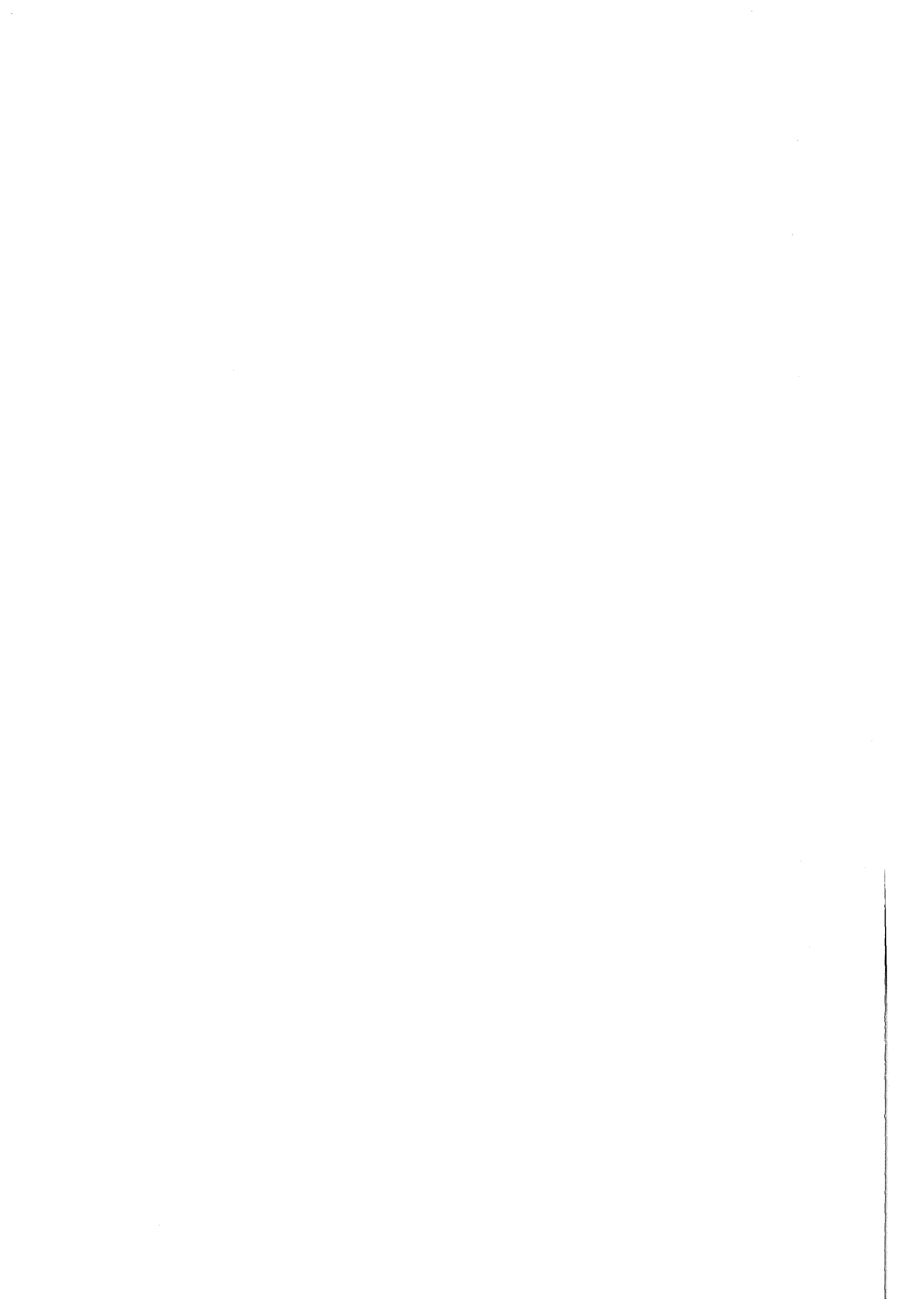


**KfK 4555
März 1989**

**Aufbau eines
optoelektronischen
Meßsystems zur elektrischen
Feldstärkemessung und
Anwendung bei Hochleistungs-
Pseudofunkendioden**

**H. Ehrler
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik**

Kernforschungszentrum Karlsruhe



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

KfK 4555

Aufbau eines optoelektronischen Meßsystems
zur elektrischen Feldstärkemessung und Anwendung bei
Hochleistungs-Pseudofunkendioden

Horst Ehrler

Dissertation genehmigt von der Fakultät für
Physik der Universität Karlsruhe (T.H.)

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

Kurzfassung

Es wurde eine optoelektronische Meßmethode und speziell ein fiber-optischer Sensor zur Messung elektrischer Feldstärken entwickelt. Dieser Sensor gestattet die Messung elektrischer Felder an Stellen, die bisher einer Messung unzugänglich waren. Die Vorteile sind: hohe Bandbreite bis in den GHz-Bereich, potentialfreie Messung, hohe örtliche Auflösung und keine elektromagnetische Beeinflussung der Messung. Die Anwendung der Meßmethode auf die Pseudofunkendiode erlaubte erstmals tiefere Einblicke in die Feldverteilung und damit in die Entladung. Auf Grund der Messungen kann die Hochleistungs-Pseudofunkentladung in zwei Phasen unterteilt werden. Erstens, eine Frühphase, in der weitgehend eine lineare Spannungsteilung an der Diode vorhanden ist. Ihr Ende ist charakterisiert durch eine Feldüberhöhung im Kathodenbereich. Zweitens, eine Spätphase, in der es zur Ausbildung eines dünnen Stromfadens (Pinch) mit einem Durchmesser von etwa 100 μm kommt.

Development of an electrooptical method for measuring electrical field strength and application to high power Pseudospark ion diodes

Abstract

A fiberoptic sensor for electric fieldstrength measurements was developed. This sensor allows to measure even high electric fields in a contactless way, therefore nearly undisturbing the phenomenon to be measured. The basic idea is to change the state of polarization of light in an optical active medium (linear electrooptic effect). Further advantages of this method are: high bandwidth in the GHz region, high local resolution, no electromagnetic disturbances.

The application of this diagnostic tool in the case of the Pseudospark diode shows the spatial, time dependent electric fieldstrength at the diode. It was found that the Pseudo Spark discharge can be divided into two stages. The first one is characterized by a nearly electrostatic potential distribution at the beginning of the discharge, the end is characterized by an fieldstrength increase in the cathode region. The second stage is characterized by an inductive effect. There is built up a pinch with a diameter of about 100 μm .

Inhaltsverzeichnis:

	Seite
1. Einleitung	1
2. Meßbedingungen und Meßmethoden	5
2.1 Elektrische Meßverfahren und ihre Nachteile	5
2.2 Optische Meßverfahren und ihre Vorteile	7
3. Optoelektronische Messung elektrischer Felder	10
3.1 Pockelseffekt und Entwicklung eines Feldsensors für elektrische Felder	12
3.1.1 Aufbau des Sensors EFOS	18
3.1.2 Eigenschaften des Sensormaterials	24
3.1.3 Test des fiberoptischen Sensors	27
3.2 Spannungsmessung mittels Kerr-Effekt an einer koaxialen Pulsleitung	32
4. Messungen mit EFOS an der Pseudofunkendiode	38
4.1 Physikalische Beschreibung des Pseudofunkens und Motivaton	38
4.2 Ergebnisse	42
4.2.1 Vergleichsmessung verschiedener Sonden im Experiment	42
4.2.2 Übersichtsmessung der elektrischen Feldstärke	43
4.2.3 Einfluß von Strom und Entladedruck auf die Entladung	45
4.2.4 Zeitliche Entwicklung der Feldverteilung	47
4.2.5 Korrelation des E-Feldes mit der Röntgen- und Lichtemission	48
4.2.6 Entstehung einer Raumladungswelle zu Beginn der Entladung	50
4.3 Interpretation der Ergebnisse	52
4.3.1 Ablauf der Pseudofunkenentladung	52
4.3.1.1 Frühe Phase der Entladung	52
4.3.1.2 Späte Phase der Entladung	53
4.3.1.3 Vergleich mit Rechnungen und Messungen anderer Autoren	55
4.3.2 Diskussion der Ergebnisse	56
4.3.3 Vergleich des Pseudofunkens mit anderen Entladunstypen	61
4.3.4 E-Feldverteilung bei Anwesenheit von Raumladungen	65
5. Anhang	67
5.1 Optische Grundlagen	67
5.1.1 Lichtwellenleitertypen und Grundlagen	67
5.1.2 Induzierte Doppelbrechung in BGO - Kristallen	79
5.1.3 Streakkamera (Schmierbildkamera) und Detektorsystem	84
5.2 Fehlerbetrachtung zur Meßmethode	88
5.3 Liste der benutzten Geräte	89
5.4 Literaturverzeichnis	91

1. Einleitung

Das Arbeitsgebiet, aus dem die vorliegende Arbeit hervorgeht, heißt "Erzeugung hoher Energiedichten". Man versucht hochenergetische Ionenstrahlen hoher Leistung zu erzeugen und diese so gut zu fokussieren, daß im Fokus der Ionenstrahl eine Leistungsdichte von TW/cm^2 erreicht.

Mit diesen Strahlen, die man auf ein Festkörpertarget leitet, ist man in der Lage, Materie in extremen Zuständen zu untersuchen, z.B. Modelle für die Zustandsgleichungen experimentell zu überprüfen.

Um diese Leistungsdichten zu erreichen benötigt man Anlagen zur räumlichen und zeitlichen Energiekompression; sie bestehen im wesentlichen aus den in Abbildung 1.1 dargestellten drei Stufen:

Die erste Stufe bildet der Marxgenerator, er liefert die Energie. Ein derartiger Generator besteht hauptsächlich aus Kondensatoren, die parallel aufgeladen und über Funkenschalter seriell entladen werden.

Die zweite Stufe bildet die pulsformende und -übertragende koaxiale Leitung. Sie ist aufgebaut wie ein 50 Ohm Meßkabel, hat lediglich größere Dimensionen (z.B. Durchmesser Außenleiter 0.5 m für die Anlage Pollux II des Kernforschungszentrums Karlsruhe) und einen kleineren Wellenwiderstand (3 Ohm). Das Dielektrikum zwischen Außen- und Innenleiter ist destilliertes Wasser. Diese Leitung formt und überträgt einen Rechteckspannungspuls an das Experiment und dient neben der Pulskompression auch der Anpassung der Impedanzen von Marxgenerator und Experiment.

Das Experiment bildet die dritte Stufe. Da es als Abschlußwiderstand des Koaxialkabels im weiteren Sinne angesehen werden kann, bezeichnet man es oft als Last. Es handelt sich dabei meist um Zweielektrodensysteme (Dioden), die man zur Erzeugung stromstarker Ionenstrahlen benutzt. Man spricht dann von Hochstromionendioden. Ein Beispiel ist die Pseudofunkendiode, die in Abbildung 1.2 dargestellt ist.

Diese Pseudofunkendiode ist ein gasgefülltes Mehrelektrodensystem in spezieller rotationssymmetrischer Geometrie, dessen Zwischenelektroden potentialmäßig frei schwebend sind. Die genaue Funktionsweise dieses plasmaphysikalischen Systems ist noch nicht restlos verstanden. Der Betriebszustand ist wie folgt:

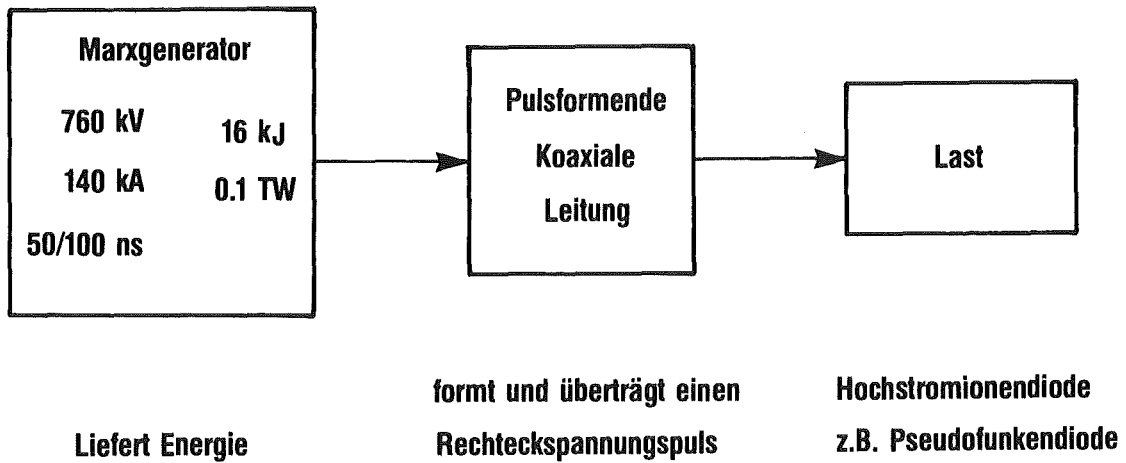


Abbildung 1.1: Prinzipieller Aufbau einer Pulsleistungsanlage und technische Daten der Anlage Pollux II des Kernforschungszentrums Karlsruhe

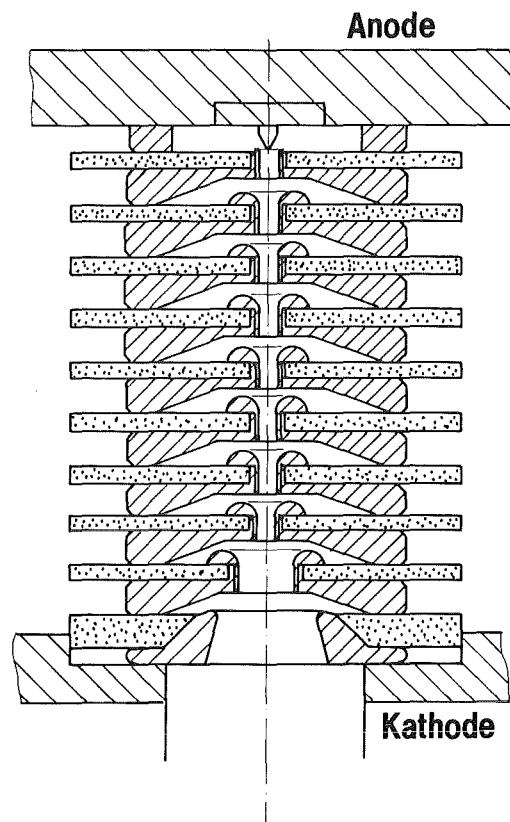


Abbildung 1.2:

Pseudofunkendiode
Gepunktet dargestellt sind
Isolatoren, schraffierte
Teile sind Elektroden

Zwischen Anode und Kathode wird eine Spannung von etwa 200 bis 500 kV gepulst über eine Zeit von 100 ns angelegt. Im Inneren der Diode herrscht ein Gasdruck von etwa 30 Pa (0.3 mbar) Wasserstoff. Die ganze Anordnung befindet sich zur Isolation in entmineralisiertem Wasser.

Während des Betriebes bewegt sich ein enggebündelter Elektronenstrahl durch die Diode zur Anode und erzeugt dort Bremsstrahlung. Eine weitere Röntgenquelle bildet sich im Kathodenplasma aus. Ihre Strahlung ist weit niederenergetischer, die Abstrahlcharakteristik ist eine andere. Zusätzlich wird aus der Kathode ein Ionenstrahl emittiert, dessen Energieverteilung bis zu der der angelegten Spannung entsprechenden Energie reicht (eine ausführlichere Beschreibung ist in Kapitel 4.1 gegeben).

Das technische Ziel dieser Arbeit war, unter diesen extremen Bedingungen die räumliche und zeitliche Verteilung der elektrischen Feldstärke an der Pseudofunkendiode zu ermitteln.

Die Motivation hierzu war:

- Zur Extraktion von Ionen aus einer Diode ist es notwendig, daß Spannung unter gleichzeitigem Stromfluß an der Diode anliegt. Somit ist es erforderlich, die elektrische Feldverteilung zur Beurteilung der Einsatzmöglichkeit der Pseudofunkendiode für die Ionenbeschleunigung zu kennen.
- Frühere Experimente, bei denen oft ein elektrischer Durchschlag durch die Isolatoren im Kathodenbereich erfolgte, lassen auf ein hohes elektrisches Feld in diesem Bereich schließen.

Aus diesen Gründen wurde eine Meßmethode bzw. ein optischer Sensor entwickelt, der berührungsfrei und ohne wesentliche Störung der Feldverteilung (die durch metallische, stromleitende Meßsonden gestört würde) das elektrische Feld mißt. Die Anforderungen sind: hohe Bandbreite, potentialfreie Messung, kleine Dimensionen des Sensors, Unempfindlichkeit gegen elektromagnetische Störfelder (Hochfrequenzfelder), Einsatzfähigkeit auch in chemisch aggressiver Umgebung.

Dieser Sensor, der in Kapitel 3.1 vorgestellt wird, ermöglicht nicht nur die Messung elektrischer Felder an Stellen, wo es bisher überhaupt nicht möglich war zu messen, er versetzt den Anwender zusätzlich in die Lage, mit einer Meßgenauigkeit von etwa 7 Prozent zu messen. Die Genauigkeit

hängt dabei vom Detektorsystem und der Leistung der Lichtquelle ab und ist auf die hier verwendeten Systeme bezogen. Der Sensor wurde zum Patent angemeldet /1.1/.

Das physikalische Ziel der Arbeit war, ein tieferes Verständnis über den Ablauf einer Pseudofunkenentladung, speziell im Hochspannungspulsbetrieb, zu gewinnen. Es wird gezeigt, daß die Entladung charakterisiert ist durch eine Überhöhung der elektrischen Feldstärke zur Kathode hin, und daß an diesem plasmaphysikalischen System, über einen Zeitraum von etwa 40 ns, unter gleichzeitigem Stromfluß, ein elektrisches Feld anliegen kann. Der Aufbau dieses elektrischen Feldes bei gleichzeitigem Stromfluß wird im wesentlichen auf einen induktiven Effekt zurückgeführt. Bedingt durch einen hohen Stromfluß durch das Plasma, übt das azimutale Magnetfeld des Stromes einen magnetischen Druck aus, der das Plasma zu einem etwa 100 μm dünnen Stromfaden (Pinch) komprimiert. In diesem Pinch ist das Plasma etwa 2000 mal dichter als vor der Kompression. Der Stromfaden besitzt eine Gegeninduktivität von $L = 130 \text{ nH}$, die das Ansteigen der elektrischen Feldstärke verursacht. Der Pinch existiert nicht in der Kathodenregion der Diode, so daß seine maximale Länge 8 cm beträgt (bei einer Diodenlänge von 10 cm).

Ebenso werden Parameter für das Verhalten der elektrischen Feldstärke aufgezeigt. Zum Abschluß wird versucht, eine Darstellung des Ablaufs einer Hochleistungs-Pseudofunkenentladung zu geben.

2. Meßbedingungen und Meßmethoden

Aus den in der Einleitung bereits genannten Wertebereichen für Strom, Spannung und Zeitskala

- hohe Ströme im 100 kA-Bereich,
- hohe Spannungen im MV-Bereich,
- kurze Zeiten im ns-Bereich,

ergeben sich folgende kritische Punkte für einen Meßaufbau:

- kleine Anstiegszeiten der Signale, was Probleme mit der Bandbreite ergibt,
- elektromagnetische Störstrahlung während des Pulses bewirkt Probleme bei der Abschirmung
- Erdungsprobleme
- Wunsch nach hoher örtlicher Auflösung, hat das Risiko der Zerstörung der Meßapparatur durch elektrische Überschläge zur Folge.

2.1 Elektrische Meßverfahren und ihre Nachteile

Die bisher übliche Meßmethode ist in Abbildung 2.1 wiedergegeben.

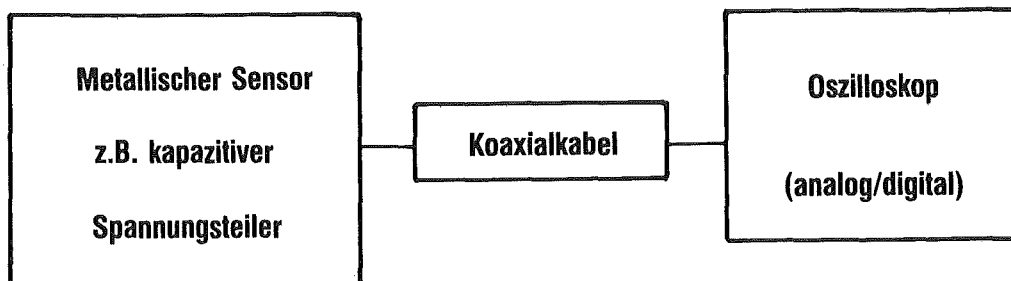


Abbildung 2.1: Herkömmlicher Stand der Meßmethoden

Die Nachteile einer solchen Meßanordnung sind:

- a) Kleine Bandbreite im Bereich von maximal 75 MHz, d.h. die Zeitauf-
lösung beträgt nur 13 Nanosekunden. Die relativ geringe Bandbreite er-
gibt sich aus den Meßbedingungen und dem Konzept der Meßmethode /2.1/.
Die hohen Spannungen im Megavoltbereich erfordern Isolationsabstände
für Teile, die auf unterschiedlichem Potential liegen. Dadurch sind
Grenzen für die Abmessungen der Sonden festgelegt, wie auch durch das
hohe erforderliche Teilerverhältnis von 10^6 . Die Abmessungen be-
stimmen nach /2.1/ die Hochfrequenzeigenschaften.
- b) Man kann mit den metallischen Sensoren oftmals nicht an der Stelle
messen, wo es notwendig ist, wegen der dort auftretenden hohen elek-
trischen Feldstärken (z.B. Feldstärke an den Zwischenelektroden der
Pseudofunkendiode). Man erreicht nur eine geringe örtliche Auflösung
wegen zu großer Abstände Meßpunkt zu Sonde.
- c) Für die Einzelschußexperimente ist es wichtig, so viele Informationen
wie möglich auf einmal und gleichzeitig zu bekommen. Erforderlich da-
für sind viele Zweistrahloszilloskope, die hohe Kosten verursachen.
- d) Es existiert ein hoher Störsignalpegel und Erdungsprobleme treten auf.

Betrachtet man die Pseudofunkendiode (Abbildung 1.2) mit ihren poten-
tialmäßig frei schwebenden Zwischenelektroden, so ist es offensichtlich,
daß die Messung des Potentials einer solchen Zwischenelektrode das Gesamt-
system beeinflusst, da die betreffende Elektrode über den Innenwiderstand
der Hochspannungsmesssonde (ca. 100 M Ω) geerdet wird. Man mißt demnach
an einer verkürzten Diode und die Ergebnisse, bei Messungen an verschie-
denen Elektroden, lassen sich nicht vergleichen.

Für die räumliche und zeitliche Potentialverteilung an der Diode muß man
sich also eine andere Meßmethode überlegen.

2.2 Optische Meßverfahren und ihre Vorteile

Der Aufbau (Abbildung 2.2) einer optischen Messung elektrischer Größen besteht aus einer Lichtquelle (Laser), deren Licht in einen Lichtwellenleiter (LWL) eingekoppelt und zu einem optischen Sensor geführt wird. Von dort wird das Licht erneut über einen Lichtwellenleiter zu einem Detektorsystem weitergeleitet.

Im Anhang Kapitel 5.1.1 wird eine ausführliche Zusammenfassung über Lichtwellenleiter gegeben, besonders im Hinblick auf die Herstellung eines fiberoptischen Sensors und den Einsatz von Lichtwellenleitern in Gebieten mit möglichen Quellen hochenergetischer Strahlung. In Kapitel 5.1.3 wird auf das Detektorsystem eingegangen. Sein wichtigster Bestandteil ist eine Streakkamera (Schmierbildkamera), die eine Zeitauflösung im Picosekundenbereich besitzt. Eine solche Kamera gestattet die zeitliche Beobachtung

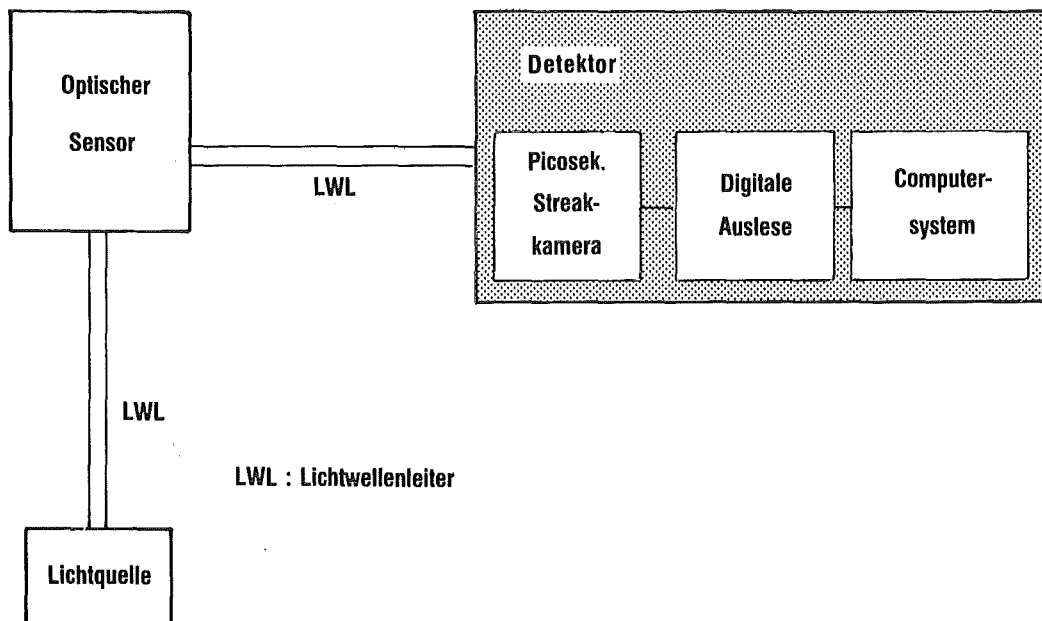


Abbildung 2.2: Meßaufbau zur optischen Messung elektrischer oder magnetischer Felder. Der optische Sensor besteht aus Polarisator, optisch aktivem Medium und Analysator.

eines eindimensionalen Ausschnittes eines Ereignisses, gibt so z.B. den zeitlichen Verlauf der Lichtintensität an einem Lichtwellenleiterende wieder.

Der optische Sensor wird in Kapitel 3 vorgestellt. Er besteht aus einem optisch aktiven Material, das die Polarisationssebene von linear polarisiertem Licht in Abhängigkeit einer anliegenden elektrischen Feldstärke dreht.

Dieser optische Aufbau (Abbildung 2.2) zur Messung elektrischer Größen, mittels analoger Meßdatenerstellung und -übertragung mit Hilfe phasensensitiver Sensoren und Lichtwellenleitertechnik, hat im Gegensatz zu elektrischen Meßverfahren (Abbildung 2.1) folgende Vorteile:

- a) die optischen Sensoren bestehen aus einem Dielektrikum; sie sind also im Gegensatz zu ihren metallischen Vorgängern direkt am Ort hoher elektrischer Feldstärken einsetzbar. Es ist sichergestellt, daß der optische Sensor nicht oder nur unwesentlich die Phänomene stört, die man messen will,
- b) gute örtliche Auflösung, da das Meßsystem miniaturisiert werden kann,
- c) es gibt keine elektromagnetische Pulsbeeinflussung der Meßanordnung, keine Erdungsprobleme,
- d) hohe Bandbreite im 10 GHz-Bereich,
- e) alle Signale sind, unter der Voraussetzung, daß gleiche Lichtwellenleiterlängen benutzt werden, selbst bei Verwendung vieler Meßstellen (das Detektorsystem kann mehr als 40 Signale gleichzeitig erfassen), automatisch synchronisiert, weil nur ein Detektorsystem verwendet wird. Es treten also keine Zeitkorrelationsfehler auf,
- f) bei Ausnutzung aller 40 Meßspuren ergibt sich eine Kostenreduktion per Meßspur um mehr als einen Faktor 10.

Es soll hier nicht der Eindruck erweckt werden, daß die elektrischen Meßverfahren nur Nachteile, die optischen Verfahren nur Vorteile hätten.

Bei den meisten Meßproblemen kommt man oft mit elektrischen Meßverfahren, die einfacher zu handhaben sind, aus. Aber gerade in Fällen, wo mehrere Nachteile des einen Verfahrens überwiegen, ist es notwendig eine Alternative zu haben. Diese Einsatzmöglichkeiten aufzuzeigen, soll diese Auflistung dienen.

3. Optoelektronische Messung elektrischer Felder

Wie in der Abbildung 2.2 prinzipiell gezeigt, wird ein Laserstrahl (Dauerstrich) mittels eines Lichtwellenleiters (LWL) zu einem optischen Sensor geführt; letzterer moduliert die Lichtintensität in Abhängigkeit von einer physikalischen Größe (z.B. elektrisches oder magnetisches Feld). Das modulierte Licht wird wieder über einen Lichtwellenleiter zum Detektor weitergeleitet /3.1 - 3.6/.

Im Sensor wird das Licht zuerst 45 Grad zur Richtung des elektrischen Feldes linear polarisiert und durchdringt dann ein optisch aktives Medium. In diesem wird durch ein elektrisches Feld E Doppelbrechung induziert, so daß der Brechungsindex $n_{||}$ (parallel) und n_{\perp} (senkrecht zum Feld) verschieden ist. Die einfallende linear polarisierte Welle kann man sich zerlegt denken in zwei senkrecht zueinander stehende, linear polarisierte und (wegen der 45 Grad Ausrichtung) intensitätsgleiche Teilwellen, senkrecht und parallel zum Feld, die das optisch aktive Medium auf Grund der unterschiedlichen Brechungsindizes mit unterschiedlicher Ausbreitungsgeschwindigkeit durchlaufen.

Der am Ende des Mediums entstandene Phasenunterschied der Teilwellen führt dazu, daß diese sich i.A. zu elliptisch polarisiertem Licht zusammensetzen. Der Phasenunterschied wird durch einen Analysator in eine Intensitätsänderung des Lichts umgesetzt.

Auch beim Kerreffekt sind es die unterschiedlichen Geschwindigkeiten der Teilwellen senkrecht und parallel zum Feld, die eine Phasendifferenz zwischen den Teilwellen bewirken. Diese Teilwellen werden auch oft O- und E-Strahl genannt. Der O- und E-Strahl setzen sich nach durchlaufen des optisch aktiven Mediums im Allgemeinen zu einer elliptisch polarisierten Welle zusammen (lineare Doppelbrechung).

Die Anwendungen dieser phasensensitiven Sensoren beschränken sich im wesentlichen auf die folgenden drei Effekte:

Effekt	Beobachtungsgröße	Funktionaler Zusammenhang	Medium
Pockels-	E	Δn proport. E (lineare Doppelbr.)	Kristalle z.B. Kaliumdihydrogenphosphat (KDP)
Kerr-	E	Δn proport. E^2 (lineare Doppelbr.)	Flüssigkeiten wie Wasser, Nitrobenzol
Faraday-	B	Δn proport. B (zirkul. Doppelbr.)	Glasstäbe z.B. aus Quarz, auch Lichtwellenleiter

$\Delta n = n_{||} - n_{\perp}$ für lineare Doppelbrechung

$\Delta n = n_L - n_R$ für zirkulare Doppelbrechung, wobei $n_{L,R}$ die Brechungsindizes für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht sind.

3.1 Pockelseffekt und Entwicklung eines Feldsensors für elektrische Felder

Die elektrooptischen Effekte in einem Dielektrikum sind charakterisiert durch zwei elektrische Felder; das eine ist das von außen an das Medium angelegte Feld, das andere das elektrische Feld der Lichtwelle selbst. Im äußeren elektrischen Feld verschieben sich die Ladungen im Kristall, es tritt Polarisation auf. Die Wellenausbreitung des Lichts wird durch die Maxwellgleichungen im Dielektrikum beschrieben /3.7/. Es wird dort die elektrische Verschiebung $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$ eingeführt. Für die Polarisation \vec{P} gilt im isotropen Medium $\vec{P} = (\epsilon - 1) \epsilon_0 \vec{E} = \epsilon_0 \chi \vec{E}$, wobei χ die elektrische Suszeptibilität des Materials ist.

In dielektrischen Kristallen in einem äußeren elektrischen Feld ist χ nicht mehr ein skalarer Faktor, da die elektrische Polarisation nunmehr auch von der Richtung der angelegten elektrischen Feldstärke abhängt. Stattdessen wird χ und ϵ ein Tensor. Im anisotropen Medium, mit je nach Richtung unterschiedlicher Dielektrizitätskonstanten, gibt es somit unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten des Lichts, je nach dem wie die Lichtwelle polarisiert ist und in welcher Richtung sie sich durch das Medium ausbreitet.

Der Pockelseffekt /3.8 - 3.10/ tritt in Kristallen mit induzierbarer Doppelbrechung auf. Der Polarisationszustand von Licht kann beim Durchgang durch derartige Kristalle in einem elektrischen Feld proportional zum Lichtweg und der anliegenden elektrischen Feldstärke geändert werden.

Breitet sich linear polarisiertes Licht gemäß der Abbildung 3.1 /3.10/ durch einen Kristall aus, so wird es i.A. zu elliptisch polarisiertem Licht, auf Grund eines entstandenen Phasenunterschiedes zwischen den Teilwellen senkrecht und parallel zum Feld (aus denen man sich das linear polarisierte Licht zusammengesetzt denken kann), weil die Brechungsindizes in z' - und y' - Richtung voneinander verschieden sind. Die optische Achse (Richtung optischer Isotropie), entlang der es nur einen Brechungsindex gibt, ist die z' - Achse, da gilt:

$$n_{z'} \neq n_{y'} = n_{x'}$$

Eine ausführliche Beschreibung und Ableitung der wichtigsten Formeln ist im Anhang Kapitel 5.1.2 gegeben.

