

Experimentalphysik III

Leo Knapp, Marius Pfeiffer, Juan Provencio

Tutor: Tobias Hammel

1. Gitterspektrometer

Petition, hier einfach das Protokoll von Versuch 33 des PAP1 einzufügen.

Unterschriften bis jetzt:

- 1) Marius Pfeiffer
- 2) Juan Provencio
- 3) Leo Knapp
- 4) Tobias Hammel

:D

passt so:) 3/3

Mehrheit erzielt, dem Antrag wird stattgegeben.

Versuch 33: Prismenspektrometer

Name: Marius Pfeiffer
E-Mail: marius.pfeiffer@stud.uni-heidelberg.de

Matrikel-Nr.: 4188573

Betreuer*in: Markel Fix

27.09.2021

1 Einleitung

In Versuch 33 wird anhand des Spektrums einer Hg-Lampe die Winkeldispersionskurve eines Prismas bestimmt. Anhand dieser Kurve werden im weiteren Verlauf die Wellenlängen weiterer Lichtspektren ermittelt werden.

1.1 Aufgaben

- Bestimmung der Winkeldispersionskurve $\delta(\lambda)$ des verwendeten Prismas durch Untersuchung des Spektrums einer Hg-Lampe
- Bestimmung des Wellenlängen des He-Spektrums anhand der erstellten Eichkurve
- Bestimmung der Wellenlängen der sichtbaren Linien des Wasserstoffspektrums und Berechnung der Rydberg-Konstante mit der Balmer-Formel

1.2 Physikalischer Hintergrund

Trifft eine Lichtbündel auf ein Prisma mit Brechungsindex $n \neq 1 = n_{Luft}$, wird der Strahlengang gebrochen.

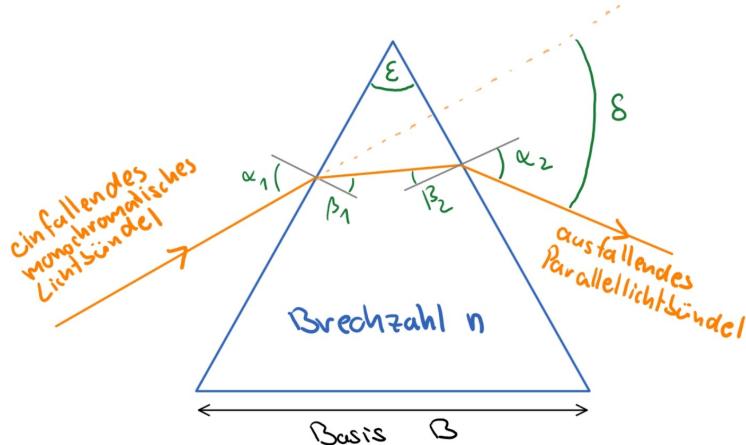


Abbildung 1: Strahlengang im Prisma

Der Ablenkungswinkel δ des Lichtbündels durch das Prisma lässt sich mit der Formel

$$\delta = \alpha_1 - \epsilon + \arcsin \left(\sqrt{n^2 - \sin(\alpha_1)} \sin(\epsilon) - \sin(\alpha_1) \cos(\epsilon) \right), \quad (1)$$

abgeleitet aus dem Brechungsgesetz, bestimmen. Hierbei steht α_1 für den Winkel zwischen dem eingehenden Lichtstrahl und der Oberflächennormalen, ϵ für den Winkel zwischen der Ein- und Austrittsfäche des Prismas selbst. Halbiert der Eintrittswinkel α_1 ϵ genau,

so nimmt der resultierende Ablenkungswinkel δ ein Minimum an. Dann gilt, neben der Gleichheit von Ein- und Austrittswinkel α_1 und α_2 auch die Beziehung

$$\alpha_{\min} = \alpha_1 = \alpha_2 = \frac{\delta_{\min} + \epsilon}{2}, \quad (2)$$

sowie die sogenannte Frauenhofersche Formel

$$n = \frac{\sin\left(\frac{\delta_{\min} + \epsilon}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\epsilon}{2}\right)} \quad (3)$$

mit welcher der Brechungsindex n des Prismas bestimmt werden kann.

Da der Brechungsindex unter anderem von der Wellenlänge λ des eintreffenden Lichts abhängt, wird bei der Bestrahlung mit polychromatischem, also beispielsweise weißem, Licht ein besonderer Effekt erzielt. Hierbei werden die einzelnen monochromatischen Lichtbündel, aus denen das eintreffende Lichtbündel zusammengesetzt ist in unterschiedlichen Winkeln abgelenkt und sind somit als einzelne sogenannte Spektrallinien unterschiedlicher Farben durch das Prisma zu erkennen. Dieses Phänomen nennt sich spektrale Zerlegung und ist Hauptbestandteil dieses Versuches.

Aufbau des Prismenspektrometers

Das Prismenspektrometer besteht grundsätzlich aus drei Teilen: einem Kollimator, dem Prisma selbst und einem Fernrohr. Der Kollimator, bestehend aus einem Spalt und einer Linse richtet die von der Lichtquelle eingehenden Lichtbündel aus, sodass diese geradlinig auf das Prisma einfallen. Nach dem Gang durch das Prisma können die resultierenden Lichtbündel durch Fernrohr begutachtet werden. Dieses besteht aus einer Objektivlinse, durch die die eingehenden Lichtbündel auf einen Zwischenschirm abgebildet werden, auf dem auch ein Fadenkreuz aufgezeichnet ist. Durch die darauf folgende Okularlinse kann dieses Bild dann betrachtet werden. Das Fernrohr ist also ähnlich aufgebaut wie ein Mikroskop. Folgende Abbildung zeigt qualitativ den Strahlengang im Prismenspektrometer.

