

Kapitel 3

Tropfenanalyse mittels elastischer Lichtstreuung

Wenn man Aussagen über das Gefrierverhalten levitierter Tropfen geben will, muss die Tropfengröße und der Aggregatzustand bekannt sein. Beides kann über die Analyse des an dem Tropfen elastisch gestreuten Lichtes gewonnen werden. Von großem Vorteil ist hierbei die Tatsache, dass die gefangenen flüssigen Tropfen vollkommen rund sind. Denn an sphärische Partikeln sind die Feldstärken der gestreuten elektromagnetischen Wellen von Gustav Mie 1908 [32] analytisch berechnet worden. Im nächsten Abschnitt werden die theoretischen Grundlagen der elastischen Lichtstreuung an sphärischen Partikeln dargelegt. Danach wird ihre Anwendung zur Bestimmung der Tropfengröße und des Aggregatzustandes näher erläutert.

3.1 Theorie der elastischen Lichtstreuung

Die elastische Streuung von Licht an Partikeln ist ein sehr umfangreiches Gebiet. Prinzipiell unterteilt man die Theorie in drei verschiedene Bereiche, die durch das Verhältnis der Größe des Streuers zur Wellenlänge des einfallenden Lichtes charakterisiert sind. Der sogenannte Größenparameter x ist für monochromatisches Licht und sphärische Streuer definiert als:

$$x = \frac{2\pi r}{\lambda} \quad (3.1)$$

r Radius des Streuers

λ Wellenlänge des gestreuten Lichtes.

Für sehr kleine Partikel, also $x \ll 1$, gilt die Näherung der Rayleigh-Streuung. Bei sehr großen Partikeln ($x \gg 1$) gelten die Gesetze der geometrischen Optik.

Bei Partikeln, deren Radius im Größenbereich der Wellenlänge des Lichtes liegt, beobachtet man eine starke Abhängigkeit der Feldintensität des gestreuten Lichtes vom Streuwinkel ϑ .

Die vollständige Herleitung der elektromagnetischen Wellen innerhalb und außerhalb des streuenden Teilchens ist sehr umfangreich und soll hier nur kurz skizziert werden. Ausführlichere Rechnungen finden sich in den Büchern von *Bohren und Huffman* [33], *Barber und Chang* [34] und *Kerker* [35].

Zu betrachten sind alle Komponenten des elektrischen und magnetischen Feldes, für die jeweils die Maxwell-Gleichungen erfüllt sein müssen. Dieses ist der Fall, wenn sowohl die einfallende Welle, als auch die gestreute Welle innerhalb und außerhalb des Partikels die Wellengleichung erfüllt:

$$\Delta \mathbf{E} + k(r)^2 \mathbf{E} = \mathbf{0}, \quad (3.2)$$

$$\Delta \mathbf{H} + k(r)^2 \mathbf{H} = \mathbf{0}. \quad (3.3)$$

- E** Feldvektor des elektrischen Feldes
H Feldvektor des magnetischen Feldes
 $k = \omega/c$ Wellenzahl des Lichtes

Da die Streuung an einem sphärischen Teilchen betrachtet wird, ist es sinnvoll zu Kugelkoordinaten über zu gehen. Zu lösen sind die obigen Differentialgleichungen unter folgenden Randbedingungen:

- Das elektrische und magnetische Feld der einfallenden Welle muss in kartesischen Koordinaten folgende Form haben:

$$\mathbf{E} = e^{i(kz+\omega t)} \quad \mathbf{H} = \frac{ik}{k^2} e^{i(kz+\omega t)} \quad (3.4)$$

alle anderen Komponenten sind Null.

- Die Streuwelle muss im Unendlichen verschwinden.
- An der Partikeloberfläche müssen die Tangentialkomponenten der Feldvektoren des inneren und äußeren Feldes stetig ineinander übergehen. Diese Stetigkeitsbedingung gilt für E_φ , E_ϑ , H_φ , H_ϑ .

