

Die Energieverteilung im Strahlenbündel einer Elektronenkanone mit einkristalliner Kugelkathode *

A) Einflüsse im Beschleunigungsraum

K.-J. HANSZEN und R. LAUER, Braunschweig

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt

(Z. Naturforsch. **24 a**, 214—225 [1969]; eingegangen am 28. September 1968)

Durch Anwendung einer dicht hinter der Anode liegenden Blende mit kleiner Bohrung können die bereits innerhalb der Elektronenkanone auftretenden Einwirkungen auf die Energieverteilung in den durchgelassenen Teilstrahlbündeln ermittelt werden. Es kann zwischen Einflüssen der Austrittsarbeit, der Raumladungswolke und der Strahlüberschneidungen unterschieden werden; diese Erscheinungen bewirken leicht überschaubare Veränderungen der mittleren Energie, der Halbwertsbreite und der Verteilungsform. Besonders schmale Energieverteilungen treten nahe beim Sperrpunkt und im sogenannten „zweiten Hohlstrahlgebiet“ auf.

Im Jahre 1953 stellte BOERSCH¹ eine anomale Energieverteilung in Elektronenstrahlbündeln fest, die aus Elektronenkanonen mit Glühemissionskathoden austreten. Im Einzelnen wurden in den Strahlenbündeln folgende Merkmale der Energieverteilung festgestellt:

- A) Energieverbreiterungen gegenüber der Maxwellverteilung,
- B) Symmetrisierung der Energieverteilungen relativ zum Schwerpunkt,
- C) Verschiebungen der mittleren Energie (bzw. des Einsatzpunktes).

Diese Ergebnisse wurden in der Folgezeit von einer Reihe anderer Autoren^{2,3} bestätigt. Lediglich BECK und MALONEY⁴ fanden im niederenergetischen Strahl einer vorwiegend mit Raumladungsbegrenzung arbeitenden Hochstrom-Elektronenkanone sofort hinter der Anode keine Verbreiterung und Symmetrisierung, wohl aber eine Verschiebung der Energieverteilung. Die wesentlichen experimentellen Ergebnisse der genannten Arbeiten sind in Tab. 1 zusammengefaßt. Auf die *Deutung* der beobachteten Erscheinungen (s. insbesondere die ausführlichen, aber nicht unwidersprochen gebliebenen³

Erörterungen von ULMER u. Mitarb.²) soll hier nicht eingegangen werden. Allen Arbeiten gemein sind folgende Feststellungen: Die *Energieverschiebung* kann a) durch Unterschiede des Austrittspotentials Φ an der Kathode, b) durch Filterwirkung der Potentialschwelle U_S im Loch der Wehnelt-Blende und c) bei Raumladungsbetrieb durch die von der Raumladungswolke gebildeten Potentialschwelle U_R verursacht werden. Die *Verbreiterung* der Energieverteilung ist dagegen auf kollektive elektrostatische Wechselwirkungen der Strahlelektronen auf der Flugstrecke zurückzuführen; ihr Einfluß nimmt mit wachsender Stromdichte und wachsender Weglänge zu. Auch die *Symmetrisierung* der Verteilung ist durch Stromdichteinflüsse bedingt.

Ein großer Teil der genannten Einflußgrößen wirkt auf die Strahlelektronen bereits während ihres Weges von der Kathode bis zum Verlassen der Anode, also im Beschleunigungsfeld ein. Über dieses Bahnstück können wir uns auf Grund der geometrisch-optischen Untersuchungen mit dem verbesserten Schattenverfahren⁵, von Richtstrahlwertmessungen⁶, sowie an Hand anschaulicher

* Auszugsweise vorgetragen am 5. 9. 1968 auf der Fourth European Regional Conference on Electron Microscopy in Rom; siehe auch K.-J. HANSZEN u. R. LAUER, Electron Microscopy 1968, Rom 1968, Bd. I, S. 349.

¹ H. BOERSCH, Naturwiss. **40**, 267 [1953]; Z. Phys. **139**, 115 [1954].

² W. DIETRICH, Z. Phys. **152**, 306 [1958]. D. HARTWIG u. K. ULMER, Z. Phys. **173**, 294 [1963]; Z. ang. Phys. **15**, 309 [1963]; K. ULMER u. B. ZIMMERMANN, Z. Phys. **182**, 194 [1964]; W. H. J. ANDERSEN, Brit. J. Appl. Phys. **18**, 1573 [1967]; R. SPEIDEL u. K. H. GAUKLER, Z. Phys. **208**, 419 [1968].

³ J. A. SIMPSON u. C. E. KUYATT, J. Appl. Phys. **37**, 3805 [1966].

⁴ A. H. BECK u. C. MALONEY, Brit. J. Appl. Phys. **18**, 845 [1967].

⁵ K.-J. HANSZEN, Z. Naturforsch. **19 a**, 896 [1964].

⁶ K.-J. HANSZEN u. R. LAUER, Z. Naturforsch. **22 a**, 238 [1967]; R. LAUER, Vortrag am 20. 9. 1967 auf der Tagung der Deutschen Gesellschaft für Elektronenmikroskopie in Marburg, ausführliche Veröffentlichung in Vorbereitung.



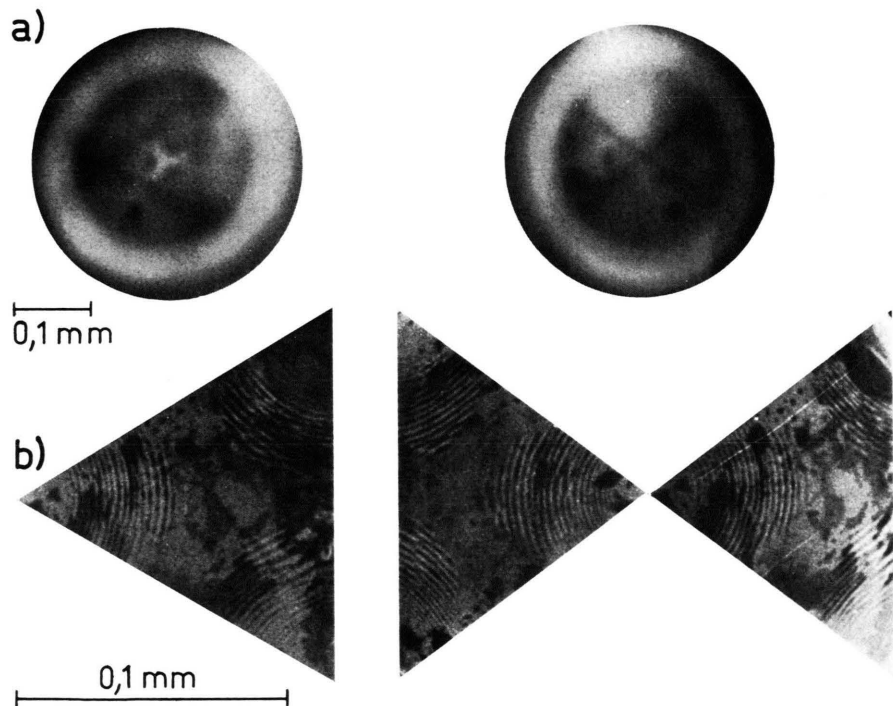


Abb. 1. a) Emissionsmikroskopische Eigenabbildung einer einkristallinen Kathodenoberfläche; links (111)-Fläche zentriert; rechts (011)-Fläche zentriert (Geometrie der Elektronenkanone gemäß Abb. 3, Wehneltspannung etwa — 160 V). b) Entsprechende rasterelektronenmikroskopische Aufnahmen einer ähnlichen Kathodenkugel. Für die an der Oberfläche liegenden Kristallflächen ist das *Riefenbild* kennzeichnend. Die *Flecken* rühren von Verunreinigungen her, die während der Verwendung der Kugel als Kathode noch nicht vorhanden waren. Sie verändern das *Glühemissionsverhalten* der Kathode nicht.

