
Humboldt-Universität zu Berlin
Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät I
Institut für Physik



Physikalisches Grundpraktikum II

Elektrodynamik und Optik

E12 - Elektronen in Feldern

durchgeführt am: 03.11.2009
Messplatz : 3 (LCP 3'16)

Verfasser: Richter, Gregor Mtknr.:
Versuchspartner: Mtknr.:

Inhaltsverzeichnis

1	Aufgabenstellung und Versuchsbeschreibung	1
1.1	Abstrakt	1
1.2	Versuchsaufbau und Durchführung	1
1.3	Physikalischen Zusammenhänge	1
1.4	Messungenauigkeiten	1
2	Auswertung	2
2.1	Bestimmung der effektiven Feldlängen	2
2.2	Bestimmung der spezifischen Ladung mit dem Wien-Filter	4
2.3	Bestimmung der spezifischen Ladung nach der Thomsonschen Parabelmethode	7
2.4	Bestimmung der spezifischen Ladung nach Busch	10
2.5	Bildung des gewichteten Mittels	12
3	Diskussion und kritische Ergebniseinschätzung	13
3.1	Methodenvergleich	13
3.2	Einordnung der Ergebnisse	13
3.3	weitere Fehlerquellen	14
4	Literatur- und Softwareverzeichnis	15
A	Anhang	16
A.1	Wichtung der Abszissenfehler	16
A.2	Methode nach Busch Ergänzung	16
A.3	Messdatenprotokoll vom 03.11.2009	16

Abbildungsverzeichnis

1	graphische Darstellung von $x = f(U_x)$	3
2	graphische Darstellung von $y = f(U_y)$	3
3	graphische Darstellung von $U_x = f(I)$ für $U_b = 1.20 \cdot 10^3 V$	5
4	graphische Darstellung von $U_x = f(I)$ für $U_b = 1.60 \cdot 10^3 V$	5
5	graphische Darstellung von $U_x = f(I)$ für $U_b = 1.83 \cdot 10^3 V$	6
6	graphische Darstellung von $y = f(x^2)$ für $U_y = 18V, I = 90 \cdot 10^{-3} A$	8
7	graphische Darstellung von $y = f(x^2)$ für $U_y = 24V, I = 60 \cdot 10^{-3} A$	8
8	graphische Darstellung von $y = f(x^2)$ für $U_y = 22V, I = 40 \cdot 10^{-3} A$	9
9	graphische Darstellung von $U_b = f(I^2)$	11
10	graphische Darstellung von $U_b = f(I^2)$	16

1 Aufgabenstellung und Versuchsbeschreibung

1.1 Abstrakt

Ziel des Versuches ist es, die spezifische Ladung des Elektrons mittels drei verschiedener Methoden zu ermitteln und anschließendem Methodenvergleich. Dabei setzen wir uns mit dem Wechselwirkungsverhalten von Teilchen in Feldern auseinander, was auch in der modernen Forschung immer noch ein sehr wichtiges Konzept zur Bestimmung von Teilcheneigenschaften darstellt.

1.2 Versuchsaufbau und Durchführung

Versuchsaufbau und Durchführung sind dem Skript [1] (S. 37ff) zu entnehmen.

1.3 Physikalischen Zusammenhänge

Alle im Protokoll verwendeten physikalischen Zusammenhänge sind [1] (S. 37ff) entnommen. Für weitere Informationen sei auf die angegebene Quelle verwiesen.

1.4 Messungenauigkeiten

Für die Längenmessungen am Schirm schätzen wir $u = 0.5 \cdot 10^{-3}m$ (halber Skalenteil) ab. Die Messungenauigkeit der Strom- und Spannungsmessungen betrug $u = 5\%$ vom Messwert + $1LSD$. Im folgenden noch eine Auflistung der LSD der Messgrößen:

Messgröße	I	U_b	U_i
LSD	$1 \cdot 10^{-3}A$	$1.0V$	$0.1V$

Tabelle 1: LSD verschiedener Messgrößen

2 Auswertung

Die Nummerierung der Gleichungen bezieht sich auf das Skript (Quelle [1]).

Es gilt $i \in \{x, y\}$, wobei die Indizes mit der jeweiligen Koordinatenrichtung identifiziert werden sollen. Auf folgende technische Daten wird Bezug genommen. Die Daten sind Quelle [1] entnommen oder waren am Arbeitsplatz angegeben:

mittlerer Plattenabstand	$d_x = (3.9 \pm 0.1) \cdot 10^{-3}m$
	$d_y = (3.5 \pm 0.1) \cdot 10^{-3}m$
Abstand Feldmitte x-Platten zum Schirm	$L_x = (216 \pm 1) \cdot 10^{-3}m$
Abstand Feldmitte y-Platten zum Schirm	$L_y = (253 \pm 1) \cdot 10^{-3}m$
Abstand Mitte magnetisches Querfeld zum Schirm	$L_m = (216 \pm 1) \cdot 10^{-3}m$
Länge der langen Spule	$l = (743 \pm 1) \cdot 10^{-3}m$
Aparatekonstante	$K = (2.00 \pm 0.08)10^{-4} \frac{Vs}{Am}$
Windungen der langen Spule	$N = 2160Wdg.$

Im folgenden wird stets der Betrag von $-e/m$ angegeben.

