

Experiment zur „flash“-Zerlegung von Wasserstrahlen

Experiment on the flashing of water jets

Franz Peters, Lena Engelmeier

Ruhr-Universität Bochum, Institut für Thermo- u. Fluidodynamik, Universitätsstraße 150, 44801 Bochum

Wasserstrahl, überhitzt, Zerlegung

water jet, superheated, atomization

1. Einleitung

Die Auflösung einer Flüssigkeit in einen feinen Spray oder in die Dampfphase geschieht in technischen Prozessen durch Düsen. Die Flüssigkeit wird unter hohem Vordruck in der Düse stark beschleunigt und tritt als Strahl in eine Umgebung niedrigeren Drucks aus. Es werden im Wesentlichen drei Zerlegungsbereiche unterschieden. Kleine Geschwindigkeiten führen zum Zertropfen (Rayleigh-Zerfall). Steigt die Geschwindigkeit so werden aerodynamische Kräfte in axialer und radialer Richtung wirksam. Es treten Forminstabilitäten auf, die den Strahl wellenartig zerlegen. Bei sehr hohen Geschwindigkeiten zerstäubt die Flüssigkeit unmittelbar nach Austritt aus der Düse in feinste Tröpfchen. Das beste Beispiel sind hier die modernen Hochdruck-Dieseldüsen.

Neben den aerodynamischen Kräften existieren thermodynamische Einflüsse durch Überhitzung oder Übersättigung der Strahlflüssigkeit gegenüber dem zugehörigen Gleichgewichtszustand. Die Vorgänge außerhalb der Düse können dann nicht unabhängig von Vorgängen innerhalb der Düse gesehen werden. Durch Ablösung an scharfen Kanten und starke Druckgradienten kann sowohl Dampfkavitation als auch Gasfreisetzung stattfinden. Beide können einen explosionsartigen Phasenwechsel (flashing) außerhalb der Düse initiieren. Diese Vorgänge sind noch wenig verstanden.

In dieser Arbeit stellen wir ein Experiment vor, das mit überhitztem Wasser arbeitet. Aerodynamische Kräfte werden durch geringe Gegendrücke bzw. -dichten klein gehalten. Wir beobachten explosionsartige Strahlzerlegung als auch Verdampfung. Zu diesem Thema gibt es nur wenige Arbeiten. Erwähnt sei hier die Arbeit von Kitamura [Kitamura et al. 1968] sowie die Dissertation von Engelmeier [Engelmeier 2017], die das Strahlverhalten von CO₂ untersucht. Zur Klassifizierung der Vorgänge bietet sich stets das Buch von Lefebvre [Lefebvre 1989] an.

2. Experimentelles

Aufbau

Abb.1 skizziert den Versuchsaufbau zur Erzeugung der Freistrahlen. Die aus rostfreiem Stahl bestehende Kammer hat einen Durchmesser von 300 mm. Sie wird auf etwa 30°C temperiert. Mittig besitzt sie beidseitig Fenster, die ein Sichtfeld von 100 mm freigeben. Die Kammer hat verschiedene Zugänge, von denen die zwei wichtigsten gezeigt sind. Ein Vakuumschluss führt zu einem großen Plenum von 100 Liter, das von einer Pumpe evakuiert wird. Von oben ragt ein Mantelrohr mit Innendurchmesser von 8 mm in die Kammer hinein. Am unteren Ende geht das Mantelrohr in eine Glaskapillare über, die 72.2 mm lang ist und einen Innendurchmesser von 0.343 mm aufweist. Im Mantelrohr steht ein 6mm Pt100 Stab, der am unteren Ende eine Silikonkappe trägt. Die Kappe verschließt die Kapillare durch das Eigengewicht des Pt 100. In das Mantelrohr wird kurz vor dem Versuch de-ionisiertes Wasser eingefüllt. Das Wasser wird vorher durch Sieden entgast.

