

**Röntgenröhre mit großflächiger Anode
zur Kalibrierung eines ortsauflösenden
Kristallmonochromators**

H.W. Morsi, H. Röhr,
G. Schmitt, D. Zasche

IPP 1/241

Mai 1987



MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

8046 GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

**Röntgenröhre mit großflächiger Anode
zur Kalibrierung eines ortsauflösenden
Kristallmonochromators**

H.W. Morsi, H. Röhr,
G. Schmitt, D. Zasche

IPP 1/241

Mai 1987

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

Röntgenröhre mit großflächiger Anode zur Kalibrierung eines ortsauflösenden Kristallmonochromators

H.W. Morsi, H. Röhr,
G. Schmitt, D. Zasche

Abstract

An X-ray source with an anode area of $100 \times 300 \text{ mm}^2$ was developed to calibrate the spatial scan double crystal monochromator for the European tokamak experiment (JET). The source provides homogeneous and reproducible X-ray emission along the greater extend of the anode plane at energies depending on the actually used anode material.

1. Einleitung

Es wurde eine Röntgenlichtquelle entwickelt, die es gestattet, den räumlich auflösenden Doppelkristall-Monochromator [1] für den europäischen Tokamak (JET) zu kalibrieren. Das Ziel war, mit einer großen Anode im gesamten Schwenkbereich des Monochromators eine möglichst homogene und reproduzierbare Emission zu erreichen.

Die Röhre wird zur Kalibrierung an den Monochromator angeflanscht, um die ortsabhängige Empfindlichkeit des Gerätes quantitativ zu vermessen. Vor der Montage des Monochromators an JET muß die Röhre wieder demontiert werden.

2. Versuchsaufbau

2.1. Beschreibung der Großflächen-Röntgenröhre

Die Röhre befindet sich in einem abpumpbaren, quaderförmigen Gehäuse, das an den Monochromator angeflanscht werden kann. Die Anode der Röntgenröhre besteht aus einer 300 mm x 100 mm großen Platte von 15 mm Dicke, deren Material der gewünschten Strahlung entspricht. Die 20 mm darüber angebrachte Glühkathode wird durch fünf in Längsrichtung der Anode gespannte goldbedampfte Wolframdrähte von 100 μ m Durchmesser gebildet, die einen Abstand von 15 mm haben (Abb. 1). Sowohl die Anode als auch die Kathode sind leicht auswechselbar. Das 10 mm oberhalb der Kathodendrähte angebrachte Gitter sorgt für übersichtliche Potentialverhältnisse und schirmt die an den Wänden von Röntgenröhre und Lochkameraaufsatz erzeugten Sekundärelektronen vor dem Durchgriff der Anode ab (s. Anhang). Dieses Gitter besteht aus V2A-Maschendraht mit einer Maschenweite von 8.75 mm und einem Drahtdurchmesser von 1.25 mm. Das Gitter und die Kathode liegen auf Massepotential. Die Röhre wird bei einer Anodenspannung von +20 kV und Anodenströmen von 0.1 bis 2 mA betrieben.

2.2 Beschreibung der Meßanordnung

Um die räumliche Verteilung der Röntgenemission der Röhre zu vermessen, wurde ein Lochkameraaufsatz (Abb. 1) angebracht. Dabei entspricht die Position seines Be Fensters F_2 dem Ort des unteren, schwenkbaren Kristalls im Doppelkristall-Monochromator [1]. Da dieser Kristall nur in einer Dimension geschwenkt wird, interessiert lediglich die Strahlungsverteilung in Längsrichtung der Anodenebene. Die Röntgenstrahlung wird daher mit einem parallel zur Längsrichtung der Anode verfahrbaren Detektor registriert (Abb. 1). Die auf diese Weise gemessene Strahlungsverteilung erlaubt nach