Es ergeben sich sechs gekoppelte Differentialgleichungen für die Komponenten E_r , E_ϑ , E_φ , H_r , H_ϑ , H_φ , die hier aus Übersichtsgründen nicht einzeln aufgeführt werden. Gustav Mie hat dieses sehr komplexe Gleichungssystem analytisch gelöst [32]. In unserem Experiment wird das winkelabhängige Streulicht in einiger Entfernung vom Tropfen beobachtet. Wir können uns deshalb auf die Näherung der Lösung für das Fernfeld beschränken. Diese Näherung macht sich zu Nutze, dass die Radialkomponenten der elektrischen und der magnetischen Welle mit r^2 vom Abstand des Streuzentrums abnehmen. In hinreichender Entfernung gilt demnach $E_r = H_r = 0$

und die gestreuten elektrischen und magnetischen Wellenvektoren können als transversal angenommen werden. Die Feldvektoren des elektrischen Feldes in tangentialer Richtung ergeben sich zu:

$$E_{\vartheta} = E_0 \frac{e^{ikr}}{kr} S_2 \cos\varphi = \frac{1}{m} H_{\varphi}, \quad (3.5)$$

$$E_{\varphi} = -E_0 \frac{e^{ikr}}{kr} S_1 \sin\varphi = -\frac{1}{m} H_{\vartheta} \quad (3.6)$$

mit

$$S_1 = \sum_{l=1}^{\infty} (-1)^{l+1} \frac{2l+1}{l(l+1)} \left\{ a_l \frac{P_l^{(1)}(\cos\vartheta)}{\sin\vartheta} + b_l \frac{d}{d\vartheta} P_l^{(1)}(\cos\vartheta) \right\} \quad (3.7)$$

$$S_2 = \sum_{l=1}^{\infty} (-1)^{l+1} \frac{2l+1}{l(l+1)} \left\{ b_l \frac{P_l^{(1)}(\cos\vartheta)}{\sin\vartheta} + a_l \frac{d}{d\vartheta} P_l^{(1)}(\cos\vartheta) \right\} \quad (3.8)$$

$m = m_i/m_a$ steht für den relativen Brechungsindex innerhalb und außerhalb des Partikels ¹. $P_l^{(1)}(\cos\vartheta)$ sind die sogenannten assoziierten Legendre Polynome erster Art. a_l und b_l sind schließlich die Streukoeffizienten. Offenbar kann die Streuwelle als Summe vieler Partialwellen aufgefasst werden, deren Amplituden sich proportional zu den Streukoeffizienten verhalten. Diese gehorchen folgenden Funktionen:

$$a_l = \frac{m\psi_l'(x)\psi_l(mx) - \psi_l(x)\psi_l'(mx)}{l(l+1)m\zeta_l'(x)\psi_l(mx) - \zeta_l(x)\psi_l'(mx)} \quad (3.9)$$

$$b_l = \frac{m\psi_l(x)\psi_l'(mx) - \psi_l'(x)\psi_l(mx)}{l(l+1)m\zeta_l(x)\psi_l'(mx) - \zeta_l'(x)\psi_l'(mx)} \quad (3.10)$$

¹Der relative Brechungsindex wird in diesem Kapitel aus Übersichtsgründen mit m bezeichnet, in allen übrigen Kapiteln dieser Arbeit wird wieder das Symbol n verwendet.

mit

$$\psi_l(\varrho) = \sqrt{\frac{\pi\varrho}{2}} J_{l+\frac{1}{2}}(\varrho), \quad \zeta_l(\varrho) = \sqrt{\frac{\pi\varrho}{2}} H_{l+\frac{1}{2}}(\varrho). \quad (3.11)$$

Als x wurde wieder der Größenparameter aus Gleichung 3.1 bezeichnet. $J_{l+\frac{1}{2}}$ ist eine Bessel-Funktion. $H_{l+\frac{1}{2}}$ steht für eine Hankel-Funktion erster Art. Diese ist eine Linearkombination zweier Bessel-Funktionen, die die Eigenschaft hat, im Unendlichen der komplexen kr -Ebene zu verschwinden.

Die Intensität des Streulichtes ist durch das Quadrat des elektrischen Feldvektors \mathbf{E}^2 gegeben.

