

KfK 2912
August 1980

Ein Generator für gepulste Elektronenstrahlen zur Anwendung in der Materialtechnologie

J. Geerk, F. Ratzel
Institut für Angewandte Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Angewandte Kernphysik

KFK 2912

Ein Generator für gepulste Elektronenstrahlen zur
Anwendung in der Materialtechnologie

J. Geerk und F. Ratzel

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Zusammenfassung:

Zum Zwecke der Kurzzeitemperung von Festkörperoberflächen wurde ein Generator für gepulste Elektronenstrahlen entwickelt. Das Funktionsprinzip des Generators beruht auf der getriggerten Vakuumentladung, bei welcher zwischen zwei Elektroden durch Einbringen eines Hilfsplasmas eine Metaldampfentladung gezündet wird. Die Maximalenergie der Elektronen eines Pulses ist zwischen 10keV und 25keV variierbar. Die Pulslänge beträgt etwa 300 nsec. Die auf die Fläche bezogene Energiedichte am Probenort kann in einfacher Weise zwischen 0.3 und 2.5 Joule/cm² eingestellt werden. Der Durchmesser des Elektronenstrahls beträgt am Probenort etwa 5 cm.

A Pulsed Electron Beam Generator for Application in Materials Science

Abstract:

A pulsed electron beam generator for the purpose of transient annealing has been developed. The principle of operation of the generator is the production of an electron beam by means of a triggered vacuum discharge burning between metallic electrodes. The maximum energy of the electrons of a pulsed beam may be varied between 10keV and 25keV. The pulse length is about 300 nsec. The energy density at the sample location can be easily adjusted between 0.3 and 2.5 Joules/cm². The diameter of the electron beam is about 5 cm.

1. Einleitung

Die Kurzzeittemperung von Festkörperoberflächen insbesondere von Halbleitern und Metallen ist in den letzten Jahren zu einer wichtigen Präparationsmethode in der Materialtechnologie geworden.

Diese Temperung erfolgt meist durch Applikation kurzer, d. h. etwa 100 nsec dauernder Lichtimpulse, die durch Laser erzeugt werden. Dieses Verfahren des "Laser Annealing" (LA) wird u. a. zur Ausheilung von Strahlenschäden in implantierten Halbleiterkristallen angewandt (1). Die Vorteile der Kurzzeittemperung an solchen implantierten Halbleitern gegenüber der konventionellen Temperung im Glühofen liegen vor allem darin, daß es möglich ist, die Strahlenschäden vollständig auszuheilen, aber durch die kurze Applikationszeit des Lichtblitzes eine Ausdiffusion der implantierten Fremdatome zu vermeiden. So konnten in vielen Halbleitern mit LA an Größenordnungen höhere Fremdatomkonzentrationen erhalten werden als nach Tempern im Glühofen.

Es ist offensichtlich, daß sich die Eigenschaften vieler Halbleiterbauelemente verbessern lassen, wenn in ihrem Fertigungsprozeß Kurzzeittemperung angewandt wird. Insbesondere gilt dies für Solarzellen. Während bei der Langzeittemperung im Ofen Defekte aus dem Innern des Halbleiterkristalls an die Oberfläche in die lichtempfindliche Schicht der Solarzelle wandern können und den Wirkungsgrad der Zelle wesentlich beeinträchtigen, ist dies bei LA, bei dem nur die unmittelbare Oberfläche (die ersten μm) des Kristalls erwärmt wird, nicht der Fall. Mit LA hergestellte Solarzellen haben daher im gesamten Wellenlängenbereich einen erhöhten Wirkungsgrad. Dies zusammen mit der Tatsache, daß die Kurzzeittemperung weitaus höhere Massenproduktionsraten erwarten läßt, erklärt die Anstrengung mehrerer amerikanischer Firmen (Lockheed Incorp. (2) und Spire Corp. (1)) zum Aufbau von Massenproduktionsanlagen für Solarzellen, bei denen die neue Ausheiltechnik der wesentliche Prozeßschritt ist.

Natürlich birgt die Methode des LA bei ihrer Anwendung auch gewisse Schwierigkeiten. Diese liegen hauptsächlich darin, daß die Laserstrahlung an den zu tempernden Halbleiter stark unterschiedlich, und zwar in Abhängigkeit von der Art und Konzentration des Dopanden, ankoppelt.

Besonders schwierig wird LA bei Anwendung auf Metalle, die das Laserlicht oft bis zu 95 % reflektieren. Eine von der Leitfähigkeit und Reflektivität unabhängige Kurzzeittemperatur läßt sich mit Hilfe von gepulsten Elektronenstrahlen erreichen. Die Dicke der Oberflächenschicht, die getempert wird, ist eng korreliert mit der Eindringtiefe der Elektronen, welche wiederum direkt von der Einfallenergie der Elektronen abhängt. Abb. 1 zeigt die Eindringtiefe von Elektronen in Niob aufgetragen über der Einfallenergie. Man erkennt, daß zum Tempern implantierter Oberflächen einer Dicke von einigen 100 nm die Einfallenergie im Bereich zwischen 10 und 20 keV liegen sollte. Da die zur Temperung notwendige deponierte Pulsenergie etwa im Bereich um 1 Joule/cm^2 liegt (z. B. für Silizium $1-3 \text{ Joule/cm}^2$), ergeben sich bei 100 nsec Pulsdauer Stromdichten des Elektronenstrahls um $1000-3000 \text{ A/cm}^2$. Geräte zur Herstellung gepulster Elektro-