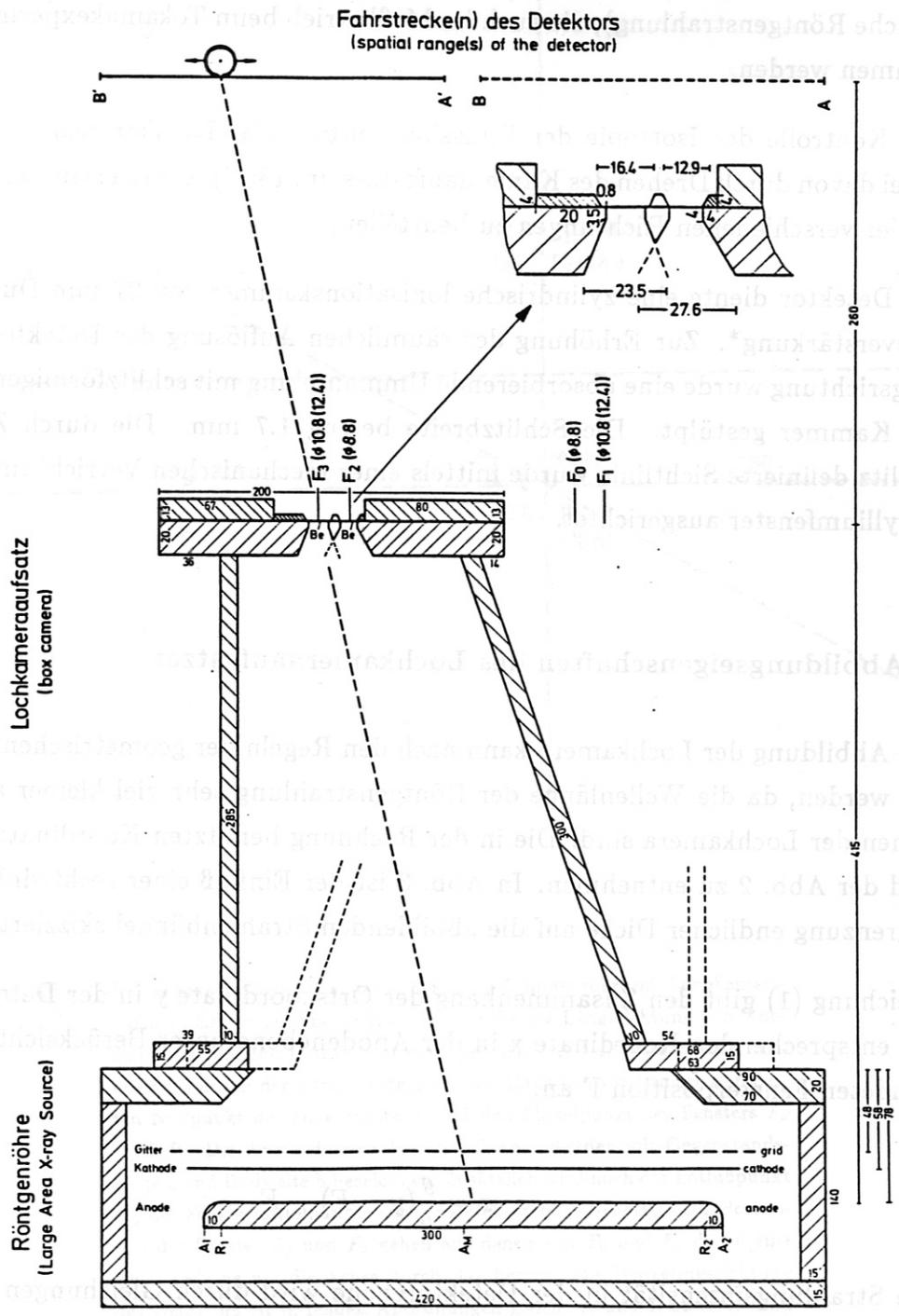


Abb. 1: Skizze der Großflächen-Röntgenröhre einschließlich des Lochkameraaufsatzes und der Detektorführung. Die feingestrichelten Linien deuten die Lage des um 180° gedrehten Lochkameraaufsatzes an. Alle Angaben sind in mm. A₁, A_M und A₂ markieren Anfang, Mitte und Ende der Anodenplatte in Längsrichtung. R₁ und R₂ begrenzen den ebenen Verlauf der Anodenplatte, Be kennzeichnet die Berylliumfenster.

dem Anflanschen der Röhre an den Monochromator die Kalibrierung bei Wellenlängen (weiche Röntgenstrahlung), die auch im Meßbetrieb beim Tokamakexperiment JET vorkommen werden.

Zur Kontrolle der Isotropie der Emission wurden vier Lochkamerafenster verwendet, (zwei davon durch Drehen des Kameraaufsatzes um 180°), die es erlaubten, die Emission in vier verschiedenen Richtungen zu beurteilen.

Als Detektor diente eine zylindrische Ionisationskammer von 27 mm Durchmesser mit Gasverstärkung*. Zur Erhöhung der räumlichen Auflösung des Detektors in Anodensichtlinie wurde eine absorbierende Ummantelung mit schlitzförmiger Öffnung über die Kammer gestülpt. Die Schlitzbreite betrug 1.7 mm. Die durch Zählrohr und Schlitz definierte Sichtlinie wurde mittels einer mechanischen Vorrichtung stets auf das Berylliumfenster ausgerichtet.

