

Kapitel 2

Die Elektrodynamische Falle

Für die Untersuchung von Gefrierprozessen wurde im Rahmen dieser Arbeit eine elektrodynamische Falle konstruiert, welche bis -100 °C kühlbar ist. Entwickelt wurde eine solche Falle erstmals von dem Physiker Wolfgang Paul [3]. Er entdeckte die stabile Speichermöglichkeit von geladenen Teilchen in elektromagnetischen Wechselfeldern. 1989 bekam er dafür den Nobelpreis [4]. Die Methode der Levitation von Teilchen hat seitdem hauptsächlich in der Atmosphärenphysik an Bedeutung gewonnen. Pionier auf diesem Gebiet war die Gruppe von E. J. Davis [5], die die Größe, Masse und Verdampfungsrate von schwebenden atmosphärischen Aerosolen untersuchte. Mitte der achtziger Jahre machten die Gruppen von Seinfeld und Flagan erste Untersuchungen an levitierten Seesalzaerosolen [6, 7, 8]. Hier, an der Freien Universität wurden bisher an elektrodynamischen Fallen Gefrierprozesse von Wasser [9, 10], Elektrolytlösungen [11] und Schwefelsäure [12] sowie die HCl-Gasaufnahme unterkühlter Schwefelsäuretropfen [13] untersucht. Auch außerhalb der Atmosphärenforschung werden elektrodynamische Fallen eingesetzt. Arnold et al. [14] und Lin et al. [15] entdeckten veränderte Fluoreszenz-Abklingraten in sphärischen Tropfen. F. Weritz machte Absorptionsmessungen an schwebenden Gold-Kolloid-Lösungen [16], in der Gruppe von T. Leisner [17] schließlich wurden erstmals die Schwingungen von levitierten Glykoltropfen kurz vor und während einer Coulombexplosion untersucht. Bei letzterem Experiment war die Ladung des Tropfens explizit erwünscht, meist ist sie aber eher ein hinderlicher Nebeneffekt. Dennoch muss der Tropfen eine gewisse geringe Oberflächenladung besitzen, damit er mit dem elektrischen Feld wechselwirken kann. Da die in dieser Arbeit untersuch-

ten Substanzen keine eigenen freien Ladungsträger besitzen, muss die Aufladung recht umständlich über die Anlagerung von Kleinionen erfolgen. Die theoretischen Voraussetzungen für die Aufladung und Levitation flüssiger Tropfen, sowie deren experimentelle Realisierung wird in den folgenden Abschnitten gegeben.

2.1 Theorie der elektrodynamischen Levitation

Wie ist es möglich ein geladenes Teilchen stabil in der Schwebelage zu halten? Im Prinzip reicht es aus, ein Feld zu erzeugen, welches im Zentrum feldfrei ist und nach allen drei Raumrichtungen ansteigt. Doch ein solches Feld ist nach den Gesetzen der Elektrostatik nicht realisierbar. Erst mit Hilfe von Wechselfeldern ist es möglich ein über die Zeit gemitteltes Potentialminimum zu erzeugen.

2.1.1 Die Kraftwirkung elektrischer Wechselfelder

Zunächst wird die Bewegung eines geladenen Teilchens in einem homogenen elektrischen Wechselfeld am Beispiel eines Plattenkondensators betrachtet (Abbildung 2.1 a)), welche durch folgende Bewegungsgleichung beschrieben wird:

$$m\ddot{z} = qE_z \quad (2.1)$$

wobei z die Richtung des elektrischen Wechselfeldes der folgenden Form bezeichnet:

$$E(z, t) = E_0(z)\cos(\omega t). \quad (2.2)$$

Die Lösung der Differentialgleichung 2.1 lautet:

$$z(t) = \frac{qE_0}{m\omega^2}\cos(\omega t). \quad (2.3)$$

E_0 Amplitude des Wechselfeldes.

q Ladung des Teilchens.

m Masse des Teilchens.

ω Schwingungsfrequenz.

Anschaulich gesprochen erfährt das Teilchen immer genau dann, wenn es maximal in die eine Richtung ausgelenkt worden ist, eine ebenso große Kraft in die entgegengesetzte Richtung. Der Ort des Teilchens hat aufgrund der Homogenität des Feldes keine Bedeutung. Die über eine Schwingungsperiode gemittelte Bewegung des Teilchens ist Null.

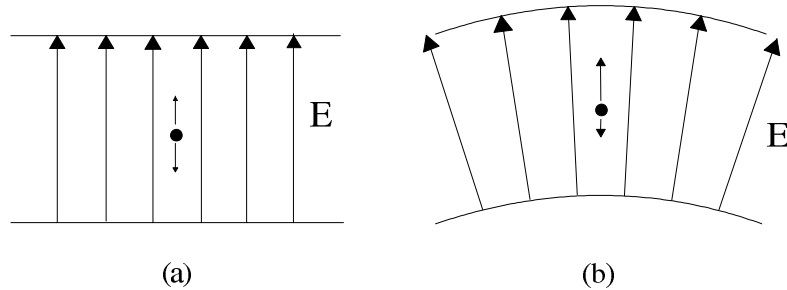


Abbildung 2.1: Schwingungen eines geladenen Teilchens im a) homogenen und b) inhomogenen Wechselfeld.

Dies ist nicht mehr gegeben, wenn das elektrische Feld inhomogen ist. Die rücktreibende Kraft ist bei niedrigeren Feldstärken geringer, als bei stärkeren (siehe Abbildung 2.1 b)). Das Teilchen wird sich also im Mittel immer in die Richtung des Feldminimums bewegen. Das wiederum bedeutet, dass man ein geladenes Teilchen stabil speichern könnte, wenn es möglich wäre, ein 3-dimensionales Feld mit einem Minimum im Zentrum zu erzeugen.

2.1.2 Das Quadrupolfeld

Die klassische Paul-Falle, die in Abbildung 2.2 zu sehen ist, erzeugt mittels hyperbolischer Elektroden das Feld eines Quadrupols. Dessen Potential Φ ist gegeben durch:

$$\Phi = \Phi_0(\alpha x^2 + \beta y^2 + \gamma z^2). \quad (2.4)$$

Da für ein statisches Feld die Laplace-Bedingung

$$\Delta \Phi = 0 \quad (2.5)$$

erfüllt sein muss, ist dieses Feld im Zentrum zwar feldfrei, besitzt aber kein Minimum. Vielmehr ist das Fallenzentrum eine Art Sattelpunkt, wie Abbildung 2.3 veranschaulicht.