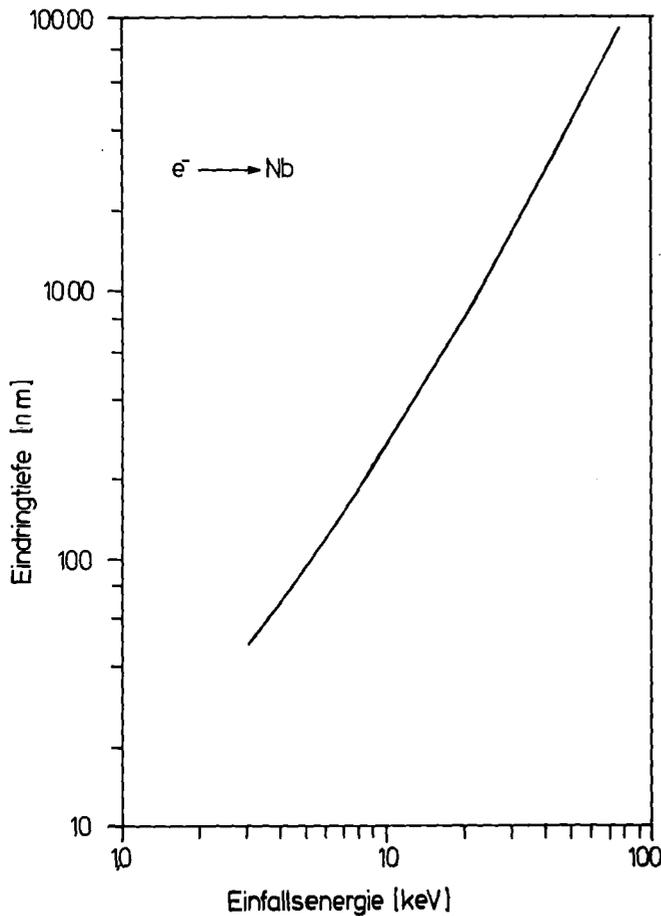


Abb. 1

Die Reichweite von Elektronenstrahlen in Niob als Funktion der Elektronenenergie
Nach M.v. Ardenne (3)

nenstrahlen im Energiebereich von 0.5 - 10MeV sind im Laufe der 70er Jahre für Anwendungen wie Anregung von Lasermedien, Kernwaffensimulation und Inertfusion in den USA und der UdSSR zu großer technischer Reife entwickelt worden (4). Das Bauteil, das die Parameter solcher Maschinen wesentlich bestimmt, ist die eigentliche Elektronenquelle, eine Feldemissionsplasmadiode. Solche Plasmadioden liefern nur dann homogene und reproduzierbare Elektronenströme, wenn sie mit Spannungen von mindestens einigen 100 kV betrieben werden (5). Diese hohe erforderliche Betriebsspannung ist darin begründet, daß bei diesen Dioden die elektronenemittierende Plasmaschicht durch Gase gebildet wird, die durch Verdampfung

von vielen aus der Kathodenfläche herausragenden Whiskern entstehen. Die Whisker verdampfen dadurch, daß sie durch den von ihnen selbst emittierten Feldemissionsstrom Joulesche Wärme erzeugen.

Eine weitere wichtige Bedingung ist, daß die Betriebsspannung innerhalb sehr kurzer Zeiten, d. h. etwa 10 - 15 nsec, an die Diode angelegt wird. Letztere Bedingung erfordert den Einsatz von Gasentladungsschaltern mit sehr niedriger Induktivität zwischen der Plasmadiode und dem Energiespeicher, der meist ein mit Wasser als Dielektrikum gefüllter Koaxialkondensator ist. Vor allem aufgrund der mindestens einen Faktor 10 zu hohen nötigen Betriebsspannung von Plasmadioden erscheinen dieselben für Zwecke der Oberflächentemperung von Festkörpern nicht gut geeignet zu sein.

Der Fa. Spire Corporation gelang es mit Hilfe technischer Kunstgriffe die Einfallenergie der Elektronen in vertikaler Richtung zur Probenoberfläche im größten Bereich des Elektronenstrahls auf etwa 20 keV herabzusetzen. Dieses Plasmadiodengerät erscheint jedoch nicht mehr so flexibel, wie es für den labormäßigen Einsatz wünschenswert ist (6).

In diesem Bericht wird eine Elektronenquelle beschrieben, bei der die elektronenemittierende Plasmawolke unabhängig von der angelegten Beschleunigungsspannung durch eine Hilfsentladung (7) erzeugt wird. Hierdurch ergeben sich zwei wesentliche Vorteile gegenüber den Plasmadiodengeräten. Erstens ist die Apparatur flexibel in Bezug auf die Elektronenenergie, da die Beschleunigungsspannung jetzt nicht mehr in die Entstehungsprozesse der Plasmaschicht eingreift. Zweitens fällt der induktionsarme Gasschalter weg, da die Beschleunigungsspannung direkt an die Kathode angelegt werden kann, denn die Elektronenemission erfolgt erst nach Zündung der Hilfsentladung.

2. Apparativer Aufbau des Elektronenstrahlgenerators

Der apparative Aufbau des Bereichs um Kathode und Anode des Elektronenstrahlgenerators ist in Abb. 2 schematisch dargestellt. Die Kathode besteht aus Aluminiumrundmaterial, die Anode ist ein hochtransparentes Metallnetz. Kathode und Anode befinden sich im Hochvakuumbereich. Der Energiespeicher für den Elektronenpuls ist ein Kondensator, der in

