

Kapitel 8

Periodische Störungen und der „Lupen“-Effekt

8.1 Lokale periodische Störungen homogener Oszillationen

Periodische Störungen bzw. ein periodisches Antreiben von Oszillationen sind in der Natur weit verbreitet. Das prominenteste Beispiel ist vielleicht der Herzschlag, der durch einen Taktgeber, den Sinusknoten, ausgelöst wird. Auch die Auswirkungen periodischer Störungen eines globalen Parameters, des Sauerstoffpartialdrucks, auf die CO₂-Ratenoszillationen der CO-Oxidation auf Pt(110) wurden untersucht [33, 91, 126–128]. Außerdem stellte vor kurzem Matthias Bertram in seiner Doktorarbeit [129] diverse Muster vor, die bei einer periodischen Variation des CO-Partialdrucks gefunden werden konnten, wobei das ungestörte System bei diesen Messungen chemische Turbulenz zeigte.

Gemeinsam ist diesen Untersuchungen, daß sie die Auswirkungen *globaler* periodischer Störungen eines Reaktionsparameters (des Partialdruckes eines der beiden Reaktionsgase) betrachten. Bei den im ersten Teil dieses Kapitels vorgestellten Messungen geht es jedoch um die Effekte periodischer Störungen, die *lokal* wirken, also nicht über den gesamten Bereich der Probe gleichzeitig. Als Instrument steht dafür wiederum die lokale Erwärmung der Probe durch den fokussierten Laserstrahl zur Verfügung.

Um abschätzen zu können, welche Phänomene evtl. beobachtet werden könnten, soll hier kurz dargestellt werden, welche Auswirkungen periodische Störungen eines einzelnen Oszillators haben können. Nach diesen Effekten kann man dann in den Experimenten suchen, und zwar räumlich aufgelöst zum einen dort, wo die periodische Störung appliziert wurde, und zum ande-

ren an allen übrigen Orten. Darüber hinaus kann man dann die Wechselwirkung zwischen periodisch gestörten Gebieten und solchen, die nicht gestört wurden, untersuchen.

8.1.1 Der periodisch angetriebene Oszillator

Die natürliche Frequenz, mit der der nichtlineare Oszillator von sich aus schwingt, sei ω_0 . Wenn das System nun von einer periodischen Kraft mit Frequenz ω_{ext} und Amplitude K gestört bzw. angetrieben wird, so kann man verschiedene Phänomene beobachten: Steht ω_{ext} in einem rationalen Verhältnis zu ω_0 , $\omega_{ext}/\omega_0 = p/q$ mit $p, q \in \mathcal{N}$, so ergibt sich wieder eine periodische Bewegung.

Ist dieses Verhältnis nun nicht rational, so kann es zum einen zu einer quasiperiodischen Bewegung kommen, bei der die Beiträge der beiden Frequenzen ω_{ext} und ω_0 dazu führen, daß sich keine Periode ausbildet. Alternativ kann es aber auch zu einem sogenannten *Frequenzeinfang* („*entrainment*“) [91, 130] kommen. In einem solchen Fall oszilliert das System mit einer Frequenz ω , welche in einem rationalen Verhältnis zur externen Frequenz ω_{ext} steht. Ein solcher Frequenzeinfang wurde bereits in diversen Systemen beobachtet [1, 7, 33, 36].

Trägt man für eine feste Amplitude K das Verhältnis von $\omega_{ext}/\omega = w$ gegenüber ω_{ext} auf, so erhält man die sogenannte *Teufelsleiter* (oder auch „*devil's staircase*“), eine monoton anwachsende, stetige Funktion mit Plateaus endlicher Breite zu jedem rationalen w , welches auch als *Windungszahl* bezeichnet wird. In Abbildung 8.1a ist ein Beispiel einer solchen Teufelsleiter gezeigt. Es fällt auf, daß mit größer werdendem Nenner die Breite der Plateaus abnimmt.

Trägt man in die Ebene, die von K und ω_{ext} aufgespannt wird, die Bereiche ein, in denen der Oszillator periodisch oszilliert, so erhält man die sogenannten Arnol'd-Zungen, welche in Abbildung 8.1b exemplarisch gezeigt sind. Mit zunehmendem K ($K < 1$) wird der Bereich um jede rationale Windungszahl w , bei der die Frequenz „eingefangen“ wird, größer.

8.1.2 Das Experiment

Um eine möglichst symmetrische Situation zu erhalten, wurde der Laser mit konstanter Geschwindigkeit entlang eines Kreises auf der Probe bewegt. Dadurch wurde jeder Punkt des Kreises periodisch vom Laserspot erwärmt. Gleichzeitig war hierdurch sichergestellt, daß die Temperatur der Probe konstant blieb, da der Laserspot sich zu jedem Zeitpunkt auf der Probe befand. Die Periode der Störung, der lokalen Erwärmung der Probe, wurde durch

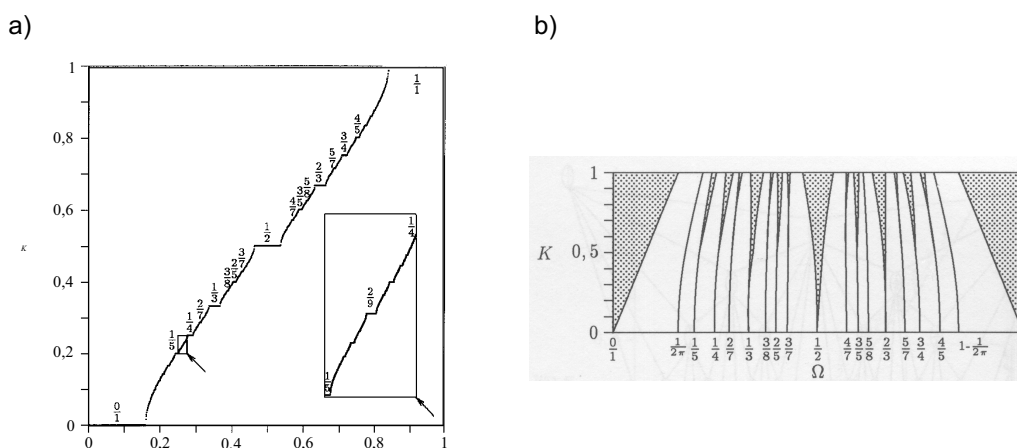


Abbildung 8.1: a) Beispiel für eine Teufelsleiter. b) Beispiel für Arnol'd-Zungen. Beides aus [130].

die Geschwindigkeit geregelt, mit der der fokussierte Laser den immer gleichen Weg abfuhr. Die übrigen Parameter, CO- und Sauerstoffpartialdruck sowie Proben temperatur, wurden so eingestellt, daß homogene Oszillationen auftraten. Jede einzelne Messung wurde so durchgeführt, daß von der identischen Ruheposition des Lasers ausgehend für ca. 90 s die Kreise geschrieben wurden. Zwischen den einzelnen Messungen war der Laser für kurze Zeit (< 1 min) in Ruhe.

