

Optische Temperaturmessung an  
Entladungsfunken  
im Hinblick auf deren Zündwirksamkeit bei  
Staubexplosionen

**Projektarbeit**

von

Tetyana Voskoboynikova

Hochschule Mannheim

und

Forschungsgesellschaft für angewandte Systemsicherheit und  
Arbeitsmedizin

Mannheim, 31. März 2007

# Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel benutzt habe.

Mannheim, 31. März 2007

-----  
(Tetyana Voskoboynikova)

# Inhaltsverzeichnis

<b>Zusammenfassung</b>	<b>1</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>3</b>
1.1 Allgemeines . . . . .	3
1.2 Mindestzündenergie . . . . .	3
1.3 Projekt Nr. F-05-9303-2 . . . . .	5
1.4 Zielsetzung . . . . .	5
<b>2 Messprinzip</b>	<b>6</b>
2.1 Absolute Intensitätsmessung an einer Spektrallinie . . . . .	6
2.1.1 Berechnung von Teilchendichten . . . . .	7
2.1.2 Berechnung von Emissionskoeffizienten . . . . .	8
2.1.3 Messung von Emissionskoeffizienten . . . . .	9
2.1.4 Druckmessung . . . . .	11
<b>3 Versuchsaufbau</b>	<b>12</b>
3.1 Funkenstrecke und Funkengenerator . . . . .	12
3.2 Strom- und Spannungsmessung . . . . .	14
3.3 Lichtmessung . . . . .	15
3.4 Druckmessung . . . . .	16
<b>4 Experimenteller Teil</b>	<b>20</b>
4.1 Inbetriebnahme der Apparatur . . . . .	20
4.2 Durchführung der Messungen . . . . .	20
4.2.1 Aufsuchen einer Kontinuumswellenlänge . . . . .	20
4.2.2 Aufnahme von Lichtkurven und Wischbildern . . . . .	21
4.2.3 Messergebnisse . . . . .	23
4.2.4 Auswertung . . . . .	25

4.2.4.1	Aufbereiten der Lichtkurven . . . . .	25
4.2.4.1.1	Lichtkurvenmittelung . . . . .	25
4.2.4.1.2	Spektrallinienbereinigung . . . . .	26
4.2.4.1.3	Störsignalanalyse . . . . .	27
4.2.4.1.4	Störsignalbeseitigung . . . . .	28
4.2.4.2	Berechnung der Emissionskoeffizienten . . . . .	28
4.2.4.3	Druckbestimmung im Funkenkanal . . . . .	31
4.2.4.3.1	Methode 1 . . . . .	31
4.2.4.3.2	Methode 2 . . . . .	33
4.2.4.3.3	Methode 3 . . . . .	33
4.2.4.3.4	Diskussion der Ergebnisse . . . . .	33
4.2.4.4	Temperaturbestimmung . . . . .	35
<b>5</b>	<b>Diskussion der Ergebnisse und Ausblick</b>	<b>37</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>38</b>
<b>A</b>	<b>Messergebnisse</b>	<b>40</b>

# Liste der Symbole

Symbol	Einheit	Bedeutung
$a$		Eintrittspunkt der Beobachtungslinie in den Funkenkanal
$ArI, ArII, \dots$	-	neutrales Argonatom bzw. einfach ionisiertes Argonatom usw.
$b$		Austrittspunkt der Beobachtungslinie aus dem Funkenkanal
$C$	F	Kapazität eines Kondensator
$D$	m	Durchmesser des Funkenkanals
$e$		Elementarladung
$E, dE$	J	Energie bzw. infinitesimaler Energiebetrag
$E_D$	J	Dissoziationsenergie eines Moleküls
$E_n$	J	Anregungsenergie des atomaren Energielevels $n$
$E_i$	J	Ionisationsenergie eines Atoms im $i$ -ten Ionisationszustand
$\Delta E_i$	J	Absenkung von $E_i$ im Funkenplasma
$f_c$	$W/(V \cdot m^2)$	Kalibrierfaktor
$f_{nm}$	-	Absorptionsoszillatorenstärke des atomaren Überganges von $n$ zu $m$
$g, g_n$	-	zur jeweiligen Teilchensorte gehörendes statisches Gewicht für den Grundzustand bzw. den Zustand $n$
$g_A, g_B, g_{AB}$	-	statistische Gewichte der Teilchenspezies A, B und AB
$h$	$J \cdot s$	Plank'sches Wirkungsquantum
$I, I_{nm}$	$W/m^2$	Lichtintensität bzw. Lichtintensität des atomaren Überganges von $n$ zu $m$
$I_E$	V	Entladungsstrom
$k$	J/K	Boltzmann-Konstante
$M$	kg	reduzierte Masse eines Moleküls
$m$	-	atomares Energieniveau
$m_e$	kg	Ruhemasse des Elektrons
$m_A, m_B$	kg	Masse von Teilchen der Spezies A bzw. B
$n$	-	Anzahl von atomaren Energieniveaus bzw. atomares Energieniveau
$m$	-	atomares Energieniveau
$N_{AB}$	$1/m^3$	Teilchendichte des Moleküls AB
$NI, NII, \dots$	-	neutrales Stickstoffatom bzw. einfach ionisiertes Stickstoffatom usw.
$N_{i+1}, N_i$	$1/m^3$	Dichte von Atomen in $i+1$ -ter bzw. $i$ -ter Ionisationsstufe

$N_e$	$1/\text{m}^3$	Elektronenanzahl, Elektronendichte
$N_N, N_O, N_{Ar}$	$1/\text{m}^3$	Gesamtatomanzahlen von Stickstoff, Sauerstoff und Argon pro Volumeneinheit
$OI, OII, \dots$	-	neutrales Sauerstoffatom bzw. einfach ionisiertes Sauerstoffatom usw.
$p, p(t)$	mbar	Druck im Funkenkanal
$p_0$	mbar	Atmosphärendruck
$r_0$	m	Kernabstand im Molekül
$R_i$	m	Radius des i-ten Kreises im Funkenkanal
$r_K$	m	Radius des Funkenkanals
$\Delta r_K$	mm	Änderung des Funkenkanalradius
$t$	s	Zeit
$\Delta t$	s, ms	Zeitänderung
$T, T(t)$	$^{\circ}\text{C}, \text{K}$	Temperatur
$U$	V	Spannung
$U_E$	V	Elektrodenspannung
$\bar{U}_{\min}$	V	mittlere minimale Photomultiplierspannung einer Lichtkurve
$V, dV$	$\text{m}^3$	Volumen bzw. infinitesimales Volumenelement
$v_K$	m/s	Ausbreitungsgeschwindigkeit
$x, y, z$	m	die drei Raumkoordinaten
$y_F, z_F$	mm	horizontale bzw. vertikale Position des Funkens
$y_D, z_D$	mm	horizontale bzw. vertikale Position des Markierungsdrahtes
$y_W$	mm	horizontale Position der Wischkamera
$\Delta y$	mm	Schrittweite bei der Vermessung des Funkenkanals
$Z_i(T)$	-	Summen über alle Energiezustände der Atome in i-tem Ionsiationszustand
$\alpha_{ij}$	m	Faktor bei der Abel-Integration
$\epsilon_0$	$\text{A}\cdot\text{s}/(\text{V}\cdot\text{m}^2)$	Dielektrizitätskonstante für das Vakuum
$\epsilon_n$	$\text{J}/(\text{s}\cdot\text{m}^3)$	Emissionskoeffizient des n-ten Kreisringes
$\epsilon_{nm}$	$\text{J}/(\text{s}\cdot\text{m}^3)$	Emissionskoeffizient des atomaren Überganges von n zu m
$\epsilon_\nu$	$\text{J}/(\text{s}\cdot\text{m}^3)$	Emissionskoeffizient im Frequenzbereich $\nu \dots \nu + d\nu$
$\lambda$	mm	Wellenlänge
$\lambda_{nm}$	nm	Wellenlänge des Elektronenüberganges vom Niveau n zu m
$\nu, d\nu$	Hz	Frequenz bzw. infinitesimaler Frequenzbereich
$\Omega, d\Omega$	rad	Raumwinkel bzw. infinitesimales Raumwinkelement
$\pi$	-	3,141593
$\rho_0$	$\text{g}/\text{m}^3$	Gasdichte des ungestörten Gases
$\sigma$	-	Standardabweichung
$\tau_n$	-	optische Dicke
$\Theta$	$\text{kg}\cdot\text{m}^2$	Trägheitsmoment eines Moleküls

# Vorwort

Eine wunderbare Möglichkeit für meine Projektarbeit im Rahmen meines Master-Studiums Chemieingenieurwesen eröffnete sich mir in Form einer Arbeitsstelle bei der Forschungsgesellschaft für angewandte Systemsicherheit und Arbeitsmedizin e. V. (FSA), die ich mit Freude wahrnahm. Die Arbeit beinhaltete die Temperaturmessung an elektrischen Entladungsfunken, wie sie in Mindestzündapparaturen verwendet werden. Die Messungen wurden am optischen Versuchsaufbau des physikalischen Labors der FSA durchgeführt.

Hiermit möchte mich ganz herzlich bei allen bedanken, die mich während dieser Arbeit unterstützt haben. Großer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Wolfgang Schmitt, der diese Projektarbeitstelle mit einem angenehmen Arbeitsklima und der ausgezeichneten Betreuung empfohlen hat. Mein besonderer Dank geht an meinen Betreuer Herrn Dirk Lorenz. Dank seiner hohen Fachkompetenz und außergewöhnlichen Hilfsbereitschaft war es möglich, diese Arbeit anzufertigen. Weiterer Dank gilt Herrn Hermann Schiebeler und Frau Madlen Nicklisch für ihre fachliche Unterstützung sowie den anderen Mitgliedern des Teams Physik/Technik für die freundliche Aufnahme ins Team. Abschließend möchte ich mich bei Prof. Dr. Siegfried Radandt bedanken, der mir in seiner Eigenschaft als Geschäftsführer der FSA e. V. den Arbeitsplatz zur Verfügung stellte.

# Zusammenfassung

Dieses Manuskript beschreibt die 6 Monate dauernde Mitarbeit am Projekt Nr. F-05-9303-2 „Optische Temperaturmessung an Entladungsfunken im Hinblick auf deren Zündwirksamkeit bei Staubexplosionen“ der Forschungsgesellschaft für angewandte Systemsicherheit und Arbeitsmedizin e. V.. Dieses Projekt wird durchgeführt, um a) Temperatur und Energie elektrischer Entladungsfunken bei Mindestzündenergieanlagen orts- und zeitaufgelöst zu bestimmen und b) darauf aufbauend eine Größe zu finden, mit der die Zündempfindlichkeit eines brennbaren Staub/Luft-Gemisches besser als mit der bisher gebräuchlichen sicherheitstechnischen Kenngröße „Mindestzündenergie“ bewertet werden kann.

Umfangreiche Messungen des vom Funken emittierten Lichts bei der Wellenlänge  $\lambda = 509,0 \text{ nm}$  werden orts- und zeitaufgelöst durchgeführt. Parallel dazu werden Wischbilder eines Funkenausschnittes aufgenommen. Der Funken hat laut Funkengeneratorschrift einen Energieinhalt von  $E = 0,5 \text{ J}$

Die gemessenen Lichtintensitäten bei  $\lambda = 509,0 \text{ nm}$  werden von den bereits vorhandenen Lichtintensitätsmessdaten bei  $\lambda = 504,5 \text{ nm}$  subtrahiert, um so die Lichtintensität der Stickstoffspektrallinie bei  $\lambda = 504,5 \text{ nm}$  zu bekommen. Zuvor werden umfangreiche Arbeitsschritte zur Datenaufarbeitung (Abgleichen, Glätten, Fitten) durchgeführt. Aus den Lichtintensitätskurven werden anschließend, über eine rechnergestützte Abel-Integration, die Emissionskoeffizienten innerhalb des Funkens als Funktion von Funkenradius und Zeit berechnet. Die Berechnung der Emissionskoeffizienten ist mit hoher Wahrscheinlichkeit fehlerhaft, da vor allem die erhaltenen Kurven für den Innenbereich des Funkens unplausibel sind.

Auf drei verschiedene Arten wird der Druck im Funken als Funktion der Zeit bestimmt, wobei sich zwei der drei Methoden auf die Auswertung der aufgenommenen Wischbilder stützt. Zwei Methoden liefern sehr ähnliche Ergebnisse für den zeitlichen Druckverlauf im Funken. Der Druck im Funkenkanal liegt zu Beginn der Funkenentladung bei etwa  $19 \pm 4 \text{ bar}$ . Innerhalb der ersten Mikrosekunde fällt er schnell ab auf Werte um  $1 \text{ bar}$ . Aus einer Tabelle, in der die Emissionskoeffizienten für  $\lambda = 504,5 \text{ nm}$  als Funktion von Druck und Temperatur aufgelistet sind, wird abschließend die Temperatur des Funkens entnommen. Die ermittelten Temperaturverläufe im Außenbereich des Funkens sind von Form und Wert her plausibel. Für den Innenbereich des Funkens gilt dies nicht. Für den Außenbereich des Funkens ergeben sich Temperaturen zwischen  $10.000 \text{ K}$  und  $20.000 \text{ K}$  für die ersten  $4,5 \mu\text{s}$  der Funkenentwicklung.



# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Allgemeines

In der Industrie, insbesondere in der Lebensmittelindustrie, treten Staubexplosionen auf. Im Bereich der Lebensmittelherstellung kommen Staub/Luft-Gemische vor, die schon durch einen sehr geringen Energieeintrag zur Explosion gebracht werden können. Die Folgen von Staubexplosionen sind für Menschen, Gebäude, Produktion und nicht zuletzt für die Umwelt oft verheerend. Aus der Statistik in Abbildung 1.1 kann man entnehmen, dass etwa 1/4 aller Staubexplosionen in der Lebensmittelindustrie vorkommen. Obwohl diese statistischen Daten aus den 1970er Jahren stammen und seitdem ein deutlicher Fortschritt bei der Vermeidung von Staubexplosionen erzielt wurde, treten immer wieder Staubexplosionen in der Nahrungsmittelindustrie auf. Deswegen beschäftigen sich Forscher fortlaufend mit der Untersuchungen von Staubexplosionen. Die Forschungsgesellschaft für angewandte Systemsicherheit und Arbeitsmedizin arbeitet seit Jahren intensiv an der Erforschung von Staubexplosionsvorgängen. Im Rahmen eines ihrer zahlreichen Projekte zum Thema wurde diese Arbeit durchgeführt.

### 1.2 Mindestzündenergie

Ein wichtiges Kriterium für die Gefährlichkeit eines Staub/Luft-Gemisches ist seine Zündempfindlichkeit. Die Zündempfindlichkeit eines Staubes wird mit Hilfe der Kenngröße Mindestzündenergie (MZE) beschrieben, wobei diese Kenngröße zur Auslegung der Schutzmaßnahme „Vermeiden wirksamer Zündquellen“ dient. Die Mindestzündenergie ist definiert als der Energiebetrag, der ein Staub/Luft-Gemisch zündwilligster Staubkonzentration gerade noch zur Explosion bringt. Zur Bestimmung der MZE werden unterschiedliche Standardapparate (Hartmannrohr, Staubexplosionskugel) angewandt. Dabei wird die in einem elektrostatischen Feld eines Plattenkondensator gespeicherte Energie

$$E = \frac{1}{2} \cdot C \cdot U^2 \quad (1.1)$$

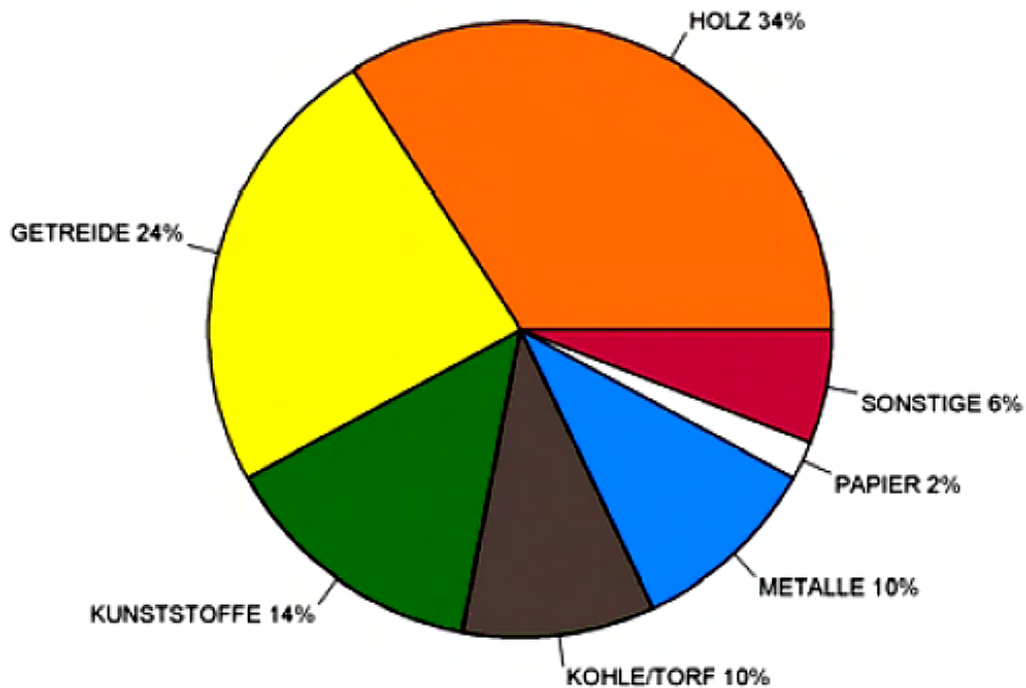


Abbildung 1.1: Häufigkeit von Staubexplosionen in verschiedenen Industriezweigen (Quelle: Stexartcol).

über eine Funkenentladungsstrecke in das Staub/Luft-Gemisch eingebracht. Die Energie wird schrittweise soweit abgesenkt bis keine Gemischzündung mehr erfolgt.

Die Bestimmung der MZE nach dieser Methode hat einige Nachteile:

- Im Entladekreis treten unvermeidliche Verluste auf, weswegen diese Methode ungenau ist [13].
- Der Messwert der MZE hängt von der Apparatur ab.
- Die Übertragung der MZE auf nicht-elektrostatische Zündquellen ist problematisch [1, 10].

Wegen letztgenanntem Problem wurde die elektrische Äquivalentenergie zur Charakterisierung nicht-elektrischer Zündquellen eingeführt. Diese ist definiert als der Energiebetrag einer zeitlich gedehnten Kondensatorentladung, die die gleiche Zündwirksamkeit in einem Staub/Luft-Gemisch hat wie die nicht-elektrische Zündquelle. Trotz der Einführung der Äquivalentenergie kommt es immer wieder zu Problemen bei der Einschätzung der Zündwirksamkeit nicht-elektrischer Zündquellen. Das liegt daran, dass unterschiedliche Staub/Luft-Gemische mit gleicher MZE völlig verschiedene Äquivalentenergien haben können [1].

## 1.3 Projekt Nr. F-05-9303-2

Um die im vorherigen Abschnitt beschriebenen Schwierigkeiten im Zusammenhang mit der MZE zu beseitigen, wurde 1993 das Projekt Nr. F-05-9303-2 „Optische Temperaturmessung an Entladungsfunken im Hinblick auf deren Zündwirksamkeit bei Staubexplosionen“ ins Leben gerufen. Im Rahmen des Projektes wurden zunächst umfangreiche Rechner-Programme geschrieben, deren Rechenergebnisse für die geplanten Untersuchungen notwendig sind. Parallel dazu wurde ein optischer Versuchsaufbau geschaffen, mit dessen Hilfe die Lichtintensität einer Spektrallinie des Luftstickstoffes im Entladungsfunken örtlich und zeitlich aufgelöst gemessen werden kann. Außerdem ermöglicht der Aufbau die Messung des Druckes im Funken in Abhängigkeit der Zeit. Die Ergebnisse des bereits erwähnten Rechner-Programmes liefern in Kombination mit den gemessenen Lichtintensitäten und Drücken die Temperatur und die Energie im Funken als Funktion von Zeit und Ort. Messprinzip und Versuchsaufbau sind in den Kapiteln 2 und 3 beschrieben.

Ziel des Projektes ist es, zunächst den wahren Energieinhalt der Entladungsfunken zu bestimmen. Darauf aufbauend soll in Kombination mit weiterführenden Untersuchungen eine neue Kenngröße geschaffen werden, die eine bessere Charakterisierung der Zündempfindlichkeit von Staub/Luft-Gemischen erlaubt.