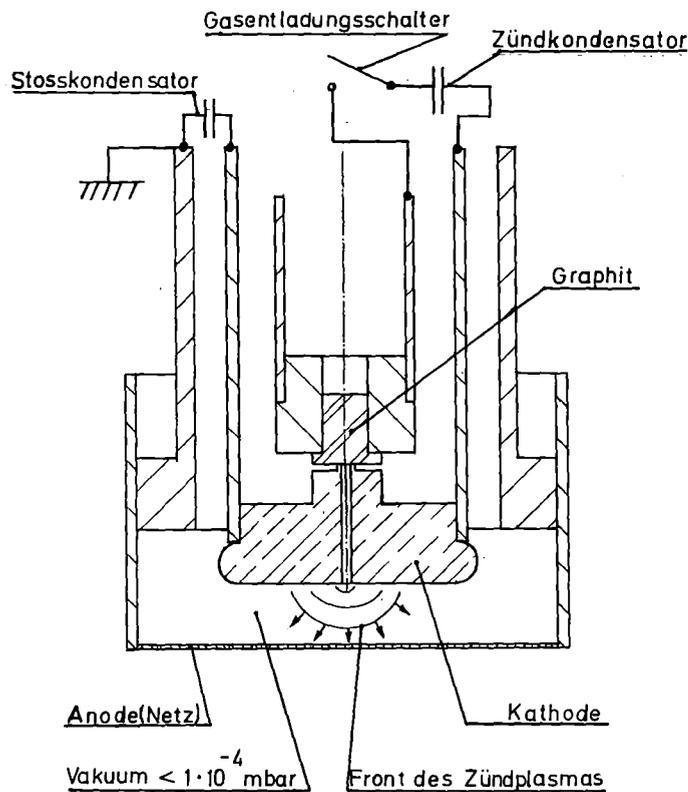


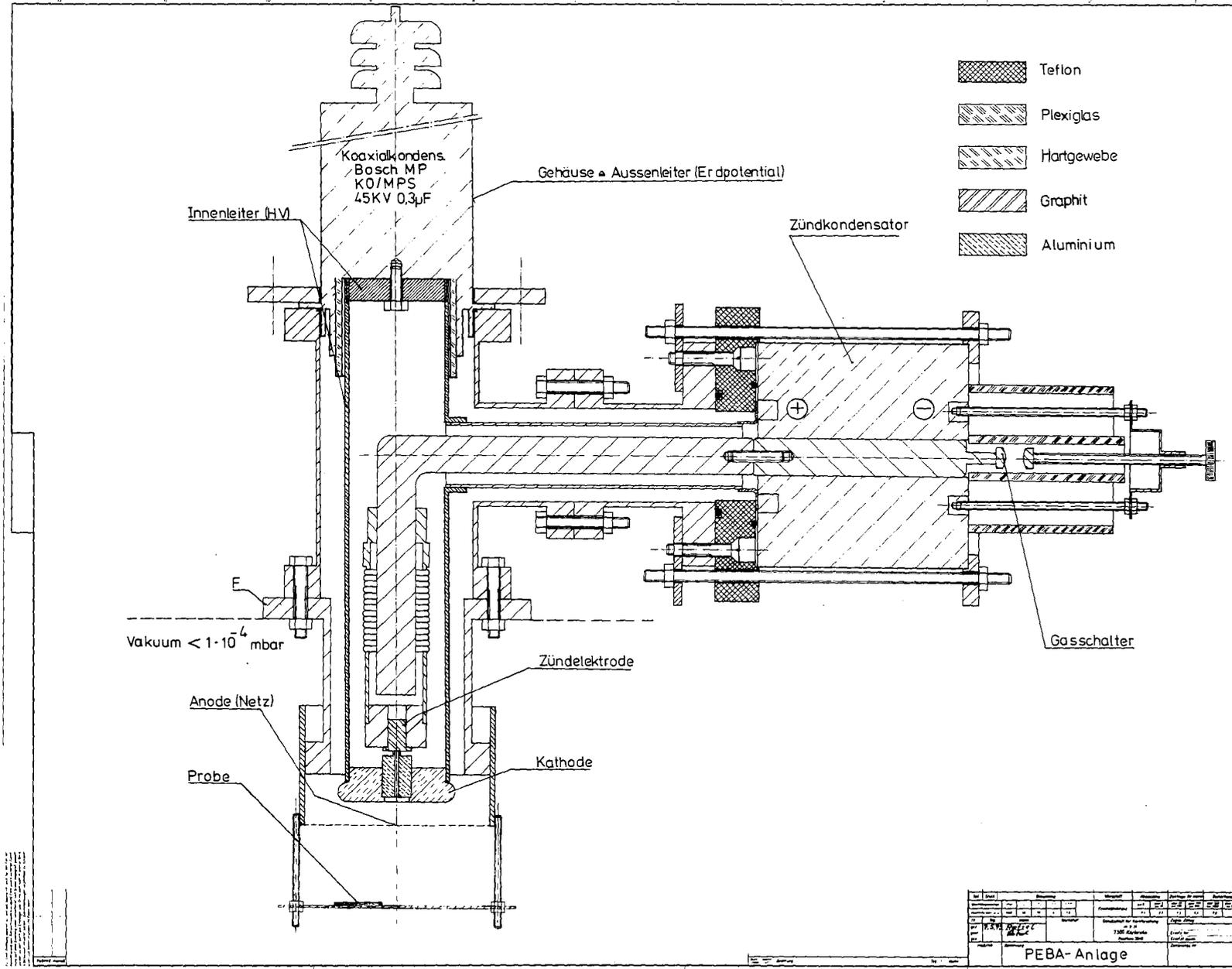
Abb. 2
Schematische Zeichnung des Bereichs um
Kathode und Anode

dieser Arbeit auch als Stoßkondensator bezeichnet wird. Die Elektroden sind fest mit Kathode und Anode verbunden. In die Kathodenfläche ist zentral ein Röhrrchen eingelassen, auf dessen oberem Ende unter leichtem Druck ein Graphitstück anliegt. Das Graphitstück und die Kathodenfläche können mittels eines Gasentladungsschalters mit den Elektroden eines zweiten als Zündkondensator bezeichneten Energiespeichers verbunden werden. Bei der Entladung des Zündkondensators kommt es an der Berührungsstelle

zwischen Röhrrchen und Graphitstück zu einer Plasmaentladung. Dieses Zündplasma gelangt durch das Röhrrchen in den Raum zwischen Kathode und Anode und löst hier eine Vakuumentladung aus. Die physikalischen Vorgänge an den Elektroden sowie die Bildung, Form und Homogenität des Elektronenstrahls werden im nächsten Kapitel beschrieben.

Zur Erzielung kurzer Pulszeiten, d. h. kurzer Entladungszeiten, sollten die elektrischen Verbindungen zwischen den Kondensatoren und den Entladungselektroden möglichst niedrige Wellenwiderstände besitzen. Niedrige Wellenwiderstände erreicht man durch Bandleiter oder Koaxialleiter. Da der als Energiespeicher verwendete Stoßkondensator Bosch KO/MPS2 (0,3 μ F, 45 kV) koaxialen Aufbau und koaxiale Anschlüsse hat, wurde auch für die restlichen Bauelemente der Apparatur die koaxiale Aufbauweise verwendet. Abb. 3 zeigt eine Schnittzeichnung der gesamten Apparatur.

