums fast nur so vernünftig erklären, dass man eine sehr «breite» Verteilung der Impulslängen annimmt, was immer die Form der einzelnen Impulse sei. Dabei muss bis zu einer gewissen Grenze die Häufigkeit der Impulse mit kleiner werdender Impulsdauer sehr stark ansteigen. Gleichzeitig muss eine, wenn auch kleine Anzahl relativ langer Impulse vorhanden sein. Dass nach unten das Spektrum zum Teil sogar wieder mehr ansteigt, wird mit den relativ langsamen Schwankungen des Kontaktzustandes (n -Variationen) zusammenhängen; das Spektrum dieser Schwankungen, die wir an anderer Stelle Instabilität des Kontaktes nannten, überlagert sich im unteren Teil dem Impulsspektrum.

Aus Figur 10 geht nun hervor, dass erst nach etwa 1000 kHz das Amplitudenspektrum nach $1/f$ abfällt, was darauf schliessen lässt, dass zumindest eine starke

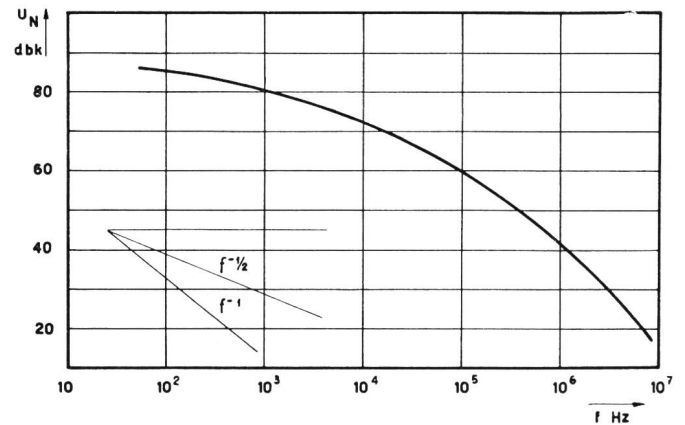


Fig. 10. Typisches gemessenes Rauschspektrum

Häufung von Impulsen von etwa $\delta = 10^{-6} \dots 10^{-7}$ s vorhanden sein muss. Und zwar trifft dies zu, wenn wir Impulse mit ähnlichem Spektrum wie Rechteckimpulse annehmen, das heisst mit mindestens einer sehr steilen Kante. Diese Annahme scheint vernünftig, sowohl für die Interpretation unserer Messungen als auch in physikalischer Hinsicht.

Bei genauer Betrachtung der Spektren geht zum Beispiel aus den Figuren 21...28 hervor, dass sich das Spektrum mit der Stromstärke ein wenig ändert, und zwar so, dass bei Kontaktströmen im Gebiet von 1 bis 10 mA das Spektrum am flachsten ist, während für grössere und kleinere Ströme ein stärkerer Abfall nach den hohen Frequenzen auftritt. Wir werden darauf im Kapitel 10 zurückkommen. Die beiden Ergebnisse, dass das Spektrum in erster Näherung weder von der Kohle noch von der Gleitgeschwindigkeit abhängt, wirken zunächst überraschend; wir wollen jedoch in den nächsten Kapiteln versuchen, eine Interpretation dafür zu finden.

8. Erwärmung der Kontaktpunkte

8.1 Allgemeines

Wir gingen aus von der Tatsache, dass der Stromübergang bei sich berührenden Kontaktflächen immer nur an wenigen diskreten Stellen stattfindet. Bei ruhenden Kontakten ist die sogenannte Fritting der Kontakte eine bekannte Erscheinung. Es werden dabei auch durch ziemlich dicke Fremdschichten metallische Brücken aufgebaut, deren Durchmesser durch den fliessenden Strom bestimmt wird, so dass die Brücke gerade nicht mehr flüssig wird durch die Erwärmung. Nach Holm⁷⁾ bilden sich diese Brücken auch bei Gleitkontakten, nur dass hier die einzelnen Frittbrücken nur sehr kurze Zeit in Betrieb sind, dass ferner alte Brücken immer wieder zerstört werden und dauernd neue gebildet werden müssen. Diese Theorie liefert auch eine gute Erklärung für den Spannungsabfall am Kontakt, der dabei wesentlich durch die sogenannte Frittschlußspannung gegeben ist. Die Bildung einer Frittbrücke kann einge-

