Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 45 (1972)
Heft: 6

Artikel: Messung von Oberflächenpotentialen mit Hilfe einer Elektronenkanone
Autor: Dinger, R.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-114423

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 15.01.2026

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

Helvetica Physica Acta
Vol. 45, 1972. Birkhäuser Verlag Basel

Messung von Oberflächenpotentialen mit Hilfe einer Elektronenkanone

von **R. Dinger**

Institut für Angewandte Physik der Universität Basel

(5. VI. 72)

Summary. A low energy electron gun is used for the investigation of the potential distribution at the surface of high ohmic devices. The method may be applied for the measurement of voltages between 10 and several thousands of volts. The accuracy is determined by the diameter of the electron beam.

1. Einleitung

Zur Untersuchung der von Llacer [1], Davies und Webb [2], sowie von Baldinger und Haller [3] beobachteten Oberflächenerscheinungen an Li- gedrifteten Ge- und Si-Dioden ist es notwendig, das von Davies und Webb beschriebene Verfahren zur Potentialmessung durch eine Methode zu ersetzen, die ein Arbeiten unter Ultrahochvakuumbedingungen gestattet.

Die vorliegende Arbeit zeigt, wie mit Hilfe einer Elektronenkanone die Potentialverteilung an der Oberfläche einer Probe abgetastet werden kann. Im Gegensatz zu Arbeiten welche die Verwendung eines Scanning-Elektronenmikroskopes vorschlagen [4], [5], lassen sich mit der hier betrachteten Methode hohe Potentiale (bis einige tausend Volt) messen.

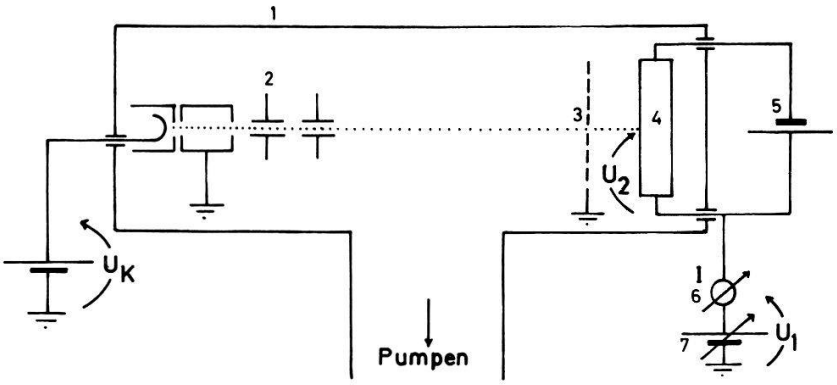
2. Messanordnung und Messmethode

Die zur Potentialmessung verwendete experimentelle Anordnung ist in Figur 1 dargestellt. Im Vakuumgefäss befinden sich Elektronenkanone, Messobjekt und im Abstand von einigen Millimetern vor der Probenoberfläche ein Abschirmgitter. Das Messobjekt mit seiner Spannungsversorgung ist über ein nA-Meter an ein variables Hochspannungsnetzgerät U_1 angeschlossen. Die Elektronenkanone wird mit geerdeter Anode betrieben, das heisst, die Kathode befindet sich auf der negativen Hochspannung U_K. Die Spannung des Messobjektes am Auftreffpunkt des Elektronenstrahles gegenüber Erde sei mit U bezeichnet.