8.1.3 Ergebnisse der Messungen

Die beobachteten Phänomene lassen sich in drei Bereiche anhand des Verhältnisses ω_{ext}/ω_0 unterteilen, $\omega_{ext}/\omega_0 < 1$, $\omega_{ext}/\omega_0 \approx 1$ und $\omega_{ext}/\omega_0 > 1$, wobei ω_{ext} jetzt die Umlauffrequenz des Lasers ist und ω_0 die Frequenz der homogenen Oszillation. Beispielmessungen für alle drei Bereiche sind in Abbildung 8.2 gezeigt.

$$\omega_{ext}/\omega_0 < 1$$

Ist ω_{ext} deutlich kleiner als ω_0 , so braucht der Laserspot mehr als eine Periode (T_0) der homogenen Oszillation, um einmal den Kreis zu umlaufen. Benötigt er z.B. drei Perioden der homogenen Oszillation, kann man nacheinander während der dunklen (sauerstoffbedeckten) Phase der Oszillation jeweils einen der drei hellen Flecken, die in Abbildung 8.2a abgebildet sind, beobachten.

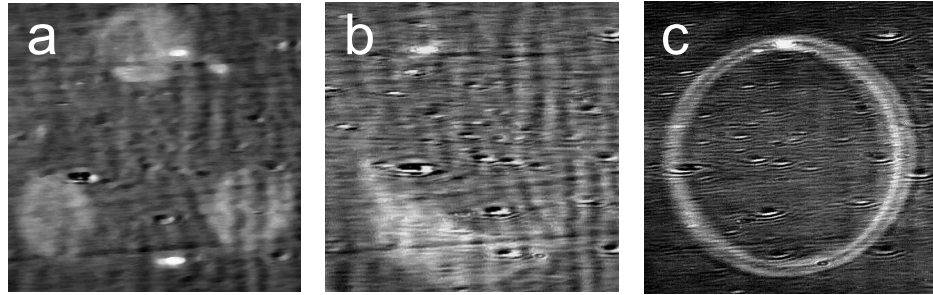


Abbildung 8.2: a) Die Periode für einen Umlauf des Laserspots ist ca. $3T_0$. In jeder dunklen Phase der Oszillation ist ein heller Fleck zu beobachten, der nacheinander an den drei gezeigten Stellen auftritt. Das Bild wurde aus drei Einzelbildern zusammengesetzt. b) Einzelbild für $\omega_{ext}/\omega_0 \approx 1$. c) Einzelbild für $\omega_{ext}/\omega_0 = 8,78$. Der Durchmesser des Kreises betrug für alle Messungen ca. $880 \mu\text{m}$. Die übrigen Parameter waren: $p_{\text{O}_2} = 3,0 \times 10^{-4}$ mbar, $L_p = 3$ W, $T = 538$ K (a und b), $T = 535$ K (c), $p_{\text{CO}} = 9,2 \times 10^{-5}$ mbar (a und b), $p_{\text{CO}} = 8,9 \times 10^{-5}$ mbar (c).

Für den Fall, daß die Periode eines Umlaufs des Lasers T_{ext} nicht genau in einem rationalen Verhältnis zur Periode der homogenen Oszillation steht, kann man ebenfalls solche Strukturen beobachten. Nur sind sie in diesem Fall nicht stationär, sondern bewegen sich entlang des Kreises. So ergibt die Kombination von laufendem Laserspot und homogenen Oszillationen, bei der $\omega_{ext} = 0,36\omega_0$ ist, einen Bereich anderer Phase, der sich bei jedem Auftreten leicht gegenüber seiner letzten Position bewegt hat. Dies ist in Abbildung 8.3 verdeutlicht, in der zwei Raum-Zeit-Diagramme gezeigt werden, die parallel zum Pfad des Laserspots in einem Abstand von $75 \mu\text{m}$ außerhalb des Kreises erzeugt wurden¹. In Abbildung 8.3a ist das Raum-Zeit-Diagramm gezeigt, das zu Abbildung 8.2a gehört. Man erkennt, daß die durch den Laser hervorgerufenen Störungen immer ungefähr an den gleichen Stellen auftauchen. Eine leichte Drift gibt es aber auch in dieser Messung. Abbildung 8.2b gehört zu einer Messung, bei der $\omega_{ext} = 0,36\omega_0$ war. Hier „wandern“ die Störungen im Laufe der Zeit wesentlich schneller entlang des Kreises. Eine einzelne Störung benötigt aber immer noch ca. 37 Oszillationen, um den Kreis einmal zu umschreiten. 37 Oszillationen entsprechen einer „Verstimmung“ um $1/37 = 0,027$, was gut zum gemessenen Frequenzverhältnis von 0,36 paßt ($0,3 + 0,027 = 0,327$).

Das eingefügte Bild in Abbildung 8.3a zeigt die Vergrößerung einer Stö-

¹Dieser Abstand wurde gewählt, um etwaiges Streulicht des Lasers im Raum-Zeit-Diagramm zu vermeiden und trotzdem den lokalen Einfluß erkennen zu können.

