

# Versuch 601 - Der Franck-Hertz-Versuch

TU Dortmund, Fakultät Physik

Anfänger-Praktikum

Fabian Lehmann

fabian.lehmann@tu-dortmund.de

17. Januar 2013

## Inhaltsverzeichnis

<b>1 Theorie</b>	<b>2</b>
1.1 Grundsätzliche Funktionsweise . . . . .	2
1.2 Arbeitsweise der Messanordnung . . . . .	2
1.3 Störeffekte . . . . .	4
<b>2 Durchführung</b>	<b>4</b>
2.1 Versuchsaufbau . . . . .	4
2.2 Bestimmung der Energieverteilung der beschleunigten Elektronen . . . . .	5
2.3 Bestimmung der Franck-Hertz-Kurve . . . . .	5
2.4 Bestimmung der Ionisierungsspannung von Hg . . . . .	5
<b>3 Auswertung</b>	<b>6</b>
3.1 Dampfdruck . . . . .	6
3.2 Differentielle Energieverteilung der Elektronen . . . . .	6
3.3 Franck-Hertz-Kurve . . . . .	11
3.4 Ionisation . . . . .	11
<b>4 Diskussion</b>	<b>11</b>
4.1 Differentielle Energieverteilung . . . . .	11
4.2 Franck-Hertz-Kurve . . . . .	12
4.3 Ionisation . . . . .	12

# 1 Theorie

## 1.1 Grundsätzliche Funktionsweise

Das Ziel des Franck-Hertz-Versuches ist die Bestimmung diskreter Energiewerte der Energieüberschreitung von Hg-Dampf. Damit wird die Quantennatur der Elektronenülle, also die Bohrschen Postulate, bestätigt.

Werden Hg-Atome mit monoenergetischen Elektronen beschossen, so lässt sich aus der Wechselwirkung der Elektronen mit den Hg-Atomen auf die Energiedifferenz schließen. Bei passender, ausreichender Energie der Elektronen kommt es zu unelastischen Stößen, sodass die Hg-Atome mit der abgegebenen Energie der Elektronen angeregt werden, also aus dem Grundzustand  $E_0$  in  $E_1$  wechseln.

$$E_{e^-, \text{vor}} - E_{e^-, \text{nach}} = E_1 - E_0 \quad (1)$$

Ist die Energie der Elektronen zu gering, so kommt es zu elastischen Stößen, welche zwar aufgrund der Massenverhältnisse mit vernachlässigbarem Energieverlust verbunden sind [1], jedoch eine Richtungsänderung der Elektronen bewirken.

## 1.2 Arbeitsweise der Messanordnung

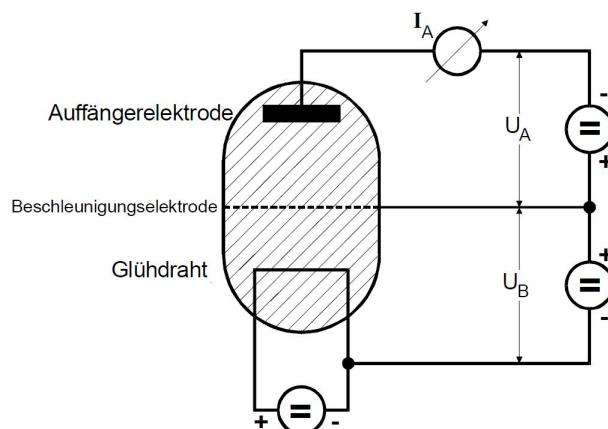


Abbildung 1: Prinzipieller Aufbau des Franck-Hertz-Versuches [1]

Der grundsätzliche Aufbau einer Messanordnung zum Franck-Hertz-Versuch ist in Abbildung 1 dargestellt. In der evakuierten Röhre befindet sich ein wenig Quecksilber, welches temperaturabhängig verdampft. An dem einen Ende der Röhre befindet sich ein Glühdraht, aus dem beim Erhitzen Elektronen austreten, in der Mitte liegt eine netzförmige Beschleunigungselektrode, welche dem Glühdraht gegenüber eine Beschleunigungsspannung aufbaut, und an dem anderen Ende befindet sich eine Auffängerelektrode, welche eine Gegenspannung gegenüber der Beschleunigungselektrode besitzt und abhängig von der eintreffenden

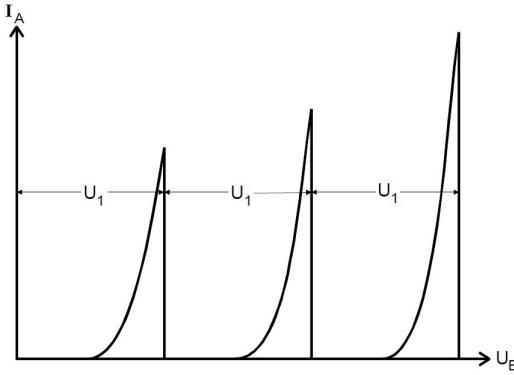


Abbildung 2: Idealisierter Kurvenverlauf eines Franck-Hertz-Versuches [1]