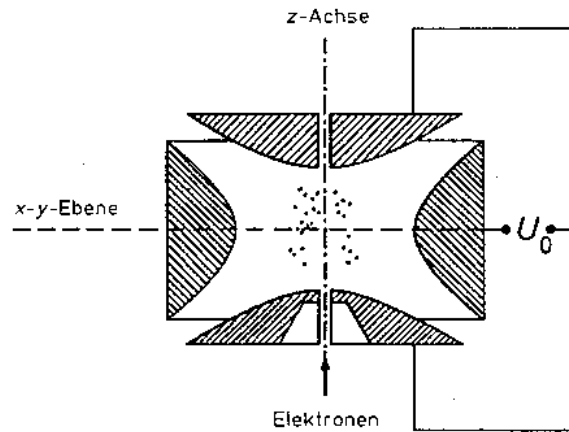


Abbildung 2.2: Schematischer Schnitt durch die klassische Paulfalle.

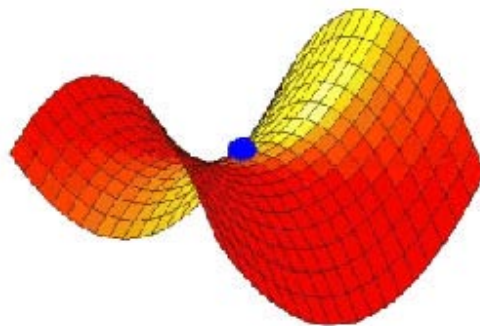


Abbildung 2.3: Sattelpotenzial eines Quadrupols.

Ein geladenes Partikel würde sich nur kurze Zeit im Fallenmittelpunkt halten lassen. Sobald es sich ein bisschen aus dem Zentrum heraus bewegt, würde es das Potenzial "hinabrollen" und somit das Fallenzentrum verlassen. Legt man nun statt eines statischen Feldes ein Wechselfeld an, würde der Sattel aus Abbildung 2.3 in einer Umklappbewegung oszillieren. Dies ist dargestellt in Abbildung 2.4¹. Dieses Potenzial bewirkt bei geeigneter Wechselspannung immer eine rücktreibende

¹Diese Sattelpotenziale wurden von Thomas Leisner übernommen

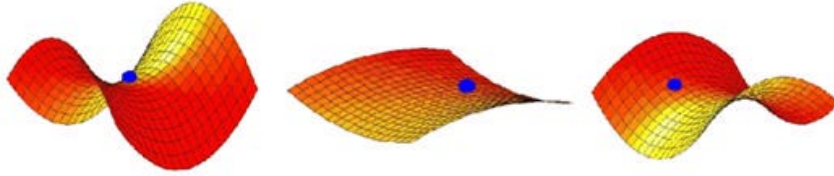


Abbildung 2.4: Momentaufnahmen eines oszillierenden Sattelpotenzials.

Kraft auf das Teilchen in Richtung des Fallenzentrums. Da aber zu keinem definierten Zeitpunkt tatsächlich ein Potentialminimum im Zentrum der Falle existiert, wird ein solches Potenzial auch Pseudopotenzial genannt. Es wird für den beispielhaften Fall $\alpha = \beta = 1$ und $\gamma = -2$ beschrieben durch:

$$\Phi = (U + V \cos(\omega t))(x^2 + y^2 - 2z^2) \quad (2.6)$$

U Amplitude der Wechselspannung

V Überlagerte Gleichspannung

ω Frequenz der Wechselspannung.

2.1.3 Die Teilchenbewegung im Pseudopotential

Um die Bewegung des Teilchens im Pseudopotential beschreiben zu können, müssen wir Gleichung 2.1 im 3-dimensionalen Feld lösen. Mit $\mathbf{E} = \nabla\Phi$ gilt:

$$\ddot{x} + \frac{q}{m}(U + V \cos(\omega t))x = 0 \quad (2.7)$$

$$\ddot{y} + \frac{q}{m}(U + V \cos(\omega t))y = 0 \quad (2.8)$$

$$\ddot{z} - \frac{2q}{m}(U + V \cos(\omega t))z = 0 \quad (2.9)$$

Dieses Gleichungssystem entspricht dem der Mathieuschen Differentialgleichungen, deren Lösungen bekannt sind [18]. Für verschiedene Bereiche von U und V folgt die Bewegung des Teilchens einer stabilen Lissajous-Figur, wie in Abbildung 2.5 zu sehen ist. Es lässt sich weiterhin zeigen, dass der größte Stabilitätsbereich zu finden ist, wenn der Wechselspannung keine Gleichspannung überlagert wird [19]. Ebenfalls zeigen Simulationsrechnungen, dass der Stabilitätsbereich abhängig vom Druck innerhalb der Falle ist, da aufgrund von Reibungskräften die kinetische Energie des Teilchens exponentiell abnimmt, bis es schließlich ruhig in der Mitte steht.



Abbildung 2.5: Stabile Bewegung eines gefangenen Teilchens in der Falle. Photo aus Referenz [20].

2.2 Theorie der Tropfenaufladung

2.2.1 Ionenanlagerung an Partikel

Um einen Tropfen in einem elektrischen Wechselfeld fangen zu können, benötigt er mindestens ein Ladungs-zu-Masseverhältnis von ca. $10^{-4} C/kg$. Diese Aufladung kann erfolgen über a) Influenz und b) Anlagerung von Elektronen oder Kleinionen.

Eine Aufladung mittels Influenz setzt in der Flüssigkeit eine bestimmte Konzentration freier Ladungsträger voraus. Wird diese Flüssigkeit in ein elektrisches Feld gebracht, werden die Ladungsträger räumlich getrennt. Ein solches elektrisches Feld kann entweder über eine Elektrode der Falle in der Nähe der Spritzendüse erzeugt werden, oder über eine Elektrode, die direkt in das Flüssigkeitsreservoir eintaucht. Die benötigte Hochspannung für die Erzeugung eines ausreichend hohen Feldes liegt zwischen 0.5 bis 2.0 kV. Die gesamte Flüssigkeit bleibt allerdings trotz inhomogener Ladungsverteilung weiterhin neutral. Erst beim Abreißen von der Düse entsteht im gebildeten Tropfen ein Ladungsüberschuss. Bei Flüssigkeiten wie Wasser reichen die in der Flüssigkeit vorhandenen freien Ladungsträger aus, um eine ausreichende Überschussladung zu erzeugen.