Abb. 3 Schnittzeichnung des Elektronenstrahlgenerators



Vom Stoßkondensator führt eine Koaxialleitung zu Kathode und Anode. Der Außenleiter dient bis zum Flansch F gleichzeitig als Vakuumgefäß. Ein Kreuzstück NW 150 KF das von unten am Flansch F angeschraubt ist, dient als Vakuumkammer und wird von einer Turbomolekularpumpe unter einem Vakuum von etwa 10^{-5} mbar gehalten. Der mit der Kathode verbundene vom Stoßkondensator herabführende Innenleiter ist selber wieder Außenleiter einer vom Zündkondensator ausgehenden koaxialen Zuführung. Der Innenleiter dieser Zuführung ist ein Aluminiumstab von \varnothing 25 mm, an dessen kathodenseitigem Ende das als Zündelektrode bezeichnete Graphitstück eingesetzt ist. Die Kathode ist mit der als (+) Pol bezeichneten Elektrode des Zündkondensators fest verbunden. Der von der Zündelektrode ausgehende Aluminiumstab wird mit dem (-) Pol des Zündkondensators über einen durch mechanische Verschiebung gezündeten Gasentladungsschalter verbunden.

3. Funktionsweise des Elektronenstrahlgenerators

Im folgenden wird beschrieben, wie ein Elektronenimpuls erzeugt wird und welche plasmaphysikalischen Vorgänge sich dabei an der Kathodenfläche abspielen. Zuerst wird bei geöffnetem Gasschalter der Zündkondensator auf eine Spannung oberhalb von 15 kV aufgeladen. Danach wird der Stoßkondensator auf eine Spannung aufgeladen, die der gewünschten Elektronenenergie entspricht, z. B. auf $U = - 20$ kV. Diese Spannung liegt nun also zwischen Kathode und Anode an. Jetzt wird der Gasschalter geschlossen und der Zündkondensator entlädt sich. Die Stelle, die im Entladungsstromkreis des Zündkondensators den höchsten Widerstand darstellt, ist die Berührungsstelle zwischen der Zündelektrode und dem Kathodenröhrchen. Wie schon dargestellt, kommt es hier zu einer starken Verdampfung von Kohlematerial in Verbindung mit einer Plasmaentladung. Die Plasmawolke dehnt sich aus und gelangt durch das Röhrchen in den Raum zwischen Kathode und Anode. Hier wird sofort aus der Plasmawolke durch den starken Gradienten des elektrischen Feldes ein Strom von Elektronen abgezogen. Zur Erhaltung des Ladungsgleichgewichts werden aus dem Zündplasma gleichzeitig positive Ionen in Richtung Kathode abgesaugt. Dabei kommt es zur Bildung von sogenannten Kathodenbrennflecken (8). Die Kathodenbrennflecke sind diejenigen Emissionszentren, die bei der nun folgenden Vakuumplasmaentladung die nötigen Elektronen und die zur Bildung des Plasmas erforderliche Gasmenge (in diesem Fall Metaldampf)

bereitstellen. Diese Brennflecke entstehen auf der Kathodenoberfläche meist an Punkten, an denen die Stromdichte von den aus dem diffusen Zündplasma abgesaugten Ionen besonders hoch ist. Die Folge ist eine starke Erhitzung dieser Stellen, die daher durch Vorgänge wie thermionische Feldemission und schottkyverstärkte thermionische Emission zu intensiven Elektronenquellen werden. Die ausströmenden Elektronen kompensieren die Raumladung des abgesaugten Ionenstroms, so daß die Intensität des Ionenstroms zunimmt und in Folge wieder die Intensität des emittierten Elektronenstroms. Die Elektronenstromdichte am Brennfleck kann schließlich Werte bis zu 10^7 A/cm² erreichen. Da die Ströme durch ihr Eigenmagnetfeld jedoch Tendenz zeigen, ihren geometrischen Querschnitt zu verkleinern, sich abzuschnüren, übersteigt der Gesamtstrom eines Kathodenbrennflecks kaum Werte von 100 A. Daher existieren bei Vakuumentladungen mit hohem Strom (z. B. 10 000 A) viele Kathodenbrennflecke gleichzeitig. (Dies ist möglich aufgrund der Tatsache, daß im Gegensatz zu Gasentladungen die Kathodenbrennflecke von Vakuumentladungen eine Strom-Spannungscharakteristik mit positiver Steigung besitzen). Der an den Kathodenbrennflecken entstehende Metalldampf strömt mit einer Geschwindigkeit von etwa 10^6 cm/sec in den Raum zwischen Kathode und Anode und wird auf diesem Wege durch die vielen aus den Brennflecken abgesaugten Elektronen in ein Plasma mit hoher Elektronendichte verwandelt. Aus der anodenseitigen Grenzfläche dieses Plasmas, die sich mit der Strömungsgeschwindigkeit des Metalldampfes zur Anode hin bewegt, werden Elektronen in Richtung Anode abgesaugt. Da an Kathodenbrennflecken Spannungen unterhalb von 100 V abfallen (8), erhalten diese Elektronen praktisch die gesamte, der Ladespannung des Stoßkondensators entsprechende Energie. Dies gilt allerdings nur solange, bis die anodenseitige Plasma-grenzfläche die Anode erreicht hat. Danach ist der gesamte Raum zwischen Anode und Kathode mit einem hochleitfähigen Plasma gefüllt und eine eventuell noch vorhandene Restenergie des Stoßkondensators wird auf anderem Wege als Elektronenbeschleunigung, z. B. durch Abstrahlung hochfrequenter elektromagnetischer Wellen abgegeben. Bei der hier beschriebenen Apparatur besteht die Anode aus einem hochtransparenten Metallnetz. Die abgesaugten Elektronen durchfliegen dieses Netz und stehen dahinter zur Probenbestrahlung zur Verfügung.

