

**EUR 2283.d**

**MASTER**

**EUROPÄISCHE ATOMGEMEINSCHAFT – EURATOM**

**UNTERSUCHUNGEN ÜBER EMITTERSUBSTANZEN  
FÜR THERMIONIC-KONVERTER**

**EINFLUSS VON CsF  
AUF DIE ELEKTRONENAustrITTSARBEIT  
VON W, Ta UND Mo**

**von**

**A. MINOR und R. LANGPAPE  
(BBC)**

**1965**



**Bericht abgefast von Brown, Boveri & Cie AG, Heidelberg - Deutschland  
Zentrales Forschungslabor**

**Euratom-Vertrag Nr. 001-63-4 CDD**

## **DISCLAIMER**

**Portions of this document may be illegible in electronic image products. Images are produced from the best available original document.**

## HINWEIS

Das vorliegende Dokument ist im Rahmen des Forschungsprogramms der Kommission der Europäischen Atomgemeinschaft (EURATOM) ausgearbeitet worden.

Es wird darauf hingewiesen, daß die Euratomkommission, ihre Vertragspartner und alle in deren Namen handelnden Personen:

- 1° — keine Gewähr dafür übernehmen, daß die in diesem Dokument enthaltenen Informationen richtig und vollständig sind oder daß die Verwendung der in diesem Dokument enthaltenen Informationen oder der in diesem Dokument beschriebenen technischen Anordnungen, Methoden und Verfahren nicht gegen gewerbliche Schutzrechte verstößt;
- 2° — keine Haftung für die Schäden übernehmen, die infolge der Verwendung der in diesem Dokument enthaltenen Informationen oder der in diesem Dokument beschriebenen technischen Anordnungen, Methoden oder Verfahren entstehen könnten.

Dieser Bericht wird zum Preise von 40 bfrs. verkauft. Bestellungen sind zu richten an: PRESSES ACADEMIQUES EUROPEENNES - 98, chaussée de Charleroi, Brüssel 6.

Die Zahlung ist zu leisten durch Überweisung an die:

- BANQUE DE LA SOCIETE GENERALE (Agence Ma Campagne) - (Brüssel) - Konto Nr. 964.558,
- BELGIAN AMERICAN BANK and TRUST COMPANY - New York - Konto Nr. 22.186,
- LLOYDS BANK (Europe) Ltd. - 10 Moorgate, London E.C.2,

als Bezug ist anzugeben: „EUR 2283.d - UNTERSUCHUNGEN ÜBER EMITTERSUBSTANZEN FÜR THERMIONIK-KONVERTER - EINFLUSS VON CsF AUF DIE ELEKTRONENAustrittsARBEIT VON W, Ta UND Mo“.

Gedruckt von Snoeck-Ducaju & Zoon  
Brüssel, April 1965.

Manuskript erhalten am 28. November 1964.

**EUR 2283.d**

**EUROPÄISCHE ATOMGEMEINSCHAFT – EURATOM**

**UNTERSUCHUNGEN ÜBER EMITTERSUBSTANZEN  
FÜR THERMIONIC-KONVERTER**

**EINFLUSS VON CsF  
AUF DIE ELEKTRONENAustrITTSARBEIT  
VON W, Ta UND Mo**

von

**A. MINOR und R. LANGPAPE  
(BBC)**

**1965**



**Bericht abgefast von Brown, Boveri & Cie AG, Heidelberg - Deutschland  
Zentrales Forschungslabor**

**Euratom-Vertrag Nr. 001-63-4 CODD**

## INHALTSVERZEICHNIS

1. EINLEITUNG . . . . .	3
2. MESSUNGEN IN CsF . . . . .	4
2.1. Meßverfahren . . . . .	4
2.2. Meßergebnisse und Diskussion . . . . .	5
3. MESSUNGEN IN CÄSIUM UND CsF . . . . .	6
3.1. Meßverfahren . . . . .	6
3.2. Meßergebnisse und Diskussion . . . . .	8
Literaturverzeichnis . . . . .	9

**UNTERSUCHUNGEN ÜBER EMITTERSUBSTANZEN  
FÜR THERMIONIC-KONVERTER  
EINFLUSS VON CsF AUF DIE ELEKTRONENAustrITTSARBEIT  
VON W, Ta UND Mo**

**1. EINLEITUNG**

Zur direkten Umwandlung von Wärmeenergie in elektrische Energie wurde mit gutem Erfolg in verschiedenen Laboratorien [1, 2, 3] ein Element entwickelt, das unter der Bezeichnung Thermionic-Konverter bekannt ist. Dieser Konverter besteht im Prinzip aus 2 Elektroden (Diode) unterschiedlicher Austrittsarbeit. Eine der beiden Elektroden wird geheizt und emittiert Elektronen (Emitter), die von der anderen Elektrode (Kollektor) gesammelt werden.

Um den Sättigungsstrom zwischen den Elektroden zu transportieren, muß man im Elektrodenzwischenraum ein neutrales Plasma erzeugen. Die bisherigen Versuche zeigten, daß sich besonders einfach ein solches Plasma in Cs-Dampf erzeugen lässt. Dioden in denen Cs-Dampf zur Erzeugung des Plasmas verwendet wird, nennt man daher Cäsiumdioden. Der Cs-Dampf erfüllt in diesen Dioden jedoch noch eine zweite wichtige Funktion. Durch teilweise Belegung der Elektroden mit Cs werden die gewünschten Austrittsarbeiten erzeugt.

Bei hoher Emittertemperatur ist ein verhältnismäßig hoher Cäsiumdruck erforderlich, damit eine stabile Belegung der Emitteroberfläche mit Cäsium erreicht wird. Der hohe Cäsiumdruck bedingt elektrische Verluste im Plasma, die den Wirkungsgrad herabsetzen.

Es ist jedoch bekannt, daß der erforderliche Cäsiumdruck und damit die Plasmaverluste um so geringer sind, je höher die Austrittsarbeit des Emitters ohne Cäsiumbelegung ist [4, 5]. Eine Erhöhung der Emitteraustrittsarbeit kann durch den Zusatz von Cäsiumfluorid (CsF) erreicht werden. CsF dissoziiert an der heißen Emitteroberfläche, und dabei belegt sich die Emitteroberfläche teilweise mit Fluor, was zu einer Vergrößerung ihrer Austrittsarbeit führt. Aamodt, Brown und Nichols [6] haben als erste gezeigt, daß der Cäsiumdruck, der notwendig ist, um die Austrittsarbeit von Molybdän auf einen bestimmten Wert herabzusetzen, durch den Zusatz von CsF beträchtlich gesenkt werden kann.

Es war das Ziel dieser Arbeit, den Einfluß des CsF-Drucks auf die Austrittsarbeit von verschiedenen Hochtemperaturmetallen zu untersuchen. Dazu wurde zunächst der

Anstieg der Austrittsarbeit von Wolfram (\*), Tantal und Molybdän in Abhängigkeit vom CsF-Druck bestimmt. Danach wurde die Austrittsarbeit von Molybdän in einer Atmosphäre von Cäsium und CsF gemessen, wobei beide Dampfdrucke unabhängig voneinander variiert werden konnten. In jedem Falle wurde die Austrittsarbeit aus der feldfreien thermischen Elektronenemission bestimmt.

## 2. MESSUNGEN IN CsF

### 2.1. Meßverfahren

Die Meßzelle bestand im wesentlichen aus dem Emitterfaden von 0,02 cm Durchmesser und dem zylindrischen Nickel-Kollektor, der mit Schutzringen ebenfalls aus Nickel versehen war (Fig. 1). Kollektor und Schutzringe hatten einen Durchmesser von 0,8 cm. Die thermische Ausdehnung des Emitterfadens wurde von einer Wendel aus Wolfram aufgefangen, die den Faden dauernd gespannt hielt. Bei den Messungen an Tantal- und Molybdänfäden wurde die Wendel durch ein Gewichtstück ersetzt. Dieses Elektroden-system war in ein Glasgefäß eingeschmolzen, das über eine Kapillare mit einem UHV-Pumpstand, bestehend aus Getterpumpe, Kühlfalle und Ionisations-manometer, verbunden war. Dadurch konnte der Restgasdruck während der Messung unter  $10^{-7}$  Torr gehalten werden. Der CsF-Druck im Meßgefäß wurde mit Hilfe eines Ofens reguliert, der das Meßgefäß umgab.

Die Kollektorzuleitung war durch ein Metallrohr hindurchgeführt, das auf dem gleichen Potential lag wie die Kollektorschutzringe. Dadurch lag der Glaswiderstand zwischen Emitterzuleitung und Kollektorzuleitung parallel zum Innenwiderstand des Galvanometers  $G_1$ . Der Heizstrom des Emitterfadens konnte durch Kompensation der über dem Widerstand  $R$  abfallenden Spannung mit einer variablen Normalspannung sehr genau reproduzierbar eingestellt werden.

Während der Messung befand sich der CsF-Dampf nicht genau im thermischen Gleichgewicht mit der Glaswand, weil ständig ein geringer Teil der CsF-Moleküle durch die Kapillare in den UHV-Pumpstand diffundierte. Deshalb wurde der CsF-Dampfdruck aus dem  $\text{Cs}^+$ -Ionenstrom bestimmt, der vom Kathodenfaden emittiert wurde. Aus der Literatur [7] ist bekannt, daß die CsF-Moleküle an einer Metalloberfläche, deren Temperatur oberhalb  $1600^\circ \text{K}$  liegt, vollständig dissoziieren. Die dabei entstehenden Cs-Atome werden gleichzeitig an der heißen Metalloberfläche ionisiert, solange deren Austrittsarbeit größer ist als die Ionisierungsenergie der Cs-Atome. Das war während aller Messungen der Fall. Deshalb ist die Anzahl der Cs -Ionen, die pro  $\text{cm}^2$  und sek. den Faden verlassen, gleich der Auftretrate der CsF-Moleküle. Aus der Auftretrate wurde dann über die Dampfdruckkurve des CsF die Temperatur  $T_{\text{CsF}}$  ermittelt, die ein CsF-Vorratsgefäß haben müßte, um diese Auftretrate hervorzurufen. Der Cs -Ionenstrom wurde durch Extrapolation der gemessenen Ionenstrom-Absaugspannungs-Charakteristik auf die Spannung Null bestimmt.

(\*) Über die Messungen an Wolfram, die zusammen mit A. Jester durchgeführt wurden, wurde bereits auf der VI<sup>e</sup> Conférence Internationale sur les Phénomènes d'Ionisation dans les Gas im Juli 1963 in Paris referiert.

Ebenso wurde der Elektronen-Sättigungsstrom durch Extrapolation der Strom-Spannungskennlinie auf die Spannung Null bestimmt. Aus der gemessenen Elektronenstromdichte  $j$  und der Fadentemperatur  $T_E$  wurde die Austrittsarbeit  $\varphi$  nach der Richardson Gleichung.

$$j = AT_E^2 \exp\left(-\frac{\varphi}{kT_E}\right) \quad (1)$$

berechnet. Für die Richardsonkonstante  $A$  wurde der theoretische Wert  $A=120 \text{ A/cm}^2 \text{ } ^\circ\text{K}^2$  eingesetzt,  $k$  ist die Boltzmannkonstante  $k = 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ erg/}^\circ\text{K}$ . Zur Kontrolle des CsF-Drucks wurde vor und nach jeder Messung die CsF-Auftreffrate nach der oben beschriebenen Weise kontrolliert.