3. Abbildungseigenschaften des Lochkameraaufsatzes

Die Abbildung der Lochkamera kann nach den Regeln der geometrischen Optik berechnet werden, da die Wellenlänge der Röntgenstrahlung sehr viel kleiner als die Dimensionen der Lochkamera sind. Die in der Rechnung benutzten Koordinaten und Größen sind der Abb. 2 zu entnehmen. In Abb. 3 ist der Einfluß einer rechtwinkligen Fensterbegrenzung endlicher Dicke auf die abbildenden Strahlenbündel skizziert.

Gleichung (1) gibt den Zusammenhang der Ortskoordinate y in der Detektorebene mit der entsprechenden Koordinate x in der Anodenebene unter Berücksichtigung der verwendeten Fensterposition F an.

$$x = \frac{g}{b}(y - F) - F \quad (1)$$

Die Strahlungsintensität in der Detektorebene wird durch Gleichungen (2) – (6) wiedergegeben, wobei das Gesetz vom reziproken Abstandsquadrat (3) und die Variation der effektiven Fensterfläche (2) berücksichtigt sind.

$$I_{SF} = I_s/A_F \quad (2)$$

$$I_s = I/\cos^2\varphi \quad (3)$$

* Berthold/Frieseke GmbH, Typ TOL/E

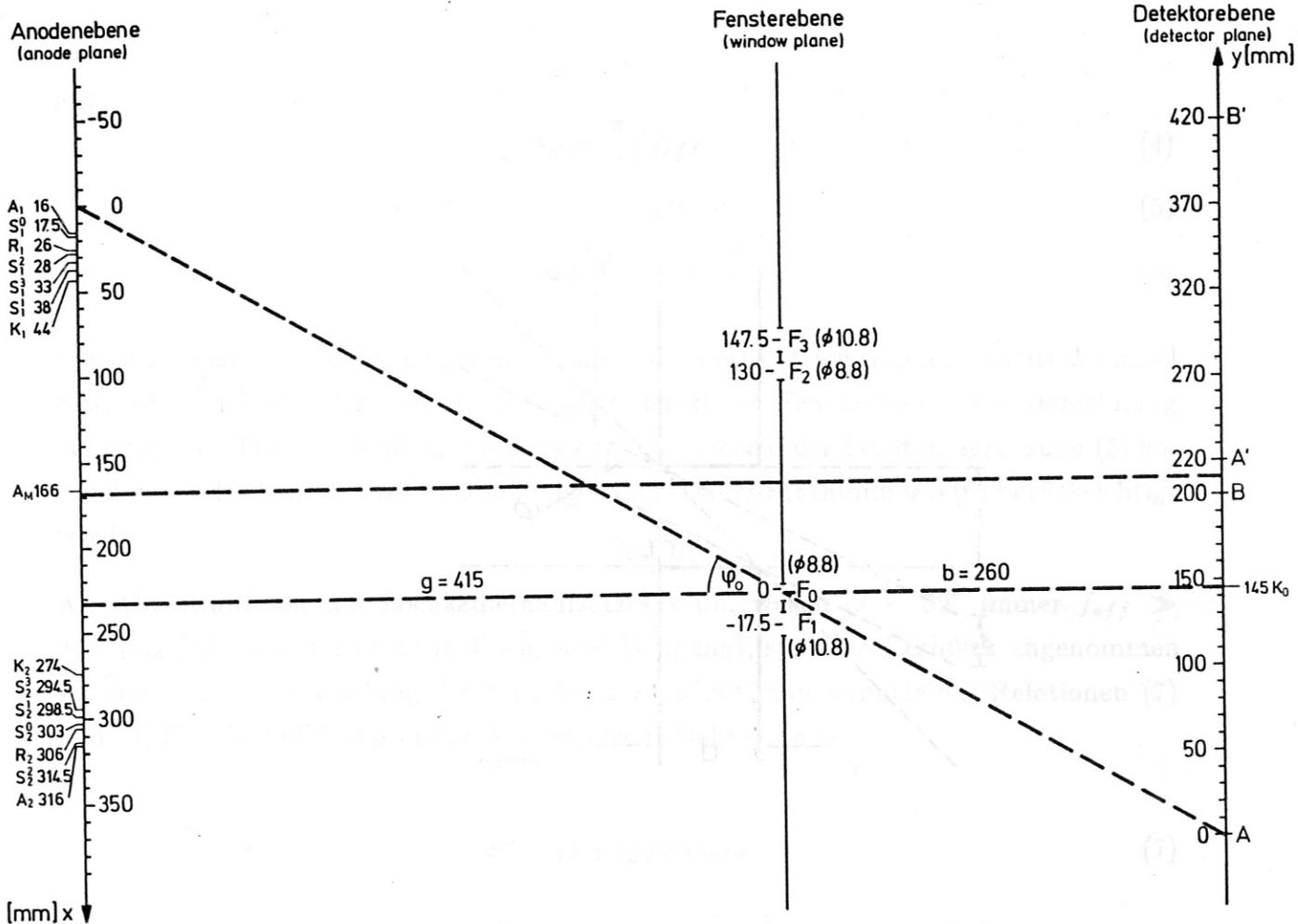


Abb. 2: Koordinatendefinition bei der Großflächen-Röntgenröhre mit Lochkameraaufsatz. Es werden lineare Koordinaten für die Längsrichtung von Anode-, Fenster- und Detektorebene eingeführt. Der Nullpunkt auf der Anode wird durch den Strahl festgelegt, der durch den mechanisch definierten Nullpunkt der Detektorebene und den Mittelpunkt des Fensters F_0 verläuft. Die Abstände zwischen den Ebenen werden mit Gegenstandsweite g und Bildweite b bezeichnet. Zusätzlich wird noch der Lotfußpunkt K_0 des Fenstermittelpunkts auf die Detektorebene benötigt. Die Positionen der Fenster F_2 und F_3 gehen aus denen von F_0 und F_1 durch