

November 1968

Begriff der Feldverzerrung  
und Felder in Funkenstrecken (Druckfunkenstrecken)

Institut für Plasmaphysik, Garching.

G. Müller

IPP 4/61

November 1968

**I N S T I T U T F Ü R P L A S M A P H Y S I K**  
**G A R C H I N G B E I M Ü N C H E N**

# INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Begriff der Feldverzerrung  
und Felder in Funkenstrecken (Druckfunkenstrecken)

Institut für Plasmaphysik, Garching.

G. Müller

IPP 4/61 November 1968

*Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Institut für Plasmaphysik GmbH und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.*

November 1968

Abstract

The distribution of the static and dynamic electric fields of the pressurized switch unit for the Garching turbulence heating experiment was determined by measurements on carbon paper models. The results of these measurements are reported and compared with some approximate calculations. It is shown that spark gaps could be classified under two aspects. The meaning of "field distortion" is examined and a more exact definition than available hitherto is offered.

Das statische und dynamische elektrische Feld der Druckfunkenstrecke zur Turbulenzbatterie wurde durch Messungen an Graphitpapiermodellen bestimmt. Es wurden die Ergebnisse dieser Messungen zusammengestellt und mit näherungsweise rechnerischen Ergebnissen verglichen. Es zeigt sich, daß Funkenstrecken nach zwei Gruppen zu klassifizieren sind. Der Begriff der "Feldverzerrung" wird überprüft und eine genauere Definition angeboten.

IPP 4/61

Gerhard Müller

November 1968

Begriff der Feldverzerrung  
und Felder in Funkenstrecken (Druckfunkenstrecken)

---

Inhalt:

1. Problemstellung
2. Messung an Graphitpapiermodellen
  - 2.1. Meßanordnung
  - 2.2. Fehlerabschätzung
    - 2.2.1. Papiermodell
    - 2.2.2. Unstetigkeiten der Dielektrizitätskonstanten
    - 2.2.3. Graphitpapier
    - 2.2.4. Mechanische Übertragung
    - 2.2.5. Elektrische Messung
  - 2.3. Abschätzung des Gesamtfehlers
3. Zusammenfassendes über Feldbestimmung
  - 3.1. Papiermodellmessungen
  - 3.2. Andere Verfahren
  - 3.3. Abschätzung der erforderlichen Genauigkeit aus Vergleich mit dem idealisierten Feldverlauf
    - 3.3.1. Feld zweier gleich großer, paralleler Zylinder
    - 3.3.2. Feld gleich großer Kugeln
    - 3.3.3. Vergleich
4. Diskussion der Feldbilder (Abb. 2 bis 5)
  - 4.1. Hauptelektrodenfeld mit und ohne Mittelelektrode
  - 4.2. Hauptelektrodenfeld mit getriggelter Mittelelektrode
5. Abschließende Diskussion und Folgerungen

1. Problemstellung

Ausgehend vom Begriff "Feldverzerrung" (field distortion), der im Laufe der letzten Jahre von einigen Autoren in Gebrauch genommen wurde [1], entstand das Bedürfnis, diesen Begriff näher zu definieren. Hierzu wurden, entsprechend dem Wunsche Herrn Schmitters, Potentialbilder der Druckfunkenstrecke von Graphitpapiermodellen aufgenommen. Im vorliegenden Bericht sind die Durchführung und Ergebnisse dieser Messung zusammengestellt und der Begriff "Feldverzerrung" entsprechend diskutiert. Eine endgültige Definition des Begriffes bedarf jedoch noch weiterer analytischer und experimenteller Arbeit, insbesondere im Hinblick auf die Veröffentlichungen des Culham Laboratory [1].

2. Messung an Graphitpapiermodellen

2.1. Meßanordnung

Heinz Schlageter [2] stellte bereits vorhandenes Widerstandspapier zur Verfügung. Der Quadratwiderstand des Graphitpapiers beträgt 850 Ohm, der des ebenfalls verfügbaren Leitlackes 0,02 bis 0,08 Ohm bei Auftrag von 1 bis 2 gr/100 cm<sup>2</sup> (Definition des Quadratwiderstandes und Angaben siehe [2] p.5 und Angaben der Hersteller) +)

---

+) Der Widerstand eines Flächenquadrats (Quadratwiderstand) ist unabhängig von der Quadratseite nur umgekehrt proportional der Schichtdicke ( $R_Q = \rho/d$ ) in Ohm. Von der gleichen Stromlinie durchflossene Quadrate schalten sich in Serie, von verschiedenen durchflossene parallel.

Innigen Kontakt zwischen Papier und Leitbelag vorausgesetzt, erscheinen diese Angaben bei ausreichender Schichtdicke des Leitlackes (1 - 2 gr/100 cm<sup>2</sup>) geeignet, Metallelektroden im Dielektrikum abzubilden.

Die ausreichende Bedingung an Grenzflächen hierfür ist bekanntlich, dass die Tangentialkomponente der elektrischen Feldstärke bzw. der Stromdichte an der Grenzfläche verschwindet (Fig. 1).

Es gilt

$$\operatorname{div} i = 0 \quad i_{1n} = i_{2n}$$

$$\operatorname{rot} E = 0 \quad E_{1t} = E_{2t}$$

---

$$E_{1t} = \rho_1 \cdot l_{1t} ; \quad E_{2t} = \rho_2 \cdot l_{2t}$$

und damit:

$$\rho_1 l_{1t} = \rho_2 l_{2t}$$

$$\leadsto l_{2t} = l_{1t} \cdot \frac{\rho_1}{\rho_2}$$

Für  $\rho_2 \gg \rho_1$  ist  $l_{2t} \rightarrow 0$

Im allgemeinen wird auf der Grenzfläche eine Flächenladung  $\sigma = l_{1n} (\epsilon_1 \rho_1 - \epsilon_2 \rho_2)$  auftreten.

Der Querschnitt durch die Druckfunkenstrecke [3], deren Ausbildung schematisch in Abb. 1 dargestellt ist, wurde vergrößert im Papiermodell ausgemessen.

Auf Grund der Konfiguration betrug der Gesamtwiderstand ohne Mittelelektrode unabhängig vom Maßstab ca.

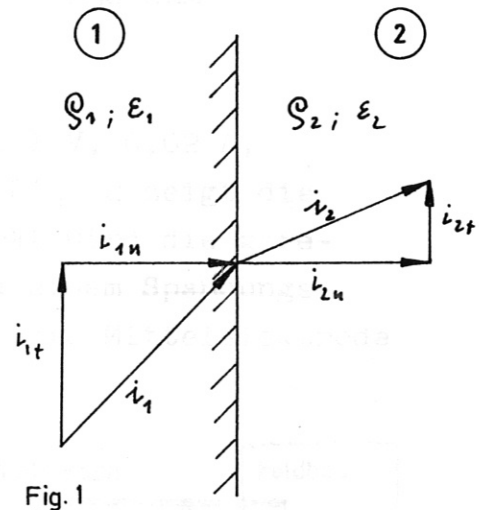


Fig. 1

50 Ohm. Wegen der Erwärmung des Papiers sollte die im cm<sup>2</sup> umgesetzte Leistung 10<sup>-2</sup> Watt nicht überschreiten.

Es gilt demnach

$$\text{mit } P \leq E_{\text{MAX}}/R_{\square} \quad \text{und} \quad E_{\text{MAX}} = U/d_{\text{MIN}}$$
$$U \leq d_{\text{MIN}} \cdot \sqrt{P \cdot R_{\square}}$$

P im cm<sup>2</sup> Papier umgesetzte Leistung < 10<sup>-2</sup> W/cm<sup>2</sup>

U Elektrodenspannung in V

d<sub>min</sub> minimaler Elektrodenabstand 0,5 cm  
sh. Abb. 1.

R<sub>□</sub> Quadratwiderstand 850 Ohm

$$\Rightarrow U < 0,5 \sqrt{10^{-2} \cdot 850} = 1,4 \text{ V}$$

Es war deshalb eine Versorgung mit 1 V, 0,02 A, Gesamtleistung 0,02 W vorzusehen. Fig. 2 zeigt die einfache Meßanordnung. Dem Netzgerät wird die geregelte Gleichspannung entnommen und einem Spannungsteiler zugeführt, mit dessen Hilfe die Mittelelektrode gesteuert wird.

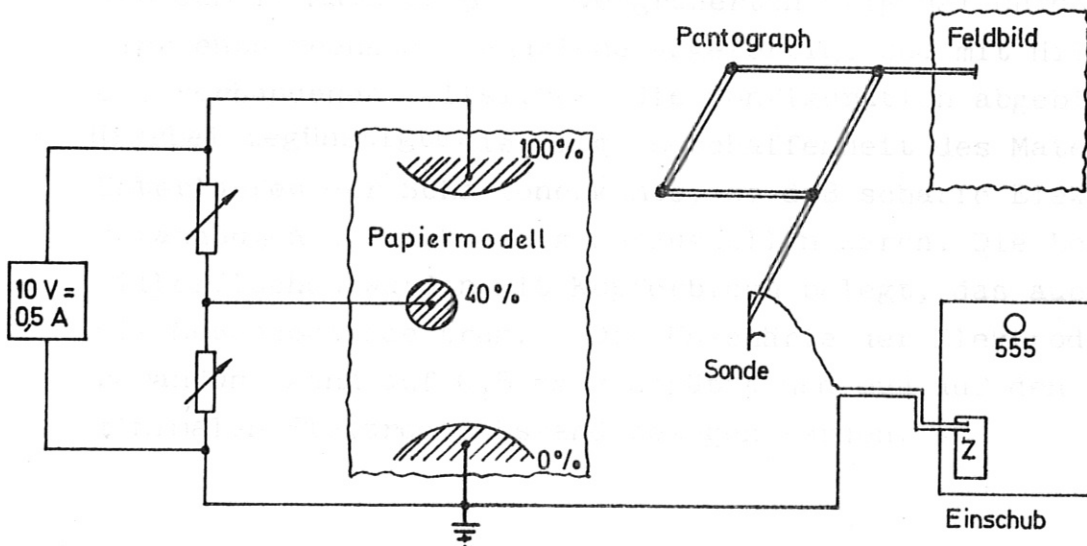


Fig. 2

Der Führungsstift eines Pantographen wurde durch den Meßstift ersetzt, der mit dem Eingang eines Z-Ein-schubes verbunden ist, der als kalibrierter Differen-tialkomperator gebraucht wird. Bezugsspannung war  $1 \text{ V} \pm 0,2 \%$  stufenlos einstellbar von 0 - 100 %. Die Netzversorgung wurde mit 100 % geeicht und auch während der Messung überprüft. Entsprechend der eingestell-ten Teilspannung wurde der Meßstift bewegt und die Poten-tiallinie vermittels des Pantographen und seines Punktier-gerätes weiter vergrößert im Maßstab 2 : 1 punktweise übertragen (alle 3 - 10 mm ein Punkt, je nach Krümmung der Linie). Die zu einem Linienfeld verbundenen Meß-punkte ergeben zusammen mit der Elektrodenberandung das Potentialbild (Abb. 2 bis 5).

