

Driftgeschwindigkeit von Elektronen

Michael Prim, Tobias Volkenandt

Gruppe 37

25. Juni 2007

Inhaltsverzeichnis

1 Ziel des Versuchs	2
2 Theoretische Grundlagen	2
2.1 Diffusion	2
2.2 Ramsauer-Effekt	2
2.3 Drift und Beweglichkeit	3
2.4 Zähl- und Löschgas	3
3 Experimenteller Aufbau und Versuchsdurchführung	4
3.1 Versuchsaufbau	4
3.2 Herstellung der Mischungsverhältnisse	5
3.3 Versuchsdurchführung	5
4 Versuchsauswertung	7
4.1 Driftgeschwindigkeit in Argon-Methan-Mischungen	7
4.2 Driftgeschwindigkeit in reinem Methan	9
5 Anhang	11

1 Ziel des Versuchs

Bei diesem Versuch geht es darum, die Driftgeschwindigkeit von Elektronen in Gasen zu messen. Dabei soll auch die Abhängigkeit vom reduzierten elektrischen Feld $\frac{E}{P}$ gezeigt werden.

2 Theoretische Grundlagen

Die Bewegung der Elektronen im Gas setzt sich zusammen aus der Überlagerung einer gerichteten Bewegung im elektrischen Feld und einem ungerichteten Diffusionsprozess (Brown'sche Molekularbewegung).

2.1 Diffusion

Die durch einen UV-Laser freigesetzten Elektronen stoßen mit den Gasmolekülen und thermalisieren. Ihre Energieverteilung folgt dann der Maxwell-Boltzmann-Verteilung:

$$F(\varepsilon) d\varepsilon = C \sqrt{\varepsilon} e^{-\frac{\varepsilon}{k_B T}} d\varepsilon$$

Für den Erwartungswert der Energie gilt:

$$\langle \varepsilon \rangle = \int_0^{\infty} \varepsilon F(\varepsilon) d\varepsilon$$

Dieser ergibt sich nach dem Gleichverteilungssatz zu $\frac{3}{2} k_B T$, was bei Raumtemperatur etwa $40 meV$ entspricht.

Durch die Brown'sche Molekularbewegung diffundiert die Elektronenwolke in den sie umgebenden Raum, wobei der Ladungsschwerpunkt erhalten bleibt. Dies lässt sich durch eine zerfließende Gauß-Verteilung der Anzahldichte N beschreiben, für die in einer Dimension gilt:

$$\frac{dN}{dx} = \frac{N_0}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}}$$

Dabei ist N_0 die Gesamtzahl der Elektronen, x der Abstand vom Ursprung und D der Diffusionskoeffizient. Der Diffusionskoeffizient ist mit der mittleren freien Weglänge λ über folgende Relation verknüpft:

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

Wobei die mittlere freie Weglänge vom Streuquerschnitt $\sigma(\varepsilon)$ abhängt:

$$\lambda(\varepsilon) = \frac{1}{N\sigma(\varepsilon)} = \frac{A}{N_L \rho \sigma(\varepsilon)}$$

Dabei ist A die Molmasse, N_L die Loschmidt-Zahl und ρ die Dichte des betreffenden Gases. Für Edelgase unter Normalbedingungen gilt: $N_L = 2,69 \cdot 10^{19} cm^{-3}$.

2.2 Ramsauer-Effekt

Es zeigt sich, dass der Streuquerschnitt $\sigma(\varepsilon)$ für Elektronen und Edelgasatome je nach Elektronenenergie weit unter dem nach der klassischen Gaskinetik erwarteten Wert liegt. Dies hat quantenmechanische Gründe. Für eine bestimmte Energie der Elektronen liegt deren de-Broglie-Wellenlänge in der Größenordnung des Atompotentials, wodurch die Atome für die Elektronen

quasi durchsichtig werden. Der Streuquerschnitt liegt dadurch um bis zu 2 Größenordnungen unter dem klassisch erwarteten Wert. Für diese bestimmte Energie bildet sich ein Minimum des Streuquerschnitts aus, das sog. Ramsauerminimum.

2.3 Drift und Beweglichkeit

Bei Anwesenheit eines elektrischen Feldes überlagert sich der ungerichteten Diffusion eine gerichtete Driftbewegung der Elektronen. Hierbei führen die Elektronen Stöße mit den Gasmolekülen aus. Die mittlere Zeit τ zwischen zwei Stößen ist antiproportional zur Teilchendichte N , dem Streuquerschnitt $\sigma(\varepsilon)$ und der momentanen Elektronengeschwindigkeit ω .

$$\frac{1}{\tau} = N \sigma(\varepsilon) \omega$$

Die mittlere zurückgelegte Wegstrecke x zwischen zwei Stößen ist proportional zur Beschleunigung durch das äußere elektrische Feld E und dem Quadrat der zur Beschleunigung verfügbaren Zeit τ :

$$x = \frac{e}{m} E \tau^2$$

Analog zu $v = \frac{s}{t}$ ergibt sich dann für die mittlere Driftgeschwindigkeit:

$$v_D = \frac{x}{\tau} = \frac{e}{m} E \tau$$

Setzt man nun die mittlere Stoßzeit τ ein und beachtet, dass für konstante Temperatur und konstantes Volumen nach dem idealen Gasgesetz P und N proportional sind, ergibt sich für die mittlere Driftgeschwindigkeit, dass diese proportional zur reduzierten elektrischen Feldstärke ist:

$$v_D \propto \frac{E}{N} \quad \text{bzw.} \quad \frac{E}{P}$$

Bei konstanter Feldstärke und konstantem Druck ergibt sich somit also eine konstante Driftgeschwindigkeit. Es stellt sich ein Gleichgewicht zwischen dem Energieverlust pro Stoß und dem Energiegewinn durch die Beschleunigung im elektrischen Feld ein.