eine 180° -Drehung um die Achse durch A_M hervor. Die Bewegungsrichtung des Detektors ist in beiden Anordnungen gleich. A und B bzw. A' und B' begrenzen die Detektorfahrstrecken. A_1 , A_m und A_2 markieren Anfang, Mitte und Ende der Anodenplatte, die lediglich zwischen R_1 und R_2 eben ist. K_1 und K_2 begrenzen den Bereich, der mit dem schwenkbaren Kristall von KS2 erfasst werden kann. Die doppeltindizierten S stellen die Emissionsorte der vom mechanischen Aufbau der Gesamtkonstruktion (Abschattungen, Detektorfahrwegbegrenzungen, Fensterposition) gerade noch nicht beeinflussten Randstrahlen dar. Oberer und unterer Index kennzeichnen dabei verwendetes Fenster bzw. zusammengehörige Randstrahlen. Weiterhin sind die Positionen und Durchmesser der Fenster F_i ($i = 0, 1, 2, 3$) eingezeichnet.

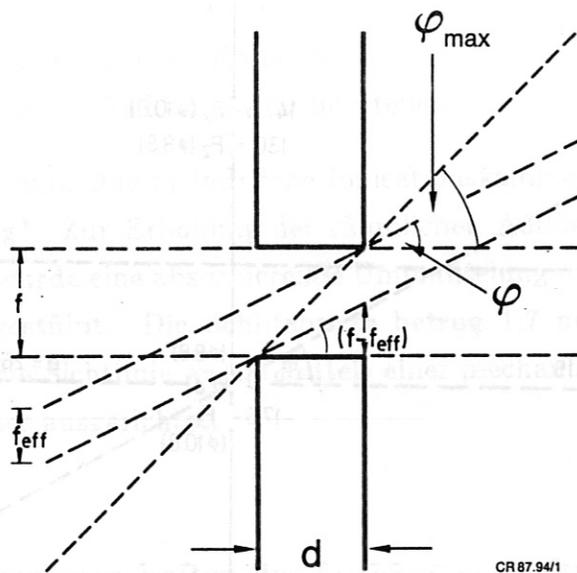


Abb. 3: Variation des Strahlbündeldurchmessers durch unterschiedlichen Strahl-einfallswinkel φ bei rechtwinkliger Fensterbegrenzung endlicher Dicke d . Für den Einfallswinkel φ reduziert sich in dieser Ebene die Fensteröffnung auf $f_{eff} = f - d \tan \varphi$, $d = 4 \text{ mm}$ (Fenster F_0, F_2), $d = 3.5 \text{ mm}$ (Fenster F_1, F_3).

mit

$$A_F = \frac{\pi}{4} f f_{eff} \quad (4)$$

$$f_{eff} = f - d \tan \varphi \quad (5)$$

$$\varphi = \arctan(|y - F - K_o|/b) \quad (6)$$

I_s und I bedeuten dabei Röntgenintensitäten normiert auf den senkrechten Strahleinfall bzw. zusätzlich normiert auf die Einheit der effektiven Fensterfläche. Zur Berechnung der effektiven Fensterfläche A_F muß die endliche Dicke d der Fensterbegrenzung (5) sowie der von der Fensterposition abhängige Winkel eines Strahlbündels (6) berücksichtigt werden.