Der Phasenunterschied ist direkt proportional zur von außen angelegten elektrischen Feldstärke; man spricht deshalb auch vom linear elektro-optischen Effekt.

Da das linear polarisierte Licht in einer Ebene schwingt, die 45 Grad gegen die Richtung des E-Feldes geneigt ist, und einen gekreuzten Analysator durchquert, erhält man kein Licht in einem sich nach diesem Analysator befindlichen Detektor solange kein elektrisches Feld am Kristall anliegt. Dies ändert sich erst bei Anlegen des Feldes.

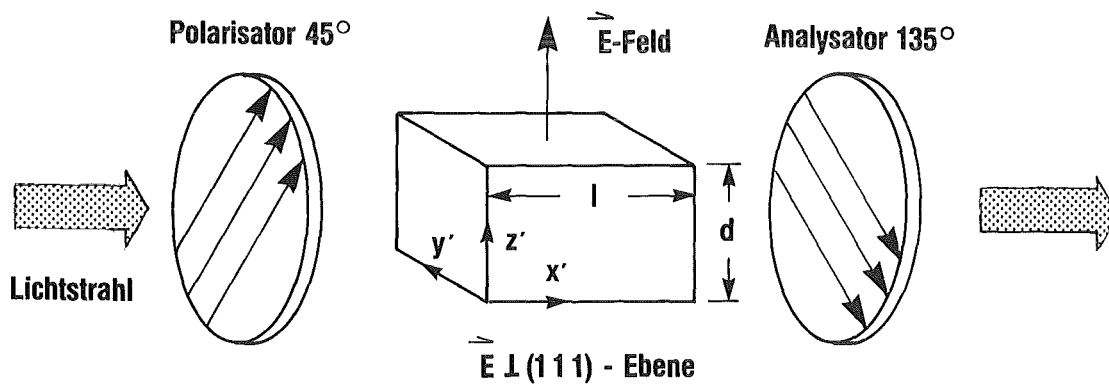


Abbildung 3.1: Skizze des optischen Aufbaus zur Feldstärkemessung mit doppelbrechenden Kristallen und Orientierung des zu messenden elektrischen Feldes zur Kristallachse. Die optische Achse ist parallel zur E-Feldrichtung (z' -Richtung).

Eine Voraussetzung für die Anwendung des Pockelseffektes als Meßsystem für die elektrische Feldstärke ist die homogene, senkrecht zum Lichtweg gerichtete Durchdringung des Kristalls durch das elektrische Feld (siehe Kapitel 5.1.2).

Die Abbildungen 3.3 und 3.4a zeigen die Äquipotentiallinien der in Abbildung 3.2 dargestellten, wasserisolierten Pseudofunkenkammer /3.11/ unter Berücksichtigung der Dielektrizitätskonstanten aller Materialien (Wasser 81, Quarz 4 und Vakuum 1).

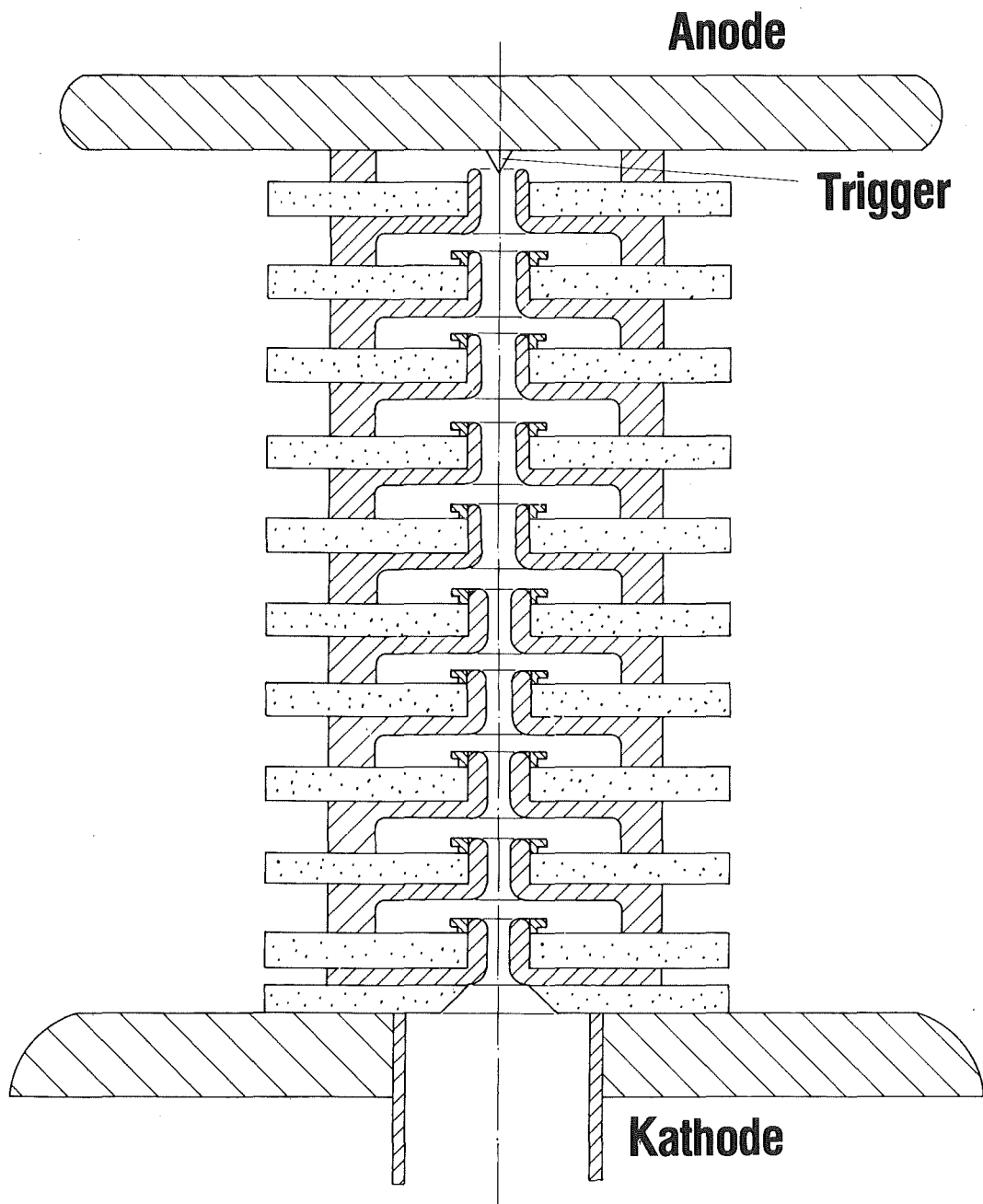


Abbildung 3.2: Pseudofunkendiode

Im Außenraum der Diode zwischen Anode und Kathode befindet sich Wasser mit einer Dielektrizitätskonstanten von 81, die gepunktet dargestellten Isolatoren haben $\epsilon = 4$, im Inneren der Diode befindet sich Wasserstoffgas mit $\epsilon = 1$.

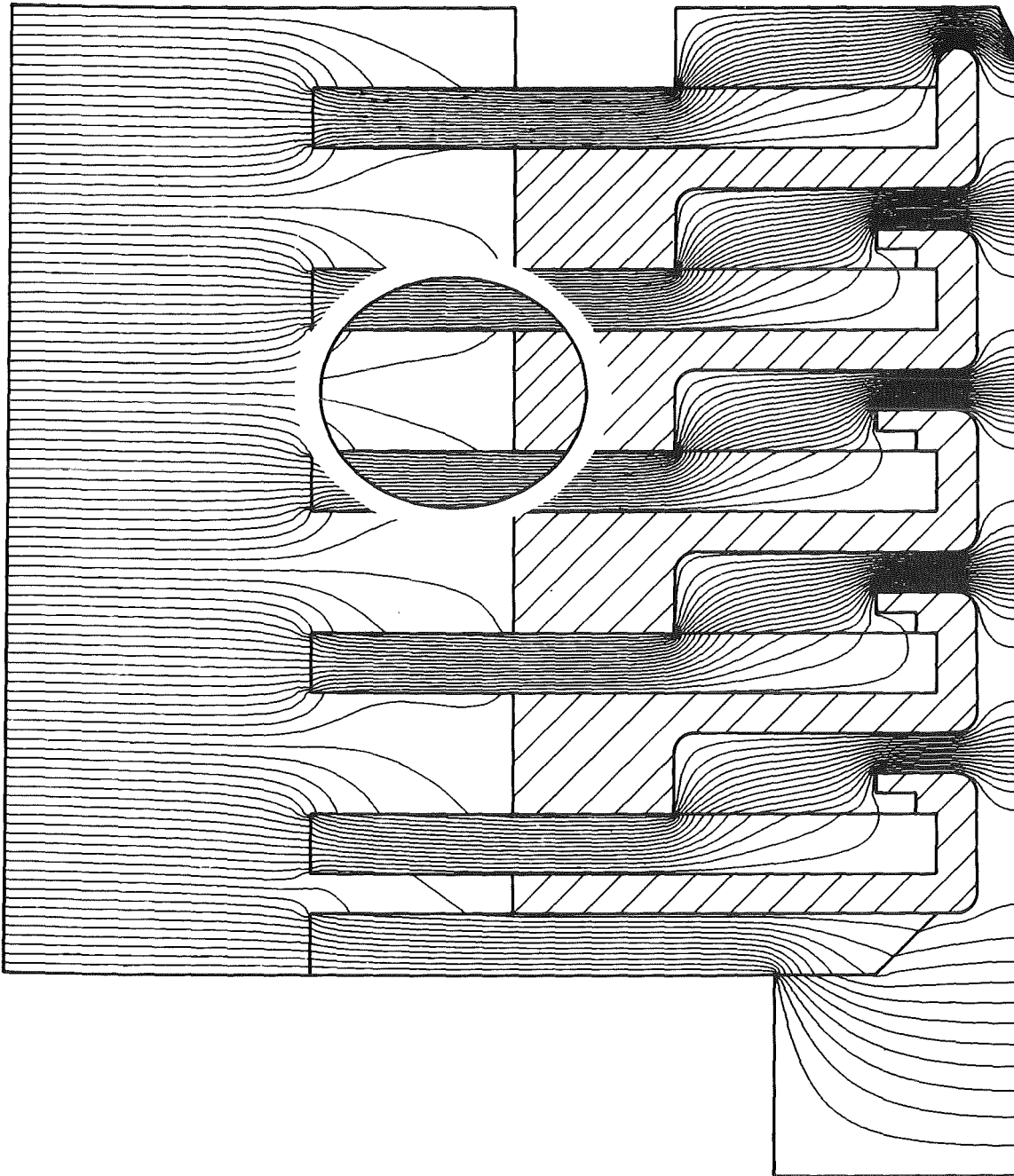


Abbildung 3.3: Äquipotentiallinien einer hier verkürzten Pseudofunktendiode. Der angedeutete Ausschnitt entspricht der Abbildung 3.4a.

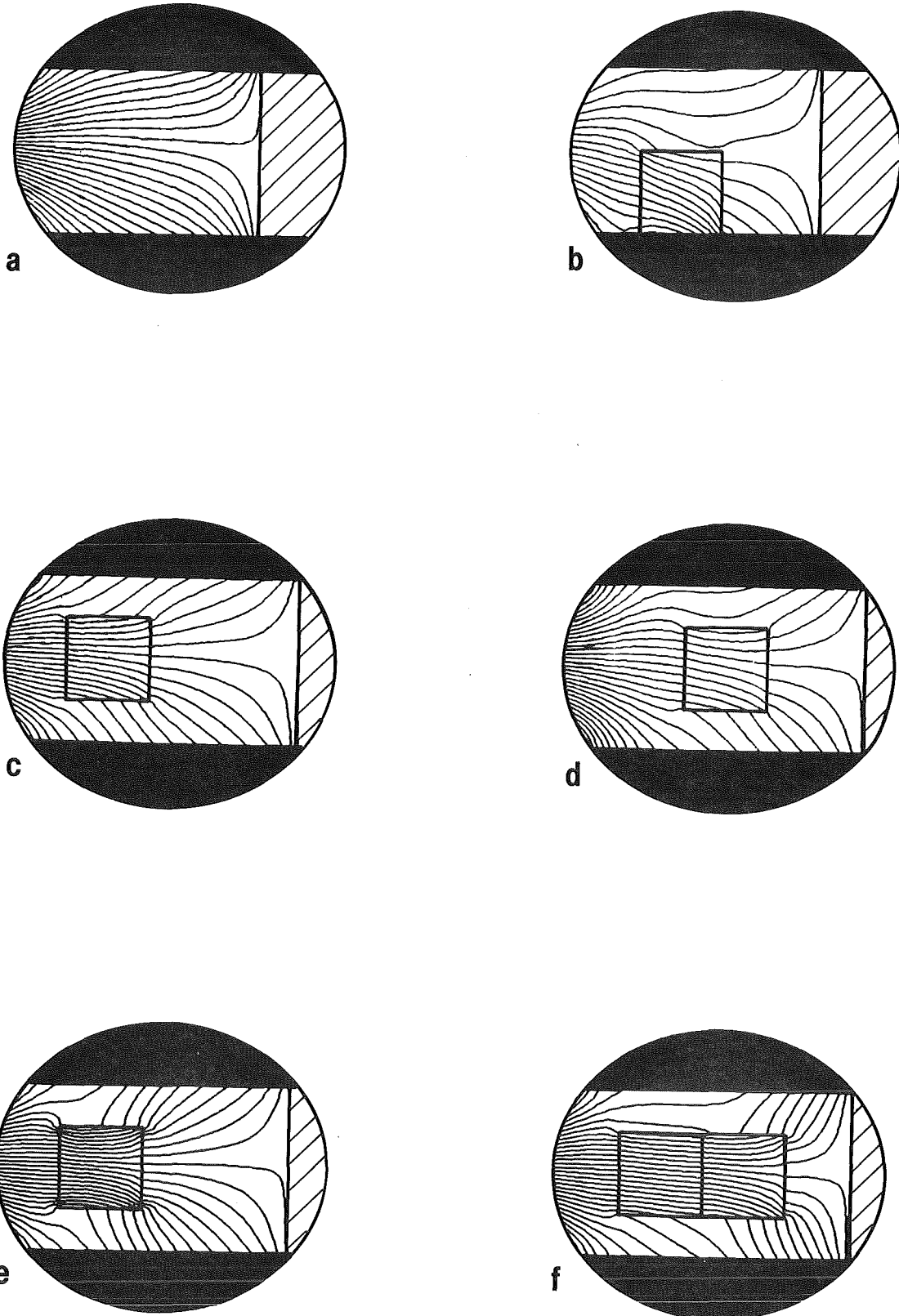


Abbildung 3.4: Mit höherer Liniendichte dargestellter Ausschnitt aus der Isolator-Elektrodenregion. Die Erklärungen der Abbildungen b-f sind im Text gegeben.

Die Rechnungen gehen vom elektrostatischen Fall aus und wurden numerisch mit Hilfe der Methode der randangepaßten Koordinaten durchgeführt /3.12/. Man erkennt, daß in der Region zwischen den Isolatoren in der Nähe der potentialmäßig frei schwebenden Elektroden die Äquipotentiallinien und damit die Feldlinien nicht parallel verlaufen und stark verdünnt sind. Dies ändert sich beim Einfügen des Kristalles mit einer Dielektrizitätskonstanten $\epsilon = 20$ nur unwesentlich; es läßt sich auch nicht einrichten, daß das elektrische Feld auf zwei gegenüberliegenden Kristalloberflächen senkrecht steht (siehe Abb. 3.4b - d). Dies ist jedoch erforderlich, weil man bei einer anderen Orientierung nur senkrechte Komponenten des elektrischen Feldes aber nicht das ganze Feld messen würde.

Betrachtet man die Abbildung 3.4e, in der der Wert von ϵ des Kristalls versuchsweise zwei ist, jedoch genauer, so erkennt man, daß die Äquipotentiallinien in das Material mit dem kleineren ϵ gezogen werden; sie drängen vom Gebiet mit großem ϵ (Wasser) in das Gebiet mit geringerem ϵ (hier $\epsilon = 2$).

Durch diese Überlegung wurde gefunden, welche Anordnung zu wählen ist, um optimale Verhältnisse für den E-Feldsensor zu schaffen. Man setzt nach Abb. 3.4f einen Körper gleicher Gestalt wie der Kristall mit einer kleineren Dielektrizitätskonstanten (z.B. $\epsilon = 4$ wie der Isolator) neben den Kristall ($\epsilon = 20$) in Richtung Elektrode. Dieser Körper wirkt wie eine Potentiallinienlinse und macht die Potentiallinien, sowie die Feldlinien, die senkrecht auf den Äquipotentiallinien stehen, befriedigend parallel.

Die Feldlinienverteilung gemäß Abbildung 3.4a wird durch die Anordnung 3.4f beeinflusst. Aber durch die Äquipotentiallinienlinse erreicht man eine Unempfindlichkeit gegen etwaige Abweichungen von der berechneten Einbaulage. Das Hauptinteresse bei den Messungen gilt primär dem Verlauf der elektrischen Feldstärke an den einzelnen Elektroden, d.h. der relative Feldverlauf soll gemessen werden. Der absolute Wert der elektrischen Feldstärke ist dabei zuerst von untergeordneter Wichtigkeit. Auf diesen Punkt wird im Kapitel 3.1.3 und 4.3.2 noch näher eingegangen.

3.1.1 Aufbau des Sensors EFOS

Entgegen der Abbildung 3.1 hat es sich als vorteilhaft erwiesen, wenn man den Polarisator parallel zum Analysator ausrichtet. Man bekommt dann bei der Messung automatisch I_0 (die maximale Intensität ohne elektrisches Feld) und kann die Lichtverstärkung der Schmierbildkamera so einstellen, daß sie nicht in Sättigung gerät. Es ergibt sich der in Abbildung 3.5 gezeigte mathematische Zusammenhang. Die Herleitung dieser Formel ist im Anhang Kapitel 5.1.2 gegeben.

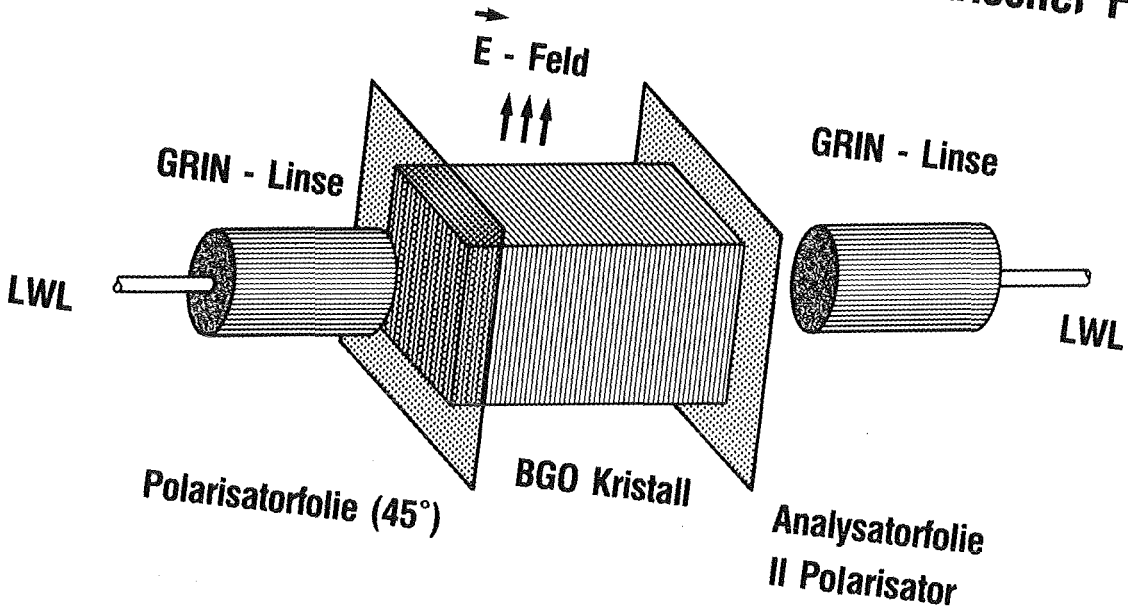
Der Aufbau des Sensors ist in Abbildung 3.6 gezeigt. Das aus dem Lichtwellenleiter (LWL) divergent austretende Licht durchläuft eine GRIN-Linse, wird dadurch parallel, um dann mittels einer Polarisatorfolie 45 Grad zum zu messenden elektrischen Feld linear polarisiert zu werden. (GRIN steht für Graded-Index, es handelt sich bei diesen Linsen um spezielle, für die LWL-Technik entwickelte, zylinderförmige Linsen, die so dotiert sind, daß auf eine Stirnfläche einfallendes, paralleles Licht in den Brennpunkt im

Abbildung 3.5:

Mathematischer Zusammenhang der physikalischen Größen. $E(t)$ ist die außen am Kristall anliegende Feldstärke.

$I(t) = I_0 \cos^2 \left\{ \frac{\sqrt{3} \pi}{2 \lambda_0} n_0^3 r_{41} L \cdot E(t) \right\}$	
$I(t)$ I_0 n_0 r_{41} L λ_0 $E(t)$	<p>Lichtintensität bei angelegtem E -Feld $E(t)$</p> <p>maximale Lichtintensität (ohne elektr. Feld)</p> <p>Brechungsindex von BGO = 2.0975</p> <p>elektrooptischer Koeffizient = $0.95 \cdot 10^{-12} \text{m/V}$</p> <p>Länge des Kristalls = 7.5 mm</p> <p>Wellenlänge der Lichtquelle = 633 nm</p> <p>Betrag der elektr. Feldstärke</p>
$E(t) = \frac{2 \lambda_0}{\sqrt{3} \pi n_0^3 r_{41} L} \arccos \sqrt{\frac{I(t)}{I_0}}$	

EFOS Fiberoptischer Sensor zur Messung elektrischer Felder



a)

BGO : $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ Kristall mit (1 1 1) - Ebene $\perp \vec{E}$

b)

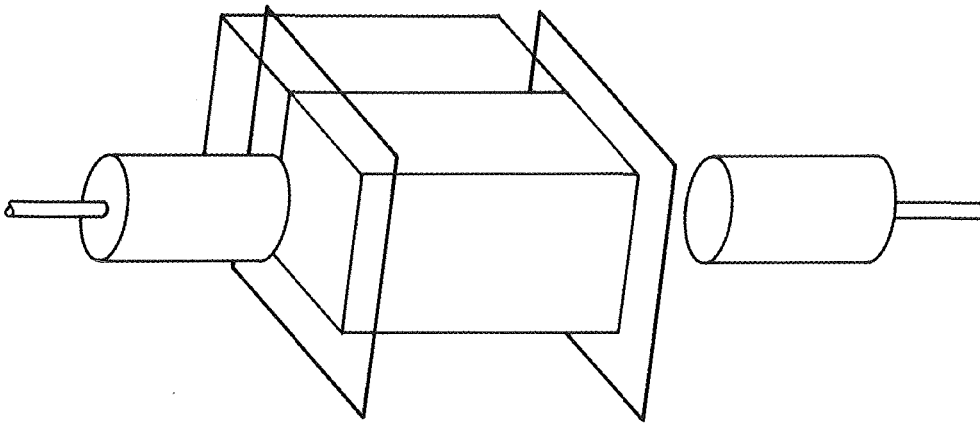


Abbildung 3.6: a) Aufbau des fiberoptischen Sensors EFOS
b) mit Potentiallinienlinse

Zentrum der gegenüberliegenden Stirnfläche fokussiert wird). Danach tritt das linear polarisierte Licht parallel durch den Meßkristall, der so geschnitten sein muß, daß die (1 1 1)-Ebene senkrecht zum zu messenden elektrischen Feld steht. Eine etwaige Drehung der Polarisationssebene des Lichts wird durch die Analysatorfolie, die parallel zum Polarisator ausgerichtet ist, in eine Intensitätsänderung des Lichts umgesetzt. Letzteres wird dann über eine weitere GRIN-Linse in einen LWL eingekoppelt und gelangt so zum Detektor.

Die in Kapitel 3.1 vorgestellte "Potentiallinienlinse" ist gemäß der Abbildung 3.6b angebracht und als Träger für den Kristall und die Lichtzuführung ausgebildet.

Für die Meßgrößen $I(t)$ und I_0 erhält man den in Abbildung 3.5 bereits gezeigten mathematischen Zusammenhang. Daraus läßt sich dann das außen am Kristall anliegende elektrische Feld $E(t)$ berechnen. Abbildung 3.7 zeigt den Zusammenhang in einer Grafik, Abbildung 3.8 zeigt die Simulation des Antwortverhaltens des Sensors auf ein fiktives sinusförmiges elektrisches Feld.

Solange ein Umkehrpunkt wie in Abbildung 3.8 bei $t = 50$ ns (in der Intensitätskurve) nicht mit einem Maximum oder Minimum zusammenfällt, ist aus dem zeitlichen Verlauf der Intensität eindeutig das E-Feld als Funktion der Zeit berechenbar. Andernfalls benutzt man zusätzlich einen zweiten Kristall unterschiedlicher Länge; durch Vergleich der beiden Kurven wird $E(t)$ eindeutig bestimmbar.

Es gibt für stetige Funktionen jedoch noch eine einfachere Möglichkeit, das E-Feld eindeutig zu bestimmen. Aus Abb. 3.8 erkennt man, daß die Frequenz der Funktion I/I_0 mit der zeitlichen Ableitung des E-Feldes verknüpft ist; dies und die Bedingung, daß am Ende des Pulses $E = 0$ gelten muß, läßt je nach Signalart schon die eindeutige Rückrechnung auf $E(t)$ zu.

Ein Vorteil dieser stark drehenden Kristalle ist, daß man keine so hohe Anforderung an die Dynamik des Detektors, in diesem Falle an die Streakkamera, stellen muß. Bei genügend hoher Feldamplitude erreicht man eine hohe Genauigkeit des gemessenen E-Feldes allein durch das Abzählen der Maxima. Der Fehler, den man dabei begeht, ist umgekehrt proportional zur Wurzel der Anzahl der Maxima und sinkt daher für große Feldwerte ab. Das Verfahren der elektrischen Feld-/Spannungsmessung ähnelt dem eines elektronischen Digital-zu-Analog-Wandlers.

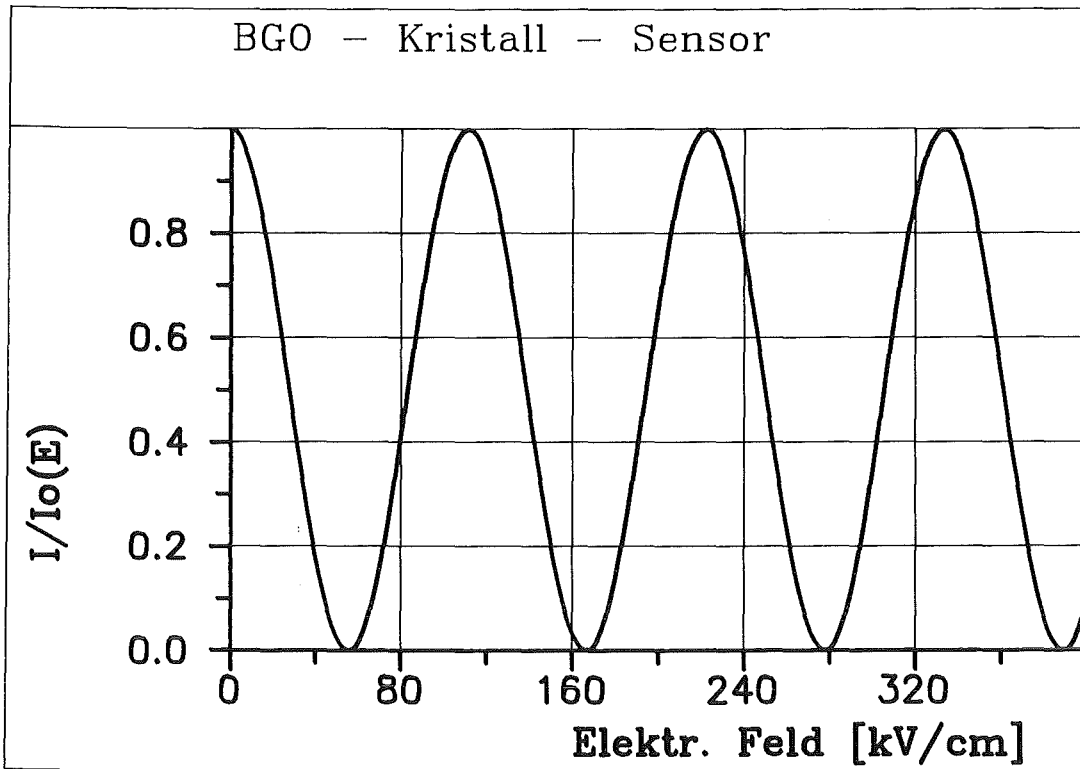


Abbildung 3.7: Graphische Darstellung der Formel aus Abbildung 3.5

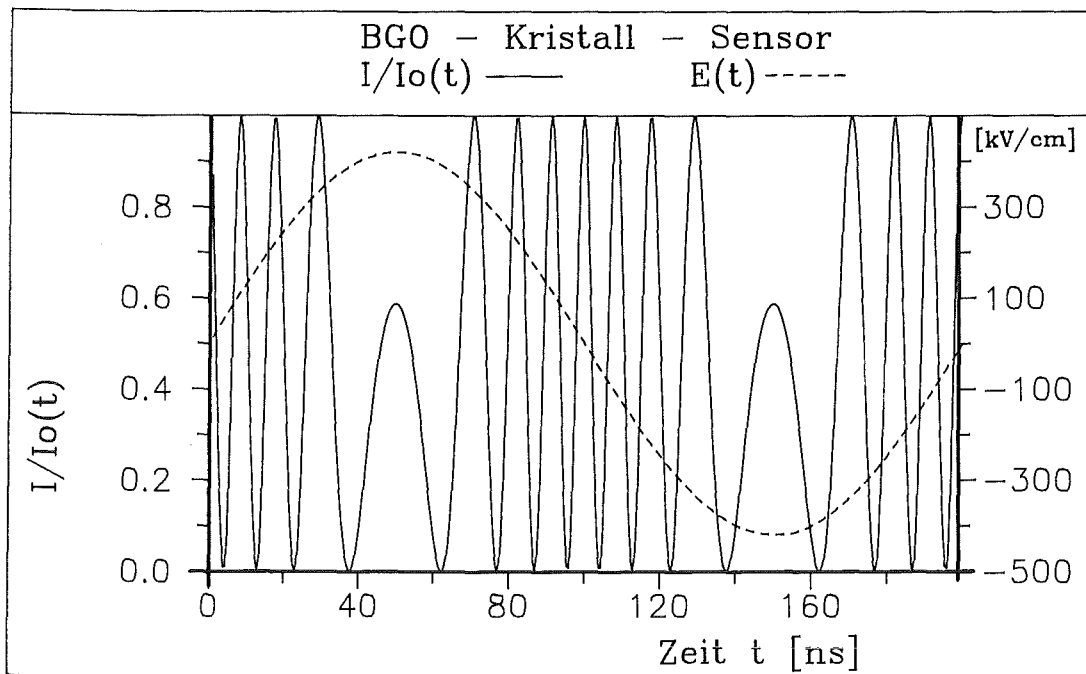


Abbildung 3.8: Simulation des Antwortverhaltens des Sensors auf ein von der Zeit sinusförmig abhängiges elektrisches Feld.

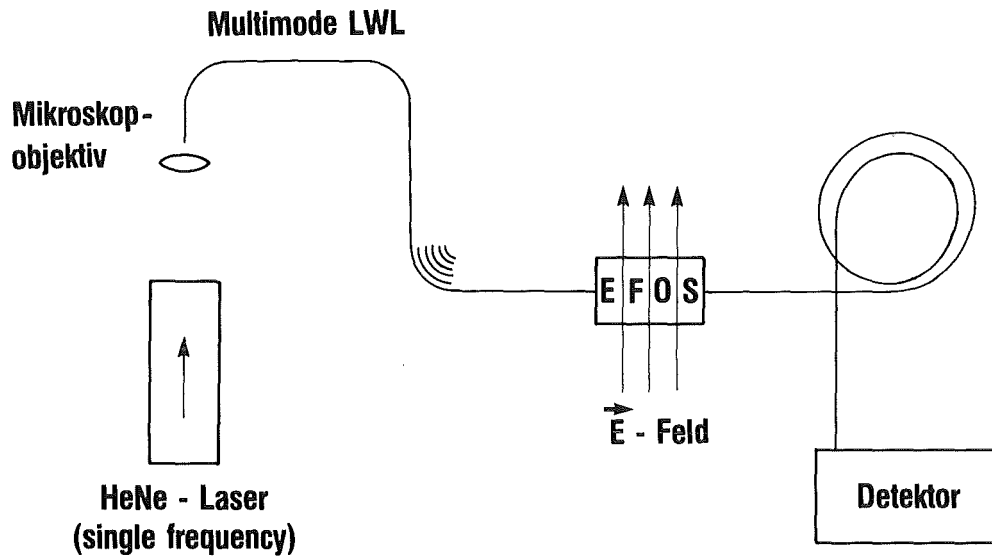
Die Hochfrequenzeigenschaften des Kristallsensors werden im wesentlichen durch den Lichtweg bzw. die Zeitdauer, die das Licht durch den Kristall benötigt, bestimmt /3.10/. Man berechnet daraus eine Grenzfrequenz von ca. 40 GHz für einen 9 mm langen Kristall.