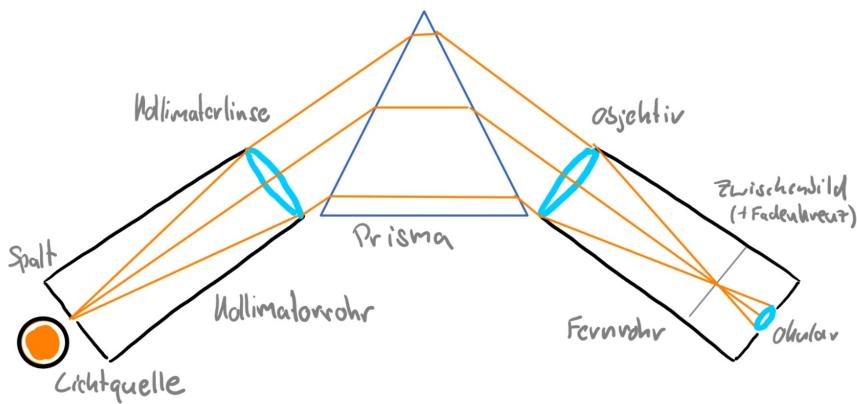


Abbildung 2: Strahlengang im Prismenspektrometer

Balmer-Serie

Im Rahmen einer Zusatzaufgabe werden in diesem Versuch auch die Spektrallinien einer Wasserstofflampe untersucht. Geht in einem Wasserstoffatom ein Elektron von einem höheren zu einem niedrigeren Energienivau über, werden in diesem Prozess elektromagnetische Wellen, welche teilweise als sichtbares Licht zu beobachten sind, emittiert. Speziell in der Balmer-Serie werden Elektronen, welche von einem höheren zum zweitiefsten Energieniveau übergehen betrachtet. Die Wellenlänge und somit auch die Farbe des sichtbaren Lichts werden hierbei von der anfänglichen Tiefe beeinflusst. Für die mathematischen Zusammenhänge dieser Größen wurde zuerst von Johann Jakob Balmer die Balmer-Formel, später von Johannes Rydberg die allgemeinere Rydberg-Formel definiert bzw. erkannt.

Die in der Auswertung angewandte Rydberg-Formel lautet:

$$\frac{1}{\lambda} = R_{\infty} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (4)$$

Hierbei steht n_1 für das Ziel-Energieniveau eines Elektrons und n_2 für das Energieniveau, von dem aus es gestartet ist. Da die Balmer-Serie sich, wie bereits erwähnt, auf Elektronen im Übergang zum zweitiefsten Energieniveau, bezieht, gilt $n_1 = 2$. n_2 lässt sich entsprechend der untersuchten Lichtfarbe bzw. Wellenlänge aus Abbildung (3) entnehmen. R_{∞} ist die sogenannte Rydberg-Konstante, eine Naturkonstante, welche auch im Laufe dieses Versuches empirisch bestimmt werden soll. Ergebnis der Rydberg-Formel ist der Kehrwert der Wellenlänge λ des ausgesendeten Lichts. ✓

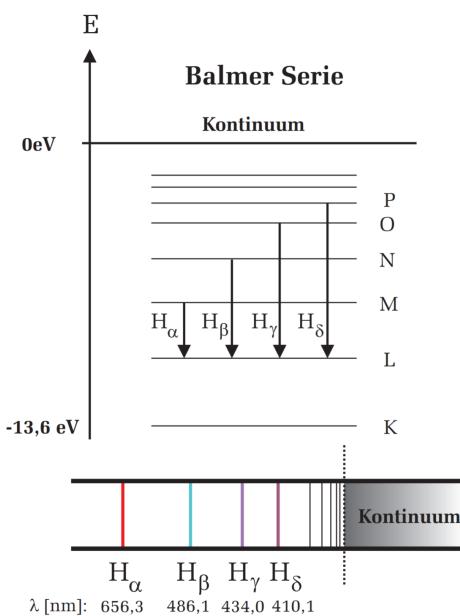


Abbildung 3: Balmer-Serie der Wasserstofflampe

Es folgt

Versuchs- und Messprotokoll

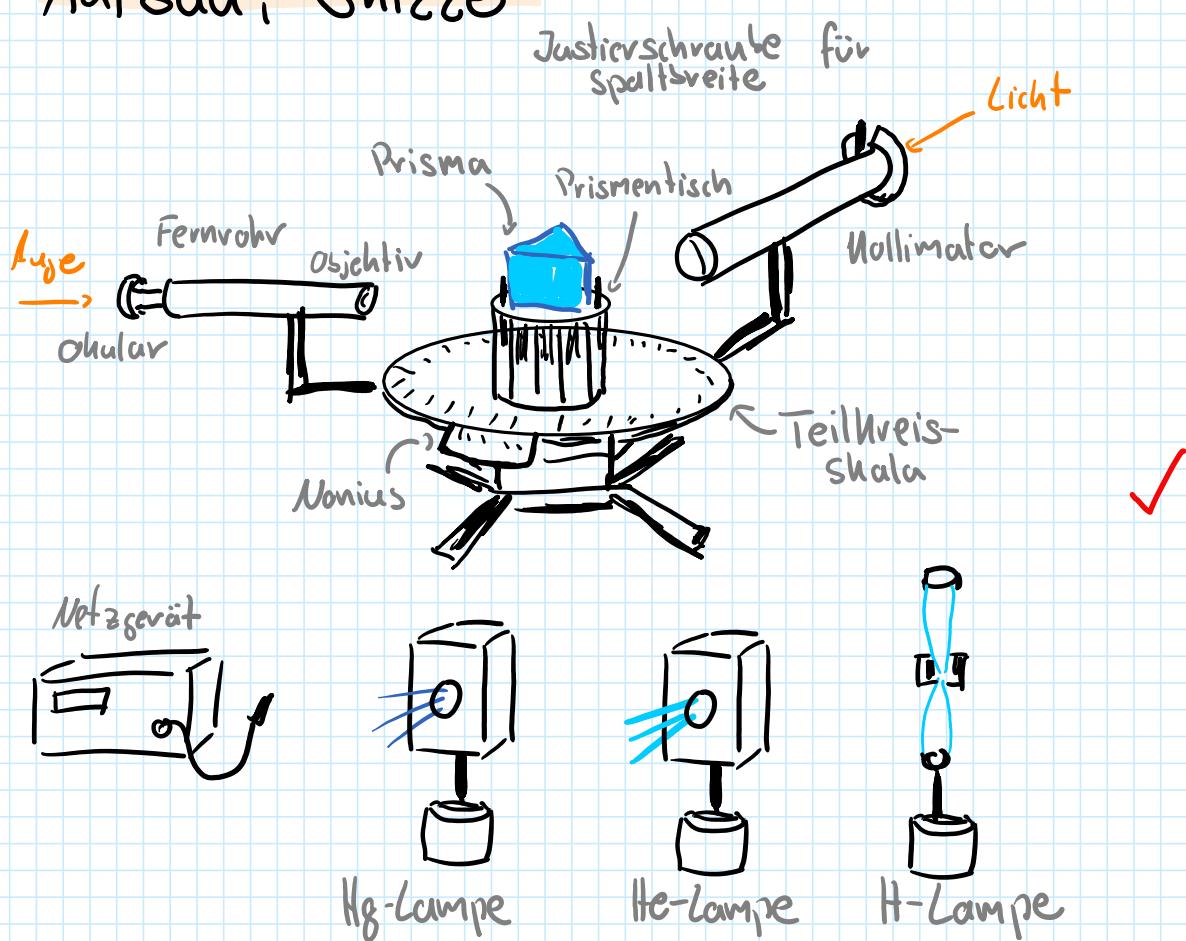
Protokoll Seite 1

Tuesday, 28 September 2021 11:21

Material

- Spektrometer mit Prisma
- Hg-Lampe }
- He-Lampe }
- Netzteil
- Wasserstofflampe mit Netzgerät