## 1.4 Zielsetzung

Zu Beginn der Arbeit lagen bereits umfangreiche Messdaten zu einem Entladungsfunken mit  $E = 0,5 \text{ J}^1$  vor. Diese Messdaten sind zum einen Wischbilder zur Druckbestimmung im Funken und zum anderen zeitliche Verläufe der Lichtintensität der Stickstoffspektrallinie bei  $\lambda = 504,5 \text{ nm}$ , die im folgenden als Brutto-Lichtkurven bezeichnet werden. Letzteres darum, weil diese Lichtkurven sowohl das Licht der eigentlichen Spektrallinie als auch das Licht des Untergrunds (Kontinuum) beinhalten. Aus diesen Gegebenheiten ergaben sich 3 Ziele für diese Arbeit:

1. Der kurz vor Beginn der Arbeit verbesserte Versuchsaufbau musste wieder in Betrieb genommen und der Umgang mit dem Versuchsaufbau erlernt werden.
2. Um die tatsächliche zeitliche Intensität der Spektrallinie 504,5 nm zu bestimmen, musste die Lichtintensität des Kontinuums örtlich und zeitlich aufgelöst gemessen werden.
3. Die Rohdaten mussten aufgearbeitet werden, um dann damit nach Möglichkeit (bei ausreichend Zeit) die Temperatur im Funken - zumindest teilweise - zu bestimmen.

---

<sup>1</sup>Dieser Energiebetrag ist am Funkengenerator der Mindestzündenergieanlage angegeben und entspricht sicher nicht der tatsächlich im Funken umgesetzten Energie.

# Kapitel 2

## Messprinzip

Mit der Theorie der Entwicklung eines Funkenkanals haben sich Forscher schon seit den 1940er Jahren beschäftigt [2, 3]. Aufbauend auf diese theoretischen Betrachtungen wurde in den 1960ern ein Messprinzip entwickelt, um die Temperatur in elektrischen Entladungsfunken zu bestimmen [4, 9, 14, 15, 17–19]. Dieses Prinzip beruht auf einer Kombination von optischen Messungen und theoretischen Berechnungen. Zur Temperatur- bzw. Energiedichtebestimmung in Plasmen können im Wesentlichen drei Methoden angewandt werden:

1. Messung der Absolutintensität an einer Spektrallinie
2. Relative Intensitätsmessung an Spektrallinien
3. Das Normtemperaturverfahren

Im Rahmen dieser Arbeit wurde lediglich die 1. Methode angewandt.

### 2.1 Absolute Intensitätsmessung an einer Spektrallinie

Auf theoretischem Weg wird eine Tabelle errechnet, in der die Temperatur des Funkenplasmas<sup>1</sup> als Funktion des Emissionskoeffizienten einer bestimmten Spektrallinie des Plasmas (Abschnitt 2.1.2) und des Druckes im Plasma aufgelistet ist. Im Experiment werden die zeitlichen Verläufe des Druckes und der Intensität des vom Plasma emittierten Lichtes (räumlich lokalisiert) gemessen. Die gemessene Lichtintensität wird in die gesuchten Emissionskoeffizienten umgerechnet, womit die gesuchte Temperatur direkt aus der eingangs erwähnten Tabelle abgelesen werden kann.

---

<sup>1</sup>Als Plasma bezeichnet man ein ionisiertes, heißes Gas.

### 2.1.1 Berechnung von Teilchendichten

Weil das Emissionsspektrum eines Plasmas in starkem Maße von den Dichten der verschiedenen Teilchenspezies<sup>2</sup> abhängt, ist zunächst die Berechnung der Teilchenhäufigkeiten unumgänglich. Das geschieht mittels der Saha-Gleichungen für thermische Dissoziation von Molekülen

$$\frac{N_A N_B}{N_{AB}} = \frac{g_A g_B}{g_{AB}} \cdot \left( \frac{2\pi M}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot (kT)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{h^2}{8\pi\Theta} \cdot (1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}) \cdot e^{-\frac{E_D}{kT}} \quad (2.1)$$

und thermische Ionisation von Atomen

$$\frac{N_{i+1} N_e}{N_i} = 2 \cdot \frac{Z_{i+1}(T)}{Z_i(T)} \cdot \frac{(2\pi m k T)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \cdot e^{-\frac{E_i - \Delta E_i}{kT}} \quad (2.2)$$

wenn thermodynamisches Gleichgewicht vorausgesetzt wird, was in unserem Fall wenigstens lokal zutrifft. In Gleichung (2.1) beschreibt  $N_{AB}$  die Teilchendichte des Moleküls AB bzw.  $N_A$  und  $N_B$  die Teilchendichten der zugehörigen Dissoziationsprodukte. Die  $g$  symbolisieren die zu der jeweiligen Teilchensorte gehörenden statistischen Gewichte für den Grundzustand.  $h$  und  $k$  sind das Plank'sche Wirkungsquantum und die Boltzmann-Konstante.  $M = \frac{m_A \cdot m_B}{m_A + m_B}$  ist die reduzierte Masse des Moleküls und  $\Theta = M \cdot r_0^2$  ( $r_0$  ist der Kernabstand im Molekül) ist das Trägheitsmoment desselben.  $\nu$  stellt die Vibrationsfrequenz des Moleküls im Schwingungsgrundzustand dar und  $E_D$  ist die Dissoziationsenergie des Moleküls. In Gleichung (2.2) steht  $N_{i+1}$  bzw.  $N_i$  für die Dichte von Atomen in  $i+1$ -ter bzw.  $i$ -ter Ionisationsstufe und  $N_e$  bezeichnet die Elektronendichte. Die  $Z_i(T) = \sum_n g_n e^{-\frac{E_n}{kT}}$  sind die Summen über alle Energiezustände der Atome in  $i$ -tem Ionisationszustand, wobei die statistischen Gewichte  $g_n$  und Anregungsenergien  $E_n$  der  $n$  Energieniveaus aus spektroskopischen Tabellen [11] errechnet werden können [5].  $E_i$  ist die Ionisierungsenergie des Atomes in  $i$ -tem Ionisationszustand und  $m$  ist die Ruhemasse des Elektrons. Schließlich ist  $\Delta E_i$  die Absenkung von  $E_i$  im Plasma, die aufgrund der Wechselwirkung der geladenen Teilchen untereinander auftritt.

Die Berechnung der Teilchendichten für ein Luftplasma besteht nun im Wesentlichen darin, ein Gleichungssystem für 32 Unbekannte<sup>3</sup> zu lösen. Dafür sind mindestens 32 Gleichungen notwendig, wobei die Saha-Gleichungen, angewandt auf alle Elemente und deren Ionisationsstufen 25 Gleichungen liefert. Weiterhin gilt die Neutralitätsbedingung

$$N_e = NII + 2NIII + 3NIV + \dots + OII + 2OIII + 3OIV + \dots \\ \dots + ArII + 2ArIII + 3ArIV + \dots + 8ArIX \quad (2.3)$$

sowie die Massenerhaltung

$$N_N = 2N_2 + NI + NII + NIII + \dots + NVIII \\ N_O = 2O_2 + OI + OII + OIII + \dots + OIX \\ N_{Ar} = ArI + ArII + ArIII + \dots + ArIX \quad (2.4)$$

<sup>2</sup>Moleküle und Atome in unterschiedlichen Dissoziations- und Ionisationsstufen.

<sup>3</sup>Argon-Atome in Ionisationszuständen oberhalb IX werden vernachlässigt.

$N_N$ ,  $N_O$  und  $N_{Ar}$  sind hier die Gesamtatomanzahlen pro Volumeneinheit der drei hauptsächlich in Luft vorkommenden Elemente.

Weil die Anzahl der Atome dieser drei Elemente in Luft in einem festem Verhältnis zueinander stehen, lassen sich noch drei weitere Gleichungen konstruieren:

$$\begin{aligned} N_N &= \frac{78}{21} \cdot N_O \\ N_N &= 2 \cdot 78 \cdot N_{Ar} \\ N_O &= 2 \cdot 21 \cdot N_{Ar} \end{aligned} \quad (2.5)$$

Damit hat man insgesamt 32 Gleichungen beisammen und das Gleichungssystem wird eindeutig lösbar. Die Lösung dieses umfangreichen Gleichungssystems geschieht mittels eines Rechner-Programmes. Das grafisch dargestellte Ergebnis einer solchen Berechnung für 1013 mbar Luftdruck zeigt Abbildung 2.1.

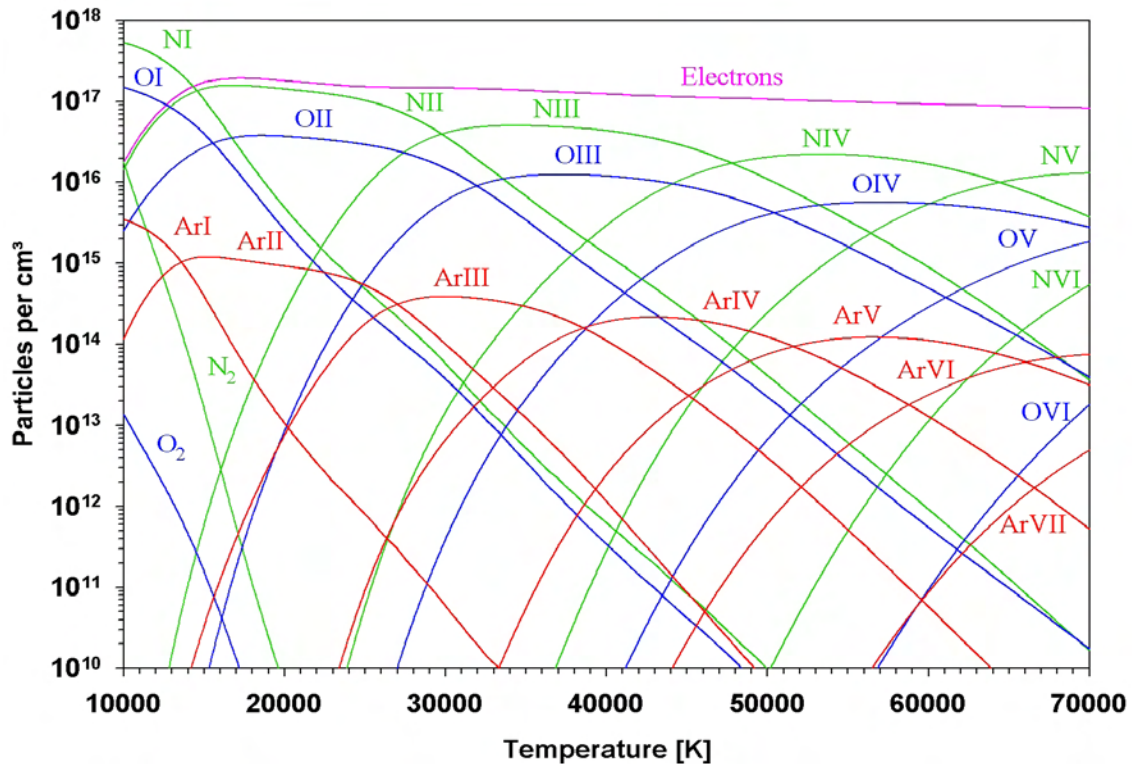


Abbildung 2.1: Teilchendichten in einem Luftplasma in Abhängigkeit von der Temperatur bei einem Luftdruck von 1013 mbar.

### 2.1.2 Berechnung von Emissionskoeffizienten

Ein Volumenelement  $dV$  einer Strahlungsquelle emittiert in ein Raumwinkelelement  $d\Omega$  und im Frequenzintervall  $\nu \dots \nu + d\nu$  die Energie  $dE = \varepsilon_\nu d\nu d\Omega dV$ .  $\varepsilon_\nu$  heißt der Emissionskoeffizient dieses Volumenelementes. Befindet sich ein Plasma im thermodynamischen Gleichgewicht, so gilt für den Emissionskoeffizienten einer Spektrallinie  $nm$

$$\varepsilon_{nm} = \frac{e^2 h}{2\epsilon_0 m \lambda_{nm}^3} \cdot \frac{g_n f_{nm}}{Z_i(T)} \cdot e^{-\frac{E_m}{kT}} \cdot N_i \quad (2.6)$$

wobei das Frequenzintervall  $\nu \dots \nu + d\nu$  hier mit der Breite der Spektrallinie  $nm$  identifiziert wird.  $\lambda_{nm}$  ist die Wellenlänge des Elektronenüberganges vom Niveau  $n$  zu  $m$ . Die Größe  $f_{nm}$  wird Absorptionsoszillatorenstärke genannt und kann z. B. aus [5] entnommen werden.  $\epsilon_0$  ist die Dielektrizitätskonstante für das Vakuum. Alle anderen Größen wie bei (2.1) und (2.2). Weil in Gleichung (2.6) außer  $N_i$  und  $T$  nur Konstanten auftreten und weil  $N_i$  mit  $T$  über (2.2) eindeutig verknüpft ist, kann  $\epsilon_{nm}$  als Funktion von  $T$  und  $p$  tabelliert werden, wenn die in Abschnitt 2.1.1 dargestellte Methode zur Berechnung von  $N_i$  benutzt wird. Eine Temperaturbestimmung des Plasmas ist folglich äquivalent mit der Messung des Wertepaares Emissionskoeffizient und Druck, mittels denen die herrschende Temperatur direkt aus der rechnerisch erstellten Tabelle für  $\epsilon_{nm}$  entnommen werden kann.

### 2.1.3 Messung von Emissionskoeffizienten

Am Beobachtungsort außerhalb des Plasmas ergibt sich die Strahlungsintensität, indem über alle Emissionskoeffizienten entlang der Beobachtungslinie integriert wird

$$I_{nm} = \int_a^b \epsilon_{nm} dx = \frac{e^2 h}{2\epsilon_0 m \lambda_{nm}^3} \cdot \frac{g_n f_{nm}}{Z(T)} \cdot e^{-\frac{E_m}{kT}} \cdot \int_a^b N_i dx \quad (2.7)$$

Die Integrationsgrenzen  $a$  und  $b$  symbolisieren die Punkte, wo die Sichtlinie in das Plasma ein- bzw. aus diesem austritt. Schematisch dargestellt ist die Intensitätsmessung an Funkenkanälen in Abbildung 2.2. Weil in einem Funkenkanalplasma starke Temperaturgradienten auftreten, kann nicht von der allgemeinen Existenz eines thermodynamischen Gleichgewichts ausgegangen werden. Betrachtet man jedoch kleine Volumenelemente innerhalb des Funkenplasmas, trifft die Bedingung des thermodynamischen Gleichgewichts in guter Näherung zu, so dass von einem lokalen thermodynamischen Gleichgewicht gesprochen werden kann. Deshalb unterscheiden sich im allgemeinen die Emissionskoeffizienten der verschiedenen Volumenelemente im Funkenkanal voneinander. Trotz dieser Schwierigkeit kann aus den seitlich beobachteten Lichtintensitäten am Funkenkanal auf die orts- und zeitabhängigen Emissionskoeffizienten zurückgerechnet werden. Wie Abbildung 2.3 demonstriert, handelt es sich bei diesem Problem um die Lösung der Abel'schen Integralgleichung

$$I_{nm}(y, z, t) = 2 \cdot \int_0^{\sqrt{R(t)^2 - y^2}} \epsilon_{nm}(r, z, t) dx \quad (2.8)$$

weil das Plasma rotationssymmetrisch um die  $z$ -Achse ist. Bei festgehaltenen  $z$  und  $t$  und konstantem Abstand von der Kanalachse  $r$ , sollte  $\epsilon_{nm}(r, z, t)$  sich nicht ändern.

Bei der Lösung von (2.8) wird der Kanalquerschnitt in Kreisringe der Dicke  $\Delta y$  zerlegt.  $\epsilon_0, \epsilon_1, \dots, \epsilon_{N_{\max}}$  sei der Emissionskoeffizient in den einzelnen Kreisringen. Dann beträgt die bei  $y_0, y_1, \dots, y_{N_{\max}}$  emittierte Intensität:

$$I_0 = 0$$

$$I_1 = \alpha_{10}(\epsilon_1 - \epsilon_0)$$

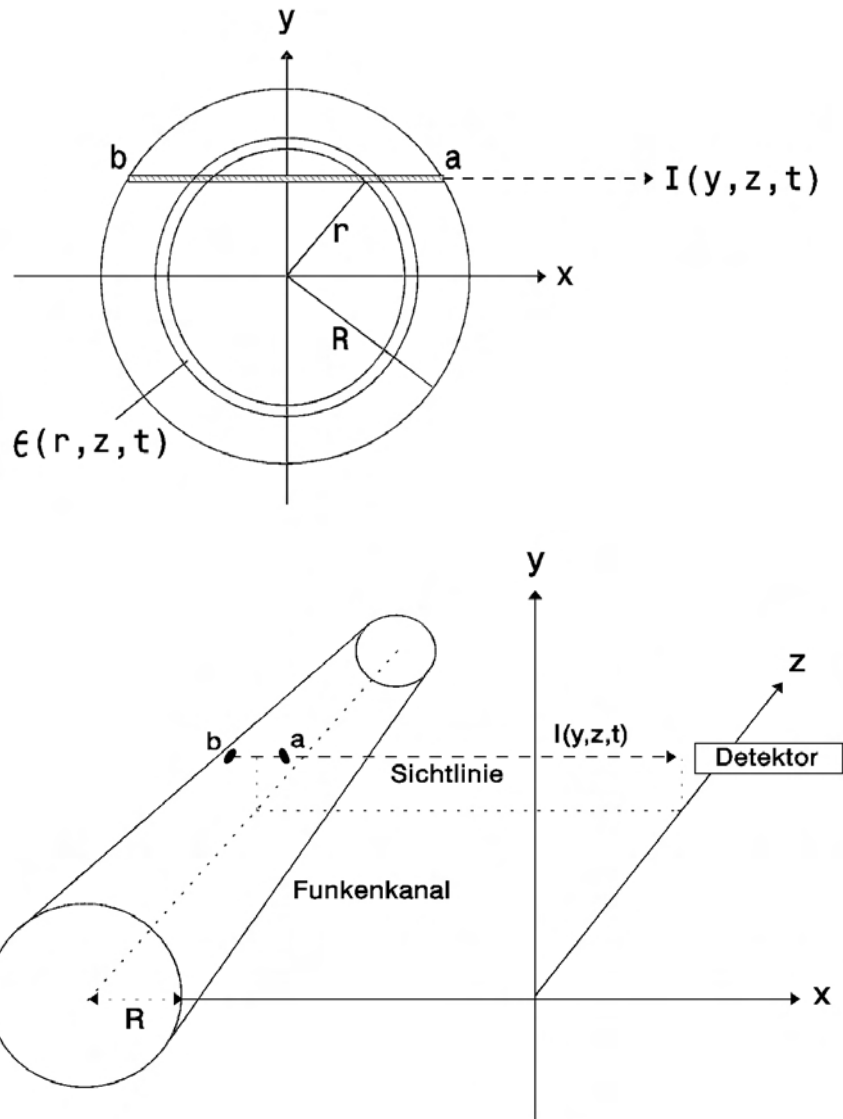


Abbildung 2.2: Messbare Intensität im Abstand  $y$  von der Funkenkanalachse entstanden durch Summation aller Emissionskoeffizienten entlang der Beobachtungslinie  $a - b$ .

$$I_2 = \alpha_{20}(\varepsilon_1 - \varepsilon_0) + \alpha_{21}(\varepsilon_2 - \varepsilon_1) + \dots$$

$$I_N = \alpha_{N0}(\varepsilon_1 - \varepsilon_0) + \alpha_{N1}(\varepsilon_2 - \varepsilon_1) + \dots + \alpha_{N,N-1}(\varepsilon_N - \varepsilon_{N-1}) \quad (2.9)$$

wobei  $\alpha$  als Abkürzung steht für

$$\alpha_{ij} = 2R_i \sqrt{1 - \left(\frac{y_j}{R_i}\right)^2} \quad (2.10)$$

Zusammengefasst liefern die Gleichungen (2.9) und (2.10) für die Berechnung des Emissionskoeffizienten  $\varepsilon(r)$  im  $N$ -ten Kreisring die Rekursionsformel

$$\varepsilon_N = \left( I_N - \sum_{i=1}^{N-1} \alpha_{N,i-1} \cdot (\varepsilon_i - \varepsilon_{i-1}) \right) \cdot (\alpha_{N,N-1})^{-1} + \varepsilon_{N-1} \quad (2.11)$$



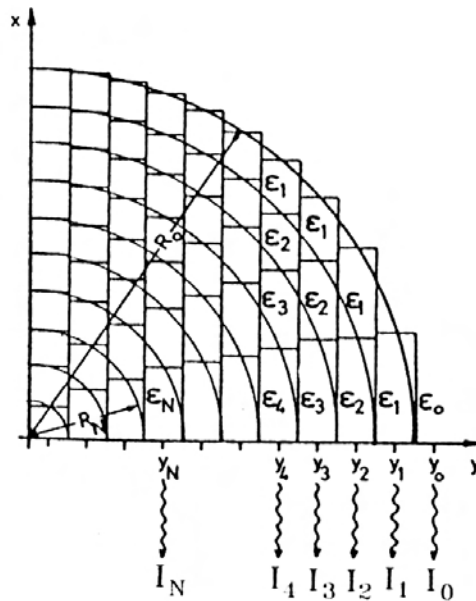


Abbildung 2.3: Skizze eines Quadranten des Kanalquerschnitts, der in Kreisringe und Flächenelemente zerlegt ist.