Es gilt

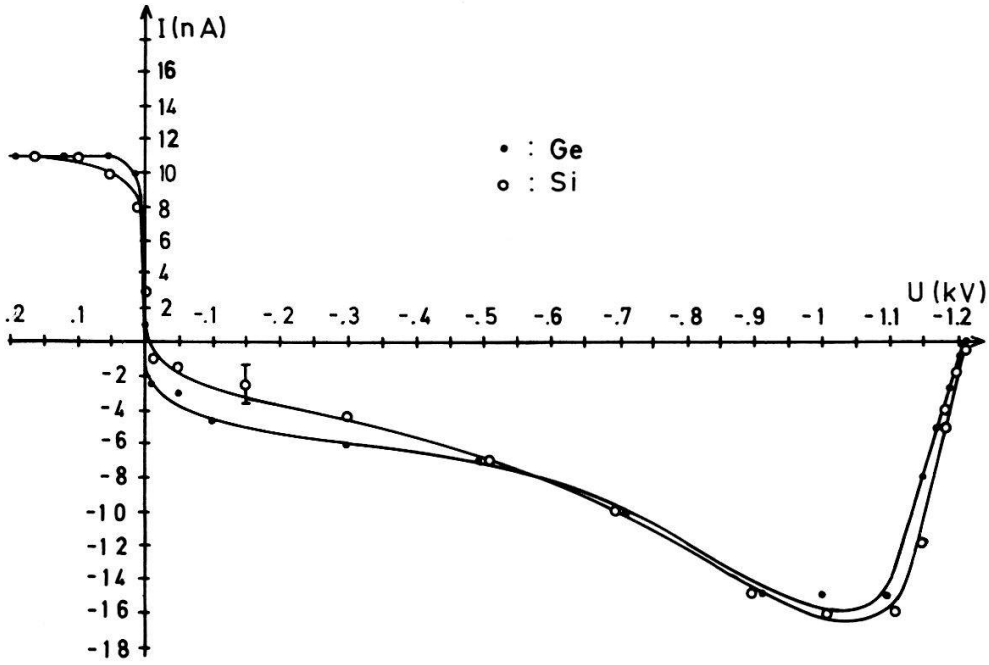
$$U = U_1 + U_2. \tag{1}$$

Der Verlauf des auf die Probe fliessenden Stromes I als Funktion der Spannung U kann durch Variation der Spannung U_1 gemessen werden.



Figur 1
Messanordnung. 1 Vakuumgefäss, 2 Elektronenkanone, 3 Gitter oder Blende, 4 Messobjekt, 5 Spannungsversorgung des Messobjektes, 6 nA-Meter, 7 variables Hochspannungsnetzgerät.

Für den Spezialfall, dass U_2 verschwindet ergeben sich Strom-Spannungskennlinien, wie sie in Figur 2 für Proben aus Einkristallen von Si und Ge dargestellt sind. Bei positiver Vorspannung U des Auftreffpunktes ist der Strom I gesättigt und gleich dem Strahlstrom der Kanone. Die auf der Kristalloberfläche erzeugten Sekundärelektronen können die Probe infolge ihrer geringen Energie (<50 eV) nicht verlassen und geben somit keinen Beitrag zum Strom.



Figur 2
Strom-Spannungskennlinien von Si und Ge. Kathodenspannung $U_K = -1220$ Volt.

Bei negativer Vorspannung jedoch können die Sekundärelektronen die Oberfläche verlassen und da diese die Primärelektronen zahlenmässig übertreffen, kehrt die Stromrichtung um[1]). Da die Primärelektronen gegen das abstossende negative Potential anlaufen, werden sie abgebremst und bei $U = U_K$ bricht der Strahlstrom ab, wie aus Figur 2 ersichtlich ist. Für nicht verschwindende Spannung über der Probe kann

[1]) Die Zahl der erzeugten Sekundärelektronen hängt vom Probenmaterial und dessen Oberflächenbehandlung ab. (Lit. [6], [7], [8].)

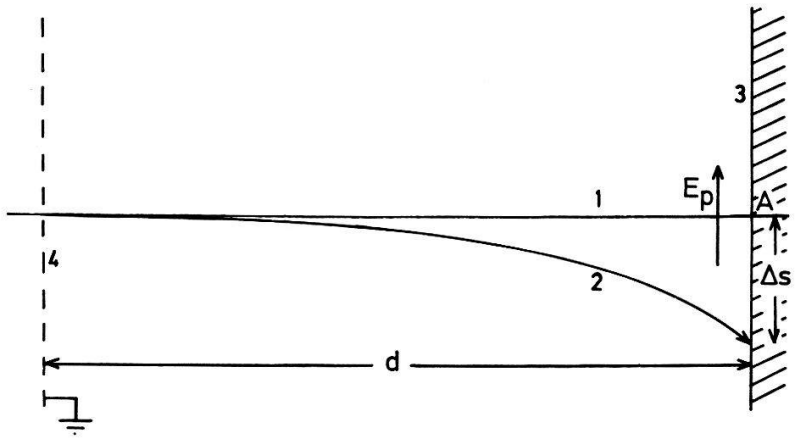
diese zweite Nullstelle des Stromes nun als Bezugsspannung zur Bestimmung der Spannung U_2 verwendet werden. Gemäss Gl. (1) gilt