⁷⁾ R. Holm. Die technische Physik der elektrischen Kontakte. Berlin 1941. § 38.

leitet werden zum Beispiel durch Feldemission oder thermischen Durchschlag. Für unsere Betrachtungen ist es nun unwesentlich, wie lange diese Brücken sind, ebenso, ob sie tatsächlich nachträglich aufgebaute metallische Erhebungen darstellen oder ob die Kontaktpunkte einfach durch die normale Abnutzung der Fremdschichten frei gelegte Punkte des Metalles sind, dessen Oberfläche ja nie vollkommen eben sein kann.

Wir versuchen nun, den Elementarvorgang während eines Stromimpulses in Zusammenhang zu bringen mit der Erwärmung der Kontaktpunkte durch Strom und Reibung. Wir können uns folgendes Bild zurechtlegen: Ein Kontaktpunkt habe soeben die Gegenfläche so berührt, dass ein Stromdurchgang beginnen kann. Im Zeitlupentempo betrachtet, wird sich zunächst unter elastischer oder plastischer Deformation der beteiligten Kontaktstellen der Übergangswiderstand verkleinern und entsprechend der Strom vergrößern. Durch Reibung und durch die in der Strommenge entstehende Joulesche Wärme erhitzt sich die Kontaktstelle; dabei können auch auf den Oberflächen haftende schmierende Fremdschichten (O_2 , H_2O) ausgetrieben werden, wodurch sich der Reibungskoeffizient stark erhöht. Der spezifische Kontaktdruck sowie die Stromdichte sind wegen der beschränkten Zahl von parallelen Punkten recht hoch, so hoch, dass sich das Metall an dieser Stelle verflüssigt; es entsteht also ein kleines Tröpfchen, das zwischen den beiden Kontaktflächen hängt. Wenn sich diese nun gegeneinander verschieben, so wird die flüssige Brücke sofort wieder zerreißen. Sie wird höchstens so lange bestehen, bis sich die Kontaktflächen um etwa die Tröpfchendimension verschoben haben. Praktisch kann die Sache so liegen, dass die Verbindung abreißt, sobald die Kontaktstelle den Schmelzpunkt erreicht. Die folgende Rechnung hat nun nachzuweisen, dass dieses Bild tatsächlich stimmen kann. Für die Berechnung der Erwärmung eines Kontaktpunktes bauen wir auf den diesbezüglichen Veröffentlichungen von R. Holm⁸⁾ auf.

8.2 Erwärmung durch Reibung

Eine Hauptschwierigkeit für quantitative Betrachtungen liegt darin, dass wir nicht auf einfache Weise feststellen können, welcher Anteil der gesamten Kontaktlast getragen wird von den wirklichen Kontaktpunkten und welcher Anteil von andern, an der Stromleitung nicht beteiligten Stellen. Vermutlich ist der letztere Anteil überwiegend. Wir bezeichnen die mittlere Kraft, mit der ein Kontaktpunkt auf die Gegenfläche gedrückt wird, mit P .

Graphit und Kupfer sind in elektrischer und thermischer Beziehung sehr verschiedene Stoffe. Die in der Grenzfläche erzeugte Wärme verteilt sich auf die beiden Materialien umgekehrt proportional zur Wärmeleitfähigkeit.

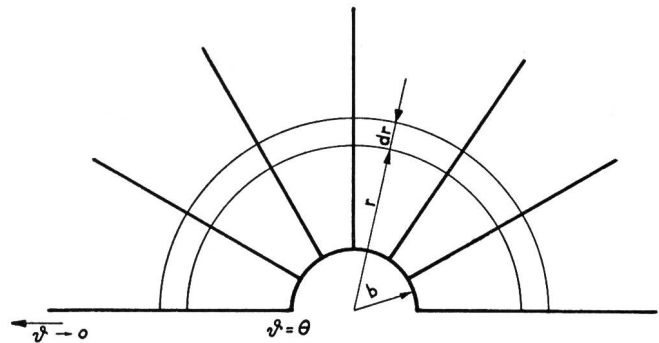


Fig. 11. Wärmefluss im Halbkugelkontakt

Wir verwenden hier die gleichen Vereinfachungen und Bezeichnungen wie Holm⁸⁾. Wir nehmen also an, dass die Wärme in konstantem Fluss in die Halbkugelfläche vom Radius b zufließt oder dort erzeugt wird und sich radial ausbreitet (Fig. 11). Wir verwenden ferner die folgenden Bezeichnungen:

$z = \frac{\lambda}{cb^2} t$	= reduziertes Zeitmass,
θ	= Übertemperatur in der Halbkugelfläche mit Radius b , nachdem während der Zeit t der Wärmezufluss K angedauert hat,
$\theta_\infty = \frac{K}{2\pi\lambda b}$	= End- oder Gleichgewichtstemperatur für $t = \infty$, $z = \infty$,
$K = \mu P v$	= in der Berührungsfläche je Zeiteinheit gebildete Wärme,
λ	= Wärmeleitfähigkeit,
c	= Wärmekapazität (je Volumeneinheit),
μ	= Reibungskoeffizient,
P	= auf den einzelnen Kontaktpunkt wirkende Kraft,
v	= Gleitgeschwindigkeit,
$\gamma = 0,0024 \frac{\text{cal}}{\text{Ncm}}$	= mechanisch-kalorisches Äquivalent.

Holm berechnet nun die Übertemperatur als Funktion von z zu:

$$\theta(z) = \theta(\infty) \left\{ 1 - e^{-z} [1 - \Phi(z^{1/2})] \right\} = \theta_\infty B(z) \quad (2)$$

wobei

$$\Phi(x) = (2/\pi^{1/2}) \int_0^x e^{-\beta^2} d\beta = \text{erf}(x) \quad (3)$$

(s. Fig. 12)

für $z > 4$ gibt Holm als Näherung:

$$B(z) \approx 1 - \frac{1}{(\pi z)^{1/2}} \left(1 - \frac{1}{2z} \right) \quad (4)$$

für $z \ll 1$ können wir aus (2) und (3) folgende Approximation ableiten:

$$\begin{aligned} \Phi(x) &\approx 2x/\pi^{1/2} \\ B(z) &\approx \Phi(z^{1/2}) = 2(z/\pi)^{1/2} \end{aligned} \quad (5)$$

Aus (5) und den voranstehend verwendeten Definitionen erhält man durch einfaches Einsetzen für $z \ll 1$

$$\theta(z) = \frac{\mu P v \gamma \lambda^{1/2} t^{1/2}}{\pi^{3/2} \lambda b^2 c^{1/2}}$$

⁸⁾ R. Holm. Loc. cit. § 10.

R. Holm. J. Appl. Phys. 19 (1948), 361.

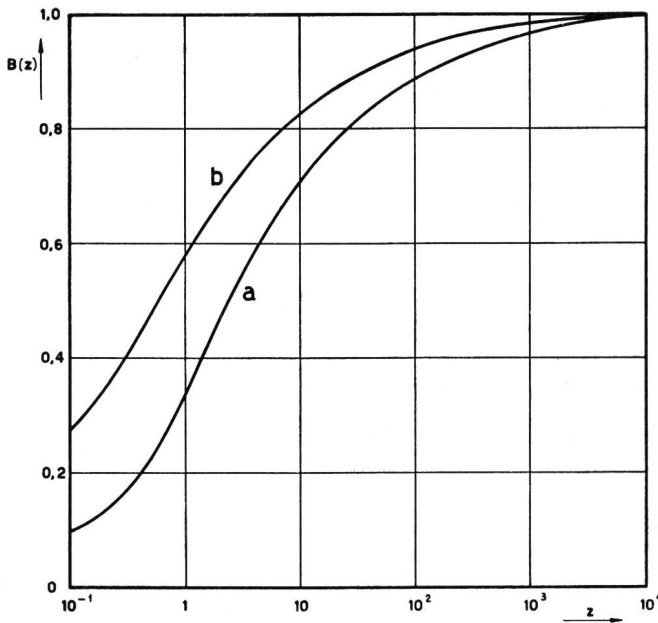


Fig. 12. Erwärmungsverlauf einer Kontaktstelle (nach R. Holm).
a: symmetrischer Kontakt, Erwärmungsverlauf bei $r = b$, bei Erwärmung durch den Strom
b: Erwärmung durch Reibung

oder

$$t = \theta^2(z) \frac{\pi^3 \lambda c}{\gamma^2 \mu^2} \frac{b^4}{P^2 v^2} \quad (6)$$