2.1 Bestimmung der effektiven Feldlängen

Für die Ablenkung eines Elektrons im elektrischen Querfeld, wobei sich das Elektron in positive z -Richtung bewegen soll, gilt laut Quelle [1] (S.38 Gl. (1)-(2)):

$$x = \frac{U_x l_x L_x}{2d_x U_b}, \quad (1)$$

$$y = \frac{U_y l_y L_y}{2d_y U_b}, \quad (2)$$

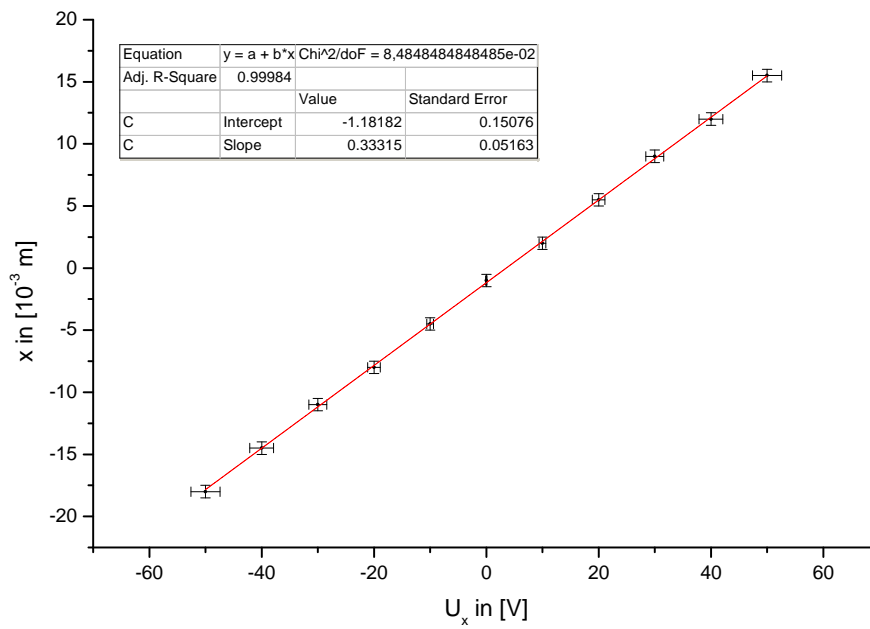
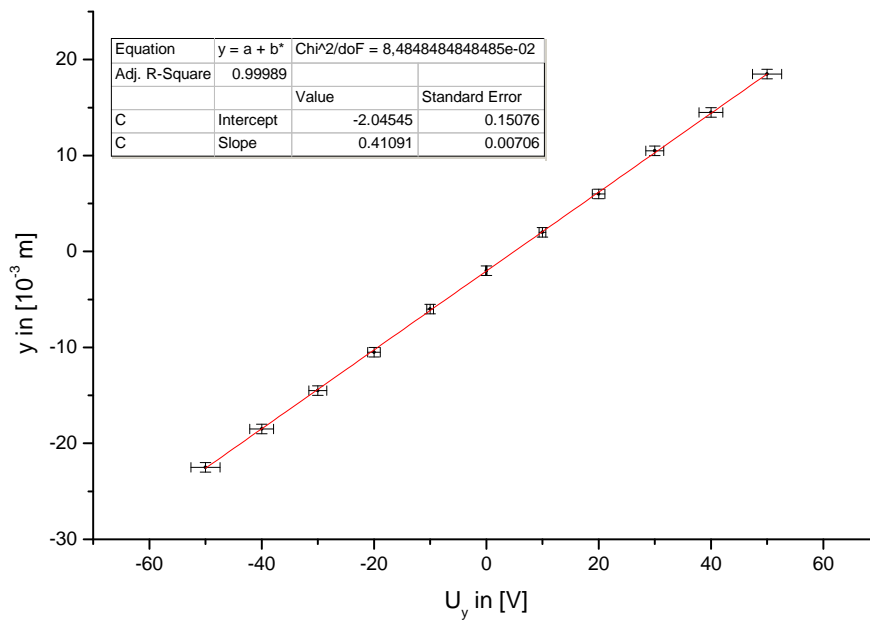
wobei U_i die Spannung zwischen den Platten des Querfeldes ist, U_b die Beschleunigungsspannung, l_i die Feldlänge entlang der Bewegungsrichtung des Elektrons, L_i die Distanz zwischen Feldmitte und Schirm und d_i der mittlere Plattenabstand der Kondensatorplatten. Die Gl.en (1)-(2) setzen voraus, dass das E -Feld des Kondensators homogen ist. Da dies nicht der Fall ist, bedienen wir uns eines Korrekturverfahrens. Wir tragen $x = f(U_x)$ auf (analog für die y -Richtung) und führen eine lineare Regression durch¹. Aus dem Anstieg der Regressionsgeraden ermitteln wir dann die effektive Feldlänge, die wir im Folgenden mit l_i bezeichnen und die wir für unsere weiteren Betrachtungen verwenden.

Für den Anstieg a_i der jeweiligen Regressionsgeraden erhalten wir:

$$a_x = (0.333 \pm 0.006) \cdot 10^{-3} \frac{m}{V} \quad a_y = (0.411 \pm 0.007) \cdot 10^{-3} \frac{m}{V}$$

Es muss beachtet werden, dass die Messwerte sich auf ein Koordinatensystem beziehen, dessen Mittelpunkt relativ zur Symmetrie-Achse des Schirms verschoben

¹Erstellt mit OriginPro 8; Modellfkt.: $y = a \cdot x + b$ unter instrumenteller Wichtung der Abszissenfehler siehe Anhang A.1

Abbildung 1: graphische Darstellung von $x = f(U_x)$ Abbildung 2: graphische Darstellung von $y = f(U_y)$

ist. Zur Ermittlung der effektiven Feldlängen ist jedoch nur der Anstieg der Regressionsgeraden von Belang, weshalb wir die Ordinate des Schnittpunktes von Regressionsgeraden und Ordinatenachse nicht weiter betrachten. Wir erhalten aus Gl. (1) bzw. (2) durch äquivalente Umformungen:

$$a_i = \frac{l_i L_i}{2d_i U_b} \quad \Rightarrow \quad l_i = \frac{2d_i U_b a_i}{L_i} \quad \text{bzw.} \quad \frac{l_i}{d_i} = \frac{2U_b a_i}{L_i}$$

womit wir die effektive Feldlänge l_i bzw. den Quotient l_i/d_i bestimmen können. Die Beschleunigungsspannung war während der Aufnahme der Messdaten konstant und betrug $U_b = (1.80 \pm 0.09) \cdot 10^3 \text{V}$. Die Messunsicherheiten ergeben sich aus dem Fehlerfortpflanzungsgesetz für nicht korrelierte Messgrößen unter der Berücksichtigung aller eingehenden Messgrößen nach:

$$u_{l_i/d_i} = \sqrt{\left(\frac{2U_b}{L_i} u_{a_i}\right)^2 + \left(\frac{2a_i}{L_i} u_{U_b}\right)^2 + \left(\frac{2U_b a_i}{L_i^2} u_{L_i}\right)^2}$$

$$u_{l_i} = \sqrt{\left(\frac{2U_b d_i}{L_i} u_{a_i}\right)^2 + \left(\frac{2a_i d_i}{L_i} u_{U_b}\right)^2 + \left(\frac{2U_b a_i d_i}{L_i^2} u_{L_i}\right)^2 + \left(\frac{2U_b a_i}{L_i} u_{d_i}\right)^2}$$

