

Bachelorarbeit

Bestimmung der Arbeitscharakteristik eines Proportionalzählers mittels laserinduzierter Gasionisation

Marcus Kaspar

Geb. am 07.08.1985

Studiengang: Mikrotechnologie

Westfälische Hochschule Zwickau
Fachbereich Physikalische Technik/Informatik

Betreuer, Einrichtung:

Dr. Lothar Naumann

Forschungszentrum Dresden-Rossendorf



Prof. Dr. Dietrich Stemmler

Westfälische Hochschule Zwickau

Prof. Peter Hartmann

Westfälische Hochschule Zwickau



Westfälische Hochschule Zwickau
University of Applied Sciences

Abgabetermin: 19.03.2010

Abstract

A laser based test facility for the investigation of gas-filled detectors for nuclear physics purposes is under construction at Forschungszentrum Dresden-Rossendorf. For the first time subpicosecond laser pulses have been focused in a single-wire proportional counter to detect laser-induced electrons. The assembling and first results of the measurements with two different gas mixtures and different fluencies will be presented.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen Mitarbeitern des Forschungszentrums Dresden-Rossendorf danken, die mir mit Rat und Tat zur Seite standen. Besonderer Dank gilt Dr. Fabian Röser und dem FEL-Team um Dr. Wolfgang Seidel für die Bereitstellung eines, für diese Arbeit benötigten, Femtosekunden-Lasersystems und für den zeitlichen Aufwand die dessen Bedienung erforderte. Bedanken möchte ich mich ebenfalls bei Dr. Lothar Naumann für die Unterstützung beim Erstellen dieser Arbeit und bei Steffan Bock für die Bereitstellung zahlreicher Arbeitsmaterialien ohne die das Experiment nicht möglich gewesen wäre.

Weitere Mitglieder des FEL-Teams:

Dr. Stephan Winnerl

Martin Wagner

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis	II	
Abbildungsverzeichnis		
IV		
Tabellenverzeichnis		
V		
1	Motivation	1
2	Grundlagen	2
2.1	Aufbau eines Kernstrahlungsdetektors	2
2.2	Funktionsweise eines coaxialen, gasgefüllten Kernstrahlungsdetektors	2
2.3	Signale eines gasgefüllten, coaxialen Kernstrahlungsdetektors	3
2.4	gasgefüllte Proportionalzähler	5
2.5	Erster Townsend-Koeffizient α	5
2.6	Zweiter Townsend-Koeffizient γ	6
2.7	Multiphotonenionisation	7
2.8	Above-Threshold Ionisation	9
3	Beschreibung des Versuchsaufbaus	10
4	Messungen / Auswertung	14
4.1	Brennweite der fokussierenden Linse	14
4.2	Berechnungen zur Strahlentaille w_0	15
4.3	reale Strahlentaille w_0	16
4.4	Arbeitspunkt des Proportionalzählers	19
4.5	Graufilter	21
4.6	Gasverstärkungsfaktor A	22
4.7	Berechnung des ersten Townsend-Koeffizient α	27
4.8	Bestimmung der Abhängigkeit der Primärelektronenanzahl N_{Pri} von der Energiedichte bei der Strahlentaille w_0	28
4.9	Vergleich der gewonnenen Ergebnisse dieser Arbeit mit einem Referenzexperiment	33
5	Zusammenfassung und Ausblick	36
6	Referenzen	37
7	Selbstständigkeitserklärung	38

Abkürzungsverzeichnis

Symbol	Einheit	Erklärung
E	Vm^{-1}/J	elektrisches Feld/Energie
U	V	elektrische Spannung
r	m	Radius
d	m	Innenradius des Kathodenzyllinders
a	m	Radius des Anodendrahts
I	A	elektrischer Strom
R	Ω (Ohm)	elektrischer Widerstand
Q	As	Ladungsmenge
t	s	Zeit
e^-	As	Elementarladung
N_{Sec}	-	Anzahl der Sekundärelektronen
N_{Ges}	-	Gesamtzahl der Elektronen
N_{Pri}	-	Anzahl der Primärelektronen
α	m^{-1}	erster Townsend-Koeffizient
σ_i	m^2 (cm^2)	Stoßionisationsquerschnitt
N_A	-	Avogadro-Konstante
V_{mol}	$\text{m}^3\text{mol}^{-1}$	Molvolumen des Zählgases halbe Spaltbreite des Spaltes in der Kathode
j	m	
m	m	Außenradius des Kathodenzyllinders
A	-	Gasverstärkungsfaktor
e	-	Eulersche Zahl
γ	-	zweiter Townsend-Koeffizient
$A\gamma$	-	Gasverstärkungsfaktor unter Einfluss von Photoelektronen
E_{Ion}	J	Ionisierungsenergie
E_{Photon}	J	Energie eines Photons
h	Js	Plancksches Wirkungsquantum
ν	Hz	Frequenz
B	-	Atom
B^+	-	Ion
n	-	Anzahl der Photonen
I	Wcm^{-2}	Intensität
σ_n	m^2 (cm^2)	Stoßwirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von n
Γ_n	s^{-1}	n-Photonenionisationsrate

Symbol	Einheit	Erklärung
s	-	Anzahl der beschleunigenden Photonen
m_e	kg	Ruhemasse eines Elektrons
v	ms^{-1}	Geschwindigkeit
Δt	s	Pulsdauer
$\Delta \lambda$	m (nm)	Fluoreszenzbandbreite
$n(l)$	-	Brechzahl abhängig von der Intensität
n_0	-	Brechzahl
n_1	cm^2W^{-1}	Kerr-Koeffizient
c	ms^{-1}	Lichtgeschwindigkeit
θ	°, rad	halber Öffnungswinkel
μ_e	$\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$	Elektronenbeweglichkeit
μ_l	$\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$	Ionenbeweglichkeit
a	ms^{-2}	Beschleunigung
τ	s	Anregungszeit
w_0	m	Strahlentaille
w_0^f	m	abgebildete Strahlentaille
z_0	m	Strecke zur bildseitigen Strahlentaille
z_0^f	m	Strecke zur abgebildeten Strahlentaille
z_R	m	Rayleigh-Länge

Abbildungsverzeichnis

Abb. 1:	Stoßkaskade oberhalb des Anodendrahts	3
Abb. 2:	Schematische Darstellung des Strom-Zeit-Signals eines gasgefüllten, koaxialen Kernstrahlungsdetektors	4
Abb. 3:	Kennlinie von gasgefüllten Kernstrahlungsdetektoren	5
Abb. 4:	Übersicht der meistverwendeten Löschgase	7
Abb. 5:	Schematische Darstellung einer Multiphotonenionisation	8
Abb. 6:	Schematische Darstellung einer zwei Photonenionisation und deren Energiezustände	9
Abb. 7:	Schematische Darstellung einer Above-Threshold Ionisation	9
Abb. 8:	Absorption- und Fluoreszenzkurve eines Ti:Sa-Kristall	10
Abb. 9:	Anzahl der Ionisationspaare pro Wegstück über der Wellenlänge λ	12
Abb. 10:	schematische Darstellung der im Experiment verwendeten Gaszelle	15
Abb. 11:	Profil eines Gaußstrahls	15
Abb. 12:	Abbildung eines Gaußstrahles an einer dünnen Sammellinse	17
Abb. 13:	Spannungs-Zeit-Verlauf bei variiertes Zählerspannung $U_{\text{Zähl}}$ für Argon/Isobutan	19
Abb. 14:	Spannungs-Zeit-Verlauf bei variiertes Zählerspannung $U_{\text{Zähl}}$ für Helium/Isobutan	20
Abb. 15:	normierte Spannungs-Zeit-Signale Argon/Isobutan	29
Abb. 16:	normierte Spannungs-Zeit-Signale Helium/Isobutan	30
Abb. 17:	Primärelektronenanzahl in Abhängigkeit der Energiedichte bei dem Fokusradius	32
Abb. 18:	Aufbau der Vergleichsgaszelle aus Experiment A	33
Abb. 19:	Ergebnis des Vergleichsexperimentes A	34
Abb. 20:	Darstellung eines RPC's	36

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1:	Übersicht über die im Experiment verwendeten Graufilterstufen	21
Tabelle 2:	Bestimmung des Gasverstärkungsfaktors für Argon-Isobutan mittels β -Strahler	23
Tabelle 3:	Bestimmung des Gasverstärkungsfaktors für Helium-Isobutan mittels β -Strahler	23
Tabelle 4:	Bestimmung des Gasverstärkungsfaktors für Argon-Isobutan mittels Laser	24
Tabelle 5:	Bestimmung des Gasverstärkungsfaktors für Helium-Isobutan mittels Laser	24
Tabelle 6:	Bestimmung der Primärelektronen für Argon-Isobutan	25
Tabelle 7:	Bestimmung der Primärelektronen für Helium-Isobutan	26
Tabelle 8:	Bestimmung des ersten Townsend-Koeffizienten α für Argon-Isobutan	27
Tabelle 9:	Bestimmung des ersten Townsend-Koeffizienten α für Helium-Isobutan	28
Tabelle 10:	Bestimmung der Energiedichte in Abhängigkeit der Graufiltereinstellung	28
Tabelle 11:	Ladungsmengenvergleich für β -Quelle und Laser in Argon-Isobutan	30
Tabelle 12:	Ladungsmengenvergleich für β -Quelle und Laser in Helium-Isobutan	31
Tabelle 13:	Anzahl der Primärelektronen in Abhängigkeit der Graufiltereinstellungen in Argon-Isobutan	31
Tabelle 14:	Anzahl der Primärelektronen in Abhängigkeit der Graufiltereinstellungen in Helium-Isobutan	32
Tabelle 15:	Vergleich Experiment A gegenüber Experiment B	34

1 Motivation

Warum besteht Materie in der vorhandenen Form und was ist Masse? Wissenschaftler auf der ganzen Welt forschen und entwickeln, um auf diese Fragen eine Antwort zu finden. Es gibt viele Theorien, welche es zu beweisen oder zu widerlegen gilt, doch braucht man dafür geeignete Detektoren und Messsysteme. Diese Arbeit zielt darauf ab, Arbeitscharakteristiken von Widerstandsplatten-Zählern (RPC=**R**esistive **P**late **C**hambers), einem neuartigen, großflächigen Kernstrahlungsdetektor mit hoher Zeit- und guter Ortsauflösung vergleichbar messen zu können. Radioaktive Quellen ionisieren das Zählgas in Gasdetektoren, jedoch passiert dies völlig zufällig. Mit Hilfe von modernen, gepulsten Lasersystemen, ist es möglich an ausgewählten Stellen im Gasdetektor Elektron-Ion-Paare zu bilden und somit den Detektor zu testen. RPC's arbeiten mit einer Zeitauflösung von wenigen Pikosekunden. Daher ist es vorteilhaft, dass die Pulslänge des Laserstrahls im Subpikosekundenbereich liegt. Die Lasertestmethode hat den großen Vorteil, dass sie reproduzierbar und weniger sicherheitsrelevant (Strahlenschutz) ist. Mehrere Detektoren können so verglichen und deren zeitliche Entwicklung genau verfolgt werden. Aufwendige Messungen an Beschleunigern werden ebenfalls reduziert. Bisherige Arbeiten [13, 14, 15, 16], konnten aufgrund der verwendeten Laser (ns-Pulse, Hz-Bereich als Wiederholfrequenz) keine Untersuchungen zur Zeitauflösung (<50 ps) und Ratenfestigkeit (>1 kHz) durchführen. Mit dem, in dieser Arbeit vorgestellten Lasertestsystem, sollen solche Untersuchungen ermöglicht werden.

2 Grundlagen

2.1 Aufbau eines Kernstrahlungsdetektors

Der in diesem Experiment verwendete Kernstrahlungsdetektor ähnelt im Aufbau einem Geiger-Müller-Zähler. Dabei handelt es sich um einen dünnen Draht, der in der Mitte eines metallischen Hohlzylinders angebracht ist und der keinen Kontakt zu diesem herstellt. Zwischen Draht und Hohlzylinder wird eine Zählerspannung $U_{\text{Zähl}}$ angelegt, wodurch Hohlzylinder und Draht zu Elektroden werden. Die angelegte Zählerspannung $U_{\text{Zähl}}$ wird üblicherweise so gewählt, dass der Draht ein positives und der Hohlzylinder ein negatives Potential besitzen. Der positiv geladene Draht wird nachfolgend als Anode und der Hohlzylinder als Kathode bezeichnet. In der Kathode befinden sich zwei gegenüberliegende Schlitze mit der Breite von 1 mm, durch welche ein einfallender Laserpuls in den Detektor hinein und hinaus gelangen kann. Die Kathode mit enthaltener Anode, wird in einem hohlen Metallwürfel mit zwei Quarzglasfenstern positioniert und liegt parallel zu den zwei gegenüberliegenden Quarzglasfenstern. Der gesamte Würfel ist mit Gummiringen abgedichtet, wodurch der Austritt von Zählgas aus dem Detektor verhindert wird.

2.2 Funktionsweise eines koaxialen, gasgefüllten Kernstrahlungsdetektors^[1]

Wird ein Elektronen-Ionenpaar im elektrischen Feld E zwischen Anode und Kathode erzeugt, so sorgt das elektrische Feld dafür, dass dieses Elektronen-Ionen-Paar getrennt wird. Das entstandene Elektron wird zur Anode und das entstandene Ion zur Kathode hin beschleunigt. Aufgrund der koaxialen Bauweise ist die elektrische Feldstärke, welche auf das Elektron (e^-) und das Ion (I^+) wirkt, nicht konstant, da das elektrische Feld inhomogen ist. Es gilt:

$E =$	elektrisches Feld
$r_A =$	Abstand von der Zählerachse
$U =$	Zählerspannung
$d =$	Innenradius des Kathodenzyllinders
$a =$	Radius des Anodendrahts

$$|\vec{E}| = \frac{U}{r_A \cdot \ln\left(\frac{d}{a}\right)}. \quad (2.1)$$

Wie aus Gleichung 2.1 ersichtlich ist, wird das Elektron umso schneller beschleunigt, je mehr es sich der Anode annähert. Abhängig von der Größe des Potentialunterschiedes zwischen Anode und Kathode, existiert ein kritischer Radius r_{krit} , bei dem das Elektron genügend

kinetische Energie zwischen zwei Stößen aufnehmen kann, um eine Stoßkaskade auszulösen. Dabei ionisiert das Primärelektron durch Stoßprozesse weitere Atome des Zählgases. Dies hat zur Folge, dass weitere Elektronen-Ionen-Paare entstehen, wobei die resultierenden Elektronen weitere Elektronen-Ionen-Paare hervorrufen. Schematisch ist dies in Abbildung 1 dargestellt.