## 2.2 Fehlerabschätzung

### 2.2.1. Papiermodell

Von dem im Maßstab 5 : 1 vergrößerten Original wurde eine entsprechende Schablone angefertigt und mit Hilfe des vorhandenen Leitsilbers die Konfiguration abgebildet. Hierbei begünstigte die ölige Beschaffenheit des Materials Unterlaufen der Schablonekante, so daß scharfe Elektroden-berandungen nur schwierig herzustellen waren. Die Leit-silberflächen wurden mit Kupferblech belegt, das auch die Meßanschlüsse trug. Die Unschärfe der Elektroden-berandung kann auf 0,5 mm geschätzt und muß auf den minimalen Elektrodenabstand bezogen werden.



### 2.2.2. Unstetigkeiten der Dielektrizitätskonstanten

Unstetigkeiten der Dielektrizitätskonstanten wurden nicht berücksichtigt. Nach Roth, Hochspannungstechnik, 4. Auflage, Seite 34, gilt für Äquipotentiallinien unter der einschneidenden Voraussetzung verschwindender Leitfähigkeit:

$$\frac{\operatorname{tg} \delta_L}{\operatorname{tg} \delta_H} = \frac{\epsilon_H}{\epsilon_L}$$

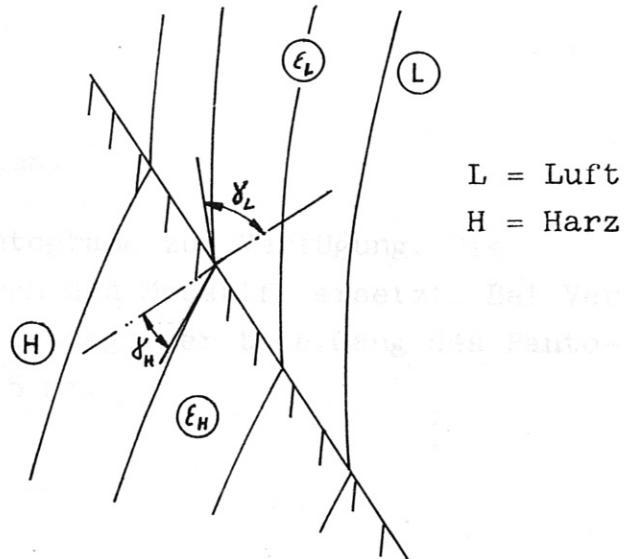


Fig. 3

In der Abbildung bezeichnen H Harz und L Luft. Mit der DK-Zahl für Luft 1 und für Harz 3,5 (quarzgefülltes Protolin) folgt demnach:  $\operatorname{tg} \delta_L = 3,5 \operatorname{tg} \delta_H$

Da mindestens im Falle statischer Beanspruchung die Potentialverteilung durch die Oberflächenleitfähigkeit bestimmt ist und außerdem der Einfluß der  $\epsilon$ -Sprungfläche auf den eigentlich interessierenden "Feldverzerrungs"-Bereich gering sein wird, ist diese Vereinfachung zulässig.

### 2.2.3. Graphitpapier

Es wurde ein Plattenkondensatorfeld ausgemessen; die

Abweichung vom homogenen Feld betrug maximal 5 %. +)  
Bei mehrmaliger Benützung des Papiers können Verletzungen des Papiers durch den Meßstift weitere Fehler einführen. Der Meßstift besitzt eine Tastkugel von ca. 0,7 mm  $\varnothing$ . Diese Größe wurde als Kompromiß zwischen verschwindendem Tastkugeldurchmesser (Verletzung des Papiers) und Tastkugeldurchmesser ca. 1,5 mm (Flächenkurzschluß) gewählt.

#### 2.2.4. Mechanische Übertragung

Hierzu stand ein Pantograph zur Verfügung. Die Ableselupe wurde durch den Meßstift ersetzt. Bei Vergrößerung auf 2 : 1 beträgt der tote Gang des Pantographen dann etwa 0,5 mm.

#### 2.2.5. Elektrische Messung

Bei der Ablesung entspricht eine Spannungsänderung von 1 % einer Ablenkung des Oszillografenstrahls von ca. 2 cm. Der Fehler bei der Ablesung ist also verschwindend klein. Die Vergleichsspannung ist laut Katalogangabe auf  $\pm 0,2$  % konstant. Die Versorgungsspannung ist laut Katalogangabe auf  $\pm 0,5$  % konstant und wurde außerdem nach je 5 Meßpunktēn verglichen. Nulllinien-drift am Oszillografen war erheblich und sehr empfind-

---

+) siehe auch Schlageter IPP 4/6/62, S. 4

findlich von Temperaturschwankungen abhängig. Nulllinieneinstellung wurde nach je 5 Meßpunkten überprüft und nachgeregelt; trotzdem muß man ca. 2 Div. Drift berücksichtigen.

### 2.3 Abschätzung des Gesamtfehlers

Als Fehler soll die Abweichung einer aufgenommenen Potentiallinie von ihrer wahren Lage definiert werden. Er ist somit zugleich der halbe Fehler des Feldgradienten. Der Fehlertheorie zufolge nicht exakt, wird ein mittlerer quadratischer, (wahrscheinlicher) Fehler gebildet (Exakt wäre der Fehler aus dem totalen Differential zu bilden). Bei Bezug auf die ungestörte und ungetriggerte Felddarstellung mit minimalem Elektrodenabstand von 25 mm (Maßstab 5 : 1) ergibt sich folgende Abschätzung:

$$\Delta u = \pm \sqrt{\sum_n u_n^2}$$

$$\Delta u_1 = \pm 4 \% \text{ Berandungsfehler}$$

$$\Delta u_2 = \pm 2,5 \% \text{ Inhomogenität des Papiers}$$

$$\Delta u_3 = \pm 2 \% \text{ Meßstift Durchmesser}$$

$$\Delta u_4 = \pm 2 \% \text{ Toter Gang}$$

$$\Delta u_5 = \pm 1 \% \text{ Nullliniendrift}$$

Die übrigen elektrischen Fehler wurden wegen ihrer kleinen Größe nicht berücksichtigt. Es ergibt sich demnach:

$$\Delta u = \pm \sqrt{31,25} = \pm 5,6 \%$$

ein Gesamtfehler von  $\pm 5,6 \%$ .

Dieser Fehler steigt beinahe linear mit höheren Feldgradienten an; kann also im getriggerten Fall den zwei- bis dreifachen Wert erreichen.

### 3. Zusammenfassendes über Feldbestimmung

#### 3.1. Papiermodellmessungen

Der Fehler entsprechend der vorhergehenden Abschätzung ist so hoch, dass die Feldverteilung besser und einfacher selbst aus irgendwelchen Abschätzungen gewonnen werden kann. Der Einfluß von Dielektrikumsgrenzen konnte nicht berücksichtigt werden und ist im Fall statischer Beanspruchung problematisch. Der Fehler mit dem größten Einfluß war der Berandungsfehler. Daher wurde bei einer zweiten Modellserie die Elektrodenform weiter vergrößert (Maßstab 10 : 1) und die Elektrodenberandung besonders sorgfältig ausgeführt. Diese Serie war ausserdem dazu bestimmt, den Einfluß verschiedener Triggerelektroden Durchmesser auf die Felddarstellung zu untersuchen. Durch Unterdrückung der Nullliniendrift war der Fehler der elektrischen Messung praktisch verschwindend klein. Die Ausmessung eines Halbzylinderfeldes ergibt folgendes Resultat:

Abb. 6 zeigt die Feldpunkte zweier Halbzylinder mit 15 cm Radius und 10 cm Abstand. Das Bild ist über dem Pantographen im Maßstab 1 : 2 verkleinert. Die Lage der Elektroden im Papierstück ist angedeutet. Die Symmetrieachse ist markiert.

Abb. 7 zeigt das gleiche Modell um  $180^\circ$  gedreht. Diese Drehung zeigt klar, daß die Linienverschiebung der 40,

50 und 60 % Linien auf Inhomogenitäten des Papiers zurückzuführen ist und nicht auf die elektrische Einrichtung.

Abb. 8 und 9 zeigen noch einmal die 40, 50 und 60 %-Linien auf einem anderen, größeren Papierstück (um Randeinflüsse auszuschließen). In Abb. 8 war das Papier sehr trocken (Klimaanlage Halle), während Abb. 9 eine Ausmessung des gleichen Papiers zeigt, nachdem es eine Nacht bei geöffnetem Fenster aufbewahrt war; die Nacht war regnerisch. Der Fehler ist also trotz verfeinerter Einrichtung als erheblich zu bezeichnen.

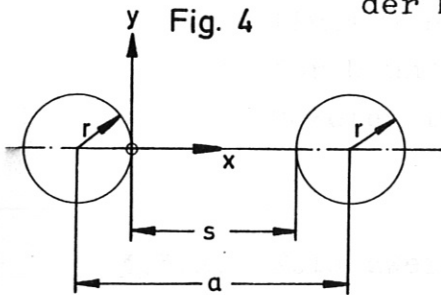
### 3.2. Andere Verfahren

Außer den Hochspannungsverfahren mit Doppelnadel, Holundermark etc., die am Original auszuführen sind, in unseren Anwendungsfällen wegen der Dimension der Objekte aber vergrößerte Modelle erforderten, und zeichnerischen und rechnerischen Methoden, kommen noch Messungen mit dem vorhandenen elektrolytischen Trog in Frage. Es empfiehlt sich jedoch auch hier, den Fehler vorher abzuschätzen und mit dem Versuchsziel in Verbindung zu bringen. Im Vergleich mit dem Papierverfahren ist der Aufwand im Modell leicht höher, im Messen und in der Auswertung vergleichbar. Die Feldberechnung nach der Differenzmethode dürfte im ganzen allen Messungen vorzuziehen sein. Die Berechnung des vorliegenden Beispiels ergab schon nach 4 Kopfrechendurchgängen befriedigende Ergebnisse. Die Methode erlaubt grundsätzlich die Berücksichtigung von  $\epsilon$ -Unstetigkeiten und die Berechnung beliebiger dreidimensionaler Felder bei entsprechendem Aufwand.