Die Messungenauigkeiten werden hauptsächlich durch die Messungenauigkeit u_{U_b} beeinflusst. Wir erhalten für l_i bzw. l_i/d_i :

$$\begin{array}{ll} \underline{\underline{l_x = (22 \pm 1) \cdot 10^{-3} \text{m}}} & \underline{\underline{l_x/d_x = 5.6 \pm 0.4}} \\ \underline{\underline{l_y = (21 \pm 1) \cdot 10^{-3} \text{m}}} & \underline{\underline{l_y/d_y = 5.9 \pm 0.4}} \end{array}$$

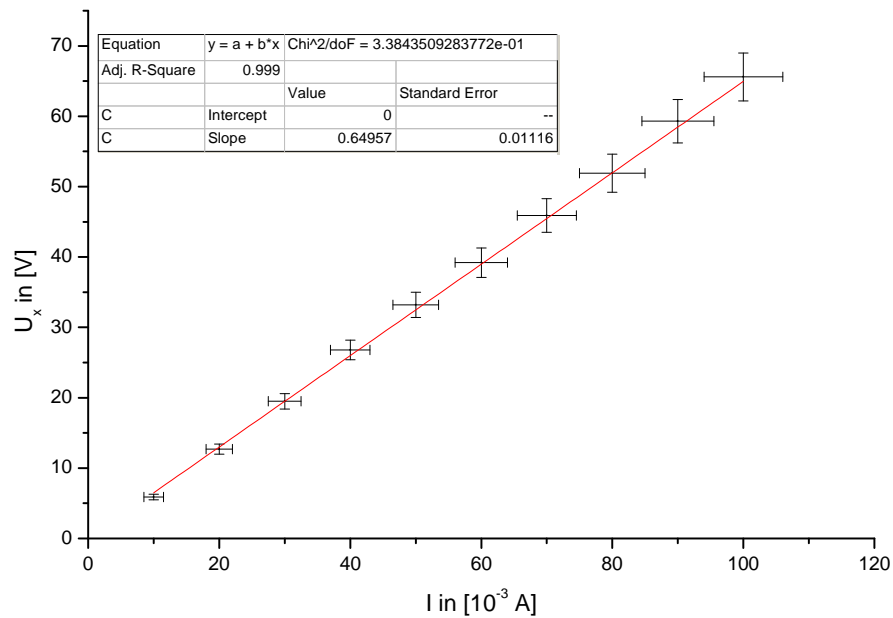
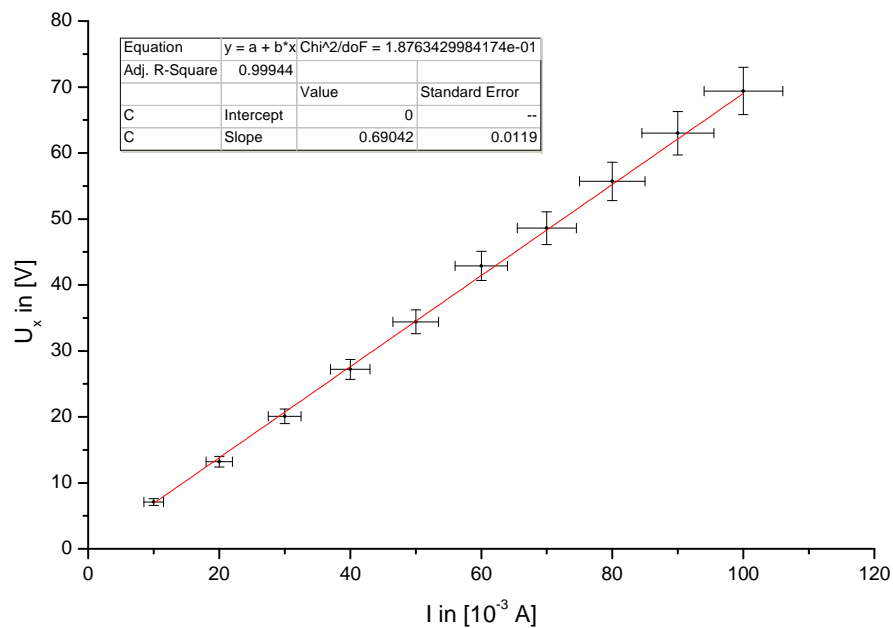
2.2 Bestimmung der spezifischen Ladung mit dem Wien-Filter

Das Elektron bewegt sich in positive z -Richtung, orthogonal zur Bewegungsrichtung wirkt ein Magnetfeld in y -Richtung. Es wirkt eine Lorentzkraft die das Elektron in x -Richtung auslenkt, wir justieren das E -Feld in x -Richtung gerade so, dass die Auslenkung verschwindet, also die wirkenden Kräfte gleichgroß und antiparallel sind. In diesem Fall gilt nach [1] (S.38 Gl.(4)):

$$U_x = \sqrt{2U_b \frac{e}{m} \frac{d_x}{l_x} K I}, \quad (4)$$

wobei e/m die spezifische Ladung des Elektrons, K die Apparatkonstante und I der das Magnetfeld verursachende Strom sind. Wir tragen $U_x = f(I)$ auf und führen eine lineare Regression durch².