4. Apparativer Test des Elektronenstrahlgenerators

Im Zuge der apparativen Optimierung wurde am intensivsten untersucht, wie die Größe und Homogenität des Elektronenstrahls am Probenort mit der Form und Größe der in der Kathode eingelassenen Düse des Zündplasmas zusammenhängt, denn die Größe und Homogenität des Elektronenstrahls ist für künftige Anwendungen von entscheidender Bedeutung. Der äußere Umriss des Elektronenstrahls kann festgestellt werden, indem als Beschußtarget eine oxidierte Kupferplatte verwendet wird. Je nach Dosis und Energie verfärbt sich die Oxidhaut in verschiedener Weise. In Abb.3 ist die Plasmadüse ein Röhrchen. Als günstigste Düsenform stellt sich jedoch ein Trichter von etwa 100 mm Länge und einem unteren Durchmesser von 40 mm heraus. Um klare Potentialverhältnisse zu schaffen, wurde die untere Öffnung der Düse in Form eines hochtransparenten Metallnetzes fortgesetzt. Auf diesem Netz bildeten sich dann die Kathodenbrennflecken, deren Anzahl visuell festgestellt werden konnte. Bei kurzzeitigen Entladungen dieser Art entstehen die Kathodenbrennflecken nur dort, wo das Zündplasma in genügender Dichte vorhanden ist. Bei geringen Spannungen am Zündkondensator, also bei geringen Dichten des Zündplasmas, entstanden nur wenige Brennflecken in der Mitte des kathodenseitigen Netzes. Bei Zündspannungen über 15kV war das gesamte Netz mit Brennflecken bedeckt.

Die örtliche Intensitätsverteilung der Elektronen am Probenort wurde mit einer photographischen Methode gemessen. Dazu wurde in der Probenebene ein hochempfindlicher Röntgenfilm angebracht und mit einer 20 μ m dicken lichtdichten Al-Folie abgedeckt. Die Folie verhindert, daß der Film von dem von der Vakuumentladung abgestrahlten Licht getroffen wird. Die Elektronen dringen in die Al-Folie ein und erzeugen Röntgenstrahlung, die teilweise die Folie durchdringt und den Film je nach der örtlichen Intensität schwärzt.

Das Ergebnis einer diagonal über den kreisförmigen Strahlfleck verlaufenden photometrischen Auswertung eines solchen Films zeigt Abb. 4. Kurve a) stammt von einem Elektronenpuls mit einer Energiedichte um 1 Joule/cm². Man erkennt, daß der Strahlfleck einen Durchmesser von etwa 5 cm hat. In der Mitte ist ein Plateau von ca \varnothing 3 cm. Dieser Bereich reicht für labormässige Untersuchungen, bei denen Proben unterhalb von \varnothing 10 mm verwendet werden, völlig aus. Leider bildete sich bei Energiedichten oberhalb von 1.0 Joule/cm² oft ein starkes zentrales Intensitätsmaximum aus (Kurve b)).

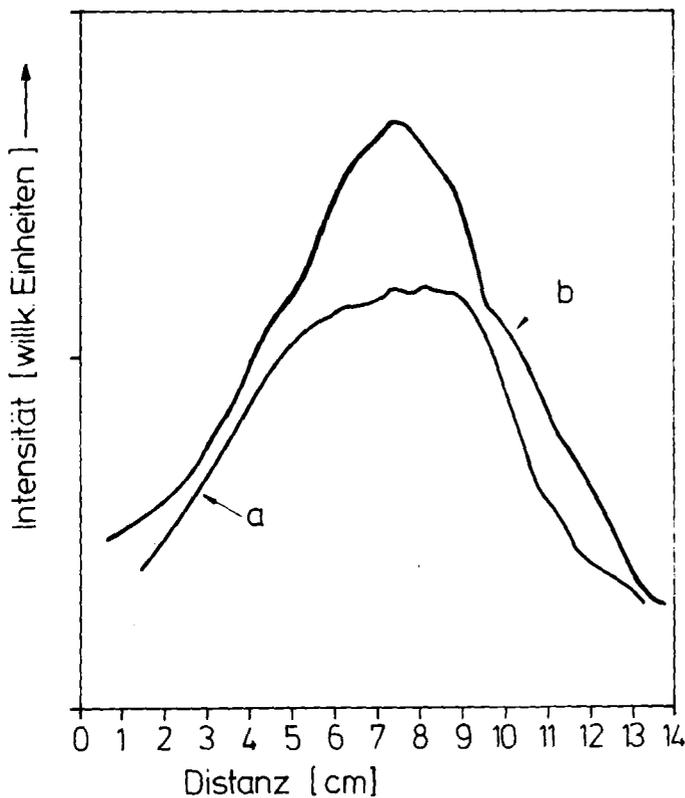


Abb.4

Auf photographische Weise bestimmte Intensitätsprofile zweier Elektronenpulse
a) 1.0 Joule/cm², b) 2.0 Joule/cm²

des Elektronenstrahls. Die Form des Elektronenstrahls wird nun nicht mehr durch die Raumladungsabstoßung bestimmt, die eine Divergenz des Strahls zur Folge hat, sondern bei hoher Stromdichte (z. B. 1kA/cm²) durch die Rückwirkung des Eigenmagnetfeldes des Strahls auf die Elektronen. Diese Rückwirkung führt zu einer Strahlkonvergenz ("self pinching"), die zu einer Erhöhung der Stromdichte an der dampfabgebenden Stelle führt. Dadurch wird noch mehr Material verdampft, so daß sich der raumladungskompensierte Strahlbereich räumlich ausdehnt und noch mehr Elektronen zur Dampfquelle hin fokussiert werden. In dieser Weise entstehen also während der Vakuumentladung an der Anode bzw. am Probenort Bereiche von wenigen Millimetern Durchmesser, an denen die Stromdichte wesentlich höher als in der Umgebung ist. Bei etwa 50 % aller Elektronenpulse oberhalb von Energiedichten von 1.0 Joule/cm² wurden diese anodischen Brennflecke beobachtet.