Als Abtastfunktion des Lochkameraaufsatzes kann, wegen $\varphi < 30^\circ$ immer $f_{eff} \gg \lambda_{Röntgen}$ (und somit zu vernachlässigender Beugung), stets ein Rechteck angenommen werden. Durch Anwendung der Strahlensätze erhält man unmittelbar Relationen (7) und (8) für die Auflösung in der Anoden- bzw. Dektorebene.

$$\delta^x = (1 + (g/b)) f_{eff} \quad (7)$$

$$\delta^y = (1 + (b/g)) f_{eff} \quad (8)$$

4. Versuchsdurchführung und Auswertung

Ein reproduzierbarer, stabiler Betrieb der Röhre ist nur unter bestimmten Bedingungen möglich, die als Nächstes beschrieben werden.

Vor der Inbetriebnahme der Röhre mit neuen Kathodendrähten müssen die Oberflächen von Anode und Kathodendrähten mit einer Reinigungslösung, z.B. Aceton, gesäubert werden. Die mechanische Vorspannung der Drähte muß so groß sein, daß ein Durchhängen der heißen Drähte vermieden wird. Nach etwa 15 Minuten Heizdauer im Vakuum mit $p \leq 1.3 \cdot 10^{-3}$ Pa ($\approx 10^{-5}$ mbar) stellen sich dann stabile Verhältnisse ein.

Einen stabilen Betriebszustand erkennt man an der Konstanz des Innenwiderstands der Röhre, gekennzeichnet durch konstante Werte für Anodenspannung U_A und -strom I_A von z.B. 20 kV und 1 mA. Stabilisierung von U_A und I_A auf $\pm 1\%$ ergeben Schwankungen der Röntgenintensität von $\pm 4\%$. Um 1 mA bei 20 kV im Anodenkreis zu erzeugen, waren im Heizkreis 4.6 A bei 22 V erforderlich. Je nach der individuellen

Oberflächenbeschaffenheit der Heizdrähte und der Dimensionierung ihrer Versorgungsleitungen können Heizstrom und -spannung u.U. beträchtlich von den genannten Werten abweichen. Bei Konstanthaltung der Anodenkreisparameter waren dadurch jedoch keine Auswirkungen auf die Röntgenintensität feststellbar. Unter Verwendung einer Blende mit kreisförmiger Öffnung von 9.9 mm Durchmesser ergab sich bei senkrechtem Strahlengang durch das Fenster F_2 eine Dosisleistung von 340 ± 10 mR/h.

Zwischenzeitlich durchgeführte Belüftungen bei ausgeschalteter Röhre oder kurzzeitige Anodenstromverdopplung hatten keinerlei Einfluß auf das nachfolgende Verhalten der Röhre bei 20 kV, 1 mA.

Bei Beachtung der o.g. Maßnahmen kann die Großflächen-Röntgenröhre über mehrere Stunden ohne Überhitzungsgefahr ($U_A \leq 20$ kV, $I_A \leq 1$ mA) stabil betrieben werden.

Aus der in Abbildung 4 gezeigten Meßkurve wurde mit Gleichungen (1) bis (6) und Werten aus der Tabelle die in Abbildung 5 dargestellte Emissionsverteilung längs der Anode berechnet. Aufgrund der dabei maximal erzielbaren Auflösung (7) und (8) genügen nach dem Abtasttheorem Stichprobenintervalle von $\Delta y = 5$ mm. Die Auswertung liefert eine homogene Strahlungsverteilung längs der Anodenplatte über den gesamten vom Schwenkkristall des Monochromators erfaßbaren Bereich $\overline{K_1 K_2}$ (s. Abb. 1).

Kontrollmessungen mit den Fenstern F_0 , F_1 und F_3 bestätigen die Isotropie der Strahlung im Bereich $\pm 30^\circ$ zum senkrechten Sehstrahl ($\varphi = 0$) für alle Emissionsorte auf dem ebenen Teil der Anode.

5. Anhang

Im Folgenden wird der Einfluß des oberhalb der Kathode angebrachten Gitters auf die Verteilung der Röntgenemission längs der Anodenplatte diskutiert.