Der Sensor wird nach diesem hier geschilderten Verfahren in Transmission betrieben. Eine Anordnung mit doppelter Transmission des Kristalls wäre denkbar, d.h. das Licht würde nach Durchlaufen des Kristalls nicht durch die zweite GRIN-Linse in den LWL eingekoppelt werden, sondern mit Hilfe eines Spiegels reflektiert werden und wieder zurücklaufen. Dieses Verfahren hat jedoch zwei entscheidende Nachteile:

- 1.) Es muß mit Strahlteiler gearbeitet werden, was die Lichtintensität um mindestens einen Faktor zwei senkt. Dies ist im Hinblick auf hohe Zeitauflösung im 10 ns-Bereich oder kleiner mit den heute für die Lichtwellenleitertechnik nutzbaren Lichtquellen sehr nachteilig für die Empfindlichkeit des Meßverfahrens, da sich das Signal-zu-Rausch-Verhältnis stark verkleinert.
- 2.) Zur Reflexion benötigt man einen Spiegel der üblicherweise eine metallische Oberfläche aufweist. Dies ist für die Hochspannungs- bzw. Durchschlagsfestigkeit der Anordnung indiskutabel, ebenso beeinflusst er die zu messende Feldverteilung.
- 3.) Die Kristallgeometrie ergibt sich durch eine Abwägung der geforderten Empfindlichkeit (Länge des Kristalls) und der geforderten geometrischen Abmessungen. Bei einer Anordnung mit Reflexion würde der Kristall zwar nur halb so lang sein, aber zusammen mit den anderen erforderlichen Bauteilen würde die gewünschte Maximalgröße überschritten.

Die Abbildung 3.9 zeigt den zur Messung mit EFOS (E-Feld Fiber-Optischer-Sensor) notwendigen Meßaufbau.

Optoelektronische Messung von elektrischen Feldern



LWL = Lichtwellenleiter

EFOS = Faseroptischer Sensor für elektrische Feldstärke

Abbildung 3.9: Aufbau zur optoelektronischen Messung elektrischer Felder

3.1.2 Eigenschaften des Sensormaterials

Die für elektrooptische Aufgaben einsetzbaren bekannten Kristalle, wie z.B. Kaliumdihydrogenphosphat (KDP), sind wasserlöslich /3.10/.

Man findet jedoch Wismut-Germanat und -silikat Kristalle die wasserunlöslich sind und ausreichende Empfindlichkeit und Spannungsfestigkeit besitzen.

Es handelt sich dabei um kubische Kristalle der Gruppe $\bar{4}3m$ mit dem Brechungsindex $n(\text{BGO}) = 2.0975 \pm 0.014 \%$ bei einer Wellenlänge von 632.8 nm und einem elektrooptischen Koeffizienten $r_{41} = 0.95 \cdot 10^{-12} \text{ m/V} \pm 1.05 \%$ (für BSO gilt $n = 2.0211 \pm 0.015 \%$, $r_{41} = 0.54 \cdot 10^{-12} \text{ m/V} \pm 1.85 \%$) /3.13 - 3.14/ .

Ein weiterer Vorteil des Materials wegen der Punktgruppensymmetrie $\bar{4}3m$ ist, daß es keine natürliche Doppelbrechung (Doppelbrechung ohne ein von außen angelegtes E-Feld) und keine Pyroelektrizität zeigt. Diese Effekte bestimmen im Allgemeinen das Temperaturverhalten des Sensors. Somit zeigt ein BGO/BSO-Sensor keine Temperaturabhängigkeit in seinem Verhalten.

Die Abbildung 3.10 zeigt die Abhängigkeit der relativen Dielektrizitätskonstanten von BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) und BSO ($\text{Bi}_4\text{Si}_3\text{O}_{12}$) als Funktion der Frequenz /3.15/. Man erkennt, daß ϵ (BGO) von 23.2 bei 100 Hz auf 16.4 bei Frequenzen um 10^5 Hz abnimmt und konstant bleibt, während für BSO die Dielektrizitätskonstante im angegebenen Frequenzbereich konstant ist. Da die Grundfrequenz unserer Hochspannungsanlage im 10 MHz-Bereich liegt kann $\epsilon = 16.4$ für BGO angenommen werden.

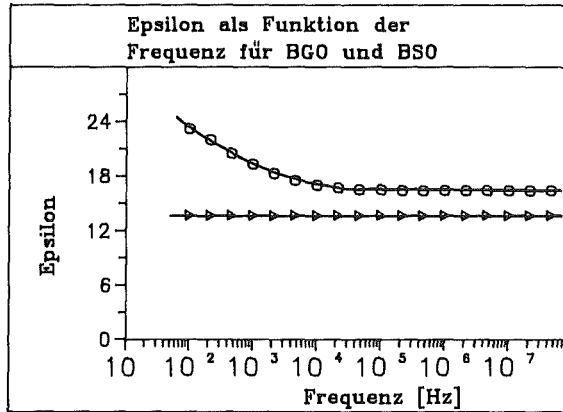
Abbildung 3.11 a und b zeigen die Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten. Die Werte unterhalb Raumtemperatur sind nicht eingetragen, da sie von denen bei Raumtemperatur nicht abweichen. Der Anstieg von Epsilon mit der Temperatur erfolgt in zwei Stufen:

- i) ϵ steigt bis ca. 180 Grad für alle Frequenzen langsam an,
- ii) über $T = 180$ Grad erfolgt ein starker, frequenzabhängiger Anstieg.

Kristalle mit einer oder mehreren polaren Achsen (dazu gehört die Gruppe $\bar{4}3m$) oder fehlendem Symmetriezentrum weisen den piezoelektrischen Effekt auf /3.16 - 3.18/, d.h. durch Druck oder Drehung werden Ladungsträger auf Kristallflächen erzeugt. Dieser Effekt ist umkehrbar. Wird ein piezoelektrischer Kristall derart in ein elektrisches Feld gebracht, daß die elek-

Abbildung 3.10:

Verlauf der relativen Dielektrizitätskonstanten von BGO \circ und BSO \blacktriangleright als Funktion der Frequenz /3.15/.

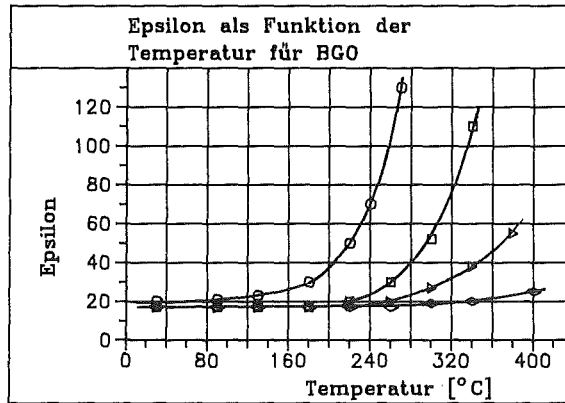


a)

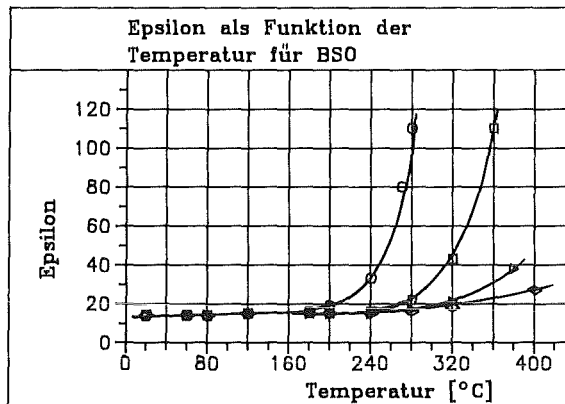
Abbildung 3.11:

Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten von BGO und BSO von der Temperatur, bei verschiedenen Frequenzen /3.15/.

\circ 10^3 Hz, \square 10^4 Hz, \blacktriangleright 10^5 Hz
und \diamond 10^6 Hz



b)

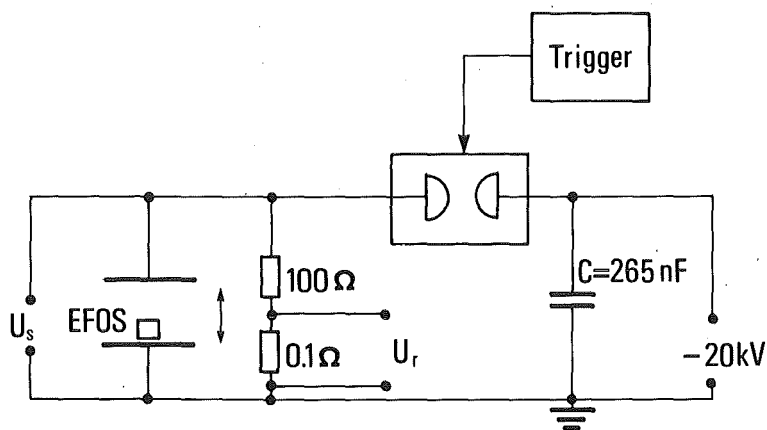


trische Feldrichtung in die Richtung einer piezoelektrischen polaren Achse fällt, so wird der Kristall in bestimmten Richtungen komprimiert. Man spricht dann vom reziproken piezoelektrischen Effekt. Der Kristall kann auf diese Weise zum Schwingen gebracht werden; die Frequenz ist proportional zur Wurzel des Quotienten aus Elastizitätsmodul und Dichte, sowie umgekehrt proportional zu den Abmessungen des Kristalls, d.h. je größer der Kristall ist, desto tiefer liegt seine Frequenz. Für die hier benutzten Kristalle ergeben Abschätzungen Resonanzfrequenzen im 100 kHz-Bereich, so daß der Einsatzbereich des Sensors (100 ns Zeitskala) deutlich oberhalb liegt und somit keine Schwierigkeiten zu erwarten sind. Der Piezoeffekt ist linear, d.h. proportional zur elektrischen Feldstärke. Eine Deformation, die dem Quadrat des angelegten elektrischen Feldes proportional ist heißt Elektrostriktion. Dieser Effekt ist jedoch wesentlich geringer als der Piezoeffekt und kann deshalb vernachlässigt werden.

3.1.3 Test des fiberoptischen Sensors

Mit dem in Abbildung 3.12 dargestellten Testaufbau wurde der fiberoptische Sensor (ohne Potentiallinienlinse) im Vergleich mit zwei in diesem Meßbereich noch möglichen rein elektrischen Meßverfahren erprobt. Die Messung erfolgte in Wasser; der Plattenabstand des Testkondensators entsprach der Kristalldicke, so daß keine Feldverdrängungseffekte auf Grund verschiedener Dielektrizitätskonstanten (wie in Kapitel 3.1 gezeigt) zu erwarten sind. Die Spannung berechnet sich dann einfach aus dem Produkt von gemessener Feldstärke und dem Plattenabstand (hier 2.5 mm).

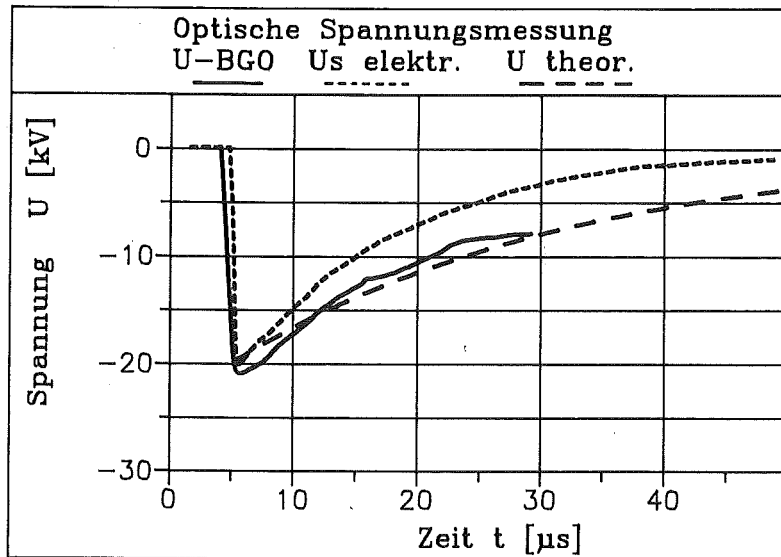
Obwohl der Sensor für wesentlich höhere elektrische Feldstärken entwickelt wurde, arbeitet er auch bei diesen kleineren Werten schon sehr gut. Die Abbildungen 3.13 a - c zeigen die Auswertung einiger Messungen. Die durchgezogene Kurve zeigt stets das Sensorsignal (BGO-Kristall), die gestrichelten Kurven geben die elektrischen Signale wieder; dabei bedeutet U_s die Spannung, die mittels einer Hochspannungssonde gemessen wurde, U_{theo} die nach dem Netzwerk berechnete Spannung und U_r die mittels eines ohmschen Teilers gemessene Spannung. Die Ergebnisse des Tests lassen sich wie folgt zusammenfassen:



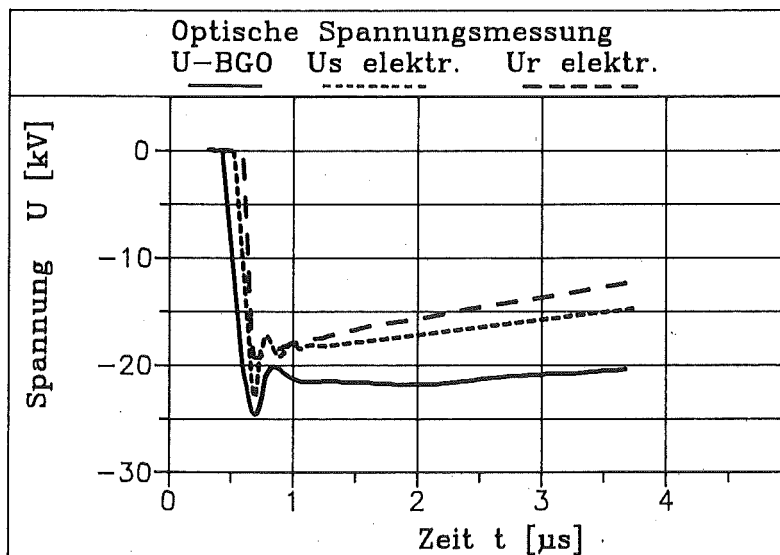
Sonde : Tektronix P 6015 (Maximal 40 kV gepulst, 75 MHz Bandbreite)
Oszilloskop : Tektronix 7844, 1 M Ω Einschub 7 A 18 (75 MHz, Anstiegszeit ~5 nsec),
Zeitbasis 7 B 80

Abbildung 3.12: Testaufbau zur Funktionsprüfung des Sensors

a)



b)



c)

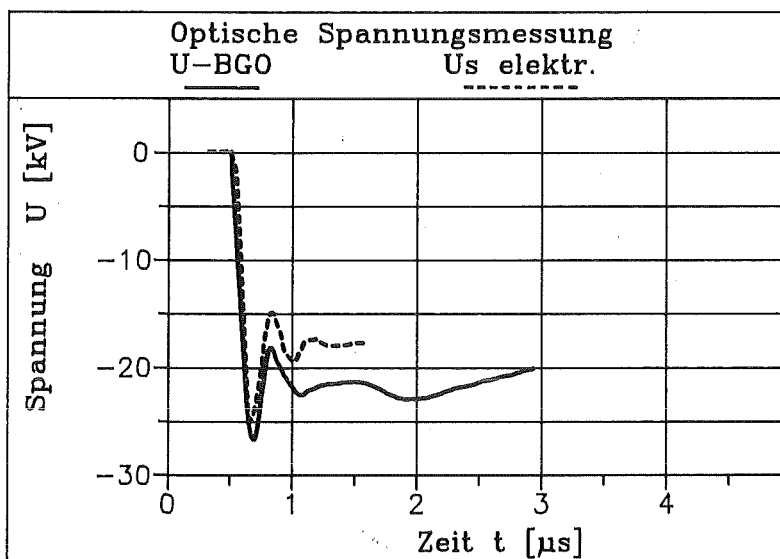


Abbildung 3.13: Testergebnisse

Die mit Hilfe des Sensors ermittelten und die elektrisch gemessene Spannung stimmen in der Amplitude bis auf etwa 4 Prozent überein. Die Abklingzeit (RC-Zeitkonstante) der elektrisch gemessenen Signale ist deutlich kleiner als die des Sensorsignales, letztere stimmt jedoch bis auf weniger als 5 Prozent mit der theoretischen Netzwerkanalyse überein. Betrachtet man die Signale in einem kleineren Zeitbereich, so erkennt man auch die Feinstruktur der Signale auf Grund von Streukapazitäten und -induktivitäten. Sowohl das elektrische (Sonde) als auch das optische (Sensor) Signal zeigen die Überschwinger in der Spannung; die Schwingungsdauer stimmt auf besser 5 Prozent überein (Abbildung 3.13c). Die Abbildung 3.13c zeigt im Vergleich zu 3.13b eine bessere Übereinstimmung der Signale. Etwaige Fehlerquellen beim Vergleich können durch die Bildverarbeitung der Signale auftreten, da die elektrischen Kurven von einem Oszilloskop fotografiert und anschließend digitalisiert wurden. Die optischen Signale sind nach der Auswertung bereits als Datensätze im Rechnersystem vorhanden. Zum rechnerischen Vergleich wurden jeweils die Originaldaten herangezogen und nicht die, die nach der Bildverarbeitung vorhanden sind.

Was jedoch die elektrischen Messungen falsch wiedergeben, ist die Anstiegszeit der Signale, sowie das oben bereits erwähnte Abklingen; das Amplitudenverhältnis der Überschwinger ist ebenfalls verschieden. Diese Punkte würden sich jedoch durch eine Neigung der elektrischen Sonden zum Differenzieren erklären lassen; sie würden demzufolge schnellere Signale vortäuschen, als real vorhanden sind. Dieses Verhalten kann durch ein kapazitives Übersprechen der elektrischen Bauteile der Sonden erklärt werden.

Abschließende Überlegungen zur EFOS-Messung an der Pseudofunkendiode

Wie in den vorangegangenen Kapiteln gezeigt wurde, liefert der Sensor den zeitlichen Verlauf der elektrischen Feldstärke, der qualitativ richtig ist. Der Vergleich der Feldstärkesignale an den verschiedenen Elektroden (Aufgabenstellung) ist somit gewährleistet.

Darüber hinaus ist es aber auch möglich, quantitative Aussagen zu machen. Über die Potentialrechnungen gewinnt man einen wesentlichen Einblick in die Meßsituation. Alle Faktoren zu erfassen ist jedoch nicht möglich. In

der vorgestellten Meßanordnung blieben bisher die folgenden Faktoren unberücksichtigt:

- die Befestigung des Sensors am Meßpunkt, besonders im Hinblick auf den Einfluß der Dielektrizitätskonstanten und die genaue Position des Sensors,
- eine azimutale Verzerrung des Feldes in Bezug auf die Pseudofunkengeometrie,
- etwaige Inhomogenitäten der Feldverteilung im Diodenraum, auf Grund von Abweichungen der den Rechnungen zugrundeliegenden Idealgeometrie zu der realen, technischen Ausführung (Flansche etc.) und dem Übergang der koaxialen zur axialen Geometrie im Diodenraum.

Zur Überprüfung der Signale des fiberoptischen Sensors ist es somit angebracht, die Feldstärkesignale am Anfang des Pulses (vor der Vorentladung im Plasmasystem) mit dem Spannungssignal zu vergleichen. Da die Zwischenelektroden potentialmäßig frei schweben, ist zum Pulsbeginn eine lineare Spannungsteilung vorhanden, so daß die elektrische Feldstärke im Meßgebiet durch den Quotienten von Spannung und Diodenlänge gegeben ist.

Dieser Wert muß je nach Position des Sensors, multipliziert werden mit einem Geometriefaktor, der die Verdünnung der Feldlinien in der Isolator-Elektrodenregion (mit Kristall) berücksichtigt. Bei den folgenden Messungen war der Sensor so weit außen plaziert, daß das gemessene elektrische Feld praktisch ungeschwächt ist.

Bei etwaigen Abweichungen des Feldstärkewertes auf Grund der vorher genannten Faktoren, kann eine Renormierung der Feldstärke vorgenommen werden. Damit sind dann quantitative Aussagen über die Feldstärkeverhältnisse auch während der Entladung in der Pseudofunkendiode möglich.

Zur Frage der Empfindlichkeit des Meßsystems

Das kleinste noch nachweisbare elektrische Feld hängt ab von den Kristalldimensionen, vom Detektorsystem und der Leistung der Lichtquelle. Kann man in unserem Spezialfall (für hohe elektrische Felder konzipiert) eine minimale Intensitätsänderung von 5 Prozent nachweisen, so entspricht dies einem minimal nachweisbaren E-Feld von 8 kV/cm; dabei wurde eine Zeitskala von maximal 100 ns angenommen.

Das maximal nachweisbare elektrische Feld hängt ab von der Durchschlagsfestigkeit des Sensors und der Linearität der Antwort des Kristalls sowie dessen Dimensionen. Bisher konnte eine obere Grenze noch nicht festgestellt werden.

Um einen von dem fiberoptischen Sensor unabhängigen Test des Nachweisystems zu erhalten, wurde eine zusätzliche Messung durchgeführt, die gleichzeitig einen Vergleich zwischen elektrischen und optischen Meßverfahren an einer Pulsleitung erbrachte (Kapitel 3.2 Spannungsmessung mittels Kerr-Effekt an einer koaxialen Pulsleitung).

3.2 Spannungsmessung mittels Kerr-Effekt an einer koaxialen Pulsleitung

Der Kerreffekt ist ebenfalls charakterisiert durch zwei elektrische Felder; das eine ist das von außen an die Kerrzelle angelegte Feld, das andere das elektrische Feld der Lichtwelle selbst /3.19/.

Im äußeren elektrischen Feld richten sich die Moleküle des Mediums (hier Wasser) in der Kerrzelle auf Grund ihres Dipolmomentes aus. Wegen dieser bevorzugten Orientierung kommt es bei der Ausbreitung des Lichts (elektrisches Feld) zu einer Anisotropie im Medium. Es tritt lineare Doppelbrechung auf. Die Folge sind zwei unterschiedliche Brechungsindizes parallel und senkrecht zum äußeren Feld /3.9/. Durchstrahlt nun linear polarisiertes Licht derart das Medium im elektrischen Feld, daß die Schwingungsebene des linear polarisierten Lichts 45 Grad gegen die Richtung des elektrischen Feldes geneigt ist, so erhält man zwei intensitätsgleiche linear polarisierte Teilwellen parallel und senkrecht zum Feld. Es sind dies der ordentliche Strahl O (gehört dem Snellius' schen Brechungsgesetz) und der außerordentliche Strahl E. Sie fallen beim Kerreffekt räumlich zusammen und legen den gleichen Weg zurück /3.20/. Auf Grund der unterschiedlichen wirksamen Brechungsindizes durchlaufen diese Teilwellen das Medium mit unterschiedlicher Ausbreitungsgeschwindigkeit.

Ist das von außen angelegte elektrische Feld parallel zur z-Achse, so gilt für die Brechungsindizes $n_x = n_y \neq n_z$.

Die optische Achse (Richtung optischer Isotropie) ist dann parallel zur z-Achse; entlang dieser Richtung tritt keine Doppelbrechung auf.

Maximale Phasenverschiebung tritt also für Licht auf, das sich in der x,y-Ebene ausbreitet /3.9/.

Beim Austritt aus dem Medium existiert eine Phasenverschiebung der Teilwellen, die proportional zur zurückgelegten Weglänge im Medium ist. Die Teilwellen setzen sich dann zu einer im Allgemeinen elliptisch polarisierten Welle zusammen. Der Phasenunterschied kann mittels eines Analysators in eine Intensitätsänderung des Lichts umgesetzt werden.

Der Meßaufbau umfaßt gemäß der Abbildung 3.14 einen frequenzstabilisierten He-Ne-Laser, Polarisator, gekreuzten Analysator, Detektor und als Option ein Viertelwellenlängenplättchen. Der zweite gestrichelt eingezeichnete Lichtstrahl sei vorerst unberücksichtigt.

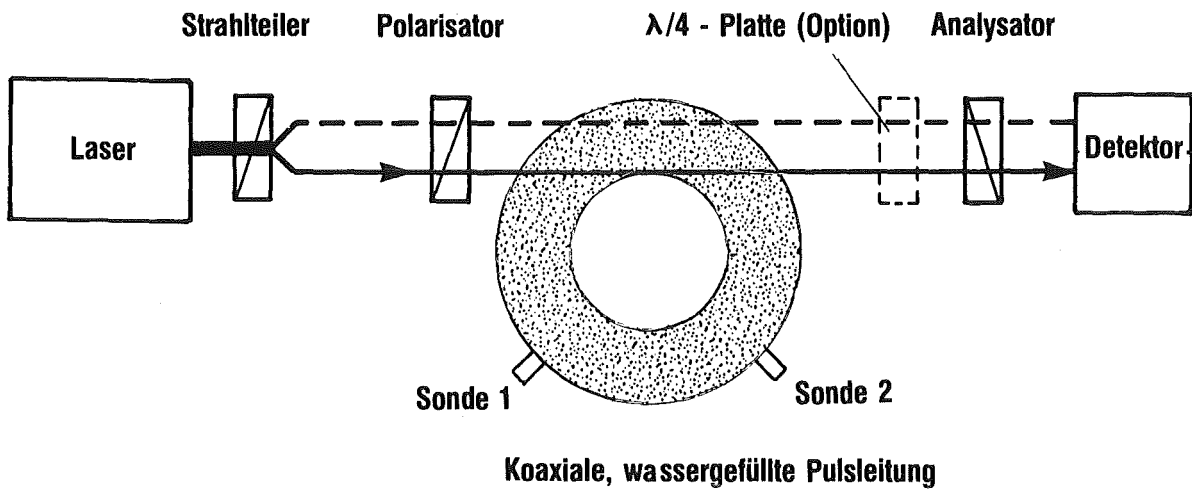


Abbildung 3.14: Meßaufbau zur Spannungsmessung mittels Kerr-Effekt.
Die Positionen elektrischer Sonden sind angegeben.

Linear polarisiertes Licht dessen Schwingungsebene um 45 Grad gegenüber der Richtung des angelegten elektrischen Feldes geneigt ist, durchstrahlt das elektrische Feld in der Koaxialleitung; der Laserstrahl muß dabei nicht notwendigerweise den Innenleiter tangieren.

Nach dem Analysator ergibt sich folgender Intensitätsverlauf /3.21 - 3.22/ als Funktion der Spannung zwischen Innen- und Außenleiter der koaxialen Pulsleitung:

$$I/I_0 = \text{SIN}^2 \left\{ \pi/2 \frac{U^2(t)}{U_m^2(t)} \right\}$$

$$\text{mit } U_m = R_o \ln \frac{R_a}{R_i} \left\{ 2BR_o \left(\arccos \frac{R_o}{R_a} + \frac{R_o}{R_a} \sqrt{1 - \frac{R_o^2}{R_a^2}} \right) \right\}^{-1/2}$$

$$\text{mit } \lambda/4 \text{ - Plättchen ergibt sich } I/I_0 = \text{SIN}^2 \left\{ \pi/2 \frac{U^2(t)}{U_m^2(t)} + \pi/4 \right\}$$

Dabei ist $B = 3.45 \cdot 10^{-14} \text{ m/V}^2$ die Kerr-Konstante für Wasser bei einer Wellenlänge von 633 nm und Temperatur von 23 Grad /3.23/ , R_0 ist der Radius der zum kleinsten Abstand des Laserstrahls zum Innenleiter gehört, R_a ist der innere Radius des Außenleiters und R_i ist der äußere Radius des Innenleiters.

Setzt man alle Werte für die Pulsleitung unserer Anlage "Pollux" ein, so ergibt sich die Abbildung 3.15a (zu beachten ist nur die durchgezogene Kurve).

Durch Einfügen eines Viertelwellenlängenplättchens, das eine Phasendrehung von $\pi/2$ (Argumentänderung bei I/I um $\pi/4$) bewirkt, läßt sich die Empfindlichkeit im unteren Spannungsbereich deutlich verbessern; siehe Abbildung 3.15b durchgezogene Kurve.

Erweiterung zur Wahrung der Eindeutigkeit der Meßmethode

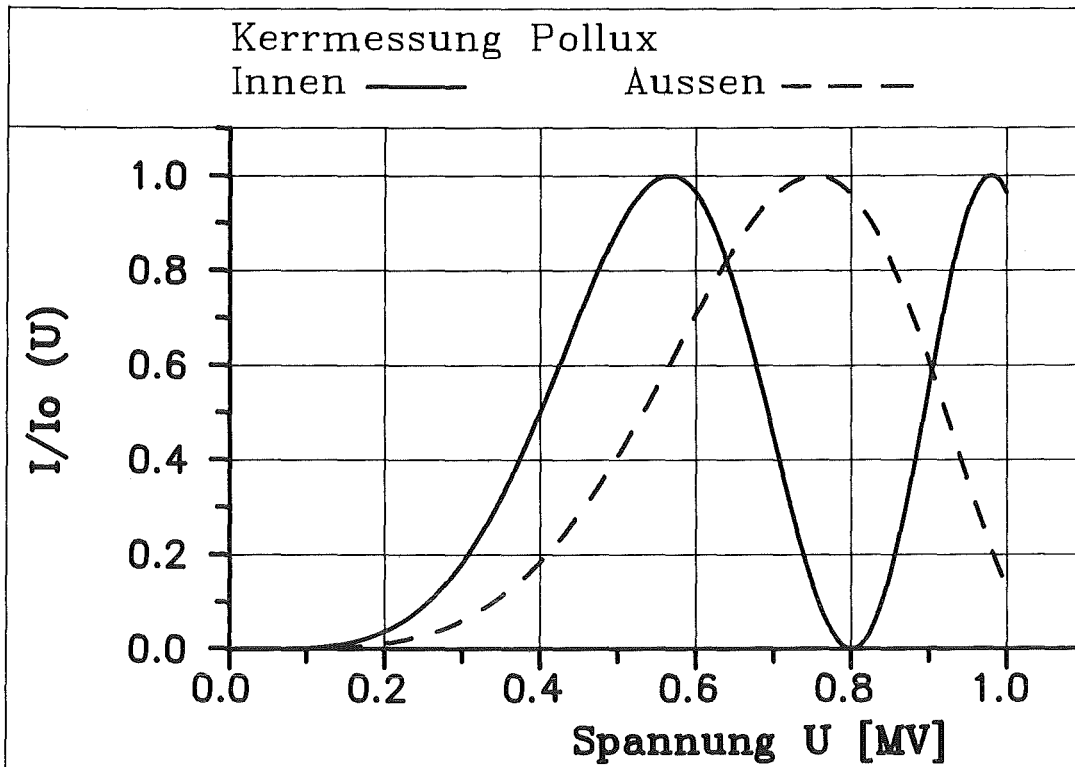
Zur eindeutigen Ermittlung der zeitlichen Entwicklung der Spannung aus dem Intensitätsverlauf ist es, besonders bei hohen Spannungswerten und dem damit verbundenen mehrfachen Auftreten von Maxima und Minima, notwendig, bei den Extrempunkten zu wissen, ob die Spannung weiter ansteigt oder abfällt. Diese Information holt man sich aus einem zweiten Signal bzw. Laserstrahl der etwas höher als der erstere verläuft; dadurch vergrößert sich der Wert R_0 und damit die Frequenz in der SIN^2 - Funktion. In der jeweils gestrichelten zweiten Kurve der Abbildungen 3.15a und 3.15b ist R_0 um 45 mm erhöht.

Somit ist man in der Lage, aus dem zeitlichen Intensitätsverlauf durch Vergleich beider Signale den Spannungsverlauf eindeutig zu berechnen.

Diese Meßmethode wurde zur Verbesserung der Genauigkeit und Zuverlässigkeit der Spannungsmessung an der koaxialen Pulsleitung eingeführt. Die bisher benutzten elektrischen Sonden (kapazitive Spannungsteiler) waren nur unbefriedigend zu eichen und durch Korrosion war der exakte Betrieb über Jahre nicht gewährleistet.