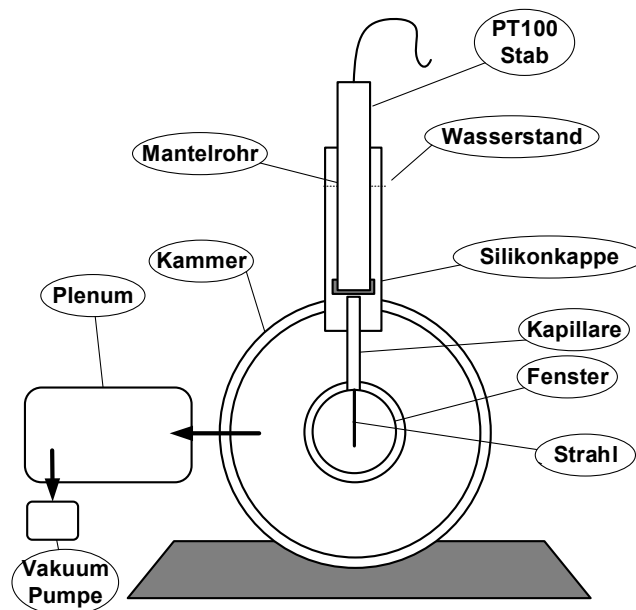


Abb.1: Versuchsaufbau

Der Strahl wird vom Ende der Kapillare abwärts photographisch aufgenommen. Dazu dient eine PIV-Anlage. Sie besteht auf der Aufnahmeseite aus einer CCD Kamera (Imager Pro X4M mit einem Zeiss Macro Planar T 2,8/100). Die Beleuchtung erfolgt durch eine Illuminationsoptik (Diffusor) in Kombination mit einem Nd:YAG-Laser (Solo III, New Wave). Kamera und Diffusor stehen sich genau gegenüber. Die Fenster der Kammer befinden sich auf der optischen Achse zwischen diesen beiden Einheiten. Die Kamera wird mittels einer Traversierung auf den Strahl scharf gestellt. Die Synchronisation des Lasers mit der Kamera erlaubt kurzzeitige Einzelbilder als auch Doppelbilder in zeitlichem Abstand.

Durchführung

Plenum und Kammer werden zusammen evakuiert. Der Druck kann bis auf etwa 100 Pa abgesenkt werden. Das Wasser wird durch Sieden in einem Erlenmeyer-Kolben entgast. Der Kolben wird anschließend mit einem Stopfen gegen die Atmosphäre abgeschlossen. Mit einer Spritze werden kleine Mengen aus dem Kolben entnommen und in das Mantelrohr gefüllt. Durch die Aufheizung des Mantelrohrs und des Pt 100 Stabs kühlt das Wasser ab. Temperaturen bis zu 80°C sind aber erreichbar. Der Stab wird nun sehr kurzzeitig angehoben, wodurch sich am Austritt der Kapillare ein Freistahl einstellt, der mit der PIV-Optik beobachtet wird. Da das stark überhitzte Strahlwasser spätestens beim Auftreffen auf die Kammerwand verdampft steigt der Kammerdruck rasch an. Das große Plenum mindert diesen Anstieg. Nichtsdestotrotz, der Strahl begegnet keinem konstanten Gegendruck. In diesen

Experimenten steigt der Druck während der Strahlbeobachtung grob in den Grenzen 100 Pa bis 4000 Pa.

2. Ergebnisse

In den Abbildungen 2-4 folgen charakteristische Aufnahmen von Freistrahlen in zwei Gruppen, einmal für etwa 40°C Wassertemperatur und einmal für etwa 80°C. Die Aufnahmedaten inklusive Zeitabstand (Abb.3) sind in den Bildern angezeigt.



Abb.2: Glatter laminarer Strahl (links) und gestörter Strahl (rechts) bei $T_0=38^\circ\text{C}$. atm. Druck p_0 . Kammerdruck p_i während des Einspritzens. Volumen der Kapillare V . Durchmesser der Kapillare $d_{LK}=d$.

Die Geschwindigkeit des Strahls berechnet sich unter Anwendung des Energiesatzes zwischen dem atmosphärischen Zustand (Index 0) und dem Kesselzustand (Index i)

$$u = \sqrt{\frac{2}{(1 + \zeta)} \frac{p_0 - p_i - 2\sigma/d}{\rho}}$$

d bezeichnet den Durchmesser der Kapillare, ρ die Dichte und σ die Grenzflächenspannung. Der Innendruck im Strahl setzt sich aus p_i und dem Kapillardruck $2\sigma/d$ zusammen. Der scharfkantige Einlauf in die Kapillare wird mit dem Verlustkoeffizienten $\zeta \cong 0.6$ berücksichtigt. Der Verlustbeiwert der Rohrströmung selbst ist eine Größenordnung kleiner als ζ und findet in dieser Schätzung keine Berücksichtigung. Die Geschwindigkeit ergibt sich dann um 10m/s und die Reynoldszahl in der Kapillare zu etwa 3000. Rein rechnerisch liegt auch bei einer Variation der Strömungsverluste in einem wahrscheinlichen Bereich die Reynoldszahl immer oberhalb der kritischen. Der Strahl zeigt sich deshalb aber nicht grundsätzlich gestört. Unter denselben Bedingungen sieht man manchmal einen laminaren (Abb.2 links) und manchmal einen stark gestörten Strahl (rechts). Die Störung beginnt im laminaren Teil mit einer seitlichen Schwingung, die sich zu einer wellenartigen dreidimensionalen Bewegung aufschaukelt. Dabei treten Querschnittsverengungen auf, die aber nicht notwendig zu einer Desintegration führen.