$$U_2 = U_K - U_1 \qquad (U_K < 0). \tag{2}$$

Selbstverständlich kann auch die Nullstelle bei 0 Volt zur Messung von U_2 verwendet werden. Besonders bei kleinen Spannungen über der Probe (kleiner als 1 Volt) ist dies angezeigt [4], [5]. Bei grossen Spannungen liefert jedoch die andere Nullstelle bei $U = U_K$ die geneueren Resultate.

3. Einfluss des zur Oberfläche parallelen elektrischen Feldes

Ein Potentialgradient längs der Oberfläche des Messobjektse bewirkt im Raum vor der Probe ein parallel zur Oberfläche gerichtetes elektrisches Feld. Der Elektronenstrahl erfährt deshalb eine Ablenkung, wie dies in Figur 3 dargestellt ist. Die Elektronen treffen die Oberfläche an einer Stelle, die gegenüber dem Durchstosspunkt A der Strahlachse mit der Oberfläche positiv vorgespannt ist. Ist das Parallelfeld längs der Oberfläche konstant, so wird die beschriebene Spannungsmessung einen um $\Delta U = \Delta s \cdot E_p$ zu positiven Wert liefern.



Figur 3
Einfluss des zur Oberfläche parallelen Feldes. 1 Strahlachse, 2 Bahn der Elektronen, 3 Oberfläche der Probe, 4 Abschirmgitter.

Eine Berechnung der Strahlablenkung Δs setzt die Kenntnis der Feldverteilung im Raum zwischen dem Abschirmgitter und der Oberfläche des Messobjektes voraus. Insbesondere unter Berücksichtigung der durch den Elektronenstrahl verursachten Raumladung ist eine einfache Lösung der Potentialgleichung nicht mehr möglich.

Setzt man den Verlauf des ablenkenden Feldes E_p als bekannt voraus und nimmt ausserdem an, dass der Auftreffpunkt der Elektronen auf der Kathodenspannung U_K liegt, so erhält man für einen beliebigen, integrierbaren Feldverlauf $E_p = E_p(x)$

$$\Delta s = \frac{d}{U_K} \cdot \int_0^d E_p(x)\,dx. \tag{3}$$

Die x-Achse ist dabei die Strahlachse, d ist der Abstand zwischen dem Abschirmgitter und der Präparateoberfläche. Es ist bemerkenswert, dass die Strahlablenkung nicht vom Verlauf des Feldes $E_p(x)$ abhängt, sondern nur von dessen Mittelwert.

Zur Illustration sollen zwei einfache Spezialfälle angegeben werden. Nimmt man $E_p(x)$ längs der Strecke d als konstant und gleich dem an der Oberfläche erreichten

Wert an, so erhält man als obere Abschätzung von Δs

$$\Delta s = \frac{E_p}{U_K} d^2. \tag{4}$$

Für $U_K = 1000$ Volt, $d = 1$ mm und mit $E_p = 100$ V/mm ergibt sich nach Gl. (4) ein Wert von $\Delta s = 0{,}1$ mm, was einem Fehler der Spannungsmessung von 10 Volt entspricht.

Wird E_p nur innerhalb einer von d unabhängigen Reichweite a von der Oberfläche aus als wirksam (und ausserhalb davon verschwindend) angenommen, erhält man

$$\Delta s = \frac{E_p}{U_K} \cdot d \cdot a. \tag{5}$$

Die Rechnungen zeigen, dass für Feldverläufe, bei denen der Wert des Integrals in Gl. (3) von d abhängt, eine zumindest quadratische Abhängigkeit zwischen Δs und d besteht. Im anderen Fall ist der Zusammenhang linear. Schon daraus geht hervor, dass eine Abschätzung der Strahlablenkung nur im Sinne der Angabe einer oberen Grenze möglich ist.