Für die numerische Auswertung nehmen wir an, dass bei $\theta(z)$ die Schmelztemperatur von Kupfer erreicht ist. Ferner seien folgende ungefähre Materialkonstanten eingesetzt:

$$\begin{aligned} c_{cu} &\approx 1 \text{ cal/cm}^3 \text{ } ^\circ\text{C} \\ \lambda_{cu} &\approx 1 \text{ cal/s cm } ^\circ\text{C} \\ \theta(z) &\approx 1000 \text{ } ^\circ\text{C} \\ v &= 100 \text{ cm/s} \\ P &= 1 \text{ N} \end{aligned}$$

Dies ergibt:
$$t \approx 0,5 \cdot \frac{10^9}{\mu^2} b^4 \frac{\text{s}}{\text{cm}^4} \quad (7)$$

Wenn wir den Zusammenhang von b mit t darstellen wollen, so stellt (7) eine Asymptote für kleine Werte von t dar. Ferner ergibt sich eine weitere Asymptote $b = b_0$, die von b nicht überschritten werden kann, was bedeutet, dass bei grösseren b die Schmelztemperatur nicht mehr erreicht wird. Für b_0 gilt $B = 1$, $z = \infty$

$$\begin{aligned} \theta_\infty &= \frac{\mu P v \gamma}{2 \pi \lambda b_0} \\ \frac{b_0}{\mu} &= \frac{P v \gamma}{2 \pi \lambda \theta_\infty} \end{aligned} \quad (8)$$

für vorstehende Werte also

$$\frac{b_0}{\mu} \approx 4 \cdot 10^{-5} \text{ cm} \quad (8a)$$

Zwischen diesen beiden Asymptoten müssen die Werte nach (2) bestimmt werden. Für μ treten vermut-

lich momentan ziemlich hohe Werte auf, zum Beispiel in der Grössenordnung zwischen 1 und 10, wenn auch der mittlere Reibungskoeffizient des Kontaktes zum Beispiel bei 0,1 oder darunter liegt.

Aus diesen überschlagsmässigen Berechnungen (dargestellt durch Figur 13) entnehmen wir folgendes: Die zur Erreichung der Schmelztemperatur notwendigen Zeiten sind äusserst kurz, im allgemeinen sogar beträchtlich kürzer, als die Zeit, die ein Punkt braucht, um über eine Fläche vom Durchmesser $2b$ zu gleiten. Man kann nun weiter berechnen, welche Zeit notwendig ist, um eine Menge Kupfer zu schmelzen, die etwa einer Kugel vom Radius b entspricht. Nimmt man dabei an, dass keine Wärme verloren geht durch Leitung und Strahlung, so ergeben sich Schmelzzeiten von

$$t \approx b^3 \left(2,5 \cdot 10^6 \frac{\text{s}}{\text{cm}^3} \right) \quad (9)$$

die im allgemeinen klein sind gegen die in (7) berechneten Zeiten, was bedeutet, dass für den Erwärmungsverlauf hauptsächlich der in (2) ausgedrückte Mechanismus massgebend ist. Diese Berechnungen zeigen, wenn sie auch eine grobe Näherung sind, dass die notwendigen Zeiten, um eine flüssige Brücke zu bilden, enorm kurz sind. Wegen der geringeren Wärmeleitfähigkeit wird durch die Kohle nur ein Bruchteil

