

Masterarbeit

Entwicklung eines Spurdetektors zum Nachweis kosmischer Myonen mithilfe von Leuchtstoffröhren

Development of a Tracking Detector for Cosmic Muons using Fluorescent Tubes

angefertigt von

Hans Weger

aus Celle

am II. Physikalischen Institut

Arbeitsnummer: II.Physik-UniGö-MSc-2012/02
Bearbeitungszeit: 1. November 2011 bis 29. Februar 2012
Betreuer: Dr. Jens Weingarten
Erstgutachter: Prof. Dr. Arnulf Quadt
Zweitgutachter: Priv.Do. Dr. Jörn Große-Knetter

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theorie	3
2.1. Teilchenschauer	3
2.2. Energieverlust geladener Teilchen in Materie	6
2.3. Betastrahler ^{90}Sr als Quelle für Elektronen	7
2.4. Diffusion und Drift von Elektronen im elektrischen Feld	10
2.5. Ionisation, Lawineneffekt und Gasentladung	11
2.6. 'Große Detektoren' (Ionisationskammern) als Vorbilder	14
2.7. Leuchtstoffröhren	17
3. Idee des Versuchs	19
3.1. Aufbauten von Robert Hart	19
3.2. Ergebnisse aus dem Projektpraktikum	21
3.3. Ergänzungen und Neuerungen für den vorliegenden Versuch	22
4. Aufbauten und Auswertung	27
4.1. Messungen mit den kurzen Röhren im Plattenkondensator	27
4.1.1. Grundaufbau	29
4.1.2. Varianten	31
4.1.3. Fazit und Verbesserungen	35
4.2. Messungen mit Aluminium-Folie	36
4.2.1. Messungen mit Aluminium-Folie beidseitig längs auf der kurzen Röhre	36
4.2.2. Messungen mit Aluminium-Folie beidseitig längs auf der langen Röhre	40
4.2.3. Rauschquellen und deren Stärke	41
4.2.4. Messungen mit der kurzen Röhre und Gleichstromwandler	43
4.3. Messungen mit Ringen als Elektroden um die Röhren	44
4.3.1. Einfluss der Feldlänge	45
4.3.2. Messungen mit der langen Röhre und 2 Kupferringen	47
4.3.3. Messungen mit der langen Röhre und 4 Kupferringen	55

Inhaltsverzeichnis

5. Schlussfolgerungen	59
A. Anhang	63

1. Einleitung

Der Nachweis kosmischer Myonen auf der Erdoberfläche hat die Forschung lange Zeit stark beschäftigt und herausgefordert. Heutzutage werden Myonraten häufig zur Kalibration von neuen Detektoren benutzt, wie unlängst am ATLAS Detektor am CERN geschehen. Es gibt bereits viele kleine Experimente, die Myonen an sich oder auch ihre Energie- und Winkelverteilung zuverlässig bestimmen können. Dementsprechend sind Experimente mit Szintillatoren und angeschlossenen Photomultipliern Standard in jedem universitären Physik-Praktikum geworden.

Nichtsdestotrotz sind die Anschaffung und teilweise der Betrieb der Geräte für solche Versuche immer noch mit hohen Kosten verbunden. Dies ist unter anderem ein Grund dafür, warum die Teilchenphysik nur selten Eingang in die Schulphysik gefunden hat. Ein sehr kostengünstiger Aufbau eines Myon-Detektors lässt sich auf der Homepage von Robert Hart¹ finden, dessen einfacher Myondetektor mit geringer Ortsauflösung auf Leuchtstoffröhren basiert. Seine Bauweise geht auf eine Idee von Sascha Schmeling zurück, der diese Idee eines Myondetektors auf der CERN Lehrer-Website² vorstellt. Zuletzt haben Studenten der Georg-August Universität Göttingen im Rahmen des Projektpraktikums einen Teststand für die Detektierung von Myonen mit Leuchtstoffröhren gebaut³. Auf ihre Idee und Ergebnisse so wie auf die von Robert Hart werde ich in Kapitel 3 eingehen.

Der Versuch beruht auf der Tatsache, dass geladene Teilchen beim Durchgang durch Materie einem Energieverlust unterliegen. Wird von einem kosmischen Myon genug Energie in der Leuchtstoffröhre deponiert, kann das eine kleine Gasentladung hervorrufen, die entweder durch ein leichtes Blitzen, oder durch einen kleinen Puls am Oszilloskop detektiert werden kann. Die theoretischen Grundlagen werden in Kapitel 2 erarbeitet. Myonentstehung und -rate ist dabei nur ein Teil. Die Bewegung von freien Ladungsträgern wird

¹<http://hardhack.org.au/> (zuletzt aufgerufen am 28. Februar 2012).

²<http://teachers.web.cern.ch/teachers/archiv/hst2000/teaching/expt/sascha/sascha.htm> (zuletzt aufgerufen am 28. Februar 2012).

³Julia Oelker u.a.: *Spurdetektor aus Leuchtstoffröhren - Nachweis kosmischer Myonen*; Projektpraktikum im SoSe 2010 an der Georg-August Universität Göttingen.

1. Einleitung

ebenso angesprochen wie die Physik der Gasentladung und die Funktionsweise 'großer Detektoren' wie Ionisationskammern.

Kapitel 4 beinhaltet eine Aufstellung über alle die Versuche und Ergebnisse, die erzielt wurden. Insbesondere wurden unterschiedliche Formen an elektrischen Feldern getestet und verschiedene Leuchtstoffröhren eingesetzt. Der Einfluss von Feld-, Heiz- und Absaugspannung auf das Auftreten der Gasentladungen wird erläutert und der gezielte Einsatz des Beta-Strahlers ^{90}Sr als Quelle minimal ionisierender Elektronen beschrieben.

2. Theorie

2.1. Teilchenschauer

Myonen sind Teil der *sekundären kosmischen Strahlung*, die zuerst im Jahr 1912 vom österreichischen Physiker Viktor Hess beschrieben wurde. Er stieg mit mehreren geladenen Elektrometern in einem Heißluftballon auf über 5300 m und erkannte, dass die Entladung der Elektrometer mit zunehmender Höhe schneller von statten ging, was bedeutet, dass die Intensität der Strahlung mit der Höhe zunahm. Wäre die Strahlung terrestrischen Ursprungs, so hätte der umgekehrte Fall, eine Abnahme der Intensität, beobachtet werden müssen. Für seine Forschung bekam Hess 1936 den Nobelpreis für Physik [1].

In der Folge begannen verschiedene Forschergruppen diese kosmische Strahlung genauer zu untersuchen. Walther Bothe und Werner Kolhörster fielen 1929 Teilchen mit einem sehr hohen Durchdringungsvermögen auf. Wie wir heute wissen, waren diese Teilchen Myonen, von denen 75 % einen 4 cm dicken Goldblock durchdringen konnten und deren Rate selbst hinter einem zweiten Goldblock nur um 25 % zurückging. Bruno Rossi konnte nachweisen, dass 60 % der Teilchen, die einen 25 cm dicken Bleiblock durchdringen, auch einen 1 m dicken Block durchqueren konnten [1]. Ab 1933 kam man von der Vorstellung ab, dass es sich bei diesen Teilchen um hochenergetische Elektronen handelt. Patrick Blackett und Giuseppe Occhialini untersuchten 'Elektronen-Schauer' aus negativ und positiv geladenen Elektronen in der Nebelkammer. Die von Hans Bethe und Walter Heitler durchgeführten Wirkungsquerschnitt-Berechnungen der Quanten Elektro Dynamik (QED) halfen dabei, die Masse der Teilchen auf mindestens einhundert Elektron-Massen festzulegen. Sowohl Seth Neddermeyer und Carl Anderson, die die Myonmasse auf größer als die des Elektrons und deutlich kleiner als die des Protons schätzten, als auch Jabez C. Street und E.C. Stevenson, die mit Vermessungen von Spuren in ihrer Nebelkammer die Myonmasse mit 130 Elektron-Massen angaben, konnten weitere Beiträge zur Festlegung der Myonmasse liefern [1].

Die definitive Entdeckung des Myons passte sehr gut in die Quanten-Theorie der Wechselwirkungen, die keine Erklärung für Elektronen mit solchen Eigenschaften gehabt hätte.

2. Theorie

Bereits 1935 hatte der japanische Physiker Hideki Yukawa auf Grundlage der Theorie der Kernkräfte ein Teilchen mit 200 Elektronmassen postuliert. 1941 konnte Franco Rosetti die Lebensdauer eines Myons mit $(1.5 \pm 0.3) \times 10^{-6}$ s bestimmen [2].

Heutzutage wissen wir, dass Myonen in 9–12 km Höhe größtenteils aus dem Zerfall von Kaonen und Pionen entstehen. Diese kurzlebigen Mesonen, deren mittlere Lebensdauer nur 2.6×10^{-8} s bzw. 1.2×10^{-8} s beträgt [3], entstehen bei Reaktionen von Bestandteilen der *primären kosmischen Strahlung* (85 % Protonen, 12 % α -Teilchen und einige schwere Kerne von Lithium bis Eisen [4]) mit Atomen und Molekülen der Atmosphäre. Dabei sind sie nur ein kleiner Teil aller Zerfallsprodukte, die bei diesen Kollisionen entstehen. Abbildung 2.1 zeigt schematisch den sogenannten Teilchenschauer.

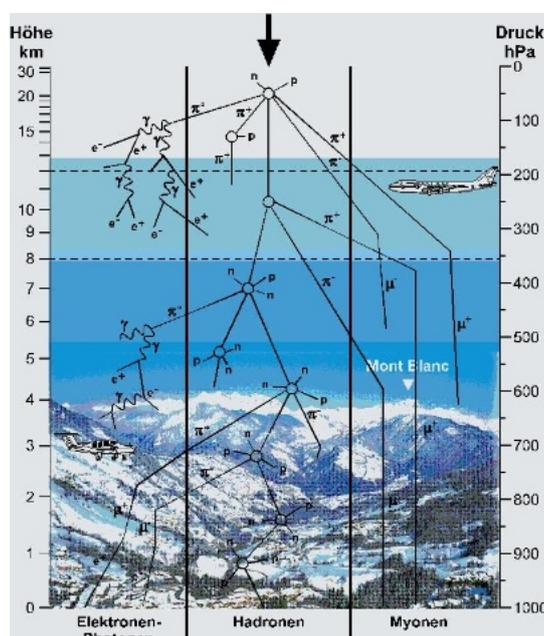


Abb. 2.1.: Schematische Skizze des Teilchenschauers [5].

Die Entdeckung des Myons war der erste experimentelle Beweis für Albert Einsteins Relativitätstheorie. Myonen benötigen eine Geschwindigkeit von etwa 75 % der Lichtgeschwindigkeit, um die Erdoberfläche erreichen zu können. Wie Abbildung 2.2 zeigt, liegt der größte Teil des Myonspektrums darüber und die Teilchen können trotz ihrer geringen mittleren Lebensdauer von 2.6×10^{-6} s auf der Erdoberfläche und sogar in mehreren hundert Metern Tiefe nachgewiesen werden. Der Ansatz, kosmische Myonen als relativistische Teilchen zu behandeln, löste das sogenannte Myonparadoxon. Die tatsächliche Energieverteilung von Myonen auf der Erdoberfläche zeigt Abbildung 2.2. Den Großteil des Myonspektrums auf der Erdoberfläche machen Myonen mit einem Impuls von $0.2 \text{ GeV}/c < p < 10 \text{ GeV}/c$ aus. Für den Bereich in Göttingen, wo die Seehöhe etwa 150 m

über NN beträgt, ist eine Myonrate von $\frac{1.3}{\text{cm}^2\text{s}}$ zu erwarten.

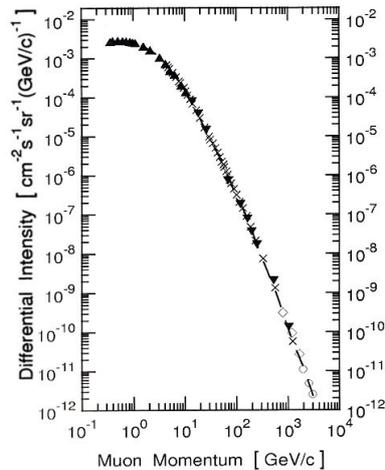


Abb. 2.2.: Energiespektrum kosmischer Myonen auf Seehöhe [6].

Die Zerfallskanäle des Myons sind sehr genau untersucht. Dabei überwiegt mit einem Anteil von nahezu 100% deutlich der Kanal des Zerfalls gemäß $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ in ein Elektron, ein Anti-Elektronneutrino und ein Myonneutrino. Der Feynman-Graph für diesen Zerfall ist in Abbildung 2.3 gezeigt.

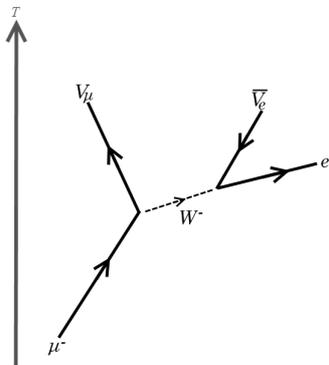


Abb. 2.3.: Feynman-Graph eines Myon Zerfalls mit der Zeitachse in der Vertikalen. Das Myon zerfällt unter Aussendung eines Myonneutrinos über ein W^- -Boson in ein Elektron und ein Anti-Elektronneutrino [7].

Vergleicht man die Masse des Myons und die Gesamtmasse der Zerfallsprodukte, so fällt auf, dass die Massen nicht gleich sind, sondern dass die Masse des Myons überwiegt. Die Massendifferenz wird dabei nach Einsteins berühmter Formel $E = mc^2$ in Energie umgewandelt und tritt als kinetische Energie der Zerfallsprodukte oder in sehr seltenen Fällen als Photon auf [3].

2.2. Energieverlust geladener Teilchen in Materie

Geladene Teilchen werden beim Durchgang durch Materie an den Atomkernen und Elektronen gestreut. Bewirkt die Streuung an den Atomkernen des Materials lediglich eine Ablenkung des Teilchens, so nehmen Elektronen aufgrund ihrer geringen Masse einen erheblichen Anteil an Energie auf. Dies führt dazu, dass das einfallende Teilchen einen Teil ihrer Energie in der Materie verlieren. Dabei sind Verluste durch Anregung und Ionisation der Atome die Hauptmechanismen, welche durch die *Bethe-Bloch-Gleichung* beschrieben werden.

Der Energieverlust pro Wegeinheit der geladenen Teilchen beschrieben durch die Bethe-Bloch-Gleichung lautet [3]:

$$-\frac{dE}{dx} = K z^2 \frac{Z}{A \beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right]. \quad (2.1)$$

Dabei ist T_{max} die maximale kinetische Energie, die einem freien Elektron in einer Kollision übertragen werden kann. Ist die Teilchenmasse M und der Impuls $M\beta\gamma c$ bekannt, kann T_{max} über

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2}$$

berechnet werden. Die übrigen Größen sind in Tabelle 2.1 erläutert.

Tab. 2.1.: Übersicht über die in der Bethe-Bloch-Gleichung auftretenden Größen [3].

Symbol	Definition	Wert oder Einheit
K	$4\pi\alpha^2 N_A \hbar/m$	0.307 MeV cm ² /g
α	Feinstrukturkonstante	1/137
N_A	Avogadro-Zahl	$6.022 \cdot 10^{23}$ mol ⁻¹
r_e	Klassischer Elektronenradius	2.818 fm
$m_e c^2$	Elektronmasse $\times c^2$	0.511 MeV
$z \cdot e$	Ladung des einfallenden Teilchens	
Z	Kernladungszahl des Absorbers	
A	Massenzahl des Absorbers	g mol ⁻¹
T	Kinetische Energie	MeV
I	Mittlere Ionisationsenergie	
$\delta(\beta\gamma)$	Term zur Korrektur des Dichteeffekts	

Der Parameter $\delta(\beta\gamma)$ beschreibt eine deutliche Reduzierung des Energieverlusts der einfallenden relativistischen Teilchen durch die weitgehende Abschirmung ihres ausgedehnten transversalen elektrischen Feldes durch die Ladungsdichte der Atomelektronen. Der Dich-

teffekt spielt, wie der Name schon sagt, in Materialien mit hoher Dichte eine große Rolle, während er in Gasen unter Normaldruck vernachlässigt werden kann [8]. Für die mittlere Anzahl an Elektron/Ion-Paaren, die bei einem gegebenem Energieverlust eines Teilchens in Gasen erzeugt werden, gilt die Faustformel, dass ein Paar pro 30 eV Energieverlust erzeugt wird [9]. Dieser Wert hängt nicht stark von der Art des Teilchens und nur schwach vom Gastyp ab. Da neben Ionisation auch Anregung für einen Energieverlust der Teilchen sorgt, ist die Anzahl der Teilchen *nicht* mit dem Energieverlust geteilt durch das Ionisationspotenzial des Gases gleichzusetzen.

Abbildung 2.4 zeigt den Verlauf des Energieverlusts (Stopping power = $-dE/dx$) von positiven Myonen in Kupfer als Funktion von $\beta\gamma = p/Mc$. Er kann als exemplarisch für den Energieverlust eines Myons in Materie angenommen werden. Bei niedrigen Energien ist der Energieverlust abhängig von der Ladung des einfallenden Teilchens. Dieser Barkas Effekt ist hauptverantwortlich für die Energieverluste von Teilchen mit einem solch geringen Impuls. Bei sehr hohen Energien hingegen bestimmen in erster Linie Verluste durch radiative Bremsstrahlung den Energieverlust. Die Bethe-Bloch-Gleichung beschreibt gut den Bereich von $0.1 \lesssim \beta\gamma \lesssim 1000$, wie es in der Abbildung dargestellt ist. Bei $\beta\gamma \approx 3.5$ wird das Minimum des Energieverlusts erreicht [10]. Zu höheren Myonenergien hin steigt der Energieverlust leicht an, bis er ab ca. $\beta\gamma = 1000$ von Verlusten durch Bremsstrahlung dominiert wird und stark ansteigt.

Wie dem Spektrum der kosmischen Myonen (Abb. 2.2) zu entnehmen ist, treffen hauptsächlich Myonen mit einem Impuls von 0.2 GeV/c bis 10 GeV/c ($2 \lesssim \beta\gamma \lesssim 100$) auf die Erdoberfläche, deren Energieverlust um das Minimum liegt. Auch Myonen mit einem Impuls bis $p = 100$ GeV/c unterliegen einem nur leicht erhöhtem Energieverlust nahe an dem eines minimal ionisierenden Teilchens, haben aber eine rund 100 mal geringere Rate. Myonen mit einem Impuls von 1000 GeV/c, die dem dreifachen Energieverlust eines MIPs unterliegen, treffen auf Seehöhe mit einer 10^4 mal geringeren Rate auf die Erdoberfläche.

2.3. Betastrahler ^{90}Sr als Quelle für Elektronen

Strontium ist das 38. Element im Periodensystem. Soweit sind 32 Isotope bekannt, von denen aber nur 4 natürlich vorkommen (^{84}Sr , ^{86}Sr , ^{87}Sr , ^{88}Sr). ^{90}Sr ist ein Betastrahler, der vornehmlich in Kernspaltungen in Kraftwerken aber auch bei Kernwaffenexplosionen entsteht und ist eines der häufigsten Spaltprodukte überhaupt. Es zerfällt mit einer Halbwertszeit von 28.78 Jahren zu ^{90}Y , das seinerseits wiederum unter Aussendung von β und

2. Theorie

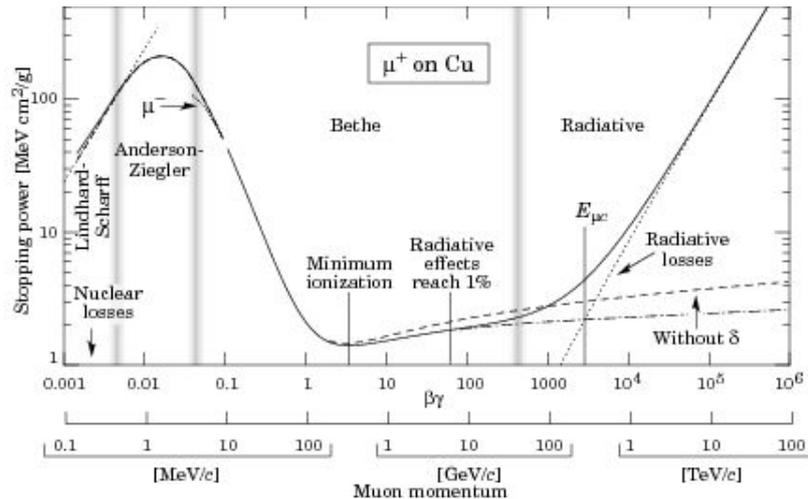


Abb. 2.4.: Energieverlust eines positiv geladenen Myons in Kupfer in Abhängigkeit von der Myonenergie [3].

γ -Strahlung schnell weiter ins stabile ^{90}Zr zerfällt. Die Zerfallskette ist folgende [11]:

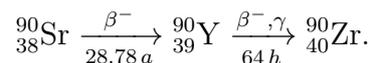


Abbildung 2.5 zeigt den Feynman-Graphen eines β^- -Zerfalls, bei dem ein Neutron gemäß $d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e$ in ein Proton zerfällt.

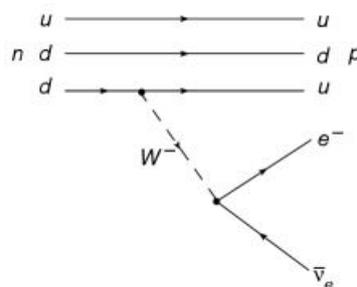


Abb. 2.5.: Feynman-Graph eines β^- -Zerfalls. Ein d-Quark des Neutrons zerfällt unter Aussendung eines W^- -Bosons in ein u-Quark. Das W^- -Boson zerfällt seinerseits in ein Elektron und ein Anti-Elektronneutrino. Die übrigen Quarks des Neutrons gehen so im entstehenden Proton auf und nehmen nicht an der Reaktion teil. Man nennt sie daher auch englisch Spectator-Quarks [12].

Wie zu sehen ist, wird bei der Umwandlung eines Neutrons in ein Proton über das W^- -Boson nicht nur ein Elektron, sondern auch ein Antielektron-Neutrino ausgesandt. Daher kann nicht die gesamte Zerfallsenergie auf das Elektron übertragen werden. Aufgrund der sehr geringen Masse des Neutrinos im Vergleich zu der des Elektrons ($m_\nu < 2\text{eV}$ gegenüber $m_e = 0.511\text{MeV}$ [3]) wird es nur einen kleinen Anteil der Zerfallsenergie auf-

2.3. Betastrahler ^{90}Sr als Quelle für Elektronen

nehmen. Im Grenzfall, dass das Neutrino kaum kinetische Energie besitzt, bekommt das Elektron fast die gesamte Zerfallsenergie übertragen. Diese Endpunktenergie des Spektrums der Elektronen wird im Folgenden berechnet und gibt die maximale kinetische Energie der Zerfalls-Elektronen an.

