

# **Optische Pinzette**

**Fortgeschrittenpraktikum 2, Festkörperphysik**

Julian Schröer

julian.schroeer@tu-dortmund.de

und

Stefan Grisard

stefan.grisard@tu-dortmund.de

Tag der Durchführung: 28.06.19

Tag der Abgabe: 05.07.19

## Zielsetzung

Im Jahr 1970 gelang es Arthur Ashkin erstmals dielektrische Glassphären mithilfe einer optischen Falle einzufangen und zu bewegen. [1] Im weiteren Verlauf seiner Forschung an den Bell Laboratories entwickelte Ashkin daraufhin die auf der Gradientenkraft basierende optische Pinzette. Mit dieser war es möglich Teilchen in einer Größenordnung zwischen einigen Mikrometern und einzelnen Atomen zu manipulieren. [2]

Mithilfe der optischen Pinzette wurde es außerdem möglich, die auf Teilchen wirkenden Kräfte bis in den Pikonewtonbereich zu vermessen. Für die Entwicklung der optischen Pinzette, sowie vor allem für deren Anwendung im Bereich der Mikrobiologie wurde Arthur Ashkin 2018 die Hälfte des Nobelpreises verliehen. [3]

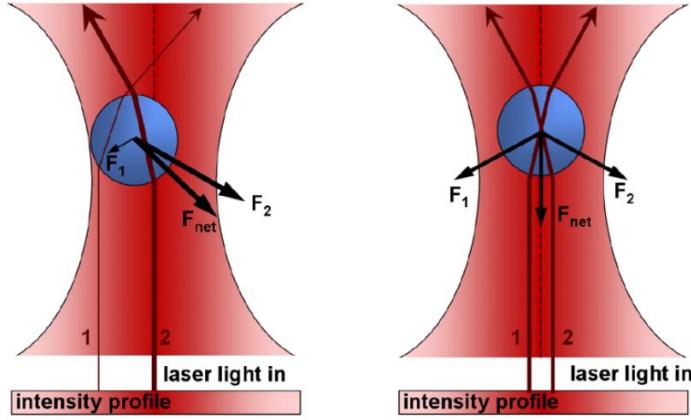
Im vorliegenden Versuch werden mithilfe der optischen Pinzette Experimente an Glas- und Polystyrenkugeln durchgeführt. Ziel ist es dabei die Federkonstante (auch Fallensteifigkeit) der optischen Falle, und die Boltzmannkonstante zu bestimmen. Weiterhin wird die optische Pinzette eingesetzt, um den Transport von Vesikeln durch Aktin-Myosin-Filamente in einer Zwiebelzelle zu untersuchen.

## 1 Theorie

### 1.1 Grundlagen der optischen Pinzette

Die Kraft, welche auf eine Glasspähre mit Mikrometergröße in einem Laserstrahl wirkt, setzt sich aus einem Streu- und einem Gradientenanteil zusammen und kann durch die geometrische Strahlenoptik erklärt werden. Das eingestrahlte Licht wird durch die Kugel gestreut, wobei ein Impuls auf die Kugel übertragen wird. Die resultierende Kraft wird auch Strahlungsdruck genannt, und wirkt axial entlang der Ausbreitungsrichtung des Laserlichtes.

Weiterhin wird auch bei der Brechung und Reflexion des Lichtes an den Grenzflächen zwischen Kugel und umgebendem Medium ein Impuls übertragen. Die daraus resultierende Kraft zeigt in Richtung der maximalen Intensitätsänderung, und wird daher Gradientenkraft genannt. Handelt es sich bei dem einfallenden Strahl um einen stark fokussierten Gaußstrahl, so hat die Gradientenkraft zusätzlich zur lateralen noch eine axiale Komponente, welche in Richtung des Fokuspunkts zeigt. Die Gradientenkräfte sind in Abbildung 1 veranschaulicht.



**Abbildung 1:** Schemazeichnung der auf eine Glassäule wirkenden optisch induzierten Gradientenkräfte. In **a)** befindet sich die Kugel ausserhalb der Ruhelage, wodurch eine Kraft Nettokraft hin zum Intensitätsmaximum folg. In **b)** befindet sich die Kugel in einer lateral stabilen Position. [4]

Da die Streukraft und die axiale Gradientenkraft antiparallel zueinander wirken, stellt sich ein Kräftegleichgewicht ein, in dem die Glassäule gefangen gehalten wird.

Für Teilchen, deren Größe deutlich kleiner als die Wellenlänge ist, ist die Näherung über die Strahloptik nicht mehr gültig und es muss auf eine Beschreibung durch die Streutheorie nach Rayleigh zurückgegriffen werden. Demnach kann das Teilchen als ein Dipol betrachtet werden und die Streukraft entsteht durch die Absorption und Reemission von Strahlung. Die wirkende Streukraft kann in der Rayleightheorie von der Gradientenkraft separiert werden, und wird für ein Teilchen mit Radius  $a$  durch

$$F_{\text{sc}} = \frac{I_0 \sigma n_m}{c} \quad (1)$$

mit der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum  $c$ , der Intensität  $I_0$  und dem Brechungsindex des Mediums  $n_m$  beschrieben. Der Streuquerschnitt  $\sigma$  für die Streuung von Licht der Wellenlänge  $\lambda$  ist gegeben durch

$$\sigma = \frac{128\pi^5 a^6}{3\lambda} \left( \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2. \quad (2)$$

Dabei ist  $m$  das Verhältnis der Brechungsindizes von Medium und Sphäre. Die Gradientenkraft wird in der Rayleigh Theorie durch die Wechselwirkung eines inhomogenen Lichtfeldes mit dem Dipol beschrieben und zeigt für ein Brechungsindexverhältnis  $m > 1$  in Richtung des Intensitätsgradienten  $\nabla I_0$ . [5] Die Gradientenkraft ist mithilfe der Polarisierbarkeit  $\alpha$  gegeben durch

$$F_{\text{grad}} = \frac{2\pi\alpha}{cn_m} \nabla I_0 \quad \text{mit} \quad \alpha = n_m^2 a^3 \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2}. \quad (3)$$

## 1.2 Der Zusammenhang von Boltzmannkonstante und Falleneigigkeit

Makroskopische Vielteilchensysteme wie Gase und Flüssigkeiten lassen sich durch die Größen Druck  $P$ , Temperatur  $T$  und Volumen  $V$  beschreiben. Der Zusammenhang zwischen der kinetischen Energie des Teilchensystems und dem zugehörigen Druck und Volumen ist im wechselwirkungsfreien Fall durch die ideale Gasgleichung

$$PV = nk_B T \quad (4)$$

gegeben, welche einem  $n$ -Teilchensystem der Temperatur  $T$  in einem Volumen einen makroskopischen Druck zuordnet. Die dabei auftretende Proportionalitätskonstante ist die Boltzmannkonstante  $k_B$ , die die Temperatur mit der kinetischen Energie der Teilchen in Beziehung setzt.