Verfasser	Kathode	Abstand Meßblende- Anode	Beschleuni- gungs- spannung	Nachweis	gefundene Effekte *	Abhängig- keiten
BOERSCH ¹	W-Haarnadel	einige dm	(13,5); 27 (54) kV	Gegenspannungs- käfig	A B C	$\sim j$ — abh. v. Φ ; U_R ; U_S
DIETRICH ² SPEIDEL u. GAUKLER ²	W-Haarnadel BaO W-Spitzenkathode	einige dm einige dm	35 kV } (35 kV) }	elektrostatische Analysatorlinse	A B	$j^{1/2}$ —
HARTWIG u. ULMER ² ULMER u. ZIMMERMANN ²	W-Haarnadel BaO W-Bolzenkathode	10 cm ≈ 10 cm	200—1000 V 300—1500 V	Gegenspannungs- käfig spezielle Filterlinse	A B C	$\sim j^{1/3}$ — abh. von U_R ; U_S
ANDERSON ²	(W-Haarnadel)	≈ 10 cm	10 kV	Wien-Filter	A B C	— — abh. v. Φ ; U_R
SIMPSON u. KUYATT ³	Sinterkathode	einige dm	2—8 V	Kugel- kondensatoren	A B (sehr schwach)	$\sim j$ —
BECK u. MALONEY ⁴	Ba-Ni Diffusions- kathode	(0)	20 V	Filterlinse mit Netz	C	abh. v. U_R

Tab. 1. Daten aus früheren Arbeiten. * Die Verbreiterung (A) und die Symmetrisierung (B) werden von allen Autoren als von der Stromdichte j abhängig angesehen. Die von ihnen ins Auge gefaßte Verknüpfung zwischen Verbreiterung und Stromdichte ist in der letzten Spalte angegeben; ebenso die Größen Φ , U_R und U_S (Bedeutung der Bezeichnungen siehe Text), welche für die Verschiebung (C) verantwortlich gemacht werden.

Modellvorstellungen über Elektronenkanonen⁷ genauere Vorstellungen machen. Wir betrachten es daher als die Aufgabe der vorgelegten Arbeiten, die Einflüsse

1. des Austrittspotentials der Kathodenoberfläche,
2. der Raumladungserscheinungen vor der Kathode und
3. der innerhalb der Elektronenkanone auftretenden Strahlüberschneidungen

auf die Energieverteilung genauer zu untersuchen und die gewonnenen experimentellen Ergebnisse mit den bisherigen theoretischen Vorstellungen zu vergleichen.

I. Vorgehen

Um Komplikationen durch den axialen Astigmatismus auszuschließen, beschäftigen wir uns ausschließlich mit Kugelkathoden⁵⁻⁸. An dieser Stelle berichten wir hauptsächlich über die Messungen an einer einkristallinen Wolframkathode von

165 μm Kugelradius. Es ist die gleiche Kugel, an der LAUER⁶ Richtstrahlwertmessungen in Abhängigkeit von der Kathodenorientierung durchgeführt hat. Die Kugel war vor den hier beschriebenen Versuchen schon lange in Gebrauch und daher durch Beschuß mit Restgasen an jenen Stellen angeraut, an denen höher indizierte Netzebenen an die Oberfläche treten. Ein emissionsmikroskopisches Bild dieser Kathode (LAUER⁶) und ein rasterelektronenmikroskopisches Bild⁹ einer ähnlichen Kathode gibt Abb. 1* wieder.

Das kathodennahe Feld sammelt die von den einzelnen Kathodenelementen in alle Richtungen emittierten Elektronen zu „Elementarbündeln“ sehr enger Apertur⁷. Die Querschnitte dieser Bündel sind auch noch in einigen dm Entfernung von der Kanone sehr klein gegenüber dem Gesamtquerschnitt des Strahlenbündels. Wir dürfen daher annehmen, daß in der Beobachtungsebene jedes Flächenelement des Gesamtbündels nur von Elektronen aus ganz bestimmten Kathodenelementen getroffen wird. Diese Kathodenelemente liegen oft

⁷ R. LAUER u. K.-J. HANSZEN, in Electron Microscopy, 6th Intern. Congress Kyoto [1966] Bd. I S. 129; R. LAUER, Z. Naturforsch. **23a**, 100 [1968]; K.-J. HANSZEN u. R. LAUER, Z. Naturforsch. **24a**, 97 [1969].

⁸ Z. POPOVIĆ, J. Sci. Instrum. **42**, 161 [1965].

*Abb. 1 auf Tafel S. 214b.

⁹ Diese Aufnahme wurde am Institut für Schweißtechnik der T. U. Braunschweig (Direktor Prof. Dr.-Ing. RUGE) angefertigt, wir danken Herrn Dipl.-Phys. H. EGGERS für die Anfertigung der Aufnahmen.

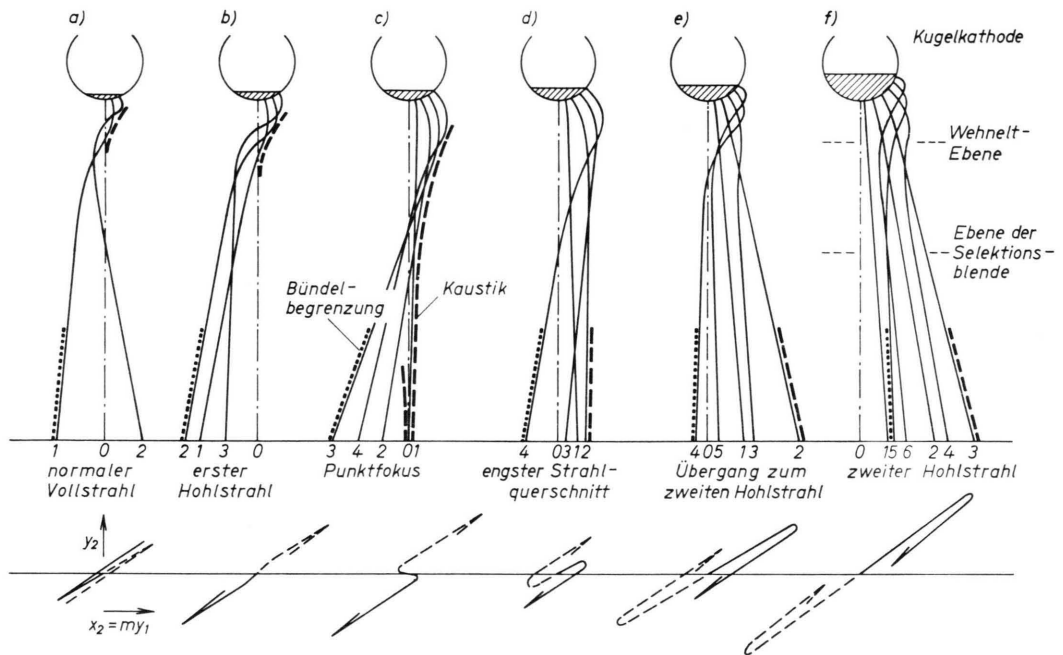


Abb. 2. Obere Reihe: Charakteristische Strahlverläufe im Strahlenbündel einer Trioden-Elektronenkanone mit Kugelkathode. Links nahezu Sperrspannung; die Wehneltspannung wird von links nach rechts positiver. Untere Reihe: Zugehörige Schattenkurven nach⁵ (schematisch), vgl. auch Abb. 7 und 8. Es bedeuten: — — — Kautikmantel; ····· Bündelbegrenzung; y_1 : Verschiebungskoordinate der Blende; x_2, y_2 : Koordinaten in Plattenebene; m : Translationsverhältnis von Photoplatte und Blende. Nur der schraffierte Bereich der Kathode sendet Elektronen in das Strahlenbündel.

weit voneinander entfernt¹⁰. Die wichtigsten Strahlengänge zeigt Abb. 2, obere Reihe.

Bringt man eine Selektionsblende mit sehr kleiner Öffnung kurz hinter der Anode in den Strahlengang und bewegt diese quer durch das Bündel, während sich eine Photoplatte in einigen dm Entfernung senkrecht zur Bewegungsrichtung der Blende ebenfalls quer zum Bündel bewegt, so zeichnet sich auf dieser Platte eine „Schattenkurve“ ab (Beispiele zeigt Abb. 2, untere Reihe), die über alle wesentlichen geometrisch-optischen Eigenschaften dieses Strahlenbündels im Anodenraum, insbesondere über die Überschneidungen der einzelnen Elementarstrahlen Auskunft gibt^{5, 11, 12}. Auf Grund dieser Kenntnisse wurde die obere Reihe von Abb. 2 gezeichnet. Untersuchungen an Kathodenmodellen⁷ bieten eine ausreichende Erfahrungsgrundlage, um den Strahlverlauf im Anodenraum

in den Raum zwischen Anode und Kathode fortzusetzen.