Die Zerfallsenergie beim Zerfall von ^{90}Sr zu ^{90}Y beträgt 0.546 MeV. Bei einer Ruhemasse des Elektrons von 0.511 MeV bleiben maximal 0.035 MeV als kinetische Energie für das Elektron. Mit $E = \gamma \cdot mc^2$ und $\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}}$ folgt $\gamma = 1.068$ und somit $\beta = 0.35$. Der Zerfall des ^{90}Y ins ^{90}Zr setzt neben γ -Strahlung auch energiereiche β -Strahlung aus. Die Zerfallsenergie beträgt 2.282 MeV, womit $\gamma = 4.466$ und $\beta = 0.881$ folgt und somit ein $\beta\gamma$ ergibt von $\beta\gamma = 3.935$.

Für Berechnung des Energieverlusts von Elektronen beim Durchgang durch Materie kann nicht die Bethe-Bloch-Gleichung benutzt werden ([8], [13]). Bei ihnen überwiegen Verluste durch Bremsstrahlung, jedoch werden sie einen Teil ihrer Energie durch Ionisation verlieren. Abbildung 2.6 zeigt, welchem Energieverlust durch Ionisation ein Elektron in verschiedenen Gasen unterliegt in Abhängigkeit von der Energie des Elektrons. Die Elektronen des ^{90}Y -Zerfalls liegen im minimal ionisierenden Bereich. Sie bilden also eine gute Möglichkeit, um den Durchgang der, auf der Erdoberfläche hauptsächlich ankommenden (s. Kap. 2.1), minimal ionisierenden kosmischen Myonen zu simulieren.

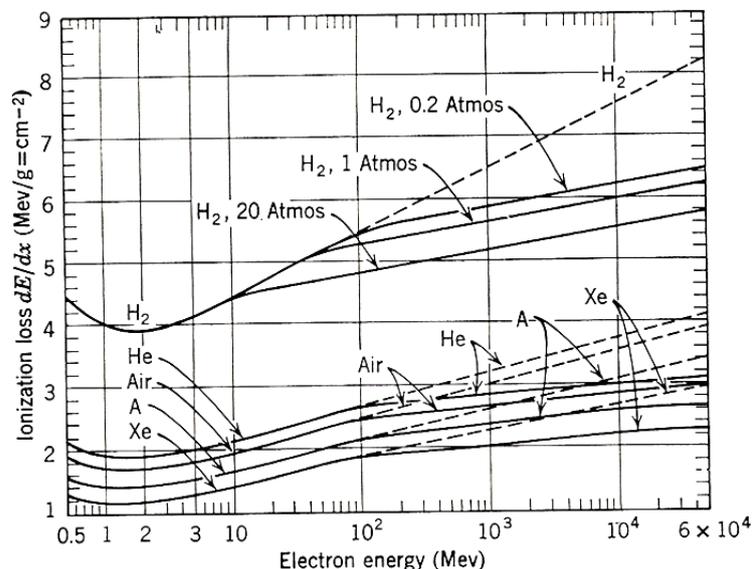


Abb. 2.6.: Energieverlust durch Ionisation beim Durchgang von Elektronen durch verschiedene Gase. Das Minimum befindet sich bei einer Elektronenergie von ~ 1.3 MeV. Die gestrichelten Linien stellen den Verlauf ohne Berücksichtigung des Dichteeffekt dar [13].

2.4. Diffusion und Drift von Elektronen im elektrischen Feld

Der Transport von Ladungsträgern in Gasen beeinflusst entscheidend die Eigenschaften eines Detektors. *Diffusion* und *Drift* im elektrischen Feld sind dabei die zwei wichtigsten Phänomene und werden in diesem Abschnitt kurz beschrieben.

Diffusion

Ohne den Einfluss eines elektrischen Feldes diffundieren Elektronen und Ionen und es wird sich rasch ein thermodynamisches Gleichgewicht einstellen. Die mittleren Geschwindigkeiten der Ladungen werden durch die Maxwell-Verteilung mit

$$v = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (2.2)$$

beschrieben, wobei $k = 8.617 \cdot 10^{-5}$ eV/K die Boltzmann-Konstante, T die Temperatur und m die Teilchenmasse darstellen. Offensichtlich besitzen die leichteren Elektronen eine höhere Geschwindigkeit, als die Ionen. Bei Raumtemperatur beträgt die Geschwindigkeit der Elektronen einige 10^6 cm/s, während die der Ionen in der Größenordnung 10^4 cm/s zu finden ist [9]. Die Ladungsverteilung nach einer bestimmten Diffusionszeit t wird mit dem Diffusions-Koeffizienten D bestimmt:

$$\frac{dN}{dx} = \frac{N_0}{\sqrt{4\pi Dt}} e\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right).$$

N_0 ist die Gesamtzahl der Ladungen und x die Distanz zum Ort der Entstehung. Der Diffusions-Koeffizient wird über

$$D = \frac{1}{3}v\lambda \quad (2.3)$$

bestimmt, wobei λ die mittlere freie Weglänge der Ladungen im Gas darstellt. Für ein ideales Gas ist diese von der Temperatur T und dem Druck p abhängig:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{kT}{\sigma_0 p}. \quad (2.4)$$

σ_0 beschreibt den totalen Wirkungsquerschnitt für Kollisionen mit einem Gasatom. Setzt man nun Gleichung 2.2 und 2.4 in Gleichung 2.3 ein, so erhält man als Ausdruck für den Diffusions-Koeffizienten [9]:

$$D = \frac{2}{3\sqrt{\pi}} \frac{1}{p\sigma_0} \frac{(kT)^3}{m}. \quad (2.5)$$

Drift

Bei Anlegen eines elektrischen Feldes, beispielsweise in einem Plattenkondensator, werden die Elektronen und Ionen zur Anode bzw. Kathode entlang der Feldlinien beschleunigt. Die Beschleunigung wird dabei unterbrochen von Stößen mit den Gasatomen oder -molekülen, so dass die Ladungen nicht die durch die Stärke des Feldes maximal mögliche Geschwindigkeit erhalten. Die durchschnittliche Geschwindigkeit wird als *Drift-Geschwindigkeit* u der Ladung bezeichnet. Verglichen mit der normalen thermischen Geschwindigkeit ist die Drift-Geschwindigkeit für Ionen langsam. Für Elektronen aber kann sie aufgrund deren geringer Masse große Werte annehmen. Um das näher zu verstehen ist es nützlich, die Mobilität μ als

$$\mu = u/E$$

mit der elektrischen Feldstärke E zu definieren [9].

Für positiv geladene Ionen hängt u bis hin zu hohen Energien von dem Verhältnis E/p ab. Bei konstantem Druck p ist die Mobilität μ konstant und verhält sich bei gegebener elektrischer Feldstärke umgekehrt proportional zu p . Bei idealen Gasen gilt die Abhängigkeit

$$D/\mu = kT/e$$

zwischen Drift-Geschwindigkeit und Mobilität. Die Mobilität von Elektronen ist deutlich größer und ist abhängig von der Feldstärke. Der Geschwindigkeitszuwachs beeinflusst auch den Diffusions-Koeffizienten, dessen Faktor kT durch die mittlere Energie der Elektronen ersetzt wird, sobald diese die thermische Energie übertrifft. Dadurch vergrößert sich D , was wiederum Konsequenzen für die Berechnung von Teilchenbahnen hat, wie es beispielsweise in Drahtkammern geschieht [9].

2.5. Ionisation, Lawineneffekt und Gasentladung

"Blitze, Funken, Lichtbögen gehören zu den spektakulären Naturerscheinungen. Gezähmt geben sie uns Licht aus energiesparenden Lampen, warnen uns vor schnellen Teilchen in Geiger-Zähler und Ionisationskammer oder registrieren sie in der Drahtkammer. Gasentladungen, beherrschbar seit Ende des 19. Jh. durch Fortschritte in Vakuum- und Hoch-

2. Theorie

*spannungstechnik, waren auch der Schlüssel zur Erforschung des Atoms.*¹

Von sich aus sind Gase nicht leitend. Jedoch sind sie im Plasmazustand in der Lage, elektrischen Strom zu leiten. Das Plasma entsteht durch *Stoßionisation* mit einem *Lawineneffekt*.

Primärionisation

Zur Erzeugung von Ladungsträgern in Gasen müssen die Atome ionisiert werden. Dazu muss die Ablösearbeit W eines Elektrons vom (Gas-)Atom bzw. Molekül (die *Ionisierungsenergie*) geleistet werden. Dies kann durch energiereiche Strahlung (beispielsweise radioaktive Strahlung) oder Erhitzung geschehen. Wie der Maxwell-Verteilung² zu entnehmen ist, reicht die Raumtemperatur schon aus, dass einzelne Atome genügend kinetische Energie besitzen, um durch Stöße andere Gasatome zu ionisieren und freie Elektronen auszusenden. Beim Anlegen einer Feldspannung werden Ionen und Elektronen aus dieser *Primärionisation* nun zu den jeweils entgegengesetzten Elektroden der Feldspannung beschleunigt. Je höher die Feldspannung ist, desto stärker ist die Beschleunigung. Sie berechnet sich für ein Elektron, das das komplette homogene elektrische Feld (beispielsweise eines Plattenkondensators) durchläuft, mit Hilfe von $E = U/d$ und $F = m \cdot a = e \cdot E$ zu

$$a = \frac{e U}{m d}.$$

E ist die Energie des Plattenkondensators, wobei U die an die Platten angelegte Spannung und d der Abstand der Platten ist. e ist die Elementarladung. Die Endgeschwindigkeit v_d und die Driftzeit t_d der Elektronen hängen dabei nicht von der Beschleunigungsstrecke, sondern nur von der elektrischen Feldstärke ab [14]:

$$v_d = \sqrt{\frac{2eU}{m}} \quad t_d = \sqrt{\frac{2m}{eU}} d.$$

In Detektoren herrschen in der Regel andere Geometrien und die Ladungen durchlaufen nicht das gesamte elektrische Feld. Im Abschnitt 2.6 ist dies genauer beschrieben.

¹s. [14]; S. 481.

²s. Anhang Abb. A.1.

Sekundärionisation

Durch ihre weitaus geringere Trägheit erfahren freie Elektronen eine höhere Beschleunigung als Ionen. Entweder rekombinieren sie auf dem Weg zur Anode mit den entstandenen Ionen unter Aussendung *elektromagnetischer Strahlung* oder sie stoßen mit den übrigen Atomen im Gas zusammen. Besitzt das Elektron eine geringe kinetische Energie, so wird es beim elastischen Stoß mit einem Gasatom gestreut, behält aber seine kinetische Energie bei. Sobald es genügend kinetische Energie zur Ionisation eines Atoms besitzt, wird es diese beim Stoß mit einem Atom übertragen und ein weiteres Elektron auslösen. Dies entspricht also genau den Erkenntnissen des *Frank-Hertz-Versuchs*, wonach die Energie nur in Quanten abgegeben wird. Sind die Feldspannung und die Beschleunigungsstrecke groß genug gewählt, kann ein Elektron nach einer erfolgten Ionisation genug kinetische Energie aufnehmen, um weitere Elektronen auszulösen.

Eine weitere Form dieser *Sekundärionisation* ist der *Penning Effekt*. Er tritt dann auf, wenn in einem Gasgemisch die metastabile Anregungsenergie E_M einer Teilchensorte gleich oder größer ist, als die Ionisationsenergie E_{Ion} einer weiteren. So sind beispielsweise angeregte Argon-Atome ($E_M = 11.6 \text{ eV}$) in der Lage bei Stößen mit Atomen des gasförmigen Quecksilber ($E_{Ion} = 10.4 \text{ eV}$) ausreichend Energie für eine Ionisation des Quecksilbers zu übertragen³. Die Wahrscheinlichkeit der Penning Ionisation ist bei Erfüllung der Bedingung $E_{Ion} \lesssim E_M$ nahezu 100%. Schon geringe Beimischungen (0.0001%) können eine große Wirkung erzielen und die Durchschlagspannung (mehr zur Durchschlagspannung findet sich in Kapitel 2.6) verringern [15]. Tritt die Sekundärionisation mehrfach auf, so kann sich eine *Elektronenlawine* bilden, die sich tropfenförmig zur Anode ausbreitet. Die Elektronen sind nun so energiereich, dass sie auch Elektronen aus tiefen Schalen herauslösen können. Die angeregten Atome werden nach kurzer Zeit unter Aussendung von elektromagnetischer Strahlung in ihren Grundzustand zurückkehren. Bei Quecksilber ist dieses Licht im UV-Bereich. Solch eine Lawine ist lokal begrenzt und hat keine Auswirkungen auf andere Vorgänge in der Ionisationskammer.

Erst bei einer Erhöhung der Feldstärke ändert sich dies. In den Lawinen werden immer mehr Photonen pro Elektron gebildet, die ausgesandt in der Lage sind, an anderen Stellen in der Ionisationskammer mittels Photo-Effekt Lawinen zu initiieren. Das Resultat ist eine *Gasentladung*, die sich über die gesamte Länge des Anodendrahtes ausbreitet. Diese Gasentladung findet in einer Leuchtstoffröhre statt, wie in Kapitel 2.7 beschrieben wird. Eine Gasentladung heißt *selbständig*, solange im Mittel jedes Elektron mindestens ein weiteres auslöst. Zur Aufrechterhaltung ist lediglich die Spannungsversorgung notwendig. Ist

³Eine kleine Übersicht über Anregungs- und Ionisationsenergien verschiedener Gase findet sich im Anhang in Tabelle A.1.

2. Theorie

dies nicht mehr gegeben und fällt die Entstehungsrate der Ionen unter die Rekombinationsrate, so ist die ständige Zufuhr von freien Elektronen nötig und die Gasentladung ist *unselbständig*.

2.6. 'Große Detektoren' (Ionisationskammern) als Vorbilder

Ionisationskammern waren die ersten Messgeräte, die für die Detektierung von ionisierender Strahlung schon in der ersten Hälfte des 20. Jh. konstruiert wurden. Wenn sie auch heute nicht mehr in der modernen Teilchen- und Kernphysik-Forschung zu finden sind, so sind sie trotzdem immer noch in den Laboren als Strahlungs-Messer im Einsatz.

Abbildung 2.7 zeigt den Aufbau einer gasgefüllten Ionisationskammer mit einem Draht, der einfachsten Form zum Nachweis geladener Teilchen um nur die Ionisation zu vermessen. Sie besteht aus einem Hohl-Zylinder, dessen Mantel elektrisch leitend ist und im Betrieb als Kathode dient. An einem Ende besitzt der Zylinder ein Fenster, das es der Strahlung erlaubt, ohne zu große Energieverluste in den Zylinder zu gelangen. Von der anderen Seite ragt entlang der Achse des Zylinders isoliert vom Mantel ein dünner Anodendraht in das Gasvolumen, der relativ zum Mantel auf positivem Potenzial V_0 liegt. Abbildung 2.7 zeigt den Aufbau einer Ionisationskammer mit einem Draht, wie sie benutzt werden, um nur die Ionisation zu vermessen. Mit Kammern mit mehreren Anodendrähten ist es zusätzlich möglich, neben der Ionisation auch deren Ort zu erfassen [8].

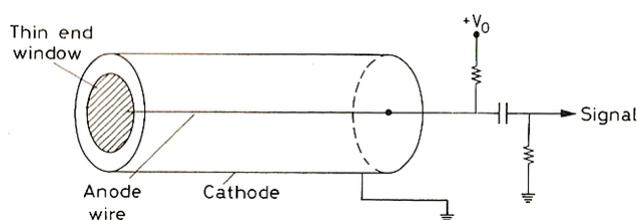


Abb. 2.7.: Schematischer Aufbau einer Ionisationskammer [9].

Auf diese Weise entsteht ein radiales elektrisches Feld⁴ mit

$$E = \frac{V_0}{r \ln r_a/r_i},$$

wobei r die Distanz von der Achse des Zylinders, r_a dessen innerer Radius und r_i der Radius des Drahtes ist. Beim Durchgang von Strahlung werden proportional zur deponierten

⁴Für eine ausführliche Herleitung s.[8] Seite 94f.

Energie Elektron/Ion Paare erzeugt. Das elektrische Feld ist somit nah am Anodendraht am stärksten ausgeprägt. Im Feld wandern die Elektronen zur Anode und die Ionen zur Kathode, und erzeugen schon durch ihre Bewegung einen sehr kleinen Stromimpuls. Das Signal hängt von der Stärke des elektrischen Feldes ab, wie aus Abbildung 2.8 entnommen werden kann. Es ist die Anzahl der gesammelten Ionen gegen die angelegte Spannung in einer Ionisationskammer wie in Abbildung 2.7 dargestellt.

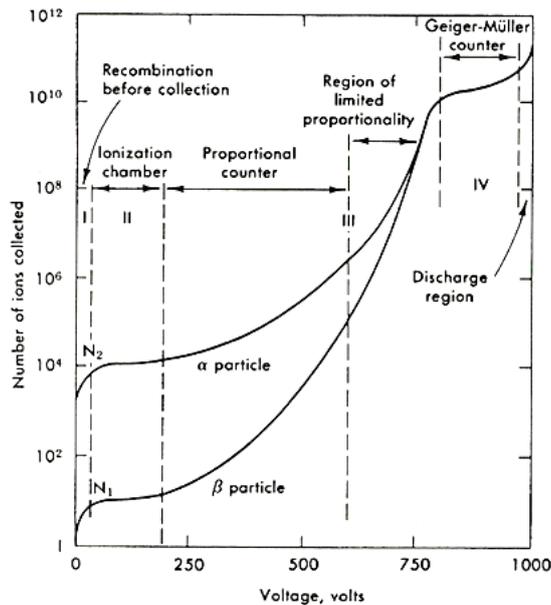


Abb. 2.8.: Anzahl an gesammelten Ionen gegen die angelegte Spannung bei einer Ionisationskammer wie in Abb. 2.7 [9].

Solange nur eine niedrige Spannung angelegt ist, werden die Elektronen und Ionen unter ihrer eigenen elektrischen Anziehungskraft rekombinieren (**Phase I**). Wird die Spannung nur leicht erhöht, fließen immer mehr Ladungsträger ab und das Signal steigt mit der Spannung, bis alle Ladungen eingesammelt sind. In Abb. 2.8 ist das erste Plateau erreicht (**Phase II**). In diesem Bereich bis ca. 200 V arbeiten Ionisationskammern, die nur die Produkte der Primärionisation detektieren [9]. Dabei werden die Elektronen einen Anteil am Signal von ca. 90 % ausmachen [8]. Neben den langen Sammelzeiten für die Ionen, falls man nicht auf ihren Anteil des Signals verzichtet, stört bei den Ionisationskammern vor allem die kleine Signalstärke aufgrund der geringen Ionisation der Teilchen [16]. Mit einer weiteren Erhöhung des elektrischen Feldes geht einher, dass die freien Elektronen genug kinetische Energie erhalten, dass sie selbst in der Lage sind, Gasatome bei Stößen zu ionisieren, wie in Kapitel 2.6 beschrieben. Der Energiegewinn zwischen zwei Stößen an den Stellen r_1 und r_2 errechnet sich wie folgt [8]:

2. Theorie

$$\Delta E_{kin} = -e \int_{r_1}^{r_2} \vec{E}(r) \cdot d\vec{r} \quad (2.6)$$

$$= \frac{eU_0}{\ln r_a/r_i} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r} = \frac{eU_0}{\ln r_a/r_i} \cdot \ln r_2/r_1 \quad (2.7)$$

Die angesprochene Lawine entsteht, wenn das Feld so stark ist, dass auch die sekundären Elektronen ihrerseits wieder Elektronen auslösen können. Die Anzahl der Elektron/Ion-Paaren in der Lawine hängt dabei proportional von der Anzahl an Primärelektronen ab. Der "Gasverstärkungsfaktor"⁵ A verstärkt den Spannungsimpuls:

$$\Delta U = -\frac{eN}{C} \cdot A,$$

wobei N die Anzahl der Ladungsträgerpaare und C die Detektorkapazität ist. Wenn U_s die Schwellspannung für den Beginn des Proportionalitätsbereichs (**Phase II** in Abb. 2.8) darstellt, so ist der Gasverstärkungsfaktor folgendermaßen definiert [8]:

$$A = e \left\{ 2 \sqrt{\frac{kN_A C U_0 r_i}{2\pi\epsilon_0 V_{Mol}}} \left[\sqrt{\frac{U_0}{U_s}} - 1 \right] \right\} \quad (2.8)$$

Dabei sind U_0 die angelegte Spannung, $N_A/V_{Mol} = 2.69 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$ die Anzahl an Molekülen pro Einheitsvolumen bei Normalbedingungen und k eine vom Gas abhängige Konstante, die sich aus

$$\alpha = \frac{kN_A \cdot E_e}{V_{Mol} \cdot e}$$

mit dem ersten Townsend Koeffizienten α und der mittleren Elektronenenergie E_e zwischen zwei Stößen ergibt [8]. In diesem Bereich der **Phase III** arbeiten Proportionalitäts-Zähler, deren Signal um ein Vielfaches höher ist, als das von Ionisationskammern [9].

Die Proportionalität hält so lange an, bis sich so viele Ladungen bilden, dass sie das elektrische Feld um den Anodendraht verzerren. Bei noch höheren Spannungen finden beim Durchgang von geladenen Teilchen oder Photonen Gasentladungen statt (**Phase IV**). Anstatt nur einer am Anodendraht lokalisierten Lawine, bilden sich auf der ganzen Länge des Drahtes in einer Kettenreaktion viele Lawinen, die jedes Mal ein ungefähr gleich großes Signal erzeugen. Nach diesem Prinzip funktioniert ein Geiger-Müller Zähler. Die Spannung, mit der der Geiger-Müller Zähler betrieben wird, wird dabei so gewählt, dass sicher in dem in Abb. 2.8 zu erkennenden flachen Bereich der **Phase IV** gearbeitet wird, in dem

⁵s. [8] Seite 97.

die Zählrate nur wenig variiert und sich Spannungsschwankungen nur wenig auswirken. Jenseits des Geiger-Müller Zähler Bereichs treten Gasentladungen und Durchbrüche im Gas auf, ohne dass überhaupt Energie von außen hinzugefügt werden muss [9].

2.7. Leuchtstoffröhren

Leuchtstofflampen (oder auch Leuchtstoffröhren genannt) gehören zur Gruppe der *Gasentladungslampen*. Erstmals baute Heinrich Geißler um 1857 eine Niederdruck-Gasentladungslampe und schaffte so die Grundlage für viele weitere moderne Leuchtmittel [17].

Die Gasentladungslampe ist die Weiterentwicklung der Gasentladungsröhre, bei der eine Anode und eine Kathode an den Enden innerhalb einer gasgefüllten Glasröhre angeordnet sind. Ab einer bestimmten, von der Gasfüllung, dem Gasdruck und der Anordnung der Bauteile abhängigen Mindestspannung kommt es zu einer Gasentladung, infolge derer ein Strom durch die Röhre fließt und elektromagnetische Strahlung ausgesandt wird. Fällt diese Strahlung in den sichtbaren Bereich, so kann die Röhre als Lichtquelle genutzt werden und der Schritt zur Gasentladungslampe ist getan.