Photographische Aufnahmen des Elektronenstrahls von der Seite her führten zu der Deutung, daß es sich bei diesen zentralen Intensitätsspitzen um anodische Brennflecken (9) handelt. Diese Brennflecke treten u. a. bei intensiven Elektronenstrahlen auf, die sich im Vakuum ohne äußeres Potential ausbreiten. Sie entstehen in folgender Weise: Trifft ein intensiver Elektronenstrahl auf ein Target, so werden, beginnend im Bereich der höchsten Intensität, absorbierte Oberflächenschichten des Targets verdampft. Dieser Dampf wird durch die nachfolgenden Elektronen ionisiert und die entstehenden positiven Ionen kompensieren die Raumladung

Auskunft über die Pulszeiten des Generators geben Messungen des zeitlichen Verlaufs der Spannung am Stoßkondensator und des zeitlichen Verlaufs des Stromes am Probenort. Diese Messungen wurden mittels eines Speicheroszillographen durchgeführt, wobei das Triggersignal durch Schliessen des Gasschalters am Zündkondensator erzeugt wurde. Abb.5 zeigt den Verlauf der Spannung am Stoßkondensator. Man erkennt, daß vom Schliessen des Schalters bis zum Beginn der Vakuumentladung eine Zeit von ca. 4 μsec vergeht. Diese Verzögerungszeit läßt sich in zwei Bereiche aufteilen, die in folgender Weise beschrieben werden können: Von $t = 0$ bis etwa $t = 2.5 \mu\text{sec}$ bleibt die Spannung am Stoßkondensator völlig konstant, der Raum zwischen Anode und Kathode ist noch frei von Ladungsträgern. Bei $t = 2.5 \mu\text{sec}$ hat das Zündplasma das Kathodennetz erreicht und es werden aus dem Zündplasma Elektronen zur Anode hin abgezogen. Zwischen $t = 2.5 \mu\text{sec}$ und $t = 4 \mu\text{sec}$ entstehen die Kathodenbrennflecke, die Vakuumentladung setzt in voller Stärke ein und der Stoßkondensator wird innerhalb eines Bruchteils einer Mikrosekunde bis auf etwa 7kV entladen. Wie schon weiter oben beschrieben, ist nun der Raum zwischen Anode und Kathode mit Plasma gefüllt. Es entsteht eine

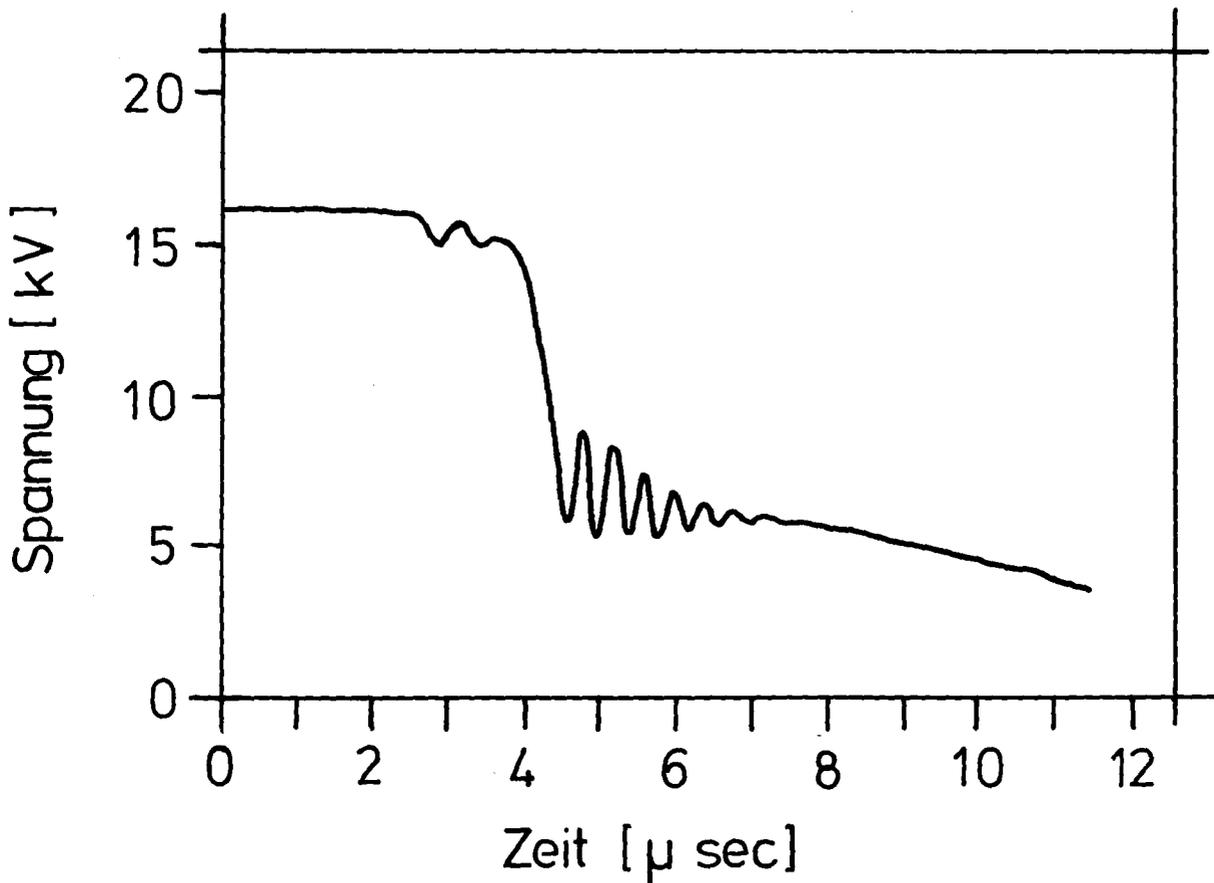


Abb. 5 Verlauf der Spannung am Stoßkondensator als Funktion der Zeit.
Bei $t=0$ schließt der Gasschalter am Zündkondensator.

Schwingung, deren Frequenz sich durch die Kapazität des Stoßkondensators, dessen Selbstinduktion und der Selbstinduktion der zum Entladungsbereich führenden coaxialen Zuleitung ergibt. Man erhält aus Abb.5 eine Frequenz von etwa 2 MHz; daraus berechnet sich der Wert von 21 nH für die Induktivität des Systems.