1. Die Energieverteilung in den Teilstrahlenbündeln

Wir bestimmen als erstes die Energieverteilung in den Teilstrahlenbündeln, mit denen die Schattenkurven aufgezeichnet wurden. Die Feinstruktur der Schattenkurven gibt weitgehende Auskunft über Oberflächenbeschaffenheit und Emissionseigenschaften des Kathodenelements, von dem der jeweilige Teilstrahl ausgeht. Die Breite des Kurvenzugs gibt Hinweise auf das Vorhandensein von Raumladungswolken, die der Teilstrahl durchlaufen muß. Somit besteht die Möglichkeit, aus den Meßreihen an den Teilstrahlenbündeln die Einflüsse von Austrittspotentialunterschieden an der Kathodenoberfläche, von Raumladungswolken, ferner die Filterwirkung

¹⁰ K.-J. HANSZEN, 5th Intern. Congress for Electron Microscopy Philadelphia 1962, Bd. I, paper KK 11, hier insbesondere Bild 3.

¹¹ K.-J. HANSZEN, Naturwiss. **51**, 379 [1964].

¹² K.-J. HANSZEN, Electron Microscopy, 3rd European Regional Conference, Prag 1964, S. 47; vgl. auch die Strahlskizzen in: O. KAMIGAITO u. R. UYEDA, J. Electron

Microscopy **9**, 151 [1960]; D. W. SWIFT u. W. C. NIXON, Brit. J. Appl. Phys. **13**, 288 [1962]; O. KAMIGAITO, Jap. J. Appl. Phys. **4**, 604 [1965]. Über Experimente am vergrößerten Modell wurde von T. Someya auf dem 6th Intern. Congress on Electron Microscopy 1966, Kyoto berichtet, Veröffentlichung für die Zeitschrift „Optik“ in Vorbereitung.

von Potentialschwellen im Feld der Kathodenlinse sowie Stromdichteeffekte genauer als bisher zu studieren.

Wir beschäftigen uns hierbei zunächst mit dem vom Kathodenpol ausgehenden streng *axial verlaufenden Teilstrahl*. In Abhängigkeit von der Wehnelt-Spannung ändert sich die Zahl der Überschneidungen des beobachteten Strahlenbündels mit den von den übrigen Kathodenelementen emittierten Elementarbündeln in der aus Abb. 2 ersichtlichen Weise. Es wird uns damit möglich, die beobachtete Energieverbreiterung mit den Wechselwirkungen der Strahlelektronen im Beschleunigungsraum in Verbindung zu bringen.

Durch Drehen der Kathodenkugel wird im ersten Versuch eine schwach emittierende Kristallfläche auf den Pol gebracht, im Gegenversuch eine stark emittierende Fläche. Im ersten Fall können wir die Wechselwirkung eines schwachen Axialstrahls mit starken Außeraxialstrahlen, im anderen Falle die umgekehrte Wechselwirkung studieren.

Die Meßreihen erlauben es auch, den mit negativer werdender Wehnelt-Spannung zunehmenden Einfluß der Raumladung, über die aus Richtstrahlwertmessungen⁶ genauer bekannt ist, sowie die Filterwirkung des Potentialvorgangs im Loch der Wehnelt-Blende zu verfolgen.

Die Messungen dieser Art werden ergänzt durch die Bestimmungen der Energieverteilung *außer-axialer Teilstrahlenbündel*. Wir verschieben hierzu die Selektionsblende bei festgehaltenen Wehnelt-Spannungen quer zum Strahl und ermitteln die Energieverteilung der durchgelassenen Teilstrahlenbündel in Abhängigkeit vom Achsenabstand der Selektionsblende. Auf diese Weise wird es uns möglich, die Energieverteilung der Teilstrahlen anzugeben, die jeden beliebigen Punkt der *Schattenkurve* aufgezeichnet haben.

Aus den Schattenkurven selbst ist bekannt, welche von diesen Strahlen jeden herausgegriffenen Punkt der *Beobachtungsebene* treffen. Es ist also auch bekannt, welche Energieverteilung alle auf einen herausgegriffenen Punkt der Beobachtungsebene (Meßort) fallenden Teilbündel besessen haben, als sie die Anode verließen.

2. Vergleich der Energieverteilung im Gesamtstrahlenbündel mit den Verteilungen in den Teilstrahlenbündeln

Die Energieverteilung, die im Gesamtstrahlenbündel an einem eng begrenzten Meßort auftritt,

braucht nicht identisch mit den superponierten Energieverteilungen der einfallenden Teilbündel zu sein, da nach Entfernen der Selektionsblende Wechselwirkungen zwischen den sich nunmehr auch im Anodenraum durchkreuzenden Strahlen stattfinden. Hierüber kann durch den Vergleich beider Meßreihen Näheres ausgesagt werden. Über diesen Teil unserer Untersuchungen soll erst in dem später erscheinenden Teil B dieser Arbeit berichtet werden.

II. Meßanordnung

Elektronenkanone. Die einkristalline Kathodenkugel von $r_K = 165 \mu\text{m}$ Radius wurde nach dem Verfahren von Popovic⁸ hergestellt. Sie war so auf einem Goniometer zentrierbar und um ihren Mittelpunkt schwenkbar angeordnet, daß jedes Oberflächenelement eines Kugelausschnitts mit dem halben Öffnungswinkel von 30° von der optischen Achse senkrecht durchstoßen werden konnte. Der an die Wolfram-Haarnadel angepunktete Kugelträger (s. Abb. 3) wurde nicht vom Heizstrom durchflossen. Auf der Kugeloberfläche lagen also keine vom Heizstrom verursachten Potentialdifferenzen vor. Die geometrischen Daten der Elektronenkanone sind Abb. 3 zu entnehmen. Wehnelt-

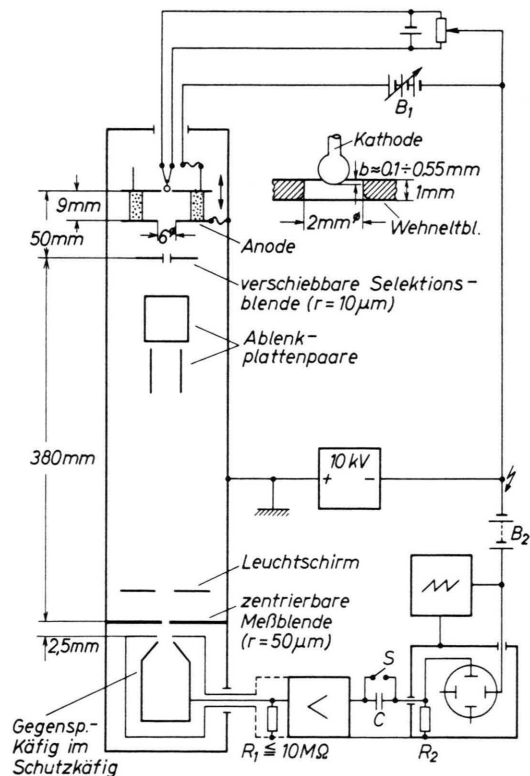


Abb. 3. Experimentelle Anordnung zur Bestimmung der Energieverteilung. Nicht eingezeichnet ist das Goniometer, auf dem die Kathodenkugel montiert ist.

und Anodenblende lagen auf einem in axialer Richtung verstellbaren Hebetisch. Mit seiner Hilfe konnten die in Abb. 2 dargestellten Strahlformen, die bereits in ⁷ beschrieben wurden, durch passende Eintauchtiefe der Kathodenkugel in die Wehnelt-Bohrung eingestellt werden. Die Kathodentemperatur betrug stets 2510 °K.