Die Zahl der Kreisringe  $N_{\max}$  ergibt sich aus der Schrittweite  $\Delta y$  und dem Kanalradius  $R_0$  zu  $N_{\max} = \frac{R_0}{\Delta y}$ . Ist  $N_{\max}$  keine ganze Zahl, so wird auf die nächste ganze Zahl abgerundet. Bei der Berechnung von  $\epsilon_N$  beginnt man am Kanalrand mit  $N = 0$  und rechnet mit Hilfe von Gleichung (2.11) schrittweise bis zur Kanalmitte ( $N = N_{\max}$ ) die  $\epsilon_N$ -Werte aus. Zur Durchführung dieser Berechnung wurde ebenfalls ein Rechnerprogramm geschrieben.

### 2.1.4 Druckmessung

Wie schon gezeigt wurde, ist zur Temperaturbestimmung im Plasma die Kenntnis des dort herrschenden Druckes notwendig. In [2] wurde festgestellt, dass der Druck innerhalb des Funkenkanales als weitgehend konstant angenommen werden kann. Ferner ergab die dort durchgeführte Lösung des hydrodynamischen Gleichungssystems für den Zusammenhang zwischen Druck  $p$  im Kanal und der Aufweitungsgeschwindigkeit  $v_K$  des Kanals

$$p = 0,9 \cdot \rho_0 v_K^2 + p_0 \quad (2.12)$$

$p_0$  bzw.  $\rho_0$  stehen für den Druck bzw. die Gasdichte des ungestörten Gases und können einschlägigen Tabellen entnommen werden.

Mit Hilfe einer Wischkamera wird die Kanalaufweitung erfasst und damit  $v_K$  bestimmt. Anhand Gleichung (2.12) kann damit der Druck innerhalb des Funkenplasmas errechnet werden. Damit sind alle Größen bekannt, um eine orts- und zeitaufgelöste Temperaturmessung an Entladungsfunken durchzuführen [7].

# Kapitel 3

## Versuchsaufbau

### 3.1 Funkenstrecke und Funkengenerator

Auf einer optischen Bank ist etwa in der Mitte eine Funkenstrecke platziert, wobei die Achse Kathode-Funken-Anode mit der Vertikalen zusammenfällt. Der Abstand der Elektrodenspitzen, d. h. die Länge der Funkenstrecke, beträgt 6 mm. Dieser Aufbau ist durch Positionierungselemente in der Vertikalen und Horizontalen beweglich (Abbildung 3.1 und 3.2). Elektrische Entladungen in der Funkenstrecke werden durch einen Funkengenerator ausgelöst, wie er in Abbildung 3.3 zu sehen ist. Bei den derzeit

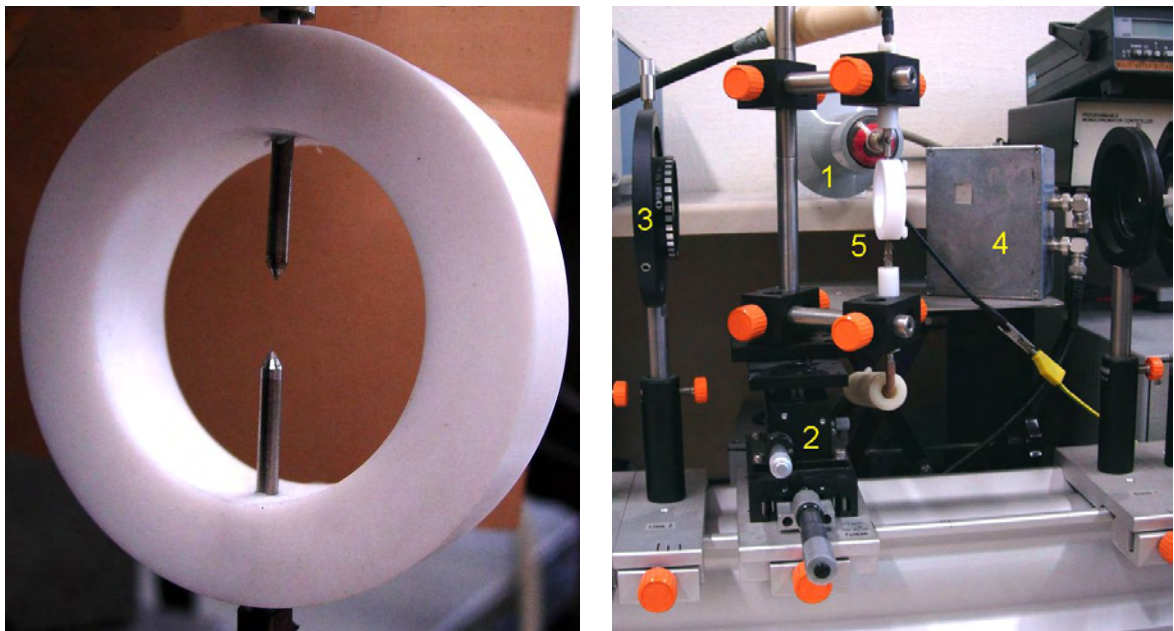


Abbildung 3.1: Teflonring zur vertikalen Halterung von Wolfram-Elektroden (links). Der Teflonring mit den Elektroden (5) ist auf einem  $yz$ -Positionierungssystem (2) auf einer optischen Bank montiert (rechts). Weiterhin ist ein 1000:1 Hochspannungsmesskopf (1), ein Gehäuse mit Photomultiplier zur Auslösung der Wischkamera (4) und die Linse 2 (3) zu sehen.

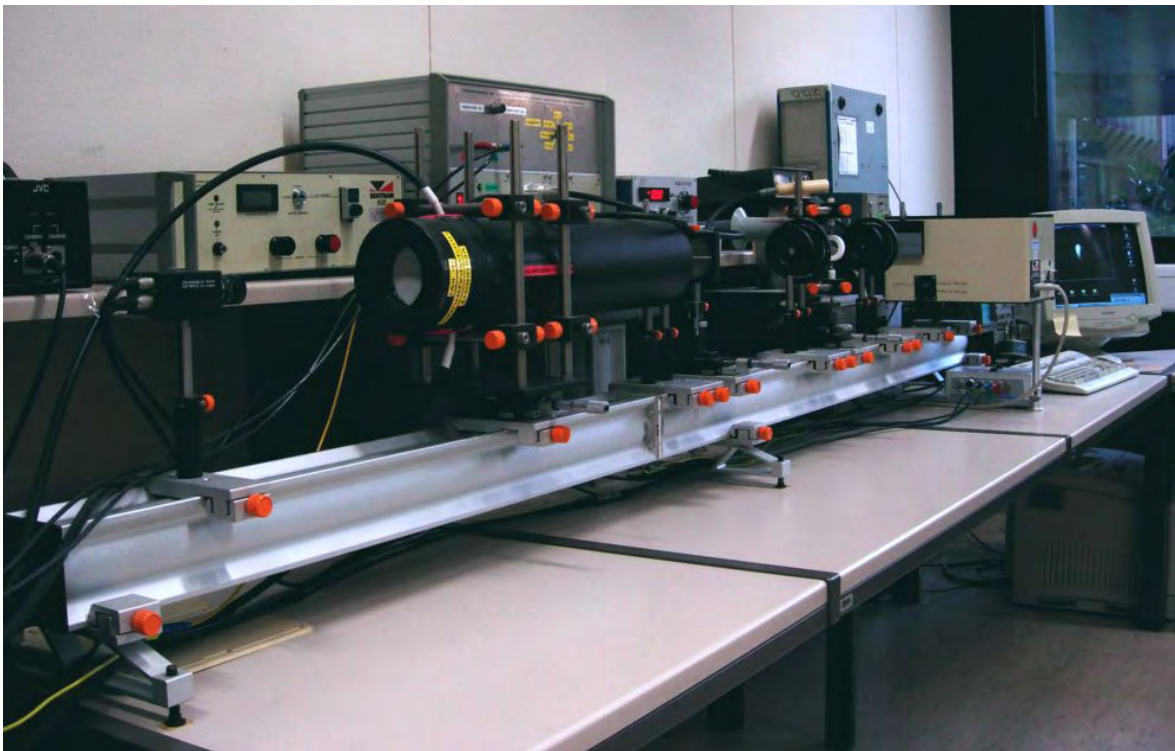
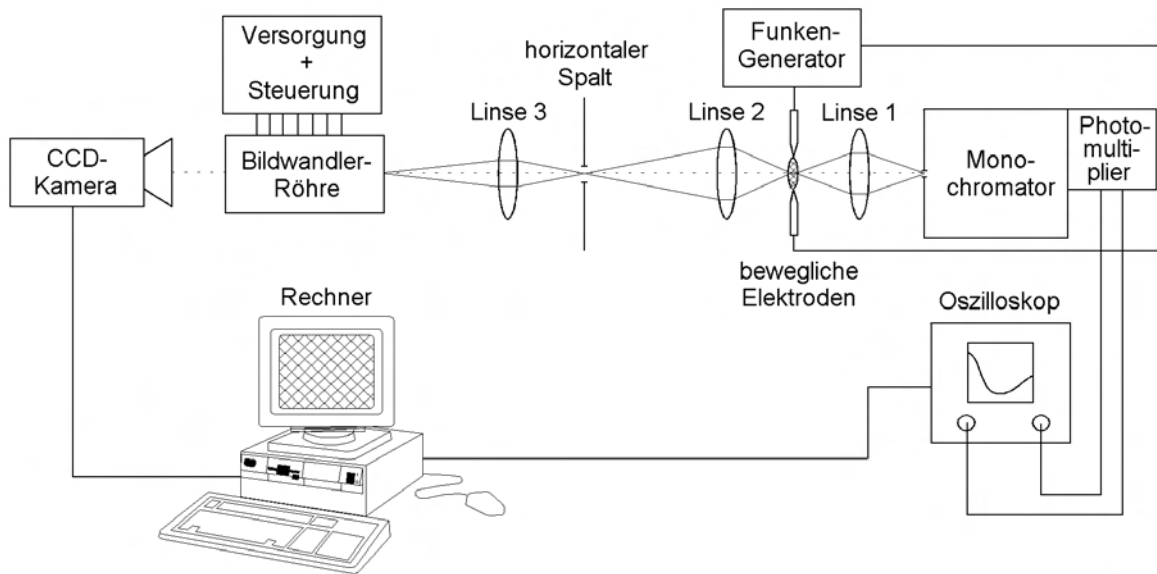


Abbildung 3.2: Schematisierter optischer Versuchsaufbau (oben) und Fotografie eines Großteils des Versuchsaufbaus (unten). Auf dem Foto sieht man links die CCD-Kamera, rechts davon die Bildwandlerröhre und weiter rechts Spalt, Blenden und Linsen. Ganz rechts am Bildrand ist der Monochromator sichtbar sowie der Rechner zum Speichern der Messdaten.

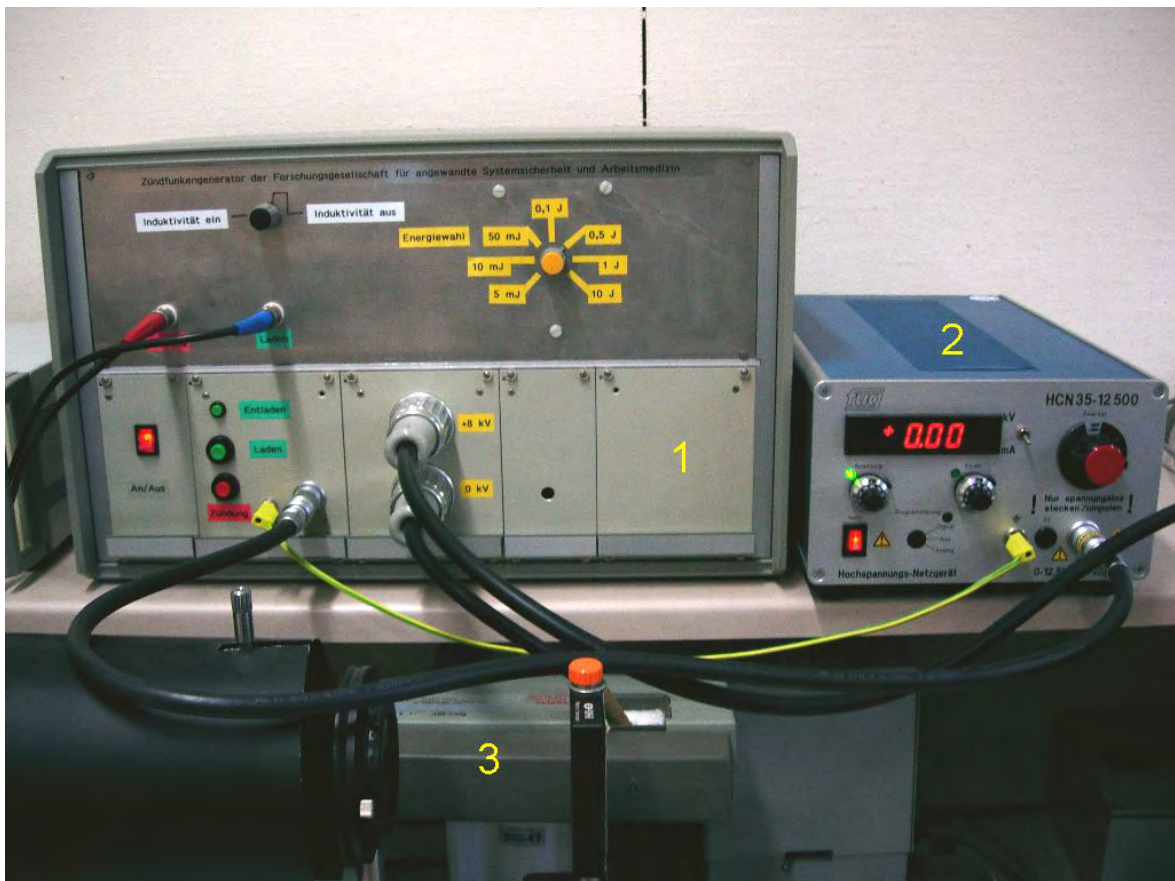


Abbildung 3.3: Funkengenerator (1) mit verschiedenen Hochspannungskondensatoren (entsprechend den Energiestufen 5 mJ, 10 mJ, 50 mJ, 0,1 J, 0,5 J, 1 J und 10 J), die mit Hilfe der Hochspannungsquelle (2) geladen werden. Unten im Bild ist der 1000:1 Messkopf der Stromzange (3) zu erkennen.

durchgeführten Versuchen wird eine Energie von 0,5 J (gemäß Formel (1.1)) in die Funkenstrecke eingebracht. Die Ladespannung des Funkengenerators beträgt 8 kV. Mit einem Steuergerät (Abbildung 3.4) können die Kondensatoren im Funkengenerator per Knopfdruck geladen, entladen und auch der Funken gezündet werden.

## 3.2 Strom- und Spannungsmessung

Um den zeitlichen Spannungsverlauf während einer Funkenentladung verfolgen zu können, sitzt an der Anode der Funkenstrecke ein 1000:1 Hochspannungsmesskopf (Abbildungen 3.1 und 3.6). Wegen des sehr hohen Widerstandes des Messkopfes und der zeitlichen Kürze der Funkenentladung wird das zu messende Signal durch den Messkopf nicht verfälscht. Das Spannungssignal wird mittels BNC-Kabel zu Kanal 2 eines 4-Kanal-Oszilloskops geleitet und dort zwischengespeichert. Die endgültige Speicherung geschieht durch Datenübertrag über eine serielle Schnittstelle zu einem Rechner. Parallel zur Spannungsmessung wird auch der zeitliche Verlauf des Entladungsstromes aufgezeichnet. Dies geschieht mit einer sogenannten Stromzange (Abbildungen 3.3 und 3.4). Der Messkopf der Stromzange umschließt den stromführenden Leiter

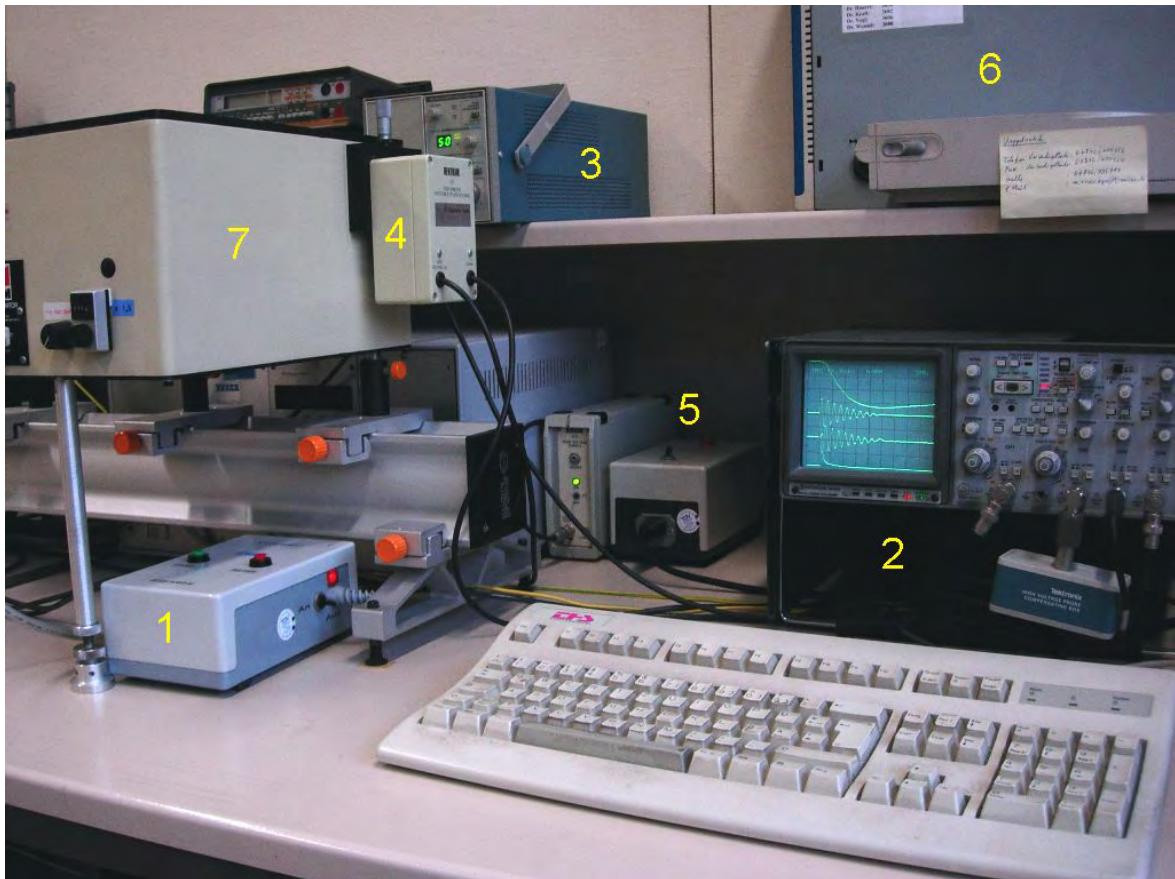


Abbildung 3.4: Steuergerät zum Laden und Zünden des Funkens (1), 4-Kanal-Oszilloskop (2), Steuergerät der Stromzange (3), Photomultiplier (4) des Monochromators (7), Spannungsversorgung für den Photomultiplier (5) und Rechner zur Messdatenspeicherung (6).

vollständig und bildet damit den Eisenkern eines Transformators. Der Leiter spielt die Rolle der Primärspule, der Messkopf der Stromzange (Eisenkern) ist an einer Stelle mit einem Draht umwickelt, welcher die Sekundärspule bildet. So erzeugt der Strom im Leiter eine Spannung an der Sekundärspule, die dem zu messenden Strom proportional ist. Das Ausgangssignal des Steuergerätes der Stromzange wird mittels BNC-Kabel auf Kanal 3 des schon erwähnten 4-Kanal-Oszilloskop gegeben und anschließend dauerhaft im Rechner gespeichert (Abbildung 3.4).

