

Optische Temperaturmes-
sung an Entladungsfunken
im Hinblick auf deren
Zündwirksamkeit bei
Staubexplosionen

F-05-9303-2

Optische Temperaturmessung an
Entladungsfunken
im Hinblick auf deren Zündwirksamkeit bei
Staubexplosionen

Projektarbeit

von

Pavlo Chupin

Hochschule Mannheim

und

Forschungsgesellschaft für angewandte Systemsicherheit und
Arbeitsmedizin

Mannheim, 31. Januar 2009

Erklärung

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

Mannheim, 31. Januar 2009

(Pavlo Chupin)

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	1
1 Einleitung	3
1.1 Allgemeines	3
1.2 Mindestzündenergie	3
1.3 Projekt Nr. F-05-9303-2	5
1.4 Zielsetzung	5
2 Messprinzip	6
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
3 Versuchsaufbau	12
3.1 Funkenstrecke und Funkengenerator	12
3.2 Strom- und Spannungsmessung	14
3.3 Lichtmessung	15
3.4 Druckmessung	16
4 Experimenteller Teil	20
4.1 Durchführung der Messungen	20
4.2 Messergebnisse	22
4.3 Auswertung	24
4.3.1 Aufbereiten der Messkurven	24
4.3.1.1 Sichten, Prüfen und Sortieren	24
4.3.1.2 Erzeugen der Lichtintensitätskurven	25

4.3.1.3	Nullabgleich und Zeitnullpunktsbestimmung	25
4.3.1.4	Mitteln der Lichtkurven	26
4.3.1.5	Spektrallinienbereinigung	28
4.3.1.6	Glätten der mittleren Lichtkurven	28
4.3.1.7	Zeitkorrektur aller mittleren Lichtkurven	29
4.3.2	Berechnung der Emissionskoeffizienten	30
4.3.3	Temperaturbestimmung	35
5	Diskussion der Ergebnisse und Ausblick	39
5.1	Diskussion der Ergebnisse	39
5.1.1	Erste Phase der Funkenentwicklung	39
5.1.2	Zweite Phase der Funkenentwicklung	39
5.1.3	Dritte Phase der Funkenentwicklung	40
5.1.4	Qualität der Ergebnisse	40
5.2	Ausblick	40
5.2.1	Was noch zu tun ist	40
5.2.2	Verbesserungsvorschläge	41
	Literaturverzeichnis	42

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
ΔE_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
Δr_K	mm	Änderung des Funkenkanalradius
t	s	Zeit
Δt	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	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
Δy	mm	Schrittweite bei der Vermessung des Funkenkanals
$Z_i(T)$	-	Summen über alle Energiezustände der Atome in i-tem Ionsiationszustand
α_{ij}	m	Faktor bei der Abel-Integration
ϵ_0	$\text{A}\cdot\text{s}/(\text{V}\cdot\text{m}^2)$	Dielektrizitätskonstante für das Vakuum
ϵ_n	W/m^3	Emissionskoeffizient des n-ten Kreisringes
ϵ_{nm}	W/m^3	Emissionskoeffizient des atomaren Überganges von n zu m
ϵ_ν	W/m^3	Emissionskoeffizient im Frequenzbereich $\nu \dots \nu + d\nu$
$\epsilon(r)$	W/m^3	Emissionskoeffizient als Funktion vom Funkenkanalradius r
$\epsilon(r, t)$	W/m^3	Emissionskoeffizient als Funktion von Funkenkanalradius r und Zeit t
$\epsilon(p, T)$	W/cm^3	Emissionskoeffizient als Funktion von Druck p und Temperatur T
λ	mm	Wellenlänge
λ_{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
π	-	3,141593
ρ_0	g/m^3	Gasdichte des ungestörten Gases
Θ	$\text{kg}\cdot\text{m}^2$	Trägheitsmoment eines Moleküls

Vorwort

Diese Projektarbeit entstand bei der Forschungsgesellschaft für angewandte System-sicherheit und Arbeitsmedizin e. V. (FSA) unter der Leitung von Herrn Prof. Wolfgang Schmitt. Die Arbeit ist eine Fortsetzung des Projekts F-05-9303-2, welches vor einigen Jahren bei der FSA begonnen wurde und das noch immer eine hoch aktuelle Fragestellung der Sicherheitstechnik in der heutigen Industrie und Technik darstellt.

Ich möchte mich herzlich bei allen bedanken, die mich während dieser Arbeit unterstützt haben.

Besonders möchte ich mich bei Herrn Dirk Lorenz für die Möglichkeit bedanken, in seiner Arbeitsgruppe diese Projektarbeit anzufertigen. Nicht zuletzt durch die freundliche und engagierte Betreuung hat mir diese Arbeit viel Freude bereitet. Die vorliegende Arbeit wurde in sehr freundlicher Arbeitsatmosphäre angefertigt, wobei ich starke Unterstützung bei kleinen und großen Problemen erfuhr. Dabei sind sowohl die große Hilfsbereitschaft als auch die tiefen Kenntnisse von Herrn Dirk Lorenz hervorzuheben. Bei ihm und auch Frau Madlen Nicklisch möchte ich mich auch für das Korrekturlesen dieser Arbeit bedanken.

Außerdem gilt mein Dank Herrn Hermann Schiebler, der mir immer mit Rat und Tat zur Seite stand.

Abschließend möchte ich mich bei Herrn 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 die Temperatur elektrischer Entladungsfunken bei Mindestzündenergieanlagen orts- und zeitaufgelöst zu bestimmen. In einem Nachfolgeprojekt soll darauf aufbauend eine Größe gefunden werden, mit der die Zündempfindlichkeit eines brennbaren Staub/Luft-Gemisches besser als mit der bisher gebräuchlichen sicherheitstechnischen Kenngröße „Mindestzündenergie“ bewertet werden kann.

Die vor Jahren begonnene Vermessung eines Funkens mit 0,5 J Energieinhalt¹ wird abgeschlossen. Dies erfordert umfangreiche orts- und zeitaufgelöste Messungen des vom Funken emittierten Lichts bei der Wellenlänge $\lambda = 509,0$ nm. Parallel dazu werden Wischbilder eines Funkenausschnittes aufgenommen.

Die Auswertung der Messdaten erfolgt aufgrund der Kürze der zur Verfügung stehenden Zeit nur partiell: Die gemessenen Lichtintensitäten bei $\lambda = 509,0$ nm werden von den bereits vorhandenen Lichtintensitätsmessdaten bei $\lambda = 504,5$ nm subtrahiert, um so die Lichtintensität der Stickstoffspektrallinie bei $\lambda = 504,5$ nm zu bekommen. Zuvor werden sehr arbeitsintensive Schritte zur Datenaufarbeitung (Abgleichen, Glätten, Fitten) durchgeführt. Zu diesem Zweck werden Rechner-Programme entwickelt. Aus den Lichtintensitätskurven werden anschließend, über eine rechnergestützte Abel-Integration, die Emissionskoeffizienten innerhalb des Funkens als Funktion von Funkenradius und Zeit berechnet. Aus diesen und aus Druckdaten, die in [19] aus den Messdaten abgeleitet wurden, wird die Temperatur im betrachteten Funkenteil orts- und zeitaufgelöst bestimmt. Dieser letzte Schritt geschieht ebenfalls mit Hilfe des Rechners.

Der Druck im Funkenkanal liegt zu Beginn der Funkenentladung bei etwa 17 ± 3 bar. Innerhalb der ersten Mikrosekunde fällt er schnell ab auf Werte um 2 bar. Eine direkte Temperaturbestimmung aus den ermittelten Emissionskoeffizienten ist nicht möglich, da vermutlich die Kalibrierung des Monochromator/Photomultipliersystems nicht stimmt. Die orts- und zeitaufgelöste Temperaturbestimmung im Funken wird dennoch mit Hilfe des Normtemperaturverfahrens durchgeführt. Der Temperaturverlauf über den Funkenquerschnitt entspricht von der Form her etwa einer umgekehrten Parabel, die sich mit fortschreitender Zeit nach Funkenzündung verbreitert. Es ergibt sich eine Spitzentemperatur von rund 50.000 K.

¹Gemäß der Aufschrift des Funkengenerators.

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

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

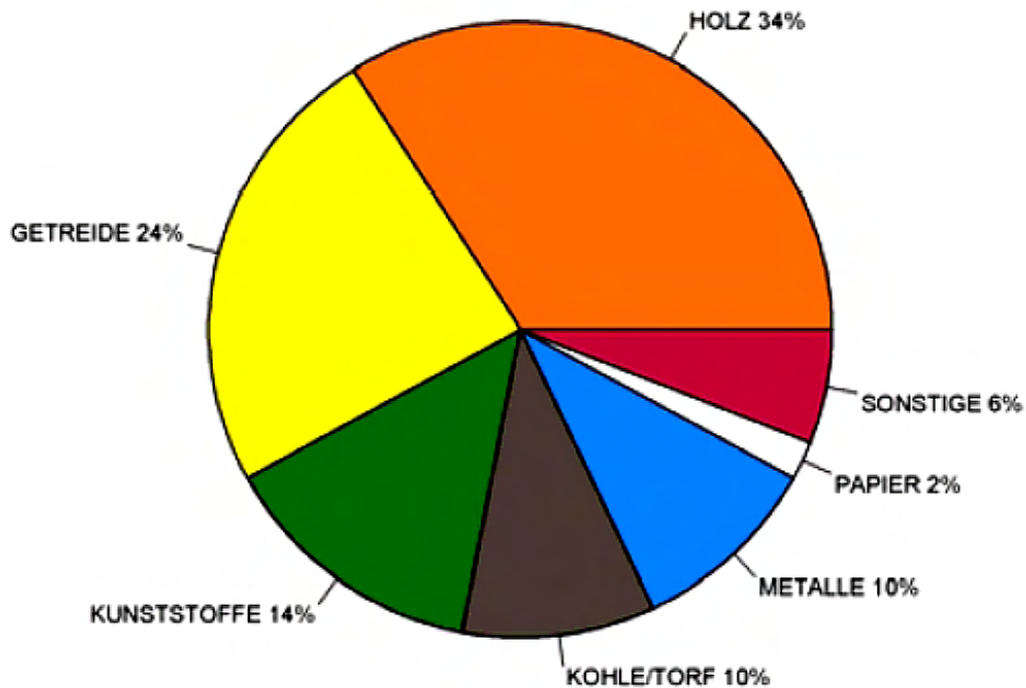


Abbildung 1.1: Häufigkeit von Staubexplosionen in verschiedenen Industriezweigen (Quelle: Stexartcol).

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 [12].
- 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 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 $\lambda = 504,5 \text{ nm}$ bzw. $\lambda = 509,0 \text{ nm}$. Im Folgenden werden diese als Brutto-Lichtkurven bzw. Kontinuums-Lichtkurven bezeichnet. Der Begriff Brutto-Lichtkurven kommt daher, 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 Umgang mit der Versuchsanlage musste erlernt werden.
2. Ein Mindestmaß an theoretischem Hintergrundwissen musste erarbeitet werden.
3. Um die tatsächliche zeitliche Intensität der Spektrallinie $504,5 \text{ nm}$ für alle Orte im Funken zu bestimmen, musste die Lichtintensitätsmessung für das Kontinuum für den ganzen Funken abgeschlossen werden.
4. Die Rohdaten mussten aufgearbeitet bzw. einer der eigentlichen Auswertung zugänglich gemacht werden, um damit die Temperatur im Funken zu bestimmen.

¹Dieser 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, 13, 14, 16–18]. 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 war geplant, lediglich die 1. Methode anzuwenden.

2.1 Absolute Intensitätsmessung an einer Spektrallinie

Auf theoretischem Weg wird eine Tabelle errechnet, in der die Temperatur des Funkenplasmas¹ 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.

¹Als 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 Teilchenspezies² 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. ν 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 ΔE_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 Unbekannte³ 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

$$N_e = N_{II} + 2N_{III} + 3N_{IV} + \dots + O_{II} + 2O_{III} + 3O_{IV} + \dots \\ \dots + Ar_{II} + 2Ar_{III} + 3Ar_{IV} + \dots + 8Ar_{IX} \quad (2.3)$$

sowie die Massenerhaltung

$$N_N = 2N_2 + N_I + N_{II} + N_{III} + \dots + N_{VIII} \\ N_O = 2O_2 + O_I + O_{II} + O_{III} + \dots + O_{IX} \\ N_{Ar} = Ar_I + Ar_{II} + Ar_{III} + \dots + Ar_{IX} \quad (2.4)$$

²Moleküle und Atome in unterschiedlichen Dissoziations- und Ionisationsstufen.

³Argon-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.

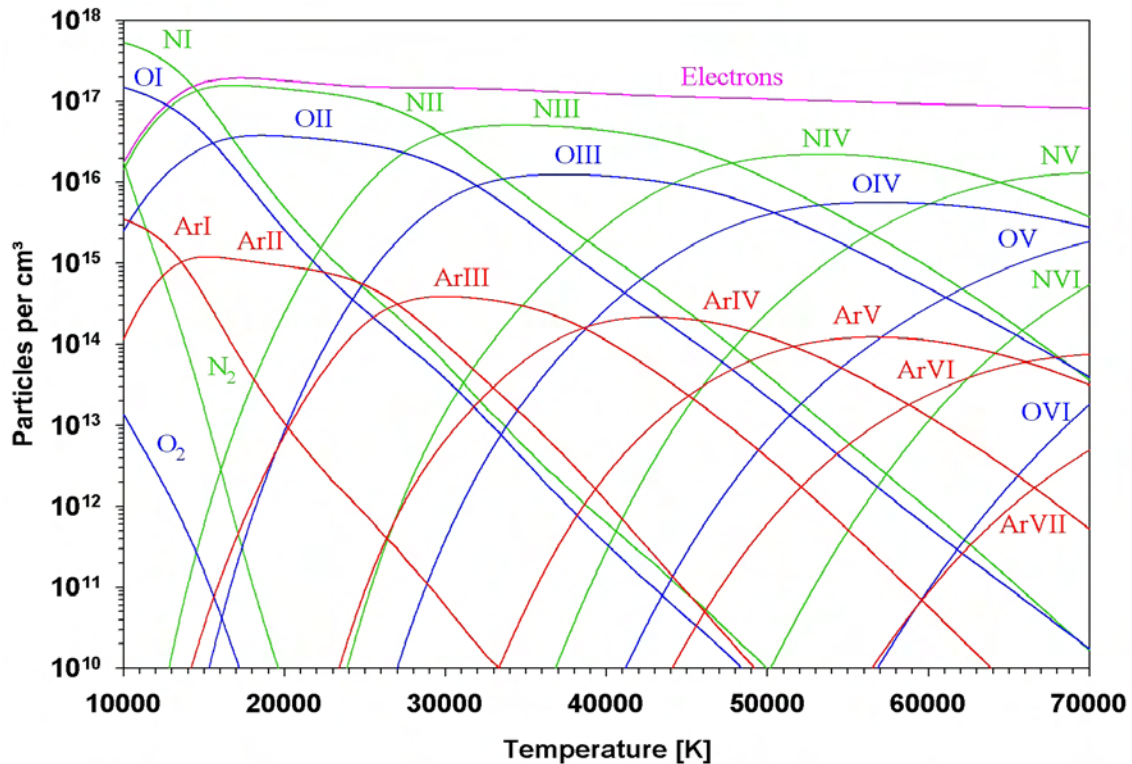


Abbildung 2.1: Teilchendichten in einem Luftplasma in Abhängigkeit von der Temperatur bei einem Luftdruck von 1013 mbar.