3.1.1 Polarisation des Streulichtes

Die Vektoren des einfallenden Lichtes \mathbf{e}_z , sowie der Streurichtung \mathbf{e}_r spannen die sogenannte Streuebene auf. Die Polarisation des einfallenden bzw. gestreuten Lichtes wird bezüglich dieser Streuebene definiert. Selbst wenn sich an den Parametern des Experimentes nichts ändert, kann sich durch Variation der Beobachtungsrichtung, welche durch den Winkel φ festgelegt wird, die Polarisation des Lichtes ändern. Parallel polarisiertem Licht wird der Winkel $\varphi = 0^\circ$, senkrecht polarisiertem Licht der Winkel $\varphi = 90^\circ$ zugeordnet.

Das einfallende elektrische Feld wird in seine Komponenten parallel (E_{\parallel}) und senkrecht (E_{\perp}) zur Streuebene zerlegt.

$$E_e = -E_{\parallel e}(\sin\vartheta e_r + \cos\vartheta e_\vartheta) + E_{\perp e}(-e_\varphi). \quad (3.12)$$

Ebenso das gestreute elektrische Feld:

$$E_s = -E_{\parallel s} e_\vartheta + E_{\perp s}(-e_\varphi). \quad (3.13)$$

Das parallel und senkrecht polarisierte Licht der gestreuten Welle ist über eine Streumatrix mit der senkrecht und parallelen Komponente des einfallenden Lichtes verbunden [35]. Bei sphärischen Teilchen berechnet sich diese für $kr \gg 1$ zu:

$$\begin{pmatrix} E_{\parallel s} \\ E_{\perp s} \end{pmatrix} = -\frac{e^{ikr}}{ikr} \begin{pmatrix} S_1 & 0 \\ 0 & S_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\parallel e} \\ E_{\perp e} \end{pmatrix}. \quad (3.14)$$

mit den Streuamplituden S_1 und S_2 aus den Gleichungen 3.7 und 3.8. Nur für sphärische Teilchen besitzt die Streumatrix keine Nebendiagonalelemente. Parallel polarisiertes Licht kann demnach nicht in senkrechtes umgewandelt werden. Besitzt das einfallende Licht nur eine der beiden Polarisationsrichtungen, depolarisiert ein sphärisches Teilchen nicht. Treten beide Komponenten auf, können diese allerdings unterschiedlich stark gestreut werden. In diesem Fall findet eine Depolarisation statt.

3.1.2 Die Winkelabhängigkeit des Streulichtes

Mit Hilfe der in den vorigen Abschnitten bestimmten Streumatrix kann nun die Intensität des Streulichtes in Abhängigkeit des Streuwinkels ϑ berechnet werden². Dieses ist in den Abbildung 3.1 für parallel polarisiertes Licht bei verschiedenen Größenparametern x gezeigt.

Ein Tropfen mit einem Radius von $10 \mu m$ hätte bei einer Wellenlänge von $623 nm$ des einfallenden Laserstrahls einen Größenparameter von ca. 100. Wie man aus Abbildung 3.1 rechts unten sehen kann, existiert für Größenparameter dieser Größenordnung in dem Streuwinkelbereich von $80 - 100^\circ$ eine starke Abhängigkeit der Lichtintensität vom Streuwinkel. Dieser Winkelbereich ist deswegen für unsere Analyse der Streubilder verwendet worden. Analog können diese Berechnungen natürlich auch für senkrecht polarisiertes Licht durchgeführt werden.

²Alle hier gezeigten Intensitätsverteilungen gehen auf ein c-Programmcode von Nils Damaschke Universität Rostock zurück