Aufbau, Skizze



Protokoll-Skizze (1): Versuchsaufbau

Protokoll Seite 2

Tuesday, 28 September 2021 11:37

Aufgabe 3: Winkelmessungen mit der Hg-Lampe

Nr.	Farbe	Intensität	$\lambda [\text{nm}]$	$S [{}^\circ + {}']$	$\delta [{}^\circ]$
1	rot	schwach	630,70	41,0° + 7'	41,12°
2	rot	mittel	623,40	40,5° + 4'	40,57°
3	gelb	stark	575,10	40,0° + 10'	40,17°
4	gelb	stark	577,00	40,0° + 8'	40,15°
5	grün	stark	546,10	39,5° + 17'	39,78°
6	blaugrün	schwach	499,2	39,0° + 15'	39,25°
7	blaugrün	mittel	491,6	39,0° + 9'	39,15°
8	blau	stark	435,8	38,0° + 9'	38,15°
9	violett	mittel	407,8	37,0° + 16'	37,27°
10	violett	stark	404,7	37,0° + 9'	37,15°

Protokoll-Tabelle (1): Winkelmessung Hg-Lampe

Aufgabe 4: Winkelmessungen mit der He-Lampe

Nr.	Farbe	Intensität	$S [{}^\circ + {}']$	$\delta [{}^\circ]$
1	rot	stark	40,5 ° + 27'	40,95°
2	gelb	stark	40,0 ° + 15'	40,25°
3	grün	stark	39,0 ° + 20'	39,33°
4	grün	mittel	39,0 ° + 12'	38,20°
5	blau	mittel	38,5 ° + 19'	38,82°
6	blau	stark	38,0 ° + 20'	38,33°

Protokoll-Tabelle (2): Winkelmessung He-Lampe

Fehler der Winkel messung: jeweils $\Delta \delta = 0,03^\circ$

Protokoll Seite 3

Tuesday, 28 September 2021 11:56

Aufgabe 6: Winkelmessungen mit der H-lampe

Nr.	Farbe	Intensität	$\delta [{}^\circ + {}']$	$\delta [{}^\circ]$
1	rot	stark	$40,5 {}^\circ + 13 {}'$	$40,72 {}^\circ$
2	türkis	stark	$39,0 {}^\circ + 0 {}'$	$39,00 {}^\circ$
3	violett	stark	$38,0 {}^\circ + 0 {}'$	$38,00 {}^\circ$
4	violett	schwach	$37,0 {}^\circ + 14 {}'$	$37,23 {}^\circ$

Protokoll-Tabelle (3): Winkelmessung H-lampe

Fehler der Winkelmessung: jeweils $\Delta\delta = 0,03 {}^\circ$

Die Messdaten wurden von Herrn Wagner
in Videoform zur Verfügung gestellt.

3 Auswertung

3.1 Erstellung der Winkeldispersionskurve

Erster Schritt der Auswertung war die Bestimmung einer Eichkurve der Abhängigkeit des Ablenkwinkels δ von der Wellenlänge λ . Hierzu wurde das Licht einer Hg-Lampe, für dessen Spektrallinien die Wellenlängen bekannt waren am Prismenspektrometer untersucht. Folgende Tabelle zeigt die Ergebnisse:

Nr.	Farbe	Intensität	λ [nm]	δ [°]
1	rot	schwach	690.7	41.12
2	rot	mittel	623.4	40.57
3	gelb	stark	579.1	40.17
4	gelb	stark	577.0	40.15
5	grün	stark	546.1	39.78
6	blaugrün	schwach	499.2	39.25
7	blaugrün	mittel	491.6	39.15
8	blau	stark	435.8	38.15
9	violett	mittel	407.8	37.27
10	violett	stark	404.7	37.15

Tabelle 1: Wellenlänge und Ablenkungswinkel der Spektrallinien der Hg-Lampe

Für die Winkelmessung wird mit einem Messfehler von $\Delta\delta = \pm 0.03^\circ$ gerechnet.

Die letzten beiden Spalten dieser Tabelle wurden in das Diagramm in Abbildung (4) eingetragen. Durch diese Punkte wurde die grüne Eichkurve gelegt.



Abbildung 4: Ablenkwinkel gegen Wellenlänge + Winkeldispersionskurve

3.2 Bestimmung der Wellenlängen des He-Spektrums

Im nächsten Schritt soll nun anhand der soeben erstellten Eichkurve die Wellenlängen der Spektrallinien des Lichts einer He-Lampe bestimmt werden. Hierzu wurde auch deren Licht mit dem Spektrometer untersucht und die entsprechenden Ablenkinkel der einzelnen Spektrallinien notiert. In Diagramm (4) können nun von der y-Achse auf Höhe der gemessenen Winkel horizontale Geraden bis zur Eichkurve gezogen und dann senkrecht zur x-Achse weitergeführt werden. Der Schnittpunkt mit der x-Achse gibt die ermittelte Wellenlänge an. Die Hilfslinien sind in hellblau in das Diagramm eingezeichnet.