Schwieriger wird es bei Flüssigkeiten, wie den Alkanen, die keine freien Ladungsträger besitzen. Hier ist nur eine Aufladung über die Anlagerung von Kleinionen möglich [21]. Dieses Verfahren wird häufig benutzt um feste Partikel in einem Aerosolstrahl aufzuladen. Der Aufladungsprozess ist partikelgrößenabhängig und basiert auf der Kollision der Gasionen mit den Aerosolen durch die Brownsche Bewegung (Diffusionsaufladung). Für Partikel mit einem Durchmesser $> 0.5 \mu\text{m}$ wird die Kollisionswahrscheinlichkeit und damit die Effektivität des Aufladeprozesses über das Anlegen eines äußeren Feldes E erheblich erhöht. Man spricht in diesem Fall von Feldaufladung. Ein Partikel mit Durchmesser d_p enthält nach Durchfliegen eines Gasionenstromes der Ionenkonzentration N_I im statistischen Mittel n_E Ladungen [22]:

$$n_E = n_s \cdot \frac{\frac{eb}{4\epsilon_0} N_I t_c}{1 + \frac{eb}{4\epsilon_0} N_I t_c} \quad (2.10)$$

mit

$$n_s = \frac{3 \cdot \varepsilon_r}{\varepsilon_r + 2} \cdot \frac{\pi \varepsilon_0}{e} E d_p^2. \quad (2.11)$$

- n_s Sättigungsladung
- b Ionenmobilität
- t_c Verweildauer des Partikels im Ionenstrahl
- ε_r Dielektrizitätskonstante des Partikels
- ε_0 Elektrische Feldkonstante $8.854 \cdot 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$
- e Elementarladung $1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$

Die Begrenzung der Aufladung, das sogenannte Pauthenier-Limit, ist dann erreicht, wenn die Ladungen auf der Partikeloberfläche ein elektrisches Feld erzeugen, welches das von außen angelegte gerade kompensiert. Beispielsweise enthält ein isolierendes Partikel mit den Parametern $\varepsilon_r = 2$ und $d_p = 10^{-4} \text{ m}$ in einem äußeren Feld von $E = 10^6 \text{ Vm}^{-1}$ nach Gleichung 2.11 eine mittlere Sättigungsladung von ca. 2.5 Millionen Elementarladungen [23]. Bei einer Dichte von $\rho = 10^3 \text{ kg m}^{-3}$ ergibt sich damit ein Ladungs- zu Masse- Verhältnis von

$$\left(\frac{q}{m}\right)_{max} = 8.8 \cdot 10^{-4} \frac{\text{C}}{\text{kg}}, \quad (2.12)$$

welches ausreicht, um den Tropfen in der Falle zu fangen. Eine gängige Methode zur Erzeugung eines Gasionenstromes stellt die Korona-Entladung dar. Hierbei macht man sich den Effekt zu Nutze, dass ab Feldstärken oberhalb von 3 MV/m die Luft selbst ionisiert und damit leitend wird. Am einfachsten erreicht man so hohe Feldstärken mit einer sehr spitzen Elektrode, an die eine negative Hochspannung gelegt wird. In der Nähe der Spitze kommt es zu einer starken Felderhöhung, welche ausreicht, die Luftmoleküle lokal zu ionisieren. Bringt man nun in einem gewissen Abstand eine mit der Masse verbundene leitende Fläche an, werden die negativen Gasionen dorthin beschleunigt und es entsteht ein kontinuierlicher unipolarer Gasstrom. Durch Variation der Hochspannung kann der Ionenstrom reguliert werden. Das obere Limit ist durch die Durchschlags-Feldstärke gegeben, bei der es

zur Funkenentladung kommt. In der Regel geht man davon aus, dass es sich bei den negativen Ladungsträgern im Wesentlichen um freie Elektronen handelt. Sind allerdings auch nur Spuren von Molekülen mit positiver Elektronenaffinität, wie beispielsweise O_2 in Raumluft, vorhanden, werden sich die Elektronen an diese anlagern. Der Koronastrom besteht dann nicht mehr aus Elektronen, sondern aus Ionen. Da deren Beweglichkeit wesentlich geringer ist, wird die Stromstärke daraufhin stark verringert werden. Die Aufladung der Tropfen fand in den hier beschriebenen Experimenten bei Raumluft statt. Wir gehen deshalb davon aus, dass der gemessene Koronastrom hauptsächlich aus O_2^- -Ionen besteht.

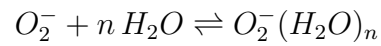
Die zur Korona-Entladung notwendige kritische Feldstärke ist eine Funktion der Temperatur, des Druckes und der chemischen Zusammensetzung der Luft. Sie exakt zu bestimmen ist damit recht schwierig, da schon kleine Schwankungen der Luftfeuchtigkeit einen starken Einfluss zeigen. Im Prinzip ist es natürlich auch möglich eine Koronastrom mit positiv geladenen Ladungsträgern zu erzeugen. In der Praxis ist dies allerdings sehr selten, da es hierbei viel schwieriger ist einen konstanten Strom zu erzeugen.

2.2.2 Überschussladungen auf isolierenden Flüssigkeiten

Was passiert mit den Elektronen bzw. Ionen nach Anlagerung auf der Flüssigkeit? In der Literatur finden sich einige Untersuchungen zur Leitfähigkeit μ_{el} von Überschusselektronen in isolierenden Flüssigkeiten [24]. Prinzipiell leiten verzweigte Alkane den Strom besser, als die gestreckten. Die n-Alkane sind allgemein schlechte Leiter von Überschusselektronen, zusätzlich sinkt ihre Leitfähigkeit mit zunehmender Kettenlänge. Bei $T = 296\text{ K}$ beträgt beispielsweise die Leitfähigkeit von flüssigem n-Butan $\mu_{el} = 0.4\text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ [24], für n-Dekan misst man bei derselben Temperatur lediglich noch $\mu_{el} = 0.038\text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$. Bei Leitfähigkeiten von $\mu_{el} < 0.1\text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ spricht man von lokalisierten Elektronen. Das Elektron ist in einer Potenzialfalle gefangen. Die Fluktuationen der Flüssigkeit bleiben von diesen Elektronen unberührt [24].