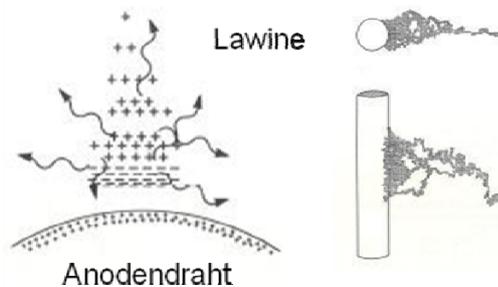


Abbildung 1: Stoßkaskade oberhalb des Anodendrahts^[2]

Abbildung 1 zeigt die Stoßkaskade (links), sowie eine Monte-Carlo-Simulation eines Primärelektrons (rechts). Um eine gute Funktionsweise des Detektors zu gewährleisten, muss eine möglichst große Feldstärke zwischen Anode und Kathode realisiert werden. Aufgrund dessen werden in der Praxis sehr dünne Anodendrähte mit einem Radius r_A von wenigen μm verwendet. Desweiteren bildet sich die Stoßkaskade erst auf den letzten 50 μm bis 100 μm über dem Anodendraht aus. Äquivalent zur Anzahl der Elektronen steigt auch die Anzahl der Ionen, die eine positive Raumladungszone über der Anode bilden. Diese Raumladungszone führt zu einer Totzeit des Detektors, da diese das elektrische Feld E abschirmt.

2.3 Signale eines gasgefüllten, coaxialen Kernstrahlungsdetektors

Mit dem unter der Teilüberschrift „2.2 Funktionsweise eines coaxialen, gasgefüllten Kernstrahlungsdetektors“ dargestellten Prozess der Stoßkaskade, wird ein relativ großes Spannungssignal U im mV-Bereich erzeugt. Dieses ist mit Hilfe eines Oszilloskops gut darstellbar. Um auf die Anzahl der Elektronen, die die Anode erreicht haben, Rückschlüsse zu ziehen, ist jedoch der Strom I über der Zeit t von Bedeutung. Da das Oszilloskop mit einem definierten Widerstand R (50 Ohm) abgeschlossen ist, kann unter Verwendung des Ohmschen Gesetzes (Gleichung 2.2) dem aufgenommenen Spannungssignal U über der Zeit t ein Stromsignal I über der Zeit t zugeordnet werden.

U =	elektrische Spannung
I =	elektrischer Strom
R =	elektrischer Widerstand

$$I = \frac{U}{R} \quad (2.2)$$

Der Graph des Strom-Zeit-Diagrammes, muss jedoch in ein Elektron- und ein Ionenanteil unterteilt werden, da beide Anteile den resultierenden Graphen liefern der auf dem Oszilloskop dargestellt wird. Abbildung 2 zeigt eine schematische Darstellung eines solchen Graphen.

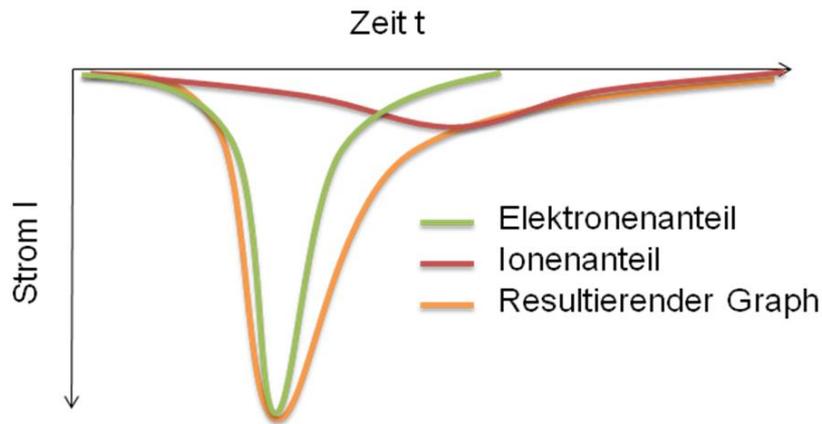


Abbildung 2: Schematische Darstellung des Strom-Zeit-Signals eines gasgefüllten, koaxialen Kernstrahlungsdetektors^[3]

Die Position und die Breite beider Anteile kann durch die höhere Beweglichkeit μ_e der Elektronen gegenüber der Ionenbeweglichkeit μ_i erklärt werden. Ein weiterer Grund ist das nach außen hin immer schwächer werdende elektrische Feld E, dass durch die koaxiale Bauweise entsteht. Da das elektrische Feld E schwächer wird, wirkt auch eine immer kleiner werdende Kraft F auf die Ionen. Das führt dazu, dass diese nicht so stark beschleunigt werden wie die Elektronen. Die Fläche unter dem Graph der Elektronen (Abbildung 2, grüner Graph) beschreibt die Ladungsmenge Q mit deren Hilfe die Anzahl der Elektronen, die dieses Signal erzeugen, berechnet werden kann. Dies wird durch die Gleichungen 2.3 bis 2.5 beschrieben.

Q =	Ladungsmenge
t =	Zeit
e^- =	Elementarladung ($1,602176487 \cdot 10^{-19}$ C)
N_{Ges} =	Gesamtanzahl der Elektronen
N_{Sec} =	Anzahl der Sekundärelektronen
N_{Pri} =	Anzahl der Primärelektronen

$$dQ = \int Idt \quad (2.3)$$

$$N_{Ges} = \frac{Q}{e^-} = N_{Sec} + N_{Pri} \quad (2.4)$$

$$N_{Sec} = \frac{Q}{e^-} - N_{Pri} \quad (2.5)$$

Unter der Annahme, dass nur ein Primärelektron erzeugt wird, ergibt sich der rein von den Elektronen abhängige Gasverstärkungsfaktor A zu:

A =	Gasverstärkungsfaktor
-----	-----------------------

$$A = \frac{Q}{e^-} \quad (2.6)$$

2.4 gasgefüllte Proportionalzähler^[4]

Im Gegensatz zu einem Geiger-Müller-Zähler, der im Sättigungsbereich (Plateaubereich Abbildung 3) des verwendeten Zählgases arbeitet, wird ein Proportionalzähler mit einer niedrigeren Spannung betrieben (Proportionalbereich Abbildung 3). Sättigung bedeutet, dass die angelegte Detektorspannung U so hoch ist, dass die Zahl der erzeugten Primärelektronen nicht proportional zum resultierenden Spannungssignal ist und somit den maximalen Gasverstärkungsfaktor A darstellt. Wird die Detektorspannung U über den Sättigungsbereich hinaus erhöht, so kommt es zum Durchbruch (Lichtbogen). Dies bedeutet eventuell die Zerstörung des Kernstrahlungsdetektors.

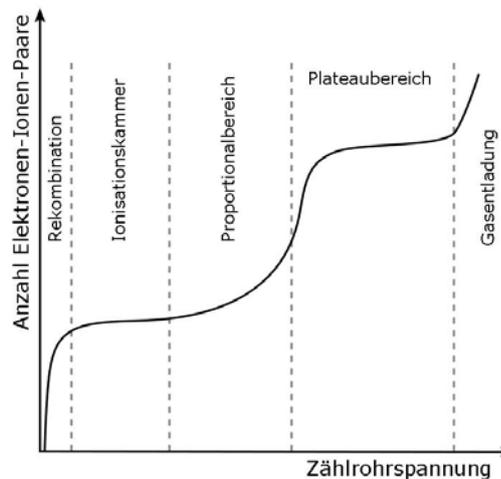


Abbildung 3: Kennlinie von gasgefüllten Kernstrahlungsdetektoren^[5]

2.5 Erster Townsend-Koeffizient α ^[1]

Der erste Townsend-Koeffizient α ist die Zahl der Elektronen-Ionen-Paare, die ein Primärelektron pro Wegstrecke x im elektrischen Feld eines gasgefüllten Kernstrahlungsdetektors ausbildet. Der Townsend-Koeffizient α kann aus dem Stoßionisationsquerschnitt σ_i und der Atom- bzw. Moleküldichte des Zählgases berechnet werden.

α =	Townsend-Koeffizient
σ_i =	Stoßionisationsquerschnitt
N_A =	Avogadro-Konstante ($6,02214179 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$)
V_{mol} =	Molvolumen des Zählgases (ideales Gas: 22,4 l/Mol)

$$\alpha = \sigma_i \cdot \frac{N_A}{V_{\text{mol}}} \quad (2.7)$$

Allerdings ist der Stoßionisationsquerschnitt σ_i energieabhängig. Des Weiteren hängt die kinetische Energie E_{kin} der freien Elektronen unmittelbar mit deren Beschleunigung a im elektrischen Feld E zusammen. Das heißt, dass auch der Townsend-Koeffizient α von dem vorherrschenden elektrischen Feld E bei dem jeweiligen Radius r_A über dem Anodendraht abhängig ist.

$$\alpha = \alpha(r_A) \quad (2.8)$$

Bei einer unbestimmten Anzahl Primärelektronen N_{Pri} , die in diesem Experiment durch laserinduzierte Multiphotonenionisation erzeugt werden, gilt für die Sekundärelektronenanzahl N_{Sec} nach einer Driftstrecke x :

$N(x)$ =	Sekundärelektronenanzahl nach einer Driftstrecke x
N_{Pri} =	Primärelektronenanzahl
N_{Sec} =	Sekundärelektronenanzahl
A =	Gasverstärkungsfaktor
e =	Eulersche Zahl

$$N_{\text{Ges}} = N_{\text{Pri}} + N_{\text{Sec}} \quad (2.9)$$

$$A = \frac{N_{\text{Ges}}}{N_{\text{Pri}}} \quad (2.10)$$

$$N(x) = N_{\text{Pri}} \cdot e^{\int \alpha(x) dx} = N_{\text{Pri}} \cdot A \quad (2.11)$$

Diese Berechnungen über den ersten Townsend-Koeffizient α sind nur gültig, solange bei der Stoßkaskade die Anzahl der zufällig erzeugten Photonen vernachlässigbar klein ist.

2.6 Zweiter Townsend-Koeffizient γ [1]

Der zweite Townsend-Koeffizient γ beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass ein freies Elektron genügend kinetische Energie aufgenommen hat, um ein Elektron aus dem Zählgasatom anzuregen. Das so angeregte Elektron gibt diese absorbierte Energie in Form von einem Photon nach einer Anregungszeit τ wieder ab. Dieses Photon wird nicht von dem elektrischen Feld E beeinflusst und kann ebenfalls dazu führen, dass Zählgasatome ionisiert werden. Dies löst gleichfalls eine Stoßkaskade aus, die wiederum Photonen erzeugen kann. Durch diese Prozesse wird der Gasverstärkungsfaktor A sehr stark verfälscht. Die Gesamtheit der erzeugten Elektronen nach Durchlaufen des Weges x von der Primärionisation lässt sich mit der Gleichung 2.12 ausdrücken:

$$N(x) = N_{\text{Pri}} A_\gamma = N_{\text{Pri}} A + N_{\text{Pri}} A^2 \gamma + N_{\text{Pri}} A^3 \gamma^2 \dots = N_{\text{Pri}} A \cdot \sum_{k=0}^{\infty} (A\gamma)^k = \frac{N_{\text{Pri}} A}{1 - \gamma A} \quad (2.12)$$

Daraus ergibt sich der Gasverstärkungsfaktor A_γ unter Einfluss von Photoelektronen:

$N(x)$	=	Anzahl der Elektronen nach x
A_γ	=	Gasverstärkungsfaktor unter Einfluss von Photoelektronen
A	=	Gasverstärkungsfaktor ohne Photoeffekt
N_{Pri}	=	Zahl der primären Elektronen
γ	=	zweiter Townsend-Koeffizient

$$A_\gamma = \frac{A}{1 - \gamma A} \quad (2.13)$$

Wenn das Produkt aus γA gegen 1 geht, wird der Spannungsimpuls unabhängig von der Primärionisation. Es kommt zum Durchbruch. Die Grenze hierfür liegt bei einem Gasverstärkungsfaktor $A \approx 10^8$. Um den zweiten Townsend-Koeffizienten γ vernachlässigen zu können, muss erstens bei niedrigen Zählerspannung $U_{\text{Zähl}}$ gearbeitet werden und zweitens dem Zählgas ein sogenanntes Löschgase beigemischt werden. Dieses Löschgase ist ein meist verhältnismäßig schweres Kohlenwasserstoffmolekül. Dies ist in der Lage, die bei der Stoßkaskade erzeugten Photonen zu absorbieren und deren Energie nicht wieder zu emittieren. Die so absorbierte Energie wird in sogenannten Zitterbewegungen abgebaut. In der unten dargestellten Übersicht (Abbildung 4) werden einige Löschgase aufgeführt.

Methane	CH_4
Ethane	C_2H_6
Propane	C_3H_8
Butane	C_4H_{10}
Pentane	C_5H_{12}
Isobutane	$(\text{CH}_3)_2\text{CHCH}_3$
Carbon dioxide	CO_2
Ethylene	$(\text{C}_2\text{H}_2)_2$
Methylal	$\text{CH}_2(\text{CH}_2\text{OH})_2$

Abbildung 4: Übersicht der meistverwendeten Löschgase^[2]

2.7 Multiphotonenionisation^[6]

Ein Elektron wird ein Atom verlassen, wenn es einen hinreichend großen Stoß ($E \geq E_{\text{Ion}}$) erfährt, um es aus seinem Grundzustand anzuheben und in das freie Kontinuum zu überführen. Dies kann durch den von Albert Einstein beschrieben Photoeffekt mittels eines einzelnen absorbierten Photons, dessen Energie der Ionisationsenergie E_{Ion} eines Atoms B entspricht, beschrieben werden.

E_{Photon}	=	Energie eines Photons
E_{Io}	=	Ionisationsenergie
h	=	Plancksches Wirkungsquantum ($4,13566733\text{E}-15$ eVs)
ν	=	Frequenz des Photons
B	=	Atom
B^+	=	Ion
e^-	=	Elementarladung

$$E_{\text{Ion}} = E_{\text{Photon}} = h \cdot \nu \quad (2.14)$$

$$B + h \cdot \nu \rightarrow B^+ + e^- \quad (2.15)$$

Da die Ionisationsenergie E_{Ion} vieler Atome > 10 eV ist, liegt die Frequenz ν und die damit verbundene Wellenlänge λ der benötigten elektromagnetischen Welle im tieferen Ultraviolett- und Röntgenbereich des elektromagnetischen Spektrums. Experimente mit leistungsstärkeren Lasern in den 1960/1970 zeigten jedoch, dass es möglich ist, Atome mit Photonen zu ionisieren deren Wellenlänge λ oberhalb des Bereichs der Röntgenstrahlung liegt. Dies kann nur durch eine mehrfache Absorption von Photonen, wie die nachfolgende Abbildung 5 und die Gleichungen 2.16 und 2.17 zeigen, erklärt werden.

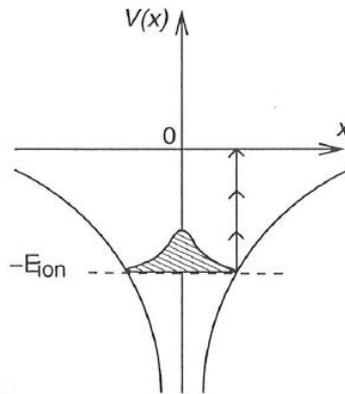
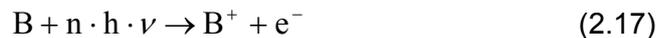


Abbildung 5: Schematische Darstellung einer Multiphotonenionisation^[6]

Damit ergibt sich:

$n =$	Anzahl der für die Ionisation benötigten Photonen
-------	---

$$E_{\text{Ion}} = n \cdot E_{\text{Photon}} = n \cdot h \cdot \nu \quad (2.16)$$



Das Elektron verlässt das Atom mit einer minimalen kinetischen Energie E_{kin} . Die Wahrscheinlichkeit einer Multiphotonenionisation hängt stark von der Intensität I und der damit vorherrschenden Photonendichte der verwendeten Strahlung ab. Die n -Photonenionisationsrate Γ_n lässt sich durch folgende Gleichung (2.17) beschreiben.

$\Gamma_n =$	n -Photonenionisationsrate
$\sigma_n =$	Stoßwirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von n
$I^n =$	Intensität der verwendeten Strahlung

$$\Gamma_n = \sigma_n \cdot I^n \quad (2.18)$$

Der Querschnitt σ_n sinkt zwar mit steigendem n , jedoch sorgt die Intensitätsabhängigkeit ($\Gamma_n \sim I^n$) dafür, dass bei hohen Intensitäten ($\geq 10^{10}$ W/cm²) eine Ionisation möglich ist. Abbildung 6 zeigt die einfachste Multiphotonenionisation mittels zweier Photonen und deren Stoßwirkungsquerschnitte σ_n , sowie die Anregungszeit τ , die ein angeregter Zustand existiert bevor das Elektron wieder in seinen Grundzustand zurück fällt, wobei wiederum ein Photon emittieren wird.

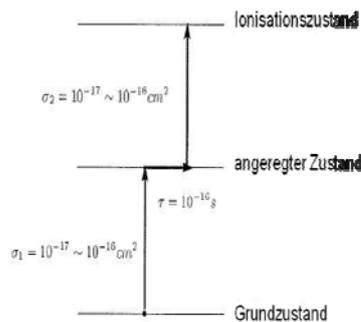


Abbildung 6: Schematische Darstellung einer zwei Photonenionisation und deren Energiezustände^[7]

2.8 Above-Threshold Ionisation^[6]

Die Above-Threshold Ionisation tritt bei noch höheren Intensitäten ($>10^{13} \text{ Wcm}^{-2}$) auf. Dabei absorbiert ein Elektron eines Atoms mehr Photonen, als für die Ionisation des Atoms nötig wären. Dies hat zur Folge, dass das Elektron das Atom mit einer deutlich erhöhten kinetischen Energie E_{kin} verlässt. Schematisch ist dies in Abbildung 7 dargestellt.

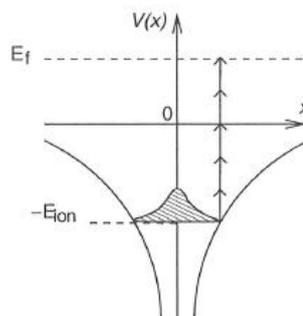


Abbildung 7: Schematische Darstellung einer Above-Threshold Ionisation^[6]

Bei der Above-Threshold Ionisation muss die Gleichung 2.16 um die Anzahl s der Photonen, die nicht zur Ionisation nötig sind, erweitert werden. Daraus ergibt sich:

E_{kin}	=	kinetische Energie
s	=	Anzahl der beschleunigenden Photonen
n	=	Anzahl der für die Ionisation benötigten Photonen
m_e	=	Ruhemasse eines Elektrons ($9,10938215 \text{E}-31 \text{ kg}$)
v	=	Geschwindigkeit

$$E_{\text{kin}} = (n + s)h \cdot \nu - E_{\text{Ion}} \quad (2.19)$$

$$E_{\text{kin}} = \frac{m_e}{2} v^2 \quad (2.20)$$

Die Theorie der Above-Threshold Ionisation ist noch nicht vollständig verstanden und erklärt.

3 Beschreibung des Versuchsaufbaus

Als Ausgangspunkt für die Multiphotonenionisation in einem gasgefüllten Kernstrahlungsdetektor kommt in dieser Arbeit ein Lasersystem zum Einsatz, welches Laserpulse mit einer Pulslänge im Bereich von < 200 fs (Femtosekunden) zur Verfügung stellt. Als Lasermedium dient dabei ein Aluminiumoxidkristall (Al_2O_3), der mit dreifach positiven Titanionen (Ti^{3+}) dotiert ist (Titan:Saphier-Kristall oder kurz Ti:Sa-Kristall). Dieser Ti:Sa-Kristall besitzt ein Fluoreszenzmaximum bei ca. 800 nm und ein Absorptionsmaximum bei ca. 500 nm, weshalb dieser üblicherweise mit einem frequenzverdoppeltem Nd:Yag-Laser (kurz für Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat-Laser) gepumpt wird.

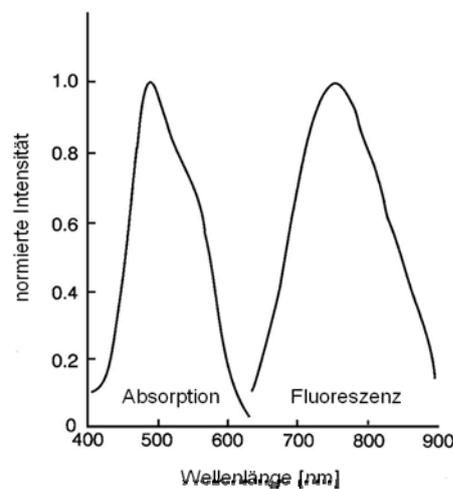


Abbildung 8: Absorption- und Fluoreszenzcurve eines Ti:Sa-Kristall^[8]

Ti:Sa-Kristalle besitzen die für die Erzeugung von Femtosekunden Laserpulse benötigte Eigenschaft, dass ihre Fluoreszenzbandbreite besonders groß ist ($\Delta\lambda$ ca. 400 nm). Es gilt:

$\Delta t =$	Pulsdauer
$\Delta\lambda =$	Fluoreszenzbandbreite

$$\Delta t \sim \frac{1}{\Delta\lambda} \quad (3.1)$$

Theoretisch ist so eine Pulslänge von minimal 4 fs möglich. Der im Experiment verwendete Oszillator liefert Pulse mit einer Pulslänge von 12 fs, unter Verwendung der Technik der Kerr-Linsen-Modenkopplung. Die Energie der so erzeugten kurzen Pulse wird mittels eines Multipassverstärkers von wenigen nJ pro Puls auf ca. 0,9 mJ pro Puls verstärkt. Eine Pockels-Zelle, die mittels einer Photodiode auf den Oszillator getriggert ist, sorgt im Multipassverstärker dafür, dass die Zahl der Pulse pro Sekunde von einigen MHz, die der Oszillator liefert, auf 1 kHz verringert wird. Nach dem Durchlaufen eines an den Verstärker angeschlossenen optischen Kompressors sind die Pulse ca. 35 fs lang. Der Strahl wird aus

Platzgründen unter Verwendung mehrerer Spiegel ca. 6 m durch normale Atmosphäre auf einem optischen Labortisch geführt. Um den Strahl optimal in den Proportionalzähler zu fokussieren, wird der Strahl in seinem Durchmesser von 1,5 cm auf 0,75 cm halbiert. Hierfür werden eine Sammel- (Brennweite f_1) und eine Streulinse (Brennweite $f_1/2$), deren Brennpunkte sich überlagern, verwendet. Diese Art der Radiusbeeinflussung bedeutet jedoch, dass Abbildungen nicht mehr möglich sind. Dies ist für den hier vorgestellten Versuch jedoch nicht von Belang. Würde man die Streulinse durch eine Sammellinse ersetzen und so positionieren, dass sich ihre Brennpunkte überlagern, so wird sich aufgrund der hohen Intensität I der Laserstrahlung am Ort der so erzeugten Strahlentaille w_0 die normale Atmosphäre ionisieren, was bedeutet, dass sich der Zustand des Plasmas einstellt. Im Plasma kommt es zu Effekten der nichtlinearen Optik, die dazu führen, dass die Laserpulse für das Experiment unbrauchbar werden. Im Anschluss passiert der Strahl einen frequenzverdoppelnden BBO-Kristall (Beta Barium Borat). Dieser Kristall erzeugt aus den 800 nm Wellenlänge des Lasers eine zweite harmonische Welle mit einer Wellenlänge $\lambda=400$ nm. Die Frequenzverdopplung (SHG = Second Harmonic Generation) ist notwendig um die Energie der Photonen für die Multiphotonenionisation zu erhöhen.

E_{Photon}	=	Energie eines Photons
h	=	Plancksches Wirkungsquantum ($4,12566733\text{E}-15$ eVs)
c	=	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
λ	=	Wellenlänge
ν	=	Frequenz der Photonen

$$\nu = \frac{c}{\lambda} \quad (3.2)$$

$$E_{\text{Photon}} = h \cdot \nu \quad (3.3)$$

Setzt man Gleichung 3.2 in Gleichung 3.3 ein, so ergibt sich E_{Photon} zu:

$$E_{\text{Photon}} = h \cdot \frac{c}{\lambda} \quad (3.4)$$

Wie Gleichung 3.4 zeigt, ist die Wellenlänge λ indirekt proportional zu der Energie eines Photons E_{Photon} . Praktisch heißt das für das Experiment, dass nun Photonen mit einer Energie E_{Photon} von 3,1 eV bei einer Wellenlänge von 400 nm zur Verfügung stehen anstatt der 1,51 eV bei Photonen mit der Wellenlänge 800 nm. Damit verringert sich die Anzahl der für eine Ionisation benötigten Photonen. Für die in diesem Experiment verwendeten Edelgase liegt die Ionisierungsenergie E_{Ion} bei > 10 eV. Dies bedeutet, dass mindestens 4 Photonen für eine Ionisation des im Detektor befindenden Zählgases nötig sind. In der Literatur wird häufig mit Wellenlängen $\lambda < 340$ nm gearbeitet, die im ultraviolettem Bereich (kurz UV Bereich) liegen. Des Weiteren werden die Laserpulse parallel und nicht wie in dem hier dargestellten Experiment senkrecht zum Anodendraht durch den Detektor geführt. Der in

dem früheren Experiment verwendete parallele Strahlenverlauf führt zu der Aussage wie viele Elektronen-Ionen-Paare pro Wegstrecke erzeugt werden.

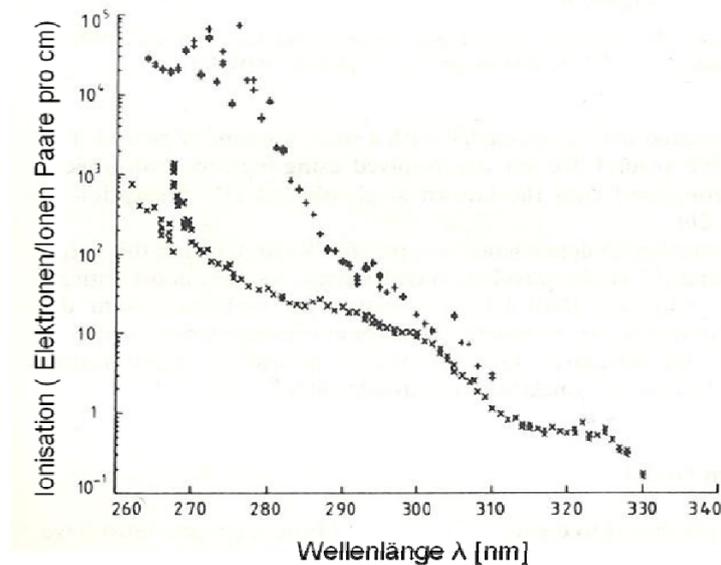


Abbildung 9: Anzahl der Ionisationspaare pro Wegstück über der Wellenlänge λ ^[2]

Die hier dargestellten Werte sind mit einer Gasmischung aus [Ar (90 %) + CH₄ (10 %)] und einem gepulstem Laserstrahl, dessen Fläche 1mm² entsprach, detektiert. Die Energie beträgt 1 μ J bei (x) und (+). Bei (+) ist dem Gasmisch eine kleine Menge Phenol beigemischt. Zu erkennen ist, dass die Zahl der Elektronen-Ionen-Paare mit kleiner werdender Wellenlänge λ bei gleichbleibenden geometrischen Bedingungen ansteigt. Vor dem frequenzverdoppelnden Kristall befindet sich eine $\lambda/2$ -Platte. Mit dieser Art der Beeinflussung ist es möglich die Phasenanpassung an den BBO-Kristall vorzunehmen, was unmittelbare Auswirkungen auf die Konversionseffizienz hat. Ein beschichteter Glasfilter trennt die nach der Frequenzverdopplung vorliegenden restlichen 800 nm Anteile von den 400 nm. In diesem Experiment wird auf eine zweite Frequenzverdopplung verzichtet. Begründet wird dies durch die Ionisierungsenergie E_{ion} der Aluminiumkathode $E_{\text{ion}}=4,2$ eV. Für den Fall, dass der Strahl beim Verschieben der Strahlentaille w_0 die hintere innere Wand der Kathode trifft, ist somit sicher gestellt, dass keine Elektronen durch den äußeren Photoelektrischen Effekt erzeugt werden. Diese könnten das Messsignal verfälschen. Als letzter Schritt wird der Laserstrahl mit einer Linse in den Detektor hinein fokussiert. Hier bietet die Entscheidung mit 400 nm zu arbeiten einen weiteren Vorteil. Da bei 400 nm Wellenlänge mindestens 4 Photonen für eine Ionisation eines Atoms des Zählgases benötigt werden, sinkt die Wahrscheinlichkeit noch vor der Strahlentaille w_0 das Zählgas zu ionisieren. So wird eine Ionisation an einem gewünschten Ort, der dem Fokus des Laserstrahls entspricht, im Detektor selbst durch die hohe Intensität I ($I > 10^{10}$ Wcm⁻²) die im Fokus vorliegt, wahrscheinlicher. Durch die geometrischen Voraussetzungen des Detektors sind an dieser Stelle Abschätzungen des Öffnungswinkels θ

notwendig. Mit dem Außenradius der Kathode m und der halben Spaltbreite j in der Kathode, lässt sich so ein rechtwinkliges Dreieck konstruieren. Mithilfe der passenden Seiten-Winkel-Beziehung ist es möglich, den zur Verfügung stehenden halben Öffnungswinkel θ zu berechnen.

$\theta =$ halber Öffnungswinkel	$\arctan \theta = \frac{j}{m}$	(3.5)
----------------------------------	--------------------------------	-------

Für kleine halbe Öffnungswinkel θ gilt des Weiteren:

$w_f =$ Strahlenradius vor einer Linse	$\theta = \frac{w_f}{f_{\min}}$,	(3.6)
--	-----------------------------------	-------

sodass sich f_{\min} zu:

$f_{\min} =$ minimale zulässige Brennweite einer verwendeten Linse	$f_{\min} = \frac{w_f}{\theta}$	(3.7)
--	---------------------------------	-------

ergibt.

4 Messungen / Auswertung

Die hier durchgeführten Messungen wurden unter Normaldruck und Zimmertemperatur durchgeführt. Es wird näher auf die Fokussierung und der daraus resultierenden Strahlentaille w_0 eingegangen. Des Weiteren werden die Ergebnisse der Messungen mittels des hier vorgestellten Proportionalzählers präsentiert. Für den in dieser Arbeit beschriebenen Versuche wurden zwei unterschiedliche Gasgemische verwendet. Das eine besteht aus 84 % Argon und 16 % Isobutan, das zweite aus 60 % Helium und 40 % Isobutan. Die Gasmischungen werden in den nachfolgenden Betrachtungen untersucht und miteinander verglichen. Edelgase eignen sich besonders gut als Zählgas, da diese keine Vibrations- und Rotationszustände besitzen und somit die Ionisation überwiegt. Da die Ionisationsenergie für Argon 15,8 eV und für Helium 24,6 eV beträgt und für das Experiment eine Wellenlänge λ von 400 nm (3,1 eV) gewählt wird, sind mindestens 5 bis 6 Photonen für Argon und mindestens 8 Photonen für Helium notwendig, um die Edelgase mittels einer Multiphotonenionisation zu ionisieren. Als Reverenz wird ein β -Strahler (^{90}Sr) mit einer Aktivität von 2,85 MBq herangezogen. Die emittierten Elektronen des β -Strahlers sind in der Lage das 0,2 mm dicke Aluminiumfenster der Gaszelle und das 1 mm dicke Kathodenrohr des Detektors zu durchdringen, sodass ein Referenzsignal erzeugt wird.

4.1 Brennweite der fokussierenden Linse

Der Strahlenradius w_f vor der Linse beträgt 3,25 mm. Um in den Detektor hinein fokussieren zu können, ist es nötig den zur Verfügung stehenden halben Öffnungswinkel θ zu berechnen. Dieser wird durch die Geometrie der Gaszelle mit enthaltenem Kernstrahlungsdetektor vorgegeben. Der halbe Öffnungswinkel θ , ergibt sich durch die Umstellung der Gleichung 3.6 zu Gleichung 3.7. Die minimale Brennweite f_{\min} einer Sammellinse, die für die Fokussierung verwendet werden muss, kann somit bestimmt werden.

θ =	halber Öffnungswinkel
w_f =	Strahlradius vor Linse
f_{\min} =	minimale Brennweite der Linse

$$\arctan \theta = \frac{0,5\text{mm}}{7\text{mm}} = 4,086^\circ \approx \underline{\underline{0,07\text{rad}}} \quad (4.1)$$

$$f_{\min} = \frac{w_f}{\theta} = \frac{3,25\text{mm}}{0,07\text{rad}} = \underline{\underline{46,43\text{mm}}} \quad (4.2)$$

Aufgrund der aus Gleichung 4.1 und 4.2 gewonnen Erkenntnis über die minimale zulässige Brennweite f_{\min} der Linse, wird eine Sammellinse mit einer Brennweite f von 50 mm für das Experiment verwendet. Dies deckt sich sowohl mit der inneren wie äußeren Geometrie, da die Gaszelle eine Gesamtseitenlänge von 60 mm aufweist. Skizzenhaft ist die Gaszelle mit der Sammellinse in Abbildung 10 dargestellt.

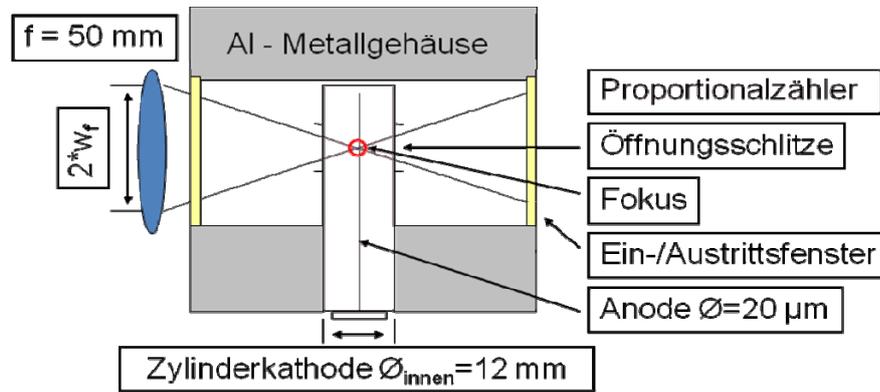


Abbildung 10: schematische Darstellung der im Experiment verwendeten Gaszelle^[9]

4.2 Berechnungen zur Strahlentaille w_0 ^[11]

Da die Brennweite f feststeht, wird in diesem Abschnitt auf die Frage nach der damit erzeugten Strahlentaille w_0 eingegangen. Die nachfolgende Abbildung 11 gilt für einen Gaußstrahl mit der Beugungsmaßzahl $M^2=1$, sowie einen Transversalelektromagnetischen-Mode 00 (TEM₀₀). Sie ist zugleich das Resultat der Gleichung 4.3.

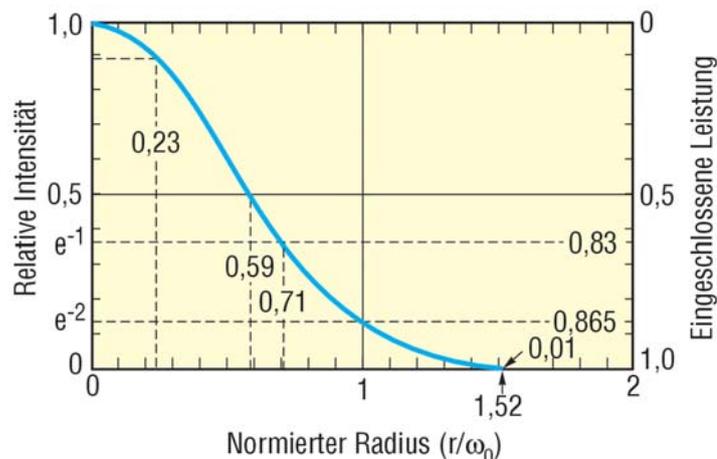


Abbildung 11: Profil eines Gaußstrahls^[9]

I	Intensität
I_0	Maximale Intensität
e	Eulersche Zahl

$$I(r) = I_0 e^{-\frac{2r^2}{w_0^2}} \quad (4.3)$$

Allgemeinen gilt für die Fokussierung eines Laserstrahls die Gleichung 4.4.

w_f =	Strahlenradius vor Linse
w_0 =	Strahlenradius/-taille im Brennpunkt
z =	Abstand der gegenstandsseitigen Strahlentaille vom Gegenstandsbrennpunkt
z' =	Abstand der bildseitigen Strahlentaille vom Bildbrennpunkt

$$w_f^2 = w_0^2 \cdot \frac{z'}{z} = w_0^2 \cdot \frac{f^2}{z^2 + z_R^2} \quad (4.4)$$

Da jedoch der für die Praxis besonders wichtige Fall vorliegt, dass die Rayleigh-Länge z_R viel größer als der Abstand z der gegenstandsseitigen Strahlentaille w_0 vom Gegenstandsbrennpunkt F ($z_R \gg z$) und gleichzeitig der Abstand z' zum Bildbrennpunkt F' der bildseitigen Strahlentaille w_0^f Null ist, ($z' = 0$) kann die obige Gleichung 4.4 näherungsweise zur Gleichung 4.5 vereinfacht werden.

λ =	Wellenlänge
f =	Brennweite
w_0 =	Radius der Strahlentaille
w_f =	Radius des Strahls vor Linse
π =	Kreiszahl (3,14159)

$$w_0 = \frac{\lambda \cdot f}{\pi \cdot w_f} \quad (4.5)$$

Da der Durchmesser des Strahls mit einem normalen Lineal ermittelt worden ist, wird an dieser Stelle ein Standardfehler von 0,5 mm für das Lineal berücksichtigt. Dieser gilt auch für den daraus resultierenden Radius w_f . Nach Einsetzen der feststehenden Werte in die Gleichung 4.5, ergibt sich für die theoretische Strahlentaille w_0 ein Wert zu:

$$w_0 = \frac{\lambda \cdot f}{\pi \cdot w_f} = \frac{400 \cdot 10^{-9} \text{ m} \cdot 0,05 \text{ m}}{\pi \cdot (3,25 \pm 0,5) \cdot 10^{-3} \text{ m}} = \underline{\underline{(1,96 \pm 0,03) \cdot 10^{-6} \text{ m}}}. \quad (4.6)$$

4.3 reale Strahlentaille w_0

Der unter „4.2 Berechnungen zur Strahlentaille w_0 “ berechnete Wert, soll mittels einer CCD-Kamera experimentell ermittelt werden. Aufgrund der hohen Intensitäten I am Ort der Strahlentaille w_0 des Laserstrahls, ist es nicht möglich die CCD-Kamera direkt in die Strahlentaille w_0 zu positionieren. Dies würde zur Zerstörung der CCD-Kamera führen. Abhilfe schafft hierbei eine Abbildung der Strahlentaille w_0 mittels einer dünnen Sammellinse, die zu einer Verringerung der Intensität und einer Vergrößerung der Strahlentaille w_0 führt. Des Weiteren benötigt die Auswertungssoftware eine Mindeststrahlbreite von 10 beleuchteten Pixeln, was voraussetzt, dass das Profil mindestens 51 μm breit sein muss. Die zur Berechnung benötigten Abbildungsgleichungen sind durch Gleichungen 4.7 und 4.8 gegeben.

w_0^f =	abgebildete Strahlentaille
w_0 =	Strahlentaille
z_R =	Rayleigh-Länge
z_0 =	Abstand der Strahlentaille w_0 zur Linse
z_0^f =	Abstand der abgebildeten Strahlentaille w_0^f zur Linse
f =	Brennweite der Linse

$$\frac{1}{z_0^f} = \frac{1}{f} - \frac{1}{z_0} \cdot \frac{1}{\left[1 + \frac{z_R^2}{z_0(z_0 - f)}\right]} \quad (4.7)$$

$$w_0^f = \frac{w_0 \cdot f}{\sqrt{z_R^2 + (z_0 - f)^2}} \quad (4.8)$$

Abbildung 12 verdeutlicht die Bezugsgrößen in den Gleichungen 4.7 und 4.8.

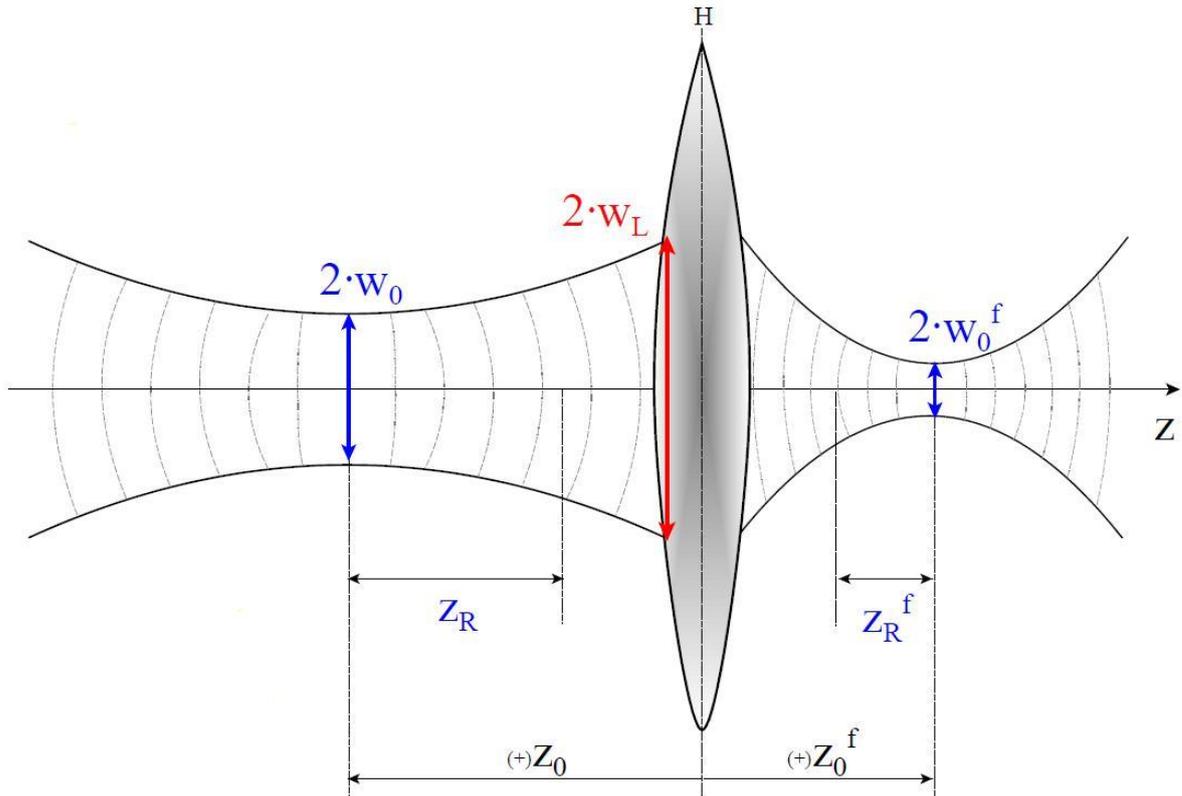


Abbildung 12: Abbildung eines Gaußstrahles an einer dünnen Sammellinse^[10]

Da die abgebildete Strahlentaille w_0^f mittels CCD-Kamera ermittelt wird und z_0 und z_0^f mit einem Lineal bestimmt werden können, sowie die Gleichungen 4.7 und 4.8 nach der Rayleigh-Länge z_R umgestellt werden können, ergibt sich die Strahlentaille w_0 im Detektor durch die Gleichsetzung der umgestellten Gleichungen 4.7 und 4.8 zu:

w_0^f =	abgebildete Strahlentaille
w_0 =	Strahlentaille
z_R =	Rayleigh-Länge
z_0 =	Abstand der Strahlentaille w_0 zur Linse
z_0^f =	Abstand der abgebildeten Strahlentaille w_0^f zur Linse
f =	Brennweite der Linse

$$w_0 = \frac{\sqrt{\left(\frac{1}{\frac{z_0}{f} - \frac{z_0^f}{z_0}} - 1\right) \cdot z_0(z_0 - f) + (z_0 - f)^2 \cdot w_0^f}}{f} \quad (4.9)$$

Die Standardabweichung des verwendeten Lineals liegt abermals bei 0,5 mm. Damit ergibt sich die Strahlentaille w_0 zu:

$$w_0 = \underline{\underline{(23,5 \pm 1,4) \cdot 10^{-6} m}}. \quad (4.10)$$

Vergleicht man die theoretisch berechneten Strahlentaille w_0 mit der gemessen, so zeigt sich, dass die tatsächlich vorliegende Strahlentaille w_0 ca. zwölfmal größer ist als theoretisch vorausgesagt. Die Begründung dafür liegt in der Annahme, dass das verwendete Lasersystem einen Gaußstrahl liefert. Dies entspricht jedoch nicht der hier dargestellten experimentellen Anordnung.

$M^2 =$	Beugungsmaßzahl
$SPP =$	Strahlenparameterprodukt
$\pi =$	Kreiszahl
$\lambda =$	Wellenlänge
$w_0 =$	Radius der Strahlentaille
$\theta =$	halber Öffnungswinkel

$$M^2 = \frac{SPP \cdot \pi}{\lambda} \quad (4.11)$$

$$SPP = w_0 \cdot \theta \quad (4.12)$$

Da die Strahlentaille w_0 und der halbe Öffnungswinkel θ bestimmt sind und die verwendete Wellenlänge λ bekannt ist, kann die Beugungsmaßzahl M^2 für das verwendete Lasersystem abgeschätzt werden.

$SPP =$	Strahlenparameterprodukt
$M^2 =$	Beugungsmaßzahl
$\pi =$	Kreiszahl (3,14159)

$$SPP = 23,5 \cdot 10^{-6} m \cdot 0,07 rad = \underline{\underline{1,645 \cdot 10^{-6} mrad}} \quad (4.13)$$

$$M^2 = \frac{1,645 \cdot 10^{-6} m \cdot \pi}{400 \cdot 10^{-9} m} = \underline{\underline{12,9}} \quad (4.14)$$

Die Rayleigh-Länge z_R der Strahlentaille w_0 wird an dieser Stelle nicht bestimmt. Der chromatische und sphärische Fehler der fokussierenden Linse, die aus anti-reflektierendem beschichtetem BK 7 Glas besteht, sind weitere Fehlerquellen, die in den obigen Gleichungen nicht berücksichtigt werden, da sie als vernachlässigbar klein angesehen werden.

4.4 Arbeitspunkt des Proportionalzählers

Um den Arbeitspunkt des Proportionalzählers zu ermitteln, wird ein β -Strahler (^{90}Sr) oberhalb der Gaszelle, welche mit:

- Argon-Isobutan im Verhältnis 84 % zu 16 %
- Helium-Isobutan im Verhältnis 60 % zu 40 %

gefüllt ist, positioniert. Die Elektronen des β -Strahlers sind in der Lage das 0,2 mm dicke Aluminiumfenster der Gaszelle, sowie das aus Aluminium bestehende, 1 mm dicke Kathodenrohr des Detektors zu durchdringen und eine Ionisation des Zählgases zu bewirken. Abbildung 12 zeigt den Verlauf der Signalkurven bei Erhöhung der Zähler-spannung $U_{\text{Zähl}}$.

Argon-Isobutan im Verhältnis 84 % zu 16 %

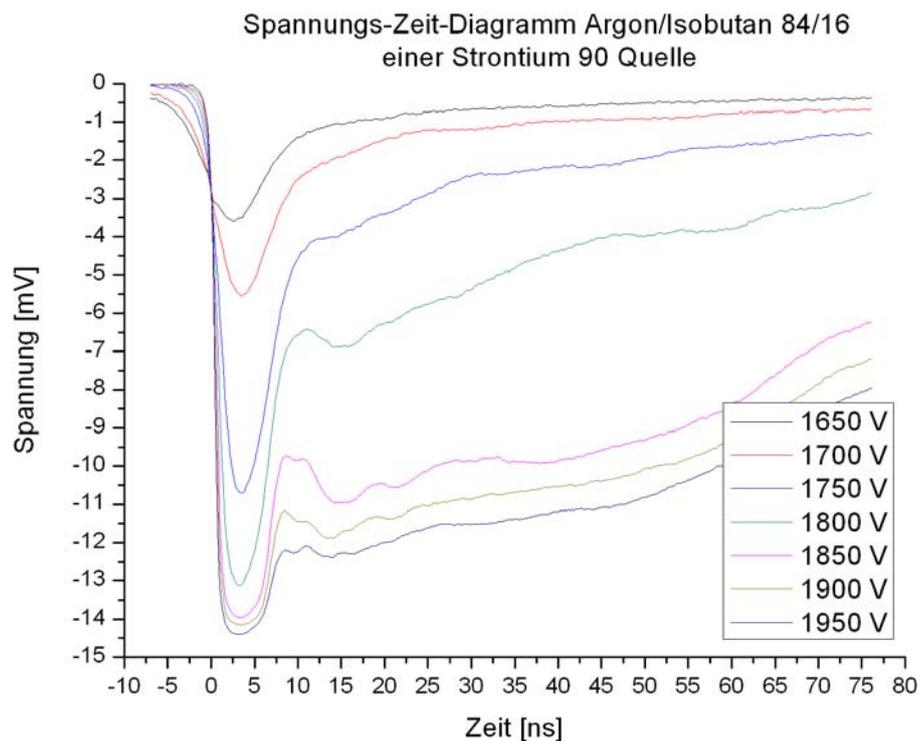


Abbildung 13: Spannungs-Zeit-Verlauf bei variiertem Zähler-Spannung $U_{\text{Zähl}}$ für Argon/Isobutan^[3]

Helium-Isobutan im Verhältnis 60 % zu 40 %

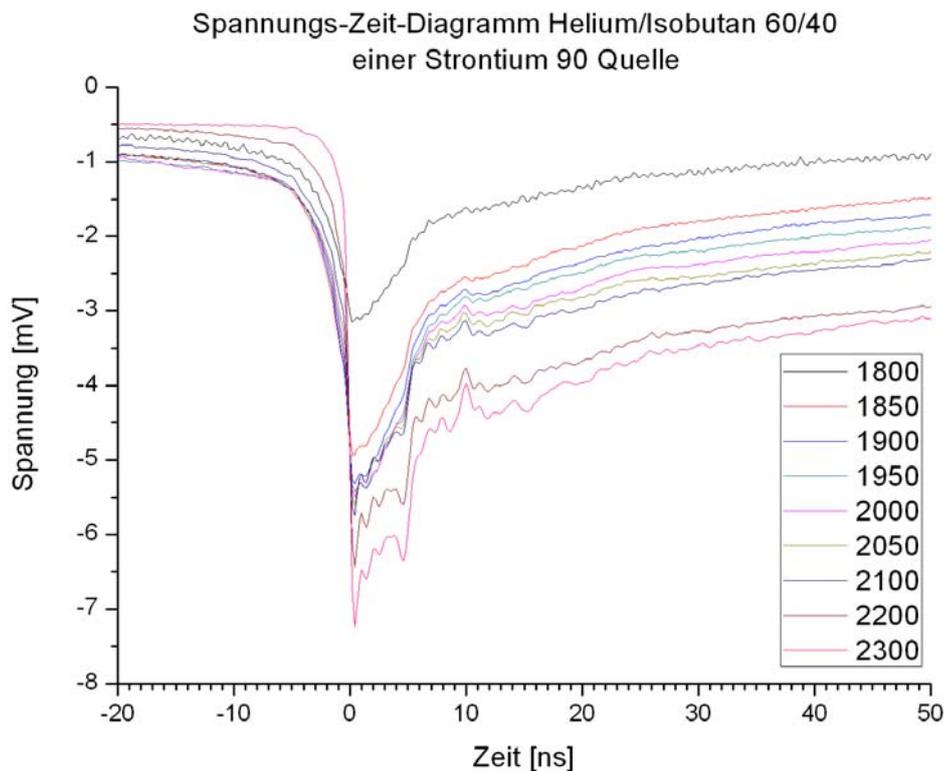


Abbildung 14: Spannungs-Zeit-Verlauf bei variiertem Zählerspannung $U_{\text{Zähl}}$ für Helium/Isobutan^[3]

Der Trigger des Oszilloskops wird auf die Signale selbst gelegt. Zu erkennen ist, dass die Amplitude der Messsignale mit steigender Zählerspannung $U_{\text{Zähl}}$ in einem gewissen Bereich ansteigt. Die Gasmischung Argon-Isobutan zeigt dieses Verhalten von 1850 V bis 1950 V. Danach gibt es keine weitere Erhöhung der Messsignale. Dies wird begründet durch die Sättigung des Gasgemisches, welche an dieser Stelle erreicht ist. Bei der zweiten Gasmischung ist der in der Abbildung 3 gezeigte Plateaubereich von 1950 V bis 2100 V sichtbar. Aufgrund der aus den Abbildungen 13 und 14 gewonnenen Erkenntnisse wird bei der Gasmischung Argon-Isobutan (Ar/Iso 84/16) eine Zählerspannung $U_{\text{Zähl}}$ von 1800 V für die weiteren Messungen eingestellt. Bei der zweiten Gasmischung Helium-Isobutan (He/Iso 60/40) wird eine Zählerspannung $U_{\text{Zähl}}$ von 2000 V verwendet. Diese Zählerspannungen $U_{\text{Zähl}}$ versprechen eine optimale Verstärkung der laserinduzierten Primärelektronen. Die einzelnen Graphen für die unterschiedlichen Zählerspannungen $U_{\text{Zähl}}$ in den Abbildungen 13 und 14 spiegeln die unterschiedlichen Ionisationsenergien von Argon (15,8 eV) und Helium (24,6 eV) wider, dies hat wiederum Einfluss auf die Größe der Messsignale. Ein weiterer Faktor der berücksichtigt werden muss, ist der Anteil an Isobutan in den Gasmischungen. Es absorbiert die bei der Stoßkaskade entstanden Photonen, sodass der zweite Townsend-Koeffizient γ vernachlässigbar klein wird und verhindert, dass ein Lichtbogen zwischen Kathode und

Anode ausgebildet wird, was zu einer selbstständigen Entladung führen kann und den dünnen Anodendraht zerstören könnte, sowie den Detektor blind für nachfolgende Ereignisse machen würde. Im Umkehrschluss bedeutet dies aber auch, dass die sich ausbildende Stoßkaskade behindert und somit gedämpft wird.

4.5 Graufilter

Durch die unter „3 Beschreibung des Versuchsaufbaus“ erwähnte $\lambda/2$ -Platte wird die Phasenanpassung für die Frequenzverdopplung so weit herabgesetzt bis die Konversionseffizienz ihr Minimum erreicht. Um die Leistung noch weiter herabsetzen zu können, wird zwischen dem beschichteten Glasfilter, welcher die 400 nm Anteile von den noch vorhanden 800 nm Anteile der Laserstrahlung trennt und der fokussierenden Linse ein abschwächendes Element positioniert. Der Abschwächer besteht aus zwei drehbaren Scheiben (A und B), die jeweils sechs unterschiedliche Einstellungsmöglichkeiten bieten. Daraus wurden die in Tabelle 1 gezeigten 12 Variationen für die weiteren Messungen ausgewählt.

Tabelle 1: Übersicht über die im Experiment verwendeten Graufilterstufen

A	B	Leistung P_L [W]	% von P_{LMax}	E_{puls} [J]	I [W/cm ²]
1,5	0,3	5,00E-05	2,38	5,00E-08	1,92E+10
1	0,5	1,20E-04	5,71	1,20E-07	4,61E+10
	0,4	1,40E-04	6,67	1,40E-07	5,38E+10
	0,3	1,70E-04	8,10	1,70E-07	6,53E+10
	0,1	2,50E-04	11,90	2,50E-07	9,61E+10
0,5	0,5	3,00E-04	14,29	3,00E-07	1,15E+11
	0,2	6,00E-04	28,57	6,00E-07	2,31E+11
0,04	0,5	8,00E-04	38,10	8,00E-07	3,07E+11
	0,3	1,20E-03	57,14	1,20E-06	4,61E+11
	0,2	1,50E-03	71,43	1,50E-06	5,76E+11
	0,1	1,90E-03	90,48	1,90E-06	7,30E+11
P_{LMax} =	0,04	2,10E-03	100,00	2,10E-06	8,07E+11

Durch die Abschwächung des Lasers verändert sich die Energiedichte in der Strahlentaille w_0 . Dies hat wiederum Auswirkungen auf die Ionisationsrate. Wie die Berechnungen für die Intensität I in der Strahlentaille w_0 zeigen, ist eine Ionisation wie unter „2.7 Multiphotonenionisation“ am wahrscheinlichsten. Eine Above-Threshold Ionisation wie

unter „2.8 Above-Threshold Ionisation“ kann ausgeschlossen werden, da die maximale Intensität I des Lasers die Schwelle von 10^{13} W/cm² nicht überschreitet. Das bedeutet, dass nur für die Ionisierung benötigte Photonen von den Zählgasatomen absorbiert werden und die Elektronen nur durch das vorherrschende elektrische Feld E beschleunigt werden.

4.6 Gasverstärkungsfaktor A

Nachfolgend wird der Gasverstärkungsfaktor A für die zwei untersuchten Gasmischungen bei unterschiedlichen Radien r_A oberhalb des Anodendrahtes abgeschätzt. Damit die Ergebnisse dieser Berechnungen dargestellt werden können, muss die Anzahl der durch die Photonen erzeugten Primärelektronen N_{Pri} bekannt sein. Hierfür wird der im Vorfeld schon erwähnte β -Strahler abermals als Referenzquelle verwendet. Bei den Ladungsmengen Q die sich aus den Referenzsignalen ergeben, wird davon ausgegangen dass diese durch ein einzelnes Primärelektron erzeugt werden. Diese Annahme ist gegebenenfalls nicht korrekt und bedarf einer Bestätigung zum Beispiel durch Verwendung eines ⁵⁵Fe γ -Strahlers. Im direkten Vergleich der Ladungsmengen Q aus den beiden Signalverläufen des β -Strahlers und des Lasers kann die Anzahl der Primärelektronen N_{Pri} , die durch den Laser erzeugt werden, ermittelt werden. Alle Messdaten dieses Abschnitts, sind mit einer Graufiltereinstellung von $A = 1,0$ und $B = 0,3$ wie in Tabelle 1 dargestellt ermittelt. Es wird davon ausgegangen, dass der zweite Townsend-Koeffizient γ vernachlässigt werden kann, sodass nur die Bedingungen für den ersten Townsend-Koeffizienten α , wie unter „2.5 Erster Townsend-Koeffizient α “ beschrieben, vorliegen. Die Strahlentaille w_0 bleibt dabei immer an der gleichen Position, nur die Gaszelle wird mit dem darin enthaltenen Kernstrahlungsdetektor mittels einer Mikrometerschraube vertikal verschoben. Hierbei muss darauf geachtet werden, dass der Laserstrahl den Schlitz im Kathodenrohr ohne beschnitten zu werden passiert. Die Ladungsmengen Q werden, wie unter „2.3 Signale eines gasgefüllten, coaxialen Kernstrahlungsdetektor“ beschrieben, ermittelt. Dabei werden Gaußverteilungen in den Signalverlauf hineingelegt bis ihre Summe eine gewünschte Funktion liefert, die im Aussehen dem Signalverlauf ähnelt. Der Radius r_0 befindet sich knapp oberhalb des Anodendrahtes. Alle weiteren Radien r_n befinden sind jeweils 1 mm, 2 mm und 3 mm entsprechend ihrer Indizes oberhalb des Anodendrahtes. Die Zählspannung U_{Zahl} wird auf jeder Position schrittweise angehoben. Unter Verwendung der so ermittelten Werte für die Ladungsmengen Q und den Gleichungen 2.3 und 2.6 ergeben sich für die Gasverstärkungsfaktoren A der beiden Gasmischungen Werte zu:

Argon-Isobutan im Verhältnis 84 % zu 16 % - β -Strahler

Tabelle 2: Bestimmung des Gasverstärkungsfaktors für Argon-Isobutan mittels β -Strahler

Zählerspannung $U_{\text{Zähl}} [V]$	Ladungsmenge $Q_{\beta\text{-Strahler}} [As]$	Gasverstärkungsfaktor $A_{\beta\text{-Strahler}}$
1650	4,94E-13	3,08E+06
1700	6,21E-13	3,88E+06
1750	1,15E-12	7,15E+06
1800	1,35E-12	8,42E+06
1850	1,36E-12	8,47E+06

Helium-Isobutan im Verhältnis 60 % zu 40 % - β -Strahler

Tabelle 3: Bestimmung des Gasverstärkungsfaktors für Helium-Isobutan mittels β -Strahler

Zählerspannung $U_{\text{Zähl}} [V]$	Ladungsmenge $Q_{\beta\text{-Strahler}} [As]$	Gasverstärkungsfaktor $A_{\beta\text{-Strahler}}$
1800	2,11E-13	1,32E+06
1900	3,96E-13	2,47E+06
2000	3,89E-13	2,43E+06

Argon-Isobutan im Verhältnis 84 % zu 16 % - Laser

Tabelle 4: Bestimmung des Gasverstärkungsfaktors für Argon-Isobutan mittels Laser

Zählerspannung $U_{\text{Zähl}} [\text{V}]$	Radius r [mm]	Ladungsmenge $Q_{\text{Laser}} [\text{As}]$	Gasverstärkungs- faktor A_{Laser}
1650	0	2,66E-13	1,66E+06
	1	3,44E-13	2,15E+06
	2	5,59E-13	3,49E+06
	3	3,62E-13	2,26E+06
1700	0	7,24E-13	4,52E+06
	1	7,67E-13	4,79E+06
	2	8,63E-13	5,38E+06
	3	8,01E-13	5,00E+06
1750	0	1,46E-12	9,10E+06
	1	1,52E-12	9,50E+06
	2	1,67E-12	1,04E+07
	3	1,87E-12	1,17E+07
1800	0	2,47E-12	1,54E+07
	1	2,10E-12	1,31E+07
	2	2,30E-12	1,43E+07
	3	2,59E-12	1,62E+07
1850	0	2,63E-12	1,64E+07
	1	1,99E-12	1,24E+07
	2	1,76E-12	1,10E+07
	3	1,72E-12	1,08E+07

Helium-Isobutan im Verhältnis 60 % zu 40 % - Laser

Tabelle 5: Bestimmung des Gasverstärkungsfaktors für Helium-Isobutan mittels Laser

Zählerspannung $U_{\text{Zähl}} [\text{V}]$	Radius r [mm]	Ladungsmenge $Q_{\text{Laser}} [\text{As}]$	Gasverstärkungs- faktor A_{Laser}
1800	1	2,18E-12	1,36E+07
	2	1,71E-12	1,07E+07
	3	1,89E-12	1,18E+07
1900	1	1,74E-12	1,08E+07
	2	2,53E-12	1,58E+07
	3	3,27E-12	2,04E+07
2000	1	2,50E-12	1,56E+07
	2	3,59E-12	2,24E+07
	3	4,69E-12	2,93E+07

Da die Ladungsmengen Q und die Gasverstärkungsfaktoren A des β -Strahlers und des Laser bekannt sind, ist es unter Verwendung der Gleichung 4.15 möglich, die Anzahl der mit dem Laser durch Multiphotonenionisation erzeugten Primärelektronen N_{Pri} zu bestimmen.

N_{Pri}	= Primärelektronenanzahl
A_{Laser}	= Gasverstärkungsfaktor für Laser induzierte U-t-Graphen
$A_{\beta\text{-Strahler}}$	= Gasverstärkungsfaktor für β -Strahler erzeugten U-t-Diagramme

$$N_{\text{Pri}} = \frac{A_{\text{Laser}}}{A_{\beta\text{-Strahler}}} \quad (4.15)$$

Argon-Isobutan im Verhältnis 84 % zu 16 %

Tabelle 6: Bestimmung der laserinduzierten Primärelektronen für Argon-Isobutan

Zählerspannung $U_{\text{Zähl}}$ [V]	Radius r [mm]	Primärelektronen N_{Pri}
1650	1	0,70
	2	1,13
	3	0,73
1700	1	1,24
	2	1,39
	3	1,29
1750	1	1,33
	2	1,46
	3	1,64
1800	1	1,55
	2	1,70
	3	1,92
1850	1	1,46
	2	1,30
	3	1,27

Tabelle 7: Bestimmung der laserinduzierten Primärelektronen für Helium-Isobutan

Zählerspannung $U_{\text{Zähl}}$ [V]	Radius r [mm]	Primärelektronen N_{Pri}
1800	1	10,31
	2	8,10
	3	8,96
1900	1	4,38
	2	6,39
	3	8,24
2000	1	6,43
	2	9,21
	3	12,05

Wie die Ergebnisse aus den Tabellen 4 und 5 zeigen, steigt der Gasverstärkungsfaktor A bei einem festgelegten Radius r an, wenn die Zählerspannung $U_{\text{Zähl}}$ erhöht wird, da die Feldstärke an dieser Stelle mit steigender Zählerspannung $U_{\text{Zähl}}$ größer wird. In Tabelle 4 ist zu erkennen, dass bei niedrigeren Zählerspannungen $U_{\text{Zähl}}$ (1650 V und 1700 V) eine Dämpfung des Gasverstärkungsfaktors A auftritt, je weiter der Ort der Ionisation vom Anodendraht entfernt ist. Erst bei höheren Zählerspannungen $U_{\text{Zähl}}$ minimiert sich dieser Effekt, was wiederum auf das stärker werdende elektrische Feld E (siehe Tabelle 8 und 9) zurückzuführen ist. Die in Tabelle 4 erhaltenen Werte für den Radius r nahe 0 mm müssen mit besonderer Vorsicht betrachtet werden, da der Weg x zum Anodendraht sehr klein ist und sich somit keine „vollständige“ Stoßkaskade, wie in „2.2 Funktionsweise eines koaxialen, gasgefüllten Kernstrahlungsdetektors“ beschrieben, ausbilden kann. Diese Werte sind zwar in der Tabelle 4 aufgeführt, auf Grund des kleinen Abstandes zur Kathode sind diese von der Betrachtung jedoch auszuschließen.

Die Aussage, dass durch den hier verwendeten β -Strahler nur ein Primärelektron erzeugt wird, wird getroffen um Abschätzungen und Berechnungen zu ermöglichen. Die Erfahrungswerte zeigen, dass durchaus bis zu 4 Primärelektronen von dem hier verwendeten β -Strahler erzeugt werden können. Versuche mit einer Gammaquantenquelle (^{55}Fe), die nur ein Primärelektron erzeugen würde, generieren keine Signale. Dies kann daran liegen, dass keine statistisch relevante Anzahl Gammaquanten des Eisenisotopes 55 die 0,2 mm dicke Aluminiumfenster und die 1,0 mm dicke Aluminiumkathode des Detektors durchdringen kann.

4.7 Berechnung des ersten Townsend-Koeffizient α

Da der Gasverstärkungsfaktor A für ein Primärelektron N_{Pri} und für einen Radius r , sowie die Zählerspannungen $U_{Zähl}$ betrachtet werden, besteht die Möglichkeit mittels der nach dem ersten Townsend-Koeffizient α umgestellten Gleichung 2.11 diesen zu bestimmen. Es ergibt sich:

$\alpha(x)$ =	erster Townsend-Koeffizient am Ort x
A =	Gasverstärkungsfaktor
x =	Ort

$$\alpha(x) = \frac{\ln A}{x} \quad (4.16)$$

Des Weiteren kann unter Verwendung der Gleichung 2.1 das elektrische Feld E bei einem bestimmten Radius r mit einer bekannten Zählerspannung $U_{Zähl}$ sowie den geometrischen Bedingungen des gasgefüllten Kernstrahlungsdetektors berechnet werden.

Argon-Isobutan im Verhältnis 84 % zu 16 %

Tabelle 8: Bestimmung des ersten Townsend-Koeffizienten α
für Argon-Isobutan

Zählerspannung $U_{Zähl}$ [V]	Radius r [mm]	Townsend- Koeffizient α [1/m]	elektrisches Feld E [V/m]
1650	1	1,49E+04	2,58E+05
	2	7,47E+03	1,29E+05
	3	4,98E+03	8,60E+04
1700	1	1,52E+04	2,66E+05
	2	7,59E+03	1,33E+05
	3	5,06E+03	8,86E+04
1750	1	1,58E+04	2,74E+05
	2	7,89E+03	1,37E+05
	3	5,26E+03	9,12E+04
1800	1	1,59E+04	2,81E+05
	2	7,97E+03	1,41E+05
	3	5,32E+03	9,38E+04
1850	1	1,60E+04	2,89E+05
	2	7,98E+03	1,45E+05
	3	5,32E+03	9,64E+04

Helium-Isobutan im Verhältnis 60 % zu 40 %

Tabelle 9: Bestimmung des ersten Townsend-Koeffizienten α
für Helium-Isobutan

Zählerspannung $U_{\text{Zähl}} [\text{V}]$	Radius r [mm]	Townsend- Koeffizient α [1/m]	elektrisches Feld E [V/m]
1800	1	1,41E+04	2,81E+05
	2	7,05E+03	1,41E+05
	3	4,70E+03	9,38E+04
1900	1	1,47E+04	2,97E+05
	2	7,36E+03	1,49E+05
	3	4,91E+03	9,90E+04
2000	1	1,47E+04	3,13E+05
	2	7,35E+03	1,56E+05
	3	4,90E+03	1,04E+05

Der erste Townsend-Koeffizient α steigt mit stärker werdenden elektrischen Feld E bis zu einem bestimmten Maximum an. Hat er dieses Maximum, erreicht bleibt er konstant selbst wenn das elektrische Feld stärker wird. Das Maximum des ersten Townsend-Koeffizienten α zeigt gleichzeitig den Beginn des Sättigungsbereichs nach dem Proportionalbereich des gasgefüllten Kernstrahlungsdetektors (siehe Abbildung 3). Bei der Helium-Isobutan Mischung ist dies bei den Zählerspannungen $U_{\text{Zähl}}$ von 1900 V und 2000 V in Tabelle 9 zu erkennen.

4.8 Bestimmung der Abhängigkeit der Primärelektronenanzahl N_{Pri} von der Energiedichte bei der Strahlentaille w_0

Um die Anzahl der durch den Laserstrahl erzeugt Primärelektronen N_{Pri} bestimmen zu können, wird die Zählerspannung $U_{\text{Zähl}}$ konstant gehalten und nur die Intensität des Laserstrahls mittels der unter „4.5 Graufilter“ verwendeten Einstellungen der Graufilter reduziert. Dies bedingt, dass die unter „4.3 reale Strahlentaille w_0 “ berechnete Strahlentaille w_0 Energiedichte sinkt, wie Tabelle 10 zeigt.

Tabelle 10: Bestimmung der Energiedichte in Abhängigkeit der Graufiltereinstellung

A	B	Energiedichte [$\mu\text{J}/\text{mm}^2$]
1,5	0,3	2,13
1	0,5	5,11
	0,4	5,96
	0,3	7,23
	0,1	10,64
0,5	0,5	12,77
	0,2	25,53
0,04	0,5	34,04
	0,3	51,06
	0,2	63,83
	0,1	80,85
$I_{L\text{Max}}$	0,04	89,36

Die daraus resultierenden Spannungs-Zeit-Signalverläufe für die zwei in diesem Experiment verwendeten Gasmischungen sind normiert in Abbildung 15 und 16 aufgetragen. Als Referenzsignal wird wiederum das Spannungs-Zeit-Signal des β -Strahlers bei der festgelegten Zählerspannung $U_{\text{Zähl}}$ herangezogen.

Argon-Isobutan im Verhältnis 84 % zu 16 %

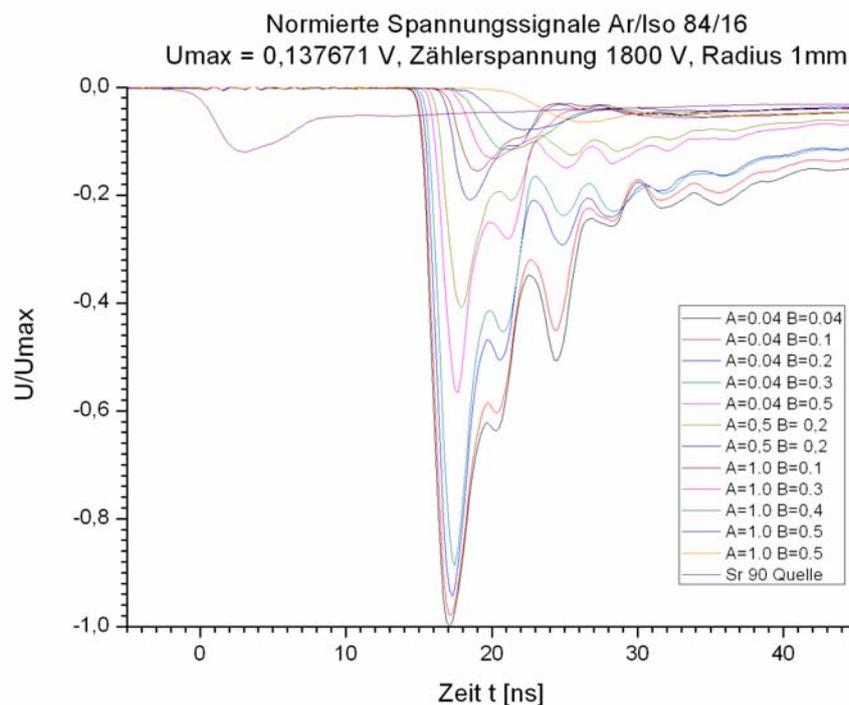


Abbildung 15: normierte Spannungs-Zeit-Signale Argon/Isobutan^[3]

Helium-Isobutan im Verhältnis 60 % zu 40 %

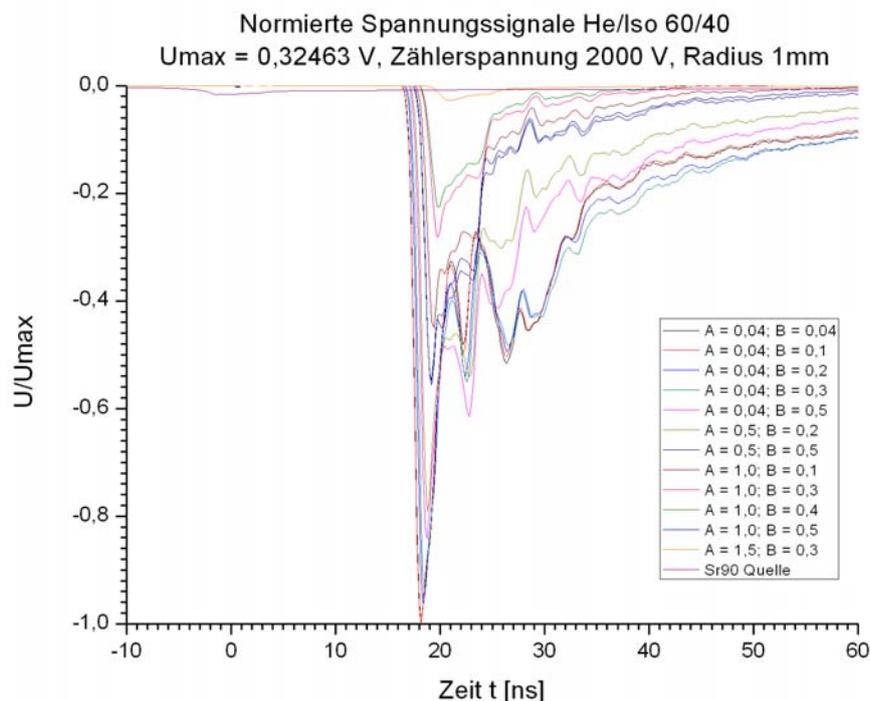


Abbildung 16: normierte Spannungs-Zeit-Signale Helium/Isobutan^[3]

In beiden Diagrammen ist zu erkennen, dass das Signal des β -Strahlers deutlich niedriger gegenüber den durch den Laser generierten Signalen ist. Auch hier wird angenommen, dass der β -Strahler ein Primärelektron erzeugt. Dies bedeutet, dass nur Signale die gleich oder größer als das durch den β -Strahler generierte Signal als „echt“ angesehen werden können. Abbildung 15 zeigt jedoch Signale, die im Vergleich zum β -Strahler niedriger sind. Diese sind damit zu begründen, dass eine Ionisation statistisch wahrscheinlich ist, auch wenn die Energiedichte nicht hoch genug ist, um eine Multiphotonenionisation zu erzeugen. Des Weiteren kann es sein, dass das Signal des β -Strahler durch mehrere Primärelektronen erzeugt wird und somit die in Abbildung 17 dargestellten Ergebnisse eine zusätzliche Normierung erfordern.

Argon-Isobutan im Verhältnis 84 % zu 16 %

Tabelle 11: Ladungsmengenvergleich
für β -Quelle und Laser in Argon-Isobutan

	Ladungsmenge $Q \text{ [As]}$
Sr90 Quelle	1,36E-12
A = 1,0; B = 0,4	1,47E-12

Helium-Isobutan im Verhältnis 60 % zu 40 %

Tabelle 12: Ladungsmengenvergleich für β -Quelle und Laser in Helium-Isobutan

	Ladungsmenge Q [As]
Sr90 Quelle	3,89E-13
A = 1,5; B = 0,3	2,75E-13

Für die Gasmischung Argon-Isobutan weicht der Wert der Ladungsmenge Q für die Graufiltereinstellung A = 1,0; B = 0,4 nur um 7,91 % von dem des β -Strahlers ab. Bei Helium-Isobutan beträgt die Abweichung 29,34 %. Dies bedeutet nach den hier getroffenen Annahmen, dass bei diesen Einstellungen in dem jeweiligen Zählgas nur ein Primärelektron mit dem Laser erzeugt wird. Alle Graphen die eine kleinere Ladungsmenge Q als die in den Tabellen 11 und 12 festgelegten Einstellungen liefern, erzeugen nicht bei jedem Puls des Lasers eine Multiphotonenionisation und fallen somit aus den weiteren Betrachtungen heraus. Somit ergeben sich mit der Gleichung 4.17 die in den Tabellen 13 und 14 dargestellten Werte für die Anzahl der erzeugten Primärelektronen N_{Pri} für die zwei Gasmischungen.

N_{Pri} =	Anzahl der Primärelektronen
Q_{AB} =	Ladungsmenge Abhängig von Graufiltereinstellungen
$Q_{\beta\text{-Strahlers}}$ =	Ladungsmenge Abhängig vom β -Strahler

$$N_{Pri} = \frac{Q_{AB}}{Q_{Sr90}} \quad (4.17)$$

Argon-Isobutan im Verhältnis 84 % zu 16 %

Tabelle 13: Anzahl der Primärelektronen in Abhängigkeit der Graufiltereinstellungen in Argon-Isobutan

A	B	Primärelektronen N_{Pri}
1,5	0,3	0,66
1,0	0,5	0,75
	0,4	1,08
	0,3	1,10
	0,1	1,19
0,5	0,5	1,45
	0,2	1,62
0,04	0,5	2,17
	0,3	3,83
	0,2	4,10
	0,1	4,00
I_{LMax}	0,04	3,95

Helium-Isobutan im Verhältnis 60 % zu 40 %

Tabelle 14: Anzahl der Primärelektronen in Abhängigkeit der Graufiltereinstellungen in Helium-Isobutan

A	B	Primärelektronen
1,5	0,3	0,75
1,0	0,5	3,84
	0,4	4,62
	0,3	5,51
	0,1	7,71
0,5	0,5	10,05
	0,2	16,21
0,04	0,5	18,91
	0,3	26,05
	0,2	28,45
	0,1	32,05
I_{LMax}	0,04	30,05

Die so gewonnenen Daten über die Anzahl der Primärelektronen N_{Pri} in Abhängigkeit von der Energiedichte können nun zusammengefasst werden und sind in Abbildung 17 dargestellt.

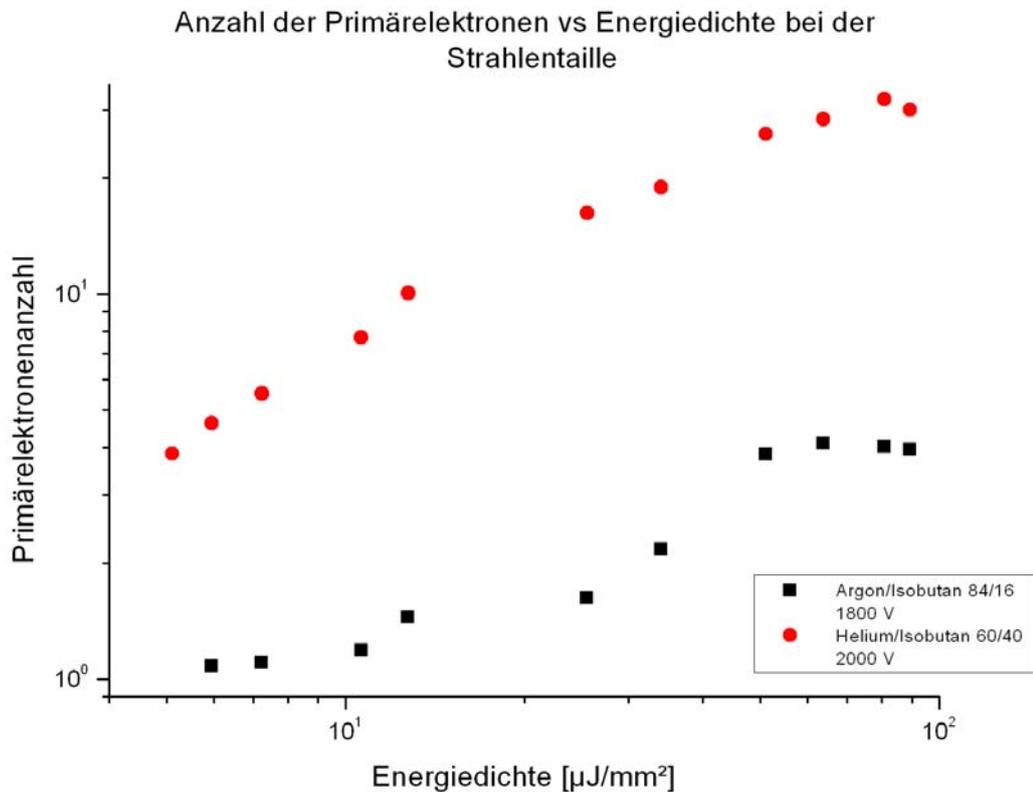


Abbildung 17: Primärelektronenanzahl in Abhängigkeit der Energiedichte bei der Strahlentaille w_0 ^[3]

4.9 Vergleich der gewonnenen Ergebnisse dieser Arbeit mit einem Referenzexperiment

Nachfolgend sollen die unter „4.8 Bestimmung der Abhängigkeit der Primärelektronenanzahl N_{Pri} von der Energiedichte bei der Strahlentaille w_0 “ hervorgehende Ergebnisse mit einer ähnlichen Veröffentlichung aus dem Jahr 1986, die sich ebenfalls mit dem Thema der laserinduzierten Multiphotonenionisation auseinandersetzte, verglichen werden. Der Titel lautete „Detection of phenol in proportional-counter gas by two-photon ionisation spectroscopy“ und wurde von folgenden Autoren geschrieben M. Towrie, J.W. Cahill, K.W.D. Ledingham, M.H.C. Raine, D.T. Stewart und C.M. Houston. Wie der Titel bereits zeigt, war es das Ziel, kleinste Mengen Phenol in einer Gasmischungen nachzuweisen. Dies sollte mittels einer 2-Photonenionisation erreicht werden. Allerdings gibt es zwischen diesem und dem hier vorgestelltem Experiment diverse Unterschiede. In der nachfolgenden Tabelle 15, wird das in dieser Arbeit vorgestellte Experiment als Experiment B und das Vergleichsexperiment von M. Towrie et al. als Experiment A benannt. Abbildung 18 und 19 zeigen den schematischen Aufbau und das graphische Ergebnis des Experimentes A äquivalent zur Abbildung 17, welche aus dem Experiment B resultiert.

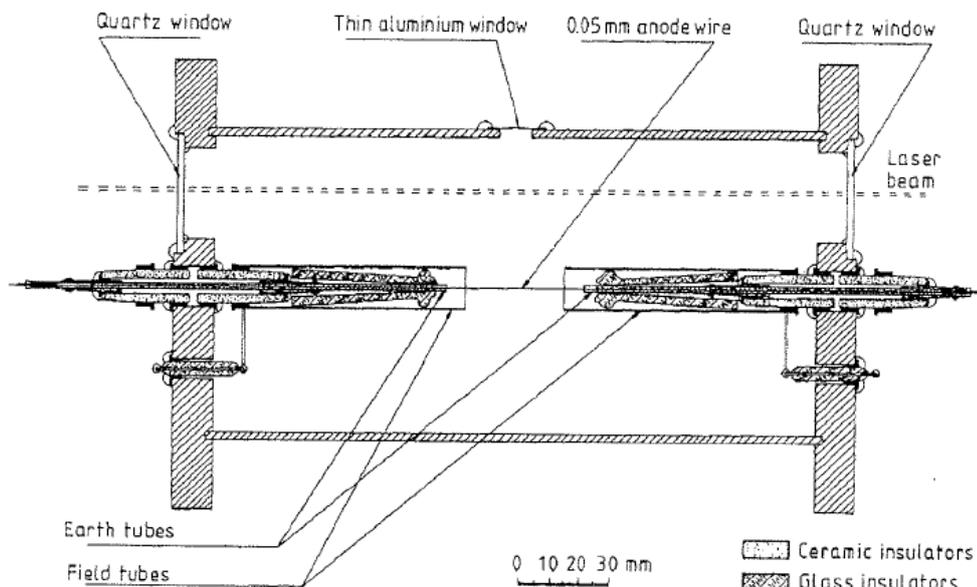


Abbildung 18: Aufbau der Vergleichszelle aus Experiment A^[12]

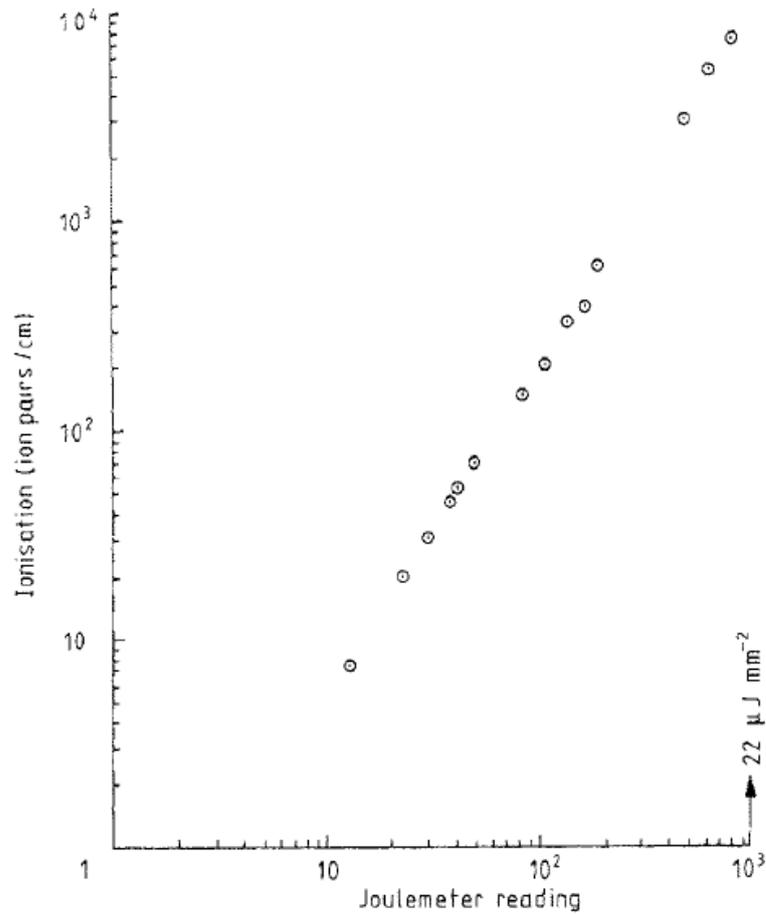


Abbildung 19: Ergebnis des Vergleichsexperimentes A^[12]

Tabelle 15: Vergleich Experiment A gegenüber Experiment B

	Experiment A	Experiment B (FZD)
Wellenlänge λ	275 nm	400 nm
Energie pro Photon	4,5 eV	3,1 eV
Bereich	UV-Bereich	VIS-Bereich
Pulsdauer	6 ns	max. 0,2 ps
n-Potonenionisation	2	> 4
Position der Anode zum Laser	parallel	senkrecht
Ort der Ionisation	entlang der Anode	nur in der Nähe der Strahlentaille w_0
Gas welches ionisiert wird	Phenol	Argon-Isobutan Helium-Isobutan
Ionisierungsenergie	ca. 9 eV	ca. 15,8 eV/24,6 eV
Fläche des Laserstrahls	1 mm ²	1,73*10 ⁻³ mm ²
min. Energiedichte	ca. 0,22 $\mu\text{J}/\text{mm}^2$	2,13 $\mu\text{J}/\text{mm}^2$
max. Energiedichte	22 $\mu\text{J}/\text{mm}^2$	89,36 $\mu\text{J}/\text{mm}^2$

Der Vergleich der Abbildung 18 mit der Abbildung 10 verdeutlicht den prinzipiellen Unterschied gegenüber dem Vergleichsexperiment A und dem in dieser Arbeit vorgestellten Experiment B. Die beiden Experimente haben sehr unterschiedliche Parameter, trotzdem konnte in beiden Fällen Elektronen-Ionen-Paare erzeugt und quantitativ nachgewiesen werden. Einer der markantesten Unterschiede ist die Strahlführung durch den verwendeten Detektor, welche bei Experiment A dafür sorgt, dass das Volumen, in dem die Elektronen-Ionen-Paare erzeugt werden, sehr groß ist. Messungen mit dem Aufbau des Experimentes B zeigten eine zum Verlauf des Laserstrahls parallel liegende Ausdehnung des Ionisations-Volumens von wenigen hundert μm um die Strahlentaille w_0 . Beide Experimente beruhen auf dem Prinzip der Multiphotonenionisation, wobei einzig die Anzahl und die Energie (Wellenlänge) der für die Ionisation benötigten Photonen voneinander abweichen. Des Weiteren unterscheiden sich die beiden Experimente bei der maximalen verwendeten Energiedichte. Experiment A benötigt für die Generierung von 7 Primärelektronen pro cm eine Energiedichte von rund $0,22 \mu\text{J}/\text{mm}^2$ während bei dem in dieser Arbeit vorgestellten Experiment B eine Energiedichte von $2,13 \mu\text{J}/\text{mm}^2$ für ca. 4 Primärelektronen benötigt wird. Dieser große Unterschied der benötigten Energiedichten resultiert aus den unterschiedlichen Ionisierungsenergien der verwendeten Gase sowie den oben aufgeführten unterschiedlichen Parameter. Die in Experiment B (FZD) um $3 \cdot 10^4$ verkürzte Pulsdauer garantiert eine gute Zeitauflösung des Kernstrahlungsdetektors. All diese Unterschiede stellen eine signifikante Verbesserung der Orts- und Zeitauflösung des Experimentes B gegenüber dem vor 24 Jahren durchgeführten Experiment A dar. Die gewonnenen Erkenntnisse beweisen, dass es möglich und sinnvoll ist, einen Teststand für gasgefüllte Kernstrahlungsdetektoren in der in dieser Arbeit vorgestellten Form aufzubauen.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Die aus den Experimenten gewonnenen und in dieser Arbeit präsentierten Ergebnisse unter Verwendung eines gasgefüllten, coaxialen Kernstrahlungsdetektors, welcher im Proportionalbereich arbeitet, zeigen eindeutig, dass es möglich ist mit dem hier vorgestellten Versuchsaufbau und einem geeigneten Lasersystem und Optiken Primärelektronen im Inneren eines solchen Detektors zu erzeugen. Auch der Ort und die Anzahl der erzeugten Primärelektronen kann durch vertikales Verschieben der Gaszelle und die Begrenzung der Leistung des vom Lasersystem gelieferten Laserpulse bestimmt und manipuliert werden. Es konnte weiterhin gezeigt werden, dass die verwendeten Photonen, die eine Wellenlänge aufweisen, welche im VIS-Bereich liegen durchaus für diese Art Experiment geeignet sind. Weitere Modifikationen am Versuchsaufbau sowie Untersuchungen werden jedoch nötig sein, um das eigentliche Ziel, die Erzeugung und Detektion eines einzelnen Primärelektrons erreichen zu können. Des Weiteren bedarf es noch näherer Untersuchungen über das Volumen in dem die hier beschriebene Multiphotonenionisation zustande kommt. Erste Ergebnisse hierzu zeigen, dass sich dieses Volumen entlang des Strahlenverlaufs des Laserstrahls auf einige hundert μm um die Strahlentaille w_0 beschränkt. Mittel- und langfristig soll dieses Verfahren auf RPC's angewendet werden. Ein solcher Detektor ist schematisch in Abbildung 20 dargestellt. Hierbei besteht die Herausforderung darin, den Laserstrahl durch die nur $300\ \mu\text{m}$ breiten Gasspalte des RPC's hinein zu strahlen.

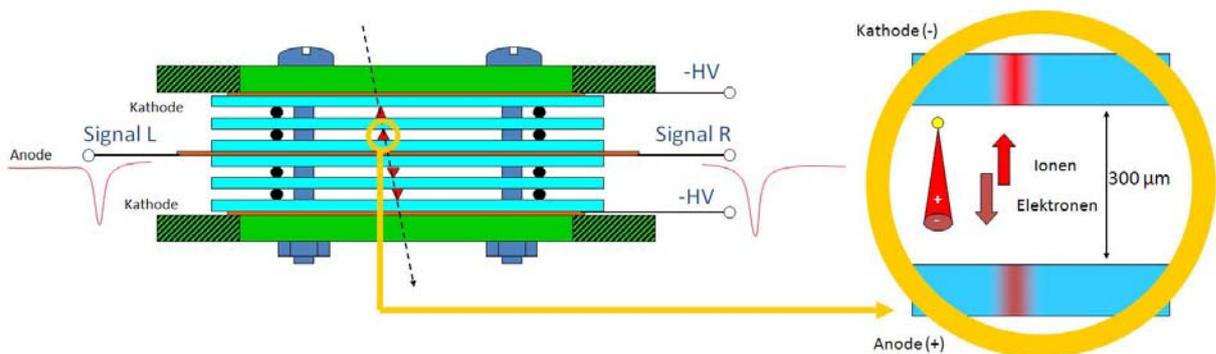


Abbildung 20: Darstellung eines RPC's^[17]

6 Referenzen

- [1] <http://www-linux.gsi.de/~wolle/Schuelerlabor/TALKS/DETEKTOREN/VO-3-Gasdetektoren.pdf>, Datum: 11.1.2010;
- [2] Particle Detection with Drift Chambers, Autor: W. Blum, L. Rolandi;
- [3] Marcus Kaspar;
- [4] <http://de.wikipedia.org/wiki/Proportionalz%C3%A4hler>, Datum: 27.1.2010;
- [5] http://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Datei:Kennlinie_Zaehlrrohr-GER.svg&filetimestamp=20071223222022, Datum: 13.11.2009;
- [6] Short Pulse Laser interactions with Matter, Auto Paul Gibbon;
- [7] IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol 54, No6, Autor: S. Narita;
- [8] <http://www.impex-hightech.de/WEB-JPG/Ti-Saphir-Kurve.gif>, Datum: 15.1.2010;
- [9] <http://www.newport.com/images/webclickthru-GR/images/1272383.gif>;
- [10] Prof. P. Hartmann, Folien Lasertechnik-2.0.1.pdf, 47;
- [11] http://www.linos.com/pages/mediabase/original/fokussierung-aufweitung-von-laserstrahlung_2186.pdf, Datum: 16.1.2010;
- [12] M. Towrie et al., J. Phys. B: At. Mol. Phys. 19(1986) 1989-1996;
- [13] V. Golovatyuk, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 508 (2003) 29.;
- [14] G. Chiodini, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 572 (2007) 173.;
- [15] S. Narita, et al., IEEE Transactions on nuclear science Vol. 54 No. 6 (Dec. 2007);
- [16] G. Chiodini, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 602 (2009) 757;
- [17] Daniel Stach, Eval07_Stach_RPC_deutsch_v99DS.ppt;

7 Selbstständigkeitserklärung

Ich versichere, dass ich diese Bachelorarbeit ohne fremde Hilfe selbstständig verfasst und nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe. Wörtlich oder dem Sinn nach aus anderen Werken entnommene Stellen sind unter Angabe der Quellen kenntlich gemacht.

.....

Ort, Datum Unterschrift