

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins
Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke
Band: 26 (1935)
Heft: 8

Artikel: Der Temperatur-Koeffizient bei Hitzdraht-Vakuummetern und Vakuumthermoelementen
Autor: Kobel, E.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-1060304>

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: 03.04.2026

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

innere Widerstand $/R_i/$, der umgekehrt von U_h praktisch unabhängig ist, verändert sich hier nur in Funktion von f gemäss der schwach gebogenen Kurve und bleibt vom Parameterwert U_h unbeeinflusst. Der geradlinige geneigte Teil der Kurve bei höheren Frequenzen bringt bei der doppelt logarithmischen Achsenteilung die indirekte Proportionalität zwischen dem überwiegend kapazitiven Innenwiderstand und der Frequenz f zum Ausdruck. Die Biegung bei tieferen Frequenzen ist damit zu erklären, dass dort wegen des höher werdenden kapazitiven Widerstandes der Einfluss des Ohmschen Innenwiderstandes mehr und mehr überwiegt, so dass die Kurve allmählich zum entsprechenden Konstantwert umbiegt. Die U_o -Kurve entsteht auch hier wieder aus der Addition der I_k - und $/R_i/$ -Kurve. Da I_k konstant bleibt, liegt die U_o -Kurve parallel verschoben zur $/R_i/$ -Kurve. Für beliebige Werte von U_h sind die U_o -Kurven mit Hilfe von I_k somit sofort bestimmbar. Die beiden experimentell aufgenommenen Kurven bestätigen diese einfachen Zusammenhänge.

Die gleichen Gesetzmässigkeiten gestatten auch im Diagramm der ersten Art die sofortige Bestimmung

der $/R_i/$ - und U_o -Kurven für einen beliebigen abweichenden Parameterwert von f , falls dies interessieren sollte. Hier bleibt wegen der Unabhängigkeit des Kurzschlußstromes von f die I_k -Kurve vom Parameterwert praktisch unabhängig und konstant. Ihre Lage ist für die verlangte Frequenz f dem Diagramm der zweiten Art zu entnehmen. Die U_o -Kurve entsteht demnach schliesslich aus einer Parallelverschiebung der I_k -Kurve, wobei die Verschiebungsstrecke durch den Wert von $/R_i/$ festgelegt wird.

Was schliesslich die Lage der Kurven in quantitativer Hinsicht anbetrifft, so unterscheiden sich diese für die verschiedenen Isolatortypen natürlich sehr stark. Grössere Isolatoren für höhere Spannungen haben im allgemeinen auch eine höhere Störeinsatzspannung, doch liegt diese leider fast stets tiefer als die Betriebsspannung, so dass Radiostörungen unvermeidlich sind. Gewisse Veränderungen erfahren auch die Kurvenformen selbst, namentlich diejenigen der Diagramme der ersten Art; die Erscheinungsformen und Zusammenhänge bleiben im wesentlichen aber doch stets dieselben.

Der Temperatur-Koeffizient bei Hitzdraht-Vakuummern und Vakuumthermoelementen.

Von E. Kobel, Baden.

531.788

Bei Hitzdraht-Vakuummern sowie bei Vakuumthermoelementen ist die Temperaturänderung der im Vakuum liegenden erwärmten Messelemente aus strahlungsenergetischen Gründen geringer als die Temperaturänderung der Umgebung. Der dadurch bedingte Temperaturkoeffizient kann durch Schwärzung der rückstrahlenden Umgebung wesentlich verringert werden.

Pour les vacuomètres à fil chaud ainsi que les thermocouples dans le vide, la variation de température des éléments de mesure dans le vide est plus faible que la variation de température du milieu ambiant, ceci en raison des phénomènes énergétiques de radiation. Le coefficient de température qui en résulte peut être sensiblement réduit par noircissement des surfaces réfléchissantes environnantes.