Der zeitliche Verlauf des Stroms am Probenort hängt eng mit der zeitlichen Ableitung der Kondensatorspannung zusammen. Abb. 6 zeigt den am Probenort auf einer Fläche von 0.5 mm^2 aufgenommenen Strom als Funktion der Zeit. Man erkennt bei $t = 4 \text{ } \mu\text{sec}$ einen steilen schmalen Peak einer Breite von etwa $0.3 \text{ } \mu\text{sec}$, der den Stromimpuls der Entladung darstellt. Die zwei nachfolgenden kleineren Peaks werden durch die Schwingung des Stoßkondensators verursacht. Man erkennt, daß nur negative Ströme am Probenort auftreten. Die Probe wird also während der Schwingung nicht von positiven Ionen des Plasmas bombardiert. Der Grund dafür ist, daß die Ionen mit ihrer im Vergleich zu Elektronen großen Masse der mit hoher Frequenz wechselnden Feldstärke nicht folgen können, also praktisch in Ruhe bleiben. Dies ist bei Hochfrequenzentladungen allgemein

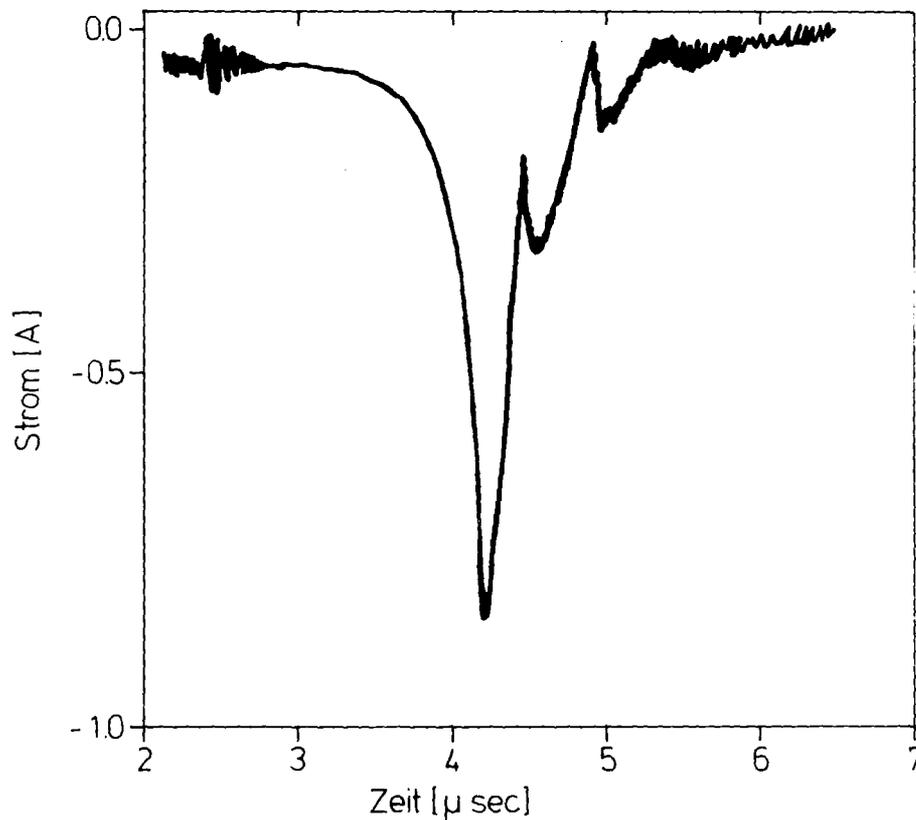


Abb. 6 Der Strom am Probenort als Funktion der Zeit während eines Elektronenpulses. Der Auffänger hat eine Fläche von 0.5 mm^2 .

der Fall. Bei der Zielsetzung dieser Apparatur ist die Tatsache, daß am Probenort keine positiven Ionen auftreten, von besonderer Wichtigkeit, da Bestrahlung mit Ionen in der Probe Strahlenschäden erzeugen würden.

Neben der Pulszeit ist die für Probenbestrahlungen wichtigste Größe die Energiedichte des Pulses am Probenort. Die Energiedichte sollte im Bereich von 0,3 bis etwa 2,5 Joule/cm² einstellbar sein. Werden die übrigen Parameter der Apparatur festgehalten, so ist eine Variation der Energiedichte möglich durch die Variation der Entfernung zwischen Probe und Anodennetz. Wesentlich bequemer läßt sich die Energiedichte jedoch durch Variation der Ladespannung am Stoßkondensator einstellen. Abb. 7 zeigt die Energiedichte am Probenort als Funktion der Ladespannung U. Die Messung der Energiedichte erfolgte auf kalorimetrischem Wege. Man erkennt, daß sich der Bereich von 0,3 bis 2,5 Joule/cm² durch Ladespannungen zwischen 10kV und 25kV überdecken läßt. Der steile Kurven-