Messungen zur Leitfähigkeit von O_2^- Ionen in nichtleitenden Flüssigkeiten gibt es wesentlich weniger [25, 26]. Bei diesen Untersuchungen werden die O_2^- Ionen allerdings über einen Röntgenpuls erzeugt, so dass gleichzeitig ein positives Lösungsmittel-Ion entsteht. Man kann daraufhin lediglich kurzzeitig einen Ionenstrom messen, bevor

die beiden Ionen rekombinieren. Ein großes Problem bei solchen Leitfähigkeitsmessungen stellt die Reinheit des Lösungsmittels dar. Balakin et al. [27] zeigten, dass die O_2^- Ionen in "nassem" Tetrasilan hydratisiert werden.



Man kann wohl davon ausgehen, dass O_2^- als Ladungsträger in der Oberfläche der Alkantropfen eingelagert ist und nicht mit den Alkanen reagiert. Dieses ist sehr plausibel, da Alkane nur sehr schwer reduzierbar sind.

2.3 Die elektrodynamische Falle im Experiment

Für die in dieser Arbeit besprochenen Experimente wurde eine elektrodynamische Falle entwickelt, die im Gegensatz zur klassischen Paul-Falle keine hyperbolische Ringelektrode besitzt, sondern aus zwei separaten Ringen besteht. Die in Abschnitt 2.1 besprochenen notwendigen Potentiale verändern sich dadurch nur qualitativ etwas. Eine sehr ausführliche Beschreibung des Versuchsaufbaus findet sich in der Doktorarbeit von Peter Stöckel [28].

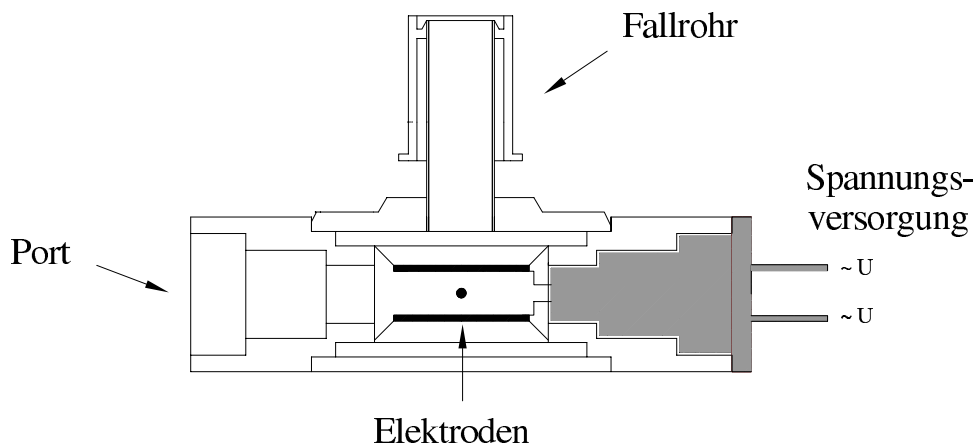


Abbildung 2.6: seitlicher Schnitt durch die Fallenkammer.

Die zwei Ringelektroden besitzen einen Innendurchmesser von 1 cm und sind in einem Abstand von 0.29 cm angebracht. Sie sind an einen Wechselspannungsgenerator angeschlossen, der Spannungen bis zu 4kV in einem Frequenzbereich von 125 bis 1000 Hz zur Verfügung stellt. Die Wechselspannung reicht alleine aus, um den Tropfen stabil zu fangen, da dieser aber eine nicht zu vernachlässigende Masse besitzt, wird er aufgrund der Gravitationskraft aus der vertikalen Mitte der Falle nach unten gezogen. Um diese Kraft zu kompensieren, wurde der Wechselspannung an den Elektroden eine unterschiedlich gepolte Gleichspannung überlagert. Je nach Polung des Tropfen hat sie ein positives bzw. negatives Vorzeichen an der oberen Elektrode und das genau entgegengesetzte an der unteren. Die Gleichspannung wird so eingestellt das folgende Beziehung gilt:

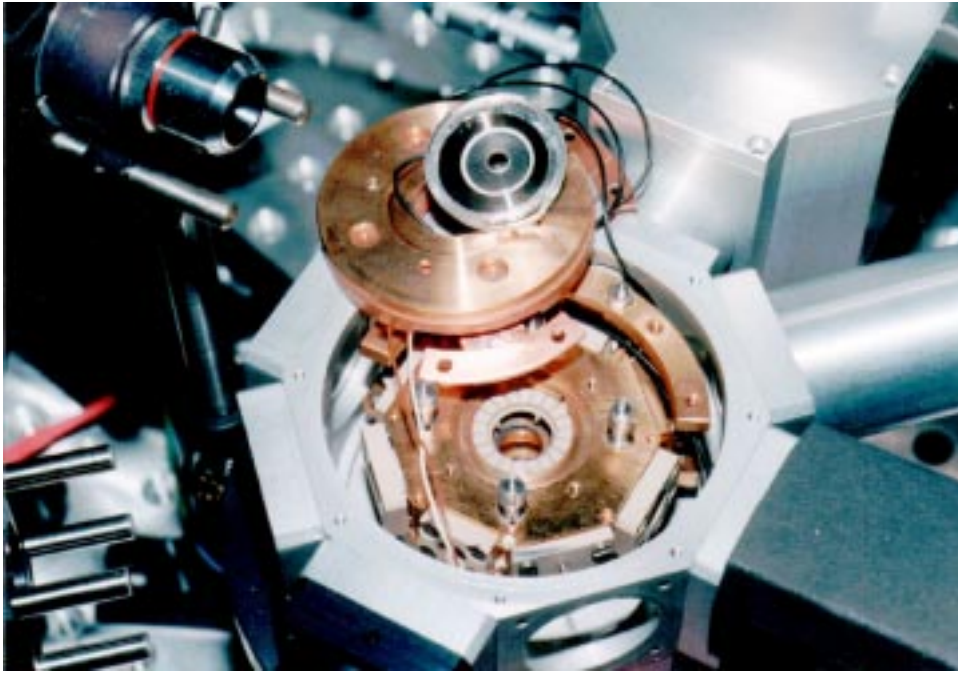


Abbildung 2.7: Photo der geöffneten Falle.

$$mg = E_z Q. \quad (2.13)$$

Das elektrische Feld bei $z=0$ ist eine Funktion der Spannung an den Elektroden und kann für die spezielle Geometrie der Falle berechnet werden. Es ergibt sich ein Masse zu Ladungs Verhältnis von [16]:

$$\frac{m}{Q} = \frac{0.268 U}{g h} \quad (2.14)$$

- m Masse des Tropfens.
- Q Gesamtladung des Tropfens.
- U Betrag der überlagerten Gleichspannung.
- h vertikaler Abstand der beiden Ringelektroden
- g Erdbeschleunigung 9.81 ms^{-2} .