Die Temperatur des Emittierfadens wurde pyrometrisch gemessen, wobei die Glasverluste berücksichtigt wurden. Im Verlauf der Messungen wurde von Zeit zu Zeit kontrolliert, ob sich die einer bestimmten Heizstromstärke zugehörige Fadentemperatur im Laufe der Zeit änderte. Dies war nur für Tantal der Fall. Tantal wird offenbar von CsF angegriffen, denn seine Abdampfrate war in CsF wesentlich höher als im Vakuum. Dadurch verringerte sich der Fadendurchmesser im Laufe der Zeit merklich, und die einer bestimmten Heizstromstärke zugehörige Fadentemperatur stieg an. Das abgedampfte Material schwärzte die Glaswand, dadurch konnte die Temperatur des Tantal-Fadens nach einiger Zeit nicht mehr pyrometrisch gemessen werden. Sie wurde deshalb aus der Elektronenemission des Fadens bei sehr geringem CsF-Druck bestimmt. Die Austrittsarbeit des Tantal-Fadens bei geringem CsF-Druck war zu Beginn der Messungen bestimmt worden, sie betrug  $\varphi = 4,15 \text{ eV}$ .

Die CsF-Temperatur war auf den Bereich zwischen  $240^\circ\text{C}$  und etwa  $400^\circ\text{C}$  beschränkt. Unterhalb  $240^\circ\text{C}$  war der  $\text{Cs}^+$ -Ionenstrom zu gering für eine genaue Messung, oberhalb  $400^\circ\text{C}$  wäre die Glaswand des Meßgefäßes an den Metalleinschmelzungen zerstört worden. Dieser Temperaturbereich entspricht einem Druckbereich von  $2,3 \cdot 10^{-9}$  bis  $7,2 \cdot 10^{-5} \text{ Torr}$ . Die untere Grenze für die Fadentemperatur lag bei ca.  $1600^\circ\text{K}$ . Bei noch geringerer Temperatur dissoziieren nicht mehr alle CsF-Moleküle an der Fadenoberfläche.

## 2.2. Meßergebnisse und Diskussion

Die Meßergebnisse sind in Fig. 2 bis 4 zusammengestellt. Die durch verschiedene Zeichen gekennzeichneten Meßpunkte wurden zu verschiedenen Zeiten gemessen. Man erkennt, daß sich der Einfluß des CsF erst oberhalb einer bestimmten kritischen CsF-Temperatur bemerkbar macht. Diese ist um so größer, je höher die Emittertemperatur  $T_E$  ist. Die kritische CsF-Temperatur hängt außerdem noch vom Emittiermaterial ab, sie ist für Wolfram am niedrigsten und für Tantal am höchsten. Bei den Messungen an Tantal ist allerdings zu berücksichtigen, daß Tantal offenbar von CsF angegriffen wird, so daß ein wesentlicher Teil der auftreffenden CsF-Moleküle vermutlich mit dem Tantal reagiert und zur Beeinflussung der Austrittsarbeit nicht beiträgt.

In Fig. 5 bis 7 ist für die drei untersuchten Emittiermetalle die Erhöhung der Austrittsarbeit gegenüber ihrer Austrittsarbeit im Vakuum in Abhängigkeit von der Emittiertemperatur bei verschiedenen CsF-Temperaturen gezeichnet. Die Messungen an Tantal sind unsicher, weil Tantal von CsF angegriffen wird. Die Austrittsarbeit von Molybdän wird um maximal etwa  $0,5 \text{ eV}$  erhöht. Ob bei noch größerem CsF-Druck die Austrittsarbeit wieder absinkt oder ob sie konstant bleibt, ließ sich nicht feststellen, weil die CsF-Temperatur nicht weiter erhöht werden konnte.



Im Bereich niedriger Emittertemperaturen und hoher CsF-Temperaturen wird die Austrittsarbeit auch möglicherweise schon durch die Belegung mit Cäsium beeinflusst, das bei der Dissoziation des CsF frei wird. Das Cäsium verläßt den Emitter in Form von  $\text{Cs}^+$ -Ionen, und diese werden vom elektrischen Feld, das zum Absaugen der Elektronen notwendig ist, in einer dünnen Schicht am Emitterfaden zusammengedrängt. Die Teilchendichte in der Schicht und damit die Cäsium-Auftreffrate auf dem Emitterfaden ist schwierig abzuschätzen. Falls sie jedoch ausreicht, um die Austrittsarbeit des Emitters zu beeinflussen, ist die Erhöhung der Austrittsarbeit, die von der Belegung mit Fluor herrührt, größer als die hier gemessenen Werte. Diese Abweichung würde sich hauptsächlich im Bereich niedriger Emittertemperaturen und hoher CsF-Temperaturen bemerkbar machen.

Die Fig. 13 unterstützt die oben erwähnte Vermutung. In Fig. 13 konnte der Elektronen-Sättigungsstrom ohne Absaugspannung gemessen werden, weil die Elektronen-Raumladung durch  $\text{Cs}^+$ -Ionen kompensiert wurde. Deshalb wurden auch die bei der Dissoziation des CsF freiwerdenden Cs-Ionen nicht mehr am Emitter zusammengedrängt. In Fig. 13 ist deutlich der Einfluß des CsF-Drucks auf die Austrittsarbeit zu erkennen. In CsF allein hängt dagegen bei der gleichen Emittertemperatur ( $T_E = 1710^\circ \text{K}$ ) und oberhalb  $T_{\text{CsF}} = 300^\circ \text{C}$  die Austrittsarbeit des Mo kaum noch vom CsF-Druck ab (Fig. 7).

In Fig. 8 ist für eine Emittertemperatur ( $T_E = 1900^\circ \text{K}$ ) die Austrittsarbeit der drei untersuchten Emitttermaterialien in Abhängigkeit von der CsF-Temperatur aufgetragen. Wolfram, dessen Austrittsarbeit im Vakuum am höchsten ist, besitzt auch in CsF-Atmosphäre die höchste Austrittsarbeit.

### 3. MESSUNGEN IN CÄSIUM UND CsF

#### 3.1. Meßverfahren

Die Austrittsarbeit von Mo in Cs und CsF wurde nach dem gleichen Verfahren bestimmt wie unter 2., d.h. es wurde der Elektronen-Sättigungsstrom gemessen und daraus nach Gl. (1) die Austrittsarbeit berechnet. Die Meßzelle ist in Fig. 9 schematisch dargestellt. Der Emitterfaden von 0,02 cm Durchmesser war umgeben von einem zylindrischen Molybdän-Kollektor mit Schutzringen. Der Innendurchmesser von Kollektor und Schutzringen betrug 1,0 cm. Die Potentialabgriffe an den Fadenenden dienten der Kontrolle, ob sich infolge Verdampfung der Durchmesser des Fadens und damit sein elektrischer Widerstand im Laufe der Zeit änderte. Im Verlauf der Messungen wurde keine merkliche Änderung des Fadenwiderstandes beobachtet.

Die Wand des Meßgefäßes bestand aus rostfreiem Stahl. In dem Verbindungsrohr zwischen dem Meßgefäß und dem Cs-Vorratsgefäß befand sich das CsF-Vorratsgefäß. Es war durch eine Öffnung von 0,3 cm Durchmesser mit dem Cäsium-Vorratsgefäß verbunden. Die Öffnung war so bemessen, daß einerseits der Cs-Dampf im Meßgefäß noch mit dem Cs im Vorratsgefäß im thermischen Gleichgewicht stand und andererseits nicht zu viel CsF vom heißeren Vorratsgefäß in das kältere Cs-Gefäß diffundierte. Dadurch, daß Cs-Dampf und CsF-Dampf durch einen gemeinsamen Zugang zum Meßgefäß gelangten, wurde vermieden, daß der Weg, auf dem das CsF vom heißeren Vorratsgefäß in das kältere Cs-Gefäß diffundierte, durch das Meßgefäß hindurchführte. Im letzteren Falle hätte der Druckabfall längs des Diffusionsweges

dazu geführt, daß der CsF-Dampfdruck im Meßgefäß nicht mehr der CsF-Temperatur im Vorratsgefäß entspricht. Das dünnwandige Verbindungsrohr aus rostfreiem Stahl zwischen beiden Vorratsgefäßen besaß ein geringes Wärmeleitvermögen, dadurch waren die Vorratsgefäße weitgehend thermisch voneinander entkoppelt. Ihre Temperaturen wurden durch getrennte Öfen geregelt.

Während der Messungen war das Meßgefäß über die Öffnung im CsF-Gefäß und über das Cs-Vorratsgefäß mit einer Ionen-Getterpumpe verbunden. Der Restgasdruck an der Getterpumpe war stets geringer als  $3 \cdot 10^{-7}$  Torr. Das Cäsium, das in den Verbindungsstutzen zur Getterpumpe hineindampfte, kondensierte an den Wänden des Stutzens und tropfte in das Vorratsgefäß zurück.

Das Cäsium befand sich zunächst in einer Ampulle in einem seitlichen Stutzen. Erst nach dem Ausheizen und Evakuieren des Meßgefäßes wurde die Ampulle durch Zusammendrücken des Stutzens zerbrochen und das Cäsium in das Vorratsgefäß überdestilliert.

Fig. 10 zeigt das Prinzip der Meßschaltung. Der Faden wurde durch rechteckige Stromimpulse beheizt. Die Elektronenemission wurde jeweils in der stromlosen Zeit zwischen zwei Impulsen gemessen. Während dieser Meßperioden lag der Kollektor ebenso wie die Schutzringe auf Erdpotential, die Spannung zwischen Emitterfaden und Kollektor wurde mit der Spannungsquelle 1 reguliert.

Der Emissionsstrom wurde aus der Spannung  $U_M$  bestimmt, die während der Meßperioden über dem Widerstand  $R_M$  abfiel. Dabei wurde  $U_M$  so einreguliert, daß der Kollektor während der Meßperioden auf Erdpotential lag. Als Nullinstrument für die Spannungsregulierung diente ein Oszillograf. Mit Hilfe des Schalters S konnte die Nulllage jeweils kontrolliert werden. Das Elektrodensystem war so aufgebaut, daß alle Keramik-Isolierrohrchen, die den Kollektor oder seine Zuleitungen berühren, außerdem nur noch geerdete Metallteile berühren. Dadurch wurde eine Verfälschung der Messungen durch Oberflächenströme vermieden.