Abbildung 3.16a zeigt den Vergleich des über das optische Meßverfahren gewonnenen Spannungsverlaufes (durchgezogene Kurve) mit dem von zwei verschiedenen elektrischen Spannungssonden gewonnenen Signalen.

a)



b)

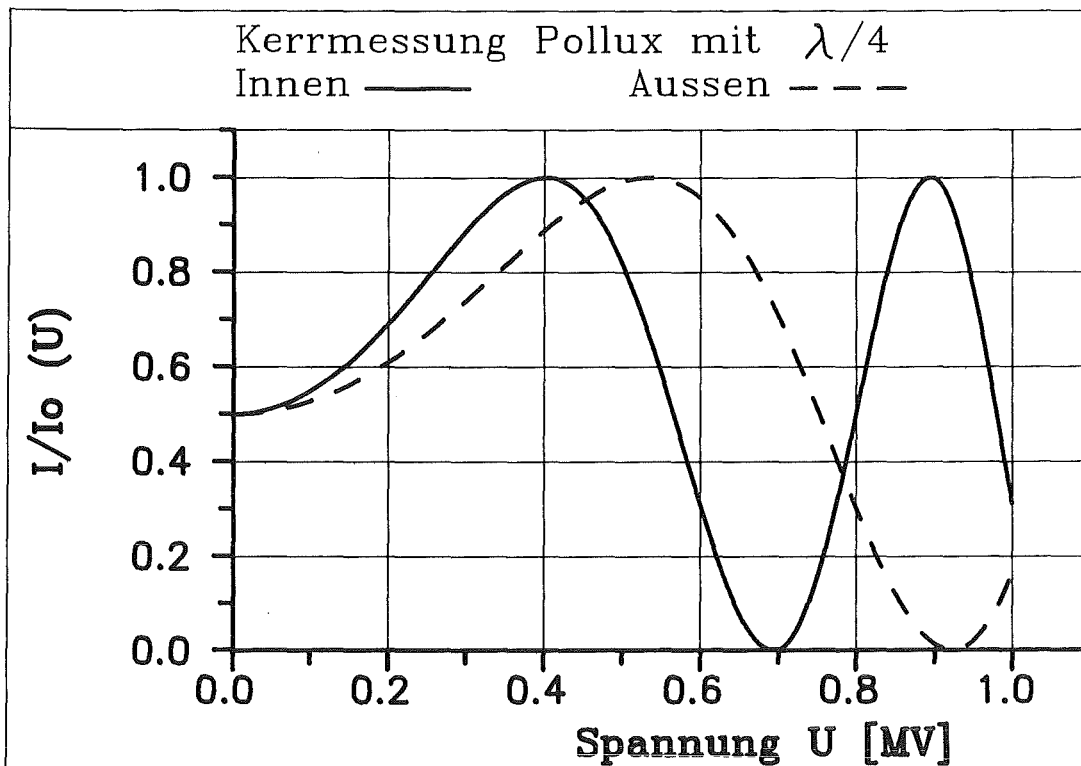


Abbildung 3.15: Relativer Intensitätsverlauf als Funktion der Spannung (a), mit $\lambda/4$ - Plättchen (b).

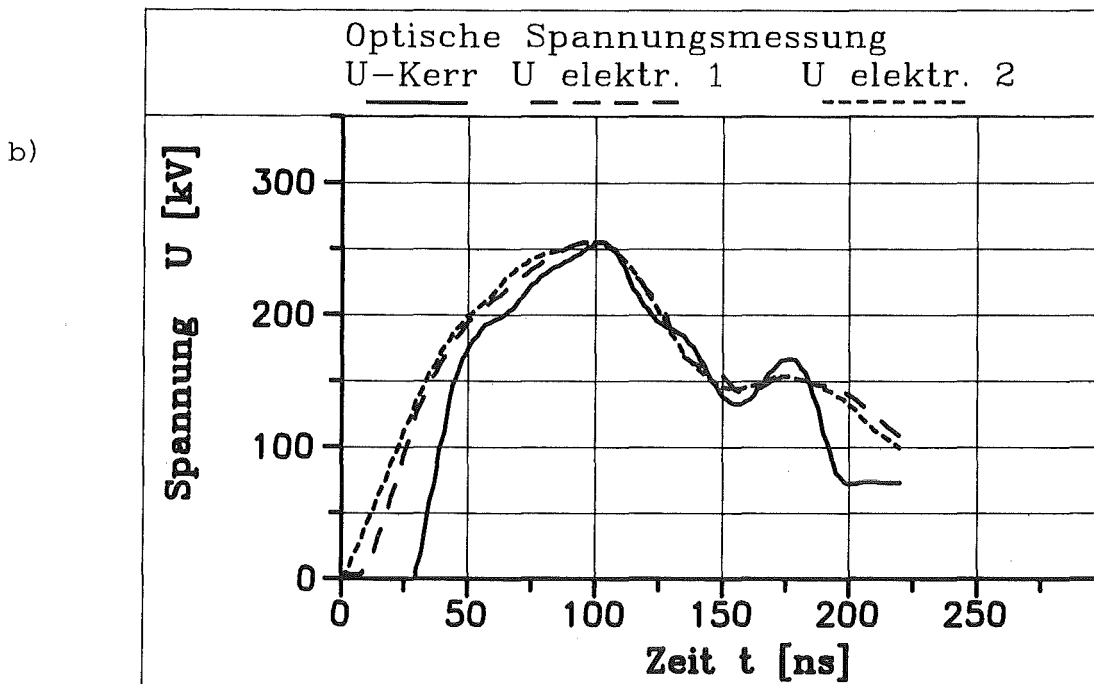
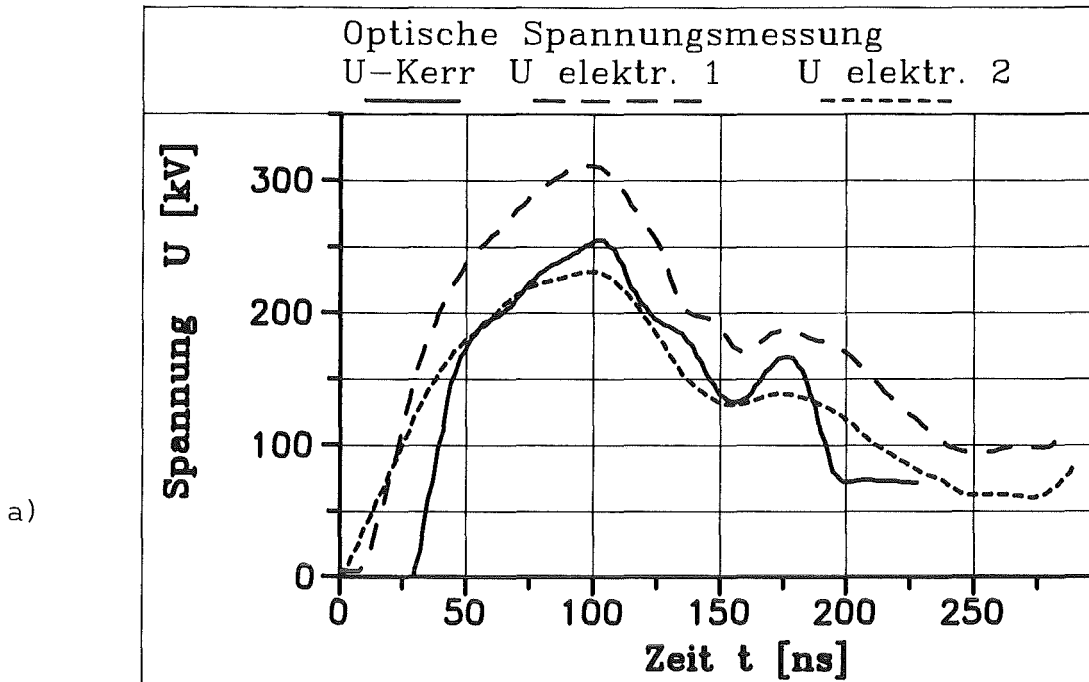


Abbildung 3.16: Vergleichsmessung des optischen und elektrischen Meßverfahrens an einer koaxialen Pulsleitung (a) und nach Korrektur der fehlerhaften Eichfaktoren der elektrischen Messung (b)

Korrigiert man die fehlerhaften Eichfaktoren der elektrischen Spannungs-
sonden so erhält man die Abbildung 3.16b .

Trotz der Anpassung der Amplituden sind Unterschiede zwischen den opti-
schen und den elektrischen Signalen erkennbar; sie haben folgende Ur-
sachen:

- 1.) Die elektrischen Sonden messen kapazitiv ein lokales E-Feld; bei
leicht unterschiedlicher Feldverteilung in der Pulsleitung (Asymme-
trie), kann es vorkommen, daß die Sonden links und rechts in der Lei-
tung verschiedene Spannungen anzeigen.
- 2.) Das optische Signal integriert entlang des Lichtweges, d.h. es tritt
eine Mittelung über lokale Schwankungen auf.
- 3.) Das optische Signal weist eine deutlich bessere Bandbreite auf, die
sich im schnelleren Signalanstieg und in der genaueren Wiedergabe des
Höckers bei $t=170$ ns bemerkbar macht. Die Bandbreite der Messung ist
bestimmt durch die Laufzeit des Lichts durch das Wasser sowie der
Länge des Lichtwellenleiters zum Detektor (Modendispersion). Da die
Laufzeit des Lichts durch das Wasser nur etwa 1.5 Nanosekunden be-
trägt, ist die theoretische Bandbreite größer 600 MHz. In diesem Fall
der Messung ist die Anstiegszeit von etwa 10 bis 15 ns jedoch durch
die Modendispersion, d.h. der Länge des Lichtwellenleiters bestimmt.

Die Meßgenauigkeit ist im wesentlichen bestimmt durch den Fehler der Kerr-
konstante von Wasser /3.23/; der Größtfehler ist kleiner 10 Prozent.

4. Messungen mit EFOS an der Pseudofunkendiode

4.1 Physikalische Beschreibung des Pseudofunkens und Motivation

Der Pseudofunke ist eine Gasentladung auf dem linken Ast der Paschenkurve bei Gasdrücken um 30 Pa Wasserstoff /4.1 - 4.2/.

Der Hochleistungs-Pseudofunke (10 GW-Bereich) entwickelt sich in einer speziellen rotationssymmetrischen Geometrie, die im Hinblick auf diesen Leistungsbereich weiterentwickelt wurde. Gemäß Abbildung 4.1 besteht eine Pseudofunkendiode aus einer Isolator-Elektroden-Anordnung, die den Entladekanal (Durchmesser 4 mm) in der Mitte festlegt. Die Zwischenelektroden sind potentialmäßig frei schwebend. Betreibt man eine solche Diode an einer Hochleistungspulsanlage (400 kV, 100 ns, 16 kJ, 0.1 TW, 3 Ohm), so beobachtet man folgendes Verhalten /4.3 - 4.6/:

a) Es zündet eine Vorentladung im Kanal, in deren Verlauf eine positive Raumladung in der Hohlkathode gebildet wird /4.7 - 4.8/. Es kommt zum Aufbau eines Hohlkathodenplasmas und einer Eskalation der Entladung /4.9/.

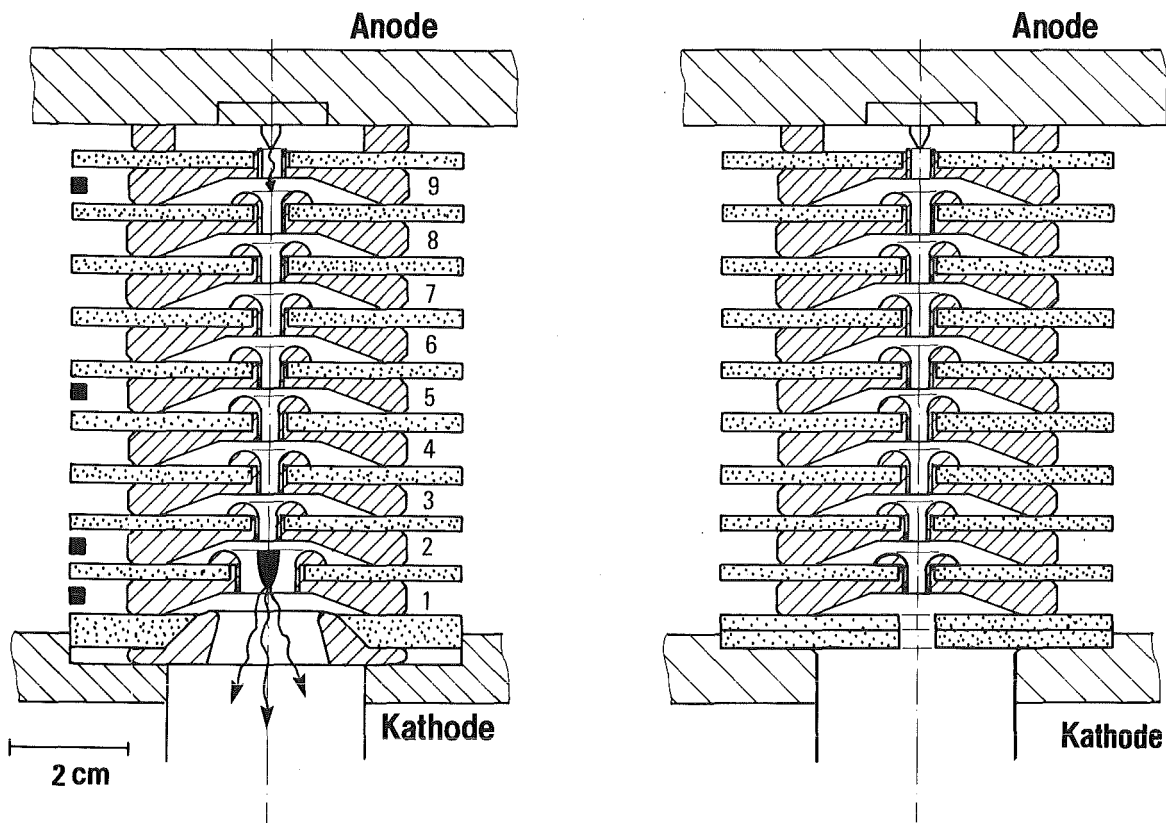


Abbildung 4.1: a) konische Diode mit Röntgenquellen eingezeichnet
b) zylindrische Diodenversion (rechts)
Meßpunkte an denen meistens gemessen wurde sind angegeben.

b) In der Diode bildet sich ein sehr gut fokussierter Elektronenstrahl aus, dessen Durchmesser an der Anode im 0.5 mm Bereich liegt. Die Energieverteilung der Elektronen, die bisher nur bei Entladungen geringer Leistung /4.10/ gemessen wurde, reicht bis zu der der maximalen Diodenspannung entsprechenden Energie; der Mittelwert liegt bei etwa 70% dieses Wertes. Beim Auftreffen des Strahles auf die Anode wird Bremsstrahlung erzeugt, deren Spitzenleistung bis etwa 1 MW (bei 400 kV Diodenspannung) /4.4/ reicht.

c) Eine zweite Röntgenquelle ist das Hohlkathodenplasma, das sich während der Entladung aufbaut. Röntgenlochkamera-Aufnahmen zeigen, daß dieses Plasma in der Hohlkathode lokalisiert ist (siehe Abb. 4.1a). Es berührt die Elektroden nicht; sein Durchmesser ist wesentlich kleiner (Faktor drei) als der Entladekanal /4.4 - 4.6/.

Der Energiebereich dieser Strahlung liegt ein bis zwei Größenordnungen niedriger (bei 1 bis 40 keV), mit exponentiell höherer Intensität im niederenergetischen Teil. Die Abstrahlung erfolgt kegelförmig unter drei Halbwinkeln von 2, 4 und 12 Grad. Diese Winkel sind mit der Geometrie der Hohlkathodenelektroden nicht zu erklären /4.3/.

d) Eine dritte Quelle von Röntgenstrahlung bilden die Elektrodenwände im Hohlkathodengebiet, auf die sich isotrop vom Kathodenplasma ausbreitende Elektronen auftreffen /4.6/. Es handelt sich also um Bremsstrahlung von der Kathode, deren abgestrahlte Leistung wesentlich geringer ist als die von der Anode. Der Erzeugungsprozeß dieser Elektronen ist bisher noch unklar, sie entstehen wohl beim Aufbau des Hohlkathodenplasmas vor der Hauptentladung.

e) Untersuchungen zeigen, daß der Pseudofunke zusätzlich Protonen emittiert. Rechnet man die gemessenen Stromdichten auf den Kathodenausgang zurück, so erhält man Dichten von 10^6 A/cm² /4.5/. Die Energie am Kathodenausgang liegt bei 10 bis 100 Joule /4.5/. Die Ausbreitung erfolgt teilweise stark divergent, was entweder auf unzureichende Strahlneutralisation, oder auf Instabilitäten /4.11/ zurückzuführen ist. Die Energieverteilung der Protonen ist in Abbildung 4.2 /4.5/ zu sehen. In erster Ordnung kann dieses Spektrum durch eine Rechteckverteilung angenähert werden. Eine solche erwartet man, wenn ein konstantes elektrisches Feld

im Entladekanal longitudinal gleichverteilte Ionen verlustfrei beschleunigen würde, da die Energie der Ionen in diesem Fall, nur von dem Ort, von dem an sie beschleunigt wurden, abhängt. Diese Verteilung in Abbildung 4.2 kann somit ein Indiz dafür sein, daß im Plasma der Entladung für eine bisher nicht bekannte Zeit, ein elektrisches Feld angelegen haben muß.

Die Punkte a) bis e) geben die auffälligsten Eigenschaften des Hochleistungspseudofunken wieder.

Das Ziel dieser Arbeit ist, die longitudinale elektrische Feldverteilung $E(z)$ an der Diode zu messen und zu prüfen, ob und wie lange ein elektrisches Feld zur Beschleunigung der Elektronen und Ionen am Pseudofunken unter gleichzeitigem Stromfluß anliegt.

Zur Extraktion größerer Ionenströme aus einer Diode ist es notwendig, daß Spannung unter gleichzeitigem Stromfluß an der Diode anliegt. Somit ist es erforderlich, die räumliche und zeitliche Verteilung des elektrischen Feldes an der Diode, zur Beurteilung der Einsatzmöglichkeit der Pseudofunkendiode für die Ionenbeschleunigung, zu kennen.

Weitere Motivation für die $E(z)$ -Messung, gaben frühere Experimente, bei denen oft ein elektrischer Durchschlag durch die Isolatoren im Kathodenbereich erfolgte, was auf eine Überhöhung des elektrischen Feldes in diesem Bereich schließen läßt und weshalb unser Diodenaufbau einen verstärkten Kathodenisolator aufweist.

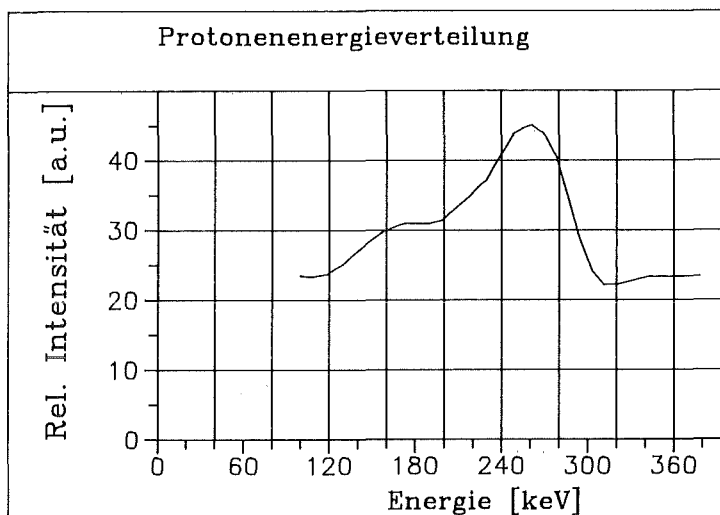


Abbildung 4.2:

Ionenenergieverteilung
bei 400 kV maximaler
Diodenspannung

Der zeitliche Verlauf der elektrischen Feldstärke ist weiterhin wichtig für die Überprüfung der Gültigkeit der theoretischen Vorstellungen zur Entladung /4.12/, auf die in Kapitel 4.3.1.3 noch kurz eingegangen wird.

Da es sich herausstellte, daß der Kathodenbereich einen sehr entscheidenden Einfluß auf die Entladung hat, wurden zum Vergleich auch Messungen mit der zylindrischen Diode in Abbildung 4.1b vorgenommen.

4.2 Ergebnisse

Zur Erinnerung sei hier nochmals darauf hingewiesen, daß die Experimente an einer Hochspannungspulsanlage (Abbildung 1.1) durchgeführt wurden.

4.2.1 Vergleichsmessung verschiedener Sonden im Experiment

Vor Beginn der eigentlichen Messungen mit dem entwickelten fiberoptischen Sensor für elektrische Felder (EFOS) war es notwendig, sich davon zu überzeugen, daß verschiedene Sensoren an der gleichen Elektrode einer Pseudofunkendiode auch gleiche Meßergebnisse liefern.

Die Abbildung 4.3 zeigt die Signale dreier verschiedener Sensoren, die an der Mittelelektrode der Diode eingesetzt waren. Die Signalform ist gut übereinstimmend. Eine Fehlerbetrachtung (Anhang Kapitel 5.2) zeigt, daß der Fehler der Messungen im wesentlichen durch die Statistik des Meßsignales (Signal-Rauschverhältnis) bestimmt ist. Der Größtfehler liegt bei 7%.

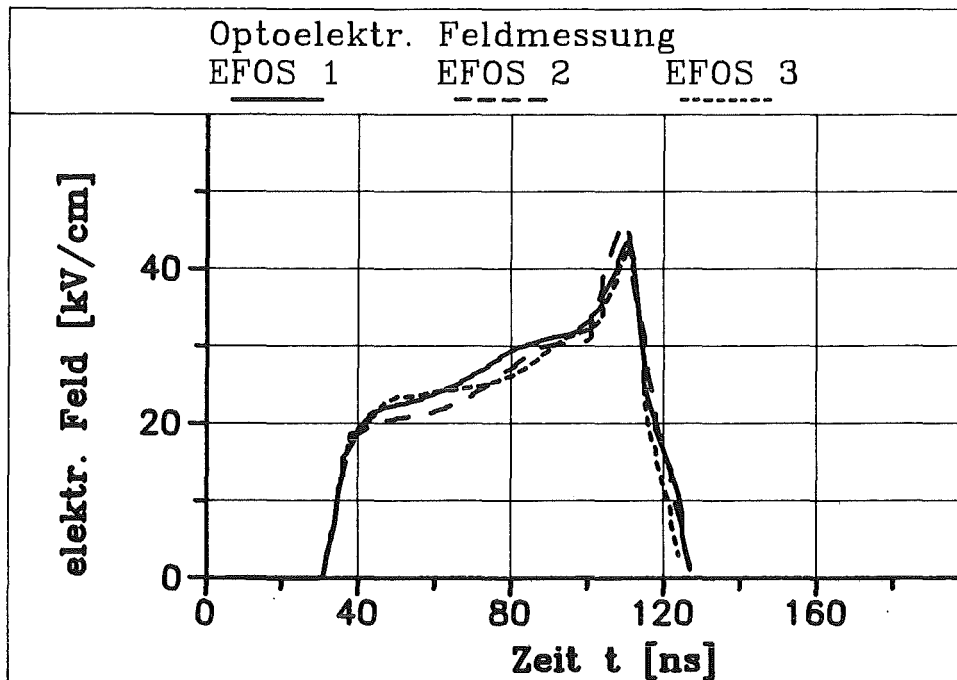


Abbildung 4.3: Gleichzeitig durchgeführte Vergleichsmessung dreier verschiedener Sensoren an der Mittelelektrode der Diode

Während der Meßperioden wurde meist mit nur drei Sensoren gleichzeitig gemessen. Zündprobleme der Diode gefährdeten nicht nur die Diode selbst sondern auch die Sensoren. Die Einsatzorte maximal zweier Sensoren wurden dabei entlang der Diode variiert, der Sensor in der Mitte der Diode blieb stets ortsfest und wurde als Referenzsignal zur Vergleichbarkeit der einzelnen Schüsse herangezogen, ebenso wie die elektrischen Signale und der Zündzeitpunkt. Außer den Meßpositionen der Sensoren wurden im Rahmen der Möglichkeiten die äußeren Parameter wie Diodenspannung und Druck variiert.

Die Abbildung 4.1a zeigt die benutzten Meßstellen für die optischen Sensoren. Der Ort 1 wird als "Kathode" bezeichnet, der Ort 2 an der zweiten Zwischenelektrode wird "nahe Kathode" genannt, der Ort 5 "Mitte" und der Ort 9 "Anode".

4.2.2 Übersichtsmessung der elektrischen Feldstärke

Die Abbildung 4.4 zeigt die elektrische Feldstärke, an drei verschiedenen Elektroden der Diode gleichzeitig gemessen. Die Signalformen sind deutlich unterschiedlich. Zum Zeitpunkt 135 ns erkennt man eine ausgeprägte Feldüberhöhung im Kathodenbereich im Vergleich zu den Feldstärkewerten bei etwa 50 ns. Das Signal, das in der Mitte der Diode gemessen wurde, zeigt im Zeitbereich 50 bis 60 ns höhere Feldstärkewerte, als die Signale in der Kathodenregion zur gleichen Zeit, weil in der Kathode ein dickerer Isolator eingebaut ist, der dort die Feldstärke herabsetzt.

Diese auffällige Feldüberhöhung im Kathodenbereich bei etwa 135 ns tritt bei allen Messungen auf, ist aber nicht immer so stark ausgeprägt. Diese Überhöhung weist auf einen Kathodenfall hin (siehe Kapitel 4.3.1.1).

Das Feldstärkesignal in der Mitte der Diode zeigt besonders bei kleinem Druck zum Signalende hin eine andere Form (siehe Kapitel 4.2.3).

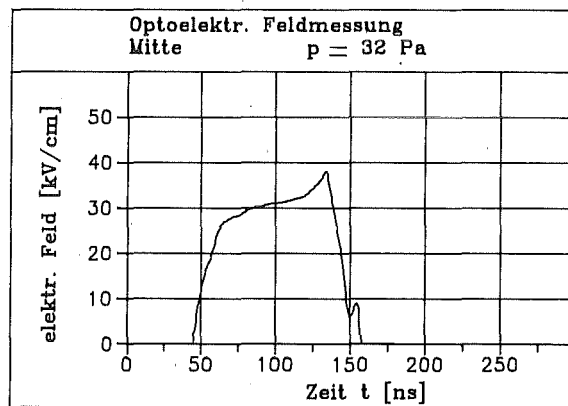
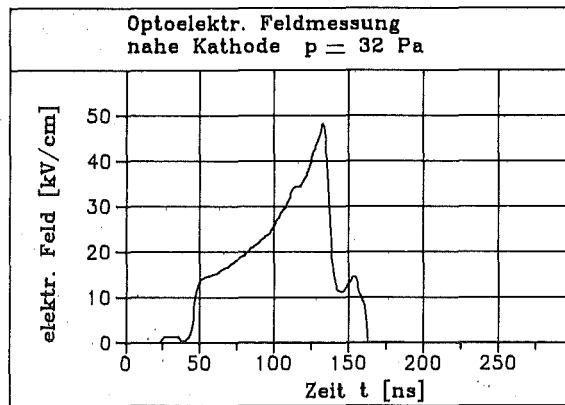
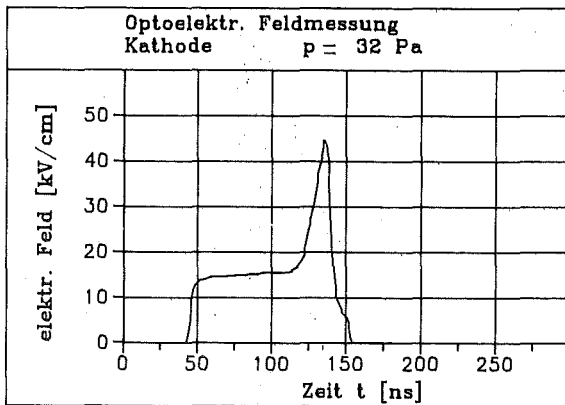


Abbildung 4.4:

Signalform der elektrischen Feldstärke an drei verschiedenen Positionen bei 32 Pa Fülldruck

Betrachtet man die in Kathodennähe gemessenen E-Feldkurven der Abbildung 4.5, so erkennt man, daß die Entladung bei der konischen Diode keine so steil ausgeprägte Spitze im Feldsignal aufweist; die Feldüberhöhung entwickelt sich vielmehr kontinuierlicher, wenn auch das Maximum etwas größer ist.

Der Zeitnullpunkt in Abbildung 4.4 und Abbildung 4.5 ist jeweils willkürlich gewählt.

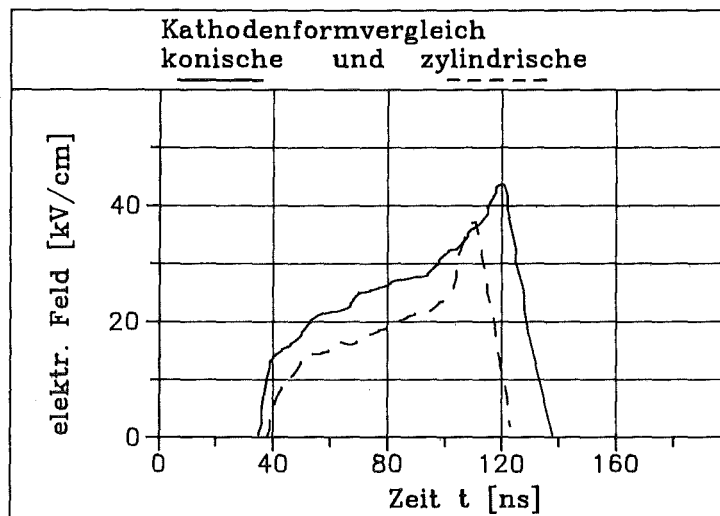


Abbildung 4.5: Verlauf der elektrischen Feldstärke in Kathodennähe

4.2.3 Einfluß von Strom und Entladedruck auf die Entladung

Die Abbildungen 4.6a und b zeigen die Feldstärke in der Mitte bzw. an der Anode, korreliert mit der Diodenspannung und dem Strom.

Das elektrische Feld bricht vor Beginn des Stromflusses an der Anode und in der Mitte der Diode (Abb. 4.6b) zusammen, erholt sich aber und verfestigt sich wieder für 30 bis 40 ns; es bildet sich ein "Höcker" aus.

Die Amplitude des Höckers ist korreliert mit dem maximalen Strom in der Diode. Gemäß Abbildung 4.7a hat ein größerer Diodenstrom eine größere Höckeramplitude zur Folge, als ein kleinerer Strom bei gleicher Stromanstiegszeit. Der Zusammenhang ist etwa linear. Steigt aber im Gegensatz dazu bei gleichem Strom und Spannung der Druck in der Kammer, so nimmt die Höckeramplitude ab. Die Abbildung 4.7b zeigt den Signalverlauf; bemerkenswert ist die starke Druckabhängigkeit. Wird der Druck in der Diode zu klein, so erfolgt keine Zündung mehr; wird der Druck zu hoch, verschwindet der Höcker.

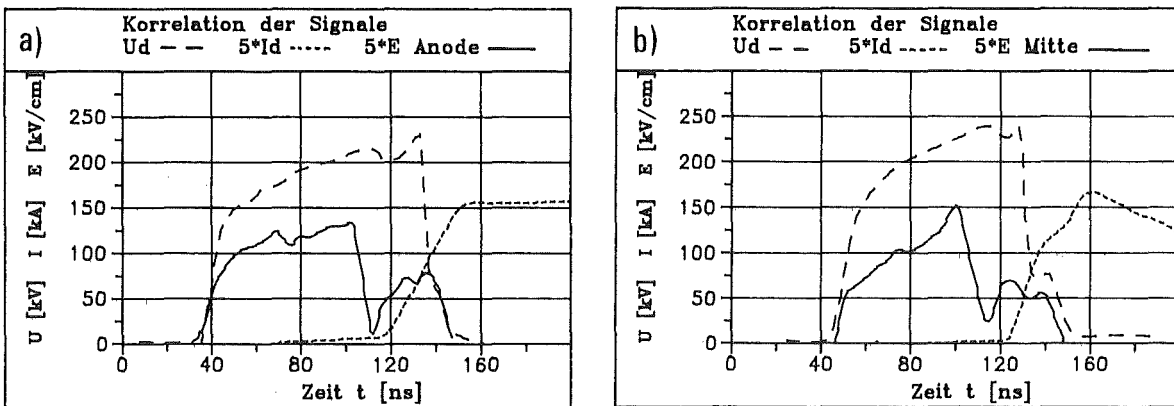


Abbildung 4.6: Feldstärkeverlauf an der Anode (a) und in der Mitte (b), korreliert mit Strom und Spannung der Diode

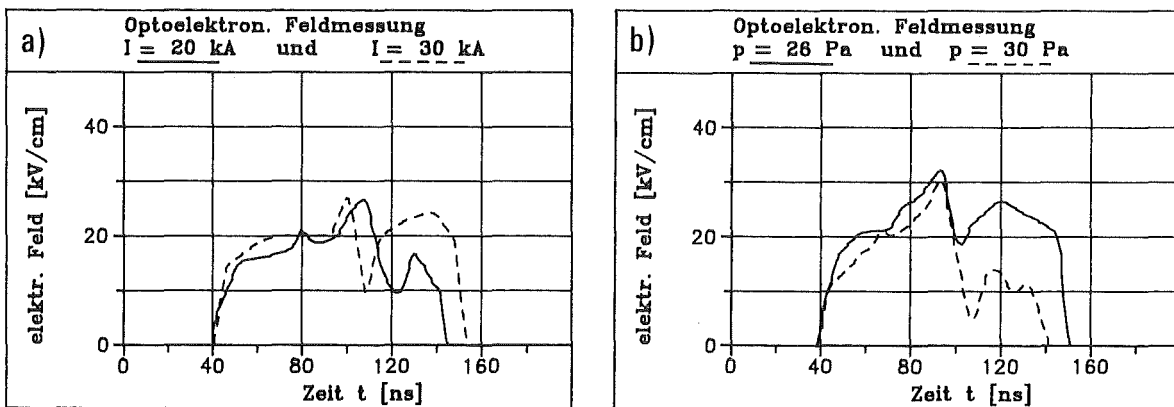


Abbildung 4.7: Höckerverlauf bei verschiedenem Strom und 26 Pa Druck (a) sowie Höckerverlauf bei verschiedenem Druck und 30 kA Strom (b), jeweils in der Mitte der Diode gemessen.

4.2.4 Zeitliche Entwicklung der Feldverteilung

Trägt man zu ausgewählten Zeitpunkten die Feldstärkewerte entlang der Diode auf, so ergibt sich folgendes Diagramm (Abbildung 4.8).