2.4 Zähl- und Löschgas

Um bei der Ionisation eine permanente Gasentladung im Edelgas, dem Zählgas, zu verhindern, wird ein organisches Gas, das Löschgas oder Quencher, beigemischt, das Photonen durch Rotations- und Vibrationsanregungen absorbiert. Es ist dabei darauf zu achten, dass es sich beim Löschgas um unpolare Moleküle handelt, da andernfalls Elektronen eingefangen werden könnten, was die Messung verfälschen würde. Das Mischungsverhältnis beeinflusst die Höhe der Gasverstärkung. Das Mischungsverhältnis beeinflusst jedoch auch die Driftgeschwindigkeit der Elektronen. Liegt die Elektronenenergie über der des Ramsauerminimums, was bei unvermishtem Argon der Fall ist, so stoßen die Elektronen mit den Argonatomen elastisch und behalten ihre Energie weitestgehend bei. Sie bleiben daher im Bereich hoher Streuquerschnitte und die mittlere zurückgelegte Wegstrecke ist klein, was zu einer niedrigen Driftgeschwindigkeit führt. Wird nun ein Löschgas zugemischt, stoßen die Elektronen mit den Molekülen inelastisch, da diese Teile der Elektronenenergie in Rotations- und Schwingungsenergie absorbieren. Hierdurch sinkt die Elektronenenergie hin zum Ramsauerminimum, wodurch der Streuquerschnitt zwischen Elektronen und Edelgasatomen minimal wird und somit zu hohen Driftgeschwindigkeiten führt.

3 Experimenteller Aufbau und Versuchsdurchführung

3.1 Versuchsaufbau

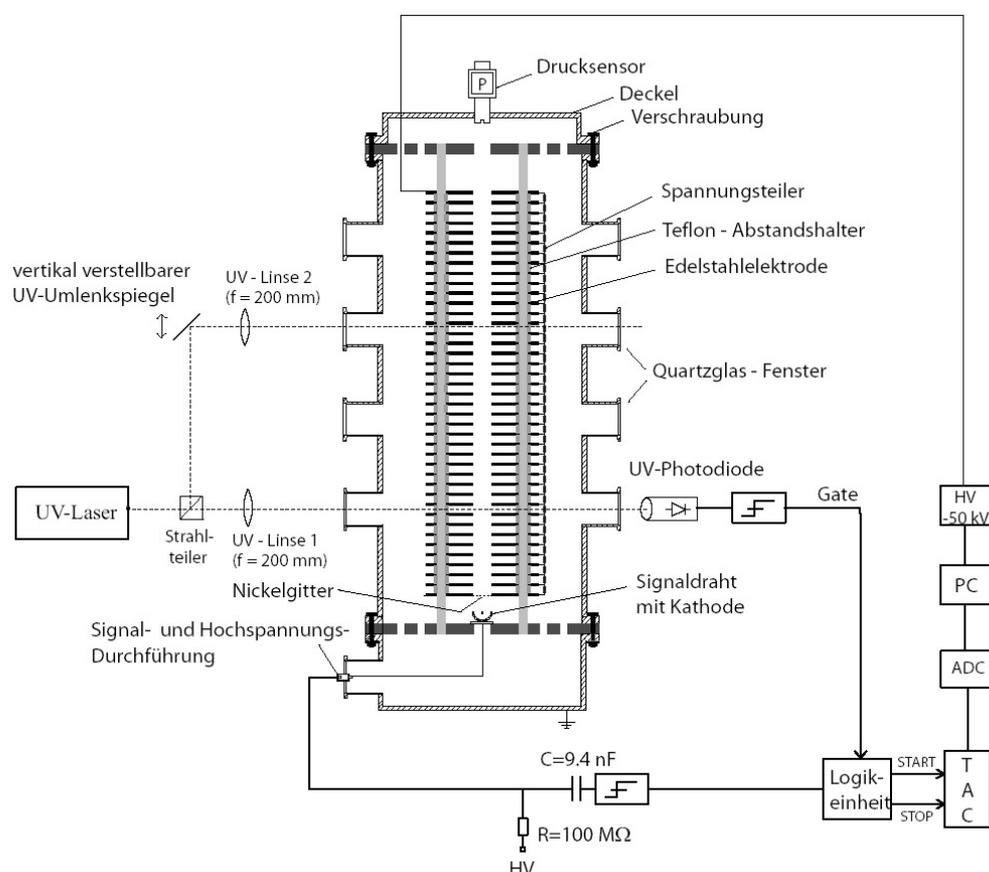


Abbildung 1: Schematischer Aufbau des Experiments

Mit Hilfe eines gepulsten Stickstoff-UV-Lasers ($\lambda = 337,1\text{nm}$ und Pulsdauer $< 500\text{ps}$) erzeugen wir in einer gasgefüllten Driftkammer Ladungswolken. Dazu wird der Laserstrahl in einem Strahlteiler aufgeteilt und über einen Umlenkspiegel, sowie mit zwei Linsen an zwei Stellen innerhalb der Driftkammer fokussiert, wo dann die Ladungswolken entstehen. Die Energie des Lasers reicht jedoch nicht aus um direkt das Edelgas zu ionisieren. Die Ionisation erfolgt vornehmlich über Verunreinigungen (z.B. Ausgasungen der Kammermaterialien, Beimischungen in den Zählgasen), deren Ionisationsenergie deutlich geringer ist und durch Zweiphotonenprozesse aufgebracht werden kann. Zur Triggerung der Datennahme ist am unteren Austrittsfenster eine UV-empfindliche Photodiode angebracht.