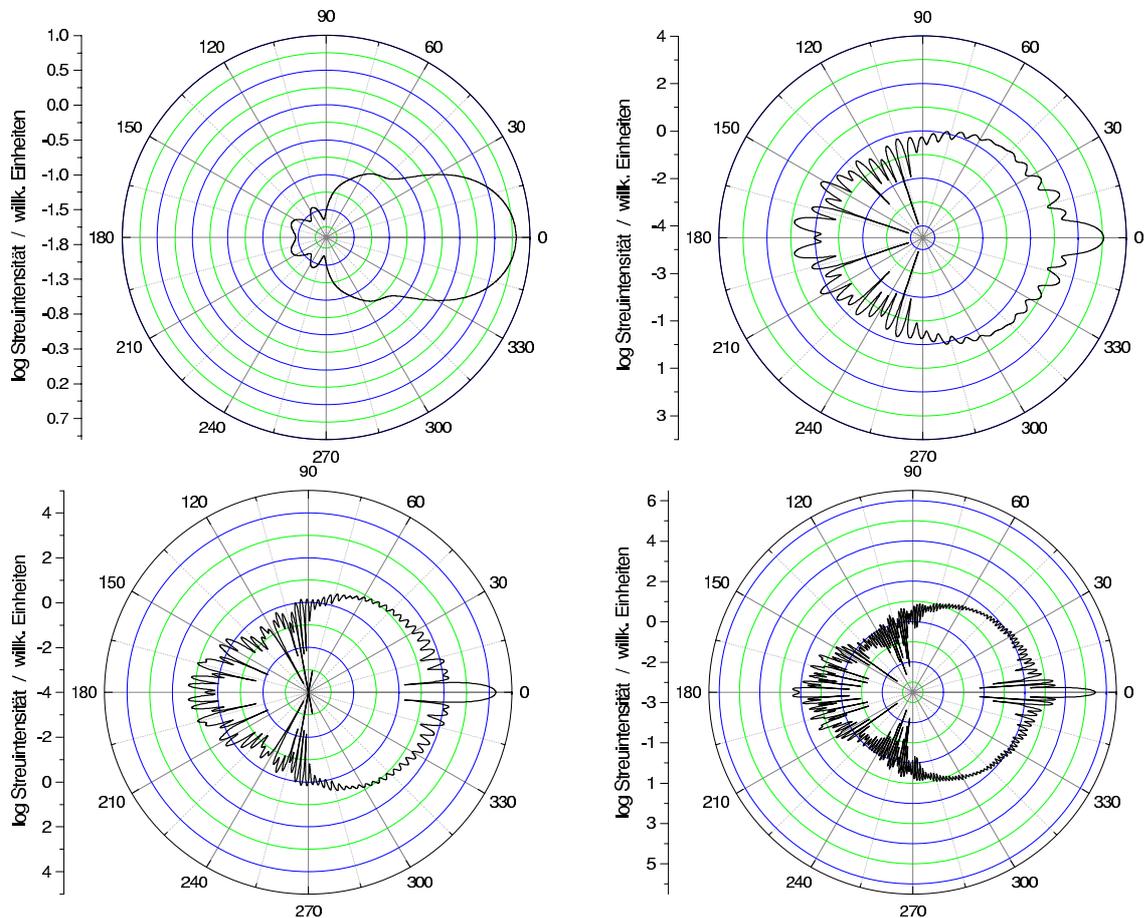


Abbildung 3.1: Intensität des gestreuten parallel polarisierten Lichtes in Abhängigkeit vom Streuwinkel für verschiedene Größenparameter. $x = 5$ (links oben), $x = 25$ (rechts oben), $x = 50$ (links unten), $x = 100$ (rechts unten).

3.2 Größenbestimmung

Wie die Herleitung aus Abschnitt 3.1 gezeigt hat, korrespondiert zu jedem Durchmesser und Brechungsindex ein sehr stark ausgeprägter Verlauf der Streuintensität in Abhängigkeit vom Streuwinkel. Wir nutzen diese sehr charakteristischen Streubilder, um im Gegenzug aus dem Muster der Lichtintensität den Durchmesser des Tropfens zu gewinnen.

3.2.1 Bestimmung des Streuwinkelbereichs

Zunächst müssen die beobachteten Streuwinkel bekannt sein. Dafür benötigt man die Kenntnis des gesamten Winkelbereiches, in dem das Streulicht detektiert wird, sowie die Kenntnis der 90° Streurichtung. Ersterer lässt sich relativ genau über die Geometrie der Falle bestimmen. In dem Port für die Auskopplung des Streulichtes ist eine Blende mit einem Radius von $r = 4.4\text{ mm}$ angebracht worden, welche den abgebildeten Winkelbereich limitiert. Der Abstand von Blende zu Tropfen beträgt $l = 14\text{ mm}$. Daraus ergibt sich ein Streuwinkelbereich ϑ von:

$$\vartheta = 2 \cdot \arctan(r/l) = 17.86^\circ. \quad (3.15)$$

Bei genauer Justage sollte der 90° Streuwinkel genau in der Mitte dieses Winkelintervalles liegen. In diesem Fall würde ein Streuwinkelbereich von $81.07^\circ - 98.93^\circ$ auf die Kamera abgebildet werden. Eine so genaue Justage ist in der Praxis allerdings sehr schwer zu erreichen. Die 90° Streurichtung kann aber direkt aus dem Experiment gewonnen werden. In der Regel liegt sie nicht genau in der Mitte, so dass sich der abgebildete Winkelbereich etwas verschiebt. Zur Bestimmung des 90° Winkels existiert eine Programmroutine³. Diese benötigt den winkelaufgelösten Streubildfilm eines verdampfenden Tropfens. Die Verdampfung sollte nicht zu schnell erfolgen, dennoch sollte der Tropfen einen gewissen Größenbereich im Laufe des aufgezeichneten Films durchlaufen. Das Programm bildet den zeitlichen Verlauf der Streuintensität einer einzelnen Kameraspalte ab. Da der Tropfen kontinuierlich verdampft, korrespondiert die Zeit t , die auf der x-Achse abgebildet wird, zu einer Durchmesseränderung des Tropfens. Die Lichtintensität durchläuft in regelmäßigen Abständen scharfe Maxima⁴. Über Eingabe am Display kann die abgebildete Kameraspalte variiert werden. Die Maxima werden dann an einer etwas anderen Stelle erscheinen, prinzipiell wird sich an der dargestellten Zeitreihe allerdings kaum etwas ändern. Das gilt für alle Kameraspalten, außer für die, auf die die 90° Streuintensität abgebildet wird. Hier erscheint lediglich die Hälfte der Maxima. Es ist somit möglich diesen Streuwinkel

³Diese Labview Programmroutine wurde am Fachbereich Physik in der Arbeitsgruppe von Prof. Wöste geschrieben.

⁴Diese Maxima werden auch Mie-Resonanzen oder MDR's (Morphology Dependent Resonances) genannt. Sie erscheinen immer dann, wenn die Streukoeffizienten a_l und b_l eine Singularität durchlaufen.

eindeutig zu identifizieren.

Als letztes wird noch eine Eichung benötigt, die einer bestimmten Kameraspalte einen gewissen Streuwinkelbereich zuordnet. Auch hier existiert wieder eine Labview-Programmroutine. Auch dieses Programm benötigt einen winkelaufgelösten Streulichtfilm, welcher nach Möglichkeit alle Kameraspalten erfassen sollte. Das Programm liest ein oder mehrere Streubilder ein und summiert die Lichtintensitäten der einzelnen Bilder für jede Kameraspalte auf. Durch Übereinanderlegen mehrerer Bilder ist der scharfe Rand der Blende gut zu sehen. Wir kennen dadurch die Anzahl der Kameraspalten, die das gesamte Streuwinkelintervall von 17.86° darstellen. Der Streuwinkel pro Kameraspalte kann daraufhin leicht bestimmt werden.

3.2.2 Eichung der Durchmesserfunktion

Bei bekanntem Streuwinkelbereich kann durch einen Vergleich der gemessenen Streubilder mit theoretisch berechneten der Durchmesser und der Brechungsindex angepasst werden. Ein Computerprogramm variiert die Parameter für Durchmesser sowie Brechungsindex und berechnet die Korrelation zwischen den so erhaltenen Streubildern in beiden Polarisationsrichtungen und den gemessenen Streuintensitäten. Im Prinzip ist es so möglich eine bis auf mehrere Nanometer genaue Bestimmung der Tropfengröße zu erhalten. Allerdings ist dieses Verfahren in der Praxis mit erheblichem Aufwand verbunden. Zum einen ist es unabdingbar, dass die genaue Zuordnung von Streuwinkel zu Kameraspalte des abgebildeten Streulichtes bekannt ist. Selbst kleine Fehler sind hier ausschlaggebend für die Bestimmung der maximalen Korrelation. Verstärkt wird das Problem noch dadurch, dass mit Durchmesser und Brechungsindex zwei Parameter angepasst werden. Eine Erhöhung des einen Parameters verbunden mit einer gleichzeitigen Erniedrigung des anderen ergibt wiederum ein fast identisches Streubild. In der Praxis hat es sich somit als äußerst schwierig erwiesen mit dieser Methode eindeutige Werte zu erzielen. Aus diesem Grunde ist in Zusammenarbeit mit dem Fachbereich Physik eine einfachere Methode zur Größenbestimmung entwickelt worden, die nicht so stark von der genauen Bestimmung der Streuparameter abhängt. Hierbei wird ausgenützt, dass innerhalb des Streuwinkelbereiches von ca. 80 bis 100° die Abstände der einzelnen Intensitätsmaxima annäherungsweise äquidistant sind. Die Anzahl der Maxima in einem bestimmten Winkelbereich ist somit eine lineare Funktion des Durchmessers falls der Brechungs-