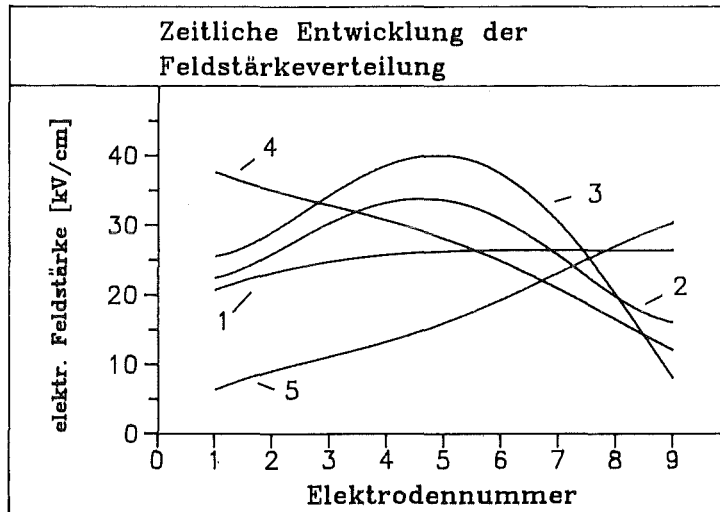


Abbildung 4.8: Zeitliche Entwicklung der Feldstärkeverteilung

Kurve 1 bei $t=t_0$

Kurve 2 bei $t=t_0 + 13$ ns, Kurve 3 bei $t=t_0 + 25$ ns

Kurve 4 bei $t=t_0 + 32$ ns, Kurve 5 bei $t=t_0 + 45$ ns

Elektrodennummer 1 entspricht der Kathode, Nr. 9 der Anode

Die Kurve 1 zeigt die Ausgangssituation, ein fast konstantes elektrisches Feld längs der Diode. Das Absinken der Feldstärke zur Kathode hin hat seine Ursache in der größeren Isolatorstärke in diesem Bereich.

Die Kurven 2 und 3 zeigen die Weiterentwicklung innerhalb der nächsten 13 und weiteren 12 Nanosekunden. Das Feld in der Mitte hebt sich an, unter gleichzeitigem Absinken auf der Anodenseite. Innerhalb der nächsten 7 ns ändert sich diese Verteilung dramatisch: das Feld in der Mitte senkt sich stark ab, kathodenseitig wird es aufgebaut (Kurve 4). Danach erfolgt ein allgemeines Absinken der Feldstärke zum Pulsende hin. Der nochmalige Aufbau des Feldes zur Anode hin wird nicht immer beobachtet; er tritt nur

bei Drücken größer 32 Pa auf. Bei kleinerem Druck baut sich zu dieser Zeit (mit Einsetzen des Stromes) der "Höcker" auf, wie er in Abbildung 4.6 und 4.7 gezeigt ist.

4.2.5 Korrelation des E-Feldes mit der Röntgen- und Lichtemission

Die Abbildung 4.9 zeigt die Zeitkorrelation der wichtigsten Pseudofunkensignale bei einem Schuß. U_d ist die Diodenspannung, I_d der Diodenstrom; PM ist das Röntgensignal des Elektronenstrahls, der auf die Anode trifft und dort Bremsstrahlung erzeugt. Die den Entladekanal verlassende hochenergetische Röntgenstrahlung (Energie größer 100keV) wurde mit einem schnellen Sekundärelektronenvervielfacher (Photomultiplier), in Verbindung mit einem Plastiksintillator, gemessen (Typ und Hersteller Kapitel 5.3). Durch Absorption mittels Eisenplatten von 1.5 cm Dicke wurde die Energienachweisgrenze auf größer 100 keV festgelegt.

Desweiteren ist das PIN-Signal wiedergegeben. Es zeigt die niederenergetische Röntgenstrahlung vom Kathodenplasma, gemessen mittels Halbleiter-PIN-Dioden, die im Energiebereich der Strahlung von etwa 1 bis 40 keV sensitiv sind.

Ebenfalls dargestellt ist das optoelektronisch gemessene elektrische Feld nahe der Kathode und in der Mitte der Diode.

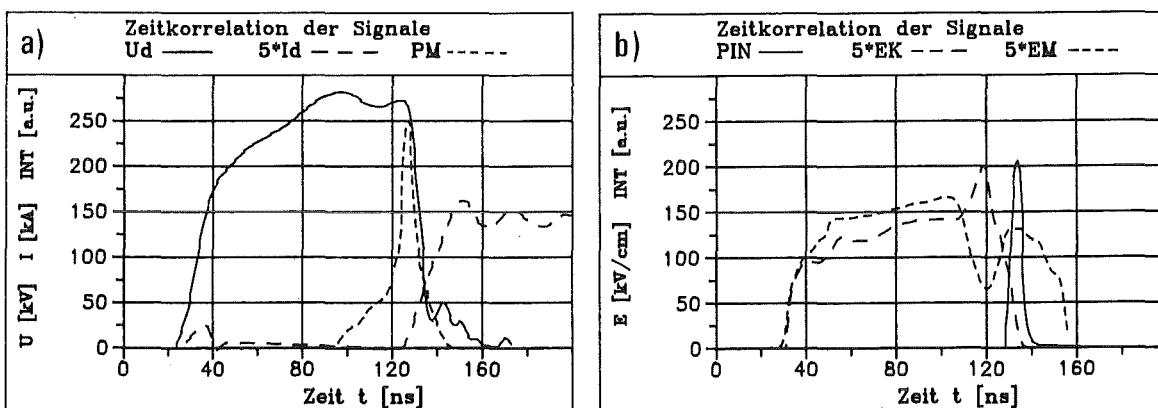


Abbildung 4.9: Korrelation der wichtigsten Signale, wie Diodenstrom (I_d), Spannung (U_d), elektrische Feldstärke in der Mitte (EM) und an der Kathode (EK) sowie zweier Röntgensignale (PM, PIN), gemessen bei einem Schuß

Das Bremsstrahlungssignal (PM) erscheint, bevor die Spannung zusammenbricht. Das bedeutet, daß vor dem Spannungszusammenbruch ein Elektronenstrahl in der Diode existiert, mit Elektronen, die auf Energien entsprechend der maximalen Diodenspannung beschleunigt werden können.

Die Spitzenleistung des PM-Signales beträgt bei einer Diodenspannung von 250 kV etwa 100 kW, der zugehörige Elektronenstrom berechnet sich zu etwa 0.5 kA /4.6/.

Das zweite Röntgensignal (PIN) hat eine Spitzenleistung von 40 kW /4.6/. Dieses Signal stammt aus dem Kathodenplasma und hat sein Maximum 15 ns später als das Bremsstrahlungssignal (PM). Der Fußpunkt liegt sogar 30 ns nach dem des PM-Signales. In diesem Zeitbereich beginnt der Strom anzusteigen, während das Bremsstrahlungssignal (PM) und die Spannung (U_d) schnell abfallen.

Die elektrischen Feldstärkesignale, an der Kathode und in der Mitte, zeigen nach dem steilen Anstieg, im Zeitbereich von 40 bis 100 ns, Unterschiede in der Amplitude, bei etwa parallelem Signalverlauf. Das Kathodenfeld ist kleiner, auf Grund der größeren Isolatorstärke in diesem Bereich. Bemerkenswert ist, daß im Zeitbereich von 100 bis 140 ns, in dem das Bremsstrahlungssignal (PM) der Elektronen auftritt, das elektrische Feld in der Mitte der Diode zusammenbricht. Genau dann, wenn das Feld in der Mitte sein Minimum aufweist, erreicht das Feld an der Kathode sein Maximum. In der Wiederverfestigungsphase der Feldstärke in der Mitte, erscheint dann das Röntgensignal (PIN) aus dem Kathodenplasma. Gleichzeitig beginnt ein beträchtlicher Strom zu fließen.

Die Abbildung 4.10 zeigt neben den bereits bekannten Signalen auch das Lichtsignal "INT", das mittels Lichtwellenleiter vom Anodenisolator der zylindrischen Diodenversion abgegriffen wurde. Dieses Signal ist sehr ähnlich dem Stromverlauf in der Diode; sowohl der Beginn, Anstieg und Verlauf bis über das Maximum hinaus gehen parallel einher. Weiter ist zu erkennen, daß die zeitliche Lage des Maximums der Lichtemission INT nicht mit der Lage der Maxima beider Röntgenemissionen zusammenfällt.

Die Signale der Abbildung 4.10 sind untypisch in Bezug auf die zeitliche Lage der Röntgensignale untereinander. Bei diesem Schuß fallen die Maxima beider Röntgenemissionen zeitlich aufeinander. Die Ursache ist, daß hier

die Diode zu früh gezündet hat. Dies erkennt man daran, daß der Spannungspuls (U_d) nur etwa 75 ns breit ist. Normalerweise (Abb. 4.9) ist er etwa 100 ns lang. Es wurde festgestellt, daß je später die Diode zündet, desto weiter sich die Maxima beider Röntgensignale voneinander entfernen.

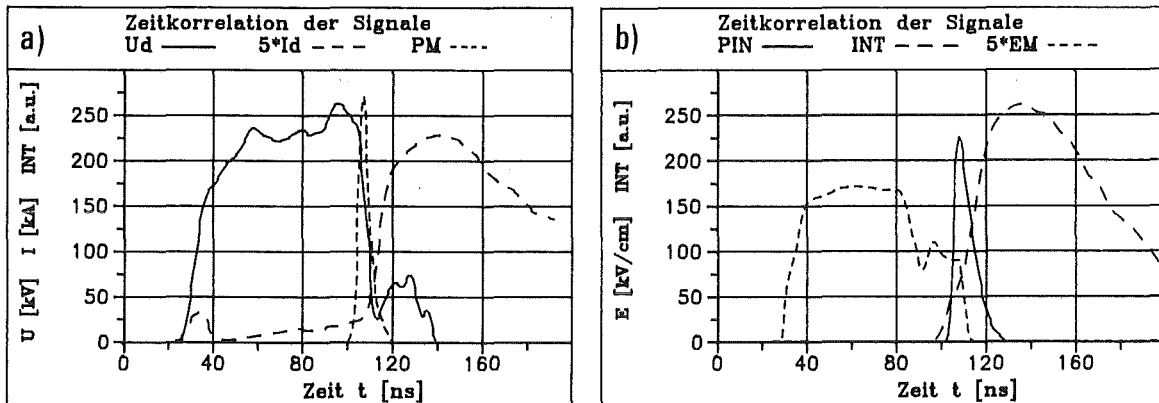


Abbildung 4.10: Korrelation der Signale mit der Lichtemission (INT) im Anodenbereich der Diode. U_d ist die Diodenspannung, I_d der Diodenstrom, PM das Bremsstrahlungssignal der Elektronen (harte Strahlung), PIN die dazu vergleichsweise weiche Röntgenstrahlung aus dem Kathodenplasma und EM das elektrische Feld in der Mitte der Diode.

4.2.6 Entstehung einer Raumladungswelle zu Beginn der Entladung

Häufig ist bei hohen Drücken oberhalb 32 Pa das Verhalten zu sehen, das in Abbildung 4.11 dargestellt ist. Während das elektrische Feld an der Anode zum erstenmal zusammenbricht, fängt der Diodenstrom langsam an zu steigen, gleichzeitig das elektrische Feld in der Mitte der Diode und kurz darauf das an der Kathode. Zum Zeitpunkt 140 ns ist das elektrische Feld an der Kathode maximal, es hat sich innerhalb 20 ns fast verdoppelt (Faktor 1.8). Ermittelt man aus dem Zeitunterschied des Auftretens der Feldmaxima an der Anode, in der Mitte und an der Kathode die Geschwindigkeit, mit der sich hier offenbar eine Raumladungswelle zur Kathode hin

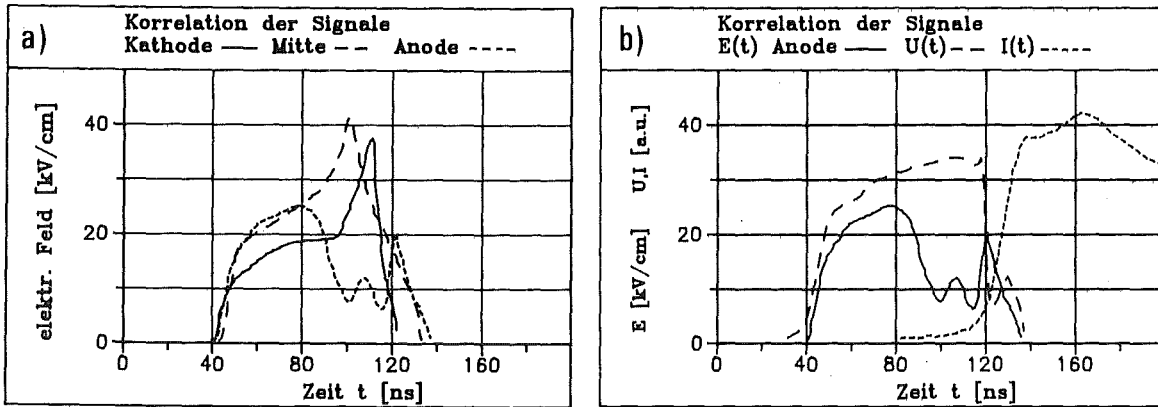


Abbildung 4.11: Korrelation der Feldstärkesignale an der Kathode, Mitte und Anode, mit Diodenstrom und -spannung

bewegt, so erhält man stets Werte von 2 bis $5 \cdot 10^6$ m/s.

Der erneute Anstieg der elektrischen Feldstärke an der Anode, zum Signalende hin, wird nicht immer beobachtet.

4.3 Interpretation der Ergebnisse

4.3.1 Ablauf der Pseudofunkenentladung

In Kapitel 4.2.5 wurde die Korrelation des elektrischen Feldes mit der Röntgenemission gezeigt. Anhand des dort gezeigten Verhaltens, kann die Entladung in eine Früh- und eine Spätphase unterteilt werden.

4.3.1.1 Frühe Phase der Entladung

Das Bremsstrahlungssignal PM (Abbildung 4.9) der Strahlung mit Energien größer 100 keV, erscheint etwa 30 ns bevor die Spannung U_d zusammenbricht. Schon vor dem Spannungszusammenbruch müssen also Elektronen in der Diode bis auf Energien entsprechend der maximalen Diodenspannung beschleunigt werden.

Die absolute Intensität des PM-Signales ist verträglich mit einem Elektronenstrom von etwa 0.5 kA, der im Rahmen der Meßgenauigkeit der Strommessung nicht erfaßbar ist.

Wir bezeichnen als Frühphase die Periode, welche von Beginn der angelegten Spannung bis zum Maximum des PM-Signales reicht. Wie man den Feldstärkesignalen EK und EM entnehmen kann, liegen offenbar während des größten Teiles dieser Zeit, von 30 - 100 ns, elektrostatische Feldverhältnisse vor. Erst im letzten Bereich (100 - 125 ns) geht die lineare Spannungsteilung zwischen Anode und Kathode verloren.

So zeigen die elektrischen Feldstärkesignale (Abbildung 4.9b) an der Kathode (EK) und in der Mitte (EM) zum Zeitpunkt 120 ns Unterschiede in der Amplitude. Das Feld an der Kathode ist etwa einen Faktor drei größer als in der Mitte der Diode. Wir vermuten, daß die lineare Spannungsteilung zwischen Anode und Kathode durch eine positive Raumladung im Kathodenbereich verzerrt wird.

Mittag /4.9/ hat die frühe Phase der Pseudofunkenentladung im Hohlkathodenbereich mit Hilfe eines Fluidmodells simuliert und kommt zum vergleichbaren Ergebnis:

Auf Grund der Radialkomponente des elektrischen Feldes in der Hohlkathode werden Elektronen zur Achse hin auf das Kathodenloch zu beschleunigt /4.9/ und aus diesem Gebiet in die Diode extrahiert, so daß sie eine positive Raumladung zurücklassen. Das gleichzeitige Auftreten von Elektronenstrom und positiver Raumladung wird stets im Experiment beobachtet:

Das "PM"-Signal (Anodenbremsstrahlung) verläuft parallel mit der Feldüberhöhung an der Kathode.

Die Ergebnisse von Niessen /4.7/ tragen ebenfalls zu diesem Bild bei: Unterstützt von den H_2^+ -Ionen, die durch Ladungsaustauschstöße mit hohem Wirkungsquerschnitt in dem vorliegenden hohen E/n-Bereich erzeugt werden /4.7 - 4.8/, wird eine positive Raumladung im Entladekanal vor der Kathode aufgebaut, die einen Kathodenfall bewirkt, d.h. ein starkes Anwachsen der elektrischen Feldstärke im Kathodenbereich. Aus diesem Grunde ist, zum Zeitpunkt 120 ns, das Kathodenfeld zwei- bis dreimal größer als das Feld in der Mitte der Diode.

Gemäß der Abbildung 4.5 erhält man bei einer Pseudofunkendiode mit zylindrischer Kathode (Abb. 4.1b) eine kleinere Kathodenfeldamplitude als bei der konischen Version (Abb. 4.1a), die eine größere Kathodenoberfläche aufweist. Somit scheint die Form der Kathodenoberfläche ebenfalls einen Einfluß auf die Entladung zu nehmen.

Zum Ende der Frühphase tritt die erwähnte scharfe Feldüberhöhung an der Kathode auf, parallel dazu bricht das Feld in der Mitte der Diode zusammen und erholt sich dann wieder in der Spätphase.

Das Ende der Frühphase ist gekennzeichnet durch:

- das Maximum des PM-Signales,
- dem Beginn des Spannungszusammenbruchs und
- dem Beginn eines starken Stromanstieges.

In Abbildung 4.9 liegt das Ende der Frühphase bei etwa 125 ns.

4.3.1.2 Späte Phase der Entladung

Die späte Phase ist gekennzeichnet durch:

- den starken Stromanstieg bis zum Maximum,
- die Ausbildung eines "Höckers" (verknüpft mit der zeitlichen Abtastung des Stromes) im Signal der elektrischen Feldstärke in der Mitte der Diode und auch an der Anode,
- dem fast totalen Zusammenbruch der Treiberspannung und
- dem Auftreten der weichen Röntgenstrahlung PIN aus dem Kathodenplasma.

Das Röntgensignal PIN, das aus dem Kathodenplasma kommt, hat sein Maximum 15 ns später als das Bremsstrahlungssignal PM (Abbildung 4.9). Der Fußpunkt liegt sogar 30 ns nach dem des PM-Signales. Die Spätphase wird offenbar auf Grund eines überexponentiellen Anwachsens der Ladungsträger im Strahl /4.9/ verursacht (siehe auch Kapitel 4.3.1.3). Der bis dahin sehr gut fokussierte Elektronenstrahl platzt auf. Damit trifft er nicht mehr nur die Anode, sondern auch andere Elektroden. Da durch den Meßaufbau bedingt, der Photomultiplier nur Strahlung aus einem kleinen Bereich im Zentrum der Anode (Triggerspitze) erfaßt, nimmt das Bremsstrahlungssignal PM ab, obwohl der Diodenstrom I_d zu diesem Zeitpunkt noch zunimmt.

In der weiteren Entwicklung des elektrischen Feldsignales "EM" (Abbildung 4.9) ist in der Mitte der Diode ein erneutes Ansteigen und Abfallen der Feldstärke zu beobachten. Es bildet sich ein "Höcker" aus. Dadurch liegt die Feldstärke nicht nur 30 bis 40 ns länger am System an, viel wichtiger ist, daß zu diesem Zeitpunkt ein beträchtlicher Strom in der Diode zu fließen beginnt. Somit entsteht eine Lage, in der Ionen (meist Protonen) aus der positiven Raumladung des Kathodengebietes und dem Entladekanal beschleunigt werden können. Es ist dies nicht nur der Entstehungszeitpunkt der niederenergetischen Röntgenstrahlung PIN aus dem Kathodenplasma, sondern auch der Lichtemission (Abbildung 4.9 und 4.10).

Das Ergebnis der Messung in Abbildung 4.7a legt den Schluß nahe, daß die Stabilisation der Feldstärke auf einen hohen Wert durch die Größe der zeitlichen Ableitung des Stromes bestimmt wird. Dieses bemerkenswerte Ergebnis weist auf ein Mitwirken des magnetischen Feldes hin. Auf diesen Sachverhalt wird in Kapitel 4.3.2 näher eingegangen.

Es wird dort gezeigt, daß dieser erneute Aufbau der elektrischen Feldstärke durch die Induktivität eines Stromfadens verursacht wird, der sich, bedingt durch den Stromfluß durch das Plasma und dem damit verbundenen magnetischen Druck des azimuthalen Magnetfeldes auf das Plasma, ausbildet. Der Durchmesser dieses Stromfadens (Pinch) liegt im Bereich von 100 μm .

4.3.1.3 Vergleich mit Rechnungen und Messungen anderer Autoren

Dieser hier zuvor geschilderte Ablauf der Pseudofunkenentladung stimmt mit experimentellen Ergebnissen und Überlegungen anderer Autoren überein.

In Kapitel 4.2.6 wurde anhand der Abbildung 4.11 gezeigt, daß sich längs der Diode eine Raumladungswelle ausbreitet.

Auf Grund der aufgebauten Raumladung durch die positiven Ionen hat sich dann das Feld an der Kathode fast verdoppelt (Faktor 1.8). Dies stimmt gut mit der Feldüberhöhung überein, die Mittag in seinen Fluid-Modellrechnungen /4.9/ für den Raumladungseinfluß am Kathodeneingang gefunden hat.

Ermittelt man aus dem Zeitunterschied der Feldmaxima in der Mitte und an der Kathode (Abbildung 4.11) die Geschwindigkeit mit der sich die Raumladung verschiebt, so erhält man stets Werte um $2 \text{ bis } 5 \cdot 10^6 \text{ m/s}$.

Dieselben Geschwindigkeitswerte erhalten Schäfer und Wages /4.13/ bei ihren weit niederenergetischeren Hohlkathodenentladungen für die Bewegung der Raumladungen im Kathodengebiet von anodenseitig zu tiefergelegenen Gebieten der Hohlkathode hinein. Angel /4.14/ beobachtet mit optischen Mitteln ähnliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten einer Leuchtfrent bei niederenergetischen Pseudofunkenentladungen. Es liegt daher der Schluß nahe, daß die Raumladungswelle ihren Ursprung noch in der Vorentladung an der Anode hat und sich dann mit den bereits genannten Geschwindigkeiten durch den Entladekanal in die Hohlkathode hineinbewegt.

Weitere Übereinstimmung mit den Mittag'schen Berechnungen /4.9/ bringt das Bremsstrahlungssignal "PM" aus Abbildung 4.9a. Es zeigt zuerst einen langsamen Anstieg, um dann plötzlich sehr schnell und stark anzusteigen, es zeigt quasi eine Nadel auf. Diese Nadel mit einer Halbwertsbreite von etwa 10 ns entspricht der Dauer der Mittag'schen Zündphase von 13 ns, in der der überexponentielle Ladungsträgerzuwachs im Elektronenstrahl stattfindet, der das Ende der Frühphase und den Beginn der Spätphase (siehe Kapitel 4.3.1.2) bedeutet.

4.3.2 Diskussion der Ergebnisse

Vor der eigentlichen Diskussion der Ergebnisse soll hier auf die Frage "Welche Feldstärke mißt eigentlich der optische Sensor?" näher eingegangen werden.

Betrachtet man den Äquipotentiallinienverlauf in Abbildung 3.3, so erkennt man, daß die Potentiallinien von der Achse des Entladekanals zwischen den Elektroden durch die Isolatoren nach außen in den Wasserraum dringen. Die Messung der elektrischen Feldstärke am Ort der Meßsonde (zwischen zwei Isolatoren) läßt demnach auf das Feld im Innenraum der Diode schließen. Ein Ausschnitt aus Abbildung 3.3, in dem das Verhalten der Äquipotentiallinien nochmals wiedergegeben ist, ist in Abbildung 4.12 gezeigt. Die Potentiallinienberechnungen und die EFOS Meßsignale zum Pulsbeginn (Zeitraum zu dem noch eine lineare Spannungsteilung vorliegt) zeigen, daß der Sensor EFOS das ungeschwächte Feld außerhalb der Isolator-Elektrodenregion mißt. Abbildung 3.4f in Kapitel 3.1 zeigt nämlich, daß die EFOS-Meßsonde die Feldlinienverteilung im ovalen Gebiet in Abbildung 4.12 so verändert, daß diese Aussage gemacht werden kann.

Dieses ungeschwächte Feld außerhalb der Isolator-Elektrodenregion findet man im Entladekanal wieder. Es liegt im eingezeichneten Meßgebiet an, über das der Sensor integriert. Diese Region weist, gemittelt über die in Abb. 4.12 gekennzeichnete Strukturperiode, die gleiche Feldstärke auf, wie das Sensorgebiet mit Sensor. Wir gehen also davon aus, daß das gemessene elektrische Feld im elektrostatischen Fall als Maß für das Feld im Entladekanal dienen kann.

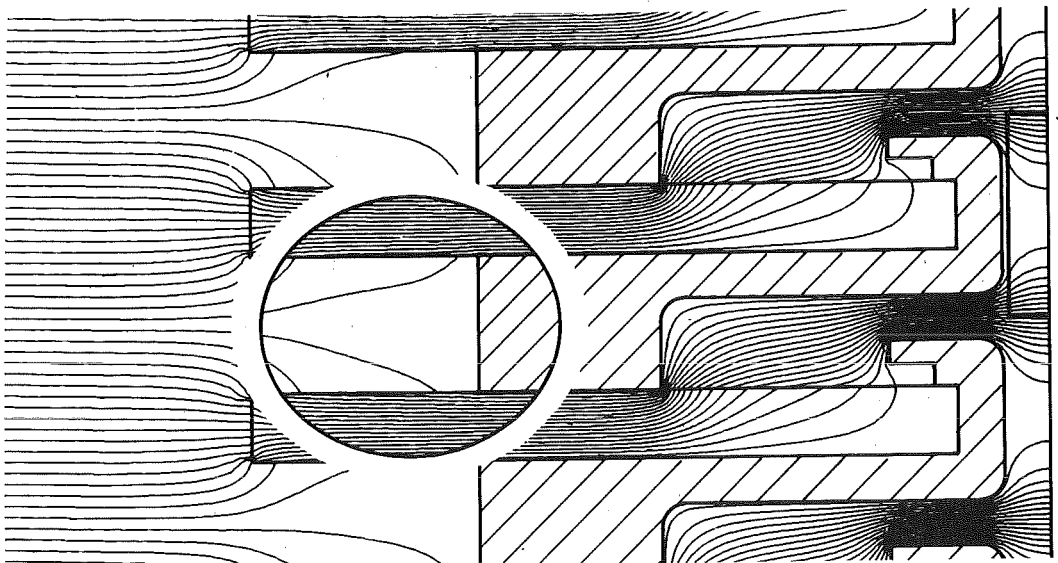


Abbildung 4.12: Ausschnitt aus Abbildung 3.3 und Integrationsgebiet der Meßsonde EFOS

Um im allgemeinen Fall, d.h. bei Anwesenheit eines Stromfadens im Entladekanal, von den Feldstärkeverhältnissen $E_z(r)$ an der Meßsonde auf die Verhältnisse $E_z(0)$ an der Achse zu schließen, muß man die Maxwellgleichung

$$\operatorname{rot} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (4.1)$$

heranziehen. In Zylinderkoordinaten unter Berücksichtigung des von einem axialen in z-Richtung fließenden Stromes erzeugten Magnetfeldes B, vereinfacht sich diese Beziehung gemäß /4.12/ zu

$$\frac{\partial E_z}{\partial r} = \dot{B} + \frac{\partial E_r}{\partial z} \quad (4.2)$$

Danach liefert sowohl das sich zeitlich ändernde azimutale Magnetfeld des Stromes in dessen Anstiegsphase einen Beitrag, als auch ein mögliches radiales elektrisches Feld.

Im Folgenden soll nun gezeigt werden daß der Beitrag $\partial E_r / \partial z$ vernachlässigbar ist und $E_z(r)$ wird berechnet.

Die Integration der Gleichung (4.2) vom Rande eines Stromfadens mit dem Radius r_0 bis zum Meßpunktort r liefert:

$$\int_{r_0}^r \frac{\partial E_z}{\partial r} dr = \int_{r_0}^r \frac{\partial E_r}{\partial z} dr + \int_{r_0}^r \dot{B} dr \quad (4.3)$$

$$E_z(r) - E_z(r_0) = \int_{r_0}^r \frac{\partial E_r}{\partial z} dr + \int_{r_0}^r \dot{B} dr \quad (4.4)$$

Dabei ist $E_z(r)$ das Meßsignal am Ort r und $E_z(r_0)$ die elektrische Feldstärke im Entladekanal am Rande des Stromfadens. Für den elektrostatischen Fall ohne Stromfluß gilt gemäß Abb. 4.12: $E_z(r) \approx E_z(r_0)$ und unter Berücksichtigung von $\dot{B} = 0$ liefert das

$$\int_{r_0}^r \frac{\partial E_r}{\partial z} dr \approx 0$$

Demnach sind elektrische Radialfelder im elektrostatischen Fall vernachlässigbar, im Rahmen der von uns angestrebten Genauigkeit. Dies werden wir auch im elektrodynamischen Fall annehmen, da die Äquipotentialflächen der Elektroden eine Ausbreitung einer Radialkomponente des Feldes verhindert und somit ähnliche Verhältnisse vorliegen sollten.

Dann erhält man aus Gleichung (4.4):

$$E_z(r) - E_z(r_0) = \int_{r_0}^r \dot{B} dr \quad (4.5)$$

Für einen unendlich gut leitenden Plasmafaden gilt, daß das axiale elektrische Feld an der Oberfläche verschwindet, also $E_z(r_0) = 0$ ist.

Es wird damit die Hypothese aufgestellt, daß das elektrische Feld in der Anstiegsphase des Stromes der Pseudofunkendiode rein induktiven Charakter hat und auf die Ausbildung eines dünnen Stromfadens, in dem der Hauptteil des Stromes fließt, zurückzuführen ist.

Somit ergibt sich aus (4.5)

$$\text{mit } B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$$

$$E_z(r) \approx \int_{r_0}^r \dot{B} dr = \int_{r_0}^r \frac{\mu_0 \dot{I}}{2\pi r} dr \quad (4.6)$$

$$E_z(r) \approx \frac{\mu_0 \dot{I}}{2\pi} \ln \frac{r}{r_0} \quad (4.7)$$

Zur Rechtfertigung der oben aufgestellten Hypothese werden die Meßergebnisse aus Kapitel 4.2.3 und 4.2.5 herangezogen.

Betrachtet man die Feldstärkeverläufe in Abbildung 4.6 und 4.9, so erkennt man, daß im Rahmen der Meßgenauigkeit und Vergleichbarkeit der optoelektronisch gemessenen Felder und elektrisch gemessenen Spannungen und Ströme, der Höcker im Feldsignal parallel verläuft mit der zeitlichen Ableitung des Stromes. Die Breite des Höckers ist identisch mit der Dauer des meist konstanten Stromanstieges.

Diese Meßergebnisse zeigen also, daß die Stabilisation der Feldstärke (Höcker) ein vorwiegend induktiver Effekt ist. Es bildet sich ein dünner Stromfaden (Pinch) aus, dessen Induktivität dem Spannungszusammenbruch, bei Beginn des Stromflusses, entgegenwirkt.

Aus Gleichung (4.7) läßt sich der Radius des Stromfadens näherungsweise bestimmen. Für die Werte der Messung aus Abb. 4.9, also ein mittleres $E_z(r) = 20 \text{ kV/cm}$, $dI/dt = 1.5 \cdot 10^{12} \text{ A/s}$ und $r = 3.5 \text{ cm}$, berechnet man den Radius r_0 des Stromfadens zu $r_0 = 45 \mu\text{m}$. Somit ist der Durchmesser des Stromfadens (Pinch) etwa $100 \mu\text{m}$. Für die Induktivität L eines Stromfadens gilt für ℓ sehr viel größer d die Formel /4.15 und 3.16/

$$L \sim 2 \ell \ln \frac{4 \ell}{d} \quad (4.8)$$

Dabei ist ℓ die Länge des Stromfadens und d der Durchmesser. Gibt man sowohl ℓ als auch d in cm an, so hat L die Einheit nH. Mit einer Pinch-

länge von etwa 8 cm erhält man für die Induktivität des Pinches $L = 130$ nH. Die Stromdichte im Pinch beträgt dann (bei einem mittleren Strom von 15 kA) $2.4 \cdot 10^{12}$ A/m².

Aus dem ermittelten Pinchdurchmesser läßt sich ein Kompressionsfaktor für die Teilchendichte angeben und daraus die Dichte des Plasmas im Pinch abschätzen.

Aus dem Flächenverhältnis des Querschnitts des Entladekanals mit einem Radius von 2 mm und der Querschnittsfläche des Pinches mit einem Radius von 45 µm, ergibt sich ein Kompressionsfaktor von etwa 2000, d.h. das Plasma im Pinch ist etwa 2000 mal dichter als das Gas vor der Entladung. Mit Hilfe der Gasgleichung $p = n \cdot k \cdot T$ berechnet sich die Gasdichte bei Zimmertemperatur $T = 300$ K und einem Gasdruck von $p = 0.3$ mbar = 30 Pa zu $n_{\text{gas}} = 7.2 \cdot 10^{21}$ 1/m³. Mit Hilfe des Kompressionsfaktors berechnet sich eine Teilchendichte von $n_{\text{pl}} = 1.4 \cdot 10^{25}$ 1/m³. Hierbei wurde isotherme Kompression vorausgesetzt. Realistischer ist es, wegen Aufheizungsprozessen in der Frühphase der Entladung, eine Temperatur von 10^4 K für das Plasma anzusetzen, was dann zu einer Teilchendichte $n_{\text{pl}} = 4.2 \cdot 10^{23}$ 1/m³ führt.

Unter der Voraussetzung, daß der Höcker im E-Feldsignal auf die Induktivität eines Pinches zurückzuführen ist, lassen sich die Meßergebnisse der Abbildung 4.7 qualitativ wie folgt verstehen:

Die Abbildung 4.7a zeigt, daß bei 30 kA Strom sich ein höherer Höcker ausbildet als bei 20 kA, bei etwa gleicher Anstiegszeit des Stromsignals.

Ein höherer Strom erzeugt ein größeres azimuthales Magnetfeld, als ein kleinerer Strom. Dies bewirkt einen höheren magnetischen Druck auf den Stromfaden, so daß dieser stärker komprimiert wird als im Falle des kleinen Stromflusses. Auf Grund des dadurch resultierenden kleineren Durchmessers erhöht sich die Induktivität des Pinches und damit der induktive Spannungsabfall, was sich im größeren beobachteten Höcker bemerkbar macht.

In Abbildung 4.7b wurde gezeigt, daß bei 30 Pa ein kleinerer Höcker aufgebaut wird als bei dem kleineren Gasdruck von $p = 26$ Pa bei jeweils gleichem Strom von maximal 30 kA und gleicher Anstiegszeit.

Der magnetische Druck, der auf ein stromdurchflossenes Plasma (z-Pinch) ausgeübt wird, ist gegeben durch /4.16/

$$p_{\text{mag}} = \frac{B_{\theta}^2}{2\mu_0} = \frac{\mu_0 I^2}{8\pi^2 R^2} \quad (4.9)$$

wobei I der Strom und R der Radius des Stromfadens ist. Diesem magnetischen Druck wirkt im Gleichgewichtsfall der Plasmadruck /4.16/

$$p_{pl} = (n_e + n_i) \cdot k \cdot T \quad (4.10)$$

entgegen. Dabei sind $n_{e,i}$ die Dichten der Ladungsträger, k die Boltzmannkonstante und T die Temperatur des Plasmas.

Da die Induktivität für den kleineren Gasdruck größer ist (höherer Höcker in Abb. 4.7b), muß der Radius des Pinches für 26 Pa kleiner sein als für 30 Pa Gasdruck. Gemäß Formel 4.10 und 4.9 ist das nur erklärbar, wenn der Plasmadruck bei 26 Pa größer ist als bei 30 Pa, insbesondere muß dazu die Temperatur bei 26 Pa größer sein als bei 30 Pa. Der gegenwärtige Informationsstand kann diesen Sachverhalt nicht eindeutig klären. Eine höhere Temperatur bei kleinem Druck kann auf eine größere mittlere freie Weglänge für Stöße zurückführbar sein und eine damit verbundene größere Energieaufnahme im Feld.

Die Natur des Höckers im Feldstärkesignal ist also durch die Ausbildung eines engen Stromfadens (Pinch) zu erklären. Es bleibt noch die Frage zu beantworten, ob dieser Höcker an allen Elektroden gemessen wird oder nicht, d.h. was ist die Länge des Pinches?

Wie die Meßergebnisse in Abbildung 4.9 zeigen, wird der Höcker nicht in der Kathodenregion beobachtet. Abbildung 4.6 zeigt, daß er jedoch von der Mitte bis in die Anodenregion meßbar ist. Im Rahmen dieser Untersuchung bleibt es ungeklärt, warum sich der Pinch nicht bis zur Kathode hin erstreckt. Als Grund kommt in Frage der größere Entladekanal Durchmesser in der Kathode, oder andere Effekte im Kathodenbereich. Die Pinchlänge beträgt demnach bei einer Diodenlänge von 10 cm maximal 8 cm.

Aus diesen Betrachtungen folgt, daß das im Außenraum der Diode gemessene dynamische elektrische Feld in der Spätphase durch das Verhalten des Stromfadens bestimmt ist. So lautet das durch die beschriebenen Messungen gewonnene wesentliche Ergebnis:

Im Rahmen der gemachten Annahmen fließt der Hauptteil des Stromes in der Spätphase in einem schmalen Stromfaden auf der Achse. Das mit Hilfe des optoelektronischen Sensors gemessene elektrische Feld "Höcker" (Kapitel 4.2.3, 4.2.5 und 4.3.1.2) liegt am Pseudofunken-Plasmasystem außerhalb des Stromfadens an und ist auf Grund der gegenwärtigen Kenntnisse als induktiver Effekt zu interpretieren.

Die Frage, ob in dem Volumen zwischen dem Sensor und dem Stromfaden noch zusätzliche Ladungsträger zum Strom beitragen, muß offen bleiben.

der zylinderförmigen Hohlkathode, von einer Seite auf die andere, hin und her beschleunigt werden und Anregungs- und Ionisationsstöße ausführen, bis das Hauptfeld sie aus diesem Gebiet heraus zur Anode hin beschleunigt. Die durch Ionisation erzeugten Elektronen nehmen an der Pendelbewegung teil, so daß eine lawinenähnliche Vermehrung der Ladungsträger stattfindet /4.13 und 4.19 - 4.21/.

Bemerkenswert ist, daß die Hohlkathoden-Entladung am Eingang der Kathode startet und sich in den Rückraum der Kathode mit einer Geschwindigkeit von etwa $5 \cdot 10^6$ m/s ausbreitet /4.13/. Das Plasma erstreckt sich dann über einen längeren Bereich auf der Achse der Kathode.

Alle Mechanismen und Verhaltensweisen hängen stark von der Hohlkathoden-geometrie, dem Gas, Kathodenmaterial und den Betriebsbedingungen ab. Verallgemeinern läßt sich nur, daß Hohlkathodenentladungen in einem beschränkten Druckbereich $10 \text{ mbar} \cdot \text{mm} \leq p \cdot D \leq 100 \text{ mbar} \cdot \text{mm}$ stattfinden, wobei p der Gasdruck und D der Hohlkathodendurchmesser ist /4.20/.

Gemeinsamkeiten des Pseudofunkens mit der beschriebenen Hohlkathodenentladung sind die radialen elektrischen Felder im Kathodenbereich. Desweiteren werden auch beim Pseudofunken im Kathodengebiet Pendelelektronen beobachtet (Kapitel 4.1 Punkt d)). Auch beim Pseudofunken erstreckt sich das Plasma über einen längeren Bereich auf der Achse der Kathode. Zusätzlich treten die gleichen Geschwindigkeitswerte für Raumladungswellen auf (vgl. Kap.4.2.6).

Ein Unterschied des Pseudofunkens zu üblichen Hohlkathodenentladungen besteht in der Geometrie. Die Verbindung zwischen dem radial ausgedehnten Hohlkathodenraum und dem Entladegebiet ist stark verengt. Eine solche Verengung des Durchmessers der Entladeröhre bewirkt zweierlei:

1.) Die Verteilung der elektrischen Feldlinien in der Hohlkathode des Pseudofunkens wird durch die Verengung am Kathodenausgang in der Weise beeinflusst, daß die Elektronen nicht nur zur Achse (radiale Feldkomponente, klassische Hohlkathode), sondern gleichzeitig auch zum Kathodenausgang (axiale Feldkomponente) beschleunigt werden. Dort treffen sie auf starke elektrische Felder des Kanals und werden zur Anode beschleunigt.

Alleine durch die Elektrostatik erreicht die Elektronenstromdichte in der Achse Werte von 10^4 A/cm² /4.9/, wie Mittag in seiner Fluid-Modellrechnung zeigen konnte.

2.) Lokal erzeugt die Verengung des Entladekanals eine Reduktion von Ladungsträgern, die aus dem Füllgas gewonnen werden können. Das hat zur Folge, daß die Feldstärke sich in diesem Gebiet stark erhöht. Wegen des Mangels an Ladungsträgern muß man eine höhere Spannung an das System anlegen, um den gleichen Strom zu erhalten. Dieser Entladungstyp wird "constricted" genannt, also verengte, begrenzte Entladung /4.22/. Ein weiterer Grund für die Notwendigkeit hoher Spannung bzw. Feldstärke ist der "obstructed", d.h. behinderte Charakter der Entladung /4.22/. Wird die Anode eines beliebigen Gasentladungssystems so dicht an die Kathode herangebracht, daß sie sich an der Grenze des Kathodendunkelraumes befindet, so muß bei konstantem Entladungsstrom die Spannung stark erhöht werden. Die Ursache für dieses Verhalten ist das fehlende Ionisierungsvermögen der Elektronen im Gas /4.22/, so daß die Ströme von den Elektroden abgegeben werden müssen. Dieser Prozeß ist der Child-Langmuir Strombegrenzung unterworfen, d.h. um höhere Ströme erzielen zu können, muß die Spannung entsprechend erhöht werden.

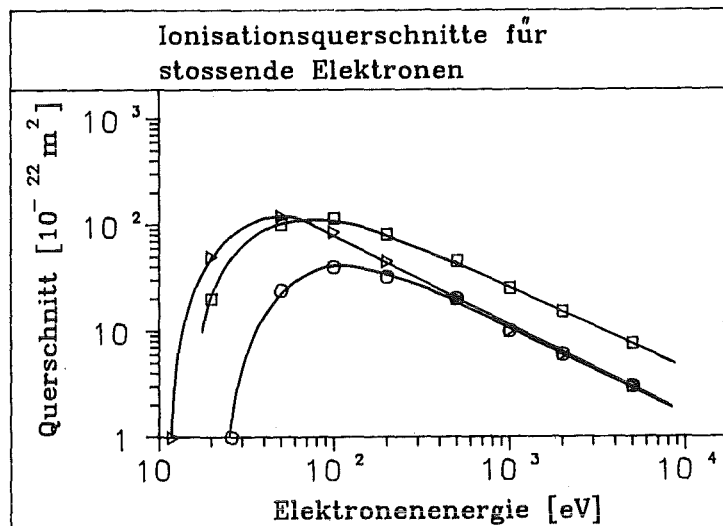


Abbildung 4.14: Ionisationsquerschnitte für Elektronen in verschiedenen Gasen, nach /4.23/.

Dabei ist \triangleright H, \circ He und \square H₂

Im vorliegenden Fall hoher E/n -Werte erreichen die Elektronen auf einer Wegstrecke von $33 \mu\text{m}$ eine Energie von 100 eV , bei der der Ionisationsquerschnitt ein Maximum zeigt (siehe Abbildung 4.14 nach /4.23/). Dabei wurde eine Feldstärke von $E = 30 \text{ kV/cm}$ angenommen. Da die mittlere freie Weglänge für Ionisationsstöße unter diesen Annahmen bei einem Druck von 30 Pa 1.4 cm beträgt, durchlaufen die Elektronen (mit geringer Wahrscheinlichkeit zu ionisieren) das Maximum ihres Ionisierungsvermögens und werden zu sogenannten "run-away"-Elektronen.

Bei genügend hoher Feldstärke können die positiven Ionen im Feld genügend Energie aufnehmen um Gasmoleküle zu ionisieren und ebenfalls zum Strom beitragen. Dies tritt besonders bei kleinen Drücken auf; man spricht dann von einer Kanalstrahlentladung /4.22/.

Simulationen zu den Verhältnissen im Pseudofunkenkanal mittels Monte-Carlo-Methoden /4.8/ zeigen, daß beim Pseudofunken nur 10% aller Ionisationen durch Elektronenstoß verursacht werden. Die restlichen 90% teilen sich auf in Ionisationen durch Ionen und Ladungsaustausch zwischen Ionen und neutralen Molekülen, so daß hier also gleiche Effekte in den Entladungstypen dominieren.

Als Fazit dieser Betrachtungen läßt sich feststellen, daß der Pseudofunke Merkmale der behinderten, der verengten und der Hohlkathodenentladung aufweist.

4.3.4 E-Feldverteilung bei Anwesenheit von Raumladungen

In Abbildung 4.8 Kapitel 4.2.4 wurde zeitaufgelöst die gemessene Feldstärkeverteilung zwischen der Anode und Kathode der Pseudofunktendiode gezeigt. Zu verschiedenen Zeiten ergeben sich Ähnlichkeiten in der Verteilung mit dem raumladungsbegrenzten, mono- und bipolaren Fluß. Dieser Vergleich ist nur gültig, solange die Ströme noch klein sind (bis Kurve 4).

Dazu sind die Ergebnisse der Theorie für verschiedene Annahmen der Träger der Raumladung /4.24/ in Abbildung 4.15 dargestellt.

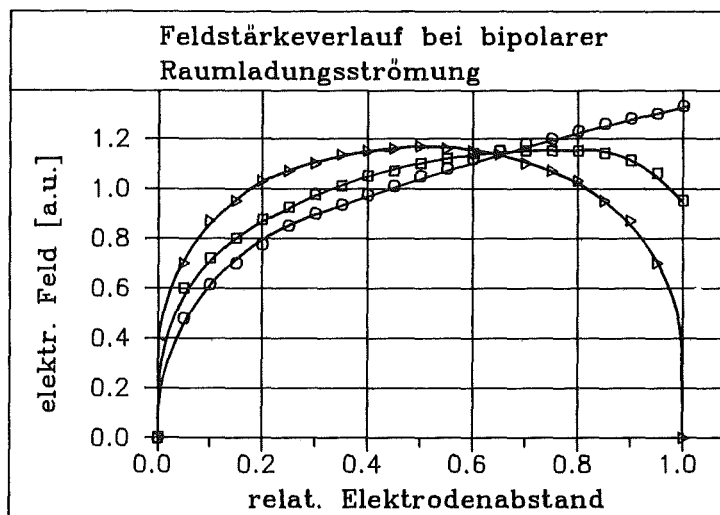


Abbildung 4.15: Feldstärkeverlauf für $\triangleright K = 1$, $\square K = 0.6$ und $\circ K = 0$, d.h. monopolarer Elektronenfluß, nach /4.24/. Bei $x=0$ ist die Kathode, bei $x=1$ die Anode. Für $K > 1$ ergeben sich die Kurven durch Vertauschung von Anode und Kathode. Monopolarer Ionenfluß bedeutet, daß K unendlich groß ist. Die Zahl K ist in Gleichung (4.11) definiert.

Vergleicht man die Feldstärkeverläufe in Abbildung 4.8 mit der Abbildung 4.15, dann läßt sich das Verhalten klassisch wie folgt interpretieren: Nach Beginn der Vorentladung (Kurve 2 und 3) herrscht ein bipolarer Fluß vor mit

$$K = \frac{j_+}{j_-} \sqrt{\frac{m_+}{m_-}} > 1 \quad (4.11)$$

der sich im zeitlichen Verlauf verstärkt. Dann (Kurve 4) findet innerhalb weniger Nanosekunden ein Übergang zum nahezu monopolen Fluß von Ionen mit vernachlässigbarem Elektronenstrom statt. Danach geht die Entladung zu Ende oder der Pincheffekt setzt ein. Der Einfluß von Ionisationen auf die lokal herrschende Feldstärke ist hier noch nicht berücksichtigt. Für eine vollständige Beschreibung ist dies jedoch notwendig. Ansätze dazu sind vorhanden /4.25/.

Zusammenfassung

Die Messungen haben gezeigt, daß die Hochleistungspseudofunkenentladung durch eine Überhöhung der elektrischen Feldstärke im Kathodenraum charakterisiert ist, was durch den Raumladungsfluß erklärt wird. Desweiteren wurde gezeigt, daß es bei diesem System möglich ist über einen Zeitraum von etwa 40 ns ein elektrisches Feld nach Zünden der Entladung mit Einsetzen eines hohen Stromflusses aufrechtzuerhalten.

Dieses elektrische Feld wird im wesentlichen auf einen induktiven Effekt zurückgeführt. Bedingt durch einen hohen Stromfluß durch das Plasma, übt das azimuthale Magnetfeld des Stromes einen magnetischen Druck aus, der das Plasma zu einem etwa 100 μm dünnen Stromfaden (Pinch) komprimiert. In diesem Pinch ist das Plasma um zwei bis drei Größenordnungen dichter als vor der Kompression. Der Pinch besitzt eine Induktivität von $L = 130 \text{ nH}$, die das nochmalige Ansteigen der elektrischen Feldstärke während der Phase $dI/dt \neq 0$ verursacht. Die induktive Komponente des elektrischen Feldes wird stark von der Wahl des Gasdruckes beeinflusst.

Ebenso wurde die zeitliche Korrelation der Röntgenemission mit der Diodenspannung, dem Strom und der elektrischen Feldstärke gezeigt.

5. Anhang

5.1 Optische Grundlagen

5.1.1 Lichtwellenleitertypen und Grundlagen

Die Lichtausbreitung im Lichtwellenleiter (LWL) beruht auf der Totalreflexion. Fällt Licht unter einem bestimmten Winkel $\gamma > \theta$ auf die Grenzfläche von einem optisch dichteren Medium mit dem Brechungsindex n_1 zu einem optisch dünneren Medium mit Brechungsindex n_2 , so wird es total reflektiert. Der Grenzwinkel θ der Totalreflexion ergibt sich aus dem Snellius-Brechungsgesetz zu $\text{SIN } \theta = n_2/n_1$ (Abbildung 5.1 und 5.2) /5.1/ .

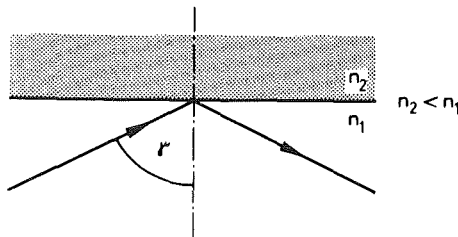


Abbildung 5.1 nach /5.1/

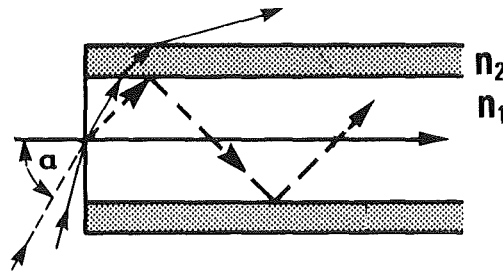


Abbildung 5.2 nach /5.1/

Ein LWL wird nach diesem Prinzip so aufgebaut werden, daß eine Grenzfläche zwischen einem optisch dünneren und dichteren Medium entsteht. Die Abb. 5.2 zeigt einen solchen Aufbau aus einem lichtleitenden Kern und einem optisch dünneren Mantel, an dessen Grenzfläche zum Kern das Licht total reflektiert wird.

Im LWL sind wegen dem Grenzwinkel der Totalreflexion nur solche Lichtstrahlen ausbreitungsfähig, die unter einem bestimmten Winkel α in die Faser eingekoppelt werden.

Der Sinus aus diesem Winkel wird Numerische Apertur NA genannt. Sie ist wichtig bei der Kopplung von LWL untereinander oder an Sender und Empfänger; sie ist ein Maß für den maximalen vom LWL aufzufangenden und abgestrahlten Lichtkegel. Die Numerische Apertur berechnet sich aus

$$NA = \text{SIN}(\alpha_{\text{max}}) = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$$

(Dabei ist $\alpha_{\text{max}} = 90^\circ - \theta$ und das Medium außerhalb des LWL ist Luft mit dem Brechungsindex eins.)

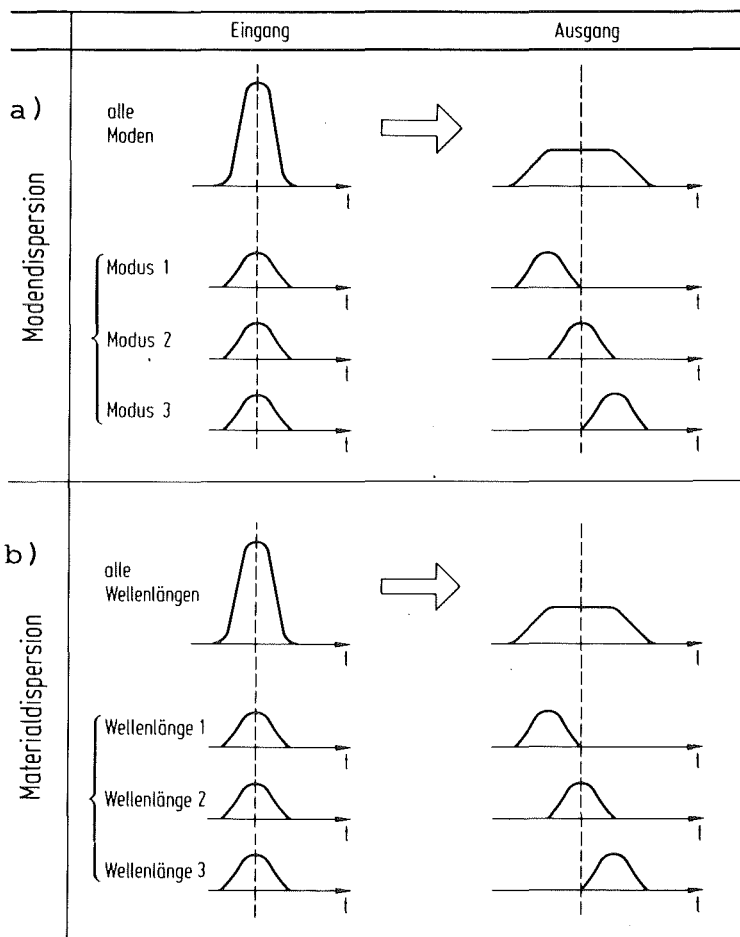
Strahlen, die flach zur optischen Achse einfallen, legen einen kürzeren Weg

zurück als steil einfallende Strahlen, letztere werden nämlich öfter reflektiert. Damit treten also Laufzeitunterschiede der einzelnen Lichtstrahlen (Moden) auf, d.h. ein kurzer Impuls wird am Ende des LWL verbreitert sein (Modendispersion siehe Abb. 5.3a).

Abbildung 5.3:

Veranschaulichung der Modendispersion (a) und der Materialdispersion (b) nach /5.2/.

Nach oben ist jeweils die Intensität aufgetragen.



Zusätzliche Verbreiterung liefert die wellenlängenabhängige Materialdispersion (oft auch chromat. Dispersion genannt) /5.2/. Diese Verbreiterung wird um so kleiner, je schmaler die Spektralbreite der benutzten Lichtquelle und um so größer die Betriebswellenlänge ist, sie wird durch die Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex bestimmt.

Der Vollständigkeit halber sei noch die Polarisationsdispersion erwähnt; sie tritt in Monomodelichtleitern (Begriff wird später noch erklärt) auf, da der einzige Mode niedrigster Ordnung entartet ist. Er ist die Summe zweier orthogonaler Polarisationszustände, die sich in Anwesenheit von linearer Doppelbrechung mit unterschiedlicher Geschwindigkeit ausbreiten können. In der Praxis machen sich Verunreinigungen der Ausgangsmaterialien und

Fertigungstoleranzen bemerkbar. Deshalb kommt es zu einem Leistungsverlust zwischen Einkoppel- und Empfangsseite durch Absorption, Inhomogenitäten des lichtführenden Materials sowie durch Streuung. Die Dämpfung ist definiert als

$$\alpha = -1/L \cdot 10 \cdot \log(P_2/P_1) \quad \text{Einheit dB/km,}$$

dabei ist P_1 die eingekoppelte, P_2 die am Ende empfangene Lichtleistung und L die Länge des LWL (1 dB/km bedeutet bei einer Faserlänge von 1 km eine Abschwächung der Lichtintensität von etwa 20 Prozent).

Die Größe des übertragbaren Frequenzbereiches gibt die Bandbreite an, sie hat die Einheit Hz km und ist ebenfalls längenabhängig.

Man unterscheidet heute im wesentlichen drei bzw. vier Arten von Lichtwellenleitern.

Die Stufenfaser und Gradientenfaser, beide sind Multimodefasern, da sich in ihrem relativ großen Kern viele Moden (500 - 2000) ausbreiten können. Wie Abbildung 5.4 /5.1/ zeigt, ist der Brechungsindex des Kerns bei einer Stufenfaser konstant und verändert sich erst an der Grenzfläche Kern/Mantel stufenartig; im Vergleich dazu steht das Brechzahlprofil der Gradientenfaser, es ändert sich gemäß der Formel: $n(r) = n_0 (1 - 0.5 k r^2)$, dabei ist n_0 der Brechungsindex längs der Faserachse und k eine Konstante zur Beschreibung des Brechwertgefälles. Dieser Verlauf des Brechungsindex hat den Vorteil, daß Laufzeitunterschiede (Modendispersion) im Vergleich zur einfachen Stufenindexfaser um bis zu drei Größenordnungen reduziert werden können, so daß Laufzeitverbreiterungen von weniger als 50 ps/km erreicht werden. Es handelt sich also um hochwertigere Fasern, die für größere Bandbreiten und weite Übertragungstrecken geeignet sind.

Die dritte Art von LWL sind die Monomodefasern. Sie zeichnen sich durch einen vergleichsweise geringen Kerndurchmesser (kleiner als 10 μm) aus. Durch die starke Verengung des Kerns erreicht man, daß nur noch ein Mode sich in der Faser ausbreiten kann. Damit erhöhen sich wegen der entfallenden Modendispersion die Übertragungsbandbreiten bis zu 10 GHz km, aber es erschwert sich die Handhabung wegen der kleinen Abmessungen.

In diesen modendispersionsfreien Monomodefasern wird nun ein zusätzlicher Dispersionseffekt bedeutend, die Wellenleiterdispersion. Sie tritt auf, weil die radiale Intensitätsverteilung des Lichts nicht völlig auf den Kernbereich beschränkt ist, sondern zu einem geringen Anteil in den Mantel ein-

dringt. Das Dispersionsverhalten hängt demzufolge von der Materialzusammensetzung und der wellenoptischen Strukturierung des Mantels ab; durch geeignete Indexprofile, die dann zusätzlich im Mantelbereich strukturiert sind (siehe Abb. 5.5), kann eine Kompensation der Manteldispersion und der Wellenleiterdispersion über gewisse Spektralbereiche ermöglicht werden, da die Vorzeichen der Effekte entgegengesetzt sind. Für eine gewisse Wellenlänge können die Effekte minimiert werden. Man spricht dann von Dispersion Shifted Singlemode Fasern. Man kann sogar den spektralen Verlauf der Gesamtdispersionskurve über einen weiten Spektralbereich konstant niedrig halten, dann spricht man von dispersionsflachen (DF)- Fasern; sie erreichen Dispersionswerte von weniger als $2\text{ps}/(\text{nm km})$ über einen Spektralbereich von 1.3 bis $1.6 \mu\text{m}$ /5.3/.

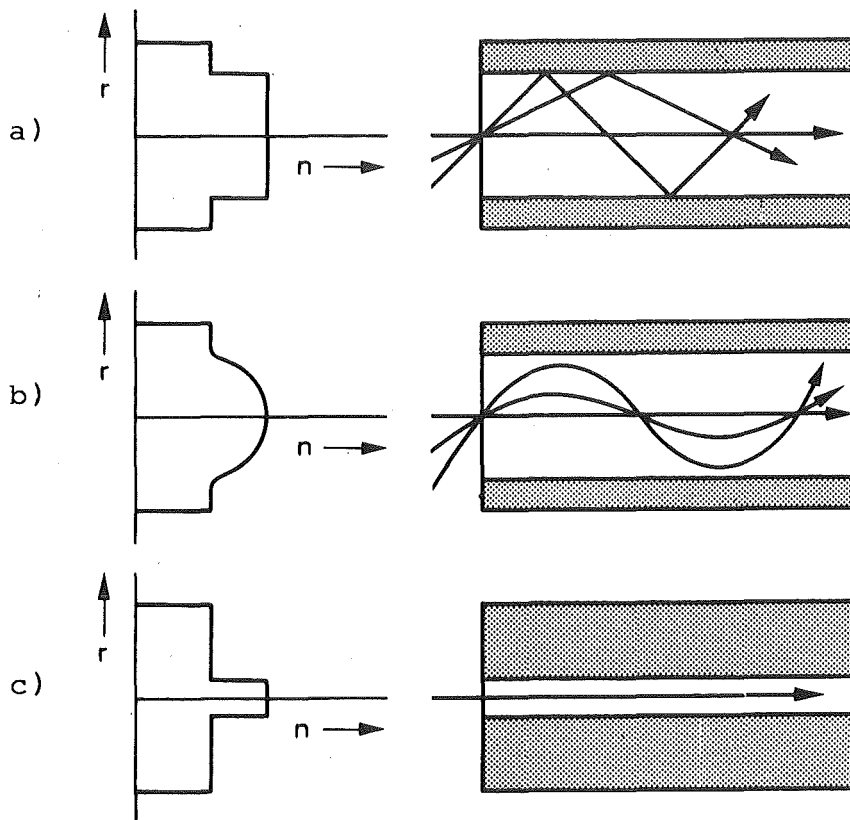
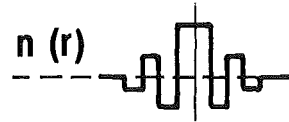


Abbildung 5.4: Lichtwellenleitertypen und Brechungsindexprofil nach /5.1/. a) Multimode Stufenindexfaser b) Multimode Gradientenfaser c) Monomodefaser

Beachte: Selbst im Monomode-LWL können sich zwei zueinander orthogonale, voneinander unabhängige Moden ausbreiten, der einzige Mode ist entartet hinsichtlich der Polarisation!

Abbildung 5.5: Brechungsindexprofil einer dispersionsflachen Monomodefaser



Schließlich die vierte Art von LWL, das sind die polarisationserhaltenden Lichtwellenleitertypen. Diese sind erforderlich, da linear polarisiertes Licht nach dem Durchgang durch einen herkömmlichen LWL partiell polarisiert ist, d.h. es hat einen unpolarisierten Anteil erhalten.

Ursachen dafür sind innere Spannungen (lineare Doppelbrechung), Kerndeformationen, Krümmungen und Verdrehungen, sowie Streuung und Brechung an Endflächen. Die Veränderung der linearen Polarisation beschreibt der Depolarisationsgrad D /5.4/ ; dieser ist gegeben durch

$$D = 2 I_{\min} / (I_{\max} + I_{\min}).$$

Dabei sind $I_{\max, \min}$ die Lichtintensitäten in den beiden Extremalstellungen des Analysators; für $D=0$ ist das Licht vollständig polarisiert, für $D=1$ vollständig unpolarisiert.

Die polarisationserhaltenden Faserarten befinden sich noch im Entwicklungsprozeß, obwohl sie schon auf dem Markt sind. Es gibt verschiedene Konzepte zur Realisierung:

- a) Wahl eines elliptischen Querschnitts zusammen mit einer großen Brechzahl-differenz zwischen Kern und Mantel /5.5 - 5.6/ .
- b) Eine weitere Möglichkeit ist, in die Faser gezielt Zonen aus Materialien mit unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten einzubringen. Die dadurch entstehende mechanische Spannung ruft eine hohe Doppelbrechung im LWL hervor. Dieser ist daher gegen externe Einflüsse, die eine Doppelbrechung verursachen, unempfindlich, weil diese nur kleine Beiträge darstellen /5.7/.

Abbildung 5.6 zeigt einen nach diesem Prinzip hergestellten LWL der linear polarisiertes Licht über große Distanzen zu transportieren vermag. Typische Verluste sind 10 dB/km bei 633 nm die sich auf 1.8 dB/km bei 1050 nm verringern /5.7/ .

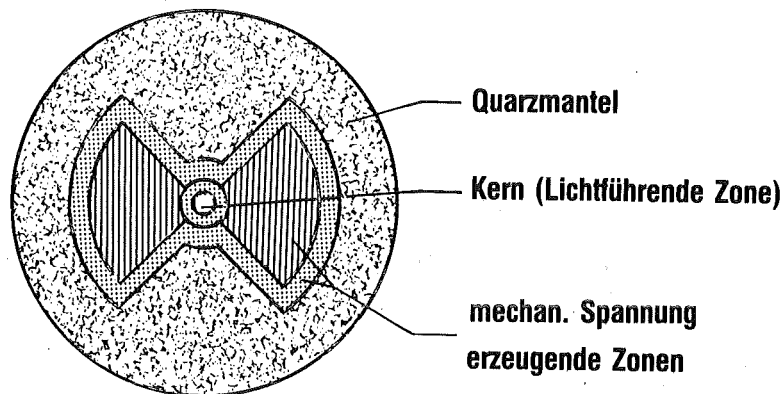


Abbildung 5.6: Polarisationserhaltender Lichtwellenleiter im Querschnitt

Lichtwellenleiterdämpfung

Man unterscheidet drei Beiträge zur Dämpfung im LWL:

- 1.) Absorption
- 2.) Materialstreuung
- 3.) Strahlungsverluste

zu 1.) Für dämpfungsarme LWL wird ausschließlich Quarzglas (SiO_2) verwendet. Die Eigenabsorption ist dabei vernachlässigbar (besonders im Bereich $0.8 - 0.9 \mu\text{m}$ und $1.3 - 1.55 \mu\text{m}$ häufigster Anwendungsbereich) /5.2/ . Ausschlaggebend für die Absorption sind Verunreinigungen im Glas speziell Metall- und Wasserionen. Die für die OH^- Absorption (Resonanz mit Molekülschwingungen des OH^- Ions) typischen Absorptionsmaxima liegen bei den Wellenlängen 950, 1230 und 1370 nm (siehe Abbildung 5.7). Aus der Dämpfungskurve läßt sich somit der Wassergehalt bestimmen. Zusätzlich tritt UV-Absorption durch Molekülschwingungen und IR-Absorption durch Molekülrotationen auf.

zu 2.) Glas ist physikalisch gesehen eine erstarrte Flüssigkeit, daher kein homogenes Material, sondern eine aus makroskopischen Teilchen bestehende Masse. Wegen der lokalen Dichteänderungen treten Brechzahl-schwankungen als Inhomogenitäten auf, an denen das Licht gestreut wird. Liegen die Abmessungen der Teilchen in der Größenordnung von 0.1 - 0.2 mal der Wellenlänge, so handelt es sich um Rayleigh-Streuung. Diese nimmt umgekehrt proportional zur vierten Potenz der Wellenlänge ab, so daß im Einsatz von LWL möglichst große Wellenlängen von Vorteil sind. Die Rayleigh-Streuung ist die physikalisch bedingte Schranke der besten Dämpfungswerte /5.8 - 5.9/.

zu 3.) Strahlungsverluste treten besonders bei Krümmungen der Faser (vor allem bei höheren Moden) auf. Man spricht von Leckwellen; bei diesem Typ wird vom Kern Energie in den Außenraum abgeführt. Weitere Beiträge sind Fehler an der Grenzfläche Kern/Mantel sowie Einschlüsse im LWL selbst.