Da Messgrößen wie die Teilchenzahl eines Gases experimentell nicht zugänglich sind, muss um die Boltzmannkonstante zu messen ein anderer Ansatz gewählt werden. Dieser basiert auf den durch Stöße der Teilchen im Gas auftretenden Kraftfluktuationen  $\langle x \rangle^2$  und dem Äquipartitionstheorem. Diese Stöße finden zufällig statt und erzeugen die Brownsche Zitterbewegung von Teilchen in einem Umgebungsmedium. Das Theorem besagt, dass auf ein Teilchen im thermischen Gleichgewicht pro Freiheitsgrad die Energie  $\frac{1}{2}k_B T$  entfällt. Außerdem ist die kinetische Energie für ein einzelnes Teilchen in einem harmonischen Potential durch  $\frac{1}{2}k\langle x \rangle^2$  festgelegt. Aus dem Gleichsetzen der beiden Terme folgt

$$\frac{1}{2}k_B T = \frac{1}{2}k\langle x \rangle^2. \quad (5)$$

Dabei bezeichnet  $k$  die Federkonstante des harmonischen Potentials oder im Falle der optischen Pinzette die Falleneigigkeit. [5]

## 1.3 Ermittlung der Boltzmannkonstante über die spektrale Leistungsverteilung

Die Brownsche Bewegungstheorie gibt neben der Varianz der Teilchenposition  $x(t)$  auch Aufschluss über die Verteilung der Positionsfluktuationen des Teilchens. Diese Fluktuationsverteilung kann durch ein Leistungsspektrum beschrieben werden. Dafür wird ein Teilchensystem betrachtet, in dem die Stöße der Teilchen durch eine zufällige Kraft  $F(t)$  modelliert werden. Unter der Annahme, dass die Stöße unkorreliert und die daraus folgenden Korrelationszeiten sehr klein sind, ergibt sich für die Verteilung der Kraft das sogenannte "weisse Rauschen". Die zusätzliche Annahme einer stark gedämpften Teilchenbewegung<sup>1</sup> führen auf die Bewegungsgleichung

$$\beta \dot{x}(t) + kx(t) = F(t). \quad (6)$$

---

<sup>1</sup>Der Trägheit der gestoßenen Teilchen wirkt als Dämpfung die Viskosität des Umgebungsmediums entgegen. Überwiegen die viskosen Kräfte wird von dem Bereich der kleinen Reynoldszahl gesprochen.

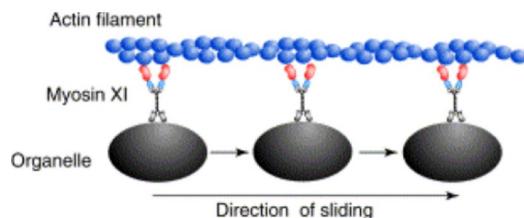
Der hydrodynamische Zugwiderstandswert  $\beta = 3\pi\eta d$  setzt sich dabei aus dem Teilchendurchmesser  $d$  und der Viskosität  $\eta$  zusammen. Zu beachten ist dabei, dass die Federkonstante  $k$  unterschiedliche Werte für verschiedene Richtungen aufweisen kann. Mithilfe der Bewegungsgleichung lässt sich so auf die axiale und laterale Steifigkeit der optischen Falle schließen. Das Leistungsspektrum der Bewegung ergibt sich über das Wiener-Khinchin-Theorem mittels einer Fouriertransformation der Autokorrelationsfunktion zu

$$S_{xx} = \sqrt{\frac{k_B T}{\pi^2 \beta (f^2 + f_0^2)}}. \quad (7)$$

Dabei beinhaltet die *Roll-Off-Frequenz*  $f_0 = k/2\pi\beta$  die Fallensteifigkeit  $k$  der optischen Falle. [4][6]

## 1.4 Anwendungen in der Mikrobiologie

Mithilfe der optischen Pinzette lassen sich auch biologische Vorgänge analysieren. So zum Beispiel die Bewegung von Vesikeln durch Aktin-Myosin Filamente in einer Zwiebelzelle. Bei Vesikeln handelt es sich um Bläschen mit einer Größe von ungefähr  $1\mu\text{m}$ , deren Außenwand aus Proteinverbindungen bestehen. Die Vesikeln dienen in der Zelle als Transportgefäß für unterschiedliche Stoffe und bewegen sich durch feine Aktin Kanäle. In diesen Kanälen werden die Vesikeln durch Myosin-Motorproteine fortbewegt. Ein Schema des Aufbaus eines Aktin-Myosin Kanals ist in Abbildung 2 zu sehen.

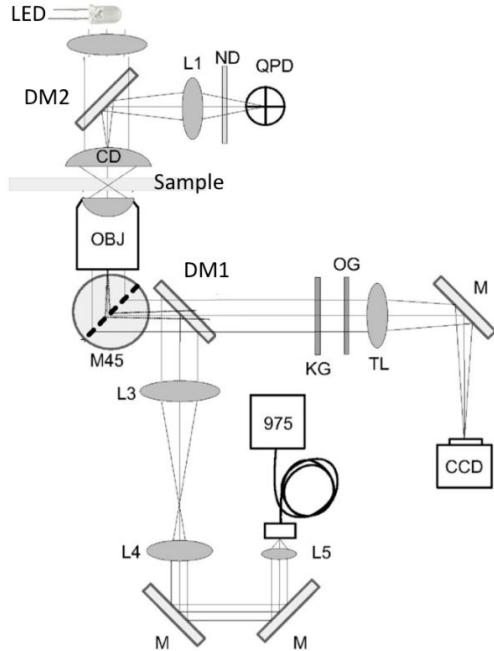


**Abbildung 2:** Schemazeichnung der Bewegung eines Vesikels durch einen Aktin-Myosin Kanal. [5]

Die Geschwindigkeit der Bewegung, sowie die Reißfestigkeit der Aktin-Filamente kann mithilfe einer optischen Pinzette untersucht werden. [5]

## 2 Versuchsaufbau

In Abbildung 3 ist eine Schemazeichnung des aufgebauten Experiments zu sehen. Das Experiment beinhaltet eine optische Pinzette und ein Mikroskop zur Beobachtung der behandelten Probe.



**Abbildung 3:** Schemazeichnung des Aufbaus der optischen Pinzette mit zusätzlichem Lichtmikroskop. [5]

Das Mikroskop besteht aus einer Weisslicht-LED, deren Licht über eine Linse und einen dichroistischen Spiegel (DM2) in das Mikroskopobjektiv fokussiert wird. Über einen weiteren dichroistischen Spiegel (DM1) wird das Licht anschließend zu einer CCD-Kamera geleitet, die an einen PC angeschlossen ist.

Die optische Pinzette besteht aus einem 975nm Laser, der über eine Glasfaser in die Apparatur eingekoppelt wird. Mithilfe weiterer Spiegel, des dichroistischen Spiegels DM1 und eines Teleskops wird das Licht anschließend durch ein weiteres Objektiv mit hoher numerischer Apertur auf die Probe fokussiert. Anschließend wird der Laserstrahl mithilfe einer Viersegment-Photodiode detektiert. Die dichroistischen Spiegel erlauben es Mikroskop- und Laserlicht auf der Probe zu überlagern und anschließend wieder zu trennen, sodass keine Störeinflüsse in der CCD-Kamera bzw. in der Viersegment-Photodiode auftreten. Die vier Segmente der Photodiode sind so miteinander verschaltet, dass das Ausgangssignal bei Position des Laserspots im Zentrum der Diode gleich Null ist. Je nach Auslenkung aus dieser Ruhelage ergibt sich ein positives oder negatives Ausgangssignal in  $x$ - und  $y$ - Richtung. Um die Numerische Apertur der Apparatur zu erhöhen wird ein Tropfen Immersionsöl auf das sich unter der Probe befindende Objektiv gegeben.