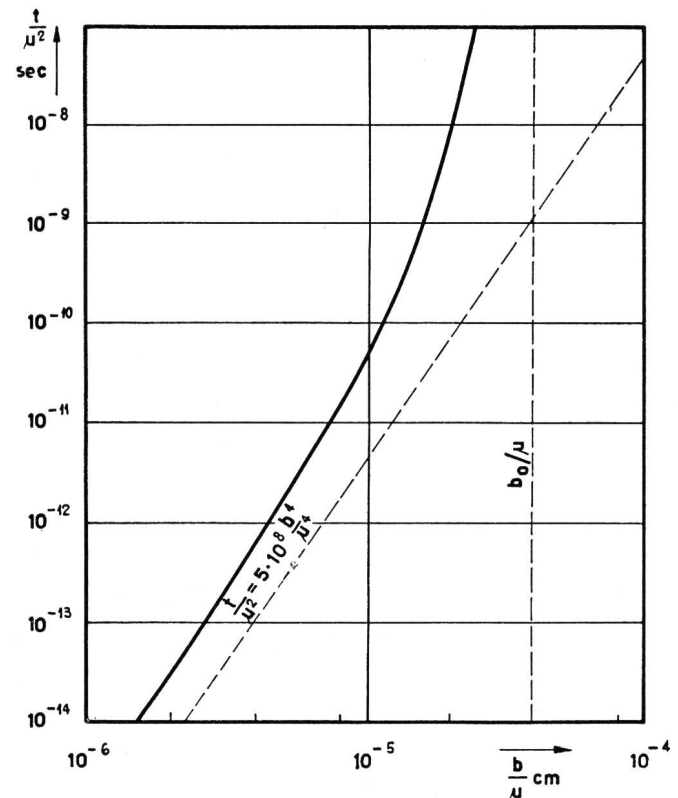


Fig. 13. Erwärmung einer Kontaktstelle durch Reibung. Zusammenhang zwischen der Zeit t zur Erwärmung des Kupfers auf Schmelztemperatur und dem Durchmesser $2b$ der Berührungsstelle.

$$\begin{aligned} v &= 1 \text{ m/s} & c_{cu} &= 1 \text{ cal/cm}^3 \text{ } ^\circ\text{C} \\ P &= 1 \text{ N} & \lambda_{cu} &= 1 \text{ cal/s cm } ^\circ\text{C} \\ & & \theta &= 1000 \text{ } ^\circ\text{C} \end{aligned}$$

der erzeugten Wärme abgeleitet. Die Wärmekapazität je Volumeneinheit ist jedoch für die Kohle etwa dieselbe wie für Kupfer. Der Verlauf der Erwärmung für beide Materialien ist damit der gleiche, wenn man annimmt, dass sich der Wärmefluss entsprechend den Wärmeleitfähigkeiten aufteilt.

8.3 Erwärmung durch den Strom

Die Leistungen werden hier verteilt entsprechend den elektrischen Widerständen; dabei nehmen wir folgende Werte an:

$$\begin{aligned} \rho_{\text{cu}} &= 1,7 \dots 10 & \Omega \text{ cm bei } 20^\circ \dots 1000^\circ \text{ C} \\ \rho_{\text{c}} &= 5000 & \Omega \text{ cm} \end{aligned}$$

Nehmen wir den Engewiderstand als Hauptteil an, so entfällt auf das Kupfer etwa $1/1000$ der gesamten Leistung. Nach den Berechnungen von Holm⁹⁾ ergibt sich, dass die höchste Temperatur durch Stromerwärmung im Innern des Graphites liegt und dass die Berührungsfläche Kupfer-Kohle nur etwa einen Drittel dieser Temperatur erreicht.

Mit der Näherung, dass ρ und λ sich nicht ändern mit der Temperatur, gilt:

$$\theta(\infty)_{\text{max}} = \frac{U^2}{\rho \lambda} \quad (10)$$

Damit die Berührungsfläche die Schmelztemperatur von Kupfer erreicht, ist eine Spannung U in der Grössenordnung von 1 V erforderlich. Berechnen wir den Verlauf der Erwärmung, so ergibt sich Figur 14. Diese stellt den Zusammenhang dar zwischen der Spannung am Kontakt und dem Zeitbedarf, eine Berührungsstelle vom Radius b auf Schmelztemperatur zu bringen. Wegen der vielen Vereinfachungen, die gemacht wurden, um Figur 14 zu gewinnen, ist sie wahrscheinlich quantitativ wenig genau, immerhin ergibt sich der beobachtete, allgemeine Spannungsabfall von etwa 1 Volt mit guter Näherung. Die Bildung und das Abreissen der Kontaktbrücken, die Dimensionen, die die Brücken annehmen, und die Art der Stromverteilung auf die parallelen Brücken muss man sich in einem dynamischen Gleichgewicht vorstellen.