Das Driftfeld wird durch 40 kreisförmige Edelstahlelektroden (Durchmesser $d = 120\text{mm}$, Höhe $h = 3\text{mm}$) erzeugt, die in der Mitte eine Bohrung von 25mm Durchmesser haben. Entlang dieser driften die Elektronen zu einer Proportionalkammer am Ende der Driftstrecke und werden dort nachgewiesen. Teflonringe isolieren die Elektroden untereinander und sorgen für einen konstanten Abstand der Scheiben von $10\text{mm} \pm 0,1\text{mm}$. Um ein homogenes Driftfeld zu erzeugen sind die Elektroden über einen Präzisions-Spannungsteiler verbunden. Das Netzgerät liefert eine Ausgangsspannung von 50kV .

Da ein homogenes elektrisches Feld vorliegt, kann die Driftgeschwindigkeit der Elektronen bei konstanter Feldstärke als konstant angenommen werden. Sie kann als Quotient der effektiven Driftstrecke Δx (dem Abstand der beiden Laserstrahlteile) und der Differenz der Ankunftszeitpunkte Δt der Ladungswolken am Anodendraht bestimmt werden.

$$v_D = \frac{\Delta x}{\Delta t}$$

Über ein RC-Glied werden die Pulse von der Hochspannungsversorgung des Signaldrahtes ausgekoppelt. Sie durchlaufen anschließend einen Spektroskopieverstärker zur Pulsformung und Verstärkung, sowie einen Diskriminator, der aus ihnen logische Pulse erzeugt, welche von der angeschlossenen Logikeinheit verarbeitet werden können. Dies dient der Reduzierung von Fehltriggern. Das UV-Photodiodensignal wird ebenso in einen logischen Impuls für die Logikeinheit umgewandelt. Wenn beide Pulse der Ladungswolken die Logikeinheit passiert haben, startet der erste Puls den Zeit-zu-Amplituden-Konverter (TAC) und der zweite stoppt diesen. Das vom TAC erzeugte analoge Rechtecksignal, dessen Amplitude proportional zur Zeitspanne ist, wird anschließend von einem Analog-Digital-Konverter (ADC) digitalisiert und in einen PC eingespeist. Die Auslese-Software ermöglicht die Mittelung der ausgelesenen Spannungen über eine einstellbare Zahl von Laserpulsen und gibt somit die mittlere Driftzeit, sowie deren Standardabweichung aus.

3.2 Herstellung der Mischungsverhältnisse

Die $\frac{E}{P}$ -Abhängigkeit soll für 3 verschiedene Argon-Methan-Mischungen, sowie reines Methan untersucht werden. Wir wählten nach Empfehlung des Anleitungsblasses die Argon-Methan-Verhältnisse 90 : 10, 80 : 20, 70 : 30 und natürlich 0 : 100. Die Partialdrücke, die an den beiden Gasflaschen für ein bestimmtes Mischungsverhältnis einzustellen sind, ergeben sich aus der idealen Gasgleichung mit konstanter Temperatur und konstantem Volumen. In diesem Fall gilt dann $N \propto P$ und demnach:

$$\frac{P_1}{P_1 + P_2} = \frac{N_1}{N_1 + N_2} \quad \text{und} \quad \frac{P_2}{P_1 + P_2} = \frac{N_2}{N_1 + N_2}$$

3.3 Versuchsdurchführung

Zur Vorbereitung der Messungen versorgten wir den Laser mit Stickstoff, evakuierten die Driftkammer und starteten das Messprogramm am PC. Anschließend konnten wir unser erstes Gasgemisch einstellen. Danach legten wir die Spannungen für das elektrische Feld und die Messanode an. Wir starteten den Laser mit einer Pulsfrequenz von 10Hz und nahmen mit Hilfe des Messprogramms die Messdaten auf. Wir führten Messungen für die drei oben erwähnten Gasgemischen, sowie reines Methan durch. Jede Messung nahmen wir bei kurzer (24cm) und langer (36cm) Driftstrecke auf. Wir variierten dabei die Spannung zur Erzeugung des elektrischen Feldes von 1kV bis 21kV in Schritten von 1kV und ließen pro Spannungswert 100 Messwerte der Driftzeit aufnehmen. Das Messprogramm gab uns den Mittelwert t_{Drift} und die Standardabweichung Δt dieser 100 Messwerte aus. Wir stellten das Programm so ein, dass alle Messpunkte mit einer Abweichung von mehr als 3σ als Ausreißer vernachlässigt wurden.