²Erstellt mit OriginPro 8; Modelfkt.: $y = a \cdot x$ unter instrumenteller Wichtung der Ordinatenfehler

Abbildung 3: graphische Darstellung von $U_x = f(I)$ für $U_b = 1.20 \cdot 10^3 \text{V}$ Abbildung 4: graphische Darstellung von $U_x = f(I)$ für $U_b = 1.60 \cdot 10^3 \text{V}$

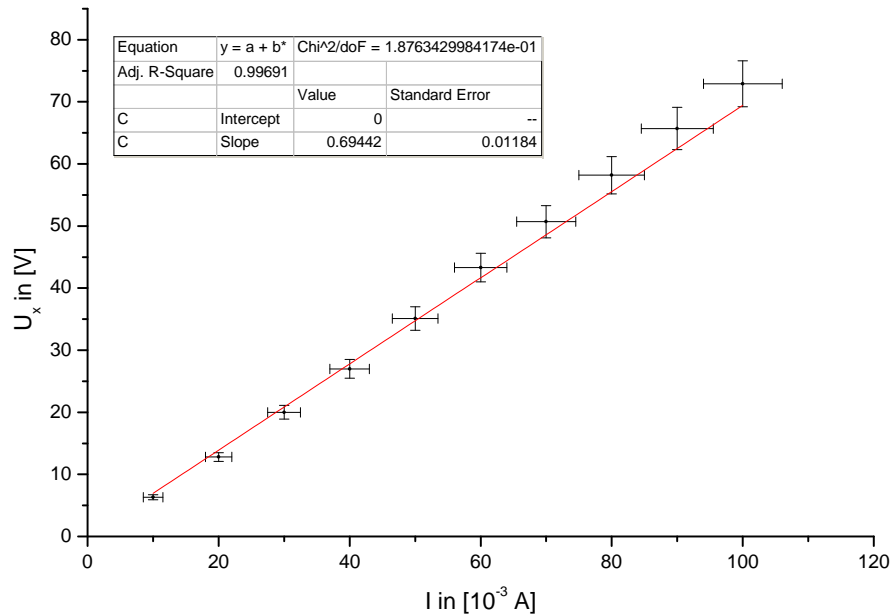


Abbildung 5: graphische Darstellung von $U_x = f(I)$ für $U_b = 1.83 \cdot 10^3 V$

Wir erhalten für den Koeffizient der Regressionsgeraden, der jeweiligen Messreihe a_{wj} , $j \in \{1, 2, 3\}$:

$$a_{w1} = (0.65 \pm 0.01) \cdot 10^3 \frac{V}{A} \quad a_{w2} = (0.69 \pm 0.01) \cdot 10^3 \frac{V}{A} \quad a_{w3} = (0.69 \pm 0.01) \cdot 10^3 \frac{V}{A}$$

Für die spezifische Ladung ergibt sich nach Gl. (4) und dem Anstieg der Regressionsgeraden:

$$\frac{e}{m} = \frac{a_x^2}{2K^2 U_b} \cdot \left(\frac{l_x}{d_x} \right)^2$$

Es wurden drei Messreihen für folgende konstante U_b aufgenommen:

$$U_{b1} = (1.20 \pm 0.06) \cdot 10^3 V \quad U_{b2} = (1.60 \pm 0.08) \cdot 10^3 V \quad U_{b3} = (1.83 \pm 0.09) \cdot 10^3 V$$

Die Messunsicherheit ergibt sich aus dem Fehlerfortpflanzungsgesetz für nicht korrelierte Messgrößen unter der Berücksichtigung aller eingehenden Messgrößen

nach:

$$\begin{aligned}
 u_{e/m} &= \sqrt{\eta^2 + \xi^2 + \psi^2 + \zeta^2} \\
 \eta &= \frac{a_x}{K^2 U_b} \cdot \left(\frac{l_x}{d_x}\right)^2 \cdot u_{a_x} \\
 \xi &= \frac{a_x^2}{K^3 U_b} \cdot \left(\frac{l_x}{d_x}\right)^2 \cdot u_K \\
 \psi &= \frac{a_x^2}{2K^2 U_b^2} \cdot \left(\frac{l_x}{d_x}\right)^2 \cdot u_{U_b} \\
 \zeta &= \frac{a_x^2}{K^2 U_b} \cdot \left(\frac{l_x}{d_x}\right)^2 \cdot u_{l_x/d_x}
 \end{aligned}$$

Die Messungenauigkeit wird hauptsächlich durch die Messungenauigkeiten u_{l_x/d_x} und u_K beeinflusst. Wir erhalten für die spezifische Ladung:

$$\begin{aligned}
 \underline{\underline{\left(\frac{e}{m}\right)_{1.20kV} &= (1.36 \pm 0.22) \cdot 10^{11} \frac{C}{kg}}} \\
 \underline{\underline{\left(\frac{e}{m}\right)_{1.60kV} &= (1.15 \pm 0.19) \cdot 10^{11} \frac{C}{kg}}} \\
 \underline{\underline{\left(\frac{e}{m}\right)_{1.83kV} &= (1.02 \pm 0.17) \cdot 10^{11} \frac{C}{kg}}}
 \end{aligned}$$

Die Indizes geben an, zu welcher Messreihe (bei welchem U_b) das Ergebnis gehört.

2.3 Bestimmung der spezifischen Ladung nach der Thomsonschen Parabelmethode

Sind E -Feld und B -Feld in y -Richtung gleichgerichtet wird das Elektron sowohl in x - als auch y -Richtung abgelenkt. Nach [1] (S.39 Gl. (5)) gilt in diesem Fall:

$$y = \frac{U_y l_y L_y}{d_y L_m^2} \cdot \frac{m}{e} \cdot \frac{1}{K^2 I^2} x^2, \quad (5)$$

$y = f(x)$ stellt also eine Parabel da. Nach der Aufnahme der Parabeläste und Ablesen der Messwertepaare, führen wir mit den Daten eine lineare Regression nach $y = f(x^2)$ durch³.