3.3. Abschätzung der erforderlichen Genauigkeit aus Vergleich mit dem idealisierten Feldverlauf

3.3.1. Feld zweier gleich großer, paralleler Zylinder

Nach beispielsweise Roth, Hochspannungstechnik, Seite 16, gilt für parallele Zylinder auf der Verbindungsgeraden der Mittelpunkte (Fig. 4)



$$E_{(x)} = \frac{U \cdot \sqrt{a^2 - 4r^2}}{2 [(r+x)(a-2r) - x^2] \ln \left[ \frac{a}{2r} + \sqrt{\left(\frac{a}{2r}\right)^2 - 1} \right]}$$

$r$  Radius der Zylinder  
 $a$  Abstand der Mittelpunkte  
 $s$  Abstand der Zylinderoberflächen

Durch Umschreiben auf den Elektrodenabstand  $s$ , definiert durch  $s = a - 2r$ , folgt:

$$E_{(x)} = \frac{U}{s} \cdot \frac{\sqrt{\left(\frac{s}{2r}\right)^2 + \frac{s}{r}}}{\left(1 + \frac{x}{r} - \frac{x^2}{r^2}\right) \cdot \ln \left[ \frac{s}{2r} + 1 + \sqrt{\left(\frac{s}{2r}\right)^2 + \frac{s}{r}} \right]}$$

und hieraus die maximale Feldstärke an den Zylinderoberflächen ( $x = 0$  und  $x = s$ ):

$$E_{\text{MAX}} = \frac{U}{s} \cdot \frac{\sqrt{\left(\frac{s}{2r}\right)^2 + \frac{s}{r}}}{\ln \left[ \frac{s}{2r} + 1 + \sqrt{\left(\frac{s}{2r}\right)^2 + \frac{s}{r}} \right]}$$

bzw. die minimale Feldstärke für  $x = \frac{s}{2}$

$$E_{\text{MIN}} = \frac{U}{s} \cdot E_{\text{MAX}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{s}{4r}}$$

mit der Definition der mittleren Feldstärke  $E_{\text{Mittel}} = \frac{U}{s}$  erhält man die folgenden Inhomogenitätsparameter des Feldes:

$$\frac{E_{\text{MAX}}}{E_{\text{Mittel}}} = \frac{\sqrt{\left(\frac{s}{2r}\right)^2 + \frac{s}{r}}}{\ln \left[ \frac{s}{2r} + 1 + \sqrt{\left(\frac{s}{2r}\right)^2 + \frac{s}{r}} \right]}, \quad \frac{E_{\text{MIN}}}{E_{\text{Mittel}}} = \frac{E_{\text{MAX}}/E_{\text{Mittel}}}{1 + \frac{s}{4r}}, \quad \frac{E_{\text{MAX}}}{E_{\text{MIN}}} = 1 + \frac{s}{4r}$$

Diese sind in Abb. 10 als Funktion der Schlagweite durch Radius dargestellt.

In diesem Zusammenhang sei auf die bekannte Eigenschaft hingewiesen, daß die absolute Größe der Feldstärke bei konstanter Spannung und konstantem Radius bei  $s/r = 3,85$  ein Minimum aufweist. Für  $\frac{s}{r} > 3,85$  kann nach Küpfmüller (Einführung in die Theoretische Elektrotechnik VIII, p. 90) eine stabile Glimmentladung auftreten (Korona), darunter nicht. Die in Abb. 11 gezeichnete Kennlinie der maximalen Feldstärke zeigt die Feldstärkewerte für  $U$  und  $r \equiv 1$ . Die Lage der Druckfunkenstrecke im  $\frac{s}{r}$ -Bereich ist markiert.

### 3.3.2. Feld zweier gleich großer Kugeln

Die Formeln für die Feldstärken im Kugelfeld sind explizit nicht so leicht zugänglich. Nach beispielsweise Flügge, Handbuch der Physik, Bel. XVI, S. 128 f.f., gilt für das Potential:

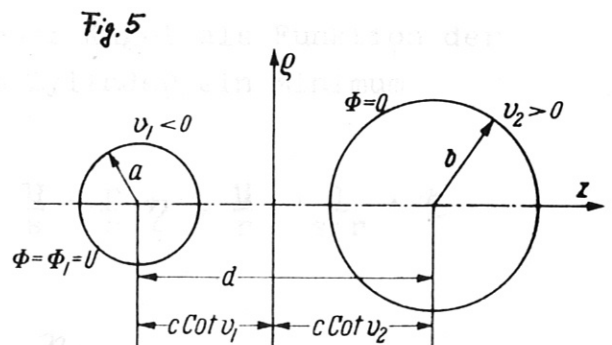
$$\Phi = \sqrt{2} U \sqrt{\cos v - \cos u} \times \sum_{n=0}^{\infty} P_n(\cos u) e^{-(n+\frac{1}{2})v_1} \times \frac{\sin(n+\frac{1}{2})(v-v_2)}{\sin(n+\frac{1}{2})(v_1-v_2)}$$

in bisphärischen Koordinaten, mit folgender Übergangsdefinition:

$$s = z + i\varrho = c \cot \frac{u+iv}{2} = c \frac{\sin v + i \sin u}{\cos v - \cos u},$$

$$\sin v_1 = \mp \frac{c}{a}; \quad \sin v_2 = \frac{c}{b};$$

$$c^2 = \frac{1}{4d^2} [(d^2 - a^2 - b^2)^2 - 4a^2b^2].$$



Auf der Achse gilt  $u = \pi$  und  $E = E_v$ . Unter Beachtung der

Diff'regeln für krummlinige Koordinaten erhält man für die Feldstärke auf der Achse  $u = \bar{u}$ :

$$E_v(u=\bar{u}, v) = \frac{\cot v - 1}{c} \cdot \sqrt{2} \cdot u \left\{ \frac{\delta \sin v}{\cot v - 1} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} [P_{n(n-1)} e^{-(u+\frac{1}{2})v_1} \times \right. \\ \times \left. \frac{\delta \sin (u+\frac{1}{2})(v-v_2)}{\delta \sin (u+\frac{1}{2})(v_1-v_2)} \right] + \sqrt{\cot v - 1} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} [P_{n(n-1)} e^{-(u+\frac{1}{2})v_1} \times \\ \times \left. \frac{\delta \cot (u+\frac{1}{2})(v-v_2)}{\delta \sin (u+\frac{1}{2})(v_1-v_2)} \right] \Bigg\}$$

Extremwerte der Feldstärke existieren für  $v = v_1$ ,  $v = v_2$  und für  $v = 0$ .

Diese Gleichung enthält noch immer unendliche Summen und der Übergang zu Zylinderkoordinaten ist kompliziert.

Deshalb werden hier näherungsweise berechnete Ausnutzungszahlen, wie bei Roth (S. 28) angegeben, zur Beurteilung der Inhomogenität des Kugelfeldes herangezogen.

Bei Roth ist definiert:

$$E_{\max} = \frac{u}{s} \cdot \eta \quad \text{und} \quad \eta = f\left(\frac{s}{r}\right);$$

$$\eta = \frac{E_{\max}}{E_{\text{mittel}}} \quad \text{ist in Abb. 10 eingetragen.}$$

Erweitert man die vorstehende Gleichung mit  $r$ , so ergibt sich auch hier eine Beziehung für die Feldstärke bei konstanter Spannung und gegebener Kugel als Funktion der Schlagweite, die auch wie beim Zylinder ein Minimum aufweisen sollte:

$$\text{Es ist: } E_{\max} = \eta \cdot \frac{u}{s} = \frac{u}{s} \cdot \frac{r}{r} \cdot \eta = \frac{u}{r} \cdot \frac{1}{s/r} \cdot \eta$$

$$\text{und: } \frac{E_{\max} \cdot r}{u} = \frac{1}{s/r} \cdot \eta\left(\frac{s}{r}\right)$$



Diese Beziehung, in Abb. 1 eingetragen, zeigt kein Minimum, da die  $\gamma$  aus einem Näherungsverfahren berechnet sind. Die Angaben über den Fehler von 2 % sind auf  $s/r = 0,7$  bezogen; bei  $s/r \gg 0,7$  scheint der Fehler erheblich höher zu liegen. Hieraus kann also das Feldstärkeminimum nicht bestimmt werden.

(Originalberechnung von Russel, Phil.Mag. (6) S. 237, 1906, war bis jetzt nicht zu erhalten).

### 3.3.3. Vergleich

Für den Bereich  $0,2 \leq s/r \leq 0,5$ , in dem bisher etwa Funkenstrecken arbeiten, ist für gleich große Zylinder

$$\frac{E_{\max}}{E_{\text{mittel}}} < 1,08 \text{ und für gleich große Kugeln } < 1,17.$$

Für ungleich große Elektroden ist diese Zahl sicher etwas erhöht.

Für den vorliegenden Fall ( $s/r = 0,33$ ) war also eine nur 8 % Inhomogenität durch Messung zu bestimmen. Zu diesem Zweck muß die Potentiallinie mit etwa 1 % Fehler zu bestimmen sein. Zu erreichen wäre das vielleicht, unter der Voraussetzung eines sehr widerstandshomogenen Materials, durch direkte Messung des Potentialgradienten mit einer Doppelsonde.

Im übrigen ist aber darauf hinzuweisen, daß andere Irregularitäten, wie Abbranderscheinungen und Triggerlöcher sowie sonstige mechanische Ausbildungen, die Inhomogenität des Feldes erheblich mehr beeinflussen werden und im Modell schwierig nachzubilden sind.

4. Diskussion der Feldbilder (Abb. 2 bis 5)

Nach vorstehenden Betrachtungen sind die aus den Papiermodellmessungen bestimmten Feldbilder nicht geeignet, aus ihnen etwa den Potential- bzw. Feldstärkeverlauf über der Schlagweite zu bestimmen. Es ist möglich, die vorher definierte Feldstärke  $E_{\text{mittel}} = \text{Potentialdifferenz/Schlagweite}$  zu berechnen, sowie, mit den Einschränkungen bezüglich des Fehlers, eine maximale Feldstärke als mittlere Feldstärke zwischen der Elektrode und der nächsten Potentiallinie zu bestimmen. Diese Parameter sind auf den Abb. vermerkt (Der Feldgradient wird angegeben in  $p \% \cdot U/\text{cm} = \frac{p}{100} \cdot U/\text{cm}$ , wobei  $U$  das Potential der linken Elektrode ist.)

Es zeigt im einzelnen:

- Abb. 2 das Feld der Hauptelektroden ohne Mittelelektrode. Die Triggerelektrode und das nicht berücksichtigte Epoxyharz sind markiert.
- Abb. 3 das Feld der Hauptelektroden mit Mittelelektroden auf 40 % gesteuert - als typisches Beispiel für die Art der statischen Beanspruchung einer Funkenstrecke.
- Abb. 4 das Feld mit auf -50 % gesteuerter Mittelelektrode.
- Abb. 5 Das Feld mit auf + 100 % gesteuerter Mittelelektrode - beide als Beispiel für die Durchschlagsphasen (1. und 2. Breakdown Stage) einer Kaskadenfunkenstrecke. In beiden Fällen wurde ein Stoßfaktor ( $u_D^{\text{Puls}}/u_D^{\text{stat.}}$ ) von 2,5 angenommen.

Die Abbildungen sind photographisch ca. 1 : 2 rückverkleinert und zeigen demnach die Konfiguration in ca. zweieinhalbfacher Größe des Originals. In Tabelle I sind einige Parameter zusammengestellt, auf die im folgenden noch eingegangen wird. Ausgangsgrößen für diese Parameter sind  $E_{\max}$  und  $E_{\text{mittel}}$  entsprechend den Feldbildern Abb. 2 bis 5. Mit dem Stoßfaktor  $\alpha = E_{\text{mittel III}}/E_{\text{mittel II}}$  wird die Größe  $e_{\text{III}}/e_{\text{II}} = E_{\max \text{ III}}/E_{\max \text{ II}} \cdot 1/\alpha$ .