### 3.3 Lichtmessung

Rechts von der Funkenstrecke befindet sich die Linse 1 mitsamt einer Blende, die das Bild des Funkens im Maßstab 1:1 auf den Eintrittsspalt eines Monochromator mit angeschlossenem Photomultiplier abbildet (Abbildungen 3.5 und 3.2). Der Eintrittsspalt des Monochromators ist mit einem weiteren, zum ersten Spalt senkrecht angeordneten Spalt versehen, so dass nur das Licht eines örtlich stark begrenzten Bereiches des Funkenkanals in den Monochromator gelangt. Der Monochromator ist auf die Stick-

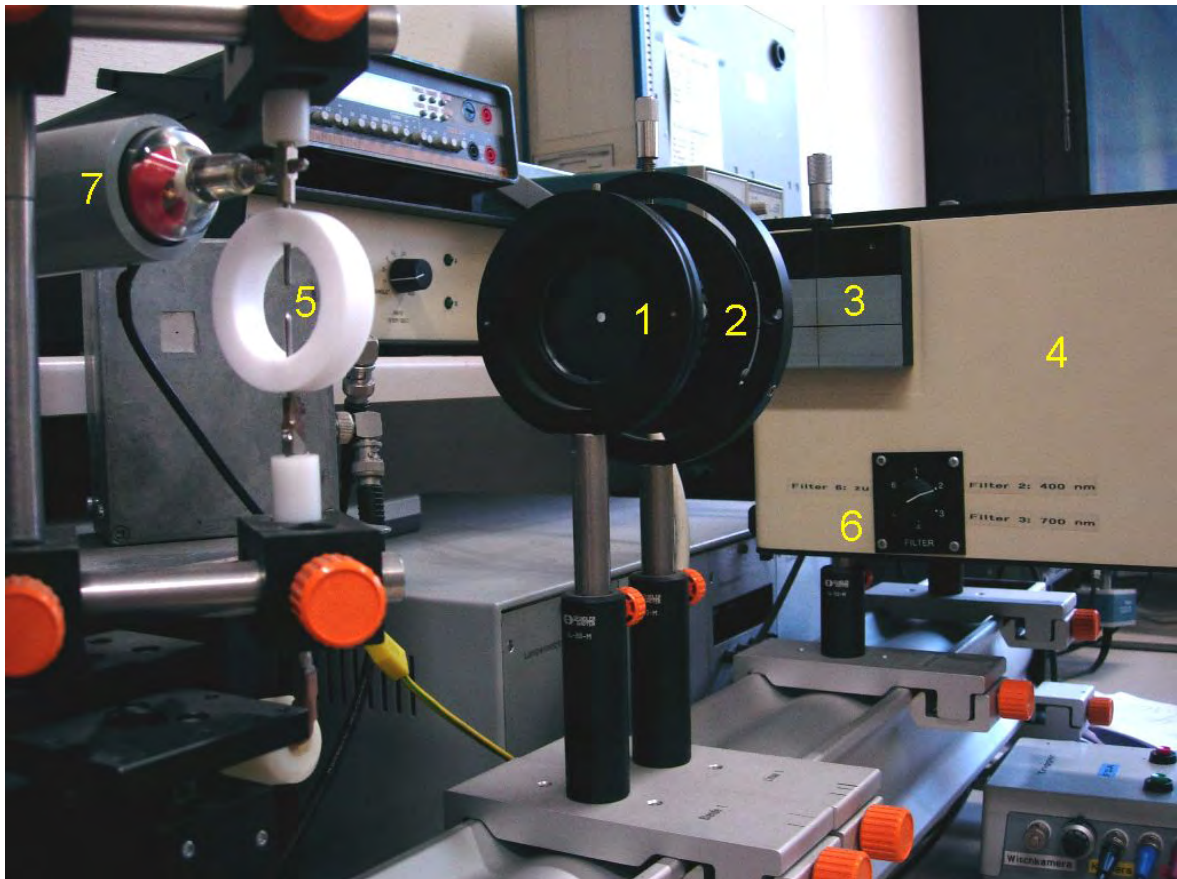


Abbildung 3.5: Blick nach rechts von der Funkenstrecke entlang der optischen Bank. Zu erkennen ist die Funkenstrecke (5), der Hochspannungsmesskopf (7), die Blende (1) zu Linse 1 (2) und der Monochromator (4) mit Eintrittsspalt (3) und Filtrerradregler (6).

stoff-Spektrallinie  $NII = 504,5 \text{ nm}$  bzw. auf das Kontinuum unmittelbar neben der Spektrallinie eingestellt. Der an den Monochromator angeschlossene Photomultiplier (Abbildungen 3.4 und 3.2) wandelt die gemessene Lichtintensität in ein Spannungssignal um, welches auf Kanal 1 des im vorigen Abschnitt erwähnten 4-Kanal-Oszilloskop gegeben wird. Die Speicherung der gemessenen Lichtkurven erfolgt wieder durch Übertragung des Oszilloskopspeicherinhaltes auf einen Rechner.

Mit Hilfe des  $yz$ -Positionierungssystems kann die Funkenstrecke in der Vertikalen und Horizontalen (senkrecht zur optischen Achse) bewegt werden. Auf diese Art und Weise kann das Licht aus jedem Bereich des Funkens untersucht werden.

### 3.4 Druckmessung

Links von der Funkenstrecke wird der Funken über die Linse 2 und eine Blende dreifach vergrößert auf einen Schirm mit einem horizontalen Spalt abgebildet (Abbildungen 3.6 und 3.2). Dadurch wird ein schmales Scheibchen des Funkenkanales ausgeschnitten und über die Linse 3 und eine weitere Blende auf die Photokathode einer Bildwandlerröhre abgebildet (Abbildungen 3.7 und 3.2). Die Bildwandlerröhre beinhaltet eine Elektro-

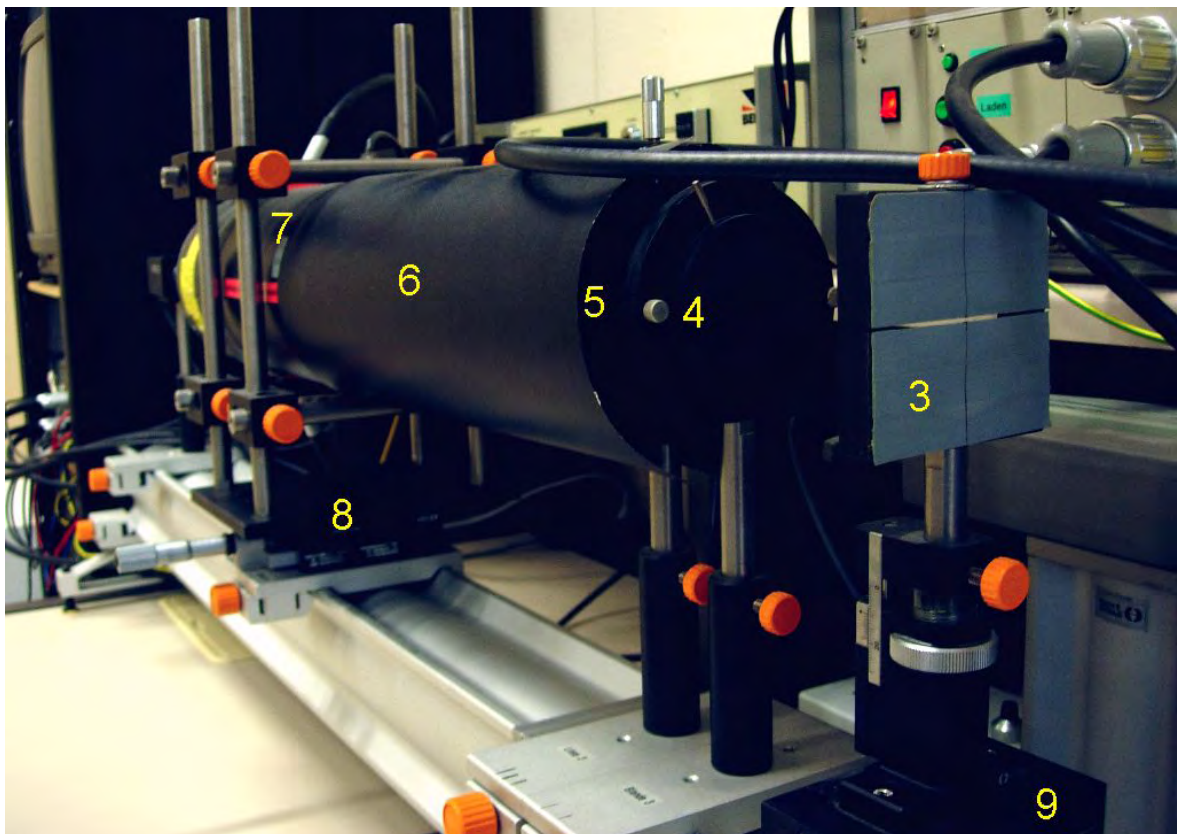
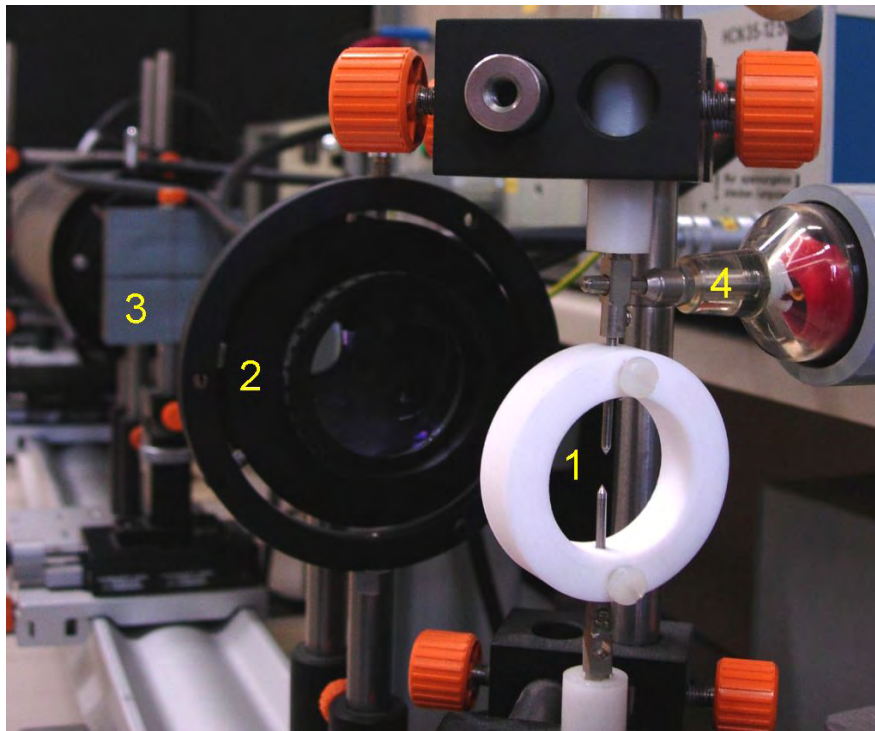


Abbildung 3.6: Blick nach links von der Funkenstrecke entlang der optischen Bank. Oben erkennt man die Funkenstrecke (1), die Linse 2 (2), den horizontalen Spalt (3) und die Spitze des Hochspannungsmesskopfes (4). Auf dem unteren Bild ist die Blende (4) zur Linse 3 (5), der Lichtschutz (6) der Bildwandlerröhre (7), das Positionierungssystem der Bildwandlerröhre (8) und das des horizontalen Spaltes (9) zu sehen.

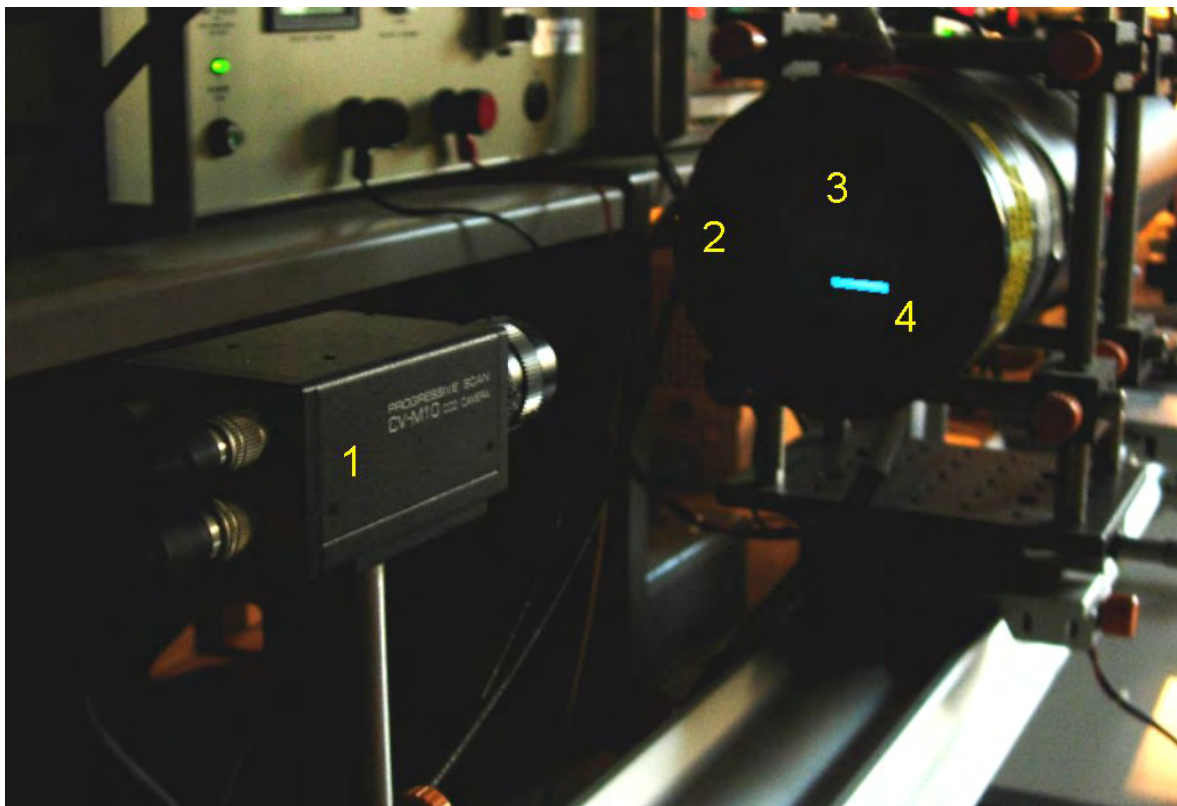
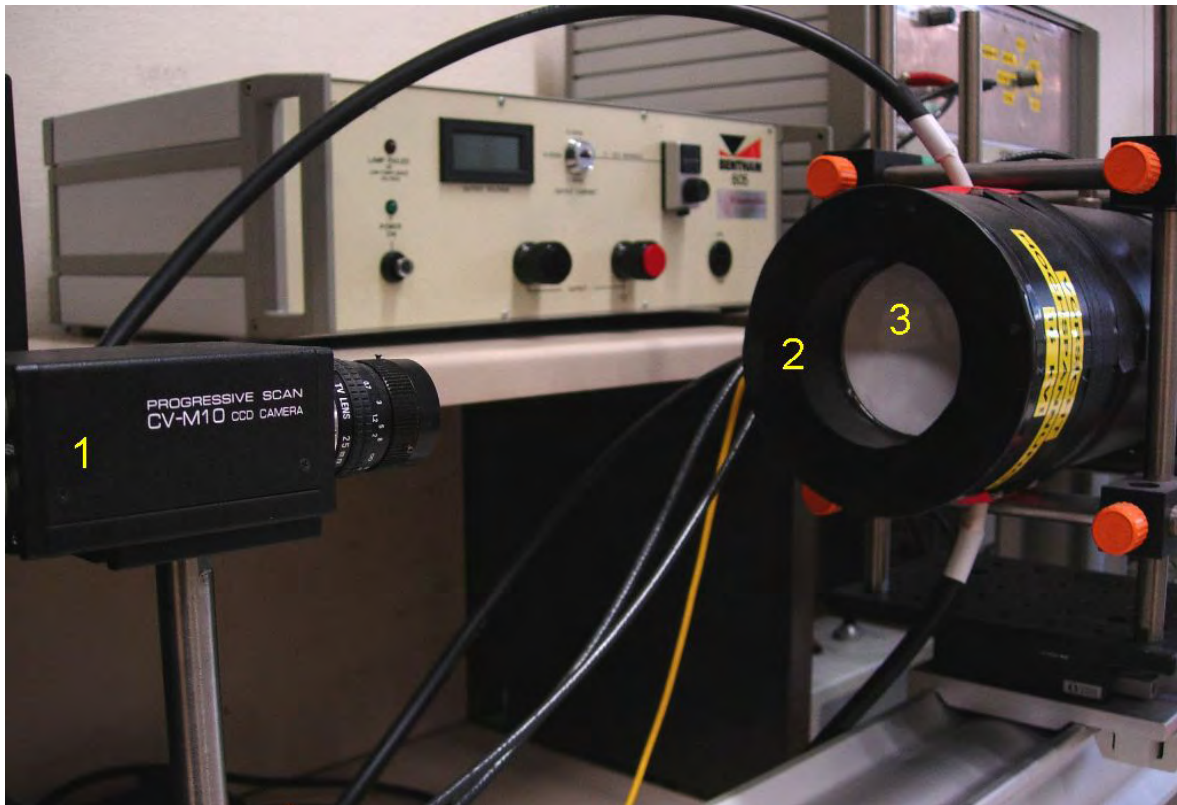


Abbildung 3.7: Bildschirm (3) der Bildwandlerröhre (2), die zusammen mit der CCD-Kamera (1) die Wischkamera des optischen Aufbaus darstellen. Unten ist das vertikal nach unten aus der optischen Achse verschobene Abbild des beleuchteten horizontalen Spaltes vor der Bildwandlerröhre (4) zu sehen.



nenoptik, welche das Bild des Funkenkanalscheibchens auf einen Leuchtschirm abbildet, wobei das Bild vertikal nach unten aus der optischen Achse verschoben ist. Während eines Funkenentladungsprozesses wird das Bild des Scheibchens innerhalb einer Mikrosekunde vertikal nach oben über den Bildschirm der Bildwandlerröhre bewegt (gewischt), so dass ein sogenanntes Wischbild entsteht. Durch den sich mit fortschreitender Zeit nach Entladungsbeginn aufweitenden Funkenkanal wird auch das Bild des Scheibchens breiter, wodurch die typische Keilform des Wischbildes entsteht. Die Wischbilder werden mit einer CCD-Kamera aufgenommen und im Rechner gespeichert. Bildwandlerröhre und CCD-Kamera bilden zusammen eine Wischkamera.

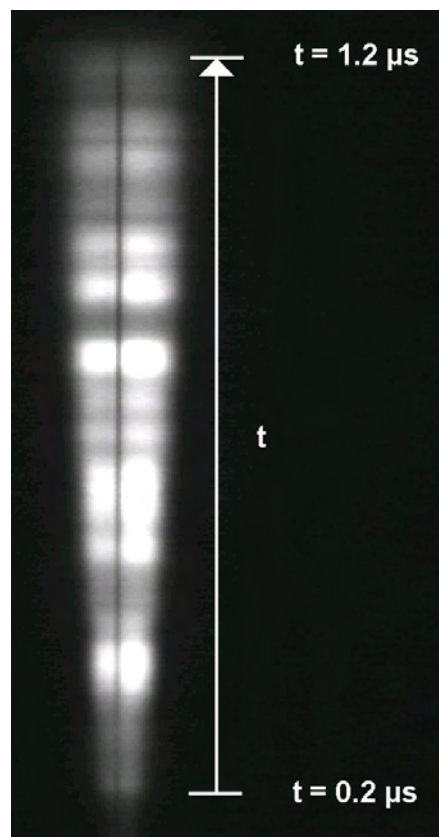


Abbildung 3.8: Ein typisches Wischbild eines Funkens mit  $E = 0,5 \text{ J}$ . Der schwarze Strich in der Mitte des Bildes ist der Schattenwurf eines dünnen Drahtes, der die Mitte des horizontalen Spaltes markiert. Die ersten 200 ns nach Funkenzündung fehlen aufgrund der Trägheit der Wischkamera.

Die Mitte des horizontalen Spaltes (Abbildungen 3.6 und 3.2) ist mit einem vertikal aufgespannten Draht unmittelbar nach dem Spalt markiert. Dieser Draht korrespondiert mit dem Eintrittsspalt des Monochromators. Aus dem Schattenwurf des Drahtes auf dem Wischbild kann deshalb darauf geschlossen werden, von welchem Ort (horizontale Ortskoordinate) der Monochromator Licht gesammelt bzw. eine Lichtkurve aufgenommen hat [7, 8].

# Kapitel 4

## Experimenteller Teil

### 4.1 Inbetriebnahme der Apparatur

Wie in Abschnitt 1.4 formuliert wurde, war zunächst der Versuchsaufbau wieder in Betrieb zu nehmen und der Umgang damit zu erlernen. Dies geschah erfolgreich in den ersten Tagen nach Arbeitsantritt bei der FSA, womit das erste der gesetzten Ziele erreicht war.

### 4.2 Durchführung der Messungen

#### 4.2.1 Aufsuchen einer Kontinuumswellenlänge

Ein weiteres Ziel der Arbeit war, für die bereits existierenden Brutto-Lichtkurven den Lichtuntergrund bzw. die Lichtkurven des Kontinuums zu bestimmen. Die vorhandenen Brutto-Lichtkurven beinhalten das Licht der Spektrallinie  $\lambda = 504,5 \text{ nm}$  und das Licht des Kontinuums. Weil für die Temperaturbestimmung nur das Licht der Spektrallinie benötigt wird, muss das Licht des Kontinuums gemessen und später von den bereits vorhandenen Brutto-Lichtkurven subtrahiert werden.