Nr.	Farbe	Intensität	$\delta [^\circ]$	$\lambda_{graf.} [nm]$	$\Delta\lambda_{graf.} [nm]$	$\lambda_{lit.} [nm]$	σ
1	rot	stark	40.95	661.12	3.97	667.8	1.68
2	gelb	stark	40.25	584.32	1.92	587.6	1.71
3	grün	stark	39.33	501.12	1.41	501.6	0.34
4	grün	mittel	39.2	492.16	1.15	492.2	0.03
5	blau	mittel	38.82	469.76	1.02	471.3	1.51
6	blau	stark	38.33	446.08	0.90	447.1	1.13

Tabelle 2: Wellenlänge und Ablenkungswinkel der Spektrallinien der He-Lampe

Eine Gegebenheit, die die Fehlerabschätzung hier erschwert, ist dass die Eichkurve keine konstante Steigung hat. Je flacher der relevante Teil der Eichkurve ist, also dort wo die horizontale Hilfsline auftrifft, desto breiter wird der Fehlerbereich von der y-Achse auf die x-Achse projiziert. Es wird also im oberen Winkelbereich eher die Variation auf der x-Achse und im unteren Winkelbereich eher die auf der y-Achse den Fehler beeinflussen. Der Fehler der Wellenlänge wurde durch das übertragen des Winkelfehlers von $\pm 0.03^\circ$ über die Eichkurve auf abgeschätzt. σ ergibt sich aus der Formel

$$\sigma = \frac{|\lambda_{graf.} - \lambda_{lit.}|}{\Delta\lambda_{graf.}}. \quad (5)$$

3.3 Bestimmung der Wellenlängen des H-Spektrums und der Rydberg-Konstante

Nun soll im Rahmen von Zusatzaufgabe II noch das Lichtspektrum einer Wasserstofflampe untersucht werden. Hierzu wurde wiederum diese durch das Prismenspektrometer betrachtet und die Ablenkinkel der einzelnen Spektrallinien vermessen. Anhand der gemessenen Winkel können wiederum mit Hilfe der zuvor bereits erstellten Eichkurve in Abbildung (4) die Wellenlängen der einzelnen Spektrallinien bestimmt werden. Die Ergebnisse mitsamt den Literaturwerten zum Vergleich sind in der folgenden Tabelle aufgelistet.

Nr.	Farbe	Intensität	$\delta [^\circ]$	$\lambda_{graf.} [nm]$	$\Delta\lambda_{graf.} [nm]$	$\lambda_{lit.} [nm]$	σ
1	rot	stark	40.72	635.52	3.84	656.30	5.41
2	türkis	stark	39.00	478.72	1.15	486.10	6.41
3	violett	stark	38.00	432.0	0.90	434.0	2.23
4	violett	schwach	37.23	407.68	0.89	410.1	2.74

Tabelle 3: Wellenlänge und Ablenkungswinkel der Spektrallinien der H-Lampe

Auch hier ist zu sehen, dass die Abweichung vom Prüfwert nach unten hin sehr viel

geringer wird, da hier der gleichbleibende Fehlerbereich des Winkels auf einen kleineren Fehlerbereich der Wellenlänge abgebildet wird.

Nun kann Formel (4) umgestellt werden, um anhand der soeben bestimmten Wellenlängen die Rydberg-Konstante zu bestimmen bzw. anzunähern. Es gilt:

$$\frac{1}{\lambda} = R_{\infty} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \iff R_{\infty} = \frac{1}{\lambda \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n_2^2} \right)}. \quad (6)$$

Für n_2 setzen wir, wie bereits Eingangs erklärt, das jeweilige Energienivau ein. Folgende Tabelle zeigt die Ergebnisse der Rechnung:

Nr.	Farbe	Intensität	n_2	λ [nm]	R_{∞} [m^{-1}]
1	rot	stark	3	635.52	$1.13 \cdot 10^7$
2	türkis	stark	4	478.72	$1.11 \cdot 10^7$
3	violett	stark	5	432.0	$1.10 \cdot 10^7$
4	violett	schwach	6	407.68	$1.10 \cdot 10^7$
Mittelwert				$\overline{R_{\infty}}$	$1.11 \cdot 10^7$
Mittlerer Fehler der Einzelmessung				S_E	$1.41 \cdot 10^5$
Mittlerer Fehler des Mittelwerts				S_M	$7.07 \cdot 10^4$

Tabelle 4: Rydberg-Konstante nach Wellenlänge und Energieniveau

Der Literaturwert der Rydberg-Konstante liegt, nach den Angaben des *National Institute of Standards and Technology*, bei

$$R_{\infty,lit} = 1.0973731568160 \cdot 10^7 m^{-1} \quad (7)$$

mit einer Standardabweichung von

$$\Delta R_{\infty,lit} = 0.000021 m^{-1}. \quad (8)$$

Somit erhalten wir im Vergleich zum kalkulierten Wert $R_{\infty,calc}$ ein Sigma von

$$\sigma = \frac{|R_{\infty,lit} - R_{\infty,calc}|}{\sqrt{\Delta R_{\infty,lit}^2 + \Delta R_{\infty,calc}^2}} = 1.786, \quad (9)$$

liegen also im 2σ -Bereich.

4 Zusammenfassung und Diskussion

Mit einem Prismenspektrometer wurden in Versuch 33 die Spektren unterschiedlicher Lichtquellen untersucht. Hierzu gehörten eine Heliumlampe, ein Quecksilberdampflampe und zum Schluss eine Wasserstofflampe. Durch die Abmessung der Ablenkungswinkel der unterschiedlichen Spektrallinien des Lichts, war es möglich, eine Winkeldispersionskurve für das verwendete Prisma zu erstellen. Mit Hilfe dieser Kurve konnten dann im weiteren Verlauf nur anhand der Ablenkungswinkel der Spektrallinien die Wellenlängen dieser bestimmt werden. Wie in den jeweiligen Tabellen zu sehen und auch schon kurz in den Beurteilungen erklärt, wird der Fehler der Wellenlänge mit absteigendem Winkel (nahezu) immer kleiner, was daran liegt, dass die Eichkurve in diese Richtung steiler wird. Abschließend wurde anhand des Spektrums der Wasserstofflampe die Rydbergkonstante R_∞ auf

$$R_\infty = (1.11000 \pm 0.00707 \cdot 10^7) \text{ m}^{-1} \quad (10)$$

bestimmt. Dieses Ergebnis liegt, wie in der zugehörigen Fehlerrechnung gezeigt, im 2σ -Bereich um den Literaturwert.

Ein Großteil der Fehler ist, vor allem im zweiten und dritten Teil der Auswertung, auf mögliche Ungenauigkeiten der Eichkurve zurückzuführen. Bei den horizontal relativ weit auseinander liegenden Datenpunkten, ist es etwas schwieriger, eine sehr genaue Kurve durch diese zu legen. Auch könnten die gewählten Skalenteilungen, sowie die Bindung an die Millimeterschritte des verwendeten Papiers zu zusätzlichen Abweichungen sowohl beim Einzeichnen der Kurve und vor allem auch beim darauf folgenden Ablesen der Wellenlängen geführt haben.