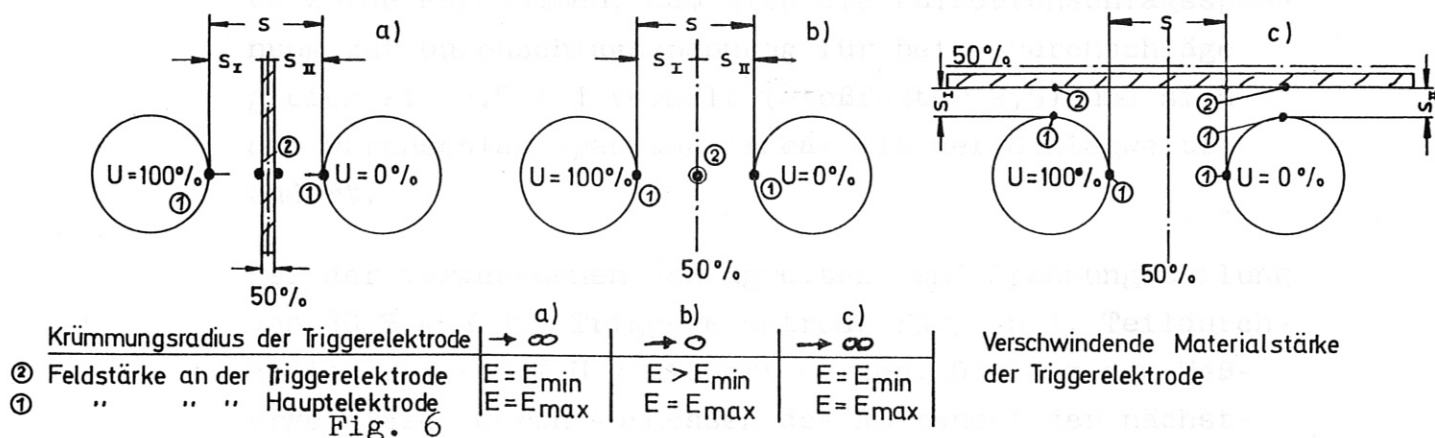
T a b e l l e I

Feld		$E_{\text{mittel}}$ (100 % U/cm)	$E_{\max}$ (100 % U/cm)	$e = \frac{E_{\max}}{E_{\text{mittel}}}$	Definitions- versuche "Feldverzerrung"
Hauptelektroden	I	2	2,2	1,1 = $e_I$	statische F.V.
Hauptelektrode mit 40 % $U_{\text{Mittel-}}$ elektr.	II	2	2,5	1,25 = $e_{\text{II}}$	$\frac{e_{\text{II}}}{e_I} = 1,135$
Hauptelektrode mit 50 % $U_{\text{Mittel-}}$ elektr.	III	5	7	1,4 = $e_{\text{III}}$	dynamische F.V.
Hauptelektrode mit 100 % $U_{\text{Mittel-}}$ elektr.	IV	5	7	1,4 = $e_{\text{IV}}$	$\frac{e_{\text{III}} \text{ od. } e_{\text{IV}}}{e_{\text{II}}} = 1,12$

Fehler ca.  
± 5 %

4.1. Hauptelektrodenfeld mit und ohne Mittelelektrode  
(Abb. 2 und 3, statische Beanspruchung)

Der in der Tabelle definierte Quotient  $e_{II}/e_I$  ist kennzeichnend für den Typ einer Funkenstrecke. Fig. 6 gibt einen Überblick der Extremlagen von Anordnungen der Triggerelektrode, wenn man von den verschiedenartigen Möglichkeiten der Spannungssteuerung der Triggerelektrode und der Schlagweitemaufteilung absieht. In den Beispielen 6a und 6c ist die Triggerelektrode als Blech verschwindender Stärke ausgebildet. Der Krümmungsradius  $r$  der Triggerelektrode ist sehr groß und die



Feldstärke geht näherungsweise nach  $E_{\min}$ . ( $e_{II}/e_I \lesssim 1$ ).

Man sieht am Beispiel c), daß die notwendige Bedingung hierfür nicht die Nachbildung einer Äquipotentialfläche ist.

Fig. 6 b) zeigt die Triggerelektrode als Draht mit verschwindendem Krümmungsradius ( $r \rightarrow 0$ ), wobei die Feldstärke an der Triggeroberfläche groß <sup>+) wird ( $e_{II}/e_I > 1$ ). Die Konfiguration der Druckfunkenstrecke entsteht beim</sup>

+ ) Abschätzung hierzu sh. S. 21

Übergang von b) nach c) bei konstanter mittlerer Feldstärke. Die Verlagerung aus der horizontalen Symmetrieachse ist durch den Elektrodenradius gegeben. Läßt man auch Teilschlagweitensummen  $S_I + S_{II} > S$  zu, kann das Verhältnis  $e_{II}/e_I$  zu 1 hin verändert werden.

#### 4.2. Hauptelektrodenfeld mit getriggelter Mittelelektrode

Abb. 3 und 4 zeigen die Felder beim bzw. kurz vor dem 1. und 2. Teildurchschlag.

Es wurde angenommen, daß sich die Pulsdurchschlagsspannung zur Durchschlagsspannung für beide Durchschläge gleich wie 2,5 : 1 verhält (Stoßfaktor 2,5) und sich die Durchschlagsspannung linear mit der Schlagweite ändert.

Bei der vorgesehenen Schlagweiten- und Spannungsteilung von 40 % muß die Triggerelektrode für den 1. Teildurchschlag auf -50 % U gesteuert werden. Die aus den Meßergebnissen durch Ausmessen des Abstandes der nächstliegenden Äquipotentiallinie zu bestimmenden mittleren und maximalen Feldstärken sind auf den Feldbildern vermerkt. (siehe auch Tabelle I).

Der Parameter  $E_{\max}/E_{\text{mittel}}$  beträgt hiernach  $\frac{7}{5} = 1,4$  im getriggerten gegenüber  $\frac{2,5}{2} = 1,25$  im ungetriggerten Falle, wobei es sich um einen Fehler handeln kann (die Differenz beträgt 10 %; - Meßgenauigkeit  $\pm 5,6$  %).

Das Verhältnis  $E_{\max}/E_{\text{mittel}}$  ist hier im ganzen nicht abhängig von der Spannung.

Auch wenn man die Extremlagen nach Fig. 6a und 6c betrachtet, kann festgestellt werden, daß sich der Quotient

$e_{\text{III}}/e_{\text{II}}$  (definiert in Tabelle I) - für den Fall eines ebenen Zylinderfeldes zumindest - entsprechend der Gleichung für  $E_{\text{min}}$  bzw.  $E_{\text{max}}/E_{\text{min}}$  Seite 12 nicht ändert.

Im Beispiel 6b arbeitet die Triggerelektrode sicher in einem Bereich von  $s/r$  rechts vom Feldstärkeminimum (Abb. 11), das bei eingehender analytischer Betrachtung auch von ungleich großen Zylindern zu berechnen wäre. Beispiele für diese Betriebsart sind von der Firma Maxwell angebotene Funkenstrecken, die Funkenstrecken von James und Gruber [1c] und die von Pillsticker [4] beschriebenen Vorkoronen, sowie die meisten Trigatrons.

Die Beispiele a und c zeigen dagegen die möglichen Entartungsfälle  $r \rightarrow \infty$  mit  $E \rightarrow E_{\text{min}}$ . Bei allen drei Anordnungen sollte die Durchschlagsspannung des Hauptfeldes nicht herabgesetzt werden.

Dazwischen liegt in Abhängigkeit der übrigen Krümmungsradien gerade der Triggerzylinder (Eigenschaften  $s/r$  und  $r$ ) mit einer maximalen Feldstärke wie auf den Oberflächen der Hauptzylinder als optimale Triggereinrichtung.

Die Verhältnisse zur Abschätzung dieses Optimums klärt wenigstens näherungsweise die folgende idealisierte Betrachtung. Das Feld zwischen Trigger- und Hauptelektroden wird als Feld zwischen Zylinder und zwei Ebenen dargestellt (Fig. 7). Dann liefern die in 3.3.1. erwähnten Formeln die folgende Abhängigkeit:

$$E_{\text{max}} = \frac{U}{2r} \frac{\sqrt{\left(\frac{d}{2r}\right)^2 - 1}}{\left(\frac{d}{2r} - 1\right) \ln\left(\frac{d}{2r} + \sqrt{\left(\frac{d}{2r}\right)^2 - 1}\right)}$$

und mit  $x = \frac{2r}{d}$

$$\frac{E_{\max} \cdot d}{U} = \frac{1}{x} \cdot \frac{\sqrt{\frac{1}{x^2} - 1}}{(\frac{1}{x} - 1) \ln(\sqrt{\frac{1}{x^2} - 1} + \frac{1}{x})}$$

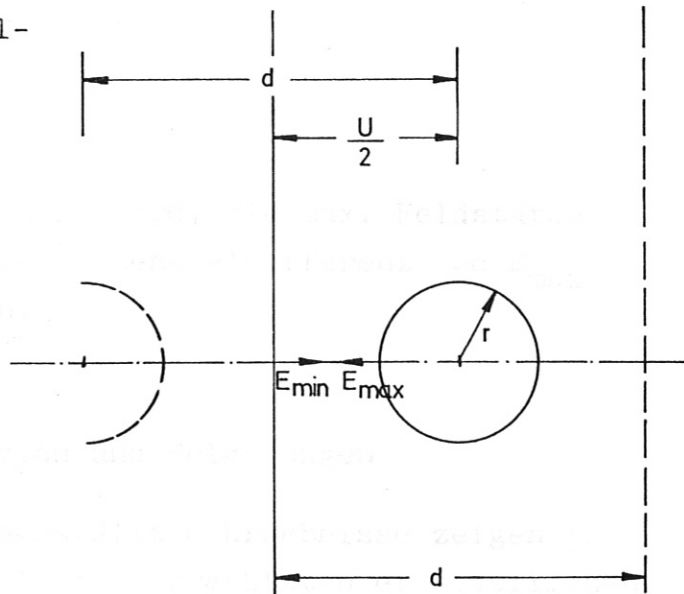


Fig. 7

sowie:

$$\frac{E_{\max}}{E_{\min}} = \frac{x + 1}{2x}$$

Die Gleichungen sind in Abb. 12 dargestellt. Sie haben gleichzeitig als veränderte Darstellung von Abb. 10 zu gelten. Vom Gesichtspunkt kleinster maximaler Feldstärken an allen Elektrodenoberflächen scheint der Radius der vorliegenden Triggerelektrode zu groß - vom Gesichtspunkt möglichst gleicher Feldstärken zu klein.

Zusammenfassend kann festgestellt werden: die maximale Feldstärke und der Quotient  $E_{\max}/E_{\text{mittel}}$  in einer statisch beanspruchten Dreielektroden-Funkenstrecke ist außer vom Abstand und Potentialdifferenz zur jeweiligen Gegenelektrode vom Verhältnis Abstand zu Krümmungsradius abhängig. Die rechnerischen Abschätzungen und die vorliegenden, vorsichtig zu beurteilenden Messungen lassen vermuten, daß sich diese Abhängigkeiten auch beim Triggern der Mittelelektrode nicht ändern. Es sollte demnach, wenn unter dem Triggern einer Elektrode nur die zeitliche Veränderung der Potentialdifferenz zwischen

den Elektroden verstanden wird, die max. Feldstärke linear abhängig von der Potentialdifferenz und  $E_{\max}/E_{\text{mittel}}$  konstant sein.