Das Hitzdrahtvakuummeter beruht auf der bekannten, erstmals von M. v. Pirani zu diesem Zweck angewendeten Abhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit der Gase vom Druck. Seine Wirkungsweise sei hier nochmals kurz beschrieben:

Die Temperatur eines im Vakuum erwärmten Drahtes ist bestimmt durch das Gleichgewicht zwischen der dem Draht elektrisch zugeführten Leistung und der vom Draht durch die Wärmeleitung längs der Drahtenden, durch die Wärmeleitung des Gases und durch Wärmestrahlung an die umgebenden Wände abgegebenen Leistung. Bei einem dünnen und hinreichend langen Draht ist der durch metallische Leitung längs der Drahtenden nach aussen abgeleitete Leistungsanteil selbst bei sehr kleinen Gasdrücken ein nur geringer Bruchteil der Gesamtleistung. Das Verhältnis der beiden Leistungsanteile, die durch Wärmeleitung und Strahlung vom Draht abgegeben werden, ändert sich nun mit dem Gasdruck, und zwar derart, dass bei grossen Gasdrücken der Anteil der Wärmeleitung, bei kleinen Gasdrücken dagegen der Anteil der Strahlung überwiegt. Dadurch wird mit abnehmendem Gasdruck

im Vakuummeter eine Zunahme der Temperatur des Hitzdrahtes bedingt, deren obere Grenze beim Gasdruck $p=0$ allein durch das Gleichgewicht zwischen zugeführter und durch Strahlung abgegebener Leistung bestimmt ist, abgesehen von dem kleinen Bruchteil, der durch die Drahtenden abgeleitet wird. Besteht nun der Hitzdraht aus einem Leiter mit einem grossen Temperaturkoeffizienten, so ist sein Widerstand ein genaues Mass für seine mittlere Temperatur und damit auch für den Gasdruck im Vakuummeter. Die Widerstandsmessung kann natürlich auf die verschiedensten Arten erfolgen. Bei der Vakuummesseinrichtung für Grossgleichrichter kommt fast ausschliesslich ein Ferrodynamometer als Anzeigeelement zur Anwendung¹⁾.

Schon Pirani hat die Temperaturabhängigkeit seines selbstzeigenden Vakuummessinstrumentes untersucht²⁾. Durch Einschalten von genau gleich gebauten Lampenwiderständen mit verschiedenen

¹⁾ BBC-Mitteilungen 1926, Heft 9, S. 224.

BBC-Mitteilungen 1929, Heft 10, S. 221.

²⁾ Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 1906, S. 686.

Gasdrücken in den Vergleichszweig der Messbrücke erreichte Pirani jeweils für einzelne kleine Druckbereiche praktisch Temperaturunabhängigkeit. Beim Hitzdrahtvakuummeter der Bauart Brown Boveri wurde weitgehende Temperaturunabhängigkeit dadurch erreicht, dass alle 4 Zweige der Vakuummessbrücke aus dem gleichen Widerstands-

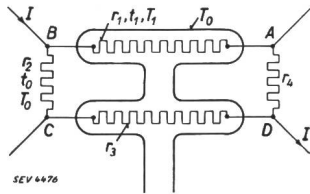


Fig. 1.
Schaltung des
Brown Boveri-Vakuum-
meters.

material bestehen, wobei zwei diametrale Zweige der Vakuummessbrücke in dem zu messenden Vakuum und die beiden andern Zweige in der Aussenluft liegen. Die trotz diesen Verbesserungen noch zurückbleibende kleine Temperaturabhängigkeit der Vakuummessbrücke spielt für den praktischen Gleichrichterbetrieb keine Rolle. Bei wissenschaftlichen Versuchen im Laboratorium, wo das Hitzdraht-Vakuummeter ebenfalls ein unentbehrliches Messinstrument geworden ist, ist dagegen die genaue Kenntnis seines Temperaturkoeffizienten, sowie die Kenntnis der physikalischen Ursache desselben erforderlich. Durch Beobachtungen wurde festgestellt, dass bei konstantem bestem Vakuum die Brückenspannung U_{AC} (Fig. 1) der Vakuummeterbrücke, deren Klemmen B und D mit einem konstanten Heizstrom gespiesen werden, mit zunehmender Aussentemperatur abnimmt.

In Tabelle I sind einige Messwerte aus Versuchen an einem Vakuummeter bei verschiedenen Raumtemperaturen zusammengestellt ³⁾:

Tabelle I.