4. Einfluss der Strahlqualität

Die örtliche Auflösung einer Spannungsmessung mit Hilfe eines Elektronenstrahles ist bei der vorliegenden Methode durch den Strahldurchmesser gegeben. Fällt der Strahl auf Gebiete unterschiedlichen Potentials, so werden im Bereich des Abbrechens der Kennlinie bei $U = U_K$ (vgl. Fig. 2) die Elektronen die Kennlinie bestimmen, welche auf die Stelle des positivsten Potentials auftreffen. Auf diese Weise wird der positivste Wert der Spannung innerhalb des Auftreffgebietes des Elektronenstrahles als Wert für dieses Gebiet gemessen. Da diese positivste Stelle irgendwo im Auftreffgebiet liegen kann, ist also die örtliche Unsicherheit gleich der Grösse des Auftreffgebietes.

Ferner haben beim Durchtritt durch das Abschirmgitter nicht alle Elektronen dieselbe Energie. Aus praktischen Gründen (Belüftbarkeit des Systems) wird man eine direkt geheizte Kathode verwenden. Infolge der an der Kathode liegenden Heizspannung haben die Elektronen eine zusätzliche Vorspannung durchlaufen, welche vom Emissionsort auf der Kathode abhängt. Der dadurch verursachte Fehler ist von der Grössenordnung der Heizspannung, die rund 10 Volt beträgt.

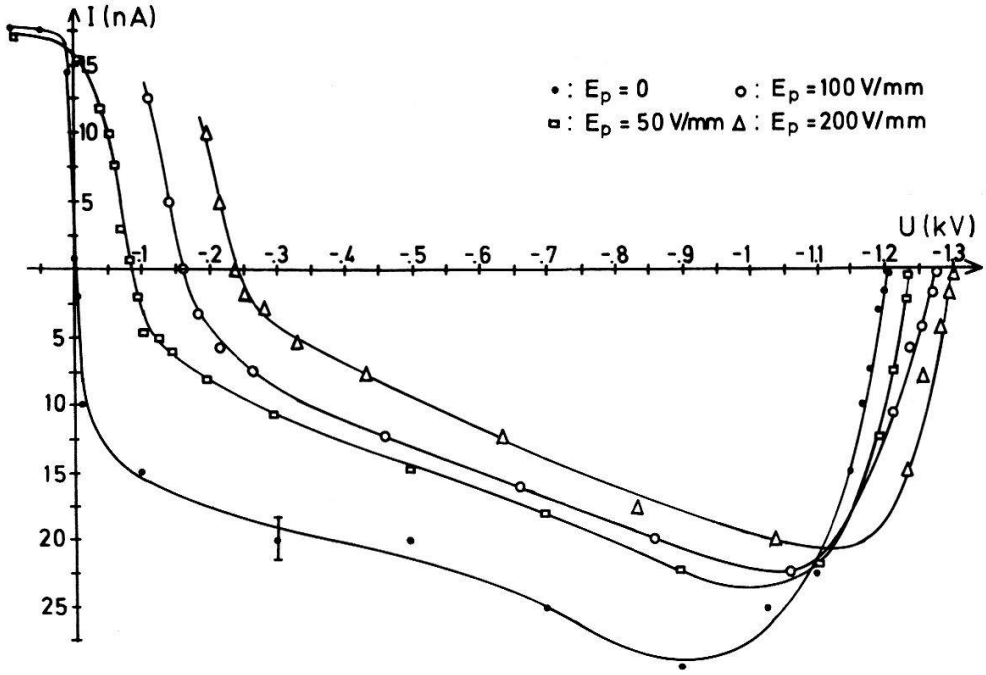
5. Experimentelle Resultate

Um den Einfluss des zur Oberfläche parallelen Feldes und anderer Fehlerursachen abzuklären, wurden an dünnen Si- und Ge-Schichten Kennlinienserien entsprechend Figur 2 aufgenommen. Dabei wurden das Parallelfeld E_p und der Gitterabstand d als Parameter gewählt. An Stelle des Gitters wurde eine Lochblende mit einem Durchmesser von $\frac{1}{2}$ mm verwendet. Mit einer solchen Anordnung fällt der Strahl immer auf denselben Ort der Probe. Zum Vergleich wurde die Spannung an dieser Stelle durch eine direkte Messung ermittelt. (Berühren mit einem feinen Golddraht, Spannungsmessung mit Kompensationsmethode.) Die Proben bestanden aus dünnen Ge- und Si-Schichten, die auf einen Glasträger aufgedampft waren. Sie hatten eine Länge von *ca.* 1 cm, eine Breite von einigen Millimetern und Widerstände zwischen 10 Megohm und 100 Megohm. Als Elektronenkanone diente das System eines Kathodenstrahlos-