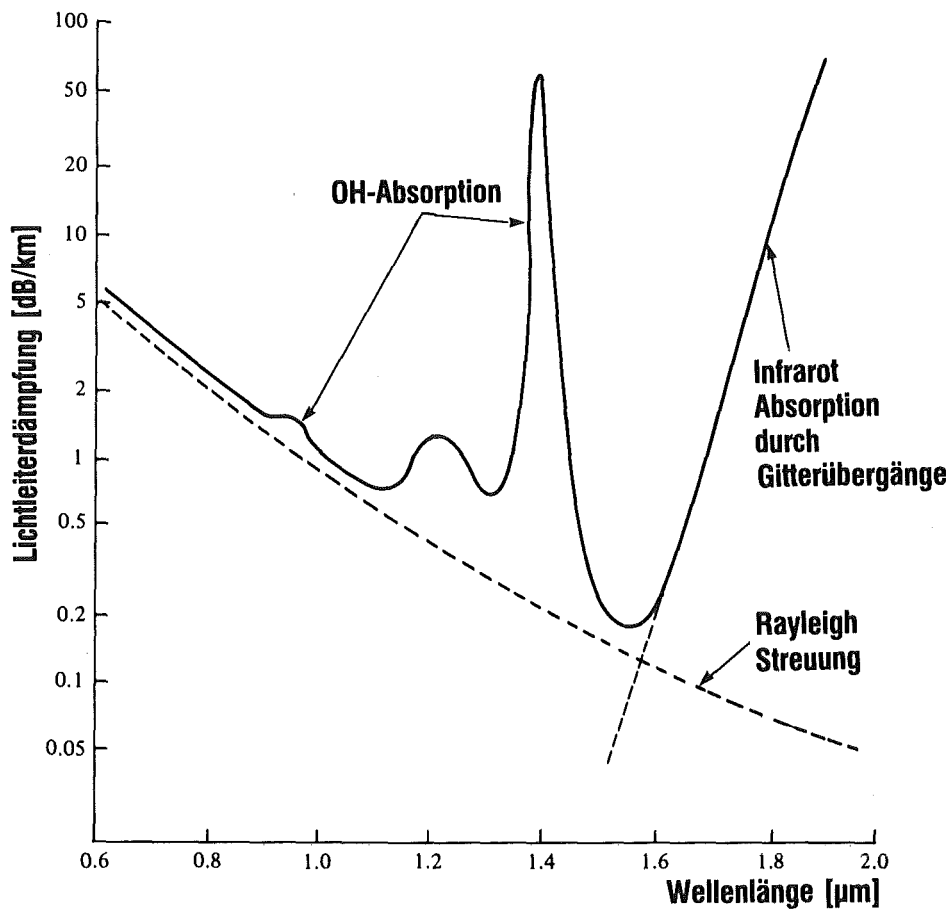


Abbildung 5.7: Dämpfung eines Lichtwellenleiters in Abhängigkeit von der Wellenlänge nach /5.9/.

Beim Umgang mit Lichtwellenleitern ist folgendes zu beachten:

a) Die Primärbeschichtung eines LWL dient vor allem zur Vermeidung des Eindringens von Wasser in den LWL und besteht aus einer wasserundurchlässigen Kunststoffschicht. Diese kann jedoch altern und spröde werden. Als Folge davon kann sich das Dämpfungsverhalten des LWL ändern.

b) Durch unsauberes Einkoppeln eines Laserstrahls in den LWL kann es vorkommen, daß sich Licht im Mantel ausbreitet, was besonders bei kleinen Längen Meßergebnisse verfälschen kann. Um dem entgegenzuwirken benutzt man einen Modenabstreifer (mode stripper), eine zumeist hochbrechende Flüssigkeit, in die der LWL gelegt wird, so daß das im Mantel geführte Licht in diese Flüssigkeit abgestrahlt wird.

Der Einsatz von Modenabstreifern empfiehlt sich ebenfalls wenn Licht vom Experiment (z.B. Plasma) in den Mantel eingekoppelt werden kann.

c) Kopplung zwischen Lichtwellenleitern

Die in der Praxis auftretenden Fehler beim Koppeln zweier LWL zeigt die Abbildung 5.8. Die wohl am häufigsten auftretenden Fehler sind der seitliche und axiale Versatz. In der Abbildung 5.9 ist der auftretende Kopplungsverlust als Funktion des relativen Versatzes aufgetragen /5.2/ .

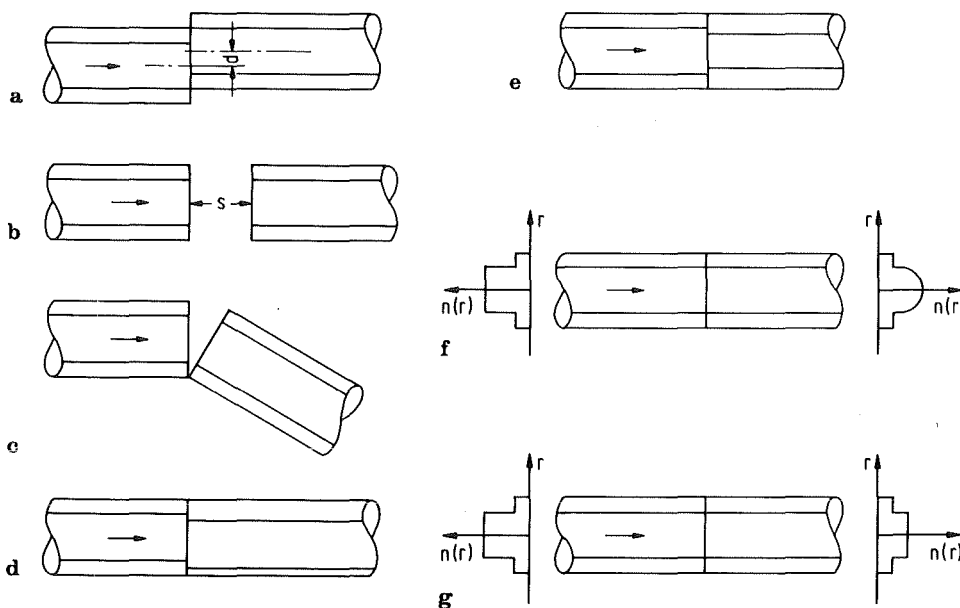


Abbildung 5.8: Mögliche Fehler beim Koppeln von Lichtwellenleitern /5.2/

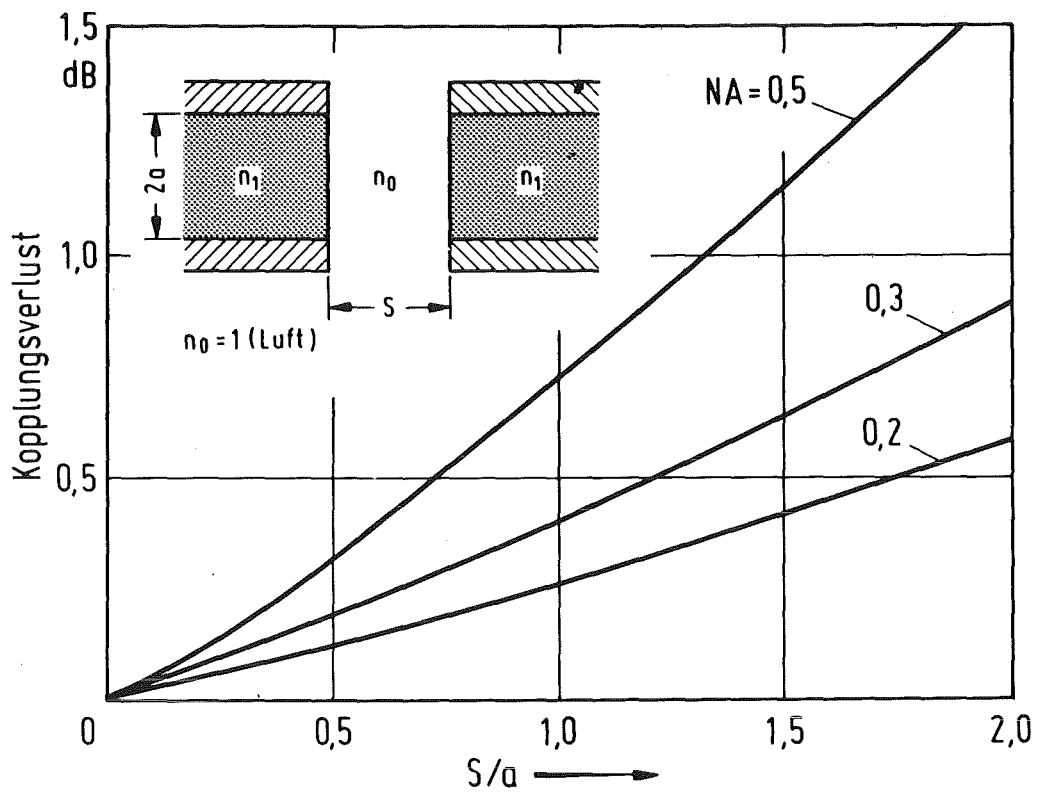
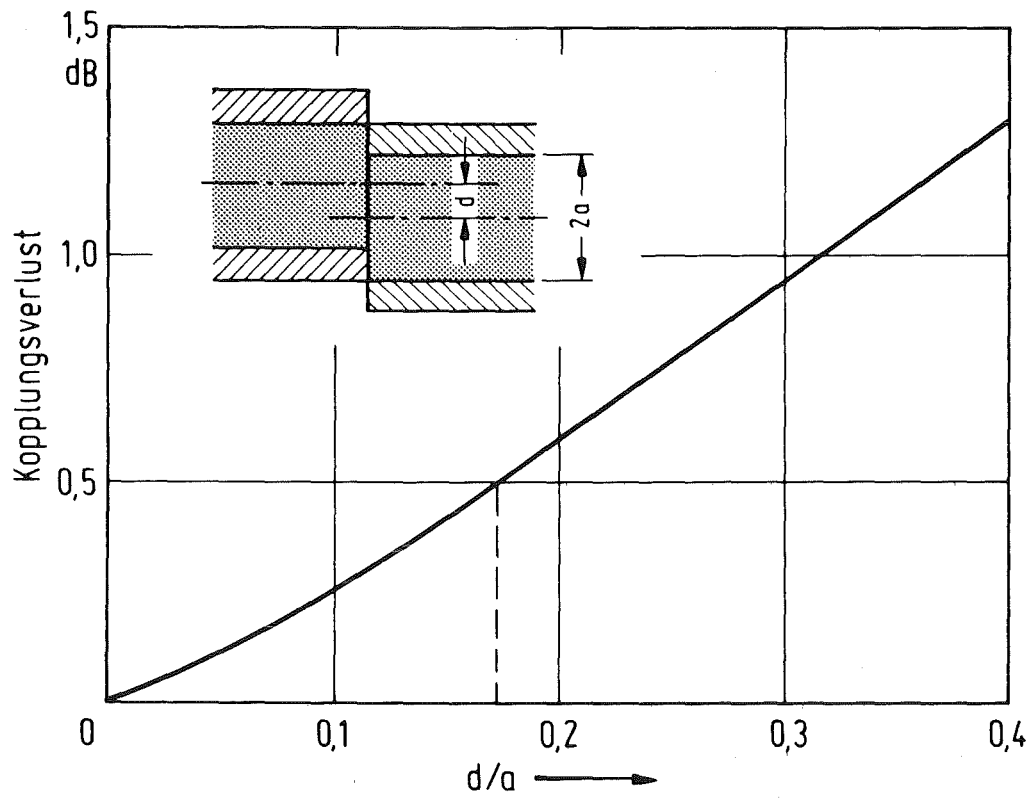


Abbildung 5.9: Oben: Kopplungsverlust durch seitlichen Versatz
 Unten: Kopplungsverlust durch axialen Versatz nach /5.2/

Man erkennt, daß für einen Verlust von 0.5 dB ein maximaler seitlicher Versatz von $d/a = 0.17$ zulässig ist, hingegen für einen axialen Versatz (mit $NA = 0.3$) ist $d/a = 1.2$ erlaubt, so daß man beim Verbinden von LWL mehr auf die Vermeidung des seitlichen als des axialen Versatzes zu achten hat.

d) Strahlungseinfluß auf Lichtwellenleiter

Bei der Bestrahlung von LWL mit ionisierender Strahlung tritt strahlungsinduzierte Lumineszenz und Dämpfung auf; das Verhalten bei kontinuierlicher Bestrahlung unterscheidet sich stark von dem bei gepulster /5.10 - 5.12/. Wie Abbildung 5.10a) zeigt erhöht sich der Intensitätspegel während eines Strahlungspulses auf Grund von Lumineszenzlicht. Es handelt sich dabei vorwiegend um Cerenkov-Strahlung. Die Intensität hängt ab von der Energie der Strahlung, dem Winkel zwischen Strahlung und Glasfaser sowie deren Eigenschaften (z.B. Kerndurchmesser, Numerische Apertur, Dotierung). Diesen Einfluß der Intensitätserhöhung kann man durch schmalbandige Interferenzfilter vor dem Empfänger reduzieren.

Im weiteren Verlauf der Kurve erkennt man, daß nach dem Puls strahlungsinduzierte Dämpfung auftritt, die bis zu einem gewissen Wert langsam ausheilt, dieser bleibt als permanente Absorption bestehen. Die Ursache der Dämpfung ist die ionisierende Wirkung der Strahlung (Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren). Frei werdende Ladungsträger lagern sich an vorhandene oder durch Strahlung erzeugte Fehlstellen an und bilden Farbzentren, die Licht absorbieren. Die Absorption hängt dabei von der Art der Fehlstellen (Stärke der Bindung) ab. Besonders bei dotierten Fasern (Gradientenfasern) bestimmen die Fremdatome die Strahlungsempfindlichkeit.

Die Dämpfung klingt durch Wärmezufuhr bzw. durch die vorhandene Wärmeenergie wieder ab, wobei die Geschwindigkeit durch die Stärke der Bindung der Fehlstellen bestimmt wird.

Bei kontinuierlicher Bestrahlung ist die maximale Dämpfung viel kleiner (z.B. Faktor 40 - 50, jedoch stark faserabhängig), weil es während der Bestrahlung schon wieder zu einem Zerfall der Farbzentren kommt; es stellt sich ein Gleichgewicht ein.

Die maximale vorübergehende Absorption hängt u.a. stark von der Art der Strahlung ab; so z.B. machen 3 krad Elektronen eine um einen Faktor 10

stärkere Anfangsdämpfung als 21 rad Gamma-Strahlung, nach 100 Sekunden liegt die Dämpfung aber in der gleichen Größenordnung /5.12/. Um Lichtwellenleiter vor Strahlungseinflüssen zu bewahren gibt es spezielle Ausführungen die entsprechende zusätzliche Umhüllungen aufweisen.

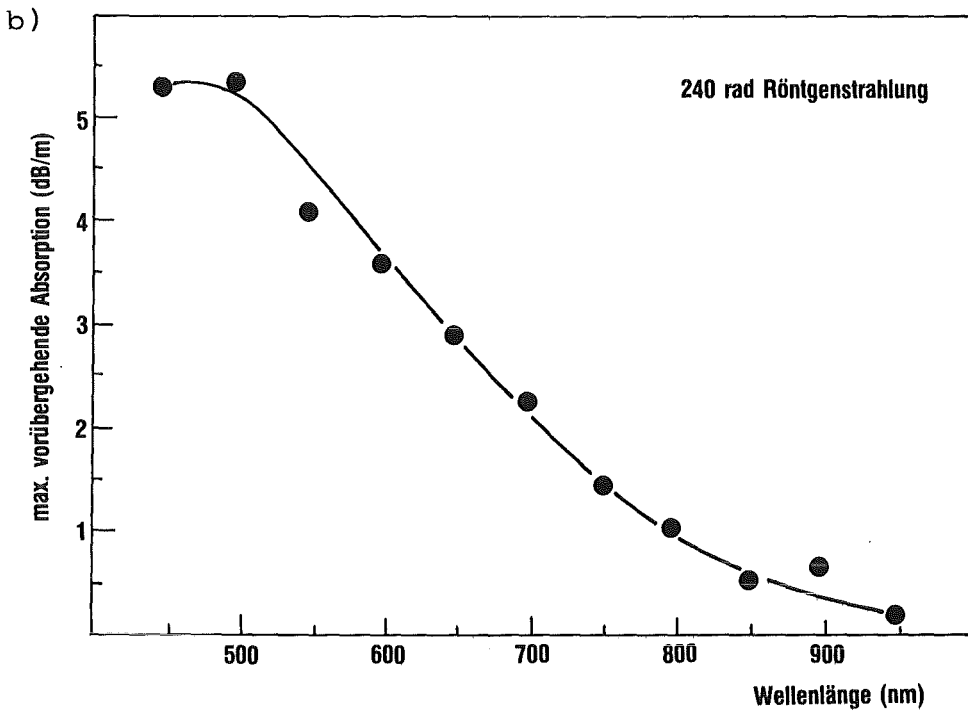
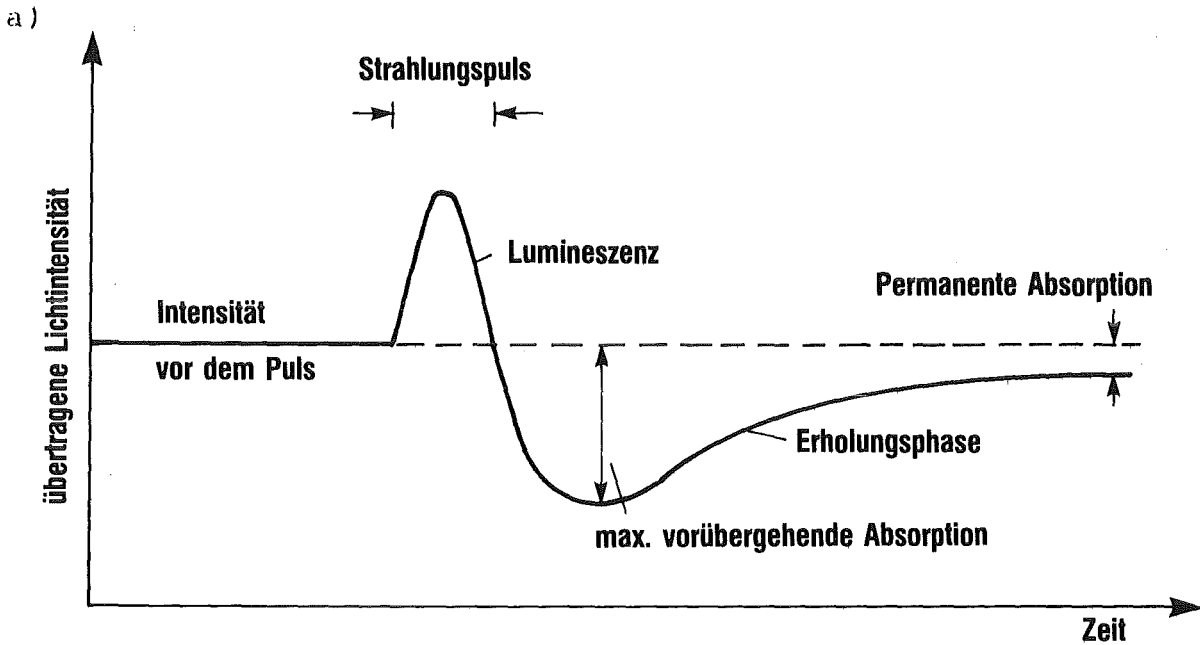
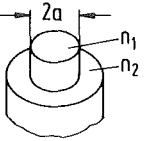
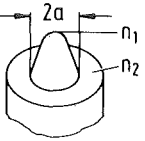
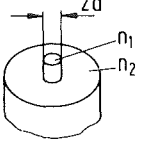
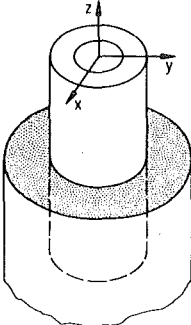
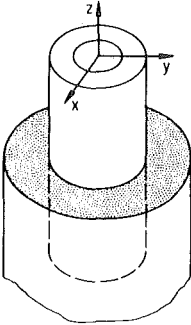
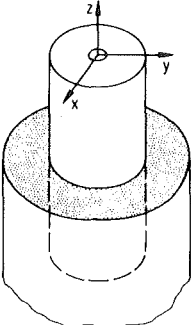
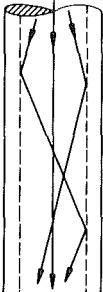




Abbildung 5.10: Einfluß von Bestrahlung auf Lichtwellenleiter

Als Abschluß dieses Kapitels soll die folgende Zusammenstellung der technischen Daten der drei bekanntesten LWL-Typen dienen:

	Multimode - Stufenprofil LWL	Multimode - Gradientenprofil LWL	Monomode LWL	
Brechzahl				
Aufbau und Strukturkonstante	 $V \gg 2,4$	 $V \gg 2,4$	 $V < 2,4$	
Lichtführung				
Übertragungsbandbreite	< 0,05	0,2...3	>> 1	GHz · km
Kerndurchmesser ^a	50...600	40...100	4...10	μm
Gesamtdurchmesser ^b	150...1000	100...200	100...200	μm
Dämpfung ($\lambda_0=0,85 \mu\text{m}$)	3...20	≈ 2,5	≈ 2,5	dB/km
($\lambda_0=1,3 \mu\text{m}$)	1...10	≈ 0,5	≈ 0,5	dB/km
NA ^c	0,2...0,4	≈ 0,2	0,1...0,2	

a für Multimode - Standard - LWL gilt die Normung 50 μm b für Standard - LWL gilt die Normung 125 μm c für Multimode - Standard - LWL gilt 0,2

Abbildung 5.11: Zusammenfassung Lichtwellenleiterdaten nach /5.2/

5.1.2 Induzierte Doppelbrechung in BGO - Kristallen

Man unterscheidet zwischen "linearer Doppelbrechung", oft auch "Doppelbrechung" genannt, die aus linear polarisiertem Licht i.A. elliptisch polarisiertes Licht macht, und "zirkularer Doppelbrechung" gleichbedeutend mit "optischer Aktivität", die linear polarisiertes Licht um einen Winkelbetrag dreht /5.13/. Bei dem im Folgenden behandelten Pockelseffekt handelt es sich um lineare Doppelbrechung.

Die elektrooptischen Effekte im Dielektrikum sind charakterisiert durch zwei elektrische Felder; das eine ist das von außen an das Medium angelegte Feld, das andere das elektrische Feld der Lichtwelle selbst. Im äußeren elektrischen Feld verschieben sich die Ladungen im Kristall, es tritt Polarisation auf. Die Wellenausbreitung wird durch die Maxwellgleichungen im Dielektrikum beschrieben /3.7/. Es wird dort die "elektrische Verschiebung" $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$ eingeführt. Für die Polarisation \vec{P} gilt im isotropen Medium $\vec{P} = (\epsilon - 1) \epsilon_0 \vec{E} = \epsilon_0 \chi \vec{E}$, wobei χ die elektrische Suszeptibilität des Materials ist.

In dielektrischen Kristallen in einem äußeren Feld ist χ nicht mehr ein skalarer Faktor, da die elektrische Polarisation nunmehr auch von der Richtung der angelegten elektrischen Feldstärke abhängt (wegen Vorzugsrichtungen im Kristall, polare Achsen). Stattdessen wird χ und ϵ ein Tensor. In Komponentendarstellung gilt dann die Beziehung

$$\begin{aligned} P_X &= \epsilon_0 (\chi_{11} E_X + \chi_{12} E_Y + \chi_{13} E_Z) \\ P_Y &= \epsilon_0 (\chi_{21} E_X + \chi_{22} E_Y + \chi_{23} E_Z) \\ P_Z &= \epsilon_0 (\chi_{31} E_X + \chi_{32} E_Y + \chi_{33} E_Z) \end{aligned}$$

wobei die χ_{ij} Koeffizienten des Suszeptibilität Tensors sind. Der Betrag dieser Koeffizienten hängt ab von der Wahl der x, y, z - Achsen relativ zu den Kristallachsen. Es ist stets möglich, das Koordinatensystem so zu wählen /3.10/, daß nur noch eine Diagonalmatrix für χ zurückbleibt und es gilt:

$$\begin{aligned} P_X &= \epsilon_0 \chi_{11} E_X \\ P_Y &= \epsilon_0 \chi_{22} E_Y \\ P_Z &= \epsilon_0 \chi_{33} E_Z \end{aligned}$$

Diese Richtungen werden die hauptdielektrischen Achsen des Kristalls genannt. Ebenso läßt sich dann schreiben:

$$\begin{aligned} D_x &= \epsilon_{11} E_x \\ D_y &= \epsilon_{22} E_y \\ D_z &= \epsilon_{33} E_z \end{aligned} \quad \text{mit } \vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad \text{und} \\ \epsilon_{ii} = \epsilon_0 (1 + \chi_{ii})$$

Im isotropen Medium gilt $\chi_{11} = \chi_{22} = \chi_{33}$ und $\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = \epsilon_{33} = \epsilon$, so daß die Ausbreitungs-/Phasengeschwindigkeit $c = 1/\sqrt{\mu\epsilon}$ unabhängig von der Richtung ist.

Im anisotropen Medium mit $\epsilon_{11} \neq \epsilon_{22} \neq \epsilon_{33}$, gibt es somit unterschiedliche Phasengeschwindigkeiten, je nach dem wie die Lichtwelle polarisiert ist und in welcher Richtung sie sich ausbreitet.

Diese Abhängigkeit wird i.A. durch den sogenannten Index-Ellipsoid beschrieben /3.10, 5.13/; n_i ist dabei der Brechungsindex für die jeweilige Richtung:

$$\frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} + 2 \frac{yz}{n_4^2} + 2 \frac{xz}{n_5^2} + 2 \frac{xy}{n_6^2} = 1 \quad (5.1)$$

Sind x, y, z die bereits erwähnten hauptdielektrischen Achsen, für die im Kristall \vec{D} parallel zu \vec{E} gilt, so erhält man mit $E = 0$:

$$\frac{1}{n_i^2} = \frac{1}{n_x^2}, \frac{1}{n_2^2} = \frac{1}{n_y^2}, \frac{1}{n_3^2} = \frac{1}{n_z^2} \quad \text{und} \quad \frac{1}{n_i^2} = 0 \quad \text{für } i = 4, 5, 6$$

also

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1.$$

Wird nun durch Anwesenheit eines elektrischen Feldes die Elektronenverteilung im Kristall geändert, so ist der lineare Wechsel in den Koeffizienten $(1/n_i^2)$ auf Grund eines beliebigen elektrischen Feldes $\vec{E} =$

(E_x, E_y, E_z) definiert durch:

$$\Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_i = \sum_{j=1}^3 r_{ij} E_j \quad \begin{aligned} j = 1 &\rightarrow x \\ j = 2 &\rightarrow y \\ j = 3 &\rightarrow z \end{aligned} \quad (5.2)$$

also z.B.

$$\Delta \left(\frac{1}{n^2} \right) = r_{61} E_1 + r_{62} E_2 + r_{63} E_3$$

Die 6 x 3 Matrix mit den Elementen r_{ij} heißt "elektrooptischer Tensor".

Die Symmetrie des Kristalls legt fest, welche der 18 r_{ij} von Null verschieden sind und welche Beziehung untereinander besteht. Der lineare elektrooptische Effekt existiert so z.B. nur in Kristallen, die keine Inversionssymmetrie besitzen, d.h. wenn der Ortsvektor \vec{r} in $-\vec{r}$ übergeht, darf die Kristallstruktur nicht invariant sein.

Für die kubische Kristallgruppe $\bar{4}3m$ (Zinkblende-System) gilt /3.10/:

$$r_{41} = r_{52} = r_{63} \equiv r_{41} \quad \text{und} \quad r_{ij} = 0 \text{ sonst.}$$

	$E \perp (001)$ plane $E_x = E_y = 0, E_z = E$	$E \perp (110)$ plane $E_x = E_y = \frac{E}{\sqrt{2}}, E_z = 0$	$E \perp (111)$ plane $E_x = E_y = E_z = \frac{E}{\sqrt{3}}$
Index ellipsoid	$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n_o^2} + 2 r_{41} E xy = 1$	$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n_o^2} + \sqrt{2} r_{41} E (yz + zx) = 1$	$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n_o^2} + \frac{2}{\sqrt{3}} r_{41} E (yz + zx + xy) = 1$
n_x'	$n_o + \frac{1}{2} n_o^3 r_{41} E$	$n_o + \frac{1}{2} n_o^3 r_{41} E$	$n_o + \frac{1}{2\sqrt{3}} n_o^3 r_{41} E$
n_y'	$n_o - \frac{1}{2} n_o^3 r_{41} E$	$n_o - \frac{1}{2} n_o^3 r_{41} E$	$n_o + \frac{1}{2\sqrt{3}} n_o^3 r_{41} E$
n_z'	n_o	n_o	$n_o - \frac{1}{\sqrt{3}} n_o^3 r_{41} E$
$x'y'z'$ coordinates			
Directions of optical path and axes of crossed polarizer			
Retardation phase difference $r(V = Ed)$	$\Gamma_z = \frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 r_{41} V$ $\Gamma_{xy} = \frac{\pi}{\lambda} \frac{l}{d} n_o^3 r_{41} V$	$\Gamma_{max} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{l}{d} n_o^3 r_{41} V$	$\Gamma = \frac{\sqrt{3}\pi}{\lambda} \frac{l}{d} n_o^3 r_{41} V$

Abbildung 5.12: Elektrooptischer Effekt im Zinkblende-System für drei verschiedene Richtungen des angelegten elektrischen Feldes nach /3.8/.

Nach Abbildung 5.12 gibt es verschiedene Möglichkeiten, das elektrische Feld an einen solchen Kristall anzulegen. Die im Hinblick auf eine Anwendung als fiberoptischer Sensor einfachste Möglichkeit ist, das Feld senkrecht zur (1 1 1) - Ebene des Kristalls anzulegen. Das elektrische Feld ist dann

$$\vec{E} = \frac{E}{\sqrt{3}} (e_{x'} , e_{y'} , e_{z'})$$

wobei die $e_{x,y,z}$ die Einheitsvektoren in x,y,z - Richtung sind (entlang der Würfelkanten also).

Mit Hilfe von Gleichung (5.1) und $n_1^2 = n_2^2 = n_3^2 \equiv n_0^2$ und (5.2) erhält man

$$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n_0^2} + r_{ij} \vec{E} (yz + xz + xy)^2 = 1$$

und mit $\Delta (\frac{1}{n^2})_i = \frac{r_{41} E}{\sqrt{3}}$ für $i = 4, 5, 6$ schließlich

$$\frac{1}{n_0^2} (x^2 + y^2 + z^2) + 2 (yz + xz + xy) \frac{r_{41} E}{\sqrt{3}} = 1 \quad (5.3)$$

Nun muß man die neuen Hauptachsen x', y', z' des Ellipsoids finden. Symmetrieüberlegungen /3.10/ liefern eine Koordinatentransformation

$$\begin{aligned} x &= -\frac{2}{\sqrt{6}} y' + \frac{1}{\sqrt{3}} z' \\ y &= \frac{1}{\sqrt{2}} x' + \frac{1}{\sqrt{6}} y' + \frac{1}{\sqrt{3}} z' \\ z &= -\frac{1}{\sqrt{2}} x' + \frac{1}{\sqrt{6}} y' + \frac{1}{\sqrt{3}} z' \end{aligned}$$

Dies eingesetzt in Gleichung (5.3) ergibt

$$(x'^2 + y'^2) (\frac{1}{n_0^2} - \frac{r_{41} E}{\sqrt{3}}) + (\frac{1}{n_0^2} + \frac{2r_{41} E}{\sqrt{3}}) z'^2 = 1 \quad (5.4)$$

Daraus lassen sich die neuen Brechungsindices $n_{x'}, n_{y'}, n_{z'}$ berechnen:

$$\frac{1}{n_{x'}^2} = \frac{1}{n_{y'}^2} = \frac{1}{n_0^2} - \frac{r_{41} E}{\sqrt{3}} = \frac{\sqrt{3} - r_{41} n_0^2 E}{\sqrt{3} n_0^2}$$

$$n_{x'} = n_{y'} = n_0 \sqrt{ \frac{1}{1 - \frac{r_{41} E}{\sqrt{3}} n_0^2} } \approx n_0 + \frac{r_{41} E n_0^3}{2 \sqrt{3}}$$

$$\text{ebenso } n_{z'} \approx n_0 - \frac{r_{41} E n_0^3}{\sqrt{3}}$$

Aus Gleichung (5.4) erkennt man, daß auch eine andere Wahl von x' , y' möglich ist, solange sie senkrecht zu z' und senkrecht untereinander sind, da nur die Kombination $x'^2 + y'^2$ vorkommt, die invariant ist unter Drehungen um die z' - Achse. Die optische Achse (Richtung optischer Isotropie), entlang derer es bei der Ausbreitung des Lichts nur einen Brechungsindex gibt, ist somit die z' - Achse.