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 $dE = \varepsilon_\nu d\nu d\Omega dV$. ε_ν 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. λ_{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. ϵ_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 ϵ_{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 ϵ_{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 Δy zerlegt. $\epsilon_0, \epsilon_1, \dots, \epsilon_{N_{\max}}$ sei der Emissionskoeffizient in den einzelnen Kreisingen. Dann beträgt die bei $y_0, y_1, \dots, y_{N_{\max}}$ emittierte Intensität:

$$I_0 = 0$$

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

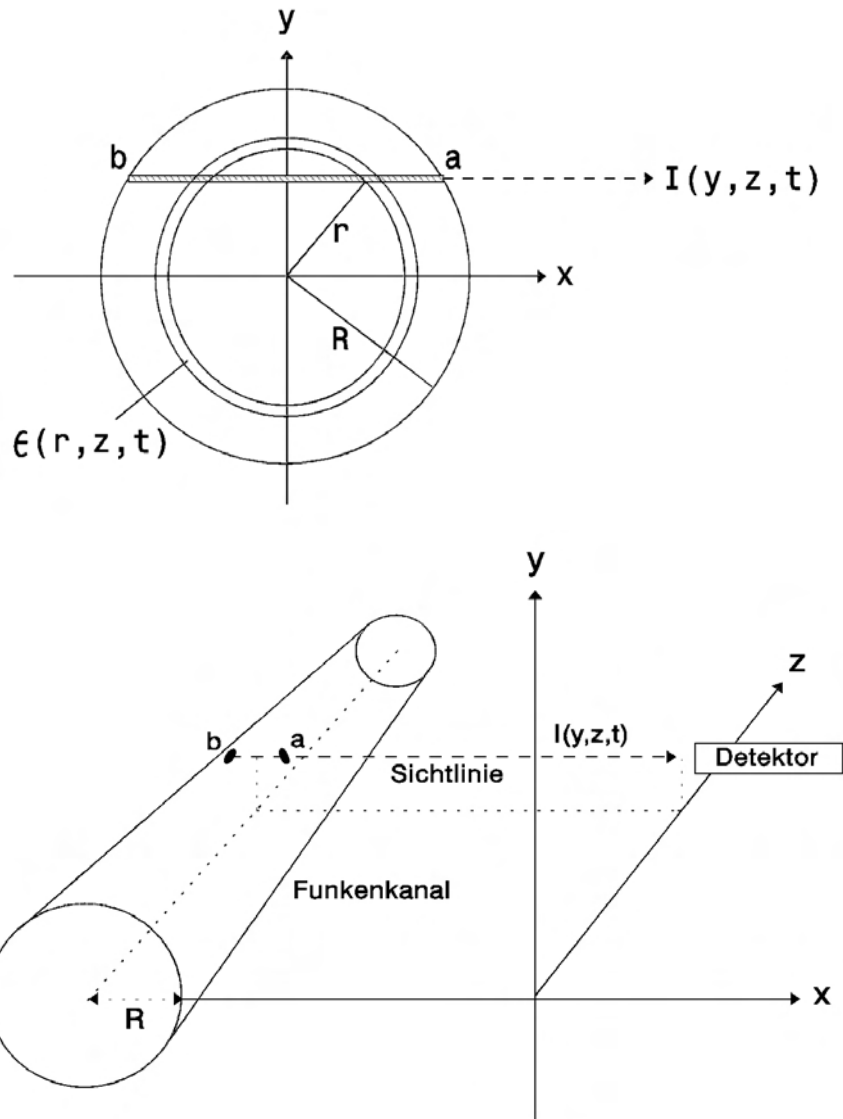


Abbildung 2.2: Messbare Intensität im Abstand y von der Funkenkanalachse entstanden durch Summation aller Emissionskoeffizienten entlang der Beobachtungslinie $a - b$.

$$\begin{aligned}
 I_2 &= \alpha_{20}(\varepsilon_1 - \varepsilon_0) + \alpha_{21}(\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \\
 &\quad \dots \\
 I_N &= \alpha_{N0}(\varepsilon_1 - \varepsilon_0) + \alpha_{N1}(\varepsilon_2 - \varepsilon_1) + \dots + \alpha_{N,N-1}(\varepsilon_N - \varepsilon_{N-1})
 \end{aligned} \tag{2.9}$$

wobei α als Abkürzung steht für

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

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

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

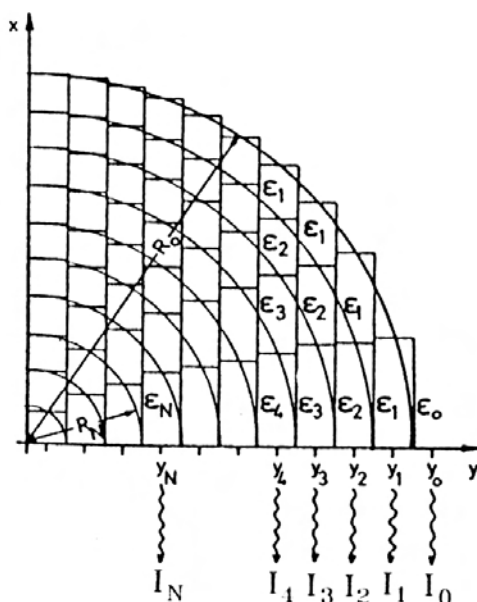


Abbildung 2.3: Skizze eines Quadranten des Kanalquerschnitts, der in Kreisringe und Flächenelemente zerlegt ist.

Die Zahl der Kreisringe N_{\max} ergibt sich aus der Schrittweite Δy 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 ε_N beginnt man am Kanalrand mit $N = 0$ und rechnet mit Hilfe von Gleichung (2.11) schrittweise bis zur Kanalmitte ($N = N_{\max}$) die ε_N -Werte aus. Zur Durchführung dieser Berechnung wurde ebenfalls ein Rechner-Programm 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. ρ_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

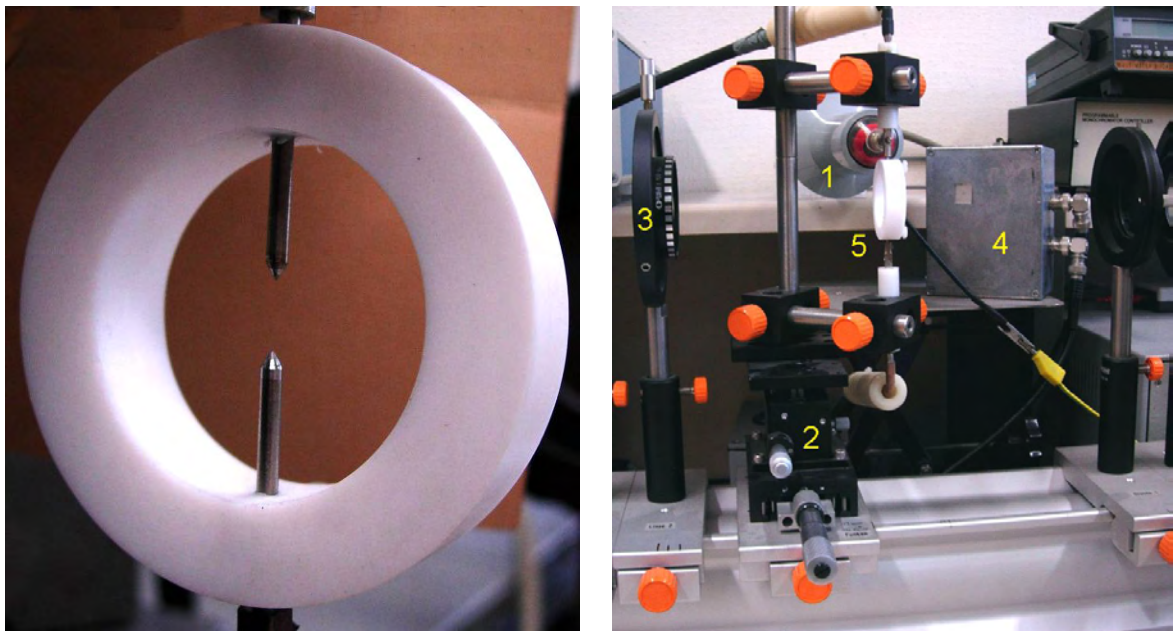


Abbildung 3.1: Teflonring zur vertikalen Halterung von Wolfram-Elektroden (links). Der Teflonring mit den Elektroden (5) ist auf einem yz -Positionierungssystem (2) auf einer optischen Bank montiert (rechts). Weiterhin ist ein 1000:1 Hochspannungsmesskopf (1), ein Gehäuse mit Photomultiplier zur Auslösung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

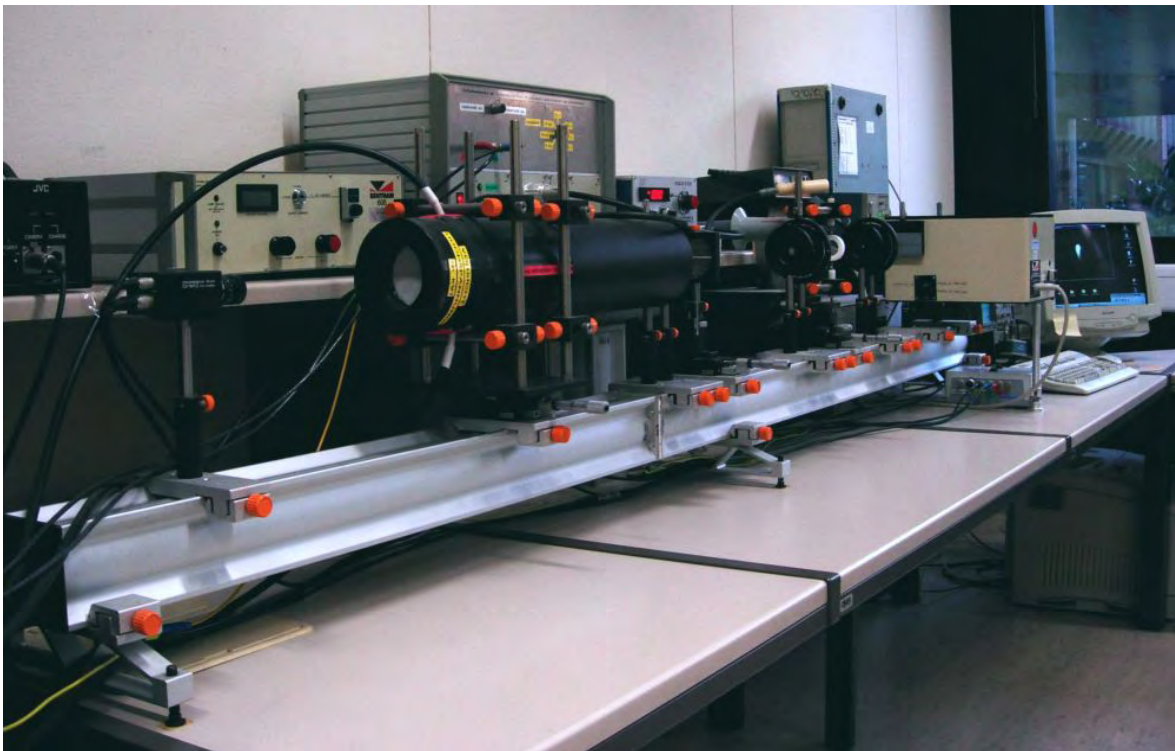
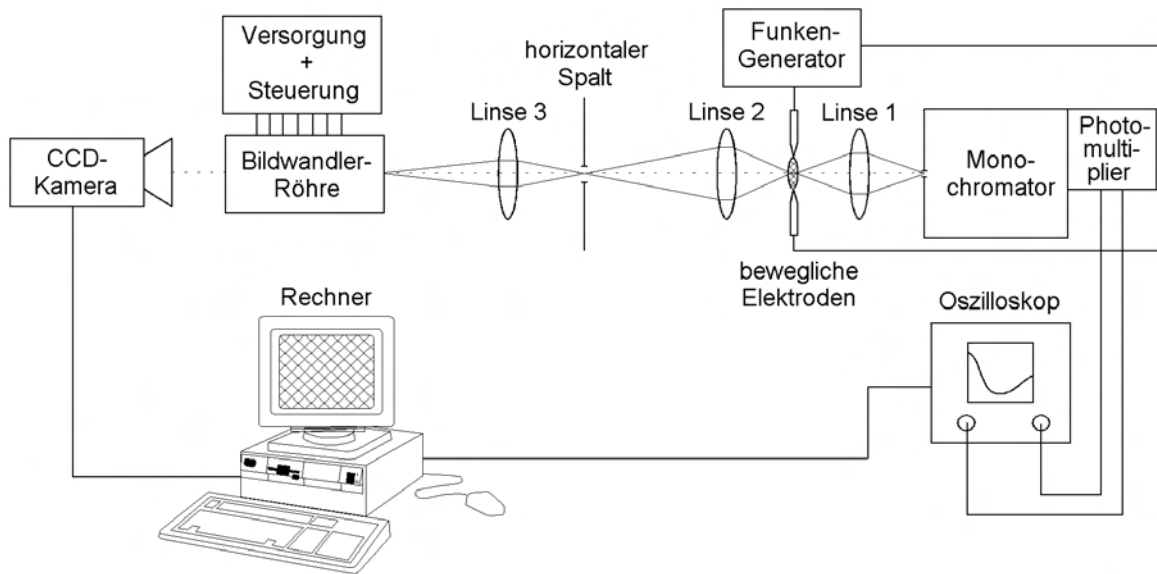


Abbildung 3.2: Schematisierter optischer Versuchsaufbau (oben) und Fotografie eines Großteils des Versuchsaufbaus (unten). Auf dem Foto sieht man links die CCD-Kamera, rechts davon die Bildwandlerröhre und weiter rechts Spalt, Blenden und Linsen. Ganz rechts am Bildrand ist der Monochromator sichtbar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

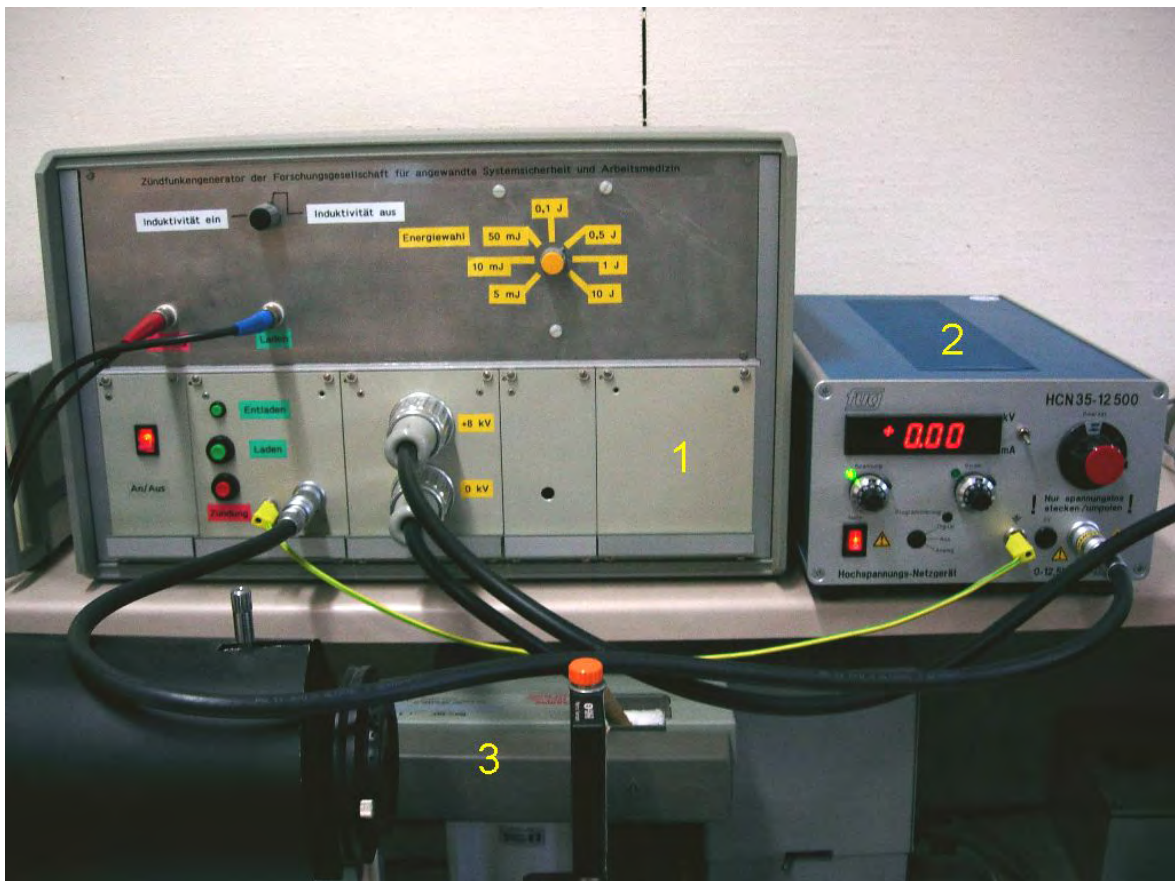


Abbildung 3.3: Funkengenerator (1) mit verschiedenen Hochspannungskondensatoren (entsprechend den Energiestufen 5 mJ, 10 mJ, 50 mJ, 0,1 J, 0,5 J, 1 J und 10 J), die mit Hilfe der Hochspannungsquelle (2) geladen werden. Unten im Bild ist der 1000:1 Messkopf der Stromzange (3) zu erkennen.