Wir wählten für unsere Messungen einen Gesamtdruck von 1000hPa , da dann die Umrechnungen in die Partialdrücke einfach sind und die Bedingung, dass der Druck in der Driftkammer nicht über 1500hPa steigen darf, automatisch erfüllt ist. Nach den drei Gasgemischen wiederholten wir die Messung diesmal für reines Methan. Für reines Methan sollte jedoch auch die Druckabhängigkeit untersucht werden. Daher nahmen wir noch zwei Messungen mit reinem Methan bei den Drücken

von $700hPa$ und $1300hPa$ auf. Allerdings nur für die kurze Messstrecke. Zusammen mit der vorangegangenen Messung haben wir dann Messergebnisse für reines Methan bei drei verschiedenen Drücken.

Ganz allgemein war bei den Messungen darauf zu achten, dass die Signalhöhe der Peaks größer als $1V$ und die Zeitdifferenz zwischen den Peaks kleiner als $50\mu s$ war, um eine sichere Detektion zu ermöglichen. Wir prüften dies, indem wir vor jeder Messreihe das Signal mit einem Oszilloskop betrachteten. War die Peakhöhe der Signale zu klein, so erhöhten wir die Messspannung an der Anode. War die Driftzeit zu lang, erhöhten wir die Spannung des elektrischen Feldes. Dadurch konnten wir manche Messungen erst bei Spannungen von $1,5kV$ oder gar $2,0kV$ beginnen, waren jedoch sicher, dass die Driftzeit korrekt gemessen wurde.

4 Versuchsauswertung

Im Rahmen der Versuchsauswertung wurden, soweit nichts anderes erwähnt, ROOT¹ und MATHEMATICA² zur Fehlerrechnung und grafischen Darstellung der Messergebnisse verwendet. Darüber hinaus wurden die gängigen Formeln für Stichprobenmittelwert, Stichprobenvarianz und Gauß'scher Fehlerfortpflanzung verwendet. Bei korrelierten Fehlern wird ggf. die Größtfehlerabschätzung anstelle der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung verwendet, sofern nicht alle Elemente der Kovarianzmatrix bekannt sind. Darauf wird jedoch im Text explizit hingewiesen.

Von einer Wiedergabe der Messwerte im Protokoll sehen wir aus Gründen der Übersichtlichkeit ab. Sie finden sich im Anhang und auf dem Praktikumsrechner.

4.1 Driftgeschwindigkeit in Argon-Methan-Mischungen

Das Ergebnis unserer Messungen der Driftgeschwindigkeit in Argon-Methan-Mischungen ist in den Abbildungen 2 bis 4 dargestellt. Für das jeweilige Mischungsverhältnis ist dort die Driftgeschwindigkeit gegen das reduzierte elektrische Feld aufgetragen. Die Ergebnisse von kurzer und langer Messstrecke haben wir jeweils zusammen mit den, aus Monte-Carlo-Simulationen gewonnenen, theoretischen Werten in einem Plot dargestellt.

Zur Berechnung des reduzierten elektrischen Feldes verwendeten wir den von uns eingestellten Gesamtdruck in der Kammer, die jeweils momentan angelegte Feldspannung, sowie die Maße der felderzeugenden Elektroden. Das elektrische Feld ergibt sich dann gemäß $E = \frac{U}{d}$. Wobei der Abstand d durch die Höhe der Elektroden und deren Isolationsabstand zueinander gegeben ist. Es waren 40 Elektroden der Höhe $3mm$ vorhanden, die je einen Abstand von $10 \pm 0,1mm$ zueinander hatten. Beachtet man, dass das Feld an der letzten Platte endet, so ergibt sich nach korrektem Aufsummieren ein Abstand von $d = 51,0cm$. Damit konnten wir die elektrische Feldstärke berechnen und durch den momentanen Druck teilen um das reduzierte elektrische Feld zu erhalten.

In die in den Plots durch Fehlerbalken dargestellten Fehler gingen folgende Werte ein:

- Die angezeigte Standardabweichung der Mittelung über 100 Driftzeit-Messwerte Δt .
- Der veranschlagte Fehler beim Einstellen der Messstrecke: $\Delta s = 1mm$
- Der veranschlagte Fehler beim Ablesen des Gesamtdrucks: $\Delta P = 1hPa$
- Der veranschlagte Fehler beim Ablesen der Feldspannung: $\Delta U = 50V$
- Der berechnete Fehler bei der Bestimmung des Feldabstandes $\Delta d = 6,25mm$

Die sich ergebenden Fehler für die Driftgeschwindigkeit und das reduzierte elektrische Feld konnten daraus mit Hilfe der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung berechnet werden, da die Einzelfehler untereinander nicht korreliert sind.

Im Vergleich der Plots erkennt man deutlich wie die Driftgeschwindigkeit insgesamt mit zunehmendem Löschgasanteil zunimmt. Dies liegt daran, dass die Elektronen durch den höheren Methananteil gebremst werden und mit ihrer Energie in das Ramsauer-Minimum geraten. Der Streuquerschnitt nimmt dann ab und die Driftgeschwindigkeit erhöht sich. Der Effekt, dass die Driftgeschwindigkeit ein Maximum ausbildet und zu hohen reduzierten Feldstärken wieder abnimmt, beruht auf der höheren Beschleunigung der Elektronen. Ihre Energie verschiebt sich dann in einen Bereich, der einem hohen inelastischen Wirkungsquerschnitt von Argon entspricht. Die Elektronen stoßen häufiger inelastisch mit den Argon-Atomen und die Driftgeschwindigkeit nimmt ab.