Im ersten Schritt musste eine Kontinuumswellenlänge möglichst direkt neben der Spektrallinie  $\lambda = 504,5 \text{ nm}$  aufgesucht werden. Durch die Nähe zur Spektrallinie ist gewährleistet, dass es sich tatsächlich um den Untergrund handelt, der bei den vorhandenen Brutto-Lichtkurven mitgemessen wurde. Der Monochromator wurde zu diesem Zweck auf unterschiedliche Wellenlängen im Bereich von  $\lambda = 501,0 \text{ nm}$  bis  $\lambda = 510,0 \text{ nm}$  eingestellt. In Schritten von  $0,2 \text{ nm}$  wurden der genannte Wellenlängenbereich durchfahren und für jede Messposition 5 Funken im Entladungssystem ausgelöst. Die Minima<sup>1</sup> der Kurven wurden notiert und anschließend gemittelt. Es musste beim Ablesen der eingestellten Wellenlänge beachtet werden, dass die Anzeige auf dem Monochromator  $1,5$  mal kleiner ist als die wahre Wellenlänge. Die Daten dieser Messungen sind in Tabelle A.1 im Anhang A tabelliert und in Abbildung 4.1 in grafischer Darstellung zu finden. Wegen der relativ großen Streuung der Messwerte wurde die Messreihe für die Wellenlängenbe-

---

<sup>1</sup>Die Ausgangssignale des Photomultipliers sind negativ.

reiche  $\lambda = 506,0 \text{ nm} - 508,4 \text{ nm}$  und  $\lambda = 508,0 \text{ nm} - 510,6 \text{ nm}$  nochmals durchgeführt (Abbildung 4.1 und Anhang A). Wie man Abbildung 4.1 entnimmt, ist das Kontinuum im Wellenlängenbereich links von der Spektrallinie  $\lambda = 504,5 \text{ nm}$  von anderen Spektrallinien überlagert (Kurve steigt stark an). Dagegen ist der Bereich rechts der Spektrallinie flach bzw. ändert sich kaum. Die beiden Kontroll-Messreihen bestätigen dies im Rahmen der Fehlergrenzen. Der Wellenlängenbereich von  $\lambda = 505,5 \text{ nm} - 508,5 \text{ nm}$  scheint von schwächeren Spektrallinien gestört zu sein, was nicht für den sich daran anschließenden Bereich  $\lambda = 508,5 \text{ nm} - 510,5 \text{ nm}$  gilt. Ein guter Kompromiss aus Nähe zur Spektrallinie  $\lambda = 504,5 \text{ nm}$  und ungestörtem Kontinuum stellt daher die Wellenlänge  $\lambda = 509,0 \text{ nm}$  dar. Die Messungen im Kontinuum wurden deshalb bei dieser Wellenlänge durchgeführt.

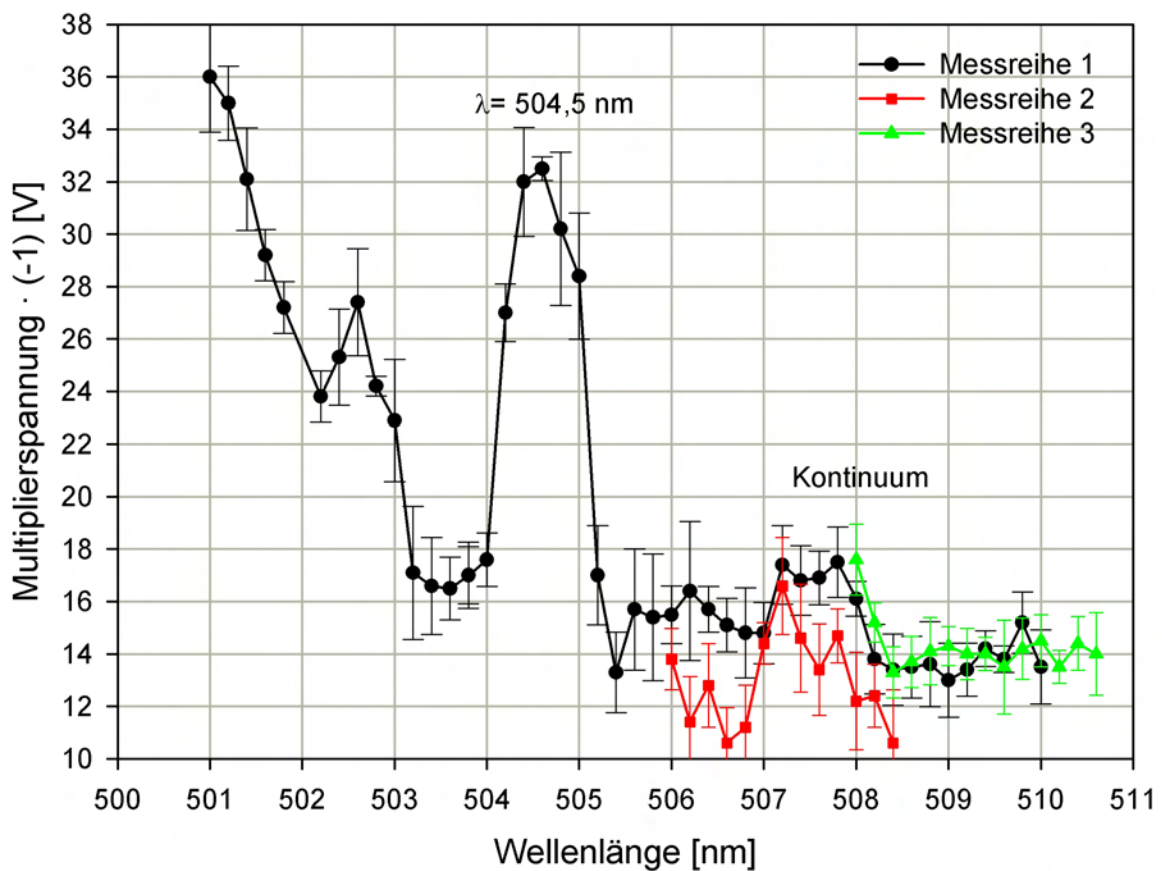


Abbildung 4.1: Ergebnisse der Messreihen zum Auffinden einer geeigneten Wellenlänge zur Vermessung des Funken-Kontinuums. Der Fehler in der Wellenlängeneinstellung von rund  $\pm 0,15 \text{ nm}$  ist nicht dargestellt.

#### 4.2.2 Aufnahme von Lichtkurven und Wischbildern

Wie im vorigen Abschnitt beschrieben, wurde der Monochromator auf die Kontinuumswellenlänge  $\lambda = 509,0 \text{ nm}$  eingestellt. Durch die Konstruktion des optischen Aufbaus können mit Hilfe der Positionierungssysteme alle Orte einer Funkenkanalhälfte

$te^2$  mit dem Monochromator beobachtet werden. Der Funkenkanal von 6 mm Länge wurde in 6 Schichten mit 1 mm Dicke entlang der Funkenachse ( $z$ -Achse) eingeteilt. Die Messreihe begann bei der Schicht unmittelbar an der Anode der Funkenstrecke, d. h. bei  $z_F = 0$  mm. Jede dieser 6 Schichten wurde von der Funkenkanalmitte, also von  $y_F = 13,0$  mm ausgehend in Schritten von  $\Delta y = 0,05$  mm in Richtung des Kanalrandes bei  $y_F = 15,0$  mm vermessen. Für jede Messposition wurden 10 Funken ausgelöst und deren Lichtkurven aufgenommen. Weil der Funkenkanalradius maximal 2 mm erreichte, ergaben sich aus dieser Einteilung insgesamt 41  $y_F$ -Positionen pro Schicht. Bei 6 Schichten folgen daraus insgesamt 246 Messpositionen, d. h. 2460 Einzelmessungen. Nach jeweils 11 Messpositionen in einer Schicht musste der vertikale Spalt mit Markierungsdraht in  $y$ -Richtung nachgeführt werden, weil der Draht aus dem Wischbild gewandert war (Abbildung 4.2). Pro Messung wurde ein Wischbild aufgenommen, um anhand des Schattenwurfs des Drahtes zu sehen, auf welchen Ort des Funkenkanals der Monochromator schaute. Trotz genauer Positionierung der Funkenstrecke variierten diese Orte, weil die Funken von Messung zu Messung statistisch um die Symmetrieachse der Funkenstrecke springen. Wegen dieser Variationen wurden 10 Messungen pro Messposition gemacht, um die Schwankungen hinterher möglichst herausmitteln zu können.

Auch die Bildwandlerröhre wurde für jede Messposition nachgeführt, und zwar von  $y_W = 14,0$  mm zu  $y_W = 19,0$  mm in Schritten von  $\Delta y = 0,125$  mm. Dies war darum nötig, weil nur dann verzerrungsfreie Wischbilder aufgenommen werden können, wenn das Bild des Funkenkanalscheibchens in die Mitte der Photokathode der Bildwandlerröhre fällt. Das Messprogramm ist zur Veranschaulichung in Tabelle 4.1 dargestellt.

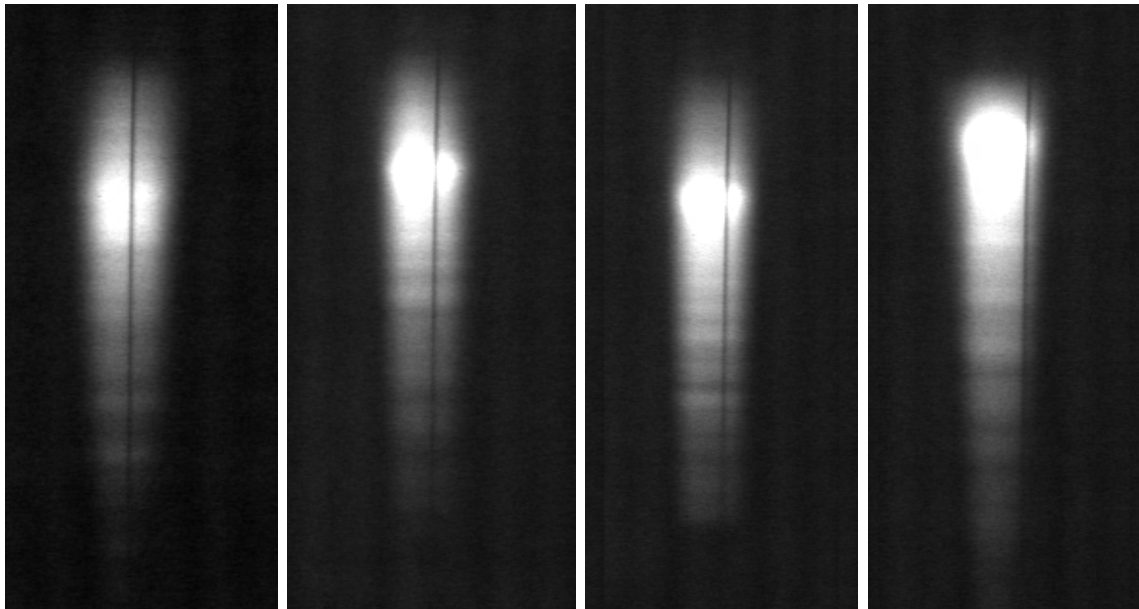


Abbildung 4.2: Wischbilder bei unterschiedlicher Position  $y_F$  der Funkenstrecke. Deutlich ist die Wanderung des Drahtschattens vom Zentrum zum Rand des Wischbildes zu erkennen.

<sup>2</sup>Das Abtasten einer Funkenkanalhälfte ist ausreichend, da der Funkenkanal rotationssymmetrisch ist.

Mess- po- sition	Nummer der Messung	Positionen				
		Funken		Draht		Wischkamera
		$y_F$ [mm]	$z_F$ [mm]	$y_D$ [mm]	$z_D$ [mm]	$y_W$ [mm]
1	1u - 10u	13,00	0,0	12,3	10,0	14,000
2	11u - 20u	13,05	0,0	12,3	10,0	14,125
3	21u - 30u	13,10	0,0	12,3	10,0	14,250
:	:	:	:	:	:	:
11	101u - 110u	13,50	0,0	12,3	10,0	15,250
12	111u - 120u	13,55	0,0	<b>10,8</b>	10,0	15,375
13	121u - 130u	13,60	0,0	10,8	10,0	15,500
:	:	:	:	:	:	:
21	201u - 210u	14,00	0,0	10,8	10,0	16,500
22	211u - 220u	14,05	0,0	<b>9,3</b>	10,0	16,625
23	221u - 230u	14,10	0,0	9,3	10,0	16,750
:	:	:	:	:	:	:
31	301u - 310u	14,50	0,0	9,3	10,0	17,750
32	311u - 320u	14,55	0,0	<b>7,8</b>	10,0	17,875
33	321u - 330u	14,60	0,0	7,8	10,0	18,000
:	:	:	:	:	:	:
41	401u - 410u	15,00	0,0	7,8	10,0	19,000
43	411u - 420u	<b>13,00</b>	<b>1,0</b>	<b>12,3</b>	10,0	<b>14,000</b>
44	421u - 430u	13,05	1,0	12,3	10,0	14,125
:	:	:	:	:	:	:
246	2451u - 2460u	15,00	5,0	7,8	10,0	19,000

Tabelle 4.1: Messprogramm zur Bestimmung des Kontinuums für die bereits vorhandenen Messdaten. Dick gedruckte Zahlen markieren Änderungen der Einstellungen im Rahmen des Messablaufs.

### 4.2.3 Messergebnisse

Die Messergebnisse jeder Messposition bestehen aus zwei Teilen:

- einem Wischbild, das mit der Wischkamera aufgenommen wurde
- einem Oszillogramm, das mit dem 4-Kanal-Oszilloskop aufgenommen wurden

Wie ein solches Oszillogramm aussieht bzw. wie die Kanalbelegung ist zeigt Abbildung 4.3. Die Anfangseinstellungen am Oszilloskop waren:

- Multiplierspannung: DC, 5 V/div  $\hat{=}$  42,965 W/(m<sup>2</sup>·V)/div
- Elektrodenspannung: DC, 2 V/div  $\hat{=}$  2 kV/div

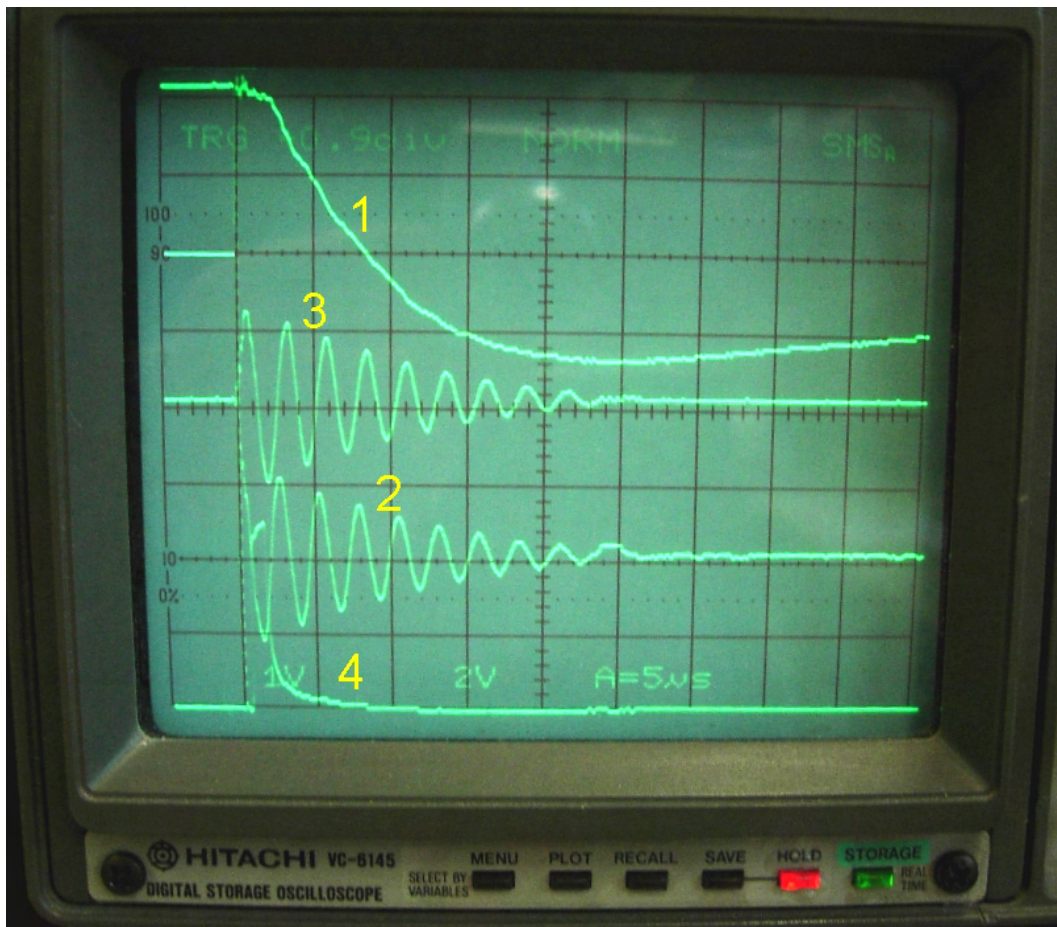


Abbildung 4.3: Typisches Oszillogramm des Photomultipliersignals (1), der Funkenspannung (2), des Entladestroms (3) und des Wischimpulses (4). Der Wischimpuls ist ein Rechteckimpuls, dessen aufsteigende Flanke den Beginn der Wischbildaufzeichnung markiert. Die Breite des Impulses ist  $1 \mu\text{s}$  entsprechend der Länge des Wischbildes (siehe hierzu auch Abbildung 3.8).

- Entladungsstrom: AC,  $0,1 \text{ V/div} \hat{=} 0,5 \text{ kA/div}$
- Wischimpuls: AC,  $0,5 \text{ V/div} \hat{=} 100 \text{ V/div}$

Im Laufe des Messprogramms wurde die Auflösung der Anzeige am Oszilloskop entsprechend den sich ändernden Messdaten angepasst.

Der Speicherinhalt des Oszilloskops wurde nach jeder Messung auf den Rechner übertragen und dort in Form von vier dso-Dateien - je eine pro Messkanal - gespeichert. Wischbilder wurden als bmp-Dateien gespeichert. Das Ergebnis einer Einzelmessung stellte sich am Rechner dar wie in Abbildung 4.4 gezeigt.

Das Vermessen der Entladungsfunken ist sehr zeitaufwendig. Im Verlauf der Arbeit wurden etwas mehr als 60 Messpositionen abgetastet, was etwa 600 Einzelmessungen entspricht. Somit wurde das Kontinuum der 1. Schicht bei  $z_F = 0,0 \text{ mm}$  und Teile der 2. Schicht bei  $z_F = 1,0 \text{ mm}$  vermessen. Dieser Umfang reicht aus, um die Bestimmung der Temperatur der 1. Schicht durchzuführen.

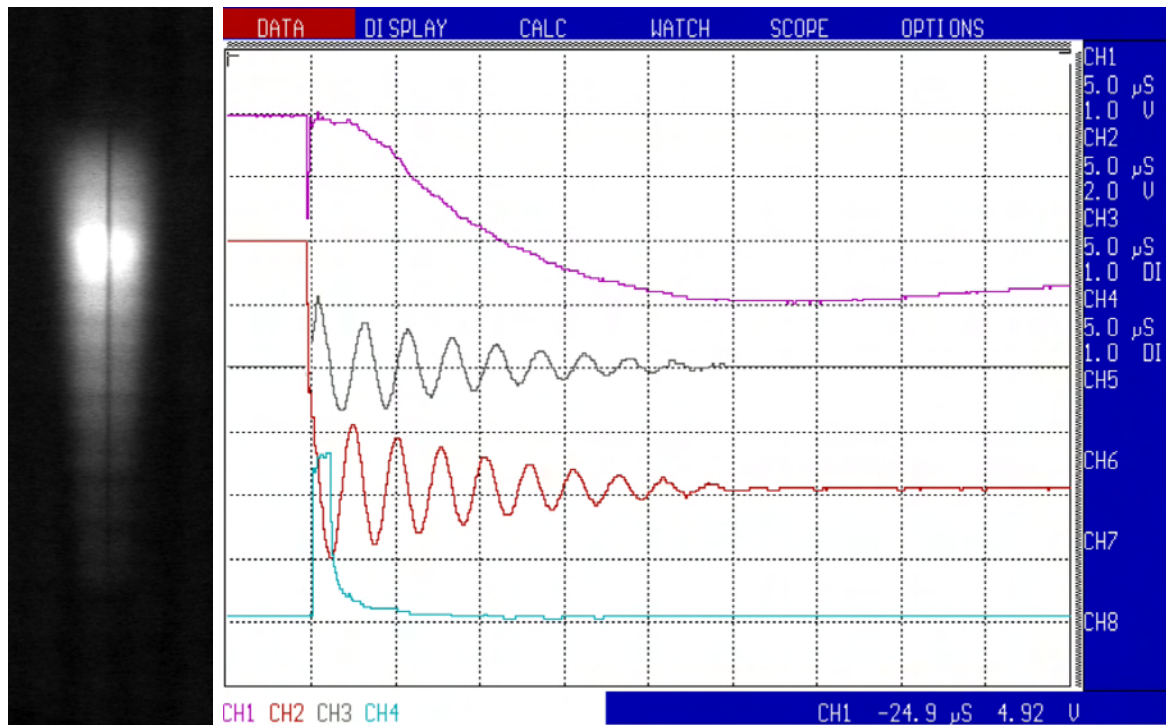


Abbildung 4.4: Messdaten am Beispiel der Messung Nr. 632u (Messposition 64,  $y_F = 14,10$  mm,  $z_F = 1,0$  mm). Links: Wischbild. Rechts: Daten, die vom Oszilloskop auf den Rechner übertragen und dort dargestellt wurden.