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

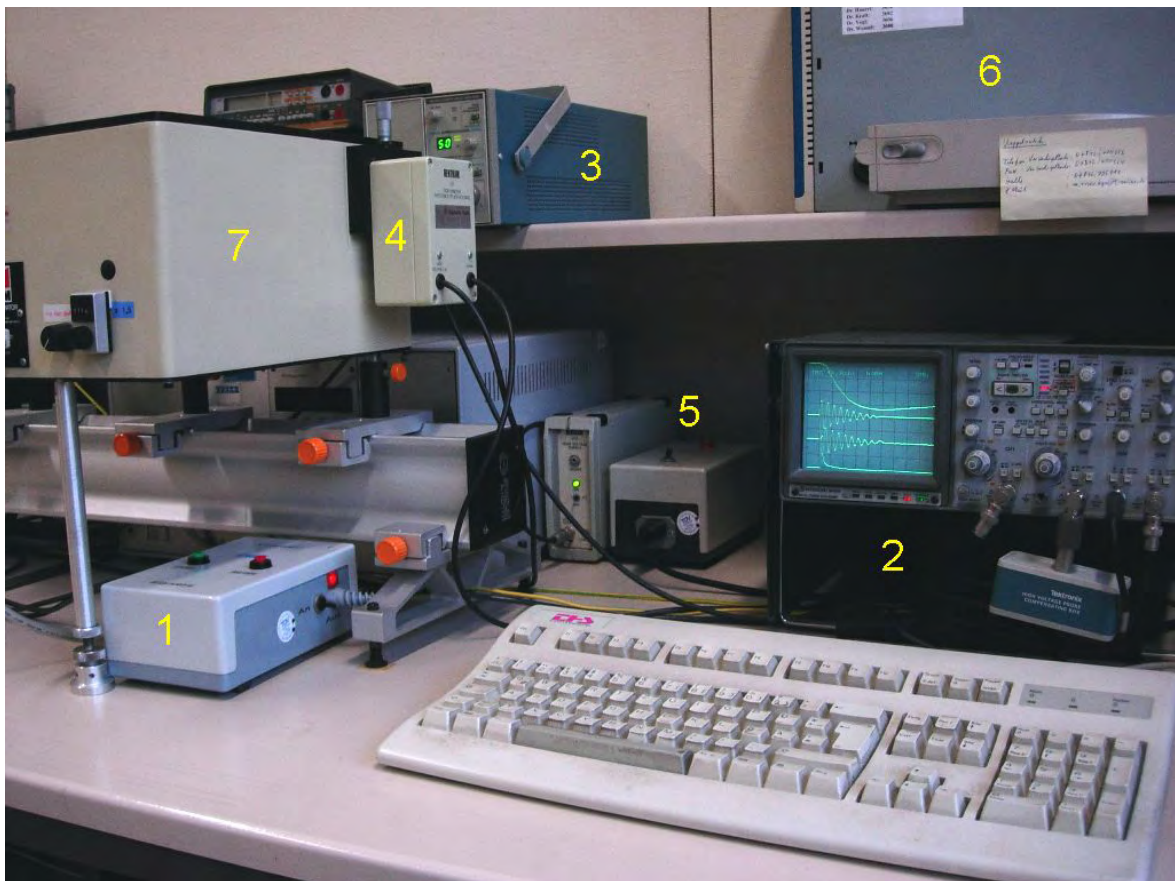


Abbildung 3.4: Steuergerät zum Laden und Zünden des Funkens (1), 4-Kanal-Oszilloskop (2), Steuergerät der Stromzange (3), Photomultiplier (4) des Monochromators (7), Spannungsversorgung für den Photomultiplier (5) und Rechner zur Messdatenspeicherung (6).

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-

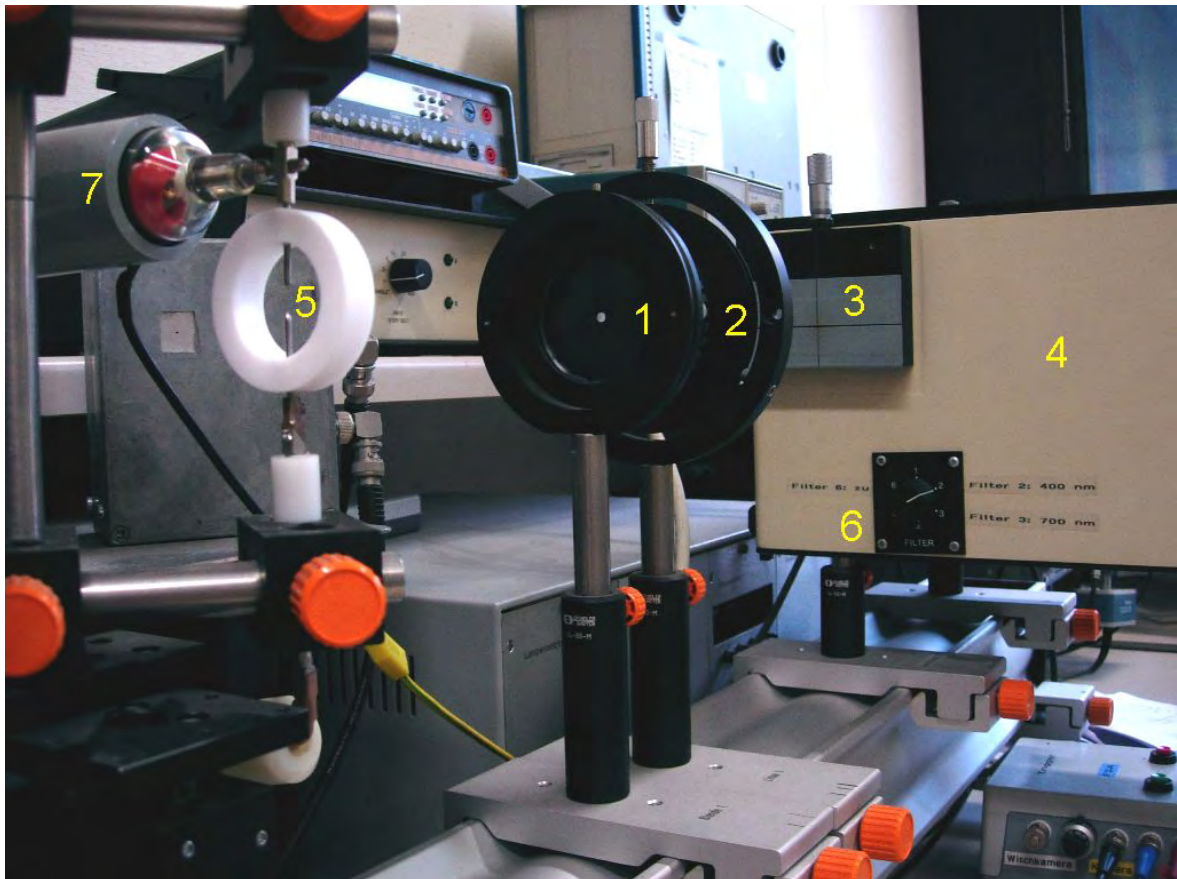


Abbildung 3.5: Blick nach rechts von der Funkenstrecke entlang der optischen Bank. Zu erkennen ist die Funkenstrecke (5), der Hochspannungsmesskopf (7), die Blende (1) zu Linse 1 (2) und der Monochromator (4) mit Eintrittsspalt (3) und Filtrerradregler (6).

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-

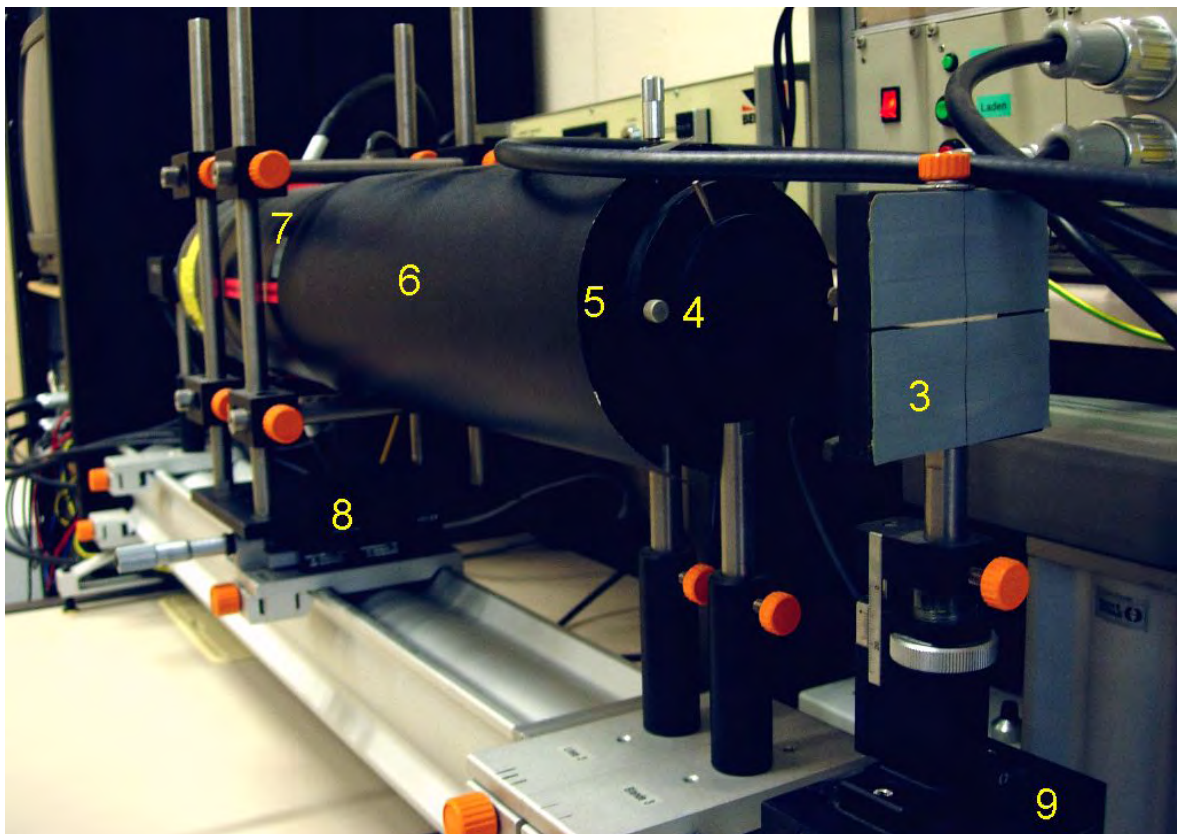
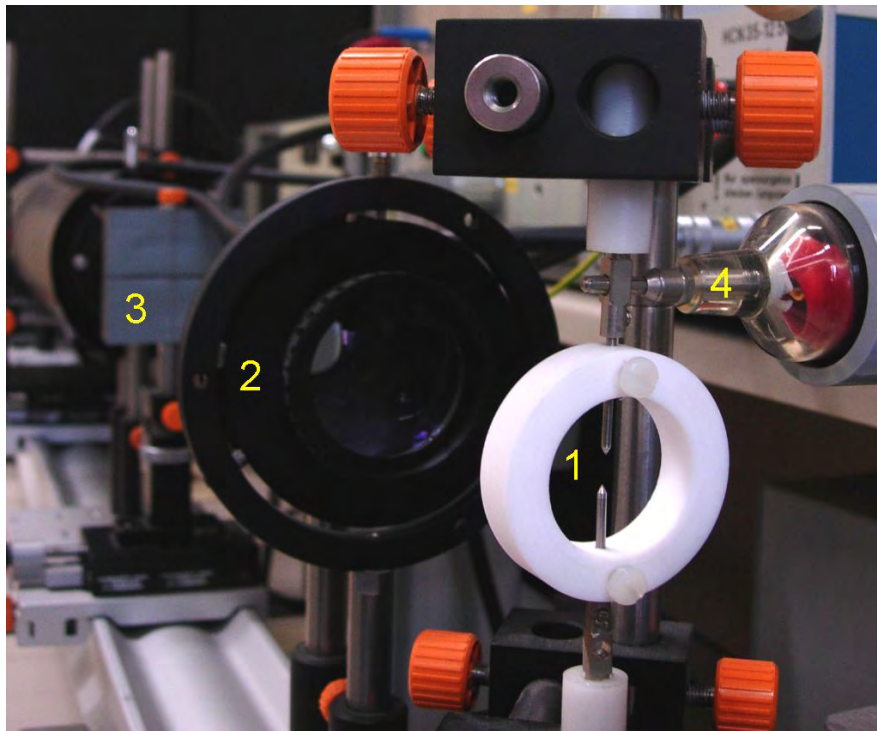


Abbildung 3.6: Blick nach links von der Funkenstrecke entlang der optischen Bank. Oben erkennt man die Funkenstrecke (1), die Linse 2 (2), den horizontalen Spalt (3) und die Spitze des Hochspannungsmesskopfes (4). Auf dem unteren Bild ist die Blende (4) zur Linse 3 (5), der Lichtschutz (6) der Bildwandlerröhre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

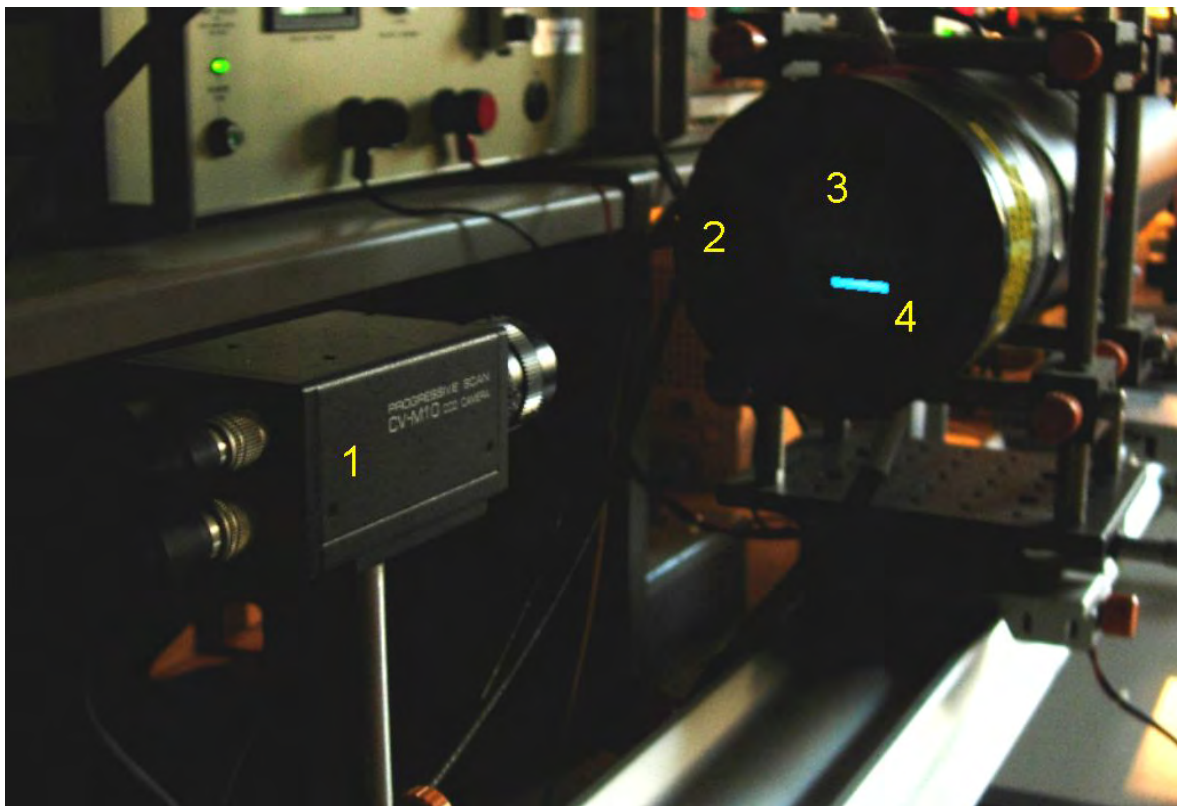
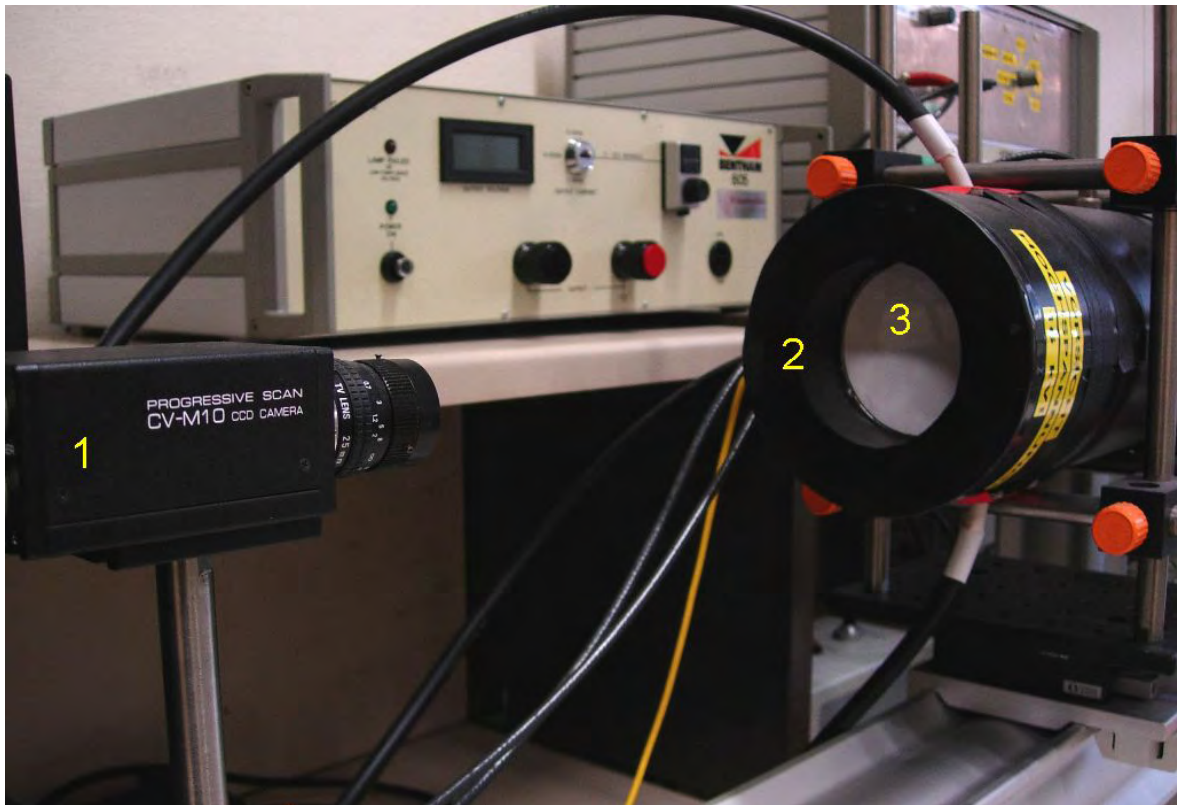


Abbildung 3.7: Bildschirm (3) der Bildwandlerröhre (2), die zusammen mit der CCD-Kamera (1) die Wischkamera des optischen Aufbaus darstellen. Unten ist das vertikal nach unten aus der optischen Achse verschobene Abbild des beleuchteten horizontalen Spaltes vor der Bildwandlerröhre (4) zu sehen.

nenoptik, welche das Bild des Funkenkanalscheibchens auf einen Leuchtschirm abgebildet, 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.

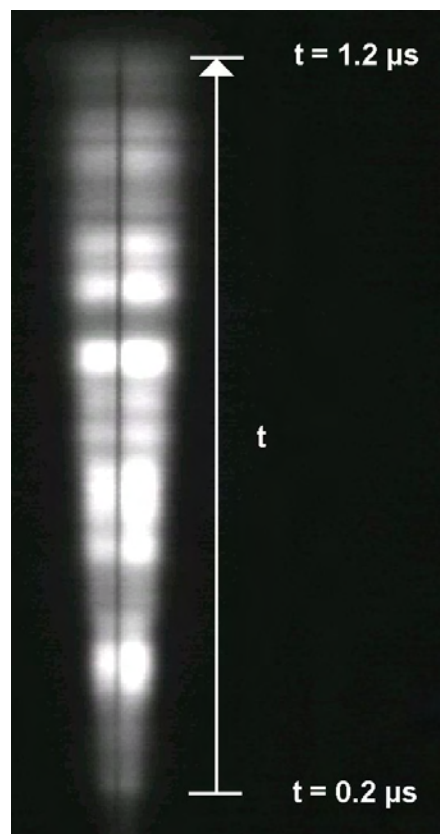


Abbildung 3.8: Ein typisches Wischbild eines Funkens mit $E = 0,5 \text{ J}$. Der schwarze Strich in der Mitte des Bildes ist der Schattenwurf eines dünnen Drahtes, der die Mitte des horizontalen Spaltes markiert. Die ersten 200 ns nach Funkenzündung fehlen aufgrund der Trägheit der Wischkamera.

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. Die Kapitel 1 bis 3 wurden in wesentlichen Teilen aus [19] übernommen.

Kapitel 4

Experimenteller Teil

4.1 Durchführung der Messungen

Das Hauptziel der Projektarbeit ist die Bestimmung der zeitabhängigen Temperaturverteilung im Funken. Um diese bestimmen zu können, mussten zunächst die schon vorhandenen Messdaten¹ vervollständigt werden. Das bedeutete, dass das Licht des Funkens bei der Wellenlänge $\lambda = 509,0 \text{ nm}$ für 205 verschiedene Orte bestimmt werden musste [19].

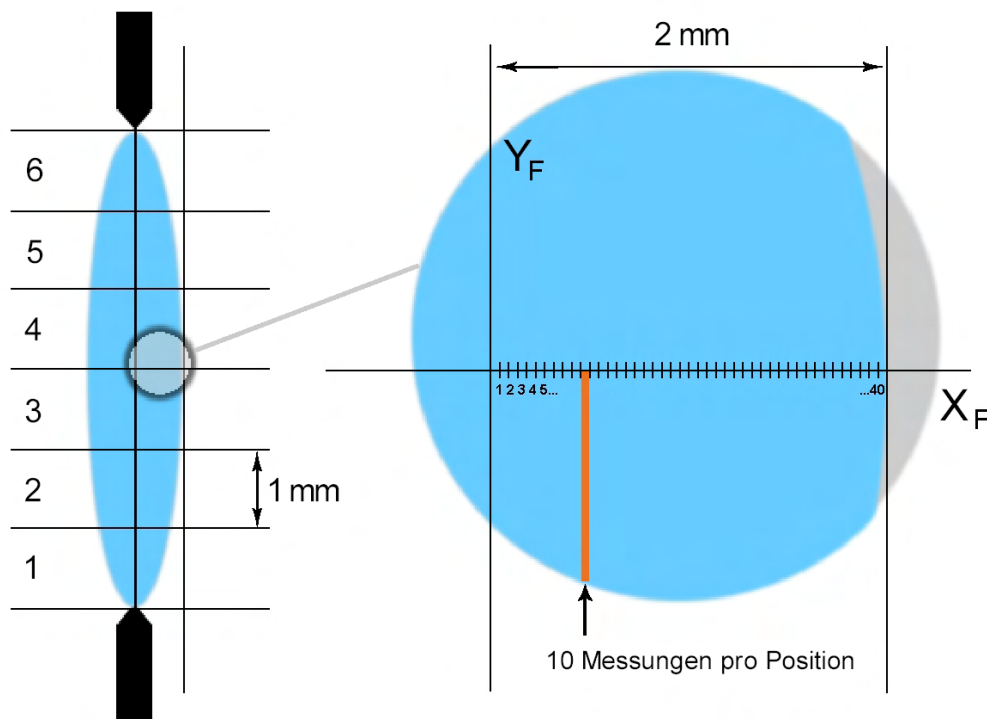


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Messpositionen am Funken.

¹Diese Daten wurden durch Lorenz, Schiebler, Voskoboynikova und anderen zusammengetragen.

Durch die Konstruktion des optischen Aufbaus können mit Hilfe der Positionierungssysteme alle Orte einer Funkenkanalhälfte² 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 (siehe Abb. 4.1). Um die Vermessung des 0,5 J-Funkens abzuschließen bzw. die bis dato noch fehlenden Messdaten zu ergänzen, mussten die Schichten 2 bis 6 im Licht des Kontinuums bei $\lambda = 509,0$ nm vermessen werden, was zum Messprogramm in Tabelle 4.1 führte. Die Messreihe begann bei der 2. Schicht über der Anode der Funkenstrecke, d. h. bei $z_F = 1,0$ mm. Jede dieser 5 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

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	411u - 420u	13,00	1,0	12,3	10,0	14,000
2	421u - 430u	13,05	1,0	12,3	10,0	14,125
3	431u - 440u	13,10	1,0	12,3	10,0	14,250
:	:	:	:	:	:	:
11	511u - 520u	13,50	1,0	12,3	10,0	15,250
12	521u - 530u	13,55	1,0	10,8	10,0	15,375
13	531u - 540u	13,60	1,0	10,8	10,0	15,500
:	:	:	:	:	:	:
21	611u - 620u	14,00	1,0	10,8	10,0	16,500
22	621u - 630u	14,05	1,0	9,3	10,0	16,625
23	631u - 640u	14,10	1,0	9,3	10,0	16,750
:	:	:	:	:	:	:
31	711u - 720u	14,50	1,0	9,3	10,0	17,750
32	721u - 730u	14,55	1,0	7,8	10,0	17,875
33	731u - 740u	14,60	1,0	7,8	10,0	18,000
:	:	:	:	:	:	:
41	811u - 820u	15,00	1,0	7,8	10,0	19,000
42	821u - 830u	13,00	2,0	12,3	10,0	14,000
43	831u - 840u	13,05	2,0	12,3	10,0	14,125
:	:	:	:	:	:	:
205	2451u - 2460u	15,00	5,0	7,8	10,0	19,000

Tabelle 4.1: Messprogramm zur Vervollständigung der Vermessung des 0,5 J-Funkens. Dick gedruckte Zahlen markieren Änderungen der Einstellungen im Rahmen des Messablaufs.

²Das Abtasten einer Funkenkanalhälfte ist ausreichend wegen der Rotationssymmetrie des Funkens.

insgesamt 41 y_F -Positionen pro Schicht. Bei 5 Schichten folgen daraus insgesamt 205 Messpositionen, d. h. 2050 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. 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.

4.2 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 wurde

Wie ein solches Oszillogramm aussieht bzw. wie die Kanalbelegung ist zeigt Abbildung 4.2. Die Anfangseinstellungen am Oszilloskop waren:

- Multiplierspannung: DC, $5 \text{ V/div} \hat{=} 42,965 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{V})/\text{div}$
- Elektrodenspannung: DC, $2 \text{ V/div} \hat{=} 2 \text{ kV/div}$
- 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 4.3 gezeigt.

Der praktische Teil der Arbeit hat die meiste Zeit in Anspruch genommen. Die Intensität des Kontinuums konnte vollständig, d. h. für alle Messpositionen (siehe Tabelle 4.1), bestimmt werden, so dass eine zeit und orts aufgelöste Temperaturbestimmung für den 0,5 J-Funken möglich wurde.

4.3 Auswertung

Um aus den Messdaten die Temperatur im Funken ableiten zu können, müssen mehrere Arbeitsschritte abgearbeitet werden:

1. Sichten, Prüfen und Sortieren der einzelnen Messkurven
2. Erzeugen der Lichtintensitätskurven
3. Nullabgleich und Bestimmung des Zeitnullpunktes für die Lichtkurven
4. Mitteln der jeweils 10 einzelnen Lichtkurven pro Messposition
5. Bereinigung der Spektrallinien, d. h. Subtraktion der Kontinuums-Lichtkurven von den Brutto-Lichtkurven
6. Glätten der Lichtkurven
7. Zeitkorrektur aller Lichtkurven
8. Berechnung der Emissionekoeffizienten $\varepsilon(r, t)$ durch Abel-Integration der Lichtkurven
9. Orts- und zeitabhängige Temperaturbestimmung aus $\varepsilon(r, t)$ und $p(t)$

Da in [19] unplausible Ergebnisse für die 1. Schicht des Funkens bei z_F heraus kamen, wurden die Auswertung auch für diese Daten komplett wiederholt. Das in [19] verwendete, von [15] entwickelte Programme wurden nicht für die Auswertung benutzt, da zum einen die Einarbeitung in die Programme den Aufwand einer Programmeigenentwicklung überstiegen hätte und zum anderen die Fehlerfreiheit der Programme nicht gewährleistet war. Punkt 1 der obigen Arbeitsliste war dermaßen zeitaufwendig, dass aufgrund der Kürze der für diese Arbeit zur Verfügung stehenden Zeit entschieden wurde, die Messdaten nicht komplett aufzuarbeiten, sondern die Auswertung nur für die 1. Schicht des Funkens vollständig durchzuführen.

4.3.1 Aufbereiten der Messkurven

4.3.1.1 Sichten, Prüfen und Sortieren der einzelnen Messkurven

Anhand des für jede Messung aufgenommenen Wischbildes wurde visuell geprüft, ob der auf dem Bild erscheinende Schatten des Markierungsdrahtes nicht über einen bestimmten Wert hinaus vom Sollwert³ abweicht (siehe Abb. 4.4). Gleichzeitig wurde ebenfalls visuell - geprüft, ob die zugehörigen Messkurven für die Lichtintensität einen ähnlichen Verlauf bzw. ein ähnlich hohes Maximum besitzen. Waren diese beiden Kriterien erfüllt, wurde die betreffende Messkurve für die Mittelung für die zugehörige Messposition freigegeben. Waren diese beiden Kriterien nicht erfüllt, wurde die Messkurve

³Der Sollwert ist durch die eingestellte Messposition gegeben.

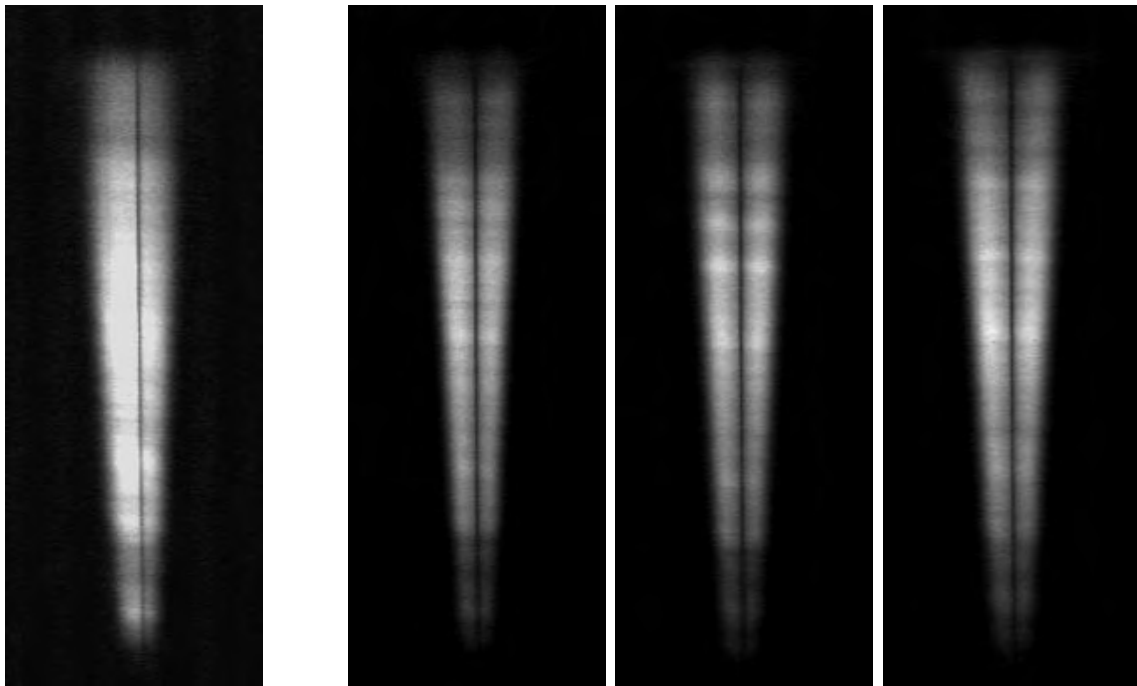


Abbildung 4.4: Soll-Wischbild für die Messposition $y_F = 13,1$ mm (links). Drei Wischbilder von Messungen für diese Messposition (rechts). Die Position des Drahtschattens stimmt ausreichend gut überein.

und das Wischbild zu einer passenderen Messposition zugeordnet oder schlimmstenfalls ganz verworfen.

Um den großen Aufwand dieser Kontrolle zu verkleinern, wurde ein Rechnerprogramm geschrieben, welches diese Aufgabe übernehmen sollte [15]. Leider war diese Bemühung nur bedingt von Erfolg gekrönt, so dass beschlossen wurde, sich lediglich auf die Daten der 1. Schicht bei $z_F = 0$ zu beschränken.

4.3.1.2 Erzeugen der Lichtintensitätskurven

Die gemessenen Spannungsverläufe (Messkurven) für die vom Funken in den Monochromator emittierte Lichtintensität müssen in Lichtintensitätskurven (im Folgenden Lichtkurven genannt), also zeitliche Lichtintensitätsverläufe umgewandelt werden. Dazu wurden die Messkurven mit dem Kalibrierfaktor $f_c = 8,593 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{V})$ multipliziert. Dieser Faktor wurde schon in [19] verwendet und zu Beginn der Messreihen Anfang 2000 von Lorenz und Schiebler mit Hilfe einer Wolframband-Lampe bestimmt.

4.3.1.3 Nullabgleich und Zeitnullpunktsbestimmung

Als nächstes musste die Nulllinie der Lichtkurven standardisiert werden. Im Verlauf der Messtätigkeit zeigten die Nulllinien der 4 Datenkanäle am Oszilloskop eine Drift. Deshalb mussten die jeweils 10 Lichtkurven einer Einzelmessungen vor der Mittelung auf ein und dasselbe Nullniveau verschoben werden.

Da außerdem der Triggerzeitpunkt des Oszilloskops, also der Start der Datenaufnahme,

veränderlich war, musste für alle Lichtkurven sowohl der Anfangszeitpunkt bestimmt werden als auch alle diese Zeitnullpunkte übereinander geschoben werden. Für diese Korrektur wurde die Stromkurve benutzt, die für jede Messung auf Kanal 3 des Oszilloskops aufgezeichnet wurde. Der Beginn der Stromkurve markiert den Zeitpunkt des Funkendurchbruchs, also den Nullzeitpunkt t_0 . Da dieser Punkt aufgrund der überlagerten Störungen nicht einfach zu bestimmen ist, wurde er mit Hilfe von

$$t_0 = t_{\max} - \frac{t_{\min} - t_{\max}}{2} \quad (4.1)$$

ermittelt. Die Größen t_{\max} und t_{\min} sind die Zeitpunkte, an denen das erste Strommaximum und das erste Stromminimum auftraten (siehe Abb. 4.5). Alle Lichtkurven wurden auf den so ermittelten Nullpunkt verschoben. Für diese Korrekturarbeit wurde mit Hilfe des Programms „MathLab“ eine Routine geschrieben, die diese Aufgabe übernahm (siehe Anhang). Am Bildschirm konnte dabei geprüft werden, ob das Ergebnis der zufriedenstellend war.

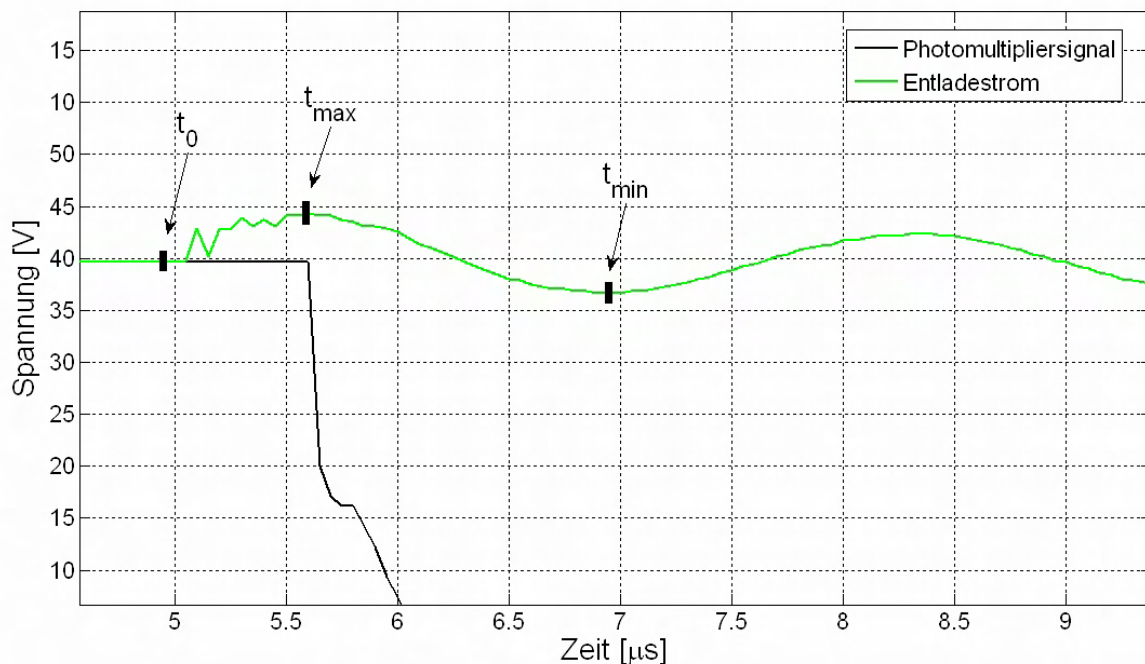


Abbildung 4.5: Skizze der Stromkurve. Eingezeichnet ist die Lage der Zeitpunkte t_0 , t_{\max} und t_{\min} .

4.3.1.4 Mitteln der Lichtkurven

Nach der Nullkorrektur aller Lichtkurven für $z_F = 0$ mussten die jeweils 10 Lichtkurven pro Messposition gemittelt werden. Auch für diese Aufgabe wurde ein Rechnerprogramm in MathLab geschrieben. Am Bildschirm konnte beim Mitteln der Kurven wieder geprüft werden, ob das Ergebnis der Mittelung zufriedenstellend war (siehe Abb. 4.6, oben).

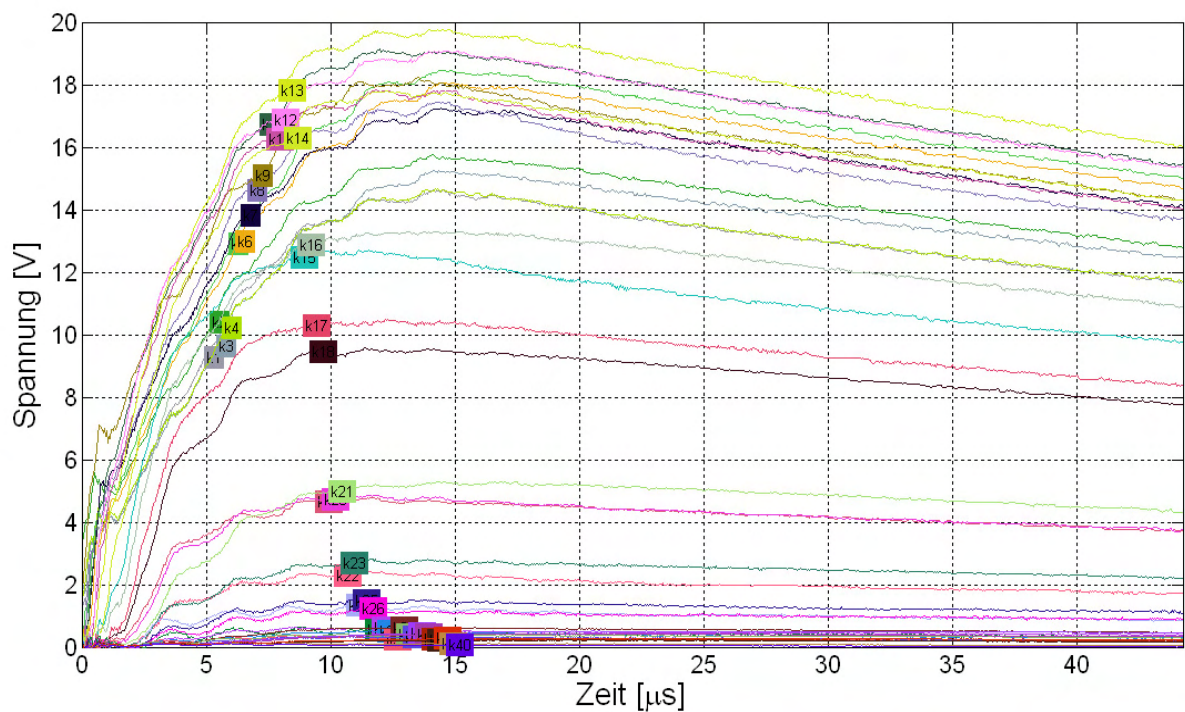
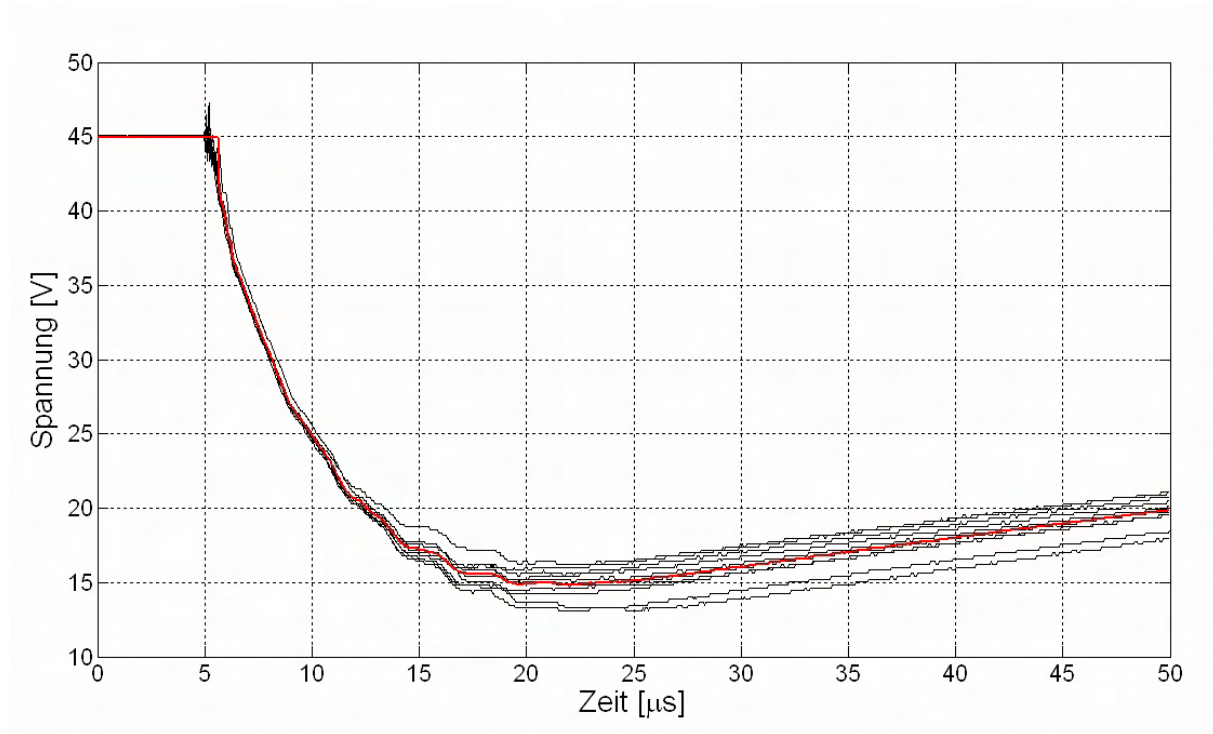


Abbildung 4.6: Mittelung von 10 Lichtkurven (oben). Aus der Subtraktion der Kontinuums-Lichtkurven von den Brutto-Lichtkurven entstanden 41 Lichtkurven der ersten Funkenschicht für die Spektrallinie $\lambda = 504,5 \text{ nm}$ (unten)

4.3.1.5 Spektrallinienbereinigung

Nach Beendigung aller zuvor beschriebenen Arbeitsschritte wurden für jede Messposition der 1. Schicht bei z_F die zugehörige Kontinuums-Lichtkurve von der Brutto-Lichtkurve subtrahiert. So ergaben sich 41 Lichtkurven für die Spektrallinie $\lambda = 504,5 \text{ nm}$ (siehe Abb. 4.6, unten).

4.3.1.6 Glätten der mittleren Lichtkurven

Wie man Abbildung 4.6, unten entnimmt, sind die Lichtkurven von Wellen und anderen Signalen mehr oder weniger stark überlagert. In [19] wurde gezeigt, dass diese Signale reine Störsignale sind. Zur Beseitigung der Störsignale bzw. zur Glättung der Lichtkurven wurde ein entsprechendes Tool in MathLab verwendet.

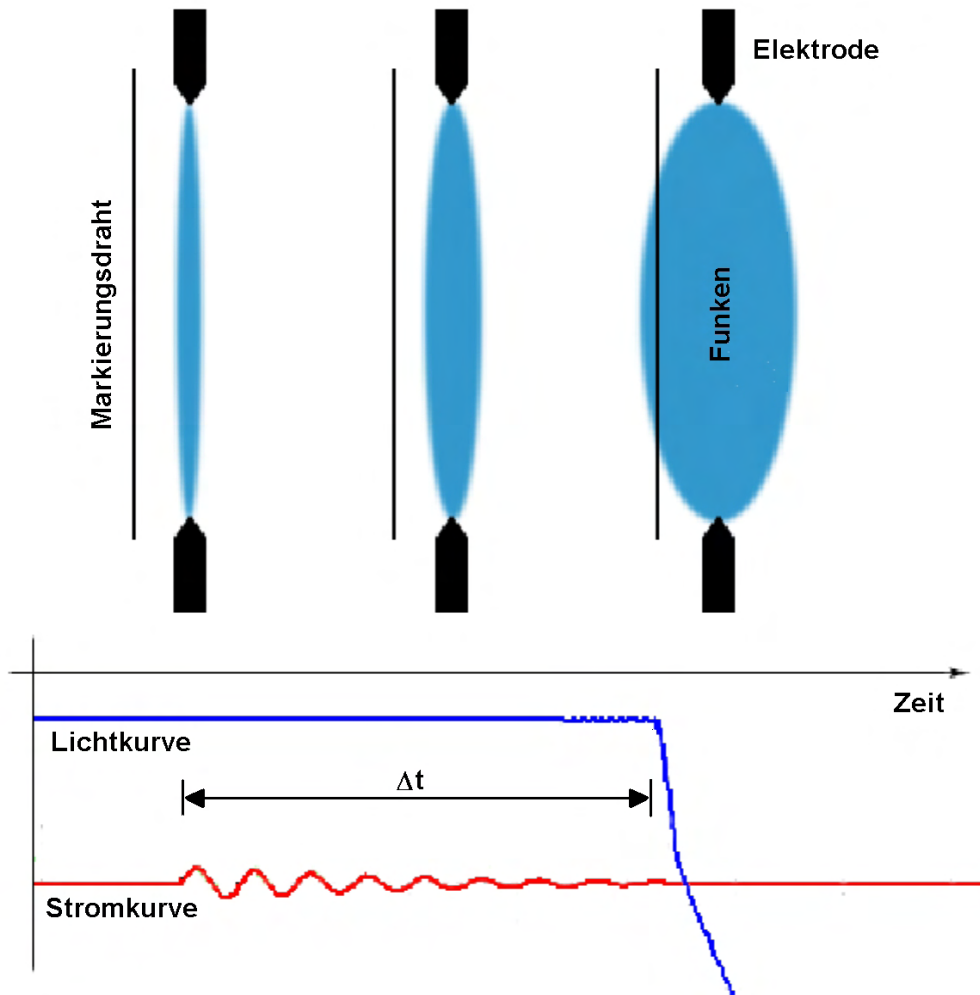


Abbildung 4.7: Entstehung des Zeitversatzes Δt : Der Eintrittspalt des Monochromators, dessen relative Position zur Funkenachse durch den Schattenwurf des Markierungsdrahtes gegeben ist, wird erst dann von Funkenlicht beleuchtet, wenn der Funkenradius einen bestimmten Wert erreicht hat. Bis zum Erreichen dieses Mindestradius', der durch die Messposition y_F bestimmt ist, vergeht die Zeit Δt .

4.3.1.7 Zeitkorrektur aller mittleren Lichtkurven

Je nach Messposition y_F vergeht eine gewisse Zeit Δt bis das Licht des Funkenkanals den Eintrittsspalt des Monochromators erreicht und die Lichtkurve anzusteigen beginnt. Abbildung 4.7 veranschaulicht diese Gegebenheit. Für die Richtigkeit der Ergebnisse bzw. für die spätere Durchführung der Abel-Integration (siehe Gleichung (2.8)) ist die Größe Δt fundamental wichtig. Durch die Überlagerung der Lichtkurven mit Störungen war zwar eine genaue Bestimmung des Anstiegsbeginns der Lichtkurven und damit der Δt nicht direkt möglich. Ungefähr konnten die Δt schon über die Verschiebungen der Lichtkurven auf t_0 (Abschnitt 4.3.1.3) bestimmt werden. In [19] wurden die Δt in Abhängigkeit von der Messposition mit Hilfe der aufgenommenen Wischbilder und verschiedenen anderen Methoden in besserer Näherung ermittelt. Diese Abhängigkeit wurde hier benutzt, um die Δt zu rekonstruieren. Dazu wurden zunächst alle mittleren Lichtkurven auf ein und denselben zeitlichen Nullpunkt verschoben. Anschließend wurde jede Lichtkurve so auf der Zeitachse verschoben, dass sich die Δt gemäß der Abhängigkeit aus [19] für jede Messposition ergaben. Auch diese Aufgabe wurde wieder über ein Rechnerprogramm abgearbeitet und anschließend visuell am Bildschirm kontrolliert. In Abbildung 4.8, oben ist das Ergebnis dieser Bemühungen gezeigt.

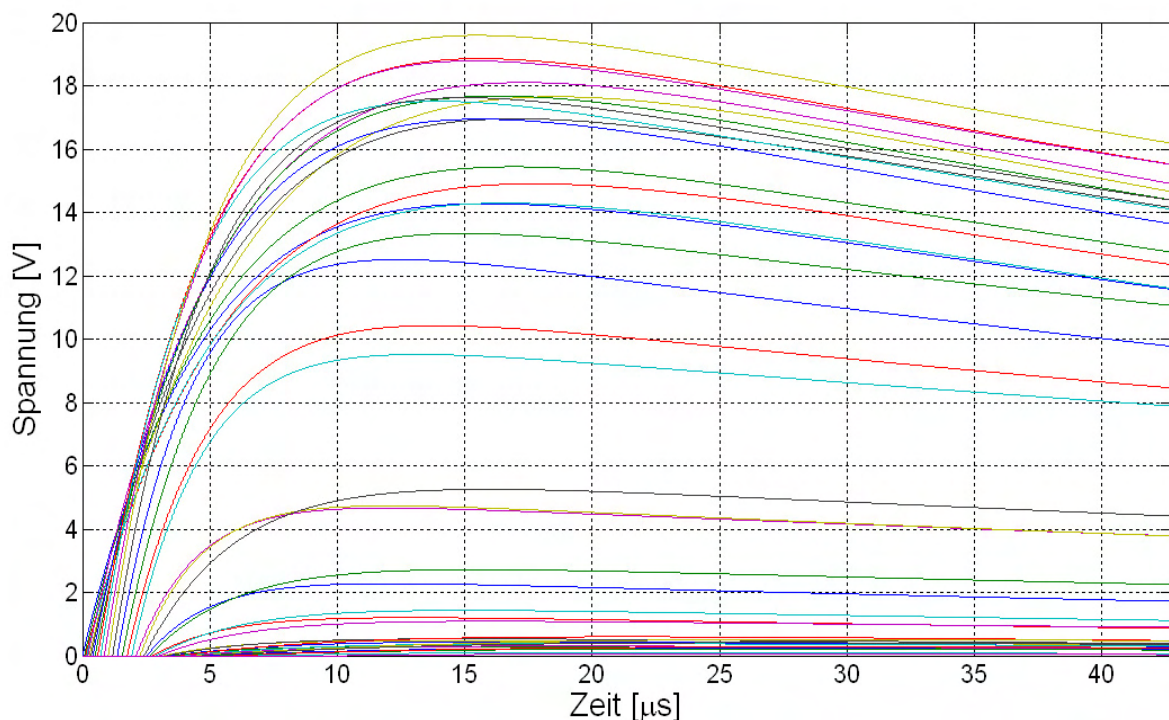


Abbildung 4.8: Die Lichtkurven nach Glättung und Δt -Korrektur. Es ist erkennbar, dass das Maximum der gemessenen Lichtintensität bei $\lambda = 504,5 \text{ nm}$ bei zentraler Messposition niedriger ist als bei manchen der weiter außen liegenden Messpositionen.

4.3.2 Berechnung der Emissionskoeffizienten

Der komplizierteste Schritt bei der Temperaturbestimmung im Funken ist die Berechnung der zeit- und funkenradiusabhängigen Emissionskoeffizienten. Dazu muss das Integral (2.8) bzw. die Rekursionsformel (2.11) für jeden Zeitpunkt gelöst werden. Aus den gemessenen 41 Lichtintensitätsverläufen entstehen so 41 zeitliche Verläufe der Emissionskoeffizienten von allen 41 Funkenradien der 1. Funkschicht bei $z_F = 0$ mm. In [19] wurde das Scheitern der Auswertung in einem Fehler an dieser Stelle vermutet. Deshalb wurde erneut ein Rechnerprogramm in MathLab geschrieben, welches diese komplizierte Operation mit den 41 Lichtkurven durchführte. In den folgenden Abbildungen 4.9 bis 4.12 sind die Ergebnisse für verschiedene Zeitpunkte dargestellt.

Im Gegensatz zu den Ergebnissen in [19] erscheinen die berechneten Emissionskoeffizienten $\varepsilon(r, t)$ sinnvoll. In [4] ergaben sich ähnliche Resultate. Die zeitlich Entwicklung von $\varepsilon(r, t)$ durchläuft im Wesentlichen drei Phasen. Die erste Phase umfasst die sehr starke Funkenkanalheizung während der ersten Stromhalbwelle, also in den ersten rund 1000 ns. In den Abbildungen 4.9, 4.10, oben und 4.11 ist diese Phase dargestellt. Der Funkenkanalradius und $\varepsilon(r, t)$ wachsen stetig in diesen ersten 1000 ns nach Funkenzündung, wobei gleichzeitig der Druck im Funkenkanal in dieser Zeitspanne von rund 15 bar auf 2,5 bar fällt (Abb. 4.13). Der Grund für den Druckabfall liegt in der überschallschnellen Expansion des Funkenkanals. Da $\varepsilon(r, t)$ trotz des starken Druckabfalls wächst, muss die Temperatur stark ansteigen. Ab etwa 200 ns nach Funkenzündung beginnt die Ausbildung eines Ringes hellerer ε , der mit wachsendem Funkenkanalradius mit nach außen wandert und sich dabei weiter ausprägt.

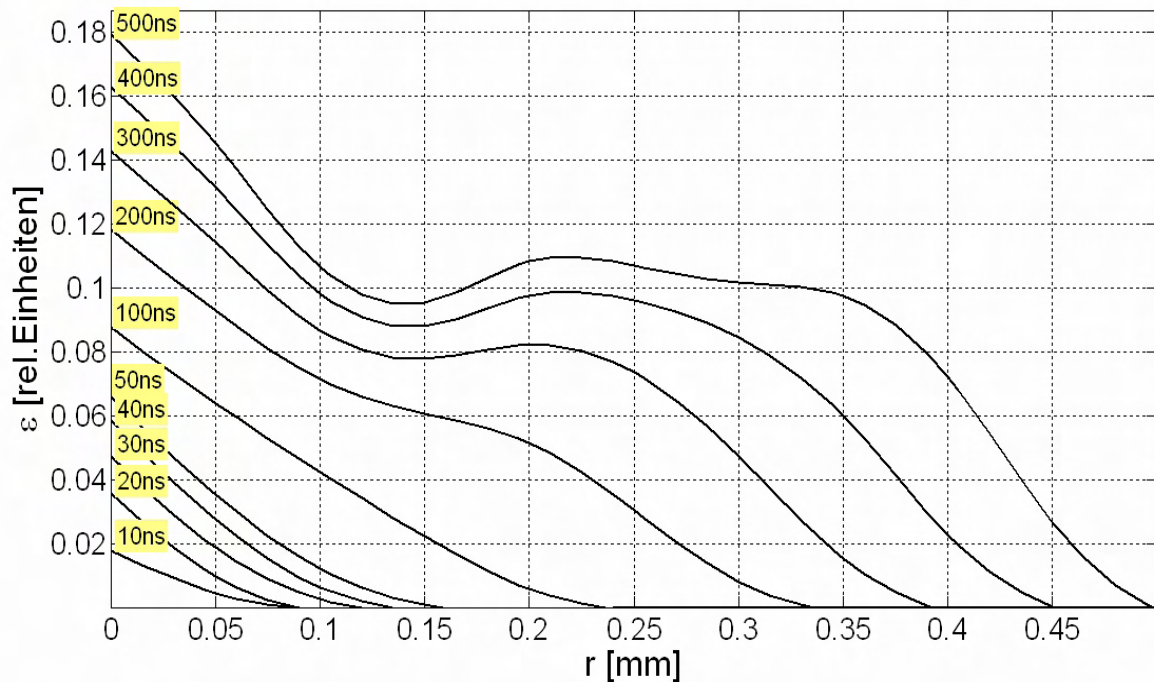


Abbildung 4.9: Entwicklung des Emissionskoeffizienten $\varepsilon(r, t)$ in der Zeit von 0 ns bis 500 ns nach Funkenzündung.

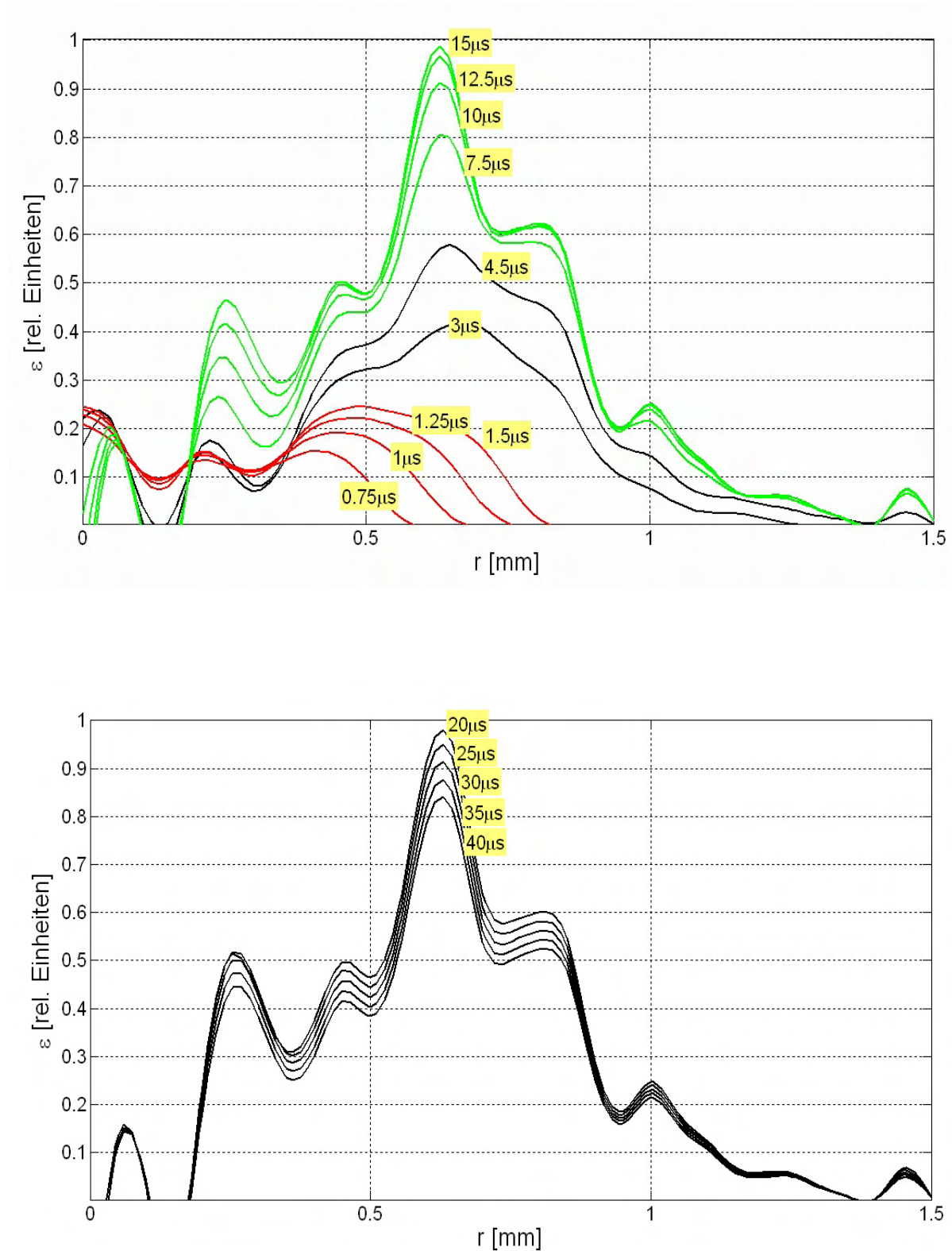


Abbildung 4.10: Entwicklung des Emissionskoeffizienten $\varepsilon(r, t)$ in der Zeit von $0,75 \mu\text{s}$ bis $15 \mu\text{s}$ nach Funkenzündung (oben) sowie in Zeit von $20 \mu\text{s}$ bis $40 \mu\text{s}$ nach Funkenzündung (unten).

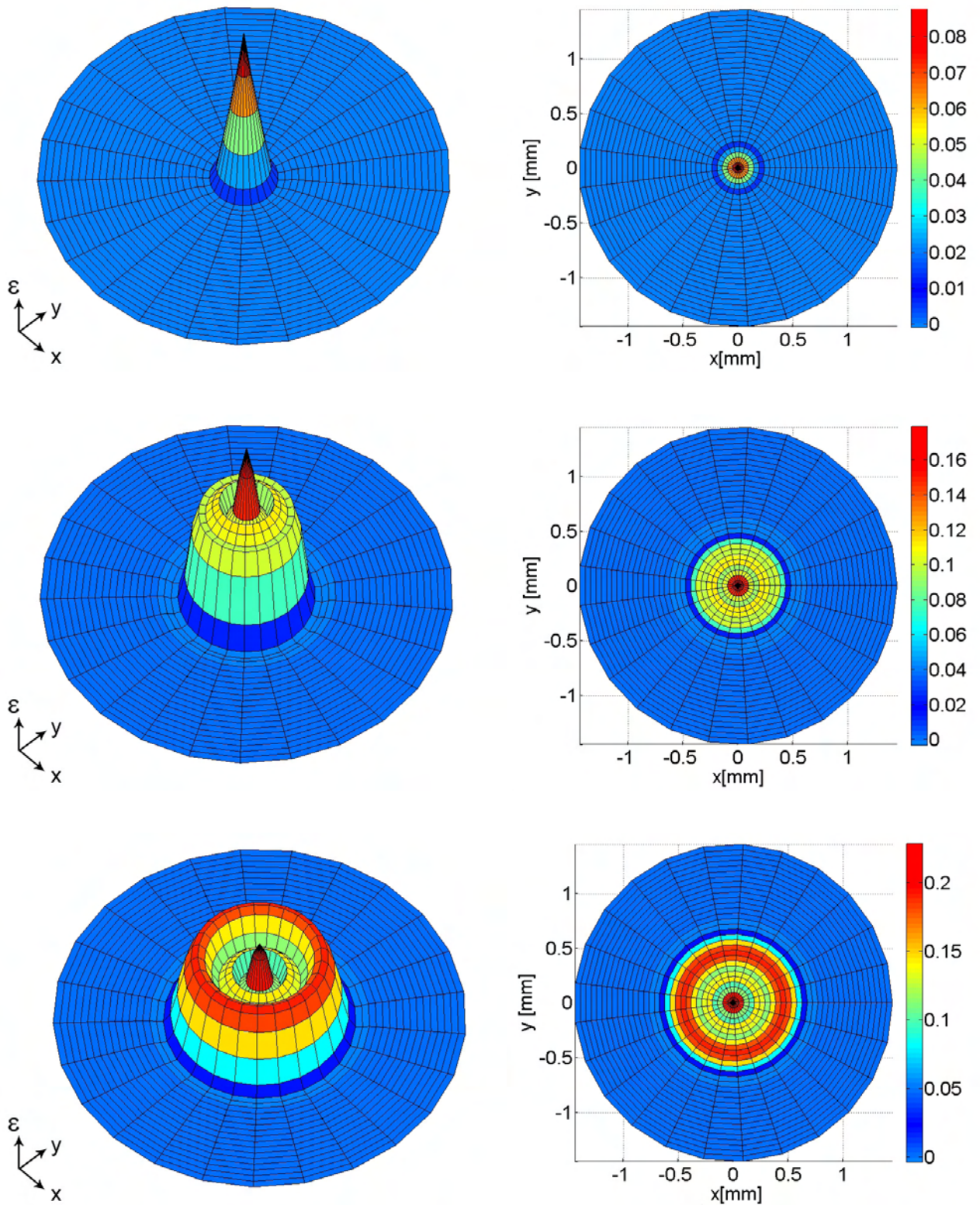


Abbildung 4.11: Entwicklung des Emissionskoeffizienten $\varepsilon(r, t)$ in einer farbskalierten 3D-Ansicht bei $t = 0, 1 \mu\text{s}$, $t = 0,5 \mu\text{s}$ und $t = 1 \mu\text{s}$.

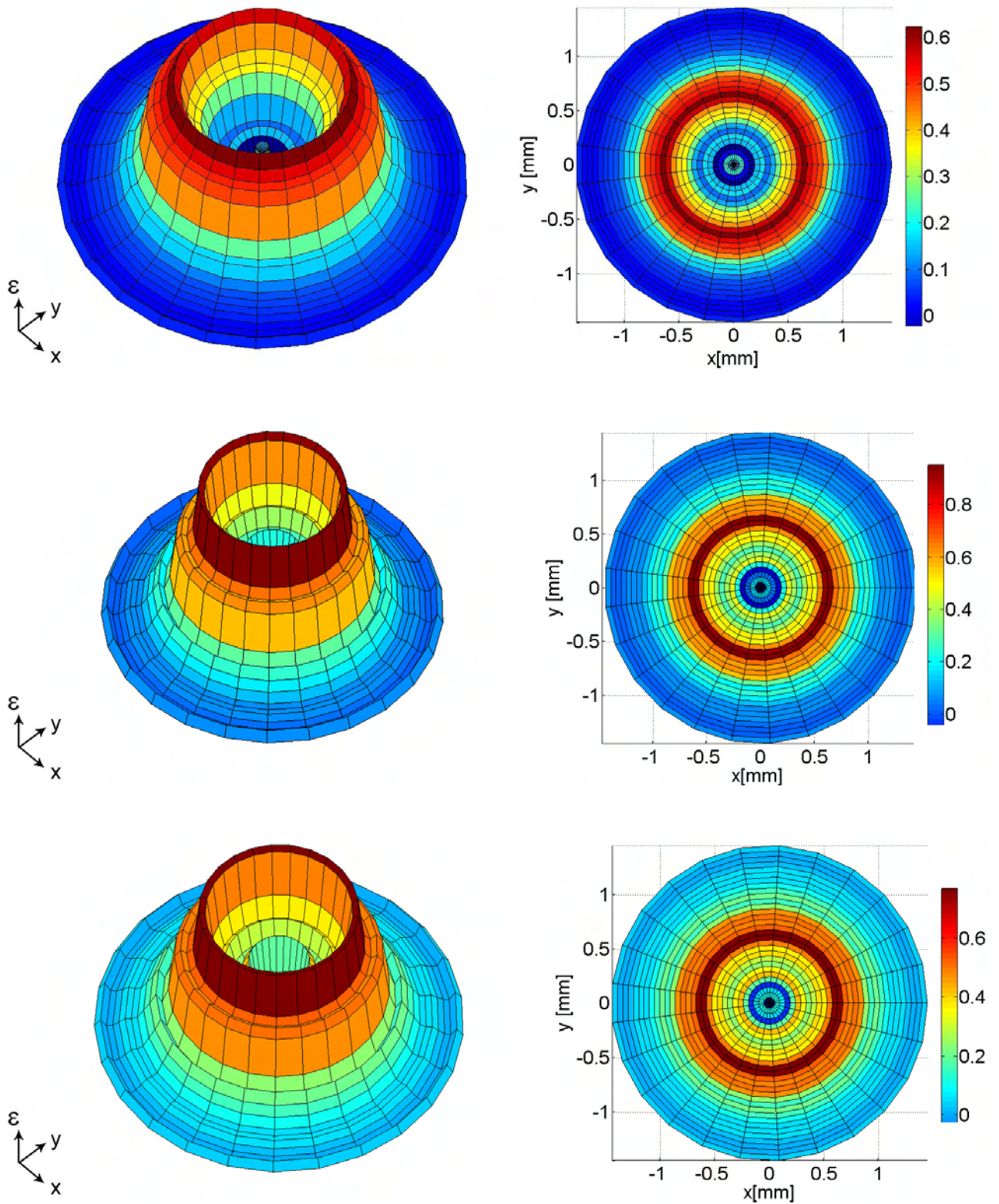


Abbildung 4.12: Entwicklung des Emissionskoeffizienten $\varepsilon(r, t)$ in einer farbskalierten 3D-Ansicht bei $t = 5 \mu\text{s}$, $t = 15 \mu\text{s}$ und $t = 44 \mu\text{s}$.

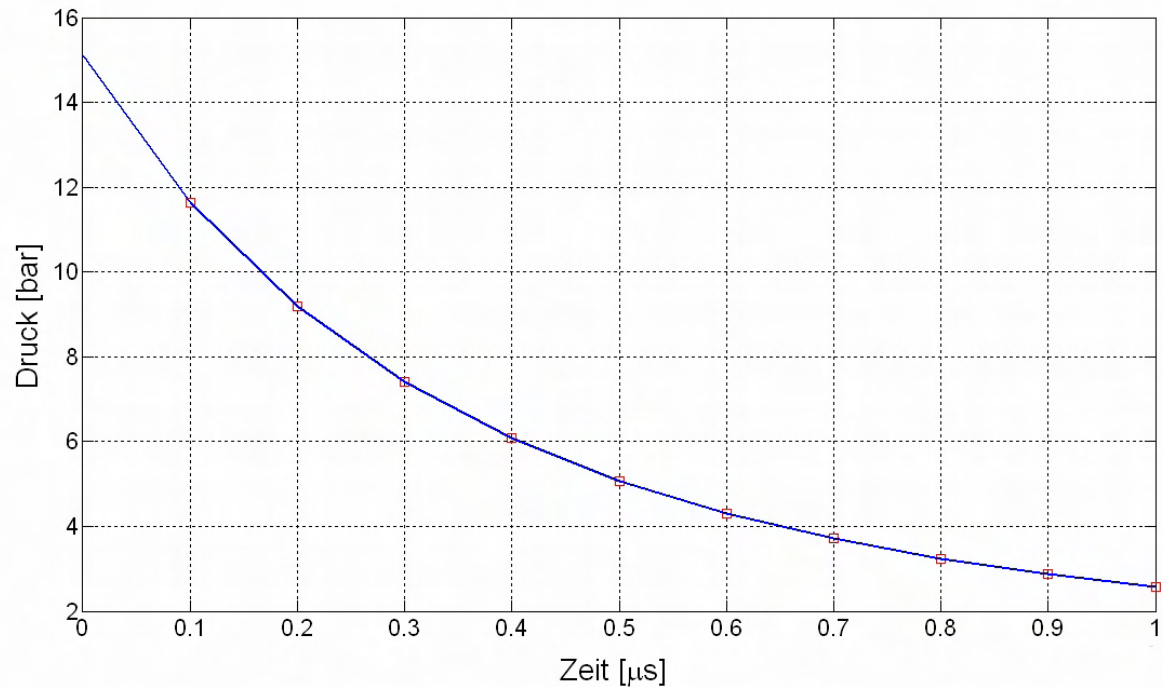


Abbildung 4.13: Druckentwicklung im Funkenkanal für die Zeit von $0 \mu\text{s}$ bis $1 \mu\text{s}$ nach Funkenzündung gemäß [19].

Die zweite Phase der Funkenentwicklung fällt in die Zeit von $1 \mu\text{s}$ bis $15 \mu\text{s}$. Während dieser Zeit expandiert der Funke weiter, wobei sich die Aufweitungsgeschwindigkeit stetig bis auf Null verringert. Die Lichtemission bei $\lambda = 504,5 \text{ nm}$ erreicht $15 \mu\text{s}$ nach Funkenzündung ihr Maximum. Der Energieeintrag in den Funken ist zu diesem Zeitpunkt nur noch sehr gering (kleine Stromwellen ab 5. Kästchen von links in Abb. 4.2 und 4.3), so dass dieser den Energieverlust durch Wärmestrahlung gerade noch ausgleichen kann. Während der zweiten Phase der Funkenentwicklung bildet sich ein deutliches Maximum bei $\varepsilon(r, t)$ aus, welches sich etwa im Abstand von $r = 0,6 \text{ mm}$ vom Funkenzentrum befindet (Abb. 4.10, oben und 4.12). Das bedeutet, dass während dieser Phase in diesen Abstand die optimale Anregungstemperatur für die Spektrallinie $\lambda = 504,5 \text{ nm}$ herrscht.

Die dritte Phase der Funkenentwicklung ist durch das Ende des Energieeintrages bzw. durch die Funkenabkühlung geprägt. Die $\varepsilon(r, t)$ -Kurven sinken allmählich (Abb. 4.10, unten und 4.12). Leider liegen nur Daten bis zum Zeitpunkt $t = 44 \mu\text{s}$ vor, so dass eine weitere Verfolgung der Funkenentwicklung vorerst nicht möglich ist. Zugunsten höherer Zeitauflösung am Anfang der Funkenentwicklung wurde auf die Erfassung der Entwicklung nach $t = 44 \mu\text{s}$ verzichtet. Der Funke selber dauert einige Millisekunden. Wie wenige Messungen mit langer Messdatenerfassung zeigten, verläuft der Abfall der Lichtintensität exponentiell. In nachfolgenden Arbeiten kann auf die späteren Stadien der Funkenentwicklung extrapoliert werden.

4.3.3 Temperaturbestimmung

Eine direkte Temperaturbestimmung aus den gemessenen $\varepsilon(r, t)$ und $p(t)$ konnte nicht für alle Messdaten erfolgen. Der Grund dafür ist, dass es gemessene Datenpaare $\varepsilon(r, t)$ und $p(t)$ gibt, für die sich keine Temperatur aus der theoretisch ermittelten Tabelle finden lassen. Entweder ist $\varepsilon(r, t)$ zu groß oder $p(t)$ zu klein. Daraus folgt, dass entweder die Druckmessung oder die $\varepsilon(r, t)$ -Bestimmung oder die Berechnung der Tabelle fehlerhaft ist. Eine Untersuchung dieser möglichen Fehlerquellen ergab, dass mit hoher Wahrscheinlichkeit der in Abschnitt 4.3.1.2 verwendete Kalibrierfaktor falsch ist, d. h. die zu Beginn der Messungen durchgeführte Kalibrierung des Monochromator/Photomultiplier-Systems falsch war. Diese Kalibrierung sollte zu einem späteren Zeitpunkt nochmals durchgeführt werden.

Die zeit- und orts aufgelöste Temperaturbestimmung $T(r, t)$ in der ersten Funkenschicht war aber mit Hilfe des so genannten Normtemperaturverfahrens möglich, welches auf Seite 6 erwähnt ist. In Abbildung 4.14 ist $\varepsilon(p, T)$ als Funktion von Druck p und Temperatur T in einem 3D-Diagramm aufgetragen. Wie man in der Grafik erkennt, hat der Temperaturverlauf von $\varepsilon(p, T)$ für einen gegebenen aber beliebigen Druckwert stets ein Maximum, d. h. es existiert für einen gegebenen Druck immer eine optimale Anregungstemperatur (Normtemperatur) für $\lambda = 504,5 \text{ nm}$.

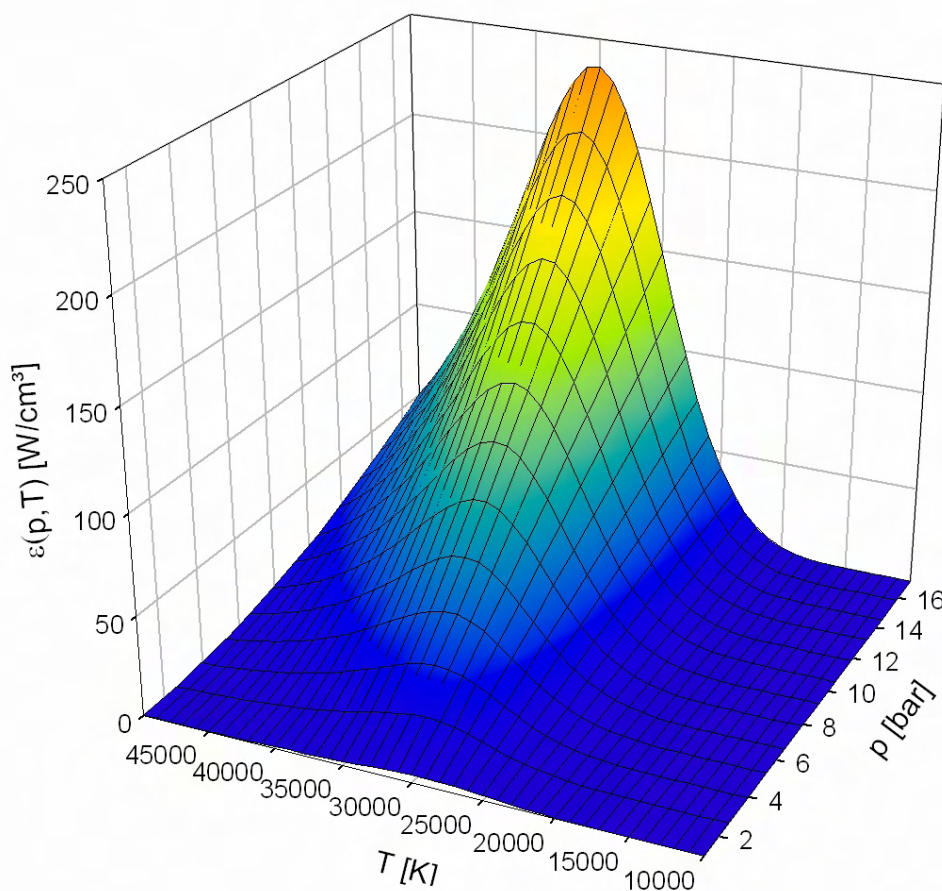


Abbildung 4.14: Emissionskoeffizient $\varepsilon(p, T)$ für $\lambda = 504,5 \text{ nm}$ als Funktion von Druck und Temperatur.

Wenn nun der gemessene $\varepsilon(r)$ -Verlauf für einen Zeitpunkt t ein Maximum zeigt und gleichzeitig der Druck $p(t)$ im Funkenkanal zu diesem Zeitpunkt bekannt ist, muss in diesem Maximum die optimale Anregungstemperatur herrschen, die man der in Abbildung 4.14 dargestellten, theoretisch abgeleiteten $\varepsilon(p, T)$ -Tabelle entnehmen kann. Kennt man einmal die Temperatur im Maximum einer gemessenen $\varepsilon(r)$ -Kurve, so können alle anderen Temperaturen des Verlaufes ebenfalls der genannten Tabelle entnommen werden.

Wie man Abbildung 4.10 entnimmt, zeigen die gemessenen $\varepsilon(r)$ -Verläufe alle mehr oder weniger stark ausgeprägte Maxima, zumindest für die Zeit oberhalb $1 \mu\text{s}$. Mit der beschriebenen Methode konnte deshalb die zeitliche Entwicklung der Temperatur in der ersten Funken-schicht ab $1 \mu\text{s}$ nach Funkenzündung räumlich aufgelöst abgeleitet werden. Mit Hilfe dieses Ergebnisses war auch die Rekonstruktion der Temperaturentwicklung zu früheren Zeitpunkten möglich.

In den nachfolgenden Abbildungen 4.15, 4.16 und 4.17 sind die räumlichen Temperaturverteilungen im Funken für die Zeitpunkte $t = 0, 1 \mu\text{s}, 0, 5 \mu\text{s}, 1 \mu\text{s}, 5 \mu\text{s}, 15 \mu\text{s}$ und $44 \mu\text{s}$ in Form von 3D-Digrammen dargestellt. Wenn man diese Abbildungen betrachtet, erkennt man eindeutig eine zeitliche Temperaturentwicklung in der ersten Schicht des Funkens bei $z_F = 0 \text{ mm}$: Innerhalb der ersten Mikrosekunde nach Funkenzündung findet eine heftige Aufheizung und Expansion des Funkens statt. Danach erfolgt bis zum Zeitpunkt $t = 15 \mu\text{s}$ nach Funkenzündung eine weitere Aufheizung des Funkenkanals, die in einer Maximaltemperatur von rund $T \approx 50.000 \text{ K}$ gipfelt. Während dieser Zeit expandiert der Funken weiter, wobei die Expansionsgeschwindigkeit mit fortschreitender Zeit immer kleiner wird. Oberhalb $t = 15 \mu\text{s}$ beginnt die Abkühlung des Funkens, die nach etwa 1 ms endet.

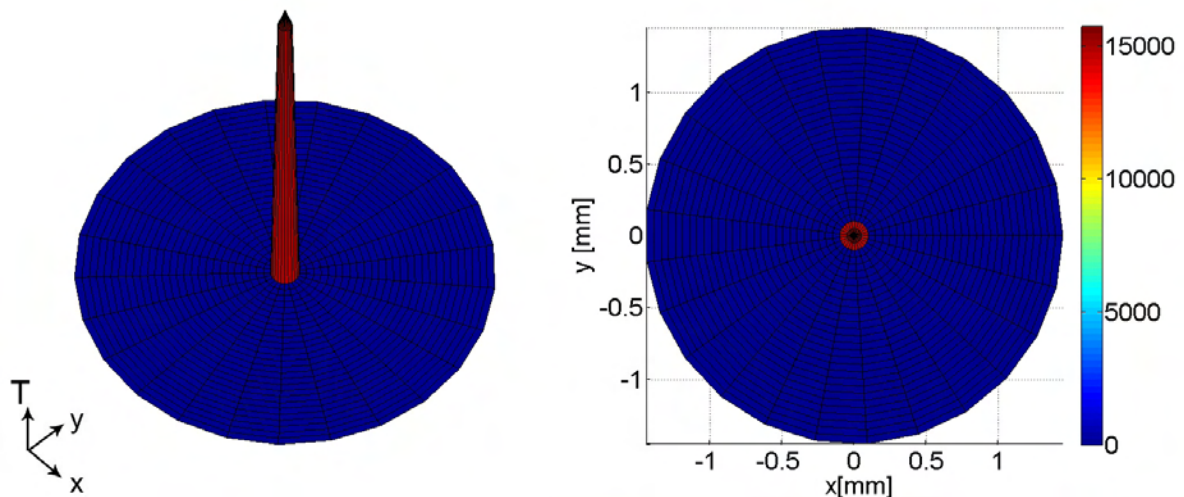


Abbildung 4.15: Entwicklung der Temperatur im Funken in einer farbskalierten 3D-Ansicht bei $t = 0, 1 \mu\text{s}$.