Abb. 6 gibt einen Überblick über Potentialverhältnisse, Teilchenbahnen (schematisch) und die zugehörigen Verteilungen der Röntgenemission für eine Großflächen-Röntgenröhre ohne (Abb. 6a+c) und mit (Abb. 6b+d) Gitter.

Die Elektronenströme betragen in beiden Fällen 1 mA, die Anodenspannungen 20 kV. Neben der Erzeugung von charakteristischer Röntgenstrahlung, eines Bremsstrahlungskontinuums und von Sekundärelektronen werden durch Zerstäubung Ionen aus der Anodenoberfläche herausgeschlagen. Diese erfahren sodann eine Beschleunigung zur Kathode, fliegen nahezu ungehindert an den fünf dünnen Kathodendrähten vorbei und

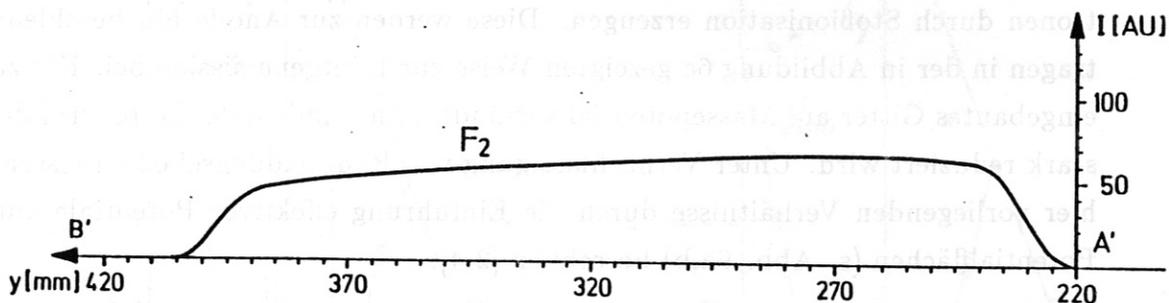


Abb. 4: Meßkurve der Röntgenemission I längs der Anodenplatte für Fenster F_2 und fünf goldbedampfte Wolframdrähte mit $100 \mu\text{m}$ Durchmesser als Glühkathode.