Die Elektroden befinden sich in einer achteckigen Kammer (Abbildung 2.6), die an jeder Seite Bohrungen unterschiedlicher Größe besitzt. Die Aufhängung in dieser Kammer erfolgt über 2 Halterungen aus Kunststoff, in die mehrere Kerben eingelassen sind, so dass die Kammer gleichmäßig mit einem Gas gespült werden kann. Auf der Oberseite befindet sich ein Fallrohr, durch das die Tropfen mit einem Injektor eingeschossen werden können. Auf der Unterseite befindet sich ein mit ITO (Indium-Zinn-Oxid) beschichtetes leitfähiges Fenster. Die Beschichtung ist notwendig, da sonst geladene Tropfen, die auf das Fenster fallen, einen Einfluss auf das angelegte Feld haben können. Ein Photo der geöffneten Falle ist in Abbildung 2.7 zu sehen.

Für die Ein- und Auskopplung des Helium-Neon Laserlichtes werden die kleinsten der seitlichen Bohrungen verwendet, so dass möglichst wenig Reflexe in der Falle zu sehen sind und der Laserstrahl "gezwungenermaßen" parallel zu den Elektroden verläuft. Der Durchmesser dieser jeweils gegenüberliegenden Ports ist 3 mm. Die Größe der übrigen Ports beträgt 6 bzw. 9 mm. Um alles Streulicht, welches nicht vom Tropfen ausgeht, minimieren zu können, wurde der gesamte Innenraum mit Graphit geschwärzt.

Die achteckige Fallenkammer ist schematisch in Abbildung 2.8 gezeigt. Von der Bohrung für das einfallende Laserlicht im Uhrzeigersinn ausgehend, haben die Ports folgende Funktionen, auf die später im Einzelnen noch genauer eingegangen wird:

- Druckmessung
- Auskopplung des winkelaufgelösten Streulichtes
- Temperaturmessung
- Auskopplung des Laserlichtes, Anschluss zur Kühlung und Gaszuleitung
- Kontaktierung der Ringelektroden für die Hochspannungsversorgung
- Darstellung des Tropfens auf einer CCD-Zeile für die Regelung der Gleichspannung
- Beobachtungsfenster

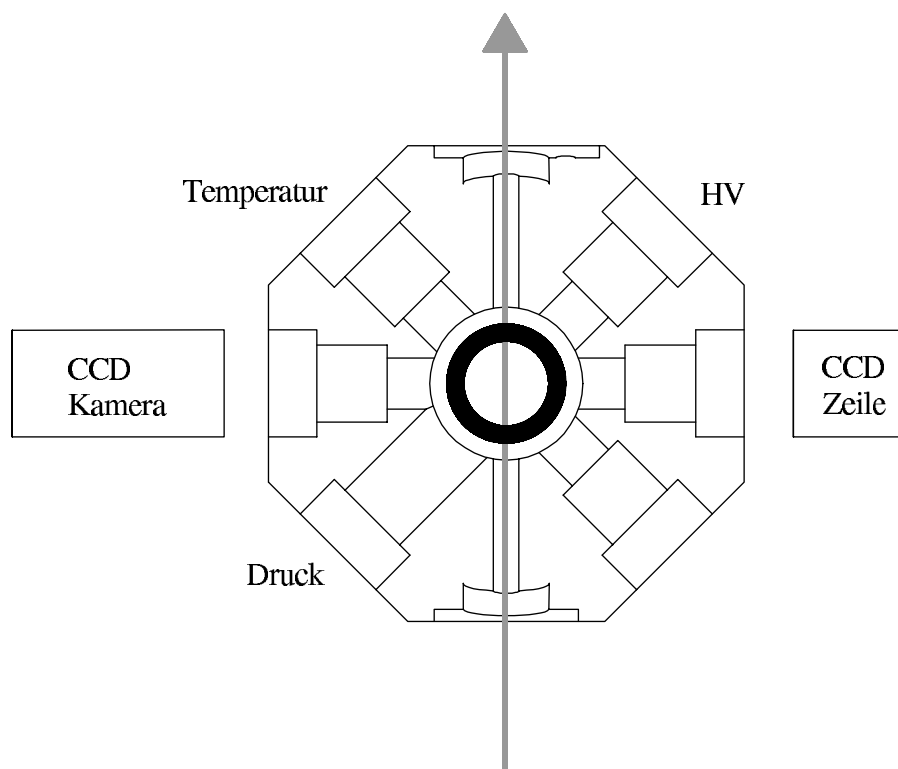


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung der Fallenkammer von oben.

2.3.1 Regelung der Temperatur

Die Temperatur der Fallenkammer ist bis -100 °C regelbar. Die Kühlung erfolgt über Zuleitungen, die an ein Dewar-Gefäß mit flüssigem Stickstoff angeschlossen sind. Die Zu- und Ableitung enden jeweils an einem "Kühlfinger", der über Kupferbänder mit Boden und Deckel der Kammer in thermischen Kontakt steht (Abbildung 2.9). Der Stickstofffluss wird über ein Ventil am Ende der Ableitung geregelt. Zum Gegenheizen sind auf Boden und Deckel der Fallenkammer noch Kupferplatten angeschraubt, in die Heizdrähte eingelötet sind. Diese sind verbunden mit einer Konstantstromquelle und werden so je nach angelegter Stromstärke mehr oder weniger erhitzt.