Anzahl von Elektronen einen Auffängerstrom registriert. Bei einem temperaturabhängigem Gleichgewichtsdampfdruck  $p_{\text{sät}}$  von Hg-Dampf werden Elektronen aus dem Glühdraht emittiert und mit einer Beschleunigungsspannung  $U_B$  zu der Beschleunigungselektrode hin beschleunigt. Schließlich werden sie nach Durchlaufen des Gegenfeldes mit der Abbremsspannung  $U_A$  an der Auffängerelektrode als Auffängerstrom  $I_A$  gemessen. Um aber überhaupt das Gegenfeld durchlaufen zu können, muss die Geschwindigkeitskomponente des Elektrons in Feldrichtung,  $v_Z$ , die Ungleichung

$$\frac{m_{e^-}}{2} v_Z^2 \geq e_0 U_A \quad (2)$$

mit  $m_{e^-}$  als die Ruhemasse des Elektrons,  $e_0$  als die Elementarladung, erfüllen [1]. Eine beispielhafte theoretische Kurve des Auffängerstroms in Abhängigkeit von  $U_B$  ist in Abbildung 2 dargestellt. Sobald die Elektronen genug Energie besitzen um die Abbremsspannung überwinden können, steigt  $I_A$  kontinuierlich an. Sobald die Elektronen jedoch genug Energie besitzen um inelastische Stöße durchzuführen, sinkt  $I_A$  stark ab, da die Elektronen fast alle Energie an die Hg-Atome abgegeben haben (vgl. Gl. (1)). Wird  $U_B$  nun weiter erhöht, wiederholt sich der Vorgang mit dem Unterschied, dass es nun zu mehreren inelastischen Stößen kommen kann. Der Abstand  $U_1$  hängt dabei über Gleichung (3) mit dem ersten Anregungspotential zusammen. Fällt das Hg-Atom nun wieder aus diesem zurück, wird Licht mit der Frequenz  $f$  nach Gleichung (4) emittiert [1].

$$U_1 = \frac{1}{e_0} (E_1 - E_0) \quad (3)$$

$$h \cdot f = E_1 - E_0, \quad h: \text{Planksches Wirkungsquantum} \quad (4)$$

Desweitern lässt sich mit dieser Versuchsanordnung bei ausreichender Abbremsspannung zum Abhalten der Elektronen von der Auffängerelektrode und zur Messung der Ionen, die Ionisierungsenergie von Hg bestimmen. Ebenfalls kann die differentielle Energieverteilung der Elektronen, welche aus dem Auffängerstrom, beziehungsweise von  $U_A$  abhängt, aufge-

zeichnet werden. Um die Anzahl der Elektronen der Energie zwischen  $E_Z$  und  $E_Z + \Delta E_Z$  zu bestimmen, wird die Differenz der jeweiligen Ströme bestimmt, wo gilt:

$$E_Z = e_0 U_A \quad (5)$$

$$E_Z + \Delta E_Z = e_0 (U_A + \Delta U_A) \quad (6)$$

### 1.3 Störeffekte

Die reale Messkurve des Versuches ist aufgrund verschiedener Störfaktoren im Vergleich zu Abbildung 2 verschoben, verbreitert und abgeflacht.

Ein Störfaktor ist das auftretende Kontaktpotential zwischen dem Glühdraht niedriger Austrittsarbeit  $\Phi_G$  und der Beschleunigungselektrode höherer Austrittsarbeit  $\Phi_B$ . Dadurch kommt es zu einer Verschiebung um das Kontaktpotential  $K$  der Kurve, da  $U_B$  von der effektiven Beschleunigungsspannung abweicht.

$$U_{B,\text{eff}} = U_B - \frac{1}{e_0} (\Phi_B - \Phi_G) \quad (7)$$

$$K := \frac{1}{e_0} (\Phi_B - \Phi_G) \quad (8)$$

Ein weiterer Störeinfluss ist das durch die Fermi-Dirac-Verteilung der Energie der Elektronen des Glühdrahtes auftretende Energieverteilung der Elektronen. Dadurch sind die Elektronen nicht monoenergetisch, sodass die Kurve abgeflacht und verbreitert wird. Ebenfalls störend sind die elastischen Stöße der Elektronen mit den Hg-Atomen im Bereich der Abremssspannung, denn dadurch ändert sich die Richtung und damit die Reichweite der Elektronen im Gegenfeld.

Störend wirkt außerdem ein nicht idealer Dampfdruck des Hg-Dampfes, welcher von der Temperatur  $T$  abhängt. Ist der Druck zu gering, kommt es nicht immer zu den erwünschten Wechselwirkungen, ist der Druck zu hoch, gibt es zu viele unerwünschte inelastische Stöße. Die mittlere freie Weglänge der Atome,  $\bar{w}$ , muss klein gegenüber dem Abstand  $a$  zwischen Kathode und der Beschleunigungselektrode sein.

$$\bar{w} = \frac{2,9 \cdot 10^{-8}}{p_{\text{sät}}} \quad (9)$$

$$p_{\text{sät}}(T) = 5,5 \cdot 10^4 \cdot \exp(-6876/T) \quad (10)$$

## 2 Durchführung

### 2.1 Versuchsaufbau

Der Versuch wird wie in Abbildung 3 aufgebaut, sodass die Aufnahmen für die folgenden Versuchsteile aufgezeichnet werden können. An die oben beschriebenen Röhre (1.2) werden Beschleunigungsspannung und Abremsspannung mit zwei steuerbaren Gleichspannungsquellen angelegt und der Auffängerstrom wird über ein Picoampermeter mit dem Y-Eingang