³Erstellt mit OriginPro 8; Modelfkt.: $y = a \cdot x + b$ unter instrumenteller Wichtung der Abszissenfehler siehe Anhang A.1

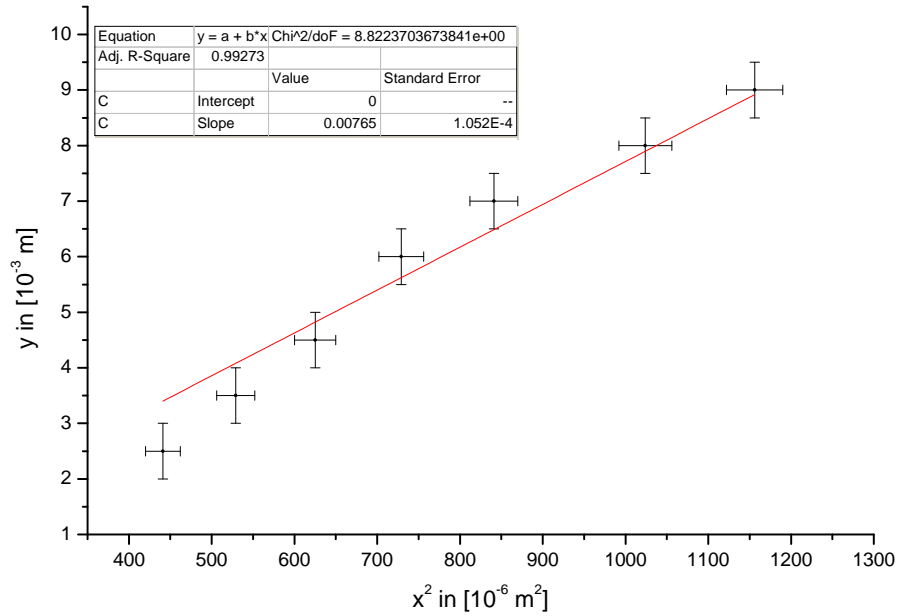


Abbildung 6: graphische Darstellung von $y = f(x^2)$ für $U_y = 18V$, $I = 90 \cdot 10^{-3}A$

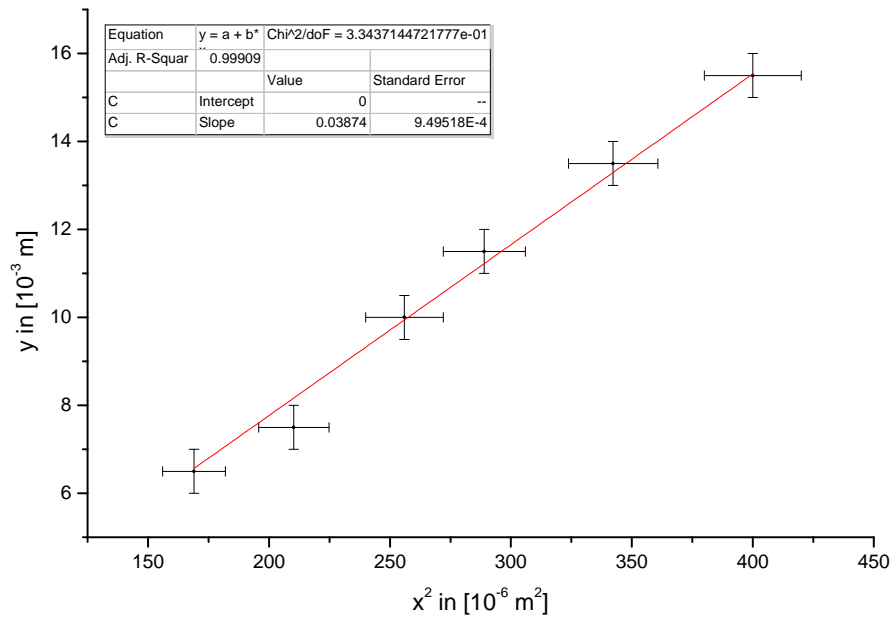


Abbildung 7: graphische Darstellung von $y = f(x^2)$ für $U_y = 24V$, $I = 60 \cdot 10^{-3}A$

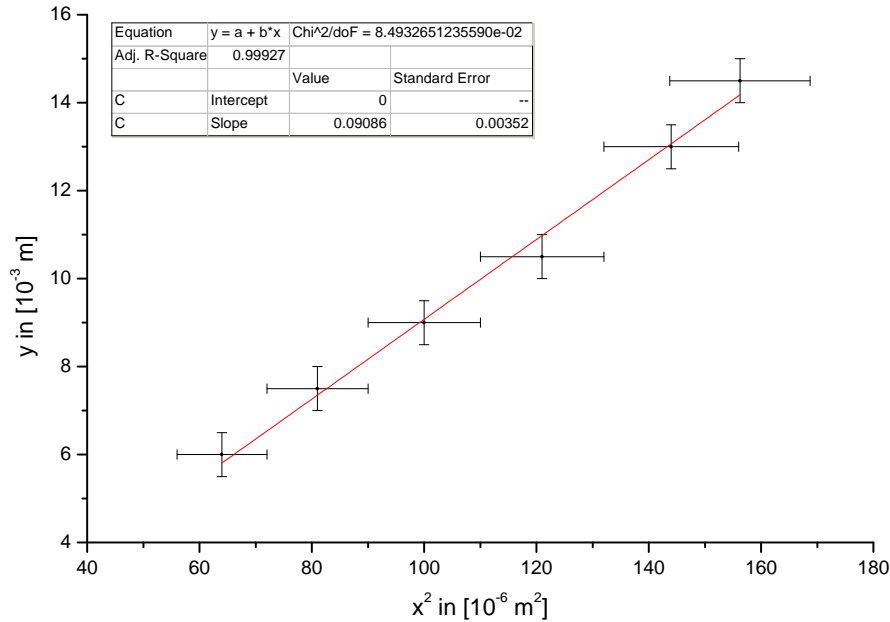


Abbildung 8: graphische Darstellung von $y = f(x^2)$ für $U_y = 22V$, $I = 40 \cdot 10^{-3}A$

Die Messreihen wurden bei folgenden konstanten U_y und konstanten I aufgenommen:

Messreihe	I in [$10^{-3}A$]	U_y in [V]
1	90.0 ± 5.5	18.0 ± 1.0
2	60.0 ± 4.0	24.0 ± 1.3
3	40.0 ± 3.0	22.0 ± 1.2