Die Position der Probe im Aufbau ist sowohl manuell über einen mit Mikrometerschrauben versehenen Probentisch, als auch elektronisch über Piezoelemente in allen drei Raumrichtungen einstellbar. Mithilfe der *strain-gauge* Methode kann außerdem die Ausdehnung der Piezokristalle (und damit die Position der Probe) digital kontrolliert werden.

## 3 Durchführung

### 3.1 Messung der Fallensteifigkeit über Zeitserien

Um die Fallensteifigkeit über das Äquipartitionstheorem zu vermessen, werden zeitaufgelöste Messungen der Bewegung einer Glassphäre aufgenommen. Dabei werden Messungen eines Teilchens in der optischen Falle ohne Krafteinwirkung und mit Krafteinwirkung in  $x$ - bzw.  $y$ -Richtung vorgenommen. Die durchschnittlich  $2\mu\text{m}$  großen Glassphären werden dafür in entionisiertem destilliertem Wasser untersucht. Die Messungen werden für Laserleistungen zwischen 70mW und 470mW durchgeführt. Zusätzlich wird das Bild der CCD-Kamera aufgenommen. Anschließend werden alle Messungen für Polystyrenkugeln mit einem ungefähren Durchmesser von  $0.6\mu\text{m}$  durchgeführt.

Für die Messungen mit Krafteinwirkung vereinfacht sich die Differentialgleichung der Bewegung des Teilchens zu

$$\beta\dot{x} = kx, \quad (8)$$

da die Brownsche Bewegung des eingefangenen Teilchens vernachlässigt werden kann.

### 3.2 Kalibration der Spannung der Viersegment-Photodiode

Um an der Photodiode anliegende Ausgangssignal in eine Position umwandeln zu können wird der Spannungs-Positions-Konversionsfaktor der Diode bestimmt. Dafür werden einer Probe aus Glassphären in destilliertem Wasser NaCl-Ionen beigefügt, um die Debeye-Abschirmung der Sphären zu reduzieren. Die Sphären sind jetzt in der Lage fest an der Probenbehälterwand anzuhaften. Für die Positionskalibrierung wird nun mithilfe der Piezosteuerung ein Leistungsprofil an der Photodiode aufgenommen, welches von der  $x$ - bzw.  $y$ -Position des Laserspots auf der Probe abhängt.

### 3.3 Untersuchung der Zwiebelzellen

Zur Untersuchung der Bewegung von Vesikeln in Aktin-Filamenten wird eine Monolage einer Zwiebel in destilliertem, mit NaCl-Ionen versetztem Wasser auf einem Objektträger präpariert. Anschließend wird ein unbeschädigter Bereich der Zwiebel unter dem Mikroskop ausgewählt. Zunächst werden Videos der Bewegung der Vesikeln in den Kanälen und der Manipulation der Vesikeln mit der optischen Pinzette aufgenommen. Anschließend wird die optische Pinzette bei einer Leistung von 70mW auf einen Aktin-Myosin Kanal ausgerichtet um die Geschwindigkeit der Vesikeln bei Bewegung durch das Filament zu bestimmen. Die Leistung wird danach schrittweise erhöht bis die Vesikel die optische Falle nicht mehr Verlassen können.

Um die Reißfestigkeit der Filamente zu bestimmen wird ein Teilchen bei ausreichender Leistung eingefangen und anschließend der Objektträger bewegt, sodass das Teilchen aus dem Filament ausbricht oder das Filament zerreist.

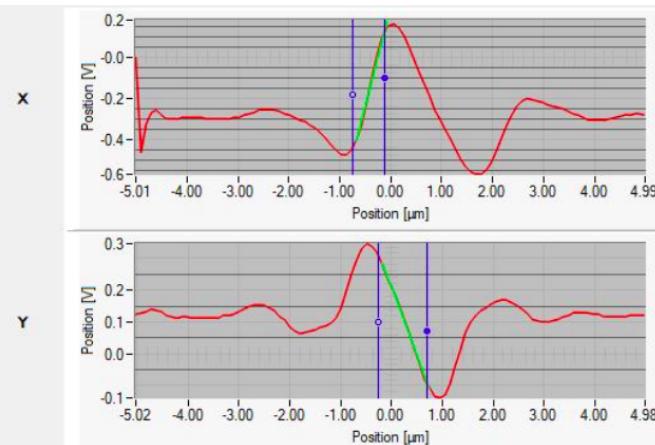
Bei den Messungen an der Zwiebel ist zu beachten, dass die Lebensdauer der Zwiebelzellen auf 30 bis 60 Minuten begrenzt ist.

## 4 Auswertung

Im Folgenden werden die Messungen präsentiert und nötige Rechnungen durchgeführt. Zunächst werden die Kalibrierungen der lateralen Position vorgestellt, mit denen aus einem Spannungssignal der Viersegment Diode eine Position auf der Probe angegeben werden kann. Dies wird genutzt um anschließend aus den Messungen an den Quarzkugeln und Polysterenkugeln die Boltzmann-Konstante, sowie die leistungsabhängige Fallensteinigkeit zu bestimmen. Abschließend werden die Messungen und Beobachtungen an den Zwiebelzellen gezeigt.

### 4.1 Kalibrierung der lateralen Position

Die Daten der Kalibrierung der lateralen Position konnten nicht aus der Thorlabs-Software extrahiert werden. Zwei Kurven für den Verlauf der Diodenspannung beim räumlichen Scan über eine fixierte Quarzkugel sind in Abbildung 4 in einem Screenshot einzusehen. Anhand der grün eingefärbten linearen Regressionen an die Daten kann für alle Stromstärken eine Umrechnung zwischen Spannung und Position ermittelt werden. Die einzelnen Umrechnungsfaktoren sind in Tabelle 1 aufgeführt.



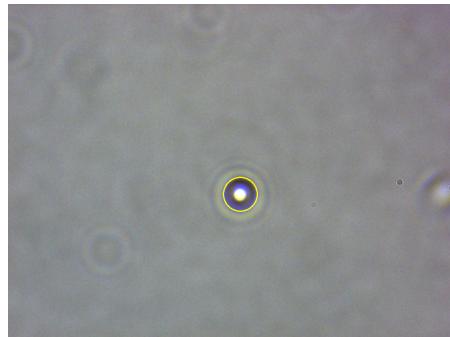
**Abbildung 4:** Screenshot aus der Thorlabs Software. Die Kurven zeigen den Verlauf der Photodiodenspannung beim Scan über eine fixierte Quarzkugel. Die linearen, grün markierten Bereiche werden zur Kalibrierung zwischen lateraler Position und Spannung verwendet.

**Tabelle 1:** Umrechnungsfaktoren zwischen Spannung der Viersegmentdiode und Strecke für die verwendeten Pumpströme.

$I / \text{mA}$	$s_x / \text{V}/\mu\text{m}$	$s_y / \text{V}/\mu\text{m}$
70	0,963	-0,439
170	0,865	-0,264
270	0,759	-0,157
370	0,701	-0,155
470	0,727	-0,152

## 4.2 Quarzkugeln

Die Messungen an den Quarzkugeln wurden für die Pumpstromstärken 70 mA, 170 mA, 270 mA, 370 mA und 470 mA durchgeführt. Da das Vorgehen der Auswertung jeweils völlig analog funktioniert, werden hier nur im Detail die Messungen für  $I = 70 \text{ mA}$  gezeigt. In Abbildung 5 ist eine eingefangen Quarzkugel gezeigt. Der gelbe Kreis gibt die Position der optischen Pinzette an. Es ist anzumerken, dass nicht für alle Stromstärken die selbe Quarzkugel verwendet werden konnte, da weitere Quarzkugeln in die Falle eingefangen wurden.