Die Abbildungen 3 entstanden bei etwas höherer Temperatur und etwas niedrigerem Anfangsdruck p_i . Die rechte Abbildung folgt der linken in einem zeitlichen Abstand von 80 μs . Man sieht zunächst wieder die stark fortgeschrittene Störung, wie sie aus dem laminaren Teil entsteht. In 80 μs legt sie einen messbaren Weg zurück, der sich aus der berechneten Geschwindigkeit in etwa nachvollziehen lässt. Nun tritt aber ein neues Phänomen auf.

Unterhalb des Austritts aus der Kapillare (die dunklen Beulen an der Kapillare sind Tropfen) bildet sich im Strahl eine Blase, die sich in $80 \mu\text{s}$ explosionsartig erweitert und den Strahl teilt.

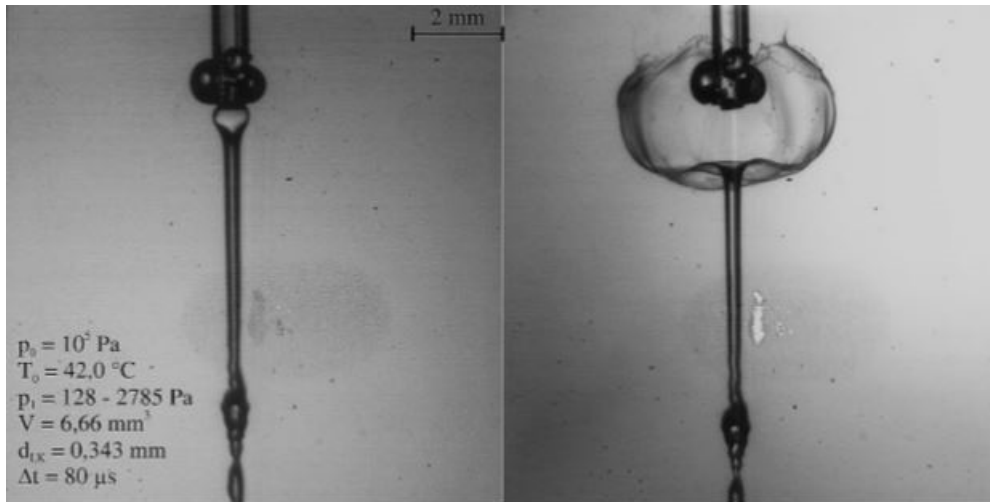


Abb.3: Strahl zeigt Instabilitäten (unten) und flashing (oben). Zeitlicher Abstand der Bilder: $\Delta t=80\mu\text{s}$

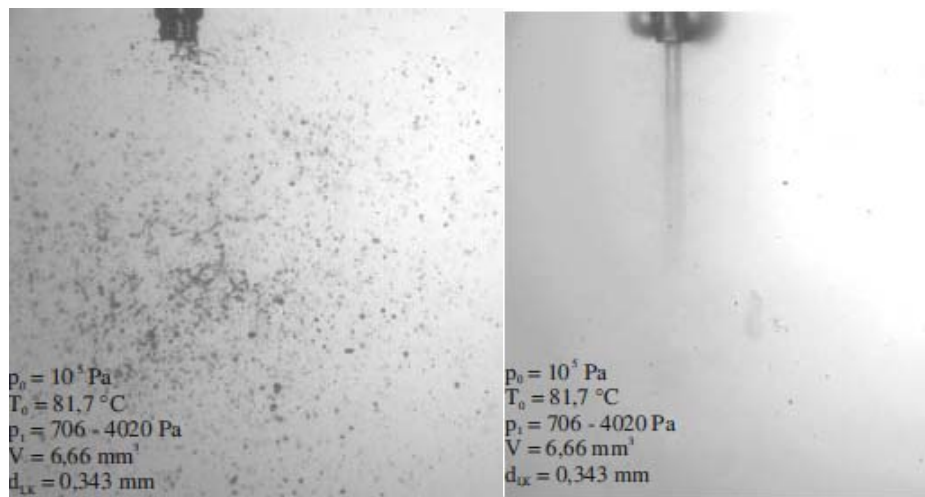


Abb.4: Totales flashing bei über 80°C (links) oder Verdampfung (rechts).