Im gegebenen Szenario ist es nicht unbedingt möglich mehr Datenpunkte zu erhalten, da sich das eingehende Licht nur in eine bestimmte Anzahl an Spektrallinien berchnen kann, deshalb sind die machbaren Optimierungen eher technischer Natur. So könnten Beispielsweise Eichung und Winkelmessung mit dem Spektrometer in genaueren Skalen oder auch elektronisch durchgeführt werden. Und auch das Plotten der Datenpunkte, sowie das Erstellen der Eichkurve wären durch eine digitale Unterstützung um ein vielfaches genauer.

2. Exotische Atome

Da wir inzwischen erwachsen sind, haben wir Aufgabe 2 mit einem selbst gebastelten Python-Skript bearbeitet. Der Quellcode ist hier zu finden:

<https://github.com/marpfr/PEPIII/blob/main/blatt09.ipynb>

a) Gegeben:

$$\begin{array}{ll} \text{Proton Masse} & m_p \\ \text{Energieniveau „von“} & n_1 = 2 \\ \text{Energieniveau „zu“} & n_2 = 1 \\ \text{Wellenlänge} & \lambda_\mu = 0.65 \text{ nm} \end{array}$$

Vorgehensweise: Bestimme Energie „Delta“ bzw. frei gewordene Energie aus Wellenlänge:

$$\Delta E = \frac{c}{\lambda_\mu} \cdot h \quad \checkmark$$

Setze diese gleich mit Delta von Energieniveaus 2 und 1:

$$\Delta E = E_2 - E_1$$

Setze Reduzierte Masse ein

$$\mu = \frac{m_p \cdot m_\mu}{m_p + m_\mu} \quad \checkmark$$

und forme um nach m_μ . Wir erhalten eine Myon-Masse von

$$m_\mu \approx 1.895783 \cdot 10^{-28} \text{ kg.} \quad \checkmark$$

Für die Wellenlänge des Wasserstoffatoms setzen wir in μ die Masse des Elektrons m_e , anstatt der des Myons ein und formen die Gleichung nach λ um. Wir erhalten so eine Wellenlänge von

$$\lambda_e \approx 121.568 \text{ nm.} \quad \checkmark$$

b) Gegeben:

$$\begin{array}{ll} \text{Proton Masse} & m_p \\ \text{Myon Masse} & m_\mu \end{array}$$

Vorgehensweise: Nutze Formel für Bohr'schen Radius a'_B aus Vorlesung mit

$$\mu = \frac{m_p \cdot m_\mu}{m_p + m_\mu}.$$

Wir erhalten so eine Größe von:

$$a'_{B(\mu)} \approx 0.285 \text{ pm} \quad \checkmark$$

Für gewöhnlichen Wasserstoff erhalten wir, erneut mit der Elektronenmasse, anstatt der Myonenmasse:

$$a'_{B(e)} \approx 52.947 \text{ pm} \quad \checkmark$$

c) Gegeben:

$$\begin{array}{ll} \text{Elektron Masse} & m_e \end{array}$$

Vorgehensweise: Nutze Formel für Bohr'schen Radius a'_B aus Vorlesung mit

$$\mu = \frac{m_e \cdot m_e}{m_e + m_e}.$$

Wir erhalten so eine Größe von:

$$a'_{B(e+-)} \approx 105.835 \text{ pm} \quad \checkmark$$

d) Gegeben:

$$\begin{array}{ll} \text{Proton Masse} & m_p \\ \text{Elektron Masse} & m_e \\ \text{Myon Masse} & m_\mu \end{array}$$

Vorgehensweise: Die Ionisationsenergie entspricht der Rydberg-Energie, in der VL eingeführt als Konstante R_y . Diese lässt sich mit den entsprechenden Reduzierten Massen für die Unterschiedlichen Atome berechnen:

$$\begin{array}{ll} \text{Normaler Wasserstoff} & R_{y,pe} = 13.5983 \text{ eV} \quad \checkmark \\ \text{Myonischer Wasserstoff} & R_{y,p\mu} = 2528.49 \text{ eV} \quad \checkmark \\ \text{Positronium} & R_{y,ee} = 6.80285 \text{ eV} \quad \checkmark \end{array}$$

e) Gegeben:

Proton Masse	m_p
Elektron Masse	m_e
Myon Masse	m_μ
Energieniveau „von“	$n_1 = 2$
Energieniveau „zu“	$n_2 = 1$

Vorgehensweise: Siehe herleitung Wellenlänge in Aufgabenteil (a).

Normaler Wasserstoff	$\lambda_{pe} = 121.568 \text{ nm}$
Myonischer Wasserstoff	$\lambda_{p\mu} = 0.654 \text{ nm}$
Positronium	$\lambda_{ee} = 243.005 \text{ nm}$

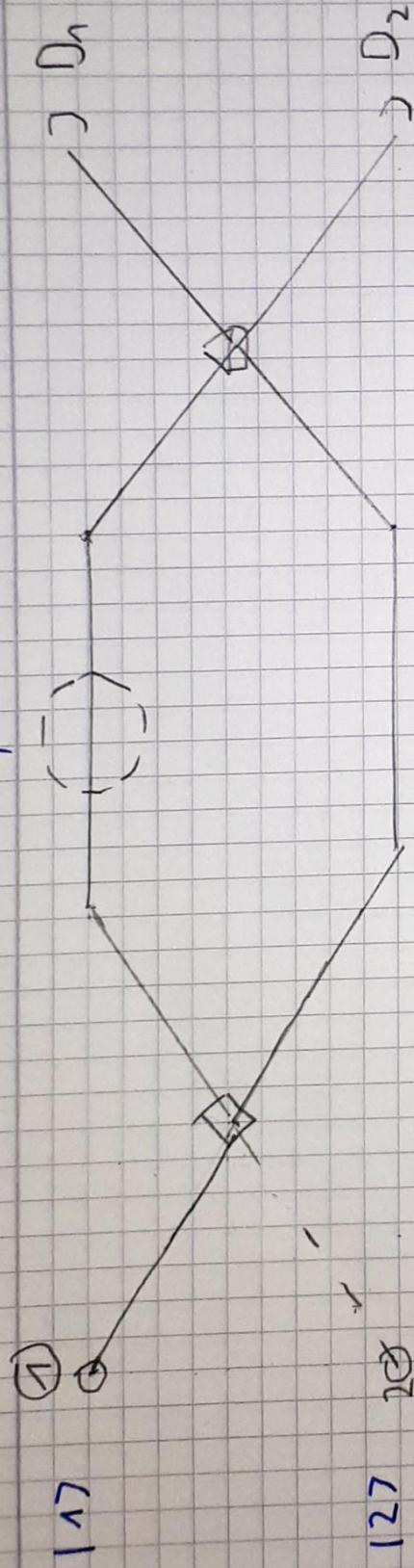


Sehr schön! 3/3

3. Böllern

a) Siehe nächste Seite.