**Abbildung 5:** Bild einer eingefangen Quarzkugel mit einer Pumpstromstärke von 70 mA. Der gelbe Kreis gibt die Position der optischen Pinzette an.

Abbildung 6 (a) und (c) zeigen die Kugelpositionen in  $x$ - und  $y$ -Richtung ohne Einwirkung einer Kraft. Aus diesen Daten wird als Schätzer für die spektrale Leistungsdichte ein Periodogramm berechnet. Dies ist jeweils in den Abbildungen 6 (b) und (d) einzusehen. Die Kurven werden an eine Funktion der Gestalt

$$PSD(f) = \frac{A}{f^2 + f_0^2} \quad (9)$$

angepasst. Hierin ist  $f_0$  die *roll-off*-Frequenz. Es ergibt sich

$$f_{0,x} \approx 4,0 \text{ Hz}, \quad f_{0,y} \approx 5,4 \text{ Hz}. \quad (10)$$

Aus diesen Frequenzen kann gemäß

$$k = 2\pi\beta f_0 \quad (11)$$

die Fallensteifigkeit  $k$  ermittelt werden. Abbildung 7 zeigt die Abhängigkeit der Fallensteifigkeit von dem Pumpstrom  $I$  und damit von der Laser-Intensität. Die Datenpunkte sind in Tabelle 2 eingetragen. Es ist ein linearer Trend zu erkennen, wobei der Datenpunkt  $k_x$  für 370 mA deutlich ausreißt. Für die Steigungen  $s$  ergeben sich aus einer linearen Regression

$$s_x \approx 0,8 \cdot 10^{-7} \frac{\text{N}}{\text{m mA}}, \quad s_y \approx 0,5 \cdot 10^{-7} \frac{\text{N}}{\text{m mA}} \quad (12)$$

In den Abbildungen 6 (a) und (c) ist sowohl in  $x$ - als auch in  $y$ -Richtung eine Asymmetrie in der Verteilung der Positionen mit der Zeit zu erkennen. Dies ist deutlicher in einer histogrammierten Ansicht (Abbildung 8) zu beobachten. Aus den Daten kann die Varianz  $\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2 = 0$  ermittelt werden

$$\langle x^2 \rangle \approx 4,1 \cdot 10^{-5} \mu\text{m}^2, \quad \langle y^2 \rangle \approx 9,4 \cdot 10^{-4} \mu\text{m}^2. \quad (13)$$

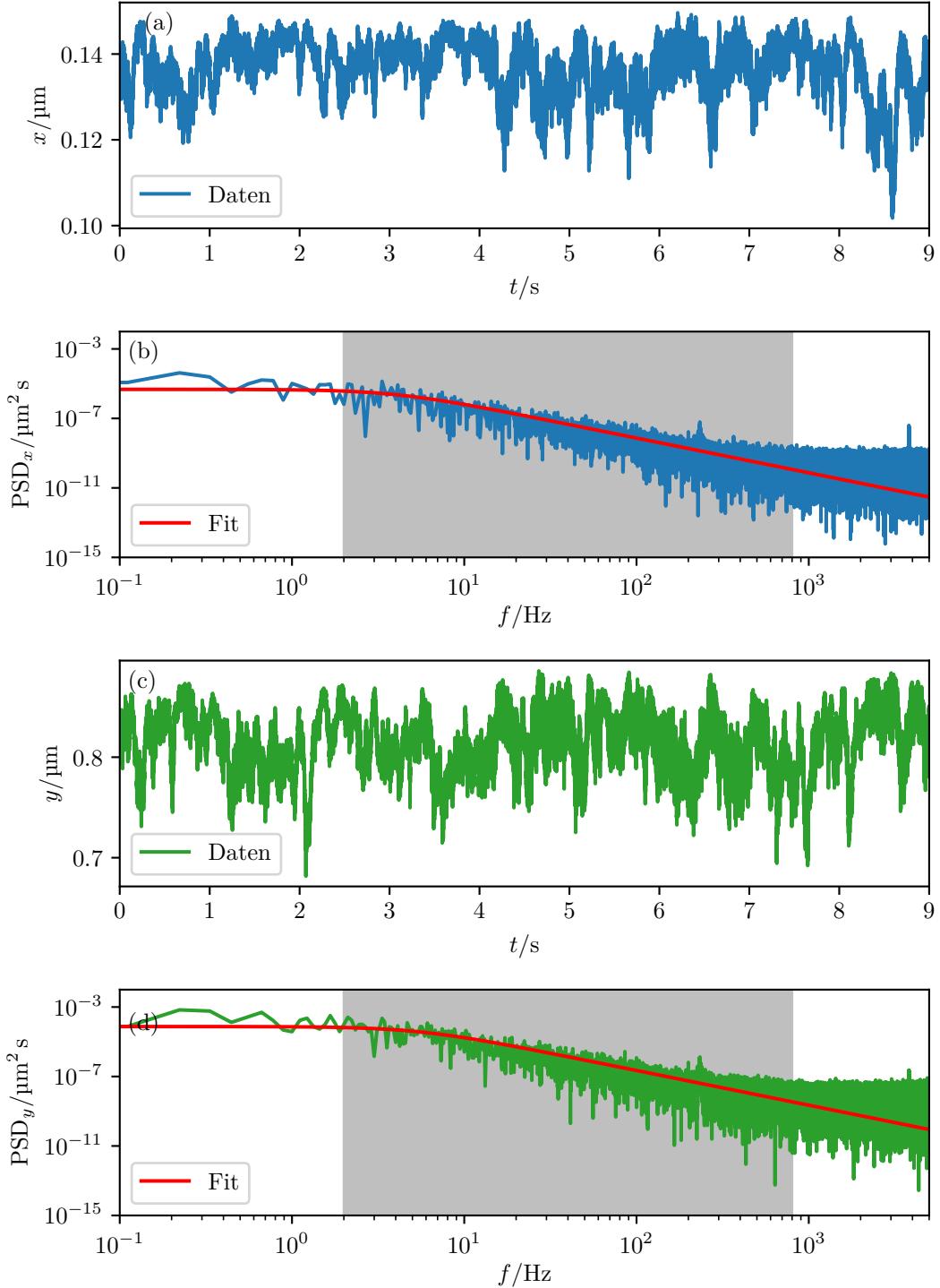
Und hieraus unter Verwendung des Äquipartitionstheorems Werte für die Boltzmann-Konstante

$$k_{B,x} \approx 5,8 \cdot 10^{-26} \frac{\text{J}}{\text{K}}, \quad k_{B,y} \approx 1,8 \cdot 10^{-24} \frac{\text{J}}{\text{K}}. \quad (14)$$