## 4.2.4 Auswertung

Um die sehr umfangreiche Auswertung der Versuchsergebnisse möglichst effektiv abzarbeiten, wurde in VisualBASIC das Programm DSOEdit geschrieben [16]. Mit Hilfe dieses Programms kann man auf die dso-Dateien zugreifen und diese bearbeiten. Alle im folgenden beschriebenen Arbeiten wurden für die 1. Schicht des Funkenkanals durchgeführt.

### 4.2.4.1 Aufbereiten der Lichtkurven

#### 4.2.4.1.1 Abgleichen und Mitteln der Lichtkurven

Die Auswertung der gemessenen Daten beginnt mit dem Mitteln der bereits existierenden Brutto-Lichtkurven der Spektrallinie  $\lambda = 504,5$  nm und den hier gemessenen Lichtkurven des Kontinuums. Aus den 10 Lichtkurven pro Messposition muss 1 Lichtkurve pro Messposition gemacht werden. Die eingestellten Nulllinien der Oszilloskopkanäle unterliegen in der Regel einer Drift. Weil die Lichtkurven zu verschiedenen Zeitpunkten aufgenommen wurden, variieren sie deshalb in ihrer Nulllinie. Deshalb mussten die 10 Kurven der Einzelmessungen vor der Mittelung auf ein und dasselbe Nullniveau verschoben werden. Das Verschieben und das anschließende Mitteln der dso-Dateien wurde mit DSOEdit durchgeführt (Abbildung 4.5). Da eine Schicht des Funkenkanals in 41 Messpositionen zerlegt wurde, ergaben sich aus der Mittelung

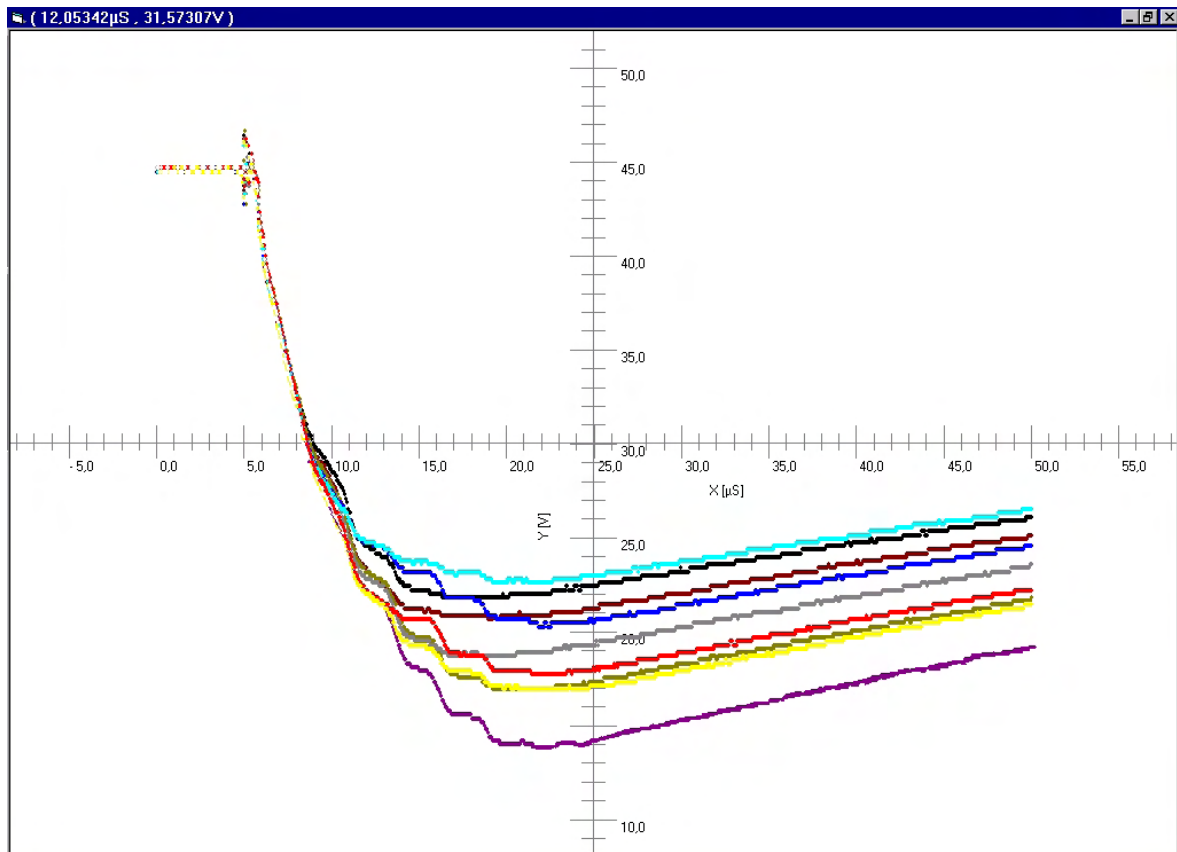


Abbildung 4.5: Lichtkurven des Kontinuums der Messposition 12 vor der Bearbeitung mit DSOEdit.

41 Lichtkurven der Brutto-Spektrallinie bei  $\lambda = 504,5 \text{ nm}$  und 41 Lichtkurven des Kontinuums bei  $\lambda = 509,0 \text{ nm}$ .

#### 4.2.4.1.2 Spektrallinienbereinigung

Um die tatsächlichen Lichtkurven der Spektrallinie zu bekommen, mussten die gemittelten Lichtkurven des Kontinuums von den gemittelten Brutto-Lichtkurven der bereits vorhandenen Messungen, die das Licht der Spektrallinie und das des Kontinuums enthalten, subtrahiert werden. Vor dieser Subtraktion musste gewährleistet werden, dass alle Lichtkurven zum Zeitpunkt  $t = 0 \text{ s}$ , d. h. zum Zeitpunkt des Funken-durchschlags, beginnen. Dies war nicht automatisch gegeben, weil das Triggerlevel des Oszilloskops im Verlauf des Messprogramms gelegentlich verändert werden musste. Es musste also zunächst  $t = 0 \text{ s}$  für jede Mittelwertkurve bestimmt werden. Dies geschah, indem die Entladestromkurven jeweils einer Messposition gemittelt und die Zeitpunkte des Anstiegs der ersten Stromhalbwelle bestimmt wurden. Um diese Zeitpunkte wurden die Lichtkurven anschließend entlang der Zeitachse verschoben. Abschließend wurden die Kontinuums-Lichtkurven von den Brutto-Lichtkurven subtrahiert. Das Ergebnis waren 41 Lichtkurven der Spektrallinie  $\lambda = 504,5 \text{ nm}$ . Abbildung 4.6 zeigt die Subtraktion zweier Mittelwertlichtkurven einer Messposition mit DSOEdit.



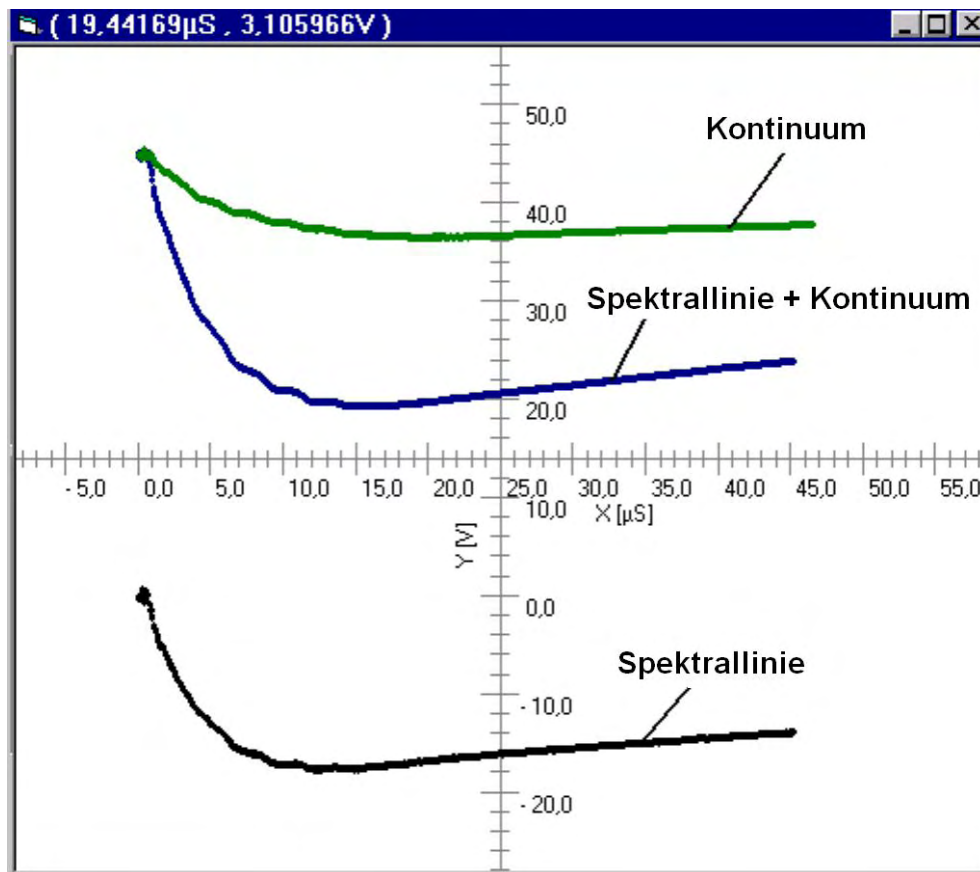


Abbildung 4.6: Subtraktion zweier Mittelwertlichtkurven mit DSOEdit.

#### 4.2.4.1.3 Analyse der Störsignale

In diesem Stadium der Datenaufbereitung lagen 41 Lichtkurven der Spektrallinie vor. Bei genauer Betrachtung der Lichtkurven, besonders der vom äußeren Kanalrand, fiel auf, dass sie von wellenförmigen Kurven überlagert sind. Um zu entscheiden, ob diese Schwankungen real sind oder ob es sich dabei um Störwellen handelt, war es notwendig, die Herkunft der Überlagerungen zu bestimmen. Zu diesem Zweck wurden die gemittelten Strom- und die gemittelten Spannungskurven mit den Lichtkurven verglichen. Von Interesse war dabei die Lage der Maxima/Minima der Lichtkurven im Vergleich zur Lage der Maxima/Minima der Strom- bzw. Spannungskurven. Wenn die gemessenen kurzperiodischen Schwankungen der Funkenhelligkeit real sind, müssten die Helligkeitsmaxima bzw. -minima mit denen der Stromkurve zusammenfallen, da bei den Maxima/Minima der Stromkurve der Energietransport in den Funken am größten ist. Sollten die Maxima/Minima der Lichtkurvenschwankungen mit den Amplituden der jeweiligen Spannungskurve zusammenfallen, so kann man davon ausgehen, dass es sich bei den beobachteten Wellen in den Lichtkurven um Störsignale handelt. In Abbildung 4.7 sind die gemittelten Licht- und Spannungskurven der Messposition 28 ( $y_F = 14,35 \text{ mm}$ ) im DSOEdit-Fenster dargestellt. Deutlich ist dort zu erkennen, dass die Amplituden der Spannungskurve mit denen der Wellen auf der Lichtkurve korrespondieren. Letztere sind folglich Störsignale.

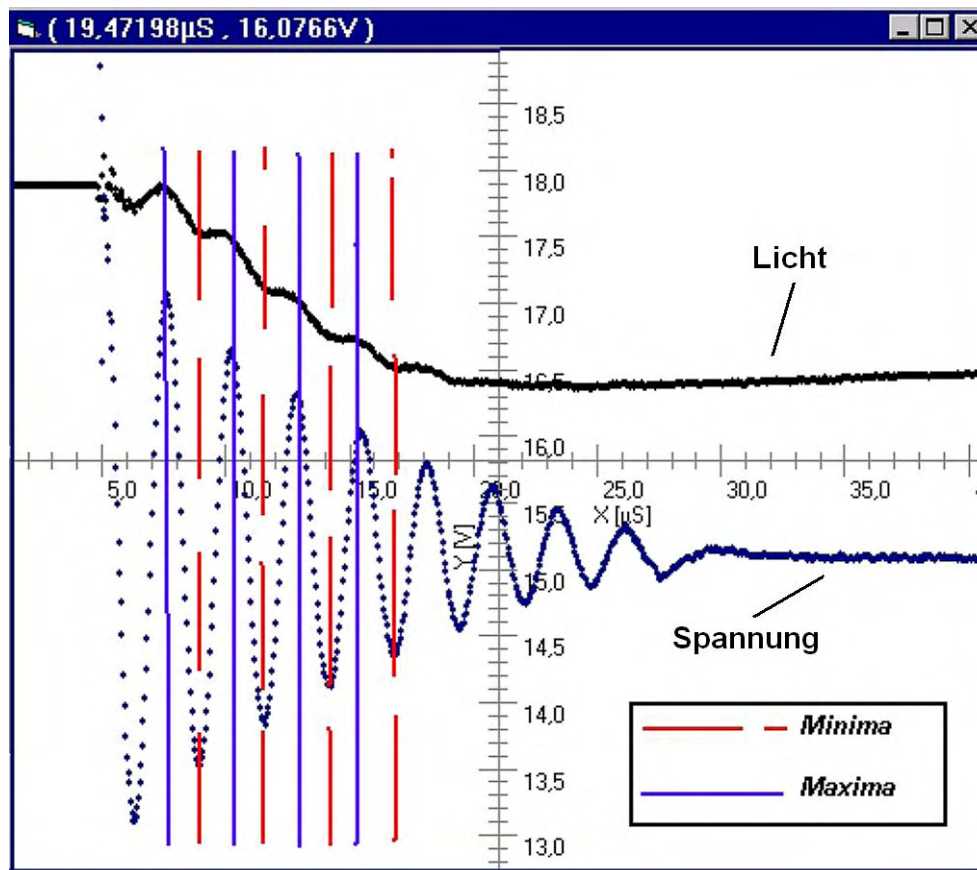


Abbildung 4.7: Vergleich der mittleren Licht- und Spannungskurve der Messposition 28 bei  $y_F = 14,35$  mm mit DSOEdit. Die Amplituden der Spannungskurve korrespondieren mit denen der Wellen auf der Lichtkurve.

#### 4.2.4.1.4 Beseitigung der Störsignale

Die Störsignale auf den Lichtkurven wurden in zwei Schritten beseitigt. Im ersten Schritt wurde ein Glättungsalgorithmus auf die Kurven angewandt, der in DSOEdit implementiert ist. Damit konnten die Amplituden der Störung erheblich verkleinert, jedoch nicht ganz beseitigt werden. Deshalb wurden die Kurven in einem zweiten Schritt durch Fits ersetzt. In Abbildung 4.8 ist dies am Beispiel der Messposition 36 gezeigt. Zum Fitten der Kurven wurde das Programm TableCurve 2D verwendet, welches speziell für solche Aufgaben entwickelt wurde. Der Arbeitsgang des Fittens wurde mit Unterstützung von [12] durchgeführt.

#### 4.2.4.2 Berechnung der Emissionskoeffizienten

Zunächst wurden die Lichtkurven mit dem Kalibrierfaktor  $f_c = -8,593 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{V})$  multipliziert. Dadurch wurden aus den Lichtkurven in der Einheit Volt Lichtintensitätskurven mit der Einheit  $\text{W}/\text{m}^2$ . Der Kalibrierfaktor  $f_c$  wurde zu Beginn der Messungen mit Hilfe einer speziellen Kalibrierlampe bestimmt.

Mit den so aufgearbeiteten Kurven konnten nun die Emissionskoeffizienten  $\varepsilon_{nm}(r, t)$

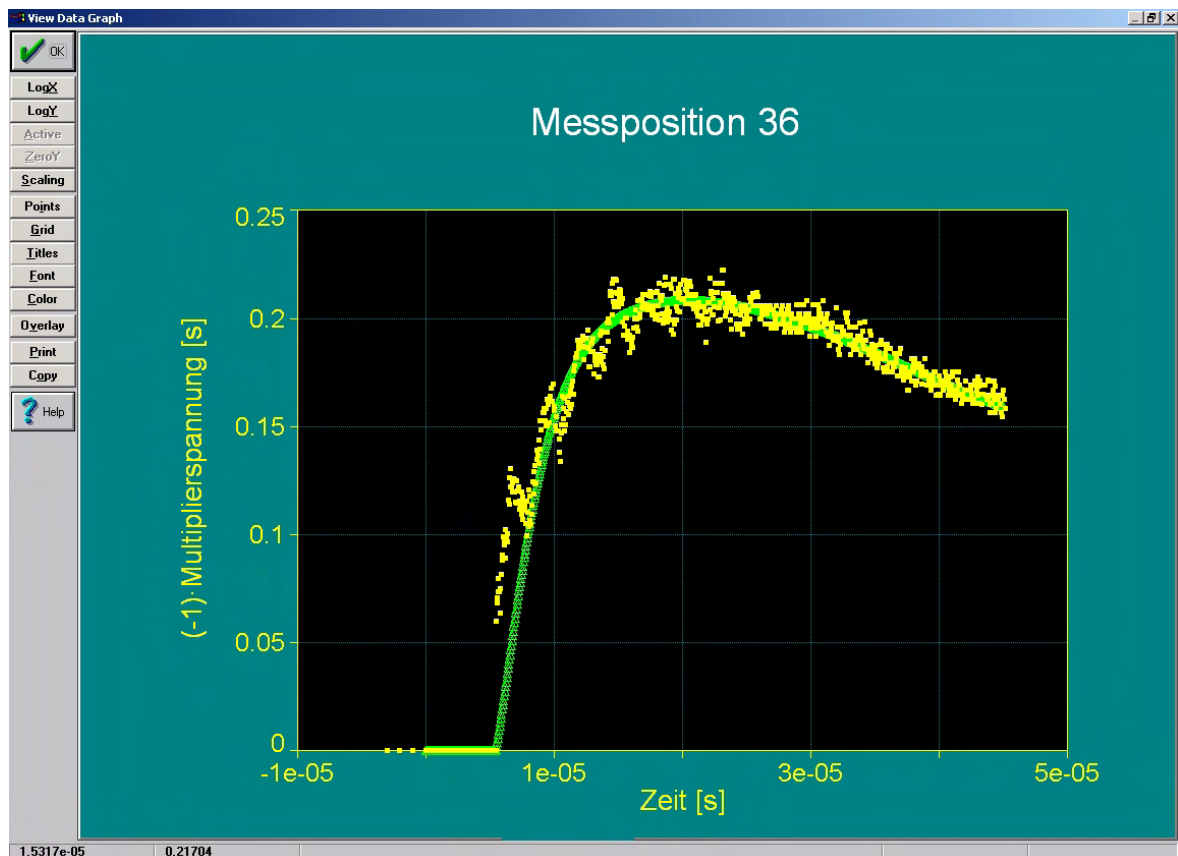


Abbildung 4.8: Fit (grüne Punkte) durch die gemittelte Lichtkurve (gelbe Punkte) der Spektrallinie  $\lambda = 504,5 \text{ nm}$  der Messposition 36 ( $y_F = 14,75 \text{ mm}$ ).

für die 1. Schicht des Funkenkanals durch Lösen der Abel'schen Integralgleichung (2.8) berechnet werden, wobei die vorhandenen Intensitätskurven dem  $I_{nm}(y, t)$  in Gleichung (2.8) entsprechen. Die Lösung der Gleichung geschah mit Hilfe eines speziell dafür entwickelten Rechner-Programms [16].

Das Auftragen der Maxima der gemittelten Lichtkurven über den Radius zeigen, dass der Radius des Funkenkanals in der 1. Schicht etwa  $1,8 \text{ mm} - 1,9 \text{ mm}$  beträgt (siehe Abbildung 4.9, oben). Deshalb wurden von den insgesamt 41 vorhandenen Kurven der 1. Schicht (für  $2 \text{ mm}$  Radius) lediglich 37 bei der Abel-Integration verarbeitet. Das Ergebnis der Berechnung ist in Abbildung 4.9, unten dargestellt. Man erkennt dort, dass für die Emissionskoeffizienten der äußeren Ringe im Funkenkanal vernünftige Kurven herauskommen. Die Kurven für die inneren Bereiche des Funkenkanals ergeben keinen Sinn und enthalten zum Teil sogar negative Werte. Sehr wahrscheinlich ist noch ein Fehler im Programm zur Lösung des Abel-Integrals. Ein weiterer Grund für dieses Ergebnis ist möglicherweise die nicht stetig wachsende Zeitspanne zwischen Funkenbeginn und Anstiegspunkt der Lichtkurve mit wachsender  $y_F$  (siehe schwarze Punkte in Abbildung 4.11, oben). Beim Fitten der Lichtkurven wurden auf ein stetiges Ansteigen dieser  $\Delta t$  nicht geachtet. Die blaue Kurve in Abbildung 4.9, unten ist der mittlere Emissionskoeffizient, der sich aus der Lichtkurve der Messposition  $y_F = 13,0 \text{ mm}$  ergibt wenn man annimmt, dass sich der Emissionskoeffizient über den Durchmesser des Funkenkanals nicht ändert. In diesem Fall wird (2.8) zur einfachen Gleichung (4.1).