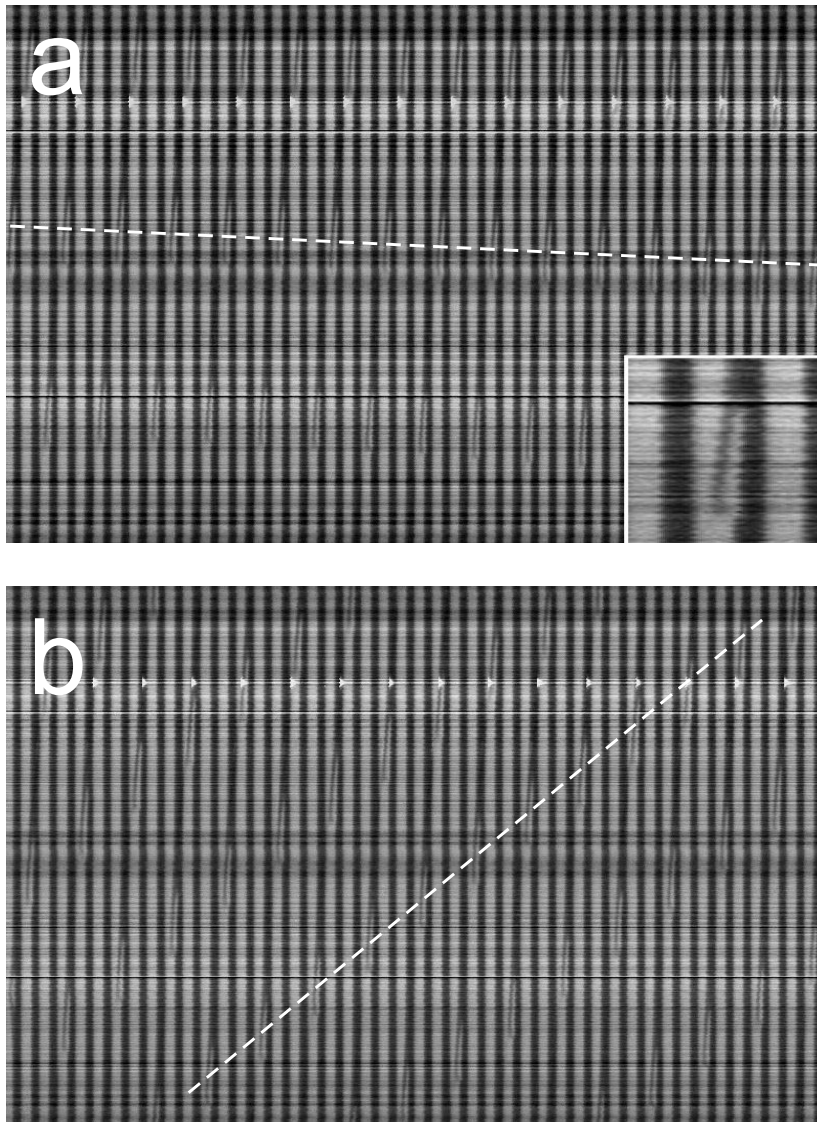


Abbildung 8.3: a) Raum-Zeit-Diagramm zu Abbildung 8.2a. Die gestrichelte Linie zeigt, daß auch bei dieser Messung die hellen Flecken der Störung leicht wanderten b) $\omega_{ext}/\omega_0 = 0,36$: Die Störung wandert wesentlich schneller um den Kreis herum. (Gleiche experimentelle Bedingungen.)

rung im Raum-Zeit-Diagramm und gibt einen ersten Hinweis auf den Mechanismus für das Zustandekommen der begrenzten hellen Flecken in den dunklen Phasen. Besseren Aufschluß vermittelt jedoch der Ausschnitt (Abbildung 8.4) aus dem Raum-Zeit-Diagramm, welches diesmal entlang eines

geraden Schnittes durch den Kreis erzeugt wurde. Der Ausschnitt zeigt einen der beiden Durchstoßpunkte des Kreises. Vergleicht man dieses Diagramm

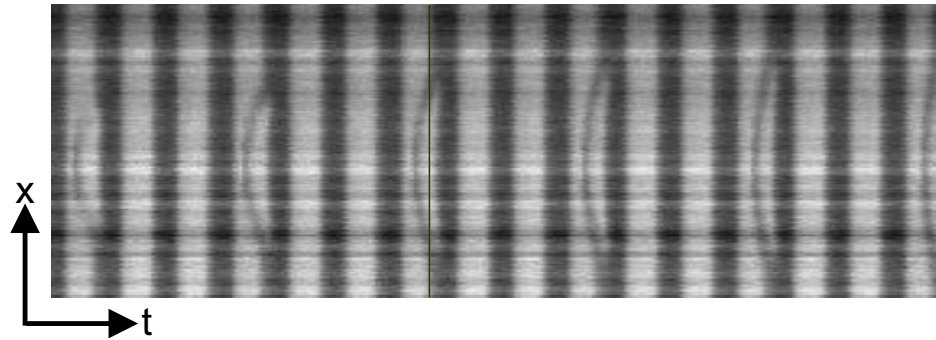


Abbildung 8.4: Raum-Zeit-Diagramm zur Messung aus Abbildung 8.2a entlang einer Linie, die den Kreis, der vom Laserspot beschrieben wird, schneidet. An einer Stelle ist der Beginn der dunklen Phase der homogenen Oszillation durch einen dunklen Strich gekennzeichnet, um die Verzögerung in der Nähe des Durchstoßpunktes des vom Laserspot beschriebenen Kreises zu zeigen.

mit dem, welches für einen stationären Laserspot in homogenen Oszillationen erzeugt wurde (Abbildung 5.10b), so fallen sofort die wesentlichen Ähnlichkeiten ins Auge: Bei beiden Diagrammen ist eine Welle zu erkennen, die von der Position des Lasers ausgesandt wird und die im weiteren Verlauf der Messung zu einem etwas verspäteten Einsetzen der dunklen Phase der homogenen Oszillationen führt. Während allerdings der stationäre Laserspot zu Beginn jeder hellen Phase eine solche Welle aussendet, erzeugt der umlaufende Laserspot nur dann, wenn er sich gerade am Ort des Raum-Zeit-Diagramms befindet, eine solche Welle. Da er mit $T_0/3$ umläuft, ist dies nur alle drei Oszillationen der Fall.

An Abbildung 8.3 kann man noch etwas ablesen: Die einzelnen Störungen werden durch den Laserspot immer nur während der hellen Phasen (hauptsächlich CO-bedeckt) erzeugt. Während der dunklen Phasen scheint die lokale Erwärmung keinen Einfluß zu haben. So zeigt auch der auf der anderen Seite des Kreises liegende Durchstoßpunkt (nicht gezeigt, aber siehe auch Abbildung 8.9) des für Abbildung 8.4 erzeugten Raum-Zeit-Diagramms lange keine Störungen. Erst nachdem die leichte Unstimmigkeit zwischen ω_{ext} und $\omega_0/3$ dazu geführt hat, daß sich die Stelle der Störung etwas entlang des Kreises verschoben hat, werden auch am zweiten Durchstoßpunkt ausgesandte Wellen sichtbar. Dafür verschwinden diese am ersten Durchstoßpunkt. Daraus kann man schließen, daß die lokale Erhöhung der Temperatur hauptsächlich

dann eine Wirkung entfaltet, wenn die Probe CO-bedeckt ist und somit die erhöhte Desorption von CO vermehrt zum Tragen kommt.

Eine Schlußfolgerung aus dieser Beobachtung sollte sich an den Experimenten verifizieren lassen: Wirkt der Laser vornehmlich während der CO-bedeckten Phase der Oszillation, so sollte die Größe der Störung, die in der dunklen Phase beobachtet werden kann, von der vom Laserspot in der hellen Phase zurückgelegten Wegstrecke abhängen. Je mehr CO-bedeckte Fläche er beeinflußt, desto größer sollte die Störung, die man beobachtet, werden. In der Tat nimmt die Größe der Störungen mit zunehmender Geschwindigkeit des Laserspots zu. Ein Beispiel für $\omega_{ext} = 0,72\omega_0$ ist als Momentaufnahme und Raum-Zeit-Diagramm entlang des Kreises in Abbildung 8.5 gezeigt. In beiden ist deutlich zu sehen, daß die Störung einen wesentlich größeren Bereich des Kreises einnimmt als die in den Abbildungen 8.2a und 8.3a gezeigten.