¹<http://root.cern.ch>

²<http://www.wolfram.com>

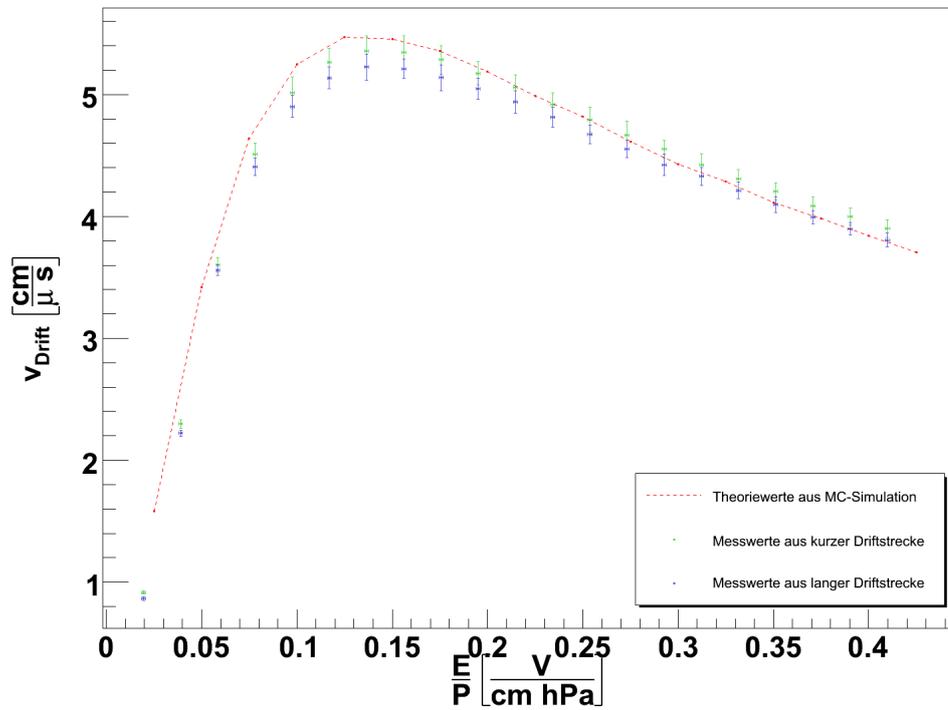


Abbildung 2: Driftgeschwindigkeit bei Argon-Methan 90:10, Kammergesamtdruck 1005hPa

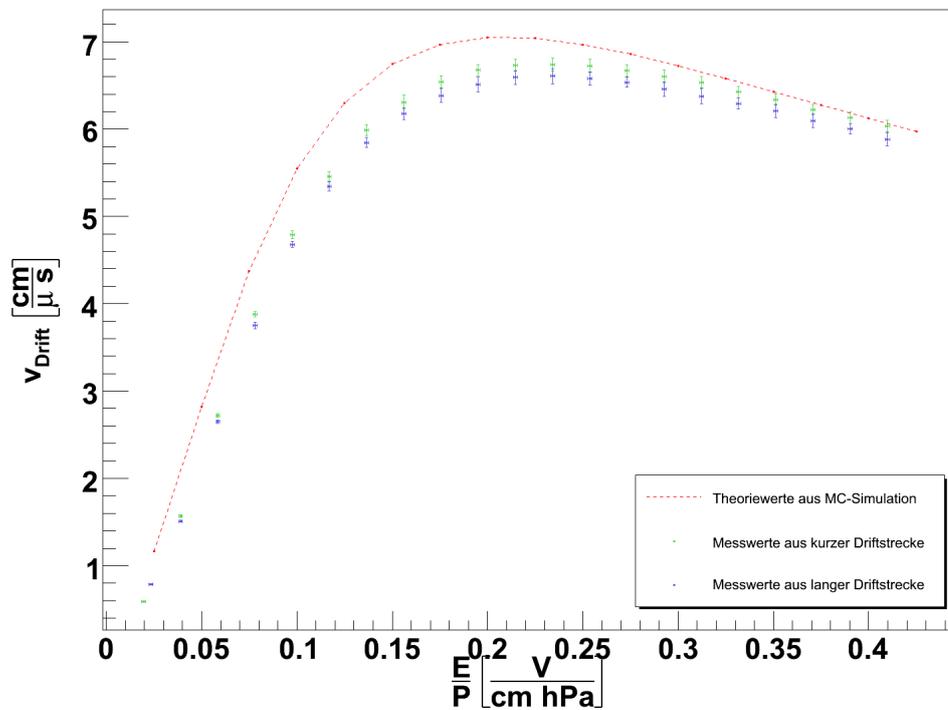


Abbildung 3: Driftgeschwindigkeit bei Argon-Methan 80:20, Kammergesamtdruck 1005hPa