5. Abschließende Diskussion und Folgerungen

Die unter 2. zusammengestellten Ergebnisse zeigen im Zusammenhang mit den in 3. betrachteten erforderlichen Genauigkeiten, daß die Modellmessungen in der vorliegenden Form ungenügend sind. Verbesserungen wären vor allem am Modell und Modellmaterial vorzunehmen.

Die Betrachtungen des Abschnitts 3. und 4. scheinen sinnvoll, wenngleich sie unter den vereinfachenden Annahmen der Feldgleichungen gleich großer paralleler Zylinder getroffen wurden. Der Vergleich mit den Feldbildern zeigt wenigstens keine außerhalb der Fehlergrenzen liegenden Ergebnisse. Andererseits ist zu erkennen, wie wichtig es wäre, eine Analysis der Feldstärken in Funkenstrecken zu betreiben. Es scheint so, daß genauere Untersuchungen Anweisung zum Bau zweier Klassen von Schaltfunkenstrecken geben würden.

1. Elektrodenformen mit stabiler Korona,
2. Elektrodenformen mit gleichmäßiger maximaler Feldstärke,

Wenn man von den Eigenheiten des Dielektrikumdurchschlags absieht bzw. Durchschlag als eine homogene Phase betrachtet, könnten alle Konstruktionsanweisungen für die Elektroden und ihre Anordnung etwa aus den Abhängigkeiten

$$\frac{E_{\max}}{E_{\text{mittel}}} = f(\text{Abstand/Krümmungsradius})$$

und

$$\frac{E_{\max}}{f(\text{Potential/Geometriegröße})} = f(\text{Abstand/Krümmungsradius})$$



bestimmt werden, wobei man es in der Hand hat, durch Vergrössern der Teilschlagweitensumme ( $S > S_I + S_{II}$ )  $E_{\max}/E_{\min}$  zu 1 hin zu verändern.

Diese Untersuchungen ließen sich für Zylinderfeld und Kugelfeld mit etwas Aufwand wahrscheinlich geschlossen durchführen. Unter den vorliegenden Annahmen scheint Feldverzerrung ein unscharfer, der Definition bedürftiger Begriff zu sein. Der Begriff in früherer Deutung bezeichnete die Störung eines nur durch Elektrodenkonfigurationen erzeugten elektrischen Feldes durch Raumladungen. Entsprechend den entwickelten Vorstellungen, auch in Anlehnung an die Tabelle I und die Arbeit von Bishop und Edmonds 1b) wird die Definition folgender Feldverzerrungsfaktoren vorgeschlagen:

$$f_S = \frac{e_I}{e_{II}} = \frac{\frac{E_{I \max}}{E_{I \text{ mittel}}}}{\frac{E_{II \max}}{E_{II \text{ mittel}}}}; \quad f_D = \frac{e_{III}}{e_{II}} = \frac{\frac{E_{III \max}}{E_{III \text{ mittel}}}}{\frac{E_{II \max}}{E_{II \text{ mittel}}}}$$

$f_S$  bedeutet einen statischen Feldverzerrungsfaktor, der durch das Einbringen der Mittelelektrode in das Feld der Hauptelektroden entsteht.  $f_D$  bezeichnet einen dynamischen Feldverzerrungsfaktor, der die Feldänderung durch Triggern der Mittelelektrode beschreibt. Die römischen Ziffern I, II, III kennzeichnen die Felder in entsprechender Reihenfolge (I = Hauptelektroden, II = Hauptelektroden + Mittelelektrode, III = Hauptelektroden + getriggerte Mittelelektrode). Die Definition geht von der Voraussetzung aus, daß der Feldstärkeverlauf durch die Größen  $E_{\max}$  und  $E_{\text{mittel}}$  ausreichend beschrieben wird. Für den statischen Durchbruch eines Gases ist das sichergestellt, dagegen können für den Pulsdurchbruch, der in erster Linie

von den Bedingungen für die Lawinenausbildung abhängig ist, ein Minimum oder ein Nulldurchgang im Feldstärkeverlauf von großer Bedeutung sein. Untersuchungen hierüber sind nur im begrenzten Maße veröffentlicht. Läßt man jedoch die nur lückenhaft bekannten Eigenschaften des Dielektrikums außer Acht - und betrachtet das Feld etwa in idealem Vakuum - reduziert sich die Frage nach der Feldverzerrung auf die Lösung der Gleichungen

$$f_D = 1 \quad \text{oder} \quad f_D \neq 1$$

Die experimentellen und rechnerischen Ergebnisse der Arbeit können eine eindeutige Antwort hierauf nicht geben, da sie nicht genügend korrekt sind. Vor allem im Hinblick auf die Veröffentlichungen [1], bei denen insbesondere die Ergebnisse von Bishop und Edmonds [1 b] als Feldverzerrung gedeutet sind, sollte dieses Problem noch weiter geklärt werden. Bishop und Edmonds beziehen sich auf Messungen an computerberechneten Feldbildern (nach G. Bate) und auf Koronastrommessungen  $< 1 \mu\text{A}$ . Die Hauptelektroden bilden ein homogenes Feld (Schlagweite 10 mm), die Mittelelektrode ist eine 0,8 mm starke an der Kante vollgerundete Platte. Auf Seite 18 dieser Arbeit ist in tabellarischer Form eine Übersicht des Quotienten der maximalen Kantenfeldstärke zu Homogenfeldstärke gegeben.<sup>+) Die Höhe der Triggerspannung ist als Ladespannung eines Kabelgenerators in % der Kondensatorladespannung definiert. Berechnet man daraus die tatsächliche Triggerpulsspannung nach ca.  $(1,4 + 1,6) \cdot U$  und entsprechend die maximal mögliche Potentialdifferenz zwischen Haupt- und Mittelelektrode, dann liegen die angegebenen Quotienten zwischen 5 % (bei niedrigen) und 20 % (bei hohen Potentialdifferenzen) unter dem Wert, der sich aus Multiplikation des Quotienten für  $U_T = 0$</sup>

+) Im Anhang ist eine Kopie dieser Tabelle gegeben.

(Triggervoltage 0 %) mit dem Quotienten der Potentialdifferenzen ergibt (z.B. bei  $U_T = 0\%$  ist das Verhältnis Kantenfeldstärke/Homogenfeldstärke = 1,45, die Potentialdifferenz HE - ME beträgt 60 %; bei  $U_T = 25\%$  beträgt diese Differenz  $1,6 \cdot 25 + 60\% = 100\%$  und das Feldstärkenverhältnis berechnet sich aus  $1,45 \cdot 100/60 = 2,42$ ; 2,35 ist angegeben). Feldverzerrung liegt also im Sinn der vorliegenden Definition nicht vor.

Klar abzugrenzen von dieser Negation sind jedoch die unterschiedlichen Eigenschaften des Gases bei verschiedenem Inhomogenitätsgrad des Feldes, wobei großer Inhomogenitätsgrad (hohes  $E_{\max}$  bei niedrigem  $E_{\text{mittel}}$ ) für den Funkenstreckendurchbruch vorteilhaft zu sein scheint, wie die Veröffentlichungen zu [1], insbesondere die Arbeiten des Culham Laboratory zeigen. Inwieweit das hier wieder in Erinnerung gerufene Randfeldstärkeminimum bestimmte Anordnungen geeignet macht, bedarf noch der Untersuchung.

Zusammenfassend scheinen drei Feststellungen erlaubt zu sein:

1. Die Feldstärken für eine konstante Geometrie sind direkt proportional der entsprechenden Potentialdifferenz.
2. Die absolute Höhe der Feldstärken ist abhängig von Krümmungsradien und Abstandsgrößen mit einer Minimumerscheinung, wenn nur eine dieser Größen variiert wird.
3. Feldverzerrung ist keine Eigenschaft des Feldes und der feldbestimmenden Größen im elektrostati-

schen Sinne, sondern hängt vom Dielektrikum bzw. dessen Ionisationseigenschaften ab. Feldverzerrung ist mit dem Auftreten von Teilionisation oder Raumladungen verbunden.

Die Kopplung der scheinbar unabhängigen Größen (Geometrie und Potentialdifferenz) ist durch Eigenschaften des Dielektrikums gegeben, wenngleich diese nur unvollkommen bekannt sind ([3] IPP 4/52, S. 13-15).

Ich danke den Herren der Abteilung Technik für zahlreiche Anregungen und wertvolle Diskussionen, sowie H. Zinkernagel für die sorgfältige Durchführung der Messungen.

Literaturhinweis:

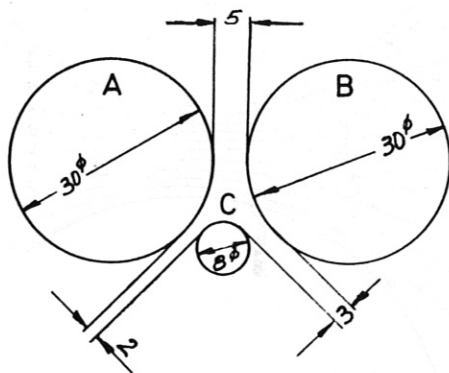
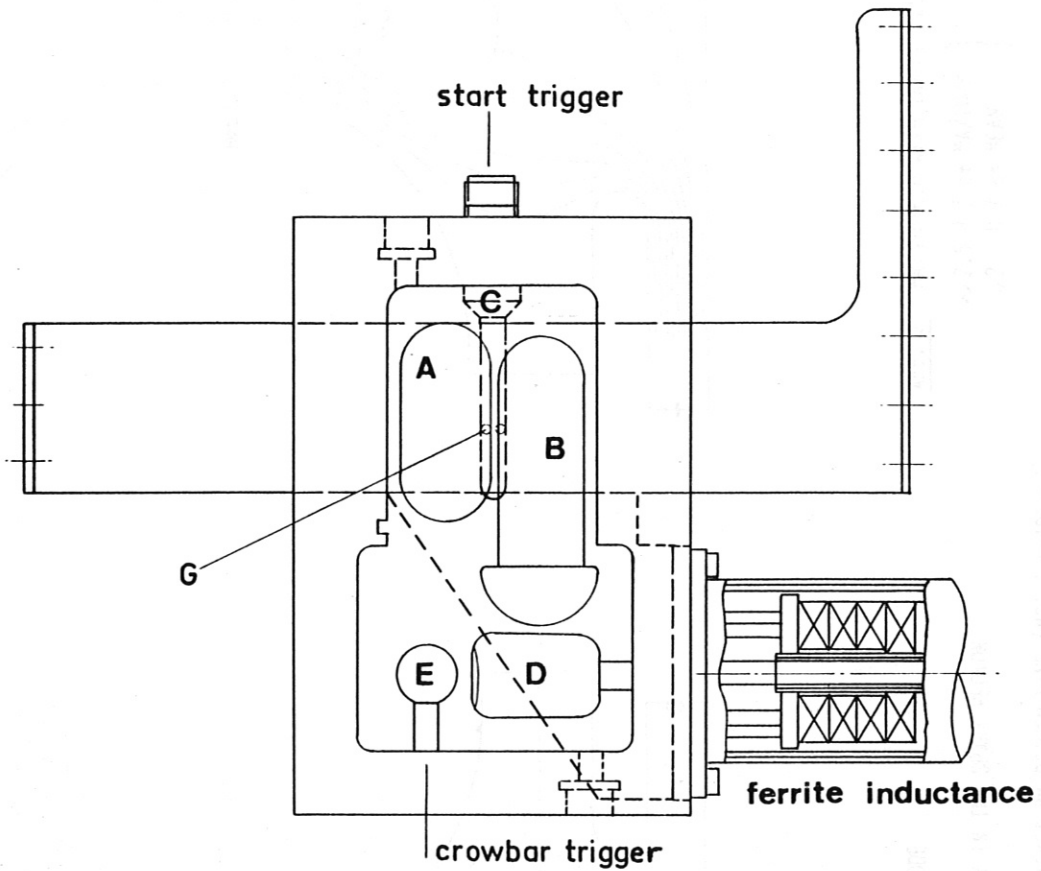
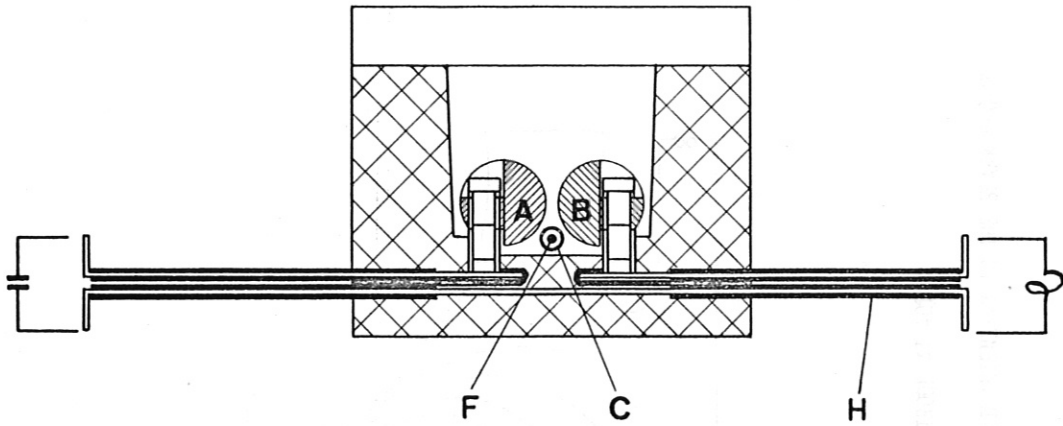
- 1 a) Goldmann M.; Pollock, N.C.; Reynolds, J.A.; Westendorp, W.F.; Rev.Sci.Instr., 1962, 33, p. 1041  
b) Bishop A.E., Edmonds G.D., Report CLM - p 81, 1966, Culham  
c) P.M. Barnes, J.E. Gruber, TE. James, Report CLM - R 71, 1967, Culham  
d) Hägelsperger et.al.Report IPP 4/28, Garching, 1966  
e) G. Klement et.al. Report 4/32, Garching, 1966
- 2 Heinz Schlageter, Report 4/6, Garching, 1962
- 3 H.Hägelsperger, R.-C. Kunze, G.Klement, G.Müller, IPP 4/28, 1966, und IPP4/52, 1968, Garching
- 4 M.Pillsticker ETZ (A) 89, p. 44-45, 1968

A n h a n g

**TABLE B**  
**ELECTRICAL STRESS VALUES WHEN THE SWITCHES ARE JUST FIRING**  
(triggered and untriggered)

Capacitor Charging Voltage kV	Trigger Voltage % of Capacitor Voltage	Air Pressure p.s.i.g.	Uniform Field Stress Capacitor side / Load side kV/cm	Uniform field Breakdown stress kV/cm	Stress at edge of Intermediate Electrode kV/cm	Corona Inception Stress Positive/Negative kV/cm	Type of Spark Gap	Ratio of edge Stress to max. Uniform Field Stress
20	0	- 3	22/22	24	32	75/79	C	1.45
	0	- 3	22/22	24	32	75/79	D	1.45
	25	0	40/6	30	94	86/86	D	2.35
40	50	20	58/34	70	166	160/137	C	2.85
	0	5	44/44	40	64	105/98	C	1.45
	0	10	44/44	50	64	123/112	D	1.45
	25	30	80/12	92	188	198/163	C	2.35
	25	30	80/12	92	188	198/163	D	2.35
70	0	20	77/77	70	110	160/138	C	1.45
	0	25	77/77	80	110	180/150	D	1.45
	25	80	140/21	192	330	386/292	D	2.35
	35	80	161/63	192	420	386/292	C	2.6
90	0	30	99/99	92	144	198/163	C	1.45
	20	95	163/0	223	360	445/330	D	2.2
	25	95	180/27	223	423	445/330	D	2.35
100	35	100	207/81	235	540	463/343	C	2.6
	0	35	110/110	100	166	217/176	C	1.45

+ Berechnungsbeispiel im Text



- A, B MAIN START ELECTRODES
- C START TRIGGER ELECTRODE
- B, D MAIN CROWBAR ELECTRODES
- E CROWBAR TRIGGER PULSE SHARPENING ELECTRODE
- F IRRADIATING ELECTRODE WITH IRRADIATING APERTURE G
- H STRIPLINE INSULATION (FOLDS)

Abb.: 1 Druckfunkenstrecke zur Turbulenzbatterie

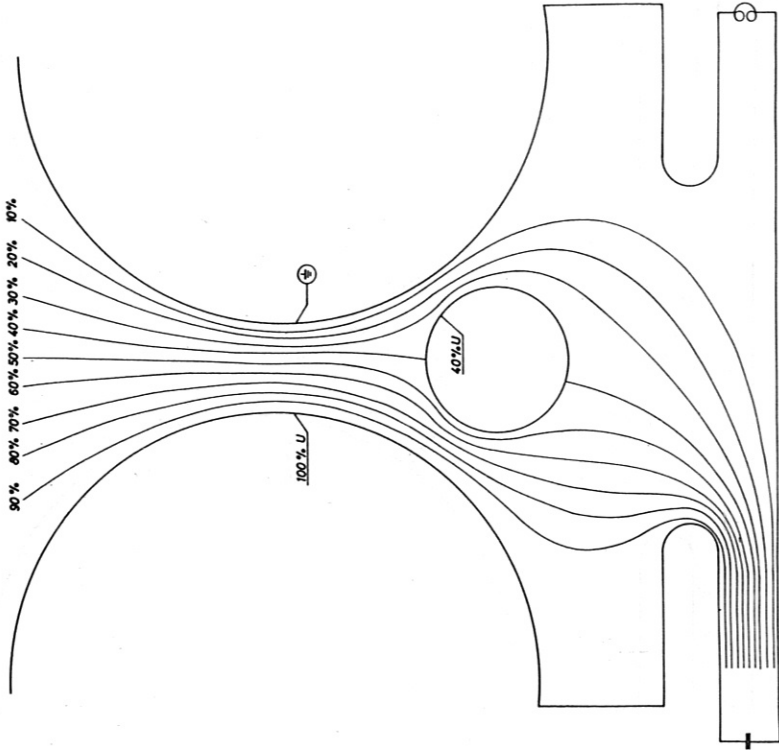


ABB. 3 MAIN FIELD WITH TRIGGER ELECTRODE AT 40% U

~ 2.5 U / cm MAXIMUM  
~ 2 U / cm MEAN

FIELD INTENSITY IN THE SPARK REGION

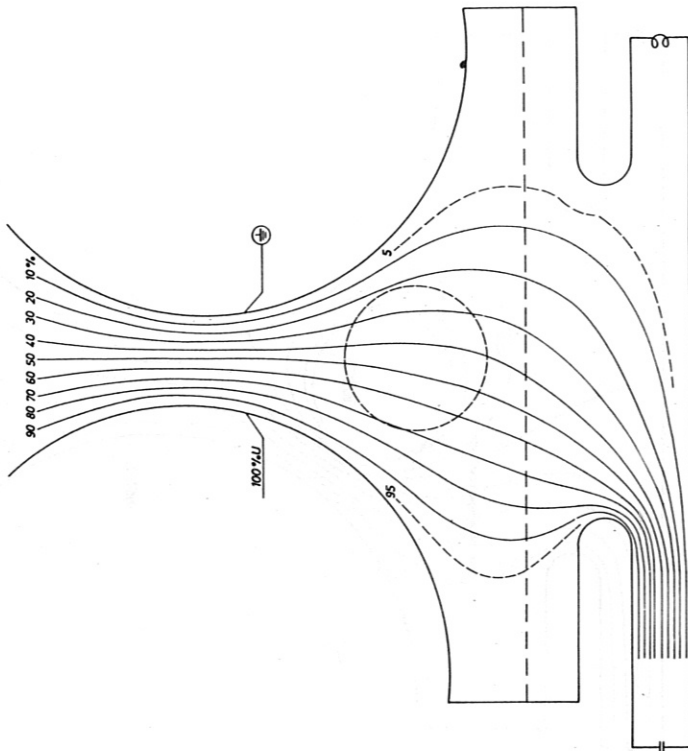


ABB. 2 MAIN FIELD UNDISTURBED BY TRIGGER ELECTRODE

~ 2.2 U / cm MAXIMUM  
~ 2 U / cm MEAN

FIELD INTENSITY IN THE SPARK REGION

TRIGGER ELECTRODE AND EPOXY INSULATION MARKED BY BROKEN LINE (NOT CONSIDERED)