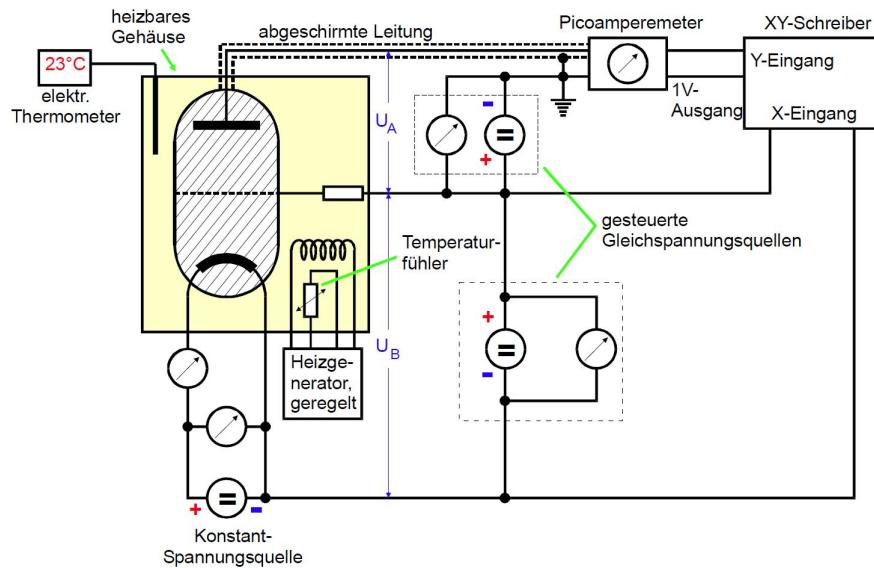


Abbildung 3: Versuchsschaltung [1]

des XY-Schreibers verbunden. An den X-Eingang wird je nach Versuch entweder die Beschleunigungsspannung oder die Abremsspannung angelegt. Des Weiteren befindet sich ein Thermometer in dem heizbaren Gehäuse der Röhre, welches über einen regelbaren Heizgenerator beheizt wird.

## 2.2 Bestimmung der Energieverteilung der beschleunigten Elektronen

Nachdem der X-Y-Schreiber auf das aufzuzeichnende Intervall kalibriert ist, wird bei konstanter Beschleunigungsspannung und bei Zimmertemperatur, beziehungsweise bei erhöhter Temperatur jeweils der Auffängerstrom in Abhängigkeit der Abremsspannung aufgezeichnet.

## 2.3 Bestimmung der Franck-Hertz-Kurve

Nachdem der X-Y-Schreiber auf das aufzuzeichnende Intervall kalibriert ist, wird bei passender Temperatur und konstanter Abremsspannung der Auffängerstrom in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung aufgezeichnet, sodass deutlich genug Maxima zu erkennen sind.

## 2.4 Bestimmung der Ionisierungsspannung von Hg

Nachdem der X-Y-Schreiber auf das aufzuzeichnende Intervall kalibriert ist, wird bei hoher Abremsspannung und erhöhter Temperatur der Auffängerstrom in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung aufgezeichnet.

### 3 Auswertung

#### 3.1 Dampfdruck

Aus Gleichung (10) und (9) lässt sich zur jeweiligen Temperatur der Dampfdruck  $p_{\text{sät}}$  und die mittlere freie Weglänge  $\bar{w}$  bestimmen (Tab. 3.1). Der Abstand zwischen Kathode und Beschleunigungselektrode beträgt bei der Apparatur etwa  $a=1\text{cm}$  [1].

$a / \bar{w}$	$\bar{w} / \text{m}$	$p_{\text{sät}} / \text{bar}$	T / K
2	$5,95 \cdot 10^{-3}$	$4,87 \cdot 10^{-6}$	297,1
305	$3,28 \cdot 10^{-5}$	$8,85 \cdot 10^{-4}$	383,2
1481	$6,75 \cdot 10^{-6}$	$4,30 \cdot 10^{-3}$	420,2
6060	$1,65 \cdot 10^{-6}$	$1,75 \cdot 10^{-2}$	459,7

Tabelle 3.1: Mittlere Weglänge und Dampfdruck in Abhängigkeit der Temperatur

#### 3.2 Differentielle Energieverteilung der Elektronen

Mit dem XY-Schreiber wurde der Auffängerstrom  $I_A$  in Abhängigkeit von der Bremsspannung  $U_A$  bei zwei verschiedenen Temperaturen ( $T_1 = 23,9^\circ\text{C}$ ,  $T_2 = 147^\circ\text{C}$ ) aufgenommen. Die Beschleunigerspannung  $U_B$  wurde auf 10 V eingestellt. Der maximal erreichte Auffängerstrom betrug  $I_1 = 14,5 \text{ nA}$  und  $I_2 = 1,15 \text{ nA}$ . Aus den aufgezeichneten Messkurven lassen sich die Werte in Tabelle 3.2 und Tabelle 3.3) ablesen. Dabei wurde  $\Delta U_{A,1} = 0,5 \text{ V}$  und  $\Delta U_{A,2} = 0,25 \text{ V}$  gewählt. Da  $U_A$  nicht linear anwächst, wird jeweils für die Bereiche, welche von Spannungsmesswerten begrenzt sind, eine eigene lineare Normierung der Größe der 1 cm-Quadratkästchen des Millimeterpapiers bestimmt (Tab. 3.4). Dabei wird mit  $U_{A,\text{links}}$ ,  $U_{A,\text{rechts}}$  der linke, beziehungsweise rechte Rand des Abstandes  $a$  zwischen den Spannungsmesswerten bezeichnet, woraus sich dann das Verhältnis von Kästchengröße zu Spannungsdifferenz,  $b = \Delta U_A / 1 \text{ cm}$ , ergibt. Für die Stromstärke sind nur zwei Werte aufgezeichnet worden, weshalb eine hier eine lineare Normierung angenommen wird. Für  $T_2$  ist der Graph um 1 mm nach oben verschoben, erkennbar an der Asymptotik für große  $U_A$ , was ebenfalls in die Normierung mit einfließt.