Abbildung 4 zeigt die Strahlzerlegung bei deutlich höherer Temperatur. Im linken Bild erkennt man schlagartige Tröpfchenzerlegung gleich am Austritt der Kapillare. Im rechten Bild verdampft der Strahl von seiner Oberfläche aus. Tröpfchen zeigen sich nicht.

3. Interpretation

Die Strahlzerlegung beim flashing Phänomen ist vornehmlich thermodynamisch bestimmt. Dazu betrachtet man den Zustandsverlauf im Zustandsdiagramm von Wasser in der $p(T)$ Version, Abb.5. Unsere Ausgangszustände liegen bei atmosphärischem Druck 10^5 Pa und 40°C bzw. 80°C . Das Wasser wird isotherm entspannt in die Größenordnung $10^2 - 10^3 \text{ Pa}$. Hier ist es erheblich überhitzt (wenn man die Temperatur betrachtet) bzw. erheblich übersättigt (wenn man den Druck betrachtet). Dadurch besteht ein starkes Ungleichgewicht der Flüssigphase gegen die Dampfphase. Zur Auflösung des Ungleichgewichtes muss es einen Startpunkt in Form eines oder mehrerer Dampfkeime geben. Grundsätzlich können diese Keime aus der Flüssigphase selbst (homogen als Dampf) oder fremd (heterogen) entstehen.

Die homogene Keimbildung verlangt die spontane Bildung einer Keimblase der sogenannten kritischen Größe r^* [Carey 1992], denn nur diese kann anwachsen.

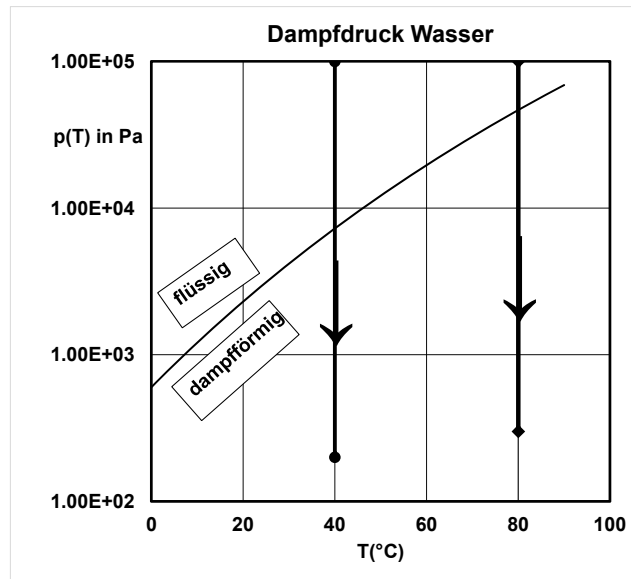


Abb.5: $p(T)$ Zustandsdiagramm von Wasser. Zwei mögliche Zustandsverläufe.

$$r^* = \frac{2\sigma}{p_e \left[\exp \frac{v_l(p_i - p_e)}{R_s T} \right] - p_i}$$

Diese Gleichung entsteht aus der Betrachtung der freien Gibb'schen Energie von Blase und Flüssigkeit, welche bei der kritischen Größe r^* ein Maximum erreicht. p_e ist der temperaturabhängige Gleichgewichtsdruck bei Überschreitung der Dampfdruckkurve. Berechnungen zeigen, dass ein homogener Keim bei 40°C die Größenordnung 10^{-5} m erreichen müsste, bzw. 10^{-6} bei 80°C. Diese Größen machen es extrem unwahrscheinlich, dass ein solcher Keim homogen entsteht. Dies geht aus der Keimbildungstheorie hervor, die ebenfalls in [Carey 1992] oder auch bei [Engelmeier 2017] zu finden ist.

Viel wahrscheinlicher als ein homogener Dampfkeim ist die Existenz eines Luftbläschens, das aus dem Wasser ausgast und zum Austritt der Kapillare mitgeschleppt wird. Dies ist nicht ausgeschlossen, weil das Wasser bei atmosphärischem Druck ausgegast wurde und nun in der Kapillare eine große Druckabsenkung erfährt, wodurch die Löslichkeit sinkt. Es ist auch denkbar, dass ein wandgebundenes Gasbläschen mitgerissen wird.