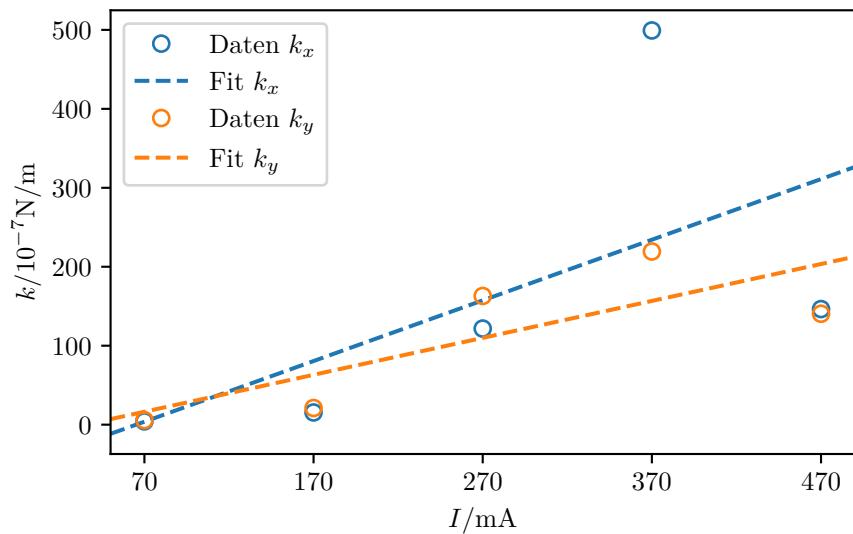
Im Mittel aus allen Messreihen ergibt sich

$$k_{B,mean} \approx 39 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}. \quad (15)$$

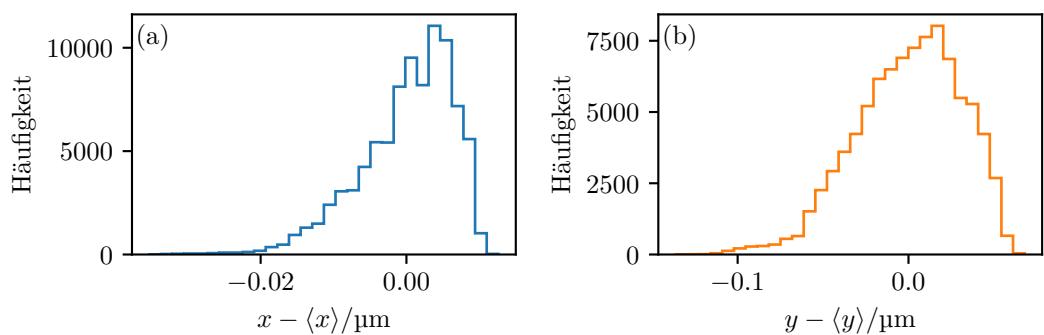
Der seit diesem Jahr festgelegte Wert der Boltzmann-Konstante beträgt nach [k\_b]  $1,380\,649 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ .



**Abbildung 6:** Messreihe an den Quarzkugeln zur Bestimmung der *roll-off*-Frequenz aus der zeitlichen Variation der Kugelposition ohne Einwirkung einer äußeren Kraft. (a) und (c) zeigen die Zeitserien für die  $x$ - bzw.  $y$ -Position. (b) und (d) zeigen die berechneten spektralen Leistungsdichten und die Fits an das Modell (9). Für den Fit wurden nur die grau hinterlegten Daten verwendet.



**Abbildung 7:** Messreihe an den Quarzkugeln zur Untersuchung der Abhängigkeit der Fallensteifigkeit von dem Pumpstrom des Diodenlasers in  $x$ - und  $y$ -Richtung. Die Daten stammen aus der Messung ohne Krafteinfluss.

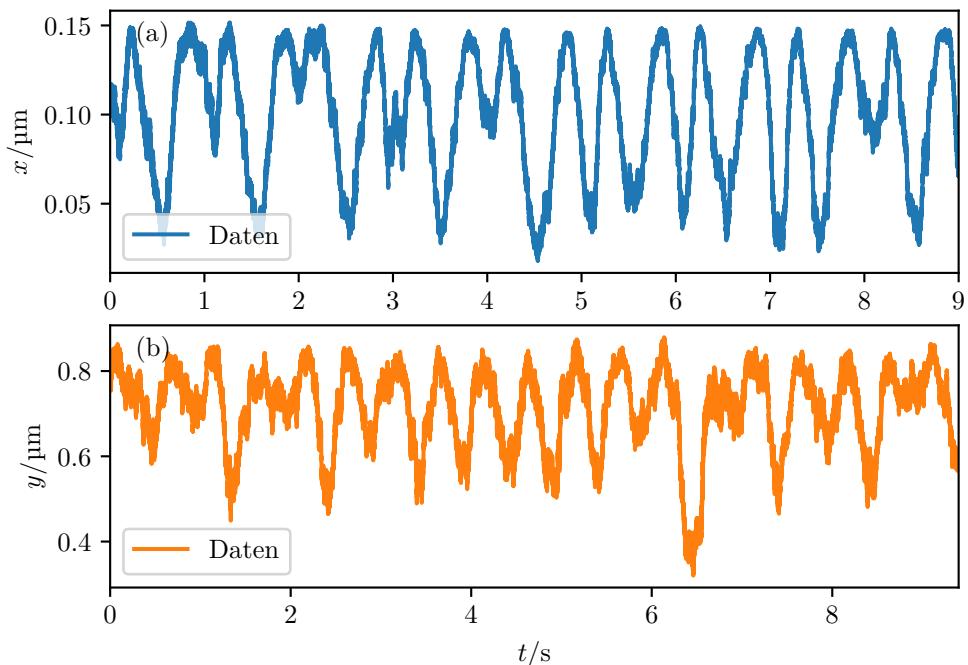


**Abbildung 8:** Histogramme der Kugelpositionen aus der Messreihe in Abbildung 6.

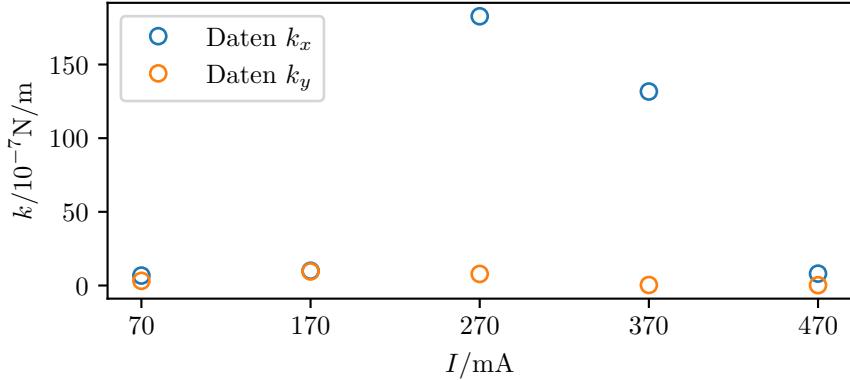
Unabhängig von den Messungen ohne Krafteinwirkung kann mit den Messreihen mit Krafteinwirkung erneut die Fallensteifigkeit untersucht werden. Abbildung 9 zeigt die Variation der Kugelposition unter Einfluss einer periodischen Kraft (Amplitude 1  $\mu\text{m}$ , Frequenz 1 Hz) durch die Piezosteuerung des Probentisches. Unter Verwendung des Kräftegleichgewichts

$$kx = \beta v \quad (16)$$

kann mit  $v = 2 \mu\text{m}/\text{s}$  die Fallensteifigkeit berechnet werden. Das Ergebnis der Intensitätsabhängigen Messung ist in Abbildung 10 dargestellt. Die Werte der Fallensteifigkeit sind in Tabelle 2 eingetragen. Es zeigt sich eine deutliche Abweichung von einem linearen Anstieg. Auf eine weitere Analyse der Daten wird daher verzichtet. Auf die Gründe für die fehlerhafte Messung wird in Kapitel 5 eingegangen.