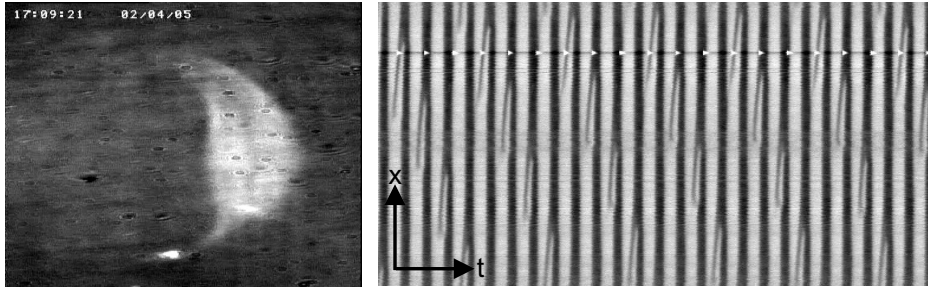


Abbildung 8.5: a) Einzelbild einer Störung während der dunklen Phase der Oszillation. b) Raum-Zeit-Diagramm parallel zum Kreis (Abstand $75 \mu\text{m}$). Experimentelle Parameter: Windungszahl $w = 0,72$, $T = 538 \text{ K}$, $p_{\text{CO}} = 9,2 \times 10^{-5} \text{ mbar}$, $p_{\text{O}_2} = 3,0 \times 10^{-4} \text{ mbar}$, $L_p = 3 \text{ W}$.

$$\omega_{ext}/\omega_0 \gg 1$$

Für den Fall, daß $\omega_{ext} \gg \omega_0$ ist, läuft der Laserspot mehr als einmal innerhalb einer Periode der homogenen Oszillation um den Kreis. Ein Beispiel für $w = 8,78$ ist in Abbildung 8.6 gezeigt. Auch hier ist wieder der Vergleich mit Abbildung 5.10 instruktiv. Im Raum-Zeit-Diagramm ist eine schwache Störung zu sehen, die dem Aussenden einer Welle entspricht, wie sie auch in Abbildung 5.10b zu sehen ist. Die Zeitserie weist deutliche Parallelen zur Zeitserie des stationären Laserspots in homogenen Oszillationen auf. Nur ist das Zentrum der Welle in diesem Fall kein einzelner Punkt, sondern ein Ring. Der Ring sendet eine – wiederum ringförmige – Welle aus, die durch die dunkle Phase der globalen Oszillation ausgelöscht wird. Das System wird

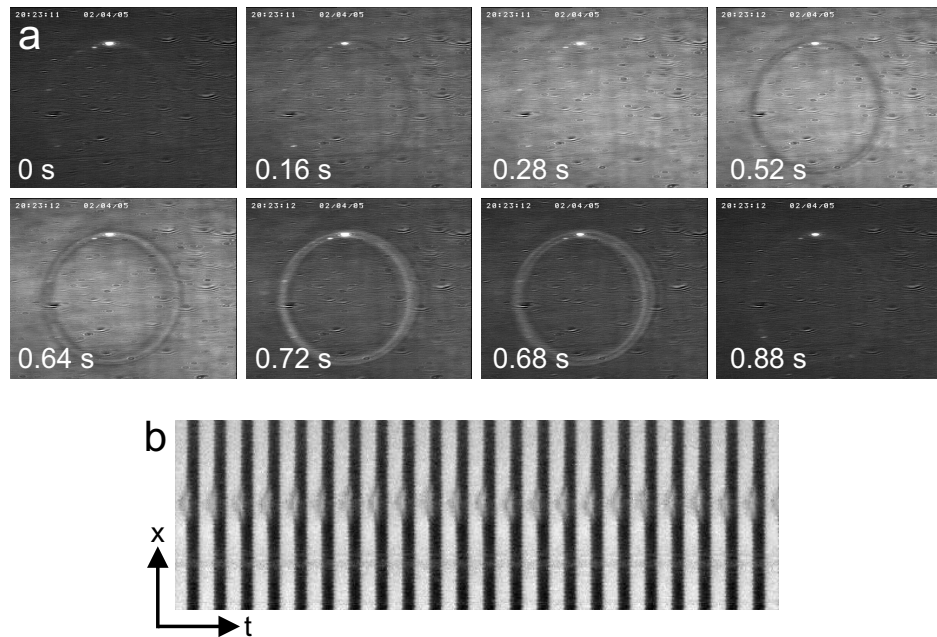


Abbildung 8.6: a) Sequenz von Momentaufnahmen einer Periode der globalen Oszillation. b) Raum-Zeit-Diagramm entlang einer geraden Strecke, die den Kreis des Laserspots an einer Stelle durchstößt. Experimentelle Parameter: $w = 8,78$, $T = 535$ K, $p_{\text{CO}} = 8,9 \times 10^{-5}$ mbar, $p_{\text{O}_2} = 3,0 \times 10^{-4}$ mbar, $L_p = 3$ W.

analog zur Situation des stationären und des sich langsam bewegenden Lasers in diesem Moment wieder auf einen einheitlichen Ausgangszustand gebracht.

Die in diesem Fall ausgesandte Welle ist deutlich schwächer als die Welle, die bei einem stationären oder sich langsam bewegenden Laserspot erzeugt wird. Das rührt daher, daß die Laserleistung bei allen hier vorgestellten Experimenten konstant gehalten wurde, um gleichbleibende Temperaturen der Probe zu gewährleisten. Das bedeutet aber für größere ω_{ext} und somit größere Geschwindigkeiten, mit denen der fokussierte Laser den Kreis abfährt, daß sich die Verweildauer an jedem einzelnen Punkt verringert. Daher ist die Amplitude ΔT , mit der der Laser die homogene Oszillation stört, ebenfalls geringer, auch wenn seine über die Zeit auf die Probe gebrachte Energie immer die gleiche ist.