$$\text{Abstand von } I_0 \text{ bis } I_1 : a_{I,1} = 15,2 \text{ cm} \quad (11)$$

$$\Rightarrow b_{I,1} = \Delta I_{A,1} / a_{I,1} = 0,95 \frac{\text{nA}}{\text{cm}} \quad (12)$$

$$\text{Abstand von } I_0 \text{ bis } I_2 : a_{I,2} = 13,9 \text{ cm} \quad (13)$$

$$\Rightarrow b_{I,2} = \Delta I_{A,2} / a_{I,2} = 0,083 \frac{\text{nA}}{\text{cm}} \quad (14)$$

Wird nun  $I_A(U_A) - I_A(U_A + \Delta U_A)$  gegen  $U_A$  aus Tabelle 3.2, beziehungsweise Tabelle 3.3, aufgetragen (Abb. 4, 5), so entspricht dies, basierend auf Gleichung (6), der differentiellen Energieverteilung der Elektronen bei der jeweiligen Temperatur und es lässt sich für  $T_1$  ein Maximum bei  $U_{\text{eff}} = 9 \text{ V}$  ablesen. Daraus lässt sich das Kontaktpotential bestimmen,

$U_A / V$	$I_A / nA$
0,0	14,50
0,5	14,35
1,0	14,30
1,5	15,30
2,0	14,25
2,5	14,20
3,0	14,16
3,5	14,12
4,0	14,01
4,5	13,92
5,0	13,82
5,5	13,73
6,0	13,59
6,5	13,35
7,0	13,06
7,5	12,78
8,0	12,35
8,5	11,64
9,0	10,59
9,5	5,32
10,0	0,14

**Tabelle 3.2:** Wertepaare der integralen Energieverteilung ( $T = 23,9^\circ C$ )

$$K = U_B - U_{eff} = 10 \text{ V} - 9 \text{ V} = 1 \text{ V}.$$

Abbildung 4 und Abbildung 5 sind mit PyLab basierend auf Python mit Hilfe der Matplotlib erstellt worden.

$U_A / V$	$I_A / nA$
0,00	1,15
0,25	1,05
0,50	1,00
0,75	0,96
1,00	0,89
1,25	0,84
1,50	0,78
1,75	0,71
2,00	0,65
2,25	0,59
2,50	0,57
2,75	0,46
3,00	0,39
3,25	0,33
3,50	0,26
3,75	0,21
4,00	0,15
4,25	0,10
4,50	0,07
4,75	0,04
5,00	0,02

**Tabelle 3.3:** Wertepaare der integralen Energieverteilung ( $T = 147^\circ C$ )

$U_{A,\text{links}} / V$	$U_{A,\text{rechts}} / V$	$a_1 / \text{cm}$	$a_2 / \text{cm}$	$b_1 / (\text{V/cm})$	$b_2 / (\text{V/cm})$
0	2	4,25	5,70	0,471	0,351
2	4	4,15	5,90	0,482	0,339
4	6	4,45	5,90	0,449	0,339
6	8	4,50	6,05	0,444	0,331
8	10	4,7	-	0,426	-