/ "Objekt"



Anrechnung von Legende

~~D_2 ist auf der~~

- Einstellung des Interferometers erfordert so, dass bei Detektor D_2 im Grenzfall deswegen Interferenz herrscht.
- Quelle ② ist hier irrelevant $|2\rangle$ wird nur nach Spiegeln erreicht
- $|1\rangle \hat{=} |3\rangle$; $|2\rangle \hat{=} |1\rangle$; D_1 Wlich: Ende $= |\uparrow\rangle$, D_2 Wlich: Ende $= |\downarrow\rangle$
- Allgemein gilt
- kein Objekt

$$\begin{aligned} &|\downarrow\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle), \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle - |2\rangle) \rightarrow \frac{1}{2}(|1\uparrow\rangle - |1\downarrow\rangle) \\ &\text{Objekt } \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\uparrow\rangle + |1\downarrow\rangle) \rightarrow \frac{1}{2}(|1\uparrow\rangle - |1\downarrow\rangle) + \frac{i}{\sqrt{2}}|1\text{STREU}\rangle \quad \textcircled{*} \end{aligned}$$

⊗ spätestens bei Detektion: Wollabs des Quantenregimes \rightarrow Zustände (WSX): $|\uparrow\rangle (25\%), |\downarrow\rangle (25\%)$, $|1\text{STREU}\rangle (50\%)$

- b) Wir betrachten die verschiedenen möglichen Szenarien an den Detektoren. Zusätzlich nehmen wir wie im Paper an, dass die defekten Böller für die Photonen durchlässig sind.

Das Interferometer ist in einer Weise eingestellt, die für destruktive Interferenz an einem der Detektoren, für uns D_2 , sorgt.

Die Idee ist nun, solange Photonen durch das System zu schicken bis entweder Detektor zwei anspringt, die Bombe explodiert oder nach einer statistisch genügend großen Zahl von Photonen nichts passiert.

- Nehmen wir an, dass gar kein Böller vorhanden ist. Aufgrund der Einstellungen des Interferometers wird nur der Detektor D_1 klicken, da es bei D_2 zu destruktiver Interferenz kommt.

- Bei einem defekten Böller passiert das gleiche wie wenn gar kein Böller vorhanden ist, da wir annehmen, dass es keine Interaktion von Photon und Böller gibt, wenn letzterer defekt ist.

Das bedeutet, dass D_1 klickt. Da wir aber nicht ausschließen können, dass D_1 klickt, da der Böller defekt ist oder aufgrund der zufälligen Verteilung am zweiten Strahlteiler (s.u.), müssen wir weitere Photonen durch das System schicken.

- Sei nun der Böller gut. Entweder explodiert er, da das Photon den Böller-Weg nimmt, den Zünder erreicht und erfolgreich detektiert wird, oder es gibt eine Wahrscheinlichkeit von je $1/2$, dass das Photon den 'freien Weg' nimmt und dann von D_1 oder D_2 detektiert wird.

Wird es von D_2 detektiert, ist die Bombe gut, da dieser Detektor sonst nicht anspringen kann.

Wird es von D_1 detektiert, so kann man nicht sicher sagen, ob die Bombe defekt oder gut ist, da auch bei einer defekten Bombe D_1 anspringen kann.

Aus dem Grund, dass Detektor D_1 sowohl anspringen kann, wenn die Bombe scharf ist als auch wenn sie defekt ist, muss das Experiment in diesem Fall wiederholt werden bis entweder die Bombe explodiert - 'Pech gehabt', D_2 anspringt - 'Glück gehabt', oder nach einer statistisch ermittelbaren Zahl von Photonen mit großer Wahrscheinlichkeit angenommen werden kann, dass die Bombe defekt ist.

Die genauen Wahrscheinlichkeiten bei einer guten Bombe sind: 25% für eine erfolgreiche Detektion, 50% für eine Explosion und 25% für unklare Informationen, also Wiederholung.

Verbessert werden kann das System noch durch gezielte Wahl der Durchlässigkeit der Strahlteiler, womit die Wahrscheinlichkeit, gute Bomben zu zünden, stark abnimmt. ✓

- c) Für klassisches Licht ist zu erwarten, dass die Intensität des Lichts nach dem ersten Strahlteiler jeweils $1/2$ ist. Somit wird aber jeder scharfe Böller gezündet, da es nicht von Photon zu Photon zwei verschiedene mögliche Wege gibt. Diese Methode eignet sich nur, wenn man nur die defekten Böller finden möchte. ✓