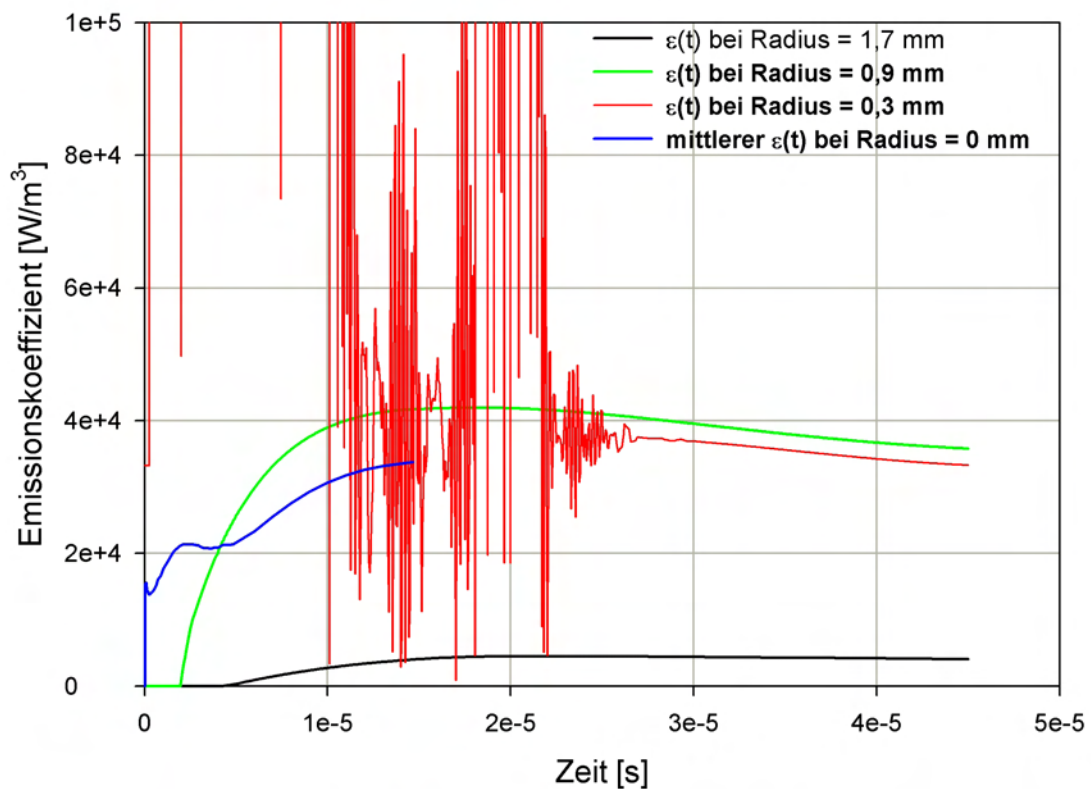
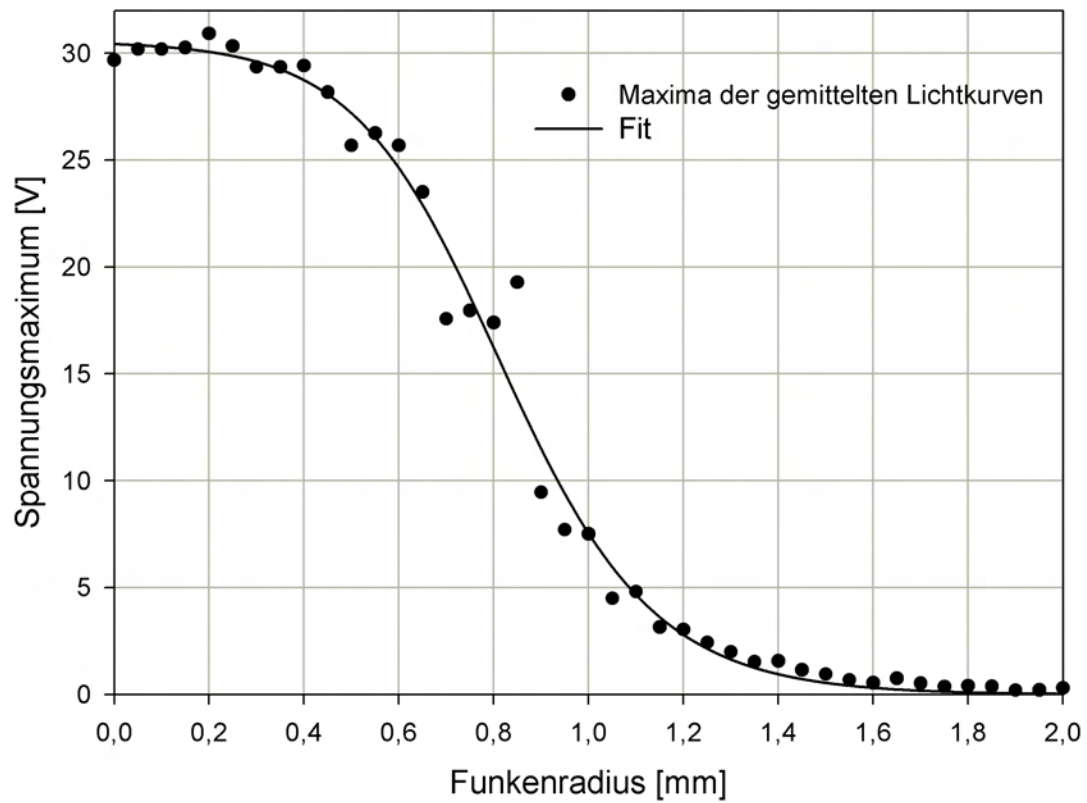


Abbildung 4.9: Maxima der gemittelten Lichtkurven über der Messposition  $y_F$  (oben). Berechnete Emissionskoeffizienten aus den gemessenen Lichtkurven (unten).

$$\bar{\varepsilon}_{\text{nm}}(t) = \frac{I_{\text{nm}}(t)}{2 \cdot r_{\text{K}}(t)} \quad (4.1)$$

Die zeitliche Entwicklung des Funkenkanalradius  $r_{\text{K}}(t)$  zur Rechnung mit (4.1) wurde aus Abschnitt 4.2.4.3.3 bzw. aus Abbildung 4.11, oben ermittelt.

#### 4.2.4.3 Druckbestimmung im Funkenkanal

Um die Temperatur im Funken ableiten zu können, wird der Druck im Funkenkanal in Abhängigkeit der Zeit benötigt (siehe Abschnitt 2.1). Die Druckbestimmung geschieht über Formel (2.12) bzw. über die Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Funkenkanals. Dazu werden im wesentlichen die Wischbilder herangezogen, aber auch aus den Lichtkurven kann die Ausbreitungsgeschwindigkeit bzw. der Druck grob abgeleitet werden. Im folgenden werden drei Methoden beschrieben, nach denen Ausbreitungsgeschwindigkeit bzw. Druck als Funktion der Zeit bestimmt wurden.

##### 4.2.4.3.1 Druckbestimmung mit Hilfe von Wischbildern, Methode 1

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Funkenkanals wurde am Beispiel von Wischbild Nr. 179, also einem Wischbild der Messposition 18 bei  $y_{\text{F}} = 13,85 \text{ mm}$  bestimmt. Wie bei den allermeisten Wischbildern fehlt auch bei Wischbild Nr. 179 die Anfangsphase der Kanalausbreitung. Wieviel Zeit der Anfangsphase auf dem Wischbild fehlt lässt sich mit Hilfe der Lage der Anstiegsflanke des Wischimpulses relativ zum Beginn der ersten Halbwelle des Entladungsstromes bestimmen (Abbildungen 4.3 und 4.4). Damit kann das Wischbild bis zum Beginn der Funkenentladung rekonstruiert werden, wie Abbildung 4.10 zeigt.

Die Wischkamera des optischen Aufbaus ist so eingestellt, dass 40 horizontale Pixel auf dem Rechner-Monitor einem Millimeter in horizontaler Richtung an der Funkenstrecke entsprechen. Die Höhe eines Wischbildes entspricht  $1 \mu\text{s}$  (Abbildung 3.8). Aus dieser Information kann man grafisch die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Funkenkanals bestimmen. Dazu wurde das Wischbild zunächst im Maßstab von 1:16 vergrößert. Die Zeit-Achse (Vertikale) wurde in äquidistante Zeitintervalle  $\Delta t$  eingeteilt. Die Pixelzahl entlang der Durchmesser-Achse (Horizontale) wurde anschließend für jedes Zeitintervall abgelesen und danach in den Kanalradius  $r_{\text{K}}$  umgerechnet. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Funkenkanals folgt dann aus

$$v_{\text{K}} = \frac{\Delta r_{\text{K}}}{\Delta t} \quad (4.2)$$

wobei  $\Delta t \simeq 8,5 \cdot 10^{-8} \text{ s}$  (5 Pixel) die Dauer eines Zeitintervalls ist (siehe Abbildung 4.10, unten). Die aus dem Wischbild abgeleiteten Werte finden sich in Tabelle A.2 im Anhang. Die ermittelte Ausbreitungsgeschwindigkeit ist in Abbildung 4.11 dargestellt.

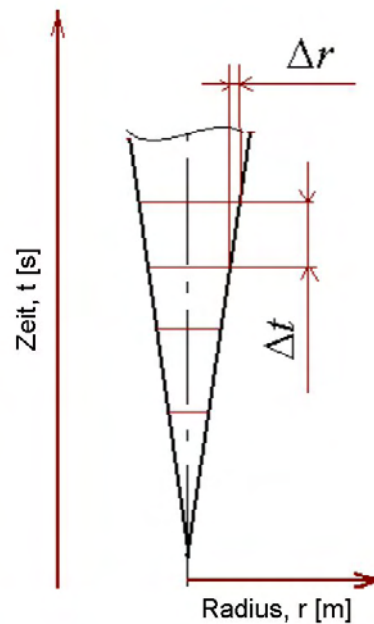
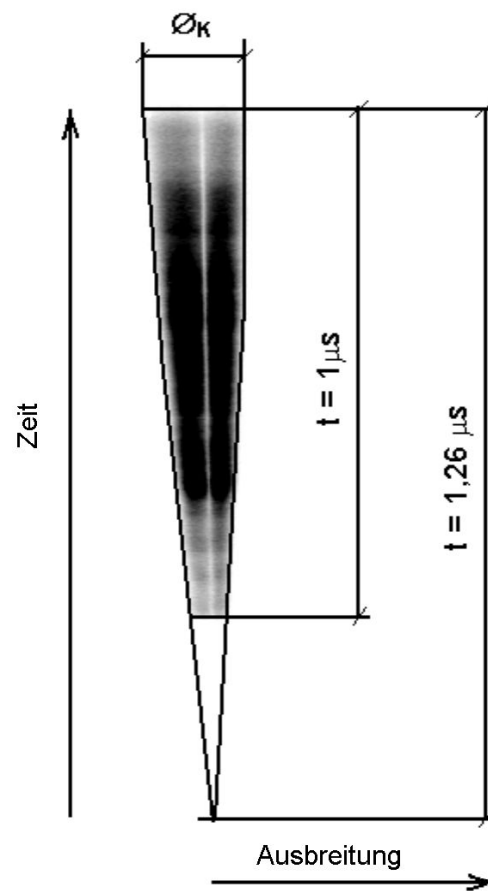


Abbildung 4.10: Negativ des Wischbildes Nr. 179. Aus der Lage des Wischimpulses wurde eine Gesamtlänge des Wischbildes von  $1,26 \mu\text{s}$  rekonstruiert (oben). Schematisch dargestellte Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Funkenkanals (unten).

#### 4.2.4.3.2 Druckbestimmung mit Hilfe von Wischbildern, Methode 2

Aus dem Wischbild Nr. 179 wurden Wertepaare für Radius  $r_K$  und zugehöriger Zeit  $t$  abgelesen. Diese Daten sind in Tabelle A.5, bzw. gegeneinander in einem Diagramm aufgetragen, in Abbildung 4.11 dargestellt. An die roten Punkte im Diagramm wurde eine Funktion angepasst und diese nach der Zeit abgeleitet, was die gesuchte Ausbreitungsgeschwindigkeit lieferte. Mit Formel (2.12) errechnete sich daraus die ebenfalls in Abbildung 4.11 gezeigte  $p(t)$ -Kurve.

#### 4.2.4.3.3 Druckbestimmung mit Hilfe der Lichtkurven, Methode 3

Je nach Messposition  $y_F$  benötigt der Rand des Funkenkanals eine gewisse Zeitspanne  $\Delta t$ , um sich bis zum Eintrittsspalt des Monochromators auszubreiten.  $y_F$  kann bei dieser Betrachtungsweise als Funkenkanalradius aufgefasst werden. Deshalb wurden die zu den Messpositionen gehörigen  $\Delta t$  aus den vorhandenen gemittelten Lichtkurven bestimmt und die Wertepaare gegeneinander aufgetragen. Das Ergebnis sind die Zahlenwerte in Tabelle A.6 bzw. die schwarzen Punkte im Diagramm der Abbildung 4.11, oben. An diese Punkte wurde ebenfalls eine Funktion angepasst und diese nach der Zeit abgeleitet, was die gesuchte Ausbreitungsgeschwindigkeit lieferte. Daraus errechnete sich der Druck wie bekannt.

#### 4.2.4.3.4 Diskussion der Ergebnisse der 3 Methoden

Aus der großen Streuung bzw. wegen der großen Fehler der nach Methode 1 abgeleiteten Geschwindigkeitswerte (blaue Punkte in Abbildung 4.11, unten) muss geschlossen werden, dass Methode 1 nicht taugt. Die Datenungenauigkeiten durch die Art der grafischen Auswertung des Wischbildes summieren sich bei der Verarbeitung mit (4.1) zu großen Streuungen und Fehlern auf.

Anders sieht das bei den Methoden 2 und 3 aus. Im Rahmen der Fehler decken sich deren Ergebnisse (Abbildung 4.11), was ein starkes Indiz für die Richtigkeit der  $p(t)$ -Kurve darstellt. Unterstrichen wird dies durch die Zahlenwerte der Geschwindigkeit, die Methode 1 lieferte. Diese liegen in der gleichen Größenordnung wie die Werte, die aus den Methoden 2 und 3 gewonnen werden konnten. Der nach Methode 2 bestimmte zeitliche Druckverlauf lässt sich mit

$$p(t) = \left( 0,9 \cdot \varrho_0 \cdot \left( 1119,31 - 2,103 \cdot 10^9 \cdot t + 1,504 \cdot 10^{12} \cdot \sqrt{t^3} - 1,973 \cdot 10^{17} \cdot \sqrt{t^5} + 50746,65 \cdot \sqrt{t} \right)^2 + p_0 \right) \cdot 10^{-5} \quad (4.3)$$

beschreiben.

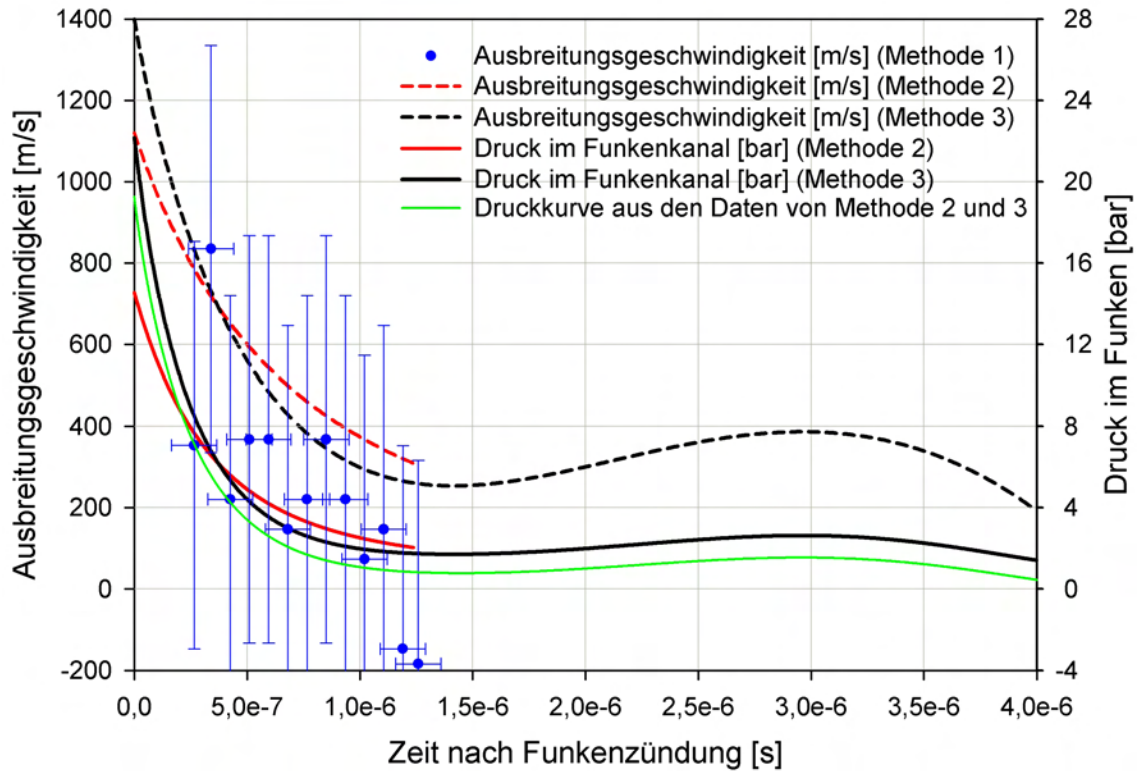
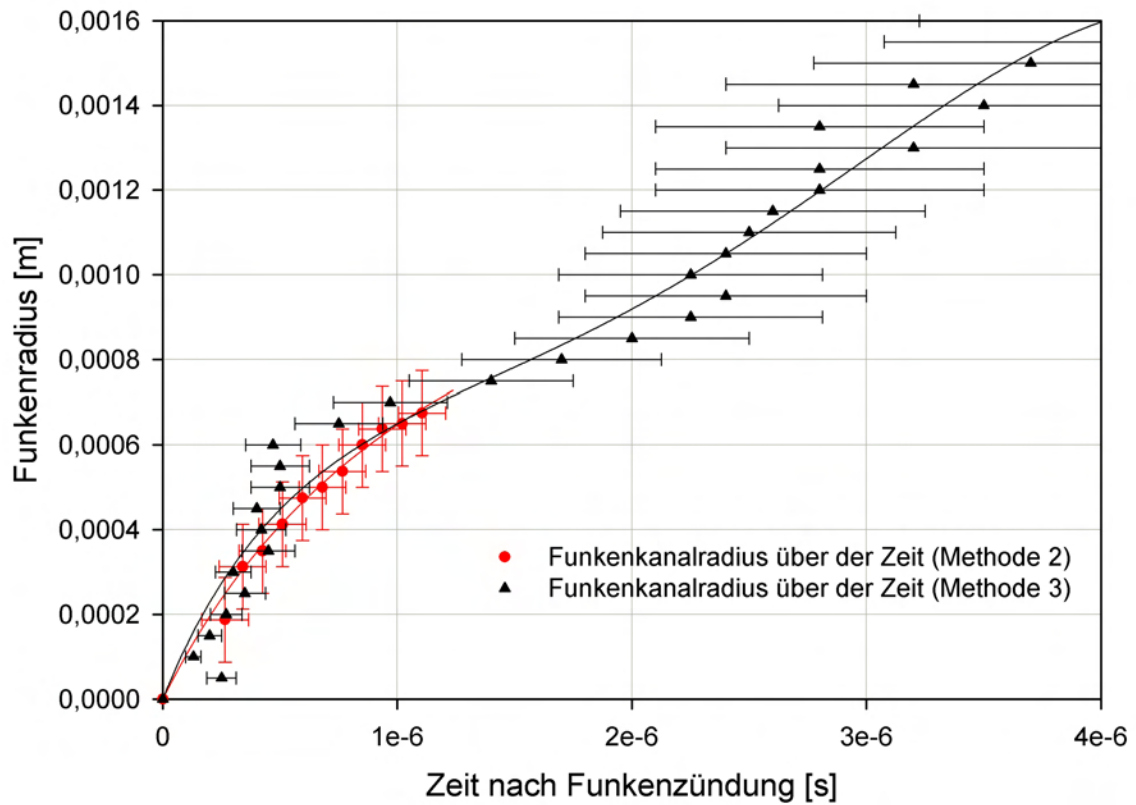


Abbildung 4.11: Radius des Funkenkanals als Funktion der Zeit nach Methode 2 und 3 (oben). Aus den Methoden 1 - 3 abgeleitete Aufweitungsgeschwindigkeit des Funkenkanals als Funktion der Zeit und der daraus gewonnene zeitliche Druckverlauf (unten).