**Tabelle 3.4:** Normierung der Messwertaufzeichnung

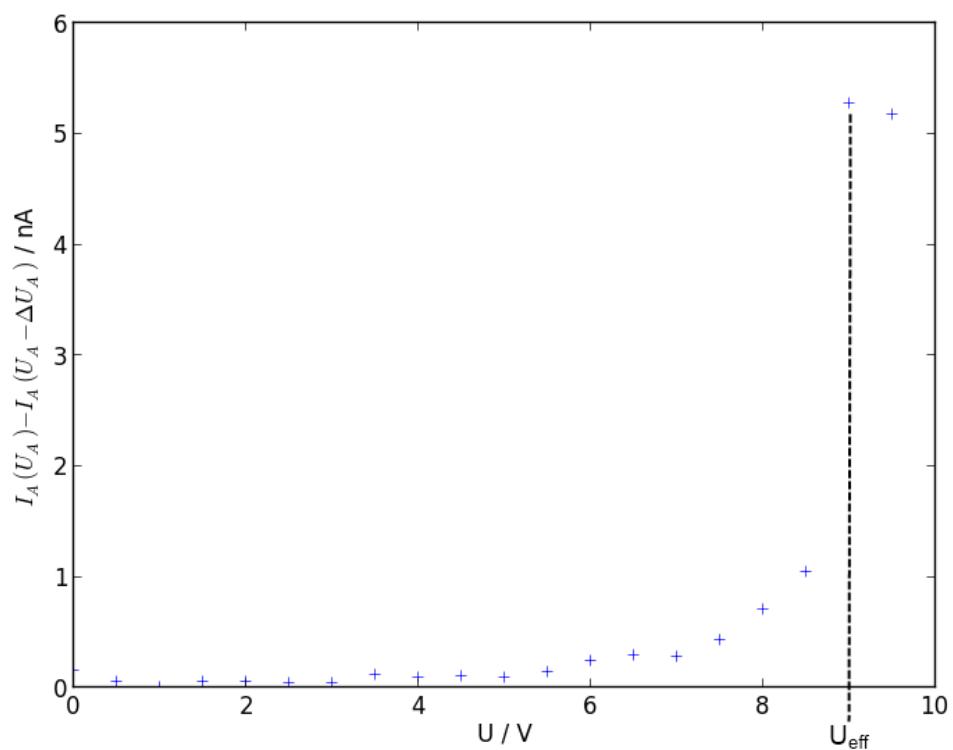


Abbildung 4: Energieverteilung der Elektronen bei  $T_1$

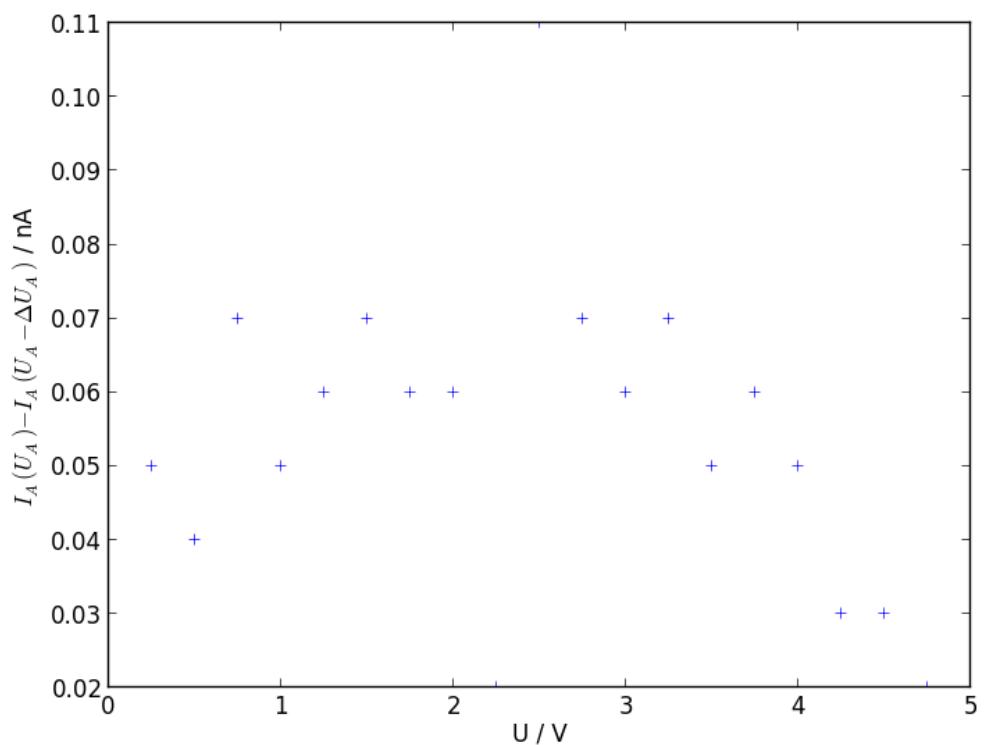


Abbildung 5: Energieverteilung der Elektronen bei  $T_2$

### 3.3 Franck-Hertz-Kurve

Aus der aufgezeichneten Franck-Hertz-Kurve mit  $U_A = 1 \text{ V}$  bei  $T = 186,5^\circ \text{ C}$  (Anhang) lässt sich die Lage der  $n$  Auffängerstrommaxima ablesen (Tabelle 3.5). Dabei verhält sich die Skalierung der Spannungsachse bis 40 linear, so dass das Verhältnis von Millimeterpapierkalierung  $s$  zur Spannung  $U_B$  wie folgt normiert werden kann:

$$c = \frac{\Delta U_B}{\Delta s} = \frac{40 \text{ V}}{16,7 \text{ cm}} = 2,40 \frac{\text{V}}{\text{cm}} \cdot \Delta U_B = U_{B,n} - U_{B,n-1} \quad (15)$$

Aus Gleichung (3) kann dann die erste Anregungsenergie des Hg-Atoms berechnet werden (Tab. 3.5).

n	$U_{B,Imax} / \text{V}$	$E_1 - E_0 / \text{eV}$
1	6,3	-
2	11,1	4,8
3	15,7	4,6
4	20,4	4,7
5	25,3	4,9
6	30,1	4,7
7	35,2	5,1
8	40,2	5,0
9	45,5	5,3
Mittelwert		$4,89 \pm 0,08$

**Tabelle 3.5:** Maxima der Franck-Hertz-Kurve

Aus dem errechneten Mittelwert der ersten Anregungsenergie wird die beim Übergang in den Grundzustand emittierte Wellenlänge  $\lambda$  berechnet (Gl. (16) bzw. Gl. (4)).

$$\lambda = c \frac{h}{E_1 - E_0} = (254 \pm 4) \text{ nm}, c: \text{Lichtgeschwindigkeit} \quad (16)$$

### 3.4 Ionisation

Zum Ermitteln der Ionisationsspannung  $U_i$  wird aus der Kurve mit konstanter Abbremsspannung von  $U_A = -30 \text{ V}$  bei einer Temperatur von  $T = 110^\circ \text{ C}$  (Anhang) der Wert  $U_i + K = 12 \text{ V}$  extrapoliert. Mit dem in 3.2 bestimmten Wert für  $K$  lässt sich  $U_i = 11 \text{ V}$  bestimmen.