index bekannt ist. Der entscheidende Vorteil dieser Methode liegt darin, dass diese lineare Funktion nur schwach vom Brechungsindex und fast gar nicht von der genauen Lage der Streuwinkel abhängt.

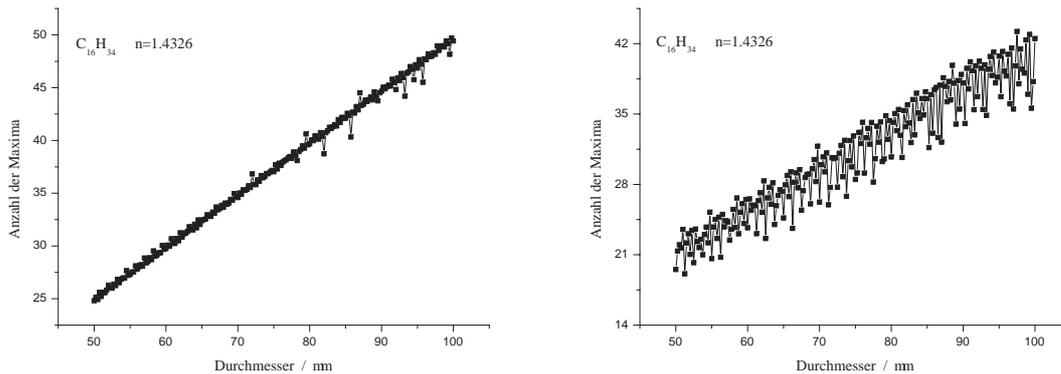


Abbildung 3.2: Anzahl der Intensitätsmaxima des Streulichtes im Streuwinkelbereich von 81.07° bis 98.93° für a)parallele und b)senkrechte Polarisation. Der Brechungsindex ist $n=1.4326$.

Die theoretisch zu erwartenden Maxima werden mit einem Computerprogramm bestimmt⁵, welches die winkelabhängige Streuintensität berechnet und über einen "Peakfinder" die Maxima zählt. Dieser Zähler gibt allerdings nur ganzzahlige Werte aus. Ein Peak wird erst dann berücksichtigt, wenn das Maximum vollständig im Streuwinkelbereich zu sehen ist. Das führt zwangsläufig zu Sprüngen in der Auftragung der Peaks über dem Durchmesser. So wurde eine zusätzliche Routine geschrieben, die die Abstände der Maxima misst und so das Auftreten des nächsten Peaks außerhalb des abgebildeten Streuwinkelbereichs vorausberechnet. Die Rückrechnung auf den tatsächlich dargestellten Winkelbereich führt zu nicht ganzzahligen Werten, so dass ein stetiger Zusammenhang zwischen Durchmesser und Anzahl der Intensitätsmaxima erhalten wird. Durch Justierungsungenauigkeiten kann sich der Winkelbereich lediglich verschieben, nicht aber vergrößern oder verkleinern. Da man davon ausgehen kann, dass das Streuwinkelintervall zwischen zwei Peaks annähernd konstant ist, macht sich eine Verschiebung des Winkelbereiches für die Bestimmung

⁵Dieses Labview Programm wurde von H. Vortisch am Fachbereich Physik in der AG Wöste geschrieben [36]

der Tropfengröße kaum bemerkbar. Abbildung 3.2 zeigt die theoretisch berechnete Anzahl der Maxima in dem untersuchten Winkelbereich in Abhängigkeit vom Tropfendurchmesser für parallele und senkrechte Polarisation. Der Brechungsindex beträgt in diesem Beispiel $n=1.4326$. Wie man ebenfalls aus Abbildung 3.2 erkennen kann, unterscheidet sich die Streuung der Werte stark, je nachdem, ob die parallele oder die senkrechte Polarisationsrichtung betrachtet wird. Die Stärke der Streuung ist abhängig vom Brechungsindex. In dem hier betrachteten Brechungsindexbereich um $n=1.433$ ist die parallele Polarisation der senkrechten offensichtlich vorzuziehen. Das gilt allerdings nicht immer. Für Indices im Bereich von beispielsweise $n=1.36$ ist das Gegenteil der Fall.