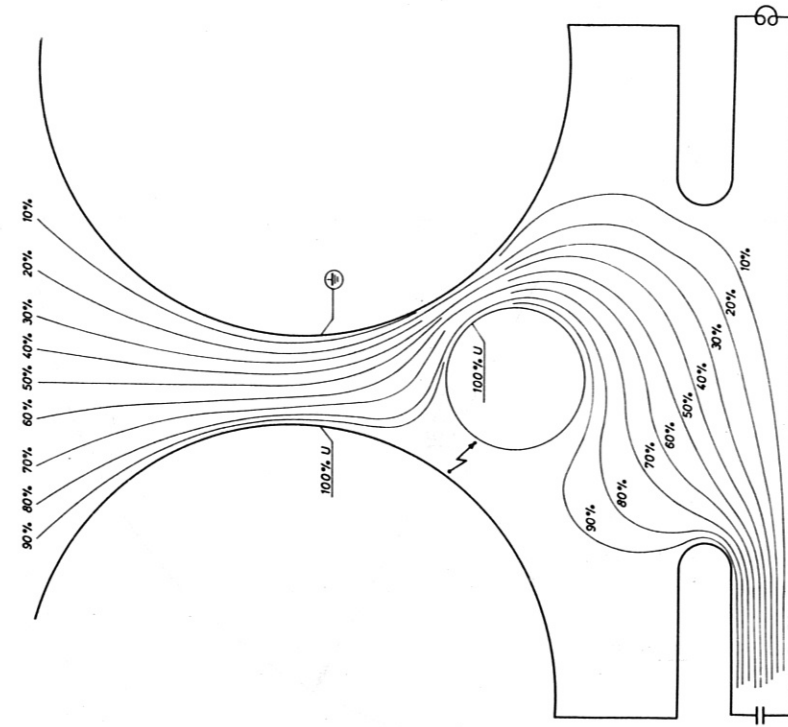


ABB. 6 BREAKDOWN STAGE

$\sim 7$  U/cm MAXIMUM  
 $\sim 5$  U/cm MEAN } FIELD INTENSITY IN THE SPARK REGION

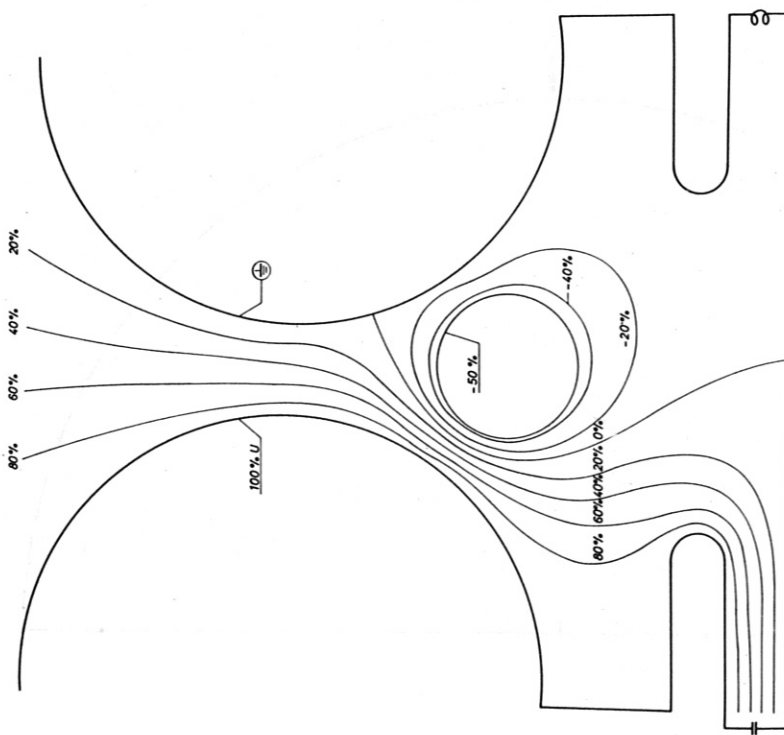


ABB. 5 -50% TRIGGER FIELD, 1. BREAK DOWN STAGE

$\sim 7$  U/cm MAXIMUM  
 $\sim 5$  U/cm MEAN } FIELD INTENSITY IN THE SPARK REGION

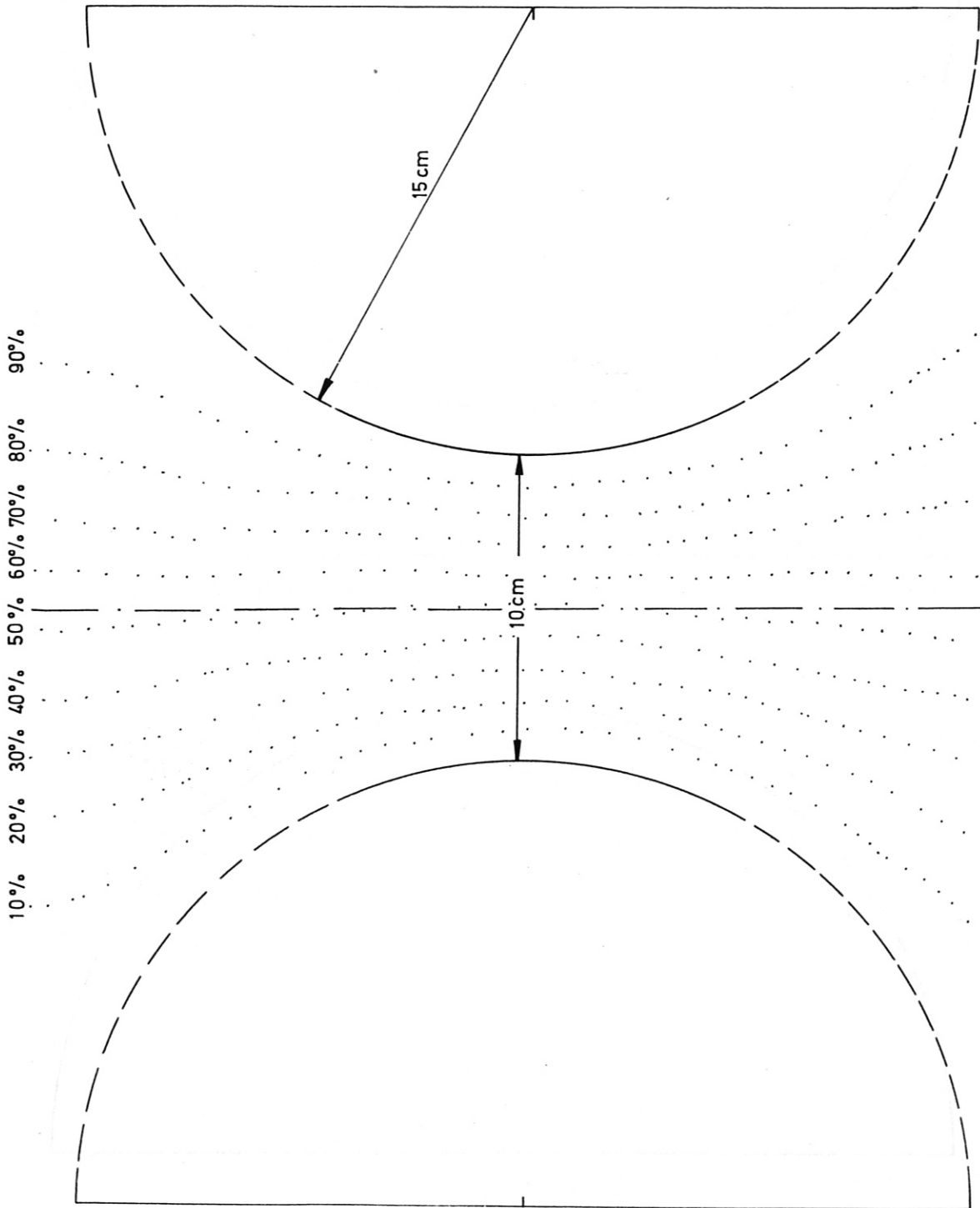