Da die Meßzelle einen Metallmantel besaß, konnte die Fadentemperatur nicht pyrometrisch gemessen werden. Sie wurde deshalb auf folgende Weise bestimmt: Bei verschiedenen Heizstromstärken wurde jeweils die Elektronenemission des Molybdämfadens im Vakuum gemessen. Daraus wurden unter Verwendung der Austrittsarbeit, die vorher in der Meßzelle mit Glasmantel, aber sonst gleichem Aufbau (Abschnitt 2) bestimmt wurde, die zugehörigen Fadentemperaturen berechnet. Zur Kontrolle wurden dann bei einigen Fadentemperaturen und CsF-Temperaturen jeweils die Austrittsarbeiten bestimmt und mit denjenigen Werten verglichen, die vorher in der Meßzelle mit Glasmantel gemessen wurden. Innerhalb der Meßgenauigkeit stimmten die Werte aus den beiden verschiedenen Zellen überein.

Die in den folgenden Meßergebnissen angegebenen Temperaturen  $T_{Cs}$  und  $T_{CsF}$  sind die Temperaturen der entsprechenden Vorratsgefäße. Die Wand des Meßgefäßes wurde möglichst genau ( $\pm 5^\circ C$ ) auf der gleichen Temperatur gehalten wie das CsF-Vorratsgefäß. Dadurch wurde vermieden, daß Spuren von CsF, die sich möglicherweise auf der Gefäßwand niedergeschlagen hatten, den CsF-Dampfdruck wesentlich beeinflussen. Während aller Messungen war  $T_{CsF}$  größer als  $T_{Cs}$ .

Die Elektronenemission wurde aus dem Sättigungsstrombereich der Strom-Spannungskennlinie bestimmt. Nur solche Messungen wurden verwendet, in denen zwischen dem Anlaufstromgebiet der Kennlinie und dem Einsetzen des Niedervoltbogens ein deutlicher Sättigungsstrombereich zu erkennen war.

### 3.2. Meßergebnisse und Diskussion

Die Meßergebnisse sind in Fig. 11 und 12 zusammengestellt. Die starke Streuung der Meßpunkte rührt hauptsächlich daher, daß die Temperaturen  $T_{\text{Cs}}$  und  $T_{\text{CsF}}$  nicht über längere Zeit konstant gehalten werden konnten. Sie schwankten im Laufe der Zeit um maximal  $\pm 8^\circ \text{C}$ . Während der Messung eines einzelnen Punktes blieben die Temperaturen jedoch auf etwa  $1^\circ \text{C}$  konstant. Alle zusammengehörigen Punkte wurden deshalb jeweils auf eine mittlere Temperatur bezogen und die Meßwerte entsprechend korrigiert. Die Kurven in Fig. 11 und 12 sind aus den korrigierten Werten entstanden, die eingezeichneten Punkte sind die tatsächlich gemessenen Werte.

Diese Kurven lassen sich nicht mit den bekannten Langmuirschen S-Kurven vergleichen, weil sich die CsF-Belegung und damit die Austrittsarbeit ohne Cäsiumbelegung mit der Emittiertemperatur stark ändert (Abschnitt 2). Aus diesem Grunde sind die Meßergebnisse in Fig. 13 bis 17 nochmals in Form von sog. Rasor-Kurven dargestellt. Die dünn gezeichneten Kurven geben die Austrittsarbeit eines Metalls in Cs-Atmosphäre in Abhängigkeit vom Verhältnis  $T_{\text{E}}/T_{\text{Cs}}$  ( $T_{\text{E}}$  = Emittiertemperatur,  $T_{\text{Cs}}$  = Cs-Temperatur) nach der Theorie von Rasor und Warner [8] an. Die Zahlen am rechten Rand bedeuten jeweils die Austrittsarbeit ohne Cs-Belegung. Diese theoretisch errechneten Kurven wurden bisher durch Messungen an reinen Metallen in Cs-Atmosphäre gut bestätigt. Man erkennt daraus, daß für große Cs-Drucke, d.h. kleine  $T_{\text{E}}/T_{\text{Cs}}$ , die Austrittsarbeit um so kleiner ist, je größer die Austrittsarbeit des Metalls ohne Cs-Belegung ist.

Die dick gezeichneten Kurven in Fig. 13 bis 17 sind aus den Meßwerten entstanden, die, wie oben erwähnt, korrigiert wurden. Die eingezeichneten Punkte sind die tatsächlich gemessenen Werte. Jede dieser Kurven gilt für jeweils festes  $T_{\text{E}}$  und  $T_{\text{CsF}}$ , nur  $T_{\text{Cs}}$  wurde innerhalb einer Kurve variiert. Bei festem  $T_{\text{E}}$  und  $T_{\text{CsF}}$  besitzt Molybdän eine bestimmte Austrittsarbeit, die vorher gemessen wurde (Fig. 7). Falls also die Theorie von Rasor und Warner auch dann noch gültig wäre, wenn die Emitteroberfläche teilweise mit Fluor belegt ist, dann müßten alle Meßwerte, die bei festem  $T_{\text{E}}$  und  $T_{\text{CsF}}$  bestimmt wurden, auf einer Rasor-Kurve liegen. Das ist nicht der Fall, sondern die Austrittsarbeit in Cs und CsF ist durchweg kleiner, als sie nach der Rasor-Theorie wäre, wenn man als Austrittsarbeit ohne Cs-Belegung denjenigen Wert zugrunde legt, der vorher in CsF allein gemessen wurde (Fig. 7). Besonders stark ist die Abweichung von der Rasor-Theorie für niedrige Emittertemperaturen und kleine Cs-Drucke. Die Abweichung bei kleinem Cs-Druck ist anschaulich verständlich, wenn man annimmt, daß jedes Fluor-Atom nur die Cs-Atome in seiner unmittelbaren Nachbarschaft fester an die Metalloberfläche binden kann. Bei kleinem Cs-Druck treffen nur wenige Cs-Atome auf die Metalloberfläche, sie werden von den Fluor-Atomen gebunden. Für die Adsorptionsenergie dieser Cs-Atome spielt die Austrittsarbeit der reinen Oberfläche dann keine wesentliche Rolle mehr, daher die starke Abweichung von der Rasor-Theorie. Bei hohem Cs-Druck treffen dagegen wesentlich mehr Cs-Atome auf die Oberfläche, als von den dort adsorbierten Fluor-Atomen gebunden werden können. Die Adsorptionsenergie des größeren Teils der auftreffenden Cs-Atome wird deshalb von der Austrittsarbeit der reinen Metalloberfläche bestimmt, deshalb ist in diesem Falle die Abweichung von der Rasor-Theorie nicht mehr so stark.

Zum Schluß wurde zur Kontrolle noch einmal die Austrittsarbeit bei sehr kleinem CsF-Druck ( $T_{\text{CsF}} = 210^\circ \text{C}$ ) gemessen. Bei diesem Druck wird die Austrittsarbeit vom CsF noch nicht beeinflußt (Fig. 7). Die Meßpunkte liegen auch recht genau auf den Rasor-Kurven, die der Austrittsarbeit der reinen Molybdänoberfläche ( $\phi = 4,38 \text{ eV}$ ) entsprechen. Nur für  $T_{\text{Cs}} \geq 150^\circ \text{C}$  wurden die Austrittsarbeiten etwas zu hoch gemessen. Das liegt

vermutlich daran, daß für diese Cs-Drucke, bei denen die freie Weglänge der Elektronen kleiner als der Elektrodenabstand ist, kurz vor dem Einsetzen des Niedervoltbogens noch nicht der volle Sättigungsstrom fließt. Aus diesem Grunde wurden wahrscheinlich alle Austrittsarbeiten für  $T_{\text{Cs}} \geq 150^\circ \text{C}$  etwas zu hoch gemessen.

In den beiden untersten Kurven in Fig. 13 ( $T_{\text{CsF}} = 450^\circ \text{C}$  bzw.  $509^\circ \text{C}$ ) ist teilweise der verwendete Cs-Druck niedriger als der CsF-Druck. In diesem Falle ist es schwierig, die tatsächliche Cs-Auftreffrate anzugeben, denn einerseits setzt auch jedes auftreffende CsF-Molekül bei der Dissoziation ein Cs-Atom frei, und andererseits fängt jedes Fluor-Atom, das vom Faden abdampft, wieder ein Cs-Atom ein. Im Mittel ist aber vermutlich immer dann, wenn der Cs-Druck kleiner ist als der CsF-Druck, die tatsächliche Cs-Auftreffrate wesentlich höher als der Temperatur  $T_{\text{Cs}}$  des Vorratsgefäßes entspricht. Deshalb ist es möglich, daß die Erniedrigung der Austrittsarbeit beim Übergang von  $T_{\text{CsF}} = 450^\circ \text{C}$  auf  $T_{\text{CsF}} = 509^\circ \text{C}$  hauptsächlich auf die stärkere Cs-Belegung bei  $T_{\text{CsF}} = 509^\circ \text{C}$  und weniger auf die stärkere Fluorbelegung zurückzuführen ist. Tatsächlich wird ja auch für größere Cs-Temperaturen, bei denen der Cs-Druck im wesentlichen durch  $T_{\text{Cs}}$  und kaum noch durch  $T_{\text{CsF}}$  bestimmt wird, der Unterschied zwischen beiden Kurven immer geringer. Danach ist zu vermuten, daß oberhalb eines gewissen CsF-Drucks eine weitere Erhöhung von  $T_{\text{CsF}}$  die Austrittsarbeit nicht weiter verringert. Hierüber könnten nur Messungen bei höheren Cs-Drucken Aufschluß geben, sie ließen sich in der verwendeten Apparatur wegen ihres verhältnismäßig großen Elektrodenabstandes jedoch nicht durchführen.

## LITERATURVERZEICHNIS

- [1] Wilson V.C., *J. Appl. Phys.* **30**, 475 (1959).
- [2] Cayless M.A. *Brit. J. Appl. Phys.* **12**, 433 (1961).
- [3] Morgulis N.D., *Sov. Phys. Uspekhi* **3**, 251 (1960).
- [4] Kitrilakis S. und Hatsopoulos G.N., *Adv. En. Concr.* **2**, 583 (1962).
- [5] Houston J.M., *Am. Phys. Soc. Conf.-Paper*, Mexico City, June 1961.
- [6] Aamodt R.L., Brown L.J. und Nichols B.D., *J. Appl. Phys.* **33**, 2080 (1962).
- [7] Scheer M.D. und Fine J., *J. Chem. Phys.* **36**, 1647 (1962).
- [8] Rasor N.S. und Warner III C., *AI-6799*, Paper B-2 (1961).