Das flashing kann bei etwa 40°C nicht immer beobachtet werden. In Fig.2 (links) bleibt der Strahl trotz Überhitzung vollkommen ungestört. Turbulenz der Kapillarströmung kommt nicht zum Tragen. Er trägt offenbar keinen Gaseinschluss, noch erfährt er eine mechanische Störung. In Fig.2 (rechts) hingegen tritt eine mechanische Störung auf, deren Ursprung nicht erkennbar ist. Sie darf allerdings extrem klein sein wenn sie nicht gedämpft wird und eine Eigenschwingung anregt, was der Fall zu sein scheint. Der Strahl beult, wird aber von den einsetzenden Kapillarkräften zurück gestellt mit der Folge einer räumlichen Schwingung. Diese führt nur dann zum flashing wenn durch die Formschwankungen Gas in die Strahlflüssigkeit eingeschlossen wird. Der flash kann dann ähnlich aussehen wie die singuläre Explosion in Fig.3. Diese entsteht mit höchster Wahrscheinlichkeit aus einem auf der Kapillarachse vorhandenen Keimbläschen. Der Ursprung des Keimbläschens ist soweit ungewiss, s.o.. Die Blase erweitert sich explosionsartig. Darauf weist das kurze Intervall von 80 μ s zwischen den beiden Bildern hin. Die Erklärung der rapiden Volumenänderung liegt in der statistischen Gasttheorie.

$$\beta = \frac{p_e(T)}{\sqrt{2\pi mkT}}$$

β gibt die Zahl von Molekülen an, die im Phasengleichgewicht pro Sekunde auf einen Quadratmeter treffen, wobei $p_e(T)$ der Gleichgewichtsdruck des Dampfes, m die Molekülmasse, k die Boltzmann Konstante und T die Kelvin Temperatur ist. Die Änderung des Radius mit der Zeit ergibt sich mit dem Volumen V eines Dampfmoleküls zu

$$\frac{dr}{dt} = \beta V$$

Mit Zahlenwerten für Wasser in unserem Zustandsbereich bekommen wir die Größenordnung von 10mm in 100ms. Dieses Resultat korreliert vernünftig mit der Blasenexpansion in Fig.3. Bei 80°C liegt das Ergebnis deutlich höher, weil p_e stärker eingeht als die Temperatur unter der Wurzel. Eine genauere Betrachtung muss das Ungleichgewicht und die Verdampfungswärme [Carey 1992] einbeziehen, was aber die Größenordnung nicht wesentlich beeinflusst.

Bei 80°C sieht man in Abb.4 links eine vehemente Tröpfchenzerlegung. Diese ist wahrscheinlich auf die zerstörende Wirkung von eingeschlossenen Bläschen zurück zu führen. Im rechten Bild gibt es kein spontanes Ereignis. Der Strahl verdampft an seiner Grenzfläche. Dadurch steigt die Umgebungsdichte, die wiederum eine Erweiterung des Strahls bedingt, wodurch die Verdampfung angeregt wird, u.s.w..

4.Schluss

Es wurde ein Leitexperiment zur flash-Zerlegung von überhitzten bzw. übersättigten Wasserstrahlen vorgestellt. Entscheidend ist, dass die Strahlen in eine niedrige Dichte eintreten, so dass die aerodynamischen Einflüsse klein gegen die thermodynamischen sind. Man beobachtet sehr unterschiedliches Strahlverhalten bei gleichen Bedingungen. Bei 40°C gibt es einen vollkommen ungestörten Strahl sowie Forminstabilitäten als auch explosionsartiges Aufplatzen. Letzteres kann nur durch Blasenkeime erklärt werden, die wahrscheinlich in der Kapillarströmung durch Ausgasung entstehen.

Bei 80 °C zeigt sich entweder eine explosionsartige Zerlegung in Tröpfchen oder eine Verdampfung. Dieses Verhalten kann entweder durch vorhandene Blasenkeime oder eben durch nicht vorhandene erklärt werden. Welcher Vorgang auch für die Bläschenentstehung in Frage kommt, er ist sicherlich statistisch.

Was die Nutzbarkeit dieser Art der Strahlzerlegung angeht, so wäre es erforderlich die Bläschenentstehung zu kontrollieren und nicht dem Zufall zu überlassen. Weitere Untersuchungen sollten deshalb mit Hochgeschwindigkeitstechnik versuchen die Vorgänge in der Kapillare zu erfassen.

Referenzen

Carey, V. P. (1992): Liquid-vapor phase-change phenomena. An introduction to the thermophysics of vaporization and condensation processes in heat transfer equipment. Washington: Hemisphere Publishing Corporation.

Engelmeier,L. (2017) Flüssige, kohärente Kohlendioxidstrahlen zum Schneiden von Materialien in atmosphärischer Umgebung. Dissertation Ruhr-Universität Bochum, Shaker Verlag

Kitamura,Y.; Morimitsu,H.; Takahashi,T. (1986) Critical superheat for flashing of superheated liquid jets. In:*Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals* 25 (2), 206–211

Lefebvre, A. H. (1989): Atomization and sprays. New York: Taylor & Francis.