Die Temperatur wird von 2 Pt100-Widerständen gemessen. Davon ist der eine in Kontakt mit dem Fallenkörper, der andere ragt in die Gasphase hinein. Der Wert des mit der Kammer verbundenen Widerstandes wird von einer Temperaturregelungselektronik der Firma Newport Omega ausgelesen. An diesem Gerät kann eine SOLL-Temperatur eingestellt werden. Je nach aktueller IST-Temperatur, gibt der

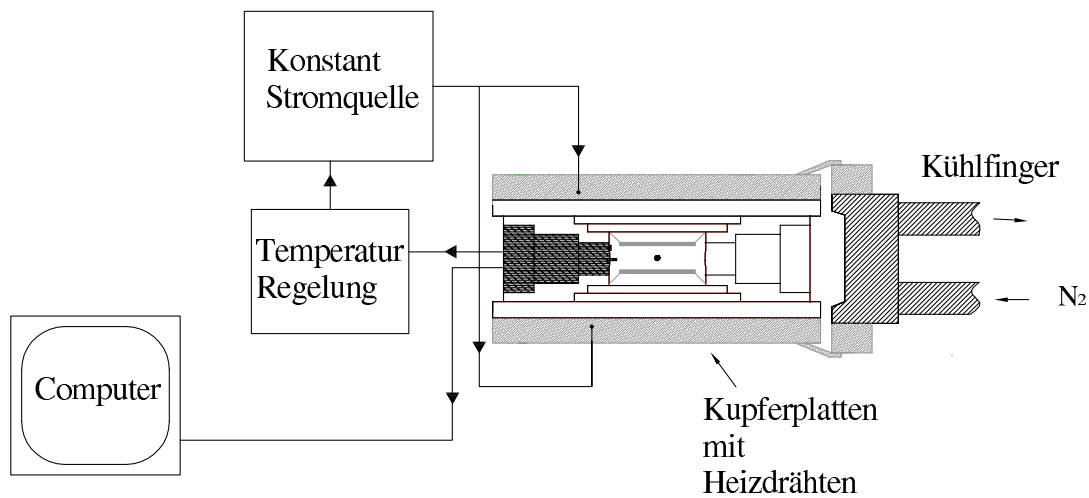


Abbildung 2.9: Regelung der Temperatur.

Regler eine Spannung an die Konstantstromquelle weiter, die von dieser in eine bestimmte Stromstärke umgewandelt wird. Der Wert des zweiten Pt-100 Widerstandes in der Gasphase wird direkt in den Computer eingelesen. Beide Widerstände sind vor dem Einbau in die Falle mit Hilfe des Schmelzpunktes von Eis bei 0 °C und der Sublimationstemperatur von CO_2 ² geeicht worden. Der systematische Fehler, der aus dieser Eichung resultiert, wurde zu $\Delta T = 0.25\text{ °C}$ ermittelt. Temperaturunterschiede können auf $\Delta T = 0.02\text{ °C}$ genau bestimmt werden. Die Temperatur des Tropfens entspricht der Temperatur des Pt100 Widerstandes in der Gasphase. Aus diesem Grunde wird der Wert dieses Temperatursensors mit dem Rechner erfasst. Der Pt100 Widerstand an der Fallenwand könnte im Prinzip eine leicht abweichende Temperatur messen, je nachdem ob gerade nur gekühlt oder auch gegengeheizt wird. Bei einer Testmessung, die in Abbildung 2.10 dargestellt ist, wurde allerdings bei Kühlraten von bis zu 1 °C/min kein Unterschied zwischen den beiden Widerständen gemessen. Wir gehen deshalb davon aus, dass Gasphase und Fallenwand immer im thermischen Gleichgewicht zueinander stehen und somit Temperaturgradienten, die Konvektionsströme in der Falle hervorrufen können, vernachlässigbar sind.

Zur thermischen Isolierung ist die gesamte Fallenkammer von einer ebenfalls achteckigen Vakuumkammer umgeben. An einer der Seiten ist eine Anschlussbox angeschraubt. Diese dient als Übergangsstück für die Kühlleitung, die elektrische Heizlei-

²entspricht -78.51 °C bei einem Druck von 101325 Pa

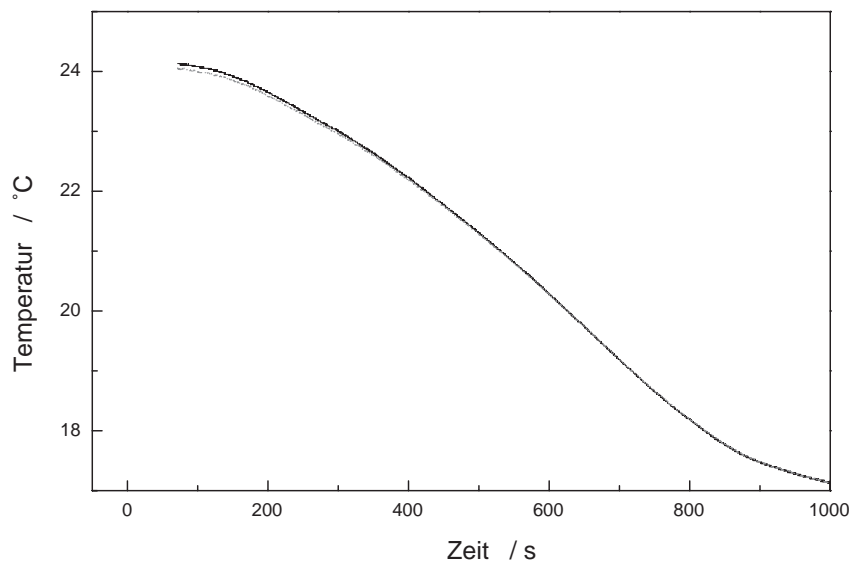


Abbildung 2.10: Vergleich der beiden Pt100 Temperatursensoren. Durchgezogene Linie: Pt100 mit Wandkontakt. Gepunktete Linie: Pt100 in der Gasphase.

tung, die Pumpe und die Druckmessstelle. Zur Herstellung des Vakuums dienten eine Turbo-Molekularpumpe mit vorgeschalteter Vorpumpe. Der Druck in der äußeren Kammer lag im Bereich von $10^{-4} - 10^{-6}$ mbar.

2.3.2 Der Injektor

Um konstante Fangbedingungen für die Tropfen zu erhalten, ist es unverzichtbar, dass der Injektor reproduzierbar Tropfen mit gleicher Größe und gleichen Flugparametern erzeugt. Da solche Spritzen kommerziell praktisch nicht erhältlich sind, wurden die Injektoren von Herrn Biller in unserer Arbeitsgruppe selbst gefertigt. Das Prinzip dieser Spritzen beruht auf dem piezoelektrischen Effekt. Dieser besagt, dass piezoelektrische Kristalle sich beim Anlegen eines elektrischen Spannungspulses schlagartig ausbreiten und danach wieder auf ihre ursprüngliche Größe zurückgehen. Ein solcher Kristall wird um eine Glaskapillare herum geklebt und mit einer gepulsten Hochspannungsquelle verbunden. Bei Anlegen des Spannungspulses drückt der

sich ausbreitende Kristall auf die Wand der Glaskapillare, welche darauf hin ebenfalls etwas zusammen gedrückt wird. So entsteht eine Druckwelle innerhalb der Kapillare und ein Tropfen wird aus der Düsenöffnung heraus geschleudert. Die Dauer und Höhe des benötigten Spannungspulses hängt u.a. von der Viskosität der Flüssigkeit ab. Der Durchmesser der so erzeugten Tropfen lag bei den hier beschriebenen Experimenten zwischen 30 und 100 μm . Eine schematische Zeichnung des Injektors ist in Abbildung 2.11 zu sehen.

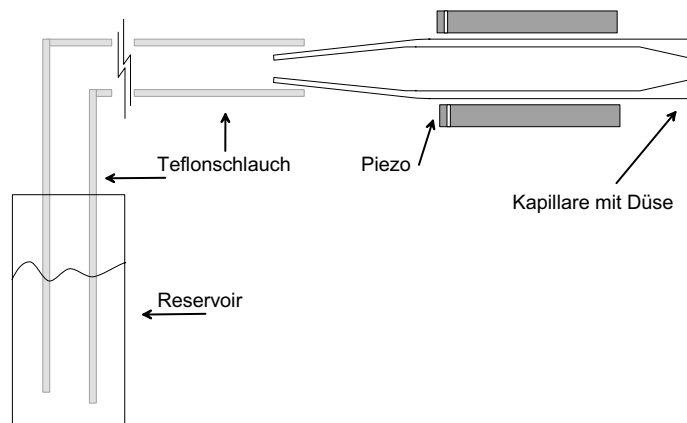


Abbildung 2.11: Schematische Zeichnung des Injektors.

2.3.3 Die Aufladung der Tropfen

Die Aufladung der Tropfen erfolgt nach dem in Abschnitt 2.2.1 erläuterten Methode der Kleinionen-anlagerung. Die Ionen werden über eine Koronaentladung erzeugt. Eine Skizze des Aufladers ist in Abbildung 2.12 zu sehen. Die obere Öffnung ist so konstruiert worden, dass unsere selbst gefertigten Spritzen dort hineingesteckt werden können. Die untere Öffnung kann direkt auf das Fallrohr aufgesteckt werden. An die Elektrodenspitze wird eine negative Hochspannung von ca. 3 kV angelegt. Die gegenüberliegende Elektrode wird auf Masse gelegt. Beide Elektroden können mittels Drehschrauben in ihrer Position verändert werden. Durch Variation des Abstandes

und der angelegten Spannung ist es möglich auch bei unterschiedlichen Luftfeuchten immer einen konstanten Strom im Bereich von $2 - 20 \mu A$ zu erzeugen. Dieser Strom reicht aus, damit ein durchfliegender Tropfen genug Ladungen aufnimmt, um in der Falle gefangen zu werden [29].

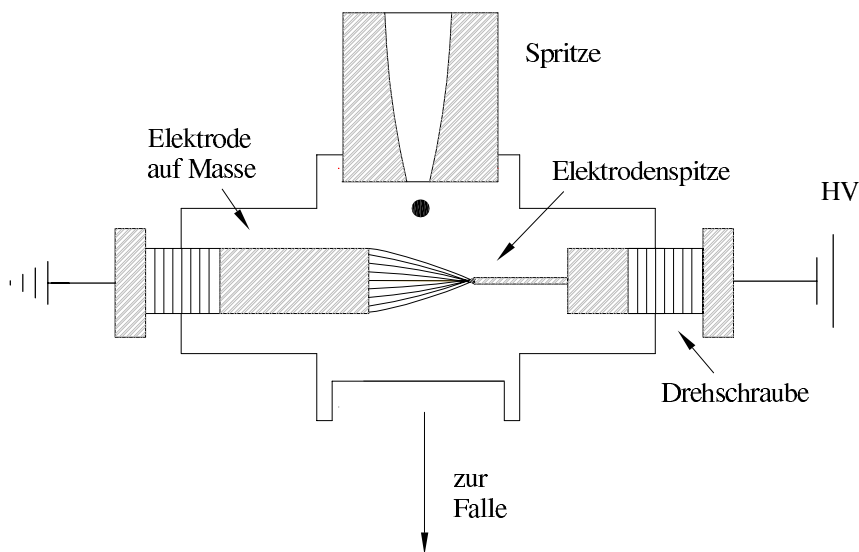


Abbildung 2.12: Aufladung des Tropfens im elektrischen Feld

Im Prinzip kann der Auflader mit Stickstoff gespült werden. Ein solches Spülen hatte immer einen sofortigen Anstieg des Koronastromes zur Folge. Der Grund hierfür liegt darin, dass in diesem Fall die schnellen Elektronen die Ladungsträger des Koronastromes sind. Wurde das Spülen gestoppt, verringerte sich der Strom wieder, da nun wieder die O_2^- Ionen für den Ladungstransport zuständig waren. Der Koronastrom bei Raumluft erwies sich als besser steuerbar, so dass meistens ohne die Stickstoffspülung gearbeitet wurde. Wir gehen deshalb davon aus, dass die geladenen Alkantropfen an ihrer Oberfläche O_2^- Ionen besitzen. Die genaue Ladungsdichte an der Tropfenoberfläche nach Gleichung 2.10 zu berechnen, ist sehr kompliziert. Beispielsweise ist die Verweildauer t_c des Tropfens im Ionenstrahl nicht bekannt. Ist der Tropfen allerdings erst einmal gefangen, kann mit Hilfe der Gleichspannung und Gleichung 2.14 bei Kenntnis der Tropfenmasse sofort seine Ladung bestimmt werden.