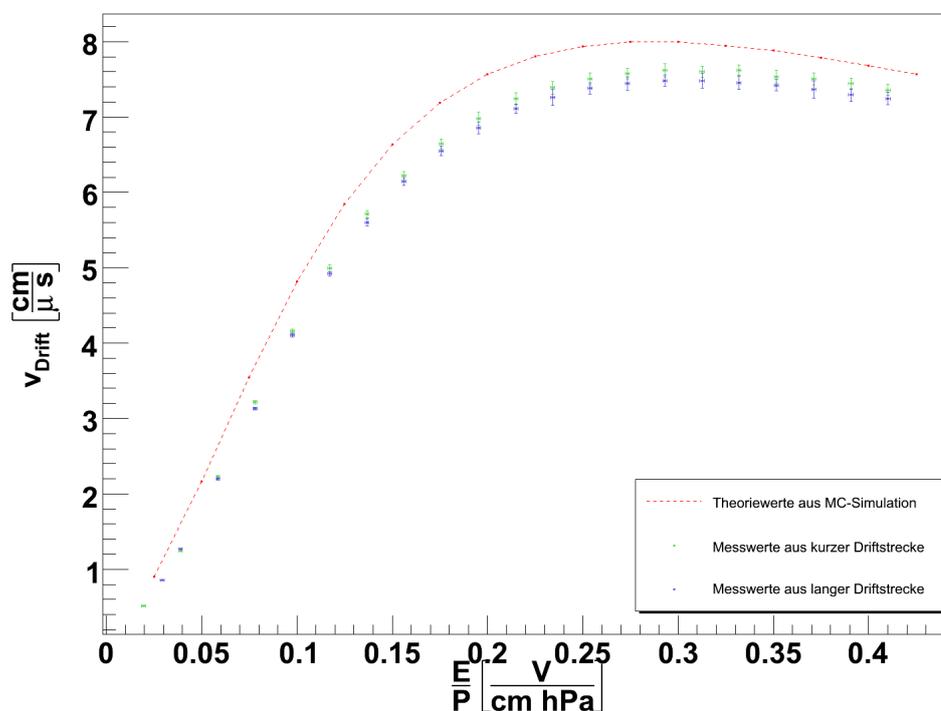


Abbildung 4: Driftgeschwindigkeit bei Argon-Methan 70:30, Kammergesamtdruck 1004hPa

4.2 Driftgeschwindigkeit in reinem Methan

In Abbildung 5 ist unser Ergebnis für die Messung bei reinem Methan dargestellt. Es sind wieder kurze und lange Messtrecke aufgetragen, sowie die theoretischen Werte. Die Fehler ergaben sich analog zu den vorigen Messungen. Ein Maximum wie bei den vorigen Gasgemisch-Messungen ist hier nicht zu erkennen. Vielmehr zeigt sich ein nahezu linearer Verlauf der Driftgeschwindigkeit. Da hier keine inelastisch streuenden Argon-Atome vorhanden sind, wird die Driftgeschwindigkeit allein durch das reduzierte elektrische Feld beeinflusst.

Die Ergebnisse unserer Messung für reines Methan bei verschiedenen Drücken sind in Abbildung 6 gezeigt. Die theoretischen Werte haben wir wieder zum Vergleich mit plotten lassen. Man erkennt, dass unsere Messungen alle auf einer Kurve liegen, was noch einmal die $\frac{E}{P}$ -Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit verdeutlicht.

Es fällt auf, dass unsere Messwerte stets leicht unterhalb der Theoriewerte liegen. Dies können wir uns nur so erklären, dass entweder die Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulationen zu groß sind, da bei der Simulation womöglich nicht alle Effekte berücksichtigt wurden. Oder dass bei unseren Messungen ein unbekannter systematischer Fehler aufgetreten ist, der die Driftgeschwindigkeiten verkleinert hat.

Für die qualitative Überprüfung der $\frac{E}{P}$ -Abhängigkeit ist dies jedoch nicht relevant.