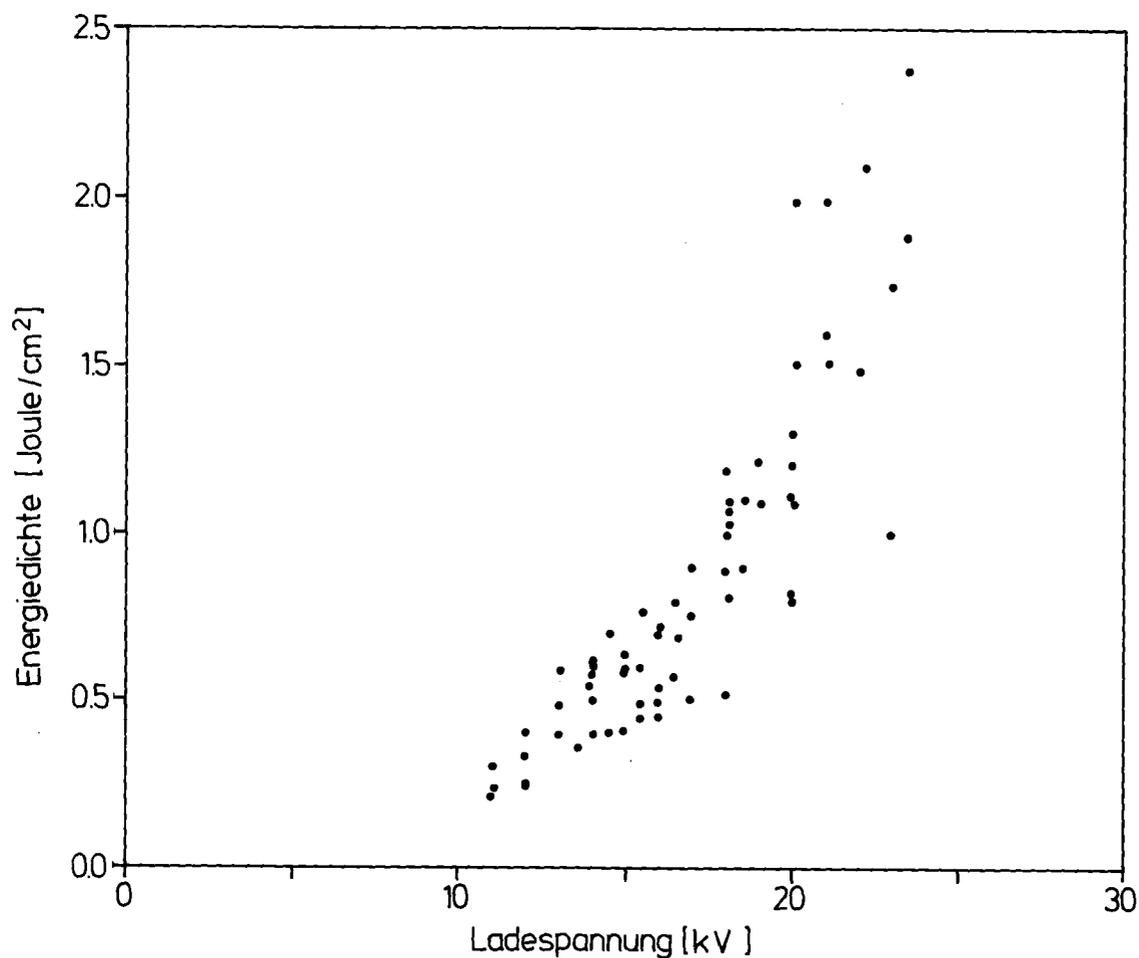


Abb. 7 Verlauf der Energiedichte am Probenort als Funktion der Ladespannung des Stoßkondensators.

verlauf ist dadurch begründet, daß die Gesamtenergie des Elektronenpulses in etwa proportional dem Energieinhalt des Stoßkondensators und damit etwa proportional zu U^2 ist.

Die Streuung der einzelnen Werte der Energiedichte bei fester Ladespannung ist vor allem bei hohen Ladespannungen durch die anodischen Brennflecke verursacht. Trifft ein Brennfleck die Probe, so hat dies eine besonders hohe Energiedichte am Probenort zur Folge. Liegt ein anodischer Brennfleck dagegen knapp neben der Probe, so ist die Wirkung des Brennflecks parasitär: Elektronen, die ohne Existenz des Brennflecks die Probe getroffen hätten, werden von der Probe weg in den Brennfleck hineingelenkt. Daher ergibt sich am Probenort eine Abweichung der Energiedichte nach unten.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die beschriebene Apparatur zur Herstellung gepulster Elektronenstrahlen die Anforderungen für labormäßige Untersuchungen an kleinen Proben ($\emptyset < 10\text{mm}$) hinsichtlich der Bestrahlungshomogenität und Reproduzierbarkeit befriedigend erfüllt. Wünschenswert wäre eine wirksame Unterdrückung der anodischen Brennflecken. Dies erscheint durch eine drastische Verkürzung der Pulszeiten z. B. auf 50 nsec möglich. Da sich die Dampf Wolken der anodischen Brennflecken ähnlich wie die Dampf Wolken der Kathodenbrennflecken mit Geschwindigkeiten von einigen 10^6 cm/sec ausdehnen, wirken bei Pulszeiten unterhalb von 50 nsec die Dampf Wolken nur noch auf millimetergroße Raumbereiche des Strahls ein. Die Erzeugung von solch kurzen Pulszeiten ist mit Hilfe von Stoßkondensatoren in Form kurzer mit Wasser als Dielektrikum gefüllter Koaxialleiter möglich. Im Rahmen einer zukünftigen apparativen Optimierung des Elektronenpulsgenerators sind Kondensatoren dieser Art vorgesehen.

Referenzen

1. A. C. Greenwald, A. R. Kirkpatrick, R. G. Little und J. A. Minnucci
J. Appl. Phys. 50, 783 (1979).
2. Laser Focus, p. 30, May 1979.
3. M. v. Ardenne, Tabellen der Elektronenphysik, Ionenphysik und Ober-
mikroskopie Bd. I, S. 159, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften,
Berlin 1962.
4. Ein kleineres Gerät dieser Art beschreiben z. B. N. W. Harris und
H. Milde, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-23,
1470 (1976).
5. R. K. Parker, R. E. Anderson und Ch. V. Duncan, J. Appl. Phys. 45,
2463 (1974).
6. S. S. Lau, W. F. Tseng, Z. L. Lian, I. Golecki, M.-A. Nicolet,
B. M. Ullrich, J. W. Mayer, R. Blattner, P. Williams, C. A. Evans,
R. C. Eckart, R. J. Wagner, J. Minnucci and A. R. Kirkpatrick, Pro-
ceedings of "Laser Effects in Ion Implanted Semiconductors", p. 85,
Ed. E. Rimini, Catania 1978.
7. Geräte, bei denen eine Entladung im Vakuum mittels einer Hilfsent-
ladung erzeugt wird, wurden bereits unter der Bezeichnung "Vakuum Tri-
gatron" als Hochspannungsschalter verwendet. Siehe z. B. J. G. Bannen-
berg und F. G. Insinger, Rev. Sci. Instrum. 33, 1106 (1962) und Ref. 9.
8. M. P. Reece, Proceedings IEE, 110, 793 (1963).
9. J. M. Lafferty, Proc. IEEE, 54, 23 (1966).
10. F. Früangel, Impulstechnik, Erzeugung und Anwendung von Kondensatorent-
ladungen Bd. 10, Akademische Verlagsgesellschaft Geest und Portig K.-G.,
Leipzig 1960.