Tabelle 2: Daten der Messreihen für die Thomsonschen Parabelmethode

Wir erhalten für den Koeffizient der Regressionsgeraden, der jeweiligen Messreihe a_{pj} , $j \in \{1, 2, 3\}$:

$$a_{p1} = (7.7 \pm 0.1) \frac{1}{m} \quad a_{p2} = (38.7 \pm 0.9) \frac{1}{m} \quad a_{p3} = (90.9 \pm 3.5) \frac{1}{m}$$

Nach Gl.(5) erhalten wir aus dem Koeffizienten der Regressionsgeraden die spezifische Ladung nach:

$$\frac{e}{m} = \frac{U_y L_y}{L_m^2 a_p} \cdot \frac{1}{K^2 I^2} \cdot \frac{l_y}{d_y}$$

Die Messunsicherheit ergibt sich aus dem Fehlerfortpflanzungsgesetz für nicht korrelierte Messgrößen unter der Berücksichtigung aller eingehenden Messgrößen

nach:

$$\begin{aligned}
 u_{e/m} &= \sqrt{\eta^2 + \xi^2 + \psi^2 + \zeta^2 + \gamma^2 + \phi^2 + \theta^2} \\
 \eta &= \frac{L_y}{L_m^2 a_p} \cdot \frac{1}{K^2 I^2} \cdot \frac{l_y}{d_y} \cdot u_{U_y} \\
 \xi &= \frac{U_y}{L_m^2 a_p} \cdot \frac{1}{K^2 I^2} \cdot \frac{l_y}{d_y} \cdot u_{L_y} \\
 \psi &= \frac{2U_y L_y}{L_m^3 a_p} \cdot \frac{1}{K^2 I^2} \cdot \frac{l_y}{d_y} \cdot u_{L_m} \\
 \zeta &= \frac{U_y L_y}{L_m^2 a_p^2} \cdot \frac{1}{K^2 I^2} \cdot \frac{l_y}{d_y} \cdot u_{a_p} \\
 \gamma &= \frac{U_y L_y}{L_m^2 a_p} \cdot \frac{2}{K^3 I^2} \cdot \frac{l_y}{d_y} \cdot u_K \\
 \phi &= \frac{U_y L_y}{L_m^2 a_p} \cdot \frac{2}{K^2 I^3} \cdot \frac{l_y}{d_y} \cdot u_I \\
 \theta &= \frac{U_y L_y}{L_m^2 a_p} \cdot \frac{1}{K^2 I^2} \cdot u_{l_y/d_y}
 \end{aligned}$$

Die Messungenauigkeit wird hauptsächlich durch die Messungenauigkeiten u_I und u_K beeinflusst. Wir erhalten für die spezifische Ladung nach der Thomsonschen Parabelmethode:

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{e}{m}\right)_{p1} &= (2.30 \pm 0.39) \cdot 10^{11} \frac{C}{kg} \\
 \left(\frac{e}{m}\right)_{p2} &= (1.36 \pm 0.25) \cdot 10^{11} \frac{C}{kg} \\
 \left(\frac{e}{m}\right)_{p3} &= (1.20 \pm 0.23) \cdot 10^{11} \frac{C}{kg}
 \end{aligned}$$

2.4 Bestimmung der spezifischen Ladung nach Busch

Die Spule wurde den Abstand $D \approx 0.264m$ in die Spule hinein geschoben um ein annähernd homogenes magnetisches Längsfeld zu gewährleisten. Die Elektronen bewegen sich (in z -Richtung) parallel zu einem magnetischen Feld mit v_z . Wir legen in die x -Richtung eine Sägezahnspannung an, die den Elektronen eine Geschwindigkeitskomponente v_t die orthogonal zum Magnetfeld ist, verleiht. Die Elektronen bewegen sich, bedingt durch die Lorentzkraft, auf einer Spiralbahn um die Symmetrieachse der Röhre, wobei die Umlaufzeit T (fast) unabhängig vom Betrag der orthogonalen Geschwindigkeitskomponente (gilt nur für $v_t \ll v_z$) ist. Im zeitlichen Abstand T schneidet der Elektronenstrahl die Symmetrieachse

der Röhre im Abstand L_f (Fokussierungslänge).

Gilt $n \cdot L_f = L_x$, $n \in \mathbb{N} \setminus \{0\}$ erscheint der Elektronenstrahl fokussiert auf dem Schirm (aus konstruktionstechnischen Gründen ist $n = 1$). In diesem Fall gilt laut [1] (S.39 Gl. (7)):

$$U_b = \frac{\mu_0^2}{8\pi^2} \cdot \frac{e}{m} \cdot \frac{L_x^2 N^2}{l^2} I^2, \quad (7)$$

wobei l die Länge der, das Magnetfeld erzeugenden, Spule und N die Windungen der Spule sind. Es wurden Wertepaare (U_b, I) aufgenommen für den der Elektronenstrahl fokussiert ist. Wir führen mit den Wertepaaren eine lineare Regression nach $U_b = f(I^2)$ durch⁴.

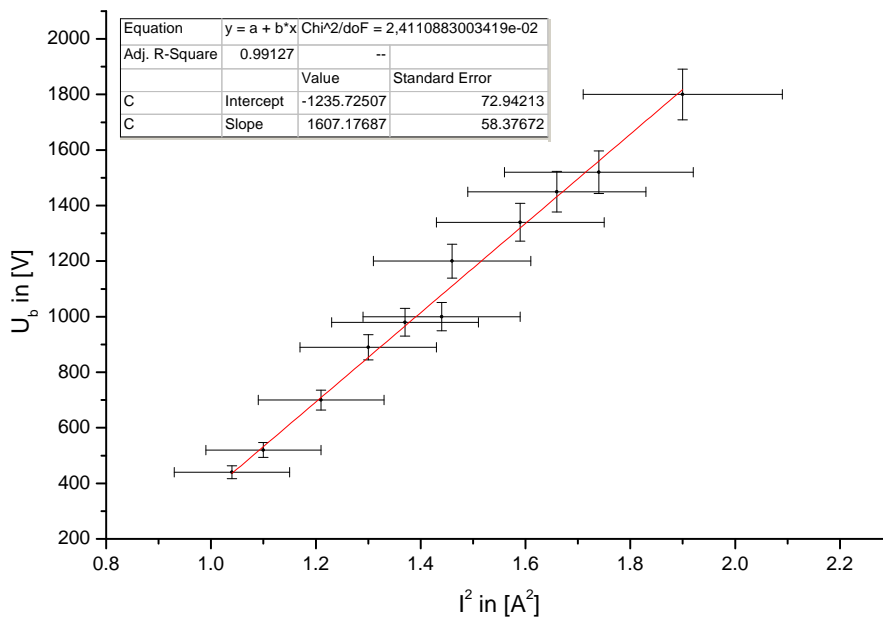


Abbildung 9: graphische Darstellung von $U_b = f(I^2)$

Wir erhalten für die Koeffizient der Regressionsgerade:

$$a_b = (1.61 \pm 0.06) \cdot 10^3 \frac{V}{A^2}$$

Durch Äquivalenzumformung erhalten wir aus Gl. (7) mit dem Regressionskoeffizienten:

$$\frac{e}{m} = a_b \cdot \frac{8\pi^2}{\mu_0^2} \cdot \frac{l^2}{L_x^2 N^2}$$

⁴Erstellt mit OriginPro 8; Modellfkt.: $y = a \cdot x + b$ unter instrumenteller Wichtung der Ordinatenfehler

Die Messunsicherheit ergibt sich aus dem Fehlerfortpflanzungsgesetz für nicht korrelierte Messgrößen unter der Berücksichtigung aller eingehenden Messgrößen nach:

$$u_{e/m} = \frac{8\pi^2}{\mu_0^2 N^2} \sqrt{\left(\frac{l^2}{L_x^2} u_{a_b}\right)^2 + \left(\frac{2a_b l}{L_x^2} u_l\right)^2 + \left(\frac{2a_b l^2}{L_x^3} u_{L_x}\right)^2}$$

Wir erhalten für die spezifische Ladung nach der Methode von Busch:

$$\underline{\underline{\left(\frac{e}{m}\right)_{\text{Busch}}}} = (2.04 \pm 0.08) \cdot 10^{11} \frac{\text{C}}{\text{kg}}$$

2.5 Bildung des gewichteten Mittels

Die spezifische Ladung $(e/m)_{p1}$ wollen wir aus der Auswertung rausnehmen, da drei Messpunkte (von sieben) nicht auf der Regressiongeraden liegen, was diese Messreihe für die Auswertung eher ungeeignet macht (was auch das hohe χ^2/dof zeigt). Wir bilden methodenweise die Mittelwerte der Ergebnisse (für die Methode nach Busch liegt nur ein Wert vor, weshalb kein Mittelwert gebildet werden kann), wobei wir den Wert $(e/m)_{p1}$ nicht berücksichtigen werden, :

$$\overline{\left(\frac{e}{m}\right)_W} = (1.24 \pm 0.12) \cdot 10^{11} \frac{\text{C}}{\text{kg}} \quad (\text{Wien-Filter})$$

$$\overline{\left(\frac{e}{m}\right)_T} = (1.28 \pm 0.16) \cdot 10^{11} \frac{\text{C}}{\text{kg}} \quad (\text{nach Thomson})$$

$$\left(\frac{e}{m}\right)_B = (2.04 \pm 0.08) \cdot 10^{11} \frac{\text{C}}{\text{kg}} \quad (\text{nach Busch})$$

wobei sich die Messungenauigkeit aus dem Fehlerfortpflanzungsgesetz für nicht korrelierte Messgrößen ergibt. Da sich das Messungenauigkeitsintervall des nach Busch ermittelten Wertes nicht mit den Messungenauigkeitsintervallen der durch die anderen beiden Methoden ermittelten Werte überschneidet, kann dieser nicht zur Bildung eines gewichteten Mittels heran gezogen werden. Wir bilden mit $\left(\frac{e}{m}\right)_W$ und $\left(\frac{e}{m}\right)_T$ ein gewichtetes Mittel nach Quelle [2] (S.47f) und erhalten:

$$\underline{\underline{\left(\frac{e}{m}\right)_{\text{Mittel}}}} = (1.25 \pm 0.10) \cdot 10^{11} \frac{\text{C}}{\text{kg}}$$

3 Diskussion und kritische Ergebniseinschätzung

3.1 Methodenvergleich

Die Bestimmung der effektiven Feldlängen erfolgte mit einer relativen Messungsgenauigkeit von etwa 5% und ist daher relativ ungenau. Da dieses Ergebnis in den weiteren Rechnungen Verwendung findet sollte eine genauere Bestimmung angestrebt werden, wofür man vor allem U_b genauer bestimmen sollte.

Die Messungsgenauigkeit der Bestimmung von e/m mit Hilfe des Wien-Filters war hauptsächlich von den Messungsgenauigkeiten der Größen K und l_x/d_x abhängig. Diese beiden Werte sollten zu einer Verbesserung der Genauigkeit des Ergebnisses genauer bestimmt werden. Die relative Messungsgenauigkeit bei dieser Methode beträgt etwa 17%.

Bei der Thomsonschen Parabelmethode beeinflussen überwiegend die Messungsgenauigkeiten von I und K die Genauigkeit des Ergebnisses, weshalb eine genauere Bestimmung sinnvoll erscheint. Die relative Messungsgenauigkeit bei dieser Methode beträgt zwischen 17 – 19%.

Die Methode nach Busch wird hauptsächlich durch die Unsicherheit des Regressionsparameters a_b bestimmt. a_b ist jedoch abhängig von den Messwerten und eine genauere Bestimmung damit nur schwer realisierbar. Die relative Messungsgenauigkeit bei dieser Methode beträgt 4%. Weiterhin muss angemerkt werden, dass das Ablesen bei Fixierung des Elektronenstrahls auf einen Punkt völlig subjektiv geschah.

Grundsätzlich ist die Methode nach Busch die Genaueste und umgeht etwaige Parallaxenfehler. Die Methoden nach Thomson und mit Hilfe des Wien-Filters weisen eine ähnlich hohe Messunsicherheit auf.