Raumtemperatur ° C	Gasdruck im Vakuummeter p mm Hg	Brückenspg. U_{AC} mV	Temperatur- koeffizient
<i>a) Blanker Glaskörper</i>			
20,6	$p = 1 \cdot 10^{-3}$	163	} 0,35 mV/°C
32,5		157,2	
42,2		155,7	
51,6		152,2	
<i>b) Geschwärzter Glaskörper</i>			
21,8	$p = 1 \cdot 10^{-3}$	165,0	} 0,24 mV/°C
31,4		162,7	
39,8		160,7	
49,4		158,2	

Daraus folgt, dass die im Vakuum liegenden Zweige 1 und 3 (mit «Innenzweige» bezeichnet) ihre Temperatur nicht um denselben Betrag ändern wie die in der Aussenluft liegenden Zweige 2 und 4

³⁾ Aehnliche Versuche sind letzthin von Josomatsu Takamura veröffentlicht worden. Proc. Phys. Math. Soc. Japan (3) 16.221—223 1934.

(mit «Aussenzweige» bezeichnet). Die folgende Annäherungsrechnung ergibt nun tatsächlich das Resultat, dass die Temperatur der Innenzweige aus strahlungsenergetischen Gründen bei einer bestimmten Zu- oder Abnahme der Aussentemperatur weniger ändert als die Temperatur der Aussenzweige. Die Grundlage der Berechnung bilden folgende Daten:

- a) Für alle vier Zweige der Brücke wird reiner Platindraht verwendet.
Temperaturkoeffizient $\alpha = 0,0039$ zwischen 0 und 200° C
Heizstrom = I
Widerstand eines Innenzweiges = r_1
» Aussenzweiges = r_2
Temperatur » Innenzweiges = t_1
» » Aussenzweiges = t_0

b) Das Vakuummeter der Bauart Brown Boveri entspricht der in Fig. 1 dargestellten Anordnung. Bei einer Raumtemperatur von $t_0 = 20^\circ$ C ist für trockene, atmosphärische Luft der funktionelle Zusammenhang zwischen Druck p im Vakuummeter und der Brückendiagonalspannung U_{AC} durch

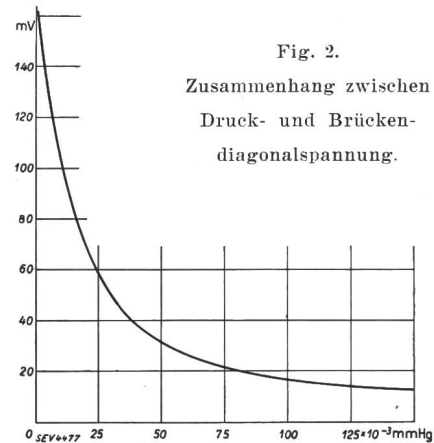


Fig. 2.
Zusammenhang zwischen
Druck- und Brücken-
diagonalspannung.

Fig. 2 wiedergegeben. Der Stromverbrauch des Messinstrumentes zur Bestimmung der Spannung U_{AC} sei im Vergleich zum Gesamtheizstrom vernachlässigbar klein.

Aus diesen Angaben lassen sich die quantitativen Verhältnisse der Energieverteilung im Gleichgewichtszustande für verschiedene Gasdrücke berechnen.

$$U_{AC} = \frac{I}{2} \cdot r_1 - \frac{I}{2} \cdot r_2 = \frac{I}{2} \cdot (r_1 - r_2)$$

$$r_1 - r_2 = \frac{2 \cdot U_{AC}}{I} \tag{1}$$

Daraus ergibt sich die Temperaturerhöhung der Innenzweige gegenüber den Aussenzweigen.

$$r_1 = r_2 \cdot [1 + \alpha (t_1 - t_0)]$$

$$t_1 - t_0 = \frac{r_1 - r_2}{r_2 \cdot \alpha} = \frac{2 \cdot U_{AC}}{I \cdot r_2 \cdot \alpha} \tag{2}$$

$$T_1 = \frac{2 \cdot U_{AC}}{I \cdot r_2 \cdot \alpha} + t_0 + 273 \tag{3}$$

Aus der in der Fig. 2 dargestellten Beziehung zwischen p und U_{AC} lassen sich nach Gl. (3) die abs.

Temperaturen der Innenzweige als Funktionen des Druckes berechnen. Bei höchstem Vakuum, wo die Brückenspannung ihren Maximalwert von 163 mV erreicht hat, beträgt die abs. Temperatur der Innenzweige $T_1 = 451^\circ \text{ K}$ bei einer abs. Temperatur der Aussenzweige von $T_0 = 293^\circ \text{ K}$ und ihre Differenz $T_1 - T_0 = 158^\circ \text{ C}$.