**Abbildung 9:** Messreihe an den Quarzkugeln unter Einfluss einer äußeren Kraft zur Bestimmung der Fallensteifigkeit.



**Abbildung 10:** Messreihe an den Quarzkugeln zur Untersuchung der Abhängigkeit der Fallensteinigkeit von dem Pumpstrom des Diodenlasers in  $x$ - und  $y$ -Richtung. Die Daten stammen aus der Messung mit Krafteinfluss.

**Tabelle 2:** Ergebnisse für die Fallensteinigkeit in  $x$ - und  $y$ -Richtung. Die Ergebnisse wurden aus den Messungen ohne Krafteinwirkung sowie aus den Messungen mit Krafteinwirkung (Index F) gewonnen.

$I$ / mA	$k_x$ / $10^{-7}\text{N}/\text{m}$	$k_y$ / $10^{-7}\text{N}/\text{m}$	$k_{x,F}$ / $10^{-7}\text{N}/\text{m}$	$k_{y,F}$ / $10^{-7}\text{N}/\text{m}$
70	4,2	5,7	6,7	3,2
170	15,5	21,1	10,0	9,5
270	121,7	163,0	182,7	7,8
370	499,3	219,3	131,7	0,3
470	146,4	140,5	8,1	0,2

### 4.3 Polyesterenkugeln

Analog zu der Auswertung aus dem vorangehenen Abschnitt wird für die Polyesterenkugeln vorgegangen. Hier ist anzumerken, dass es hier, im Gegensatz zu den Messungen an den Quarzkugeln, gelungen ist, alle Messungen an der selben Kugel durchzuführen.

Zum qualitativen Vergleich zwischen Quarz- und Polyester-Probe ist für die Stromstärke 70 mA eine Messreihe ohne (Abbildung 11) und mit Krafteinwirkung (Abbildung 12) dargestellt. Abbildung 13 zeigt die Intensitätsabhängigkeit der Fallensteinigkeit aus der Messreihe ohne Krafteinwirkung. Für die Steigungen gilt hier

$$s_x \approx 0,3 \cdot 10^{-7} \frac{\text{N}}{\text{m mA}}, \quad s_y \approx 0,9 \cdot 10^{-7} \frac{\text{N}}{\text{m mA}}. \quad (17)$$

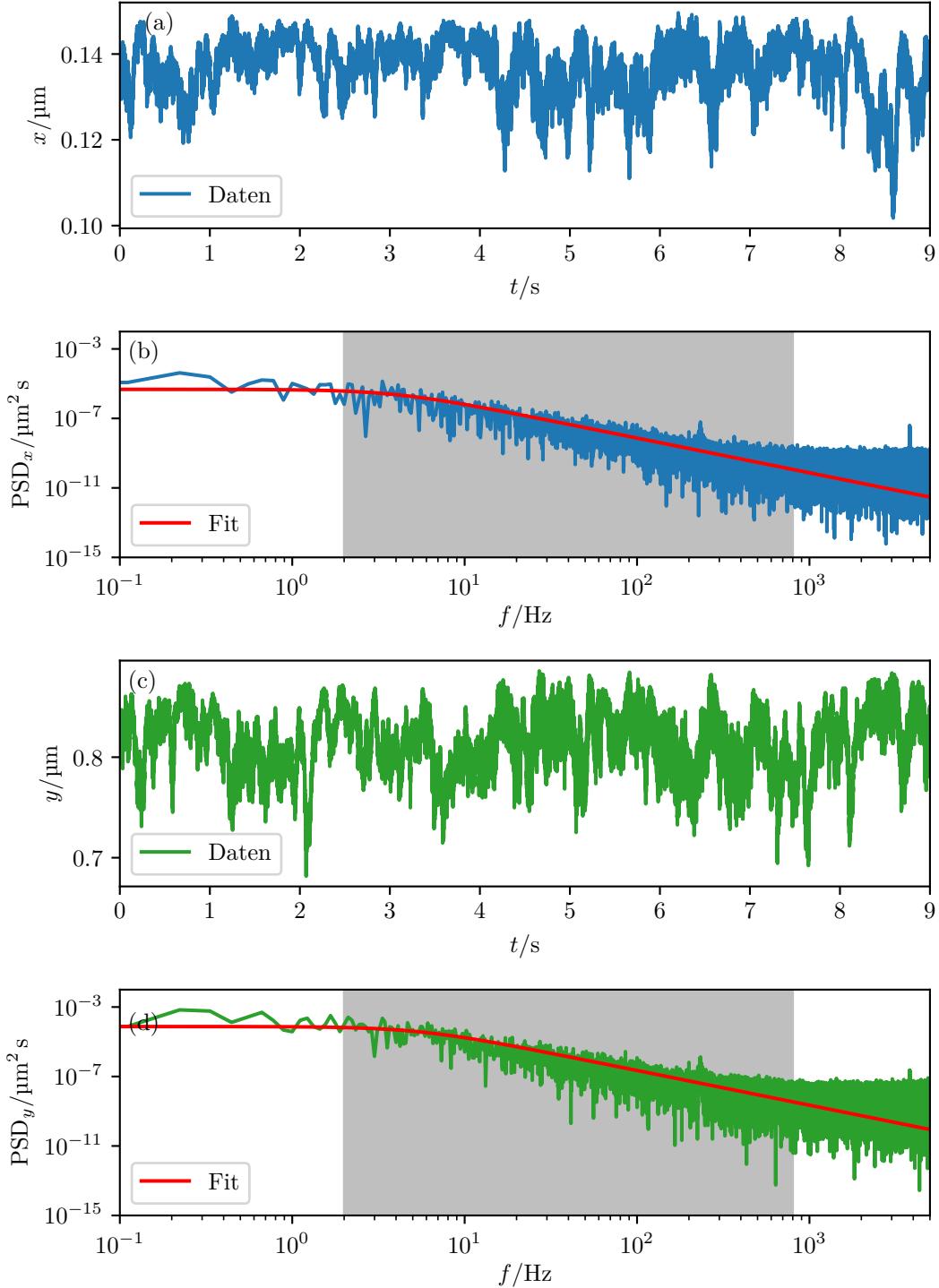
Abbildung 14 zeigt den Verlauf aus der Messreihe mit Krafteinwirkung. Erneut ist ersichtlich, dass die Messung keine Ergebnisse liefert. Alle Werte für die Fallensteinigkeit sind in Tabelle 3 eingetragen. Im Mittel aus allen Messungen ohne Krafteinwirkung wird