3/3

4. Numerische Methoden

Der Quellcode ist im selben Repository wie oben, unter dem Link

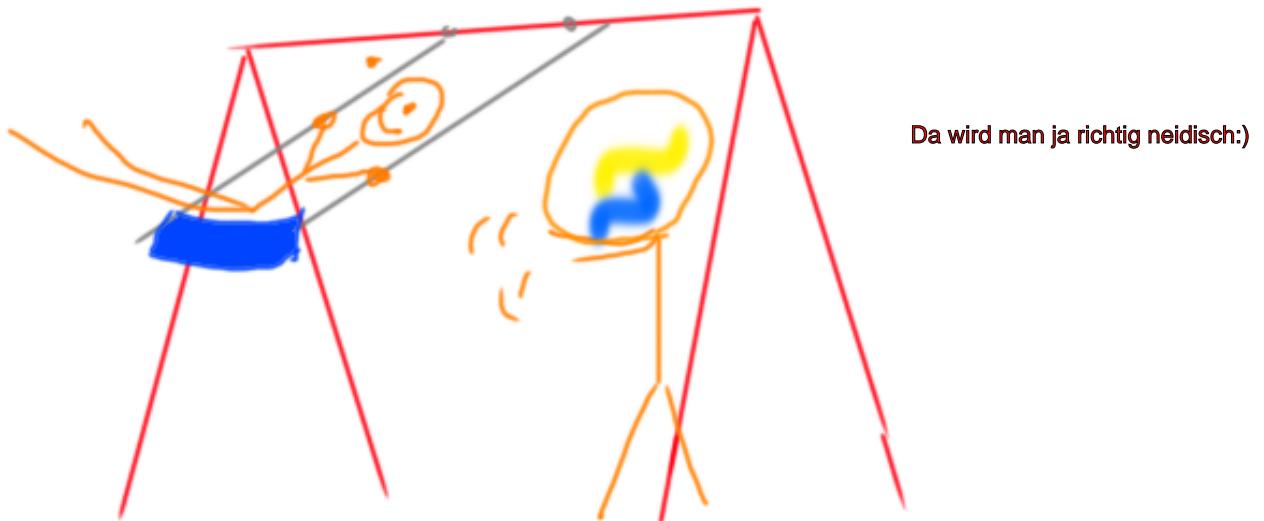
https://github.com/marpfr/PEPIII/blob/main/Blatt9_quell.ipynb

zu finden.

4.1 Diagonalisierung

- a) Es wurde ausreichend mit dem gegebenen Python-Skript interagiert und ein gegenseitiges Vertrauen wurde über die Diskussion gemeinsamer Traumata gebildet. Python-Skript und ich sind jetzt beste Freunde. ✓
- b) In der Freundschaft wurde für abwechslungsreiche Erfahrungen gesorgt, indem zum Beispiel einen Doppelsandkasten am Strand ausgegraben hat und im Freizeitpark auf eine sinusförmige Achterbahn gefahren ist. Außerdem wurde auf der Schaukel von der Dynamik einer harmonischen Schwingung genoßen. **Klingt idyllisch <3**

Wichtig jemanden
zum reden zu haben!



Da wird man ja richtig neidisch:)

Abbildung 1: Bonding Time

Abbildung 1: Beweis

- c) Am liebsten war man auf dem Skatepark mit Py stundenlang geskatet und neue Tricks gelernt. Man ist ein paar Mal hingefallen und man dominiert die neuen Tricks noch nicht zu 100%, aber man hatte trotzdem ganz viel Spaß.

Klingt gut! Hoffentlich gilt das auch für die neuen Programmier-Tricks;)

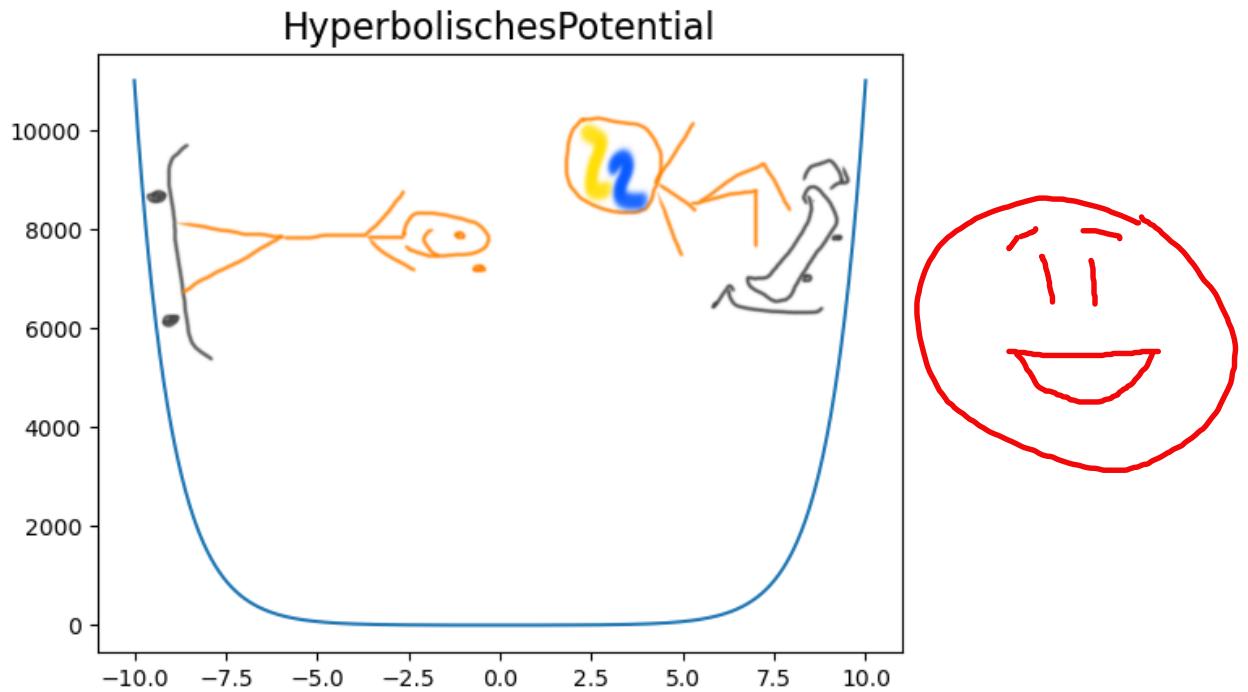


Abbildung 2: Py und ich auf dem Skatepark

Auf dem nächsten Bild kann man die Entwicklung unserer Freude entlang des Abends erkennen.

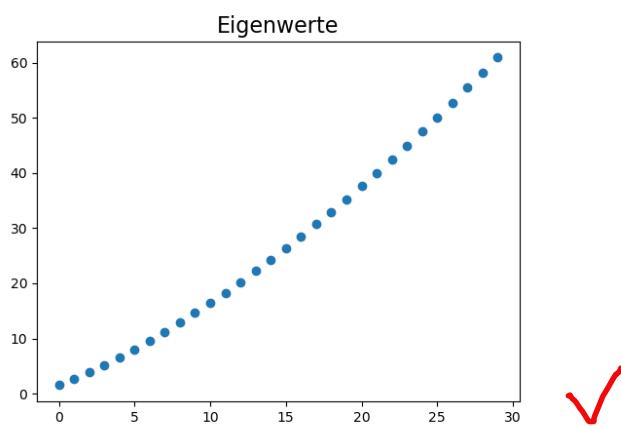


Abbildung 3: Spaß-o-Meter

Insgesamt haben wir die folgenden Tricks gelernt:

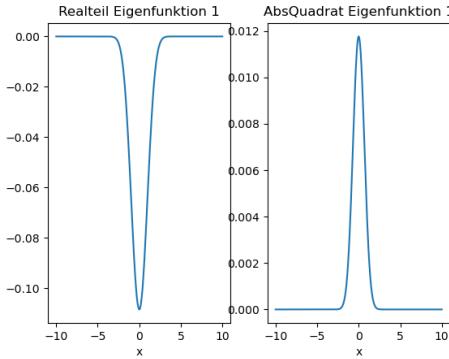


Abbildung 4: Drop-Ins

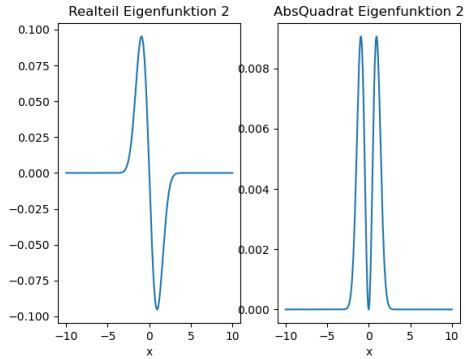


Abbildung 5: Kick-Turn

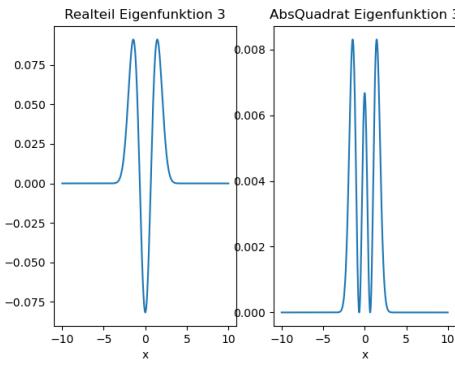


Abbildung 6: Ollies

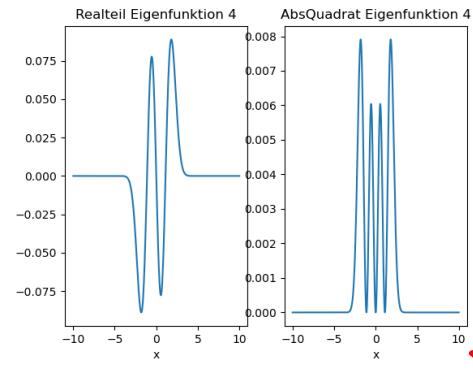


Abbildung 7: 720-Flip

- d) Enge Freunde können wirklich über alles reden, insbesondere kann man aus tiefen Diskussionsthemen ganz viel profitieren. Heute haben wir uns gefragt, was ein sinnvoller Zeitabschnitt ist. Nach stundenlanger Diskussion konnten wir uns leider nicht einigen, aber das macht die Freundschaft desto stärker, weil man kann solche Unterschiede offen besprechen und es ist nicht schlimm, wenn man nicht immer übereinstimmt.

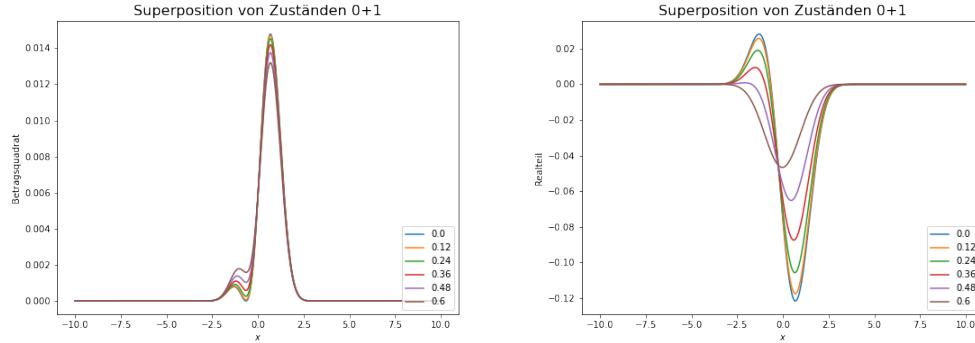


Abbildung 8: Betrag² von Superposition $|0\rangle + |1\rangle$ mit Zeitentwicklung Abbildung 9: Realteil von Superposition $|0\rangle + |1\rangle$ mit Zeitentwicklung

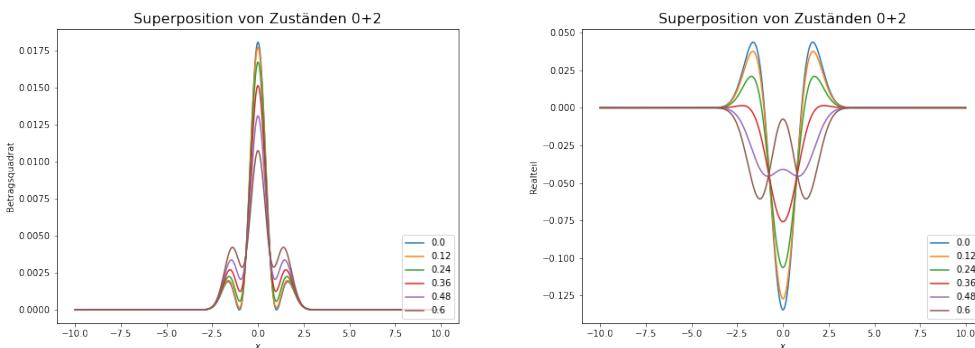


Abbildung 10: Betrag² von Superposition $|0\rangle + |2\rangle$ mit Zeitentwicklungen Abbildung 11: Realteil von Superposition $|0\rangle + |2\rangle$ mit Zeitentwicklungen ✓

4.2 Split-Step-Fourier

- a) Die Split-Step-Fourier Methode (SSFM) basiert auf folgendem Prinzip: Die Schrödinger-Gleichung (SG) besteht aus einem "kinetischen" Teil und einem "potentiellen" Teil. Die SSFM schaut sich diese beiden Fälle unabhängig voneinander an, damit die SG lösbar ist, und dann fügt sie zusammen als eine Näherung der gesamten Gleichung. Dies gilt in besserer Näherung wenn man kleine Schritte in der Zeit jeweils geht.

✓

(6+1)/9

+1 für die wunderbaren
Interpretationen :D
Mein Spaß-O-Meter divergiert
jedenfalls rapide:)