Anodenraum. Im Anodenraum befanden sich nach Abb. 3 hintereinander Selektionsblende und gekreuzt angeordnete Plattenkondensatoren, mit deren Hilfe es möglich war, jedes gewünschte Flächenelement des Strahlquerschnitts auf den Meßort zu lenken.

Energieanalysator. Gemessen wurde mit der Gegenspannungsmethode. Die Anordnung des im Inneren vergoldeten und berußten Käfigs ist ähnlich wie bei BOERSCH¹. Das zu analysierende Elektronenstrahlbündel fällt durch die Meßblende in das Bremsfeld und anschließend in einen Faraday-Käfig. Der Verlauf des Meßstroms in Abhängigkeit von der Gegenspannung liefert die „integrale Energieverteilung“ des Strahls. Es kam uns darauf an a) die integrale Energieverteilung elektrisch zu differenzieren und b) die Energieanalyse so schnell wie möglich vorzunehmen um an der gleichen Kathode eine Vielzahl gegenüberstellbarer Verteilungen in Abhängigkeit von Wehnelt-Spannung, Kathodenorientierung mit und ohne Selektionsblende aufzunehmen, bevor sich die Kathodenkugel merklich abnutzte. Aus diesem Grunde wurden die Messungen oszilloskopisch registriert. Der Oszillograph (vgl. Abb. 3) wurde nahezu auf Kathodenpotential gelegt. Die zeitlich sägezahnartig ansteigende Gegenspannung, die das Schutzkäfipotential in jeder Periode einmal über das Kathodenpotential wegführte, wurde vom Ablenkgenerator des Oszillographen dem ganzen Meßkreis einschließlich dem Vorverstärker und dem Oszillographen selbst in der aus Abb. 3 ersichtlichen Weise aufgedrückt. Der Meßkäfig und seine Ableitung wurden durch den Schutzkäfig und dessen röhrenförmige Zuleitung abgeschirmt.

Die Größe des umschaltbaren Ableitwiderstandes R_1 des Meßkäfigs wurde so gewählt, daß die an ihm abfallende Spannung stets kleiner als 10 mV war und damit die durch sie verursachte Scherung der gemessenen integralen bzw. Verschmälerung der differentiellen Energieverteilung unterhalb der Nachweisgrenze blieb.

Bei geöffnetem Schalter S trat das Differenzglied R_2C in Funktion¹³. In diesem Falle erscheint die differentielle Energieverteilung auf dem Oszillographenschirm.

Elektrische Schaltung. Um bei Strömen von mehr als 1 mA im Gesamtbündel (d.h. bei stark geöffnetem Potentialvorhang der Wehnelt-Blende) noch ohne Zerstörung der Selektionsblende messen zu können, wurde ebenso wie früher ⁶ mit der relativ niedrigen Anodenspannung von 10 kV gearbeitet. Dieser Spannungswert wurde, unabhängig vom Strom, auf $\pm 1\%$ genau eingestellt. Die Wehnelt-Spannung entstammte einer eigenen Spannungsquelle B_1 , die Kathode wurde mit Gleichstrom geheizt. Zur Registrierung diente ein Niederfrequenzoszillograph mit Vorverstärker. Da beide auf Gegenspannung lagen (Anodenpotential gleich Erdpotential), wurden sie aus dem gleichen Trenntransformator gespeist.

Damit das Potential des Käfigsystems im Verlauf der Sägezahnschwankungen genau über das Kathodenpotential weggeführt werden konnte, wurde die Anodenbatterie B_2 mit Spannungsabgriffen benutzt.

Leistungsfähigkeit der Anlage. Der kleinste nachweisbare Käfigstrom war durch das Rauschen des Meßverstärkers festgelegt und betrug $2 \cdot 10^{-12}$ A. Die integralen Energieverteilungen konnten gut ausgewertet werden, wenn die analysierten Käfigströme größer als $2 \cdot 10^{-11}$ A waren. Zur Ermittlung der differentiellen Energieverteilungen waren Mindestströme von $5 \cdot 10^{-11}$ A erforderlich.

Die Genauigkeit der benutzten Anordnung ist nicht durch die Auflösungsgrenze der Gegenspannungsanordnung bestimmt (Abschätzungen hierüber bei BOERSCH¹), sondern durch das Verstärkerrauschen und Phasenschiebungen des Differenzgliedes. Sie war auch in ungünstigen Fällen besser als 0,1 eV und reichte aus, um die Asymmetrie der Maxwellverteilung für die benutzte Kathodentemperatur von 2510 °K deutlich wiederzugeben.

Die Lage aller in diesem Aufsatz wiedergegebenen Energieverteilungen auf der Energieskala war bis auf 0,2 eV reproduzierbar. Abweichungen in diesem Rahmen können durch adsorptionsbedingte Änderungen der Kontaktpotentialdifferenz zwischen Kathode und Käfig verursacht werden. Innerhalb einer Meßreihe war die Genauigkeit jedoch meist größer.

III. Die Energieverteilung im axialen Teilstrahlenbündel

1. Meßgrößen

Die mitgeteilten Ergebnisse wurden durch Auswertung der differentiellen Energieverteilungen gewonnen. Ein Beispiel einer Meßreihe zeigt Abb. 4a. Die Verteilungen besitzen im allgemeinen die Form von asymmetrischen Glockenkurven. Wir wollen sie durch folgende leicht auswertbare Merkmale charakterisieren (s. Abb. 4b):

a) Die graphisch ermittelte Halbwertsbreite $\Delta W_{1/2}$. Sie stellt ein Maß für die Breite der Energieverteilung dar.

b) Den Koordinatenwert W_m auf der Energieskala, auf welchem die Mitte der graphisch ermittelten Halbwertsbreite liegt. Wir nennen W_m die „mittlere Energie“ im Strahlenbündel.

c) Die Abweichung der wahrscheinlichsten Energie W_{ex} von der mittleren Energie W_m . Die Differenz $W_{ex} - W_m$ stellt ein Maß für die Asymmetrie der Verteilungskurve dar. Besitzt eine Meßkurve z. B. auf der niederenergetischen Seite den steileren Abfall, so drückt sich das in einem negativen Wert von $W_{ex} - W_m$ aus.

¹³ R_2 war identisch mit dem Eingangswiderstand des Oszillographen.

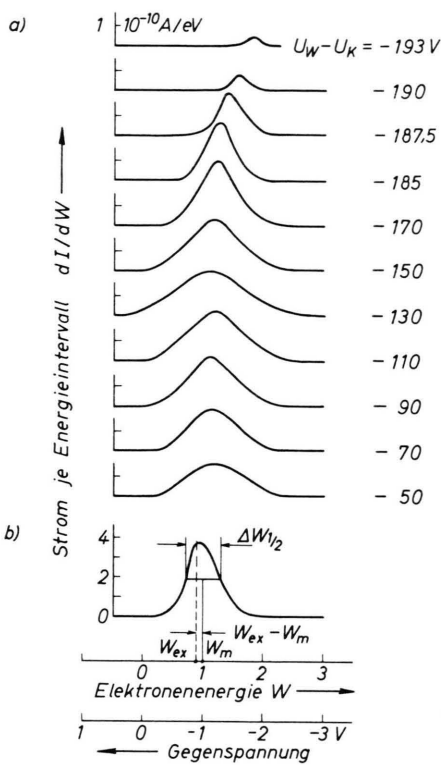


Abb. 4. a) Differentielle Energieverteilung im axialen Stromfaden in Abhängigkeit von der Wehneltspannung $U_W - U_K$. Die stark emittierende (111)-Fläche lag auf dem Kathodenpol. (Der Nullpunkt der Energieskala ist willkürlich.) b) Zur Definition der Meßgrößen $\Delta W_{1/2}$, W_{ex} , W_m und $W_{ex} - W_m$. Die Eintauchtiefe b des Pols der Kathodenkugel in die Bohrung der Wehnelt-Blende beträgt 0,1 mm; $T_K = 2510^\circ\text{K}$.

Die Meßergebnisse sind, soweit sie eine graphische Darstellung rechtfertigen, in Abb. 5a, b und 6 dargestellt. Zum Vergleich ist in Abb. 5c die Stromdichte in der Meßebeane wiedergegeben.

2. Meßergebnisse

Wir betrachten zunächst die Energieverteilung im axialen Teilstrahlbündel. Die Kathode sei wahlweise so orientiert, daß dieses Bündel entweder von einer stark emittierenden (111)-Fläche oder einer schwach emittierenden (011)-Fläche der Kathode ausgeht. Die letztgenannte Orientierung tritt normalerweise bei Spitzenkathoden auf. Abb. 5a und 6 zeigen die Halbwertsbreite $\Delta W_{1/2}$ und Abb. 5b die Verschiebung $W_m - W_{m(111)}^s$ der mittleren Energie in Abhängigkeit von der Wehnelt-Spannung $U_W - U_K$ für beide Orientierungen.

Abb. 5 gibt die Ergebnisse an einer Kanone mit einer gebräuchlichen Kathodenstellung wieder. Bei

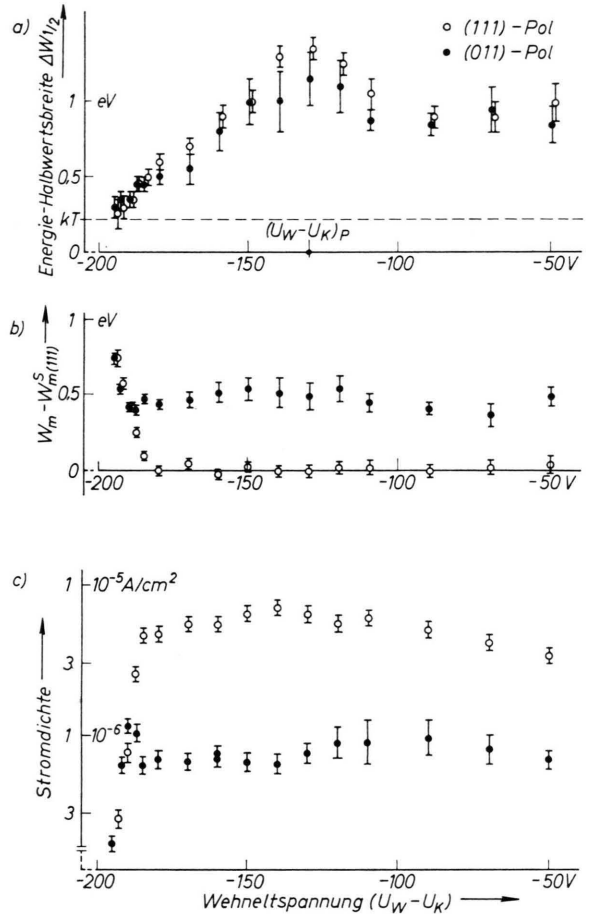


Abb. 5. Meßdaten für das axiale Teilstrahlbündel; b -Wert wie in Abb. 4. a) Energiehalbwidth $\Delta W_{1/2}$. b) Verschiebung $W_m - W_{m(111)}^s$ der mittleren Energie. ($W_{m(111)}^s$ = mittlere Energie des von einer (111)-Fläche emittierten Strahlbündels im Sättigungsgebiet.) c) Stromdichte in der Meßebeane. Sie ist proportional zum (axialen) Richtstrahlwert, wenn die Blenden ausgeleuchtet sind. Das ist für $(U_W - U_K) \geq -100$ V nicht mehr der Fall. Im Sättigungsgebiet ist der Richtstrahlwert proportional zu den Emissionsstromdichten der Kristallflächen.

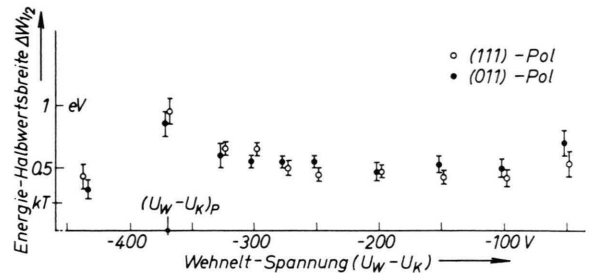


Abb. 6. Energiehalbwidthen des axialen Teilstrahlbündels. Anordnung wie in Abb. 5a, jedoch Eintauchtiefe $b = 0,55$ mm. Die Meßwerte zwischen Sperrpunkt und -370 V sind der Übersicht halber weggelassen, sie zeigen die gleichen Charakteristika wie die Meßpunkte in Abb. 5a zwischen -200 und -130 V.

diesen geometrischen Verhältnissen können die Strahlengänge von Abb. 2e und f mit negativem Wehnelt-Potential nicht mehr erreicht werden. Zweckmäßig untersucht man daher Strahlengänge solcher Art mit größeren Eintauchtiefen der Kathode in die Bohrung der Wehnelt-Blende. Abb. 6 gibt die Meßergebnisse an einem System wieder, mit dem sich der Strahlengang von Abb. 2f bei $-250 \text{ V} < (U_W - U_K) < -100 \text{ V}$ einstellte.

a) Breite der Energieverteilungen

Experimentelle Befunde von Abb. 5. Die niedrigsten Energiebreiten $\Delta W_{1/2} \approx 1,3 \text{ kT}$ werden am Sperrpunkt gemessen. Sie steigen mit abnehmendem Betrag der Wehnelt-Spannung an, überschreiten ein Maximum und sinken bis zum Ende des Meßbereiches auf einen konstant bleibenden Wert ab, der mehr als dreimal größer als die Maxwell-Breite $2,45 \text{ kT}$ ist. Dieser *generelle* Verlauf ist unabhängig von der Kathodenorientierung. In einem weiten Bereich um das Maximum herum sind die Energiebreiten bei (011)-Orientierung kleiner als im anderen Falle. In den übrigen Teilen des Diagramms ist die Genauigkeit der Meßpunkte, insbes. für (011)-Orientierung, infolge der sehr schwachen Meßströme nicht mehr groß genug, um eine Abhängigkeit der Halbwertsbreite von der Kathodenorientierung nachzuweisen.

Experimentelle Befunde von Abb. 6. Diese Abbildung zeigt, wie sich die Halbwertsbreite verändert, wenn der Wehnelt-Potentialvorhang, weiter geöffnet wird. Wenn bei $-250 \text{ V} < (U_W - U_K) < -100 \text{ V}$ die Strahlengänge die in Abb. 2f dargestellte Form annehmen, fällt die Halbwertsbreite unter den rechts in Abb. 5a gemessenen Endwert ab und sinkt praktisch auf die Maxwell-Breite. Bei Wehnelt-Spannungen $(U_W - U_K) \gtrsim -75 \text{ V}$ treten wieder Strahlengänge der Form von Abb. 2e auf. Gleichzeitig steigt die gemessene Halbwertsbreite in diesen Bündeln wieder an. Die meisten Messungen von Abb. 6 waren wegen der geringen Ströme schwierig. Orientierungseffekte liegen im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht vor.

Deutung von Abb. 5. Wir wenden uns zunächst den *Raumladungseinflüssen* zu. Sperrt man durch das Wehnelt-Potential den Strahl beinahe völlig, so darf man annehmen, daß sich die Raumladungswolke, aus welcher die der Messung unterworfenen Elektronenstrahlbündel gezogen werden, sich im Temperaturgleichgewicht mit der bei $T = 2510^\circ \text{K}$

emittierenden Kathodenfläche befindet. Die Stromdichte im austretenden Strahlenbündel ist so gering, daß im weiteren Strahlverlauf keine zusätzliche Energieverbreiterung auftritt. Es verwundert daher nicht, daß unter diesen Bedingungen die Energieverteilung unabhängig von der Kathodenorientierung ist. Es ist aber erstaunlich, daß in den Teilstrahlbündeln reproduzierbar Energiebreiten gemessen wurden, die zum Teil bedeutend schmäler als die Maxwell-Verteilung sind. Eine Erklärung dieser Ergebnisse wird in Teil B dieser Arbeit beim Vergleich mit der Energieverteilung im Gesamtbündel gegeben (vgl. auch den Nachtrag dieses Teils).

Je weiter wir uns vom Sperrpunkt entfernen, um so mehr werden die Elektronen von der Kathode selbst abgesaugt. Daher können sich jetzt in steigendem Maße ortsabhängige Unterschiede der Elektronenemission bemerkbar machen.