Verringert man ω_{ext} etwas, so daß zum Beispiel $\omega_{ext} = 4,76 \omega_0$ wird (Abbildung 8.7), so erhält man einen Zwischenzustand zwischen dem des sich langsam bewegenden Laserspots, der dem stationären Laserspot ähnlich ist, und dem des sich so schnell bewegenden Laserspots, daß das System prak-

tisch nur einen Ring leicht erhöhter Temperatur wahrnimmt. In diesem Fall

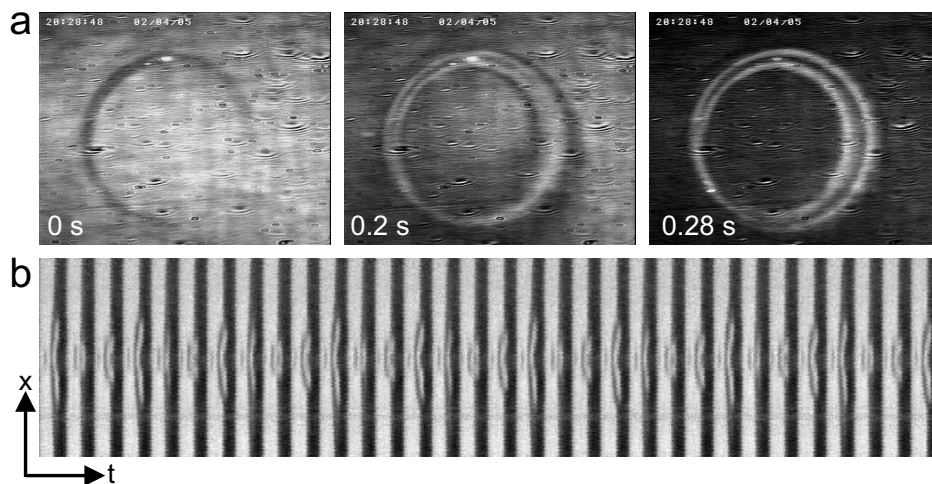


Abbildung 8.7: a) Drei Momentaufnahmen, die verdeutlichen, daß zwar der ganze Ring gestört wird, aber, da der Laser nicht mehr ganz so schnell den Kreis umläuft wie in Abbildung 8.6, die Störung lokal auf dem Kreis variiert. b) Raum-Zeit-Diagramm entlang einer geraden Strecke, die den Kreis des Laserspots an einer Stelle durchstößt. Experimentelle Parameter: $w = 4,76$, $T = 535$ K, $p_{\text{CO}} = 8,9 \times 10^{-5}$ mbar, $p_{\text{O}_2} = 3,0 \times 10^{-4}$ mbar, $L_p = 3$ W.

ist der Laser sogar in der Lage, mehrmals pro helle Phase eine Welle auszulösen (Abbildung 8.7b). Allerdings ist die Reichweite der ersten Welle sehr klein.

$$\omega_{ext}/\omega_0 \approx 1$$

Reduziert man die Umlaufgeschwindigkeit des Laserspots weiter, so nähert man sich dem Bereich, in dem w ungefähr 1 wird. In diesem Bereich erscheint die Wahrscheinlichkeit, einen Frequenzeinfang beobachten zu können, am größten (siehe Abbildung 8.1b). In den hier vorgestellten Messungen konnte jedoch kein Entrainment beobachtet werden: Mit einer Ausnahme sind in allen Frequenzspektren beide Frequenzen, ω_0 und ω_{ext} , deutlich zu sehen. Ein Beispiel ist in Abbildung 8.8a für $\omega_{ext} = 1,12 \omega_0$ gezeigt. Die Ausnahme bildet das Spektrum für die Messung, in der $\omega_{ext} = 0,99 \omega_0$ ist (Abbildung 8.8b). In diesem letzten Fall könnte man von Frequenzeinfang sprechen, wenn man sicher sein könnte, daß sich die Frequenz des Systems an die Forcing-Frequenz des Laserspots angepaßt hat. Da aber ω_0 im Laufe der Zeit eine kleine Drift verzeichnete, kann man anhand des Frequenzspektrums allein nicht entscheiden, ob es zu einem Entrainment kam oder aber ob nur die Auflösung des

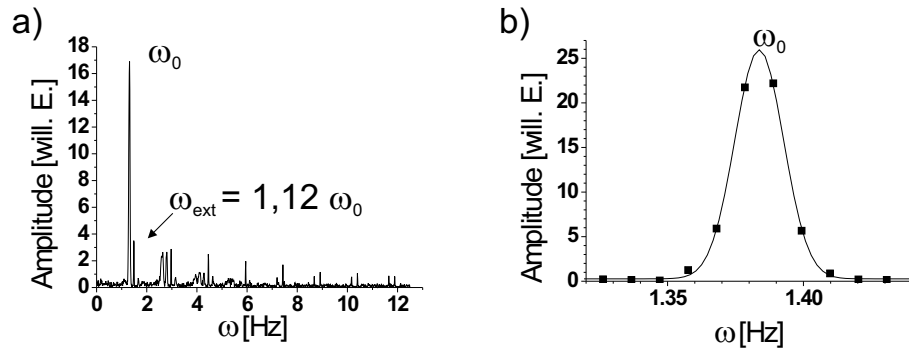


Abbildung 8.8: Zwei Frequenzspektren, die auf dem Kreis, den der Laser-spot abfährt gemessen wurden: a) $w = 1, 12$, b) $w = 0, 99$. In (a) sind beide Frequenzen ω_0 und ω_{ext} deutlich zu erkennen. (b) Zeigt nur den Ausschnitt nahe ω_0 . Man erkennt, daß die Auflösung nicht ausreicht, um ω_0 von ω_{ext} zu unterscheiden.

Spektrums nicht ausreicht, um beide Frequenzen zu detektieren. Da aber die Frequenz ω_0 in einiger Entfernung vom Kreis identisch mit der auf dem Kreis gemessenen ist und es anhand des Raum-Zeit-Diagramms (Abbildung 8.9) keinen Anhaltspunkt dafür gibt, daß das Forcing des Lasers in dieser Entfernung einen Einfluß auf die Oszillation hat, ist davon auszugehen, daß in der Tat auch für fast identische Frequenzen ω_{ext} und ω_0 kein Entrainment beobachtet werden kann.

Es soll an dieser Stelle noch ein weiterer Versuch dargestellt werden, den lokalen Einfluß des Forcings durch den Laserspot auf die globalen Oszillationen in Abhängigkeit von ω_{ext}/ω_0 zu messen. Wenn man davon ausgeht, daß beide Frequenzen sich gegenseitig nicht beeinflussen, sollte das Verhältnis der Amplituden $\phi = A_{ext}/A_0$ der beiden Frequenzen im Fourierspektrum konstant sein. Wenn man darüber hinaus noch berücksichtigt, daß mit größerem ω_{ext} die Umlaufgeschwindigkeit des Laserspots größer wird und – wie oben besprochen – damit die Amplitude des Forcings abnimmt, sollte für größere ω_{ext} das Verhältnis der Amplituden abnehmen.

Diese Berechnungen wurden für alle Punkte auf sieben Kreisen – direkt auf dem Pfad des Lasers und auf Kreisen, die jeweils 25, 50 und 75 μm kleinere bzw. größere Radii hatten – durchgeführt und jeweils gemittelt. Die Ergebnisse für zwei verschiedene Meßreihen, die sich im Bereich $2,5 < \omega_{ext}/\omega_0 < 3$ überlappen, sind in Abbildung 8.10a dargestellt. Der Punkt für $\omega_{ext}/\omega_0 = 0,99$ wurde nicht mit aufgenommen, da ω_{ext} und ω_0 nicht einzeln zu erkennen waren.