für die Boltzmann-Konstante folgender Wert gefunden

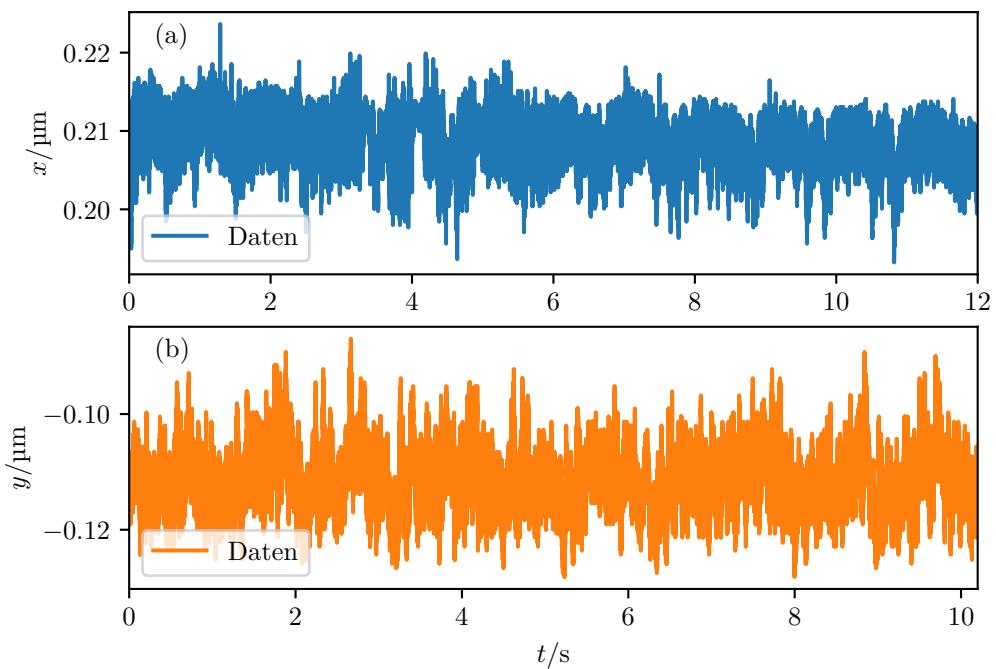
$$k_B \approx 6,1 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}. \quad (18)$$

**Tabelle 3:** Ergebnisse für die Fallensteifigkeit in  $x$ - und  $y$ -Richtung. Die Ergebnisse wurden aus den Messungen ohne Krafteinwirkung sowie aus den Messungen mit Krafteinwirkung (Index F) gewonnen.

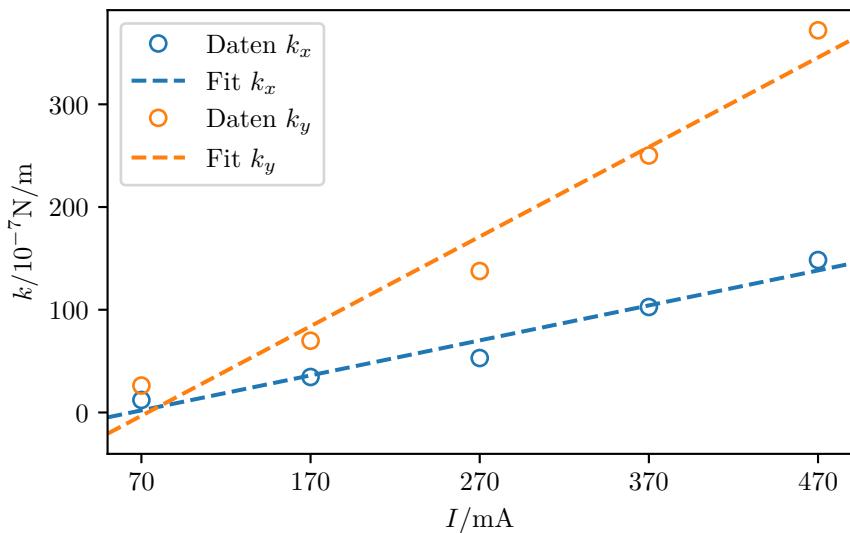
$I / \text{mA}$	$k_x / 10^{-7}\text{N/m}$	$k_y / 10^{-7}\text{N/m}$	$k_{x,F} / 10^{-7}\text{N/m}$	$k_{y,F} / 10^{-7}\text{N/m}$
70	12,2	26,2	20,6	28,5
170	34,5	69,8	261,3	107,0
270	53,0	137,7	258,1	17,0
370	102,7	250,2	81,8	34,2
470	148,4	372,0	179,3	2,9



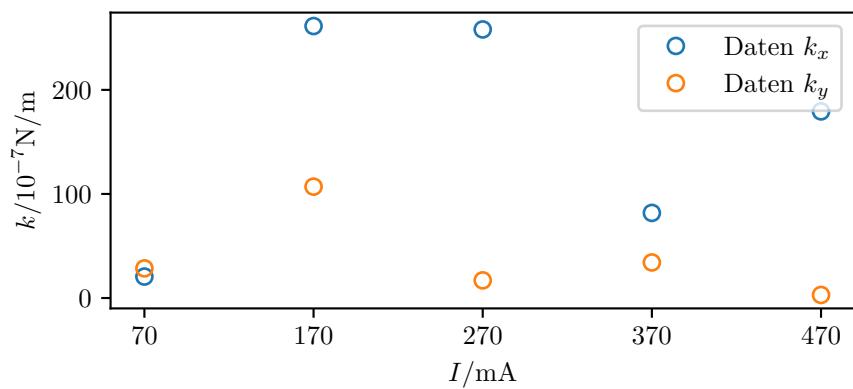
**Abbildung 11:** Messreihe an den Polyesterenkugeln zur Bestimmung der *roll-off*-Frequenz aus der zeitlichen Variation der Kugelposition ohne Einwirkung einer äußeren Kraft. (a) und (c) zeigen die Zeitserien für die  $x$ - bzw.  $y$ -Position. (b) und (d) zeigen die berechneten spektralen Leistungsdichten und die Fits an das Modell (9). Für den Fit wurden nur die grau hinterlegten Daten verwendet.



**Abbildung 12:** Messreihe an den Polyesterenkugeln unter Einfluss einer äußeren Kraft zur Bestimmung der Fallensteifigkeit.



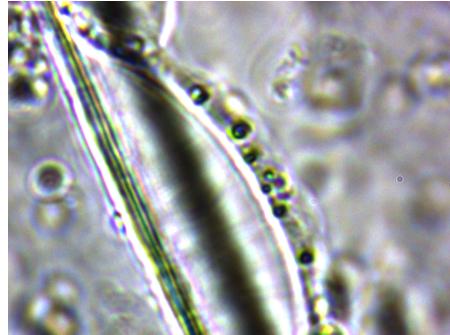
**Abbildung 13:** Messreihe an den Polyesterenkugeln zur Untersuchung der Abhängigkeit der Fallensteifigkeit von dem Pumpstrom des Diodenlasers in  $x$ - und  $y$ -Richtung. Die Daten stammen aus der Messung ohne Krafteinfluss.



**Abbildung 14:** Messreihe an den Polyesterenkugeln zur Untersuchung der Abhängigkeit der Fallensteifigkeit von dem Pumpstrom des Diodenlasers in  $x$ - und  $y$ -Richtung. Die Daten stammen aus der Messung mit Krafteinfluss.

#### 4.4 Zwiebelzellen

Nachfolgend werden die Beobachtungen an den Zwiebelzellen vorgestellt. Hierbei wird mehrfach auf Videos aus dem Anhang verwiesen. Abbildung 15 zeigt zunächst eine exemplarische Aufnahme der Zwiebelzelle mit der CMOS-Kamera. Mittig des Bildes sind die Vesikel innerhalb einer Mikrofaser deutlich zu erkennen.



