

V601

Der Franck-Hertz-Versuch

Fritz Agildere
fritz.agildere@udo.edu

Amelie Strathmann
amelie.strathmann@udo.edu

Durchführung: 16. Mai 2023

Abgabe: 21. Mai 2023

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1 Zielsetzung	2
2 Theorie	2
3 Durchführung	6
4 Auswertung	7
4.1 Dampfdruck und mittlere freie Weglänge	7
4.2 Statistik zur graphischen Auswertung	8
4.3 Energiespektrum und Kontaktpotential	8
4.4 Anregungsenergie und Emission	12
5 Diskussion	17
Literatur	17
Anhang	18

1 Zielsetzung

Ziel des Versuches ist es die Energiedifferenz $E_1 - E_0$ zwischen den ersten angeregten und dem Grundzustand eines Quecksilber-Atoms zu bestimmen. Bei diesem Experiment wird zudem das Bohrsche Atom-Modell in gewissen Umfang bestätigt.

2 Theorie

Der Franck-Hertz Versuch zählt zu dem Elektronenstoßexperimenten, welcher zur Untersuchung von elektronenhüllen dient. Es werden Quecksilber-Atome mit Elektronen beschossen, sodass elastische und inelastische Wechselwirkungen entstehen. Wenn es zu einem inelastischen Stoß kommt wird das Quecksilber-Atom aus seinem Grundzustand E_0 in den ersten Zustand E_1 gehoben. Für die Differenzen lässt sich das Verhältnis

$$\frac{m_0 \cdot v_{\text{vor}}^2}{2} - \frac{m_0 \cdot v_{\text{nach}}^2}{2} = E_1 - E_0 \quad (1)$$

aufstellen. Dabei ist m_0 die Ruhemasse des Elektrons und v_{vor} und v_{nach} entsprechen den Geschwindigkeiten des Elektrons vor und nach dem Zusammenstoß.

Es wird die Gegenfeldmethode verwendet, um die Energien der der Quecksilber-Atome zu bestimmen. der dazu verwendete Aufbau ist in Abbildung 1 zu sehen.

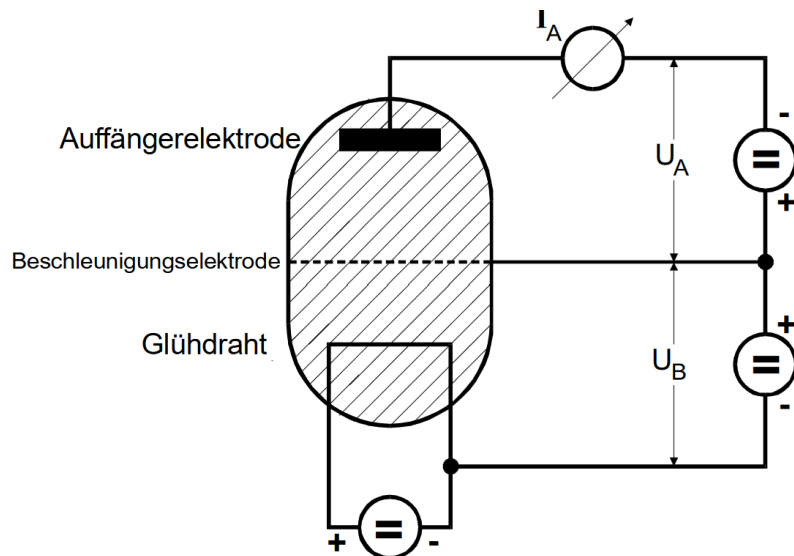


Abbildung 1: Der prinzipielle Aufbau des Frank-Hertz Versuches. [1]

Die Apperatur des Franck-Hertz Versuches besthet aus einem evakuierten Gefäß, welches winzige Tropfen Quecksilber beinhaltet. Das Quecksilber, verdampft gemäß der

Dampfdruckkurve bis sich ein Gleichgewichtsdampfdruck $p_{\text{sät}}$ einstellt. Dieser ist von der Umgebungstemperatur T abhängig, welche zur eingestellt werden kann, sodass die Dampfdichte reguliert werden kann. In den Glaskolben wird ein Draht aus Wolfram eingeführt. An diesen wird eine Heizspannung angelegt, sodass aufgrund des glühelektrischen Effekt Elektronen austreten. Gegenüber des Glühdrahtes befindet sich eine netzförmige Beschleunigungselektrode an der eine Beschleunigungsspannung U_B angelegt ist, welche die Elektronen beschleunigt. Nach Durchlaufen der Beschleunigungsstrecke besitzen die Elektronen, welche vorher eine Geschwindigkeit von $v = 0$ hatten, eine kinetische Energie mit

$$\frac{m_0 \cdot v_{\text{vor}}^2}{2} = e_0 \cdot U_B.$$

e_0 entspricht dabei der Ladung eines Elektrons. Hinter der Beschleunigungselektrode befindet sich eine Auffänerelektrode. In dem Zwischenraum beider Elektroden wird ein Gegenfeld mit der Spannung U_A angelegt. Somit wird die Auffängerelektrode ausschließlich von den Elektronen erreicht, welche die Bedingung

$$\frac{m_0}{2} v_Z^2 \geq e_0 U_A$$

erfüllen.

Es befinden sich Hg-Atome im Beschleunigungsraum, daher wechselwirken diese mit den Elektronen. dabei gibt es zwei Fälle von Wechselwirkung die auftreten können: Im ersten Fall ist die Elektronenenergie E nicht hoch, so kommt es nur zu elastischen Stößen. Aufgrund des Massenverhältnisses m_0/M ergibt sich ein vernachlässigbarer Energieverlust

$$\Delta E = \frac{4 m_0 M}{(m_0 + M)^2} \cdot E \approx 1,1 \cdot 10^{-5} E.$$

Wichtig zu beachten ist dabei, dass die Elektronen beträchtliche Richtungsänderungen erfahren. Im zweiten Fall ist die Energie die Elektronen gleich oder größer der Energiedifferenz $E_1 - E_0$. Dann kommt es zu inelastischen Stößen. Auf die Quecksilber-Atome wird der Betrag der Energiedifferenz übertragen, wodurch diese angeregt werden. Daraufhin wird das Quecksilber-Atom unter Emission einer elektromagnetischen Welle wieder in den Grundzustand zurückgeführt. Der Lichtquant besitzt dabei eine Energie von

$$h\nu = E_1 - E_0,$$

wobei h das Plancksche Wirkungsquantum und ν die Frequenz der emittierten Strahlung ist.

Um die Anregungsenergie der Hg-Atome zu bestimmen wird der Auffängerstrom I_A in Abhängigkeit zur Beschleunigungsspannung U_B betrachtet. Der idealisierte Verlauf ist in Abbildung 2 dargestellt.

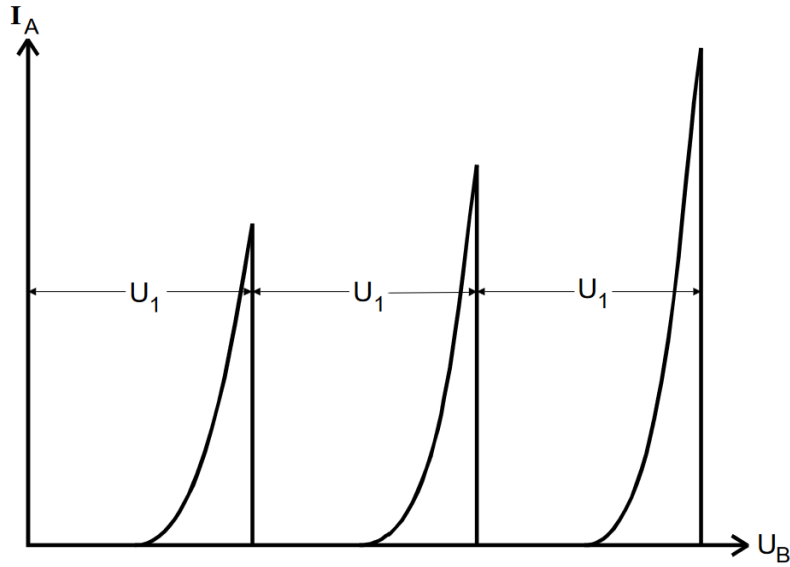


Abbildung 2: Der idealisierte Verlauf des Auffängerstroms I_A in Abhängigkeit zur Beschleunigungsspannung U_B . [1]

Es kann beobachtet werden, dass eine periodische Zu- und Abnahme des Auffängerstroms bei wachsender Beschleunigungsspannung passiert. Wenn durch das Erhöhen von U_B die Elektronenenergie $E_1 - E_0$ erreicht oder übertrifft, treten unelastische Stöße auf. Dabei geben die Elektronen immer die Energiedifferenz $E_1 - E_0$ ab. Der Abstand U_1 zweier aufeinander folgender Maxima muss dem 1. Anregungspotential entsprechen

$$U_1 := \frac{(E_1 - E_0)}{e_0} . \quad (2)$$

Es gibt drei wichtige Nebeneffekte die beachtet werden müssen bei der realen Franck-Hertz Kurve. Diese sieht nicht aus wie in Abbildung 2 gezeigt.