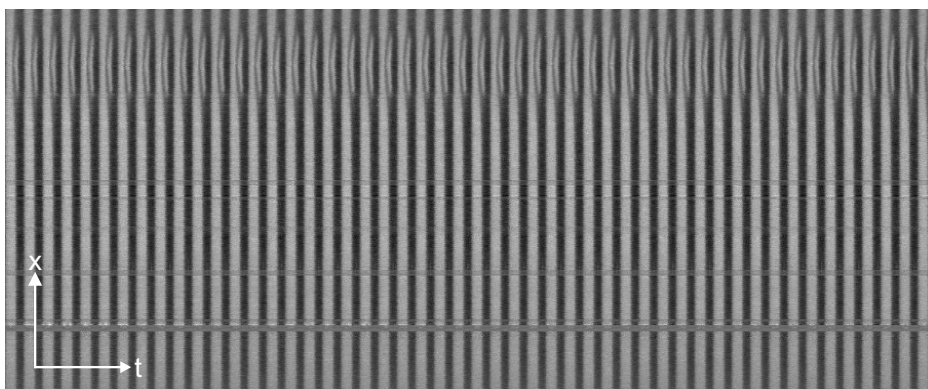


Abbildung 8.9: Raum-Zeit-Diagramm entlang eines Schnittes durch den Kreis. Die homogene Oszillation in einiger Entfernung vom Kreis zeigt keine Beeinflussung durch das Geschehen auf dem Kreis. Der zweite Durchstoßpunkt ist zwar im Raum-Zeit-Diagramm enthalten, zeigt aber kein Aussenden von Wellen, da der Laserspot bei $w = 1$ nur eine einzige Störung entlang des Kreises erzeugt, welche stationär ist. Auf dem Teil des Kreises, den der fokussierte Laser während der sauerstoffbedeckten Phase überstreicht, werden keine Störungen erzeugt.

Wenn man zuerst die Meßreihe betrachtet, die den Bereich um $\omega_{ext}/\omega_0 \approx 1$ enthält, so fällt auf, daß es zwar anscheinend ein Maximum im Bereich $\omega_{ext}/\omega_0 = 1$ geben könnte, daß dieses Maximum aber nur durch einen einzigen Meßpunkt dargestellt wird. Von kleinen Werten von ω_{ext}/ω_0 kommend gibt es zwar – von einem Ausreißer abgesehen² – einen kontinuierlichen Anstieg von ϕ , aber für Werte $\omega_{ext}/\omega_0 > 1$ gibt es keinen Abfall. Das Amplitudenverhältnis ist für diesen Bereich bei recht großer Streuung ungefähr konstant, was die Vermutung nahe legt, daß auch der Meßpunkt, der das Maximum anzuzeigen scheint, auf die Streuung der Meßdaten zurückzuführen ist.

Die zweite Meßreihe, die bei leicht geänderten Bedingungen aufgenommen wurde,³ zeigt den erwarteten Abfall des Amplitudenverhältnisses mit zunehmendem ω_{ext}/ω_0 . Sie zeigt außerdem im Gegensatz zur ersten Meßreihe eine deutlich ausgeprägtere Abhängigkeit vom Ort, an dem ϕ bestimmt wurde. Direkt auf dem Kreis des Laserspots ist ϕ maximal, und mit wach-

²Der Ausreißer liegt bei $\omega_{ext}/\omega_0 = 0,71$ und damit nicht in der Nähe einer der größeren Arnol'd-Zungen. Er ist also in der Tat nur ein Ausreißer.

³Sowohl die Position des Kreises als auch die Temperatur und der CO-Partialdruck waren leicht unterschiedlich. Außerdem wurde die Probe zur Säuberung zwischen den Meßreihen einmal auf ca. 1000 K erwärmt.

sendem Abstand der Meßkreise wird ϕ kleiner, wobei es keinen Unterschied zu machen scheint, ob der Meßkreis größer oder kleiner als der ursprüngliche Kreis des Laserspots ist.

Diese Ortsabhängigkeit von ϕ ist exemplarisch für einige Werte von w aus den beiden Meßreihen in Abbildung 8.10b und 8.10c dargestellt. Dazu wurde ϕ jeweils entlang eines geraden Schnittes durch den vom Laserspot gezogenen Kreis berechnet. Man erkennt, daß es bei der ersten Meßreihe in der Nähe von $w = 1$ direkt auf dem Kreis des Lasers ein zusätzliches Minimum gibt, welches für $w \neq 1$ entweder wesentlich weniger stark ausgeprägt ist oder aber für $w > 2,4$ gar nicht mehr vorhanden ist. Die „Reichweite“ der Störungen entspricht der der ausgesandten Wellen. Abbildung 8.10c zeigt, daß mit zunehmendem w auch die Reichweite der Störung abnimmt.

Zusammenfassung der Meßergebnisse des Forcing-Experiments

Zusammenfassend muß festgestellt werden, daß kein Frequenzeinbruch beobachtet werden konnte. Die beobachteten Phänomene lassen sich analog zu denen des stationären Laserspots erklären, sowohl für den relativ langsamen Laserspot, der an dem Ort, an dem er sich gerade befindet, wie ein stationärer wirkt, als auch für den relativ schnellen Laserspot, der einen Ring erzeugt, der sich wie eine stationäre ringförmige Temperaturinhomogenität verhält. Der Übergang zwischen den beiden Gebieten ist kontinuierlich. In der Nähe von $w = \omega_{ext}/\omega_0 = 1$ tritt eine lokal auf den Pfad des Laserspots begrenzte Reduktion des Amplitudenverhältnisses $\phi = A_{ext}/A_0$ auf, welches nicht erklärt werden konnte. Die lokale Messung von $\phi = \phi(x)$ gibt ein Maß für die Reichweite der durch den Laser verursachten Störung. Diese Reichweite entspricht gerade der Distanz, die die vom fokussierten Laser ausgesandten Wellen zurücklegen können, bevor sie von der dunklen Phase der globalen Oszillation ausgelöscht werden.