**Abbildung 15:** Exemplarische CMOS-Aufnahme der Zwiebelzelle.

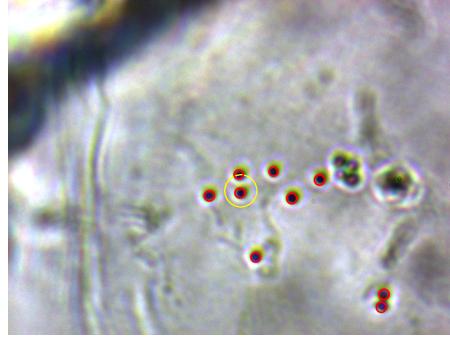
In dem Video 1.avi im Zwiebel-Anhang lässt sich beobachten, dass die Strukturen innerhalb der Zelle mit der optischen Pinzette beeinflussen lassen. Innerhalb einer Mikrofaser können einzelne Vesikel gefangen werden und durch die Faser transportiert werden (siehe Video 2.avi). Hierbei ist zu beobachten, dass die Kraft durch die Falle teilweise schwächer ist als die Kraft, die die Vesikel in der Faser hält (Video 3.avi oder 4.avi). Nach einer Auslenkung bewegen sich die Fasern wieder in eine Ruhelage. Mit einem Laserstrom von 70 mA, was in etwa einer Fallsteifigkeit von  $26,2 \cdot 10^{-7}$  N/m entspricht ist es nicht möglich ein Vesikel aus der Faser zu lösen (Video 70mA.avi). Mit einem Strom von 170 mA bzw. einer Fallsteifigkeit von  $70 \cdot 10^{-7}$  N m gelingt dies (Video 170mA.avi).

Abschließend soll die Geschwindigkeit der Vesikel bestimmt werden. Hierzu ist zunächst die Größe der Objekte relevant. In Abbildung 16 ist eine Kameraaufnahme mit mehreren Vesikeln zu sehen. Hieraus wurden die Radien in Pixeln bestimmt (siehe rote Kreise in der Abbildung). Im Mittel haben die Vesikel einen Radius von 11,2 Pixeln. Im Vergleich hierzu haben die Quarzkugeln (siehe etwa Abbildung 5) einen Radius von ca. 24,2 Pixeln. Aus der Kenntnis der Quarzkugelgröße von ca.  $2 \mu\text{m}$  wird somit die Vesikelgröße zu

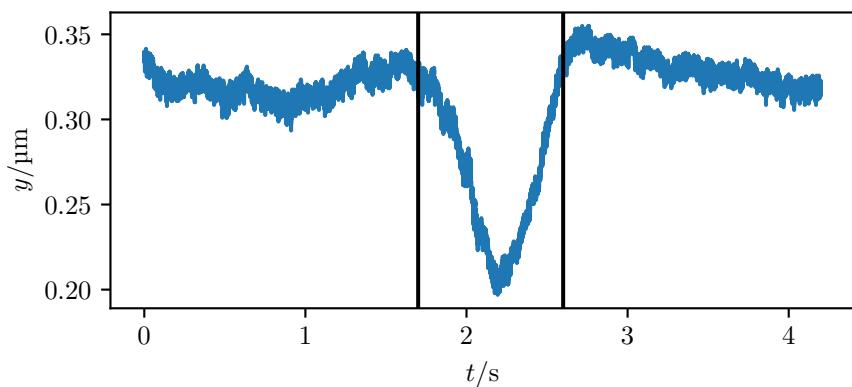
$$d_{\text{Vesikel}} \approx 0,9 \mu\text{m} \quad (19)$$

abgeschätzt. Abbildung 17 zeigt den Verlauf einer Messung während sich ein Vesikel durch den Laserstrahl bewegt hat. Die temporäre Auslenkung aus einem konstanten Wert ist deutlich zu erkennen. Aus dem Vesikeldurchmesser und dem zeitlichen Abstand der beiden vertikalen Linien in Abbildung 17 wird die Geschwindigkeit berechnet

$$v_{\text{Vesikel}} \approx 1,03 \frac{\mu\text{m}}{\text{s}}. \quad (20)$$



**Abbildung 16:** Aufnahme mehrerer Vesikel zur Abschätzung des Durchmessers. In rot sind die Kreise eingzeichnet, mit denen die Durchmesser abgeschätzt wurden.



**Abbildung 17:** Gemessener zeitlicher Verlauf des Photodiodensignals beim Durchgang eines Vesikels durch den Laser.

## 5 Diskussion

Mit dem durchgeführten Versuch konnte die Funktionsweise einer optischen Pinzette hervorragend beobachtet werden. In dem Video 470mA\_quarz.avi im Quarz-Anhang ist beispielsweise deutlich zu erkennen, wie eine einzelne Quarzkugel mit der Pinzette eingefangen wurde, während sich drumherum andere Kugeln diffus bewegen. Auch die Anwendung der optischen Pinzette in der Zellbiologie konnte nachvollzogen werden. Innerhalb einer Zelle ist es möglich die Bewegung einzelner Vesikel zu kontrollieren. Weitere Messungen könnten hier auch quantitative Ergebnisse liefern, z.B. für die notwendige Kraft um die Bewegung eines Vesikels zu stoppen.

Die Messungen unter äußerem Krafteinfluss haben keine Ergebnisse für die Fallensteifigkeit geliefert, was an einer falschen Versuchsdurchführung liegt. Die Einstellung der Frequenz und Amplitude, und damit der Geschwindigkeit  $v$ , der treibenden Schwingung wurde für alle Stromstärken weitgehend konstant gehalten. Um vergleichbare Messwerte zu erhalten, sollte mit steigender Fallensteifigkeit  $k$ , gemäß des Kräftegleichgewichtes  $kx = \beta v$  auch

die Geschwindigkeit erhöht werden.

Ohne äußerer Krafteinfluss konnten realistische Ergebnisse für die Fallensteifigkeit bestimmt werden. Der Verlauf der spektralen Leistungsdichten gemäß einer Lorentzfunktion bestätigt den Brownschen Charakter der Teilchenbewegung. Insbesondere die Messung mit den Polyesterenkugeln liefert einen Wert für die Boltzmann-Konstante, der in der gleichen Größenordnung wie der tatsächliche Wert liegt. Der Vergleich der Abbildungen 7 und 13 zeigt deutlich auf, dass für eine zuverlässige Messung lediglich ein Teilchen in der Nähe der Falle sein darf um Störungen der gemessenen Diodensignale zu minimieren. In beiden Messungen ist eine Asymmetrie zwischen  $x$ - und  $y$ -Richtung der Fallensteifigkeit gemessen worden. Dies könnte an einer tatsächlichen Asymmetrie oder an einem systematischen Fehler der Piezosteuerung liegen.

## Literatur

- [1] A Ashkin. „Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure“. In: *Physical Review Letters - PHYS REV LETT* 24 (Jan. 1970), S. 156–159. DOI: 10.1103/PhysRevLett.24.156.
- [2] A. Ashkin u. a. „Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles“. In: *Opt. Lett.* 11.5 (Mai 1986), S. 288–290. DOI: 10.1364/OL.11.000288. URL: <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-11-5-288>.
- [3] *Homepage des Nobelpreiskommitees*. 2019. URL: <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2018/ashkin/facts/>.
- [4] MIT Department of Physics. *Optical Trapping*. 2017.
- [5] TU Dortmund. *Versuchsanleitung zum Versuch: Optische Pinzette*. 2016.
- [6] Ming Chen Wang und G. E. Uhlenbeck. „On the Theory of the Brownian Motion II“. In: *Rev. Mod. Phys.* 17 (2-3 Apr. 1945), S. 323–342. DOI: 10.1103/RevModPhys.17.323. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.17.323>.