Die Strahlungskonstante für das verwendete Platin in der im Vakuummeter in Frage kommenden Anordnung lässt sich unter der Annahme, dass beim erreichten besten Hochvakuum die gesamte Energie zum weitaus grössten Teil nur durch Strahlung und zu einem geringen Teil durch metallische Leitung längs der Drahtenden abgegeben werden, angenähert berechnen. Dabei muss vorausgesetzt werden, dass die aus der Widerstandszunahme mit Hilfe von Gl. (3) berechnete mittlere absolute Temperatur T_1 der Innenzweige bis auf eine angenommene Entfernung von 5 mm von den Einschmelzdrähten, der tatsächlichen Temperatur entsprechen. Der Abzug von je 5 mm an den Drahtenden für die Wärmeableitung wird den tatsächlichen Verhältnissen bei bestem Vakuum nahe entsprechen.

Für die Gesamtstrahlung des absolut schwarzen Körpers gilt das Stefan-Boltzmannsche Gesetz:

$$S = \int_0^\infty E_\lambda \cdot d\lambda = s \cdot T^4 \quad (4)$$

wobei für die Strahlungskonstante $s = 5,75 \cdot 10^{-12} \text{ Watt} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{grad}^{-4}$ einzusetzen ist. Für einen Körper mit einer beliebigen Strahlungskonstante dagegen lautet die Strahlungsgleichung:

$$S = \varepsilon \cdot s \cdot T^4 \quad (5)$$

wobei ε selbst wieder eine Funktion der Temperatur darstellt

$$\varepsilon = \gamma T^\varphi \quad (6)$$

W. Geiss hat die Konstante für reines, blankes Platin experimentell bestimmt und die Ergebnisse veröffentlicht⁴⁾.

In unserem Fall müssen wir noch berücksichtigen, dass die Temperatur der umgebenden Glaswand gegenüber der Temperatur der Platindrähte in Frage kommt.

$$S = s \cdot \gamma \cdot T_1^\varphi \cdot [T_1^4 - T_0^4] \quad (7)$$

daraus ergibt sich für die Materialkonstante

$$\gamma = \frac{S}{s \cdot T_1^\varphi \cdot [T_1^4 - T_0^4]} \quad (8)$$

Setzen wir die Gesamtstrahlung S der in einem Innenzweig pro 1 cm² Drahtoberfläche bei höchstem Vakuum in Wärme umgesetzte Leistung = q und berücksichtigen für die Ableitung durch die Enden je 2 %, entsprechend einer abgekühlten

Drahtlänge von je 5 mm, so ergibt sich für γ der nachfolgende Wert:

$$q = \frac{(1 - 0,04) \cdot \frac{I^2}{4} \cdot r_2 [1 + \alpha \cdot (t_1 - t_0)]}{\pi \cdot d \cdot l}$$

$$\gamma = \frac{q}{s \cdot T_1^\varphi \cdot [T_1^4 - T_0^4]} = 20,0 \cdot 10^{-4}$$

W. Geiss gibt für $\varphi = 0,767$ und für $\gamma = 6,22 \cdot 10^{-4}$ an. Der bedeutende Unterschied ist wahrscheinlich zum Teil in der Anordnung des Platindrahtes in Spiralförmigkeit und zum Teil in der Verschiedenheit des Platins selbst zu suchen.

Aus Gl. (7) und den mit Gl. (3) berechneten Temperaturen der Innenzweige lassen sich nun die beiden Energieanteile, welche durch Wärmeleitung und Strahlung abgegeben werden, unter den gegebenen Voraussetzungen trennen. Für diese Trennung ergeben sich folgende Beziehungen.

1. Totale in einem Innenzweig in Wärme umgesetzte Leistung:

$$Q = \frac{I^2}{4} \cdot r_2 \cdot [1 + \alpha \cdot (t_1 - t_0)] \text{ Watt.}$$

2. Durch Strahlung abgegebene Leistung aus Gl. (7):

$$q_s = S \cdot \pi \cdot d \cdot l = \pi \cdot d \cdot l \cdot s \cdot \gamma \cdot T_1^\varphi [T_1^4 - T_0^4] \text{ Watt.}$$

3. Durch Wärmeleitung abgegebene Leistung:

$$q_L = \frac{I^2}{4} \cdot r_2 \cdot [1 + \alpha(t_1 - t_0)] - \pi \cdot d \cdot l \cdot s \cdot \gamma \cdot T_1^\varphi [T_1^4 - T_0^4]$$

Die auf diese Weise berechneten Zahlenwerte der beiden Energieanteile sind in Fig. 3 als Funktion des Gasdruckes graphisch dargestellt.

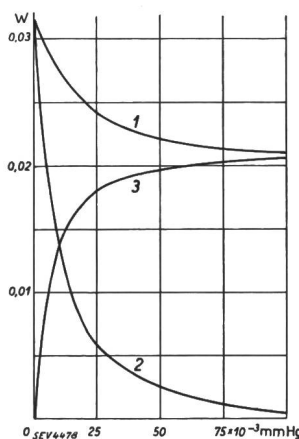


Fig. 3.

- 1 Elektrisch zugeführte Leistung.
 - 2 Durch Strahlung abgegebene Leistung.
 - 3 Durch Wärmeleitung abgegebene Leistung.
- Alle Kurven in Funktion des Druckes im Vakuummeter.

Von der zugeführten Energie kommen bei $p = 0$ für Ableitung durch die Drahtenden 4 % in Abzug.

Aus Fig. 3 geht deutlich hervor, wie mit abnehmendem Gasdruck die gesamte Leistung mehr und mehr nur noch durch Strahlung abgegeben wird. Es bleibt nun noch zu erklären, warum bei bestem Vakuum, d. h. kleinstem erreichbarem Druck ($p < 0,001 \text{ mm Hg}$) die Brückenspannung U_{AC} mit zunehmender Aussentemperatur t_0 abnimmt, trotzdem alle vier Zweige der Brücke gleichen Temperaturkoeffizienten haben und ausserdem der Wider-

⁴⁾ W. Geiss, «Physica», Nederlandsch Tijdschrift voor Natuurkunde, 5e Jaargang blz 203—207 (1925).

stand der Innenzweige um 2,17 Ohm grösser ist als der der Aussenzweige.

Wir begnügen uns mit der folgenden Näherungsrechnung. Aus Gl. (7) folgt:

$$T_1 = \sqrt[4]{\frac{S}{s \cdot \gamma \cdot T_1^\varphi}} + T_0^4 \quad (10)$$

Weil $\varphi = 0,767$ eine Zahl kleiner als 1 ist, so ändert sich T_1^φ für kleine Änderungen T_1 nur wenig gegenüber T_1^4 . Wir können daher für verschiedene Aussentemperaturen T_0 zwischen 293 und 314° K ohne nennenswerten Fehler für T_1 den Wert $451,767 = 108,6$ einsetzen. Nimmt nun T_0 zum Beispiel um 20° C, also von 293° K auf 313° K zu, so ändert sich die vom Glaskörper auf die Innenzweige übertragene Strahlungsleistung um einen bestimmten Betrag. Unter der Voraussetzung, dass die dem Zweig elektrisch zugeführte Leistung Q konstant bleibt, lässt sich T_1 aus Gl. (10) mit der angenommenen Vereinfachung angenähert berechnen. Es ergibt sich so eine Temperatur von $T_1 = 464^\circ$ C.

Während die Raumtemperatur und damit die Temperatur der Aussenzweige von 20° auf 40° zugenommen hat, hat die Temperatur der Innenzweige nur von 178° C auf 191° C oder nur um 13° C zugenommen. Daraus folgt, dass die Temperatur der Innenzweige zur Erhaltung des Leistungsgleichgewichtes relativ zur Temperatur der Aussenzweige um 7° C weniger zunehmen darf. Dies bedingt nun, wie die folgende Rechnung zeigt, bei höchstem Vakuum die Temperaturabhängigkeit der Brücke in dem Sinne, dass die Diagonalspannung U_{AC} mit zunehmender Aussentemperatur abnimmt.

$$r_1 = r_{1(20)} \cdot [1 + \alpha(t_1 - 20)] \\ = 3,52 \cdot [1 + 0,0039 \cdot (191 - 20)] = \underline{5,87 \Omega}$$

$$r_2 = r_{2(20)} \cdot [1 + \alpha(t_0 - 20)] \\ = 3,52 \cdot [1 + 0,0039 \cdot (40 - 20)] = \underline{3,80 \Omega}$$

$$U_{AC} = \frac{I}{2} \cdot (r_1 - r_2) = 0,075 \cdot (5,87 - 3,80) = 0,155 \text{ V.}$$

Für $t_0 = 20,6^\circ$ C hatten wir eine Spannung von $U_{AC} = 0,163$ V. Rechnerisch ergibt sich für bestes Vakuum bei einer Temperaturerhöhung der Aussenzweige um 20° C und unter den gemachten Voraussetzungen eine Abnahme der Brückenspannung von 0,008 Volt, was mit dem experimentellen Wert von ca. 0,007 V für den blanken Glaskörper gut übereinstimmt.

Dieselbe Erscheinung der Temperaturabhängigkeit zeigt sich natürlich auch bei Vakuumthermoelementen, die heute vielfach zur Messung kleiner Wechselströme Verwendung finden, weil man auch bei diesen Instrumenten einen Hitzdraht in möglichst hohem Vakuum anwendet. Bei allen Thermoelementen, bei welchen die thermischen Verhältnisse ebenfalls derart sind, dass die durch Strahlung abgegebene Energie den weitaus grössten Teil der zugeführten Energie ausmacht, kann sich die Temperatur des Hitzdrahtes aus den nämlichen strahlungsenergetischen Gründen nicht um denselben Betrag ändern wie die Temperatur der aussenliegenden freien Enden des Thermoelementes.

Bei einem Vakuumthermoelement mit einem Messbereich von 15 mA wurde z. B. folgende Temperaturabhängigkeit gefunden:

Raum-Temp. ° C	Strom mA	Thermo EMK mV
18,2	15,0	16,25
39,7	15,0	15,40

Auch hier kann die Temperaturabhängigkeit durch Schwärzung der Glasbirne oder der Umhüllung verkleinert werden.

Die Elektrizität an der XIX. Schweizer Mustermesse in Basel.

Nachdem wir aus technischen Gründen von einem Bericht über die letztjährige Schweizer Mustermesse absehen mussten, möchten wir im folgenden etwas eingehender über die diesjährige XIX. Schweizer Mustermesse, welche vom 30. März bis 9. April 1935 in Basel stattfand, berichten. Soweit uns von den einzelnen Firmen Standbeschreibungen zur Verfügung gestellt wurden, haben wir diese nach Möglichkeit für die Berichterstattung unverändert übernommen, woraus sich allerdings einige Ungleichmässigkeiten ergaben, indem Firmen oder Fabrikate, die entsprechend ihrer Bedeutung näheres Eingehen verdient hätten, da und dort zu

kurz kamen, während andere vielleicht zu gut berücksichtigt wurden. Infolge der Eile, in der dieser Bericht zusammengestellt werden musste, liessen sich diese materiellen Mängel nicht vermeiden, wie übrigens auch die noch vorhandenen stilistischen Unschönheiten.

Die Ausstellerzahl beträgt dieses Jahr 1282 gegenüber 1265 im Jahre 1934 und 1191 im Jahre 1933. Die Gruppe XVI «Elektrizitätsindustrie» ist mit 72 Ausstellern vertreten gegenüber 78 im Jahre 1931 und 55 im Jahre 1933. Unter andern Gruppenbezeichnungen stellen noch ca. 50 weitere Firmen elektrische Apparate aus.

Elektrische Koch-, Heiz- und andere Wärmeapparate, Kühlanlagen.

Die Therma A.-G., Schwanden, stellt zur Überraschung der Messebesucher nur solche Apparate aus, die alle, soweit SEV-Normalien dafür bestehen und das Qualitätszeichen des SEV erteilt werden kann, mit diesem Zeichen versehen sind. Alle übrigen Apparate, für welche entweder noch keine Normalien aufgestellt sind oder noch kein Qualitätszeichen besteht, sind von den Technischen Prüfanstalten des SEV geprüft und vom Starkstrominspektorat des SEV als zulässig erklärt worden. Sämtliche Apparate im Therma-Stand sind

mit einer Etikette versehen, welche auf diese Tatsache hinweist. Auf diesen Etiketten sind die Prüfbericht-Nummern angegeben; die Original-Prüfberichte stehen im Stand selbst jedem Interessenten zur Verfügung. Die Therma trägt in dieser Weise im weitesten Sinne den bestehenden Gesetzen und Vorschriften des Bundes und des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins Rechnung, welche für normalisierte Apparate das Qualitätszeichen des SEV, für die übrigen elektrischen Apparate eine Begutachtung durch die Technischen Prüfanstalten des SEV und die Zulässigkeitsklärung durch das Starkstrominspektorat des SEV verlangen.