Leuchtstofflampen sind Niederdruck-Entladungslampen, das heißt, sie arbeiten mit Gasdrücken von ca. 10^{-3} bar. Im Gegensatz dazu beträgt der Gasdruck bei Hochdruck-Entladungslampen (z.B. Quecksilberdampflampen) etwa 10 bar, bei Höchstdruck-Lampen (beispielsweise Xenon-Kurzbogenlampen) sogar bis zu 100 bar [14]. Niederdruck-Lampen existieren in zwei Arten entweder mit sogenannten kalten oder warmen Elektroden. *Leuchtstoffröhren*, zu denen auch Neonröhren gehören, die bereits seit ihrer Erfindung 1909 in der Außenwerbung zu finden sind, arbeiten mit *kalten Elektroden*. Sie reichern das Gas in der Röhre mit Sekundärelektronen an, die beim Auftreffen schneller Ionen auf eine der Elektroden ausgelöst werden. Wird die Energie der Ionen in Wärme umgesetzt, ein Vorgang, der durchaus häufig stattfindet, so erwärmt sich die Elektrode und sie kann im Betrieb heißer werden, als die Glühkathoden der *Leuchtstofflampen*, die mit *warmen Elektroden* arbeiten. Das bedeutet, dass die Elektroden vor der Gasentladung durch Glühemission als Elektronenquelle genutzt werden. Durch die Anreicherung des Gasgemisches mit Elektronen sinkt die erforderliche Betriebsspannung. Für die Versuche werden solche Leuchtstoffröhren mit warmen Elektroden benutzt werden.

Abbildung 2.9 verdeutlicht den schematischen Aufbau und die Funktionsweise einer Leuchtstofflampe.

Beim Einschalten der Spannung emittieren die Glühkathoden Elektronen. Der Starter ist ein Bimetallschalter, der sich öffnet, sobald ihn der durchfließende Strom weit genug

2. Theorie

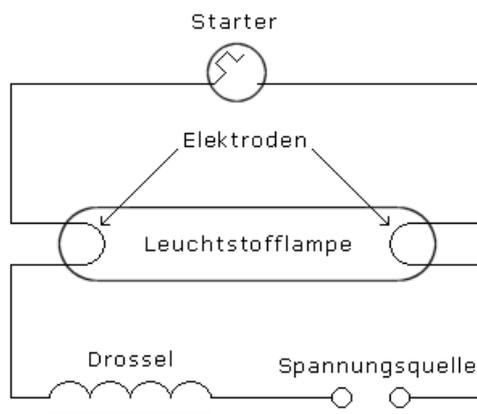


Abb. 2.9.: Schematischer Aufbau einer Leuchtstofflampe [17].

erhitzt hat. In diesem Moment bricht der Stromkreislauf zusammen und die als Spulen wirkenden Glühkathoden induzieren gemäß der Lenz'schen Regel eine hohe Spannung (ca. 20 kV), die ausreicht, um die Gasentladung herbeizuführen. Nun fließt ein Strom durch die Röhre und der obere Teil der Schaltung, der sich in der eigentlichen Lampe, also der Halterung für die Leuchtstoffröhre, befindet, wird nicht mehr benötigt. Da es sich hier um eine selbständige Gasentladung handelt, ist für die Aufrechterhaltung der Gasentladung die Netzspannung von etwa 220 V ausreichend.

Das entstehende Licht einer gängigen Leuchtstofflampe mit einem Gasgemisch aus Quecksilber und einem geringen Anteil Argon, liegt größtenteils im UV-Bereich. Damit die Lampe als Lichtquelle genutzt werden kann, wird das UV-Licht mit einem Leuchtstoff, der auf der Innenseite der Glasröhre aufgebracht ist, in den sichtbaren Bereich verschoben.

3. Idee des Versuchs

Für die Detektierung kosmischer Myonen sind in der Regel aufwändige und kostenintensive Experimente notwendig. Das gilt insbesondere, wenn dabei exakte Messungen des Energiespektrums der Myonen oder der Winkelverteilung durchgeführt werden sollen. Ist das Ziel des Versuchs hingegen allein das Teilchen zu detektieren, gibt es kleinere, aber ebenfalls teure, Experimente wie die Kamiokande, die dies verlässlich leisten. Eine Möglichkeit kleiner und günstiger Myondetektoren sind solche, die auf Leuchtstoffröhren basieren. Solche wurden bereits von Sascha Schmeling und Robert Hart erdacht und gebaut. An der Georg-August-Universität Göttingen beschäftigte sich eine Gruppe Studenten im Rahmen des Projektpraktikums mit dieser Art von Myondetektoren [18]. Ihre Ideen, Erfahrungen und Ergebnisse sollen in diesem Kapitel näher erläutert werden. Darauf aufbauend wird auf Ergänzungen für den vorliegenden Versuch in Kapitel 3.3 eingegangen.

3.1. Aufbauten von Robert Hart

Eine erste Beschreibung eines Myon-Detektors auf Basis von Leuchtstofflampen lässt sich bei <http://hardhack.org.au/detector-outline> finden. Dies ist die Homepage des Australiers Robert Hart, der bereits Erfahrung gesammelt hat beim Bau eines solchen Detektors. Er verweist seinerseits auf eine Homepage der CERN-Lehrerseite¹, die wiederum auf die Seite von Sascha Schmeling führt. Sascha Schmeling war einer der ersten, der diese Art von Myon-Detektoren vor vielen Jahren baute. Außer einem Foto des Aufbaus ist aber weder auf der Seite des CERN noch auf Sascha Schmelings Seite etwas zu finden. Im Folgenden sollen daher Harts Ideen und Realisierungen beschrieben und seine Ergebnisse bewertet werden, um darauf aufbauend Verbesserungen für den Göttinger Detektor abzuleiten.

Hart stellt auf seiner Homepage zwei Prototypen von Myon-Detektoren mit Leuchtstoffröhren vor. Beim ersten platziert er zwei Lagen kleiner 6 W Leuchtstoffröhren zwischen

¹<http://teachers.web.cern.ch/teachers/archiv/hst2000/teaching/expt/sascha/sascha.htm> (zuletzt aufgerufen am 28. Februar 2012).

3. Idee des Versuchs

zwei Platten gleichen Potentials. Die Lagen sind durch eine weitere Platte getrennt, die auf entgegengesetztem Potenzial zu den äußeren liegt. So liegen beide Lagen Leuchtstoffröhren jeweils in einem Plattenkondensator. Die Enden der Röhren werden verbunden und in ein RC-Netzwerk eingebunden, das die dauerhafte Entladung verhindern soll. Somit ist es möglich auf dem Oszilloskop, das in dieses Netzwerk wie Abbildung 3.1 zeigt eingebunden ist, einzelne Pulse zu sehen. Diese Pulse werden durch Gasentladungen in der Leuchtstoffröhre initiiert und vom Oszilloskop über dem Widerstand registriert. Die Benutzung von mehreren Röhren soll helfen, spontane Entladungen, die beispielsweise Raumladungseffekten zuzuschreiben sind, vom Anzeigen eines Myon-Durchgangs zu unterscheiden. Einzelnes Aufleuchten von Röhren wird zufälligen Entladungen zugeordnet, während gleichzeitiges Aufleuchten übereinander liegender Röhren, der Koinzidenzfall, mit hoher Wahrscheinlichkeit Myonen zugeschrieben werden kann.

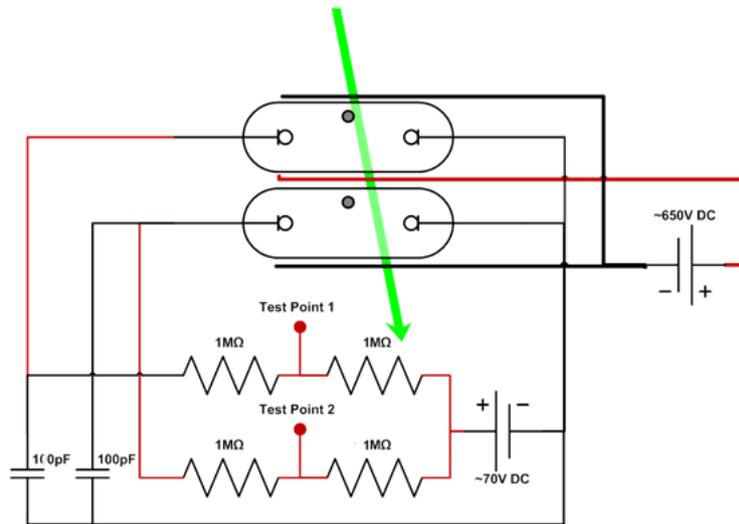


Abb. 3.1.: Der Versuchsaufbau von Robert Hart, der eine Koinzidenz der zwei Leuchtstoffröhren als Anzeichen eines Myondurchgangs nutzt [19].

Hart kommt zu dem Ergebnis, dass die visuell und auf dem Oszilloskop beobachteten Entladungen nicht zweifelsfrei Myonen zugeordnet werden können. Insgesamt war der Aufbau zu instabil, auch wenn Hart das Rauschen der Spannungsversorgungen stark minimieren konnte. Tests mit einer radioaktiven Quelle, welcher Art wird nicht erwähnt, zeigten, dass die Röhren auf das Eintreffen von geladenen Teilchen reagieren. Wie, in welcher Weise und besonders wie zweifelsfrei lässt Hart in seiner Beschreibung aber offen.

Harts Erweiterung besteht unter anderem aus Kupferbändern, die er über die gesamte Längsseite der Röhren klebt. Nun legt er nicht mehr die Platten, sondern die Bänder unter Spannung und kann so ein stärkeres elektrisches Feld erzeugen. Darüber hinaus wird die Verkabelung einfacher und für die ersten Testzwecke benutzt er nur zwei Röhren, die

er zusammen mit der meisten Elektronik abgeschirmt in einer Metallbox übereinander platziert, um so wieder mittels Koinzidenz zufällige Entladungen von Myon-Durchgängen zu unterscheiden. Dieser Aufbau arbeitet laut Hart etwas stabiler als der vorige, kann aber noch nicht als stabil bezeichnet werden. Ergebnisse mit diesem Aufbau wurden noch nicht veröffentlicht.

3.2. Ergebnisse aus dem Projektpraktikum

Im Sommersemester 2010 beschäftigte sich eine Gruppe Studenten im Rahmen des Projektpraktikums an der Georg-August-Universität Göttingen mit dem Aufbau eines auf Leuchtstoffröhren basierten Myon-Detektors [18]. Ihr Aufbau bestand aus größeren, 40 W Leuchtstoffröhren, um die in 10 cm Abständen Kupfer-Ringe gelötet waren. Diese waren abwechselnd an die Masse- oder die Spannungs-Seite der 2000 V-Hochspannungsversorgung angeschlossen. Das so entstandene Potenzial sorgt dafür, dass nur in den jeweiligen Abschnitten ein Blinken beobachtet werden kann, da die Ladungsträger ab dem Erreichen des Rings abgebremst werden. Zusätzlich zum visuellen Detektieren wurde auch bei diesem Projekt ein Oszilloskop eingesetzt, um geringe Spannungsunterschiede registrieren zu können. Bei anfänglichen Versuchen mit zwei Röhren zeigte sich jedoch, dass diese über das Stromnetz gekoppelt waren. Im Moment, in dem die unter Spannung stehende Röhre blinkt, war auch in der zweiten Röhre ein Spannungsabfall zu verzeichnen, obwohl die Röhren räumlich weit auseinander lagen und somit die elektrischen Felder nicht die Hauptursache für dieses Verhalten sein konnten.

Mit dem Einbau von Kondensatoren konnte die Kopplung zu Teilen unterbunden werden, jedoch blinkt die Röhre daraufhin in mehr als nur in dem zu Testzwecken angeschlossenen Segment. Mit zwei Röhren übereinander konnten optisch zwar Koinzidenzen erkannt werden, die aber der Kontrolle mit dem Oszilloskop nicht stand hielten. Stellenweise kam das erste Signal aus der unteren Röhre, was der Flugbahn eines kosmischen Myons widerspräche, oder der zeitliche Abstand beider Signale war größer als die mittlere Lebensdauer eines Myons.

Da die Kupferringe durch das Glas von den Ladungsträgern in der Röhre isoliert waren, konnten die Ladungsträger nicht abfließen und sammelten sich unter den Ringen. Die so entstandenen Raumladungen sollten vermieden werden und es wurde versucht, sie mittels einer Absaugspannung über die ganze Röhre abzusaugen. Allerdings bewirkte das Anlegen der Spannung, dass die ganze Röhre leuchtete und nicht mehr nur einzelne Segmente. Das galt auch für den Fall, dass keine Spannung mehr anlag und die Anschlüsse nur

3. Idee des Versuchs

geerdet waren. Tests mit radioaktiven Quellen zeigten, anders als bei Hart, keine Änderungen im Verhalten der Röhren. Insgesamt, so kommt die Gruppe zum Schluss, konnten keine Ereignisse auf Myon-Durchgänge zurück geführt werden. Neben den angesprochenen Kopplungen bilden Selbstentladungen der Röhre, die ab einer bestimmten Spannung eintraten, das größte Problem.

3.3. Ergänzungen und Neuerungen für den vorliegenden Versuch

Im vorliegenden Versuch wird das benötigte elektrische Feld mit zwei Kondensatorplatten über und unter der Röhre erzeugt. Die Feldstärke soll sich im Bereich des Geiger-Müller-Zählers (**Phase IV** s. Abb. 2.8) befinden. Die Röhre durchquerende geladene Teilchen deponieren Energie in der Röhre und verursachen eine Gasentladung. Auf diese Weise soll so der Durchgang von Myonen detektiert werden. Zu Kalibrationszwecken wird aber auch mit energiereichen Elektronen aus der ^{90}Sr -Quelle gearbeitet. Weil durch das Glas der Röhre kein Strom fließen kann, muss für die Elektron/Ion Paare ein anderer Abfluß-Weg gefunden werden. Die Wendeln der Leuchtstoffröhre bieten sich hier an, wobei zu untersuchen ist, in wie weit das funktioniert und das Entladeverhalten der Röhre beeinflusst. Des Weiteren muss sicher gestellt werden, dass beobachtete Entladungen Myondurchgängen und nicht Raumladungseffekten zuzuschreiben sind. Es ist zu erwarten, dass letztere regelmäßig und mit gleichmäßiger Intensität auftreten und somit in der Analyse identifiziert werden können.

Bei den Versuchen wird mit zwei Modellen von Leuchtstoffröhren gearbeitet. Röhren des kleineren, kürzeren Modells sind 55 cm lang und haben einen Durchmesser von 1.5 cm. Die größeren, längeren Röhren sind 1.20 m lang bei einem Durchmesser von 3.5 cm; die Glasdicke beträgt 0.76 mm bzw. 0.74 mm. Die Wendeln der Leuchtstoffröhren sind in Abbildung 3.2 zu sehen. Auffällig ist, dass die beiden Wendeln der kleinen Röhre gleich aufgebaut sind, wohingegen sich die Wendeln der großen Röhren leicht in der Aufhängung des Glühdrahtes unterscheiden. Es sollte beachtet werden, ob dieses Detail das Verhalten der Röhre beeinflusst. Sollte die Polarität, mit der die Röhre betrieben wird, nicht egal sein, gäbe dies noch einen weiteren freien Parameter. An die Anschlüsse der Wendeln soll wie auch im Projektpraktikum eine Absaugspannung angelegt werden. Alternativ kann mit einer Heizspannung die mittlere Energie der Gasatome erhöht und die Primärionisation beschleunigt werden. Heiz- und Absaugspannung werden im Folgenden beschrieben.

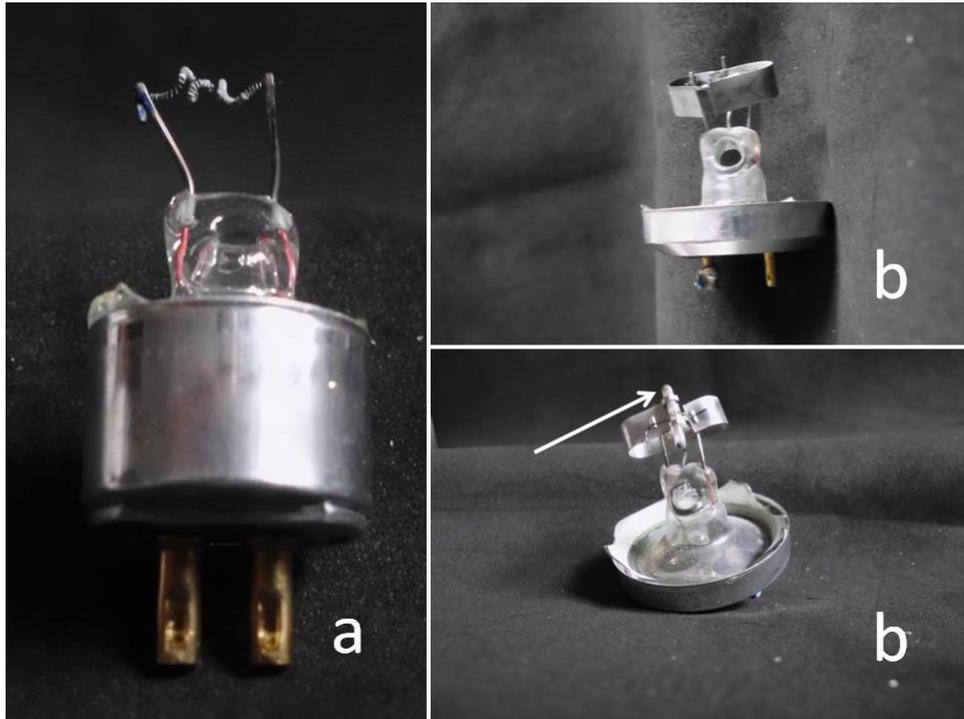


Abb. 3.2.: Die Wendeln der Leuchtstoffröhren. Links (**a**) ist eine der gleichartigen Wendeln der kleinen Röhre zu sehen. Auf der rechten Seite (**b**) sind die Wendeln der langen Leuchtstoffröhre. Der Pfeil markiert das angesprochene Detail, dass die Wendeln der langen Röhre voneinander unterscheidet.

Die Heizspannung

Die Anschlüsse für die Glühwendel der Leuchtstoffröhren sollen verwendet werden, um einen Anschluss für das Oszilloskop zu haben. Bei dieser Verwendung wird nur einer der beiden Anschlüsse pro Wendel, die aus der Röhre raus ragen, benötigt. Des Weiteren soll über beide Anschlüsse einer Wendel eine geringe Spannung angeschlossen werden. Dadurch wird das Gas in der Röhre erwärmt und die Primärionisation erleichtert. Zusätzlich ist es möglich, die Wendel, wie im normalen Start-Betrieb einer Leuchtstofflampe, als Glühkathode zu verwenden und das Gasgemisch mit Elektronen anzureichern. Abbildung 3.3 zeigt die glühende Wendel einer der kleinen Röhren bei einer Heizspannung von 10.8 V. Diese Spannung ist also ausreichend, um Elektronen aus der Wendel zu emittieren. Bei den großen Röhren sind Heizspannungen bis 15 V möglich, bevor in den Leuchtstoffröhren die Gasentladung eintritt.

Der Einsatz der Heizspannung könnte besonders dann hilfreich sein, wenn es nicht gelingen sollte ohne weiteres Entladungen in der Röhre zu beobachten. Das würde bedeuten, dass die kosmischen Myonen nicht genug Energie in der Röhre deponieren, um ausrei-

3. Idee des Versuchs

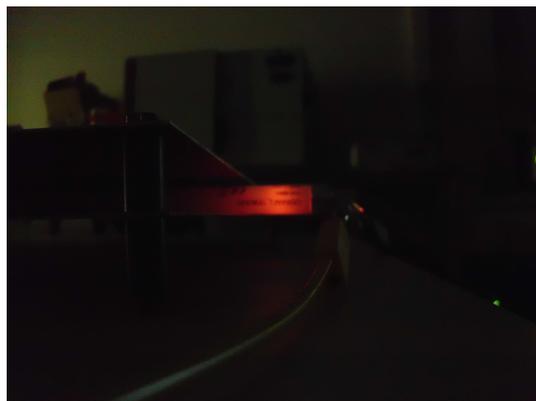


Abb. 3.3.: Eingeschaltete Heizspannung von 10.8 V bei einer kleinen Leuchtstoffröhre. Das orange Leuchten an der Wendel zeigt an, dass die Glühemission an der Wendel stattfindet.

chend Ladungsträger-Paare für eine Lawine auszulösen. Die zusätzlichen Elektronen aus der Glühwendel arbeiten dann wie ein Verstärker. Damit nicht schon durch die Elektronen der Heizspannung eine Gasentladung hervorgerufen wird, muss diese kalibriert und knapp unter der kritischen Grenze betrieben werden. Um diesen Punkt zu finden sind viele und genaue Messungen erforderlich. Aufgrund der in den Kapiteln 3.1 und 3.2 beschriebenen Instabilitäten der Leuchtstoffröhren ist zu vermuten, dass diese Kalibrationsmessungen für jede Röhre einzeln durchgeführt werden müssen.

Ist eine direkte Beobachtung von Myonen nicht möglich, kann mit der Heizspannung der Einfluss von zusätzlichen Elektronen in der Röhre auf verschiedene Parameter wie Pulsform, Pulshöhe und für Entladungen minimal benötigter Feldspannung untersucht werden. Sobald eine Systematik bekannt ist, lassen sich Myon-Entladungen von solchen, die Raumladungseffekten zuzuschreiben sind, eventuell unterscheiden.

Beim Analysieren dieser Abhängigkeit von der Heizspannung muss allerdings beachtet werden, dass das netzbetriebene Versorgungsgerät intern zwischen verschiedenen Modi schaltet, wenn die Ausgangsspannung erhöht wird. Darauf wird in Kapitel 4.2.3 gesondert eingegangen. Es ist anzunehmen, dass die verschiedenen Modi sich unterschiedlich auf das Entladeverhalten der Röhre auswirken. Unterschiede wird es bei der Rauschamplitude geben und darüber hinaus kann es beim Umschalten zwischen den Modi zu Spannungsspitzen kommen. Es sollte daher nur in einem Bereich gemessen werden.

Die Absaugspannung

Das Anlegen der Feldspannung sorgt dafür, dass sich die Ladungsträger in der Leuchtstoffröhre trennen und in der Röhre an den Elektroden ansammeln. Da sie nach wie vor durch das Glas von den Elektroden isoliert sind, können sie nicht abfließen und erhöhen die Wahrscheinlichkeit des Eintretens von Gasentladungen, die auf Raumladungseffekte zurückzuführen sind. Über die Wendeln an beiden Enden der Leuchtstoffröhren können die Ladungsträger abfließen. Dazu wird ein niedriges Potenzial über jeweils einen Anschluss an jeder Seite an die Röhre gelegt. Der Zweck der Absaugspannung ist dann, dass die sich ansammelnden Ladungen kontinuierlich abfließen und nicht auf einen Schlag, was einer Gasentladung gleichkäme.