3.2.3 Brechungsindices der Alkane

Die gerade beschriebene Programmroutine zur Eichung der Tropfengröße benötigt als Eingabe den Brechungsindex der Substanz. Brechungsindices sind im allgemeinen gut in der Literatur zu finden, allerdings beziehen sich die meisten Angaben auf Werte bei Raumtemperatur und der Wellenlänge der Natrium-D-Linie (589 nm).

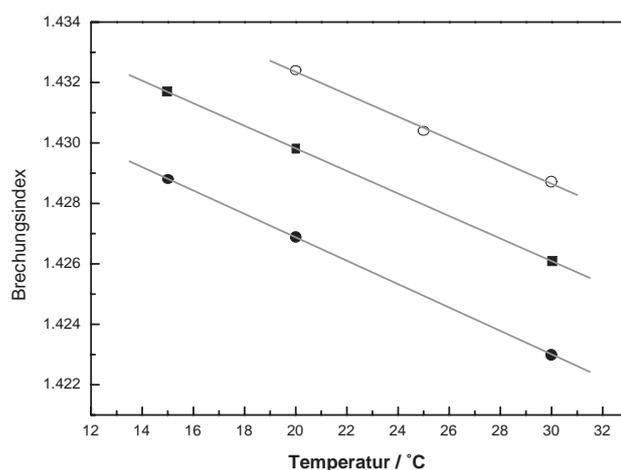


Abbildung 3.3: Brechungsindices in Abhängigkeit der Temperatur nach Referenz [37] und die dazugehörigen linearen Fits. Ausgefüllte Kreise: $C_{14}H_{30}$, ausgefüllte Quadrate: $C_{15}H_{32}$, Offene Kreise: $C_{16}H_{34}$.

Für Alkane wurden auch Brechungsindices bei der H_α -Linie (656.3 nm) gefunden [37], welche zu niedrigeren Temperaturen hin extrapoliert wurden (Abbildung 3.3).

3.2.4 Fehlerbetrachtung bei der Bestimmung des Tropfenvolumens

Ein falscher Brechungsindex, fehlerhafte Bestimmung der 90° Streurichtung und Fehler in der Bestimmung des Gesamtwinkelbereiches gehen alle in den Fehler des Tropfendurchmessers ein. Da die Streutheorie sehr komplex ist, lässt sich schwer vorhersagen, wie sich diese Parameter auf die Eichung der Durchmesserfunktion auswirken. Aus diesem Grunde wurde die Maxima-zu-Durchmesser-Eichung bei verschiedenen Brechungsindices, einem verschobenen, einem verkleinerten und einem vergrößerten Streuwinkelbereich wiederholt. Es zeigte sich, dass eine Variation des Brechungsindex fast gar keine Auswirkung auf die lineare Fitfunktion zwischen Maxima und Durchmesser hatte. Auch eine Verschiebung des Streuwinkelbereiches veränderte die Eichfunktion kaum, da in diesem Winkelbereich die Maxima annähernd äquidistant auftreten. Ein entscheidender Unterschied trat allerdings auf, wenn der gesamte Streuwinkelbereich vergrößert bzw. verkleinert wurde. Fehlerhaftes Messen der Fallengeometrie führt zu einer fehlerhaften Bestimmung des Streuwinkelintervalles. Wir nehmen beim Abmessen der Länge zwischen Fallenmitte und Blende und des Blendendurchmessers einen Fehler von $\Delta l = 0.25 \text{ mm}$ und $\Delta d = 0.05 \text{ mm}$ an. Daraus resultiert ein Fehler von $\Delta\varphi = 0.52^\circ$. Dieser Fehler wurde kombiniert mit einer Verschiebung des Winkelbereiches von $\Delta 90^\circ = 2^\circ$. Der Fehler, der sich aus der Abweichung der Eichfunktion von einer Geraden ergibt, wurde aus der Varianz der Fitfunktion bestimmt und betrug maximal $\delta m = 1.7\%$. All die gerade genannten Faktoren führten zu einem maximalen Fehler in der Durchmesserreichung von 8%. Bei der Bestimmung des Volumens muss deshalb ein relativer Fehler von $\delta V = 24\%$ angenommen werden.