Breitet sich nun das Licht gemäß der Abbildung 3.1 durch den Kristall aus, so erhält man /3.10/ einen Phasenunterschied

$$\begin{aligned} \Gamma &= \omega \Delta t = \omega \left(\frac{n_{z'} \ell}{c_0} - \frac{n_{y'} \ell}{c_0} \right) = \frac{2 \pi \ell}{\lambda_0} (n_{z'} - n_{y'}) \\ &= - \frac{\pi \ell}{\lambda_0} \sqrt{3} r_{41} E n_0^3 \end{aligned}$$

Mit Hilfe des Analysators der senkrecht zum Polarisator in Abbildung 3.1 ausgerichtet ist, erhält man dann eine Intensitätsänderung des Lichts

$$\begin{aligned} I &= I_0 \sin^2 (\Gamma / 2) \quad \text{also} \\ I/I_0 &= \sin^2 \left\{ \frac{\sqrt{3} \pi}{2 \lambda_0} n_0^3 r_{41} \ell E \right\} \end{aligned} \quad (5.5)$$

Ist der Analysator parallel zum Polarisator, so ist die Sinusfunktion durch eine Cosinusfunktion zu ersetzen.

5.1.3 Streackamera (Schmierbildkamera) und Detektorsystem

Eine Streackkamera besteht aus einer Abbildungsoptik, einer Streakröhre, der Hochspannungstreiberelektronik (Signalgeneratoren) und einer Aufnahmeeinrichtung, z.B. Polaroidfilm, Vidiconkamera oder CCD-Kamera (Charge Coupled Device).

Am Eingang der Kamera vor der Photokathode befindet sich ein Spalt, der so angeordnet ist, daß seine längere Achse parallel zur Ebene der Ablenkplatten ist. Dies gestattet die Beobachtung eines eindimensionalen Ausschnittes eines Ereignisses. Wird die lineare Ablenkspannung an die Platten angelegt, wird dieses Bild mit konstanter Geschwindigkeit über den Phosphor (Screen) abgelenkt. Betrachtet man hinter dem Phosphorschirm das Bild, so erkennt man einen Streifen (Streak), der die zeitliche Information der Helligkeit am Eingangsspalt wiedergibt.

Die Abbildungsoptik besteht aus herkömmlichen Bauteilen und dient der Beleuchtung der Photokathode der Streakröhre (siehe Abbildung 5.13 und 5.14) /5.14 - 5.15/. Dort wird das Licht in Elektronen umgewandelt, die nach der

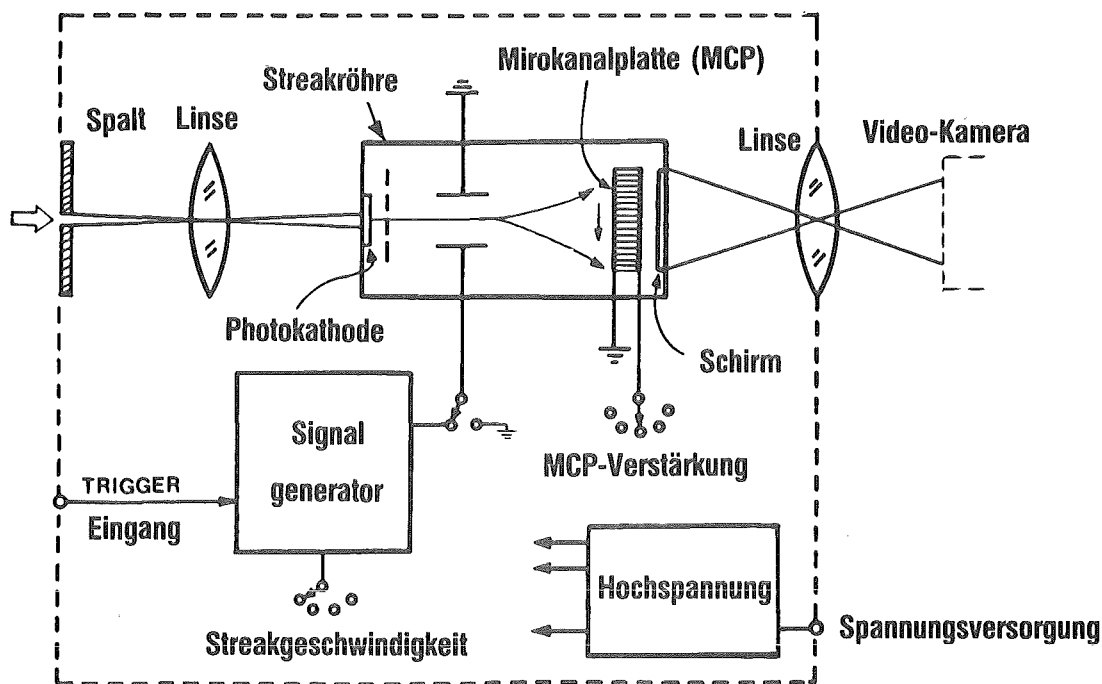


Abbildung 5.13: Blockdiagramm einer Streackamera nach /5.14/

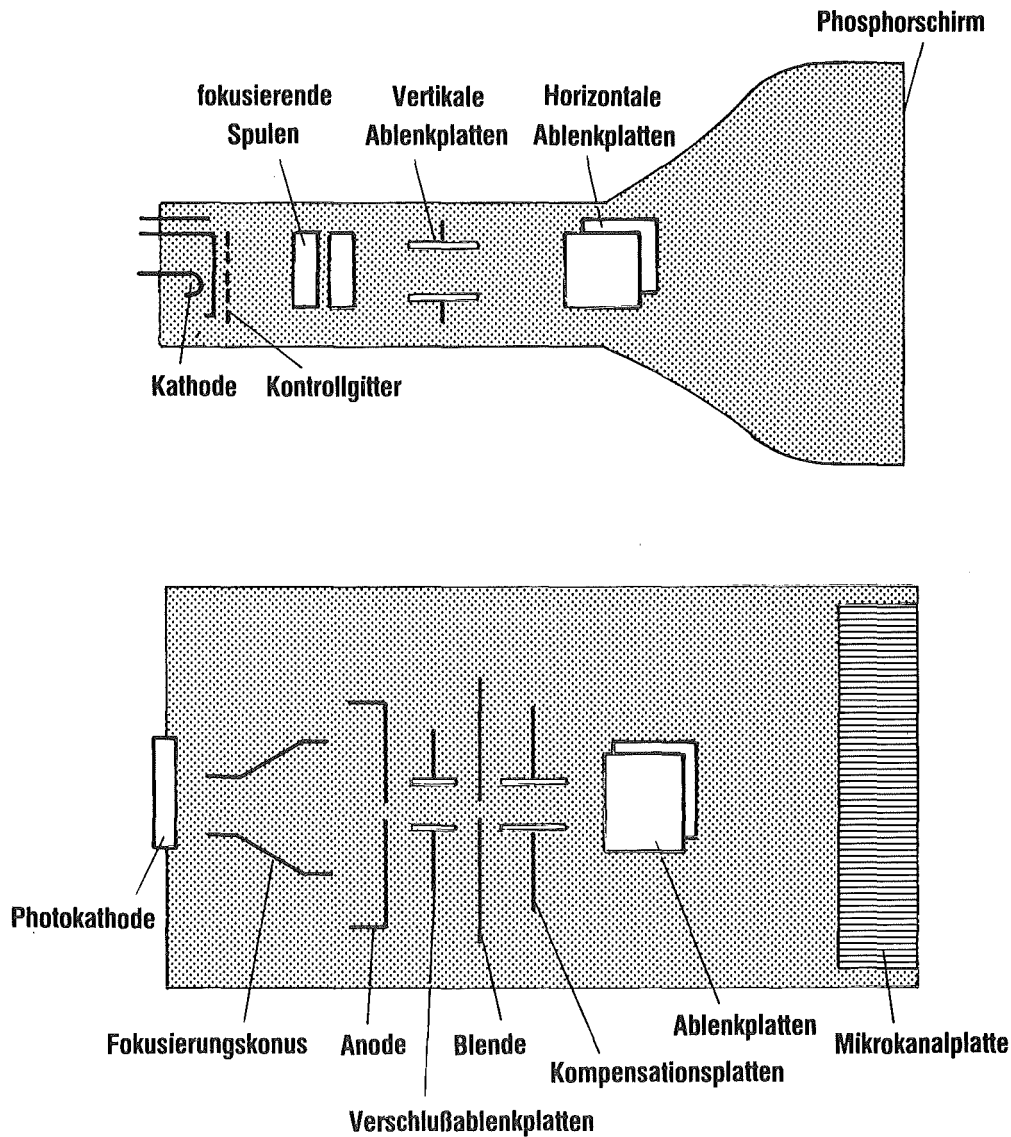


Abbildung 5.14: Vergleich einer Streak- und Kathodenstrahlröhre nach /5.15/

Ablenkung und Verstärkung in der Mikrokanalplatte (MCP) wieder in Licht zurückverwandelt werden. Die Streakröhre und die Elektronik sind die wesentlichen Elemente der Kamera und bestimmen die technischen Daten, wie Zeitauflösung, Streakbereich und spektrale Empfindlichkeit.

Die Streakröhre ähnelt dem Aufbau einer normalen Kathodenstrahlröhre. In ihr nehmen die Photokathode, der Fokussierungskonus und die Anode den Platz der elektrisch geheizten Kathode einschließlich Gitter der Kathodenstrahlröhre ein. Die fokussierenden Spulen der letzteren werden in der Streakröhre ersetzt durch die Öffnung in der Anode, Verschlussablenklplatten und Blenden-

platte. Der restliche Aufbau ist in beiden Röhrentypen gleich, bis auf die Mikrokanalplatte, die eine Elektronenverstärkung um etwa drei Größenordnungen bewirkt.

Eine der wichtigen Spezifikationen einer Streakröhre ist die spektrale Empfindlichkeit der Photokathode. Von dieser gibt es diverse Ausführungen für verschiedene Spektralbereiche (IR, sichtbares, UV, Röntgen).

Üblicherweise erfolgt die Ablenkung des Elektronenstrahles durch Anlegen einer negativen linearen Rampe an eine Platte, und eine positive auf die zweite, so daß eine Elektrode den Elektronenstrahl anzieht, die andere ihn abstößt. Besonders für kleine Streakzeiten muß man für dieses Verfahren zu relativ hohen Spannungen (im kV-Bereich) gehen und muß dabei die Linearität der Rampe wahren (man stößt hier mit der Elektronik an die Grenze des technisch machbaren).

Aufbau des Detektorsystems:

Der Ausgang des Lichtwellenleiters wird auf den Eingangsspalt einer Streakkamera abgebildet; diese liefert dann an ihrem Ausgang den zeitlichen Verlauf der Lichtintensität am Lichtwellenleiterende und erlaubt eine Zeitauflösung im Picosekundenbereich.

Die technischen Daten der für die Messungen benutzten Kamera sind in der Abbildung 5.15 wiedergegeben. Einen Überblick über das Detektorsystem gibt die Abbildung 5.16.

Das Streakbild wird nicht wie üblich auf einen Polaroid-Film belichtet sondern wird über eine SIT (silicon intensified target) Vidicon Kamera und einen Rechner digitalisiert in 512 x 480 Punkte; zugleich erfolgt eine Zuordnung eines Intensitätswertes bis 16 bit Integer.

Der Rechner ist somit fähig aus dem Streakbild das zeitabhängige Intensitätsprofil zu ermitteln; mit Hilfe erstellter Programme wird dann die Zeitabhängigkeit der physikalischen Größe (z.B. $U(t)$, $I(t)$) ermittelt.

Das System ist in der Lage 64 Streifen (Kanäle = LWL) auf einmal zu erfassen und auszuwerten.

Strekkamera

- C979 Fa. Hamamatsu
- Zeitauflösung im schnellen Einschub besser 10 ps
- Dynamik größer 100 : 1*
- Photokathode Typ S 20
- Lichtverstärkung > 3000

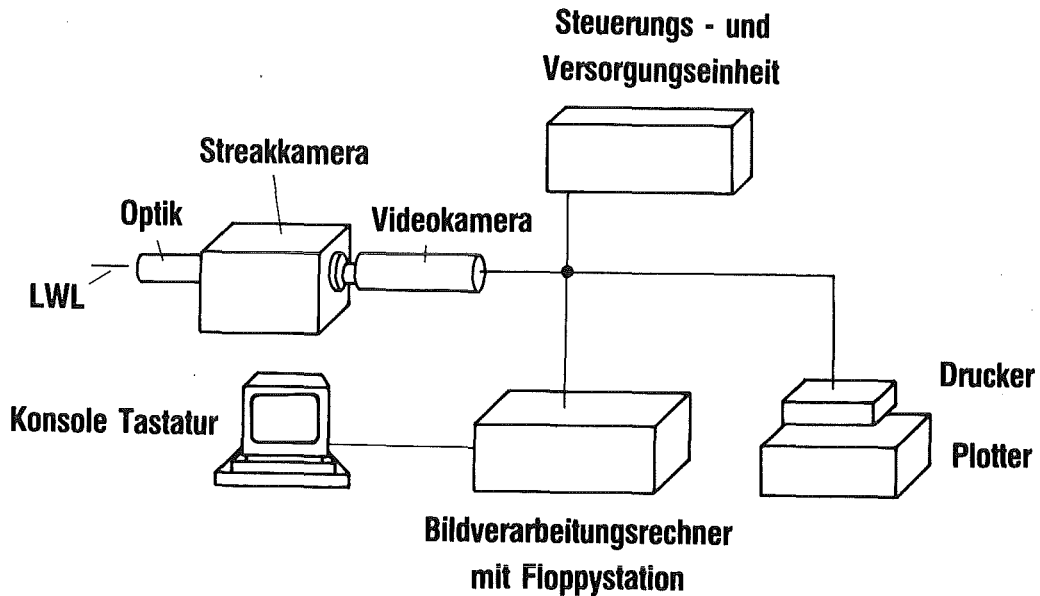
Computer

- C2280 Fa. Hamamatsu
- digitalisiert Streakbild in 512 x 480 Punkte
- Zuordnung eines Intensitätswertes bis 16 bit Integer
- Auswertung der Messungen
H - Basic, Fortran oder C

* schnellster Zeitbereich 0.5 ns/15 mm und Einzelschußaufnahme

Abbildung 5.15: Technische Daten des Detektorsystems

Abbildung 5.16: Detektorsystem



5.2 Fehlerbetrachtung

Gemäß dem in Kapitel 3.1.1 geschilderten Meßverfahren/-aufbau ermittelt man die elektrische Feldstärke gemäß der Formel

$$E(t) = \frac{2\lambda_o}{\sqrt{3}\pi n_o^3 r_{41} L} \arccos \sqrt{\frac{I(t)}{I_o(t)}}$$

wobei

$$\lambda_o = 632.8 \text{ nm} \pm 0.01 \%, \quad r_{41} = 0.95 \cdot 10^{-12} \text{ m/V} \pm 1.05 \%,$$

$$L = 7.5 \text{ mm} \pm 0.1 \%, \quad n_o = 2.0975 \pm 0.014 \%$$

Man erkennt aus obiger Beziehung, daß der Fehler von $E(t)$ u.a. nur vom Fehler von $I(t)/I_o$ abhängt (relativer Fehler) und nicht vom Fehler von $I(t)$ und I_o separat. Dieser Fehler ist im wesentlichen ein statistischer, weil er bedingt ist durch das Signal-zu-Rauschverhältnis. Er kann ermittelt werden aus dem Vergleich einer geglätteten Kurve und dem Rohdatensignal. Der maximale Fehler für $I(t)/I_o$ ergibt sich dann zu kleiner gleich 5 Prozent.

Nach dem Größtfehleradditionsgesetz ergibt sich somit der Fehler der elektrischen Feldstärke E zu:

$$\Delta E = \left| \frac{\partial E}{\partial \lambda_o} \right| \cdot \Delta \lambda_o + \left| \frac{\partial E}{\partial L} \right| \cdot \Delta L + \left| \frac{\partial E}{\partial r_{41}} \right| \cdot \Delta r_{41} + \left| \frac{\partial E}{\partial n_o} \right| \cdot \Delta n_o + \left| \frac{\partial E}{\partial I/I_o} \right| \cdot \Delta I/I_o$$

Nach Bildung der partiellen Ableitungen und Division durch E erhält man den prozentualen Fehler

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta \lambda_o}{\lambda_o} + \frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta r_{41}}{r_{41}} + \frac{\Delta n_o}{n_o} + \frac{\lambda_o}{\sqrt{3}\pi n_o^3 r_{41} L \sqrt{I/I_o - (I/I_o)^2}} \frac{\Delta I/I_o}{E}$$

Dieser Ausdruck besagt nichts anderes, als daß der Fehler $\Delta E/E$ für jedes I/I_o ein anderer ist. Eine obere Abschätzung für den Größtfehler erhält man für das minimale I/I_o -Verhältnis, also das größte vorkommende elektrische Feld E , z.B. $I/I_o = 0.2$.

Dann ergibt sich

$$\Delta E \leq 1.2\% + 5\% \cdot 1.1 = 6.7\%$$

Damit ist der Größtfehler der Messung also kleiner 7 Prozent.

5.3 Liste der benutzten Geräte

- 1.) Photonics-Meßsystem bestehend aus folgenden Hauptkomponenten:
 - 1.1) Streakkamera Typ Hamamatsu Temporaldisperser Modell C979-01 mit:
 - Photokathode S-20
 - schnellem Zeiteinschub Modell M 2547, Zeitauflösung besser 10 ps
 - langsamem Zeiteinschub Modell M 2548, Zeitauflösung besser 100 ps
 - UV - IR Eingangsoptik 1:1 Modell A 1976-01
 - 1.2) Digitales Auslesesystem bestehend aus:
 - Hamamatsu Präzisions-TV-Kamera Modell C 1000-18, Kamerakopf mit SIT Aufnahmeröhre TH9659
 - Temporal-Analyzer Modell C 2280 in Standard-Konfiguration mit CP/M68K Betriebssystem und C 1989 Floppy-Disk
 - DEC-Tastaturkonsole Modell VT 220
 - TV-Monitor Modell C 1846-01 von IKEGAMI
 - 1.3) Puls- und Verzögerungsgenerator Typ DG 535 digital pulse and delay generator der Fa. Spectroscopy Instruments
 - 1.4) Digitalplotter Typ MP 2000-51 der Fa. Watanabe-Graphtec mit RS 232 und Centronics Schnittstelle
 - 1.5) Matrixdrucker FX-800 von Epson mit Centronics Schnittstelle
- 2.) Zur LWL-Sensor Herstellung wurde benutzt:
 - 2.1) Inspektionsmikroskop Komplettsatz Fiber-Vue-Kit der Fa. Bausch und Lomb
 - 2.2) Leistungsmeßgerät Optic Power Meter Typ 18 XT der Fa. Photodyne
 - 2.3) Lichtquelle Optical Source 9 XT in Verbindung mit Modul Typ 1700-0850-B des gleichen Herstellers
- 3.) Für die Messungen wurden folgende Lichtquellen benutzt:
 - 3.1) frequenz-/intensitätsstabilisierter HeNe-Laser Modell 117A der Fa. Spectra-Physics
 - 3.2) HeNe-Einbaulaser 25-1.2 der Fa. Spindler und Hoyer
- 4.) Die Druckmessung geschah mittels:
 - 4.1) Thermovac-Vakuummessgerät Typ TM 230 der Fa. Leybold Heraeus mit entsprechenden Röhren, Meßbereich 10^{-4} bis 1000 mbar

5.) Für den Nachweis der Röntgenstrahlung wurde verwendet:

5.1) Photomultiplier Typ NPM 54 Modified der Fa. EG&G, Las Vegas,
NV 89101, USA

5.2) Halbleiter PIN-Dioden verschiedener Schichtdicke z.B. 025-PIN-
125-N der Fa. Qantrad Corporation, Torrance, CA 90502, USA
mit einer Schichtdicke von 125 μm .

5.4 Literaturverzeichnis

- 1.1 H. Ehrler
Patentanmeldung P37 40 468.7
"Vorrichtung zur berührungslosen Messung statischer und/oder zeitlich veränderlicher elektrischer Felder" vom 28.11.87
- 2.1 A. Brandelik, P. Breitfeld
Unveröffentlichter Bericht, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Mai 1985
- 3.1 J. Chang, G. Allen, W.F. Filter, G.J. Lockwood, B.T. Neyer
"Photonic diagnostics and pulsed power research", Proceedings of the 5th IEEE Pulsed Power Conf., Arlington VA (1985), p. 1-3
- 3.2 J. Chang, J. Foesch, C. Martinez, J.P. Black, J.P. Manning
"A photonic multi channel data recorder system", Proceedings of the 4th IEEE Pulsed Power Conference, Albuquerque, USA (1983), pp. 390
- 3.3 J. Chang, W.F. Filter, G.J. Lockwood, B.T. Neyer
"A Multi-GHz-Multichannel photonic data processing system", SPIE Proc. Volume 478, Fiber Optic and Laser Sensors II, Arlington, May 1984, p. 80-83
- 3.4 J. Chang, C.N. Vittitoe, B.T. Neyer, V.P. Ballard
"An electrooptical technique for intense microwave measurements", J. Appl. Phys., June 1 (1985), pp. 4843
- 3.5 B.T. Neyer, J. Chang, J.A. Foesch
"Measurements of large currents with optical fibres", IEEE Conf. on Plasma Science, St. Louis, May 1984
- 3.6 G.J. Lockwood, L.E. Ruggles, B.T. Neyer, L.X. Schneider
"Photon diagnostic leading to an improved marx", Proceedings of the 5th IEEE Pulsed Power Conf., Arlington (1985)
- 3.7 Becker/Sauter
"Theorie der Elektrizität ", Band 1, B.G. Teubner Verlag Stuttgart, 1973
- 3.8 S. Namba
"Electro-optical effect of Zincblende", Journal of the optical Society of America, Vol. 51, No. 1, Januar 1961, p. 76-79
- 3.9 W. Epping, A. Kuchler, A. Schwab
"Elektrische Feldstärkemessung mit doppelbrechenden und optisch aktiven Kristallen", Archiv für Elektrotechnik 67 (1984), Seiten 329-339
- 3.10 A. Yariv
"Introduction to Optical Electronics", Holt, Rinehart and Winston, New York (1971)

- 3.11 W. Bauer, A. Brandelik, J. Christiansen, A. Citron, F. Graf, W. Kühn, K. Mittag, C. Schultheiß
Unveröffentlichter Bericht, Kernforschungszentrum Karlsruhe,
Oktober 1984
- 3.12 B. Bartel, H. Ehrler, E. Halter
Unveröffentlichter Bericht, Kernforschungszentrum Karlsruhe,
April 1987
- 3.13 D.P. Bortfeld, H. Meier
"Refractive indices and electro-optic coefficients of the
ultrathin $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ", J.Appl. Phys., Vol. 43, No.
12, Dez. 1972
- 3.14 H. Schweppe
"Electromechanical properties of Bismuth Germanate", IEEE Trans-
actions of sonics and ultrasonics, Vol. SU-16, No. 1, p. 219,
October 1969
- 3.15 Lalitha Sirdeshmukh, Y.R. Reddy
"Dielectric Properties of $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ and $\text{Bi}_4\text{Si}_3\text{O}_{12}$ "
Bull. Mater. Sci. Vol. 2, No. 1, January 1980, pp. 61 -66
- 3.16 Bergmann-Schäfer
Lehrbuch der Experimentalphysik, Band II, Walter de Gruyter
Verlag, 1975
- 3.17 J.F. Nye
"Physical properties of crystals", Oxford Clarendon Press, 1960
- 3.18 I.S. Sheludew
"Elektrische Kristalle", WTB Mathematik-Physik, Akademie Verlag
Berlin, 1975
- 3.19 R.E. Hebner, R.A. Malewski, E.C. Cassidy
"Optical methods of electrical measurements at high voltage
levels", Proceedings of the IEEE, Vol.65, No. 11, November 1977,
p. 1524-1548
- 3.20 Bergmann-Schäfer, Lehrbuch der Experimentalphysik
"Optik", Walter de Gruyter Verlag (1975)
- 3.21 G.R. Allen, H.P. Davis, B.T. Neyer, D.J. Muron, J. Chang
"Electro-optical Kerr-Effect voltage measurements on Multi-Mega-
volt pulsed power accelerators", SPIE Vol. 566, Fiber Optic
and Laser Sensors II (1985), p. 223-226
- 3.22 H. Ehrler
Unveröffentlichter Bericht, Kernforschungszentrum Karlsruhe,
Oktober 1986
- 3.23 National Bureau of Standards NBSIR-74-544
"Kerr coefficients of nitrobenzene and water"

- 4.1 J. Christiansen, C. Schultheiß
Z. Physik A290, 35 (1979)
- 4.2 W. Bauer, A. Brandelik, A. Citron, H. Ehrler, G. Melchior, K. Mittag, A. Rogner, Chr. Schultheiß
"Pseudo Spark Ion Diodes", Laser and Particle Beams (1987),
Vol. 5, part 4, pp. 581 - 587
- 4.3 W. Bauer, H. Ehrler, F. Hoffmann, A. Rogner, Chr. Schultheiß
"Review on Pseudo Spark Ion Diode Development", Proceedings of
the 7th International Conference on High-Power Particle Beams,
Juli 1988, Karlsruhe, p. 233-238
- 4.4 G. Jung, A. Kitamura, A. Rogner, Chr. Schultheiß
"The X-Ray Emission of the High Power Pseudo Spark", Pro-
ceedings of the IX International Conference on gas discharges
and their applications, Venedig, Sept. 1988
- 4.5 W. Bauer, H. Ehrler, A. Rogner, Chr. Schultheiß
"Review on effects of the High Power Pseudo Spark", Proceedings
of the IX International Conference on gas discharges and their
applications, Venedig, Sept. 1988
- 4.6 A. Rogner
"Emission von Röntgenstrahlung aus Pseudofunkenkammern"
Dissertation, Universität Karlsruhe, Februar 1989
- 4.7 W. Niessen
"Monte Carlo Simulation of the Prebreakdown Phase for a high
E/N Discharge", Proceedings of the IX International Conference
on gas discharges and their applications, Venedig, Sept. 1988
- 4.8 W. Niessen
"Simulation der Aufbauphase eines Funkens mit Monte-Carlo-
Methoden", Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, Januar 1988
- 4.9 K. Mittag
"Numerical Simulation of Prebreakdown in Pseudo Spark Dischar-
ges with a Multi-Fluid Model", Proceedings of the IX Interna-
tional Conference on gas discharges and their applications,
Venedig, Sept. 1988
- 4.10 W. Dümmler
"Untersuchung des von einer Pseudofunkenkammer emittierten
Elektronenstrahls", Diplomarbeit 1983, Universität Erlangen-
Nürnberg
- 4.11 T. Okada, W. Schmidt
"Two-stream and filamentation instabilities for a light ion
beam-plasma system", J. Plasma Physics 37 (1987), p. 373 - 382
- 4.12 Chr. Schultheiß
Unveröffentlichter Bericht, Kernforschungszentrum Karlsruhe,
November 1985

- 4.13 G. Schaefer, M. Wages
"Space-Time-Dependent Development of the Plasma in a Pulsed Hollow-Cathode Discharge", IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 16, No. 1, February 1988, p. 54 - 56
- 4.14 G. Angel
"Zeitaufgelöste Messungen zum Mechanismus der Pseudofunkenentladung", Diplomarbeit 1982, Universität Erlangen-Nürnberg
- 4.15 Meinke, Gundlach
Taschenbuch der Hochfrequenztechnik, Springer Verlag, 1968
- 4.16 Bergmann-Schäfer
Lehrbuch der Experimentalphysik, Band IV, Walter de Gruyter Verlag, 1975
- 4.17 K.V. Suladze, B.A. Tskhadaya, A.A. Plyutto
"Features of formation of intense electron beams in a bounded plasma", Soviet Physics JETP, Volume 10, Nauka Press, 1969, Letter 8, 224 (1968), Editor A.S. Borovik-Romanov
- 4.18 K. Mittag, W. Nießen
"Numerical simulation of a pseudospark gas discharge", Kerntechnik 52 (1988) No. 3, Seite 188 - 191, Carl Hanser Verlag,
- 4.19 G. Schäfer
"Fast Hollow Cathode Discharges", IEEE Int. Conf. Plasma Science, Washington DC, Juni 1987
- 4.20 G. Schäfer, K.H. Schoenbach
"Fast pulsed hollow cathode discharges: Time and space dependence of breakdown and the influence of an axial magnetic field", AIAA 25th Aerospace Sciences Meeting, 12 - 15. Januar 1987, Reno, Nevada, AIAA-87-0614
- 4.21 G. Schaefer, P.O. Husoy, K.H. Schoenbach, H. Kromphole
"Pulsed Hollow Cathode Discharge With Nanosecond Risetime", IEEE Transactions on plasma science, Vol. PS - 12, No. 4, 1984, pp. 271 - 274
- 4.22 S. Flügge
"Handbuch der Physik", Band XXII, Gasentladungen II, Springer Verlag, Heidelberg 1956
- 4.23 Bergmann-Schäfer
Lehrbuch der Experimentalphysik, Band IV, Teil 2, Walter de Gruyter Verlag, 1975
- 4.24 Th. Wasserrab
"Gaselektronik I", BI Hochschulsript Bd. 742, Seiten 186 - 197
- 4.25 Chr. Schultheiß
Unveröffentlichter Bericht, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Januar 1988

- 5.1 Spezialkatalog der Firma ITT
"Lichtwellenleitertechnik" ITT Bauelemente, Möglingen (1986)
- 5.2 Ralf Kersten
"Einführung in die Optische Nachrichtentechnik", Springer Verlag, Berlin (1983)
- 5.3 P. Geittner
"Lichtleitfasern für die optische Nachrichtenübertragung", Physik in unserer Zeit, VCH-Verlag, Weinheim, Heft 2 (1988)
- 5.4 R. Jahn
"Selbstfokussierende Lichtleitfasern", Feinwerktechnik und Micronic, Carl Hanser Verlag, München, Heft 2 (1973), S. 56-64
- 5.5 R. Dyott
"Preservation of polarisation in Optical-Fibre waveguides with elliptical cores", Elec.Lett., Vol. 15, No. 13 (1979), pp. 380
- 5.6 Masayuki Nishimura
"The two modes of single Mode fiber", Photonics Spectra, June 1986, page 109 ff
- 5.7 R. Birch, D. Payne, M. Varnham
"Fabrication of polarisationmaintaining fibres using Gas-Phase etching", Electron. Letters, Vol. 18, No. 24 (1982), pp. 1036
- 5.8 G. Chandler
"Fibre optic links for data aquisition, communication and control", Fast Electrical and Optical Measurements, Nato ASI Series, Martinus Nijhoff Publishers, Dordrecht (1986)
- 5.9 J. Wilson, J. Hawkes
"Optoelectronics: An Introduction", Prentice Hall Int. (1983)
- 5.10 R.H. Day
"Fiber optics in X-ray diagnostics applications", Fast Electrical and Optical Measurements, Nato ASI Series, Martinus Nijhoff Publishers Dordrecht (1986)
- 5.11 H. Henschel
"Dämpfung von Lichtwellenleitern nach gepulster Bestrahlung", Vortrag DPG-Tagung in Göttingen 1987
- 5.12 C.D. Skoog
"A Summary of radiation induced transient absorption and Recovery in fiber optic Waveguides", Sand 76-8056
- 5.13 Bergmann-Schäfer, Lehrbuch der Experimentalphysik
"Optik", Walter de Gruyter Verlag (1975)
- 5.14 Y. Tsuchiya
"Picosecond streak camera and its applications", Picosecond Bulletin, Hamamatsu Firmenschrift, Vol. 14, Juni 1983
- 5.15 R. Cunningham
"Update on streak cameras", Lasers and Applications, Vol. V, No. 9, Sept. 1986, p. 81-84

Danksagung

Mein herzlichster Dank gilt Herrn Prof. Dr. A. Citron, Herrn Prof. Dr. W. Schmidt, Herrn Dr. W. Bauer und Herrn Dr. C. Schultheiß für die Unterstützung dieser Arbeit und die zahlreichen Diskussionen.

Besonderen Dank möchte ich an dieser Stelle auch an alle Mitarbeiter unserer Arbeitsgruppe richten, die durch ihr Engagement zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, als da waren die Herren Breitfeld, Kern, Lotz, Schürerer, Stoltz und Westenfelder.

Für die gestalterische Auslegung zahlreicher Vortragsfolien und Zeichnungen danke ich Frau Feißt.

Meinen Kollegen A. Rogner und W. Schimassek danke ich für ihre stete Diskussionsbereitschaft und die gute Zusammenarbeit.

Mein Dank gilt außerdem der mechanischen Werkstatt des IK/ITP, ohne deren präzise Arbeit diese Untersuchungen in diesem Zeitraum nicht möglich gewesen wären.

Ebenso möchte ich dem Kernforschungszentrum Karlsruhe für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit danken.