zillografen ohne Nachbeschleunigung, bei dem die Oxydkathode durch eine Wolframwendel ersetzt wurde.

Einfluss des Parallelfeldes

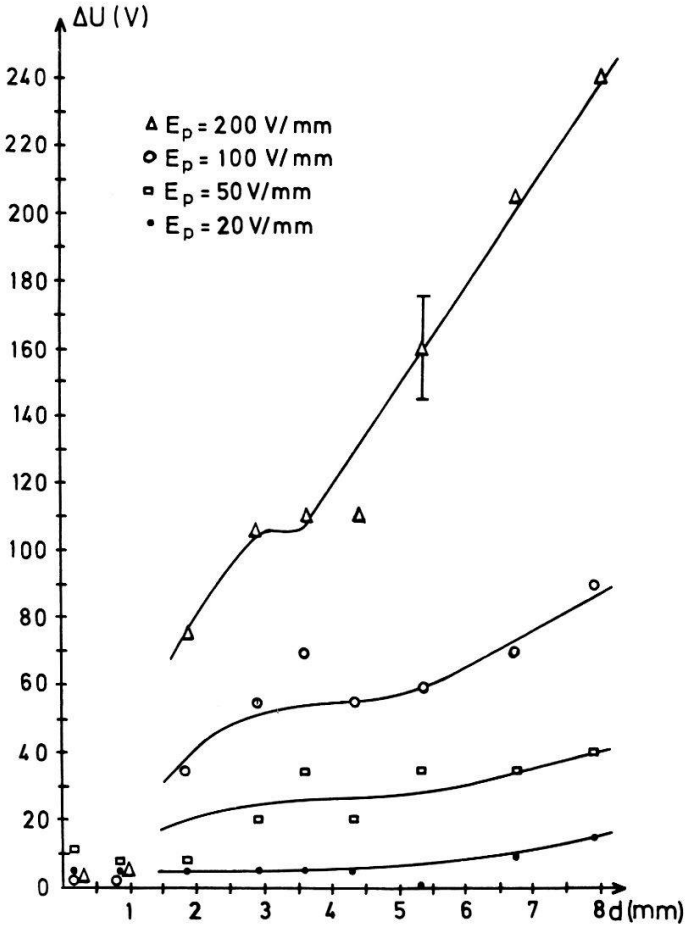
Lässt man den Gitterabstand vorerst konstant und trägt die Strom-Spannungskennlinie (analog zu Fig. 2) mit E_p als Parameter auf, so erhält man eine Kennlinienschar, wie sie in Figur 4 dargestellt ist. Auf der Spannungsachse ist das durch direkte Messung ermittelte Potential (gegen Erde) des Durchstosspunktes der Strahlachse mit



Figur 4
Kennlinienschar (Erklärung im Text). Probe: auf einen Glasträger aufgedampfte Si-Schicht Kathodenspannung $U_K = -1220$ Volt, Gitterabstand $d = 5$ mm.

der Probenoberfläche aufgetragen. Unter dem Einfluss des zur Oberfläche parallelen Feldes werden die Kennlinien gegen negative Spannungen hin verschoben und leicht gestaucht. Die Verschiebung ist bei der Nullstelle in der Nähe von $U = U_K$ am geringsten. Dies bestätigt die bereits erwähnte Tatsache, dass die genauesten Resultate mit dieser Methode dann erreicht werden, wenn diese Nullstelle der Kennlinie als Referenzspannung verwendet wird. Der Fehler in der gemessenen Spannung ist die Differenz zwischen der Abbrechspannung der Kennlinie und der Kathodenspannung und kann aus einer solchen Kennlinienschar direkt abgelesen werden. Als Funktion des Gitterabstands d und mit E_p als Parameter aufgetragen, ergibt sich das in Figur 5 dargestellte Verhalten. Die Figur zeigt, dass für grosse E_p und für grosse Gitterabstände d die Fehler proportional zu d anwachsen. Dieses Verhalten stimmt mit Gl. (5) überein.