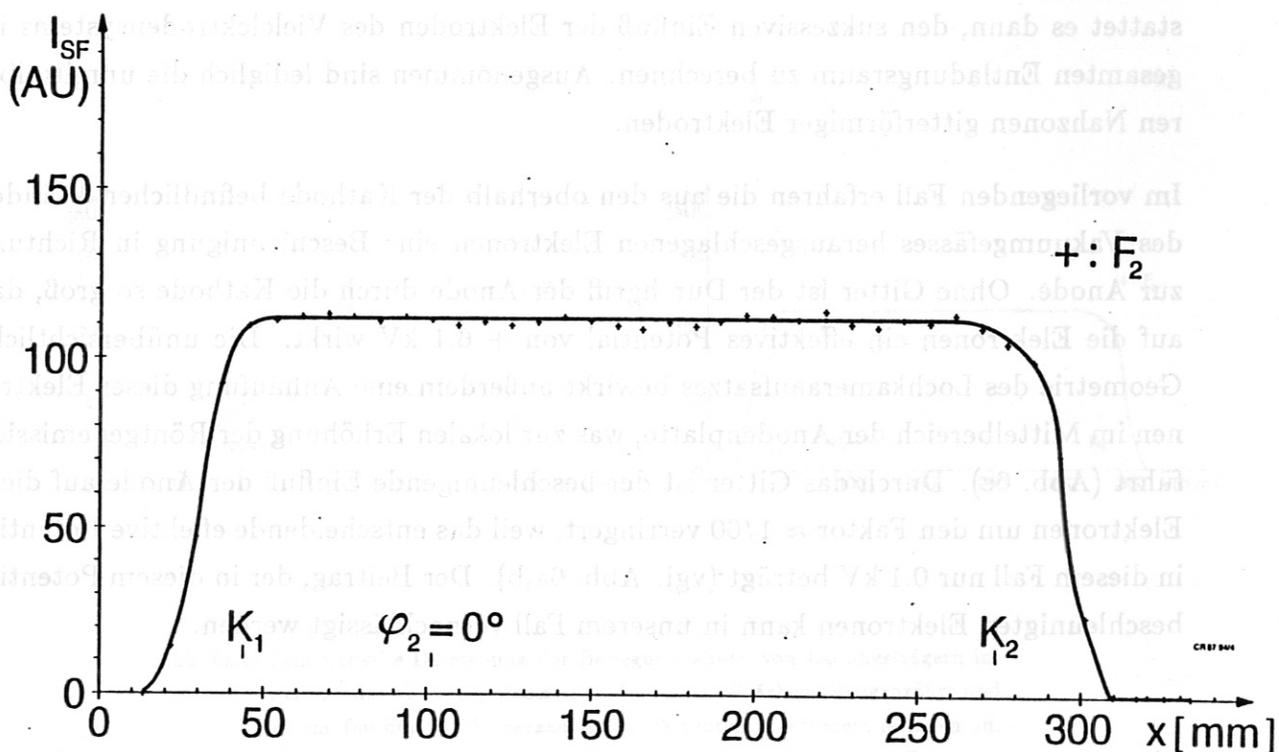


Abb. 5: Verteilung der Röntgenemission I_{SF} längs der Anodenplatte x basierend auf der Meßkurve in Abbildung 4. K_1 und K_2 geben den Bereich an, der später mit dem schwenkbaren Kristall von KS2 erfaßt werden kann. Im homogenen Bereich der Strahlungsverteilung schwankt die Intensität um $\pm 1.3 \%$ um den Mittelwert.

treffen auf die darüber befindlichen Wände des Vakuumgefäßes, wo sie ihrerseits Elektronen durch Stoßionisation erzeugen. Diese werden zur Anode hin beschleunigt und tragen in der in Abbildung 6c gezeigten Weise zur Röntgenemission bei. Ein zusätzlich eingebautes Gitter auf Massepotential verhindert dies, indem der Durchgriff der Anode stark reduziert wird. Unter Vernachlässigung von Raumladungseffekten lassen sich die hier vorliegenden Verhältnisse durch die Einführung effektiver Potentiale auf ebenen Potentialflächen (s. Abb. 6a,b) berechnen [2-4].

Bei diesen Potentialflächen handelt es sich um Ersatzgebilde, die sich am Ort gitterartiger Elektroden - dazu gehört auch die Kathode - befinden, und das gleiche Fernfeld erzeugen wie die jeweils ersetzte Elektrode und sämtliche hinter ihr angeordnete Elektroden. Rein rechnerisch geschieht dies durch die Bestimmung der Durchgriffe benachbarter Elektroden, die ausschließlich von ihren Abständen und ihrer geometrischen Beschaffenheit abhängen. Der von den o.g. Autoren [2-4] dargelegte Formalismus gestattet es dann, den sukzessiven Einfluß der Elektroden des Vielelektrodensystems im gesamten Entladungsraum zu berechnen. Ausgenommen sind lediglich die unmittelbaren Nahzonen gitterförmiger Elektroden.

Im vorliegenden Fall erfahren die aus den oberhalb der Kathode befindlichen Wänden des Vakuumgefäßes herausgeschlagenen Elektronen eine Beschleunigung in Richtung zur Anode. Ohne Gitter ist der Durchgriff der Anode durch die Kathode so groß, daß auf die Elektronen ein effektives Potential von + 6.1 kV wirkt. Die unübersichtliche Geometrie des Lochkameraaufsatzes bewirkt außerdem eine Anhäufung dieser Elektronen im Mittelbereich der Anodenplatte, was zur lokalen Erhöhung der Röntgenemission führt (Abb. 6c). Durch das Gitter ist der beschleunigende Einfluß der Anode auf diese Elektronen um den Faktor $\approx 1/60$ verringert, weil das entscheidende effektive Potential in diesem Fall nur 0.1 kV beträgt (vgl. Abb. 6a,b). Der Beitrag, der in diesem Potential beschleunigten Elektronen kann in unserem Fall vernachlässigt werden.