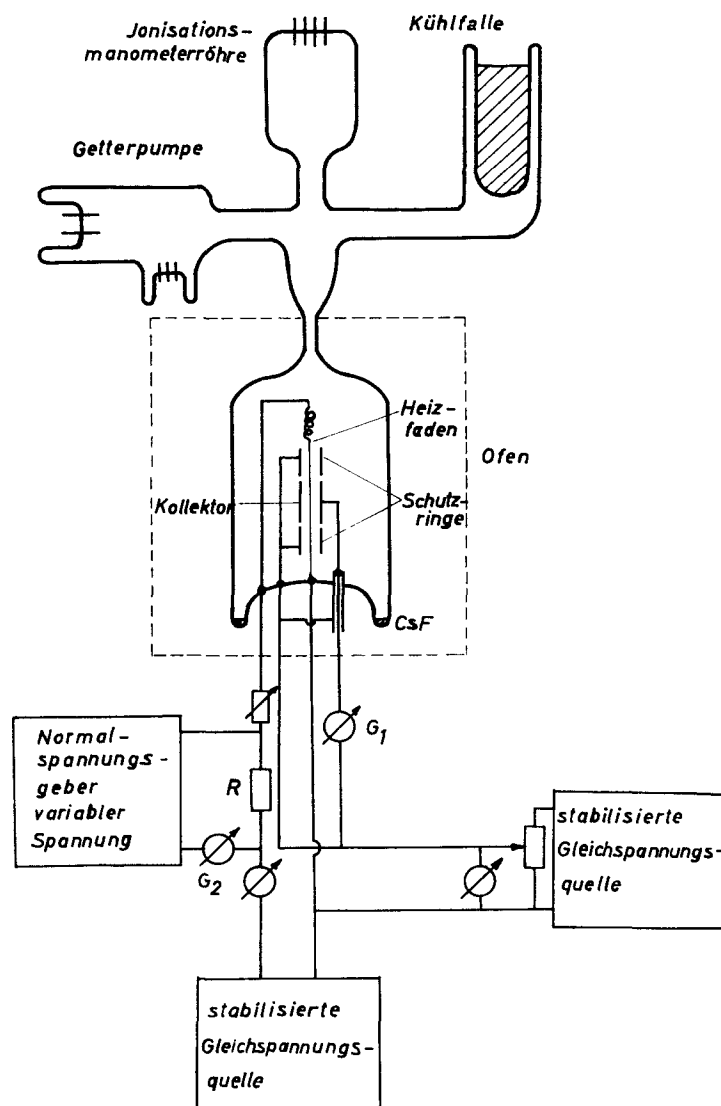


Fig. 1

Versuchsaufbau zur Untersuchung der Elektronenemission von Metallen in CsF-Dampf. Das Spannen des W- bzw. Ta-Fadens wurde mit einer Feder bzw. einem Gewichtsstück erreicht

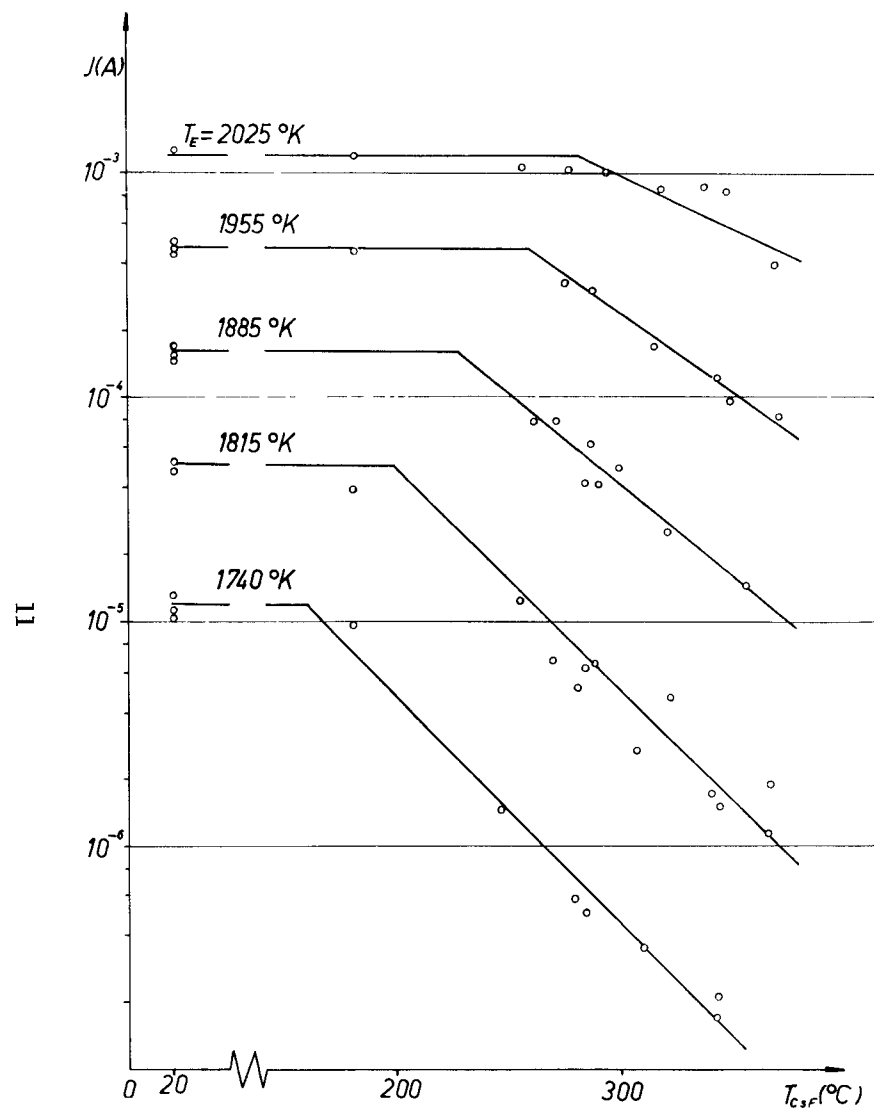


Fig. 2

Elektronenemissionsstrom  $I$  von W in Abhängigkeit von der CsF-Temperatur  $T_{\text{CsF}}$ .  
Parameter: Emittiertemperatur  $T_E$  Emittierfläche:  $0,18 \text{ cm}^2$ .

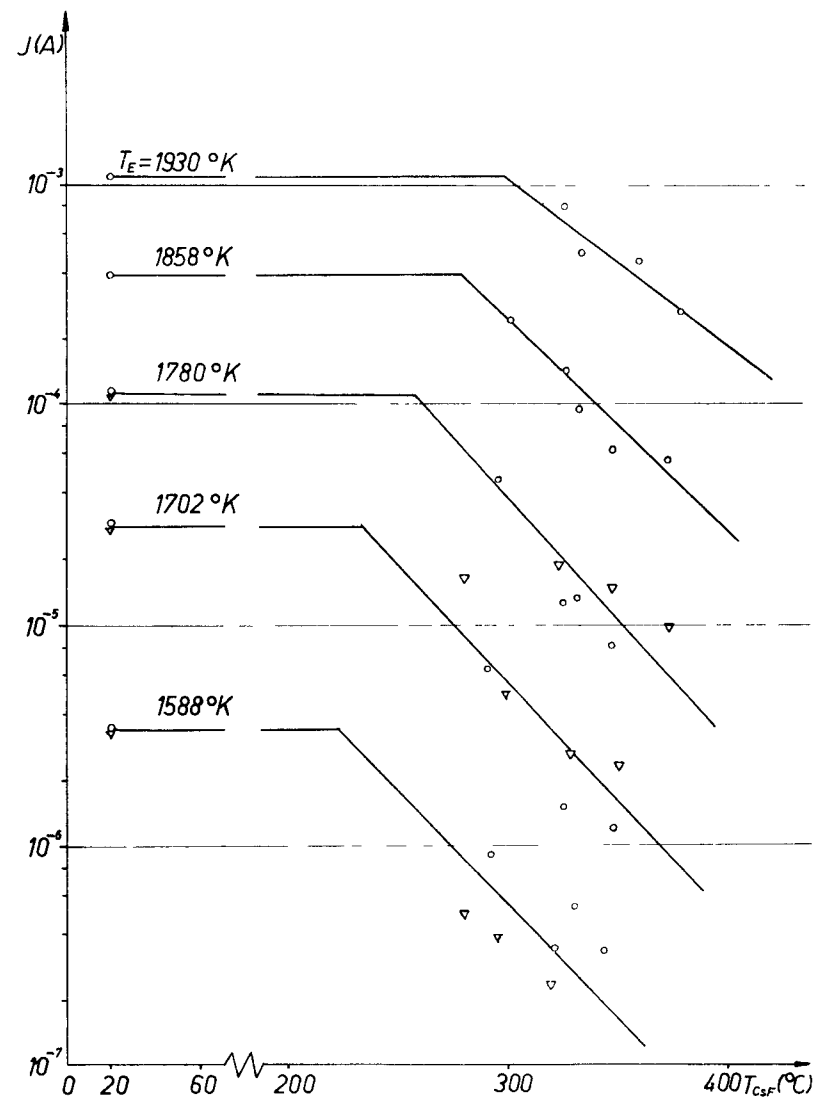


Fig. 3

Elektronenemissionsstrom  $I$  von Ta in Abhängigkeit von  
CsF-Temperatur  $T_{\text{CsF}}$ . Parameter: Emittiertemperatur  $T_E$   
Emittierfläche:  $0,17 \pm 0,01 \text{ cm}^2$ .

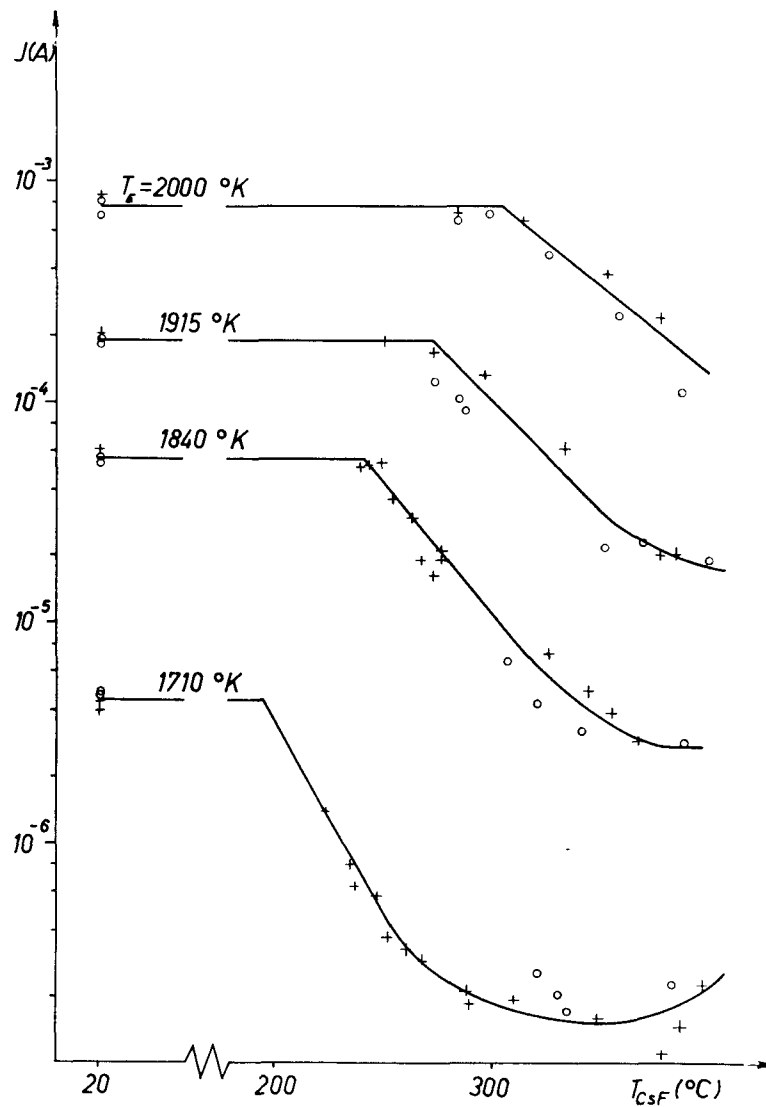


Fig. 4

Elektronenemissionsstrom  $I$  von Mo in Abhängigkeit von der CsF-Temperatur  $T_{CsF}$ . Parameter: Emittiertemperatur  $T_E$ .  
Emitterfläche:  $0,19 \text{ cm}^2$ .