Der nach Methode 3 gewonnene Druckverlauf ist ähnlich aufgebaut:

$$p(t) = \left( 0,9 \cdot \varrho_0 \cdot \left( 1400,597 - 3,749 \cdot 10^9 \cdot t + 3,546 \cdot 10^{12} \cdot \sqrt{t^3} - 9,132 \cdot 10^{14} \cdot t^2 + 14503,95 \cdot \sqrt{t} \right)^2 + p_0 \right) \cdot 10^{-5} \quad (4.4)$$

Legt man einen Fit durch alle Punkte in Abbildung 4.11, oben, d. h. durch die Daten von Methode 2 und 3, so ergibt sich die grüne Druck-Kurve in Abbildung 4.11, unten. Aus dieser Kurve liest man ab, dass der Druck im Funkenkanal zu Beginn der Funkenentladung bei etwa  $19 \pm 4$  bar liegt. Innerhalb der ersten Mikrosekunde fällt er schnell ab auf Werte um 1 bar. Die grüne Kurve wird beschrieben durch

$$p(t) = \left( 0,9 \cdot \varrho_0 \cdot \left( 1336,2 - 3,404 \cdot 10^9 \cdot t + 3,205 \cdot 10^{12} \cdot \sqrt{t^3} - 8,223 \cdot 10^{14} \cdot t^2 \right)^2 + p_0 \right) \cdot 10^{-5} \quad (4.5)$$

#### 4.2.4.4 Temperaturbestimmung

Aus den berechneten Emissionskoeffizienten in Abbildung 4.9 wurden mit Hilfe eines weiteren Rechner-Programms die zugehörigen Temperaturen berechnet [8]. Das Programm macht nichts anderes, als aus den umfangreichen  $\varepsilon_{nm}(T, p)$ -Tabellen die zu den vorliegenden Wertepaaren  $(p, \varepsilon_{nm})$  gehörenden Temperaturen herauszusuchen. Das Ergebnis dieser Suche ist in Abbildung 4.12 dargestellt. Die Richtigkeit der Temperaturbestimmung ist an die Richtigkeit der Emissionskoeffizienten geknüpft. Da diese gemäß Abschnitt 4.2.4.2 offenbar (noch) nicht richtig sind, gilt das Gleiche für die gezeigten Temperaturverläufe. Dazu kommt, dass in den  $\varepsilon_{nm}(T, p)$ -Tabellen stets zwei Temperaturen für ein  $(p, \varepsilon_{nm})$ -Paar vorkommen. Das liegt an der Abhängigkeit der Teilchendichten von der Temperatur (siehe Abbildung 2.1) und an der daraus resultierenden Temperaturabhängigkeit der Emissionskoeffizienten. Das untere Diagramm in Abbildung 4.12 zeigt die Verhältnisse. Die in Abbildung 4.12 gezeigten zeitlichen Temperaturverläufe könnten sich also auch auf einem viel höheren Niveau bewegen, d. h. sie stellen nur eine Lösung der beiden möglichen Lösungen dar. Denkbar wären auch Temperaturen im Bereich um 50.000 K. Dies zu klären muss aber Gegenstand weiterer Arbeit sein.

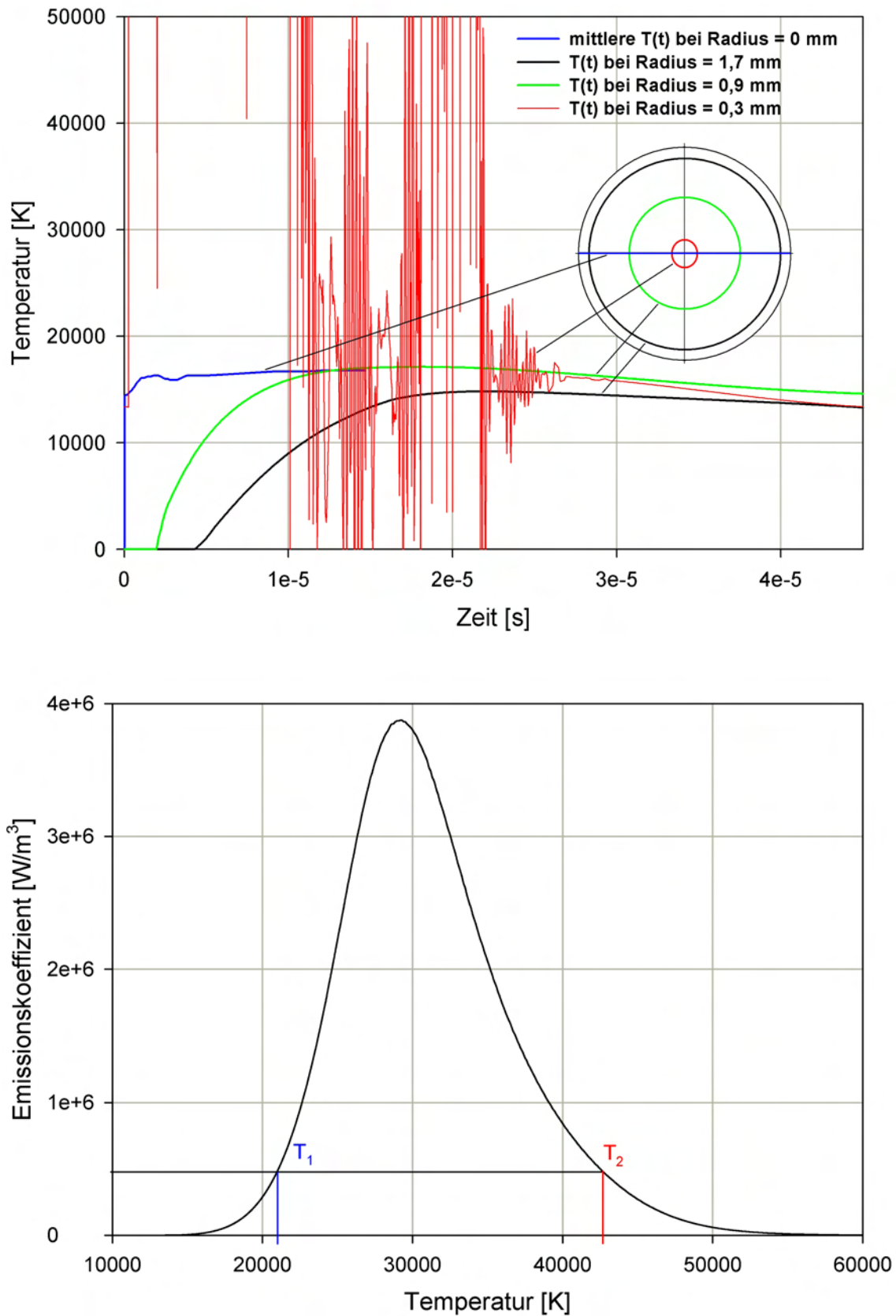


Abbildung 4.12: Zeitlicher Temperaturverlauf bei drei verschiedenen Radien des Funkenkanals sowie im Mittel entlang des Durchmessers (oben). Temperaturverlauf des Emissionskoeffizienten für  $\lambda = 504,5 \text{ nm}$  bei einem Druck von 1,013 bar (unten).

# Kapitel 5

## Diskussion der Ergebnisse und Ausblick

Durch die im Rahmen dieser Arbeit aufgenommen zahlreichen Lichtkurven im Kontinuum neben der Spektrallinie  $\lambda = 504,5 \text{ nm}$  konnten erstmals alle, für die Auswertung der Messdaten vorgesehen Schritte in der Praxis getestet werden. Bis zu der Stelle, an der diese Arbeit aus Zeitgründen beendet werden musste, haben sich die erdachten Methoden - zumindest teilweise - bewährt.

Die ermittelte Höhe und der zeitliche Verlauf des Druckes im Funkenkanals sind plausibel und bewegen sich in der gleichen Größenordnung wie Werte aus der Literatur [17–19]. Der Druck in einem Funken mit einem (laut Funkengeneratorschrift) Energieinhalt von  $E = 0,5 \text{ J}$  liegt zu Beginn der Funkenentladung bei etwa 19 bar und fällt innerhalb  $1 \mu\text{s}$  auf Werte um 1 bar ab. Die Ergebnisse für die Temperatur sind demgegenüber noch nicht zufriedenstellend. Die ermittelten Temperaturverläufe im Außenbereich des Funkens sind von Form und Wert her plausibel. Für den Innenbereich des Funkens gilt dies nicht. Für den Außenbereich des Funkens wurden Temperaturen zwischen 10.000 K und 20.000 K ermittelt für die ersten  $4,5 \mu\text{s}$  der Funkenentwicklung.

Viel Arbeit ist noch zu erledigen bis zu einem erfolgreichen Abschluss des Projektes: Zum einen muss das Programm zur Berechnung der Emissionskoeffizienten einer genauen Prüfung unterzogen werden. Zum anderen sollte die Temperaturbestimmung mit einer alternativen Methode, z. B. dem Normtemperaturverfahren durchgeführt werden. Damit kann festgestellt werden, welcher der beiden möglichen Temperaturwerte des hier durchgeführten Verfahrens richtig ist.

Zur effektiveren Gestaltung des enormen Messaufwandes könnten einige Verbesserungen an Apparatur und Auswertemethode realisiert werden:

1. Einbau eines Strahlteilers zwischen Monochromator und Photomultiplier zur gleichzeitigen Vermessung von Spektrallinie und Kontinuum
2. Verbesserung der Wischkamera-Steuerung zur Verminderung der häufigen Fehlauslösungen der Kamera
3. Entwicklung einer Software, die die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Auswerteschritte weitgehend automatisch durchführt.

# Literaturverzeichnis

- [1] W. BARTKENCHT: *Explosionsschutz*, Springer Verlag, 1993.
- [2] S. I. BRAGINSKII: *Theory of the development of a spark channel*, Soviet Physics JETP, **6**, Vol. 34 (7), 1958.
- [3] S. I. DRABKINA: *Zur Theorie der Entwicklung von Funkenkanälen*, Soviet Physics JETP, **6**, Vol. 34 (7), 1951.
- [4] V. F. EGOROVA, V. I. ISAENKO, A. A. MAK, A. I. SADYKOVA: *Distribution of temperature and electron density in a spark discharge canal*, Soviet Physics -q Technical Physics, **3**, Vol. 32, 1962.
- [5] H. R. GRIEM: *Plasma spectroscopy*, McGraw-Hill, 1964.
- [6] X. LI, S. RADANDT, J. HE, D. LORENZ: *Vergleich und Analyse verschiedener Messverfahren zur Bestimmung der Mindestzündenergie brennbarer Stäube, Gefahrstoffe - Reinhaltung der Luft*, **3**, 2000.
- [7] D. LORENZ, H. SCHIEBLER: *Optische Temperaturmessung an Entladungsfunken im Hinblick auf deren Zündwirksamkeit bei Staubexplosionen*, VDI Berichte **1601**, 653-667, 2001.
- [8] D. LORENZ: *Private Mitteilung*, Forschungsgesellschaft für angewandte System-sicherheit und Arbeitsmedizin e. V., 2007.
- [9] H. MARTINEN, H. THOLL: *Untersuchung der Temperatur und der Expansion von Funkenkanälen in H<sub>2</sub> bei variabler Energiezufuhr*, Zeitschrift für Naturforschung, **25 a**, 430-439, 1970.
- [10] B. MAURER, M. GLOR: *Mindestzündenergie als Beurteilungsmaßstab für die Auswahl von Schutzmaßnahmen*, VDI Berichte **1272**, 135-147, 1996.
- [11] C. E. MOORE: *Atomic energy levels*, Washington: National Bureau of Standards, 1949.
- [12] M. NICKLISCH: *Private Mitteilung*, Forschungsgesellschaft für angewandte Systemsicherheit und Arbeitsmedizin e. V., 2007.
- [13] H. OTT: *Untersuchung der umgesetzten Energie in Funkenentladungen einer Mindestzündenergieanlage für Stäube*, Berufsgenossenschaft Nahrungsmittel und Gaststätten, Mannheim, 1992.

- [14] I. SANDER: *Aufbau einer automatischen Apparatur zur Bestimmung des zeitlichen Verlaufs der radialen Dichte- und Temperaturverteilung in einem Funken*, Diplomarbeit, Institut für angewandte Physik der Universität Hamburg, 1968.
- [15] I. SANDER: *Örtlich und zeitlich aufgelöste Spektroskopie an Vorentladungskanälen in Stickstoff*, Dissertation, Institut für angewandte Physik der Universität Hamburg, 1975.
- [16] H. SCHIEBLER: *Private Mitteilung*, Forschungsgesellschaft für angewandte Systemsicherheit und Arbeitsmedizin e. V., 2007.
- [17] H. THOLL: *Spektroskopische Messung des zeitlichen Verlaufs der radialen Dichte- und Temperaturverteilung in einem Wasserstofffunken*, Zeitschrift für Naturforschung, **22 a**, 1068-1088, 1967.
- [18] H. THOLL, I. SANDER, H. MARTINEN: *Eine automatische Apparatur zur örtlich und zeitlich aufgelösten Spektroskopie an Funkenentladungen*, Zeitschrift für Naturforschung, **25 a**, 412-420, 1970.
- [19] H. THOLL: *Thermalisierung und zeitliche Entwicklung der Elektronendichte und Temperatur von Funkenkanälen in Wasserstoff*, Zeitschrift für Naturforschung, **25 a**, 420-429, 1970.

# Anhang A

## Messergebnisse

Monochr.	$\lambda$ [nm]	$-\bar{U}_{\min}$ [V]	$\sigma$ [V]	Monochr.	$\lambda$ [nm]	$-\bar{U}_{\min}$ [V]	$\sigma$ [V]
333,80	501,00	36,00	2,098	336,72	505,60	15,70	2,315
333,90	501,20	35,00	1,414	337,84	505,80	15,40	2,417
334,02	501,40	32,10	1,959	336,98	506,00	15,50	1,095
334,14	501,60	29,20	0,980	337,10	506,20	16,40	2,653
334,28	501,80	27,20	0,980	337,24	506,40	15,70	0,872
334,67	502,20	26,70	0,980	337,37	506,60	15,10	1,020
334,50	502,20	23,80	1,833	337,56	506,80	14,80	1,720
334,63	502,40	25,30	2,040	337,66	507,00	14,80	1,166
336,76	502,60	27,40	0,374	337,76	507,20	17,40	1,497
334,90	502,80	24,20	2,315	337,90	507,40	16,80	1,327
335,02	503,00	22,90	2,538	338,02	507,60	16,90	1,020
335,13	503,20	17,10	1,855	338,14	507,80	17,50	1,342
335,29	503,40	16,60	1,200	338,26	508,00	16,10	0,663
335,42	503,60	16,50	1,265	338,50	508,20	13,80	1,327
335,56	503,80	17,00	1,095	338,54	508,40	13,40	1,356
335,70	504,00	17,60	1,020	338,66	508,60	13,50	1,183
335,80	504,20	27,00	1,095	338,76	508,80	13,60	1,625
335,93	504,40	32,00	2,074	338,87	509,00	13,00	1,414
336,09	504,60	32,50	0,447	338,96	509,20	13,40	1,020
336,20	504,80	30,20	2,926	339,09	509,40	14,20	0,678
336,34	505,00	28,40	2,417	339,20	509,60	13,80	0,510
336,49	505,20	17,00	1,897	339,30	509,80	15,20	1,166
336,62	505,40	13,30	1,536	339,44	510,00	13,50	1,414

Tabelle A.1: Daten der Messreihe 1 zur Bestimmung der Kontinuumswellenlänge. In Der Spalte „Monochr.“ sind die Einstellungen am Monochromator aufgelistet.

Monochr.	$\lambda$ [nm]	$-U_{\min}$ [V]	$\sigma$ [V]	Monochr.	$\lambda$ [nm]	$-U_{\min}$ [V]	$\sigma$ [V]
337,63	506,0	13,8	1,166	338,38	507,4	14,6	2,059
337,76	506,2	11,4	1,745	338,62	507,6	13,4	1,744
337,88	506,4	12,8	1,600	338,72	507,8	14,7	1,030
338,02	506,6	10,6	1,356	338,83	508,0	12,2	1,860
338,14	506,8	11,2	1,600	338,98	508,2	12,4	1,200
338,25	507,0	14,4	0,800	339,13	508,4	10,6	2,035
338,50	507,2	16,6	1,855				

Tabelle A.2: Daten der Messreihe 2 zur Bestimmung der Kontinuumswellenlänge. Sonst wie in Tabelle A.1.

Monochr.	$\lambda$ [nm]	$-U_{\min}$ [V]	$\sigma$ [V]	Monochr.	$\lambda$ [nm]	$-U_{\min}$ [V]	$\sigma$ [V]
338,22	508,0	17,6	1,356	339,05	509,4	14,0	0,632
338,38	508,2	15,2	0,748	339,16	509,6	13,5	1,789
338,42	508,4	13,3	0,980	339,29	509,8	14,2	1,166
338,54	508,6	13,7	0,980	339,41	510,0	14,5	1,000
338,68	508,8	14,1	1,281	339,53	510,2	13,5	0,632
338,79	509,0	14,3	0,748	339,65	510,4	14,4	1,020
338,92	509,2	14,2	0,980	339,75	510,6	14,0	1,581

Tabelle A.3: Daten der Messreihe 3 zur Bestimmung der Kontinuumswellenlänge. Sonst wie in Tabelle A.1.

Pixel ver.	Pixel hor.	$t$ [ $\mu$ s]	$r$ [mm]	$\Delta r$ [mm]	$\Delta t$ [ $\mu$ s]	$v_K$ [m/s]
78	15	0,2653	0,1875	0,1875	0,2653	353,4
100	25	0,3401	0,3125	0,1250	0,0748	835,2
125	28	0,4252	0,3500	0,0375	0,0850	220,5
150	33	0,5102	0,4125	0,0625	0,0850	367,5
175	38	0,5952	0,4750	0,0625	0,0850	367,5
200	40	0,6803	0,5000	0,0250	0,0850	147,0
225	43	0,7653	0,5375	0,0375	0,0850	220,5
250	48	0,8503	0,6000	0,0625	0,0850	367,5
275	51	0,9354	0,6375	0,0375	0,0850	220,5
300	52	1,0204	0,6500	0,0125	0,0850	73,5
325	54	1,1054	0,6750	0,0250	0,0850	147,0
350	52	1,1905	0,6500	-0,0250	0,0850	-147,0
370	50	1,2585	0,6250	-0,0250	0,0680	-183,8

Tabelle A.4: Daten zu Abschnitt 4.2.4.3.1 (Druckbestimmung gemäß Methode 1). Das Ablesen der Pixelzahl in horizontaler Richtung ist mit einem großen Fehler behaftet, weil sich der Rand des Wischbildes nicht genau definieren lässt.

Pixel vertikal	Pixel horizontal	$t$ [ $\mu\text{s}$ ]	$r$ [mm]
78	15	0,2653	0,1875
100	25	0,3401	0,3125
125	28	0,4252	0,3500
150	33	0,5102	0,4125
175	38	0,5952	0,4750
200	40	0,6803	0,5000
225	43	0,7653	0,5375
250	48	0,8503	0,6000
275	51	0,9354	0,6375
300	52	1,0204	0,6500
325	54	1,1054	0,6750
350	52	1,1905	0,6500
370	50	1,2585	0,6250

Tabelle A.5: Daten zu Abschnitt 4.2.4.3.2 (Druckbestimmung gemäß Methode 2).

Position	$r$ [mm]	$\Delta t$ [ $\mu\text{s}$ ]	Position	$r$ [mm]	$\Delta t$ [ $\mu\text{s}$ ]
13,00	0,00	0,00	13,90	0,90	2,25
13,05	0,05	0,25	13,95	0,95	2,40
13,10	0,10	0,13	14,00	1,00	2,25
13,15	0,15	0,20	14,05	1,05	2,40
13,20	0,20	0,27	14,10	1,10	2,50
13,25	0,25	0,35	14,15	1,15	2,60
13,30	0,30	0,30	14,20	1,20	2,80
13,35	0,35	0,45	14,25	1,25	2,80
13,40	0,40	0,42	14,30	1,30	3,20
13,45	0,45	0,40	14,35	1,35	2,80
13,50	0,50	0,50	14,40	1,40	3,50
13,55	0,55	0,50	14,45	1,45	3,20
13,60	0,60	0,47	14,50	1,50	3,70
13,65	0,65	0,75	14,55	1,55	4,10
13,70	0,70	0,97	14,60	1,60	4,30
13,75	0,75	1,40	14,65	1,65	4,20
13,80	0,80	1,70	14,70	1,70	4,30
13,85	0,85	2,00			

Tabelle A.6: Daten zu Abschnitt 4.2.4.3.3 (Druckbestimmung gemäß Methode 3).