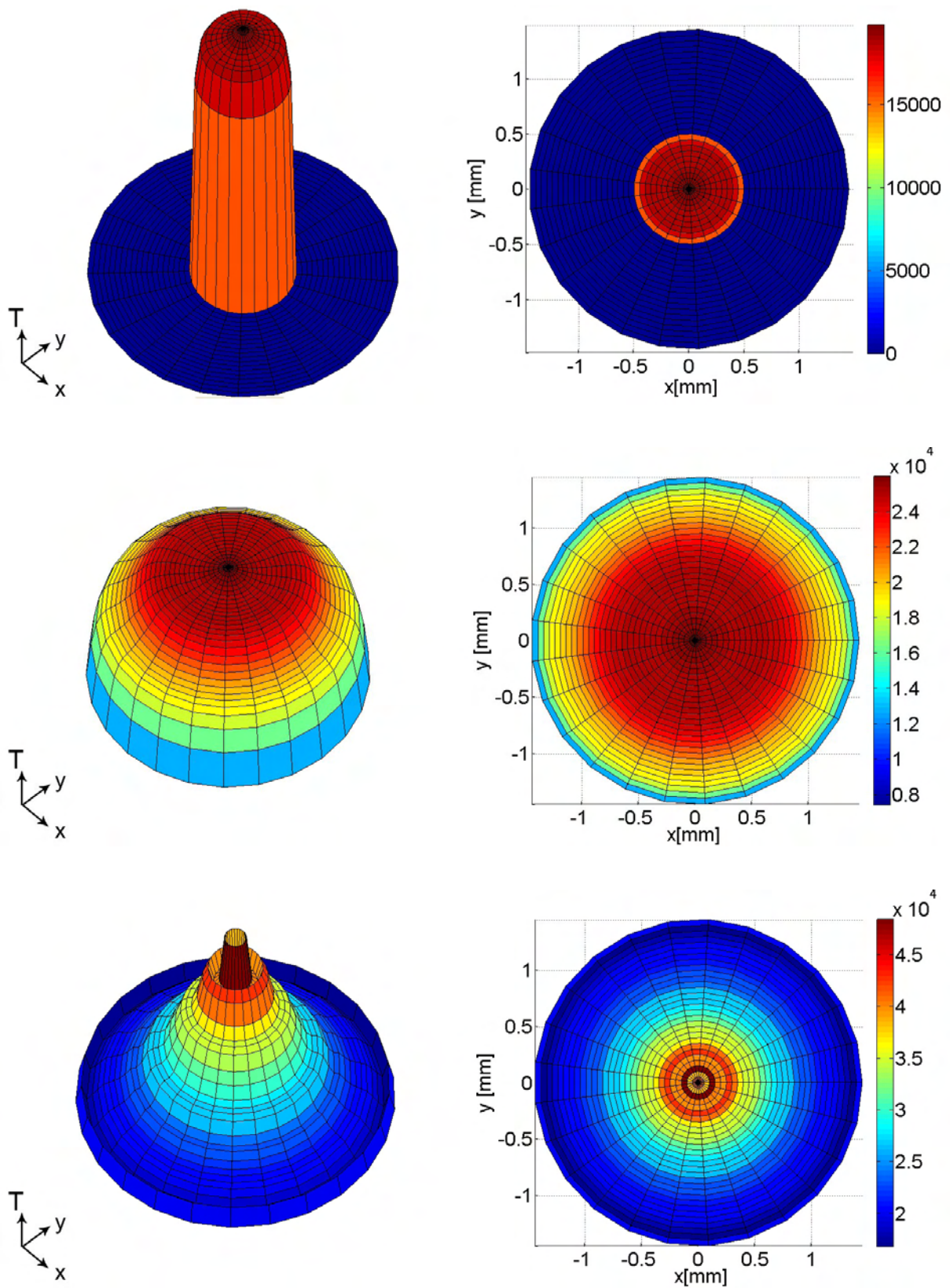


Abbildung 4.16: Entwicklung der Temperatur im Funken in einer farbskalierten 3D-Ansicht bei $t = 0,5 \mu\text{s}$, $t = 1 \mu\text{s}$ und $t = 5 \mu\text{s}$.

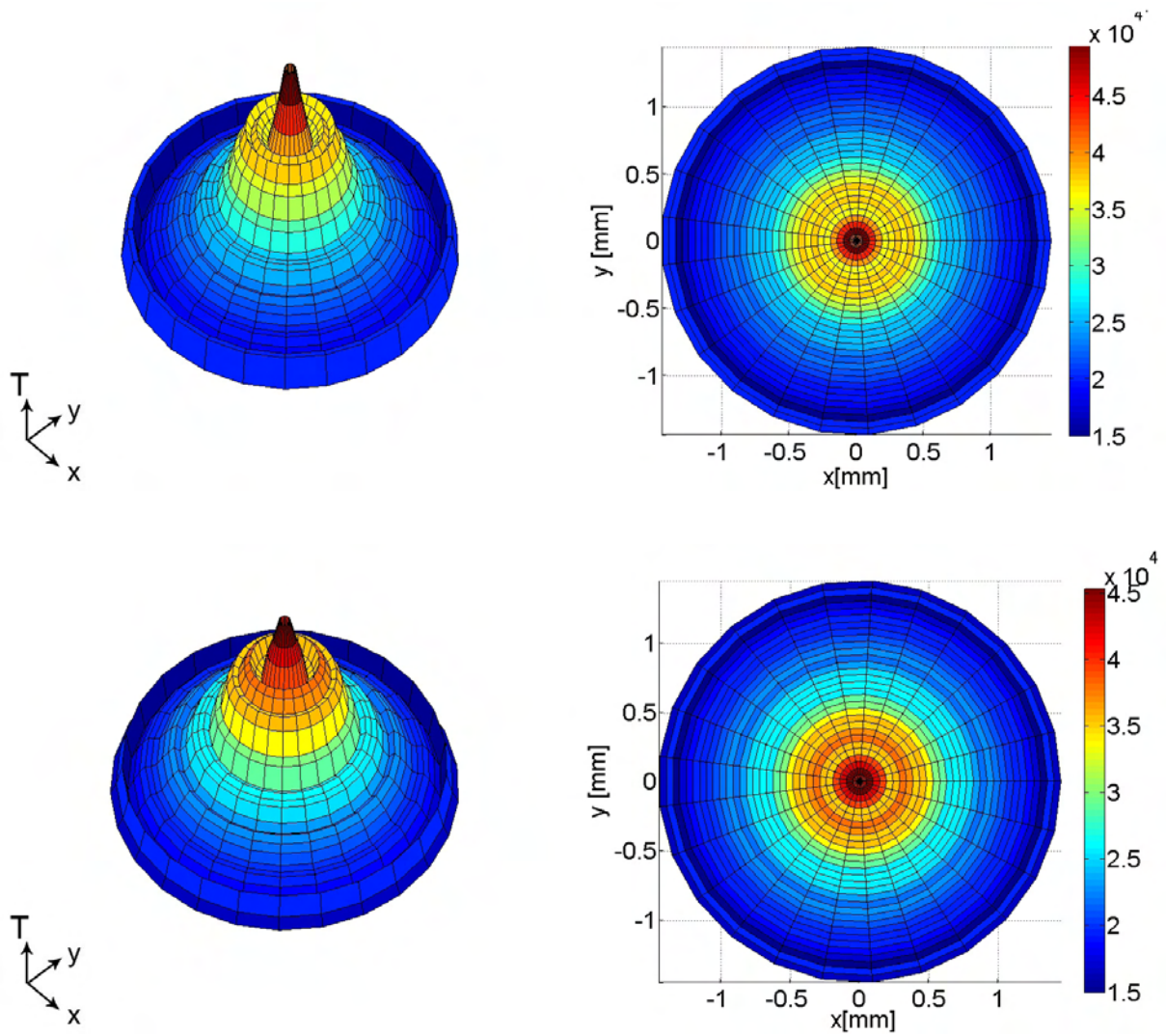


Abbildung 4.17: Entwicklung der Temperatur im Funken in einer farbskalierten 3D-Ansicht bei $t = 15 \mu\text{s}$ und $t = 44 \mu\text{s}$.

Kapitel 5

Diskussion der Ergebnisse und Ausblick

5.1 Diskussion der Ergebnisse

Die in den vorigen Abschnitten 4.3.2 und 4.3.3 vorgestellten Ergebnisse sind weitgehend plausibel und ähneln Ergebnissen anderer Autoren [4, 16–18]. Alle weiteren Ausführungen hinsichtlich Temperatur beziehen sich lediglich auf die 1. Schicht des Funkens bei $z_F = 0$ mm.

5.1.1 Erste Phase der Funkenentwicklung

Die erste Phase der Funkenkanalentwicklung umfasst die Zeitspanne von $0 \mu\text{s}$ bis ca. $1 \mu\text{s}$ nach Funkenzündung. In dieser Zeit fließt die erste Stromhalbwelle durch den Funken. Die Folge davon ist eine sehr starke Aufheizung der Luft im Funkenkanal. Zu Beginn dieser Phase der Funkenentwicklung baut sich ein hoher Druck von ca. 17 ± 3 bar im Entladungskanal auf, der zu einer überschnallschnellen Expansion des Funkenkanals führt. Durch diese Expansion fällt der Druck im Funkenkanal bis zum Ende der ersten Phase bis auf etwa 2 bar ab.

5.1.2 Zweite Phase der Funkenentwicklung

Die zweite Phase der Funkenkanalentwicklung umfasst die Zeitspanne von $1 \mu\text{s}$ bis ca. $15 \mu\text{s}$ nach Funkenzündung. Der Druck fällt während dieser Zeitspanne weiter langsam ab und erreicht bei etwa $t \approx 8 \mu\text{s}$ das Niveau des Umgebungsdruckes. Der Funkenkanal expandiert weiter auf einen Maximaldurchmesser von $D \approx 3,5$ mm wobei sich die Expansionsgeschwindigkeit zunehmend abschwächt. Die Temperatur steigt bis zum Ende dieser Phase weiter an, da noch immer Energie eingetragen wird. Dieser Energieeintrag nimmt aber im Zeitverlauf immer weiter ab, bis er schließlich bei $t \approx 15 \mu\text{s}$ durch den zunehmenden Energieverlust (hauptsächlich durch Strahlung) ausgeglichen wird.

5.1.3 Dritte Phase der Funkenentwicklung

Die dritte Phase der Funkenkanalentwicklung ist definiert durch die Zeit oberhalb $15 \mu\text{s}$ nach Funkenzündung. Mit Beginn der dritten Phase der Funkenentwicklung setzt die Abkühlung des Funkens ein. Die Temperatur im Funken sinkt allmählich. Nach rund 1 ms ist der Funken vollends erloschen.

5.1.4 Qualität der Ergebnisse

Wie eingangs erwähnt wurde, ist vermutlich ein Fehler bei der Kalibrierung des Monochromator/Photomultiplier-System gemacht worden. Die aus den Messungen abgeleiteten $\varepsilon(r, t)$ sind etwa um einen Faktor 30 zu groß, d. h. der bei dieser Arbeit (Abschnitt 4.3.1.2) verwendete Kalibrierfaktor $f_c = 8,593 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{V})$ dürfte eher $f_c \approx 0,3 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{V})$ betragen. Sollte der verwendete Kalibrierfaktor doch stimmen, muss zwangsläufig ein Fehler im Rechner-Programm sein, welches die Tabellen $\varepsilon(p, T)$ berechnet hat. Da der Verlauf und die Größenordnung der Tabellenwerte aber korrekt sind und auch der Verlauf der gemessenen $\varepsilon(r, t)$ von anderen Autoren gefunden wurden, spricht vieles dafür, dass die Kalibrierung falsch ist. Eine erste Überprüfung weist auch in diese Richtung. Aufgrund der Existenz des Normtemperaturverfahrens ist die Fehlkalibrierung aber nicht von Bedeutung für die Qualität der Messergebnisse bzw. für einen Fehler aufgrund falscher $\varepsilon(r, t)$. Mit Hilfe dieses Verfahrens genügt die Kenntnis des $\varepsilon(r, t)$ -Verlaufes, um die zugehörige Temperatur (bei bekanntem Druck) ableiten zu können. Mit dem Normtemperaturverfahren kann man das Monochromator/Photomultiplier-System gewissermaßen nachkalibrieren. Der Messfehler, der aufgrund der $\varepsilon(r, t)$ -Messung in die Temperaturbestimmung eingeht, sollte nicht größer als 3% sein.

Einen größeren Fehler in den ermittelten Temperaturen handelt man sich über die Druckbestimmung ein. Die Unsicherheit in der Druckbestimmung kann bis zu 20% betragen, was sich auf die Temperaturbestimmung in leicht abgeschwächter Form überträgt.

Insgesamt ist ein Fehler von maximal 15% für die hier durchgeführte Temperaturbestimmung realistisch.

5.2 Ausblick

5.2.1 Was noch zu tun ist

Die umfangreiche Arbeit an diesem Projekt hat aufgezeigt, welche Fehler vorliegen und was besser gemacht werden könnte. Diese Punkte werden im Folgenden stichpunktartig abgehandelt:

1. Zunächst muss die Kalibrierung des Monochromator/Photomultiplier-Systems wiederholt werden.

2. Eine Überprüfung der Rechner-Programme zur $\varepsilon(p, T)$ -Berechnung erscheint ebenfalls sinnvoll.
3. Die Auswertung der Schichten $z_F = 1 \text{ mm}$ bis $z_F = 5 \text{ mm}$ muss durchgeführt werden, um die Temperaturverteilung und -entwicklung für den ganzen Funken darstellen zu können.

5.2.2 Verbesserungsvorschläge

Während der Arbeit an diesem Projekt ergaben sich auch immer wieder neue Ideen für Verbesserungen. Auch diese sollen in Form von Stichpunkten abgehandelt werden:

1. Sofern die gemessenen Intensitätskurven $I(y, z, t)$ vorliegen, könnte man für beliebige definierte Zeitpunkte $I(y, z, t)$ über y auftragen und einen Fit durch diese Messpunkte legen. Mit Hilfe des Fits könnten dann deutlich mehr als 41 y_F -Schritte erzeugt werden, was zu einer wesentlichen höheren Genauigkeit führen sollte.
2. Es sollte über Alternativen zur Druckbestimmung gemäß Formel (2.12) nachgedacht werden, da wegen der Ungenauigkeit der Methode ein großer relativ Fehler in Kauf genommen werden muss.
3. Weiterhin wäre es für zukünftige Messungen sinnvoll, die Brutto-Lichtkurven und die Kontinuums-Lichtkurven parallel zu messen. Dies wurde schon in [19] vorgeschlagen und ließe sich mit einem Strahlteiler und einem 2. Photomultiplier bewerkstelligen. Man würde auf diese Art und Weise die halbe Messzeit einsparen. Außerdem bezögen sich beide Messungen auf ein und denselben Funken.

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 H₂ 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] H. OTT: *Untersuchung der umgesetzten Energie in Funkenentladungen einer Mindestzündenergieanlage für Stäube*, Berufsgenossenschaft Nahrungsmittel und Gaststätten, Mannheim, 1992.

- [13] 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.
- [14] I. SANDER: *Örtlich und zeitlich aufgelöste Spektroskopie an Vorentladungskanälen in Stickstoff*, Dissertation, Institut für angewandte Physik der Universität Hamburg, 1975.
- [15] H. SCHIEBLER: *Private Mitteilung*, Forschungsgesellschaft für angewandte Systemsicherheit und Arbeitsmedizin e. V., 2007.
- [16] H. THOLL: *Spektroskopische Messung des zeitlichen Verlaufs der radialen Dichte- und Temperaturverteilung in einem Wasserstofffunken*, Zeitschrift für Naturforschung, **22 a**, 1068-1088, 1967.
- [17] 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.
- [18] H. THOLL: *Thermalisierung und zeitliche Entwicklung der Elektronendichte und Temperatur von Funkenkanälen in Wasserstoff*, Zeitschrift für Naturforschung, **25 a**, 420-429, 1970.
- [19] T. VOSKOBOYNIKOVA: *Optische Temperaturmessung an Entladungsfunken im Hinblick auf deren Zündwirksamkeit bei Staubexplosionen*, Projektarbeit, Fachhochschule Mannheim und Forschungsgesellschaft für angewandte Systemsicherheit und Arbeitsmedizin, 2007.