8.2 Der „Lupen“-Effekt

Bei dem Versuch, Messungen im Oszillatorischen durchzuführen, bei denen ähnlich wie bei den Messungen aus Kapitel 7 der Laserspot entlang einer Linie bewegt wird, gab es einen im ersten Moment überraschenden Effekt, wenn die Probe keine homogenen Oszillationen ausführte, sondern Muster sehr kleiner Wellenlänge aufwies. Diese Muster waren nahe an der Auflösungsgrenze des EMSI und wiesen einen recht schlechten Kontrast auf, was darauf hindeutet, daß die Amplitude, also die Unterschiede in der Bedeckung von hauptsächlich Sauerstoff bzw. CO, relativ klein waren. Wenn man unter solchen Ausgangsbedingungen den Laserspot bewegte, so sah der vom

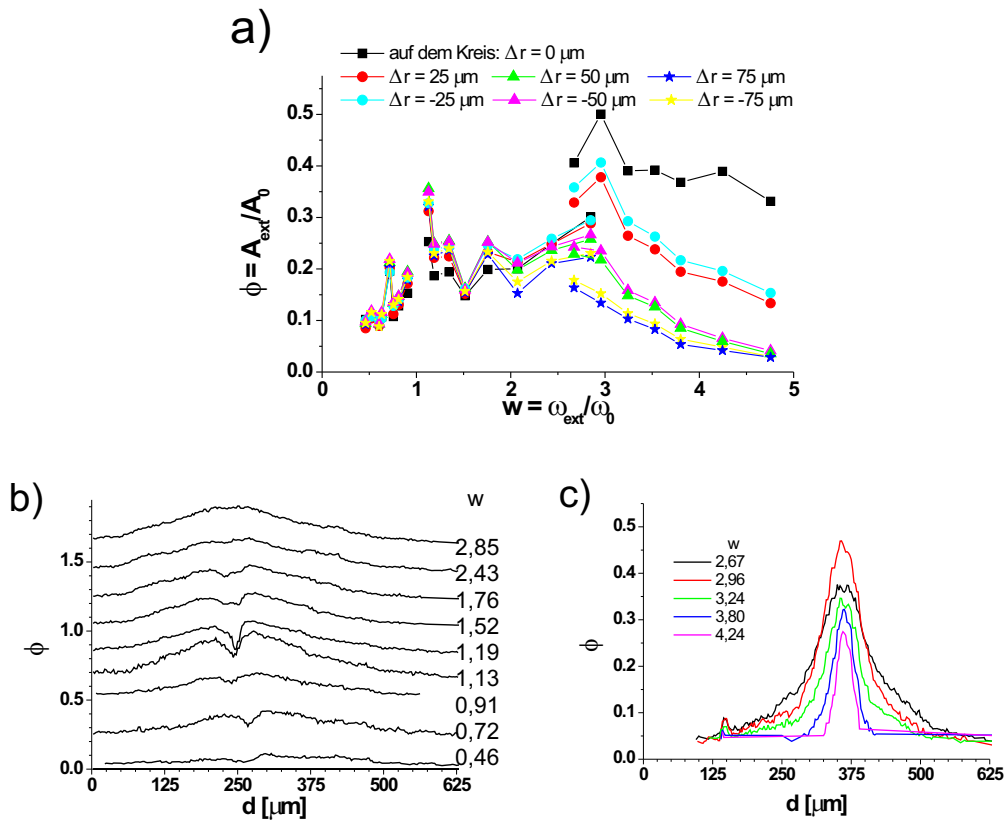


Abbildung 8.10: a) Verhältnis ϕ der Amplitude der externen Anregung durch den Laser A_{ext} und der der globalen Schwingung A_0 für verschiedene Abstände vom Kreis des Laserspots in Abhängigkeit von w . b) $\phi(x)$ für Messungen in der Nähe von $w = 1$ (Meßreihe 1). Zur besseren Übersicht sind die einzelnen Kurven gegeneinander verschoben. c) $\phi(x)$ für Messungen mit $w > 1$ (Meßreihe 2). Detaillierte Erläuterungen im Text.

fokussierten Laser überstrichene Bereich für den Beobachter aus, als würden die dort vorhandenen Muster wie mit einer Lupe vergrößert: Wo vorher die Wellenlänge sehr klein und der Kontrast recht schlecht war, konnte jetzt mit besserem Kontrast in einem gewissen Bereich um den Pfad des Lasers herum ein Muster mit größerer Wellenlänge beobachtet werden. Leider ist dieser Effekt auf Einzelbildern nur schlecht wiederzugeben. Ein Versuch ist in Abbildung 8.11 gemacht worden.

Wesentlich besser jedoch ist der Effekt im Raum-Zeit-Diagramm entweder entlang des Laserpfades oder aber auch senkrecht zu diesem zu erkennen. In Abbildung 8.12a ist ein Raum-Zeit-Diagramm entlang des Laserpfades

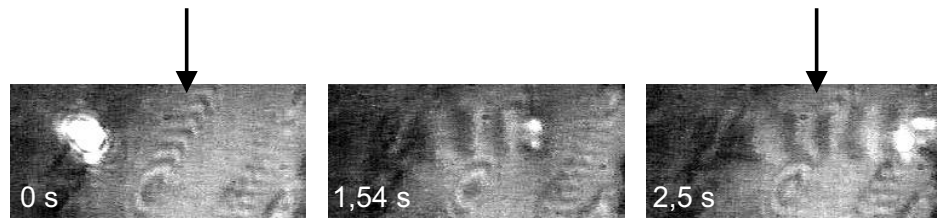


Abbildung 8.11: EMSI-Momentaufnahmen des Lupen-Effekts. An der Stelle, die durch den schwarzen Pfeil markiert ist, kann man ansatzweise den Lupen-Effekt erkennen, während der Laserspot diesen Bereich überstreicht. Parameter: $T = 551 \text{ K}$, $p_{\text{CO}} = 9,8 \times 10^{-5} \text{ mbar}$, $p_{\text{O}_2} = 3,0 \times 10^{-4} \text{ mbar}$, $L_p = 1 \text{ W}$. Die Geschwindigkeit des Laserspots betrug $180 \mu\text{m/s}$.

gezeigt. Es ist deutlich zu sehen, daß der überstrichene Bereich nach der Erwärmung durch den Laserspot Oszillationen mit deutlicherem Kontrast ausführt, welche allerdings nach einiger Zeit wieder zu ihrer alten Form zurückkehren. In Abbildung 8.12b, dem Raum-Zeit-Diagramm senkrecht zum Laserpfad, ist zum einen der gleiche Effekt zu erkennen, zum anderen sieht man aber auch, daß der involvierte Bereich über den unmittelbaren Pfad des fokussierten Lasers hinausreicht. Bestimmt man die Breite dieses Bereichs in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit, mit der der Laserspot bewegt wird, so erhält man ein Maximum (Abbildung 8.13, Seite 104).