Für kleinere Werte von E_p und d zeigen die Fehler einen vom Gitterabstand d unabhängigen Wert, welcher gegeben ist durch das örtliche Auflösungsvermögen des Strahles (die Fehler sind von der Grössenordnung Strahldurchmesser mal Parallelfeld). Für noch kleinere Werte von E_p und d nehmen die Fehler weiter ab, jedoch ist dort eine sichere Aussage über den Verlauf der Kurven nicht mehr möglich, da andere Fehler dominieren.



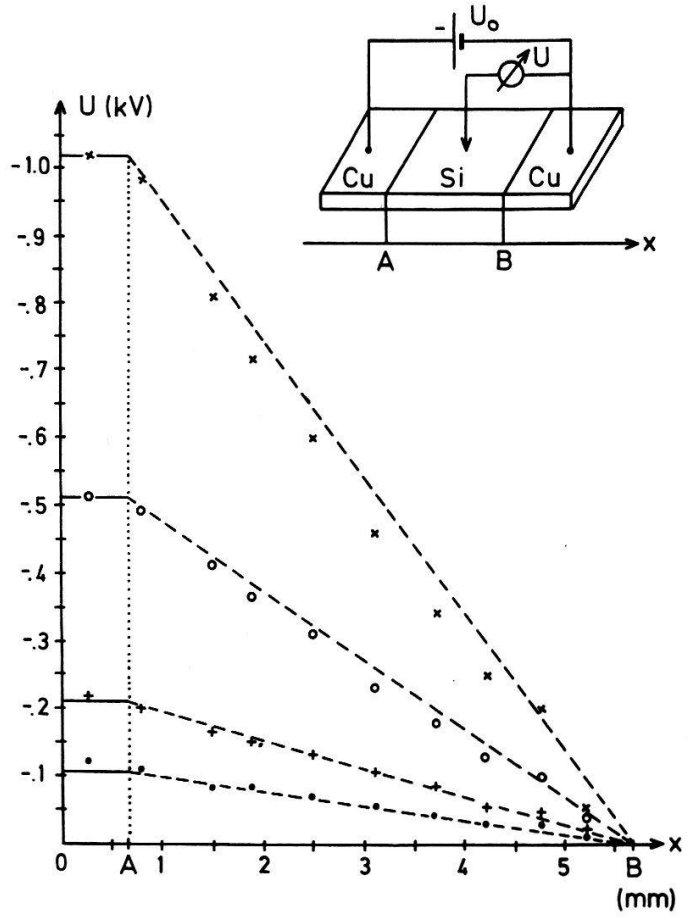
Figur 5
Fehler der Potentialmessung als Funktion des Gitterabstands d. ΔU ist die Differenz des mit der Elektronenkanone und des direkt gemessenen Oberflächenpotentiales. Kathodenspannung $U_K = -1200$ Volt.

Weitere Fehlerquellen

Als weitere Fehlerquellen kommen vor allem Schwankungen (Instabilität und Rippel) in den Spannungsversorgungsgeräten für U_1 und U_K (vgl. Fig. 1) in Frage, sowie die unterschiedliche Zusatzspannung infolge der direkten Heizung der Kathode. Um die Störung an der Oberfläche des Messobjektes möglichst klein zu halten, sollten kleine Strahlströme verwendet werden. Die untere Grenze liegt hier bei einigen Nanoampère. Die durch die Aufladung der Schaltkapazitäten verursachten Restströme, sowie die Leckströme erreichen bei einer Spannung von 1 kV die Grössenordung von 1 nA, so dass mit der oben angegebenen Grenze bereits eine Verfälschung der Kennlinie in Kauf genommen werden muss, die einen Fehler in der Spannungsmessung von *ca.* 10 Volt bewirkt. (Steilheit der Kennlinie in Fig. 2 bei $U = U_K$.)