3.3 Bestimmung des Aggregatzustandes

Mit Hilfe der Lichtstreuung kann ebenfalls der Aggregatzustand des Tropfens bestimmt werden. In Abschnitt 3.1.1 wurde bereits besprochen, dass ein sphärischer Tropfen mit homogenen Brechungsindex die Polarisationsrichtungen des einfallenden Laserlichtes unterschiedlich verstärkt. Es ist aber nicht möglich parallel zur Streuebene polarisiertes Licht in senkrechtes umzuwandeln und umgekehrt. Der Einfachheit halber kann gesagt werden, dass ein solcher Tropfen nicht depolarisiert.

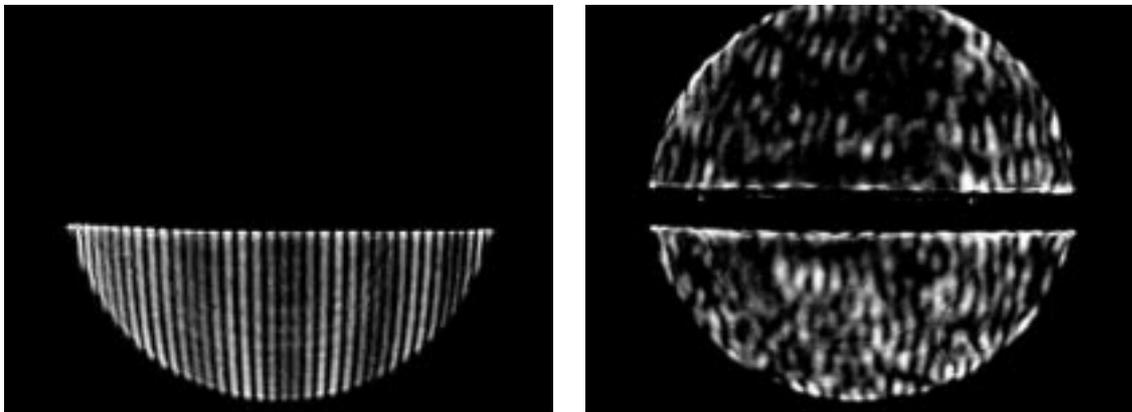


Abbildung 3.4: Streulichtintensitäten parallel (unterer Halbkreis) und senkrecht (oberer Halbkreis) zur Polarisation des einfallenden Laserstrahls für einen a) flüssigen und b) festen Tropfen.

Solange der Tropfen flüssig ist, wird er aufgrund der Oberflächenspannung vollkommen sphärisch sein, es wird also keine Intensität im depolarisierten Kanal zu sehen sein. Sobald das Gefrieren einsetzt, wird der Tropfen seine Sphärizität verlieren. Die Moleküle werden sich in einem Gitter anordnen und das Licht nicht mehr zwangsläufig in jede Richtung gleichmäßig streuen. Tritt also Kristallisation auf, wird die Depolarisation des gestreuten Lichtes ansteigen. Dies ist gut in Abbildung 3.4 zu sehen. Auf der linken Seite ist das winkelaufgelöste Streulicht eines flüssigen Alkantropfens zu sehen. Es ist lediglich im unteren Halbkreis Lichtintensität zu sehen. Dieser Kanal entspricht der Polarisationsrichtung des einfallenden Laserstrahls. Im anderen Kanal ist keine Intensität zu sehen. Ebenfalls sind die sehr charakteristischen äquidistanten Intensitätsmaximas zu sehen. Auf der rechten Seite

in Abbildung 3.4 ist das Streubild eines festen Tropfens zu sehen. Die regelmäßigen Streifen sind verschwunden. Es ist nun im beiden Kanälen Lichtintensität zu sehen.