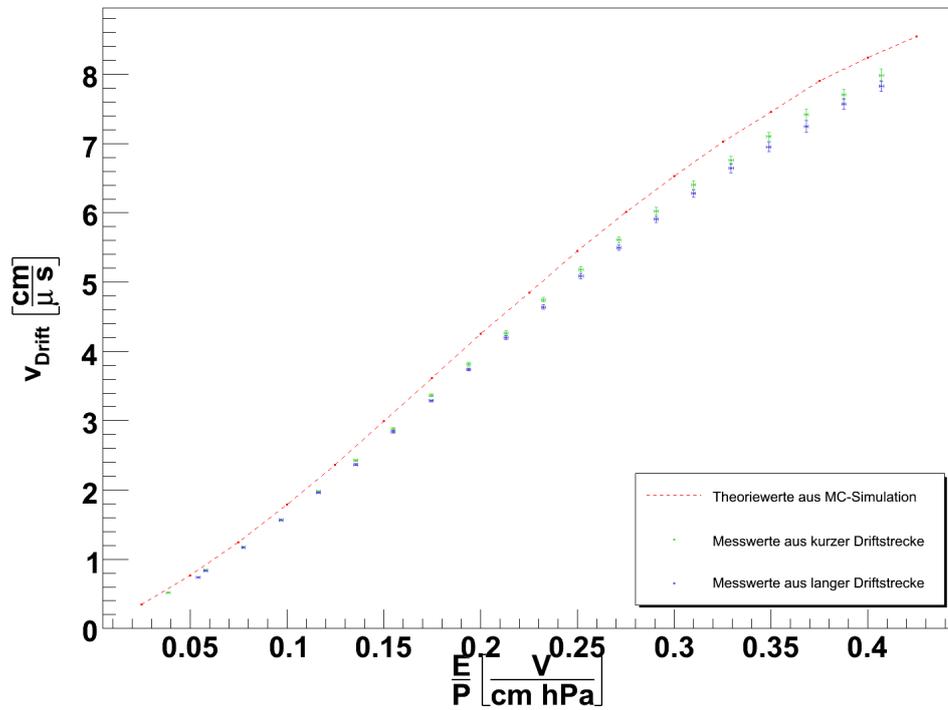


Abbildung 5: Driftgeschwindigkeit in reinem Methan, Kammergesamtdruck 1012hPa

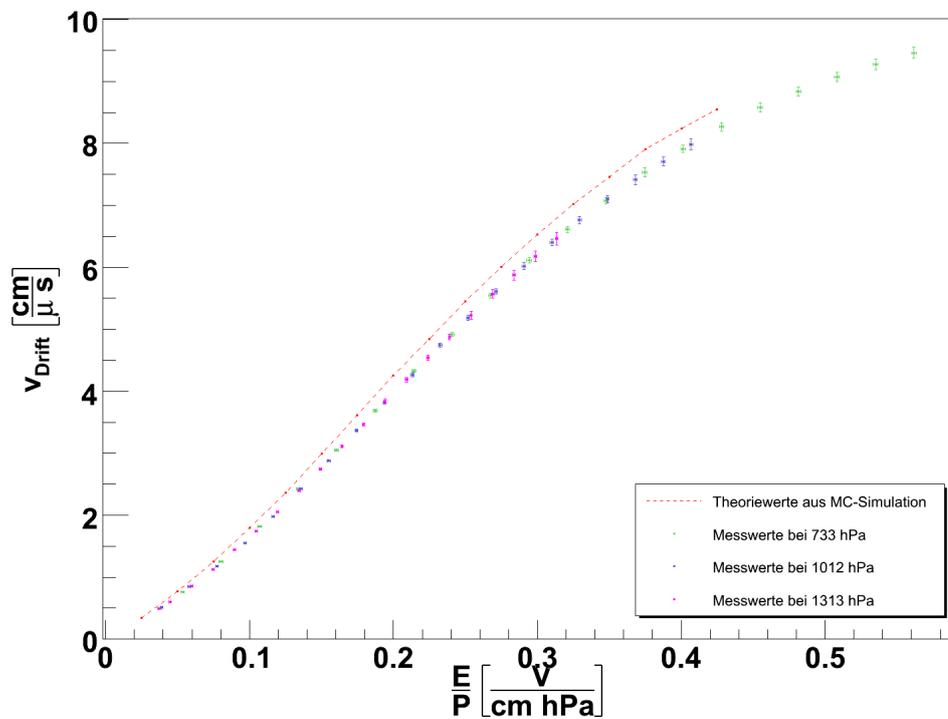


Abbildung 6: Driftgeschwindigkeit in reinem Methan, für verschiedene Drücke

5 Anhang

Im Folgenden sind die von uns aufgenommenen und zur Versuchsauswertung verwendeten Messwerte tabellarisch dargestellt.

U [kV]	t_{Drift} [μs]	Δt [μs]	U [kV]	t_{Drift} [μs]	Δt [μs]
1,0	26,189	0,428	1,0	41,597	0,695
2,0	10,450	0,156	2,0	16,205	0,181
3,0	6,660	0,106	3,0	10,111	0,118
4,0	5,324	0,108	4,0	8,169	0,125
5,0	4,787	0,123	5,0	7,343	0,135
6,0	4,560	0,100	6,0	7,008	0,124
7,0	4,480	0,101	7,0	6,891	0,136
8,0	4,490	0,112	8,0	6,907	0,102
9,0	4,542	0,099	9,0	7,005	0,144
10,0	4,638	0,084	10,0	7,134	0,121
11,0	4,747	0,097	11,0	7,288	0,133
12,0	4,880	0,096	12,0	7,481	0,124
13,0	5,007	0,106	13,0	7,703	0,122
14,0	5,142	0,122	14,0	7,907	0,123
15,0	5,274	0,081	15,0	8,138	0,156
16,0	5,428	0,114	16,0	8,316	0,140
17,0	5,572	0,097	17,0	8,544	0,136
18,0	5,707	0,094	18,0	8,788	0,140
19,0	5,876	0,106	19,0	9,009	0,121
20,0	6,002	0,101	20,0	9,235	0,121
21,0	6,154	0,113	21,0	9,460	0,135

Tabelle 1: Messwerte bei Argon-Methan 90:10 mit 1005hPa, für 24cm und 36cm Messstrecke

U [kV]	t_{Drift} [μs]	Δt [μs]	U [kV]	t_{Drift} [μs]	Δt [μs]
1,0	40,488	0,520	1,2	45,882	0,404
2,0	15,305	0,095	2,0	23,825	0,190
3,0	8,830	0,061	3,0	13,592	0,090
4,0	6,184	0,040	4,0	9,596	0,096
5,0	5,012	0,044	5,0	7,695	0,054
6,0	4,396	0,040	6,0	6,736	0,067
7,0	4,008	0,038	7,0	6,159	0,058
8,0	3,804	0,047	8,0	5,827	0,064
9,0	3,668	0,035	9,0	5,638	0,067
10,0	3,595	0,031	10,0	5,528	0,068
11,0	3,567	0,033	11,0	5,460	0,064
12,0	3,562	0,036	12,0	5,448	0,069
13,0	3,569	0,038	13,0	5,469	0,061
14,0	3,598	0,035	14,0	5,508	0,047