Mit dem Öffnen des Potentialvorhangs der Wehnelt-Blende wächst auch die *Stromdichte* im betrachteten Bündel stark an. Gleichzeitig machen sich die Strahlüberschneidungen in der Reihenfolge, wie sie in Abb. 2 von links nach rechts angegeben sind, in zunehmendem Maße bemerkbar. Sie führen allerdings nur längs eines begrenzten Wegstückes zu einer starken Stromdichteerhöhung. Am Ort der Meßblende treten im Sinne der Terminologie l.c. ⁷ (vgl. auch Abb. 2) nacheinander erster Hohlstrahl, Punktfokus und engster Strahlquerschnitt auf. Unser Ergebnis, daß die Energiebreite bis zur Spannung $(U_W - U_K) \approx -130 \text{ V}$ — d.h. mit wachsender Stromdichte im beobachteten Teilstrahl — zunimmt, und zwar in dem etwa 10mal intensiveren Bündel aus der (111)-Fläche stärker als in dem aus der (011)-Fläche (s. Abb. 5c) bestätigt die Feststellung der früheren Beobachter, daß die Energieverbreiterung ein Stromdichteeffekt sein muß. Gleichzeitig bestätigen unsere Messungen, daß *nicht die Stromdichte in der Beobachtungsebene* der kennzeichnende Parameter ist, vgl. hierzu Abb. 5a mit 5c. Entscheidend ist vielmehr, *cum grano salis* gesprochen, das Integral der Stromdichte längs des gesamten Strahlweges. Andernfalls könnte man sich den steilen Anstieg der Energiebreite in Abb. 5a links vom Abszissenwert $(U_W - U_K)_P = -130 \text{ V}$ und den Abfall rechts davon nicht vorstellen. Das Maximum an der bezeichneten Stelle hat darin seinen Grund, daß in diesem Falle die Kaustikspitze in der Selektionsblende liegt. Unter allen möglichen Fällen ist hier

die Selektionswirkung dieser Blende am geringsten. Die Stromdichte im Blendenloch, und wegen der schlanken Gestalt der Kaustik auch in einem beträchtlichen Intervall auf der Achse darüber, sind dann erheblich.

Macht man $(U_W - U_K) < -130$ V, so zieht sich die Kaustikspitze in den Beschleunigungsraum zurück und wird gedrungener. Gleichzeitig wird die effektiv in das Gesamtbündel emittierende Kathodenfläche kleiner. Die mittlere axiale Stromdichte verringert sich also. Der Anstieg der Energiebreite bis zum Maximum ist hiermit erklärt.

Läßt man $(U_W - U_K)$ über -130 V ansteigen, so verhindert die Blende die Ausbildung der realen Kaustikspitze im Anodenraum. Bei noch positiven Werten von $(U_W - U_K)$ tritt eine virtuelle Kaustikspitze auf. Diese kann selbstverständlich keine Energieverbreiterung bewirken. Hiermit ist auch der Abfall vom Maximum erklärt. Daß die Energiebreite nicht auf die Maxwell-Breite von $2,45 kT$ abfällt, kann nur darin begründet sein, daß gemäß Abb. 2d und e im fraglichen Bereich noch Überschneidungen der außeraxialen mit dem axialen Teilbündel vor der Selektionsblende auftreten.

Deutung von Abb. 6. Hier öffnen sich die Strahlenbündel zum „zweiten Hohlstrahl“. Dieser ist nach Abb. 2f dadurch gekennzeichnet, daß das axiale Teilbündel längs des gesamten Strahlverlaufs keine Strahlüberschneidungen mehr erleidet. Da die Paraxialstrahlen divergent laufen, ist die Stromdichte längs des gesamten Weges stets sehr klein. Aus allem geht hervor, daß nunmehr alle Effekte wegfallen, die eine Verbreiterung der Glühemissionsverteilung bewirken, sodaß nunmehr $\Delta W^{1/2} = 2,45 kT$ erreicht wird.

b) mittlere Energie

Experimentelle Befunde: Abbildung 5b gibt über die mittlere Energie in Abhängigkeit von der Wehnelt-Spannung Auskunft. Bezugsenergie in der Darstellung ist die mittlere Energie $W_{m(111)}^S$ der von der (111)-Fläche bei Sättigungsbetrieb emittierten Elektronen.

Der höchste Wert für die mittleren Energien wird in der Nähe des Sperrpunkts gemessen. Er ist dort unabhängig von der Kathodenorientierung. Mit abnehmendem Betrag der Wehnelt-Spannung nimmt die mittlere Energie, ebenfalls unabhängig von der Kathodenorientierung, ab, mündet aber dann in

einen Wehnelt-spannungsunabhängigen Endwert, der bei (011)-Orientierung der Kathode etwa 0,5 eV höher als bei (111)-Orientierung liegt.

Deutung: Ebenso wie im letzten Abschnitt müssen wir unterscheiden, ob Raumladungsbetrieb oder Sättigungsbetrieb der Elektronenkanone vorliegt.

Im ersten Fall ist die Raumladungswolke effektive Strahlquelle. Sie empfängt aber im allgemeinen die Elektronen nicht nur aus einer einzigen Kristallfläche der Kathode und streut sie dorthin wieder zurück, sondern sie steht mit zahlreichen, an die Kugeloberfläche tretenden Kristallflächen im Strahlungsgleichgewicht. Aus diesem Sachverhalt erklärt es sich, daß kurz vor dem Sperrpunkt, also bei starker Raumladung, die Kathodenorientierung und die speziellen Emissionseigenschaften der auf dem Kathodenpol liegenden Kristallfläche keinen Einfluß haben.

Die Raumladung baut eine Potentialschwelle vor der Kathode auf. Die aus der Raumladungswolke gezogenen Elektronen kommen daher aus einem Gebiet negativeren mittleren Potentials als die von der Kathode emittierten Elektronen und besitzen nach Durchlaufen des Beschleunigungsfeldes eine höhere mittlere Energie als die unmittelbar von der Kathode in das Strahlenbündel gelangenden Elektronen. Mit abnehmender Raumladung wird diese Schwelle abgebaut. Demzufolge erniedrigt sich die mittlere Energie im Strahl mit abnehmendem Betrag der Wehnelt-Spannung. Orientierungseffekte der Kathode können nach dieser Vorstellung erst bei verschwindender Raumladung in Erscheinung treten. In der Tat wird durch Vergleich von Abbildung 5b mit 5c bestätigt, daß die Kathodenorientierung erst in jenem Wehneltspannungsbereich Einfluß auf die mittlere Energie erlangt, in dem der Sättigungsbetrieb der Elektronenkanone beginnt¹⁴. Die Orientierungsabhängigkeit von W_m führen wir auf die ungleiche Höhe der Austrittspotentialschwelle der einzelnen Kristallflächen der Kathode zurück, welche den Austritt der energiearmen Metallelektronen verhindert. Nach den Literaturangaben¹⁵, die sich auf Messungen im

¹⁴ Eine genaue Analyse der Erscheinungen in diesem Spannungsbereich stößt auf Schwierigkeiten, da es schwerfällt, den Abstand zwischen Kathode und Wehnelt-Blende bei der Kugeldrehung exakt konstant zu halten.

¹⁵ Vgl. z. B. W. B. NOTTINGHAM in Handbuch der Physik Bd. 21, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1956, S. 1, insbes. S. 103 ff.

Ultra-Hochvakuum stützen, hat die (011)-Fläche eine um 0,3 eV höhere Austrittspotentialschwelle als die (111)-Fläche. Den Unterschied dieses Wertes gegenüber dem von uns gemessenen Wert $W_{m(011)}^S - W_{m(111)}^S = 0,5$ eV im Sättigungsbetrieb möchten wir auf die schlechteren Vakuumverhältnisse (Restgasdruck 10^{-5} Torr) zurückführen.

c) Form der Energieverteilung

Die Energieverteilung der aus der Raumladung abgezogenen Elektronen zeigt die von der Maxwell-Verteilung her bekannte Asymmetrie. In allen übrigen Fällen liegt in Übereinstimmung mit den früheren Literaturangaben eine nahezu symmetrische Verteilung vor. Weiterreichende quantitative Aussagen sind jedoch an dieser Stelle nicht möglich, da die Meßgenauigkeit der die Asymmetrie kennzeichnenden Größen ($W_{ex} - W_m$) wegen der schwachen Ströme in den Teilstrahlen zu gering ist.

d) Zusammenfassung

Bei Raumladungsbetrieb der Kathode spielt die Kathodenorientierung keine Rolle. Die Verteilungen sind, ähnlich wie bei der Maxwell-Verteilung, asymmetrisch. Bei starker Raumladung beträgt die Halbwertsbreite etwa $1,3 kT$ und nimmt mit abnehmender Raumladungsdichte zu. Die mittlere Energie nimmt mit abnehmender Raumladungsdichte ab.

Bei Sättigungsbetrieb liegen nahezu symmetrische Verteilungen vor. Die mittlere Energie hängt von der Kathodenorientierung ab. Die Halbwertsbreite hängt außer von der Stromdichte im herausgegriffenen Teilstrahlenbündel auch noch von den Überschneidungen dieses Bündels mit allen übrigen Teilstrahlenbündel im Beschleunigungsraum ab.

IV. Die Energieverteilung in den außeraxialen Teilstrahlbündeln

Im letzten Abschnitt wurden die Auswirkungen von Raumladung, Kathodenorientierung, Stromdichte und Bahnüberschneidungen am axialen Teilstrahlbündel untersucht. Wir wollen diese Einflüsse jetzt als bekannt voraussetzen und danach fragen, wie sie sich in den außeraxialen Teilstrahlbündeln auswirken.

1. Experimentelles Vorgehen

Wir verschieben die Selektionsblende schrittweise quer durch das Gesamtstrahlenbündel. Oft wird die Selektionsblende von mehreren Elementarbündeln gleichzeitig getroffen; ein Beispiel zeigt Abb. 7. Wir interessieren uns im folgenden nur für die jeweils durchgelassenen Teilstrahlbündel, welche in

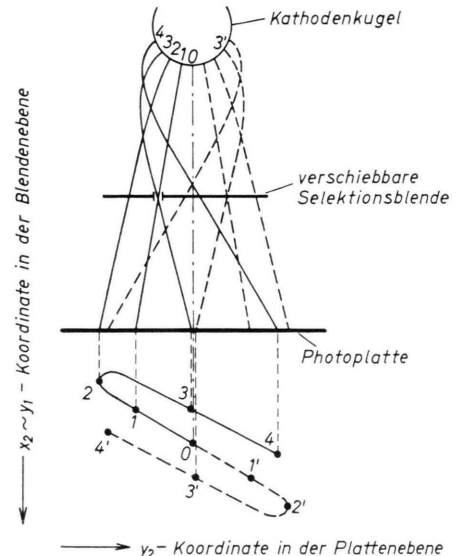


Abb. 7. Zuordnung von emittierenden Kathodenelementen und Punkten der Schattenkurve. (Strahlverlauf ähnlich wie in Abb. 2d.) Die Kurve wird durch die von der Blende in der Zeichenebene selektierten Teilstrahlbündel aufgezeichnet. Im angegebenen Beispiel können in dieser Ebene maximal 3 Bündel gleichzeitig durchgelassen werden.

der durch Verschiebungsrichtung der Blende und optische Achse festgelegten Ebene verlaufen und lenken sie mit Hilfe der Ablenkplatten in Abb. 3 so ab, daß sie nacheinander auf die Meßblende geführt und dort analysiert werden können. Wir bestimmen auf diese Weise die Energieverteilung an jedem Punkt der Schattenkurve. Nach den Angaben von Abb. 7 reihen sich längs der Schattenkurve die Elementarbündel in der gleichen Reihenfolge aneinander, wie sie von den Kathodenelementen entlang eines Längenkreises auf der Kathodenkugel emittiert wurden. Mit Hilfe der Kenntnisse aus den Schattenkurven über Ursprung und Verlauf der Strahlenbündel wollen wir prüfen, ob die gemessenen Energieverteilungen vorwiegend durch Austrittspotential, Raumladung oder Strahlüberschneidungen modifiziert werden.

Die energetischen Daten der einzelnen Teilstrahlbündel sind in Abb. 8a und b aufgetragen. Zum

Vergleich bringt Abb. 8c die zugehörigen Stromdichten in der Meßebe und Abb. 8d die zugehörigen Schattenkurven. Die ausgezogenen gezeichneten Äste der Schattenkurven gehören zu den ausgezogenen Kurven der Diagramme in Abb. 8a bis c. Für die gestrichelt gezeichneten Schleifen gilt das entsprechende. In der rechten Spalte von Abb. 8 sind die Meßpunkte auf der Schleife mit 0, 1, ..., 8 bezeichnet; die zugehörigen elektrischen Meßdaten in Abb. 8a bis c sind mit den gleichen Zahlen gekennzeichnet. Entsprechende Angaben für die übrigen Spalten können vom Leser leicht ergänzt werden.

Abb. 8 bringt nur Meßergebnisse, die an Kathodenkugeln mit der schwach emittierenden (011)-Fläche auf den Kugelpol gewonnen werden. Alle nicht in den Ursprung der Schattenkurve treffenden Teilstrahlen gehen in diesem Falle von Kathoden-

gebieten aus, die eine niedrigere Austrittspotentialschwelle als der (011)-Pol besitzen und daher stärker emittieren.

2. Deutung

a) Raumladungseinfluß

Nahe bei der Sperrspannung macht sich der Raumladungseinfluß über den ganzen Querschnitt des Gesamtstrahlenbündels bemerkbar. Er bewirkt wie beim Axialstrahlbündel geringe Halbwertsbreite, hohe mittlere Energie und kleine Stromdichte am Meßort. Da die Raumladung allgemein vor dem Kathodenpol schwächer als vor den außeraxialen Randzonen des emittierenden Kathodenbereiches ist, sind die Raumladungseinflüsse am Rand des Gesamtbündels stärker als auf der Bündelachse ausgeprägt. Mit positiver werdendem Wehnelt-