3.2 Einordnung der Ergebnisse

Die Regression mit den Werten der ersten Parabel lieferte eine Regressionsgerade, die nur durch die Messunsicherheitsintervalle von vier (der sieben) Messpunkte verläuft, was die Messreihe unbrauchbar macht. Die Messdaten sollten überprüft werden. Auffällig ist weiterhin, dass bei der Regression in 3.4 mit der Modellfunktion $y = ax$ nicht alle Punkte auf der Regressionsgeraden liegen⁵, weshalb wir $y = ax + b$ genutzt haben. Da Gl. (7) aus bekannten physikalischen Zusammenhängen folgt, ist ein Offset-Fehler wahrscheinlich. Die Messung sollte wiederholt werden.

Der Referenzwert beträgt laut [3]:

$$\left(\frac{e}{m}\right)_R = (1.758820150 \pm 0.000000044) \cdot 10^{11} \frac{C}{kg}$$

⁵Graph mit Modellfkt. $y = ax$ im Anhang A.2

Der Referenzwert liegt nicht im Messunsicherheitsintervall der ermittelten Werte. Die ermittelten Werte sind alle in etwa in der gleichen Größenordnung fallen aber bis auf zwei Messungen generell zu niedrig aus. Zwei Werte sind höher als der Referenzwert, sind auch näher an diesem dran. Diese beiden Messreihen wollen wir jedoch, aus zuvor erwähnten Gründen, aus der Auswertung nehmen.

Die ermittelten Ergebnisse sind mit dem Referenzwert kaum zu vereinbaren. Da jedoch die meisten Messreihen in sich konsistente Ergebnisse lieferten, ist eine genauere Untersuchung der Versuchsanordnung auf Fehler oder Verschleiß sinnvoll.

3.3 weitere Fehlerquellen

Die Isolierung der Anordnung gegenüber äußeren elektrischen oder magnetischen Feldern bleibt zu hinterfragen. Relativistische Einflüsse wurden in den Rechnungen vernachlässigt, dürften jedoch auch gering ausfallen, da die Elektronen auf solch geringen Distanzen bei Spannungen von wenigen kV keine derart hohen Geschwindigkeiten erreichen, sodass sie die Abweichungen hinreichend begründen würden. Die Ausdehnung des Punktes bereitete beim Ablesen Schwierigkeiten. Die Ausdehnung des Elektronenstrahls sollte durch elektrische Felder weiter minimiert werden. Eine weitere schwer erfassbare Fehlerquelle ist der Parallaxenfehler. Der Parallaxenfehler kann die auftretenden Abweichungen nur unzureichend erklären. Die Methode nach Busch bleibt von Parallaxenfehlern unbeeinflusst.

4 Literatur- und Softwareverzeichnis

Literatur:

1. *Physikalisches Grundpraktikum - Elektrodynamik und Optik*, 2005, HU Berlin Institut für Physik
2. *Physikalisches Grundpraktikum - Einführung in die Messung, Auswertung und Darstellung experimentelle Ergebnisse in der Physik*, 2007, HU Berlin Institut für Physik
3. *Fundamental Physical Constants: electron mass to charge quotient*
http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?esme|search_for=electron+charge+to+mass+quotient+

Software:

- MikTeX V. 2.9
- TeXnicCenter V. 1.0 Stable Release Candidate 1
- OriginPro 8 SR0 V. 8.0724
- OpenOffice.org 3.0.0 Calc

A Anhang

A.1 Wichtung der Abszissenfehler

Wir wollen eine Wichtung der Abszissenfehler durchführen, da der Ordinatenfehler für alle Messdaten gleich groß ist, der Abszissenfehler jedoch variiert. Somit würde bei einer Wichtung nach Ordinatenfehler jede Messung mit gleicher Wichtung in die Regression einfließen, was als nicht sachgerecht angesehen werden kann. Aufgrund von Problemen mit der Plot Software (Wichtung nur von Ordinatenfehlern möglich) wurden in 2.1 und 2.3 die Anstiege bestimmt, indem man Abszissenachse und Ordinatenachse vertauscht (somit auch Abszissen- und Ordinatenfehler) und mit der Modellfkt. $y = x/a$ (anstatt $y = ax$) die Regression durchführt.

A.2 Methode nach Busch Ergänzung

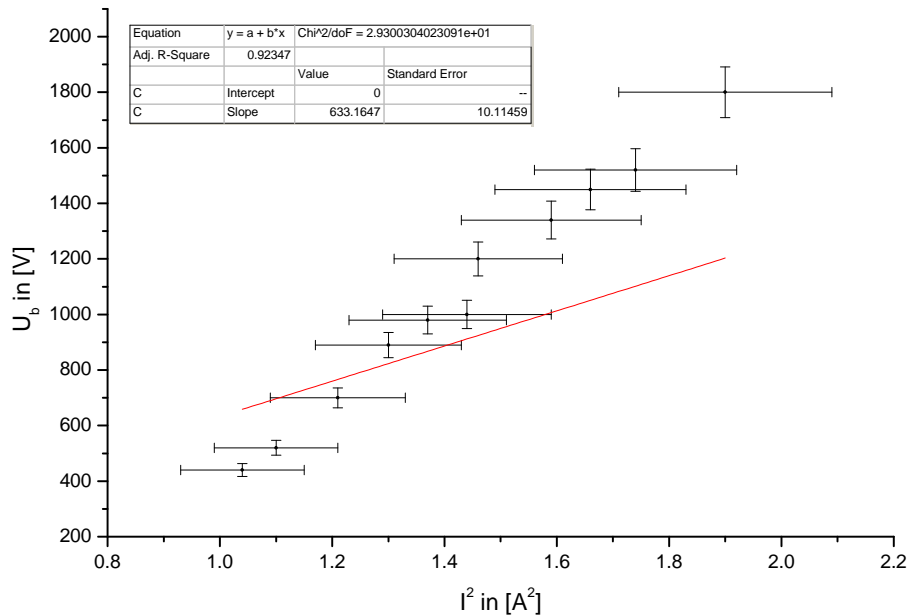


Abbildung 10: graphische Darstellung von $U_b = f(I^2)$

A.3 Messdatenprotokoll vom 03.11.2009