Des weiteren kann man die lokale Frequenz bestimmen, mit der die Probe vor und unmittelbar nach der Einwirkung des Laserstrahls oszilliert (Abbildung 8.14, Seite 104). Es stellt sich heraus, daß die Frequenz lokal durch den Laserspot leicht erniedrigt wird, was zu den langwelligeren Mustern führt und den Eindruck einer Lupenwirkung vermittelt. Der Laserspot scheint die Phase zu setzen (auf sauerstoffbedeckt, dunkel) und dann die Probe ihrer natürlichen Oszillation zu überlassen. Interessant ist, daß die Bereiche mit niedriger Frequenz nicht, wie man das vielleicht erwarten würde, von außen von den Bereichen höherer Frequenz und kurzwelligeren Mustern verdrängt werden, sondern daß sie sich im Laufe der Zeit von sich aus wieder an die höhere Frequenz anpassen, wie man an den Raum-Zeit-Diagrammen in Abbildung 8.12 sehen kann. Der Prozeß, der hierzu führt, ist ebenfalls am Raum-Zeit-Diagramm ablesbar: Betrachtet man Abbildung 8.12a, so sieht man, daß durch die Geschwindigkeit des Laserspots die Punkte entlang des Laserpfades eine Phase relativ zueinander vorgegeben bekommen haben. Diese Phasenbeziehung verlieren sie aber im Laufe der Zeit (es entstehen Krümmungen in den vorher relativ geraden Linien) z.B. dadurch, daß sich einige Punkte zu Wellenquellen entwickeln, welche anscheinend eine leicht erhöhte Schwin-

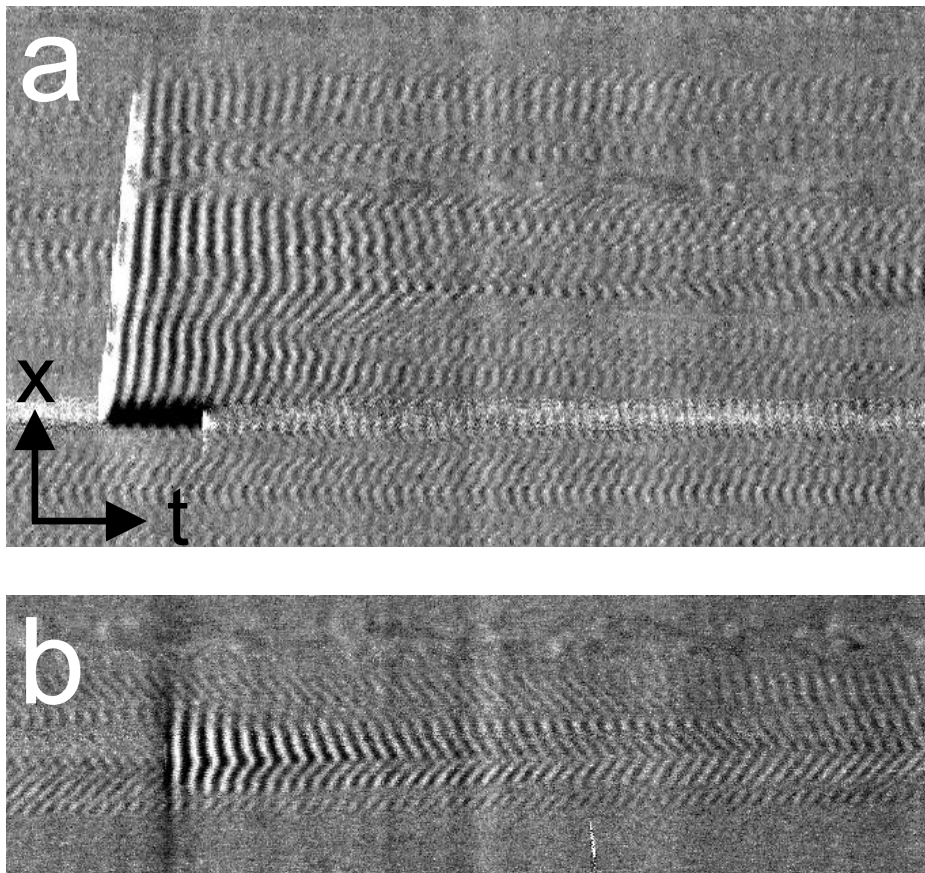


Abbildung 8.12: Raum-Zeit-Diagramme der gleichen Messung, die in Abbildung 8.11 gezeigt wurde, einmal entlang des Laserpfades (a) und einmal senkrecht zu diesem (b). In (a) erkennt man anfangs den stationären Laser-spot, der sich dann nach ca. 63 s anfängt zu bewegen, nach 32 s die Linie verläßt und nach weiteren 44 s wieder auf den Anfangspunkt zurückkehrt. In beiden Diagrammen ist eine deutliche Zunahme des Kontrastes der auf dem Pfad des Laserspots beobachteten Muster erkennbar.

gungsfrequenz aufweisen. Nach einiger Zeit ist der alte Zustand wiederhergestellt.

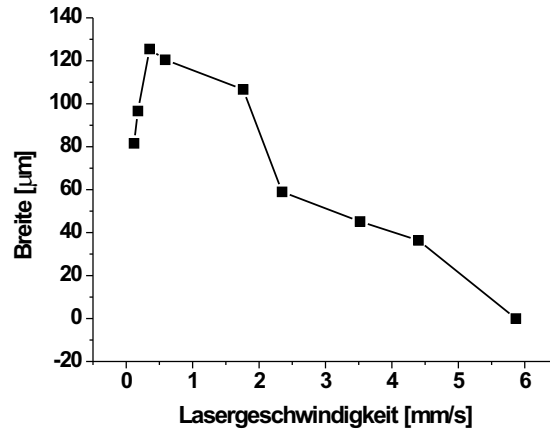


Abbildung 8.13: Der Lupen-Effekt hat eine gewisse Breite, die anhand der EMSI-Bilder bestimmt werden kann. Die Ausdehnung des betroffenen Gebietes senkrecht zur Richtung des Laserpfades ist hier in Abhängigkeit der Geschwindigkeit, mit der der Laserspot bewegt wird, dargestellt. Sonstige experimentelle Parameter siehe Abbildung 8.11.

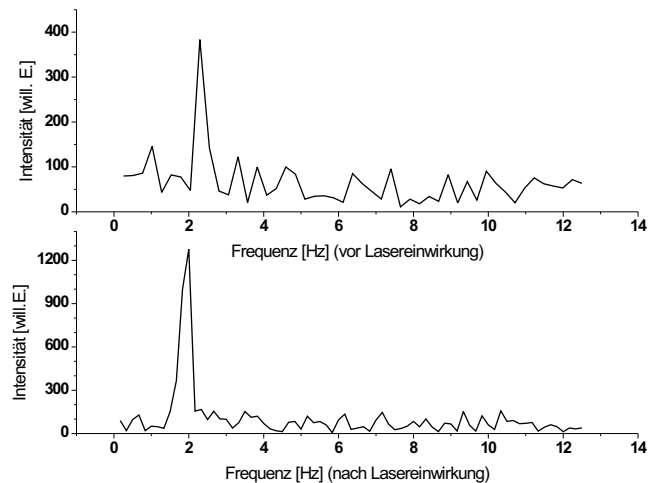


Abbildung 8.14: Beispiel für Frequenzspektren der Oszillation vor (oben) und nach (unten) der Einwirkung des bewegten Laserspots.