Das reale Beschleunigungspotential zwischen dem Glühdraht und der Beschleunigungselektrode ist von der außen angelegten Spannung U_B verschieden. Wenn beide Elektroden aus Materialien bestehen, die eine unterschiedliche Austrittsarbeit für Elektronen besitzen. Es wird für den Glühdraht ein Material ausgewählt, dessen Austrittsarbeit ϕ_G viel kleiner als die Austrittsarbeit ϕ_B der Beschleunigungselektrode ist. Das Potentialverhältnis ist in Abbildung 3 dargestellt.

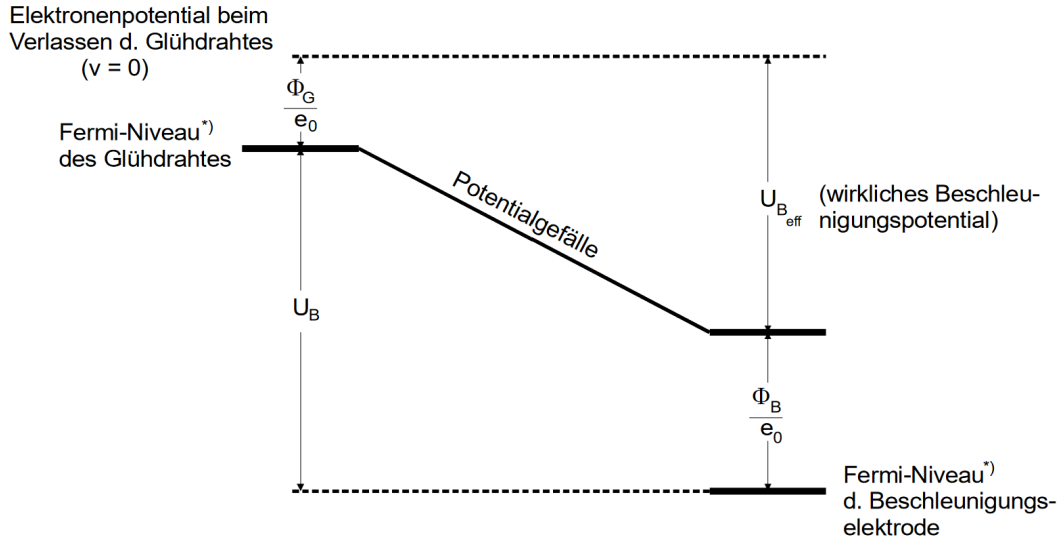


Abbildung 3: Potentialverhältnis zwischen Glühkathode und Beschleunigungselektrode. [1]

Für das eigentliche Beschleunigungspotential $U_{B,eff}$ gilt

$$U_{B,eff} = U_B - \frac{1}{e_0} (\phi_B - \phi_G) . \quad (3)$$

Der Ausdruck

$$K = \frac{(\phi_B - \phi_G)}{e_0} \quad (4)$$

entspricht dem Kontaktpotential. Die gemessene Franck-Hertz Kurve ist dabei um den Wert K verschoben.

Zunächst wurde die Annahme getroffen, dass die Elektronen nach Durchlauf des Beschleunigungsraumes alle eine einheitliche Energie besitzen. Diese Annahme ist jedoch unzutreffend. Die Leitungselektronen besitzen in Inneren eines Metalles bereits ein Energiespektrum, welches als Fermi-Dirac-Verteilung bezeichnet wird. Die unelastischen Stöße setzen bei einem sich erstreckten endlichen Einsatzbereich ein. Das führt dazu, dass sich die Franck-Hertz Kurve in ihren Anstieg bei Annäherung an ein Maximum verringern und nicht mehr unstetig auf den Wert 0 abfallen. Die Richtungsänderungen, die aufgrund von elastischen Stößen auftreten, führen zu keine merklichen Energieabnahmen der Elektronen. Erst wenn diese Stöße zwischen Beschleunigungselektrode und Auffänerelektrode vorkommen, entsteht eine Verteilung der z-Komponente der Geschwindigkeiten. Da das gegebene Gegenfeld eine v_z -Abhängigkeit vorweist, führen die elastischen Stöße zu einer Abflachung und Verbreiterung der Franck-Hertz-Kurve.

Ebenfalls Einfluss auf den Verlauf der Franck-Hertz Kurve hat der Dampfdruck. Damit Zusammenstöße von Elektronen und Hg-Atomen auftreten können, muss die mittlere freie

Weglänge \bar{w} der Atome klein gegen den Abstände a zwischen Kathode und Beschleunigungselektrode sein. Die mittlere freie Weglänge \bar{w} kann über den Sättigungsdampfdruck $p_{\text{sät}}$, der innerhalb der Röhre herrscht, eingestellt werden. Aus der kinetischen Gastheorie geht hervor

$$\bar{w} [\text{cm}] = \frac{0.0029}{p_{\text{sät}}} \left[\frac{1}{\text{mbar}} \right]. \quad (5)$$

Wenn der Dampfdruckbereich klein ist, kommt es auch bei großer Bremsspannung U_B nur selten zu Anregungen, wobei bei einem sehr hohen Dampfdruckbereich der Energieverlust der elastischen Stöße wichtig ist, da oft zu Zusammenstößen kommt. Die Dampfdruckkurve wird gemäß

$$p_{\text{sät}}(T) = 5,5 \cdot 10^7 \exp \left(\frac{-6876}{T} \right) \quad (6)$$

berechnet.

3 Durchführung

Die verwendete Schaltung zur Aufnahme der Franck-Hertz Kurve ist in Abbildung 4 gezeigt.

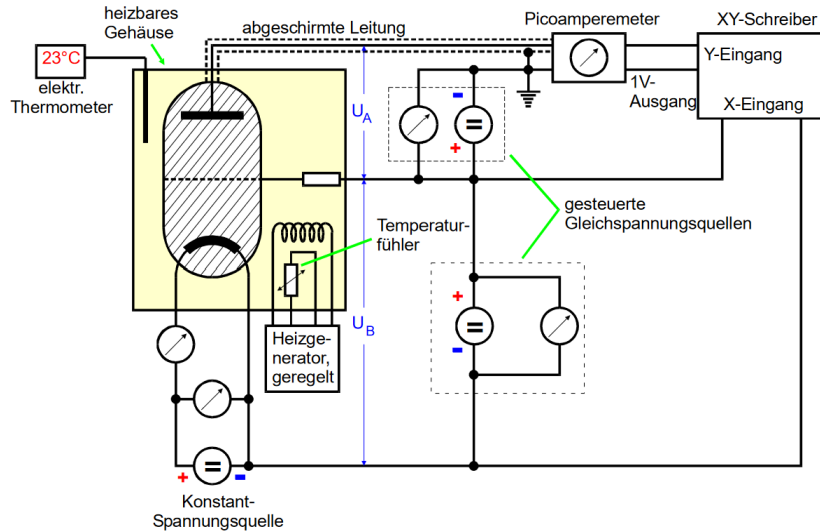


Abbildung 4: Die Schaltung zur Aufnahme der Franck-Hertz Kurve. [1]

Die Umgebungstemperatur T wird mithilfe eines Heizgenerator gesteuert und schließlich an einem Thermometer abgelesen. Mit einen XY-Schreiber wird der Auffängerstrom in Abhängigkeit der zu betrachteten Spannung aufgenommen.

Zu Beginn Messung bei einer Raumtemperatur $T = 24,3^\circ\text{C}$ wird der Auffängerstrom I_A als Kurve in Abhängigkeit der Gegenspannung U_A aufgenommen. Die Beschleunigungsspannung ist dabei konstant bei $U_B = 11\text{ V}$ eingestellt. U_A wird von 1 V bis 10 V hochgedreht. Der Vorgang wird für eine Temperatur $T = 145^\circ\text{C}$ wiederholt. Daraufhin werden Kurven aufgenommen, bei denen eine Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung U_B vorliegt. Diese wird 0 V bis 55 V variiert. U_A ist dabei zunächst eingestellt auf 1 V und anschließend wird auf 2 V. Die erste wird für eine Temperatur von $T = 160^\circ\text{C}$ und die zweite von $T = 180^\circ\text{C}$ durchgeführt.