2.3.4 Der optische Aufbau

Für die Streulichtmessungen wurde ein linear polarisierter Helium-Neon-Laser der Firma Uniphase verwendet. Er emittiert kontinuierliches Licht der Wellenlänge 632.8 nm bei einer Leistung von 10 mW . Senkrecht zum einfallenden Laserlicht ist in einem Port eine Achromatlinse angebracht. Der Tropfen befindet sich genau im Brennpunkt dieser Linse, so dass das von ihm gestreute Licht parallel auf eine hinter der Linse angebrachte CCD-Kamera fällt, wie in Abbildung 2.13 zu sehen ist.

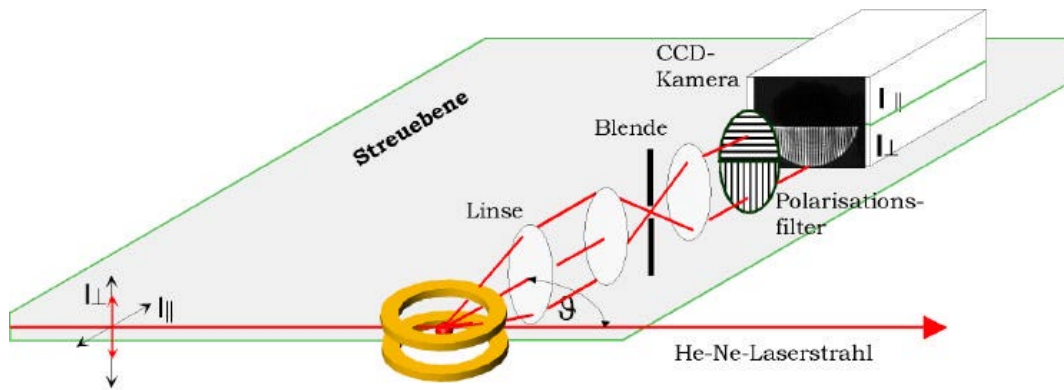


Abbildung 2.13: Optischer Strahlengang des Streulichtes.

Alles Licht, das unter einem bestimmten Streuwinkel gestreut wird, wird so auf eine Spalte des CCD-Chips abgebildet. Die Lichtintensität pro Streuwinkel wurde zur Bestimmung der Größe des Tropfens im flüssigen Zustand herangezogen (siehe Kapitel 3). Wie bereits erwähnt muss der Tropfen mit Hilfe einer der Wechselspannung überlagerten Gleichspannung in der vertikalen Mitte der Falle gehalten werden. Da der Tropfen in der Regel durch Verdampfen bzw. Wachsen seine Masse ändert, muss diese Gleichspannung ständig nachgeregelt werden. Aus diesem Grunde wird der Tropfen über eine zweite Linse auf eine senkrecht angeordnete CCD-Zeile abgebildet (In Abbildung 2.13 nicht dargestellt). Über eine in der Elektronik-Werkstatt des Fachbereiches Physik entwickelte Regelung, wird die vertikale Lage des Tropfens kontinuierlich ausgelesen und die Gleichspannung so nachgeregelt, dass der Tropfen immer an der gleichen Stelle auf der Zeile abgebildet wird.

2.4 Abkühlung des Tropfens

In den hier durchgeführten Messungen wird der Tropfen beim Einschuss in die Falle schlagartig einem Temperatursprung von ca. 24 °C ausgesetzt. Die Zeit, die er zur Thermalisierung benötigt, ist für ein sphärisches Teilchen gegeben durch folgenden Zusammenhang [30]:

$$(T(t) - T_\infty) = (T_0 - T_\infty) \exp\left(-\frac{4\pi r_0 \lambda_u}{c_p M_{dr}} t\right) \quad (2.15)$$

- T_0 Temperatur vor dem Einschuss
- T_∞ Temperatur nach der Thermalisation
- r_0 Tropfenradius
- M_{dr} Tropfenmasse
- λ_u Wärmeleitfähigkeit des umgebenden Mediums
- c_p Wärmekapazität des Tropfens.

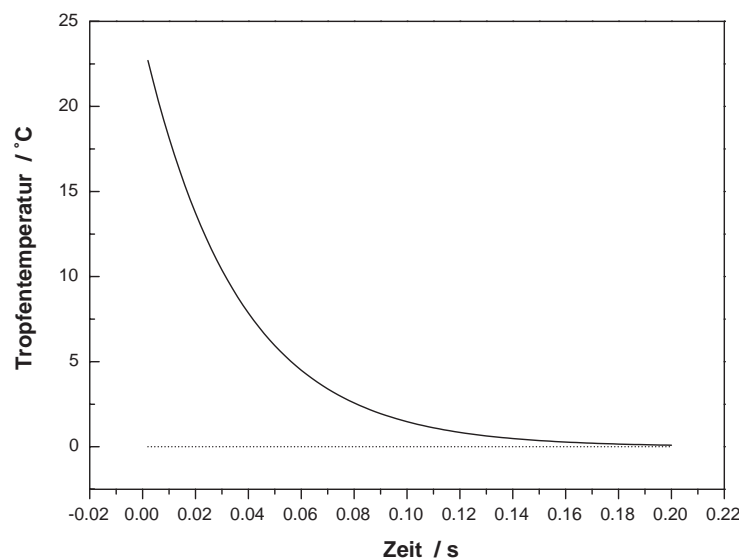


Abbildung 2.14: Abkühlung des Tropfens von 24 °C auf 0 °C.

Wir nehmen einen durchschnittlichen Tropfenradius von $40\ \mu\text{m}$ an. Die Tropfenmasse ergibt sich dann bei einer Dichte von $0.779\ \text{gcm}^{-3}$ ³ zu $206\ \text{ng}$. Die Wärmeleitfähigkeit von Luft liegt für $10\ \text{°C}$ bei $24.92\ \text{mW/Km}$. Die Wärmekapazität von $C_{17}H_{36}$ wird mit $2.177\ \text{kJ/Kkg}$ angenommen [31].

Die mit diesen Parametern berechnete Abkühlungsdauer des Tropfens von Raumtemperatur bis $0\ \text{°C}$ ist sehr schnell und zu 99.9% nach $0.16\ \text{s}$ beendet. Der Verlauf der Tropfentemperatur ist in Abbildung 2.14 gezeigt.

³Das entspricht der Dichte von $C_{17}H_{36}$ bei $20\ \text{°C}$.