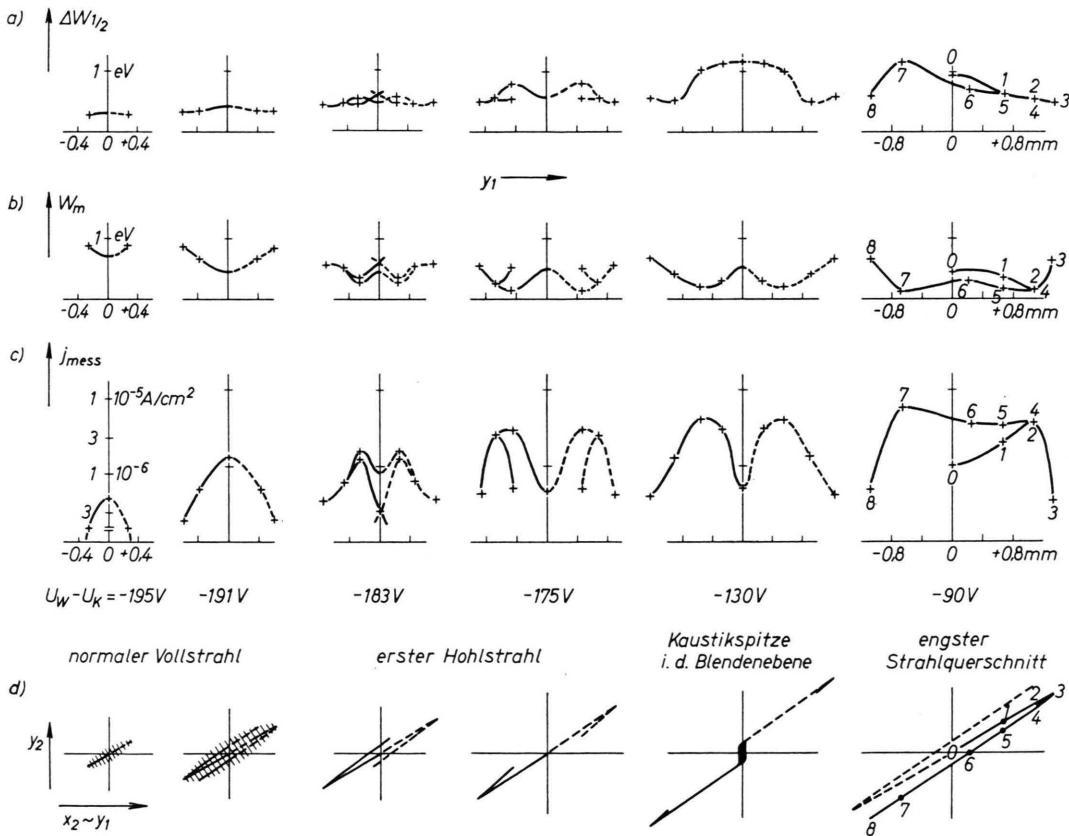


Abb. 8. Reihe a): Halbwertsbreite $\Delta W_{1/2}$ und Reihe b): mittlere Energie W_m der außeraxialen Teilstrahlbündel in Abhängigkeit von der Koordinate y_1 des Blendenloches. Zum Vergleich sind in Reihe c) die zugehörigen Stromdichten in der Meßebe j_{mess} angegeben, in Reihe d) die zugehörigen Schattenkurven. Man vergleiche die befriedigende Übereinstimmung der Meßwerte für den Axialstrahl in dieser Abbildung mit den aus einer anderen Meßreihe gewonnenen Werten von Abb. 5, (011)-Orientierung.

potential verschwindet die Raumladung zunächst auf der Achse und gibt, wie eine sich öffnende Irisblende, immer größere Kathodenbereiche frei. Wir erhalten daher die charakteristischen Raumladungseffekte nur noch in den von den Randzonen des emittierenden Kathodenbereiches ausgehenden Teilstrahlen (z. B. Strahl 4 von Abb. 7; also Meßpunkt 8 von Abb. 8, Teilbilder ganz rechts).

Teilstrahlbündel, die aus der Raumladungswolke hervorgehen, sind stets diffus verbreitert. Dicht nebeneinanderliegende Äste der Schattenkurve (wie in Abb. 8d durch Schraffur angedeutet, vgl. auch l.c.⁵ Abb. 7 und 8) können sich gegenseitig überlappen. Das hat folgenden Einfluß auf die Form der Energieverteilung: Niederenergetische Elektronen werden von der Strahlachse weg in jenen Bereich der Schattenkurve gestreut, in dem die mittlere Energie hoch ist. Dort erfährt daher die Energieverteilung eine Verbreiterung auf der niederenergetischen Seite. Diese kann nach unseren Beobachtungen so groß werden, daß die Verteilungskurve auf dieser Seite langsamer ansteigt als sie auf der hochenergetischen Seite abfällt, sich also umgekehrt wie die Maxwell-Verteilung verhält.

b) Kathodenorientierung

Einflüsse der Austrittspotentialschwelle können am besten aus der mittleren Energie im Innern des Strahlenbündels abgelesen werden (Abb. 8, Reihe b). Sobald die Raumladung keinen Einfluß mehr ausübt (das ist für $U_W - U_K \geq -183$ V der Fall), besitzen die der Achse in der Blendenebene benachbarten Strahlen eine geringere mittlere Energie als die Axialstrahlen, weil sie (siehe oben!) von Kristallflächen mit niedrigerer Austrittspotentialschwelle emittiert werden¹⁶.

Auf eine weitere Verschiebung der mittleren Energie, die weder mit Austrittspotential noch mit Raumladung zusammenhängt, muß an dieser Stelle hingewiesen werden: Die Energieverteilungen der Teilstrahlbündel, welche in die Umkehrpunkte der Schattenkurven treffen, besitzen stets besonders hohe mittlere Energien. Die Ursache für diese Erscheinung sehen wir in einer starken Energie-

dispersion infolge des chromatischen Fehlers der Elektronenkanone. Da die energiearmen Elektronen in den Spitzen fehlen, sind hier die mittleren Energien hoch, die Stromdichten besonders gering, die Energiebreiten schmal und die Verteilungen unsymmetrisch.

c) Stromdichte und Strahlüberschneidungen

Man erwartet, daß jene Teilstrahlen große Energiebreite besitzen, welche von stark emittierenden Kathodengebieten ausgesandt werden, da sie von Anfang an große Stromdichte besitzen. Diese Erwartung findet sich bei den Wehneltspannungen ($U_W - U_K \geq -175$ V tatsächlich bestätigt, nicht aber für $U_W - U_K \geq -130$ V. In der Nähe des Punktfokus ($U_W - U_K = -130$ V ist vielmehr die Energiebreite im axialen Strahlenbündel, das vom schwach emittierenden Pol ausgeht, sogar bedeutend breiter als die der anderen, weit intensiveren Teilstrahlen. Das liegt an der besonders langen Parallelführung der Strahlen im axialen Bereich.

Bei positiveren Wehneltspannungen als -130 V tritt im Raum vor der Meßblende keine Kaustikspitze mehr auf (Abb. 2d bis f). Daß auch hier die Energiebreite im achsennahen Teilbündel noch beträchtlich ist, kann man verstehen, wenn man die Überschneidungen der betrachteten Strahlen mit den Elementarbündeln berücksichtigt, die von weit außeraxial liegenden Kathodenbereichen emittiert werden. Durch diese Überschneidungen wird auch die Energieverteilung der beteiligten außeraxialen Strahlen (Abb. 8, rechts, Strahl 6 bis 8) verbreitert.

V. Schlußbetrachtungen

In den vorausgegangenen Abschnitten konnte belegt werden, daß durch die in der Elektronenkanone auftretenden Strahlüberschneidungen, durch Raumladungseinflüsse vor der Kathode und durch Austrittspotentialdifferenzen der emittierenden Kathodenelemente bereits erhebliche Veränderungen der Energieverteilung in den ausgeblendeten Teilstrahlenbündeln auftreten können. Nur dann, wenn das axiale Teilstrahlbündel 1) aus der Raumladungswolke gezogen wurde oder wenn es 2) längs seines gesamten Weges in der Kathodenlinse keine Strahlüberschneidungen erlitten hatte, traten keine Energieverbreiterungen auf. Im ersten Falle ist allerdings der Richtstrahlwert durch die Raumladung herabgesetzt und der virtuelle Brennfleck

¹⁶ Es muß angenommen werden, daß im Experiment die (111)-Flächen vom Kathodenpol aus nicht exakt in der Verschieberichtung der Blende gelegen haben. Daher sind in Abb. 8b die festgestellten Unterschiede der mittleren Energie kleiner als in Abb. 5b, wo exakte Orientierungen eingestellt werden konnten.

verhältnismäßig groß¹⁷. Im zweiten Falle liegen diese Verhältnisse für die praktischen Bedürfnisse weit günstiger: Der Brennfleck ist extrem klein und man arbeitet mit Sättigungsrichtstrahlwert. Es soll aber nicht verschwiegen werden, daß bei dieser Kathodeneinstellung wegen der weiten Öffnung des Wehneltpotentialvorhangs ein sehr großer Gesamtstrom fließt.

Wir betrachteten in den obigen Ausführungen die Energieverteilung in Teilbündeln, die durch eine feine Blende separiert waren. Über Vergleiche mit den Verteilungen im Gesamtbündel, die also bei fehlender Blende gemessen wurden, wird im folgenden Teil dieser Arbeit berichtet.

Nachtrag

Nach Fertigstellung dieser Arbeit erhielten wir in dem Vortrag von Andersen u. Mol am 5. 9. 1968 auf der „Fourth European Regional Conference on Electron Microscopy“ (vgl. auch¹⁷) über Richtstrahlwert- und Energieverteilungsmessungen Kenntnis, die sich weitgehend mit unseren Ergebnissen decken. Von diesen Autoren wurde auch eine Erklärung für das Auftreten kleinerer Energiebreiten als die Maxwellbreite gegeben. Wir werden im zweiten Teil dieser Arbeit Gelegenheit nehmen, näher auf diese Untersuchungen einzugehen.

¹⁷ W. H. J. ANDERSEN u. A. MOL, Electron Microscopy 1968, Rom 1968, Bd. I, S. 339.