Durch die Absaugspannung stehen natürlich auch weniger Ladungen für die gewollten Entladungen zur Verfügung. Es kann also sein, dass die beobachteten Pulse niedriger ausfallen, als ohne Absaugspannung. Neben dem Fehlen der Heizspannung gibt es also noch einen zweiten Faktor, der das Signal verringert. Bei Heiz- und Absaugspannung kann weiterhin das Oszilloskop parallel angeschlossen werden. Man verliert also keinen Informationskanal zur Messung der Entladungen.

4. Aufbauten und Auswertung

4.1. Messungen mit den kurzen Röhren im Plattenkondensator

Angelehnt an den Versuchsaufbau von Robert Hart (s. Kap 3.1) wurde das elektrische Feld im ersten Aufbau von zwei Aluminium-Platten erzeugt. Der Aufbau ist in Abbildung 4.1 gezeigt.

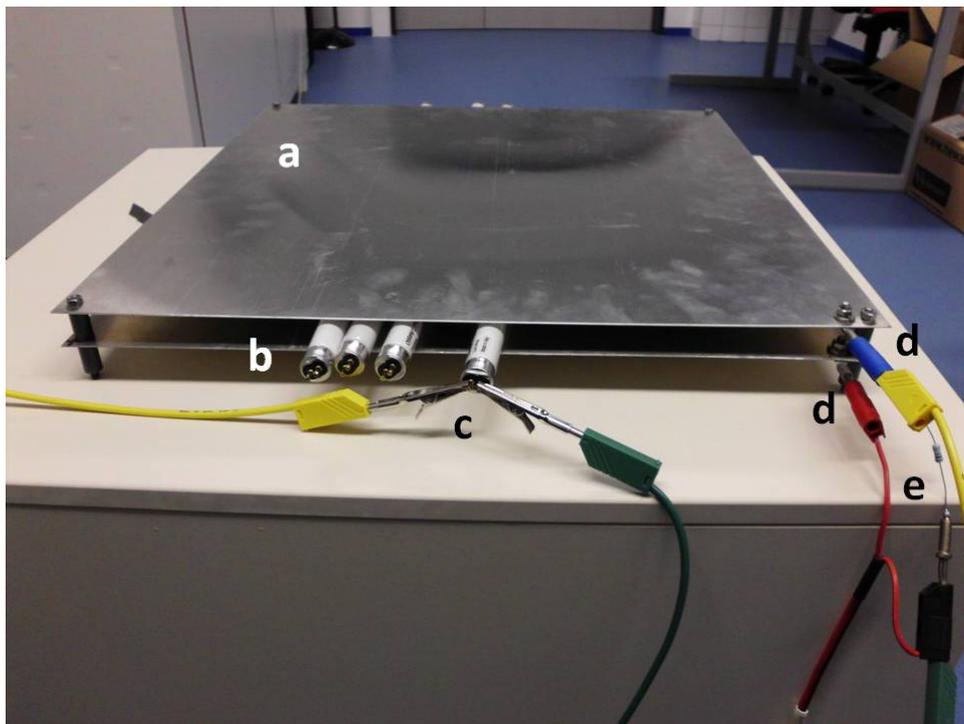


Abb. 4.1.: Der Aufbau mit den kurzen Röhren im Plattenkondensator. Die Bauteile und ihre Funktionen sind im Text erklärt.

Der Plattenkondensator bestand aus zwei $45\text{ mm} \times 45\text{ mm}$ großen und 1 mm dicken Aluminiumplatten (**a**), die einen Abstand von 20 mm voneinander aufwiesen. Die kleinen Leuchtstoffröhren (**b**) hatten einen Durchmesser von 1.6 cm und liegen auf der unteren Kondensatorplatte. Zwischen den Röhren und der oberen Platte war eine ca. 0.4 cm große

4. Aufbauten und Auswertung

Lücke. An die Wendeln der Leuchtstoffröhren wurde die Heizspannung (c) angeschlossen. Für die Bereitstellung der Feldspannung wurden die Platten über (d) an die Hochspannungsversorgung angeschlossen. Über einen $10\text{ M}\Omega$ -Widerstand (e) in der Masse-Leitung der Hochspannung wurde mit dem Oszilloskop das Signal ausgelesen.

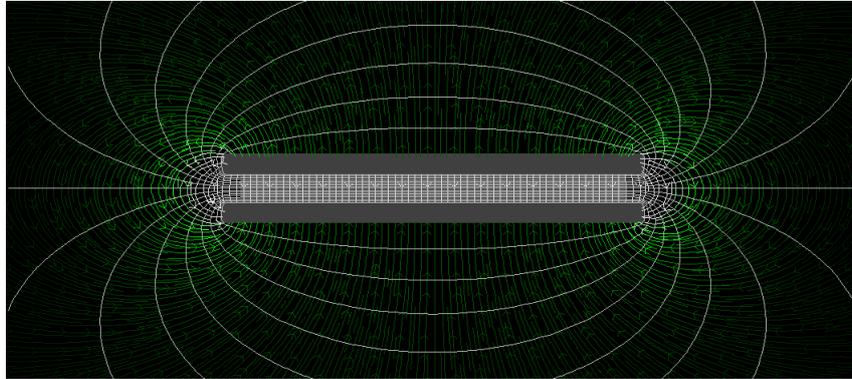


Abb. 4.2.: Ansicht des elektrischen Feldes eines Plattenkondensators. In den grünen Bereichen ist das Feld schwächer als in den weißen. Dazu sind in grau die Äquipotenzial-Linien eingezeichnet.

Bei einer Plattengröße von $45 \times 45\text{ cm}^2$ konnte man davon ausgehen, dass das elektrische Feld in der Mitte homogen war, wohingegen die Homogenität nach außen hin abnahm, wie auch in Abbildung 4.2 zu erkennen ist¹. Der Abstand der parallelen Platten betrug über die ganze Fläche 2 cm. Durch die Dicke der Platten von 1 mm und der daraus resultierenden Stabilität war dieser Abstand auch in der Mitte des so realisierten Plattenkondensators gegeben. In der Masse-Leitung der Spannungsversorgung wurde über einen $10\text{ M}\Omega$ -Widerstand ein Signal mit dem Oszilloskop abgegriffen. Sobald es zu einer sichtbaren oder nicht sichtbaren Entladung in der Röhre kam, wurde ein Stromstoß in der Masse-Leitung induziert, der über den großen Widerstand mit dem Oszilloskop registriert werden konnte.

Die Größe der Platten wurde so gewählt, dass die kleinen Leuchtstofflampen beidseitig ca. 5 cm herausragten. Dadurch war es möglich, an die Anschlüsse der Wendel die Absaug- oder Heizspannungen anzulegen. Darüber hinaus boten sie eine weitere Möglichkeit, ein Signal aus dem Inneren der Röhre mit dem Oszilloskop abzugreifen. Die Heizspannung sorgte für eine Erwärmung des Gases und somit einer Erhöhung der mittleren Energie der Gasatome.

Zur Verifizierung, dass Entladungen tatsächlich von Myonen ausgelöst wurden, wurde ein Szintillator mit Photomultiplier benutzt. Die Fläche des Szintillators war mit $50 \times 50\text{ cm}^2$

¹So weit nicht anders angegeben sind alle Bilder von Simulationen der elektrischen Felder in dieser Arbeit mit Applets von Paul Falstad erzeugt (s. [20]).

deutlich größer als die der Röhre, folglich sollten damit wesentlich mehr Myonen registriert werden können. Mit den in Kapitel 2.1 angesprochenen 1.3 Myonen pro cm^2 und s machte dies 3250 Myonen pro Sekunde, die auf den Szintillator trafen im Vergleich zu den zu erwartenden 107 Myonen, die die Lampe pro Sekunde trafen. Um am Oszilloskop Koinzidenzen beobachten zu können, wurde auf das Signal vom Kondensator getriggert und dieses Signal mit dem des Szintillators verglichen.

Zur Spannungsversorgung des Plattenkondensators wurde ein Hochspannungsnetzgerät verwendet, mit dem Spannungen von bis zu 2000 V bereitgestellt werden konnten. Daraus ergab sich eine maximale Feldstärke von $E = \frac{U}{d} = \frac{2000 \text{ V}}{0.02 \text{ m}} = 100000 \frac{\text{V}}{\text{m}}$. Somit war sichergestellt, dass mit der Feldspannung der gesamte Bereich an Phänomenen, wie in Kapitel 2.6 vorgestellt, durchlaufen werden konnte. Für die Heiz- bzw. Absaugspannung reichte ein Niederspannungsgerät (30 V), das ebenfalls netzbetrieben arbeitete.

4.1.1. Grundaufbau

Die ersten Versuche fanden mit einer Feldspannung von $U_{\text{Feld}} = 2 \text{ kV}$ und einer Heizspannung U_{Heiz} zwischen 9 V und 10.8 V statt, wie in Abbildung 4.3 beschrieben. Das Signal wurde über den Messwiderstand $R_{\text{Mess}} = 10 \text{ M}\Omega$ gemessen.

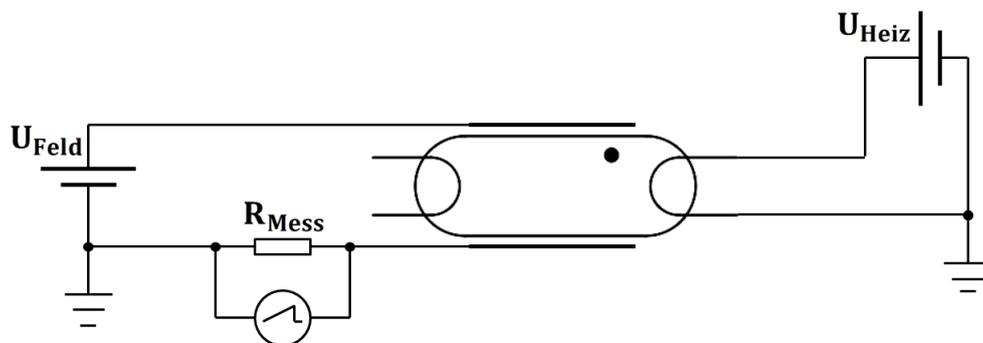


Abb. 4.3.: Schaltplan des Aufbaus mit einer kleinen Röhre im Plattenkondensator. Die Kondensatorplatten sind als dick gezeichnete Striche dargestellt.

Bei einer Heizspannung von 10.8 V herrschten sehr stabile Verhältnisse, so dass das Arbeiten an der Röhre und das gleichzeitige Beobachten gut möglich war. Unter 9 V konnten keine Entladungen mehr beobachtet werden. Diese Beobachtung ließ vermuten, dass etwaige geladene Teilchen von alleine nicht in der Lage waren, das Gas zu ionisieren, sondern nur mit zusätzlichen Ladungsträgern aus der Glühwendel, wie in Kapitel 3.3 beschrieben. Da beide Vorgänger-Experimente beschreiben, dass das reine Beobachten des Blinkens der Röhre als Myon-Hinweis unsicher sei, wurde bei diesem ersten Versuch das Signal

4. Aufbauten und Auswertung

mit dem Oszilloskop ausgelesen. Dabei konnten drei Arten von Pulsformen beobachtet werden. Parallel dazu traten unterschiedliche Leuchtformen auf, wie sie in Abbildung 4.4 beschrieben sind.

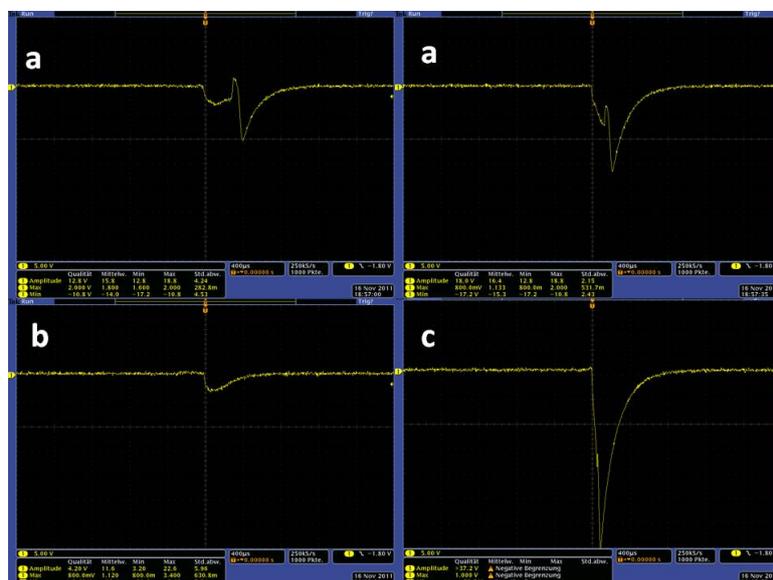


Abb. 4.4.: Die am Oszilloskop beobachteten Pulsformen. Die Skalen sind in allen Bildern gleich, die Pulshöhen und -breiten sind vergleichbar.

Pulse vom Typ **(a)** konnte einem Blinken in der Mitte der Röhre zugeordnet werden und war die am häufigsten auftretende Pulsform. Beim Typ **(b)** konnte ein sehr schwaches Blinken ausschließlich nahe der Glühwendel beobachtet werden, während bei **(c)** die Röhre über die gesamte Länge sehr hell blinkte und konsistent dazu den größten Puls am Oszilloskop hervorrief. Es war offensichtlich, dass bei **(c)** eine Gasentladung die gesamte Röhre erfasste, wohingegen die Entladungen bei **(a)** und **(b)** nur lokal waren.

Eine erste Vermutung, dass die Pulsform **(a)** ein Anzeichen dafür sein kann, dass der Puls von einem Myon ausgelöst wurde, musste verworfen werden. Ein Grund dafür war die Tatsache, dass die Röhre immer an den gleichen Stellen blinkte und nicht gleichverteilt über ihre gesamte Länge. Berücksichtigt man, dass je nach Durchdringungsort des Myons die Beschleunigungsstrecke der ausgelösten Elektronen variiert, so hätte man unterschiedlich lange oder helle Leuchtspuren erklären können. Die schwachen Typ **(b)**-Blitze konnten jedoch ausschließlich nah an der Glühwendel beobachtet werden. Entladungen vom Typ **(c)** traten regelmäßig auf und konnten demnach nicht von Myonen ausgelöst worden sein. Entladungen vom Typ **(a)** fanden immer an der gleichen Stelle in der Leuchtstoffröhre statt und nicht verteilt über die gesamte Länge. Somit kann man davon ausgehen, dass keine der registrierten Entladungen von durchquerenden Myonen ausgelöst wurden. Des Weiter-

ren konnten solche Pulsformen bei unverändertem Aufbau bereits am nächsten Tag schon nicht mehr beobachtet werden. Eine weitere Untersuchung war somit nicht möglich. Die Wahrscheinlichkeit war minimiert, dass es sich um ein systematisches Phänomen handelte.

Mit der Erhöhung der Heizspannung konnte keine Veränderung in der Helligkeit oder den Orten der Entladungen festgestellt werden. Jedoch waren bei höherer Heizspannung systematisch größere Pulse zu erkennen. Durch die höhere mittlere Energie der Gasatome und der damit verbundenen leichteren Ionisation befanden sich mehr Ladungsträger in der Röhre. Sie führten zu einem größeren Signal im Oszilloskop.

4.1.2. Varianten

Um die Entladungen genauer zu studieren, wurden die folgenden Schaltungen realisiert und analysiert. Dabei wurden verschiedene Heiz- und Absaugspannungen benutzt, die entweder an einer Wendel oder über die gesamte Röhre über zwei Wendeln angelegt wurden. Dazu wurde das Abgreifen des Signals variiert. Dies geschah entweder über dem Messwiderstand, an einem Anschluss der Leuchtstoffröhre oder an zwei Anschlüssen an beiden Enden der Röhre. Gemein ist allen gezeigten Aufbauten, dass beim Einschalten der Hochspannung viele Entladungen zu sehen sind. Die anschließenden Vorgänge in der Röhre sind jeweils mit den Schaltbildern der Aufbauten im Folgenden erläutert. Um das Signal direkt an der Röhre an einem der Anschlüsse abzugreifen, wurde eine Messspitze benutzt. Die Messspitze konnte mit einem Haken an den Anschluss der Röhre angeschlossen werden und mit seinem Ausgang direkt an den BNC-Eingang des Oszilloskops. Er bewirkte vor allem eine deutliche Reduzierung des Rauschens.

Schaltung 1 aus Abbildung 4.5 zeigt zur besseren Vergleichbarkeit noch einmal den in 4.1.1 angesprochenen Aufbau. Obwohl der benutzte Aufbau sehr stabil wirkte, mussten die Einstellungen für jede Messung wieder justiert werden. Entladungen fanden bei einer Heizspannung von 13 V und mehr als 1400 V Feldspannung an den Platten sehr häufig statt – die Frequenz lag bei mehreren Hertz. Beim Verringern der Feldspannung bis 1100 V waren konstant ungefähr 10 Entladungen pro Minute zu sehen, wenn sich die Röhre in der Mitte des Plattenkondensators befand. Am Rand liegend waren Entladungen bis 1250 V zu erkennen. Auffällig ist, dass es nur die Alternativen

- i) viele Entladungen, etwa 10 pro Minute oder
- ii) keine Entladungen gab.

Einen Bereich der Feldspannung einzustellen, der Entladungen in Bereichen dazwischen bewirkt hätte, war nicht möglich. Einer möglichen Myonenrate entsprach keine der ge-

4. Aufbauten und Auswertung

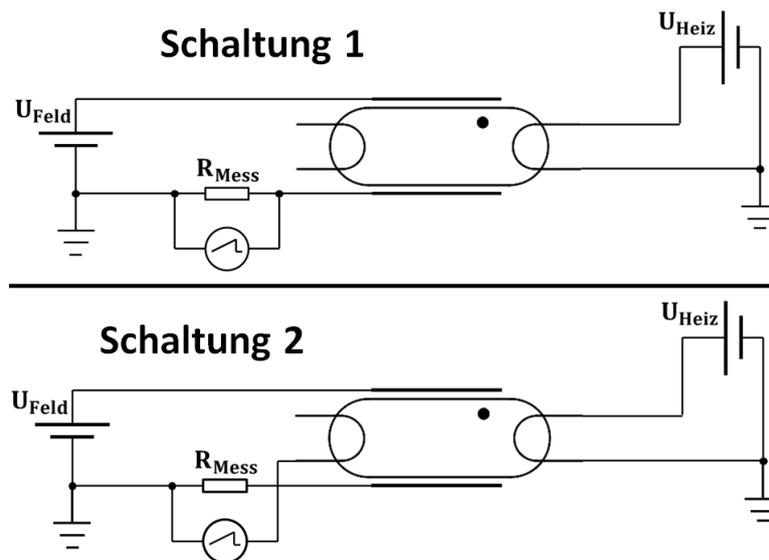


Abb. 4.5.: Schaltplan für Schaltung 1 (**oben**) und Schaltung 2 (**unten**). Bei Schaltung 1 wurde das Signal über dem Messwiderstand gemessen, bei Schaltung 2 direkt an der Röhre. Die Masse der Messspitze in Schaltung 2 war an die Masse der Feldspannung angeschlossen.

messenen Raten, jedoch konnte die Abnahme der Homogenität des elektrischen Feldes zu den Rändern des Kondensators hin, bestätigt werden.

Schaltung 2 zeigt einen nur leicht veränderten Aufbau, bei dem das Oszilloskop über die Masse immer noch an der Hochspannungsversorgung angeschlossen war, das eigentliche Signal aber an einem Anschluss der nicht beheizten Wendel abgegriffen wurde. Dieser Aufbau lieferte ähnliche Ergebnisse wie Schaltung 1, jedoch waren die Pulshöhen kleiner. Da mit dem Oszilloskop und der Heizspannung zwei Geräte an die Röhre angeschlossen waren, gab es auch zwei Entladekanäle, über die die Ladungsträger abfließen konnten.

Bei den Aufbauten in Abbildung 4.6 wurde die Heizspannung weggelassen und das Signal direkt am Anschluss einer, bzw. in Schaltung 4 beider, Wendeln abgegriffen. Die Masse des Oszilloskops war wieder mit der der Feldspannung verbunden. Bei Schaltung 3 fanden ab ca. 900 V Entladungen in der Röhre statt, was je nach Röhre etwas variieren konnte. Die Entladungen fanden nicht mehr regelmäßig statt, aber je weniger Zeit zwischen zwei Entladungen verging, desto kleiner war die Pulshöhe der zweiten Entladung. Diese Gesetzmäßigkeit passte nicht zu einer Myon-Energieverteilung, sondern ließ vermuten, dass ein längeres Ausbleiben von Entladungen dazu führte, dass sich mehr Ladungen unter den Elektroden ansammelten. Dementsprechend führten diese bei der Entladung zu einem höheren Puls, der auf dem Oszilloskop verzeichnet wurde. Der Effekt war auch dann

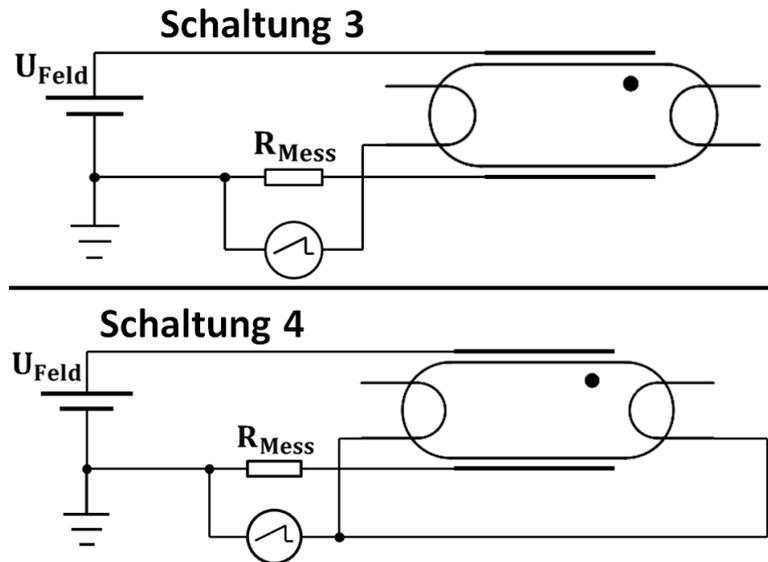


Abb. 4.6.: Schaltplan für Schaltung 3 (oben) und Schaltung 4 (unten). Bei Schaltung 3 wurde das Signal über einen Kanal an einem Anschluss, bei Schaltung 4 über zwei Kanäle über zwei Anschlüsse der Röhre abgegriffen. U_{Feld} betrug bis zu 2 kV, U_{Absaug} bis zu 30 V und es galt $R_{Mess} = 10 \text{ M}\Omega$.

sichtbar, wenn der Masse-Pol des Oszilloskops frei lag.

Der Aufbau aus Schaltung 4 zeigte deutlich, wie die Pulse mit den Entladekanälen zusammenhängen. Aus der Röhre wurden zwei Signale abgegriffen und an zwei Kanäle desselben Oszilloskops angeschlossen. Ein Blinken in der Röhre fand ausschließlich an den beiden Enden der Leuchtstoffröhre statt. Das Oszilloskop registrierte jede dieser Entladungen. Es zeigte sich, dass jeder Kanal nur die Entladungen registrierte, die an seinem Ende stattfanden. Eine Koinzidenz oder Beeinflussung beider Kanäle untereinander konnte nicht festgestellt werden. Es musste davon ausgegangen werden, dass hier wiederum Raumladungseffekte für die Entladung sorgten und keine Myon-Durchgänge.

Beim in Schaltung 5 gezeigten Aufbau wurde das Signal nicht mehr an der Platte, sondern über die ganze Röhre abgegriffen. Durch das Abgreifen direkt an der Röhre ließen sich die Signale aus der Röhre eventuell besser detektieren. Entladungen konnte man ähnlich wie beim Aufbau aus Schaltung 2 beobachten. Demzufolge war es sehr zweifelhaft, dass mit diesem Aufbau sicher Myonen nachgewiesen werden konnten. Das Anlegen einer Absaugspannung, wie es Schaltung 6 zeigt, führte dazu, dass keine Entladungen beobachtet werden konnten. Auf dem Oszilloskop war ebenfalls nach dem Einstellen der Anfangsentladungen keinerlei Signal zu erkennen. Die benutzte Absaugspannung betrug dabei 30 V. Der Test mit der ^{90}Sr -Quelle zeigte auch bei $U_{Feld} = 2 \text{ kV}$ keine Veränderungen im Verhalten der Röhre oder ein messbares Signal.

4. Aufbauten und Auswertung

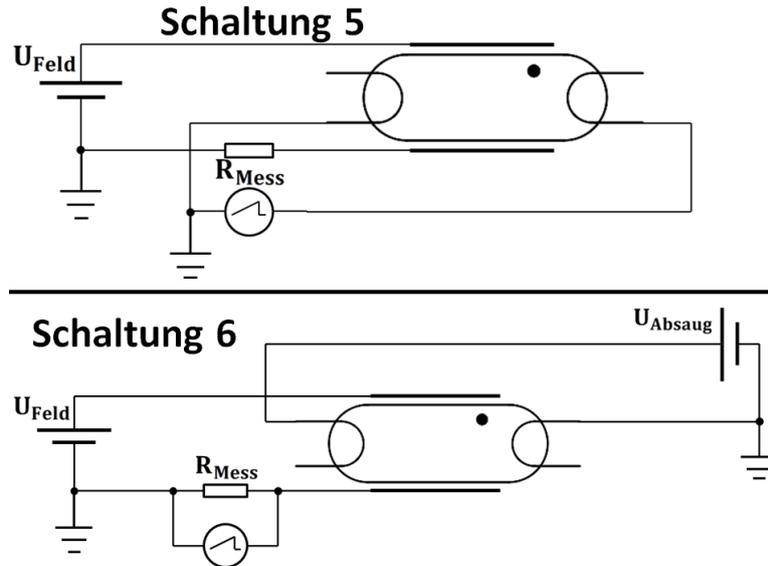


Abb. 4.7.: Schaltplan für Schaltung 5 (**oben**) und Schaltung 6 (**unten**). Bei Schaltung 5 wurde das Signal über die gesamte Röhre abgegriffen. Bei Schaltung 6 kam eine Absaugspannung zum Einsatz. U_{Feld} betrug bis zu 2 kV, U_{Absaug} bis zu 30 V und es galt $R_{Mess} = 10 \text{ M}\Omega$.

Mit dem Aufbau aus Schaltung 4 wurde beobachtet, dass die Pulse kleiner wurden, wenn die Ladungen über zwei Entladekanäle abliefen. Dazu passte, dass in der Röhre überhaupt keine Entladungen, also auch keine beim Einschalten der Hochspannung, stattfanden, wenn die Röhre blank zwischen den Platten lag, also ohne angelegter Hoch- oder Absaugspannung und ohne Kontakt zum Oszilloskop.

Mit den vergleichsweise am stabilsten funktionierenden Aufbauten aus Schaltung 1 und 4 wurden Tests mit der ^{90}Sr -Quelle und dem Szintillator mit Photomultiplier gemacht. Dabei stand der Plattenkondensator mit den Röhren auf dem Szintillator, dessen Seiten wie erwähnt jeweils 5 cm länger sind als die der Platten. Die Öffnung der Quelle wurde in allen Winkeln und Richtungen sowohl über die Platte als auch über die Enden der Röhre gehalten. Das führte im Signal des PMT zu einem deutlichen Anstieg der Pulsrate, da deutlich weniger Elektronen bereits von den Aluminiumplatten absorbiert wurden. Gleichzeitig konnte in der Röhre weder eine Änderung der Entladerate anhand des Blinkens noch anhand des Signals auf dem Oszilloskop festgestellt werden. Koinzidenzen zwischen dem Signal aus dem PMT und der Leuchtstoffröhre waren ebenfalls nicht zu sehen – weder beim Triggern auf den PMT noch beim Triggern auf das Signal der Röhre. Ein beispielhaftes Bild des Oszilloskops ist in Abbildung 4.8 zu sehen.

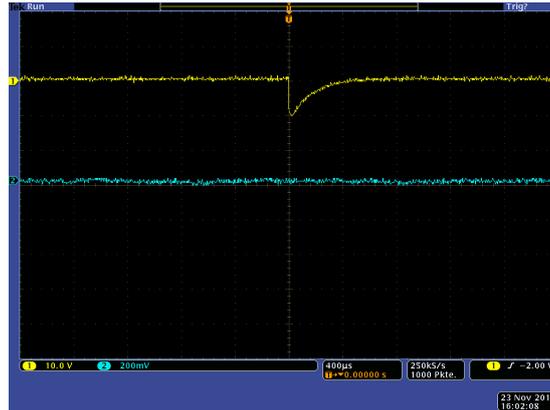


Abb. 4.8.: Beispielhafter Vergleich der Signale aus der Röhre (gelb) und aus dem PMT (blau).

4.1.3. Fazit und Verbesserungen

Festzuhalten war, dass keine der mit bloßem Auge oder auf dem Oszilloskop beobachteten Entladungen dem Durchgang eines geladenen Teilchens durch die Leuchtstoffröhre zugeordnet werden konnten. Ebenso war es zweifelhaft, dass überhaupt eine der Entladungen durch ein externes geladenes Teilchen ausgelöst wurde. Die Entladungen hatten andere Ursachen, was wir bisher als 'Raumladungseffekte' benannt haben. Vermutlich liefen die Entladungen folgendermaßen ab:

- Die thermisch oder durch Tunneleffekt erzeugten Ladungsträger-Paare in der Leuchtstoffröhre wurden durch die angelegte Hochspannung voneinander getrennt und konnten nicht miteinander rekombinieren. Stattdessen sammelten sie sich unter den Elektroden. Einzelne Atome konnten bei dieser Bewegung angeregt werden, wodurch ein kurzes, schwaches Blinken in der Röhre zu sehen war.
- Die Trennung der Ladungsträger geschah zuerst an den stärksten Stellen des elektrischen Feldes und so lange, bis das so aufgebaute Gegenfeld das elektrische Feld der Platten ausglich. Konnten die Ladungen nicht abfließen, geschah weiter nichts.
- Gab es einen Entladekanal, so flossen die Ladungsträger in dem Moment ab, in dem die Anziehungskraft der Platten kleiner wurde als die Kraft, die sie in den Kanal zog. Das war nach einer gewissen Zeit an den Rändern der Platten der Fall.
- Setzte sich ein kleiner Teil der Ladungen in Bewegung, riss er den restlichen Teil mit. Auf ihrem Weg regten sie Gasatome an oder ionisierten sie und die Entladung in der Röhre war als helles Blinken zu sehen, sobald die Atome in ihren Grundzustand

4. Aufbauten und Auswertung

zurückkehrten. Je mehr Zeit zur Bildung der Ladungsträger-Paare verging, desto heller war das Blinken.

- Das Starten der ersten Ladungsträger konnte durch Erschütterungen beschleunigt werden. Genauso sorgten leichte Spannungsschwankungen oder Rauschspitzen dafür, dass die Ladungsträger verfrüht oder bei einer nur geringen Aufladung nur teilweise abflossen und somit ein kleineres Signal erzeugten. Der Durchgang von geladenen Teilchen reichte hingegen nicht aus, um die Ladungsträger in Bewegung zu setzen.

Ein Problem bei den Tests mit der ^{90}Sr -Quelle war die schlechte Erreichbarkeit der Röhre. Man konnte die Quelle nur auf die obere, an Masse angeschlossene Platte stellen, nicht jedoch zwischen die Platten halten. Dies war bei einem Potenzial von 2000 V zu gefährlich. Es war möglich, dass die Beschleunigungsstrecke nicht groß genug gewählt war und demnach der Lawineneffekt wie in Kapitel 2.5 beschrieben nicht eintreten konnte. Die nächsten Verbesserungen des Aufbaus sollten also neben einer Erhöhung der elektrischen Feldstärke und einer Vergrößerung der Beschleunigungsstrecke auch eine bessere und sichere Erreichbarkeit der Röhren mit sich bringen.

4.2. Messungen mit Aluminium-Folie

Die Hochspannung konnte mit den vorliegenden Geräten nicht weiter erhöht werden und der Abstand der Platten war bedingt durch die Bauart fest. Eine Erhöhung der elektrischen Feldstärke konnte aber dennoch gelingen, indem das Feld nicht über Platten, sondern durch Aluminium-Folie direkt auf der Röhre klebend erzeugt wurde. Auf diese Weise wurde der Raum zwischen den Elektroden des Kondensators um ca. 0.4 cm verkleinert und das elektrische Feld im Vergleich zum Plattenkondensator durch die kleinere Feldlänge, die in diesem Aufbau mit dem Durchmesser der Röhren gleichzusetzen war, verstärkt. Ein ähnlicher Aufbau lässt sich auf Robert Harts Homepage [19] finden.

4.2.1. Messungen mit Aluminium-Folie beidseitig längs auf der kurzen Röhre

Um die Feldstärke zu erhöhen, wurde eine kurze Leuchtstoffröhre mit einer dünnen, ca. 1 cm breiten Aluminium-Folie längs zum Rohr beklebt. In Abbildung 4.9 ist der Aufbau und das Schaltbild zu sehen. Der Kontakt zwischen Kabel und Band war ein einfacher Druckkontakt, der bei Aluminium zuverlässiger als eine gelötete Verbindung ist.

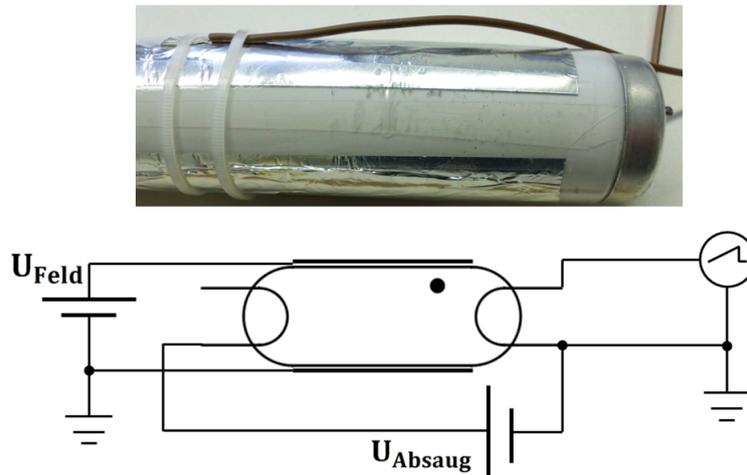


Abb. 4.9.: Aufbau **oben** und Schaltplan **unten** der Versuche mit einer Leuchtstoffröhre, die auf der Ober- und Unterseite mit einer 1 cm breiten Aluminium-Folie beklebt war. U_{Feld} betrug bis zu 2 kV und U_{Absaug} bis zu 30 V.

Zur Messung von Koinzidenzen mit dem Szintillator wurde dieser von nun an senkrecht unter der Leuchtstoffröhre platziert. Die Detektor-Fläche verkleinert sich so auf $2\text{ cm} \times 50\text{ cm} = 100\text{ cm}^2$, was die zu erwartende Rate an detektierten kosmischen Myonen auf 130 Myonen pro Sekunde reduziert.

Bei diesem Aufbau konnten Entladungen bereits nur durch Anlegen der Feldspannung gesehen werden, ohne dass eine Heizspannung angeschlossen war. Bei 1400 V sind in 30 Minuten 24 große Entladungen, das sind solche, die in der Röhre ein sichtbares Blinken hervorrufen, und 73 kleine Entladungen, die nur mit dem Oszilloskop registriert werden konnten, aufgetreten. Mit einer vergleichsweise geringen Erhöhung der Feldspannung auf 1450 V konnten in nur 10 Minuten 70 große und 83 kleine Entladungen beobachtet werden. Koinzidenzen mit dem Szintillator wurden dabei keine festgestellt.

Um das Aufbauen von Raumladungen zu verhindern oder wenigstens zu verringern, wurde der gleiche Aufbau anschließend noch einmal mit einer Absaugspannung getestet. Sollte die Absaugspannung einen Einfluss haben, so müsste sich die Entladefrequenz verringern, da sich die Elektronen nicht plötzlich, sondern kontinuierlich und vergleichsweise langsam zur Anode bewegen werden, deren Potenzial höchstens 32 V beträgt. Ebenso sollte die mittlere Pulshöhe abnehmen, da Ladungsträger abgezogen werden und somit nicht für ein Signal sorgen können.

In allen Plots sind die Mittelwerte der Messungen mit ihren Abweichungen angegeben.

4. Aufbauten und Auswertung

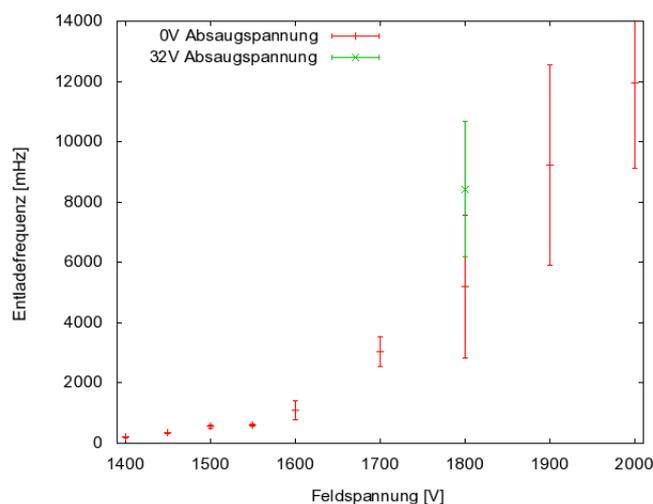


Abb. 4.10.: Ergebnisse der Messungen der Entladefrequenz gegen die Feldspannung mit der kurzen Leuchtstoffröhre.

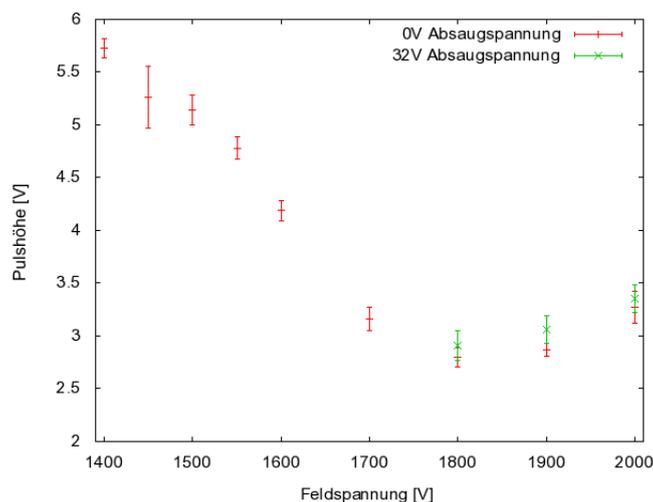


Abb. 4.11.: Ergebnisse der Messungen der Pulshöhe gegen die Feldspannung mit der kurzen Leuchtstoffröhre.

Die Abbildungen 4.10 und 4.11 zeigen die Ergebnisse der Entladefrequenz und Pulshöhen Messungen in Abhängigkeit der Feldspannung. Beim Durchführen der Messung traten Probleme mit der Stabilität der Röhre auf. Die Messungen mit 0 V Absaugspannung konnten wie geplant durchgeführt werden, wohingegen die Messungen mit einer Absaugspannung von 32 V nur noch in Teilen durchgeführt werden konnten. Unter 1800 V Feldspannung fanden in der Röhre keine Entladungen mehr statt. Dies könnte für die oben angesprochene Überlegung sprechen, dass mit diesem Aufbau weniger Entladungen zu beobachten sind. Über 1800 V Feldspannung konnte das Oszilloskop keine Frequenzen mehr angeben. Es war trotzdem erstaunlich, dass die mittleren Pulshöhen leicht höher ausfie-

len als bei der Messung mit 0 V Absaugspannung. Ansonsten passten diese Messwerte gut in das bisher Beobachtete. Mit einer Erhöhung der Feldspannung ging eine zunächst langsame Erhöhung der Entladefrequenz einher. Mehr Entladungen bedeuteten dabei geringere Pulshöhen, was sehr gut in den Abbildung 4.10 und 4.11 nachvollzogen werden kann. Die Pulshöhen erreichten bei ca. 1800 V ein Minimum und stiegen von da an wieder leicht an. Dies könnte damit erklärt werden, dass die freie Weglänge der Elektronen ab 1800 V Beschleunigungsspannung ausreicht, um sekundäre Elektronen zu erzeugen und somit wieder das Signal zu vergrößern.

Bei der Messung der Entladefrequenz für höhere Feldspannungen als 1800 V konnte das Oszilloskop keine Werte mehr angeben. Der große Anstieg der Entladefrequenz beim Erhöhen der Absaugspannung von 0 V auf 32 V von 5189 mHz zu 8427 mHz, das entspricht einer Erhöhung um knapp 62%, war nicht mit den gemachten Änderungen am Aufbau zu erklären. Es gab aber wiederum deutliche Anzeichen, dass hier keine Myonen detektiert wurden. Generell waren die Frequenzen, wenn auch mit großen Fehlern behaftet, viel zu groß, um eine Folge von Durchgängen kosmischer Myonen gewesen sein zu können. Die Entladefrequenzen bei niedrigeren Feldspannungen wiesen nur einen sehr kleinen Fehler auf. Die Entladungen kamen regelmäßig in immer gleichen Abständen, was nicht dem Einfall kosmischer Myonen entspricht. Abbildung 4.12 zeigt diese Regelmäßigkeit sehr gut und gleichzeitig, dass keine Koinzidenzen mit dem Signal aus dem Photomultiplier beobachtet werden konnten. Die Regelmäßigkeit der Entladungen ließen die Folgerung zu, dass Raumladungseffekte für das Entladen der Röhre verantwortlich waren.

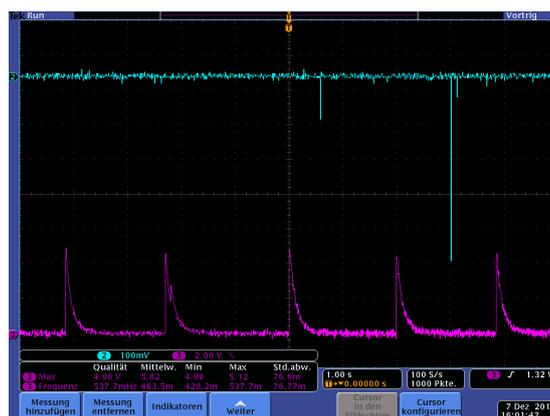


Abb. 4.12.: Signal aus der Leuchtstoffröhre (rot) und das Signal aus dem PMT (blau). Die Feldspannung lag bei 1500 V, die Absaugspannung bei 0 V.

4.2.2. Messungen mit Aluminium-Folie beidseitig längs auf der langen Röhre

Die gleichen Messungen wie im vorigen Abschnitt beschrieben, wurden genauso mit einer der langen Leuchtstoffröhren durchgeführt. Die gemachten Beobachtungen waren dabei ähnlich wie bei der kleinen Röhre, wie die Abbildungen 4.13 und 4.14 zeigen. Bei Feldspannungen über 1500 V konnte nicht mehr mit dem Oszilloskop gemessen werden. Auf die Instabilitäten des Aufbaus wird im nächsten Kapitel 4.2.3 gesondert eingegangen.

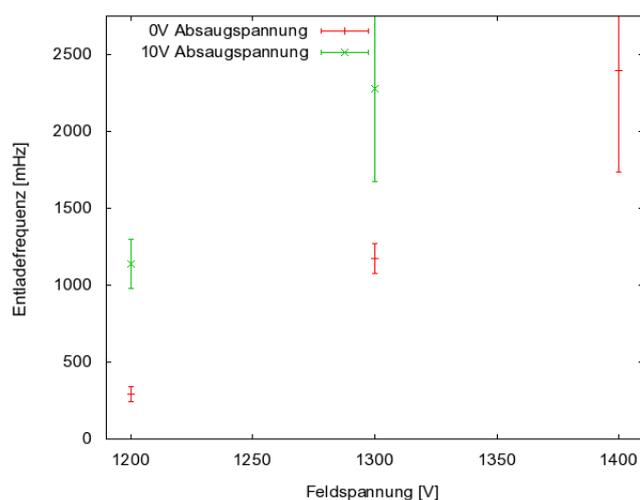


Abb. 4.13.: Ergebnisse der Messungen der Entladefrequenz gegen die Feldspannung mit der langen Leuchtstoffröhre.

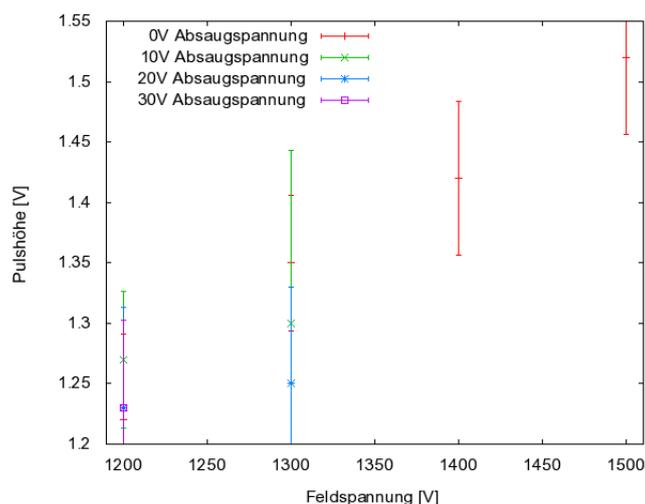


Abb. 4.14.: Ergebnisse der Messungen der Pulshöhe gegen die Feldspannung mit der langen Leuchtstoffröhre.

Mit steigender Feldspannung erhöhte sich leicht die Entladefrequenz. Wie auch bei der kleinen Röhre, erhöhte sich diese ebenfalls bei Erhöhung der Absaugspannung. Entweder war dies ein systematischer Effekt und die theoretische Überlegung von oben musste um einen Effekt ergänzt werden, der noch nicht beachtet wurde, oder der Aufbau war so instabil, dass die Absaugspannung zu gering gewählt war und daher keinen Einfluss auf die Entladungen hatte. Die Ergebnisse der Pulshöhen-Messung ließen sich keiner Systematik unterwerfen. Bei den Messungen mit vier verschiedenen Absaugspannungen ließ sich keine Abhängigkeit der Pulshöhe von der Absaugspannung feststellen. Gleichfalls wie schon zuvor hatte das Verwenden einer ^{90}Sr -Quelle zu keiner Veränderung im Signal beigetragen. Die Elektronen, deren Energieverlust wie oben beschrieben nahe an dem von Myonen lag, konnten kein Signal auslösen. Das Glas der Leuchtstoffröhre absorbierte zwar bereits Elektronen, jedoch liegt die maximale Reichweite von Elektronen mit $E_e = 2.282 \text{ MeV}$ deutlich über der Glasdicke von 0.74 mm , auch wenn sie zwei mal durchquert werden muss. Der Anstieg an Pulsen im Signal des Szintillators könnte auf Elektronen zurückzuführen sein, die an der Röhre vorbei fliegen.

Wiederum waren schon die Entladefrequenzen um ein Vielfaches zu hoch, als dass sie ausschließlich von Myonen-Durchgängen stammen konnten. Um die Hauptursache der Messschwierigkeiten herauszufinden, wurden in der Folge das Rauschen und dessen Ursachen näher untersucht.

4.2.3. Rauschquellen und deren Stärke

Das Anlegen der Absaugspannung mit dem netzbetriebenen Spannungsgerät erzeugte eine große Rauschamplitude im Signal. Wie schon in Kapitel 3.3 beschrieben, schaltete das Gerät für verschiedene Ausgangs-Spannungen in verschiedene Modi. Die Bereiche sind $0 \text{ V} - 7 \text{ V}$, $7 \text{ V} - 14 \text{ V}$, $14 \text{ V} - 20 \text{ V}$ und $20 \text{ V} - 32 \text{ V}$. Das maximale Rauschen erhielt man im Bereich von 14 V bis 20 V , das minimale bei 20 V bis 32 V , wie in Abbildung 4.15 gezeigt wird. Bei 20 V Absaugspannung betrug die Amplitude des Rauschsignals 1 V , bei 30 V hingegen nur 100 mV .

Zusätzlich zu den verschiedenen Modi des Spannungsgeräts veränderte sich das Rauschen ohne jegliche Änderung am Aufbau. Zwischen der Aufnahme der zwei folgenden Bilder in Abbildung 4.16 lagen ca. 30 Sekunden und das Rauschen war von weniger als 100 mV auf 500 mV angewachsen. Ein Grund für dieses Verhalten war nicht ersichtlich. Es war anzunehmen, dass Änderungen von externen elektrischen Feldern zum plötzlichen Ansteigen der Rauschamplitude geführt haben. Trotzdem war der gezeigte Bereich der Absaugspannung der stabilste und rauschärmste und wurde zukünftig mehrheitlich genutzt. Dazu ist

4. Aufbauten und Auswertung

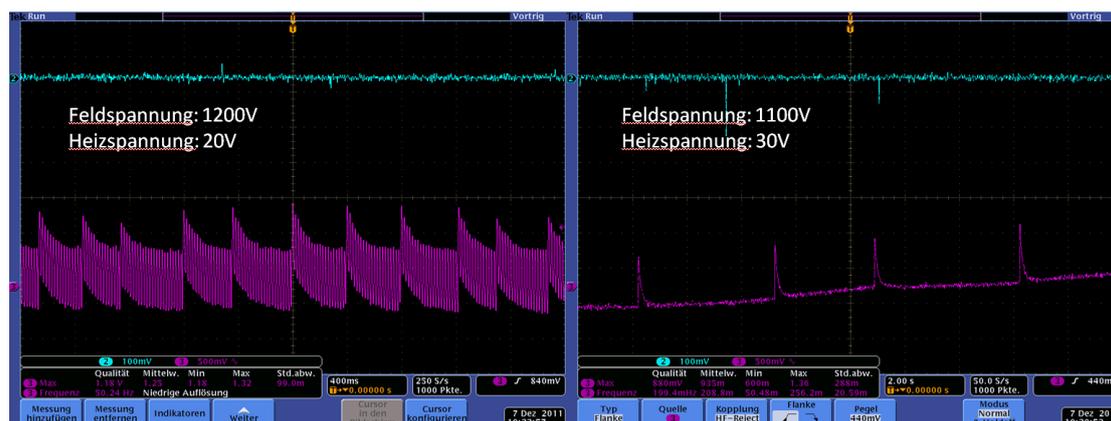


Abb. 4.15.: Das Rauschen im Signal der Leuchtstoffröhre mit 20 V (links) und mit 30 V Heizspannung (rechts).

in der Abbildung noch einmal die Regelmäßigkeit der Pulse gut zu sehen.

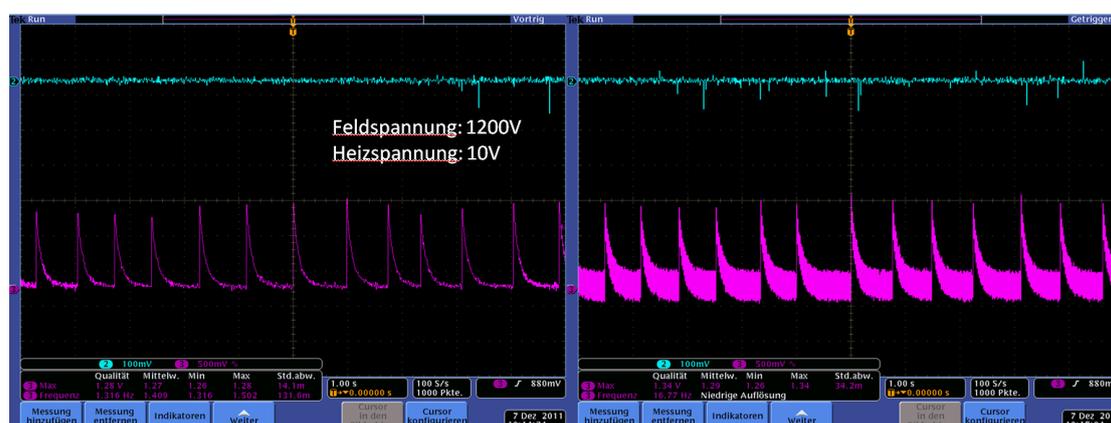


Abb. 4.16.: Die Änderung des Rauschens im Signal der Leuchtstoffröhre innerhalb von 30s. Der Aufbau blieb dabei unverändert.

Über das Stromnetz wurde eine 50 Hz Schwingung in das Signal der Röhre eingekoppelt. Deren Amplitude betrug bis zu 500 mV und verursachte so vor allem beim Messen geringer Frequenzen mit kleinen Signalamplituden große Probleme. Das Oszilloskop konnte in einem solchen Fall nicht zwischen Signal- und Rauschamplitude unterscheiden. Die Folge war, dass das Oszilloskop die Frequenz zu groß angab oder keine Frequenzmessung mehr durchführen konnte und keine Frequenzangabe gab. Das separate Abschalten der verschiedenen benutzten Geräte zeigte, dass das Hochspannungsgerät keinerlei Einfluss auf diese Form des Rauschens hat, sondern dass das Oszilloskop und in erster Linie das Niederspannungsgerät verantwortlich waren. In einem nächsten Schritt wurde daher das netzbetriebene Niederspannungsgerät durch einen batteriebetriebenen Gleichspannungswandler ersetzt, wohingegen auf das Oszilloskop vorerst nicht verzichtet werden konnte.

4.2.4. Messungen mit der kurzen Röhre und Gleichstromwandler

Mit dem Einsatz des Gleichstromwandlers anstatt des Niederspannungsgeräts war die größte Rauschquelle beseitigt. Der Wandler war in der Lage, aus den 12 V Eingangsspannung der Batterie bis zu 2000 V bereitzustellen. Der Aufbau war nach dem in Abbildung 4.17 gezeigten Schaltplan realisiert. Nun konnte auch die Absaugspannung mit bis zu 2000 V betrieben werden und war nicht mehr als klein im Vergleich zur Feldspannung anzusehen. Sollte die Absaugspannung einen Einfluss auf das Verhalten der Röhre haben, so wäre er jetzt zu sehen. Durch den Netzanschluss des Oszilloskops war weiterhin eine 50 Hz-Schwingung im Signal, deren Amplitude allerdings deutlich schwächer ausfiel als zuvor. Dazu stieg das Rauschen immer dann an, wenn der Aufbau zusätzlich geerdet wurde. Dies geschah meist durch Anfassen der Geräte oder auch anderer geerdeter Teile im Raum wie einer Tischlampe oder des Heizkörpers. Dieses Problem konnte aber durch das Tragen von Plastikhandschuhen behoben werden. Das Verhalten der Röhre hatte sich mit der Erhöhung der Absaugspannung verändert. War diese genügend groß gewählt, fand keine Gasentladung mehr statt. Stattdessen leuchtete die Röhre über die gesamte Länge, wenn die Absaugspannung rapide erhöht wurde.

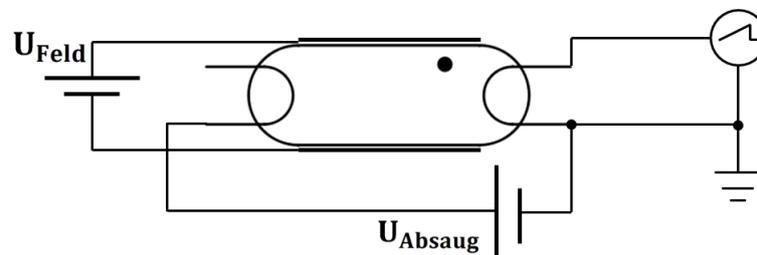


Abb. 4.17.: Schaltplan des Aufbaus mit der kurzen Röhre mit Verwendung des Gleichstromwandlers. U_{Feld} betrug bis zu 2 kV und U_{Absaug} bis zu 30 V.

Eine weitere Röhre wurde anstatt mit Aluminium-Folie mit einer ca. 1 cm breiten Kupfer-Folie auf der Masse-Seite und einem als Anode wirkenden Kupfer-Draht auf der gegenüber liegenden Seite versehen. In der Nähe des ca. 1 mm dicken Anodendrahts war das elektrische Feld deutlich höher als an den Folien. Dieses Konzept findet man ebenfalls zur Verstärkung des elektrischen Feldes in Ionisationskammern (s. Kap. 2.6). Es war zu erwarten, dass der Kontakt der Spannungsversorgung an das Kupfer deutlich besser ist als zu der Aluminium-Folie und somit an dieser Stelle weniger Energieverluste auftreten als bei den Versuchen zuvor. Im Gegensatz zu Aluminium ist Kupfer leicht zu löten und

4. Aufbauten und Auswertung

bietet einen besseren Kontakt als der Druckkontakt. Die mit Kupfer-Bauteilen ausgestattete Röhre entlud sich bei leicht geringeren Absaugspannungen. Der Grund lag im durch den Kupfer-Draht erzeugten, stärkeren elektrischen Feld im Vergleich zu den Versuchen mit zwei Folien auf der Röhre. Ansonsten hatte sich bei beiden Aufbauten gezeigt, dass die Röhren sich selbst bei maximaler Feldspannung von 2000 V nur gelegentlich entladen, wenn kein Oszilloskop angeschlossen war. Dahingegen entluden sich die Röhren bei 1900 V Feldspannung lokal alle 3 Sekunden über das Oszilloskop, bis schlussendlich über die volle Länge eine Gasentladung zu sehen war. Wie bereits bei allen vorigen Versuchen hatte das Platzieren der ^{90}Sr -Quelle über den Röhren keinen Einfluss auf deren Verhalten.

Zusammengefasst war festzustellen, dass das Erhöhen des elektrischen Feldes zwar die Pulshöhen der Entladungen aus den Leuchtstoffröhren verstärkt hatte, aber keine Änderungen im Verhalten der Röhren bewirken konnte. Nach wie vor war es zweifelhaft, dass Myonen ein messbares Signal im Aufbau erzeugten. Daher war es ein Ziel der weiteren Versuche, einen Arbeitsbereich zu definieren, bei dem die Entladefrequenz und die Pulshöhe möglichst stabil waren. In diesem Bereich sollte dann verstärkt die ^{90}Sr -Quelle zum Einsatz kommen. Die hochenergetischen Elektronen aus dem Zerfall des ^{99}Y dienten als zusätzliche minimal ionisierende Teilchen und sollten eine leichte aber dennoch messbare Änderung im Verhalten der Röhre bewirken. Auf eine weitere Erhöhung der elektrischen Feldstärke wurde verzichtet und dafür die Beschleunigungsstrecke der freien Elektronen verlängert, was im nächsten Abschnitt beschrieben wird.

4.3. Messungen mit Ringen als Elektroden um die Röhren

Mit den bisherigen Erhöhungen des elektrischen Feldes konnten keine Beobachtungen von Myonen gelingen. Eine weitere Verstärkung schien nicht sinnvoll, da sich die Röhren bei den verfügbaren Feldstärken bereits entluden und somit noch höhere Feldstärken keine Neuerungen bringen würden. In der Abbildung 2.8 aus Kapitel 2.6 ist die Phase IV teilweise schon übertroffen. Stattdessen erschien es sinnvoll, die Beschleunigungsstrecke für die primären Ladungsträger-Paare zu verlängern, um somit die Wahrscheinlichkeit, sekundäre Elektronen zu erhalten, zu vergrößern.

Um die Beschleunigungsstrecke der freien Elektronen zu verlängern und die Auswirkungen der Feldlänge auf das Verhalten der Leuchtstoffröhren zu studieren, wurde eine der langen Röhren mit einem Kupfer-Ring bestückt. Eine weitere lange Röhre wurde mit 2 und später 4 Kupfer-Ringen versehen. Das elektrische Feld zwischen zwei Ringen nahm die Form

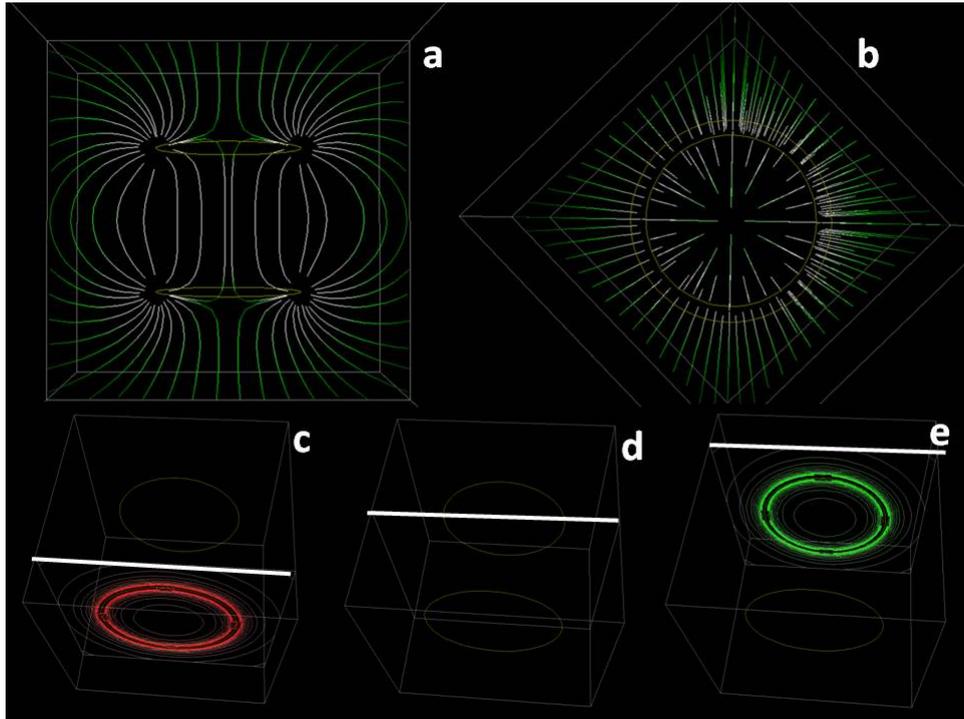


Abb. 4.18.: Simulation des elektrischen Feldes, das von zwei gegensätzlich geladenen Ringen erzeugt wird.

an, wie in Abbildung 4.18 beschrieben. Die weißen Bereiche sind Bereiche mit stärkerer Feldstärke, als die grünen. **(a)** zeigt einen Schnitt durch die horizontale Ebene, **(b)** einen durch die vertikale Ebene. Bilder **(c)** bis **(e)** stellen die Äquipotenziale im Schnitt der vertikalen Ebene auf Höhe des weißen Strichs dar [20]. Die Feldstärke wird an den Ringen maximal und in der Mitte der Ringe schwächer, was an der leichten Grünfärbung der Feldlinien zu erkennen ist. Der Raum zwischen den Ringen ist ebenfalls von einem starken elektrischen Feld durchsetzt. Die Äquipotenziallinien zeigen den Aufbau des elektrischen Feldes von Ring zu Ring. An den Ringen ist dies noch stark von den Ringen geprägt und unterscheidet sich von dem Feld eines Plattenkondensators. In der Mitte aber ist diese Ringform nicht mehr zu beobachten und das dort herrschende Feld hat eine sehr ähnliche Form, wie das eines Plattenkondensators. Das gilt für jegliche Abstände zwischen den Ringen.

4.3.1. Einfluss der Feldlänge

In Abbildung 4.19 ist der Schaltplan des Aufbaus zu sehen, mit dem der Einfluss der Beschleunigungsstrecke auf das Verhalten der Röhre untersucht wurde. Der Gleichstrom-

4. Aufbauten und Auswertung

wandler war mit Masse an den Ring und mit Spannung an die Wendel angeschlossen. In der Masse-Leitung wurde wieder über den $10\text{M}\Omega$ -Widerstand mit dem Oszilloskop das Signal aus der Röhre ausgelesen.

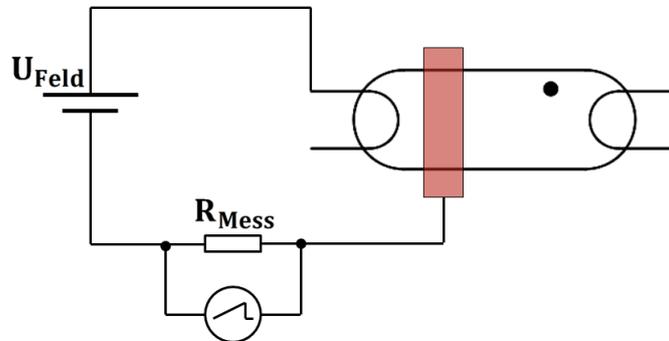


Abb. 4.19.: Schaltplan des Aufbaus mit einem Kupferring um eine lange Leuchtstoffröhre zur Überprüfung des Einflusses der Feldlänge auf die Zündspannung. R_{Mess} betrug $10\text{M}\Omega$ und U_{Feld} bis zu 2kV .

Gemessen wurde zuerst die *Zündspannung*, also die Feldspannung, ab der Entladungen in der Röhre stattfinden, gegen die Länge des elektrischen Feldes. Den bisherigen Überlegungen nach war zu erwarten, dass die Zündspannung mit Erhöhung der Feldlänge zuerst abnahm, bis sie ein Minimum erreichte. Bei größeren Feldlängen sollte dann die benötigte Spannung wieder ansteigen.

Abbildung 4.20 zeigt die Ergebnisse der Messung und bestätigt grob die genannte Überlegung. Die Erhöhung der Feldlänge hatte eine längere freie Weglänge der Ladungsträgerpaare zu Folge. Dadurch stieg die Wahrscheinlichkeit, dass diese mit den Gasatomen zusammenstoßen und sie ionisieren oder anregen. Auf diese Weise gab es eine stärkere Primärionisation und es konnte sich schon bei niedrigen Feldspannungen eine Elektronenlawine bilden, die schließlich zur Gasentladung in der Leuchtstoffröhre führte, wie es in Kapitel 2.5 beschrieben wurde.

Der Plot in Abbildung 4.21 zeigt die Instabilität der Entladungen. Die Entladefrequenz war selbst nach über 4 h Laufzeit der Röhre nicht stabil und ein stabiler Bereich war somit wohl nicht aufzufinden. Vom Einschaltvorgang war bereits bekannt, dass kurz nach Einschalten der Feldspannung eine Vielzahl von Entladungen stattfinden, wie das in Abbildung 4.22 zu sehen ist.

Wie in den Abbildungen 4.20 und 4.21 gezeigt ist, war die Entladefrequenz nach 4 h Messzeit nicht stabil. Die Entladungen schienen vielmehr stark von Bedingungen beeinflusst zu werden, die nur sehr schwer und mit großem Aufwand kontrolliert werden konnten wie

4.3. Messungen mit Ringen als Elektroden um die Röhren

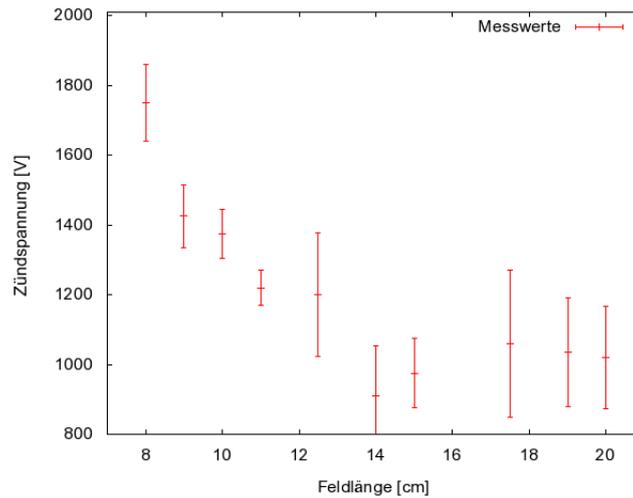


Abb. 4.20.: Ergebnisse der Messung der Abhängigkeit der Zündspannung von der Feldlänge.

Temperatur, Luftfeuchtigkeit oder externe elektrische Felder. Damit waren die Entladungen bei dieser Form des Versuchsaufbaus nicht geeignet, um den Durchgang von geladenen Teilchen anzuzeigen.

4.3.2. Messungen mit der langen Röhre und 2 Kupferringen

Die Abhängigkeit der Zündspannung von der Feldlänge gemäß des Franck-Hertz-Versuchs aus Kapitel 4.3.2 wurde mit einer der großen Leuchtstoffröhren mit zwei Kupfer-Ringen näher untersucht. Der neue Aufbau ist in Abbildung 4.23 zu sehen. Die Abbildungen 4.24 und 4.25 zeigen den zugehörigen Schaltplan und den so realisierten Potenzialverlauf.

(a) zeigt das Niedervolt-Spannungsgerät zur Versorgung der Glühwendel über deren Anschlüsse. Der Gleichstromwandler (b) stellte die Hochspannung bereit, die an die um die Röhre gelöteten Kupferringe (c) gelegt wurde. Im Steckbrett (d) war ein Spannungsteiler realisiert. So war gleichzeitig eine sichere Verteilung der Hochspannung ohne offene Anschlüsse gewährleistet. Beide Ringe waren beweglich auf die Röhre aufgebracht. Insbesondere konnte sowohl der Abstand d zwischen den Ringen als auch der Abstand x von den Ringen zur beheizten Wendel variiert werden. Auf diese Weise konnte das Potenzialgefälle verstärkt oder abgeschwächt werden. Die 2kV Ausgangsspannung des Gleichspannungswandlers wurden über den Spannungsteiler auf die Ringe und die Wendel aufgeteilt. Für das Beheizen der Wendel wurde die Niederspannungsquelle verwendet. Im Betrieb wurden höchstens 15V an die Wendel gelegt, da die Leuchtstoffröhre sonst, wie in Kapitel 3.3 beschrieben, bereits durchbrach.

Es ist zu erkennen, dass über die gesamte Röhre ein Potenzial von bis zu 2kV liegt,

4. Aufbauten und Auswertung

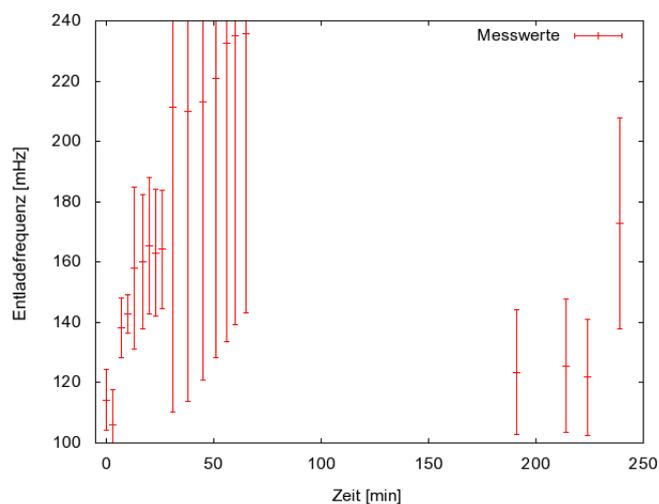


Abb. 4.21.: Ergebnisse der Messung von Entlade-Frequenzen über einen Zeitraum von 4 h bei konstanter Feldspannung und Feldlänge.



Abb. 4.22.: Das Entladeverhalten der Röhre beim Einschalten der Feldspannung.

4.3. Messungen mit Ringen als Elektroden um die Röhren

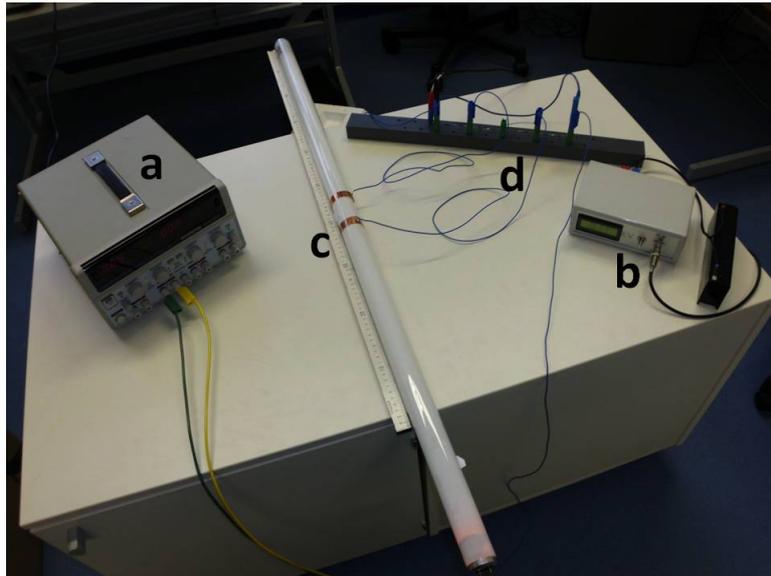


Abb. 4.23.: Der Versuchsaufbau mit 2 Kupferringen um die lange Röhre.

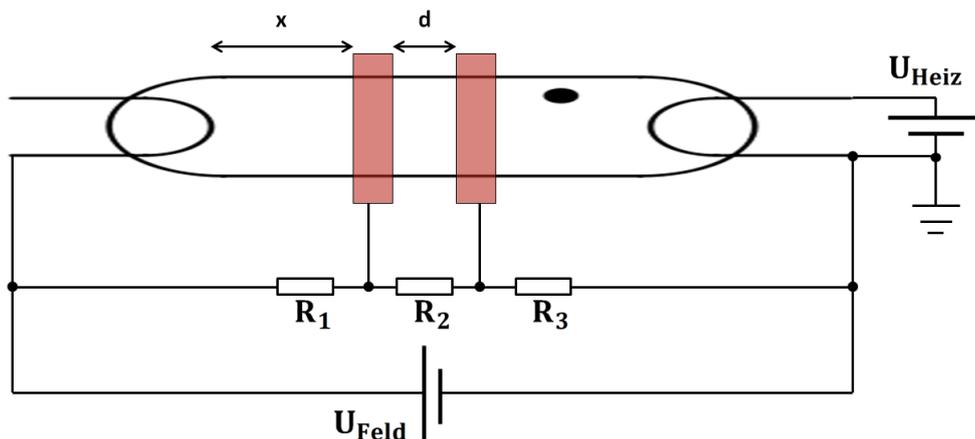


Abb. 4.24.: Schaltplan des Aufbaus mit 2 Kupferringen um die lange Leuchtstoffröhre. U_{Feld} betrug bis zu 2 kV, U_{Heiz} bis zu 30 V. Für die Widerstände galt: $R_1 = R_3 = 1 \text{ k}\Omega$, $R_2 = 2 \text{ k}\Omega$.

jedoch das stärkste Feld zwischen den zwei Ringen zu finden war, zwischen denen die Potentialdifferenz rund die Hälfte der Gesamtspannung betrug. Das aktive Volumen zur Myondetektierung lag zwischen den Ringen und durch den Potentialverlauf war gleichzeitig eine Absaugspannung gegeben. Um die von Myonen erzeugten Primärladungen zu simulieren, wurden gleichzeitig über die Heizwendel Elektronen in das Gas emittiert und wie in der Abbildung zu erkennen, zum ersten Ring hin moderat beschleunigt. Zwischen den Ringen war das elektrische Feld deutlich stärker und eine rapide Beschleunigung trat ein. Hinter dem zweiten Ring wurden die Elektronen nur noch wenig bis zum Ende der

4. Aufbauten und Auswertung

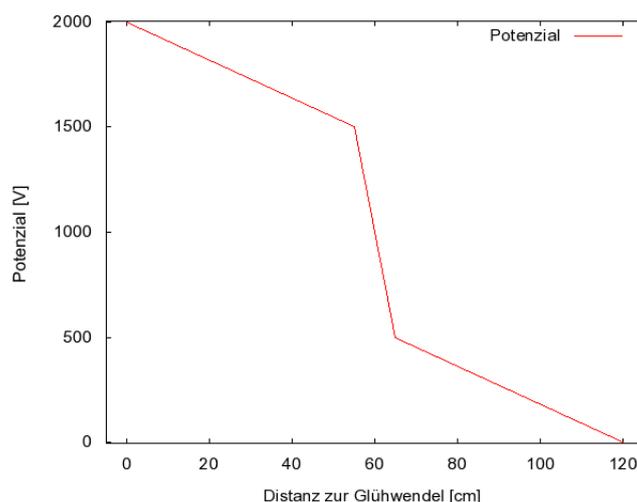


Abb. 4.25.: Potenzialverlauf des Aufbaus mit 2 Kupferringen um die lange Leuchtstoffröhre.

Röhre beschleunigt. Wie von Myonen erzeugte Primärladungen sollten die zusätzliche Elektronen in der Röhre ein lokales Leuchten hervorrufen, in der Intensität abhängig von der Höhe der Heizspannung. Des Weiteren wurde getestet, wie sich nun der Einsatz der ^{90}Sr -Quelle auswirkt und ob die Polarität der Röhre eine Rolle spielte. Letzteres sollte nicht der Fall sein, hätte aber sehr große Auswirkungen auf den Versuch.

Beim ersten Aufbau befand sich das Ringe-Paar in der Mitte der Röhre. Der Abstand zur Wendel betrug dann 50 cm, bei einem Ringabstand von 10 cm. Ohne eine angeschlossene Heizspannung zündete die Leuchtstoffröhre über die gesamte Länge ab einer Feldspannung von 1050 V. Dabei waberte das weiße Licht der Röhre und an der an Masse angeschlossenen Wendel war ein violettes Leuchten zu sehen, siehe Abbildung 4.26.

Das elektrische Feld zweier Kupfer-Ringe unterscheidet sich von dem, das ein Ring mit der Glühwendel bildet. Daher sollte die Bestimmung der optimalen Betriebsparameter wie in Kapitel 4.3.2 mit dem jetzigen Aufbau wiederholt werden. Zunächst sollte die Zündspannung der Röhre als Funktion der Feldlänge ermittelt werden. Sollte die Höhe der Heizspannung einen Einfluss auf das Zündungsverhalten der Röhre haben, so müsste man jetzt einen Unterschied im Zündungsverhalten feststellen können. Später wurde dann auch das Ringepaar verschoben, so dass überprüft werden konnte, welchen Einfluss der Abstand der Ringe zur Glühwendel hat. Zu erwarten wäre ein ähnliches Ergebnis wie es in Abbildung 4.20 gezeigt wurde. Der Messbereich wurde dabei etwas größer gewählt und die Messreihe wurde für Heizspannungen von 0 V, 8 V und 12 V durchgeführt. Wie in Kapitel 4.2.3 beschrieben, waren das Bereiche, in denen das Niederspannungsgerät im selben

4.3. Messungen mit Ringen als Elektroden um die Röhren



Abb. 4.26.: Das violette Leuchten an der an die Anode der Hochspannung angeschlossenen Wendel (roter Kreis).

Modus arbeitet und das Entladeverhalten der Röhre konstant beeinflusst. Des Weiteren wurden nacheinander beide Wendeln als Glühwendeln benutzt, um so den Einfluss der Polarität der Röhre zu untersuchen. Haben die höhere mittlere Energie der Gasatome oder zusätzliche Elektronen im Gas einen Einfluss auf die Zündspannung, so sollte dieser mit der Versuchsanordnung erkannt werden können.

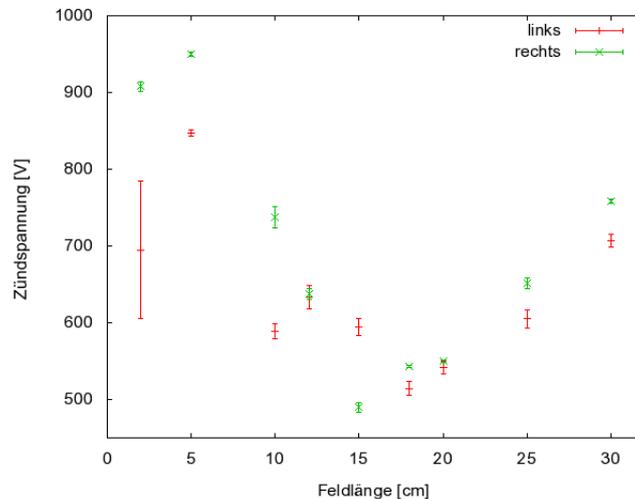


Abb. 4.27.: Ergebnisse der Messung der Zündspannung gegen die Feldlänge bei 0 V Heizspannung an beiden Wendeln.

In den Abbildungen 4.27, 4.28 und 4.29 sind die Ergebnisse der Messungen der Zündspannung in Abhängigkeit von der Feldlänge zu sehen. In jedem Plot in den Abbildungen sind die angegebenen Messreihen jeweils für beide Polaritäten der Leuchtstoffröhre dargestellt. Die Bezeichnungen 'links' und 'rechts' sind dabei willkürlich gewählt und dienen

4. Aufbauten und Auswertung

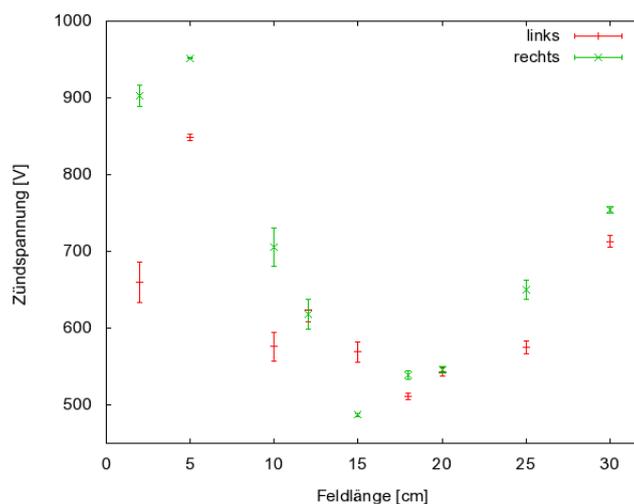


Abb. 4.28.: Ergebnisse der Messung der Zündspannung gegen die Feldlänge bei 8 V Heizspannung an beiden Wendeln.

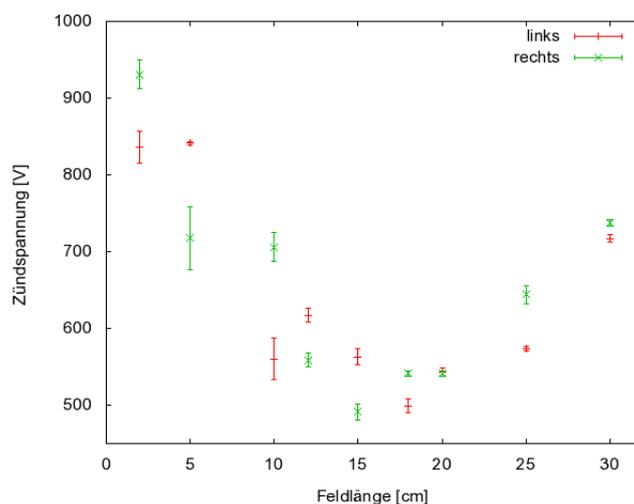


Abb. 4.29.: Ergebnisse der Messung der Zündspannung gegen die Feldlänge bei 12 V Heizspannung an beiden Wendeln.

der Unterscheidung der Wendeln, sind aber konsistent in allen Plots. Die Werte passten gut zu den schon ermittelten Werten aus Abschnitt 4.3.2. Vergleicht man in allen Plots in den Abb. 4.27, 4.28 und 4.29 nur die Abschnitte der Feldlänge zwischen 8 cm und 20 cm, so sehen sich die Kurven sehr ähnlich. Zunächst gab es einen Abfall der Zündspannung, bevor diese zwischen 15 cm und 20 cm ein Minimum annahm und danach leicht anstieg. Bei sehr kleinen Feldlängen stieg die Zündspannung mit der Feldlänge an, bis sie bei ca. 5 cm maximal wurde. Von da an nahm sie stetig ab, bis sie das schon angesprochene Minimum erreichte. Dieses auf den ersten Blick überraschende Resultat zeigt das Auftreten von sekundären Elektronen. Bei kleinen Feldlängen reichte die Beschleunigungsstrecke

4.3. Messungen mit Ringen als Elektroden um die Röhren

der primären Elektronen nicht aus, um die Gasatome zu ionisieren. Erst ab 5 cm konnte dies gelingen und somit trägt der Effekt dazu bei, die benötigte Feldspannung massiv von fast 1000 V auf 500 V stetig zu verringern. Das Erreichen eines Minimums zeigte dagegen an, wann der Effekt eines schwächer werdenden elektrischen Feldes den der häufiger auftretenden Sekundärelektronen überwog. Von da an erhöhte sich wieder die Zündspannung und es war zu erwarten, dass dies immer schneller geschah bis das Feld zu schwach ist, um eine Gasentladung in der Röhre mit den gegebenen Hochspannungsgeräten hervorzurufen. Bei allen Plots in den Abb. 4.27, 4.28 und 4.29 gibt es deutliche Unterschiede zwischen den Werten der 'linken' und 'rechten' Seite. Der Grund für diese Abweichungen können die unterschiedlichen Bauweisen der Glühwendeln sein, die in Kapitel 3.3 beschrieben wurden. Es hatte in jedem Fall zur Folge, dass die Polarität nicht egal war. Betrachtet man die absoluten Werte der Verläufe aus den Abb. 4.27, 4.28 und 4.29, so fällt auf, dass diese bei allen drei Messungen nahezu deckungsgleich sind. Es musste festgehalten werden, dass die Heizspannung offensichtlich keinerlei Einfluss auf das Eintreten der Gasentladung hatte. Es überrascht, dass zwar das Auftreten von Sekundärelektronen, nicht aber zusätzliche, 'extern' injizierte, Elektronen die Entladungen in der Röhre mitbestimmten. Trotzdem ließ sich feststellen, dass die Entladungen bei höherer Heizspannung bei den selben Feldspannungen eintraten. Das Verhalten der Röhre veränderte sich mit höherer Heizspannung nicht. Einen Effekt einer höheren Heizspannung ließ sich erst dann erkennen, wenn in der Röhre eine selbständige Gasentladungen in Folge der hohen Heizspannung eintrat. Zusammengefasst könnte das bedeuten, dass auch von Myonen ausgelöste Elektronen keine Gasentladungen herbeiführen oder deren Auftreten forcieren könnten, da Myonen um mehrere Größenordnungen weniger Primärladungen erzeugen werden, als über die Glühwendel injiziert wurden.

Der zuletzt genannte Verdacht sollte mit dem Betastrahler ^{90}Sr untersucht werden. Haben auch dessen energiereiche Elektronen weiterhin keinen Einfluss auf das Eintreten der Gasentladungen, musste davon ausgegangen werden, dass der Aufbau in dieser Form nicht geeignet war, um Myonen zu detektieren. Zunächst wurde ein Arbeitsbereich bestimmt, in dem sich die Leuchtstoffröhre stabil verhielt und Änderungen im Verhalten dem Einsatz der radioaktiven Quelle zuzuschreiben waren. Dazu wurde eine dreidimensionale Messung gemacht, in der die Zündspannung gegen den Abstand der Ringe voneinander und gegen den Abstand der Ringe von der Glühwendel bestimmt wurde. Abbildung 4.30 zeigt die Ergebnisse und Abbildung 4.31 die Fehler auf die Messwerte.

Es ist zu erkennen, dass die Zündspannung in weiten Messbereichen relativ stabil war. Entscheidender für einen stabilen Arbeitsbereich war aber ein geringer Fehler der gemes-

4. Aufbauten und Auswertung

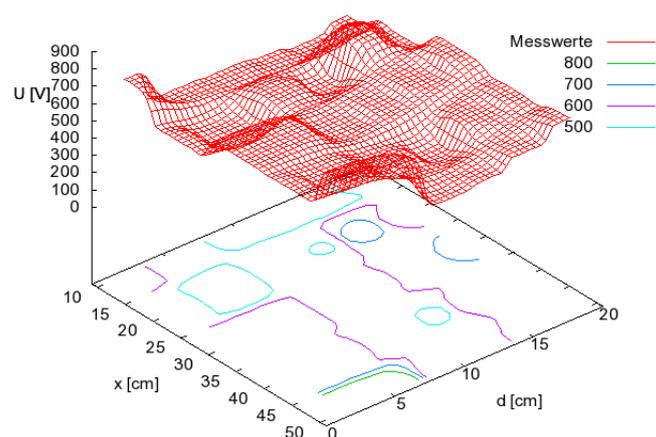


Abb. 4.30.: Dreidimensionaler Plot mit den Ergebnissen aus der Messung der Abhängigkeit der Zündspannung von der Länge des Feldes d und dem Abstand der Ringe zur Glühwendel x .

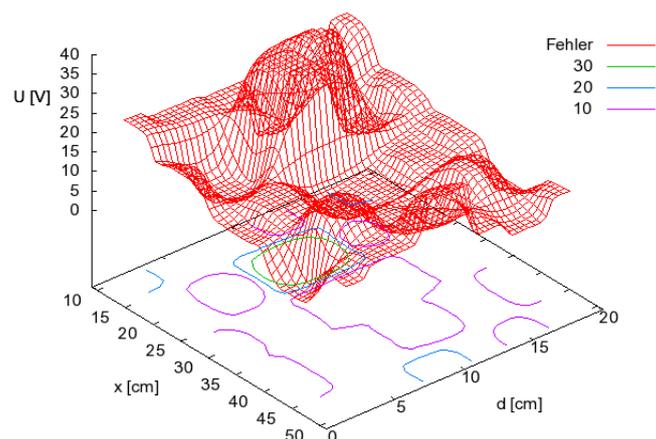


Abb. 4.31.: Dreidimensionaler Plot mit den Ergebnissen aus der Messung der Abhängigkeit der Zündspannung von der Länge des Feldes d und dem Abstand der Ringe zur Glühwendel x . Im Bild sind die Fehler auf die Messwerte zu sehen, die Auskunft über die Stabilität des Aufbaus geben.

senen Werte der Zündspannung, damit Abweichungen sicher externen Faktoren zugeordnet werden konnten. Die Fehler auf die einzelnen Messwerte finden sich im rechten Plot der Abbildung. Sie waren besonders an den Rändern des Messbereichs stark ausgeprägt, weshalb der Arbeitsbereich auf die Intervalle $12\text{ cm} < d < 20\text{ cm}$ und $35\text{ cm} < x < 50\text{ cm}$ festgelegt wurde.

4.3. Messungen mit Ringen als Elektroden um die Röhren

Die Messungen mit der ^{90}Sr -Quelle ergaben keinerlei Unterschiede zu den in den Abbildungen 4.27, 4.28 und 4.29 beschriebenen Messungen. Die energiereichen Elektronen beeinflussten die Gasentladungen genauso wenig wie die aus der Glühwendel ausgetretenen Elektronen. Die Gasentladungen konnten dennoch von außen sehr einfach bei niedrigeren Feldspannungen herbeigeführt werden, indem das elektrische Feld um oder an der Leuchtstoffröhre verändert wurde. Dazu reichte es schon aus, eine Hand dicht an die Röhre zu halten, ohne dass die Röhre dabei berührt werden musste. Generell funktionierte dies mit allen elektrostatisch aufgeladenen Gegenständen, die nahe an die Röhre gelangten. Das Tragen von Plastik-Handschuhen half, die Elektrostatik des Menschen abzuschirmen. Um diesen Effekt beim Einsetzen der radioaktiven Quelle zu unterbinden, wurde in der Zukunft ein Halter verwendet, der es ermöglicht, das ^{90}Sr knapp über der Röhre zu platzieren, ohne dabei das elektrische Feld zu stark zu beeinflussen. Ein Bild des Halters ist in Abbildung 4.32 im nächsten Kapitel zu sehen.