15,0	3,635	0,040	15,0	5,576	0,069
16,0	3,672	0,034	16,0	5,645	0,076
17,0	3,736	0,035	17,0	5,719	0,056
18,0	3,786	0,035	18,0	5,801	0,068
19,0	3,858	0,033	19,0	5,905	0,073
20,0	3,914	0,038	20,0	5,997	0,061
21,0	3,979	0,045	21,0	6,120	0,081

Tabelle 2: Messwerte bei Argon-Methan 80:20 mit $1005hPa$, für $24cm$ und $36cm$ Messstrecke

U [kV]	t_{Drift} [μs]	Δt [μs]	U [kV]	t_{Drift} [μs]	Δt [μs]
1,0	46,590	0,550	1,5	42,117	0,283
2,0	19,230	0,115	2,0	28,416	0,173
3,0	10,767	0,047	3,0	16,381	0,095
4,0	7,456	0,039	4,0	11,500	0,065
5,0	5,772	0,035	5,0	8,765	0,058
6,0	4,804	0,035	6,0	7,312	0,041
7,0	4,203	0,029	7,0	6,424	0,055
8,0	3,855	0,030	8,0	5,858	0,045
9,0	3,614	0,030	9,0	5,496	0,050
10,0	3,438	0,040	10,0	5,250	0,057
11,0	3,315	0,033	11,0	5,062	0,042
12,0	3,247	0,034	12,0	4,959	0,069
13,0	3,196	0,031	13,0	4,878	0,047
14,0	3,167	0,027	14,0	4,835	0,055
15,0	3,151	0,034	15,0	4,812	0,046
16,0	3,158	0,029	16,0	4,814	0,059
17,0	3,151	0,027	17,0	4,829	0,059
18,0	3,186	0,034	18,0	4,851	0,045
19,0	3,196	0,031	19,0	4,887	0,075
20,0	3,225	0,029	20,0	4,936	0,055
21,0	3,261	0,030	21,0	4,969	0,057

Tabelle 3: Messwerte bei Argon-Methan 70:30 mit $1004hPa$, für $24cm$ und $36cm$ Messstrecke

U [kV]	t_{Drift} [μs]	Δt [μs]	U [kV]	t_{Drift} [μs]	Δt [μs]
2,0	46,618	0,195	2,8	48,686	0,201
3,0	28,307	0,105	3,0	43,242	0,161
4,0	20,419	0,081	4,0	30,693	0,115
5,0	15,417	0,049	5,0	22,990	0,082
6,0	12,119	0,039	6,0	18,385	0,066
7,0	9,892	0,035	7,0	15,207	0,072
8,0	8,339	0,034	8,0	12,665	0,069

9,0	7,123	0,031	9,0	10,952	0,048
10,0	6,291	0,032	10,0	9,631	0,047
11,0	5,622	0,034	11,0	8,576	0,058
12,0	5,058	0,029	12,0	7,758	0,049
13,0	4,629	0,030	13,0	7,081	0,047
14,0	4,278	0,029	14,0	6,547	0,045
15,0	3,986	0,034	15,0	6,094	0,042
16,0	3,747	0,028	16,0	5,734	0,046
17,0	3,550	0,027	17,0	5,420	0,053
18,0	3,379	0,026	18,0	5,178	0,048
19,0	3,237	0,033	19,0	4,965	0,057
20,0	3,113	0,027	20,0	4,756	0,046
21,0	3,005	0,032	21,0	4,597	0,042

Tabelle 4: Messwerte bei reinem Methan mit $1012hPa$, für $24cm$ und $36cm$ Messstrecke

U [kV]	t_{Drift} [μs]	Δt [μs]	U [kV]	t_{Drift} [μs]	Δt [μs]
1,4	48,464	0,475	2,5	48,219	0,232
2,0	31,374	0,135	3,0	39,707	0,174
3,0	19,186	0,082	4,0	27,978	0,095
4,0	13,183	0,051	5,0	21,314	0,074
5,0	9,907	0,038	6,0	16,644	0,053
6,0	7,867	0,037	7,0	13,764	0,060
7,0	6,503	0,025	8,0	11,696	0,047
8,0	5,544	0,025	9,0	10,015	0,046
9,0	4,882	0,024	10,0	8,743	0,043
10,0	4,331	0,018	11,0	7,709	0,039
11,0	3,928	0,022	12,0	6,933	0,039
12,0	3,630	0,020	13,0	6,245	0,051
13,0	3,393	0,020	14,0	5,732	0,042
14,0	3,186	0,028	15,0	5,280	0,046
15,0	3,034	0,019	16,0	4,921	0,040
16,0	2,903	0,021	17,0	4,591	0,051
17,0	2,796	0,021	18,0	4,307	0,049
18,0	2,717	0,020	19,0	4,085	0,052
19,0	2,646	0,020	20,0	3,885	0,050
20,0	2,588	0,021	21,0	3,715	0,058
21,0	2,537	0,023			

Tabelle 5: Messwerte bei reinem Methan mit $733hPa$ und $1313hPa$, für $24cm$ Messstrecke