Wenn die einzelnen Kontaktstellen relativ kleine Dimensionen haben, so ist ihr Widerstand gross, und sie reissen rasch ab. Der Gesamtwiderstand des Kontaktes wird also entsprechend hoch und damit auch die an den Brücken liegende Spannung. Wie aus Figur 14 ersichtlich, nimmt jedoch die Zeit zur Bildung der Brücken mit steigender Spannung sehr stark ab, oder die Grösse der gebildeten Brücken sehr stark zu. Vermutlich stellt sich ein Gleichgewicht ein im Bereich, wo U beginnt stark anzusteigen ($t/b^2 \approx 10^2 \dots 10^4 \text{ s/cm}^2$). Der Strom, der von der einzelnen Kontaktstelle übernommen wird, ist, wegen der geringen Variation von U , fast nur von b abhängig. Er wird:

$$i \approx kb \quad \text{wobei} \quad k \approx 3300 \text{ A/cm} \quad (11)$$

⁹⁾ R. Holm. Loc. cit. § 10.

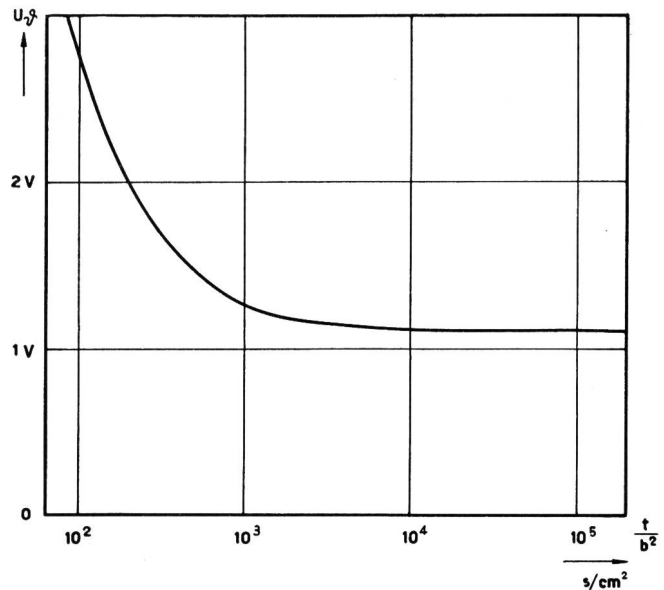


Fig. 14. Erwärmung einer Kontaktstelle durch Stromfluss. Zusammenhang zwischen Kontaktspannung, Erwärmungszeit auf Schmelztemperatur und Radius der Berührungsstelle

Es besteht auch die Tendenz, dass der gesamte Strom sich auf möglichst wenige Kontaktpunkte konzentriert, da parallele Brücken immer in einem labilen Gleichgewicht sind. Die Brücke mit dem kleinsten Widerstand erwärmt sich wegen des grösseren Stromes am meisten, dadurch wird erstens die Brücke noch grösser (grössere Mengen geschmolzenen Materials) und zweitens besser leitend, wegen des negativen Temperaturkoeffizienten der Kohle; ihr Widerstand sinkt also, und sie nimmt einen noch grösseren Strom auf. Dieser Vorgang wird allerdings um so weniger ausgeprägt, je weiter die Kontaktstellen räumlich voneinander entfernt sind, da, besonders bei der Kohlenelektrode, durch die räumliche Entfernung die einzelnen Kontaktstellen gewissermassen über Vorschaltwiderstände miteinander verbunden sind. Der Stromkonzentration auf wenige Stellen wirkt entgegen, dass mit sinkender Spannung die nötige Schmelzleistung nicht mehr aufgebracht wird (siehe Fig. 14).

8.4 Zusammenfassung

Es ist nach den vorstehenden Betrachtungen möglich und wahrscheinlich, dass ein grösserer Teil von sehr kurzen Stromimpulsen vorhanden ist, deren Kürze dadurch bedingt ist, dass an den Kontaktpunkten kleine, flüssige leitende Brücken vorhanden sind, die bei geringen Verschiebungen der Flächen gegeneinander sofort abreissen. Daneben können aber viel grössere Kontaktflächen vorhanden sein, bei denen die Schmelztemperatur des Materials nicht erreicht wird. Solche Stellen erzeugen wahrscheinlich die längeren Impulse, die für das nach unten ansteigende Spektrum verantwortlich sind.

(Fortsetzung folgt.)