4 Auswertung

4.1 Dampfdruck und mittlere freie Weglänge

Tabelle 1: Zu Temperatur T herrschender Dampfdruck p und entsprechende mittlere freie Weglänge \bar{w} sowie das Verhältnis a/\bar{w} bei $a = 1\text{ cm}$.

Messung	T / K	p / bar	\bar{w} / m	a/\bar{w}
1	$297,45 \pm 0,00$	$(5,02 \pm 0,00) \cdot 10^{-6}$	$(5,77 \pm 0,00) \cdot 10^{-3}$	$(1,73 \pm 0,00) \cdot 10^0$
2	$418,15 \pm 5,00$	$(3,97 \pm 0,78) \cdot 10^{-3}$	$(7,30 \pm 1,44) \cdot 10^{-6}$	$(1,37 \pm 0,27) \cdot 10^3$
3 4	$433,15 \pm 5,00$	$(7,02 \pm 1,29) \cdot 10^{-3}$	$(4,13 \pm 0,76) \cdot 10^{-6}$	$(2,42 \pm 0,44) \cdot 10^3$
5 6	$453,15 \pm 5,00$	$(1,41 \pm 0,24) \cdot 10^{-2}$	$(2,05 \pm 0,34) \cdot 10^{-6}$	$(4,88 \pm 0,82) \cdot 10^3$

4.2 Statistik zur graphischen Auswertung

4.3 Energiespektrum und Kontaktpotential

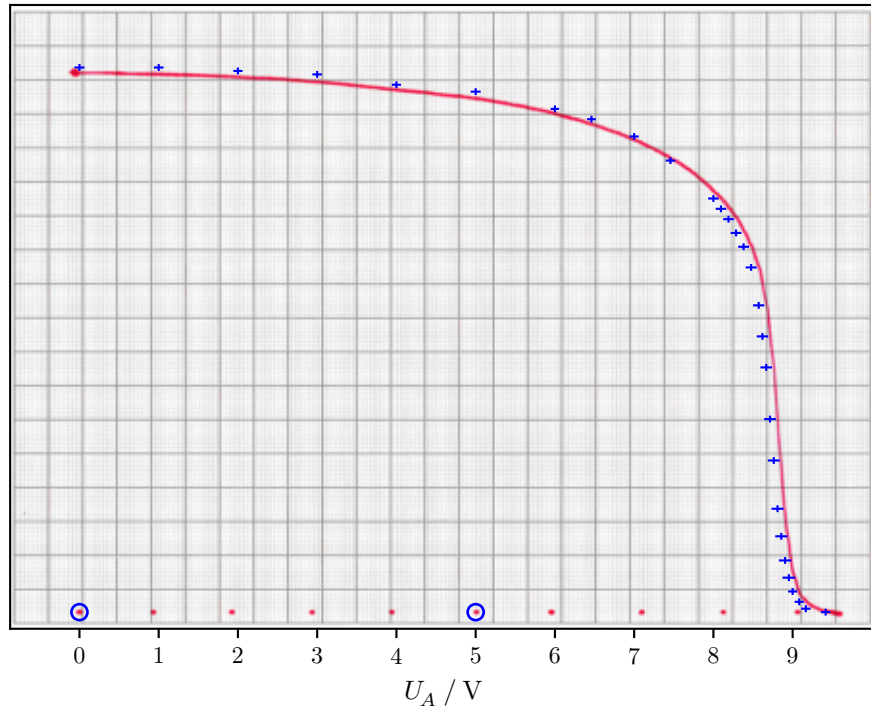


Abbildung 4a: Integrale Energieverteilung der mit $U_B = 11$ V beschleunigten Elektronen bei $T = 297,45$ K.

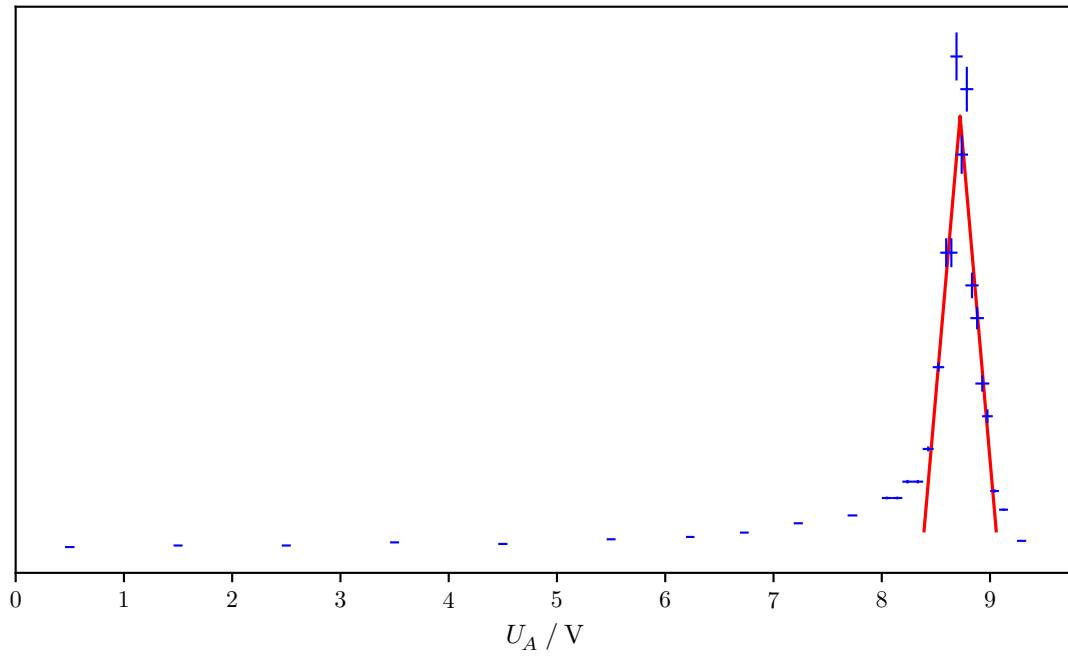


Abbildung 4b: Differentielle Energieverteilung der mit $U_B = 11$ V beschleunigten Elektronen bei $T = 297,45$ K.

$$I_A \sim |U_A - a| \cdot b + c$$

$$a = (8,724 \pm 0,007) \text{ V}$$

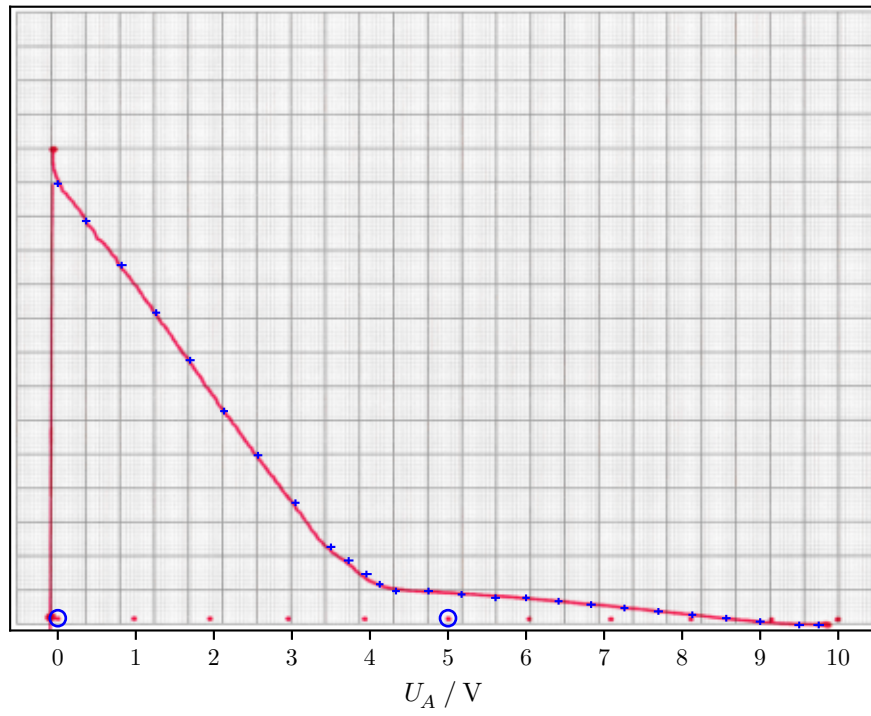


Abbildung 5a: Integrale Energieverteilung der mit $U_B = 11 \text{ V}$ beschleunigten Elektronen bei $T = (418,15 \pm 5,00) \text{ K}$.