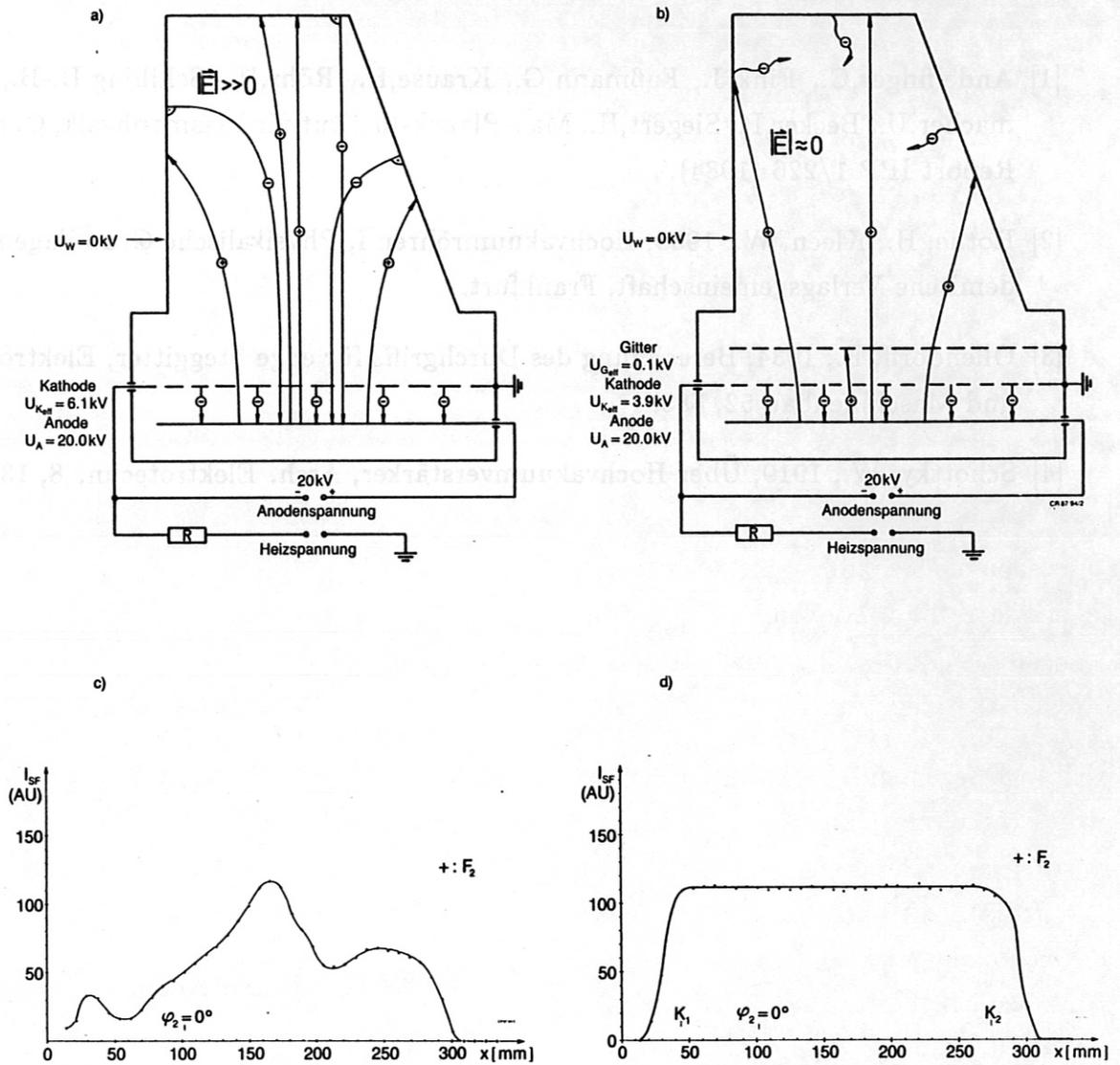


Abb. 6a,b: Schematische Darstellung der Bewegungsbahnen von Ladungsträgern innerhalb des Vakuumpfäßes, gebildet aus Großflächen-Röntgenröhre und einem Teil des Lochkameraaufsatzes. \ominus deuten Elektronen, \oplus Ionen an. Die aufgeführten Werte geben die effektiven Potentiale an den Orten der Röhrenelektroden an. a) ohne Gitter, b) mit Gitter.

Abb. 6c,d: Verteilungen der Röntgenemission I_{SF} längs der Anodenplatte x , ohne bzw. mit Gitter.

Literaturverzeichnis

- [1] Andelfinger, C., Fink, J., Fußmann, G., Krause, H., Röhr, H., Schilling, H.-B., Schumacher, U., Becker, P., Siegert, H., Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, Report IPP 1/226 (1984).
- [2] Rothe, H., Kleen, W., 1955, Hochvakuumröhren I, Physikalische Grundlagen, Akademische Verlagsgemeinschaft, Frankfurt.
- [3] Ollendorff, F., 1934, Berechnung des Durchgriffs für enge Steggitter, Elektrotechn. und Maschinenbau 52, 585.
- [4] Schottky, W., 1919, Über Hochvakuumverstärker, Arch. Elektrotechn. 8, 13.