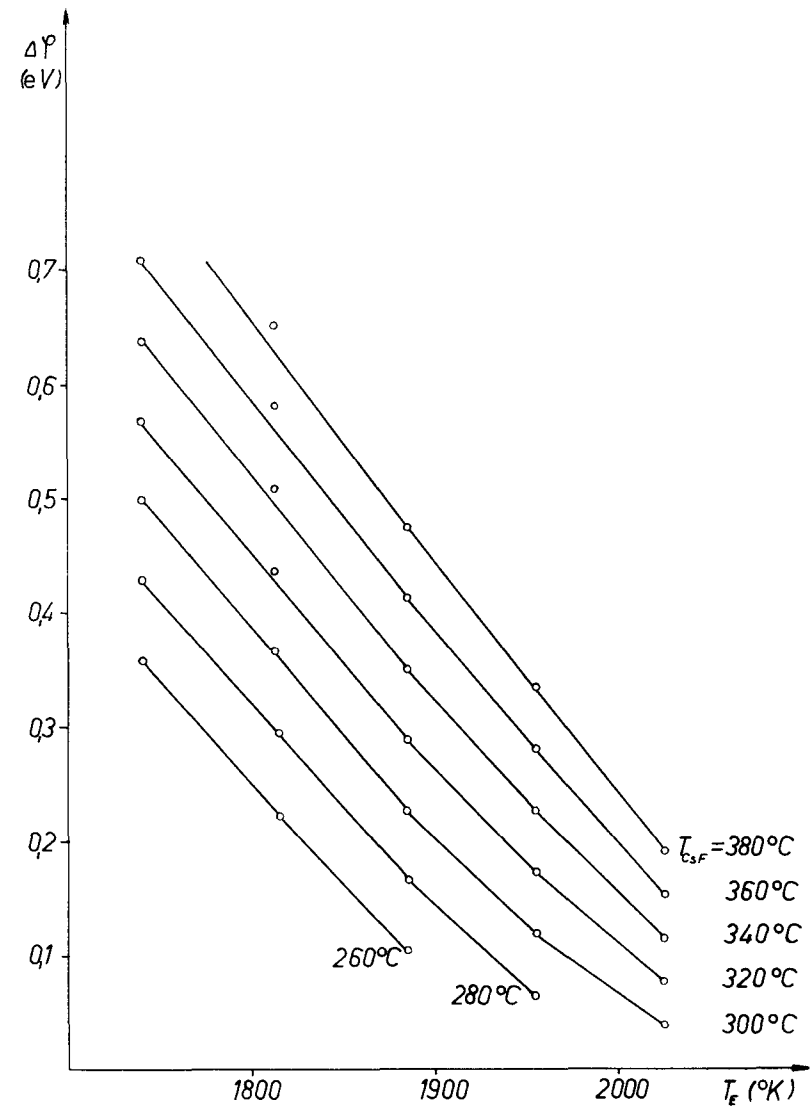


Fig. 5

Erhöhung der Austrittsarbeit  $\Delta \varphi$  von W in Abhängigkeit von der Emittiertemperatur  $T_E$ .  
Parameter: CsF-Temperatur  $T_{CsF}$ .

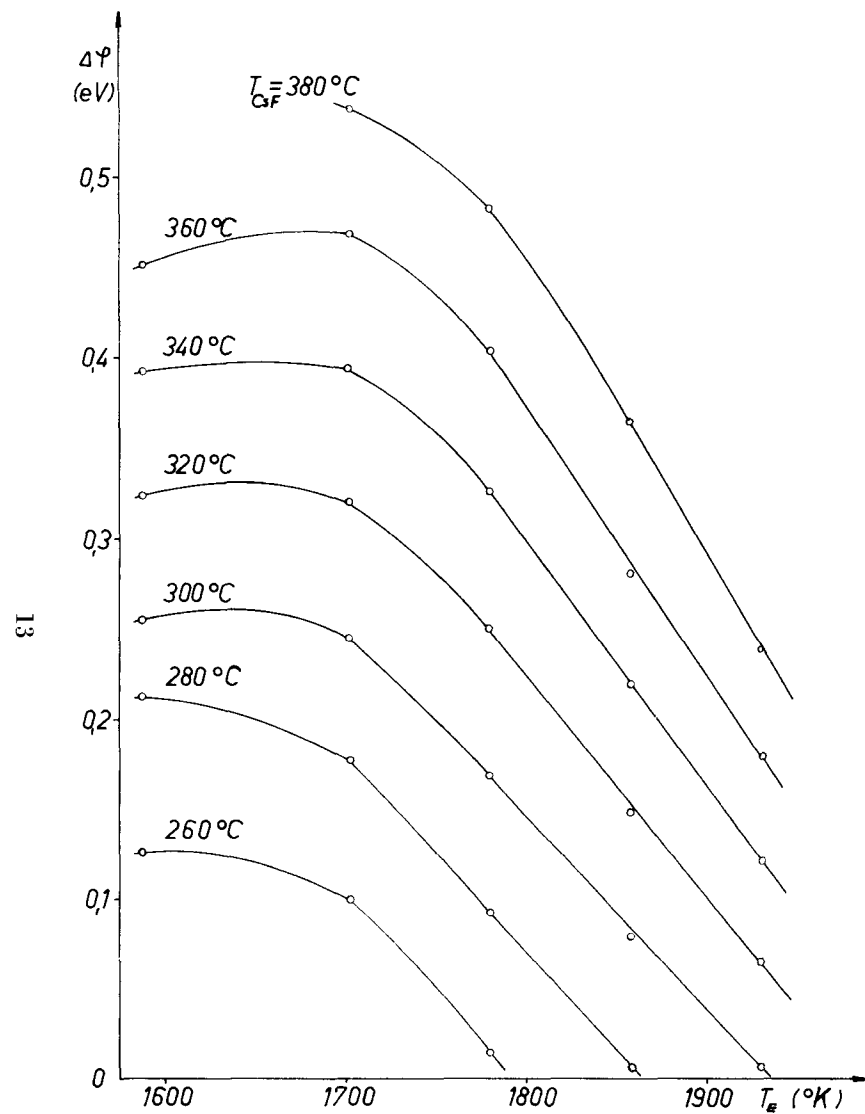


Fig. 6

Erhöhung der Austrittsarbeit  $\Delta\varphi$  von Ta in Abhängigkeit von der Emittiertemperatur  $T_E$ .  
Parameter: CsF-Temperatur  $T_{CsF}$ .

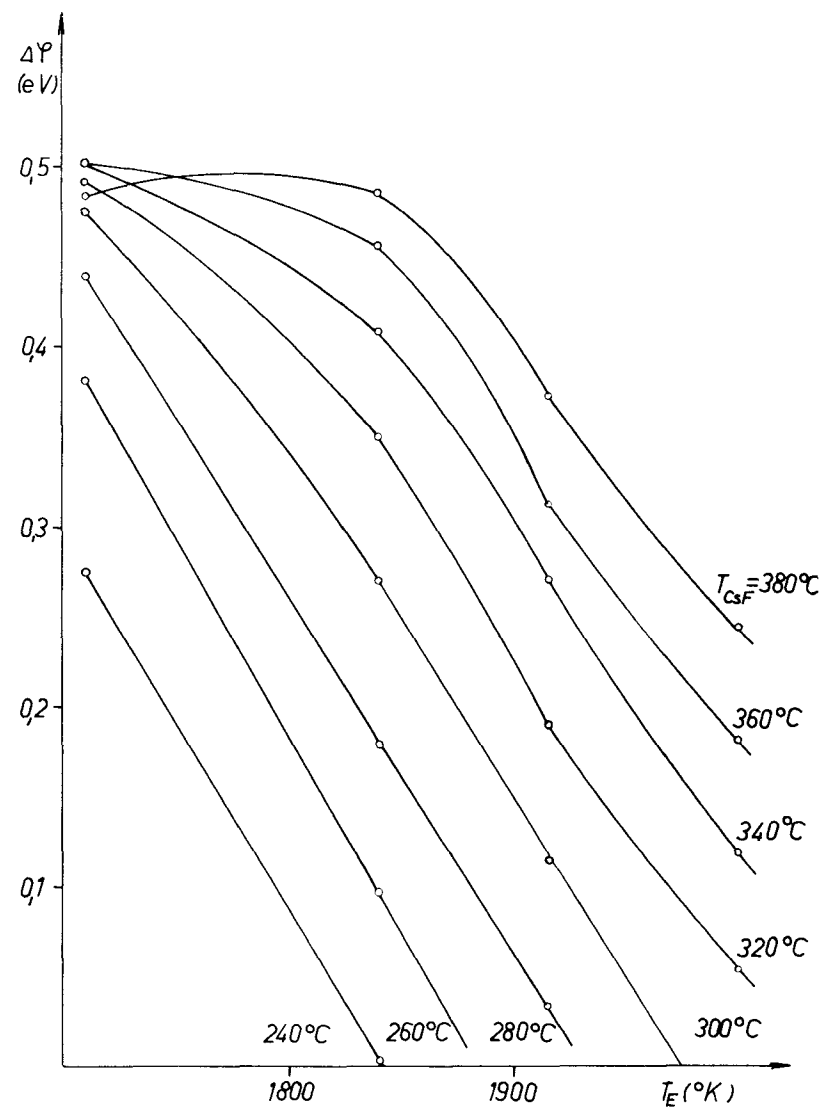


Fig. 7

Erhöhung der Austrittsarbeit  $\Delta\varphi$  von Mo in Abhängigkeit von der Emittiertemperatur  $T_E$ .  
Parameter: CsF-Temperatur  $T_{CsF}$ .