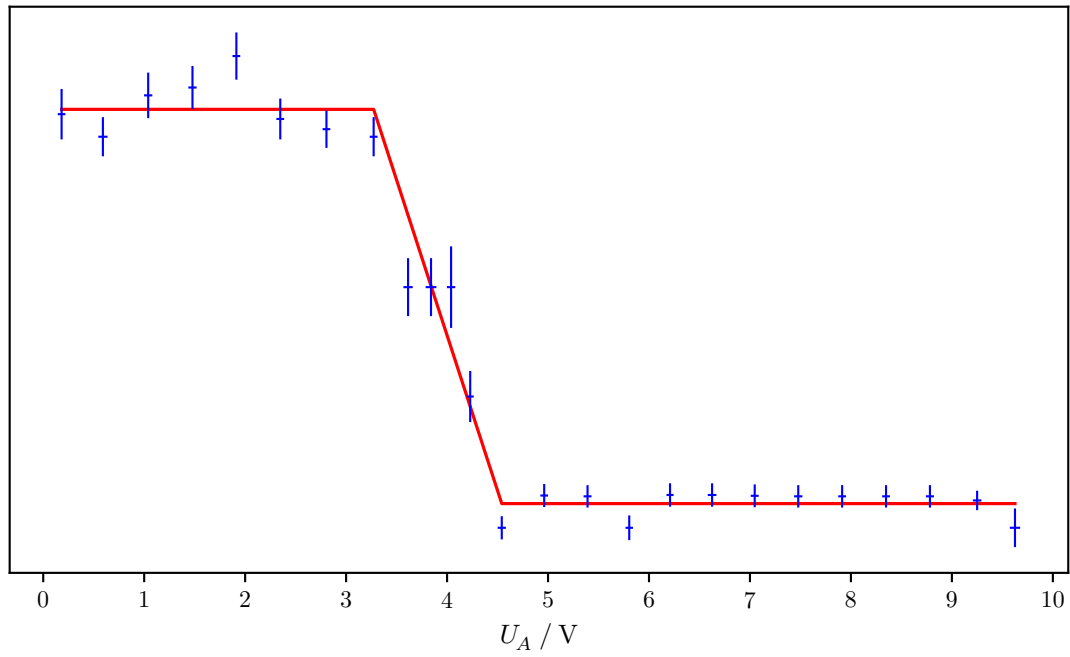
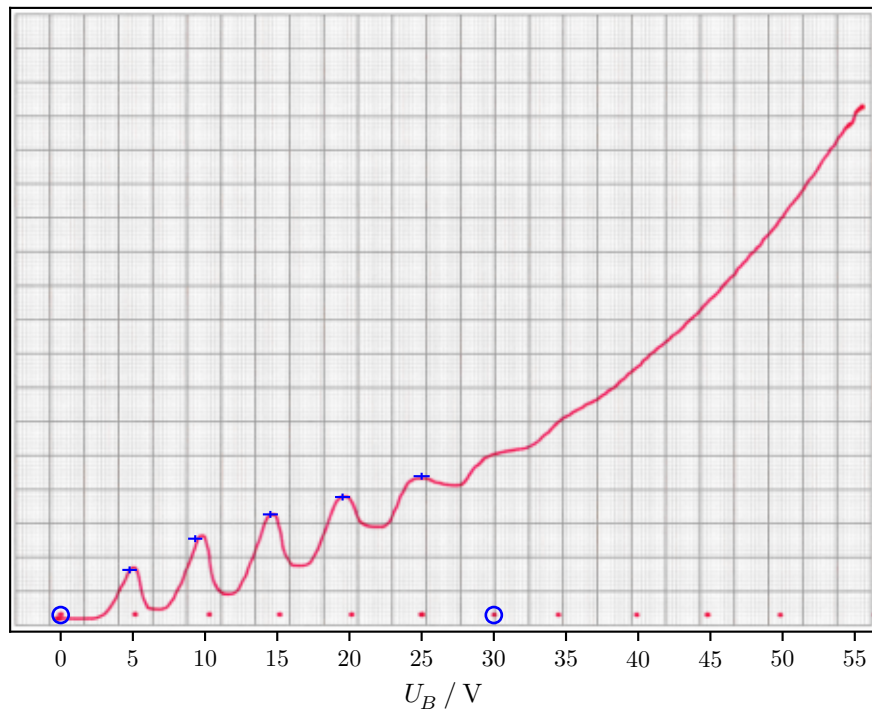
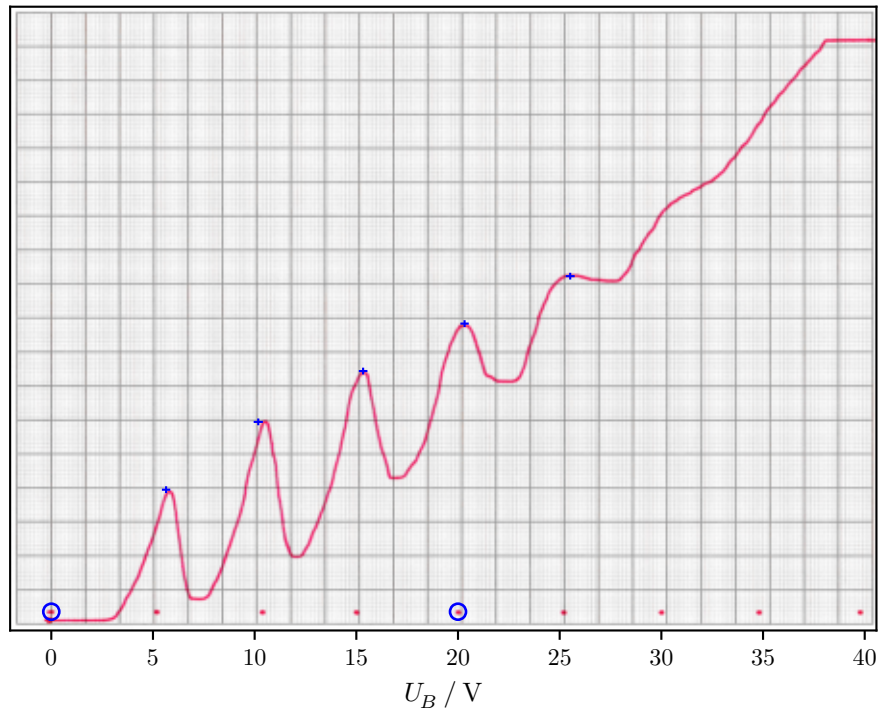


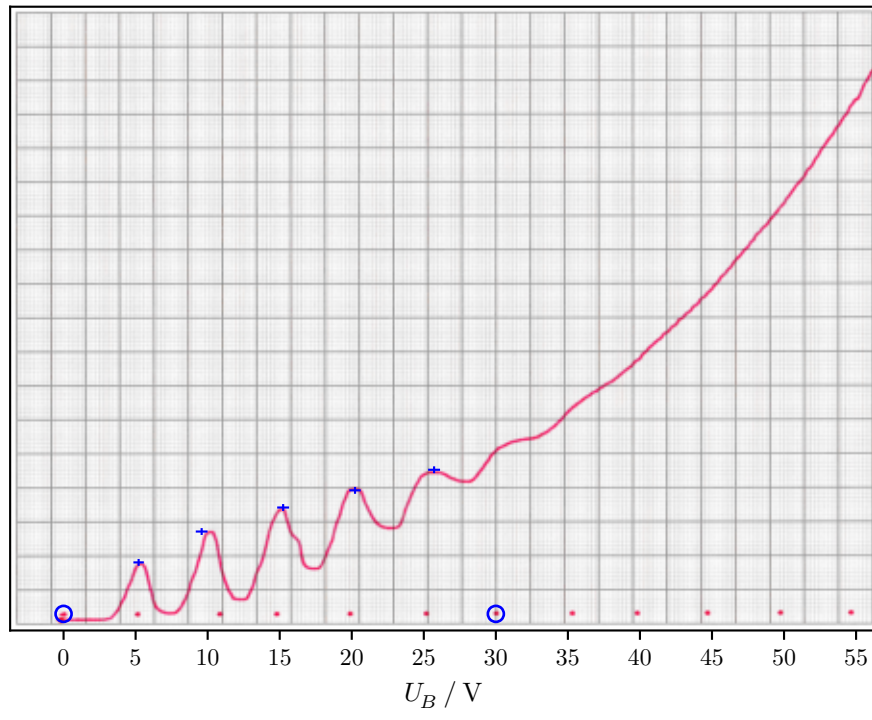
Abbildung 5b: Differentielle Energieverteilung der mit $U_B = 11 \text{ V}$ beschleunigten Elektronen bei $T = 297,45 \text{ K}$.