4.3.3. Messungen mit der langen Röhre und 4 Kupferringen

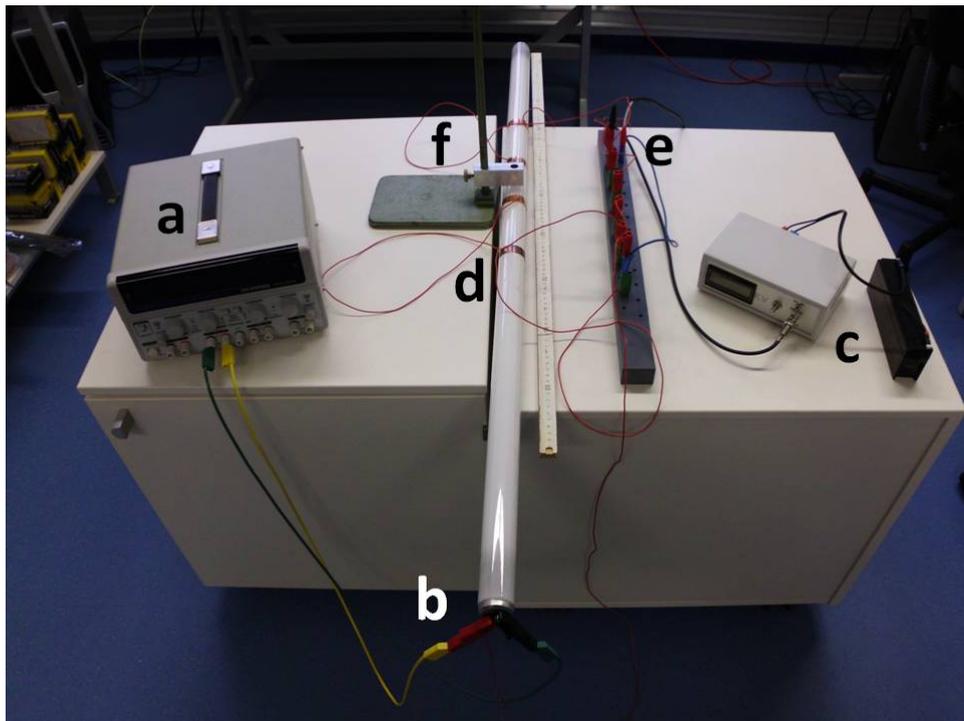


Abb. 4.32.: Der Versuchsaufbau mit 4 Kupferringen um die lange Röhre.

Mit dem vorhergehenden Aufbau war es nicht möglich, eine Absaugspannung an die Röhre anzuschließen. Da auch weiterhin eine Heizspannung benutzt werden soll, wurde bei dem in diesem Abschnitt beschriebenen Aufbau die Absaugspannung durch 2 zusätzliche

4. Aufbauten und Auswertung

Kupfer-Ringe realisiert. Diese waren zwischen den Wendeln und den vorhandenen Ringen positioniert und lagen auf einem leicht niedrigeren bzw. leicht höheren Potenzial als die vorigen Ringe. Neben den zwei zusätzlichen Kupfer-Ringen wurde der Spannungsteiler mit 5 neuen Widerständen modifiziert, um für alle Ringe die bestimmte Spannung bereitstellen zu können. Abbildung 4.32 zeigt den Aufbau mit 4 Kupfer-Ringen an einer langen Leuchtstoffröhre. (a) zeigt das Niedervolt-Spannungsgerät zur Versorgung der Glühwendel über deren Anschlüsse (b). Der Gleichstromwandler (c) stellte die Hochspannung bereit, die an die um die Röhre gelöteten Kupferringe (d) gelegt wurde. Im Steckbrett (e) war der Spannungsteiler realisiert. So war gleichzeitig eine sichere Verteilung der Hochspannung ohne offene Anschlüsse gewährleistet. Mit dem Halter (f) konnte die ^{90}Sr -Quelle über die Röhre gehalten werden. In den Abbildungen 4.33 und 4.34 ist wiederum der Potenzialverlauf über die ganze Röhre schematisch dargestellt. Deutlich zu erkennen sind vor und hinter dem Bereich mit dem steilsten Potenzialgefälle kleine Potenzialwälle.

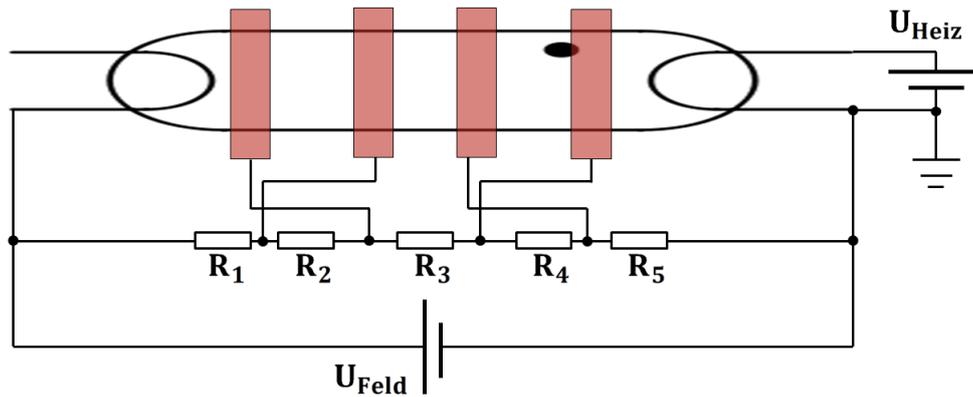


Abb. 4.33.: Schaltplan des Aufbaus mit 4 Kupferringen um die lange Leuchtstoffröhre. U_{Feld} betrug bis zu 2 kV, U_{Heiz} bis zu 30 V. Für die Widerstände galt: $R_1 = R_5 = 0.6 \text{ k}\Omega$, $R_2 = R_4 = 198 \text{ k}\Omega$ und $R_3 = 2285 \text{ k}\Omega$.

Das aktive Volumen war wieder der Bereich zwischen den inneren Ringen. Die Potentialdifferenz zwischen den Ringen betrug etwa 60% der Ausgangsspannung des Gleichstromwandlers. Ansonsten blieb der Aufbau der gleiche wie im vorigen Abschnitt. Durch diesen Potenzialverlauf war ein starkes elektrisches Feld in einem immer noch relativ großen Volumen mit gleichzeitiger Absaugspannung realisiert.

Obwohl das aktive Volumen, und somit auch das, in der die Wahrscheinlichkeit für eine Entladung in der Röhre deutlich am größten ist, auf den Bereich zwischen den inneren Ringen reduziert wurde, leuchtete entgegen der Vermutung weiterhin die gesamte Röhre bei einer Entladung. Der Grund könnte in den zu niedrig gewählten Potenzialwällen lie-

4.3. Messungen mit Ringen als Elektroden um die Röhren

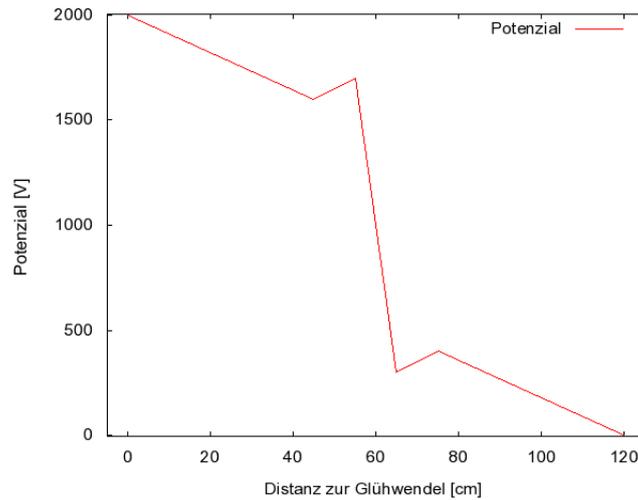


Abb. 4.34.: Potenzialverlauf des Aufbaus mit 4 Kupferringen um die lange Leuchtstoffröhre.

gen. In der Arbeit des Projektpraktikums waren diese größtmöglich auf dem Doppelten der Ausgangsspannung. Hier konnte das Blinken einzelner Segmente² beobachtet werden. Dieses Verhalten konnte mit der vorliegenden Leuchtstoffröhre ebenfalls beobachtet werden, wenn die Ringe abwechselnd auf Masse und Spannung lagen – die Potenzialwälle also größtmöglich gewählt wurden. Für Heizspannungen von 0 V und 12 V wurde mit dem Aufbau aus Abb. 4.32 die Zündspannung in Abhängigkeit von der Feldlänge gemessen. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 4.35 und 4.36 zu sehen.

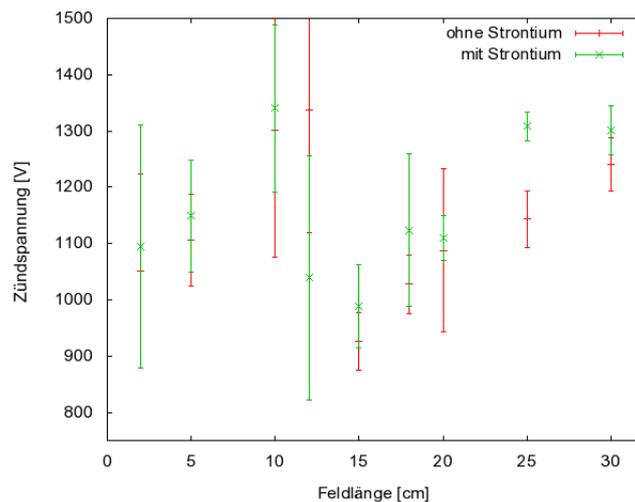


Abb. 4.35.: Messung der Zündspannung in Abhängigkeit der Feldlänge für 0 V Heizspannung mit und ohne Einsatz der ⁹⁰Sr-Quelle.

²Julia Oelker u.a.: *Spurdetektor aus Leuchtstoffröhren - Nachweis kosmischer Myonen* Seite 18ff.

4. Aufbauten und Auswertung

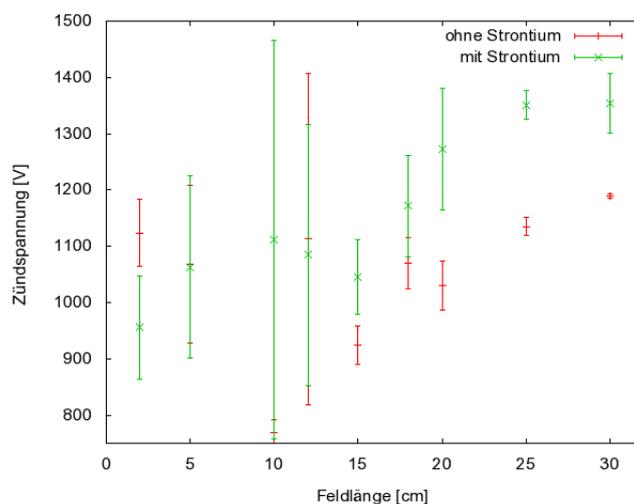


Abb. 4.36.: Messung der Zündspannung in Abhängigkeit der Feldlänge für 12 V Heizspannung mit und ohne Einsatz der ^{90}Sr -Quelle.

Die Werte der Zündspannungen für die verschiedenen Heizspannungen unterschieden sich nur sehr gering. Auffällig waren die großen Fehler auf die Messwerte im Bereich von 10 und 15 cm Feldlänge. Wie schon mehrmals beobachtet, befand sich das Minimum der benötigten Feldspannung bei ungefähr 15 cm Feldlänge. Davor nahm es ein Maximum an und zu größeren Feldlängen verflachte die Kurve. Aufgrund der großen Unsicherheit, die aus der Instabilität der Röhre resultierte, sind qualifizierende Aussagen nur schwer möglich. Ein Einfluss der Heizspannung konnte wie schon bei den vorigen Versuchen nicht beobachtet werden. Ebenso reichten die Differenzen der ohne den Einsatz der Strontium-Quelle aufgenommenen Messwerte zu denen, die mit Einsatz der Quelle aufgenommen wurden, nicht aus, um einen Einfluss der externen Elektronen zu erkennen. Des Weiteren unterlagen diese Differenzen keiner erkennbaren Systematik, so dass auch bei diesem Aufbau davon auszugehen war, dass keine Myonen detektiert werden konnten.

5. Schlussfolgerungen

Ziel dieser Arbeit war, einen kostengünstigen Teststand für die Detektierung kosmischer Myonen mit Leuchtstoffröhren aufzubauen. Als Vorbild dienten Aufbauten von Sascha Schmeling und Robert Hart, die über ihre Erfahrungen, Schwierigkeiten und Ergebnisse auf ihren Webseiten berichten. Die Erkenntnisse einer Gruppe Studenten der Georg-August-Universität Göttingen, die sich im Projektpraktikum mit dem Bau eines solchen Detektors beschäftigten, flossen ebenfalls in die Überlegungen mit ein.

Kapitel 4.1 beschreibt den einfachsten Aufbau einer Leuchtstoffröhre im homogenen elektrischen Feld eines Plattenkondensators (Abb. 4.1) und mehrere Varianten. Es konnte beobachtet werden, dass die Entladungen regelmäßig stattfanden oder auf lokal engem Raum in der Leuchtstoffröhre. Der Auslöser für diese Entladungen waren demnach keine Myonen, sondern Raumladungseffekte, wie sie in Kapitel 4.1.3 beschrieben sind. Tests mit dem β -Strahler ^{90}Sr bewirkten keine Veränderung im Verhalten der Röhre. Bei allen Versuchen war keine Koinzidenz zwischen dem Signal aus der Röhre und dem des Photomultipliers zu beobachten (s. Abb. 4.8).

Ein Erhöhen der Feldstärke geschah durch das Anbringen von zwei ca. 1 cm breiten Aluminium-Streifen direkt auf den Leuchtstoffröhren (s. Abb. 4.9). Aufgrund der hohen Entladefrequenz, der Regelmäßigkeit und bei niedrigen Feldspannungen des geringen Fehlers auf den Messwert kann ausgeschlossen werden, dass die beobachteten Entladungen in der Röhre von Myondurchgängen ausgelöst wurden. Weder konnten Koinzidenzen mit dem Signal des PMT beobachtet werden, noch zeigte wie schon zuvor der Einsatz der ^{90}Sr -Quelle eine erkennbare Veränderung im Verhalten der Röhre.

Mit einem Kupferband und einem Draht längs auf der Leuchtstoffröhre wurde das elektrische Feld ein letztes Mal erhöht. Mit einer deutlich höheren Absaugspannung konnten Gasentladungen nahezu komplett unterdrückt werden. Fanden sie bei höchsten Feldstärken dennoch statt, zeigten sie wieder eine Regelmäßigkeit – es konnten keine Entladungen Myondurchgängen zugeordnet werden.

Für die Verlängerung der Feldlänge wurden die Röhren mit Kupfer-Ringen versehen. Die

5. Schlussfolgerungen

Abhängigkeit der Zündspannung von der Feldlänge kann mit den Erkenntnissen aus dem Franck-Hertz-Versuch erklärt werden. Einflüsse der Heizspannung bei verschiedenen Werten konnten nicht festgestellt werden. Wiederum war das Verhalten der Röhre nicht vom Einsatz der ^{90}Sr -Quelle beeinflusst und es konnten keine Koinzidenzen beobachtet werden. Mit den Aufbauten aus den Abbildungen 4.23 und 4.32 konnten keine neuen Erkenntnisse gewonnen werden.

Zusammengefasst muss gesagt werden, dass die getesteten Aufbauten nicht geeignet waren, um den Durchgang kosmischer Myonen zu detektieren. Große Probleme bereiteten die Instabilitäten im Verhalten der Leuchtstoffröhre und das Rauschen im Signal der Röhre. Das Zuordnen von Gasentladungen oder deren auf dem Oszilloskop gezeigten Puls zu einem Myondurchgang gelang nicht. Ebenso konnte keine Veränderung im Verhalten der Röhre auf den Durchgang eines geladenen Teilchens zurückgeführt werden. Die beobachteten Entladungen in der Röhre sind vielmehr Raumladungseffekten zuzuschreiben, die von schwer zu kontrollierenden Faktoren wie Temperatur, Luftfeuchtigkeit oder externen elektrischen Felder beeinflusst werden.

Literaturverzeichnis

- [1] K.T. Bainbridge u.a.: *Jabey Cubby Street 1906 - 1989*, (National Academies Press, Washington D.C., 1997)
- [2] H.B. Newman u.a.: *History of Original Ideas and Basic Discoveries in Particle Physics - The intriguing history of the μ meson (Gilberto Bernardini)*, (Plenum Press, New York, 1996)
- [3] C. Amlser *et al.*, Physics Letters B667, 1 (2008)
- [4] C. Grupen: *Astroteilchenphysik* (Vieweg Verlag, Braunschweig/Wiesbaden, 2000)
- [5] <http://www.hzdr.de/db/Cms?pOid=13181&pNid=2455> Homepage des Helmholtz Zentrums Dresden Rossendorf; zuletzt aufgerufen am 28. Februar 2012
- [6] P.K.F. Grieder: *Cosmic rays at Earth*, (Elsevier Science B.V., Amsterdam u.a., 2001)
- [7] <http://de.wikipedia.org/wiki/Myon>; zuletzt aufgerufen am 28. Februar 2012
- [8] C. Grupen: *Teilchendetektoren* (BI-Wissenschaftsverlag, Mannheim [u.a.], 1993)
- [9] W.R. Leo: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, 2nd Edition (Springer-Verlag, Berlin u.a., 1994)
- [10] K. Nakamura *et al.* (Particle Data Group), J. Phys. G **37**, 075021 (2010) and 2011 partial update for the 2012 edition.
- [11] G. Pfennig u.a.: *Karlsruher Nuklidkarte* (Forschungszentrum Karlsruhe 1995, Neue Ausgabe bei Marktdienste Haberbeck, Lage, 2006)
- [12] <http://marvinsuniversum.de/WZboson.php>; zuletzt aufgerufen am 28. Februar 2012
- [13] S. Hayakawa: *Cosmic ray Physics*, Wiley-Interscience Verlag, New York u.a., 1969)
- [14] D. Meschede: *Gerthsen Physik*, 24. Auflage (Springer Verlag, Berlin u.a., 2010)
- [15] M. von Ardenne u.a.: *Effekte der Physik und ihre Anwendungen*, (Verlag Harri Deutsch, Frankfurt a.M., 2005)
- [16] C. Berger: *Elementarteilchenphysik* (Springer Verlag, Berlin [u.a.], 2006)
- [17] <http://de.wikipedia.org/wiki/Leuchtstoffr%C3%B6hre>; zuletzt aufgerufen am 28. Februar 2012

Literaturverzeichnis

- [18] J. Oelker u.a.: *Spurdetektor aus Leuchtstoffröhren - Nachweis kosmischer Myonen*; Projektpraktikum im SoSe 2010 an der Georg-August Universität Göttingen.
- [19] <http://hardhack.org.au/detector-outline>
- [20] **3-D Vector Fields Applet v1.3** und **Elektrostatics Applet** entwickelt von Paul Falstad; <http://www.falstad.com/mathphysics.html>, zuletzt aufgerufen am 28. Februar 2012

A. Anhang

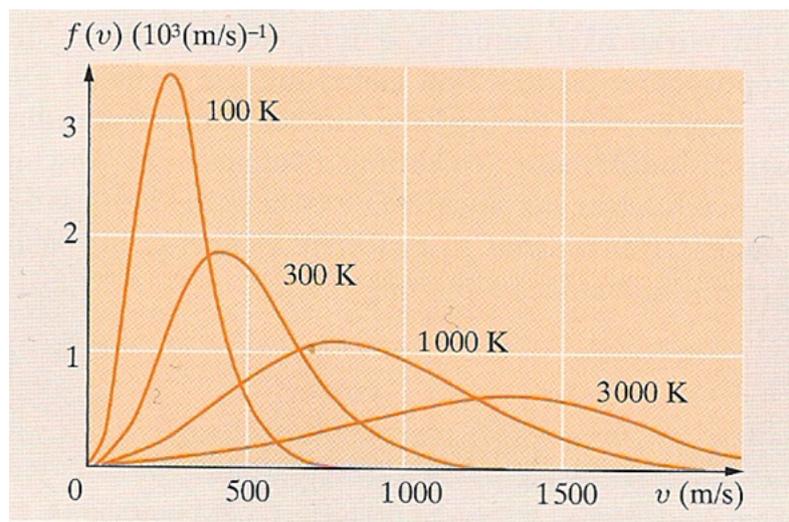


Abb. A.1.: Maxwell-Verteilung der Molekülgeschwindigkeiten für verschiedene Temperaturen in Luft (s.[14] S. 108).

Tab. A.1.: Anregungs- und Ionisationspotenziale für verschieden Gase [9].

	Anregungspotenzial [eV]	Ionisationspotenzial [eV]	mittlere Energie zur Elek- tron/Ion Paar Erzeugung [eV]
H_2	10.8	15.4	37
He	19.8	24.6	41
N_2	8.1	15.5	35
O_2	7.9	12.2	31
Ne	16.6	21.6	36
Ar	11.6	15.8	26
Kr	10.0	14.0	24
Xe	8.4	12.2	22
CO_2	10.0	13.7	33
CH_4		13.1	28
C_4H_{10}	10.8	23	

Danksagung

An erster Stelle danke ich Jens Weingarten für die Unterstützung und Hilfestellung während des Experimentierens und ganz besonders für das Korrigieren der Arbeit.

Ich danke stellvertretend Klaus Arndt aus der Werkstatt sowie Kurt Schemerling und Herwig Schulz aus der Elektronikwerkstatt für die ständige Hilfsbereitschaft bei Problemen rund um die Bauteile des Versuchs.

Julia Rieger, Chris Delitzsch, Carola Globig und Mathias George danke ich für das Korrekturlesen der Arbeit.

Für die freundliche Aufnahme und die viele Unterstützung bedanke ich mich bei allen Mitgliedern des II. Physikalischen Instituts.

Erklärung

nach §18(8) der Prüfungsordnung für den Bachelor-Studiengang Physik und den Master-Studiengang Physik an der Universität Göttingen:

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Abschlussarbeit selbständig verfasst habe, keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe und alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen wurden, als solche kenntlich gemacht habe.

Darüberhinaus erkläre ich, dass diese Abschlussarbeit nicht, auch nicht auszugsweise, im Rahmen einer nichtbestandenenen Prüfung an dieser oder einer anderen Hochschule eingereicht wurde.

Göttingen, den 4. April 2012

(Hans Weger)