Abb.: 6 Papiergröße 50 x 50 cm

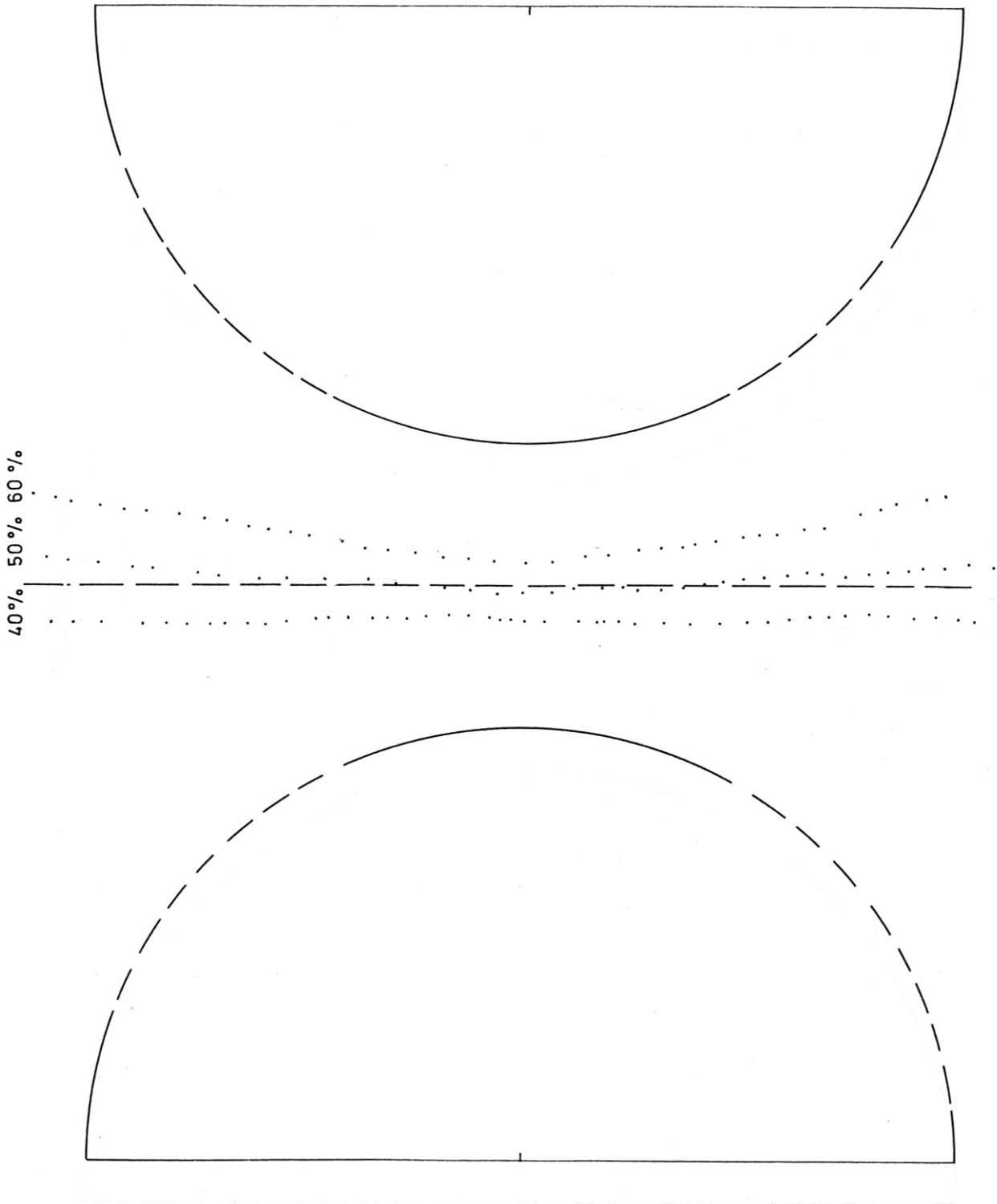


Abb. 7 wie Abb. 6  
gegen Abb. 6 um 180° gedreht

Abb. 8

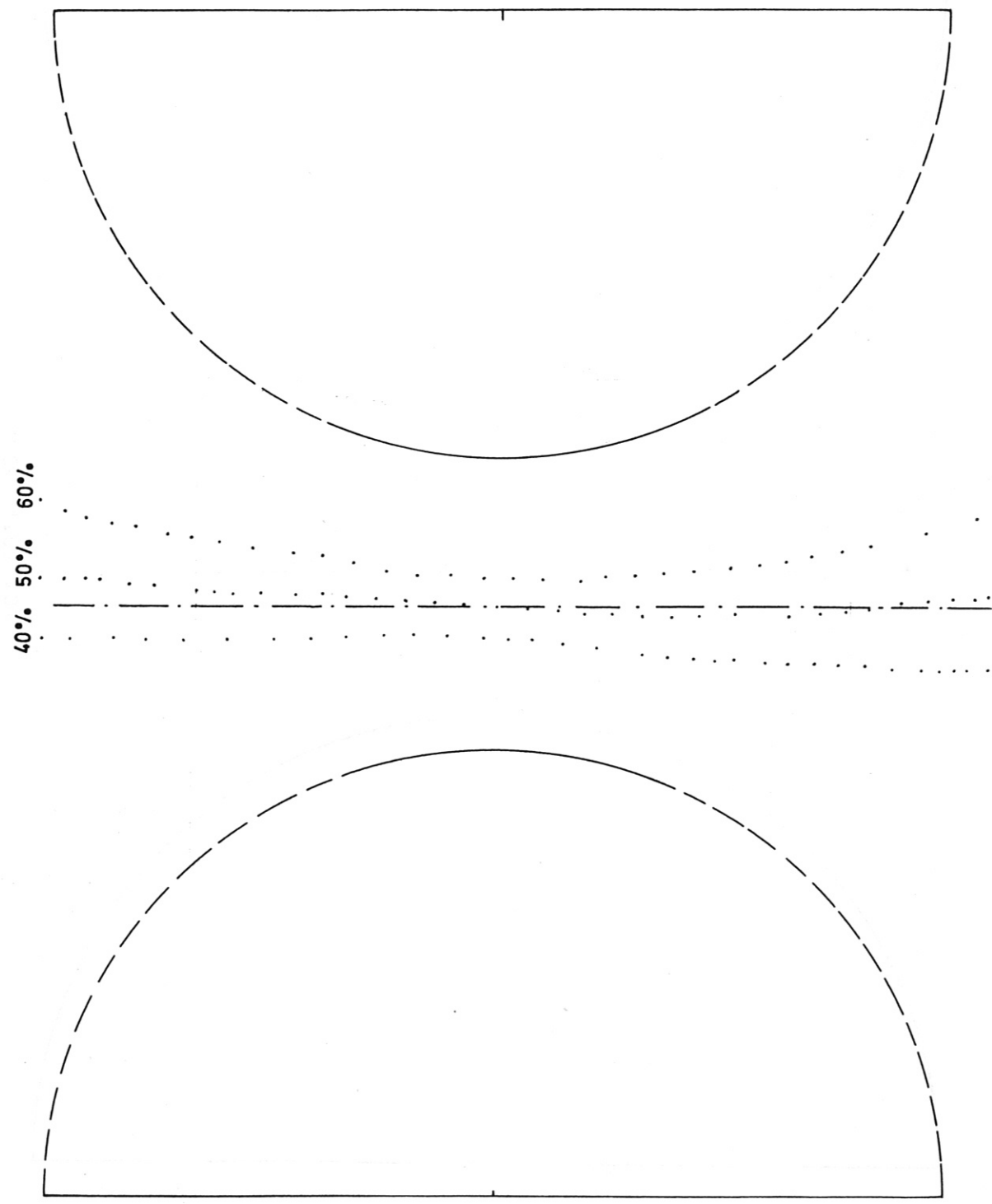


Abb.: 8 Papiergröße 70 x 95 cm  
Hallentrocken

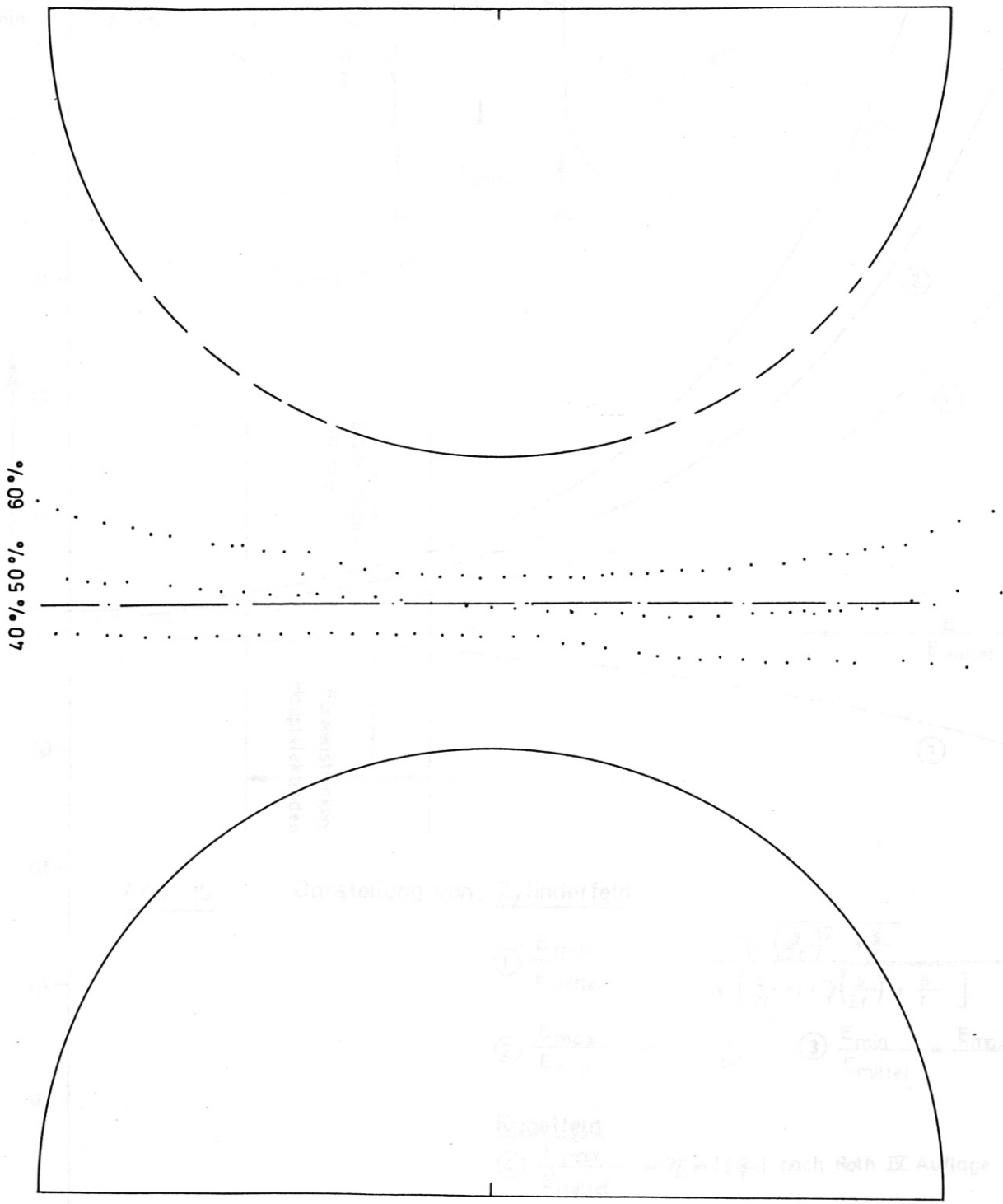


Abb. 9 wie Abb. 8  
Zimmer trocken

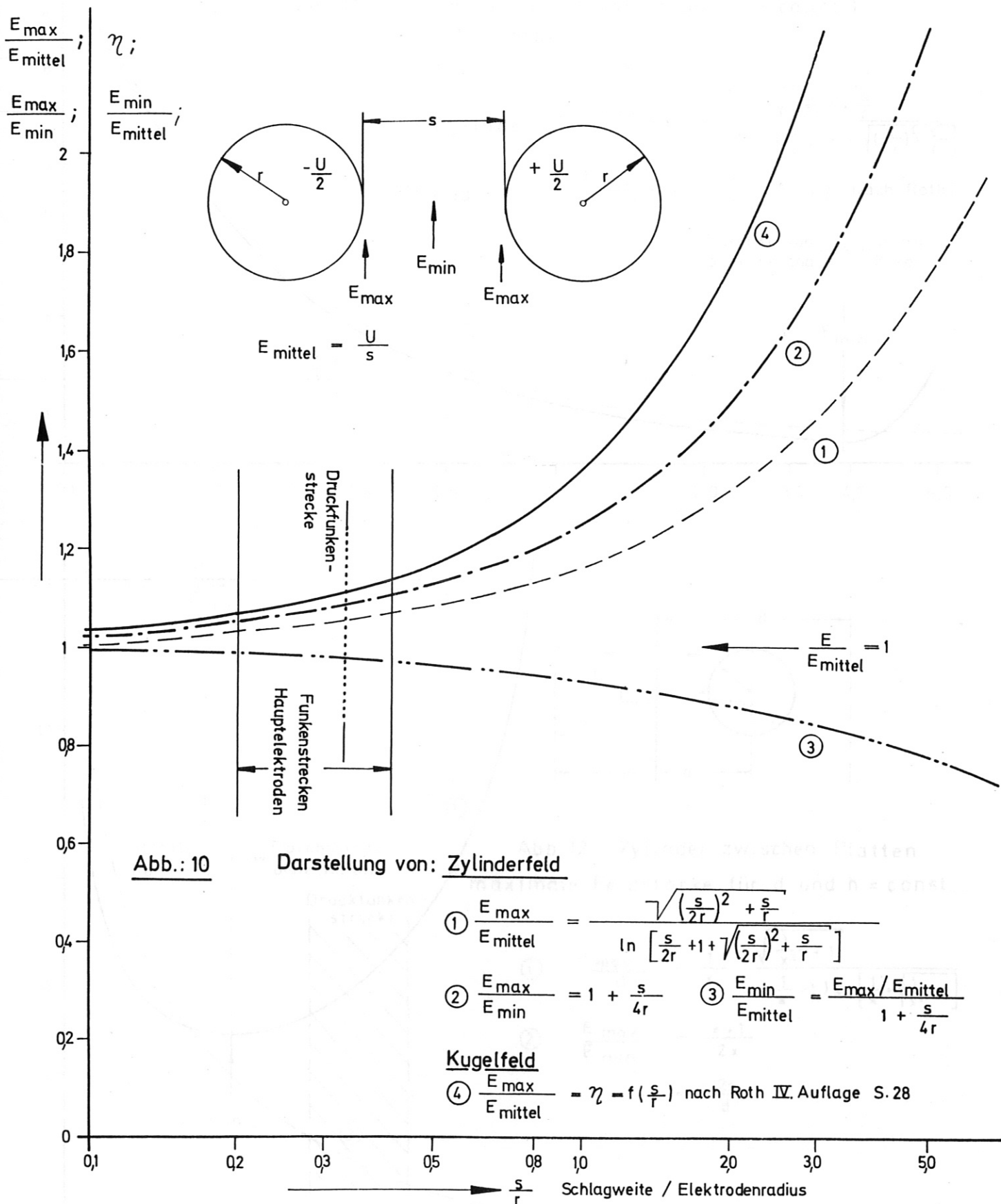


Abb.: 10

Darstellung von: Zylinderfeld