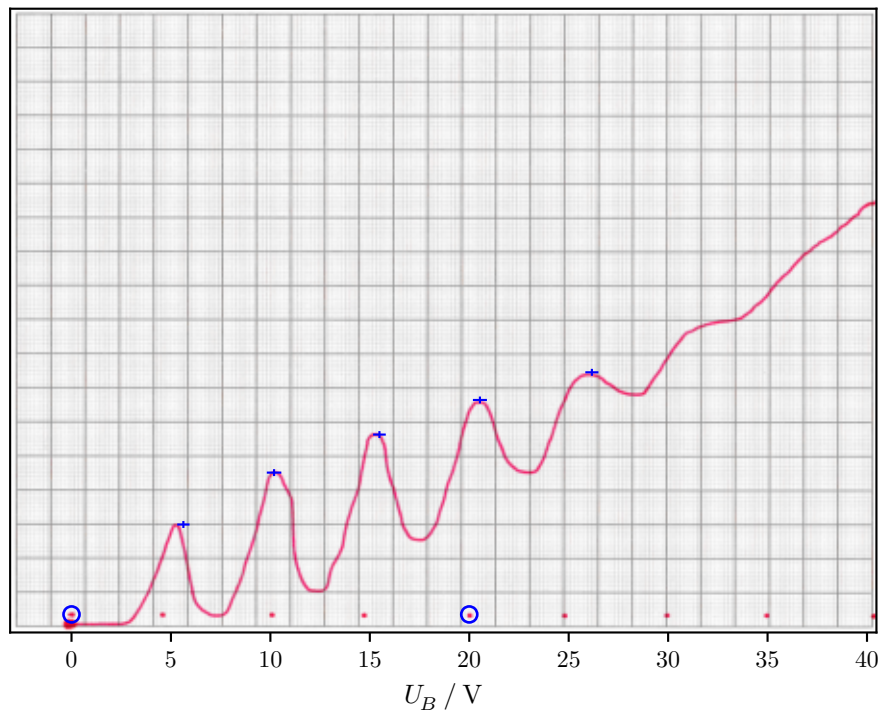
$$s = (3,273 \pm 0,039) \text{ V}$$

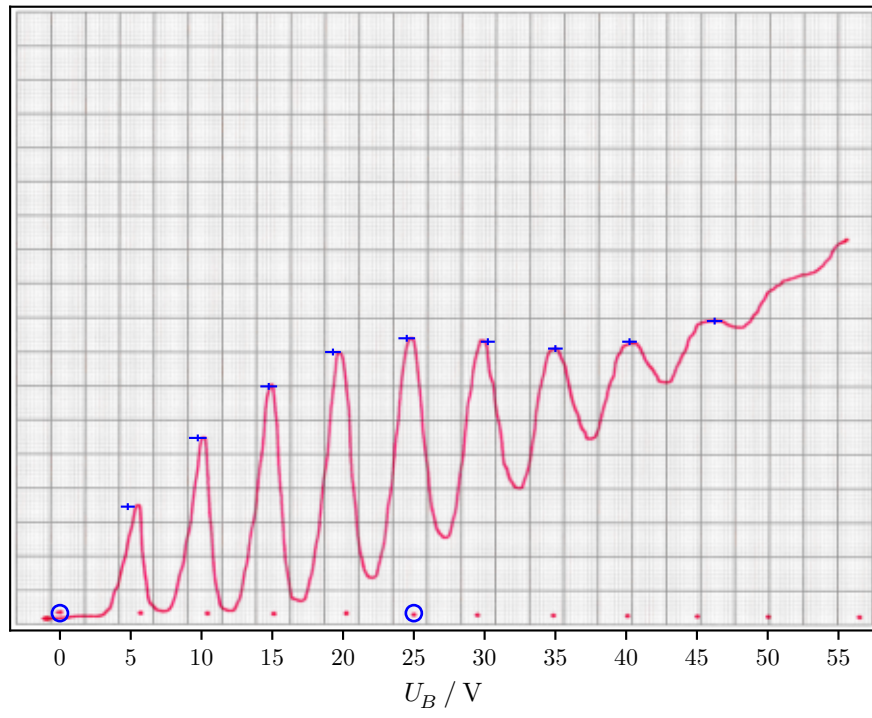
4.4 Anregungsenergie und Emission

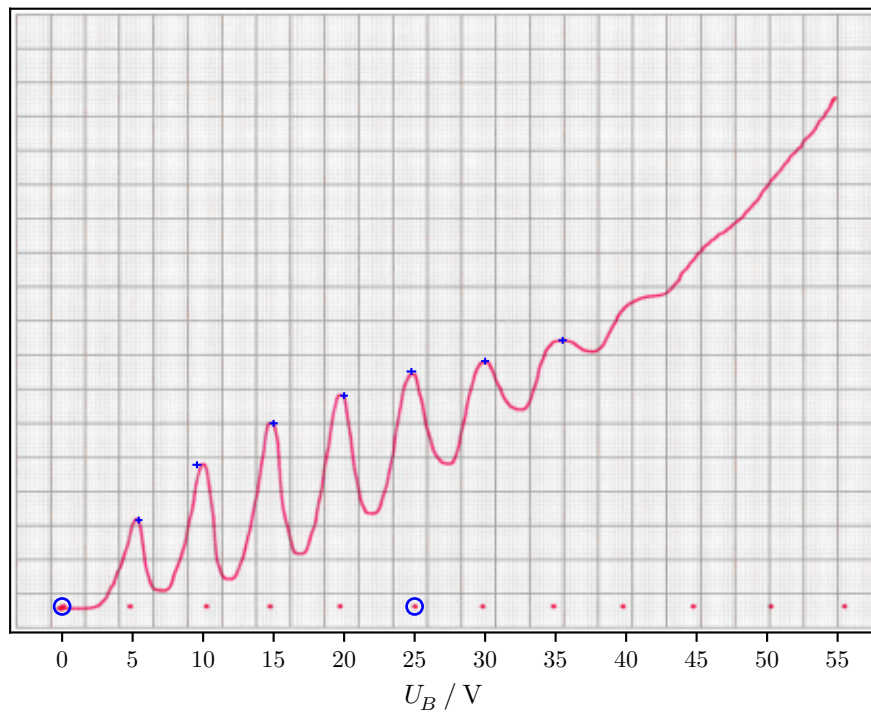












5 Diskussion

Literatur

- [1] *Anleitung zu Versuch 601, Der Franck-Hertz Versuch.* TU Dortmund, Fakultät Physik. 2023.