Anwendungsbeispiel

Zur Illustration der Methode ist in Figur 6 das Ergebnis der Potentialbestimmung entlang einer aufgedampften Si-Schicht dargestellt. Wie die Figur zeigt, wurde die Probe durch Bedampfen eines Objektträgers mit Si hergestellt. Zur Kontaktierung wurde diese Schicht beidseits mit Cu bedampft. An Stelle des mit direkten Methoden gemessenen linearen Verlaufs des Potentiales erhält man mit der Elektronenkanone einen zB. bei 1000 Volt Vorspannung um *ca.* 40 Volt zu positiven Wert. Bei kleineren Vorspannungen ist der Fehler entsprechend kleiner und stimmt mit den in Figur 5



Figur 6
Potentialverlauf längs einer aufgedampften Schicht. Kathodenspannung $U_K = -1200$ Volt, Gitterabstand $d = 1$ mm, Vorspannung der Schicht $U_0 = -1020$ V (×), -515 V (○), -210 V (+), -105 V (•).

angegebenen Werten überein. Am Rande des Plättchens bei $x = 5$ mm ist die Schicht inhomogen bedampft. Die dort vorhandene grössere Abweichung von der Linearität ist deshalb nur scheinbar ein Fehler der Potentialmessung und nicht weiter von Belang.

6. Diskussion

Die vorgeschlagene Methode für eine berührungslose Spannungsmessung an der Oberfläche eines Körpers eignet sich vor allem für die Messung von Potentialen in der Grössenordnung von hundert bis einige tausend Volt. Es muss allergdings vorausgesetzt werden, dass sich das Messobjekt in ein Vakuumsystem einbauen lässt. Muss die Probe aus anderen Gründen in ein Vakuumsystem eingebaut werden (gekühlte oder oberflächenempfindliche Proben), so beschränkt die Methode das erreichbare Endvakuum nicht. Bei geeigneter Wahl der Konstruktionselemente erfüllt eine Elektronenkanone die Forderungen, die an ein Ultrahochvakuumsystem gestellt werden.

Ein Vorteil gegenüber anderen berührungslosen Methoden besteht darin, dass keine mechanischen Teile sehr nahe am Messobjekt angebracht werden müssen. Das der Probe am nächsten gelegene Bauteil ist das Abschirmgitter und dieses kann, je nach der verlangten Genauigkeit 1 bis 5 mm von der Oberfläche entfernt sein. Weiter

ist zu bemerken, dass mit dieser Methode die Oberfläche abgetastet werden kann, ohne dass dazu irgenwelche Konstruktionselemente bewegt werden müssen.

Es ist mir ein Anliegen, PD. Dr. I. Zschokke für ihre Hilfe zu danken. Dem Schweizerischen Nationalfonds sei an dieser Stelle für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit ebenfalls gedankt.

LITERATUR

[1] J. Llacer, *Geometric Control of Surface Leakage Current and Noise in Lithium Drifted Si-Radiation Detectors*, IEEE. Nucl. Sci. NS *13*/I, 93 (1966).
[2] D. E. Davies und P. P. Webb, *Surface Potential Measurement of Ge(Li) Diodes*, IEEE. Nucl. Sci. NS *13*/I, 78 (1966).
[3] E. Baldinger und E. Haller, *Methoden zur Untersuchung der Oberfläche einer Ge(Li) Diode*, Helv. phys. Acta *43*/8, 833 (1970).
[4] J. P. Fleming, *A Low Energy Scanned Electron Beam Potential Probe*, J. of Phys. E (Proc. Phys. Soc.) *1968*/I, 1197.
[5] J. P. Fleming und E. W. Ward, *Improved Technique for Voltage Measurement with the Scanning Electron Microscope*, El. Letters *5*/18, 435 (1968).
[6] S. Flügge, *Handbuch der Physik*, Bd. XXI, p. 232 ff.
[7] J. S. Burgess und L. R. Koller, *Secondary Emission from Ge, B, Si*. Phys. Rev. *70*, 571 (1946).
[8] J. B. Johnson und G. K. McKay, *Secondary Electron Emission from Ge*, Phys. Rev. *93*, 668 (1954).