## 4 Diskussion

### 4.1 Differentielle Energieverteilung

Die Abbildung 4 zeigt trotz der verhältnismäßig wenigen Messwertpaaren um das Maximum herum gut erkennbar die Energieverteilung der Elektronen und auch  $K = 1 \text{ V}$  lässt

mit einer gewissen Toleranz bestimmen. Das diese Kurve sich im Gegensatz zu Abbildung 5 dafür eignet, liegt an dem Verhältnis  $a / \bar{w}$ , welches bei Raumtemperatur weit von dem in diesem Teil des Versuches störenden Bereiches der Stoßwahrscheinlichkeit entfernt ist, während es mit 1481 bei  $T = 147^\circ \text{ C}$  im diesem Bereich von 1000 bis 4000 liegt. Der grundsätzliche Kurvenverlauf beschreibt die Änderung der Elektronenmenge, welche die Auffängerelektrode erreicht. Bei der relativ niedrigen Temperatur kommt es aufgrund des erwähnten Weglängenverhältnisses kaum zu Stößen, sodass die Elektronen bei niedriger Gegenspannung fast alle die Auffängerelektrode erreichen. Steigt die Gegenspannung nun weiter an, so wird bei betragsmäßig gleicher Beschleunigungsspannung das Maximum der differentiellen Energieverteilung erwartet. Bezieht man das Kontaktpotential mit ein, so muss das Maximum schon früher erreicht werden. Auch dannach gibt es weiter weniger Elektronen, die die Auffängerelektrode erreichen, aber die Menge ändert sich nicht mehr so stark, die Kurve flacht ab. Die Abbildung 5 lässt keinen solchen Verlauf mehr erkennen, es kommt zu inelastischen Stößen, die Elektronenergieverteilung verbreitert sich, es lässt sich kein Kontaktpotential mehr ablesen. Außerdem fällt auf, dass kaum noch ein Auffängerstrom registriert wird, was an der geringen Menge der Elektronen liegt, welche die Auffängerelektrode erreichen. Dem zugrunde liegt, dass zum einen die Temperatur groß genug ist, sodass es genug Quecksilberatome zum Anregen gibt, und zum anderen, dass die Elektronen genügend Energie besitzen um diese Atome anzuregen.

Insgesamt ließe sich die Genauigkeit noch steigern, wenn man  $\Delta U$  kleiner wählte und so einen noch genaueren Kurvenverlauf erhielte. Da aber viele weitere Ungenauigkeiten, wie die ständige Änderung der Temperatur in einem sich aufheizenden Raum oder die Ungenauigkeit des X-Y-Schreibers durch Liniendicke, Stiftrucklern oder ein bewegungssensitives Kabel, die Experimentellen Ergebnisse deutlich beeinflussten, wären kaum genauere Werte zu erwarten gewesen.

## 4.2 Franck-Hertz-Kurve

Die Maxima der Kurve ließen sich bei der gewählten Temperatur gut ablesen, auch wenn die Ausprägung mit größerem  $n$  deutlich abnahm. Die erste Anregungsenergie mit  $(4,89 \pm 0,08)$  eV passt gut zu dem Literaturwert von 4,9 eV für das Hg-Atom [3]. Die bei diesem Vorgang emittierte Wellenlänge beträgt  $(254 \pm 4)$  nm und befindet sich damit im Bereich der ultravioletten Strahlung.

Die elastischen Stöße spielen hier nur eine untergeordnete Rolle, da der Energieverlust verhältnismäßig gering ist. Bei den Fehlergrößenordnungen der darauf aufbauenden Größen kann dieser Energieverlust vernachlässigt werden.

## 4.3 Ionisation

Der Wert  $U_i = 11 \text{ V}$ , was einer Ionisationsenergie von 11 eV entspricht, stellt gegenüber dem Literaturwert von 10,43750 eV [2] nur eine grobe Näherung dar, er beruht auf dem nur grob bestimmten  $K$  und einem extrapolierten Wert aus einer ungenau aufgenommenen Kurve. Auch wenn noch keine Asymptotik gegen eine Senkrechte zu erkennen ist, lässt dennoch der Verlauf gut erkennen, wann die Ionisationsprozesse einsetzen.