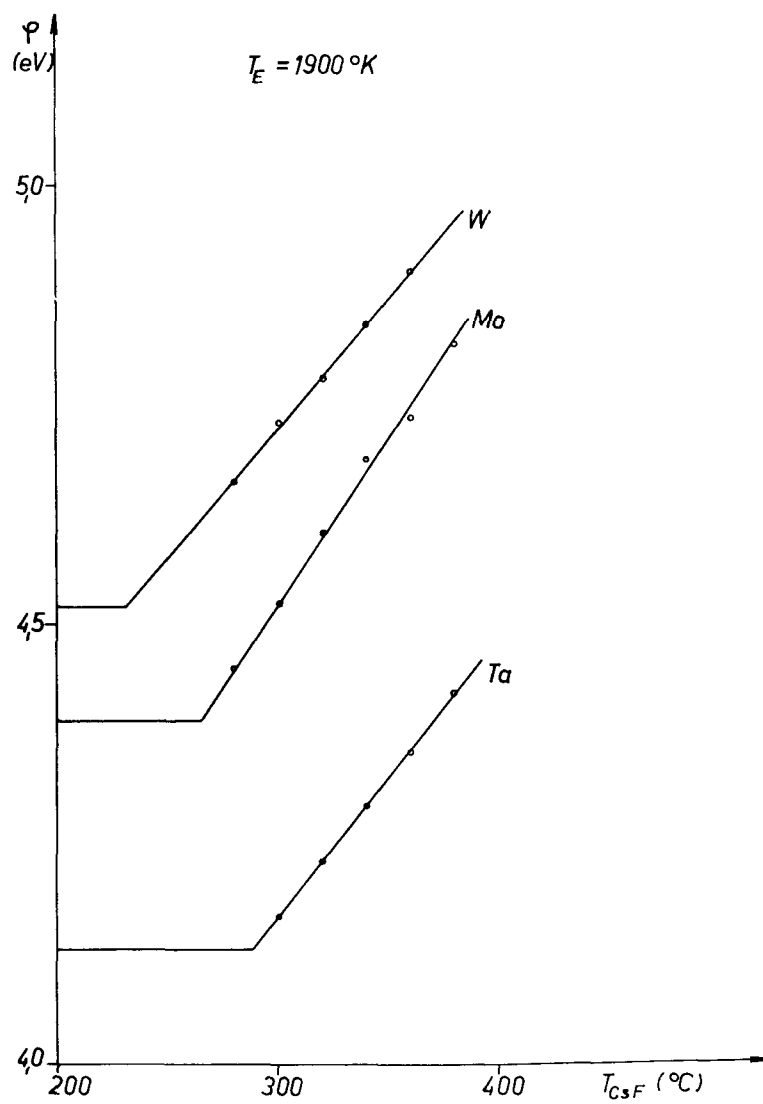


Fig. 8

Austrittsarbeit von W, Ta und Mo Abhängigkeit von der CsF-Temperatur  $T_{CsF}$ .

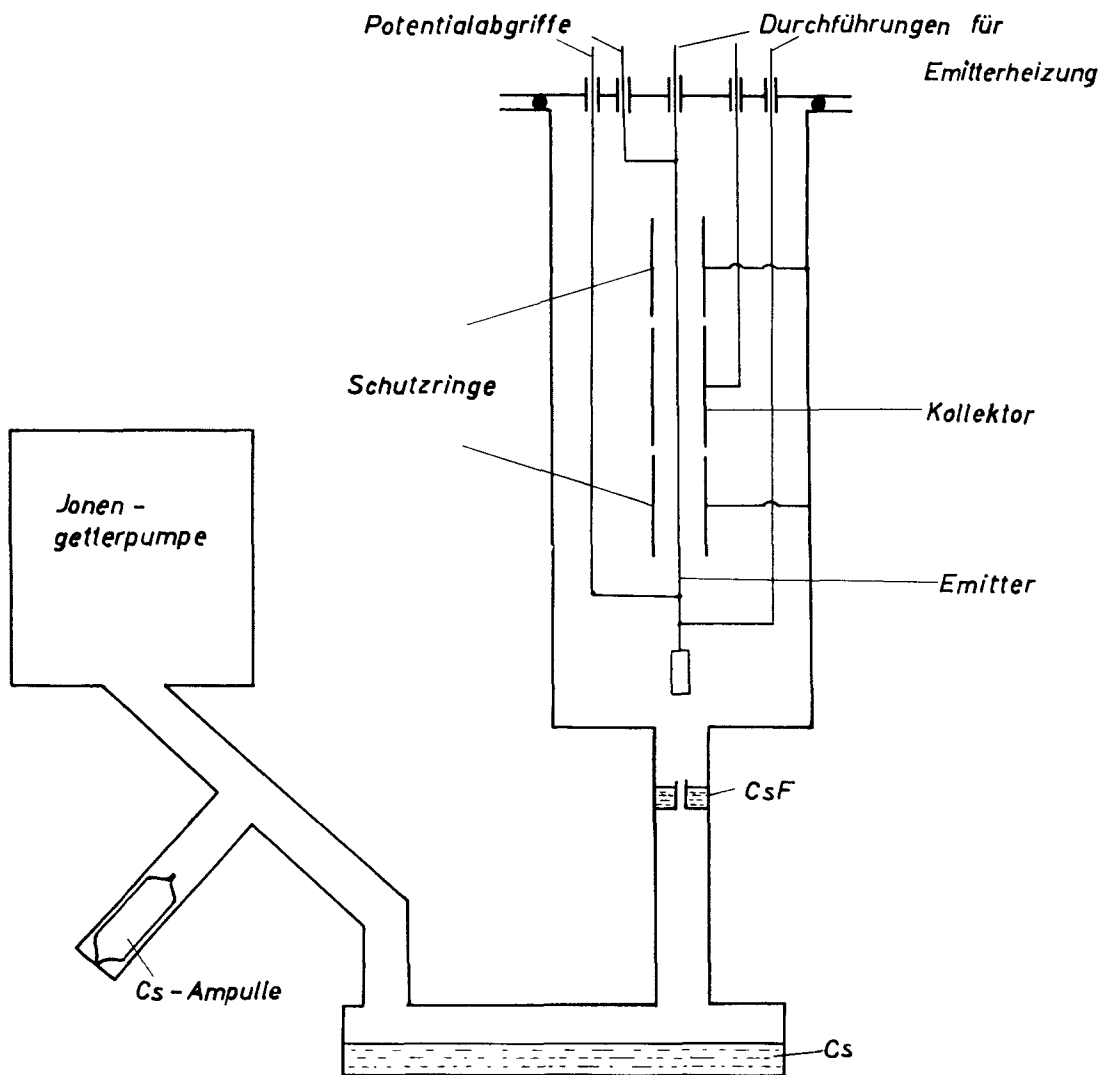


Fig. 9

Meßzelle und Anordnung der Vorratsgefäße f. Cs und CsF.

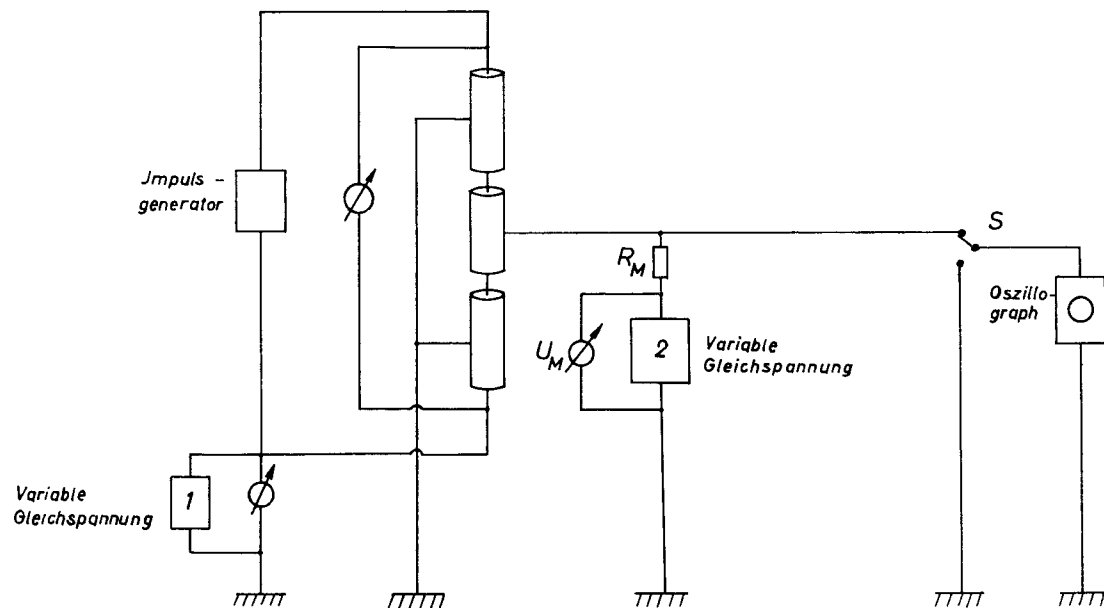


Fig. 10

Prinzip der Meßschaltung

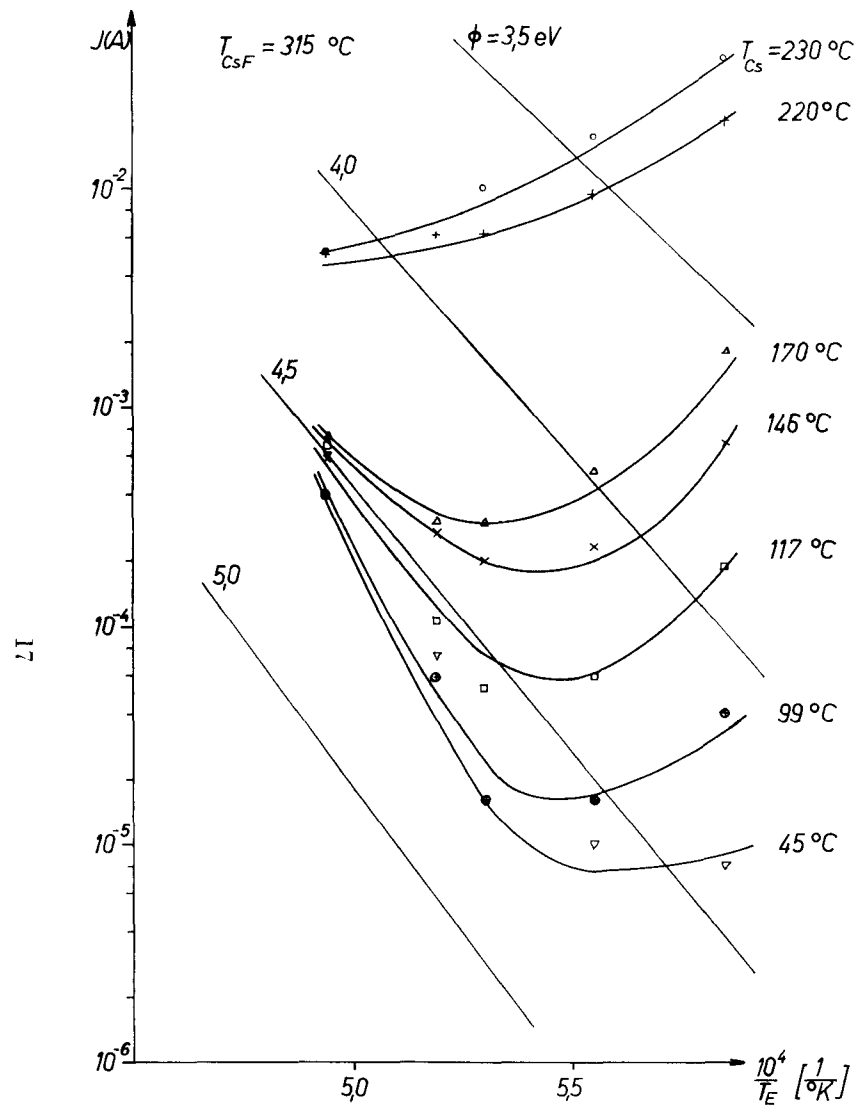


Fig. 11

Elektronen-Sättigungsstrom  $J$  von Mo in Cs- und CsF-Dampf in Abhängigkeit von der Emittertemperatur  $T_E$ .  
 Emitteroberfläche:  $F = 0,20 \text{ cm}^2$ ; CsF-Temperatur:  $T_{\text{CsF}} = 315^\circ \text{C}$ ;  
 Parameter: Cs-Temperatur  $T_{\text{Cs}}$ .

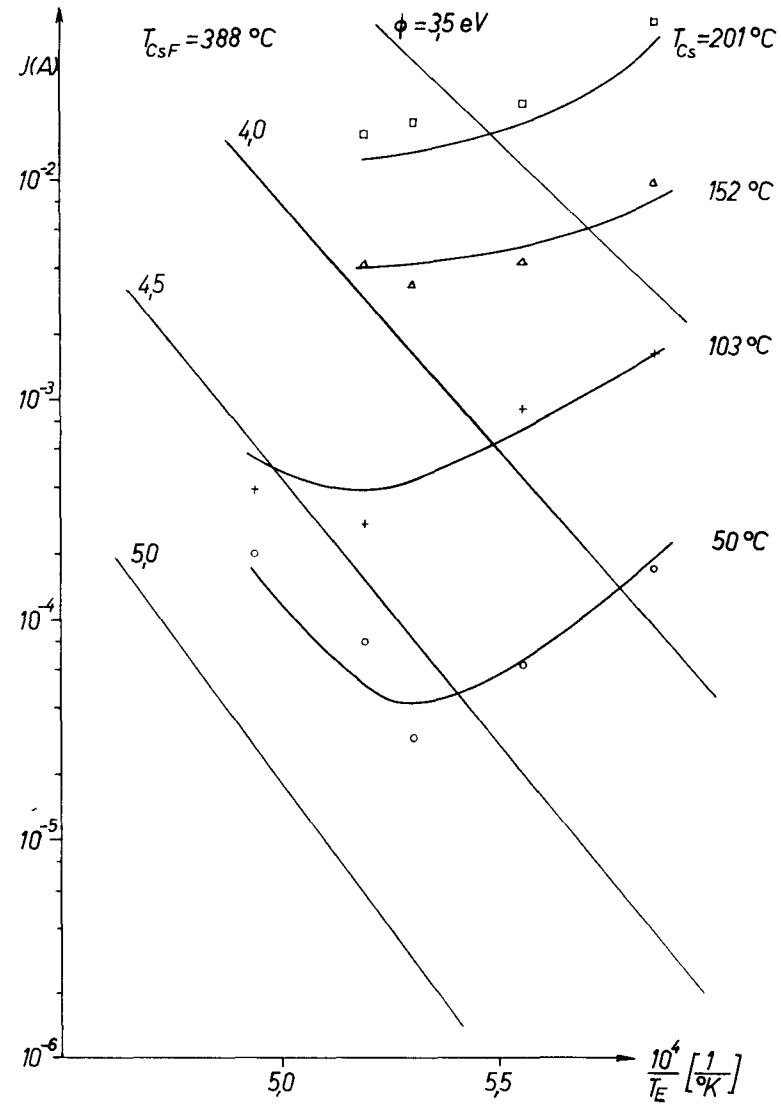


Fig. 12

Elektronen-Sättigungsstrom  $J$  von Mo in Cs- und CsF-Dampf in Abhängigkeit von der Emittertemperatur  $T_E$ .  
 Emitteroberfläche:  $F = 0,20 \text{ cm}^2$ ; CsF-Temperatur:  $T_{\text{CsF}} = 388^\circ \text{C}$ .  
 Parameter: Cs-Temperatur  $T_{\text{Cs}}$ .

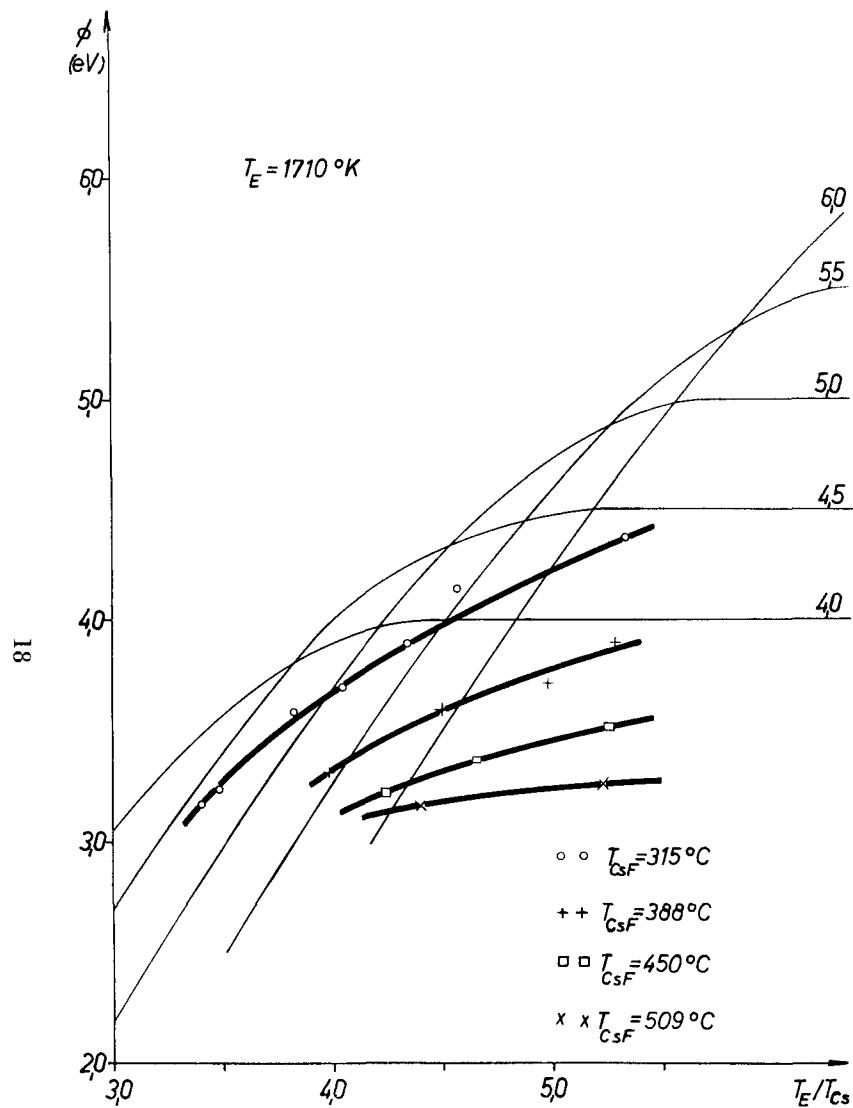


Fig. 13

Austrittsarbeit  $\phi$  von Mo in Cs- und CsF-Dampf in Abhängigkeit vom Verhältnis  $T_E/T_{Cs}$ . ( $T_E$ =Emittertemperatur,  $T_{Cs}$ =Cs-Temp.) bei konstantem  $T_E=1710 \text{ } ^\circ\text{K}$ , Parameter: CsF-Temperatur  $T_{CsF}$ .

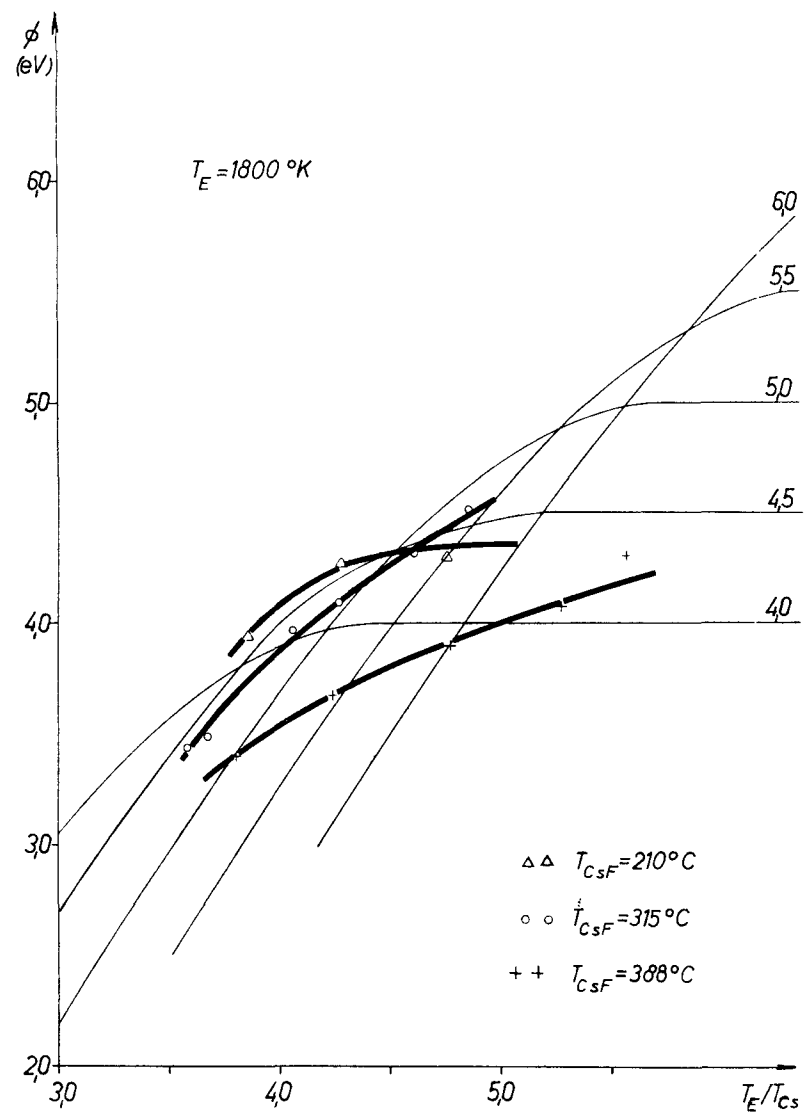


Fig. 14

Austrittsarbeit  $\phi$  von Mo in Cs- und CsF-Dampf in Abhängigkeit vom Verhältnis  $T_E/T_{Cs}$ . ( $T_E$ =Emittertemperatur,  $T_{Cs}$ =Cs-Temperatur) bei konstantem  $T_E=1800 \text{ } ^\circ\text{K}$ , Parameter: CsF-Temperatur  $T_{CsF}$ .

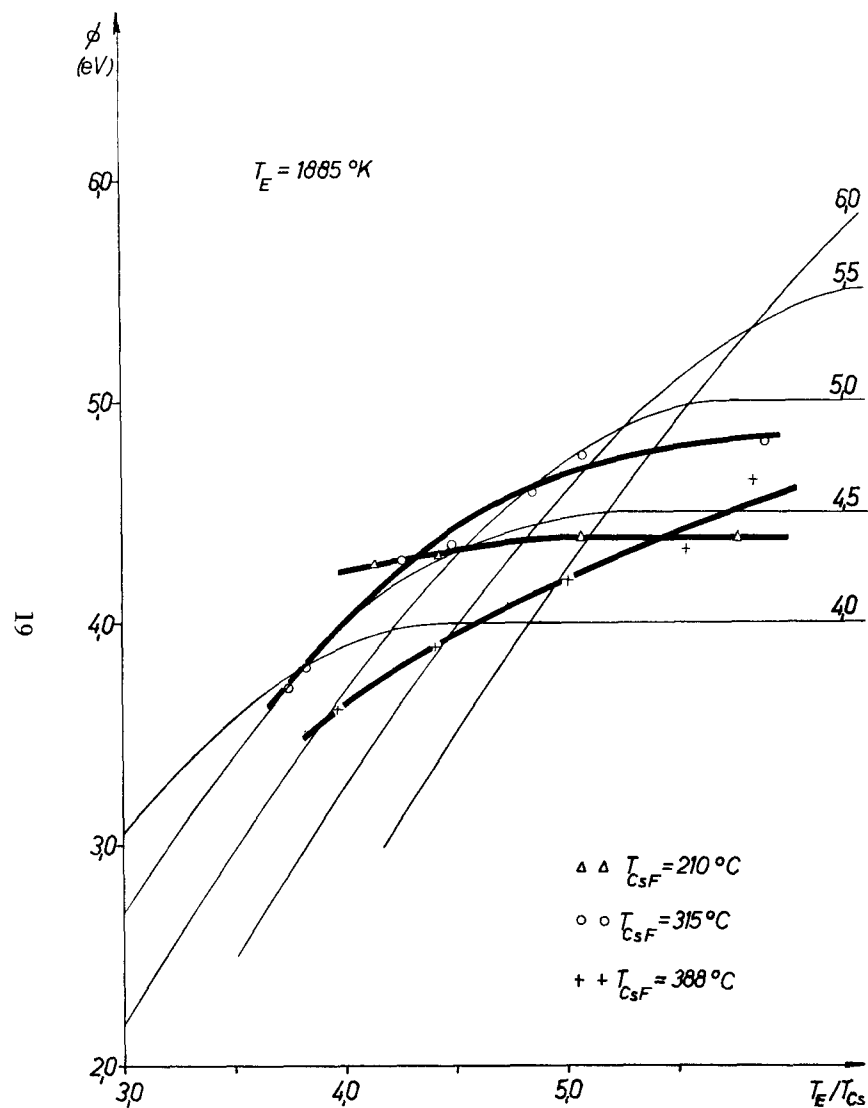


Fig. 15

Austrittsarbeit  $\phi$  von Mo in Cs- und CsF-Dampf in Abhängigkeit vom Verhältnis  $T_E/T_{\text{Cs}}$  ( $T_E$ =Emittiertemperatur,  $T_{\text{Cs}}$ =Cs-Temp.) bei konstantem  $T_E = 1885 \text{ } ^\circ\text{K}$ , Parameter: CsF-Temperatur  $T_{\text{CsF}}$ .

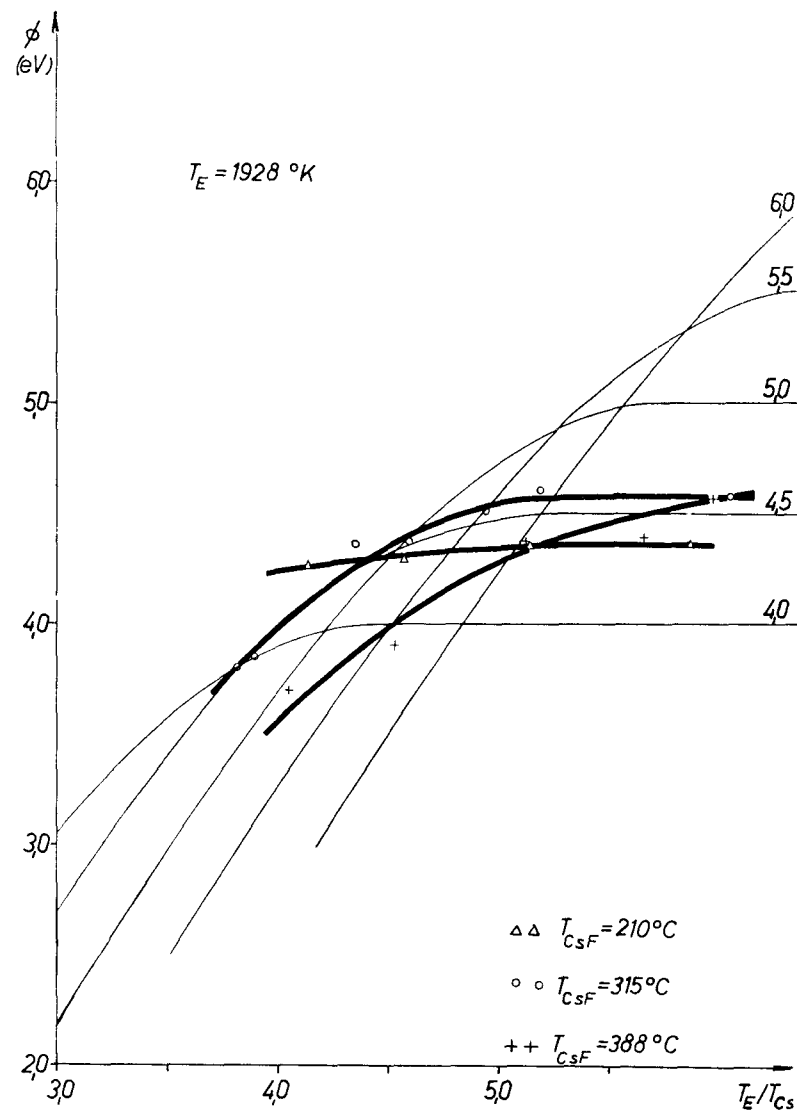


Fig. 16

Austrittsarbeit  $\phi$  von Mo in Cs- und CsF-Dampf in Abhängigkeit vom Verhältnis  $T_E/T_{\text{Cs}}$  ( $T_E$ =Emittiertemperatur,  $T_{\text{Cs}}$ =Cs-Temp.) bei konstantem  $T_E = 1928 \text{ } ^\circ\text{K}$ , Parameter: CsF-Temperatur  $T_{\text{CsF}}$ .

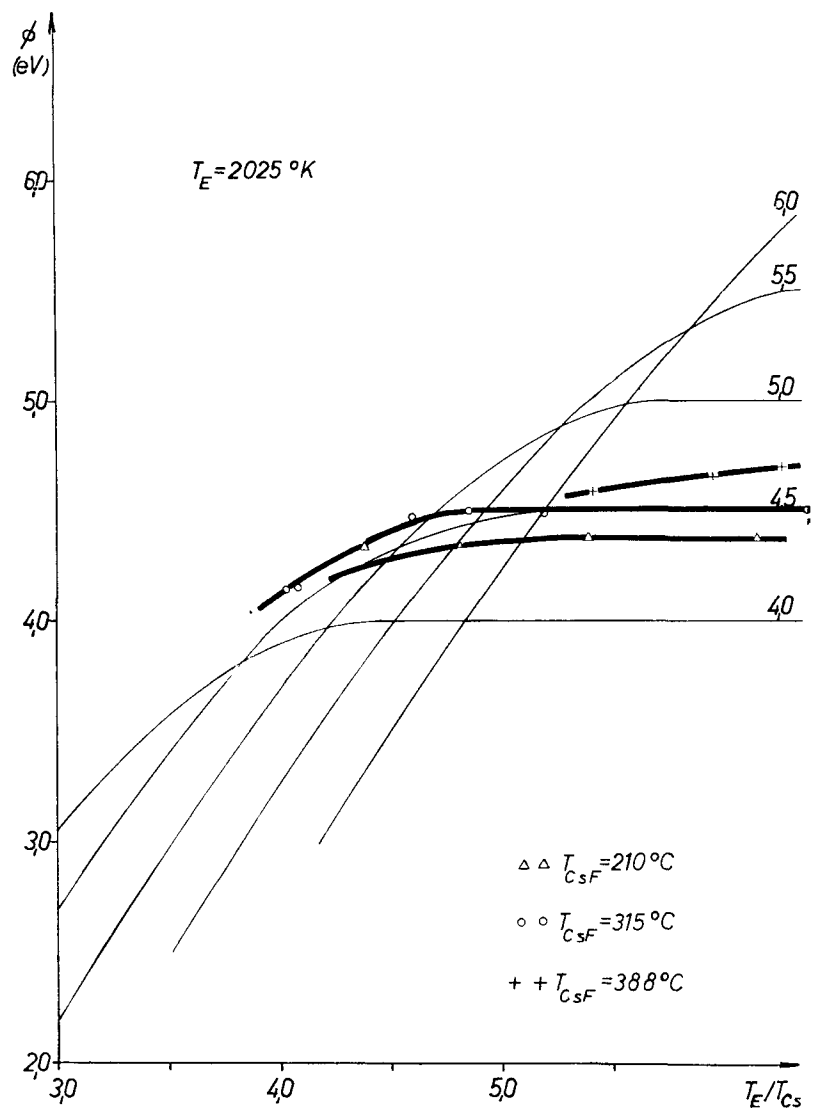
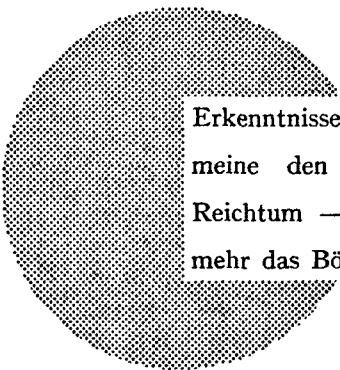


Fig. 17

Austrittsarbeit  $\phi$  von Mo in Cs- und CsF-Dampf in Abhängigkeit vom Verhältnis  $T_E/T_{Cs}$  ( $T_E$ =Emittertemperatur,  $T_{Cs}$ =Cs-Temp.) bei konstantem  $T_E=2025$  °K, Parameter: CsF-Temperatur  $T_{CsF}$ .



Erkenntnisse verbreiten ist soviel wie Wohlstand verbreiten — ich meine den allgemeinen Wohlstand, nicht den individuellen Reichtum — denn mit dem Wohlstand verschwindet mehr und mehr das Böse, das uns aus dunkler Zeit vererbt ist.

Alfred Nobel



**EURATOM - C.I.D.**  
**51-53, rue Belliard**  
**Bruxelles (Belgique)**