Anhang

Versuch: U60A

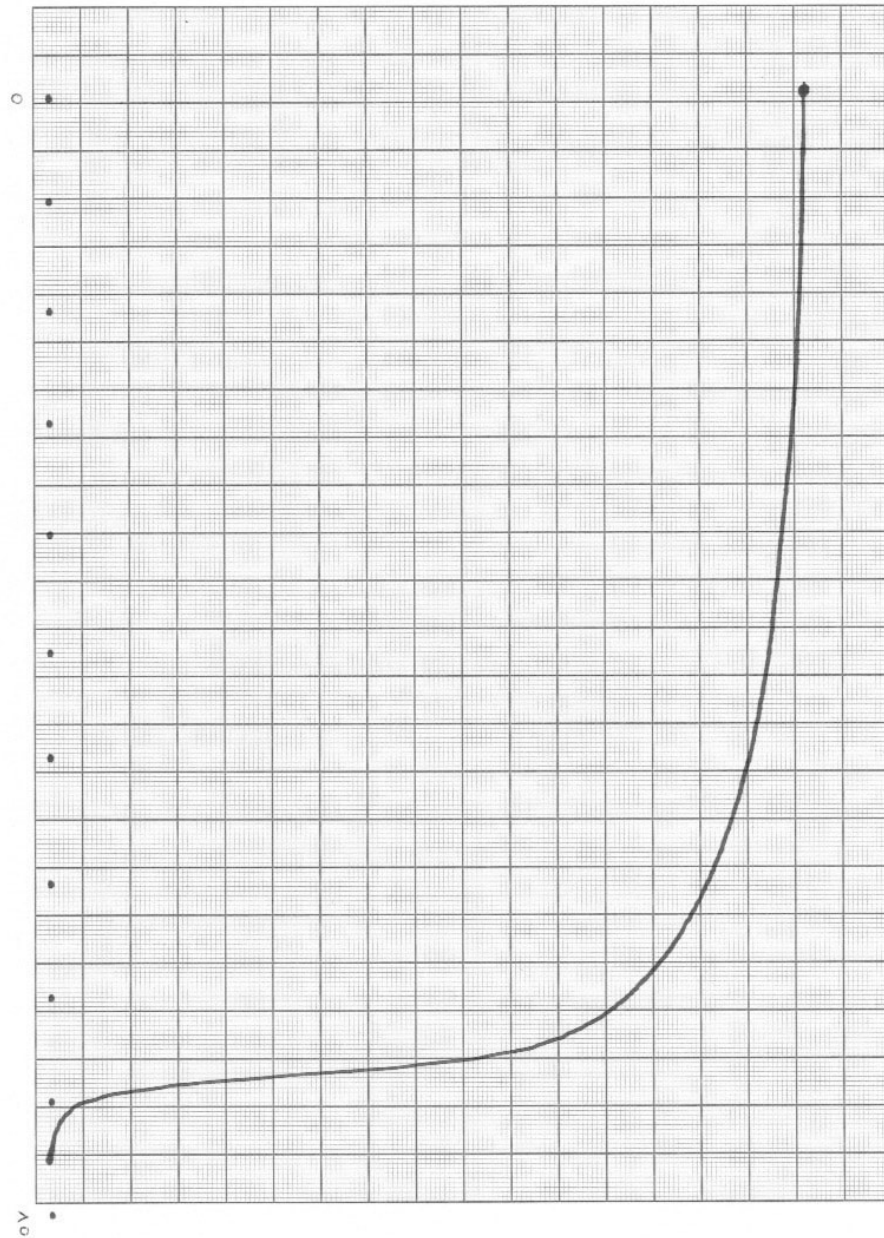
$r = 24,3$

Datum:

Gruppe:

$U_0 = 11\text{ V}$

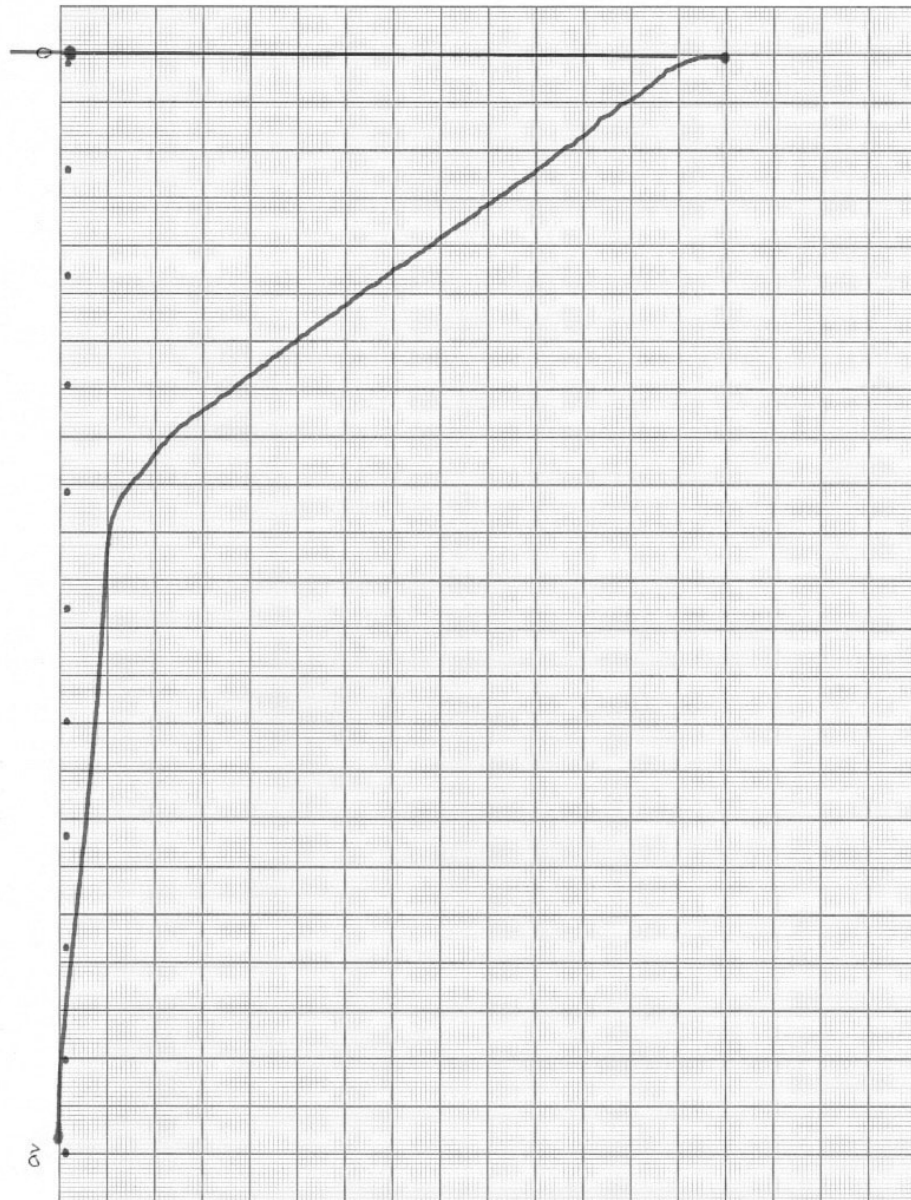
$I = 0,01\text{ mA}$



Versuch: V60.1 $T = 145 \pm 5$

Datum:

Gruppe: $U_B = 10_{\mu V}$ $I_A = 1.5 nA$



Versuch:

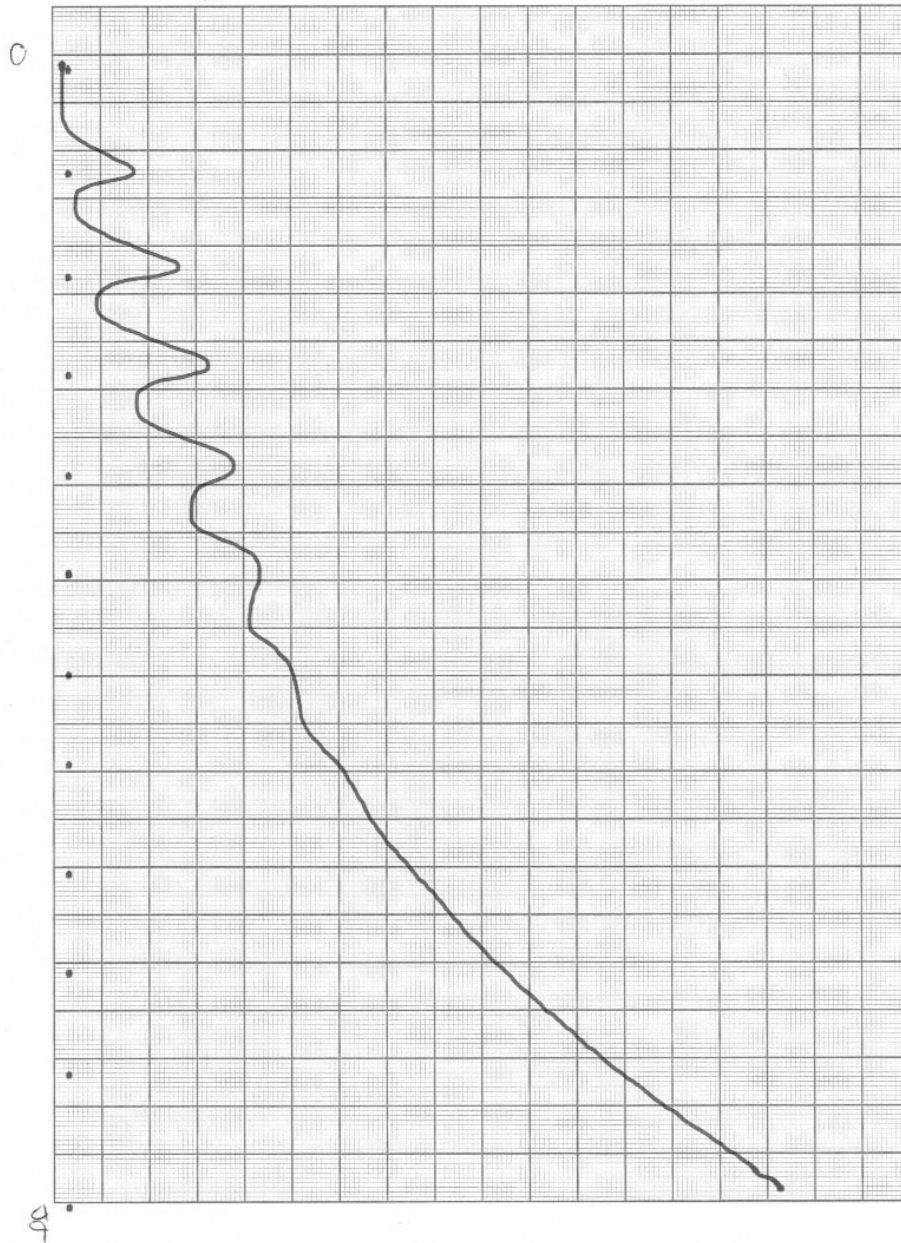
$$U = 1 \text{ V}$$

Datum:

Gruppe:

$$T = 160 \pm 5$$

$$I_r = 120 \text{ A}$$



Versuch:

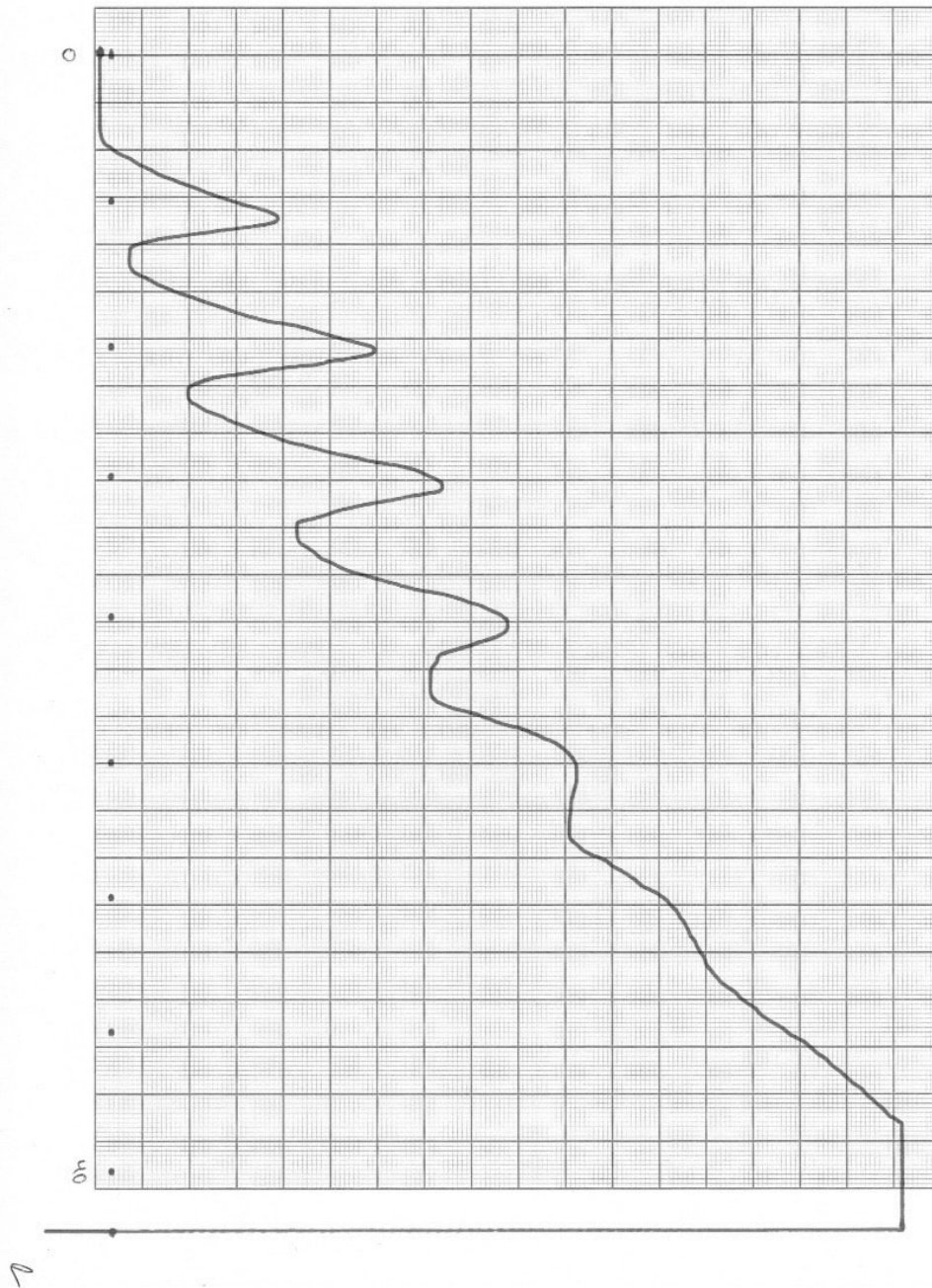
$T = 160 \pm 5$

Datum:

Gruppe:

$I_A = 1,2 \text{ nA}$

$U = 1$



Versuch:

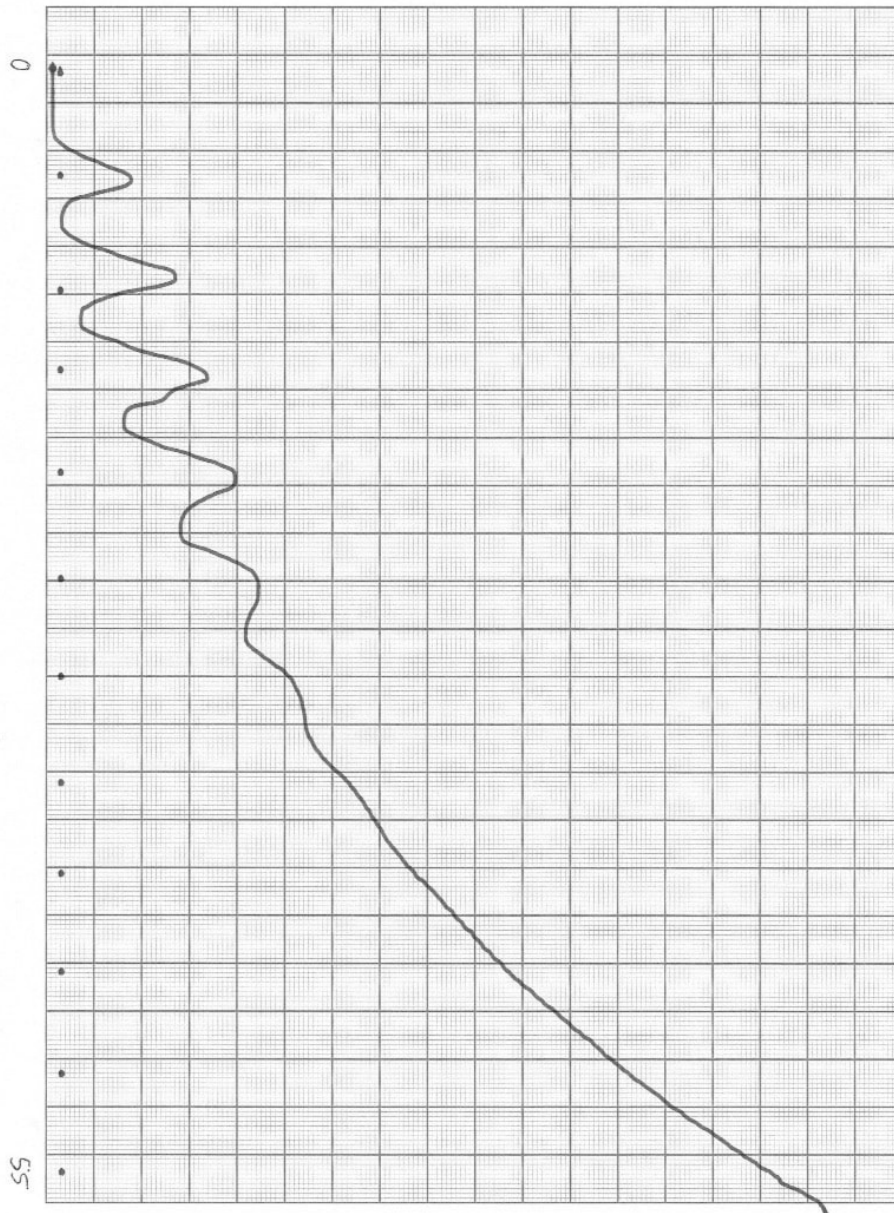
$U = 2\text{ V}$

$T = 160 \pm 5$

Datum:

Gruppe:

$I = 116\text{ nA}$



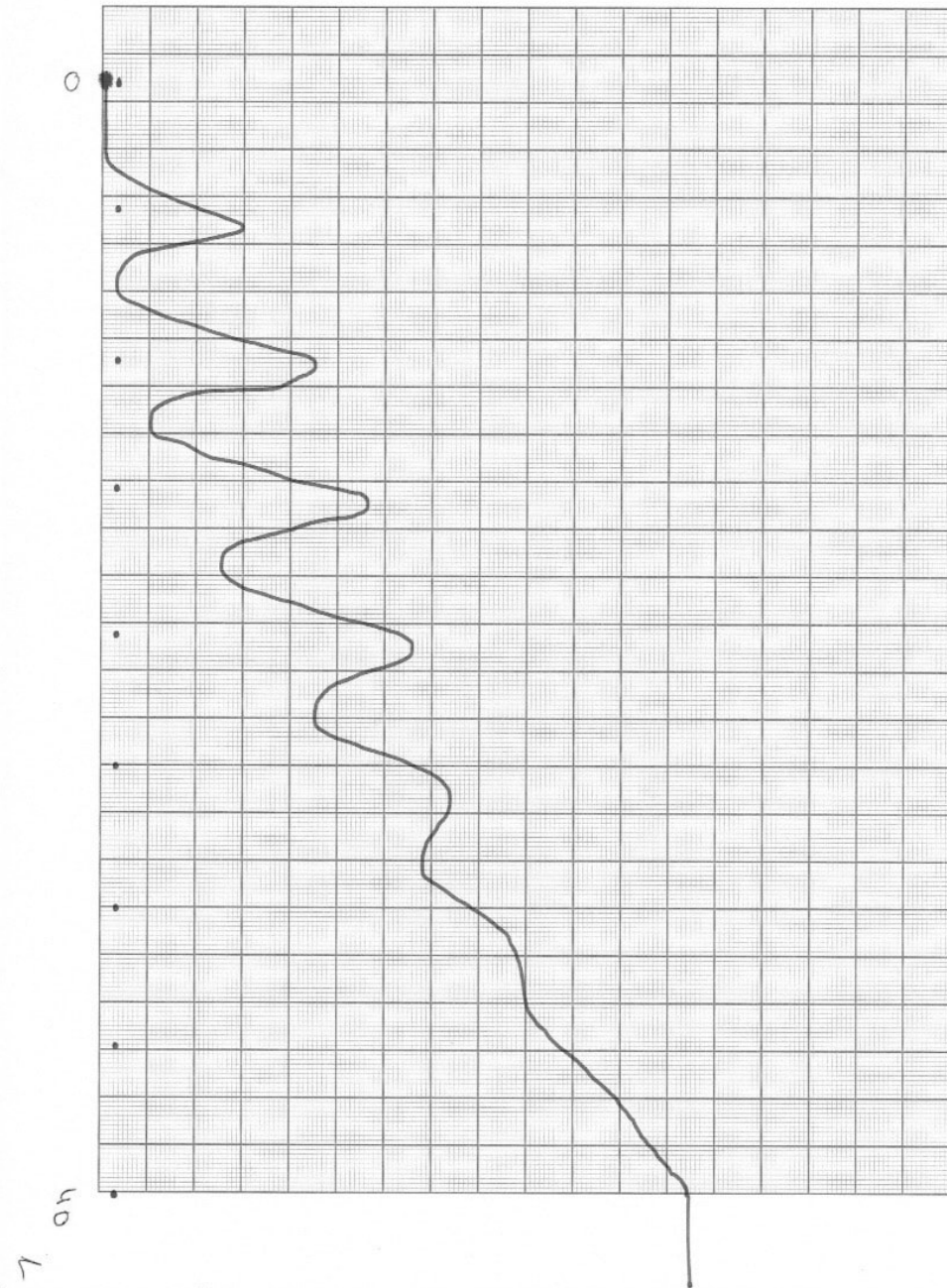
Versuch:

$$U_B = 2\text{ V}$$

Datum:

Gruppe:

$$T = 160 \pm 10$$



Versuch:

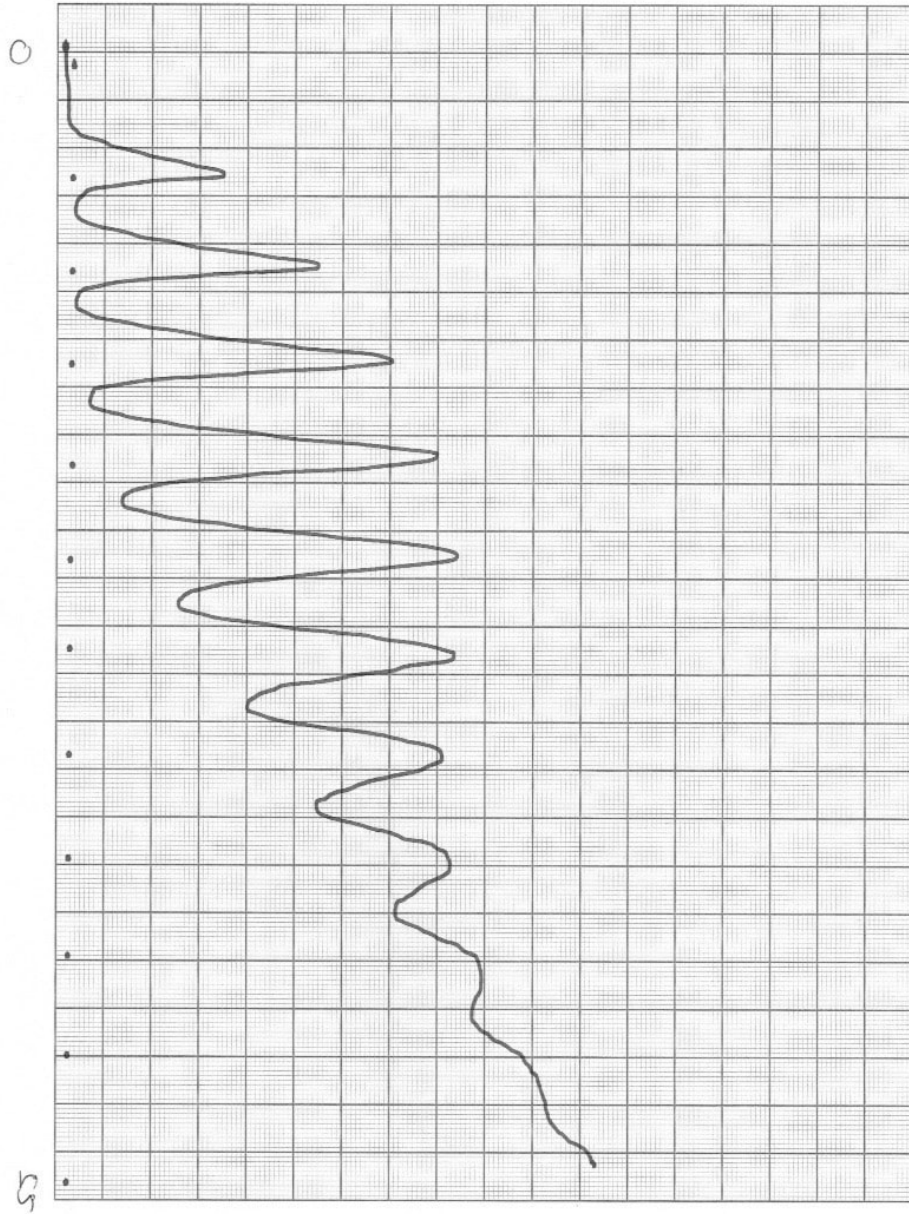
$$T = 180 \pm 5$$

Datum:

Gruppe:

$$I = 0,15 \text{ nA}$$

$$Z = U_B$$



Versuch:

$T = 180 \pm 5$ $U = 1$

Datum:

Gruppe:

I 0,4 n 1