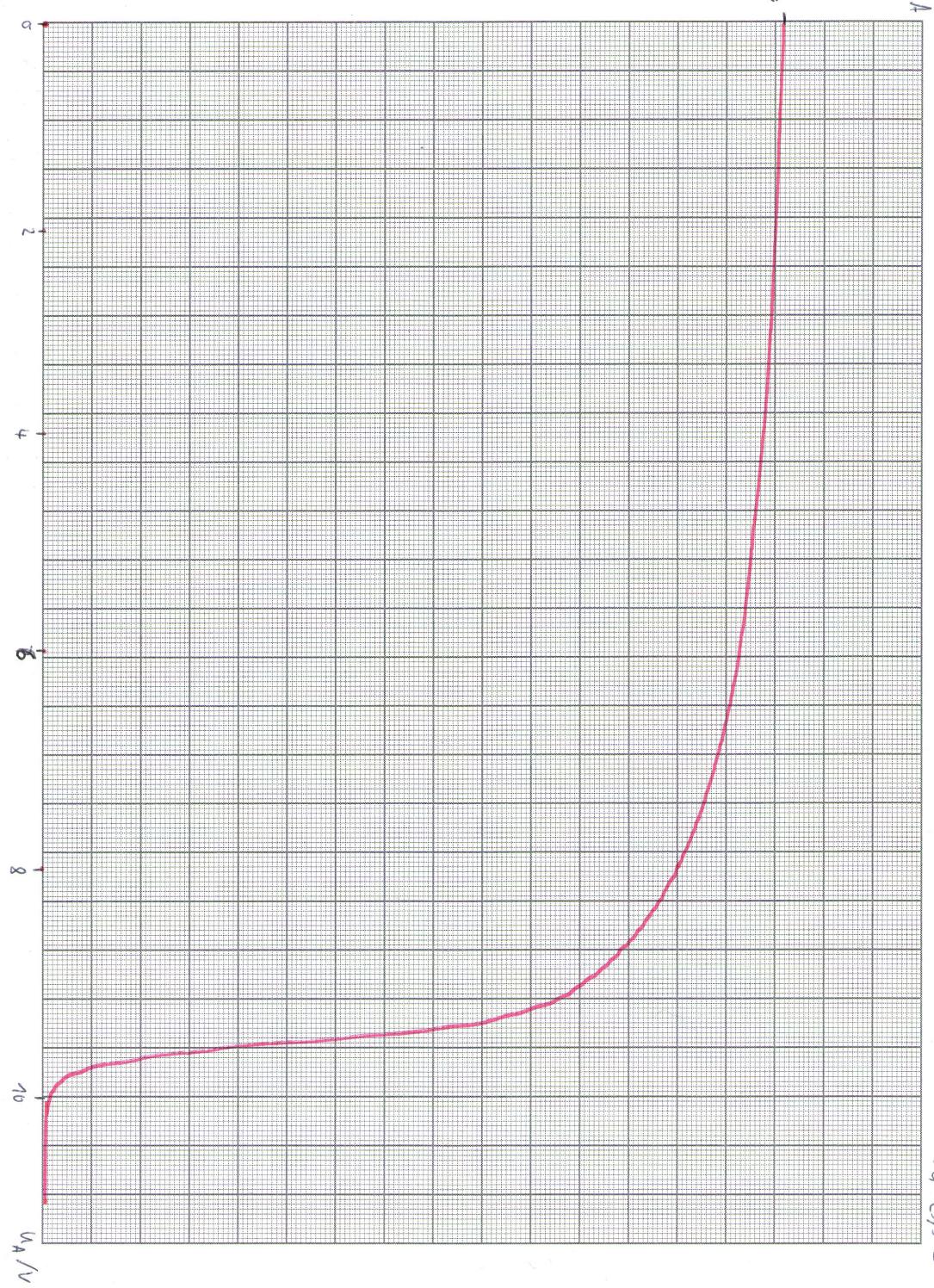
## Literatur

- [1] *Versuch Nr. 601 - Der Franck-Hertz-Versuch.* [http://129.217.224.2/HOME PAGE/Anleitung\\_AP.html](http://129.217.224.2/HOME PAGE/Anleitung_AP.html) (13.01.2013).
- [2] Ralchenko Yu. Reader J. und NIST ASD Team Kramida, A. *NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.0)*. <http://physics.nist.gov/asd> (2013, 9. Februar), National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.
- [3] Dr. Rolf Winter. *Das große Tafelwerk*. Cornelsen, 2009.

Versuch:

Datum:

Gruppe:



Versuch:

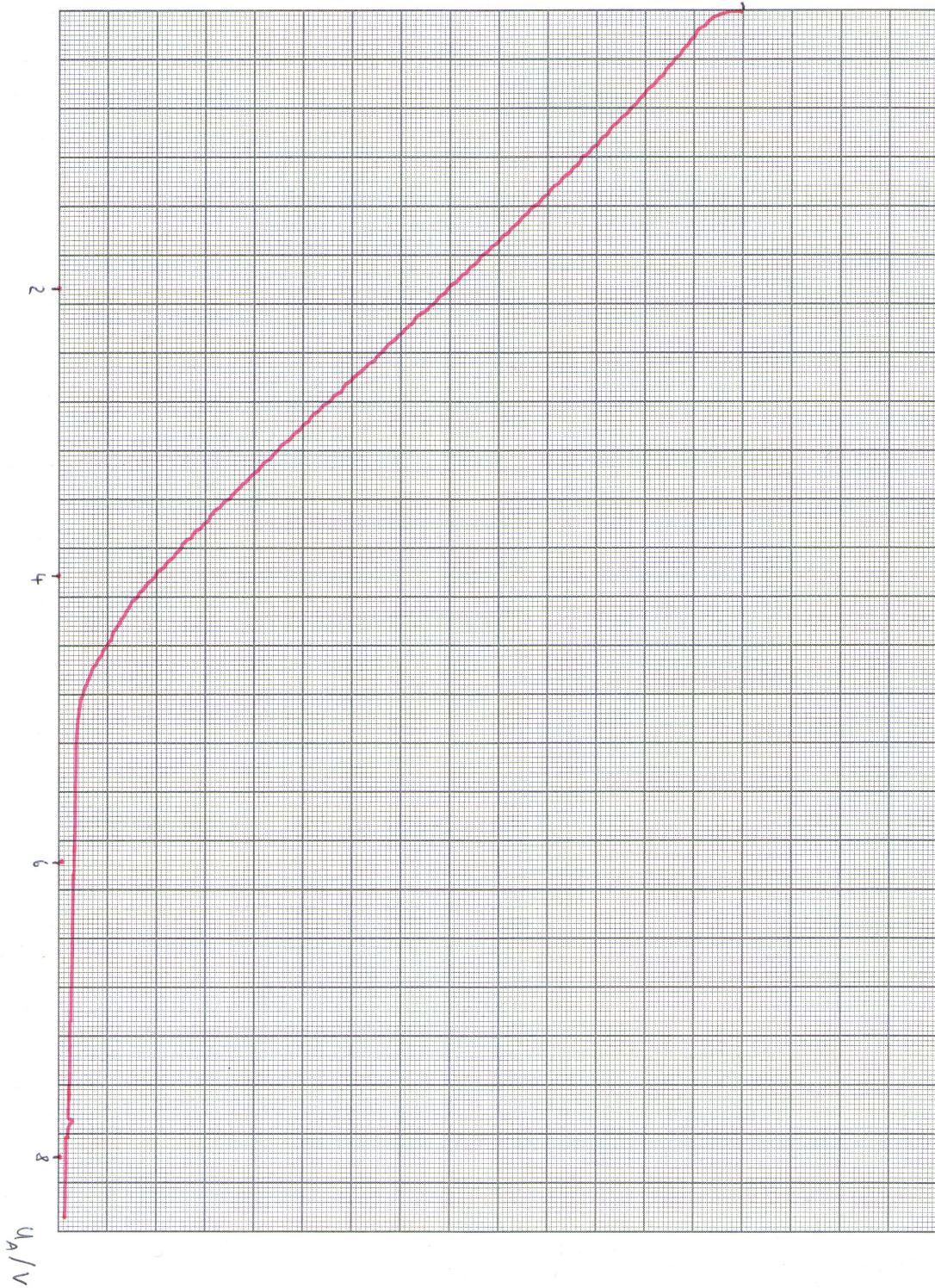
Datum:

Gruppe:

1,95mA

A/mA

62 1470



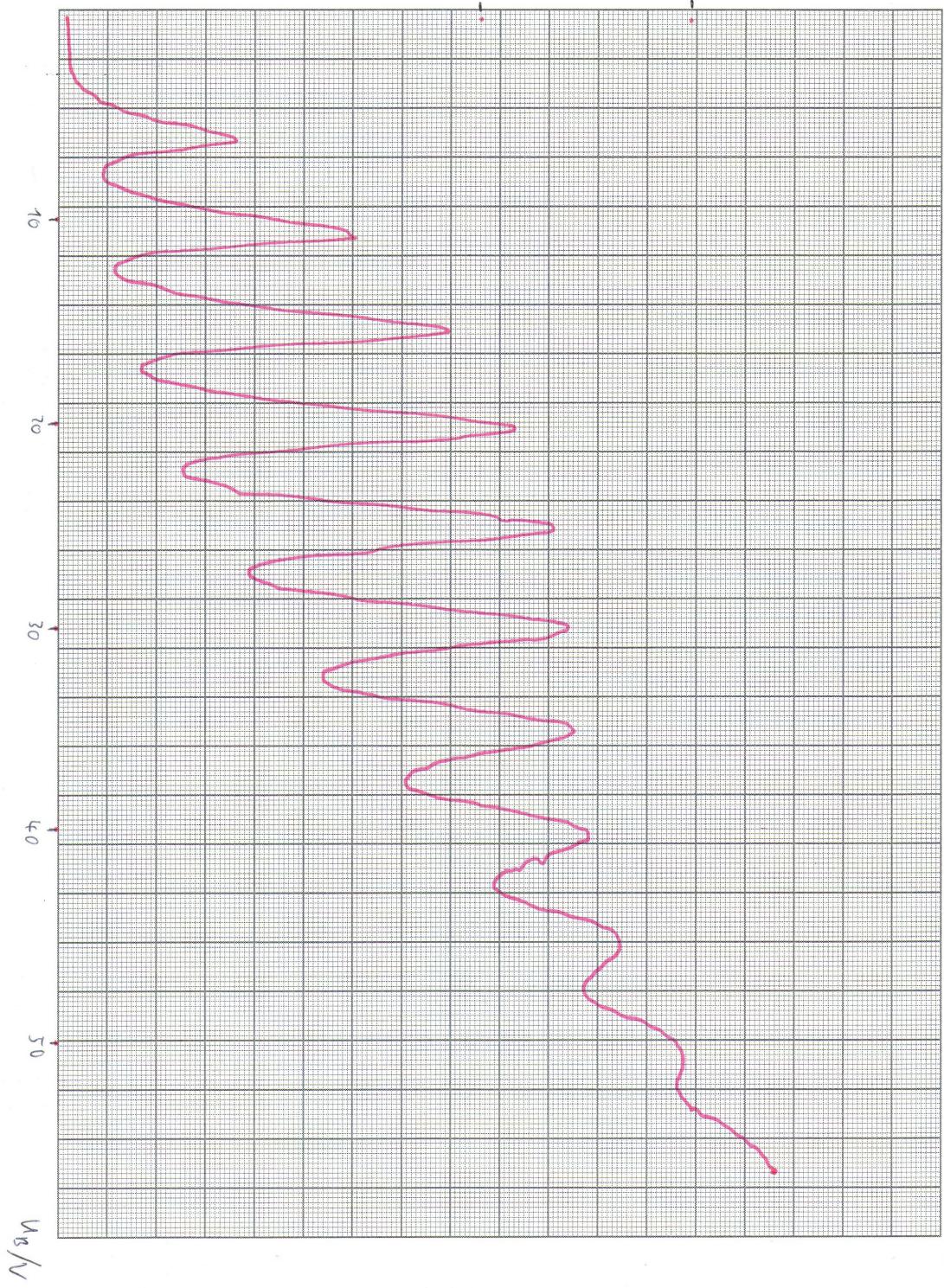
Versuch:

Datum:

I<sub>A</sub>/mA

Gruppe:

0,15



6.6.1965

Versuch:

Datum:

Gruppe:

